

Grey Scale #13



A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19



THINGS

7/1/12



2015
BIBLIOTEKA „PRZEGLĄDU ARTYLERYJSKIEGO“

Nr. 3.

BALISTYKA WEWNĘTRZNA

OPRACOWAŁ

MIECZYŚLAW WINDAKIEWICZ

GEN. BRYG. W ST. SPOCZ.

WYKŁADOWCA W SEKCJI UZBROJENIA
POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ

dop. 1/2

WARSZAWA — 1929

NAKŁADEM „PRZEGLĄDU ARTYLERYJSKIEGO“

WARSZAWA, UL. NOWOWIEJSKA 1

4.50

Część druga.

Teorja statyki wybuchu.

ROZDZIAŁ I.

	str.
1. Cechy charakterystyczne wybuchu	21
2. Własności gazów wybuchowych	22
3. Pobudzenie do zgazowania	24
4. Wydajność energii cieplnej i proces spalania	25
5. Impet działania (bryzancja) ciał wybuchowych	27

ROZDZIAŁ II.

Pomiar własności fizykalnych materiałów miotających.

1. Rozkład chemiczny prochu	28
2. Wyznaczenie zawartości ciepła	29
3. Wyznaczenie ciśnienia właściwego	30
4. Impet działania (bryzancja) materiałów miotających	34
5. Wyznaczenie objętości cząsteczkowej α	36
6. Wyznaczenie temperatury spalania T	36
7. Szybkość spalania ziarn prochu	
A. Zasada Piobert'a	37
B. Zasada P. Charbonnier'a i Moisson'a	38

ROZDZIAŁ III.

Obliczenia wzorów spalania ziarn i ładunku prochu.

1. Prawo spalania ziarn prochu z punktu widzenia geometrycznego	
A. Zasada Piobert'a	39
B. Wzory ogólne statyki wybuchowej	41
2. Zasada spalania P. Charbonnier'a i Moisson'a	43
3. Rozwiązanie zasady spalania praktykowane w zakładach Krupp'a	
Zasada Inż. O. Schmitz'a (1913 r.)	45
4. Rozwiązanie prawa spalania według hipotezy Vieille'a	48

ROZDZIAŁ IV.

Wzory balistyczne używane we Francji.

Podobieństwo balistyczne	49
------------------------------------	----

ROZDZIAŁ V.

Ustalanie niektórych wartości balistycznych w praktyce.

1. Wzór przybliżony dla krzywej ciśnienia	54
2. Strata na ciśnieniu wskutek oziębienia się gazów	55
3. Ruch masy gazowej przy strzale z broni palnej	56
Tabela wielkości liczbowych	57

ERRATA.

Strona 109, wiersz 10 od dołu, zamiast V_1 ma być v_1 .

" " " 3 " " skreślić: dla chwili wylotu pocisku
ma być: po upływie czasu $[0 \text{ do } \tau]$.

" " " 2 " " skreślić: podług wzoru (79^β).

Część trzecia.

Wyznaczenie i opis działania oporów biernych.

ROZDZIAŁ I.

Siły występujące wewnątrz lufy przy wystrzale.

	str.
1. Opory bierne, opóźniające ruch pocisku wzdłuż przewodu lufy	58
2. Szybkość i energja ruchu obrotowego	59
3. Nacisk normalny karbów na boki bruzdy	61
4. Opór przeciskania	63

ROZDZIAŁ II.

Skutki działania oporów.

1. Wpływ obrotu lufy na szybkość kątową pocisku	63
2. Wyniki doświadczalne	64

Część czwarta.

Teorja dynamiki wybuchu balistycznego.

ROZDZIAŁ I.

Podstawowe założenia wybuchu balistycznego.

1. Założenie: Cały ładunek prochu ℓ kg zamienił się w gaz przed wystąpieniem ruchu pocisku	66
2. Założenie: Pocisk rozpoczyna ruch postępowy, podczas częściowo już zgazowanego ładunku prochu	68
3. Rozwiązanie ogólnego równania termodynamicznego	
A. Wyznaczenie wielkości dla lewej strony równania	69
B. Wyznaczenie wielkości dla prawej strony równania	71

ROZDZIAŁ II.

Rozwiązanie równania Résal'a metodą autora.

1. Obliczenie wstępne	76
2. Wyznaczenie czynnika y jako funkcji szybkości	78
5. Wyznaczenie zależności między drogą x , szybkością v i ciśnieniem p	82
4. Wyznaczenie ciśnienia maksymalnego i szybkości v_m	84
5. Wyznaczenie szybkości v i ciśnienia p po spaleniu się prochu	86
6. Obliczenie czasu dla postępowego ruchu pocisku	87
7. Przebieg krzywej ciśnienia	87
8. Przebieg krzywej szybkości	89

ROZDZIAŁ III.

1. Rozwiązanie zadań balistyki wewnętrznej	92
2. Sposób ścisłego rozwiązania równania termicznego	97
3. Uwagi do rozwiązań równania termicznego	100
4. Metoda obliczeń przybliżonych (sposób Leduc'a i Zedlitz'a)	101

ROZDZIAŁ IV.

	str.
1. Prawa ruchu zespołu lufy, pocisku i masy gazowej	104
2. Czas działania gazów wylotowych	108
3. Ruch wsteczny lufy przy równoczesnem działaniu siły stałej hamulca . .	110
4. Zastosowanie wyników doświadczalnych	111

ROZDZIAŁ V.

Wskazówki praktyczne z uwzględnieniem dział francuskich.

1. Spostrzeżenia co do stałości prochu	113
2. Użycie pomniejszonych (zredukowanych) ładunków	114
3. Zmiany ciśnienia maksymalnego P i szybkości początkowej v_0	115

ROZDZIAŁ VI.

Pomiar ciśnienia i szybkości.

A. Pomiar ciśnienia gazów	
1. Kruszer	117
2. Manometr Petavel'a	118
B. Pomiar szybkości	
1. Wahadło balistyczne	119
2. Chronoskop Wheatstone'a	120
3. Chronometr Le Boulengé-Breger'a	120
4. Chronograf Nobel'a	122
5. Welocymetr Sébert'a	122
6. Przerywacze elektroakustyczne Gossot'a	123
7. Chronometr Joly'ego	125
8. Chronomert Schultz'a	125
9. Rezultaty osiągnięte miarą chronograficzną	126

LITERATURA WAŻNIEJSZA UŻYTYCH ŹRÓDEŁ.

- Brunswig H. Dr. — Explosivstoffe, 2 A, Leipzig 1923.
Brynk A. — Balistyka wewn. St. Petersburg 1901, tłum. niem. Sinewitza.
Charbonnier P. — Balistique intérieure, Paris 1908.
Cours d'Artillerie, Notions de Balistique, Joigny 1918.
Cranz C. Dr. — Lehrbuch der Ballistik 2 B., Berlin 1926.
Długowski G. płk. — Elementarny kurs balistyki wewn., Warszawa 1920.
Gossot G. i R. Liouville. — Balistique interieure, Paris 1922.
Heydenreich W. — Lehre vom Schuss B. 2, Berlin 1925.
Hütte des Ingenieurs Taschenbuch, Berlin 1925.
Kaiser G. — Konstruktion der gezogenen Geschützrohre, Wien 1892/1900.
Kaufmann H. Dr. — Allgemeine und phys. Chemie, Berlin 1917.
Le pape A. — Nieciągłość i jedność materji, tłum. Pleśniewicz, Warszawa 1922.
Lorenz H. Dr. — Ballistik, Berlin 1917.
Sprengwirkung d. Hohlgeschosse, Art. Monatshefte.
Mache H. Dr. — Die Physik d. Verbrennungerscheinungen, Leipzig 1918.
Marchis M. L. — Tormodynamika, z franc. tł. Grotowski, Warszawa 1918.
Micheu J. — Wärmemechanik, Wien 1914.
Mittheilungen über Geg d. Art. u. Genie, Wesen, Wien, 1886 do 1918.
Niesiołowski Gawin Wiktor, Technik, Wien 1908.
Niewiadomski P. inż. płk. — Zarys budowy dział — litg. O. S. A. Toruń 1925/26.
Nowakowski A. — Beitrag z inner. Ballistik, Kom. Mit. Wiedeń 1917.
Pogorzelski W. Dr. — Teorja promieniowania i kwantów energii, Warszawa 1925.
Rohne. — Art. Monatshefte.
Schüle W. — Leitfaden d. techn. Wärmemechanik, Berlin 1922.
Schweikert G. — Innere Ballistik, Leipzig 1923.
Serant Capt. — Balistique intérieure, lit. Fontainebleau 1920.
Stefanowski B. — Termodynamika techn., Warszawa 1923.
Świątosławski W. Dr. — Chemja fizyczna, Termochemja, Warszawa 1927.
Technik. — Podręcznik dla inż., Warszawa 1927.
Vahlen Th. — Ballistik, Berlin 1922.
Vallier G. — Balistique des nouvelles poudres, Paris.
Verola P. inż. — Materjały wybuchowe, tłum. z franc. H. Kl. Warszawa 1924.
Wolfke M. Dr. — Zasady teorji ciepła, Warszawa 1924.
Wnich N. R. v. — fmlt. Wykłady balistyki na W. K. Art. Wiedeń 1886.
-

E R R A T A.

Strona 9, wzór (6a), zamiast $(v_2 : y_1)^{k-1}$, ma być: $(v_2 : v_1)^{k-1}$.

- " 55, w tabelce dla $\tau = 100$, zamiast 9,9, ma być: 9,8.
- " 57, w tabelce dla kwasu pikrynowego ma być: $a = 49,561 \cdot 10^{-8}$.
- " 60, wiersz 8 od góry, zamiast jak, ma być: jako.
- " 60, " 6 od dołu, skreślić (46).
- " 61, " 9 " góry, skreślić jedno w, w słowie przeciwwsta-
- " 62, " 6 " " skreślić (45).
- " 67, we wzorze (48), poprawić V na V_1 .
- " 78, wiersz 3 od dołu, skreślić: w próżni.
- " 89, " 10 " góry, zamiast $y = \frac{v_0}{c} +$ ma być: $y = \frac{v}{c} +$.
- " 92, " 14 " " ma być: $\lambda = 0,02$.
- " 92, " 15 " " ma być: $p_0' = 271$.
- " 94, " 9 " " ma być: $= \frac{1}{0,0045} (0,00139 - \dots$
- " 97, " 13 " dołu, zamiast y , ma być J .
- " 98, " 1 " " zamiast $x = \frac{v_0}{\varphi} \left[\right.$ ma być: $x = \frac{x_0}{\varphi} \left[\right.$
- " 100, " 11 " " zamiast uproszczonej, ma być: ściśle
- " 107, " 3 " " zamiast G^1 , ma być G_1 .
- " 109, " 1 " " zamiast $X =$, ma być: $X_\tau =$.
- " 111, " 11 " góry, zamiast τ , ma być: τ' .
- " 112, " 15 " " zamiast $\sqrt{2gc\varepsilon}$ ma być: $\sqrt{2ge\varepsilon}$.
- " 112, " 8 " dołu, zamiast G_1 , ma być: G_1' .

SŁOWO WSTĘPNE.

Skutkiem zorganizowania wojskowych kursów fachowych przy Politechnice Warszawskiej, których celem jest wykształcenie przyszłych inżynierów wojskowych, okazała się w dziale artyleryjskim potrzeba wydania podręcznika balistyki wewnętrznej w języku polskim, stojącego na poziomie naukowym wykładów, obowiązującym w technicznych szkołach akademickich.

Zawezwany przez M. S. Wojsk. na wykładowcę balistyki wewnętrznej w Sekcji Uzbrojenia Politechniki Warszawskiej opracowałem więc materiał wykładowy, tyjący się balistyki wewnętrznej, uwzględniając przytem wyniki prac teoretycznych i doświadczalnych, osiągnięte dotychczas przez wybitnych balistyków sławy światowej.

Jeden z najtrudniejszych problemów podjętej przezemnie pracy stanowiło uzupełnienie rozwiązania głównego równania termodynamicznego t. j. równania Résal'a i Sarrau, stanowiącego w praktyce punkt wyjścia dla szeregu miarodajnych obliczeń balistycznych. Odstępując od metody empirycznej, dającej obliczenia zbyt skomplikowane, trudne do zastosowania w praktyce a w zasadzie tylko przybliżone, starałem się rozwiązać odnośne zagadnienie w sposób prostszy a przecież więcej dokładny, a to przy pomocy metody, praktykowanej w mechanice klasycznej.

Obliczenia praktyczne i teoretyczne poszczególnych balistyków różnią się niejednokrotnie znacznie od siebie. Koniecznem więc było przy opracowaniu odnośnych działów wybrać do przedstawienia te z tych obliczeń, które w praktyce są najwięcej stosowane, względnie dają wyniki najwięcej trafne.

Tematy do nauki balistyki wewnętrznej rozdzielono na cztery części.

Część pierwsza ma za zadanie przypomnieć te z najważniejszych praw termodynamiki ciał lotnych, które odnoszą się do statyki i dynamiki wybuchu balistycznego, względnie minierskiego.

Część druga zawiera opis zjawisk fizykalnych, występujących podczas spalania się ciał wybuchowych w zbiorniku szczelnie zamkniętym. Jest to dział nauki o t. zw. statyce wybuchu, zawierający szczegóły badań doświadczalnych, dotyczących siły wybuchu, temperatury spalania prochu, względnie ciał szybkopalnych i t. d. w bombie doświadczalnej.

Część trzecia rozważa oddziaływanie oporów biernych podczas wystrzału pocisku z lufy broni palnej.

Część czwarta dotyczy teorii dynamiki wybuchu balistycznego i podaje wzory oraz sposoby obliczeń krzywej ciśnienia i szybkości dla odpowiedniej drogi pocisku w poszczególnych fazach wystrzału.

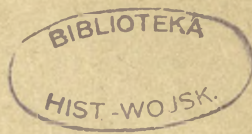
Odrębny dział studjum balistycznego stanowi nauka o balistycznych metodach pomiarowych i rejestracyjnych. Znajomość tych metod przyczynia się znacznie do zrozumienia treści wywodów teoretycznych. Aby na razie choć w części uczynić zadość istniejącej w tym względzie potrzebie, dołączono na końcu, jako dodatek szkicowo ujęty, opis przyrządów do pomiarów szybkości pocisku i ciśnienia gazów w bombie doświadczalnej.

Książka ta wyszła z druku dzięki poparciu M. S. Wojsk., a w szczególności P. P. płk. Kieszniewskiego — Szefa Dep. Uzbr. w M. S. Wojsk., i płk. Niewiadomskiego — Kierownika Inst. B. M. U.

Niech mi wolno będzie złożyć Im na tem miejscu serdeczne podziękowanie.

Toruń w czerwcu 1929 r.

Autor



Część I-sza.

Pojęcia ogólne i miary w teorii ciepła ciał lotnych.

ROZDZIAŁ I.

1. Pojęcia ogólne.

Ciała, których materja jest do tego stopnia rozrzedzoną, że cząsteczki pojedyncze posiadają zupełną swobodę ruchu, nazywamy ciałami lotnemi.

Oddziaływanie siły przyciągania międzycząsteczkowego jest u ciał lotnych bardzo małe.

Ciała lotne, które w zwyczajnej temperaturze, dopiero przy wielkiem zgęszczeniu, przechodzą częściowo lub całkowicie w stan płynny, nazywamy gazami doskonałemi.

Wzory ogólne — teoretyczne — wyprowadza się dla t. zw. gazów idealnych. Dla gazów rzeczywistych wprowadza się odpowiednie poprawki.

W termodynamice technicznej odgrywają ważną rolę:

a) *Gazy dwuatomowe* jak np.: tlen O_2 ; wodór H_2 ; azot N_2 ; tlenek węgla CO ; tlenek azotu NO i t. d.

b) *Gazy wieloatomowe* jak np.: gaz błotny (metan) CH_4 ; etylen C_2H_4 ; acetylen C_2H_2 i t. d.

Do gazów zaliczamy też przy odpowiedniej temperaturze: kwas węglowy CO_2 i parę wodną H_2O .

c) *Mieszaniny gazów* jak np.: powietrze, gaz świetlny i t. d.

Zależność między ciśnieniem p , objętością v i temperaturą T , nazywamy stanem gazu, przyczem dwie wielkości wyznaczają zawsze wielkość trzecią.

2. Miara jednostek.

Rozróżniamy miary jednostek, przyjęte w technice, jako to: kilogram = *kg*; metr = *m*; sekunda = *sec* i miary jednostek przyjęte w fizyce jako to: gram = *gr*; centymetr = *cm*; sekunda = *sec*, te ostatnie uwidocznimy w nawiasie: (*gr*), (*cm*), (*sec*).

Jednostką ciężaru jest 1 *kg* (1 *gr*).

Jednostką objętości jest 1 *m*³ (1 *cm*³).

Ciśnienie bezwzględne ma wymiar $p = \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$, albo $p = \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$, także $p = \left(\frac{\text{Atm}}{\text{cm}^2} \right)$.

Ciśnienie 1 *kg* na pole 1 *cm*² nazwano 1 atmosferą techniczną 1 *at*; będzie więc:

$$\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2} = \frac{\text{kg}}{\left(\frac{\text{m}}{100} \right)^2} = \frac{\text{kg}}{\text{m}^2} \cdot 10^4 = 1 \text{ at}.$$

W fizyce oznacza 1 atmosfera ciśnienie: $\frac{1,0333 \text{ kg}}{\text{cm}^2} = 1 \text{ At}$, odpowiadające, na barometrze rtęciowym, ciśnieniu słupka rtęci wysokości 760 mm, przy temperaturze 0° C.

Miarę porównawczą, dla wyrażenia ciężaru dowolnego gazu, stanowi ciężar suchego powietrza przy temperaturze 0° C. i ciśnieniu 1 At.

1 litr powietrza suchego, przy temperaturze 0° C i ciśnieniu = 1 At, waży 1,2932 gramów.

1 mol gazu dowolnego, posiada przy 0° C i ciśnieniu = 1 At, objętość = 22,41 *m*³ (22,41 *cm*³).

1 mol gazu dowolnego przedstawia ciężar *m* · *kg* (*m* · *gr*), przy czym *m* oznacza ciężar molekularny danego gazu.

Ciśnienie 1 At otrzyma się rachunkowo, mnożąc wysokość słupka rtęci = 76 *cm* przez ciężar właściwy 1 *cm*³ rtęci = 13,596 *gr*:

$$13,596 \cdot 76 = 1033,296 \text{ gr/cm}^2 \cong 1,0333 \text{ kg/cm}^2.$$

3. Wielkości określające stan gazu.

a) Ciężar właściwy (gęstość) = σ przedstawiamy ilorazem z ciężaru ciała = *G* przez swą objętość = *V*:

$$\sigma = \frac{G}{V} \text{ kg/m}^3 \text{ (gr/cm}^3\text{);}$$

jest to więc ciężar 1 *m*³ (1 *cm*³) danego ciała.

b) *Objętość właściwa* $= v$ przedstawiamy ilorazem z objętości ciała $= V$ przez swój ciężar $= G$:

$$v = \frac{V}{G} \text{ m}^3/\text{kg} \text{ (cm}^3/\text{gr)};$$

jest to więc objętość 1 kg (1 gr) danego ciała.

Z porównania wielkości *ad a)* i b) wynika, że

$$\sigma = \frac{1}{v}$$

czyli, że ciężar właściwy jest odwrotnością objętości właściwej.

c) *Ciśnienie właściwe* $= p$ (parcie, prężność, nacisk); jest to ciśnienie gazu na jednostkę powierzchni ścian zbiornika i wyraża się

$$p = \text{kg/m}^2 \text{ (kg/cm}^2\text{)}.$$

d) *Temperatura* T , t° . Temperaturę wyraża się albo w stopniach Celsius'a t° , albo jako temperaturę bezwzględną T , liczoną od zera bezwzględnego, leżącego o 273° poniżej zera termometru ze skalą Celsius'a; stąd

$$T = 273 + t.$$

ROZDZIAŁ II.

Równania stanu gazów doskonałych.

Dla określenia stanu gazów, odległych od zjawiska skroplenia t. zw. gazów doskonałych albo stałych, stosuje się prawo Mariott'a, względnie prawo Mariott-Gay Lussac'a.

1. Prawo Mariotta (Boyle).

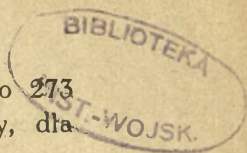
Oznaczając przez p ciśnienie właściwe na ściany zbiornika, przez v objętość właściwą (wolną) zbiornika, wyraził Mariott stan gazu równaniem:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = \dots p v = c = \text{liczbie stałej} \dots (1);$$

słowami: iloczyn z ciśnienia właściwego przez objętość właściwą jest wielkością stałą.

Oznaczmy przez: p_1 , v_1 , warunki początkowe stanu gazów,

„ „ „ p_2 , v_2 , warunki końcowe stanu gazów;



Licząc temperaturę początkową na termometrze Celsius'a o 273 stopni poniżej przyjętego punktu marznięcia wody, otrzymamy, dla $t = -273$, relację stanu gazu

$$\frac{pv}{p_0 v_0} = \frac{273 - 273}{273} = 0.$$

Wnioskujemy stąd, że przy temperaturze: $t = -273^\circ \text{C}$, energia gazu zbliża się teoretycznie do zera, t.j. że: $pv = 0$.

Temperaturę: -273°C , nazwano temperaturę bezwzględnego Zera.

Oznaczać będziemy symbolem T temperaturę: $T = 273 + t$,

T_0 temperaturę: $T_0 = 273$.

Najniższą temperaturę otrzymał Kamerlingh Onnes (1922 r.) przy zamrożeniu helu t.j.: $T = 0,85$ stopni bezwzględnych.

Najwyższą temperaturę wytworzył Lummer (1914 r.), z pomocą łuku elektrycznego, i mierząc pirometrycznie odczytał $T = 4500$ stopni bezwzględnych.

Wzór (2b) napisać można w postaci:

$$\frac{pv}{p_0 v_0} = \frac{T_0 + t}{T_0} = \frac{T}{T_0} \dots \dots \dots (2c).$$

Prawo Mariott-Gay Lussac'a wyraża się zwykle w postaci:

$$\frac{pv}{T} = \frac{p_0 v_0}{T_0} = R \dots \dots \text{liczba stała} \dots \dots \dots (3).$$

Liczbę R nazwano stałą gazu i wyznaczono ją doświadczalnie dla różnych gazów, tak np. R dla:

tleny = 26,50; powietrza = 29,27; azotu = 30,26; wodoru = 420,6; metanu = 52,90; kwasu węglowego = 19,27; tlenku węgla = 30,29 i t.d.

Pytanie zachodzi, co wyobraża stała R w znaczeniu termodynamiki. Otóż dla stanu przy temperaturze bezwzględnej:

$$T_2 \text{ jest } \dots p_2 v_2 = R T_2,$$

$$T_1 \text{ jest } \dots p_1 v_1 = R T_1;$$

stąd przez odejmowanie stronami będzie:

$$p_2 v_2 - p_1 v_1 = R (T_2 - T_1);$$

dla $T_2 - T_1 = 1^\circ \text{C}$ otrzymamy relację:

$$p_2 v_2 - p_1 v_1 = R.$$

Stała R oznacza więc przyrost energii potencjalnej gazu przy wzroście temperatury o 1°Celsius'a .

Prawo Mariott-Gay Lussac'a $p v : T = R = \text{Const.}$ przedstawia dla danego gazu szereg hyperbol, które kreśli się zwykle dla temperatury bezwzględnej $T = 100^{\circ}, 200^{\circ}, 300^{\circ} \dots$. Każda krzywa odnosi się więc do specjalnej temperatury bezwzględnej i nosi nazwę izotermy dla: 100, 200, 300 stopni. Rys. 2.

Pole, zawarte między hyperbolą i systemem osiowym, przedstawia pracę mechaniczną gazu w różnych fazach przemiany stanu.

3. Równanie stanu Van der Waals'a (1879 r.).

Równania stanu gazów Mariott'a i Gay Lussac'a nie podają dokładnych rezultatów dla gazów rzeczywistych w pobliżu temperatury krytycznej skroplenia. Równanie ogólniejsze stanu gazu, któreby odpowiadało gazom rzeczywistym, zarówno przy wysokiej jakoteż przy niskiej temperaturze bezwzgl., wyprowadził Van der Waals z teorii kinetycznej gazów.

Tak np. z wzoru (3) $p v = R T$ wynikałoby, że dla $T = 0$ iloczyn $p v = 0$.

Sprzeciwia się to pojęciu, że np: objętość gazu $= v$ stać się może równą zeru. Przypuścić tylko można, że przyjmie ona jakąś wartość najmniejszą $= \alpha$, przedstawiającą objętość molekuł gazu zawartych w zbiorniku.

Co się tyczy ciśnienia p , to poucza teoria molekularna, że w wytworach gazowych pojedyncze cząsteczki gazu posiadają nietylko pewną szybkość postępową (linearną), ale też że przy zderzaniu się tych cząsteczek w zbiorniku zamkniętym — objawia się siła przyciągania międzycząsteczkowa $= \beta$, która i przy wysokich temperaturach przedstawia pewną wielkość skończoną, co określamy nazwą kohezji.

Nie zapuszczając się w dowody teorii molekularnej, napiszemy równanie stanu gazów wyrażone przez Van der Waals'a w postaci:

$$(v - \alpha) \left(p + \frac{\beta}{v^2} \right) = R T. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4).$$

Równanie (4), uporządkowane podług v , jest trzeciego stopnia

$$v^3 - \left(\alpha + \frac{R T}{p} \right) v^2 + \frac{\beta}{p} \cdot v - \frac{\beta \cdot \alpha}{p} = 0.$$

Równanie Van der Waals'a odgrywa w balistyce wewnętrznej ważną rolę.

Praktyczną wartość tego wzoru sprawdziła firma Abel-Nobel'a przy licznych doświadczeniach z ciałami wybuchowymi.

Dla bardzo wysokich temperatur wybuchowych, opuszcza Abel wielkość siły międzycząsteczkowej i przyjmuje $\beta = 0$. Wzór uproszczony Abel'a pisze się w postaci:

$$p(v - \alpha) = RT = \frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T. \quad (5),$$

przyczem α oznacza objętość cząsteczkową czyli t. zw. *kovolumen*. Stąd

$$p = \frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T \cdot \frac{1}{v - \alpha}. \quad (5a).$$

4. Równanie stanu dla przemiany adyabatycznej i politropicznej.

Dla zmiany stanu, bez dopływu i odpływu ciepła, stosuje się wzór Poisson'a (1822 r.).

Jeżeli mianowicie przechodzi gaz ze stanu początkowego $p_1 v_1$ do stanu końcowego $p_2 v_2$, nie pobierając ani też nie tracąc ciepła (entropja stała), to przy zmianie objętości towarzyszy zmianie ciśnienia równocześnie zmiana temperatury gazu. Prawo Poisson'a wyraża się równaniem:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k = \dots = p v^k = \text{Const.} \quad (6).$$

Prawo Poisson'a stosować można w tych wypadkach, gdy stosunek ciepła właściwego, przy ciśnieniu stałym C_p , i ciepła właściwego, przy objętości stałej C_v , t. j. gdy $C_p : C_v = K$ nie zmienia swej wartości liczbowej.

Aby poznać bliżej zależność wielkości p , v , T , przy przemianie adyabatycznej, wprowadzimy do równania (6) relację z równania (3) $p v = RT$.

Załóżmy, że stanowi gazu:

na początku, odpowiada temperatura T_1 , to

$$p_1 v_1 = RT_1 \quad (I);$$

na końcu, odpowiada temperatura T_2 , to

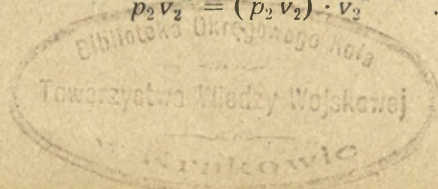
$$p_2 v_2 = RT_2 \quad (II).$$

Napiszmy teraz odpowiedni stan gazu podług prawa Poisson'a, to dla stanu początkowego będzie:

$$p_1 v_1^k = (p_1 v_1) \cdot v_1^{k-1} \quad (Ia),$$

dla stanu końcowego będzie:

$$p_2 v_2^k = (p_2 v_2) \cdot v_2^{k-1} \quad (IIa).$$



Zastępując iloczyny $(p_1 v_1)$ i $(p_2 v_2)$ przez prawe strony równań (I) i (II), otrzymamy:

$$RT_1 \cdot v_1^{k-1} = RT_2 \cdot v_2^{k-1} = \dots = \text{Const.};$$

skracać przez R , otrzymamy, że przy przemianie adyabatycznej:

$$\text{a) } \dots \dots T_1 : T_2 = (v_2 : v_1)^{k-1}.$$

Według równania (6) stosunek prędkości jest

$$\text{b) } \dots \dots p_1 : p_2 = (v_2 : v_1)^k,$$

stąd:

$$v_2 : v_1 = (p_1 : p_2)^{1/k},$$

co podniesione do potęgi $(k-1)$ daje

$$(v_2 : v_1)^{k-1} = (p_1 : p_2)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Zmiana temperatury ad a) powoduje więc między v i p relację:

$$T_1 : T_2 = (v_2 : v_1)^{k-1} = (p_1 : p_2)^{\frac{k-1}{k}} \dots \dots (6a).$$

Prawu Poisson'a $pv^k = C$ odpowiada w wykresie $[p, v]$ krzywa którą nazwano *adybatą* (rys. 3). Wykładnik $k = 1,4$.

W balistyce wewnętrznej, jak wogóle w teorii silników wybuchowych, okazało się, że wykładnik k jest wielkością zmienną, zależną od budowy molekularnej gazu i temperatury bezwzględnej.

Wykładnik $k = 1,4$ odpowiada tylko gazom dwuatomowym, dla gazów zaś o złożonej budowie molekułów

przyjąć trzeba jako wykładnik inną wielkość liczbową, którą oznaczmy symbolem ogólnym n .

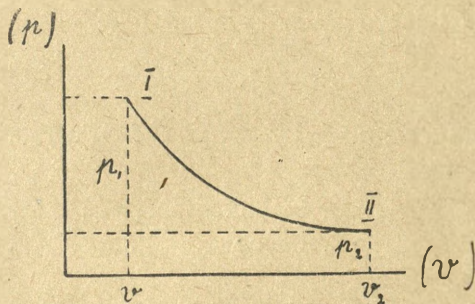
Równanie stanu gazu ogólne wyrazimy wzorem:

$$pv^n = C \dots \dots (7).$$

Odpowiednia krzywa nazywa się *politropą*.

W równaniu (6a) zmieńmy teraz wykładnik k na n i napiszmy dla politropy:

$$T_1 : T_2 = (v_2 : v_1)^{n-1} = (p_1 : p_2)^{\frac{n-1}{n}} \dots \dots (7a).$$



Rys. 3.

5. *Blizsze określenie miary objętościowej w molach.*

Co do gazów idealnych wypowiedział Avogadro (1811 r.) następujące twierdzenia:

a) Wszystkie gazy posiadają przy równem ciśnieniu, temperaturze i objętości tę samą ilość molekułów.

Jeżeli więc 1 litr wodoru, zawiera dokładnie tyle molekułów wodoru, co 1 litr tlenu molekułów tlenu, to stosunek ciężarów tych mas gazowych odpowiadać musi stosunkowi ich ciężarów molekularnych.

Stosunek ciężarów gazów wyrażamy ciężarem właściwym, w odniesieniu do jednostki ciężaru powietrza. Wobec powyższego twierdzić też można:

b) Ciężary molekularne gazów są proporcjonalne do ciężarów właściwych

$$\alpha) \quad . \quad . \quad . \quad m_1 : m_2 = \sigma_1 : \sigma_2 = \frac{1}{v_1} : \frac{1}{v_2}.$$

Ciężar molekularny m tlenu wyraża się liczbą $m = 32$ i stanowi podstawę do porównania ciężarów molekularnych innych gazów.

Z równania $\alpha)$ wynika, że

$$\beta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad m_1 : m_2 = v_2 : v_1,$$

stąd iloczyn

$$\gamma) \quad m_1 v_1 = m_2 v_2 = m_3 v_3 = \dots = V_m = \text{Const.} = 22,412.$$

Wyrażenie $mv = V_m = 22,412$ przedstawia objętość 1 mola gazu dowolnego.

Przyjęta w technice objętość 1 mola = 22,412 m³ gazu.

„ „ fizyce „ 1 „ = 22,412 dcm³ gazu (litrów).

Np.: równanie stanu gazu (3) $p v = \frac{p_0 v_0}{T} = R T$ przedstawić można w miarze objętościowej t.j. w molach, mnożąc obie strony równania przez ciężar molekularny m . A zatem otrzymamy

$$p (mv) = \frac{p_0 (mv_0)}{T_0} \cdot T = (mR) \cdot T. \quad . \quad . \quad . \quad (3\alpha).$$

Przy założeniu: $p_0 = 1 \text{ At.} = 10333 \text{ kg/m}^3$, $T_0 = 273,09$, $mv = mv_0 = V_m = 22,412 \text{ m}^3$, otrzymamy dla 1 mola gazu:

$$p V_m = \frac{10333 \cdot 22,412}{273,09} \cdot T = (mR) T = 848 \cdot T. \quad . \quad . \quad (3\beta);$$

dla n molów gazu będzie:

$$npV_m = n(mR)T = n \cdot 848 \cdot T.$$

Z zależności $mR = 848$ wyznaczyć można stałą gazu idealnego podług wzoru:

$$\gamma) \dots \dots \dots R = \frac{848}{m}.$$

Ciężar molekularny 1 mola powietrza suchego $= 22,412 \cdot 1,293 = 28,95$ kg.

Ciężar molekularny 1 mola gazu dowolnego $= 28,95 \cdot \sigma$ kg.

[Ciężar molekularny (drobinowy) zobacz Technik Tom II, Zesz. 1, „Ciepło”, str. 64 z 1926 r.].

6. Prawo Daltona dla mieszaniny gazów.

Ciśnienie całkowite mieszaniny gazów p_μ równa się sumie cząstkowych ciśnień gazów składowych: $p_1; p_2; p_3 \dots$

$$p_\mu = p_1 + p_2 + p_3 + \dots = \Sigma(p) \dots \dots \dots (8).$$

Oznaczając przez G_μ ciężar mieszaniny gazów, obliczy się stałą mieszaniny gazów R_μ , z równania:

$$R_\mu = \frac{\Sigma(G \cdot R)}{G_\mu} \dots \dots \dots (9).$$

Równanie stanu mieszaniny gazów podług Mariott-Gay Lussac'a będzie

$$p_\mu \cdot v = R_\mu \cdot T.$$

ROZDZIAŁ III.

1. Pomiar ciepła.

Jako jednostkę ciepła przyjmuje się tę ilość ciepła, jaką spotrzebować trzeba, aby temperaturę 1 kg (gr) wody — przy ciśnieniu 1 At — podnieść z $14,5^{\circ}\text{C}$ na $15,5^{\circ}\text{C}$.

Tę jednostkę ciepła nazwano kilogramkalorją (gramkalorją) = kgkal (grkal).

2. Równoważnik mechaniczny jednostki ciepła.

Sprawdzono doświadczalnie, że bez względu na rodzaj przemiany substancji pracującej, wytworzeniu 1 kgkal ciepła — odpowiada praca mechaniczna 427 kilogrammetrów — czyli, że:

$$1 \text{ kgkal} = 427 \text{ kgm} \dots \dots \dots (10).$$

Niech oznaczają: Q — ilość ciepła; L — pracę mechaniczną, to

$$Q \text{ kgkal} = \frac{1}{427} L \text{ kgm}.$$

Równoważnik $\frac{1}{427}$ oznacza się symbolem A , stąd:

$$Q \text{ kgkal} = \frac{1}{427} L \text{ kgm} = A \cdot L \text{ kgm} \quad \dots \quad (11).$$

3. Pierwsza zasada termodynamiki.

Przy procesie przemiany ciepła na pracę mechaniczną niech oznaczają:

Q_1 = ilość ciepła dostarczoną (początkową), wyrażoną w kgkal,

Q_2 = „ „ pozostałą (kończącą), wyrażoną w kgkal po procesie przemiany; jeżeli różnica czyli ciepło spotrzebowane $= Q$, to będzie:

$$Q = Q_1 - Q_2 = A \cdot L \text{ kgm} = \text{pracy mechan. wykonanej} \quad (12).$$

Równanie (12) wyraża t. zw. prawo równoważności ciepła i pracy mechanicznej, które orzeka, że przy każdym procesie termodynamicznym zamkniętym (t. j. gdy ciepło się nie rozprasza), wielkość pracy wytworzonej pożytecznej $= AL$ równoważną jest ilości ciepła pochłoniętego $Q = Q_1 - Q_2$ i naodwrot.

Równoważnik A , zależny jest od przyspieszenia g . Dla szerokości geogr. 45° wynosi na poziomie morza $\frac{1}{A} = 426,9$ i dla $g = 9,81 \text{ m/sec}^2$ jest $\frac{1}{A} = 426,75$. W dalszym ciągu liczyć będziemy okrągło wielkością liczbową: $\frac{1}{A} = 427$.

4. Ciepło właściwe gazów.

Nazywamy ciepłem właściwym danego ciała tę ilość ciepła c , którą spotrzebować trzeba, aby temperaturę tego ciała podnieść o 1°C .

Założmy, że temperatura ciała podniosła się, wskutek ogrzewania, z t_1° na t_2° . to ilość ciepła spotrzebowaną wyrazić można równaniem:

$$Q = c (t_2 - t_1) \text{ kgkal} \quad \dots \quad (13),$$

stąd

$$c = \frac{Q}{t_2 - t_1} \quad \dots \quad (13a).$$

W powyższych wzorach przyjęto, że ciepło właściwe c jest, w dowolnych granicach temperatur od t_1 do t_2 , wielkością stałą.

Z licznych doświadczeń przekonano się jednak, że ciepło właściwe gazów zależne jest od wysokości temperatury i dlatego stałość ciepła właściwego odnieść można tylko do drobnych zmian temperatury, t. j. gdy $t_2 - t_1 = dt$. Wobec tego równanie (13) napiszemy w postaci:

$$dQ = c \cdot dt,$$

przyczem przyjmiemy, że

$$c = \alpha + \beta t + \gamma t^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14);$$

będzie więc:

$$Q = \int_0^t c \cdot dt = \int_0^t (\alpha + \beta t + \gamma t^2) \cdot dt = t \left(\alpha + \frac{\beta}{2} \cdot t + \frac{\gamma}{3} t^2 \right).$$

Wyraz

$$\frac{Q}{t} = c_m = \frac{1}{t} \int_0^t c \cdot dt = \alpha + \frac{\beta}{2} t + \frac{\gamma}{3} t^2 \quad . \quad . \quad . \quad (14a)$$

oznacza średnie ciepło właściwe, w granicach od 0° do t° , i odnosi się do 1 kg gazu.

Dla G kg gazu będzie:

$$\frac{Q_G}{t} = G \left(\alpha + \frac{\beta}{2} t + \frac{\gamma}{3} t^2 \right).$$

Spółczynniki α , β , γ wyznacza się doświadczalnie dla każdego ciała.

Rozróżniamy dwa rodzaje ciepła właściwego gazów, t. j.:

- a) ciepło właściwe przy objętości stałej $= c_v$,
- b) „ „ „ ciśnieniu stałym $= c_p$.

Ciepło właściwe przy objętości stałej $= c_v$ wyznacza się w zbiorniku szczelnie zamkniętym, ogrzewając lub oziębiając gaz zawarty.

Ciepło właściwe przy ciśnieniu stałym $= c_p$ wyznacza się w zbiorniku, którego jedna ściana jest ruchomą, t. j. gdy zastępuje ją np. ruchomy tłoczek — tak, że objętość zbiornika zmieniać się może dowolnie.

Różne rodzaje gazów można, co się tyczy ciepła właściwego c_p i c_v podzielić na trzy odrębne grupy:

a) *gazy jednoatomowe* — technicznie dotychczas bez znaczenia, jak: argon, helium, krypton, neon, ksenon, t. zw. gazy szlachetne.

b) *gazy dwuatomowe* i ich mieszaniny — technicznie najważniejsze, jak np.: N_2 ; H_2 ; N_2 ; CO i t. d.

c) *gazy wieloatomowe* z których najważniejsze są: CH_4 , C_2H_4 , i C_2H_2 , jakoteż: w stanie gazowym: SO_2 , NH_3 , CO_2 i H_2O .

Dla grup a) i b) zastosować można ogólne prawo t. j. że do ogrzania równej objętości gazów, o równej liczbie atomów (1 lub 2),

spotrzebuje się, w równych warunkach doświadczalnych i przy równym ciśnieniu i temperaturze, tę samą ilość ciepła.

Iloczyn z ilości molekułów (drobin) $= m$ i ciepła właściwego $= c$ nazywamy ciepłem molekularnem. Dla gazów pod a) i b) jest:

$$m_1 c_{p_1} = m_2 c_{p_2} = m_3 c_{p_3} = \dots = m c_p = \text{const.} \quad (15).$$

$$m_1 c_{v_1} = m_2 c_{v_2} = m_3 c_{v_3} = \dots = m c_v = \text{const.} \quad (15a).$$

Dla gazów dwuatomowych przyjąć można jako wartości średnie przy 0°C :

$$m c_{p_0} = 6,86; \quad m c_{v_0} = 4,88 \quad (15b).$$

5. Zależność ciepła właściwego od temperatury.

Według najnowszych doświadczeń ustalono, że

a) gazy jednoatomowe nie zmieniają pod wpływem temperatury swojego ciepła właściwego.

b) gazy dwuatomowe i ich mieszaniny zmieniają swoje ciepło właściwe proporcjonalnie do wzrostu temperatury, według przybliżonego prawa:

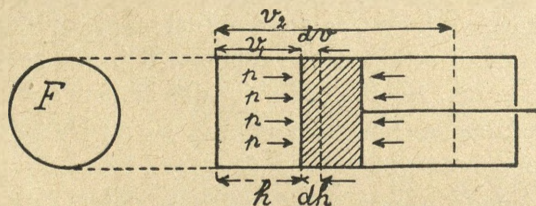
$$c_p = c_{p_0} + \beta t; \quad c_v = c_{v_0} + \beta t \quad (15c).$$

Podług Langena jest $\beta = 0,00106$, a stąd

$$m c_p = 6,86 + 0,00106 \cdot t; \quad m c_v = 4,88 + 0,00106 \cdot t.$$

6. Dalsze konsekwencje 1-szej zasady termodynamiki.

Jeżeli oznaczymy przez symbol E_1 energię całkowitą gazu, wyrażoną w kgm, w stanie początkowym a przez symbol E_2 energię całko-



Rys. 4.

witą gazu w stanie końcowym przemiany, to zmianę stanu z 1 na 2, wyrazi równanie termodynamiczne

$$427 Q = L + (E_1 - E_2) \quad (16),$$

przyczem: Q oznacza ciepło pochłonięte (spotrzebowane) w kgkal; L oznacza wykonaną pracę mechaniczną w kgm.

Dla zmiany stanu z 1 na 2, będzie:

$$Q = A \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV + A \int_{Z_1}^{Z_2} dZ + \int_{W_1}^{W_2} dW \quad . \quad . \quad . \quad (19a),$$

stąd

$$Q = A \cdot \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV + A (Z_2 - Z_1) + (W_2 - W_1) \quad . \quad . \quad (20).$$

Z pomocą równania (20) wyrazić możemy wartości kaloryczne dla ciepła właściwego przy objętości stałej $= c_v$ i przy ciśnieniu stałym $= c_p$.

Ciepło właściwe przy objętości stałej $= c_v$. W tym wypadku jest: a) przyrost objętości $= dV = 0$, stąd $p \cdot dV = 0$; b) masa gazu nie posiada ruchu postępowego, t. j. $dZ = 0$, stąd $Z_2 - Z_1 = 0$; pozostaje według równania (20) tylko relacja:

$$\text{dla 1 kg gazu} \quad Q_v = W_2 - W_1 = c_v (T_2 - T_1) \quad . \quad . \quad . \quad (21),$$

stąd

$$c_v = \frac{Q_v}{T_2 - T_1};$$

dla $T_2 - T_1 = 1^\circ$ — jest więc: $c_v = Q_v$ analogicznie jak pod (13).

Dla G kg gazu będzie:

$$(Q_v)_G = G \cdot c_v (T_2 - T_1) \quad . \quad . \quad . \quad (21a).$$

Ciepło właściwe przy ciśnieniu stałym $= c_p$. W tym wypadku jest masa gazowa również w spoczynku, a więc: $dZ = 0$ i $Z_2 - Z_1 = 0$.

Ponieważ $p = \text{const.}$, t. j. równoważy się zawsze z ciśnieniem zewnętrznym, więc według równania (20) otrzymamy:

$$Q_p = A \cdot p (V_2 - V_1) + (W_2 - W_1) = A \cdot p \cdot (V_2 - V_1) + c_v (T_2 - T_1) \quad (22),$$

przyczem zmiana energii wewnętrznej podług (21)

$$W_2 - W_1 = c_v (T_2 - T_1).$$

Według równania Mariott-Gay Lussac'a (3), jest

$$p_1 V_1 = RT_1 \quad \text{ i } \quad p_2 V_2 = RT_2,$$

stąd dla wypadku $p_1 = p_2 = p$ otrzymamy odejmując stronami

$$p (V_2 - V_1) = R (T_2 - T_1).$$

Można więc równanie (22) wyrazić też w postaci:

$$Q_p = A \cdot R (T_2 - T_1) + c_v (T_2 - T_1) = (c_v + AR) (T_2 - T_1) \quad . \quad (22a).$$

Wyraz: $c_v + AR$ oznaczmy symbolem c_p , będzie więc

$$c_p = c_v + A \cdot R \quad . \quad . \quad . \quad (23).$$

Symbol c_p oznacza ciepło właściwe przy ciśnieniu stałym, które jest, jak to równanie (23) okazuje, zawsze większe niż ciepło przy objętości stałej.

Można więc równanie (22a) napisać w postaci:

$$Q_p = c_p (T_2 - T_1);$$

dla $T_2 - T_1 = 1^\circ$ jest

$$Q_p = c_p = c_v + AR \dots \dots \dots (22b),$$

ciepłem właściwym przy ciśnieniu stałym.

Z równania (23) wynika, że:

$$c_p - c_v = AR = \frac{R}{427} \dots \dots \dots (23a).$$

Ponieważ podług twierdzenia Avogadra $R = \frac{848}{m}$, więc będzie:

$$m c_p - m c_v = \frac{848}{427} = 1,985 \dots \dots \dots (23b).$$

Twierdzić wobec tego można, że różnica obu rodzajów ciepła drobinowego jest, dla gazów doskonałych, wielkością stałą $= 1,985$.

Z równania (23b) otrzymamy, dzieląc obie strony przez $m c_v$, stosunek

$$K = \frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{1 \cdot 985}{m \cdot c_v} \dots \dots \dots (24),$$

jako wzór ogólny dla obliczenia wielkości czynnika K .

Dla gazów dwuatomowych otrzymaliśmy:

$$m c_v = 4,88 + 0,00106 \cdot t,$$

stąd

$$K = 1 + \frac{1,985}{4,88 + 0,00106 \cdot t} \dots \dots \dots (24a).$$

Z wzoru (24a) wnioskujemy, że współczynnik ciepła właściwego $K = \frac{c_p}{c_v}$ maleje z wzrostem temperatury i odwrotnie, wzrasta przy oziębieniu się temperatury.

Dla zmian temperatury, zachodzących w ciasnych granicach, przyjmując można wielkość liczbową K jako wartość stałą.

Przy temperaturze $t = 0^\circ$, jest $K = 1 + \frac{1,985}{4,88} = 1,406,$

„ „ „ $t = 1000^\circ$ jest $K = 1,333,$

„ „ „ $t = 2000^\circ$ „ $K = 1,283.$

Dobranie odpowiedniej wartości dla współczynnika $K = \frac{c_p}{c_v}$ odgrywa w balistyce wewnętrznej bardzo ważną rolę przy obliczaniu krzywej ciśnienia i t. d.

Ponieważ wyniki badań dotychczasowych nie ustaliły dokładnych formuł i rezultatów pomiarowych dla gazów wieloatomowych, przyjmując można, dla obliczeń wstępnych, wzór przybliżony dla K , który opiewa

$$K = \frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{2}{f} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25),$$

(przy $t = 0^\circ \text{C}$), przyczem f oznacza ilość stopni swobody dla jednej drobiny gazu.

Dla gazów jednoatomowych przyjęto $f = 3$, będzie więc

$$K = 1 + \frac{2}{3} = 1,667.$$

Doświadczalnie otrzymano np. dla argonu — 1,667, helu — 1,630.

Dla gazów dwuatomowych przyjęto $f = 5$, będzie więc

$$K = 1 + \frac{2}{5} = 1,400.$$

Doświadczalnie otrzymano dla: H_2 — 1,408; O_2 — 1,398; N_2 — 1,410; CO — 1,401; HCl — 1,398; HBr — 1,420; HJ — 1,397; powietrza — 1,40.

Dla gazów trójatomowych przyjęto $f = 6$, będzie więc

$$K = 1 + \frac{2}{6} = 1,333.$$

Doświadczalnie otrzymano dla: CO_2 — 1,305; N_2O — 1,311; NH_3 — 1,317; H_2S — 1,340; H_2O — 1,330; SO_2 — 1,260.

Z wzoru (25) wnioskujemy, że dla gazów o więcej złożonej budowie drobin, przy większej liczbie stopni swobody, wielkość liczbowa dla K pomniejsza się stopniowo.

Tak dobrane wielkości liczbowe dla K należy pomniejszyć przy wysokich temperaturach wybuchowych, jak podano we wzorze (24a).

Znając schemat rozkładu chemicznego danego prochu strzelniczego, obiera się odpowiednie K podług powyższych wzorów, dla każdego gazu składowego i wyznacza, podług prawa Daltona, dla mieszaniny gazów — średnią wartość:

$$K_{\mu} = \frac{\Sigma(G \cdot K)}{G_{\mu}}.$$

ROZDZIAŁ IV.

Praca mechaniczna przy przemianach stanu.

1. Przy przemianie izotermicznej.

Dla przemiany, przy temperaturze stałej, jest $T_1 = T_2 = T$. Podług równania (3) jest $p_1 v_1 = p_2 v_2 = RT$.

Praca elementarna podług (17), przyjmując za jednostki miary p , v , będzie

$$dL = p \cdot dv.$$

Uwzględniając, że podług (3) stosunek

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2} \quad \text{i że} \quad p = \frac{RT}{v},$$

otrzymamy

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} \cdot dv = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Odnosząc RT do stanu początkowego $= p_1 v_1$, napiszemy

$$L = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26);$$

jest to praca mechaniczna 1 kg gazu.

Dla G kg gazu będzie

$$L_G = G \cdot p v \ln \frac{v_2}{v_1} = G \cdot p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26a);$$

jest to praca mechaniczna G kg gazu.

2. Przy przemianie adjabatycznej i politropicznej.

Przemianę adjabatyczną przyjmuje się przy maszynach, pracujących rozprężeniem gazu zgęszczonego w zbiorniku, w artylerji przy działach pneumatycznych.

Dla krzywej rozprężenia stosuje się prawo Poisson'a — wzór (6):

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k = \dots = p v^k = c.$$

Praca elementarna podług (17), przyjmując za jednostki miary p , v , będzie

$$dL = p \cdot dv.$$

Uwzględniając, że: $p = \frac{c}{v^k}$, otrzymamy

$$dL = \frac{c}{v^k} \cdot dv,$$

Część II-ga.

Teoria statyki wybuchu.

ROZDZIAŁ I.

1. *Cechy charakterystyczne wybuchu.*

Przy strzelaniu pocisków z broni palnej wyzyskuje się, w celu wywołania wielkiej i nagle działającej siły popędowej, utajoną energię wewnętrzną, t. zw. energię chemiczną materiałów wybuchowych i zamienia ją na energię ruchu — kinetyczną. Odpowiednio dobrane środki zapalające wywołują proces szybkiej zmiany stanu skupienia ciał wybuchowych stałych lub płynnych na stan lotny, przy równoczesnem wytworzeniu wielkiej ilości ciepła.

Proces zmiany stanu skupienia ciał wybuchowych wśród objawów termicznych, zwany spalaniem nagłym lub wybuchem, zależy od składu chemicznego danego materiału, od sposobu zapalenia ładunku i od warunków, czy spalanie odbywa się w zbiorniku zamkniętym, czy też na wolnem powietrzu.

Zastosowanie danego ciała wybuchowego do wykonania pewnej pracy mechanicznej uzależnia technika wybuchowa od:

a) czasu rozkładu chemicznego, b) ciepła wytworzonego i c) objętości masy gazowej.

W artylerji rozróżniamy dwa rodzaje wybuchu:

a) wybuch balistyczny, który odbywa się w lufie broni palnej, i b) wybuch minierski specjalnych pocisków, który odbywa się poza wylotem lufy a w pobliżu celu.

A. *Wychuch balistyczny; cechy zasadnicze:* spalanie się ładunku prochu i wywiązanie gazów, w celu wyrzucenia pocisku z lufy, odbyć się powinno:

1) planowo, t. j. w takim okresie czasu, aby, uwzględniając największą długość lufy dopuszczalną uzyskać przy wylocie taką szybkość początkową pocisku, jaką sobie zgóry założono;

2) postępowo, t. j. przy stopniowo rozwijającej się produkcji gazów i możliwie niskiej temperaturze wybuchowej, czyli przy stopniowym przyroście ciśnienia a przy względnie niskim ciśnieniu maksymalnym przytem zastosować należy tak przyrządzony rodzaj prochu, aby cały ładunek spalił się doszczętnie, jeszcze przed chwilą wylotu dna pocisku z lufy;

3) nieszkodliwie dla broni palnej, jako zbiornika, w którym wytwarza się siła popędowa, wyrzucająca pocisk z lufy.

B. Wybuch minierski; cechy zasadnicze: wywiązanie się gazów w celu niszczenia obiektów, odbyć się powinno

1) raptownie, a więc w czasie jaknajkrótszym;

2) masowo, a więc w ilości objętościowo jaknajwiększej;

3) niszcząco dla zbiornika i najbliższego otoczenia.

Zadaniem balistyki wewnętrznej jest rozpoznanie warunków działania siły wybuchu różnych wytworów chemicznych i odpowiednie zużytkowanie tychże, dla praktycznych celów bojowych artylerji, jako materiałów miotających lub kruszących.

Przy badaniu procesu spalania materiałów miotających, w laboratoriach chemicznych, używa się t. zw. bomby Berthelott'a, lub wprost lufy broni palnej i wyznacza, z pomocą specjalnych przyrządów, temperaturę spalania, krzywą ciśnienia, czas spalania ziarna względnie całego ładunku prochu.

Podług tych danych oblicza się przyspieszenie i szybkość pocisku, w stosunku do czasu i drogi odbytej w lufie, które to zadania rozwiązuje się przy pomocy praw termochemji i termodynamiki.

Idealne rozwiązanie teoretyczne tych zagadnień natrafia na tak wielkie trudności, że twierdzić można, iż nauka balistyki wewnętrznej znajduje się, pod względem ustalenia pewników niewzruszalnych, dopiero w zaczątkach swego rozwoju.

2. Własności gazów wybuchowych.

Podczas rozkładu chemicznego materiałów wybuchowych wytwarzają się między innymi gazy, które, jak np. tlenek węgla CO, wodorocjan HCN i t. d., są trującymi, inne zaś mają tę własność, że zapalają się przy zmieszaniu z powietrzem atmosferycznym.

Pierwsze narażają obsługę dział i otoczenie na niebezpieczeństwo omdlenia lub zatrucia, drugie mogą być przyczyną oparzenia lub spalenia.

Materiały wybuchowe służące do ładowania pocisków, mają w przeciwieństwie do powyższego, wytwarzać gazy trujące i zapalające.

Nie jest również bez znaczenia wielkość i czas trwania płomienia wybuchowego.

Doniosłość tych własności oceniono dopiero w czasach nowszych, nie tylko w sztuce minierskiej (kopalniach węgla i t. p.), ale też w służbie artyleryjskiej. Droga zdjęć filmowych, wykonanych nocą, otrzymano obrazy rozmiarów płomienia wybuchowego, jakoteż czas trwania tegoż.

Na podstawie tych doświadczeń podzielić można materiały wybuchowe na *trzy grupy*.

I grupa; cechy zasadnicze: a) obraz płomienia wielkich rozmiarów, b) czas trwania płomienia w granicach od 0,0002 do 0,15 sec.

Do tej grupy m. in. należą: proch czarny, nitrogliceryna, dynamit okrzemkowy, żelatyna wybuchowa.

Wszystkie te ciała wywiązują dużo ciepła i zapalają łatwo pył węglowy, jakoteż inne składniki atmosfery kopalnianej.

II grupa; cechy zasadnicze: a) obraz płomienia małych rozmiarów, b) czas trwania płomienia bardzo krótki, sięgający najwyżej granicy 0,0002 sec.

Do tej grupy należą połączenia nitratów amonu, np. amonokarbide, astralit etc.

Ciała te nie wywołują wybuchu przy zmieszaniu się z powietrzem atmosferycznym i nie zapalają pyłu węglowego.

III grupa; cechy zasadnicze: a) i b) obraz, składający się z dwóch oddzielnych płomieni, występujących jeden po drugim w różnym czasie i w różnym miejscu.

Najpierw pojawia się płomień krótkotrwały samego ogniska, następnie występuje w pewnej odległości płomień wielkich rozmiarów i długotrwały, a to zazwyczaj po zniknięciu płomienia ogniska. Ten drugi płomień powstaje przez zmieszanie się związków gazowych z powietrzem, o ile ciepło tych związków sprzyja zapaleniu się tej mieszaniny gazów.

Obraz dwupłomienny dają: bawełna strzelnicza, kwas pikrynowy, trójnitrotoluol i t. d.

Przy strzelaniu z armat większego kalibru, zdradza za wielki płomień wylotowy — przy ogniu w nocy — stanowisko baterji strzelającej, a zaś gazy, które zapalają się przy zmieszaniu z powietrzem, nie tylko że zdradzają stanowisko armat ukrytych za zasłoną, ale nadto mogą przy prędkim otwarciu zamka lufy, narazić na niebezpieczeństwo poparzenia obsługę, względnie otoczenie.

(Na amerykańskim okręcie wojennym „Missouri“, wydarzył się 15.IV 1904 r., podczas strzelania z dział wielkiego kalibru, płomień wtórny, wskutek którego 32 ludzi z otoczenia, znajdującego się w wieży pancernej, utraciło życie).

3. Pobudzenie do zgazowania.

Skłonność do rozkładu ciała wybuchowego jest tem większą, im mniej energii użyć potrzeba, aby wywołać akcję zgazowania.

Materiały zanadto wybuchliwe utrudniają obchodzenie się i manipulację z sobą. Mała skłonność do wybuchu przedstawia zaś tę wadę, że nawet silny impuls nie wystarcza do wywołania rozkładu materiału, opornego na zgazowanie.

Przymieszki o ostrych i twardych krawędziach, np. szkło sproszone, piasek etc. podwyższają wybuchliwość, dlatego dodaje się je często do ciał wybuchowych.

Pomniejszają natomiast wybuchliwość przymieszki, jak np. kamfora, oleje tłuste, woda, mocz i t. d.

Aby materiał wybuchowy skłonić do zgazowania, używa się odpowiednio do zdolności do spełnienia zadania technicznego, dobrany bodziec wybuchowy, który wytwarza początkową energję dla zapoczątkowania rozkładu chemicznego. Tę początkową energję, potrzebną do wywołania zmiany stanu skupienia, otrzymać można zapomocą uderzenia, tarcia, iskry elektrycznej i t. p.

Skutek wybuchu zależny jest więcej od rodzaju środka pobudzającego, niż od rodzaju materji wybuchowej. Tak np. proch czarny naładowany do walca stalowego i zapalony lontem, wyfuknie nie uszkadzając naczyń; zapalony zaś kapslą detonacyjną rozbija walec w kawałki.

To doświadczenie poucza, że do wywołania wybuchu minierskiego, używać trzeba bodźców silnie detonujących, podczas gdy do wywołania wybuchu balistycznego dobrać należy specjalny bodziec z tak wypróbowaną siłą, aby lufa broni palnej, pod żadnym warunkiem, nie została uszkodzoną wględnie rozerwaną.

Bodziec wybuchowy rozbija układ drobinowy ziarna prochu, działając w pierwszej chwili na warstwę wierzchnią — ochronną — ziarna; w dalszym już okresie następuje rozkład wnętrza materji jednolitej, czyli spalanie warstwowe, aż do całkowitej przemiany w ciało lotne.

Warstwa wierzchnia prochu jest odporniejszą na rozkład chemiczny: aby bowiem proch należycie uchronić przed wpływami atmosferycznymi, powleka się ziarno prochu jakimś środkiem ochronnym, zwykle masą grafitową.

Chcąc rozluźnić spójność cząstek wierzchnich i ułatwić szybki rozkład wnętrza masy, używa się do zapalenia łatwo wybuchliwych a nietrwałych związków chemicznych i to związków metalów ciężkich, jako to: połączeń rtęci, srebra, ołowiu z azotem, chlorem, jodem i t. d.

Działanie destrukcyjne takich zapalaczy jest dlatego bardzo wydajne, ponieważ ciężar drobinowy tak rtęci jako też srebra lub ołowiu jest bardzo znaczny, chociaż wartość kaloryczna odnośnych soli jest stosunkowo mała. Uderzenia pojedynczych drobin tych ciężkich metalów na nietrwałą strukturę masy prochowej porównać można do uderzeń ciężkich młotów na kruche ściany rogowego koloidu, którego cząsteczki wskutek nabytej energii, rozluźniają szybko swoją spoistość drobinową i przechodzą w stan oswobodzony czyli lotny.

4. Wydajność energii cieplnej i proces spalania.

Wydajność energii cieplnej ciał, spalających się na lotne związki chemiczne, jest różna i tak np.:

1 kg nafty wytwarza	około 12.000 kaloryj
1 „ węgla kamiennego wytwarza „	8.000 „
1 „ drzewa suchego „	3.500 do 4.000 kaloryj
1 „ dynamitu wytwarza	1.300 kaloryj
1 „ rtęci piorunowej wytwarza .	410 „

Okazuje się z tego zestawienia, że wydajność energii cieplnej materiałów wybuchowych jest stosunkowo niską.

Jedynie tylko z tej przyczyny, że ciała wybuchowe, jak np. dynamit, ekrazyt i t. p., wywiązują w okresie około 0,000 000 1 części sekundy znaczną ilość energii, stanowią one w technice pożądany środek do wywołania nagłej i znacznej pracy mechanicznej.

Preparaty wybuchowe są, w gruncie rzeczy, drogim a względnie mało wydajnym czynnikiem do wytwarzania energii długotrwałej.

Własności płomienia zapalającego. Spalenie ziarna prochu, zależy od czasu trwania i temperatury płomienia zapalającego.

Temperatura zapalenia jest tą temperaturą, przy której strata ciepła zużyta na przewodzenie fali ciepła, równą jest przyrostowi ciepła, wydzielonego podczas reakcji chemicznej.

Proces spalania odbyć się może w sposób różny i tak, jako: α) spalanie powolne albo wyfukanie; β) spalanie przyspieszone czyli wybuch (eksplozja), γ) spalanie nagłe czyli detonacja.

α) *Spalanie powolne* następuje wówczas, gdy po zapaleniu ziarna prochu ciepło, wytworzone wskutek reakcji chemicznej, wystarcza w zupełności, aby najbliższe warstwy ziarna doprowadzić do zapalenia;

w każdej chwili istnieje wtedy równowaga między ciepłem oddanem a ciepłem wytworzonym.

Taki rodzaj spalania występuje przy spalaniu się płytek prochu na wolnym powietrzu. W tym wypadku szybkość rozszerzania się spalania wynosi kilka do kilkudziesięciu metrów na sekundę.

β) *Spalanie przyspieszone, czyli wybuch balistyczny*, występuje przy spalaniu się masy wybuchowej w zbiorniku zamkniętym. Szybkość spalania zależy od ciśnienia i temperatury gazów płonących, które dochodzą do pewnego maksimum. Temperatura spalania wynosi około 2000° do 4000° C., a ciśnienie dochodzi, przy prochach koloidowych, do 10,000 atm/cm².

Zapalenie następuje zwykle przez płomień spłonki albo rozżarzony drut platynowy. Ilość i jakość masy zapalającej przystosowana być musi do postaci ziarna prochu. Szybkość spalania oraz grubość spalającej się w jednostce czasu warstwy ziarna prochu, powiększa się w miarę gwałtowności działania detonatora.

Początkowy przyrost ciśnienia musi być jednak odpowiednio wydajny do dobranej gęstości ładowania.

Gęstością ładowania nazywamy stosunek ciężaru ładunku prochu ℓ kg do początkowej objętości komory spalania V m³; oznaczamy ją zazwyczaj symbolem Δ :

$$\Delta = \frac{\ell}{V} \text{ (kg/m}^3\text{)} (28),$$

bądź (kg/dcm³) bądź też w (kg/litr).

Gęstość ładowania nie jest identyczną z pojęciem ciężaru właściwego σ , ponieważ komora spalania posiadać może wymiary różne.

Potęgując szybkość spalania, wytwarzamy chwilowo wielkie masy gazów a wtedy, z powodu nagłego zgęszczenia, powstać może fala uderzeniowa, która wskutek nadmiernej energii ruchu rozbija spistość ziarn i powoduje przemianę gwałtowną, czemu przez dobranie odpowiedniej sorty prochu zapobiegać należy przy broni palnej.

γ) *Spalanie nagłe, czyli detonacja*. Przy użyciu silnego bodźca z detonatorem powstaje nagle bardzo wielkie ciśnienie, które masę wybuchową rozkłada w bardzo krótkim czasie.

Szybkość wzrostu reakcji dochodzi do 9000 m/sec, a ciśnienie przybiera wielkość już niewymierną. Wybuch rozszerza się falisto. Silną dawką rtęci piorunującej doprowadzić można nawet bardzo leniwo reagujące materje wybuchowe np. kwas pikrynowy i t. d., do detonacji.

Vieille stwierdził doświadczalnie, że szybkość fali detonacyjnej zależy też od materiału okrywy patron. Największą szybkość otrzymał przy okrywach z miedzi i zwykłego kartonu.

Prochy z nitrocelulozy detonują: a) przy użyciu silnego bodźca, b) gdy gęstość ładowania jest za wielką, wskutek czego ciśnienie rośnie nagle, i to tem szybciej, im mniejsze wymiary posiada ziarno prochu.

W ogólności zauważyć można, że przy wybuchu balistycznym i detonacji szybkość przemiany zależy od ciśnienia, temperatury, gęstości materji, wytrzymałości okrywy, średnicy patrony, sposobu zapalenia i chemicznego składu masy wybuchowej.

5. *Impet działania (bryzancja) ciał wybuchowych.*

Słownictwo wybuchowe zawiera pojęcie t. zw. bryzancji, które balistycy i technicy określają w różny sposób.

E. Redl określa bryzancję formułą: $\frac{mv}{t}$, t. j. ilością ruchu w jednostce czasu. Przedstawia to siłę uderzenia w kg. Redl odnosi to działanie do jednostki powierzchni masy wybuchowej, a więc do kg/m^2 , przyczem v przedstawia szybkość detonacji.

W praktyce charakteryzuje bryzancję dostatecznie iloczyn z gęstości ładowania Δ i szybkości detonacji v :

$$B = C \cdot \Delta \cdot v,$$

przyczem C oznacza stałą danego materiału.

Bryzancji nie należy pojmować w znaczeniu ciśnienia statycznego, które obliczyć można np. formułą Abel'a (zobacz wzór 29a):

$$p = f \frac{\Delta}{1 - \alpha \cdot \Delta}$$

przyczem f przedstawia skrót dla wyrazu: $\frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T$, zaś α oznacza objętość cząsteczkową (kowolumen) ładunku wybuchowego.

Bryzancję należy pojmować jako ciśnienie dynamiczne uderzenia fali detonacyjnej.

Redl przyjął dla rtęci wybuchowej siłę uderzenia = 100 i klasyfikuje stopień bryzancji różnych materiałów wybuchowych według następującego porządku:

(Klasyf. I). Rtęć piorunująca = 100, żelatyna wybuchowa = 65, kwas pikrynowy = 63, nitrogliceryna = 61, nitrotoluol = 57, nitromanit = 56, amonal = 52, dynamit okrzemkowy = 50, nitroceluloza = 41.

Gdybyśmy porównali te same materiały w stosunku do ich energii, czyli zdolności do wykonania pracy mechanicznej, otrzymamy wprost odwrotną klasyfikację. Dla ekspansji przy ciśnieniu stałym, obliczył Redl, podług praw termodynamiki, energię wybuchową tych samych ciał i przyjmując że nitrogliceryna ma wartość = 100 — otrzymał następującą klasyfikację:

(Klasyf. II). Amonal = 124, nitromanit = 102, nitrogliceryna = 100, żelatyna wybuchowa = 100, nitroceluloza = 88, nitrotoluol = 87, kwas pikrynowy = 81, dynamit okrzemkowy = 79, rtęć piorunująca = 36.

Klasyfikacja II-ga zgadza się z t. zw. próbą Trauzl'a, który energię eksplozji mierzył objętością wybrzuszenia bloku ołowianego.

ROZDZIAŁ II.

Pomiar własności fizycznych materiałów miotających.

W bombie kalometrycznej wyznacza się doświadczalnie dane prochu, jakoto: zawartość ciepła, temperaturę wybuchową, ciśnienie, objętość cząsteczkową (kowolumen), szybkość spalania i skład chemiczny gazów.

Spalanie się prochu w bombie kalometrycznej, względnie w lufie broni palnej, nie daje tych samych wyników doświadczalnych, a to z następujących przyczyn:

a) w bombie doświadczalnej spala się proch przy objętości stałej, bez wykonania pracy mechanicznej, i oziębienie gazów następuje tylko wskutek odwodzenia ciepła przez ściany przyrządu.

b) w lufie broni palnej spala się proch przy objętości zmiennej i przy wykonaniu pracy mechanicznej posuwania pocisku i równoczesnego cofania lufy, wskutek czego oziębienie gazów jest daleko większe, niż w bombie, co wpływa również na przemianę chemiczną gazów.

1. Rozkład chemiczny prochu.

Przyjmiemy, jako punkt wyjścia, w obu wypadkach t. j. pod a) i b) przemianę chemiczną w chwili najprędszego spalania, t. j. przy najwyższej temperaturze spalania, niepomniejszonej jeszcze przez oziębienie gazów.

Podczas spalania się materiałów miotających — nowoczesnych — wytwarzają się następujące gazy:

Kwas węglowy CO_2 , tlenek węgla CO , woda H_2O w postaci pary, wodór H , azot N , gaz błotny albo metan CH_4 , tlenek azotu NO .

Przy wysokich temperaturach i dostatecznej ilości tlenu spala się węgiel całkowicie, wytwarzając znaczną ilość kwasu węglowego CO_2 , pary wodnej H_2O i pewną ilość tlenku węgla CO .

Przy niskich temperaturach stosunek ilościowy CO_2 i CO staje się odwrotnym i analiza chemiczna wykazuje procentowo większą ilość CO , niż CO_2 .

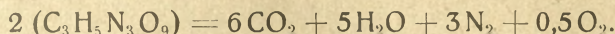
Gaz błotny CH_4 wytwarza się przy temperaturach niższych, a więc nie w chwili wybuchu, lecz, zdaje się, dopiero przy oziębieniu się gazów, a to samo tyczy się tlenku azotu NO .

Wyniki analizy chemicznej, podające procentowo ilość i jakość gazów wytworzonych, są zależne od wstępnych warunków spalania i różnią się między sobą nieraz bardzo znacznie. Rolę główną odgrywa w każdym wypadku zawartość tlenu O w danym materiale.

Wobec powyższego podzielić można materiały wybuchowe na trzy grupy:

1 grupa posiada nadmiar albo dokładnie tyle tlenu, ile potrzeba do zupełnego spalania, t. j. do całkowitego utlenienia.

Uzmysłowi to rozkład chemiczny nitrogliceryny przy zapaleniu inicjalnym w bombie:

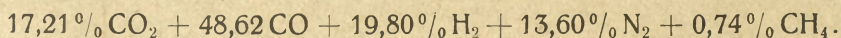


W tym wypadku zasób tlenu spala cały węgiel całkowicie na kwas węglowy i wytwarza parę wodną, a np. nitrogliceryna, spalona na wolnym powietrzu rozkłada się na: NO , CO , CO_2 , H_2 , N_2 , CH_4 i parę wodną H_2O .

2 grupa posiada tyle tlenu, aby, przy zastosowaniu dobrego bodźca, zgazować się mogły wszystkie części ciała, nie pozostawiając resztek węgla w postaci stałej.

Do tej grupy zaliczamy prochy nowoczesne.

Jako przykład obierzmy spalanie prochu z nitrocelulozy, dla którego analiza chemiczna podaje następujący skład gazów w przybliżonych procentach objętościowych:

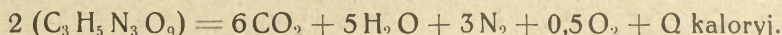


3 grupa posiada za mało tlenu, pozostawia więc reszty nieutlenione i węgiel w postaci stałej, co spostrzeżono np. przy: kwasie pikrynowym, trinitrotoluolu, prochu czarnym i t. d.

2. Wyznaczenie zawartości ciepła.

Zawartość ciepła wyznacza się w bombie kalorymetrycznej przy objętości stałej, nie uwzględniając przemian chemicznych, spowodowanych oziębieniem się gazów.

Jako przykład przytoczymy wyznaczenie ciepła spalania nitrogliceryny. Równanie ogólne reakcji chemicznej przedstawia termochemia w postaci:



Przypuśćmy, że spalimy w bombie 277 gramów nitrogliceryny.

Niech oznaczają: $Q_1 = 98,9$ kal. ciepła spotrzebowanego do wywołania wybuchu, $Q_2 = 432,6$ kal. t. j. ciepło końcowe, mierzone w kalorymetrze, to różnica $Q = Q_2 - Q_1 = 432,6 - 98,9 = 333,7$ kal. przedstawi ciepło wytworzone.

Wobec tego 1 kg nitrogliceryny wywiąże:

$$\frac{333,7}{227} \cdot 1000 = 1470 \text{ kaloryj ciepła.}$$

Do tej liczby doliczyć należy ciepło pochłonięte przez przyrząd i ciepło wytworzone przez skroplenie się pary wodnej.

Po dokonaniu poprawki otrzymamy jako rezultat, że 1 kg nitrogliceryny posiada zawartość ciepła: $Q = 1580$ kal.

W miarze dynamicznej zdolność do wykonania pracy mechanicznej przez 1 kg nitrogliceryny wyrazimy:

$$L = 427 Q = 427 \cdot 1580 = 674660 \text{ kgm.}$$

3. Wyznaczenie ciśnienia właściwego.

Liczne doświadczenia potwierdziły, że wzór (5) względnie (5a) F. Abel'a, zastosować można dla stałych i ciekłych materiałów wybuchowych z dostatecznem przybliżeniem, aż do ciśnień nieprzekraczających $p = 3000$ At.

Wzór (5a) $p = \frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T \cdot \frac{1}{v - \alpha}$ odnosi się do 1 kg. ładunku prochu.

Wprowadźmy, zamiast jednostki objętości v , wzór ogólny:

$$v = \frac{V}{\ell} (\text{m}^3/\text{kg});$$

otrzymamy wtedy:

$$p = \frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T \cdot \frac{1}{V/\ell - \alpha} = \frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T \cdot \frac{\ell}{V - \alpha \ell} \quad \dots \quad (5b)$$

Wyraz: $\frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T = \frac{10333 \cdot v_0}{273} \cdot T$ nazwał Abel siłą prochu i ozna-
czył symbolem f . Symbol f przedstawia właściwie potencjał prochu zga-
zowanego i niema nic wspólnego z pojęciem siły, która ma wymiar kg.

Jeżeli w bombie doświadczalnej spali się doszczętnie cały ładunek prochu, otrzymamy na wykresie wielkość ciśnienia maksymalnego, którą się oblicza podług metody Abel'a z wzoru:

$$p_m = \frac{f \cdot \ell}{V - \alpha \ell} \quad \dots \quad (29),$$

przyczem

$$f = \frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T = \frac{10333 \cdot v_0}{273} \cdot T.$$

Wzór (29) jest wzorem zasadniczym dla obliczania ciśnienia maksymalnego w zbiorniku zamkniętym.

Przykład: dane są $v_0 = 0,90 \text{ m}^3/\text{kg}$, $T = 2500$, $p_0 = 10333 \text{ kg/m}^2$, to

$$f = \frac{10333 \cdot 0,90 \cdot 2500}{273} = 85140.$$

Załóżmy dalej, że ładunek prochu $\ell = 1 \text{ kg}$ spala się w bombie, której objętość $V = 10^{-2} \text{ m}^3$, przyczem objętość cząsteczkowa (kowolumen) ładunku prochu $\alpha = 0,98 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$, to według wzoru (29) będzie:

$$\begin{aligned} p_m &= \frac{85140 \cdot 1}{10^{-2} - 0,98 \cdot 10^{-3} \cdot 1} = \frac{85140}{1/100 - 0,98/1000} = \\ &= 9439000 \text{ kg/m}^2 = 943,9 \text{ kg/cm}^2, \end{aligned}$$

albo mierząc w atmosferach At:

$$p = \frac{9439000}{10333} = 913,7 \text{ At}.$$

Obierzmy miary fizyczne: $p_0 = 1 \text{ At}$, $v_0 = 900 \text{ lt/kg}$, $T = 2500$, $V = 10 \text{ lt}$, $\ell = 1 \text{ kg}$, $\alpha = 0,98 \text{ lt/kg}$, dostaniemy

$$f = \frac{900 \cdot 2500 \cdot 1}{273} = 8242, \quad p_m = \frac{8242 \cdot 1}{10 - 0,98 \cdot 1} = 913,7 \text{ At},$$

jak wyżej.

Wprowadźmy do wzoru Abel'a (29) t. zw. gęstość ładowania ad (28), t. j. $\Delta = V : \ell$, otrzymamy:

$$p_m = f \frac{\ell/V}{1 - \alpha \cdot \ell/V},$$

wtedy więc wzór Abel'a, wyrażony gęstością ładowania, przedstawi się:

$$p_m = \frac{f \cdot \Delta}{1 - \alpha \cdot \Delta} \quad \dots \quad (29a).$$

Początkowo wyznaczał Abel wielkość ciśnienia podług wzoru Mariott-Gay Lussac'a i okazało się, że ciśnienie rzeczywiste, otrzy-

mane przy spalaniu się prochu w bombie doświadczalnej, było zawsze większe, niż ciśnienie obliczone wzorem Mariott-Gay Lussac'a. Po długich doświadczeniach, zastosował on wzór (4) Van der Waals'a, który uprościł i podał w postaci, jak pod (5) napisano.

Potencjał prochu f wyznacza się doświadczalnie z otrzymanego wykresu manometrycznego. Dla ciśnienia maksymalnego p_m otrzymamy podług wzoru (29a):

$$f = p_m \left(\frac{1}{\Delta} - \alpha \right) \dots \dots \dots (29b).$$

Przy spaleniu prochu z nitrocelulozy znaleziono, dla warunków $v_0 = 940$ lt/kg, $\alpha = 0,984$ lt/kg, $T = 2373$, $\Delta = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4$, następujące relacje:

$\Delta = 0,1;$	$f = 8602;$	$p_m (At) = 954,2$
" 0,2	" 8821	" 2196,6
" 0,3	" 8187	" 3277,4
" 0,4	" 8065	5 5320.

Wzór (29a) i (29b) jakoteż zestawienie cyfrowe okazują, że ciśnienie nie rośnie proporcjonalnie z gęstością ładowania.

Przy niezupełnem zgazowaniu materiału wybuchowego, t. j. gdy w zbiorniku pozostaną reszty niespalone w postaci popiołu, należy uwzględnić poprawkę objętości w ten sposób, że do kowolumenu α , dodaje się objętość części popiołu. Objętość reszty niespalonej otrzyma się, dzieląc ciężar popiołu przez jego gęstość σ .

Najstarsza metoda wyznaczenia ciśnienia, polega na wykreśleniu krzywej ciśnienia zapomocą kruszera, t. j. przyrządu, zgniatającego walec miedziany (wysokość 13 mm, średnica 10 mm) aż do odkształcenia trwałego.

Inżynier E. Petavel zbudował przyrząd, który wyzyskuje naprężenie metalu zgniatanego w granicach odkształcenia elastycznego (zobacz: Część czwarta — Rozdział VI).

P. Vieille wyzyskuje czysto dynamiczne oddziaływanie ciężkiego tłoka, który się przesuwą w wydrążeniu bomby doświadczalnej.

C. Crehore i O. Squier rejestrują wprost ruch pocisku w lufie broni palnej, zapomocą chronografu fotopolaryzacyjnego.

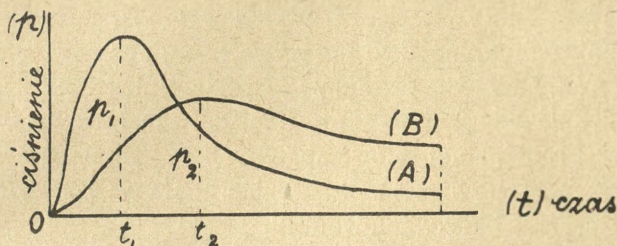
Drogą licznych doświadczeń stwierdzono, że rzeczywiste ciśnienie maksymalne przy strzale z broni palnej jest większe niż je podaje tabela zgniecenia walca miedzianego, zestawiona dla ciśnienia statycznego prasy hydraulicznej.

Tabela zgniecenia, zestawiona dla tego samego walca miedzianego przy użyciu kafara balistycznego, podaje za wielkie ciśnienia. W tym

wypadku opada ciężar młota wagi 25 kg na walec miedziany i uderza z wielką szybkością (nagle) na ten walec. Działanie uderzenia trwa 0,002 sek.

Dla obliczeń balistycznych przy wzroście prężności gazów, znać trzeba całkowitą siłę ciśnienia, niepomniejszoną przez opory bierne, występujące podczas ruchu pocisku w lufie broni palnej.

Dokładny wykres ciśnienia podać może tylko taki przyrząd, który nie uwzględnia oporu przeforsowania pocisku przez wnętrze lufy, i tylko pod tym warunkiem obliczyć można całkowity wymiar przyspieszenia siły, cisnącej na dno pocisku.



Rys. 5.

Wystrzelmy dwa równe pociski z tej samej lufy, ale dwiema różnymi sortami prochu, przy równej gęstości ładowania; otrzymamy wtedy dwa różne wykresy ciśnienia (A) i (B).

W przypadku (A) występuje ciśnienie maksymalne w czasie krótszym, niż w przypadku (B) — tak, że $p_1 > p_2$, a znów $t_1 < t_2$.

W przypadku (A) szybkość działania zbliża się do detonacji, podczas gdy w przypadku (B) szybkość i wielkość działania zbliża się do warunków wybuchu balistycznego.

Proch (A) działa ostrzej niż proch (B) — czyli, że szybkość przemiany chemicznej jest większą w wypadku (A), niż w wypadku (B).

Szybkość przemiany czyli spalenia jest więc zależną od wielkości ciśnienia.

Aby się o tem przekonać naocznie, oddajmy strzał z karabinu do zbiornika z wodą ładunkiem prochu normalnym, ale bez pocisku.

W tym wypadku ciśnienie gazów równe jest ciśnieniu zewnętrznemu, t. j. równe 1 At. Przekonamy się, że wystrzelony został prawie cały ładunek prochu w stanie niedopalonym, i reszty niedopałek znajdziemy w zbiorniku.

Stwierdzono doświadczalnie, że wielkość ciśnienia zależy od:
a) początkowej gęstości ładowania, b) składu chemicznego prochu, c) ciężaru pocisku i oporu przeciskania, d) temperatury początkowej ziarn prochu, e) sposobu zapalenia i siły detonacyjnej bodźca wybu-

chowego, f) gęstości postaci i ustroju powierzchni zewnętrznej ziarna prochu, g) zasobu wilgoci w prochu.

Zauważyć należy, że prochy nitroglicerynowe są mniej higroskopijne niż prochy z nitrocelulozy. Przestrzegać trzeba głównie, aby ziarna pojedyncze prochu były jednostajnie wysuszone w całej swej grubości.

Materiały wybuchowe, zapalone ostrym bodźcem, przy większej dawce rtęci piorunującej, detonują i w tym wypadku gęstość ładowania nieodgrywa żadnej roli. Jest wtedy obojętnem, czy gazy są zamknięte powietrzem otoczenia, czy też ścianami z metalu.

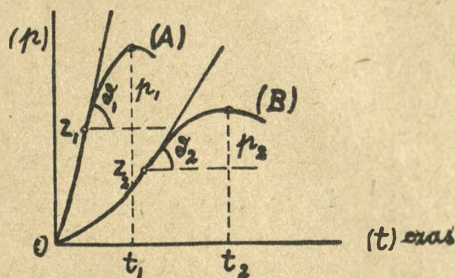
Zapalając te same materiały zwykłą spłonką, albo kilkoma płatkami prochu nitroglicerynowego nie wywołamy detonacji, materiał spala się leniwiej, tak mniejwięcej jak prochy strzelnicze. W tym wypadku gęstość ładowania odgrywa tę samą rolę, co u materiałów miotających, strzelanych z broni palnej, albo zapalonych w bombie doświadczalnej.

Przy detonacji wywiązuje się zwykle metan CH_4 , amoniak NH_3 , kwas pruski HCN i inne węglowodory.

Prochy, u których wnętrze ziarna wysuszone jest niejednostajnie, spalają się nieregularnie i do nich nie można stosować praw spalania jednostajnie szybkiego.

4. Impet działania (bryzancja) materiałów miotających.

Zasada Vieille'a. Rys. 6. Podług Vieille'a rejestruje się w bombie doświadczalnej linie ciśnienia dla różnych gatunków prochu i wyznacza w punktach zwrotnych z_1 , z_2 wielkość kąta stycznego ϑ .



Rys. 6.

Jeżeli $\vartheta_1 > \vartheta_2$, to i ciśnienie maksymalne $p_1 > p_2$, a znów czas $t_1 < t_2$, czyli, że ostrość prochu (A) jest większa niż u prochu (B).

Vieille przyjmuje więc wymiar kąta stycznego w punkcie zwrotu, jako miarę porównawczą dla klasyfikacji impetu działania (bryzancji) danego prochu.

Zasada Vallier-Heidenreich. Rys. 7. Podług tej zasady jest miernikiem impetu działania (bryzancji) liczba η , wyrażająca stosunek ciśnienia średniego p_s , do ciśnienia maksymalnego p_m :

$$\eta = \frac{p_s}{p_m} \text{ kg/m}^2.$$

W każdym wypadku jest $\eta < 1$.

Jeżeli zamienimy pole pracy ciśnienia zmiennego $O123O$ na pole pracy ciśnienia średniego $O453O$ — tak, że pole $O123O = O453O$, (przyczem $O3 = x$ metrów) oznacza drogę pocisku w lufie, a symbol $F(m^2)$ przekrój lufy, to pracę ciśnienia średniego na drodze x , wyrazić można iloczynem $p_s \cdot F \cdot x$.

Praca $p_s \cdot F \cdot x$ jest równą sile żywej pocisku G kg, wylatującego z lufy z szybkością v_w

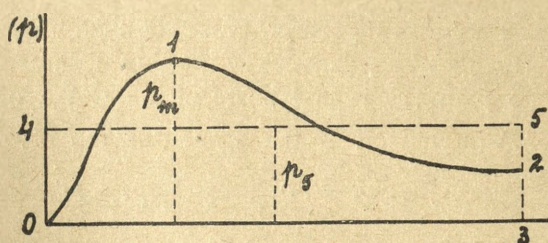
$$= \frac{G}{2g} \cdot v_w^2.$$

Ciśnienie maksymalne otrzymamy z wykresu, a stąd ciśnienie średnie $p_s = \eta \cdot p_m$. Będzie więc:

$$\eta \cdot p_m \cdot F \cdot x = \frac{G \cdot v_w^2}{2g},$$

a stąd:

$$\eta = \frac{G \cdot v_w^2}{2g \cdot F \cdot p_m \cdot x}.$$



Rys. 7.

Dla $\eta < 0,45$ cechuje się proch jako *ostry*.

Proch taki używa się dla luf krótkich t. j. dla moździerzy i haubic, strzelając ładunkami małymi w ogniu stromym.

Dla $\eta = 0,45$ do $0,60$ cechuje się proch jako *średni*.

Proch taki używa się przy lufach średniej długości, przeważnie przy haubicach i jako ładunek zredukowany przy lufach długich t. j. armatach.

Dla $\eta > 0,60$ cechuje się proch jako *łagodny (leniwy)*.

Proch taki używa się dla luf długich, przy strzale płaskim z armat.

Wartość η odnosić należy zawsze do tego samego systemu dział — pocisku — ale różnej sorty prochu.

Inne ma znaczenie stosunek ($p_s : p_m$) jest on względnym, gdyż ten sam gatunek prochu, może być dla jednej broni ostry, dla innej łagodny.

Oddajmy strzał prochem karabinowym (ostrym) z lufy armatniej, to przyjmując tę samą gęstość ładowania, ryzykujemy objaw detonacji, w następstwie wyrzuczenie lufy, zniszczenie zamka i t. p.

Według doświadczeń można przez porównanie wykresów ciśnienia otrzymanych w bombie doświadczalnej, wnioskować już zgóry, czy proch dany stosować można do działła projektowanego.

5. Wyznaczenie objętości cząsteczkowej α .

Wyznaczenie objętości cząsteczkowej, dla danej sorty prochu, stanowi zadanie czysto rachunkowe, przyczem używa się wzoru Abel'a (29), skąd:

$$\alpha = \frac{p_m - f \cdot \Delta}{p_m \cdot \Delta} = \frac{p_m V - f \cdot \mathcal{L}}{p_m \cdot \mathcal{L}}.$$

Przeprowadza się w tym celu kilka prób doświadczalnych w bombie Berthelott'a i wyznacza α podług wykresu dla ciśnienia maksymalnego p_m , przy różnej gęstości ładowania $\Delta_1, \Delta_2 \dots \Delta_n$.

Otrzyma się w ten sposób szereg równań:

$$\alpha_1 = \frac{p_1 - f \Delta_1}{p_1 \Delta_1}; \quad \alpha_2 = \frac{p_2 - f \Delta_2}{p_2 \Delta_2}; \quad \alpha_n = \frac{p_n - f \Delta_n}{p_n \Delta_n},$$

przyczem $f = \frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T$ (zobacz przykład w ustępie 6).

Wartość średnia:

$$\alpha_s = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n}{n}$$

podaje przeciętną objętość cząsteczkową danej sorty prochu.

6. Wyznaczenie temperatury spalania T .

Problem wyznaczenia temperatury spalania (wybuchowej) stanowi dotychczas zagadnienie niedostatecznie rozwiązane, głównie z tej przyczyny, że niezbudowano jeszcze przyrządów, któreby podawały dokładne rezultaty doświadczalne. Dołącza się do tych trudności i ta okoliczność, że ściany bomby, względnie lufy, pochłaniają ciepło wytworzone w sposób, niedający się dokładnie wyznaczyć. Wynikają z tego doniosłe różnice przy oznaczaniu temperatury podług wykresu ciśnienia, względnie przy obliczeniach wysokości temperatury podług wzorów termodynamiki.

Temperatura wybuchu odgrywa ważną rolę przy konstrukcji lufy, ponieważ jest miarodajną dla doboru metalu lufy, aby przeszkodzić stapianiu się ostrych krawędzi gwintów.

Temperatura topliwości stali wynosi 1300° do 1500° C.

Przy spalaniu prochów w stałej objętości bomby doświadczalnej wyznacza się temperaturę maksymalną albo z ilości ciepła pojedynczych produktów rozkładu chemicznego, albo — w przybliżeniu — z wyników miary ciśnienia.

Przez porównanie obu rodzajów obliczeń otrzymać można przybliżoną wysokość temperatury spalania. Przy doświadczeniach wyznaczają różni fachowcy w różny sposób temperaturę wybuchową.

E. Ristori i W. Macnab używają w tym celu termoelementu z platyny i rodium, który wprowadzają do bomby, ustalając odruchy galwanometru fotograficznie. Wyniki podane sprawdził Murasur eksperymentalnie przy pomocy 0,2 mm grubego drutu platynowego, ostro zakończonego. Obtopienie drutu mierzył mikroskopem. Temperatura topliwości platyny wynosi okragło 1750° C.

Wyznaczenie temperatury spalania podług wzoru (13) $t = Q : c_v$ byłoby sposobem najłatwiejszym. Jeżeli jednak zauważymy, że c_v nie jest wielkością stałą, lecz podług (14) i (15c) zależy od wysokości temperatury, to przyjdziemy do przekonania, że wynik rachunkowy nie będzie się zgadzał z rzeczywistością.

Podług wzoru (5b) względnie (29) otrzymamy z odnośnego równania wielkość T :

$$T = \frac{p_m}{p_0} \cdot \frac{V_0 - \alpha \ell}{v_0 \ell} \cdot 273 = \frac{p_m}{p_0} \cdot \frac{1 - \alpha \cdot \Delta}{v_0 \cdot \Delta} \cdot 273,$$

przyczem oznaczają: p_m ciśnienie maksymalne mierzone z wykresu; V_0 objętość wolną wnętrza bomby, ℓ = ładunek prochu, α kowolumen, v_0 objętość właściwą prochu według tabeli, $\Delta = \frac{\ell}{G}$ gęstość ładowania.

Przykład: Przy prochu z nitrocelulozy zmierzono bez względu na oziębienie przyrządu: $p_m = 1134$ At., ładunek $\ell = 2,5$ gr, $V_0 = 21,34$ cm³, $v_0 = 926,5$ cm³/gr, $\alpha = 0,926$ cm³/gr, H₂O w postaci pary. Przy tem założeniu

$$T = \frac{1134}{1} \cdot \frac{21,34 - 0,926 \cdot 2,5}{926,6 \cdot 2,5} \cdot 273 \cong 2357,$$

stąd:

$$t = T - 273 = 2264^\circ \text{C}.$$

Ponieważ ciśnienie oznaczone zostało bez względu na oziębienie bomby, więc też i rezultat dla wysokości temperatury wybuchowej będzie za niski.

Znając T , obliczyć można potencjał prochu podług wzoru:

$$f = \frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T = \frac{1 \cdot 926,6}{273} \cdot 2537 \cong 8898.$$

7. Szybkość spalania ziarn prochu.

A. Zasada Piobert'a. Według zasady Piobert'a ziarno prochu spala się warstwami równoległymi.

Żar wnika dośrodkowo ku wnętrzu ziarna, w kierunku normalnej do ścian ziarna. Przypuśćmy, że w czasie t spaliła się warstwa grubości n metrów, to szybkość spalania wyznaczy pochodna:

$$w = \frac{dn}{dt}.$$

Przy tego rodzaju spalaniu nie zmienia się postać ziarna, t. j. kula pozostaje kulką, kostka — kostką i t. p. Wypadek taki zachodzi prawie z geometryczną ścisłością przy prochach artylerji, które składają się z wielkich ziarn, a szczególnie odnosi się to do prochów rurkowych. Przekonano się o tem zjawisku doświadczalnie, strzelając nabój do wody.

Wynika stąd w dalszej konsekwencji, że gdyby płomień zapalacza ogarnął równocześnie wszystkie ziarna, to równocześnie spali się ziarno pojedyncze, jakoteż cały ładunek ziarn prochu.

Przy obecnie przyjętym systemie zapalania naboju — odtylcowym, przyjąć można, że zapalenie ładunku prochu w armatach podlega zasadzie Piobert'a. Odnosi się to szczególnie do prochów nitro-glicerynowych.

Przy strzelaniu doświadczalnem z karabinów sprawdzono, że przy zapaleniu ładunku prochu od przodu otrzymano inne ciśnienie i inną szybkość, niż przy zapaleniu ładunku od tyłu.

Sprawdzono też, że dla prochów drobnoziarnistych, używanych dla karabinów, zasada Piobert'a nie daje się zastosować.

Jeżeli z lufy karabinowej, umyślnie skróconej, strzelimy pocisk ładunkiem prochu normalnym do wody, to po strzale znajdziemy ziarna bądź zupełnie nieopalone, bądź w połowie spalone, jakoteż drobne cząstki nieregularnie opalone, których postać jest zupełnie niepodobną do postaci ziarna pierwotnego; niepodobne są one również do siebie.

Badając te drobne cząstki pod mikroskopem, spostrzega się bardzo wielkie różnice grubości w stosunku do postaci pierwotnej, z czego wnioskować można, że — przy ciasnem ułożeniu ziarn i jednostronnem zapaleniu ładunku — nie wszystkie powierzchnie zapalają się równocześnie. Zasady Piobert'a nie można więc stosować do prochów drobnoziarnistych, choćby nawet w przybliżeniu.

B. Zasada P. Charbonnier'a i Moisson'a. Wymienieni balistycy wprowadzili zasadę spalania ogólniejszą, odnoszącą się do spalania całego ładunku, przyczem szybkość spalania wyrażono stosunkiem:

$$w = \frac{dy}{dt}.$$

Symbol y oznacza w tym wypadku ułamek spalanej całości prochu w czasie t .

Liczne doświadczenia okazały zgodnie, że szybkość spalania zależy od wielkości ciśnienia w zbiorniku, a przebieg czasowy ciśnienia od chemicznych i fizykalnych właściwości sorty prochu. Wogóle szybkość spalania zależy od wielkości i postaci ziarna, gęstości, dziurkowatości, powierzchni ziarna i wilgotności, którą przyjąć trzeba jako jednakową w całym przekroju ziarna.

ROZDZIAŁ III.

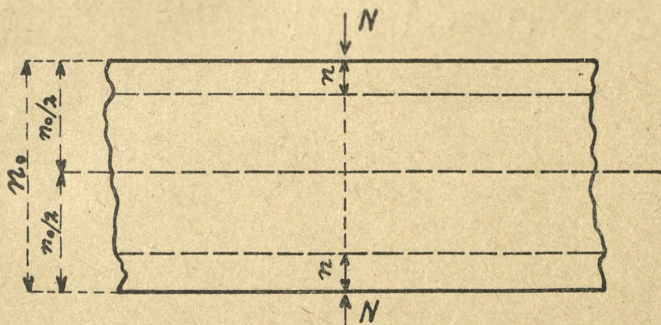
Obliczenia wzorów spalania ziarn i ładunku prochu.

1. Prawo spalania ziarna prochu z punktu widzenia geometrycznego.

A. Zasada Piobert'a. Przyjmiemy: α) że wszystkie ziarna zapalają się jednocześnie z wszystkich stron, β) że wszystkie ziarna są równe, i γ) posiadają postać symetryczną

W tym wypadku decyduje wymiar najmniejszej grubości ziarna, kiedy spali się całość. Jeżeli np. ziarno ma postać regularnego graniastosłupa i w czasie dt spali się na wolnem powietrzu warstwa grubości dn , to objętość spalona tej pierwszej warstwy jest największą i da największą ilość gazu postępując ku środkowi, otrzyma się coraz to mniejszą ilość gazu, aż do zera.

Wobec tego przyrost ciśnienia jest w pierwszych chwilach bardzo znaczny i maleje, w miarę zanikającej objętości ziarna, aż do zera.



Rys. 8.

Ponieważ ciśnienie wzrasta stale, więc też i szybkość spalania wzrasta stale, czyli że spalać się będą coraz to grubsze warstwy w równych okresach czasu.

Prawo spalania według warstw równoległych uznają jako słuszne balistycy: E. Sarrau, Ingals, P. Vieille F. Gossot, R. Liouville, Mache, Lorenz; C. Cranz i wielu innych.

Weźmy na uwagę najmniejszy wymiar ziarna n_0 w metrach, w kierunku normalnej N , to żar, dążąc do środka geometrycznego ziarna, spali obustronnie po czasie t sek pewną warstwę grubości n metrów.

Na wolnem więc powietrzu przy ciśnieniu $p_0 = 10333 \text{ kg/m}^2$, szybkość spalania wyniesie:

$$w = \frac{dn}{dt} = \text{const.}$$

Całkowite spalanie nastąpi po czasie τ_0 sek, stąd

$$\alpha) \dots \dots \dots w_0 = \frac{n_0/2}{\tau_0} = \frac{n_0}{2\tau_0} = \text{const.}$$

Przyjmijmy teraz, że szybkość spalania w wzrasta proporcjonalnie z ciśnieniem p w zbiorniku zamkniętym, czyli że

$$w_0 : w = p_0 : p,$$

to otrzymamy

$$\beta) \dots \dots \dots w = w_0 \frac{p}{p_0} = \frac{n_0}{2\tau_0} \cdot \frac{p}{p_0}.$$

Wielu balistyków przyjmuje prawo spalania potęgowe:

$$w_0 : w = (p_0 : p)^k.$$

Napiszmy więc prawo ogólne dla szybkości spalania ziarna prochu w postaci:

$$w = \frac{dn}{dt} = \frac{n_0}{2\tau_0} \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^k = \left(\frac{n_0}{2\tau_0 p_0^k}\right) \cdot p^k = \lambda \cdot p^k \quad \dots (30).$$

Wykładnik k obiera się jako: $k < 1$, albo $k = 1$; $\lambda = \frac{n_0}{2\tau_0 p_0^k}$ przedstawia wartość stałą.

Zachodzi teraz pytanie, jaką częścią całości, jest spalona pierwsza warstwa wierzchnia. Część tę jako ułamek pierwotnej całości oznaczmy symbolem y i napiszmy:

$$y = \frac{\text{objętość pierwotna} - \text{objętość niespalona}}{\text{objętość pierwotna}} \quad \dots (31).$$

Pod uwagę weźmiemy ziarno w postaci graniastosłupa z krawędziami a, b, c (w metrach). Wziąwszy na wzgląd wspomniane już spalanie warstwowe, otrzymamy

$$\begin{aligned} y &= \frac{abc - (a-2n)(b-2n)(c-2n)}{abc} = \\ &= 2n \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} \right) - 4n^2 \left(\frac{1}{ab} + \frac{1}{ac} + \frac{1}{bc} \right) + 8n^3 \frac{1}{abc}. \end{aligned}$$

Żałóźmy, że: $n_0 = a < b < c$,

to przy spaleniu się najmniejszego wymiaru

$$n = \frac{n_0}{2} = \frac{a}{2},$$

otrzymamy, że: $y = 1$.

Ułamek y wyrażmy w postaci ogólnej:

$$y = \alpha_1 n + \beta_1 n^2 + \gamma_1 n^3 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31a),$$

przyczem symbole α_1 , β_1 , γ_1 , przybiorą dla różnych postaci ziarna następujące wartości:

POSTAĆ ZIARNA	α_1	β_1	γ_1
Graniastosłup z krawędziami $a < b < c \dots\dots\dots$	$+2 \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} \right)$	$-4 \left(\frac{1}{ab} + \frac{1}{ac} + \frac{1}{bc} \right)$	$+\frac{8}{abc}$
Kostka z krawędzią $a \dots\dots\dots$	$+6/a$	$-12/a^2$	$+\frac{8}{a^3}$
Walec pełny: średnica d , wysokość $h \dots$	$+2 \left(\frac{2}{d} + \frac{1}{h} \right)$	$-4 \left(\frac{1}{d^2} + \frac{2}{dh} \right)$	$+\frac{8}{d^2 h}$
Walec pusty — rurka: średnice D i d , wysokość $h \dots$	$+2 \left(\frac{2}{D-d} + \frac{1}{h} \right)$	$-\frac{8}{h(D-d)}$	—
Kula — średnica $d \dots\dots\dots$	$+6/d$	$-12/d^2$	$+\frac{8}{d^3}$

Stosunek powierzchni ziarna do jego objętości przedstawiać się będzie na początku:

$$\frac{2ab + 2ac + 2bc}{abc} = 2 \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} \right).$$

Przed bezpośrednim spalaniem się ziarna powierzchnia dopalająca się $= (b-a)(c-a)$, stąd wynika stosunek:

$$\frac{(b-a)(c-a)}{2ab + 2ac + 2bc} = \frac{\text{powierzchnia dopalająca się}}{\text{powierzchnia pierwotna}}.$$

B. Wzory ogólne statyki wybuchowej.

Zróźnicowanie wzoru Abel'a (29). Należy rozstrzygnąć pytanie, jaką ma być poprawka objętości wolnej dla rozszerzania się gazów w zbiorniku zamkniętym, gdy spali się tylko ułamek y ładunku prochu $\mathcal{L}$, t. j. część $y\mathcal{L}$.

W tym wypadku objętość niespalonego ładunku wyniesie

$$\frac{\mathcal{L}}{\sigma} - y \frac{\mathcal{L}}{\sigma} = \frac{\mathcal{L}}{\sigma} (1 - y),$$

jeżeli przez σ oznaczy się gęstość ziarna prochu.

Objętość cząsteczkowa ułamka $y\mathcal{L}$ będzie: $y\mathcal{L}\alpha$.

Stąd objętość wolna dla gazów spalinowych, wyniesie:

$$V_0 - \alpha y\mathcal{L} - \frac{\mathcal{L}}{\sigma} (1 - y),$$

przyczem V_0 przedstawia objętość początkową komory spalania w (m^3).

Wzór Abel'a (29) przyjmie więc postać zróżnicowaną, przydatną dla obliczenia ciśnienia w dowolnej fazie spalania, a więc formę:

$$p = \frac{f\mathcal{L} \cdot y}{V_0 - \alpha\mathcal{L}y - \frac{\mathcal{L}}{\sigma} (1 - y)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32).$$

Wyznaczyliśmy w ten sposób dla statyki wybuchowej, t. j. dla doświadczeń eksperymentalnych w bombie kalorymetrycznej, trzy ważne relacje, odnoszące się do zasady spalania się, postawionej przez Piotbert'a, mianowicie:

$$\text{I)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad w = \frac{dn}{dt} = \lambda p^k = \frac{n_0}{2\tau_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^k,$$

$$\text{II)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad y = \alpha_1 n + \beta_1 n^2 + \gamma_1 n^3,$$

$$\text{III)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad p = \frac{f \cdot \mathcal{L} \cdot y}{V_0 - \alpha\mathcal{L}y - \frac{\mathcal{L}}{\sigma} (1 - y)}.$$

Jeżeli podług wykresu manometru wyrazimy ciśnienie p , jako funkcję czasu $p(t)$, to można równanie I) scałkować i wtedy będzie:

$$n = \frac{n_0}{2\tau_0 p_0^k} \cdot \int_0^t p^k(t) \cdot dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33).$$

Dla chwili całospalenia jest $n = \frac{n_0}{2}$, stąd:

$$1 = \frac{1}{\tau_0 p_0^k} \int_0^t p^k(t) \cdot dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33a).$$

Podstawiając do II) wartość dla n z równania (33), otrzyma się wartość dla y .

Z równania (33a) otrzymać znów można czas całospalenia.

2. Zasada spalania P. Charbonnier'a i Moisson'a.

Założenie: Czynniki y odnosi się do całego ładunku prochu, a nie do pojedynczego ziarna — czyli, że wartość $y = f(n)$ odnosi się do spalania całego $\mathcal{L}$.

Pochodna podług n z wzoru (31) będzie miała postać:

$$\frac{dy}{dn} = \alpha_1 + 2\beta_1 n + 3\gamma_1 n^2,$$

a stąd podług wzoru (30):

$$\frac{dy}{dt} = \frac{dn}{dt} (\alpha_1 + 2\beta_1 n + 3\gamma_1 n^2) = \lambda \cdot p^k (\alpha_1 + 2\beta_1 n + 3\gamma_1 n^2).$$

Ponieważ n jest funkcją y , więc napisać można ogólnie:

$$\frac{dy}{dt} = A_1 \varphi(y) \cdot p^k \dots \dots \dots (34).$$

Np. dla ziarna kulistego, przyjmując jako promień pierwotny R , jako promień zmienny r , otrzymamy

$$y = \frac{\frac{4}{3}\pi R^3 - \frac{4}{3}\pi r^3}{\frac{4}{3}\pi R^3} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^3 = 1 - u^3,$$

przyczem $u = \frac{r}{R}$, zaś $dr = -dn$; wypada stąd:

$$u = \sqrt[3]{1-y}; \quad u^2 = (1-y)^{2/3} \dots \dots \dots i$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{dy}{du} \cdot \frac{du}{dr} \cdot \frac{dr}{dt} = (-3u^2) \cdot \frac{1}{R} \cdot \left(-\frac{dn}{dt}\right) = \frac{3}{R} \cdot u^2 \cdot \frac{dn}{dt} = \frac{3}{R} (1-y)^{2/3} \cdot \lambda p^k.$$

Jest więc podług (34):

$$\varphi(y) = (1-y)^{2/3},$$

przyczem

$$A_1 = \frac{3}{R} \cdot \lambda.$$

Analogicznie otrzyma się dla kostki (sześciangu):

$$\varphi(y) = (1-y)^{2/3},$$

a dla walca pełnego:

$$\varphi(y) = (1-y)^{1/2}.$$

Charbonnier pisze ogólnie:

$$\frac{dy}{dt} = A_1 (1-y)^{\beta} \cdot p^k \dots \dots \dots (34a)$$

dla prochów spalających się degresywnie, t. j. przy pomniejszaniu się powierzchni spalania,

Wyznamy teraz w punkcie przegięcia kąt styczny. Podług d) dla $p = p_z$ będzie:

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_z = A_1 p_m^{1-\beta} (p_m - p_z)^\beta \cdot p_z^k;$$

podstawiając za p_z wartość z wzoru (35), otrzymamy, że

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_z = A_1 p_m^{1+k} \cdot \frac{k^\beta \cdot \beta^\beta}{(k + \beta)^{k+\beta}} \dots \dots \dots (36).$$

Jeżeli następnie porównamy wykresy dwóch różnych ładunków prochu, to otrzymamy dla oceny bryzancji obu prochów podług hipotezy Vieille'a relację:

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{z_1} : \left(\frac{dp}{dt}\right)_{z_2} = \left(\frac{p_{m_1}}{p_{m_2}}\right)^{1+k} \dots \dots \dots (37).$$

Stałą K otrzymamy z równania (37),

„ β „ „ „ (35),

„ A_1 „ „ „ (36).

Stałą A_1 wyznacza Charbonnier w dwojakim sensie:

- a) jako cechę prochu przy spalaniu w bombie doświadczalnej,
- b) „ „ „ „ „ w broni palnej; w ostatnim wypadku otrzymuje ona pewną poprawkę.

3. Rozwiązanie zasady spalania praktykowane w zakładach Krupp'a.

Zasada Inż. O. Schmitz'a (1913 r.). Inż. Schmitz opuszcza we wzorach (34a) i (34b) zależność funkcji $\varphi(y)$ od wyrazów $A_1 (1 - y)^\beta$, względnie $A_1 y^{\beta_1}$. Podług licznych doświadczeń obiera współczynnik $K = 1$ i podaje prawo o spalaniu w postaci uproszczonej:

$$\frac{dy}{dt} = \varphi(y) \cdot p \dots \dots \dots (38).$$

Z wzoru (38) otrzymamy zależność:

$$\frac{dy}{\varphi(y)} = p \cdot dt.$$

Należy teraz wyznaczyć wartość całki:

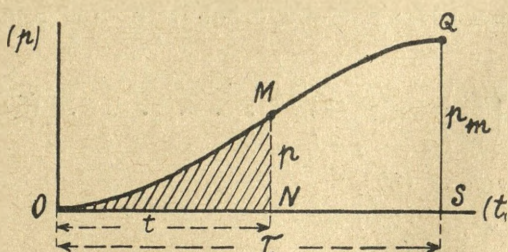
$$\int_0^y \frac{dy}{\varphi(y)} = \int_0^t p \cdot dt.$$

Całkę powyższą wyznacza Inż. Schmitz empirycznie, na podstawie diagramu, nakreślonego mechanizmem specjalnie zbudowanej bomby.

Do badań prochu armatniego używa wielkiej bomby o pojemności 3,35 litrów, w której umieszcza i zapala ładunek prochu w takich samych warunkach, jak w komorze danej armaty. Z pomocą tłoka i sprężyny z przymocowaniem piórem wykreśla 100 razy powiększony diagram ciśnienia p jako funkcję czasu:

$$p = f(t) \dots \dots \dots (39).$$

Niech rys. 9 przedstawia wykres ciśnienia, otrzymany w bombie, a zaś rys. 10 wykres ciśnienia, otrzymany w lufie broni palnej — przy strzale ładunkiem prochu, jaki użyto w bombie — rejestrowany np. przyrządem Crehora, Cranz'a, albo Sébert'a.



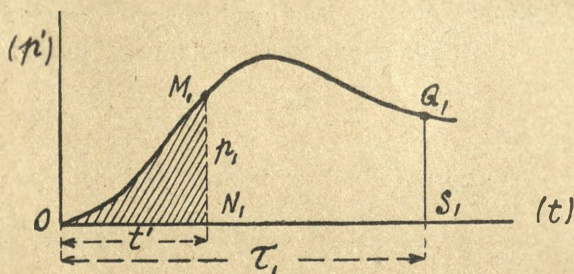
Rys. 9.

Dla wybuchu w bombie obliczyć można z wykresu 9, według równania (32) dla danego p , wielkość ułamka y , t. j.:

$$y = \frac{V_0 - \ell/\sigma}{\ell \left(\frac{f}{p} + \alpha - 1/\sigma \right)} \dots \dots \dots (32a)$$

Można więc całkę $\int_0^t p \cdot dt = \int_0^y \frac{dy}{\varphi(y)}$ dla każdego punktu krzywej obliczyć bardzo dokładnie. Na rycinie 9 przedstawia ją pole: OMN , dla dowolnie obranego punktu $M(p, t)$.

Inż. Schmitz oblicza powierzchnię pola OMN zapomocą integralu Abdank-Abakanowicza. W braku takiego przyrządu używa się do obliczeń metody trapezów lub reguły Simpson'a.



Rys. 10.

Chwili załospalenia, t. j. dla $y = 1$, odpowiada $p = p^m$ ciśn. maks. i czas: $t = \tau$, a całka $\int_0^\tau p \cdot dt =$ polu OQS , co również integraliem lub rachunkiem obliczyć można.

Wobec powyższego całka $\int_0^y \frac{dy}{\varphi(y)}$ znaną jest dla każdego punktu krzywej ciśnienia, otrzymanej w bombie doświadczalnej.

Dla strzału z broni palnej użyjemy danych p, t z wykresu 10, natomiast wartość ułamka y pozostaje nam nieznaną i wzoru odpowiedniego dla obliczenia y nie posiadamy. Balistyk C. Cranz rozwiązał to zadanie w sposób poniżej podany.

Stosując zasadę spalania Piobert'a, otrzyma się dla spalania warstwowego wzór, jak wyżej (33), a to:

$$n = \frac{n_0}{2 \tau_0 p_0^k} \int_0^t p^k \cdot dt,$$

a dla całospalenia, gdzie według rysunku $t = \tau$, oraz $n = \frac{n_0}{2}$, wzór (33a), a to:

$$1 = \frac{1}{\tau_0 p_0^k} \int_0^\tau p^k \cdot dt.$$

W obu wzorach są τ_0, p_0 tudzież k wielkościami stałymi — czyli, że dla tego samego rodzaju prochu jest całka $\int_0^\tau p^k \cdot dt = \text{const.}$, a więc niezależną od przebiegu ciśnienia p i wartość jej, t. j. powierzchnię pola OMN (dla bomby), odnieść można do wykresu rys. 10, otrzymanego przy strzale z broni palnej.

Wyznaczenie na wykresie 10 równego pola otrzymać można z pomocą integratu Abdank-Abakanowicza.

W braku takiego przyrządu wycina się dokładną kopję pola OMN i kładzie na bardzo czułą wagę. Wykrawa się następnie z wykresu rys. 10, tnąc ostrożnie w kierunku rzędnych, pole OM_1N_1 i kładzie je na przeciwną szalkę; jeżeli się ciężary pola OMN i pola OM_1N_1 nawzajem zrównają, wówczas i całka

$$\int_0^t p^k \cdot dt = \int_0^{t_1} p_1^k \cdot dt.$$

To samo uczynimy dla chwili całospalenia, wycinając pole OQS i tarując według niego odpowiednie pole OQ_1S_1 tak długo, aż wycinki papieru wzajem się zrównoważą. Wówczas będzie

$$\int_0^\tau p^k \cdot dt = \int_0^{\tau_1} p^k \cdot dt = \int_{y=0}^{y=1} \frac{dy}{\varphi(y)}.$$

W ten sposób można na wykresie rys. 10 wyznaczyć czas spalania t , a zarazem obliczyć odpowiednie y , dostosowane do wielkości p i t .

Dr. Cranz sprawdził w ten sposób słuszość zasady inż. Schmitz'a na licznych wykresach oryginalnych firmy Krupp'a i stwierdził, że szybkość spalania t. zw. kubiczna — podług Charbonnier'a: $\frac{dy}{dt}$ — jest proporcjonalną do ciśnienia p w 1-szej potędze — czyli, że czynnik $k = 1$, przyczem funkcja $\varphi(y)$ zależną jest od sorty prochu.

Chwila ruszenia pocisku. Dla chwili ruszenia pocisku trzeba znać ciśnienie przetłoczenia p'_0 kg/m², które wyznacza się zwykle hydrostatycznie, albo kafarem balistycznym.

Dla ruchu wstępnego pocisku przy sprawdzonej sile przetłoczenia p'_0 , będzie

$$p'_0 = \frac{f \cdot \ell \cdot y_0}{V_0 - \alpha \ell y_0 - \ell / \sigma (1 - y_0)} \quad \dots \quad (32b).$$

Z równania (32b) oblicza się y_0 i następnie całkę pola

$$\int_0^{y_0} p \cdot dt = \int_0^{\tau_0} p_1 \, dt,$$

skąd też wyznaczyć można czas τ_0 .

Z pomocą integralu można czas τ_0 od razu wyznaczyć, w braku takiego przyrządu można go wyznaczyć metodą odważania wycinków pola, jak to podano wyżej. Różnica $\tau_1 - \tau_0$ przedstawia czas od rozpoczęcia ruchu pocisku, aż do chwili całospalenia ładunku prochu.

Według powyżej podanej metody empirycznej rozwiązać można problem balistyki wewnętrznej, t. j. wyznaczyć pozycję dna pocisku w lufie dla dowolnie obranego czasu t .

4. Rozwiązanie prawa spalania według hipotezy Vieille'a.

Vieille stwierdził doświadczalnie (1893 r.), że ziarno prochu kolidowego spala się w bombie warstwami równoległymi i że między czasem spalania a grubością ziarna prochu istnieje stosunek proporcjonalny.

Obierzmy jako grubość ziarna wymiar n_0 w metrach rys. 6.

Jeżeli spali się w czasie t obustronnie warstwa n metra, to y wyrazić można stosunkiem:

$$y = \frac{2n}{n_0} \quad \dots \quad (40).$$

Dla różniczki czasu dt będzie:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{2}{n_0} \cdot \frac{dn}{dt}.$$

Wprowadźmy zamiast $\frac{dn}{dt} = w$ szybkość spalania z wzoru (30), otrzymamy:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{2}{n_0} \cdot \frac{n_0}{2\tau_0} \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^k,$$

albo

$$\frac{dy}{dt} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^k \dots \dots \dots (40a).$$

Całkując obustronnie, otrzyma się

$$y = \frac{1}{\tau_0 p_0^k} \int_0^t p^k \cdot dt = \frac{2n}{n_0},$$

stąd:

$$n = \frac{n_0}{2 \tau_0 p_0^k} \cdot \int_0^t p^k \cdot dt,$$

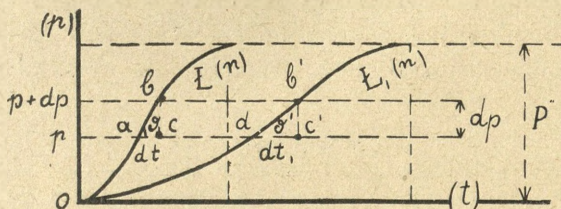
jak to podaje wzór (33). Dla $k = 1$ jest:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{1}{\tau_0 p_0} \cdot p ; n = \frac{n_0}{2 \tau_0 p_0} \cdot \int_0^t p \cdot dt \dots \dots (40b).$$

ROZDZIAŁ IV.

Wzory balistyczne używane we Francji.

(podług wykładów kpt. Serant'a w Fontaineblau).



Rys. 11.

Podobieństwo balistyczne. Wyobraźmy sobie dwa ładunki prochu $\mathcal{L}$ i $\mathcal{L}_1$ o równym ciężarze, składzie chemicznym, równej gęstości, których pojedyncze ziarna, t. j. płytki, sztabki i t. p. mają podobną postać geometryczną z tą tylko różnicą, że grubość n_1 płytek ładunku $\mathcal{L}_1$ jest większa, niż grubość n płytek ładunku $\mathcal{L}$; ($n_1 > n$).

Po spaleniu obu ładunków w tej samej komorze bomby doświadczalnej otrzymamy równe ciśnienie końcowe P , lecz linja, zarysowana na manometrze, będzie miała odmienny wygląd. Wykres ładunku $\mathcal{L}_1$ będzie więcej wydłużony — czyli, że ciśnienie rosło wolniej, niż przy ładunku $\mathcal{L}$.

Vieille stwierdził, że kształt wykresu $\mathcal{L}_1$ wyprowadzić można z wykresu $\mathcal{L}$, powiększając odcinki czasu dt . Okazuje się przytem, że stosunek wzrostu kątów stycznych ϑ i ϑ_1 jest odwrotnie proporcjonalny do grubości ziarna prochu, t. j. że

$$a) \dots\dots\dots \frac{dp}{dt} : \frac{dp}{dt_1} = \frac{1}{n} : \frac{1}{n_1} = \frac{n_1}{n}.$$

Ten sam stosunek zachodzi w odniesieniu do ciśnienia maksymalnego — czyli, że

$$a') \dots\dots\dots \frac{dP}{dt} : \frac{dP}{dt_1} = \frac{1}{n} : \frac{1}{n_1} = \frac{n_1}{n}.$$

Stosunek

$$l) \dots\dots\dots \frac{dP}{dt} : \frac{dP}{dt_1} = \frac{1}{\Theta} = \Theta^{-1}$$

nazwano bezwzględną żywością prochu.

Chcąc oznaczyć np. żywość spalania prochu BSP , porównuje się wykres prochu BSP z wykresem prochu normalnego BM_{13} , który to proch jest bardzo dokładnie zbadany, i następnie wyznacza się stosunek:

$$b) \dots \left(\frac{dP}{dt} \right)_{BSP} : \left(\frac{dP}{dt} \right)_{BM_{13}} = \Theta^{-1} BSP.$$

Prochy koloidalne (B) są najdokładniej zbadane i proces spalania tychże w bombie doświadczalnej został bardzo skrupulatnie wyświetlony i ustalony. Zestawienie porównawcze żywości różnych prochów podaje

TABELA A.

	Prochy wojenne				Prochy marynarki							
Cecha . .	BC	BSP	BG ₅	BGC ₁	BM ₁	BM ₃	BM ₅	BM ₇	BM ₉	BM ₁₁	BM ₁₃	BM ₁₅
Θ^{-1}	7,94	5,01	3,55	2,19	10,23	4,47	2,82	2,09	1,66	1,29	1,00	0,72
$\lg \Theta^{-1}$. .	0,90	0,70	0,55	0,34	1,01	0,65	0,45	0,32	0,22	0,11	0,00	1,86

Wartość Θ^{-1} jest tem większą, im powolniej spala się dany proch.

Spalmy w dwóch różnych komorach, albo wystrzelmy z dwóch różnych dział ładunkiem prochu

I) o ciężarze L_1 kg, żywości $\frac{1}{\Theta_1}$, pocisk o ciężarze G_1 ,

II) „ $\mathcal{L}_2$ kg, „ $\frac{1}{\Theta_2}$, „ „ „ G_2 ,

przyczem ziarna prochu obu ładunków niech mają kształt podobny, niech będą równego składu chemicznego i równej gęstości, to podczas spalenia stosunek

$$c) \dots \dots \dots \frac{dt_1}{\Theta_1} = \frac{dt_2}{\Theta_2}$$

pozostanie niezmienny. Niezmienny pozostanie też stosunek energii potencjalnej gazów i energii kinetycznej pocisków. Zależny on tylko będzie od ilości masy gazowej, t. j. będzie proporcjonalny do ciężaru spalonej części ładunku $y\ell$. Zakładając równy opór bierny, musi być

$$d) \dots \frac{y_1 \ell_1}{y_2 \ell_2} = \frac{G_1 v_1^2}{G_2 v_2^2}, \text{ albo } \frac{G_1 v_1^2}{y_1 \ell_1} = \frac{G_2 v_2^2}{y_2 \ell_2},$$

przyczem v oznacza szybkość pocisku.

Przyjmijmy, że w czasie t_1 i t_2 spaliła się równa część całości ziarna prochu, t. j. że $y = y_1 = y_2$, otrzymamy wówczas zależności:

$$e) \dots \frac{t_1}{\Theta_1} = \frac{t_2}{\Theta_2}, \quad P' = P'', \quad \frac{G_1 v_1^2}{\ell_1} = \frac{G_2 v_2^2}{\ell_2}.$$

W tym wypadku ruchy są podobne i dla chwili równego ciśnienia zachodzić będzie podług prawa Abel'a, równość między następującymi wielkościami

$$\frac{f \cdot \ell_1 y}{V_0' - \alpha \ell_1 y - \frac{\ell_1}{\sigma} (1-y)} = \frac{f \ell_2 y}{V_0'' - \alpha \ell_2 y - \frac{\ell_2}{\sigma} (1-y)},$$

stąd:

$$\ell_1 \left[V_0'' - \alpha \ell_2 y - \frac{\ell_2}{\sigma} (1-y) \right] = \ell_2 \left[V_0' - \alpha \ell_1 y - \frac{\ell_1}{\sigma} (1-y) \right].$$

Po skróceniu otrzymamy, że

$$f) \dots \dots \dots \frac{\ell_1}{V_0'} = \frac{\ell_2}{V_0''} = \Delta,$$

t. j., że gęstość ładowania pozostaje stałą.

Określmy odpowiednie przyspieszenia pocisków przez γ_1 i γ_2 , to odbyte drogi x_1 i x_2 wyrazić można różniczkami

$$dx_1 = \frac{1}{2} \gamma_1 \overline{dt_1^2}; \quad dx_2 = \frac{1}{2} \gamma_2 \overline{dt_2^2}.$$

Oznaczmy przez F przekrój lufy, a przez $m = \frac{G}{g}$ masę pocisku, to

$$\gamma_1 \frac{G_1}{g} = p_1 F_1, \quad \gamma_2 \frac{G_2}{g} = p_2 F_2,$$

a stąd:

$$F_1 = \frac{\gamma_1}{p_1} \cdot \frac{G_1}{g}, \quad F_2 = \frac{\gamma_2}{p_2} \cdot \frac{G_2}{g}.$$

Przyrost objętości komory spalania będzie:

$$\begin{aligned} dV_0' &= F_1 dx_1 = \frac{\gamma_1}{p_1} \cdot \frac{G_1}{g} \cdot \frac{1}{2} \cdot \gamma_1 \cdot \overline{dt_1}^2 = \frac{1}{2} \gamma_1^2 \frac{G_1 \overline{dt_1}^2}{p_1 g} = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{g \cdot p_1 F_1}{G_1} \right)^2 \cdot \frac{G_1 \cdot \overline{dt_1}^2}{p_1 g} = \frac{1}{2 G_1} \cdot p_1 g F_1^2 \overline{dt_1}^2 \end{aligned}$$

i analogicznie:

$$dV_0'' = \frac{1}{2 G_2} p_2 g \cdot F_2^2 \overline{dt_2}^2.$$

Stosunek $\frac{dV_0'}{dV_0''}$ wzrasta proporcjonalnie do stosunku $\frac{V_0'}{V_0''}$, więc też dla warunku $P_1 = P_2$, jest

$$\frac{V_0'}{V_0''} = \frac{F_1^2}{F_2^2} \cdot \frac{\overline{dt_1}^2}{\overline{dt_2}^2} \cdot \frac{G_2}{G_1}.$$

Oznaczmy przez d kaliber działa, to: $F_1 : F_2 = d_1^2 : d_2^2$.

Ponieważ podług założenia c) $dt_1 : dt_2 = \theta_1 : \theta_2$, więc będzie

$$\frac{V_1'}{V_2''} = \frac{d_1^4}{d_2^4} \cdot \frac{\theta_1^2}{\theta_2^2} \cdot \frac{G_2}{G_1}, \quad \text{albo} \quad \frac{G_1 V_0'}{d_1^4 \theta_1^2} = \frac{G_2 V_0''}{d_2^4 \theta_2^2},$$

stąd:

$$\text{II) } \dots\dots\dots \frac{\sqrt{G_1 V_0'}}{d_1^2 \theta_1} = \frac{\sqrt{G_2 V_0''}}{d_2^2 \theta_2} = \zeta.$$

Wartości dla ζ zestawiono w tabelach B i C.

Z zależności pod e) wypada, że $\mathcal{E}_1 : \mathcal{E}_2 = G_1 v_1^2 : G_2 v_2^2$, jak również

z „ pod f) „ „ $\mathcal{E}_1 : \mathcal{E}_2 = V_0' : V_0''$,

stąd:

$$V_0' : V_0'' = G_1 v_1^2 : G_2 v_2^2, \quad \text{albo} \quad v_1^2 \frac{G_1}{V_0'} = v_2^2 \frac{G_2}{V_0''},$$

czyli:

$$\text{III) } \dots\dots\dots v_1 \sqrt{\frac{G_1}{V_0'}} = v_2 \sqrt{\frac{G_2}{V_0''}}.$$

Wartość, powyższą umieszczono w tabeli C.

Dla $y = 1$, następuje chwila całospalenia.

Ruch pocisku, począwszy od tej chwili, odbywa się pod wpływem ciśnienia gazów, rozprężających się według prawa dla adjabaty.

Rozumowania poprzednie zatrzymują swoje znaczenie i dla dalszego przebiegu procesu dynamicznego, lecz zamiast ułamka y obiera się stosunek:

$$V : V_0 = \rho,$$

jako niezależnie zmienny.

Odpowiednie tabele opracowali dla prochów francuskich następujący balistycy: Gossot, Liouville, Charbonnier i Sugot.

Powyższe wzory francuskie są natury empirycznej i daty tabelarne są tak zestawione, aby otrzymać jaknajwiększą zgodność między teorią i doświadczeniem.

TABELA B.

Działo	Pocisk	Ciężar pocisku	V	V_0	$\rho = \frac{V}{V_0}$	$\lg \frac{V \cdot G \cdot V_0}{d^2}$	$4V : \pi d^2$ Długość duszy w kalibrach
75 M 1897	szrapnel granat	7,240 5,400	10,62	1,39	7,65	0,744 0,681	31,2
105	wybuchowy	15,6335	24,80	3,41	7,27	0,812	26,4
155 C Schneider	wydłużony F. A.	15,6335 15,6335	41,21	6,83 5,78	6,03 7,13	0,846 0,813	13,7

TABELA C.

Ciśnienie maks.	$P = 2000 \text{ kg}$								$P = 25000 \text{ kg}$							
	$\rho \Delta$	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	
$\lg \zeta = \lg \frac{V \overline{G \cdot V_0}}{d^2 \Theta}$	—	1,959	1,754	1,610	1,491	1,386	1,290	1,228	—	1,935	1,755	1,624	1,512	1,411	1,318	
$\lg v \sqrt{\frac{G}{V_0}} \left\{ \begin{array}{l} 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \\ 7 \end{array} \right.$	3	2,581	2,612	2,637	2,656	2,668	2,659	—	—	2,627	2,654	2,676	2,695	2,708	2,704	
	4	2,586	2,6001	2,625	2,646	2,660	2,659	—	—	2,613	2,641	2,664	2,683	2,697	2,700	
	5	2,551	2,584	2,609	2,630	2,645	2,649	2,651	—	2,596	2,596	2,647	2,666	2,681	2,688	
	6	2,534	2,567	2,593	2,614	2,630	2,636	2,634	—	2,579	2,579	2,630	2,649	2,664	2,668	
	7	2,518	2,551	2,577	2,596	2,608	2,613	2,612	—	2,561	2,561	2,614	2,627	2,638	2,664	

Przykład. Działem 155 C Schneider M1917 chcemy wystrzelić pocisk wydłużony M. 1914, o ciężarze 43 kg, dawką prochu BG_5 , którego żywość $\frac{1}{\Theta} = 3,47$, ciśnienie maksymalne = 2000 kg.

Pytanie: a) jaki ciężar prochu należy obrać? b) jaką szybkość początkową się osiągnie?

Tabela strzelania podaje: $V_0 = 6,83$, $V = 41,21$, stąd $\rho = \frac{V}{V_0} = 6,03$; weźmiemy $\rho = 6,00$.

Możemy również obliczyć:

$$\zeta = \frac{\sqrt{G \cdot V_0}}{d^2 \Theta} = \frac{\sqrt{43 \cdot 6,83}}{(1,55)^2} \cdot 3,47,$$

stąd $\lg \zeta = 1,39381$.

W tabeli, odpowiadającej ciśnieniu maksymalnemu 2000 kg, znajdziemy, że wartości, bardzo zbliżonej do $\lg \zeta = 1,386$, odpowiada gęstość ładowania $\Delta = 0,45$.

Ciężar ładunku prochu wynosić będzie:

$$\mathcal{L} = \Delta \cdot V_0 = 6,83 \cdot 0,45 = 3,073 \text{ kg.}$$

W tej samej tabeli widzimy, że wartościom $\Delta = 0,45$ oraz $p = 6$, odpowiada $\lg v \sqrt{\frac{G}{V_0}} = 2,630$. Tak więc

$$\lg v = \lg v \sqrt{\frac{G}{V_0}} - \lg \sqrt{\frac{G}{V}} = 2,630 - \lg \sqrt{\frac{43}{41,21}} = 2,621,$$

stąd $v_0 = 418 \text{ m/sek.}$

ROZDZIAŁ V.

Ustalanie niektórych wartości balistycznych w praktyce.

1. Wzór przybliżony dla krzywej ciśnienia.

Do krzywej ciśnienia zastosować można wzór przybliżony, który doświadczalnie daje zupełnie dobre wyniki, począwszy od granicy $p \geq 300$ do 400 kg/cm^2 , a mianowicie wzór

$$p = k \cdot e^{at} \dots \dots \dots (41),$$

przyczem $e = 2,71828$.

Wzór ten nie okazuje się odpowiednim przy ciśnieniach $p < 300$ do 400 kg/cm^2 , ponieważ przebieg wzrostu ciśnienia jest na początku nieregularny.

Z wzoru tego wypada, że dla czasu $t = 0$ jest $p = k = 300$ do 400 kg/cm^2 .

Czynnik a wyraża ostrość prochu a obiera się go jako odwrotność podstycznej z wykresu ciśnienia, która przy krzywej wykładniczej posiada wartość stałą. Można też wyrazić a w postaci

$$a = b \cdot F \cdot f(\alpha),$$

przyczem oznaczają: b czynnik specyficzny danej sorty prochu, F powierzchnię ziarna prochu, $f(\alpha)$ funkcję objętości cząsteczkowej (kovo-lumen).

Czas spalania t obiera się jako wielkość zmienną w miarze 10^{-3} sek, począwszy od punktu $p = k = 300 \text{ kg/cm}^2$.

Dla całospalania będzie $t = \tau$, przyczem ciśnienie maksymalne $p_m = k \cdot e^{a\tau}$.

Pole, zawarte między osią czasu i krzywą ciśnienia w $\text{kg/cm}^2 \cdot \text{sek}$ 10^{-3} , licząc od punktu ($p=k$) do ($p=p_m$), i dla czasu $t=0$ do $t=\tau$, dane jest równaniem:

$$\int_0^\tau p \cdot dt = \frac{k}{a} \left[e^{at} \right]_0^\tau = \frac{k}{a} (e^{a\tau} - 1) = \frac{1}{a} (p_m - k).$$

Gdybyśmy tę całkę obliczali od chwili zapalenia się ładunku, to granicę dolną wziąć należy od $-\infty$, czyli że:

$$\int_{-\infty}^\tau p \cdot dt = \frac{k}{a} (e^{a\tau} - e^{-a\infty}) = \frac{k}{a} \cdot e^{a\tau} = \frac{p_m}{a}.$$

Wielkość $p_m : a$ jest dla danego prochu stałą charakterystyczną. Geometrycznie przedstawia się wyraz $p_m : a$ jako prostokąt, którego rzędną jest ciśnienie maks. p_m , zaś odcięta $\frac{1}{a}$.

2. Strata na ciśnieniu wskutek oziębienia się gazów.

Podczas spalania się prochu w bombie otrzymuje się ciśnienia niższe, niż one w rzeczywistości występują, a powodem tego jest, że ściany bomby pochłaniają część ciepła, wytworzonego podczas procesu rozkładu chemicznego.

Według pomiarów H. Muraour'a (1925 r.) ilość kaloryj, oddanych ścianom bomby, jest niezależną od gęstości ładowania. Strata ciśnienia w procentach jest dla tej samej bomby, przy równej gęstości ładowania tem większą, im dłuższy jest czas spalania prochu.

Następująca tabelka wskazuje, dla gęstości ładowania $\Delta=0,2$, stratę procentową ciśnienia C , dla czasu całospalania ładunku prochu τ w 10^{-3} sek.:

$\tau =$	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	80	90	100	10^{-3} sek.
$C =$	3,2	4,5	5,1	5,4	5,7	6,0	6,4	6,7	7,0	7,2	7,5	7,8	8,1	8,4	9,0	9,7	9,9	%

Dla innej bomby i innej gęstości ładowania jest procentowa strata ciśnienia proporcjonalną do powierzchni oziębiającej się i odwrotnie proporcjonalną do ciężaru ładunku prochu.

Ułożywszy dla danego prochu tabelę z cechami charakterystycznymi dla wielkości C i τ , przy gęstości ładowania $\Delta=0,2$, otrzyma się stratę ciśnienia w %, mnożąc C przez

$$\frac{1}{7,774} \cdot \frac{\text{powierzchnia oziębiająca w cm}^2}{\text{ciężar ładunku w gramach}} = F.$$

Przykład (Cranz). Powierzchnia oziębienia bomby = $1658,7 \text{ cm}^2$, objętość bomby = $3,353$ litrów, ładunek prochu = 900 gr, stąd gęstość ładowania $\Delta = 900 : 3353 = 0,268$, $F : \mathcal{L} = 1658,7 : 900 = 1,843$.

Proch spala się przy gęstości ładowania $\Delta = 0,2$, w $30 \cdot 10^{-3}$ sek, przyczem z tabelki: $C = 6,0$. Strata pod względem ciśnienia rzeczywistego wynosi:

$$\frac{1}{7,774} \cdot 1,843 \cdot 6,0 = 1,422\%.$$

Mierzone ciśnienie = 3450 kg/cm^2 , stąd poprawione czyli rzeczywiste ciśnienie

$$3450 \frac{100}{100 - 1,422} = 3500 \text{ kg/cm}^2.$$

Strata na ciśnieniu wynosi więc:

$$3500 - 3450 = 50 \text{ kg/cm}^2;$$

można ją też wyrazić w kalorjach.

3. Ruch masy gazowej przy strzale z broni palnej.

Zagadnienia ruchu spalonych i niedopalonych cząstek ładunku prochu nie rozwiązano dotychczas ani teoretycznie, ani też doświadczalnie. Przyjmuje się, że ciśnienie na czoło zamka p_z i dno pocisku p_G wyrazić można wzorem przybliżonym:

$$p_z = p_G \left(1 + 0,5 \frac{\mathcal{L}}{G} \right).$$

G. Schweikert otrzymuje relację:

$$p_G = p_z \left(1 - \frac{v^2}{a^2} \right),$$

przyczem oznaczają: v szybkość pocisku, a zaś a szybkość molekularną drobin gazu.

Energja uderzenia cząstek niedopalonego ziarna jest bardzo znaczną — tak, że A. Preuss (Instytut doświadczalny w Neumannswalde), skonstantował, przy strzale z karabinu pociskiem ołowianym, wgłębienie się ziarn prochu w dno pocisku.

Przypuścić można, że fale gazu, uderzają na dno pocisku i odbijają się następnie od czoła zamka, a ruch ten jest przyspieszony, wskutek ciągłego przyrostu gazów.

Można też przypuścić, że jest to szereg detonacyj pojedynczych ziarn prochu, z których jedno wcześniej, inne później detonują.

Zdjęcia filmowe świadczą niezbicie, że przy strzelaniu z karabinu ze skróconą lufą ziarnka niedopalonego prochu lecą z falą gazów, zaraz za dnem pocisku.

Przy strzale z armat zauważono też, że walec miedziany jaja pomiarowego zgnieciony został na kształt hyperboloidu, co bywa zwykle dowodem detonacji.

Tabela wielkości liczbowych

ciał wybuchowych w stanie gazowym, używanych w Niemczech — według pomiarów Heidenreicha w wojskowym instytucie doświadczalnym.

(Cranz — Balistyka wewnętrzna strona 68, wyd. z r. 1926).

Rodzaj prochu (ciała wybucho- wego)	Objętość właściwa v_0		Kovo- lumen α	Tempe- ratura spa- lenia	Zasób ciepła Q		Stałe ciepła właściwego przy objętości niezmienniej $c_v = a + bt$		Ciężar właści- wy σ kg/litr
	z	bez			woda jako				
	parą wodną				ciecz	para			
	litr/kg				kal. pro kg		a	b	
	*)	*)	*)	*)	*)	*)			
Proch czarny . . .	285	280	0,49	2000 (2380)	685	680	—	—	1,65
Proch płytkowy . .	920	790	0,92	2400	830	770	0,22	0,000075	1,56
Proch kostkowy . .	840	600	0,84	3300	1290	1190	0,21	0,000085	1,63
Zawartość grana- natów . . . C/88	869	820	0,87	2840	810	800	0,20	0,000087	1,60
Bawełna strzelni- cza sucha	869	683	0,86	2660 (3100)	1040	980	0,20	0,000086	1,50
Bawełna strzeln. wilgotna . . 20%	848	550	0,85	2400	850	690	0,20	0,000071	—
Nitrogliceryna . . .	713	465	0,71	3150 (4250)	1470	1370 (1580)	0,20	0,000094	1,60
Dynamit żelatyn. .	709	456	0,71	4000 (4300)	1760	1535	0,19	0,000075	1,60
Proch z nitrocelu- lozy	990	—	1	2230	—	791,7 (825,4)	0,212439	0,000064	1,62
Proch kostkowy Cordit	883	—	0,88	2776	1	1115,1	0,210705	0,00006874	1,64
Proch nitroglicer. 25% nitroglicer.	962	—	0,96	2377	—	872	0,222125	0,000060875	1,64
Trinitrotoluol . . .	592	470	0,59	2600 (2820)	—	990	pro Mol 61,822 · 10 ⁻³	pro Mol 0,011354 · 10 ⁻³	1,56
Kwas pikrynowy . .	706	515	0,71	2800	—	1030	pro Mol 49,361 · 10 ⁻³	pro Mol 0,011914 · 10 ⁻³	1,56

*) Kolumny oznaczone gwiazdką, podają wielkości przybliżone.

Liczby w nawiasach odnoszą się do pomiarów Kast'a.

Dokładnych danych liczbowych dla ciał wybuchowych nie ma, gdyż materiały te, zależnie od użytku, wyrabiane są w różny sposób i pomiary w laboratoriach przeprowadzono różnymi przyrządami, przy czem sposób magazynowania, zmiany sezonowe w ciągu roku, data fabrykacji, stałość chemiczna materiału, sposób zapalania ładunku i t. d. odgrywają bardzo ważną rolę.

Wartości liczbowe, podane w powyższej tabeli, są więc tylko wartościami przybliżonemi.

Część III-cia.

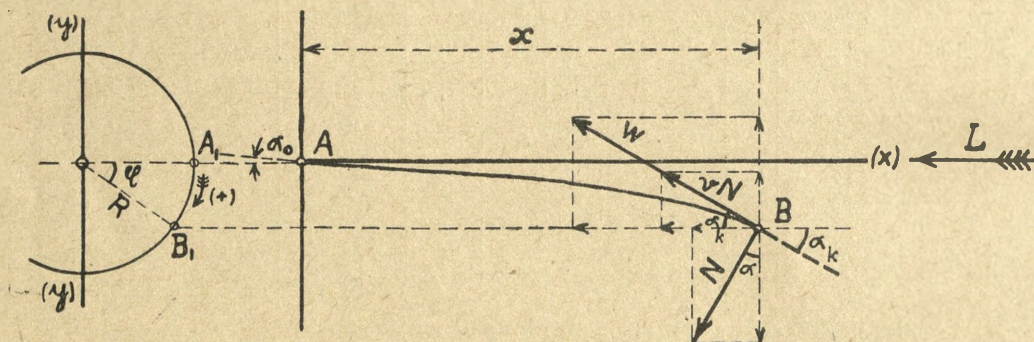
Wyznaczenie i opis działania oporów biernych.

ROZDZIAŁ I.

Siły występujące wewnątrz lufy przy wystrzale.

1. Opory bierne, opóźniające ruch pocisku wzdłuż przewodu lufy.

Założmy, że dowolny punkt A pierścienia wodzącego doszedł po upływie czasu t z położenia A do położenia B , odbywszy w kierunku osi lufy drogę x i obróciwszy się około swej osi o kąt φ .



Rys. 12.

Oznaczmy: kąt początkowy skreту bruzd literą α_0 , kąt końcowy skreту bruzd literą α_k , największy przekrój pocisku przy wtłoczeniu pierścienia wodzącego — przez $F(\text{m}^2)$, ciężar pocisku — przez $G \text{ kg}$, masę pocisku przez $\frac{G}{9,81}$, promień bezwładności pocisku względem swej osi przez ρ , moment bezwładności pocisku przez $J = \frac{G}{9,81} \cdot \rho^2 (\text{kgm sek}^2)$, przyczem $\left(\frac{\rho}{R}\right)^2$ obieramy w granicach od 0,55 do 0,64.

Na drodze x działa przyspieszająco, w kierunku osi lufy, ciśnienie gazów $p \cdot F$ (kg), przyczem p liczy się w kg/m^2 , F zaś w m^2 .

Przy kącie podniesienia $+\varepsilon$ działa składowa $G \cdot \sin \varepsilon$ opóźniająco
 " " " " " " " " przyspieszająco.

Opóźniająco działa opór powietrza, $L \text{ kg/m}^2$ znajdującego się w lufie

Opóźniająco działa opór tarcia i przeciskania a mianowicie:

a) opór normalny $N \text{ kg}$ ściany bruzdy, prostopadły do skrętu karbu bocznej, wywołujący tarcie $\nu N \text{ kg}$.

b) opór przeciskania $W \text{ kg}$, który z początku ma wartość największą, a następnie pomniejsza się stopniowo, wywołując tarcie obwodowe i opór deformacji karbów.

Przyspieszenie ruchu postępowego pocisku oznaczmy przez $\frac{d^2 x}{dt^2}$,

" " obrotowego " " " $\frac{d^2 \varphi}{dt^2}$,

Zależność geometryczna między kątem skrętu gwintów α i kątem obrotu φ wyrazi się równaniem: $\text{tg} \alpha = \frac{dy}{dx} = \frac{R \cdot d\varphi}{dx}$.

Otrzymamy więc następujące równania ruchu

a) postępowego w kierunku osi lufy:

$$\frac{G}{g} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = pF - N(\sin \alpha + \nu \cos \alpha) - W \cos \alpha \mp G \cdot \sin \varepsilon - L \quad (42),$$

b) obrotowego około osi pocisku:

$$J \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = R \cdot [N(\cos \alpha - \nu \sin \alpha) - W \sin \alpha], \quad \dots \quad (43),$$

przyczem jak wyżej:

$$\text{tg} \alpha = \frac{R \cdot d\varphi}{dx} = \frac{dy}{dx} \quad \dots \quad (44).$$

W równaniu (42) nie uwzględniamy nadal oporu powietrza $L \text{ kg}$ jako siły znikomo małej w porównaniu do siły wybuchu.

Z kolei zbadamy i wyznaczmy wielkość i działanie pojedynczych sił składowych.

2. Szybkość i energia ruchu obrotowego.

Szybkość obrotową podaje równanie

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt};$$

Jeżeli dla prostszego obliczenia obierzemy, że dla walca kolistego $J = \frac{1}{2} m R^2$, będzie:

$$\frac{J \omega^2}{2} : \frac{m v^2}{2} = \frac{m R^2}{2} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi \cdot v}{D} \right)^2 : \frac{m v^2}{2} = \frac{2 R^2 \pi^2}{D^2} = \frac{2 R^2 \pi^2}{4 R^2 l^2} = \frac{\pi^2}{2 l^2}.$$

Przyspieszenie kątowe u ruchu obrotowego. Przyjawszy stały kąt skrętu gwintów, otrzymamy podług (45) drugą pochodną:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{R} \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{R} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (47),$$

jako przyspieszenie ruchu obrotowego:

Siła $m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2}$, działająca w kierunku osi lufy, stara się zgnieść pocisk wskutek oporu bezwładności i oporów biernych, przeciwwstawiających się ruchowi postępowemu pocisku.

Siła $m \cdot \left(\rho^2 \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \right) = m \cdot \rho^2 \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha}{R} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2}$ działa na pocisk skręcająco.

Z wzoru tego wnioskujemy, że przy stałym kącie skrętu α , w chwili największego przyspieszenia ruchu postępowego $\frac{d^2 x}{dt^2}$, działanie siły skręcającej jest największe.

Działanie siły skręcenia pomniejszyć można, jeśli się obierze zmienny kąt skrętu gwintów, a czyni się to w tych wypadkach, gdy materiał pocisku nie daje pewności, aby się mógł oprzeć działaniu obu sił odkształcających i występujących równocześnie.

3. Nacisk normalny karbów na boki bruzdy.

Celem wyznaczenia nacisku normalnego N , t. j. nacisku karbów pierścienia wodzącego na boki bruzdy wewnątrz lufy, wykluczmy z równania (43) opór przeciskania i przyjmiemy, że $W = 0$.

W związku z tem przyjmujemy więc, że pocisk posiada sztucznie wycięte karby, włożone w bruzdy lufy przed oddaniem strzału.

Równanie (43) przyjmie — przy tem założeniu — postać:

$$J \cdot \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = R \cdot N (\cos \alpha - \nu \sin \alpha) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (43a).$$

W równanie (43a) wprowadźmy zamiast $\frac{d^2 \varphi}{dt^2}$ wartość z (47), będzie więc:

$$J \frac{d^2 x}{dt^2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha}{R} = R \cdot N (\cos \alpha - \nu \sin \alpha),$$

a ponieważ

$$J = \frac{G}{g} \cdot \rho^2,$$

więc też

$$\frac{G}{g} \cdot \rho^2 \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha}{R} = R \cdot N (\cos \alpha - \nu \sin \alpha),$$

stąd opór normalny (gwintowy):

$$N = \frac{G}{g} \cdot \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\cos \alpha - \nu \sin \alpha} \quad . \quad . \quad . \quad (45).$$

Opór normalny N spowodowany jest nachyleniem skreśu gwintów, i stanie się = zero, gdy kąt skreśu $\alpha = 0$, t. j. gdy gwinty wycięte będą równoległe do osi lufy.

Opór normalny rośnie, gdy wzrasta przyspieszenie ruchu $\frac{d^2 x}{dt^2}$ i kąt skreśu α .

Można teraz w równaniu ruchu postępowego (42) zastąpić opór gwintowy N jego wartością z (45), i przy założeniu, że $L = 0$ otrzyma się

$$\frac{G}{g} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = pF - \frac{G}{g} \cdot \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} \cdot \operatorname{tg} \alpha \frac{\sin \alpha + \nu \cos \alpha}{\cos \alpha - \nu \sin \alpha} - W \cos \alpha \mp G \sin \epsilon.$$

W wyrazie: $\frac{\sin \alpha + \nu \cos \alpha}{\cos \alpha - \nu \sin \alpha}$ podzielmy licznik i mianownik przez $\cos \alpha$, wtedy będzie:

$$\frac{G}{g} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = pF - \frac{G}{g} \cdot \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} \cdot \operatorname{tg} \alpha \frac{\operatorname{tg} \alpha + \nu}{1 - \nu \cdot \operatorname{tg} \alpha} - W \cos \alpha \mp G \sin \epsilon,$$

albo

$$\frac{G}{g} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} \left(1 + \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \operatorname{tg} \alpha \frac{\operatorname{tg} \alpha + \nu}{1 - \nu \operatorname{tg} \alpha} \right) = pF - W \cos \alpha \mp G \cdot \sin \epsilon.$$

W równaniu ruchu (42) można więc z góry uwzględnić opór normalny N , jeżeli, zamiast rzeczywistej masy pocisku $m = \frac{G}{g}$, podstawimy masę powiększoną albo *pozorną* m' , której wielkość określa wzór:

$$m' = \frac{G}{g} \left(1 + \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \operatorname{tg} \alpha \frac{\operatorname{tg} \alpha + \nu}{1 - \nu \cdot \operatorname{tg} \alpha} \right) \quad . \quad . \quad . \quad (46).$$

Równanie ruchu postępowego pocisku (42) przyjmie wobec tego postać uproszczoną:

$$m' \frac{dv}{dt} = m' \frac{d^2 x}{dt^2} = pF - W \cos \alpha \mp G \cdot \sin \epsilon \quad . \quad . \quad . \quad (42a).$$

4. Opór przeciskania.

Opór przeciskania działa prostopadłe do powierzchni stożka przejściowego i jest identyczny z ciśnieniem zgniatającem pierścieni wodzących W kg/m². Do tego przybywa jeszcze opór tarcia νW na jednostkę pola zgniatanego.

Oznaczmy, przez β kąt stromości stożka przejściowego, przez F_1 (m²) całe pole naciskanej powierzchni pierścienia, to — według obliczeń Justrow'a — stanowi

$$W \cdot \sin \alpha \cdot F_1 (\sin \beta + \nu \cos \beta)$$

przybytek nacisku do normalnego nacisku początkowego. Największą wartość przybiera ten sumaryczny opór w chwili ciśnienia maksymalnego p_m . Justrow łączy nacisk normalny N i opór przeciskania W ze sobą i podaje wzór:

$$N_0 = \frac{1}{n \cdot b \cdot t_1} \left[\frac{3J}{m} \cdot p_m \cdot \operatorname{tg} \alpha + W \sin \alpha \cdot F_1 (\sin \beta + \nu \cos \beta) \right],$$

przyczem oznaczają: n ilość bruzd, b (m) szerokość pierścienia wodzącego, t_1 (m) głębokość bruzd.

Pracę deformacji — odkształcenia — pierścieni przy przeciskaniu wyraża:

$$A \text{ kgm} = \nu \cdot W \cdot F_1 \cdot l,$$

przyczem l oznacza długość stożka przejściowego.

Dr H. Lorenz oblicza opór przeciskania wzorem:

$$W = 10^3 R^{-1}.$$

Doświadczalnie wyznaczono:

dla 8 mm	karabinu	$A = 21$ kgm,
„ 7,5 cm	armaty	$A = 58$ kgm,
„ 42 cm	„	$A = 20230$ kgm,
„ 42 cm	haubicy	$A = 10115$ kgm.

ROZDZIAŁ II.

Skutki działania oporów.

1. Wpływ obrotu lufy na szybkość kątową pocisku.

Przy gwintach prawoskrętnych wykonuje pocisk ruch obrotowy w prawą stronę t. j. jak wskazówka zegara. W przeciwieństwie do tego lufa wykonuje ruch obrotowy w lewą stronę.

Oznaczmy odpowiednie szybkości obrotowe przez symbole ω_L dla lufy i ω_P dla pocisku, to wypadkowa szybkości obrotowej ω stanowi sumę $\omega = \omega_L + \omega_P$, stąd

$$\omega_P = \omega - \omega_L = \frac{v \cdot \operatorname{tg} \alpha}{R} - \omega_L.$$

Suma momentów obrotowych musi być = zero, a zatem

$$J_L \omega_L - J_P \omega_P = 0,$$

stąd $\omega_L = \frac{J_P}{J_L} \cdot \omega_P$, będzie więc podług (45)

$$\frac{v \cdot \operatorname{tg} \alpha}{R} = \omega_P + \omega_L = \omega_P + \frac{J_P}{J_L} \cdot \omega_P = \omega_P \left(1 + \frac{J_P}{J_L} \right) = \omega_P \frac{J_P + J_L}{J_L},$$

skąd

$$\omega_P = \frac{v \cdot \operatorname{tg} \alpha}{R} \cdot \frac{J_L}{J_P + J_L}$$

i analogicznie

$$\omega_L = \frac{v \cdot \operatorname{tg} \alpha}{R} \cdot \frac{J_P}{J_P + J_L}.$$

U wylotu jest $v = v_w$ i $\alpha = \alpha_w$, czyli, że:

$$\omega_P = \frac{v_w \cdot \operatorname{tg} \alpha_w}{R} \cdot \frac{J_L}{J_P + J_L},$$

zaś

$$\omega_L = \frac{v_w \cdot \operatorname{tg} \alpha_w}{R} \cdot \frac{J_P}{J_P + J_L},$$

przyczem v liczy się w (m/sek), R w (m), J w (kgm/sek^2).

Obrót lufy, jaki występuje przy podrzucie działa, osłabić można bardzo znacznie, powiększając bezwładność systemu, w którym porusza się lufa.

2. Wyniki doświadczeń.

Im większy jest opór, opisany pod 3) i 4), tem później rozpoczyna pocisk ruch postępowy w lufie, tem więcej wytwarza się gazu w komorze ładunkowej, tem większą będzie początkowa siła pędu.

Zanadto wielkie wymiary pierścienia wodzącego i dobór twardego materiału spowodować mogą detonację prochu, względnie przedwczesny wybuch pocisku w lufie broni palnej.

Następujące zestawienie dat doświadczalnych wykazuje wpływ oporu biernego na zmianę ciśnienia, szybkości i czasu ruchu pocisku we wnętrzu lufy.

Strzelanie doświadczalne przeprowadzono z armat marynarki francuskiej, kalibru 10 cm, pociskami o wadze 10 kg.

Pociski strzelano z pierścieniami wodzącymi normalnemi, a następnie z pierścieniami, w których karby wyżłobiono sztucznie przed strzelaniem. Otrzymano w ten sposób następujące relacje:

Pociski z pierścieniem —————→	normalnym	żłobkowanym sztucznie	Różnica
Ciśnienie maksymalne . . kg/cm ²	2399	1399	1000
Szybkość początkowa . . . m/sek	492,4	452,9	39,5
Czas mierzony od początku ruchu pocisku, aż do chwili wystąpienia ciśnienia maksymalnego (sek)	0,000983	0,003877	0,002894

Część IV-ta.

Teoria dynamiki wybuchu balistycznego.

ROZDZIAŁ I.

Podstawowe założenia wybuchu balistycznego.

1. *Założenie: Cały ładunek prochu $\mathcal{L}$ kg zamienił się w gaz przed wystąpieniem ruchu pocisku.* Wypadek taki zachodzi przy nagłym spalaniu się prochu, jakoteż u broni, strzelającej zgęszczonym powietrzem i t. p.

Oznaczmy elementy początkowe stanu gazu przez symbole p_1, V_1, T_1 . Uwzględniając objętość cząsteczkową α , oblicza się dla $y=1$ objętość wolną komory gazowej podług równania:

$$V = V_1 - \alpha \mathcal{L}.$$

Pod wpływem nacisku gazu zgęszczonego na dno skorupy rozpoczyna pocisk ruch postępowy.

Objętość komory gazowej wzrasta wtedy o wymiar $F \cdot x$ (m^3), temperatura zaś początkowa T_1 obniża się na temperaturę końcową T_2 , a z nią ciśnienie początkowe p_1 maleje i przyjmuje wobec tego wymiar p_2 kg/m^2 .

Objętość wolną wyrażmy równaniem:

$$V = V_1 - \alpha \mathcal{L} + Fx,$$

przyczem F niech oznacza przekrój lufy w (m^2), a zaś x drogę pocisku w lufie w (m).

Stosując prawo przemiany politropicznej, otrzymamy dla ciśnienia końcowego p_2 i temperatury końcowej T_2 z wzoru (6) ad b) i a) następujące relacje:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1 - \alpha \mathcal{L}}{V_1 - \alpha \mathcal{L} + Fx} \right)^n; \quad T_2 = T_1 \left(\frac{V_1 - \alpha \mathcal{L}}{V_1 - \alpha \mathcal{L} + Fx} \right)^{n-1}.$$

Dla założenia I stanowi ciśnienie początkowe zarazem ciśnienie maksymalne, które oblicza się podług wzoru Nobla (29) w sposób następujący:

$$p_1 = p_m = \frac{f \cdot \ell}{V_1 - \alpha \ell},$$

a stąd

$$p_2 = p_1 (V_1 - \alpha \ell) \frac{(V_1 - \alpha \ell)^{n-1}}{(V_1 - \alpha \ell + Fx)^n} = f \ell \frac{(V_1 - \alpha \ell)^{n-1}}{(V_1 - \alpha \ell + Fx)^n};$$

otrzymamy więc wzór:

$$p_2 = f \ell \frac{(V_1 - \alpha \ell)^{n-1}}{(V_1 - \alpha \ell + Fx)^n} = p_1 \left(\frac{V_1 - \alpha \ell}{V_1 - \alpha \ell + Fx} \right)^n \quad (47).$$

Oznaczmy masę pozorną pocisku, zredukowaną w odniesieniu do cofającej się lufy (zobacz wzór 50a), symbolem M , a zaś pracę oporów biernych symbolem A . Pracę mechaniczną gazu L wyrazić wówczas można analogicznie, jak pod (27), następującym równaniem:

$$\begin{aligned} L &= \frac{M v^2}{2} + A = \frac{p_1 (V - \alpha \ell)}{n - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1 - \alpha \ell}{V_1 - \alpha \ell + Fx} \right)^{n-1} \right] = \\ &= \frac{f \ell}{n - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1 - \alpha \ell}{V_1 - \alpha \ell + Fx} \right)^{n-1} \right] \quad (48). \end{aligned}$$

Przykład. Założenie: a) kaliber lufy $2R = 75 \text{ mm} = 0,075 \text{ m}$; b) objętość pocz. komory spal. $v_0 = 1,39 \text{ dcm}^3 = 0,00139 \text{ m}^3$; c) ładunek prochu $\ell = 0,7 \text{ kg}$; d) ciężar pocisku $G = 7,24 \text{ kg}$; e) ciężar odrzuconych części $Q = 461 \text{ kg}$; f) kąt skreću gwintów $\alpha^0 = 7^0$; g) długość gwintowanej części lufy $x_2 - x_0 = 2,23 \text{ m}$; h) $A = 58 \text{ kgm}$; i) $\frac{p^2}{R^2} = 0,56$; k) współczynnik tarcia $\nu = 0,176$.

Dla prochu z nitrocelulozy przyjmujemy: l) objętość właśc. $v_0 = 990 \text{ lt/kg} = 0,99 \text{ m}^3/\text{kg}$; m) kowolumen $\alpha = 0,92 \text{ lt/kg} = 0,00092 \text{ m}^3/\text{kg}$; n) czynnik $\gamma = 1,11$; o) temperaturę spalania $t = 2230^\circ\text{C}$, stąd $T = t + 273 = 2503$.

Według powyższych danych obliczymy:

1) Pole przekroju lufy $F = \pi R^2 + \text{pole 24 rowków}$, których głębokość $= 0,5 \text{ mm}$, szerokość $= 6,5 \text{ mm}$.

$$F = 0,0044179 + 0,000078 \cong 0,0045 \text{ m}^2.$$

2) Zredukowaną masę pozorną pocisku $M = \frac{m'' m_r}{m'' + m_r}$

$$m'' = \frac{7,24}{9,81} \left(1 + 0,5 \frac{0,7}{7,24} \right) \left(1 + 0,56 \cdot 0,12278 \frac{0,12278 + 0,176}{1 - 0,12278 \cdot 0,176} \right);$$

$$m_r = \frac{Q}{g} = \frac{461}{9,81} = 46,99; \quad \text{stąd} \quad M = \frac{0,7939 \cdot 46,99}{0,7939 + 46,99} = 0,763.$$

3) Potencjał prochu

$$\frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T = f = \frac{10333 \cdot 0,99}{273} \cdot 2503 = 93790.$$

4) Odstęp objętości wolnej

$$x_{01} = \frac{1}{F} (V_1 - \alpha \mathcal{L}) = \frac{1}{0,0045} \cdot (0,00139 - 0,00092 \cdot 0,7) = 0,168 \text{ m}.$$

5) Ciśnienie początkowe

$$p_1 = \frac{f \cdot \mathcal{L}}{V_1 - \alpha \mathcal{L}} = \frac{93790 \cdot 0,7}{0,00139 - 0,00092 \cdot 0,7} \cong 8800 \text{ kg/cm}^2.$$

6) Ciśnienie wylotowe *)

$$\begin{aligned} p_w &= p_1 \left(\frac{V_1 - \alpha \mathcal{L}}{V_1 - \alpha \mathcal{L} + F \cdot x} \right)^\gamma = p_1 \left(\frac{x_{01}}{x_{01} + x_w} \right)^\gamma = \\ &= p_1 \left(\frac{x_{01}}{x_2} \right)^\gamma = 8800 \left(\frac{0,168}{2,398} \right)^{1,11} \cong 460 \text{ kg/cm}^2. \end{aligned}$$

7) Szybkość wylotową pocisku *)

$$\begin{aligned} v_w &= \frac{2}{M} \left\{ \frac{f \mathcal{L}}{\gamma - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{x_{01}}{x_2} \right)^{\gamma-1} \right] - A \right\}^{1/2} \\ v_w &= \frac{2}{0,763} \left\{ \frac{93790 \cdot 0,7}{0,11} \cdot \left[1 - \left(\frac{0,168}{2,398} \right)^{0,11} \right] - 58 \right\}^{1/2} \cong 630 \text{ m/sek.} \end{aligned}$$

Wzoru (47) i (48) używano dla obliczeń balistycznych dawniej.

Firma Krupp'a pomijała objętość cząsteczkową ($\alpha \mathcal{L} = 0$), nie uwzględniała również oporów biernych ($A = 0$). Firmy Bergmann, Silfersparre i t. d. wprowadzały również różne uproszczenia.

2. Założenie: Pocisk rozpoczyna ruch postępowy, podczas częściowo już zgazowanego ładunku prochu. Przyjmijmy jako warunki wstępne że z całego ładunku prochu $\mathcal{L}$ kg spaliła się tylko pewna część $y \mathcal{L}$ kg, przyczem $y < 1$ wyraża część ładunku, spaloną w czasie t sek.

Po upływie czasu t sek posunął się pocisk w lufie o drogę x metrów. Szybkość pocisku względem lufy wyraża równanie $v = \frac{dx}{dt}$.

Ciśnienie w danej chwili oznaczmy przez p (kg/m²).

*) Dzieli się w wyrazie $\frac{V_1 - \alpha \mathcal{L}}{V_1 - \alpha \mathcal{L} + F \cdot x}$ licznik i mianownik przez pole przekroju F , z czego otrzymujemy skrót:

$$\frac{x_{01}}{x_{01} + x_w} = \frac{x_{01}}{x_2}.$$

Energję początkową gazu wyrazimy równaniem:

$$E = Q_1 \ell y \text{ (kgkal)} = 427 Q_1 \ell y \text{ (kgm)},$$

przyczem ciepło wytworzone $Q_1 = c_v T_1$ wyobrażać będzie ilość ciepła wybuchowego przy bezwzględnej temperaturze początkowej T_1 stopni Celsiusa.

Po przesunięciu się pocisku o drogę x opadnie temperatura wybuchowa T_1 o pewną ilość stopni i przyjmie wartość T_2 .

Różnica energij — początkowej i końcowej — gazu, która wynosi

$$427 c_v \ell \cdot y (T_1 - T_2) \text{ kgm},$$

spotrzebowaną została na wykonanie pracy mechanicznej, złożonej ze sumy prac cząstkowych, które oznaczmy symbolami $E_1, E_2 \dots E_6$. Otrzymamy tedy:

$$427 c_v \ell \cdot y (T_1 - T_2) = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_5 + E_6 \quad (49),$$

przyczem E_1 oznacza energję ruchu postępowego pocisku,

E_2 " " " wirowego " około swej osi,

E_3 " " " spalanej i niedopalonej części prochu,

E_4 " " " wstecznego lufy,

E_5 " " pochłoniętą wskutek wytworzenia związków chemicznych gazowych i spotrzebowaną na ogrzanie lufy,

E_6 " " spotrzebowaną na pokonanie oporów biernych.

Przez opory bierne rozumiemy: a) opór powietrza zawartego w lufie i b) opór tarcia i wytłoczenia korbów na pierścieniach wodzących pocisku. Do tego doliczmy energję, straconą wskutek wymknięcia się gazów przez szczeliny między ścianami lufy a zamkiem, jakoteż pociskiem.

Nie uwzględnimy zaś energji, straconej na ruch obrotowy lufy i wstrząs całego działła.

3. Rozwiązanie ogólnego równania termodynamicznego.

A. Wyznaczenie wielkości dla lewej strony równania. Lewa strona równania (49) wyraża pracę mechaniczną gazu, wykonaną wskutek zmiany temperatury początkowej T_1 na temperaturę końcową T_2 .

Praktyczne wyznaczenie temperatury gazów spalinowych stanowi zadanie nierozwiązane dotychczas drogą doświadczalną.

Należy więc T_1 i T_2 wyrugować z równania i zastąpić wielkościami przyrządowo wymiernymi. Stosuje się w tym celu wzory (29) i (32), odnoszące się do pomiarów ciśnienia zapomocą bomby doświadczalnej.

Wzór (29) odnosi się do ciśnienia maksymalnego przy temperaturze wybuchowej T_1 i określa potencjał (niewłaściwie t. zw. siłę) prochu:

$$f = \frac{10333 \cdot V_0}{273} \cdot T_1 = R T_1.$$

Podług wzoru (23) jest $R = \frac{1}{A} (c_p - c_v) = 427 (c_p - c_v)$, stąd

$$f = 427 (c_p - c_v) \cdot T_1.$$

Otrzymamy więc temperaturę wybuchową (początkową) w postaci obliczalnej:

$$a) \dots\dots\dots T_1 = \frac{f}{427 (c_p - c_v)}.$$

Dla wyznaczenia temperatury końcowej T_2 używa się, przy uwzględnieniu objętości $F \cdot x$, wzoru (32), odnoszącego się do wyznaczenia ciśnienia w lufie podczas ruchu pocisku i przy spalaniu się części ładunku prochu $y \ell$.

Zastąpmy wyrażenie dla objętości wolnej symbolem J ; będzie więc

$$J = V_0 - \alpha \ell y - \ell/\sigma (1 - y) + F \cdot x,$$

przyczem x oznacza drogę pocisku w lufie.

Otrzymamy wtedy, że

$$p = f \frac{\ell y}{J} = \frac{10333 \cdot V_0}{273} \cdot T_2 \cdot \frac{\ell y}{J} = R T_2 \frac{\ell y}{J} = 427 (c_p - c_v) \cdot T_2 \frac{\ell y}{J},$$

a stąd:

$$b) \dots\dots\dots T_2 = \frac{p \cdot J}{427 (c_p - c_v) \cdot \ell y}.$$

Wprowadźmy wielkości pod a) i b) do lewej strony równania (49); otrzymamy:

$$457 \cdot c_v \ell y \left[\frac{f}{427 (c_p - c_v)} - \frac{p \cdot J}{427 (c_p - c_v) \ell y} \right] = \frac{c_v}{c_p - c_v} (f \ell y - p J).$$

Ponieważ $\frac{c_v}{c_p - c_v} = \frac{1}{K - 1}$, więc wyraz $427 c_v \ell y (T_1 - T_2)$ napisać można w postaci:

$$\frac{1}{K - 1} (f \ell y - p J).$$

Stosując przemianę politropiczną, zmieńmy K na przyjęty przez balistyków symbol γ , a otrzymamy lewą stronę równania (49), wyrażoną wielkościami wymiernymi, w postaci:

$$c) \quad 427 c_v L_y (T_1 - T_2) = \frac{1}{\gamma - 1} (f L_y - p \cdot J).$$

B. Wyznaczenie wielkości dla prawej strony równania. Sumę energii ($E_1 + E_2 + E_3 + E_4$) wyznacza się w sposób następujący:

Sumę ($E_1 + E_2 + E_4$) obliczyć można, wprowadzając energję ruchu masy pozornej m' w odniesienie do cofającej się lufy. Według (46) jest

$$m' = \frac{G}{g} \left(1 + \frac{\varphi^2}{R^2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha}{1 - v \operatorname{tg} \alpha} \right).$$

Masę pozorną m' , w której już uwzględniony jest ruch postępowy i obrotowy pocisku, należy odnieść do masy lufy, wykonującej ruch wsteczny.

Oznaczmy przez symbol m_2 masę zespołu części odrzuconych wstecz, przez v_2 szybkość cofania się zespołu w odniesieniu do ziemi, przez v_1 szybkość pocisku w odniesieniu do ziemi, — to szybkość pocisku v w odniesieniu do lufy przedstawi się jako suma obu wspomnianych szybkości względem ziemi t. j.

$$v = v_1 + v_2.$$

Obie masy wprowadza w ruch ten sam impuls, musi więc zachodzić zależność

$$m' \frac{dv_1}{dt} = m_2 \frac{dv_2}{dt} = p \cdot F,$$

stąd:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d(v_1 + v_2)}{dt} = p F \left(\frac{1}{m'} + \frac{1}{m_2} \right) = p \cdot F \frac{m' + m_2}{m' m_2}.$$

Otrzymamy tedy:

$$p F = \frac{dv}{dt} \cdot \frac{m' m_2}{m' + m_2}.$$

Równanie powyższe przedstawia wielkość siły, wprawiającej w ruch masę pocisku w odniesieniu do masy zespołu lufy, która się porusza równocześnie wstecz. Okazuje się z tego, że, po uwzględnieniu szybkości pocisku względem lufy, należy przyspieszenie $\frac{dv}{dt}$ pomnożyć przez zredukowaną masę pozorną M , którą obliczymy podług wzoru:

$$M = \frac{m' m_2}{m' + m_2} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (50).$$

Sumę energii ($E_1 + E_2 + E_4$) wyrazić więc można równaniem:

$$E_1 + E_2 + E_4 = \frac{M v_2}{2}.$$

Uwaga. Dla przejścia z szybkości, liczonej w odniesieniu do lufy, na szybkość w odniesieniu do ziemi, należy v pomnożyć przez wyraz $\frac{m_2}{m' + m_2}$.

Wynika to z następującego rozważania:

Ilość ruchu $m' v_1 = m_2 v_2$, stąd $v_2 = v_1 \frac{m'}{m_2}$; ponieważ

$$v = v_1 + v_2 = v_1 \left(1 + \frac{m'}{m_2} \right) = v_1 \frac{m' + m_2}{m_2},$$

przeto

$$v_1 = \frac{m_2}{m' + m_2} \cdot v.$$

Powyższy wzór służy do wyznaczenia szybkości tablicowej, która zawsze odnosi się do ziemi.

Sumę trzech energii ($E_1 + E_2 + E_4$) połączyć można wkońcu z energią wytworów gazowych E_3 , wprowadzając prawo ruchu środka ciężkości wytworów gazowych w związek z pociskiem, względnie ze społecm lufy. Przyjmuje się, że jedna połowa ciężaru masy gazowej porusza się razem z pociskiem ku wylotowi lufy, druga połowa zaś cofa się razem z lufą wstecz (zobacz: Rozdział IV, 1).

Tę hipotezę postawił i sprawdził doświadczalnie Sébert, a potem sprawdził ją też Dr C. Cranz, który wprowadza do obliczeń praktycznych wzór na masę pozorną pocisku m' , łącząc ją z połową masy ładunku prochu 0,5 $\mathcal{L}$.

Uwzględnimy więc, za przykładem wielu nowoczesnych balystyków, że:

$$m'' = \frac{G}{g} \left(1 + 0.5 \frac{\mathcal{L}}{G} \right) \left(1 + \frac{\rho^2}{R^2} \operatorname{tg} \alpha \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha + v}{1 - v \cdot \operatorname{tg} \alpha} \right) . . (46a).$$

Ruch masy zgazowanej i niedopalonych części ładunku stanowi w ogólności problem dotychczas nierozwiązany i trudny do zbadania.

St. Robert i Piobert uwzględniają energię E_3 w ten sposób, że wprowadzają do obliczeń wzór w postaci:

$$E_3 = \frac{\mathcal{L}}{2g} \cdot \frac{v_1^2 - v_1 v_2 + v_2^2}{3}.$$

Wzór ogólny dla pozornej masy pocisku napisać można w postaci:

$$m'' = \frac{G}{g} \left(1 + n \frac{\mathcal{L}}{G} \right) \left(1 + \frac{\rho^2}{R^2} \operatorname{tg} \alpha \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha + v}{1 - v \cdot \operatorname{tg} \alpha} \right) . . . (46b).$$

Stwierdzono doświadczalnie, że czynnik n , zależnie od gatunku prochu, posiadać może wartość różną.

Dla prochów francuskich typu B jest $n = 2,5$.

Sumę energii mas ruszonych ($E_1 + E_2 + E_3 + E_4$) uwzględnia się więc w ten sposób, że powiększa się masę pocisku według wzorów (46a) albo (46b) i wprowadza w rachubę masę pozorną z odniesieniem do lufy — tak, że

$$M = \frac{m'' m_2}{m'' + m_2} \dots \dots \dots (50a).$$

Energję E_5 t. j. ciepło, pochłonięte przez wytworzenie się związków chemicznych gazowych i stracone na ogrzanie lufy, uwzględnić można w ten sposób, że wartość energii cieplnej prochu obniża się o pewną wielkość, którą znów oblicza się na podstawie wyników doświadczalnych.

Według doświadczeń przeprowadzonych przez firmę Abel-Nobla pochłaniania lufa armaty, zależnie od konstrukcji pocisku i wnętrza rury, 4,2% do 17% z całej energii cieplnej.

Według obliczeń C. Cranz'a lufa karabinu pochłania około 22,4% z całej energii cieplnej.

Energję straconą E_5 wyrazimy wzorem ogólnym, biorąc w rachubę na podstawie wyniku doświadczeń wielkość $z\%$ tytułem straty; będzie więc:

$$E_5 = \frac{z}{100} \cdot f \text{ Ły} \dots \dots \dots (51).$$

Energję E_6 uwzględnia się w sposób następujący:

Obiera się jako siłę wypadkową wszystkich oporów, które nie uwzględniono przez wprowadzenie masy pozornej M , siłę W kg/m², działająca wzdłuż osi lufy i wykonującą pracę, której wielkość wyznaczmy z równania:

$$A = R^2 \pi \int_0^x W \cdot dx = F \cdot \int_0^x W \cdot dx \dots \dots (51a),$$

przyczem $F = R^2 \pi$.

Przebieg działania siły W uzmysłowi poniżej podany przykład doświadczalny, przeprowadzony w laboratorium balistycznym C. Cranz'a (Bal. wewn. str. 298 — r. 1926). Przez lufę 8 mm karabinu przetłaczano pocisk z koszulką stalową zapomocą kafara balistycznego, przyczem ciężar opadającego młota kafara wynosił 13,18 kg.

Uderzenia powtarzano za sobą bardzo szybko i każdorazowe przesunięcia pocisku były minimalne. Otrzymano w ten sposób dla drogi pocisku wyniki, uwidocznione w zamieszczonej na str. 74 tabeli:

x	0	0,005	0,010	0,025	0,050	0,075	0,10	0,15	0,25	0,30	metrów
p	370	770	1100	1780	2400	2820	3020	2620	2000	1480	kg/cm ²
W	.	94	193	570	407	303	269	226	220	220	kg/cm ²
A	.	0,12	0,50	3,57	9,9	14,3	18,0	24,3	32,8	41,4	kgm

W tabeli powyższej odstępowi $x = 0$ odpowiada $p = 370$ kg/cm²; jest to ciśnienie gazów, spotrzebowane na wyswobodzenie pocisku ze ścisku łuski. Pocisk porusza się już następnie, nie napotykając na opór, aż do odległości $x = 5$ mm, poczem uderza w pola gwintów. Zestawienie wyników dla p wskazuje wielkość ciśnienia gazów na dno pocisku, a zaś dane dla W oznaczają kolejne wielkości pokonywanego oporu przy przeciskaniu. Daty, odnoszące się do A , przedstawiają pracę mechaniczną oporu W .

Na podstawie poprzednich wywodów możemy relacje, otrzymane dla energii częściowych $E_1 E_2 E_3 \dots E_6$, wprowadzić do równania kalorycznego (49), a zatem będzie:

$$427 \cdot c_v \ell y (T_1 - T_2) = \frac{1}{\gamma - 1} (f \ell y - pJ) = \frac{Mv^2}{2} + \frac{z}{100} f \ell y + A \quad (49a).$$

Wyrazy zawierające ℓy przeniesiemy na lewą stronę równania, będzie więc

$$\frac{1}{\gamma - 1} f \ell y - \frac{z}{100} f \ell y = \frac{1}{\gamma - 1} pJ + \frac{Mv^2}{2} + A,$$

stąd:

$$\left[1 - \frac{z}{100} (\gamma - 1) \right] \cdot f \ell y = pJ + (\gamma - 1) \cdot \frac{Mv^2}{2} + (\gamma - 1) \cdot A. \quad (52).$$

Równanie (52) jest równaniem zasadniczem balistyki wewnętrznej i podane zostało — w podobnej, ale uproszczonej postaci t. j. bez uwzględnienia E_5 i E_6 — przez balistyków Réal'a i Sarrau w 1864 r.

Do rozwiązywania zadań balistycznych posługujemy się jeszcze wzorem:

$$a) \dots\dots\dots M \frac{dv}{dt} = pF - W \cdot F, \dots\dots\dots (53),$$

wyrażającym prawo ruchu Newtona, przyczem $F = R^2 \pi$.

Wprowadzenie siły zmiennej W do obliczeń balistycznych utrudnia rachunek całkowania do tego stopnia, że zastąpić trzeba wzór (53) wzorem dogodniejszym, opartym na pomiarach siły W przy strzelaniu doświadczalnym.

Gossot i Liouville wyrażają wielkość siły W , jako część ułamkową siły parcia gazów p — czyli, że $W \cong \lambda p$, przyczem $\lambda < \frac{1}{2} \frac{\ell}{G}$; będzie więc

$$M \frac{dv}{dt} = p \cdot F (1 - \lambda) (53a).$$

Wprowadzając siłę oporu przeciskania w postaci $W \cong \lambda p$ do równania kalorycznego, (52), wyrazić można pracę oporu

$$A = F \int_0^x W \cdot dx,$$

wzorem uproszczonym, a mianowicie

$$A \cong F \lambda p x.$$

To uproszczenie zastosujemy w dalszych wywodach i obliczeniach ścisłych.

b) Stosuje się następnie wzory dla prawa spalania, uwzględniając albo prawo spalania Piobert'a — wzory (30) (31a) i 33 — albo prawo spalania Charbonnier'a wzór (34), przyczem przyjmuje się, że $K = 1$.

c) Czynniki γ obiera się na podstawie wyników doświadczalnych, jako stałą empiryczną, i to podług C. Cranz'a:

$$\gamma \cong 1,11 \text{ dla armat, } \gamma \cong 1,22 \text{ dla karabinów.}$$

Licząc strefami w kierunku wylotu, zmieniać trzeba wielkość liczbową czynnika γ , ponieważ, wskutek oziębiania się gazów, czynnik

$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ wartość swą powiększa.

d) Czynniki tarcia ν obiera się dla miedzi i stali: $\nu = 0,176$.

e) Ciśnienie p oblicza się według wzoru:

$$p = 10333 \frac{\nu_0 \ell y}{J} \cdot \frac{T}{273},$$

przyczem objętość wolną, dla rozprężania się gazów J , oblicza się znowu z równania:

$$J = V_0 - \frac{\ell}{\sigma} - \ell \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right) \cdot y + R^2 \pi \cdot x . . . (54).$$

Z początkiem ruchu pocisku, jest $t=0$, $v=0$, $x=0$, $J=J_0$, $y=y_0$, $p=p_0$, $A=0$; wobec tego będzie:

$$J_0 = V_0 - \frac{\ell}{\sigma} - \ell \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right) \cdot y_0, \quad y_0 = \alpha_1 n_1 + \beta_1 n_1^2 + \gamma_1 n_1^3, \quad p_0' = \frac{f \cdot \ell \cdot y_0}{J_0} \quad (54a).$$

f) Wielkości f , α , σ obiera się z tabeli na str. 57, albo — w braku danych doświadczalnych — podług C. Cranz'a:

Dla prochu z samej nitrocelulozy:

$$f = 0,78 \cdot 10^5, \quad \alpha = 0,92 \cdot 10^{-3}, \quad \sigma = 1,56 \cdot 10^3,$$

dla prochu z nitrocelulozy i nitrogliceryny:

$$f = 0,91 \cdot 10^5, \quad \alpha = 0,84 \cdot 10^{-3}, \quad \sigma = 1,63 \cdot 10^3.$$

g) Przy pociskach, osadzonych w łusce należy:

1) uwzględnić period wyswobodzenia się skorupy ze ścisku łuski, następnie ruch wolny t. j. niehamowany, aż do chwili oparcia się pierścienia wodzącego o pola gwintów;

2) powiększyć — z powodu wolnego, niehamowanego ruchu pocisku aż do chwili oparcia się pierścieni o pola gwintów — czas spalania się prochu czyli powiększyć odpowiednio wielkość liczbową czynnika y .

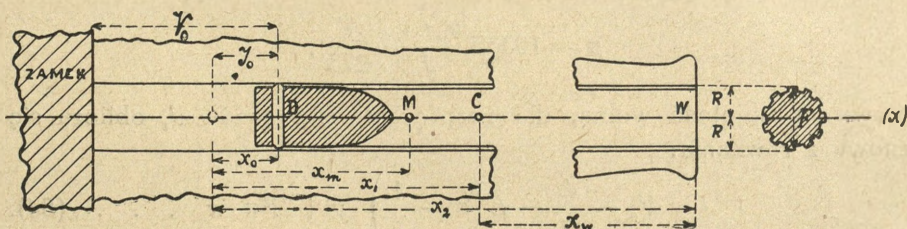
Na zasadzie podanych wzorów przeprowadzają balistycy obliczenia szczegółowe w sposób różny, stosując rozmaite uproszczenia, odnoszące się w szczególności do danych co do prochu, postaci ziarna, konstrukcji pocisku i wnętrza lufy broni palnej.

ROZDZIAŁ II.

Rozwiązanie równania Résal'a metodą autora.

1. Obliczenie wstępne.

W celu obliczeń szczegółowych przedstawić sobie należy szkic schematyczny komory ładunkowej z osadzonym pociskiem i ustalić na osi lufy punkt początkowy O układu osiowego, od którego liczymy początek objętości wolnej, pozwalającej na rozprężanie się gazom.



Rys. 13.

Zakładając, że pocisk rozpoczyna ruch postępowy podczas akcji spalania się prochu, wyróżnimy następujące ważne momenty względnie odnośnie ich odstępów od punktu O :

$x_0 = OD$ t. j. odstęp, odpowiadający objętości wolnej;
 $x_m = OM$ t. j. odstęp dla chwili wystąpienia ciśnienia maksymalnego;
 $x_1 = OC$ t. j. odstęp, odpowiadający chwili całospalenia się ładunku prochu;
 $x_2 = OW$ t. j. odstęp, gdy tylny brzeg pierścienia wodzącego opuszcza wylot (przy karabinach, gdy dno pocisku opuszcza wylot).
 Dla stanu spoczynku oblicza się objętość wolną podług wzoru (54a):

$$J_0 = V_0 - \frac{\ell}{\sigma} - \ell \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right) \cdot y_0 = \pi R^2 \cdot x_0 = F \cdot x_0.$$

Z powyższego równania wyznaczyć można odstęp wolny $x = x_0$, otrzymamy więc:

$$x_0 = \frac{1}{F} \left[V_0 - \frac{\ell}{\sigma} - \ell \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right) \cdot y_0 \right] \quad . \quad . \quad . \quad (55).$$

Wprowadźmy teraz do wzoru (52) pracę oporu przeciskania $A = F \cdot \lambda p \cdot x$, to uzupełnione równanie termodynamiczne Résala przyjmie postać:

$$\left[1 - \frac{z}{100} (\gamma - 1) \right] \cdot f \ell y = pJ + (\gamma - 1) \frac{Mv^2}{2} + (\gamma - 1) \cdot F \cdot \lambda p \cdot x.$$

Symbol J , oznaczający objętość przewodu lufy w dowolnym odstępie x , zastąpmy iloczynem $F \cdot x$, a wtedy — łącząc wielkości, zawierające czynnik (pFx) — otrzymamy równanie:

$$\left[1 - \frac{z}{100} (\gamma - 1) \right] \cdot f \ell y = pFx [1 + \lambda (\gamma - 1)] + (\gamma - 1) \cdot \frac{Mv^2}{2} \quad . \quad (52a).$$

Z wzoru (53a) wypada, że $pF = \frac{M}{1 - \lambda} \cdot \frac{dv}{dt}$. Otrzymamy stąd wielkość ciśnienia p :

$$p = \frac{M}{(1 - \lambda)F} \cdot \frac{dv}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (56),$$

albo — uwzględniając, że $dt = \frac{dx}{v}$, — napiszemy tę samą wielkość w postaci:

$$p = \frac{M}{(1 - \lambda)F} \cdot v \cdot \frac{dv}{dx} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (56a).$$

Prawa strona równania (56a), wprowadzona do równania (52a), daje relację:

$$\left[1 - \frac{z}{100} (\gamma - 1) \right] f \ell y = M \frac{1 + \lambda (\gamma - 1)}{1 - \lambda} \cdot x \cdot v \cdot \frac{dv}{dx} + (\gamma - 1) \frac{Mv^2}{2} \quad . \quad (52b).$$

Z równania (52b) wyznaczmy wartość dla wyrazu $xv \frac{dv}{dx}$ a otrzymamy:

$$v \cdot dv \frac{x}{dx} = \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{2[1+\lambda(\gamma-1)]} \cdot \left\{ \frac{2[1-\frac{z}{100}(\gamma-1)]}{(\gamma-1) \cdot M} \cdot f \cdot \ell \cdot y - v^2 \right\} \quad (57).$$

Wyraz przy y , złożony z wielkości stałych, zastąpmy — dla przejrzystości — symbolem S :

$$S = \frac{2[1-\frac{z}{100}(\gamma-1)]}{\gamma-1} \cdot \frac{f \cdot \ell}{M} \quad (52c);$$

wobec tego równanie (57) zmieni postać na:

$$\frac{x}{dx} \cdot v \cdot dv = \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{2[1+\lambda(\gamma-1)]} \cdot (S \cdot y - v^2) \quad (57a).$$

Rozdzielmy teraz zmienne x, v , to otrzymamy równanie różniczkowe, nadające się do całkowania, w postaci:

$$\frac{2v \cdot dv}{S \cdot y - v^2} = \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{1+\lambda(\gamma-1)} \cdot \frac{dx}{x} \quad (58).$$

Równanie (58) podaje zależność między szybkością i drogą pocisku w lufie.

Wprowadźmy w równanie (56a), zamiast wyrazu $v \frac{dv}{dx}$, odpowiednią wartość z równania (57a); otrzymamy wtedy wzór dla wyznaczenia wielkości ciśnienia:

$$p = \frac{\gamma-1}{2[1+\lambda(\gamma-1)]} \cdot \frac{M}{F_x} (S y - v^2) \quad (59).$$

Równania (58) i (59) stanowiąc będą punkt wyjścia dla przeprowadzenia dalszych wywodów rachunkowych.

W obu równaniach mamy trzy wielkości zmienne, t. j. v, x i y , dlatego obliczenie ciśnienia p i wyznaczenie zależności między szybkością v i drogą pocisku x byłoby niewykonalne. Postarajmy się więc czynnik y wyrugować z obu równań i zastąpić go funkcją szybkości $f(v)$.

2. Wyznaczenie czynnika y jako funkcji szybkości w próżni.

Według równania (40b) jest

$$\frac{dy}{dt} = \frac{p}{p_0 \tau_0}.$$

Wprowadźmy do tego równania, zamiast p , wartość z (56) t. j. wyraz $\frac{M}{(1-\lambda)F} \cdot \frac{dv}{dt}$, otrzymamy relację:

$$\frac{dy}{dt} = \left[\frac{1}{p_0 \tau_0} \cdot \frac{M}{(1-\lambda) \cdot F} \right] \cdot \frac{dv}{dt}.$$

Wyraz w nawiasie, po prawej stronie równania, złożony z wielkości stałych, oznaczmy symbolem $\frac{1}{c}$, stąd odwrotność tego wyrazu, wyrażająca prędkość graniczną masy pocisku, przedstawi wielkość:

$$c = \frac{(1-\lambda) \cdot F \cdot p_0 \tau_0}{M} \quad (60).$$

W konsekwencji więc otrzymamy

$$\frac{dy}{dt} = \frac{1}{c} \cdot \frac{dv}{dt}.$$

Z równania tego wynika, że różniczka

$$dy = \frac{1}{c} \cdot dv.$$

Scałkujmy to równanie we właściwych granicach.

Ruch postępowy pocisku występuje dopiero wtedy, gdy nacisk gazów osiągnie siłę, zdolną do wciśnięcia pierścienia wodzącego w gwinty lufy. Do tej chwili spali się pewna część ładunku prochu, którą oznaczmy symbolem $y = y_0$. Odpowiednio dla tej chwili oznaczmy ciśnienie wstępne symbolem $p = p_0'$.

Granice dolną całki stanowić więc będą: $y = y_0$ i $v = 0$,

„ górną „ „ „ będą wielkości ogólne y i v .

Napiszemy więc:

$$\int_{y_0}^y dy = \frac{1}{c} \int_0^v dv,$$

stąd $y - y_0 = \frac{v}{c}$, a zatem

$$y = y_0 + \frac{v}{c} \quad (61).$$

Jeżeli $y = y_0$, wówczas $v = 0$, pocisk rozpoczyna ruch postępowy.

Gdy atoli $y = 1$, natenczas już $v = v_1 = c \cdot (1 - y_0)$. Jest to więc szybkość pocisku w chwili całkowitego spalenia się ładunku prochu, względnie ziarna prochu.

Czynnik y_0 jest wartością stałą dla danego pocisku, gatunku prochu i budowy komory ładunkowej. Oblicza się y_0 podług wzoru (59) zakładając, że $v = 0$, $x = x_0$ i $p = p'_0$; będzie więc:

$$p'_0 = \frac{\gamma - 1}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)]} \cdot \frac{M}{F \cdot x_0} \cdot S y_0 \quad . \quad . \quad . \quad (59a).$$

Ciśnienie początkowe p'_0 kg/m² wyznacza się doświadczalnie, zwykle zapomocą kafara balistycznego lub prasy hydraulicznej, wciskając pocisk w część gwintowaną lufy. Dla dział kalibru 75 mm wyznaczono $p'_0 = 271$ kg/cm².

Odstęp $x_0 = OD$, odpowiadający wolnej objętości początkowej, przy niezapalonym ładunku prochu, wyznacza się z równania (55) dla warunku $y_0 = 0$. Jest więc

$$x_0 = \frac{1}{F} \left(V_0 - \frac{\mathcal{L}}{\sigma} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (55a)$$

Dla wyznaczonych w ten sposób wielkości p'_0 i x_0 , uwzględniając, że w tym okresie pocisk jeszcze nie ruszył z miejsca, a więc gdy czynnik $\lambda = 0$ dostaniemy wynik:

$$y_0 = \frac{2}{(\gamma - 1)} \cdot S \cdot p'_0 x_0 \frac{F}{M} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (62).$$

Znaczenie i bliższe określenie szybkości granicznej c . Z wzoru (61) otrzymamy relację: $v = c (y - y_0)$. Widzimy z tego wzoru, że szybkość pocisku, podczas akcji spalania się prochu, zależną jest od ilości spalanej części ładunku prochu y i osiąga największą wartość w chwili, gdy $y = 1$; znaczy to, że szybkość pocisku w chwili całospalenia osiągnie wielkość:

$$v_1 = c (1 - y_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60a).$$

Aż do chwili całospalenia, t. j. aż do osiągnięcia wartości $y = 1$, jest szybkość pocisku v funkcją czynnika y i stanowi pewną część szybkości granicznej c .

Dalszy wzrost szybkości pocisku v podlega innemu prawu, które poznamy później.

Rozważmy teraz warunki, od których uzależnioną jest szybkość graniczna pocisku c . W tym celu wprowadźmy do wzoru (60) wartość dla czasu spalania z równania (30), gdzie $\tau = \frac{n_0}{2w_0}$, a otrzymamy relację:

$$c = (1 - \lambda) \cdot \frac{F}{M} \cdot p_0 \frac{n_0}{2w_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60b).$$

Z wzoru (60b) odczytujemy, że szybkość pocisku c zależną jest:

1. Od wielkości czynnika oporu przeciskania λ i wzrasta, gdy λ , t. j. opór bierny, maleje. W warunkach normalnych podnieść można szybkość pocisku przez wygładzenie i smarowanie pierścienia wodzącego i części ścian czerepu, które stykają się z przewodem lufy, jakoteż przez smarowanie i czyszczenie gwintowanej części lufy.

Przypuśćmy że czynnik oporu $\lambda = 1$, t. j. że w tym wypadku nacisk gazów $p \leq W$, to $c = 0$, t. j. że pocisk nie ruszy z miejsca i nastąpi wybuch detonacyjny w komorze prochowej. Wypadek detonacji i uszkodzenia komory prochowej wydarzyć się może, gdy konstruktor do budowy pierścienia wodzącego użyje metalu zanadto twardego, lub gdy przekroczy granicę wymiarów grubości i szerokości pierścienia wodzącego, względnie granicę głębokości i szerokości pól gwintów lufy.

2. Od obciążenia, przypadającego na przekrój pocisku. Gdy ciężar pocisku rośnie to szybkość c maleje i odwrotnie.

Z (1) i (2) wypada, że powiększenie oporu przeciskowego, albo ciężaru pocisku wpływa ujemnie na wzrost ruchu pocisku.

3. Szybkość pocisku wzrasta, gdy, przy niezmienionej grubości ziarna n_0 , szybkość spalania w_0 posiada wartość mniejszą (prochy wolnopalne, leniwe). Zaznaczyć tu trzeba, że w_0 odnosi się do pomiaru szybkości przy spalaniu ziarna lub ładunku prochu w zbiorniku otwartym, przy ciśnieniu zewnętrznym $p_0 = 1 \text{ At}$.

4. U tego samego rodzaju prochu wzrasta szybkość c proporcjonalnie do wzrostu wymiaru grubości n_0 ziarna pojedynczego, podczas gdy geometryczna postać ziarna nie odgrywa żadnej roli. Pochodzi to stąd, że tylko jedna dymenzja, t. j. dymenzja najmniejsza geometrycznej postaci ziarna prochu ma decydujący wpływ na czas spalania się całej bryłki.

Wniosek. Przy rozpatrywaniu wzoru (60) widzimy, że wymiar szybkości c , przy danych warunkach ładowania, zależy głównie od czasu spalania się prochu τ_0 , przy ciśnieniu $p_0 = 1 \text{ At}$. Jeżeli wyznaczmy czas wyfukania względnie całospalania τ_0 przy $p_0 = 1 \text{ At}$ dla dowolnej ilości ziarn, umieszczonych w przepisany worku w zbiorniku podobnym do komory danego działa, otrzymamy bardzo ważną a pojedynczą relację, która rachunek balistyczny bardzo upraszcza, usuwając potrzebę obliczania skomplikowanej funkcji spalania $\varphi(y)$.

Doświadczenie takie wykonać można w każdym laboratorium balistycznym.

Zastąpienie czynnika y funkcją szybkości pocisku stwarza możliwość rozwiązania równań (58) i (59) metodą opartą, na postulatach matematyki i mechaniki klasycznej, co w dalszych wywodach i przykładach jeszcze wykazemy.

3. Wyznaczenie zależności między drogą x , szybkością v i ciśnieniem p dla warunku $y = \frac{v}{c} + y_0$.

Podstawmy we wzorach (58) i (59), zamiast y , funkcję $y = \frac{v}{c} + y_0$; otrzymamy wtedy następujące równania:

$$\frac{2v \cdot dv}{S\left(\frac{v}{c} + y_0\right) - v^2} = \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{1+\lambda(\gamma-1)} \cdot \frac{dx}{x} \quad . \quad . \quad (58a),$$

$$p = \frac{\gamma-1}{2[1+\lambda(\gamma-1)]} \cdot \frac{M}{F \cdot x} \left[S\left(\frac{v}{c} + y_0\right) - v^2 \right] \quad . \quad . \quad (59b).$$

W dalszym ciągu obliczeń użyjmy, dla wielkości stałych, następujących skrótów:

$$\frac{S}{c} = \Theta \quad \text{i} \quad \sqrt{\frac{\Theta^2}{4} + Sy_0} = a.$$

Posługując się skrótem $\Theta = \frac{S}{c}$, napiszemy równanie (58a) w postaci:

$$\frac{2v \cdot dv}{\Theta v + Sy_0 - v^2} = \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{1+\lambda(\gamma-1)} \cdot \frac{dx}{x}.$$

Całka tego równania dla granic $[0 \text{ do } v]$ i $[x_0 \text{ do } x]$ będzie:

$$\begin{aligned} \int_0^v \frac{2v \cdot dv}{\Theta v + Sy_0 - v^2} &= \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{1+\lambda(\gamma-1)} \cdot \int_{x_0}^x \frac{dx}{x} = \\ &= \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{1+\lambda(\gamma-1)} \cdot \ln \frac{x}{x_0} = \ln \left(\frac{x}{x_0} \right)^{\frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{1+\lambda(\gamma-1)}}. \end{aligned}$$

Całkę lewej strony równania wyznacza się, jak następuje:

$$\int_0^v \frac{2v \cdot dv}{\Theta v + Sy_0 - v^2} = - \int_0^v \frac{2v \cdot dv}{v^2 - \Theta v - Sy_0} = \int_v^0 \frac{2v \cdot dv}{v^2 - \Theta v - Sy_0}.$$

Ponieważ z równania $v^2 - \Theta v - Sy_0 = 0$, otrzymuje się

$$v = \frac{\Theta}{2} \pm \sqrt{\frac{\Theta^2}{4} + Sy_0},$$

a więc pierwiastki rzeczywiste i różne, przeto całkę ogólną napisać można w postaci

$$\int \frac{2v \cdot dv}{v^2 - \Theta v - Sy_0} = \ln(v^2 - \Theta v - Sy_0) + \Theta \int \frac{dv}{v^2 - \Theta v - Sy_0}.$$

W równaniu powyższem wyrażenie

$$v^2 - \Theta v - Sy_0 = \left(v^2 - \Theta v + \frac{\Theta^2}{4} \right) - \left(\frac{\Theta^2}{4} + Sy_0 \right) = \left(v - \frac{\Theta}{2} \right)^2 - a^2.$$

Podstawmy $v - \frac{\Theta}{2} = u$, a będzie $dv = du$; wobec tego otrzymamy:

$$\begin{aligned} \Theta \int \frac{dv}{v^2 - \Theta v - Sy_0} &= \Theta \int \frac{du}{u^2 - a^2} = \Theta \int \left(\frac{1}{u-a} - \frac{1}{u+a} \right) \cdot \frac{1}{2a} \cdot du = \\ &= \frac{\Theta}{2a} [\ln(u-a) - \ln(u+a)]. \end{aligned}$$

Powracając do właściwej wartości skrótu $u = v - \frac{\Theta}{2}$, dostaniemy równanie:

$$\int_v^0 \frac{2v \cdot dv}{v^2 - \Theta v - Sy_0} = \left[\ln(v^2 - \Theta v - Sy_0) + \frac{\Theta}{2a} \left\{ \ln \left(v - \frac{\Theta}{2} - a \right) - \ln \left(v - \frac{\Theta}{2} + a \right) \right\} \right]_v^0.$$

Podstawiając wartości graniczne, stwierdzimy, że

$$\int_v^0 \frac{2v \cdot dv}{v^2 - \Theta v - Sy_0} = \ln \left[\frac{Sy_0}{Sy_0 + \Theta v - v^2} \cdot \frac{\left\{ (2a + \Theta)(2a - \Theta + 2v) \right\}^{\frac{\Theta}{2a}}}{\left\{ (2a - \Theta)(2a + \Theta - 2v) \right\}^{\frac{\Theta}{2a}}} \right].$$

Jest więc:

$$\ln \left(\frac{x}{x_0} \right)^{\frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{1+\lambda(\gamma-1)}} = \ln \left[\frac{Sy_0}{Sy_0 + \Theta v - v^2} \cdot \frac{\left\{ (2a + \Theta)(2a - \Theta + 2v) \right\}^{\frac{\Theta}{2a}}}{\left\{ (2a - \Theta)(2a + \Theta - 2v) \right\}^{\frac{\Theta}{2a}}} \right],$$

a stąd:

$$\frac{x}{x_0} = \left[\frac{Sy_0}{Sy_0 + \Theta v - v^2} \cdot \frac{\left\{ (2a + \Theta)(2a - \Theta + 2v) \right\}^{\frac{\Theta}{2a}}}{\left\{ (2a - \Theta)(2a + \Theta - 2v) \right\}^{\frac{\Theta}{2a}}} \right]^{\frac{1+\lambda(\gamma-1)}{(1-\lambda)(\gamma-1)}} \quad (63).$$

Stosunek ten utrzymuje swą realność aż do granicy górnej, gdzie $y = 1$, t. j. aż do chwili całospalenia ładunku prochu. W tym wypadku podług (60a) jest

$$v_1 = c(1 - y_0).$$

Podstawiając w równaniu (63), zamiast v , wartość $v_1 = c(1 - y_0)$, otrzymamy odstęp $x = x_1$, t. j. położenie punktu C (rys. 13) w momencie całospalenia ładunku prochu. Będzie więc:

$$x_1 = x_{01} \frac{Sy_0}{Sy_0 + \Theta v_1 - v_1^2} \cdot \frac{\left\{ (2a + \Theta)(2a - \Theta + 2v_1) \right\}^{\frac{\Theta}{2a}}}{\left\{ (2a - \Theta)(2a + \Theta - 2v_1) \right\}^{\frac{\Theta}{2a}}} \cdot \frac{1+\lambda(\gamma-1)}{(1-\lambda)(\gamma-1)} \quad (63a).$$

Odstęp x_{01} objętości wolnej otrzyma się według wzoru (55), podstawiając zamiast y wartość $y = 1$, będzie więc:

$$x_{01} = \frac{1}{F} (V_0 - aL) \dots \dots \dots (55a).$$

Dla wszystkich obranych szybkości, mieszczących się w granicach [0 do v_1], oblicza się odnośne odstępy drogi pocisku według wzoru (63a).

Obierając więc dowolną szybkość w granicach [0 do v_1], np.: $v_n < v_1$, otrzymamy odpowiedni odstęp

$$x_n = x_{0n} \left[\frac{Sy_0}{[Sy_0 + \theta v_n - v_n^2] \left\{ (2a - \theta)(2a + \theta - 2v_n) \right\}} \frac{\theta}{2a} \right]^{\frac{1 + \lambda(\gamma - 1)}{(1 - \lambda)(\gamma - 1)}} \quad (63b),$$

w czem odstęp x_{0n} objętości wolnej otrzyma się według wzoru (55), podstawiając, zamiast y , odpowiednią wartość $y_n = \frac{v_n}{c} + y_0$. Będzie więc:

$$x_{0n} = \frac{1}{F} \left\{ V_0 - \frac{L}{\sigma} - L \left(a - \frac{1}{\sigma} \right) \left(\frac{v_n}{c} + y_0 \right) \right\} \dots \dots (56b).$$

Wielkość ciśnienia w chwili całospalenia gdy $y = \frac{v}{c} + y_0 = 1$, otrzymamy podstawiając do wzoru (59) wartości: $x = x_1$, $v = v_1 = c(1 - y_0)$; będzie tedy:

$$p_1 = \frac{\gamma - 1}{2[1 + \lambda(\gamma - 1)]} \cdot \frac{M}{Fx_1} \cdot (S - v_1^2) \dots \dots (59c).$$

O ile odstęp $x_n < x_1$, oblicza się wielkość ciśnienia, podstawiając we wzorze (59) odpowiednie wartości:

$$y_n = \frac{v_n}{c} + y_0 \quad \text{ i } \quad v_n < v_1.$$

Otrzymamy w ten sposób, dla ciśnień pośrednich, leżących w granicach drogi pocisku: $x_0 < x_n < x_1$, wzór w postaci:

$$p_n = \frac{\gamma - 1}{2[1 + \lambda(\gamma - 1)]} \cdot \frac{M}{F \cdot x_n} (\theta v_n + Sy_0 - v_n^2) \dots \dots (59d).$$

4. Wyznaczenie ciśnienia maksymalnego $p = p_m$, szybkości $v = v_m$, w odstępie $x = x_m$.

Zasadniczą wielkością, którą znać musi konstruktor działa, jest wymiar ciśnienia maksymalnego $p = p_m$ i tegoż odpowiedni odstęp $x = x_m$.

Drogą stopniowych przybliżeń można wielkości te wyznaczyć, podstawiając dla szybkości $v_n < v_1$ kolejno odpowiednie odstęp $x_n < x_1$ we wzorze ogólnym (59).

Stosując prawa matematyki o wyznaczaniu wartości maksymalnej, można wspomniane wielkości obliczyć wprost z wzoru ogólnego (59):

$$p = \frac{\gamma - 1}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)]} \cdot \frac{M}{F \cdot x} \cdot (\theta v + S y_0 - v^2).$$

W tym celu przekształćmy to równanie rozdzielając zmienne (px) i (v). Otrzymamy więc:

$$p \cdot x = \frac{(\gamma - 1) \cdot M}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)] \cdot F} (\theta v + S y_0 - v^2).$$

Różniczkując obie strony równania podług x , przekonamy się że:

$$x \cdot \frac{dp}{dx} + p = \frac{(\gamma - 1) \cdot M}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)] \cdot F} \cdot (\theta - 2v) \frac{dv}{dx}.$$

Podstawmy za p , wartość z równania (56a), to będzie

$$x \cdot \frac{dp}{dx} + \frac{M}{(1 - \lambda) \cdot F \cdot v} \frac{dv}{dx} = \frac{(\gamma - 1) \cdot M}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)] \cdot F} \cdot (\theta - 2v) \frac{dv}{dx}.$$

Gdy $p = p_m$, musi pochodna $\frac{dp}{dx} = 0$; skracając obie strony równania, otrzymamy po wyrugowaniu wielkości $M, F, \frac{dv}{dx}$ równanie:

$$\frac{v}{1 - \lambda} = \frac{(\gamma - 1)}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)]} \cdot (\theta - 2v).$$

Z tego równania wynika wartość $v = v_m$ dla szybkości w punkcie ciśnienia maksymalnego

$$v_m = \frac{(1 - \lambda) (\gamma - 1)}{2 \gamma} \cdot \theta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (64).$$

Odpowiedni odstęp $x = x_m$ otrzymamy, wprowadzając do wzoru (63), zamiast v , wartość v_m . Będzie więc:

$$x_m = x_{0m} \left[\frac{S y_0}{S y_0 + \theta v_m - v_m^2} \cdot \frac{\left\{ (2a + \theta) (2a - \theta + 2v_m) \right\} \frac{\theta}{2a}}{\left\{ (2a - \theta) (2a + \theta - 2v_m) \right\}} \right]^{\frac{1 + \lambda (\gamma - 1)}{(1 - \lambda) (\gamma - 1)}} \quad (63c).$$

Odstęp objętości wolnej x_{0m} oblicza się analogicznie, jak pod (55b); będzie wtedy

$$x_{0m} = \frac{1}{F} \left\{ V - \frac{L}{\sigma} - L \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right) \left(\frac{v_m}{c} + y_0 \right) \right\} \quad . \quad . \quad . \quad (55c).$$

Podstawiając we wzorze (59b) wartości $x = x_m$, $v = v_m$, otrzymamy wzór na ciśnienie maksymalne p_m , a mianowicie

$$p_m = \frac{\gamma - 1}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)]} \cdot \frac{M}{F \cdot x_m} \cdot (\theta v_m + S y_0 - v_m^2) \quad . \quad . \quad (59c).$$

Wzór na ciśnienie p_m ad (59c) jest miarodajny dla konstruktora przy obliczaniu grubości ścian lufy i ścian czerepu pocisku.

Równania powyższe tracą swą realność z chwilą całkowitego spalenia ładunku prochów a czynnik y nie odgrywa nadal, t. j. podczas rozprężania się gazów, żadnej roli, ponieważ cały ładunek prochów jest w stanie zgazowanym.

Gdyby się liczyło powyższymi wzorami z tym założeniem, że czynnik y przybierać może wartości większe, niż jedność, to dochodzi się do rezultatu, że odstęp objętości wolnej staje się wartością ujemną, t. j. $-x_0$, czyli, że i odstęp $x_n = -x_n$, co jest oczywiście absurdem t. j. pojęciem nierealnym.

5. Wyznaczenie szybkości v i ciśnienia p po spaleniu się prochów.

Począwszy od chwili, gdy cały ładunek prochów spalił się do szczytu, rozprężają się gazy adjabatycznie i ciśnienie oblicza się podług wzoru (47)

$$p_x = p_1 \left(\frac{V_1 - \alpha \mathcal{L}}{V_1 - \alpha \mathcal{L} + Fx} \right)^\gamma,$$

gdzie objętość początkowa V_1 odpowiada odstępowi x_1 , a zaś p_1 obliczone jest podług wzoru (59c).

Dla ułatwienia obliczeń ruguje się z wzoru wymiar objętości wolnej $V_1 - \alpha \mathcal{L}$, dzieląc licznik i mianownik przez pole przekroju F . Będzie więc:

$$x_1 = \frac{1}{F} (V_1 - \alpha \mathcal{L}),$$

a stąd wzór uproszczony:

$$p_x = p_1 \left(\frac{x_1}{x_1 + x} \right)^\gamma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (47a).$$

U wylotu jest $x = x_w$, otrzymamy więc przy wylocie lufy ciśnienie

$$p_w = p_1 \left(\frac{x_1}{x_1 + x_w} \right)^\gamma = p_1 \left(\frac{x_1}{x_2} \right)^\gamma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (47b).$$

Szybkość dla warunku $x > x_1$ oblicza się według wzoru (48). Ponieważ siłę żywą masy pocisku wyraża równanie (wzór 27 i 48):

$$\frac{M v_x^2}{2} = \frac{p_1 (V_1 - \alpha L)}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1 - \alpha L}{V_1 - \alpha L + Fx} \right)^{\gamma-1} \right],$$

przeto

$$v_x^2 = \frac{2 p_1}{(\gamma - 1) \cdot M} \cdot (V_1 - \alpha L) \left[1 - \left(\frac{V_1 - \alpha L}{V_1 - \alpha L + Fx} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (48a).$$

Zastępując miarę objętości miarą długości, otrzyma się analogicznie, jak wyżej przy warunkach $x = x_w$ i $v = v_w$, wzór dla obliczenia szybkości wylotowej w postaci:

$$\begin{aligned} v_w &= \left\{ \frac{2 p_1 F}{(\gamma - 1) \cdot M} \cdot x_1 \left[1 - \left(\frac{x_1}{x_1 + x_w} \right)^{\gamma-1} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} = \\ &= \left\{ \frac{2 p_1 F \cdot x_1}{(\gamma - 1) \cdot M} \cdot \left[1 - \left(\frac{x_1}{x_2} \right)^{\gamma-1} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots (48b). \end{aligned}$$

Wymiar $(x_2 - x_0)$ przedstawia konstrukcyjnie dopuszczalną długość gwintowanej części lufy (zobacz rys. 13).

6. Obliczenie czasu dla postępowego ruchu pocisku.

Wzór ogólny do obliczania czasu pocisku ma postać:

$$t = \int_{x_0}^x \frac{dx}{v} \dots \dots \dots (65).$$

Rozwiązanie rachunkowe powyższej całki nie da się przeprowadzić, gdyż wzory na szybkość są natury skomplikowanej i inne dla stanu przed spalaniem się ładunku prochu, a po tej chwili.

Ominąć można tę trudność, wyznaczając podług wykresu szybkości ilorazy różnicowe $\frac{\Delta x}{v_s}$, gdzie v_s jest szybkością średnią dla odstępów drogi Δx .

Suma

$$\Sigma \left(\frac{\Delta x}{v_s} \right) = t \dots \dots \dots (65a)$$

podaje całoczas ruchu pocisku w lufie broni palnej.

7. Przebieg krzywej ciśnienia.

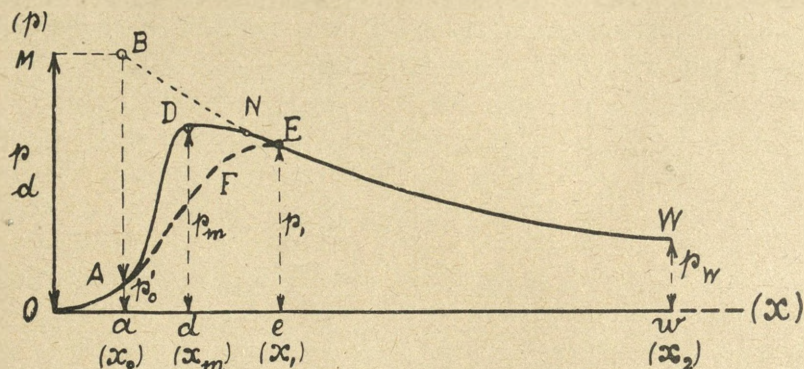
Celem wyprowadzenia wniosków o przebiegu krzywej ciśnienia (rys. 14) weźmy pod rozwagę ogólne równanie ciśnienia (59b):

$$p = \frac{(\gamma - 1) \cdot M}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)] \cdot F \cdot x} \cdot \left[S \left(\frac{v}{c} + y_0 \right) - v^2 \right].$$

Gdy $y_0 = 0$, $x = 0$, $v = 0$, wówczas, $p = 0$, czyli że początek krzywej leży w punkcie 0.

Jeżeli zaś $y = y_0$, $x = x_0$, $v = 0$, wtenczas $p = p_0'$; przedstawia to rzędna $a - A$, odpowiadająca wielkości, podanej we wzorze (59a):

$$p_0' = \frac{(\gamma - 1) \cdot M}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)] \cdot F x_0} \cdot S y_0.$$



Rys. 14.

Przypuśćmy, że ładunek prochu bardzo ostrego spali się całkowicie, a pocisk nie ruszył jeszcze z miejsca, to ciśnienie dla warunków $y = y_0 = 1$, $x = x_0$ i $v = 0$ osiągnie wartość największą. Nazywamy je ciśnieniem detonacyjnym; podaje je wzór

$$p_d = \frac{(\gamma - 1) \cdot M}{2 [1 + \lambda (\gamma - 1)] \cdot F \cdot x_0} \cdot S,$$

a przedstawia to rzędna $aB = 0M$.

W chwili, gdy pocisk rozpoczyna ruch postępowy, rozprężają się gazy, wskutek przyrostu objętości komory spalania, i ciśnienie detonacyjne maleje. Krzywą ciśnienia przedstawia politropa ($B-N-E-W$), której rzędne stale maleją, osiągając przy wylocie lufy wymiar (wW).

Wypadek taki zachodzi często przy broni drobnokalibrowej (np.: strzał z karabinu, armat pneumatycznych i t. d.).

Przy strzale z armat prochem wolno — lub średniopalnym i przy stosunkowo małym oporze przeciskania, — przybiera krzywa ciśnienia postać ($0 - A - D - N - E - W$).

Ciśnienie maksymalne występuje zwykle przed chwilą całospalenia prochu, a to w odstępnie $x_m = 0d$.

Może jednak zająć wypadek, że — gdy szybkość $v_m = v_1$, t. j. gdy zachodzi równość:

$$\frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{2\gamma} \cdot \Theta = c(1-y_0),$$

to punkt D zapadnie na punkt E . W tym wypadku jest też $x_m = x_1$. Taką możliwość przedstawia krzywa kreskowana ($0 - A - F - E$), gdzie też $p_m = p_1$.

Ciśnienie maksymalne posiada wymiar podany wzorem (59e) t. j.

$$p_m = \frac{(\gamma-1)}{2[1+\lambda(\gamma-1)]} \cdot \frac{M}{F \cdot x_m} \cdot \left[S \left(\frac{v_m}{c} + y_0 \right) - v_m^2 \right]$$

i uwidacznia się rzędną dD .

Ciśnienie w chwili całospalenia prochu przy warunku $y = \frac{v_0}{c} + y_0 = 1$ oblicza się z wzoru (58c):

$$p_1 = \frac{(\gamma-1)}{2[1+\lambda(\gamma-1)]} \cdot \frac{M}{F \cdot x_1} \cdot [S - v_1^2].$$

W punkcie N przechodzi krzywa ciśnienia ($0 - A - D$) stycznie w linję politropy ($B - N - E - W$).

Ciśnienie wylotowe oblicza się z wzoru (47b):

$$p_w = p_1 \left(\frac{x_1}{x_1 + x_w} \right)^\gamma = p_1 \left(\frac{x_1}{x_2} \right)^\gamma.$$

Gdyby czynnik γ przybrał wartość $\gamma = k = 1,4$, to krzywa ciśnienia ($B - N - E - W$) przedstawiałaby adjabatę. Wypadek taki zachodzi przy strzale powietrzem zgęszczonym.

8. Przebieg krzywej szybkości.

Celem wyprowadzenia wniosków o przebiegu krzywej szybkości (rys. 15), weźmy pod rozwagę równanie (57a).

Dla warunku $y = \frac{v}{c} + y_0$ otrzymamy relację następującą:

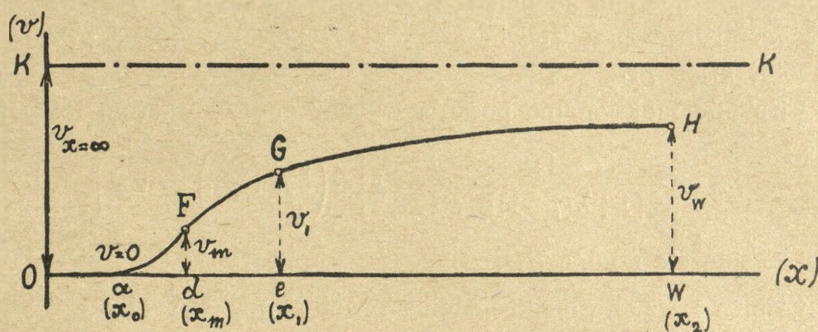
$$\frac{2v \cdot dv}{dx} = \frac{d(v^2)}{dx} = \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{1+\lambda(\gamma-1)} \cdot \frac{1}{x} \cdot [\Theta v + S y_0 - v^2],$$

przyczem $\Theta = \frac{S}{c}$.

Gdy $y = y_0 = 0$, $x = x_0$, $v = 0$, wówczas pochodna

$$\frac{d(v^2)}{dx_0} = 0, \quad \text{jak również} \quad \frac{d^2(v^2)}{dx_0^2} = 0,$$

to znaczy, że krzywa szybkości ma w punkcie a kierunek styczny względem osi OX .



Rys. 15.

W odstępzie $x = x_m$ oblicza się szybkość pocisku podług wzoru (64):

$$v = v_m = \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{2\gamma} \cdot \Theta$$

przedstawia ją tu rzędna dF .

W odstępzie $x = x_m$ przybiera pochodna $\frac{dp}{dx}$ wartość zera, t. j. że $\frac{dp}{dx} = 0$ (patrz str. 85). Podług wzoru (56) wyrażamy wielkość ciśnienia równaniem:

$$p = \frac{M}{2F(1-\lambda)} \cdot \frac{2v \cdot dv}{dx} = \frac{M}{2F(1-\lambda)} \cdot \frac{d(v^2)}{dx}.$$

Różniczkując obie strony równania podług x , otrzymamy pochodną:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{M}{2F(1-\lambda)} \cdot \frac{d^2(v^2)}{dx^2}.$$

Jeżeli $\frac{dp}{dx} = 0$, wówczas też $\frac{d^2(v^2)}{dx^2} = 0$, to znaczy, że w punkcie F , przy odstępzie $x = x_m$ oraz ciśnieniu $p = p_m$, krzywa szybkości posiada punkt przegięcia.

W odstępzie $x = x_1$, gdzie $y = \frac{v_1}{c} + y_0 = 1$, jest w chwili całkowienia prochu szybkość pocisku $v_1 = c(1 - y_0)$; przedstawia ją rzędna $[eG]$.

Po chwili całospalenia zmienia krzywa szybkości swą postać, gałąź (GH) podnosi się, wobec czego i dla odstępów $x > x_1$ wzrastają rzędne (v) aż do pewnego maksimum, które oblicza się podług równania (48a):

$$v_x = \left\{ \frac{2p_1 x_1 F}{(\gamma - 1) \cdot M} \cdot \left[1 - \left(\frac{x_1}{x_1 + x} \right)^{\gamma-1} \right] \right\}^{1/2},$$

w czym

$$x_1 = \frac{1}{F} (V_1 - aL)$$

jest wartością stałą, oznaczającą odstęp objętości wolnej w chwili całospalenia prochu.

Jeżeli $x = \infty$, otrzymamy podług tego równania wartość największą dla szybkości pocisku:

$$v_{x=\infty} = \left\{ \frac{2p_1 x_1 F}{(\gamma - 1) \cdot M} \right\}^{1/2}.$$

Podstawmy w tym wzorze za p_1 wartość z (59c), a będzie

$$v_{x=\infty} = \left\{ \frac{2x_1 F}{(\gamma - 1) \cdot M} \cdot \frac{(\gamma - 1)}{2(1 + \lambda(\gamma - 1))} \cdot \frac{M}{F \cdot x_1} \cdot (S - v_1^2) \right\}^{1/2};$$

ponieważ $v_1 = c(1 - y_0)$, więc po skróceniu otrzymamy:

$$v_{x=\infty} = \left\{ \frac{1}{1 + \lambda(\gamma - 1)} \cdot [S - c^2(1 - y_0)^2] \right\}^{1/2}.$$

Po prawej stronie równania znajdują się tylko wielkości stałe, a symbol S przedstawia podług (52c) wielkość:

$$S = \frac{2 \left[1 - \frac{z}{100}(\gamma - 1) \right]}{(\gamma - 1)} \cdot \frac{fL}{M};$$

Wymiar $v_{x=\infty} = v_{maks}$ oznacza szybkość maksymalną; przedstawia ją rzędna OK.

Gałąź GH krzywej szybkości zdąża więc asymptotycznie do wymiaru, przedstawionego linią ($k-k$), nie osiągając go nigdy w rzeczywistości.

W założeniu tem nie uwzględniono oddziaływania oporu powietrza, które wypełnia wnętrze lufy.

Dla dowolnie obranego odstępu wylotu $x_2 = x_1 + x_w$ jest $v = v_w$ szybkością wylotową, którą oblicza się podług wzoru (48b), a to

$$v_w = \left\{ \frac{2p_1 F \cdot x_1}{(\gamma - 1) \cdot M} \cdot \left[1 - \left(\frac{x_1}{x_2} \right)^{\gamma-1} \right] \right\}^{1/2};$$

przedstawia ją rzędna (WH).

ROZDZIAŁ III.

1. Rozwiązanie zadań balistyki wewnętrznej.

Założenie. Konstruktor działa posiada następujące dane [a)–s)]:

a) armata polowa 75 mm, wzór 1897, b) kaliber lufy $2R = 75 \text{ mm} = 0,075 \text{ m}$, c) objętość początkowa komory spalania $V_0 = 1,39 \text{ dcm}^3 = 0,00139 \text{ m}^3$, d) ciężar ładunku prochu $\ell = 0,7 \text{ kg}$, e) ciężar pocisku $G = 7,24 \text{ kg}$, f) ciężar części odrzuconych $Q = 461 \text{ kg}$, g) kąt skreću gwintów $= 7^\circ$, h) długość dopuszczalna części gwintowanej lufy $x_2 - x_0 = 2,23 \text{ m}$.

Proch z nitrocelulozy. i) grubość płytek $n_0 = 3 \text{ mm} = 0,003 \text{ m}$, k) szybkość spalania przy ciśnieniu 1 At. $w = 0,00025 \text{ m/sek}$, l) gęstość masy ziarna prochu $\sigma = 1,56 \text{ kg/lit} = 1,56 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, m) objętość cząsteczkowa (kovolumen) $\alpha = 0,92 \text{ lit/kg} = 0,92 \cdot 10^3 \text{ m}^3/\text{kg}$ (podług tabeli D-ra C. Cranz'a), n) czynnik $\frac{\rho^2}{R^2} = 0,56$, o) współczynnik tarcia $\nu = 0,176$, p) czynnik $\gamma = 1,11$, q) współczynnik oporu przesuwne go $\lambda = 0,02$, r) ciśnienie początkowe otrzymane przy użyciu prasy hydraulicznej $p'_0 = 271 \text{ kg/cm}^2 = 271 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^2$, s) stratę ciepła obieramy $z = 10\%$.

Podług powyższych danych przeprowadzamy następujące obliczenia:

Pole przekroju lufy: $F = \pi R^2 + \text{pole } 24 \text{ rowków, których głębokość} = 0,5 \text{ mm, szerokość} = 6,5 \text{ mm.}$

$$F = 0,0044179 + 0,000078 = 0,0044959 \cong 0,0045 \text{ m}^2.$$

Czas spalania ziarna prochu: Podług (30) jest dla: $p = p_0 = 1 \text{ At}$:

$$\tau_0 = \frac{n_0}{2w_0}, \text{ stąd dla } n_0 = 3 \text{ mm} = 0,003 \text{ m, jest:}$$

$$\tau_0 = \frac{0,003}{2 \cdot 0,00025} = 6 \text{ sek.}$$

Obliczenie zredukowanej masy pozornej M . Podług (50a) jest:

$$M = \frac{m'' \cdot m_r}{m'' + m_r},$$

Według (46a) jest:

$$m'' = \frac{G}{g} \left(1 + 0,5 \frac{\ell}{G} \right) \left[1 + \frac{\rho_2}{R_2} \frac{\text{tg} \alpha + \nu}{1 - \nu \text{tg} \alpha} \right]; \quad m_r = \frac{Q}{g};$$

stąd:

$$m'' = \frac{7,24}{9,81} \left(1 + 0,5 \frac{0,7}{7,24} \right) \left(1 + 0,56 \cdot 0,12278 \frac{0,12278 + 0,176}{1 - 0,12278 \cdot 0,176} \right) = 0,7939,$$

$$m_r = \frac{461}{9,81} = 46,99;$$

otrzymamy:

$$M = \frac{0,7939 \cdot 46,99}{0,7939 + 46,99} = 0,763.$$

Obliczenie wielkości S . Podług (52c) jest

$$S = \frac{2 [1 - 10^{-2} \cdot z \cdot (\gamma - 1)]}{\gamma - 1} \cdot \frac{f \cdot \ell}{M}.$$

Podług (29) jest:

$$f = \frac{p_0 v_0}{T_0} \cdot T = \frac{10333 \cdot 0,99}{273} \cdot 2503 = 93790,$$

przyczem podług tabeli str. 57, dla prochu z nitrocelulozy:

$$v_0 = 0,99 \text{ m}^3/\text{kg}; \quad T = t + 273 = 2230 + 273 = 2503.$$

Dla obranej straty ciepła: $z = 10^0/0$, będzie

$$S = \frac{2 [1 - 0,1 \cdot 0,11]}{0,11} \cdot \frac{93790 \cdot 0,7}{0,763} = 1,948,000.$$

Obliczenie szybkości c . Podług (60) jest

$$c = \frac{(1 - \lambda) \cdot F \cdot p_0 \cdot \tau_0}{M},$$

stąd

$$c = \frac{0,98 \cdot 0,0045 \cdot 10333 \cdot 6}{0,763} = 358,34 \text{ m/sek.}$$

Skrót:

$$\Theta = \frac{S}{c} = \frac{1948000}{358,34} = 5436.$$

Obliczenie części spalonej prochu y_0 . Podług (62) jest:

$$y_0 = \frac{2 \cdot p'_0 x_0 F}{(\gamma - 1) \cdot S \cdot M}$$

przyczem według (52a)

$$x_0 = \left(V_0 - \frac{\ell}{\sigma} \right) \cdot \frac{1}{F};$$

zaś:

$$p'_0 = 271 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^2,$$

stąd:

$$x_0 = \frac{1}{0,0045} \cdot \left(0,00139 - \frac{0,7}{1560} \right) = 0,2092 \text{ m},$$

będzie więc:

$$y_0 = \frac{2 \cdot 271 \cdot 10^4 \cdot 0,2092 \cdot 0,0045}{0,11 \cdot 1948000 \cdot 0,763} = 0,0298.$$

Obliczenie wielkości $S \cdot y_0$:

$$S \cdot y_0 = 1948000 \cdot 0,0298 = 58052.$$

Szybkość pocisku w chwili całospalenia prochu v_1 . Podług (60b) jest: $v_1 = c (1 - y_0)$,

$$v_1 = 358,34 (1 - 0,0298) = 347,66 \text{ m/sek.}$$

Szybkość pocisku w chwili wystąpienia ciśnienia maksymalnego v_m . Podług (64) jest:

$$v_m = \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{2\gamma} \cdot \Theta = \frac{(1-0,02)(1,11-1)}{2 \cdot 1,11} \cdot 5436 = 264 \text{ m/sek.}$$

Obliczenie wielkości pomocniczych:

$$a = \sqrt{\frac{\Theta^2}{4} + Sy_0} = \sqrt{\left(\frac{5436}{2}\right)^2 + 58052}; \quad 2a + \Theta = 10893,4;$$

$$2a - \Theta = 21,4; \quad \frac{\Theta}{2a} = 0,9961; \quad \frac{1+\lambda(\gamma-1)}{(1-\lambda)(\gamma-1)} = 9,284.$$

Obliczenie odstepu objętości wolnej w chwili całospalenia prochu x_{01} . Podług (55a)

$$x_{01} = \frac{1}{F} (V_0 - \alpha L) = \frac{1}{0,0045} \cdot 0,00139 - 0,00092 \cdot 0,7 = 0,168 \text{ m.}$$

Obliczenie odstepu wolnego w chwili wystąpienia ciśnienia maksymalnego x_{0m} . Podług (55b)

$$x_{0m} = \frac{1}{F} \left\{ V_0 - \frac{L}{\sigma} - L \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right) \left(\frac{v_m}{c} + y_0 \right) \right\} = \frac{1}{0,0045} \left\{ 0,00139 - \right. \\ \left. - \frac{0,7}{1560} - 0,7 \left(0,00092 - \frac{1}{1560} \right) \left(\frac{264}{358,34} + 0,0298 \right) \right\} = 0,1649 \text{ m.}$$

Obliczenie drogi pocisku w chwili całospalenia prochu x_1 . Podług (63a) jest:

$$x_1 = x_{01} \left[\frac{Sy_0}{Sy_0 + \Theta v_1 - v_1^2} \left\{ \frac{(2a + \Theta)(2a - \Theta + 2v_1)}{(2a - \Theta)(2a + \Theta - 2v_1)} \right\}^{\frac{\Theta}{2a}} \right]^{\frac{1+\lambda(\gamma-1)}{(1-\lambda)(\gamma-1)}} = 0,168 \times \\ \times \left[\frac{58052}{58052 + 1890000 - 120870} \left\{ \frac{10893,4(21,4 + 695,32)}{21,4 \cdot (10893,4 - 695,32)} \right\}^{0,9961} \right]^{9,284} = 0,4804 \text{ m.}$$

Obliczenie drogi pocisku w chwili wystąpienia ciśnienia maks. x_m . Podług (63c)

$$x_m = x_{0m} \left[\frac{Sy_0}{Sy_0 + \Theta \cdot v_m - v_m^2} \left\{ \frac{(2a + \Theta)(2a - \Theta + 2v_m)}{(2a - \Theta)(2a + \Theta - 2v_m)} \right\}^{\frac{\Theta}{2a}} \right]^{\frac{1+\lambda(\gamma-1)}{(1-\lambda)(\gamma-1)}} = \\ = 0,1649 \left[\frac{58052}{58052 + 1435000 - 39680} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \frac{10893,4(21,4 + 528)}{21,4(10893,4 - 528)} \right\}^{0,9961} \right]^{9,284} = 0,2932 \text{ m.}$$

Obliczenie ciśnienia maksymalnego p_m . Podług (59e) jest:

$$p_m = \frac{\gamma - 1}{2[1 + \lambda(\gamma - 1)]} \cdot \frac{M}{F \cdot x_m} \cdot (\Theta v_m + S y_0 - v_m^2) = \frac{0,11}{2[1 + 0,98 \cdot 0,11]} \times \\ \times \frac{0,763}{0,0045 \cdot 0,2932} (1435000 + 58052 - 39680) = \\ = 41734000 \text{ kg/m}^2 \cong 4173 \text{ kg/cm}^2.$$

Obliczenie ciśnienia w chwili całospalenia prochu p_1 . Podług (59c) jest:

$$p_1 = \frac{\gamma - 1}{2[1 + \lambda(\gamma - 1)]} \cdot \frac{M}{F \cdot x_1} (S - v_1^2) = \frac{0,11}{2[1 + 0,98 \cdot 0,11]} \times \\ \times \frac{0,763}{0,0045 \cdot 0,4804} (1948000 - 120870) = 32016100 \text{ kg/m}^2 \cong 3201 \text{ kg/cm}^2.$$

Obliczenie ciśnienia przy wylocie lufy p_w . Podług (47b) jest:

$$p_w = p_1 \left(\frac{x_1}{x_1 + x_w} \right)^\gamma = 32016100 \left(\frac{0,4804}{0,168 + 2,23} \right)^{1,11} = 5374200 \text{ kg/m}^2 \cong 537 \text{ kg/cm}^2.$$

Obliczenie szybkości pocisku przy wylocie v_w . Podług (48b) jest:

$$v_w^2 = \frac{2p_1 F}{(\gamma - 1) \cdot M} \cdot x_1 \left[1 - \left(\frac{x_1}{x_1 + x_w} \right)^{\gamma - 1} \right] = \\ = \frac{2 \cdot 32016100 \cdot 0,0045}{0,11 \cdot 0,763} \cdot 0,4804 \left[1 - \left(\frac{0,4804}{0,168 + 2,23} \right)^{0,11} \right],$$

stąd $v_w = 517 \text{ m/sek}$.

W powyższych obliczeniach przyjęliśmy jako założenie, że czynnik $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1,11$ pozostaje wielkością stałą. Czynniki γ zmienia jednak swą wartość równocześnie z obniżeniem się temperatury (zobacz wzory 15c), co w odstępnie $= 2,23 \text{ m}$ od komory prochu, t. j. przy znacznym obniżeniu się temperatury gazów, wymaga skontrolowania obliczeń, poczynawszy od chwili całospalenia się ładunku prochu.

Obiera się w tym celu np. $\gamma = 1,12$ i kontroluje politropę, t. j. wielkości p_w i v_w .

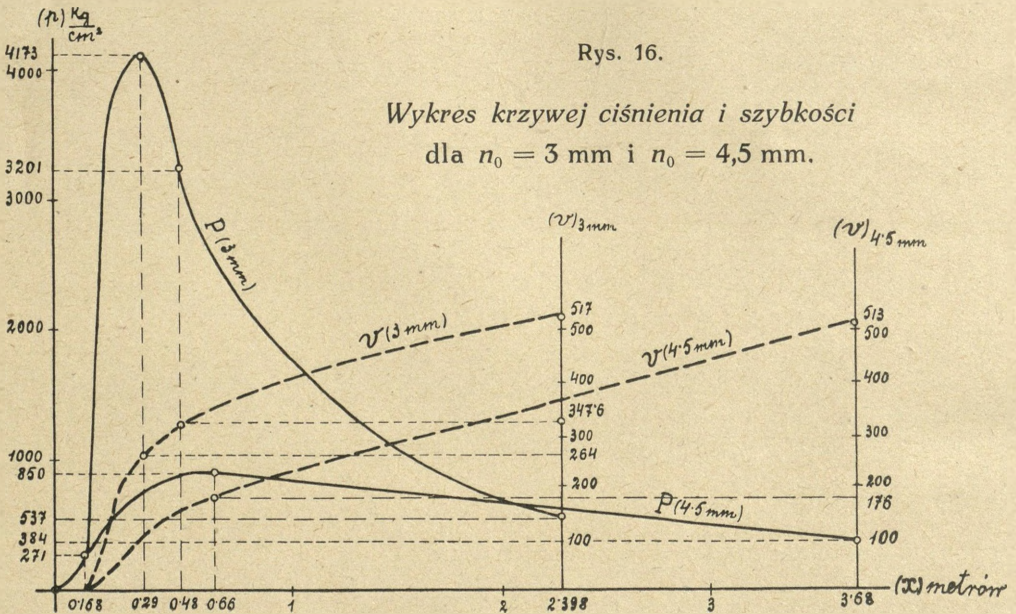
Postępowanie odwrotne. Mając doświadczalnie wymierzoną szybkość v_w i ciśnienie p_w przy wylocie, sprawdzić można, podług podanych wzorów, wielkość czynnika γ .

W następującym zestawieniu cyfrowym wykażą obliczenia, przeprowadzone dla tego samego kalibru lufy, przy niezmienionych warunkach ładowania, wpływ grubości ziarna prochu na zmianę czasu spalania, szybkości pocisku c , v_m , v_1 , v_w , drogi pocisku x_m , x_1 , x_w i ciśnienia p_m , p_1 , p_w .

Przez porównanie obliczeń powyższych ocenić już można naprzód, jaką grubość płytek prochu obrać należy, aby zadośćuczynić wymaganiom konstrukcji lufy i pocisku i otrzymać wymaganą szybkość wylotową. Jeśli rezultat wypadnie nieodpowiedni zmienić należy gatunek prochu, t. j. obrać proch ostrzejszy albo leniwszy.

Wartości stałe	$\gamma=1,11, \lambda=0,02, p_0'=271 \text{ kg/cm}^2, y_0=0,0298, w_0=0,00025 \text{ m/sek},$ $\ell=0,7 \text{ kg}, V_0=1,39 \text{ lt}, x_2-x_0=2,23 \text{ m}, S=1948000, f=93790,$ $z=10\text{‰}, 2R=75 \text{ mm}, M=0,763.$			
$n_0 \dots \text{mm}$	2,5	3	4,5	Ziarno 2,5 mm: $v_m > c$, wskutek tego $y = \frac{v_m}{c} + y_0 > 1$, stąd $x_{0m} = -$. W tym wypadku występuje detonacja. Proch jest nieodpowiedni.
$\tau_0 \dots \text{sek}$	5	6	9	
$\Theta \dots \dots$	6523	5436	3624	
$c \dots \text{m/sek}$	298,6	358,3	537,5	
$v_1 \dots \text{m/sek}$	289,7	347,6	513	
$v_m \dots \text{m/sek}$	316,5	264	176	Ziarno 4,6 mm: Długość części gwin- towanej za wielka = 3,687 m; pod- czas gdy długość projektowana $x_w =$ $= 2,23 \text{ m}$. Proch jest nieodpowiedni— leniwy.
$v_w \dots \text{m/sek}$	—	517	—	
$x_1 \dots \text{m}$	—	0,480	3,687	
$x_{01} \dots \text{m}$	—	0,168	0,168	
$x_m \dots \text{m}$	—	0,2932	0,658	
$x_{0m} \dots \text{m}$	—	0,165	0,193	
$p_m \text{ kg/cm}^2$	—	4173	850	
$p_1 \text{ kg/cm}^2$	—	3201	384	
$p_w \text{ kg/cm}^2$	—	537	—	

Wpływ zmiany grubości ziarna prochu na ciśnienie i szybkość pocisku w obrębie lufy przedstawia rycina umieszczona poniżej (rys. 16).



Powyżej podana metoda obliczeń nie jest całkowicie ścisłą, gdyż w wyznaczeniu pracy oporu A kryje się ten błąd, że w założeniu przyjęto dla uproszczenia rachunku świadomie, jakoby opór W występował już w punkcie 0.

Przyjmując początek systemu osiowego w punkcie D , unika się tego błędu i wobec tego podajemy poniżej drugi sposób obliczeń, który rozwiązuje równanie termiczne (52) w sposób zupełnie już dokładny, nie zmieniając przytem głównych zasad poprzedniej metody.

2. Sposób ścisłego rozwiązania równania termicznego.

Uwzględnijmy pracę oporu przeciskania, licząc drogę x od punktu D —a więc tak, jak ją pocisk przebiega w rzeczywistości.

W tym celu przesuniemy system osiowy w kierunku wylotu lufy t. j. do punktu D o odstęp x_0 objętości wolnej.

Od punktu D , jako nowo obranego punktu wyjścia, będziemy liczyć również odstęp x_m , x_1 i x_2 .

Przy zmienionym tak założeniu symbol J , oznaczający objętość komory spalania w dowolnym odstępie pocisku x , liczonym — jak wyżej—od punktu D , zastąpmy wymiarem już ścisłym a mianowicie:

$$y = F(x + x_0).$$

Odstęp x_0 objętości wolnej jest dla chwili całospalenia prochu wartością stałą a mianowicie:

$$x_{01} = \frac{1}{F} (V_0 - aL);$$

poza tem wszystkie zresztą momenty towarzyszące traktujemy tak samo, jak to już przeprowadzono w rozdziale II punkt 1), 2), 3) i 4).

Równanie (52) przyjmie więc postać:

$$fLy \left[1 - \frac{z}{100} (\gamma - 1) \right] = pF(x + x_0) + (\gamma - 1) \frac{Mv^2}{2} + (\gamma - 1) F\lambda px \quad (52a).$$

Z połączenia wyrazów, zawierających czynnik wspólny pF , wyniknie:

$$fLy \left[1 - \frac{z}{100} (\gamma - 1) \right] = pF \left[x \{ 1 + \lambda (\gamma - 1) \} + x_0 \right] + (\gamma - 1) \frac{Mv^2}{2}.$$

Zastępując ciśnienie p odpowiednią wartością podług wzoru

$$p = \frac{M}{(1 - \lambda) \cdot F} \cdot v \frac{dv}{dx} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (56),$$

otrzymamy

$$f\ell y \left[1 - \frac{z}{100}(\gamma - 1) \right] = \frac{M}{1 - \lambda} \cdot v \frac{dv}{dx} \left[x \{ 1 + \lambda(\gamma - 1) \} + x_0 \right] + (\gamma - 1) \frac{Mv^2}{2},$$

a stąd zaś, mnożąc obie strony równania przez $\frac{2}{(\gamma - 1) \cdot M}$, otrzyma się:

$$\frac{2 \left[1 - \frac{z}{100}(\gamma - 1) \right] f\ell}{(\gamma - 1) \cdot M} \cdot y = \frac{2}{(1 - \lambda)(\gamma - 1)} \cdot v \frac{dv}{dx} \left[x \{ 1 + \lambda(\gamma - 1) \} + x_0 \right] + v^2.$$

Wyraz przed y , złożony z wielkości stałych, zastąpmy skrótem S , a to

$$S = \frac{2 \left[1 - \frac{z}{100}(\gamma - 1) \right]}{\gamma - 1} \cdot \frac{f\ell}{M} \dots \dots \dots (52c);$$

będzie więc

$$Sy - v^2 = \frac{2}{(\gamma - 1)(1 - \lambda)} \cdot v \frac{dv}{dx} \left[x \{ 1 + \lambda(\gamma - 1) \} + x_0 \right].$$

Z kolei wprowadźmy do dalszych obliczeń następujące skróty:

$$\Psi = (\gamma - 1)(1 - \lambda) \quad \text{ i } \quad \varphi = 1 + \lambda(\gamma - 1);$$

stąd — po oddzieleniu zmiennych v i x od siebie — wyniknie:

$$\frac{2v \, dv}{Sy - v^2} = \frac{\Psi}{\varphi} \frac{dx}{x + \frac{x_0}{\varphi}} \dots \dots \dots (58).$$

Całkując to równanie, w granicach (0 do v) i (0 do x), otrzymamy z kolei:

$$\int_0^v \frac{2v \cdot dv}{Sy - v^2} = \frac{\Psi}{\varphi} \cdot \int_0^x \frac{dx}{x + \frac{x_0}{\varphi}} = \frac{\Psi}{\varphi} \ln \left[x + \frac{x_0}{\varphi} \right]_0^x = \ln \left[\frac{\varphi}{x_0} \left(x + \frac{x_0}{\varphi} \right) \right] \frac{\Psi}{\varphi}.$$

Stąd, jak w rozdziale II 3), wyniknie

$$\frac{\varphi}{x_0} \left(x + \frac{x_0}{\varphi} \right) = \left[\frac{Sy_0}{Sy_0 + \theta v - v^2} \cdot \left\{ \frac{(2a + \theta)(2a - \theta + 2v)}{(2a - \theta)(2a + \theta - 2v)} \right\} \frac{\theta}{2a} \right] \frac{\varphi}{\Psi};$$

jest więc

$$x = \frac{v_0}{\varphi} \left[\frac{Sy_0}{Sy_0 + \theta v - v^2} \left\{ \frac{(2a + \theta)(2a - \theta + 2v)}{(2a - \theta)(2a + \theta - 2v)} \right\} \frac{\theta}{2a} \right] \frac{\varphi}{\Psi} - \frac{x_0}{\varphi} \quad (63),$$

przyczem

$$x_0 = \frac{1}{F} \left\{ V_0 - \frac{\mathcal{L}}{\sigma} - \mathcal{L} \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right) \left(\frac{v}{c} + y_0 \right) \right\},$$

zaś dla chwili całospalenia

$$x_1 = \frac{x_{01}}{\varphi} \left[\frac{S y_0}{S y_0 - \theta v_1 - v_1^2} \cdot \left(\frac{(2a + \theta)(2a - \theta + 2v_1)}{(2a - \theta)(2a + \theta - 2v_1)} \right)^{\frac{\theta}{2a}} \right]^{\frac{\varphi}{\Psi}} - \frac{x_{01}}{\varphi} \quad (63a),$$

w tem zaś

$$x_{01} = \frac{1}{F} (V_0 - \alpha \mathcal{L}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (55a).$$

Wyraz ogólny dla odstępów $x_n < x_1$ i $v_n < v_1$ przedstawia się analogicznie jak poprzednio, t. j.

$$x_n = \frac{x_{0n}}{\varphi} \left[\frac{S y_0}{S y_0 - \theta v_n - v_n^2} \cdot \left(\frac{(2a + \theta)(2a - \theta + 2v_n)}{(2a - \theta)(2a + \theta - 2v_n)} \right)^{\frac{\theta}{2a}} \right]^{\frac{\varphi}{\Psi}} - \frac{x_{0n}}{\varphi} \quad (63b),$$

gdzie

$$x_{0n} = \frac{1}{F} \left\{ V_0 - \frac{\mathcal{L}}{\sigma} - \mathcal{L} \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right) \left(\frac{v_n}{c} + y_0 \right) \right\} \quad . \quad . \quad . \quad (55b).$$

Wprowadźmy w równanie (56), zamiast wyrazu $v \frac{dv}{dx}$, odpowiednią wartość z równania (58).

Da to w wyniku, jako wzór ogólny dla obliczenia wielkości ciśnienia, wzór następujący:

$$p = \frac{\Psi \cdot M}{2\varphi(1-\lambda)F} \cdot \frac{1}{x + \frac{x_0}{\varphi}} \cdot (\theta v + S y_0 - v^2) \quad . \quad . \quad . \quad (59).$$

W punkcie D osiągnęło ciśnienie na dno pocisku wielkość p'_0 . Uwzględniając to, otrzymamy w dowolnym odstępie x jako wymiar rzeczywistego ciśnienia, relację

$$p' = p + p'_0.$$

Wyznaczenie ciśnienia maksymalnego p_m , szybkości v_m i odstępu x_m .

Po rozdzieleniu zmiennych $p \left(x + \frac{x_0}{\varphi} \right)$ i v od siebie—wypadnie:

$$p \left(x + \frac{x_0}{\varphi} \right) = \frac{\Psi \cdot M}{2\varphi(1-\lambda) \cdot F} \cdot (\theta v + S y_0 - v^2).$$

Różniczkując obie strony równania podług x , otrzymamy:

$$\left(x + \frac{x_0}{\varphi} \right) \frac{dp}{dx} + p = \frac{\Psi \cdot M}{2\varphi(1-\lambda)F} (\theta - 2v) \cdot \frac{dv}{dx}.$$

Podstawiawszy za p wartość z równania 56, dostaniemy równanie:

$$\left(x + \frac{x_0}{\varphi}\right) \frac{dp}{dx} + \frac{M}{(1-\lambda)F} \cdot v \frac{dv}{dx} = \frac{\Psi \cdot M}{2\varphi(1-\lambda)F} (\theta - 2v) \cdot \frac{dv}{dx}.$$

Gdy $p = p_{maks}$, to wówczas pochodna $\frac{dp}{dx} = 0$; skracając obie strony, otrzymujemy:

$$\frac{v}{1-\lambda} = \frac{\Psi}{2\varphi(1-\lambda)} (\theta - 2v),$$

a stąd

$$v_m = \frac{\Psi}{2(\varphi + \Psi)} \cdot \theta = \frac{(1-\lambda)(\gamma-1)}{2\gamma} \cdot \theta \dots \dots (64)$$

Odpowiedni odstęp x_m przedstawi się w następującej postaci:

$$x_m = \frac{x_{0m}}{\varphi} \left[\frac{Sy_0}{Sy_0 - \theta v_m - v_m^2} \cdot \frac{\left\{ (2a+\theta)(2a-\theta+2v_m) \right\}^{\frac{\theta}{2a}}}{\left\{ (2a-\theta)(2a+\theta-2v_m) \right\}^{\frac{\theta}{2a}}} \right] \frac{\varphi}{\Psi} - \frac{x_{0m}}{\varphi} \dots (63c),$$

przyczem:

$$x_{0m} = \frac{1}{F} \left\{ V_0 - \frac{L}{\sigma} - L \left(\alpha - \frac{1}{\sigma} \right) \left(\frac{v_m}{c} + y_0 \right) \right\} \dots (55c).$$

Wzór na ciśnienie maksymalne przyjmie więc obecnie postać:

$$p_m = \frac{\Psi \cdot M}{2\varphi(1-\lambda)F} \cdot \frac{1}{x_m + \frac{x_{0m}}{\varphi}} \cdot (\theta v_m + Sy_0 - v_m^2) \dots (59c),$$

stąd

$$p'_m = p_m + p'_0.$$

Do dalszych obliczeń stosuje się reguły, jak je podano w rozdziale II 5.

Obliczenia ściśle, aż do punktu całospalenia ładunku prochu, przeprowadza się z pomocą wzorów metody uproszczonej.

3. Uwagi do rozwiązań równania termicznego.

1. Rozwiązanie równania termodynamicznego Résal'a (52) sposobem opisanym w rozdziale II, wykazuje następujące zalety:

a) Ułatwia dobieranie i kontrolowanie nieuchwytnego na razie czynnika $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ drogą rachunkową i wyznaczenie tej zmiennej wielkości dla każdego wykresu manometrycznego.

b) Wprowadzenie wzorów (60) i (61) do teorii balistyki wewnętrznej ułatwia również wyprowadzić w postaci pojedynczej równania, podające zależność między wielkościami p , v , x , według praw mechaniki klasycznej.

c) Skoro ustali się doświadczalnie czas wyfukania względnie całospalenia τ_0 ziarna pojedynczego lub całego ładunku ziarn przy ciśnieniu normalnem $p = 1 \text{ At}$ — co wyznaczyć można łatwo dla każdego rodzaju ziarna, względnie dla całego ładunku prochu, to wzór (60) daje możność do wyrugowania całego szeregu sztucznych kombinacji teoretycznych i empirycznych, używanych do obliczenia funkcji spalania $\varphi(y)$.

2. Dotychczas niedostatecznie zbadaną stratę ciepła w procentach $= z^0/0$ należy wyznaczyć rachunkowo i porównać z wynikami doświadczeń.

3. Dla każdego rodzaju prochu strzelniczego wyznaczyć trzeba, zapomocą odpowiednio zbudowanej bomby lub wprost przy strzelaniu doświadczalnem z armat i karabinów, wielkości $f, \alpha, \gamma, \lambda, y_0, z^0/0$.

Wielkości f, α, λ, y_0 wyznaczyć można doświadczalnie dosyć dokładnie. Pozostaje do wyznaczenia wartość czynnika $\gamma = \frac{c_p}{c_w}$ i jego zmiany, spowodowanej spadkiem temperatury wybuchowej, co stanowi dotychczas problem nierozwiązany i niewyjaśniony — tak teoretycznie, jakoteż doświadczalnie.

Wartość przeciętna $\gamma = 1,11$, podana w podręczniku Dr C. Cranz'a dla obliczeń przy działach, zawodzi w pewnych wypadkach praktyki artyleryjskiej.

Wyznaczenie straty ciepła, podane przez firmę Abel-Nobla w procentach ($z^0/0$), czeka również na dalsze doświadczenia i sprawdzenie.

4. Metoda obliczeń przybliżonych (sposób Leduc'a i Zedlitz'a).

Leduc podaje zależność między szybkością i drogą pocisku w postaci równania:

$$\text{I) } \dots \dots \dots v = \frac{a \cdot x}{b + x} \dots \dots \dots (66),$$

w którym stałe a i b posiadają empirycznie wyznaczoną wielkość, mianowicie:

$$\text{II) } a = 2090 \left(\frac{\ell}{G} \right)^{1/2} \cdot \Delta^{1/12}, \quad b = \beta \left(\frac{V_0}{G} \right)^{3/8} \cdot \left(1 - \frac{3}{4} \Delta \right),$$

przyczem oznaczają: $\Delta = \frac{\ell \cdot kg}{V_0 \cdot lt}$, β stałą prochu a zaś V_0 objętość komory, spalania w litrach. Uwzględniając, że $dt = \frac{dx}{v}$, napiszemy prawo ruchu Newtona'a, jak następuje:

$$\text{III) } \dots \dots m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = m v \frac{dv}{dx} = p \cdot R^2 \pi,$$

gdzie $2R$ oznacza kaliber w (cm), $m = \frac{G}{9,81}$ masę pocisku, ℓ ciężar ładunku prochu (kg).

Jeżeli czynnik β nie jest wyznaczony pomiarem, to oblicza się b podług wzoru:

$$b = a \frac{x_w}{v_w} - x_w.$$

Oznaczmy wartości graniczne funkcji szybkości z równania (66) I, a otrzymamy:

$$v = \frac{ax}{b+x} = \frac{a}{\frac{b}{x} + 1}.$$

Podstawiając wartości 0 i ∞ , widzimy, że dla $x = 0$ jest $v = 0$, a zaś dla $x = \infty$ jest $v_{x=\infty} = a$.

Wyraz a równania II) przedstawia więc szybkość graniczną pocisku dla nieskończonej długości lufy.

Zastępując w równaniu III) wyraz $\frac{dv}{dx}$, pochodną szybkości, podanej wzorem I), otrzymamy dla

$$\frac{dv}{dx} = \frac{(b+x) \cdot a - ax}{(b+x)^2} = \frac{ab}{(b+x)^2}$$

relację następującą:

$$m \frac{ax}{b+x} \cdot \frac{ab}{(b+x)^2} = m \frac{a^2 bx}{(b+x)^3} = p \cdot R^2 \pi.$$

Z tego równania wyznaczmy wartości dla p ; będzie więc

$$\text{IV) } \dots \dots \dots p = \frac{m}{R^2 \pi} \cdot a^2 b \cdot \frac{x}{(b+x)^3}$$

wzorem ogólnym dla obliczenia ciśnienia na dno pocisku w dowolnym odstępzie x lufy. Celem wyznaczenia ciśnienia maksymalnego obliczamy w pierwszym rzędzie pochodną $\frac{dp}{dx}$. Będzie więc:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{m}{R^2 \pi} \cdot a^2 b \cdot \frac{(b+x)^3 - 3x(b+x)^2}{(b+x)^6}.$$

W punkcie, w którym występuje ciśnienie maksymalne, musi pochodna $\frac{dp}{dx} = 0$, stąd i wyraz: $(b+x)^3 - 3x(b+x)^2 = 0$. Z tego równania otrzymamy dla x_m wartość, a to

$$\text{V) } \dots \dots \dots x_m = \frac{b}{2},$$

którato wartość przedstawia odstęp punktu, w którym występuje ciśnienie maksymalne.

Podstawmy wymiar odstępu $x_m = \frac{b}{2}$ w równanie ciśnienia IV), a wówczas otrzymamy, że

$$\text{VI) } \dots p_m = \frac{m}{R^2 \pi} \cdot a^2 b \cdot \frac{\frac{b}{2}}{\left(b + \frac{b}{2}\right)^3} = \frac{4}{27} \cdot \frac{m}{R^2 \pi} \cdot \frac{a^2}{b}.$$

Z tego wzoru oblicza się wielkość ciśnienia maksymalnego. Czas ruchu pocisku wyznaczmy podług równania $dt = \frac{dx}{v}$. Podstawiając za v wartość z równania I, otrzymamy:

$$dt = dx : \left(\frac{ax}{b+x} \right) = \left(\frac{b}{ax} + \frac{1}{a} \right) \cdot dx.$$

Całkując w granicach $[x_m - \text{do } x]$, dostaniemy

$$t = \int_{x_m}^x \left(\frac{b}{ax} + \frac{1}{a} \right) dx = \left[\frac{b}{a} \cdot \ln x + \frac{x}{a} \right]_{x_m}^x = \frac{b}{a} \left[\ln \frac{x}{x_m} + \frac{x}{b} - \frac{x_m}{b} \right].$$

Wprowadźmy, zamiast x_m , wartość z równania V), a otrzymamy, że:

$$t = \frac{b}{a} \cdot \left[\ln \frac{2x}{b} + \frac{x}{b} - \frac{1}{2} \right] = \frac{b}{a} \left[\frac{1}{0,4343} \cdot \lg \left(\frac{2x}{b} \right) + \frac{x}{b} - \frac{1}{2} \right].$$

Leduc omija granicę dolną całkowania $x = 0$, gdyż $\ln(x=0) = -\infty$, a zaś wyraz na czas t przybiera w tym wypadku wartość nieokreśloną. Ponieważ granicę dolną całki liczyć się powinno od $x = 0$, więc wprowadza on do wzoru poprawkę $\frac{b}{a} \sqrt{\frac{27}{4}}$, którą wyznacza empirycznie.

Wzór na czas t pisze Leduc w postaci:

$$t = \frac{b}{a} \left[\frac{1}{0,4343} \lg \frac{2x}{b} + \frac{x}{b} + \sqrt{\frac{27}{4}} - \frac{1}{2} \right] = \frac{b}{a} \left[\frac{1}{0,4343} \cdot \lg \frac{2x}{b} + \frac{x}{b} + 2,098 \right].$$

Poprawkę 2,098 zmieniono następnie na $\sqrt{\frac{27}{2}} - \frac{1}{2} = 3,1742$ i podano wzór dokładniejszy w postaci:

$$\text{VII) } \dots t = \frac{b}{a} \left[\frac{1}{0,4343} \cdot \lg \frac{2x}{b} + \frac{x}{b} + 3,1742 \right].$$

Podług tego wzoru oblicza się czas ruchu pocisku w lufie broni palnej.

Wzór, podobny do wzoru (66) Leduc'a a mający służyć również do obliczania szybkości, jako funkcji drogi pocisku w lufie, podaje też Fr. v. Zeddlitz, ale w postaci potęgowej, mianowicie

$$v = \frac{b \cdot x^n}{x^n + a},$$

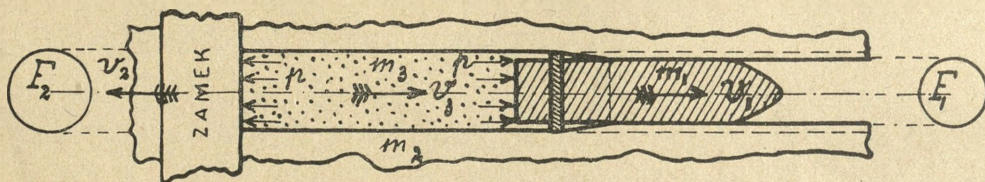
przyczem symbole a , b i n przedstawiają wartości stałe, obliczone drogą empiryczną. Dalsze obliczenia przeprowadza v. Zeddlitz analogicznie, jak przy metodzie Leduc'a.

Dr. C. Cranz przeprowadził w laboratorium balistycznym porównanie wyników rachunkowych, liczonych wzorami Leduc'a i Zeddlitz'a, z datami doświadczalnymi i otrzymał w niektórych wypadkach różnice, dochodzące do 80% wartości liczbowych.

Istnieje obok wspomnianych metod cały szereg wzorów empirycznych, podług których oblicza się w różnych laboratoriach balistycznych daty dla ruchu pocisku w przewodzie lufy broni palnej.

ROZDZIAŁ IV.

1. Prawa ruchu zespołu lufy, pocisku i masy gazowej.



Rys. 17.

Przyjmijmy następujące oznaczniki:

G_1 ciężar, m_1 masa, v_1 szybkość pocisku,
 G_2 „ m_2 „ v_2 „ zespołu lufy,
 L „ m_3 „ v_3 „ wytworów gazowych.

Nacisk gazów na czoło zamka wyrażmy równaniem $P_2 = p \cdot F_2$.

Opór bierny przy cofaniu się zespołu lufy wyrażmy równaniem $W_2 = w_2 F_2$.

Nacisk gazów na dno pocisku wyrażmy równaniem $P_1 = p \cdot F_1$.

Opór przeciskania pocisku przez przewód lufy wyrażmy równaniem $W_1 = w_1 F_2$.

Uwzględniając powyżej podane opory bierne W_2 i W_1 , napiszemy równania ruchu:

$$P_2 - W_2 = m_2 \frac{dv_2}{dt}, \quad P_1 - W_1 = m_1 \frac{dv_1}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad (67).$$

Dla czasu $t=0$, jest $v_1 = v_2 = 0$ i $x_1 = x_2 = 0$, stąd całki:

$$\int_0^t (P_2 - W_2) \cdot dt = m_2 v_2 \quad \text{i} \quad \int_0^t (P_1 - W_1) \cdot dt = m_1 v_1.$$

Siła, działająca na pocisk i równocześnie na czoło zamka, ma wspólne źródło działania, więc też i części wprowadzone w ruch — jak długo są zespolone — znajdować się muszą w równowadze. Wobec tego napisać można równości:

$$\alpha) \quad P_2 - W_2 = P_1 - W_1 \quad \text{i} \quad \beta) \quad m_2 v_2 = m_1 v_1 \quad . \quad . \quad (68).$$

$$\frac{P_2 - W_2}{P_1 - W_1} = \frac{m_2 v_2}{m_1 v_1} = \frac{G_2 v_2}{G_1 v_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (69).$$

Załóżmy, że podczas akcji spalania (zgazowania) część masy gazowej, naciskająca na dno pocisku, porusza się z szybkością v_1 za dnem pocisku, część zaś masy gazowej, naciskająca na czoło zamka, cofa się z szybkością v_2 razem z lufą, to — odnosząc ruch środka ciężkości całej masy gazu wraz z niedopałkami ziarn prochu *względem ziemi* — napisać można równanie ilości ruchu w postaci:

$$m_3 v_3 = \frac{m_3}{2} \cdot v_1 - \frac{m_3}{2} \cdot v_2,$$

stąd

$$v_3 = \frac{1}{2} (v_1 - v_2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (70).$$

Według (68) jest $v_1 = \frac{m_2}{m_1} \cdot v_2$, czyli że w każdym wypadku musi być $v_1 > v_2$. Wypada stąd, że podług równania (70) zatrzymuje v_3 zawsze znak dodatni, t. zn., że środek ciężkości wytworów gazowych porusza się zawsze w kierunku ruchu pocisku.

Równanie ruchu (68β) należy więc uzupełnić, t. j. powiększyć prawą stronę równania o dodatek $m_3 v_3 = m_3 \frac{v_1 - v_2}{2}$. Napiszemy więc:

$$m_3 v_2 = m_1 v_1 + m_3 \frac{v_1 - v_2}{2} = m_1 v_1 \left(1 + \frac{m_3}{m_1} \cdot \frac{v_1 - v_2}{2v_1} \right) \quad . \quad (68a).$$

Wprowadźmy, zamiast mas, ciężary, a otrzymamy:

$$G_2 v_2 = G_1 v_1 \left(1 + \frac{G}{G_1} \cdot \frac{v_1 - v_2}{2v_1} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (71).$$

Ta relacja zatrzymuje swą aktualność tak długo, póki dno pocisku nie opuściło wylotu lufy.

Użyjmy skrótu $\beta = \frac{v_1 - v_2}{2v_1} = \frac{1}{2} - \frac{v_2}{2v_1}$, to równanie (71) napisać możemy w postaci:

$$G_2 v_2 : G_1 v_1 = 1 + \beta \frac{\ell}{G_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (71a).$$

Przy działach, których lufy przytwierdzone są do ciężkich panczerzy i t. p., jest $v_2 \cong 0$ i β przyjmuje w tym wypadku wartość największą $\beta = 0,5$.

Czynnik β ma wartość zmienną i stwierdzono doświadczalnie, że — zależnie od gatunku prochu, czasu i wielkości ciśnienia, szczególnie zaś po wylocie pocisku — przybiera on wartości $0,5 < \beta < 3$.

Z powyższych relacji wynika, że stosunek ad (69) należy uzupełnić odpowiednio, a wtedy będzie:

$$(P_2 - W_2) : (P_1 - W_1) = 1 + \beta \frac{\ell}{G_1},$$

wobec czego

$$P_2 - W_2 = (P_1 - W_1) \left(1 + \beta \frac{\ell}{G_1} \right).$$

Przy niehamowanym ruchu lufy, np. jeżeli zawiesimy ją ponad punktem ciężkości albo położymy na powierzchni zupełnie gładkiej, przyjąć można, że siła tarcia, a więc i opór $W_2 = 0$. Wynika stąd, że:

$$P_2 = (P_1 - W_1) \left(1 + \beta \frac{\ell}{G_1} \right).$$

Napiszmy w skrócie

$$P_1 - W_1 = P' = p' F_1,$$

a otrzymamy, że ciśnienie:

$$P_2 = p F_2 = p' F_1 \left(1 + \beta \frac{\ell}{G_1} \right).$$

Uwzględnijmy, że ciśnienia działają na równe pola przekrojów t. j. gdy $F_1 = F_2$, a otrzymamy, że

$$p = p' \left(1 + \beta \frac{\ell}{G_1} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (72)$$

przyczem $\beta \cong 0,5$.

Udowodnionem więc zostało twierdzenie, dawno już sprawdzone doświadczalnie, że ciśnienie p kg/m² na czoło zamka jest w każdym

wypadku większe, niż ciśnienie gazów p' kg/m² na dno pocisku w ruchu postępowym.

Ponieważ ściany wnętrza lufy i zamka uważać można jako ciała zespolone i pozostające w spoczynku względnym w stosunku do pocisku, więc wypowiedzieć można twierdzenie ogólniejsze, t. j.:

„Ciśnienie gazów na nieruchome ściany zbiornika, a więc na ściany przewodu lufy, jest większe, niż na ścianę ruchomą, t. j. na dno pocisku w ruchu postępowym“.

Wypowiedział to twierdzenie Clausius w dziele: *Mechanische Wärmetheorie*, 2 Aufl. III Band, str. 32.

Twierdzenie powyższe sprawdzono wielokrotnie doświadczalnie, mierząc ciśnienie gazów kruszerami, przytwierdzonemi do czoła zamka i dna pocisku, jak również wśrubowanemi do otworów, wywierconych w ścianach bocznych lufy.

Napiszemy więc wzór ogólny dla ciśnienia na ściany lufy

$$p_L = p_G (1 + \beta L/G) \dots \dots \dots (73)$$

gdzie p_G oznacza ciśnienie na dno pocisku.

Twierdzenie powyższe udowodnił też G. Schweikert w dziele: „*Innere Ballistik* Leipzig 1923“, opierając się na postulatach teorii ruchu molekularnego i nadał mu postać:

$$p_G = p_L \left[1 - \left(\frac{v}{a} \right)^2 \right],$$

przyczem v oznacza szybkość pocisku w lufie, a zaś symbol a szybkość molekuł gazów.

Wzór na ciśnienie p_L ad (73) jest miarodajny dla konstruktora przy obliczaniu grubości ścian lufy.

Dalszy ciąg dowodów o ilości ruchu lufy, pocisku i wytworów gazowych. Napiszmy równanie (68a) w postaci:

$$m_2 v_2 + \frac{1}{2} m_3 v_2 = m_1 v_1 + \frac{1}{2} m_3 v_1,$$

albo — wprowadzając ciężary — w postaci:

$$v_2 (G_2 + 0,5 L) = v_1 (G_1 + 0,5 L).$$

Otrzymamy stąd szybkość cofania:

$$\left. \begin{array}{l} \alpha) \dots \dots \dots v_2 = v_1 \frac{G_1 + 0,5 L}{G_2 + 0,5 L}, \\ \text{a dla chwili wylotu pocisku:} \\ \beta) \dots \dots \dots v_{2w} = v_{1w} \frac{G_1 + 0,5 L}{G_2 + 0,5 L} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (74).$$

Po wystrzale pocisku działają gazy, opuszczające wylot lufy, przyspieszając na ruch pocisku, wskutek czego osiąga szybkość pocisku wartość maksymalną (według wzoru F. Kruppa):

$$v_{1m} = v_{1w} (1 + \beta \mathcal{L}),$$

przyczem β przybiera wartość: $\beta = 1,6$ — do — 3 .

Obiera się zwyczajnie $\beta = 2,5$.

Odpowiednią szybkość maksymalną ruchu wstecznego v_{2m} otrzymamy, zmieniając w liczniku wzoru (74 β) czynnik $0,5$ na β ; będzie więc:

$$v_{2m} = v_{1w} \frac{G_1 + \beta \mathcal{L}}{G_2 + 0,5 \mathcal{L}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (74a).$$

Przyrost szybkości cofania — po wystrzale pocisku — otrzyma się z odjęcia od siebie wzorów (74a) i (74 β), co da różnicę $v_{2m} - v_{2w}$, skąd znów wynika, że:

$$v_{2m} - v_{2w} = v_{1w} \frac{\mathcal{L} \cdot (\beta - 0,5)}{G_2 + 0,5 \mathcal{L}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (75).$$

2. Czas działania gazów wylotowych.

Czas działania gazów wylotowych na pocisk i drogę wsteczną x_2 oblicza E. Vallier w sposób następujący:

Oznaczmy symbolem τ całoczas oddziaływania gazów wylotowych, na pocisk w locie powietrznym, to zmianę ciśnienia przy wylocie p_w , po upływie czasu t , wyraża Vallier funkcją linearną:

$$p = p_w \left(1 - \frac{t}{\tau} \right).$$

Dla chwili wylotu pocisku z lufy przyjmujemy $t = 0$, $v_1 = v_{1w}$, $v_2 = v_{2w}$.

Równanie ruchu lufy, po wystrzale pocisku, pisze więc Vallier w postaci:

$$\frac{G_2 + 0,5 \mathcal{L}}{g} \cdot \frac{dv_2}{dt} = p \cdot R^2 \pi = p_w \cdot R^2 \pi \left(1 - \frac{t}{\tau} \right) \quad . \quad . \quad (76).$$

Całkując powyższe równanie, otrzymamy dla granic $[0 \text{ do } t]$ i $[v_{2w} \text{ do } v_2]$ relację:

$$v_2 = \frac{dx_2}{dt} = p_w \frac{R^2 \pi \cdot g}{G_2 + 0,5 \mathcal{L}} \left(t - \frac{t^2}{2\tau} \right) + v_{2w} \quad . \quad . \quad (76a).$$

Po upływie czasu $t = \tau$ zanika oddziaływanie gazów i v_2 przybiera wartość największą $v = v_{2m}$, stąd — uwzględniając wzór (75) — otrzymamy całoczas działania gazów wylotowych:

$$\tau = 2 \frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{g \cdot R^2 \pi \cdot p_w} \cdot (v_{2m} - v_{2w}) = \frac{2\mathcal{L}}{g} \cdot \frac{v_{1w}(\beta - 0,5)}{p_w \cdot R^2 \pi} \quad (76b).$$

Całkując (76a) powtórnie, otrzyma się drogę wsteczną x_2 , po upływie czasu $t = \tau$, t. j. aż do chwili zaniknięcia ciśnienia gazów wylotowych:

$$x_2 = \frac{p_w R^2 \pi \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \left[\frac{t^2}{2} - \frac{t^3}{6\tau} \right]_0^\tau + \left[v_{2w} t \right]_0^\tau = \frac{p_w R^2 \pi \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot \frac{\tau^2}{3} + v_{2w} \tau \quad (77).$$

Obliczenie szybkości i drogi w odniesieniu do lufy. Przy pracach doświadczalnych przeprowadza się zwykle obliczenia szybkości i drogi w odniesieniu do lufy. W tych wypadkach należy v_1 i x_1 , liczone w odniesieniu do ziemi, dodać do v_2 względnie x_2 . Otrzymamy w ten sposób:

a) $V = v_1 + v_2$, czyli dla wylotu $\beta)$ $V_w = v_{1w} + v_{2w} \quad (78)$,
jako szybkość w odniesieniu do lufy.

a) $X = x_1 + x_2$, czyli dla wylotu $\beta)$ $X_w = x_{1w} + x_{2w} \quad (79)$,
jako droga w odniesieniu do lufy.

Podstawmy v_2 z wzoru (74) do równania (78), a będzie:

$$V = v_1 + v_1 \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} = v_1 \frac{G_1 + G_2 + \mathcal{L}}{G_2 + 0,5\mathcal{L}},$$

a stąd:

$$V_1 = V \frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{G_1 + G_2 + \mathcal{L}}, \quad \text{a dla wylotu} \quad v_{1w} = V_w \frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{G_1 + G_2 + \mathcal{L}}.$$

Analogicznie będzie

$$x_1 = X \frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{G_1 + G_2 + \mathcal{L}}, \quad \text{a dla wylotu} \quad x_{1w} = X_w \frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{G_1 + G_2 + \mathcal{L}}.$$

W ten sam sposób otrzyma się

$$v_2 = V \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_1 + G_2 + \mathcal{L}}, \quad \text{a dla wylotu} \quad v_{2w} = V_w \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_1 + G_2 + \mathcal{L}},$$

jakoteż

$$x_2 = X \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_1 + G_2 + \mathcal{L}}, \quad \text{a dla wylotu} \quad x_{2w} = X_w \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_1 + G_2 + \mathcal{L}}.$$

Jeżeli uwzględnimy wzór (77), to dla chwili wylotu pocisku otrzymamy podług wzoru (79 β) relację:

$$X = X_w \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_1 + G_2 + \mathcal{L}} + \frac{p_w \cdot R^2 \pi \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot \frac{\tau^2}{3} + v_{2w} \cdot \tau \quad (80).$$

Wzór (80) podaje całą drogę wsteczną w odniesieniu do lufy, počzawszy od pierwszego odruchu pocisku aż do zaniknięcia działania gazów wylotowych.

3. Ruch wsteczny lufy przy równoczesnem działaniu siły stałej hamulca.

Zakładamy, że ruch wsteczny lufy odbywa się pod działaniem siły stałej, hamującej ten ruch w kierunku, równoległym do osi lufy. Niech oznaczają jak poprzednio:

a) G_2 ciężar części działa, podlegających odrzutowi, to masa odrzucona będzie $\frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{g}$, b) H kg siłę oporu stałego, c) $P = p \cdot R^2 \pi$ (kg) ciśnienie na czoło zamka, d) $\frac{dv_2}{dt}$ przyspieszenie ruchu wstecznego.

Równanie ruchu masy odrzuconej napiszemy, jak następuje:

$$\frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{g} \cdot \frac{dv_2}{dt} = P - W - H.$$

Uwzględniając, że $P - W = \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{g} \cdot \frac{dv_1}{dt}$, otrzymamy:

$$\frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{g} \cdot \frac{dv_2}{dt} = \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{g} \cdot \frac{dv_1}{dt} - H.$$

Całkując w granicach $[0 \text{ do } t]$, $[0 \text{ do } v_1]$, $[0 \text{ do } v_2]$, gdzie dla $t = 0$ jest $v_1 = v_2 = 0$, dostaniemy, że:

$$\frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{g} \cdot v_2 = \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{g} \cdot v_1 - H \cdot t,$$

wobec czego też

$$v_2 = v_1 \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} - \frac{H \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot t \quad \dots \quad (81).$$

W chwili wylotu pocisku z lufy jest: $t = t_w$, $v_1 = v_{1w}$, $v_2 = v_{2w}$, czyli, że

$$v_{2w} = v_{1w} \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} - \frac{H \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot t_w \quad \dots \quad (81a).$$

Wzór (81a) podaje szybkość cofania się lufy w chwili wylotu dna skorupy pocisku.

Odpowiednie drogi otrzyma się przez powtórne całkowanie wzorów (81) i (81a), t. j. drogę:

$$x_2 = x_1 \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} - \frac{H \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot \frac{t^2}{2} \quad \dots \quad (82),$$

po upływie czasu t , i drogę:

$$x_{2w} = x_{1w} \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} - \frac{H \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot \frac{t_w^2}{2} \quad (82a),$$

po upływie czasu t_w t. j.: dla chwili wylotu pocisku.

Z wzoru (82a) wnioskujemy, że lufa cofnęła się o odstęp mniejszy, niż przy ruchu niehamowanym, t. j. mniej o drogę:

$$\frac{H \cdot g}{G_1 + 0,5\mathcal{L}} \cdot \frac{t_w^2}{2}.$$

Uwzględnienie działania gazów wylotowych przy ruchu hamowanym. Czas liczyć będziemy, jak poprzednio t. j. od chwili wylotu dna pocisku, w której to chwili $t = 0$. Całoczas oddziaływania gazów wylotowych oznaczmy symbolem τ' . Analogicznie, jak pod (76) będzie:

$$\frac{G_2 + 0,5\mathcal{L}}{g} \cdot \frac{dv_2'}{dt} = p_w \cdot R^2 \pi \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) - H.$$

W chwili wylotu jest $t = 0$, $v_2 = v_{2w}$, dane wzorem (81a).

Całkując powyższe równanie w granicach: $[v_{2w} \text{ do } v_2']$ i $[0 \text{ do } t]$ otrzymamy

$$v_2' = v_{2w} + \frac{p_w \cdot R^2 \pi \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot \left(t - \frac{t^2}{2\tau}\right) - \frac{H \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot t \quad (83).$$

Podstawmy w (83) $t = \tau'$ i wprowadźmy zamiast v_{2w} wartość z (81a), a otrzymamy z końcem oddziaływania gazów wylotowych szybkość maksymalną lufy:

$$v_{2m}' = v_{1w} \frac{G_1 + 0,5\mathcal{L}}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} - \frac{H \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot (t_w + \tau') + \frac{p_w \cdot R^2 \pi \cdot g \cdot \tau'}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot \frac{1}{2} \quad (84).$$

Całkując równanie (83) powtórnie, otrzyma się dla $t = \tau'$ drogę cofania wraz z dodatkiem, jaki spowodowało działanie gazów wylotowych, t. j. drogę

$$x_{2m}' = v_{2w} \tau' + \frac{p_w \cdot R^2 \pi \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot \frac{(\tau')^2}{3} - \frac{H \cdot g}{G_2 + 0,5\mathcal{L}} \cdot \frac{(\tau')^2}{2} \quad (85).$$

4. Zastosowanie wyników doświadczalnych.

Wzory i reguły, stosowane przez komitet artyleryjski w Wiedniu. Przy strzelaniu doświadczalnym wyznacza się szybkość pocisku u wylotu lufy i oblicza energję wylotową, zwaną też energją pożyteczną, podług wzoru:

$$a) \dots \dots \dots E_w = \frac{G_1}{2g} \cdot v_w^2 \text{ kgm.}$$

Oznaczmy energję właściwą 1 kg prochu symbolem e , to z pomiarów w bombie doświadczalnej otrzymamy np. dla prochu nitroglicerynowego (40⁰/₀ nitrogliceryny) relację, że 1 kg prochu takiego wywołuje 1290 kal. ciepła.

Pracę mechaniczną wyrazi więc równanie:

$$e = 1290 \cdot 427 \cong 550,000 \text{ kgm.}$$

Pracę tę nazywamy energją właściwą danego prochu nitroglicerynowego. Ładunek takiego prochu $\mathcal{L}$ kg zawierać będzie energję:

$$b) \dots \dots \dots E = \mathcal{L} \cdot e \text{ kgm.}$$

Stosunek obu energij ad a) i b) oznaczmy symbolem ε , czyli że:

$$c) \dots \dots \dots \varepsilon = \frac{E_w}{E} = \frac{G_1 v_w^2}{2g \mathcal{L} \cdot e}.$$

Liczba ε oznacza wydatność ładunku prochu.

Z wzoru c) otrzyma się szybkość wylotową

$$d) \dots \dots \dots v_w = \sqrt{2g e \varepsilon} \cdot \sqrt{\frac{\mathcal{L}}{G_1}}.$$

Dla tego samego gatunku prochu stanowi czynnik $\sqrt{2g \cdot c \cdot \varepsilon}$ wartość stałą, którą dla skrótu oznaczmy symbolem k .

Będzie więc:

$$e) \dots \dots \dots v_w = k \cdot \sqrt{\frac{\mathcal{L}}{G_1}},$$

stąd

$$k = \sqrt{\frac{G_1}{\mathcal{L}}} \cdot v_w = \text{const.}$$

Wzór ten nadaje się do obliczenia szybkości wylotowej w razie zmiany ciężaru ładunku prochu, albo ciężaru pocisku.

Przyjmijmy, że k i G_1 są wielkościami stałemi, to otrzymamy — dla zmienionego ładunku $\mathcal{L}'$ kg, relację:

$$v_w : v'_w = \sqrt{\mathcal{L}} : \sqrt{\mathcal{L}'}.$$

Dla k i $\mathcal{L}$, jako stałych, lecz przy ciężarze pocisku G_1 , jako wielkości zmiennej, będzie:

$$v_w : v'_w = \sqrt{G'_1} : \sqrt{G_1}.$$

Jeżeli przeprowadzono strzelanie doświadczalne granatami, to można — przy niezmiennym ciężarze ładunku prochu — już zgóry obliczyć szybkość wylotową, np. dla szrapneli i t. p.

Zmieniając gatunek prochu, otrzymamy relację:

$$v_w : v'_w = k : k'.$$

Średnie wartości dla prochów austriackich wynosiły:

Dla prochu armatniego czarnego w kostkach	7 m . .	$\varepsilon = 0,14532$
	13 m . .	$\varepsilon = 0,16015$
Dla prochu armatniego M	93 . . grubości	2 mm . $\varepsilon = 0,29092$
	95 . . „	3(5) mm $\varepsilon = 0,36123$

ROZDZIAŁ V.

Wskazówki praktyczne z uwzględnieniem dział francuskich.

1. Spostrzeżenia co do stałości prochu.

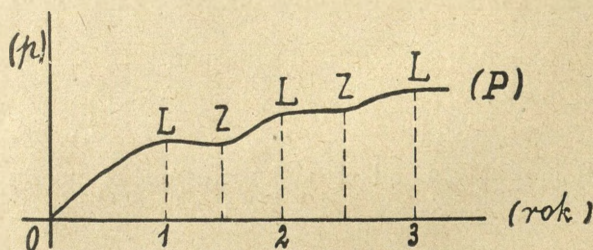
Ciśnienie gazów (w zależności od tego odpowiednia szybkość wylotowa) jakie wywołać można danym prochem, zmienia się z roku na rok.

W pierwszych latach, zależnie od fabrykacji prochu, spostrzegamy wzrost ciśnienia i szybkości, wskutek wyparowania pewnej części rozczynnika z materji prochu, dlatego proch starszy (suchszy) zmienia swoją siłę i działa jak proch żywszy.

W ciągu tego samego roku można zauważyć u prochu t. zw. zmiany sezonowe, przyczem ciśnienie i szybkość wzrastają podczas lata, a natomiast obniżają się ku zimie i podczas zimy.

Przyjmując że normalne nasycenie prochu wilgocią wynosi 1,5% (stosunek ciężaru wody do ciężaru prochu), to każde powiększenie zawartości wilgoci o 1% pomniejsza szybkość o 3% do 5%, a ciśnienie jeszcze wydatniej.

Wilgoć atmosferyczna oddziałuje więc ujemnie na siłę prochu. Nadmierna wilgoć utrudnia zapalenie i powoduje dłuższe spalanie się ładunku prochu.



Rys. 18.

Krzywa (P) przedstawia wzrost prężności p kg/cm², z upływem czasu deponowania. Punkty L odnoszą się do lata, punkty Z odnoszą się do zimy (rys. 18).

Żywość albo ostrość działania prochu zależną jest od temperatury prochu. W porównaniu do postępowego działania wilgoci jest działanie temperatury więcej niejednostajne, chwilowe i szybsze.

Szybkość początkowa podana jest w tabelach strzelania dla temperatury prochu $+ 15^{\circ}\text{C}$.

Jeżeli temperatura prochu wynosi t^0 , natenczas odpowiednia zmiana szybkości początkowej v_0 , wyrazi się wzorem empirycznym.

$$dv_0 = k \cdot v_0 (t^0 - 15^0).$$

Przy armacie francuskiej 75 mm jest $k = 6 \cdot 10^{-4}$

" " " 105 L " $k = 5 \cdot 10^{-4}$

Proch strzelniczy należy chronić przed wpływem wszystkich czynników, które zmieniają jego stałość. W praktyce strzelania należy używać seryj prochu tej samej daty fabrycznej, aby ominąć potrzebę uwzględnienia poprawek balistycznych szybkości początkowej.

Prochy francuskie sklasyfikowano podług porządku obniżania się żywości (ostrości) jak następuje;

$BF, BCNL, BM, BC, BM_2, BSP_1, BN_3, BG_4, BG_5, BM_5, BM_7, BGC_1, BM_9, BM_{10}$.

2. Użycie pomniejszonych (zredukowanych) ładunków.

Często zachodzi potrzeba oddania strzału ładunkiem prochu pomniejszonym, to w tych wypadkach, o ile modyfikacja ładunku nie przekracza $\frac{1}{10}$ części całego ładunku, miarodajnymi są następujące relacje między szybkością początkową v_0 i różniczką dv_0 , ciśnieniem maksymalnem P i różniczką dP , ciężarem ładunku prochu π i różniczką $d\pi$.

$$dv_0 : v_0 = \alpha (d\pi : \pi) \quad \text{oraz} \quad dP : P = \beta (d\pi : \pi)$$

przyczem

$$\alpha = 0,6, \quad \beta = 1,3 \quad \text{dla prochu } BC,$$

$$\alpha = 0,67, \quad \beta = 1,75 \quad \text{" " } BSP,$$

$$\alpha = 0,75, \quad \beta = 2 \quad \text{" " } BGC_1.$$

Uwzględniając kąty upadku, zachodzić może konieczność zastosowania u tego samego działa całej serji ładunków o ciężarze coraz to mniejszym.

Wziąwszy pod uwagę ten fakt, że redukcja ciężaru ładunku pociąga za sobą zmniejszenie ciśnienia, a więc i równocześnie zmniejszenie szybkości spalania, to dojdziemy do przekonania, że ładunek zredukowany działa tak jak proch leniwszy w stosunku do żywości ładunku normalnego. Działanie oporów biernych które mają wpływ

na zachowanie niezmięnionej szybkości wylotowej trwa dłużej jak u ładunku normalnego. Stąd też przy użyciu ładunków pomniejszych dokładność strzału jest zawsze mniejszą.

Dla zapobieżenia temu możnaby wprowadzić działanie pomniejszych ładunków wyrównać, używając prochu żywszego, ten jednak sposób rozwiązania trudności doprowadziłby do potrzeby unormowania przy tej samej armacie, ładunków zbyt rozmaitej natury.

W praktyce ograniczyć się trzeba do ustalenia 2-ch lub 3-ch ładunków prochu normalnego z ciężarami różnemi.

Tak np.:

ładunki (00) oraz (0) dla $M \cdot 155 C \cdot S$ posiadają proch BG_5

„ 2, 3, 4, 5 „ „ „ „ BSP (ostrzejszy).

3. *Zmiany ciśnienia maks. P i szybkości pocz. v_0 spowodowane okolicznościami jak podano poniżej pod a) do e).*

a) *zmianą ciężaru pocisku G . Formułki empiryczne francuskie podają następującą zależność względną:*

$$dv_0 : v_0 = -0,4 (dG : G), \text{ podczas gdy: } dP : P = 0,5 (dG : G).$$

Przyjęto tu v_0 i G jako wartości zmienne, podczas gdy inne wpływy uboczne opuszczono, czyli że przyjęto je jako wartości stałe.

b) *zmianą objętości komory spalania V_0 .*

Pomniejszenie objętości komory spalania przy ładunku niezmiennym wywołuje powiększenie się ciśnienia, a równocześnie powiększenie się szybkości spalania, wskutek czego działanie prochu staje się żywsze i powoduje wzrost szybkości wylotowej. Tak np.:

ładunek (0) przy $M \cdot 155 C \cdot S$ daje

1) gran. wydł.... szybkość początkową $v_0 = 400$ m/sek

2) gran. D „ „ „ $v_0 = 414$ m/sek

a to dlatego, że w przypadku 1) objętość kom. spal. wynosi: 6,83 l, zaś w przypadku 2) „ „ „ „ : 5,78 l.

Wynika to stąd że przestrzeń komory zajęta przez tylną część pocisku D (który ma obecnie dno wydłużone w kształcie stożka ściętego) pomniejszyła się, mimoto że granat D jest o 500 gramów cięższy od granatu wydłużonego.

Niejednokrotnie aby uniknąć zbyt wielkiego ciśnienia wskutek pomniejszenia komory spalania trzeba koniecznie pomniejszyć ciężar

ładunku, jak np. dla ładunku (000) działa M. 1877 do 1914 ustalono ciężar prochu BG₅ na:

5,45 kg dla granatu wydłużonego

5,30 kg „ „ D.

W obu wypadkach wynosi szybkość początkowa $v_0 = 562$ m/sek.

Na odwrót *powiększenie początkowej objętości komory spalania* V_0 wywołuje pomniejszenie ciśnienia maksymalnego i szybkości początkowej.

Formułki empiryczne francuskie stosowane przy zmianie objętości komory V_0 , są:

$$dv_0 : v_0 = -0,2 (dV_0 : V_0), \quad \text{tudzież: } dP : P = - (dV_0 : V_0).$$

c) *zmianę kalibru a wnętrza lufy*. Załóżmy że wielkość G , π , V_0 są stałe, to przy powiększeniu się kalibru stosuje się formułki:

$$dv_0 : v_0 = -0,004 (da : a), \quad \text{zarazem } dP : P = -2 (da : a).$$

Wnioskujemy stąd, że ciśnienie pomniejsza się znacznie, szybkość początkowa pomniejsza się nieznacznie.

Wydrążenie rury zużytej na większy kaliber może przedstawiać wcale korzystną operację.

d) *zmianę długości przebiegu płaskodennego pocisku*. Z wykresu krzywej ciśnienia i szybkości (rys. 14, 15 i 16), widzimy, że powiększając długość x wzrasta pole pracy gazów, wskutek czego wzrasta też równocześnie szybkość początkowa.

Odpowiednia formułka empiryczna francuska, podaje tę zależność w postaci:

$$dv_0 : v_0 = 0,2 (dx : x),$$

przyczem p_{maks} pozostaje niezmienione. I tak np.:

Przy armacie franc. 75 M. 1897 wynosi długość $x = 2,28$ m, przyczem $v_0 = 535$ m/sek, przy armacie franc. 75 M. 1912 wynosi długość $x = 1,50$ m, przyczem $v_0 = 500$ m/sek.

e) *wpływem oporu biernego*. Wzrost oporu przeciwko przesunięciu pocisku pociąga za sobą, że:

α) działanie prochu staje się ostrzejszem,

β) znaczna część energii zużywa się na przewyciężenie tegoż.

Przy strzelaniu ładunkiem większym: działanie ad α) jest dominujące, wskutek czego powiększa się szybkość początkowa.

Przy strzelaniu ładunkiem pomniejszonym: działanie ad β) odnosi przewagę i szybkość początkowa pomniejsza się.

Wnioskujemy z tego, że przez zmianę ślizgości wskutek np. smarowania, wygładzenia etc. można spowodować wzrost albo ubytek szybkości początkowej.

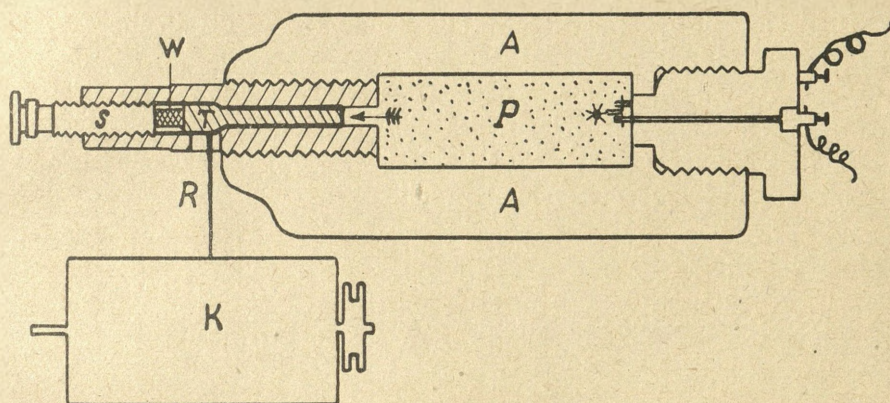
ROZDZIAŁ VI.

Pomiar ciśnienia i szybkości.

A. Pomiar ciśnienia gazów.

Najstarszym przyrządem używanym do pomiaru ciśnienia gazów wybuchowych jest t. zw. kruszer.

1. *Kruszer*. Jest to zwykle cylinder stalowy *A* z komorą prochową *P*, do której wkłada się dokładnie odważoną dawkę materiału wybuchowego i zapala ją iskrą elektryczną. Wskutek ciśnienia gazów



Rys. 19.

zgnieciony zostaje walec miedziany *W*, umieszczony w przestrzeni wolnej między tłokiem *T* a śrubą *S*. Obok cylindra stalowego umieszczony jest krążek *K*, który w ściśle określonym czasie wykonuje znaną ilość obrotów. Tłok *T* opatrzony jest rylcem *R*, który podczas posunięcia tłoka opisuje wykres odbytej drogi na okopconym papierze owiniętym dokoła krążka *K*.

Odpowiednio do wymiaru zgniecenia (odkształcenia trwałego) walca miedzianego można z tablicy odczytać tę ilość kilogramów, która zdolną jest wykonać tę samą pracę mechaniczną.

Wielkość ciśnienia mierzyć można też głębokością wgniecenia się dłuta stalowego w płytę miedzianą.

Tego rodzaju przyrządy przytwierdzić można wprost do tylnego końca lufy karabinowej, albo przyśrubować do dna łuski naboju armatniego.

Kruszery wśrubować też można w otwory wywiercone w pewnych odstępach lufy armatniej.

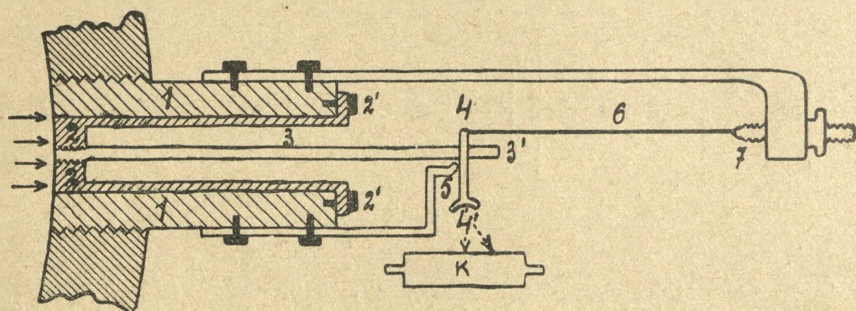
Tablice wyżej wspomniane podają jednak tylko wymiar siły działającej przy spokojnem obciążeniu tłoka jak np. w prasie hydraulicznej i t. p., nie uwzględniają jednak energii ruchu masy tłoczącej.

Ten błąd tyczy się też odczytywania ciśnień pośrednich wprost z wykresu rylca.

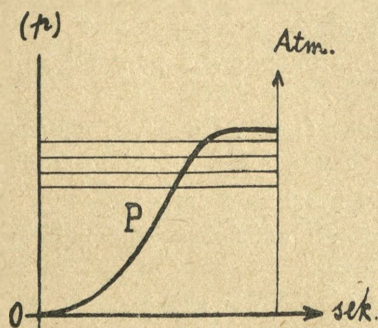
Gdyby zgniecenie walca miedzianego sięgało tylko do granicy elastyczności miedzi, możnaby uważać ów diagram za obraz sukcesywnie powiększającej się energii kinetycznej gazów. Ponieważ jednak zgniecenie przekracza tę granicę, gdyż wywołuje odkształcenie trwałe walca miedzianego więc wykres ten przedstawia tylko obraz ciśnień, jakie otrzymuje się w prasie hydraulicznej przy równowadze statycznej.

Opisany powyżej kruszer, udoskonalono w ostatnich czasach w różny sposób.

Aby usunąć wspomniany brak u kruszera, zbudował inż. Petavel przyrząd wyzyskujący rozciągliwość metalu tylko do granicy elastyczności, dający więc rzeczywisty i dokładny wykres wzmagania się i zanikania prężności gazów wybuchowych.



Rys. 20.



Rys. 21.

2. Manometr Petavel'a (rys. 20 i 21).

W ścianę bomby (lufa), wkrębowany jest cylinder stalowy (1). W środek cylindra wsunięta jest rura stalowa (2), przyśrubowana do cylindra (1) za pomocą śrub (2'). Do dna rury (2) przymocowane jest ramię (3), mające w swoim zagięciu ząb (3'). Dźwignia (4) ma na końcu umieszczone zwierciadło wklęsłe (4') z lampką elektryczną w środku.

Naprężony do granicy elastyczności drut stalowy (6) kurcząc się przechyla dźwignię (4) ku sobie. Zwierciadło opisuje przy tej spo-

sobności łuk między zębami (3') i (5), ponieważ ząb (3') oddala się o odległość skurczenia drutu (6) ku swej osadzie (7).

Drut stalowy (6) może się jednak tylko wtenczas skurczyć, gdy ramię (3) wypchnięte zostanie z położenia normalnego.

Zwierciadełko nachylając się odbija promień świetlny na krążku *K* o znacznej liczbie obrotów, na którym nawinięty jest film fotograficzny.

Przy wybuchu ciśn. gazy na dno rury stalowej (2—2), wskutek czego porusza się ramię (3), oddalając ząb (3') od dźwigni (4—4').

Zwolniona dźwignia (4—4') nachyla się wraz z zwierciadełkiem i promień światła odbija na filmie wykres z przebiegu odruchów dna rury stalowej (2—2).

Obraz takiego wykresu przedstawia rys. 21.

Krzywa *P* pokazuje wzrost prężności gazów, aż do osiągnięcia ciśnienia maksymalnego. W dalszym przebiegu jest linią śrubową obniżającą się sukcesywnie wskutek oziębienia się gazów.

Z wykresu manometrycznego Petavel'a obliczyć można dokładnie prężność gazów, w różnych odstępach czasu, jakoteż wielkość $f = RT$ i objętość cząsteczkową α (kowolumen) każdej sorty prochu strzelniczego.

B. Pomiar szybkości.

1. *Wahadło balistyczne.* Ze starszych przyrządów służących do mierzenia szybkości pocisków zasługuje na uwagę wahadło balistyczne Robins'a (1740 r.), rys. 22.

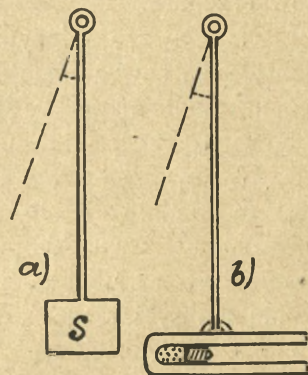
Zawieszona na dźwigni pionowej skrzynia *S* napełniona jest piaskiem lub ołowiem (rys. 22a).

W zawartość tej skrzyni trafić powinien pocisk centralnie, aby nie wywołać szarpnięcia w zawiasach. Pocisk wślaczając się w masę skrzyni wprawia wahadło w ruch znaczony przytwierdzonym rysikiem.

Długość łuku podaje miarę szybkości pocisku, którą obliczyć można według praw mechaniki, odnoszących się do uderzenia ciał nieelastycznych.

Zamiast skrzyni *S* użyć można jako obciążenia lufę armaty, jak to przedstawia (rys. 22b).

Wskutek wystrzału pocisku cofa się lufa wstecz, zakreślając jak wyżej łuk koła, którego długość podaje miarę dla obliczenia szybkości cofania się lufy. Z szybkości cofania się lufy oblicza się podług formuł balistyki (zobacz Rozdział IV) szybkość pocisku.

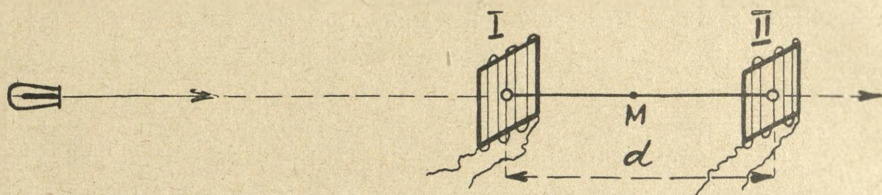


Rys. 22.

Centralny strzał w skrzynię staje się niepewny przy większych odległościach armaty od wahadła.

Do mierzenia szybkości pocisków karabinowych używa się jako obciążenia płytę ze stali hartowanej. Pocisk uderzając w taką płytę rozpyla i stapia się na drobne cząsteczki, dając w ten sposób możliwość zmierzenia całkowitej straty energii ruchu.

2. *Chronoskop Wheatstone'a* (rys. 23). Dla pomiarów szybkości pocisków na torze zbudował fizyk Wheatstone specjalny przyrząd zegarowy t. zw. chronoskop, który wyznacza różnicę czasu przerywania prądu elektrycznego przy przestrzale dwóch ram drucianych, odda-



Rys. 23.

lonych od siebie o odstęp dokładnie wymierzony d . Przy przestrzale ramy I powoduje przerywanie prądu uruchomienie wskazówki zegara, przy przestrzale ramy II powoduje przerywanie prądu zatrzymanie wskazówki zegara.

Na zegarze odczytać można wprost czas lotu z dokładnością 0,001 sek., uwzględniając jednak poprawkę spowodowaną bezwładnością mechanizmu zegarowego. Z równania $v = d : t$ otrzymuje się średnią szybkość dla punktu M , leżącego w połowie odstępu ram.

Wprowadzenie ram drucianych zawdzięczamy Wheatstonowi i używa się ich do dnia dzisiejszego na strzelnicach doświadczalnych.

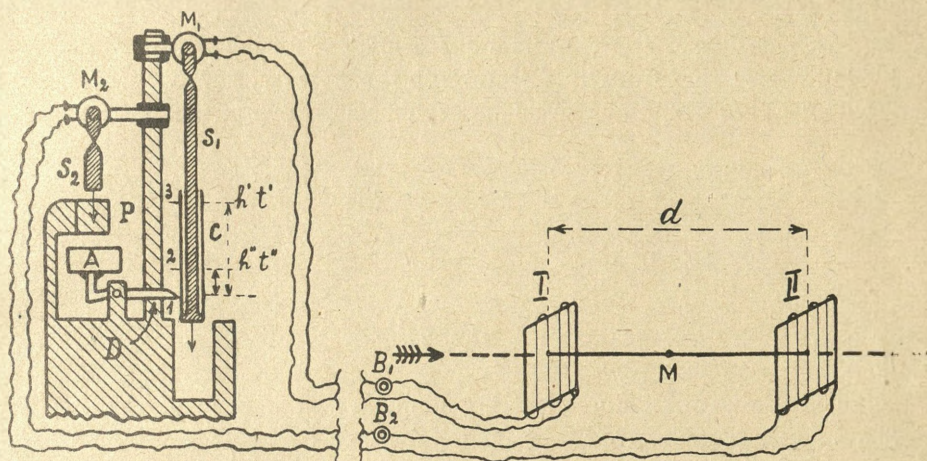
Zamiast chronoskopu używa się do miary czasu przyrządów dokładniejszych. Mechanizm zegara Wheatstona był bardzo skomplikowanej natury i ulegał często zepsuciu, tak iż system zegarowy zarzucono w zupełności.

3. *Chronometr Le Boulengé-Breger'a* (rys. 24). Na stojaku P przytwierdzone są dwa elektromagnesy M_1 i M_2 dzwigające przy prądzie zamkniętym walce żelazne S_1 i S_2 . Na sztabę S_1 nasadza się rurę cynkową C , w celu zaznaczenia i przechowywania marek wytłoczonych rylcem D , odnoszących się do dat strzelania danego modelu armaty.

Prąd elektryczny baterji B_1 przepływa przez elektromagnes M_1 i druty ramy I.

Prąd elektryczny baterji B_2 przepływa przez elektromagnes M_2 i druty ramy II.

Przed strzałem oznacza się położenie normalne sztaby S_1 przez wytłoczenie znacзка (1) rylcem D . Następnie przerywa się prąd w obu baterjach rozłącznikiem, skutkiem czego opadają obie sztaby jednocześnie. Sztaba S_2 spada na podstawkę A i wprawia w ruch rylec D , który na spadającej sztabie S_1 wytłacza znaczek (2).



Rys. 4.

Odstęp znaczków (1) ~ (2) = h'' odpowiada czasowi t'' , zużytemu na funkcjonowanie przyrządu znaczącego.

Po dokonaniu tej wstępnej pracy podnosi się obie sztaby S_1 i S_2 i zawiesza w położenie normalne, przy zamkniętym prądzie.

Odstrelony pocisk przebija druty ramy I, przerywa prąd baterji B_1 wskutek czego opada sztaba S_1 . W chwili gdy pocisk przebija druty ramy II następuje przerwa prądu baterji B_2 , wskutek czego opada sztaba S_2 na podstawkę A wprawiając w ruch rylec D . Rylec wytłacza na spadającej sztabie znaczek (3), odnoszący się do czasu lotu pocisku od ramy I do ramy II = t' sek.

Oznaczmy rzeczywisty czas lotu pocisku od ramy I do II przez t sek, natenczas uwzględniając błąd przyrządowy spowodowany bezwładnością aparatu znaczącego, otrzymamy że $t = t' - t''$.

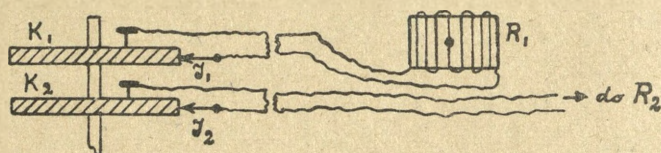
Wprowadzając za t' i t'' wartości dla wolnego spadku w próżni, oblicza się czas t z wzoru:

$$t = \sqrt{\frac{2h'}{9,81}} - \sqrt{\frac{2h''}{9,81}}.$$

Szybkość dla środka odstępów obu ram t. j. dla punktu M wyznacza się jak ad 2).

Chronometr L. B.-Br. mierzy dokładnie odstępy czasu od 0,2 do 0,001 sek. Roboty przygotowawcze przed użyciem chronometru do pomiaru czasu polegają głównie na uregulowaniu siły elektromagnetycznej obu elektromagnesów, która musi być tak wielką, aby sztaby S_1 i S_2 utrzymać w pozycji normalnej, a następnie aby przy przerwaniu prądu natychmiast opadły w dół.

4. *Chronograf Nobel'a* (rys. 25). Zależnie od ilości ram $R_1, R_2, \dots$ posiada przyrząd równą ilość stalowych krążków $K_1, K_2, \dots$ obracających się na osi pionowej z pewną znaną szybkością. Zewnętrzna powierzchnia

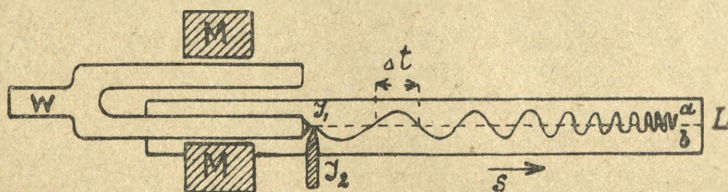


Rys. 25.

ścian krążków oczerniona jest kopciem. Wskutek przestrzału ram $R_1, R_2, \dots$ (przerwania prądu) przechodzi przez igłę platynową $J_1, J_2, \dots$ iskra elektryczna wypalająca na zakopconej powierzchni punkt biały. Odmierzwszy odstęp znaku na każdym krążku otrzyma się przez porównanie tych odstępów, czas przelotu pocisku przez każdą ramę.

Chronograf Nobel'a mierzy czas od 0,1 do 0,000001 sek.

5. *Velocymetr Sébert'a* (rys. 26). Velocymetr Sébert'a służy do mierzenia szybkości cofania się działa lub karabina. Lineał stalowy L



Rys. 26.

oczerniony z wierzchu kopciem łączy się z dowolnym punktem lufy. Lineał L porusza się w kulisie przytwierdzonej do podstawy nieruchomej.

Główną część przyrządu stanowią widełki głosowe W uruchomione przez dwa elektromagnesy M . Liczba i amplituda drgań są dokładnie

znane. Na jednym ramieniu widełek znajduje się igła J_1 która podczas spoczynku lufy, opisuje kreskę $a-b$ na zaczernionej powierzchni lineału.

Przy oddaniu strzału porusza się lufa wtył (strzałka s) pociągając ze sobą lineał stalowy L .

Zależnie od szybkości cofania się przybiera rysunek kreślony przez igłę kształt wydłużonej linii falistej z coraz to więcej wydłużonymi falami.

Druga nieruchoma igła J_2 kreśli przez środek lineału L linię prostą (kropkowana). Po strzale wymierza się dokładnie długość fal i otrzymuje czas i szybkość cofania się lufy.

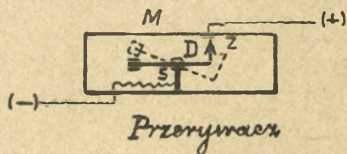
6. *Przerywacze elektroakustyczne Gossot'a*. Urządzenia strzelnic na których mierzy się szybkość pocisków zapomocą ram drucianych są o tyle niedogodne, że nie można ich użyć do pomiarów szybkości na odległościach zwiększonych, strzelając pod większymi kątami podniesienia (nadmierny wzrost rzędnych toru), albo strzelając przy wielkich szybkościach początkowych (za mały odstęp ram).

Aby tę niedogodność usunąć zbudował płk. art. franc. Gossot t. zw. przerywacz elektroakustyczny (zastępujący ramy druciane), który umieszcza się w kilku punktach wzdłuż linii strzału. Przrząd ten spełnia zadanie przerywania prądu, podczas przelotu pocisku.

Główne części składowe przerywacza akustycznego są następujące.

Przerywacz (rys. 27). Jest to puszka z membraną metalową M w środku której znajduje się płytką złota z . Kontakt z płytką stanowi drut platynowy D , naciskany przez sprężynkę s ku górze.

Wskutek uderzenia fali głosowej na membranę M odskakuje drut D ku dołowi i przerywa kontakt. Sprężynka s podnosi ten drut platynowy D napowrót w normalne położenie.



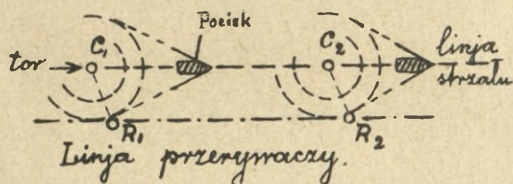
Rys. 27.

Pierwszy przerywacz R_1 ustawia się w większej odległości od działa, aby fala głosowa detonacji nie uderzyła prędzej w membranę, jak fala balistyczna przelatującego pocisku.

Drugi przerywacz R_2 ustawia się równolegle do linii toru pocisku w znanej odległości $R_1 - R_2$. Odstępy boczne obu przerywaczy od linii toru mają być w zasadzie równe. Przy strzelaniu pod małymi kątami podniesienia i wielkiej szybkości początkowej, można ustawić większą ilość przerywaczy, tak od strony działa, jakoteż w pobliżu punktu upadku.

Przerywacze łączy się z chronometrem przewodem elektrycznym i otrzymuje na nim znaczki uderzenia fali balistycznej w membranę, podług których wyznacza się następnie czas przelotu t od punktu R_1 do R_2 , od R_2 do R_3 i t. d. Do mierzenia czasu używa się chronometru Joly'ego lub Schultza.

Urządzenie strzelnicy (rys. 28). Wyobraźmy sobie część linii toru $C_1 C_2 \dots C_n$ jako linię prostą, i do niej równolegle przeprowadzoną linię przerywaczy $R_1, R_2 \dots R_n$.



Rys. 28.

Jeżeli pocisk znajduje się np. w punkcie C_1 , to rozchodząca się z tego punktu fala kulista głosu uderza w przerywacz R_1 . Gdy po upływie czasu t doleci pocisk do punktu C_2 , naten-

czas rozchodząca się z tego punktu fala kulista głosu uderzy w przerywacz R_2 .

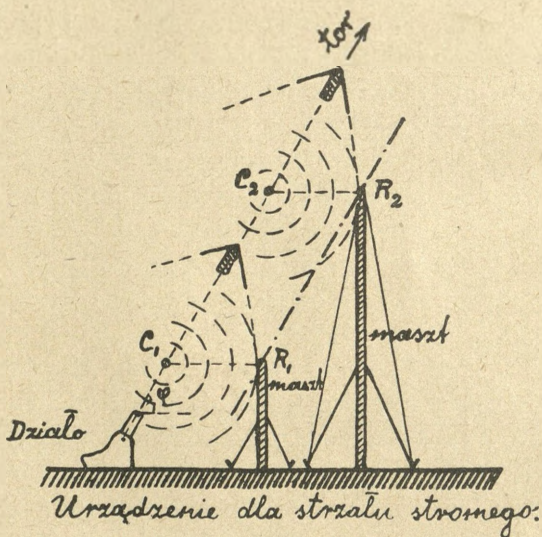
Ponieważ fale głosowe rozchodzą się z obu punktów t. j. C_1 i C_2 z równą szybkością, przeto $C_1 R_1 = C_2 R_2$, a również $C_1 C_2 = R_1 R_2$.

Dla punktu środkowego odstępów $C_1 - C_2$ otrzymamy szybkość średnią $v = \overline{R_1 R_2} : t$, przyczem czas lotu t odczytujemy z chronometru.

Rachunek ten nie jest w zupełności ścisły, gdyż tor nie jest linią prostą, a więc i twierdzenie że punkty C_1, R_1, R_2, C_2 , stanowią równoległobok jest tylko w przybliżeniu prawdopodobne.

Nastawienie równolegle przerywaczy względem linii toru jest w praktyce trudne do wykonania szczególnie gdy się strzela pod wielkimi kątami podniesienia (rys. 29).

Niezupełnie prawidłowe funkcjonowanie całego aparatu mierniczego może być przyczyną znaczniejszych błędów pomiarowych.



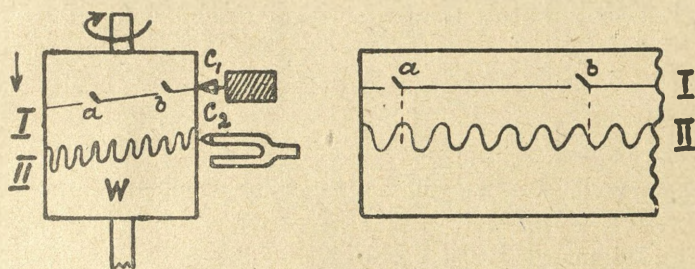
Rys. 29.

Przed rozpoczęciem i w czasie strzelania doświadczalnego wyznaczać trzeba szybkość rozchodzenia się głosu.

Gdy linię przerywaczy nie można ustawić równolegle względem linii strzału, wprowadzić należy w obliczenia odpowiednie poprawki.

Urządzenie elektroakustyczne płk. Gossot'a stosowane może być tylko w tych wypadkach, gdy szybkość pocisku jest większą jak szybkość głosu.

7. *Chronometr Jolye'go* (rys. 30). Główną część składową chronometru stanowi walec *W* z nawiniętą wstęgą okopconego papieru. Walec ten wykonywa jednocześnie ruch obrotowy i postępowy, jak to wskazują strzałki na rysunku.



Rys. 30.

Ruch postępowy zaczyna się w chwili oddania strzału, co skutecznia przyrząd specjalny znajdujący się przy armacie.

Widelki głosowe wprowadza się w jednostajny ruch drgający, przyczem ramię opatrzone rysikiem *C*₂ wykreśla linię falistą II. Ilość fal podaje miarę czasu dla przelotu pocisku między przerywaczami *R*₁, *R*₂, *R*₃....

Przerwanie prądu w punktach *R*₁, *R*₂.... znaczy rysik *c*₁ połączony sprężynką z elektromagnesem, który znów łączy się z przewodem elektrycznym linii przerywaczy akustycznych.

Czas wahnięcia widełek jest dokładnie ustalony, a więc ilość wahan między dwoma przerwami (*a*) i (*b*) podaje dokładny czas lotu pocisku między punktami *C*₁ — *C*₂, względnie *R*₁ — *R*₂.

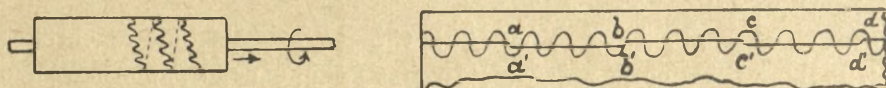
Dokładność miary czasu, przy obsłudze wyćwiczonej jest mniej więcej taka sama, jak przy użyciu chronometru Le Boulengé-Breger'a

$$t. j. = \frac{1}{5000} \text{ sek.}$$

8. *Chronometr Schultza* (rys. 31). Główne części przyrządu podobnie są urządzone jak przy chronometrze Joly'ego, ale cały aparat

jest mniejszy i poręczniejszy. Różnicę stanowi ustawienie rysika, kreślącego przerwy $a, b, c, d, \dots$.

Rysik c_1 ustawiony jest na równej wysokości z rysikiem c_2 , tak że c_1 kreśli linię śrubową przechodzącą środkiem wykresu fali drgań widełek głosowych. Linia ta od przerwy do przerwy załamuje się fryzowato a to z następujących powodów. Przy przestrzale ramy I



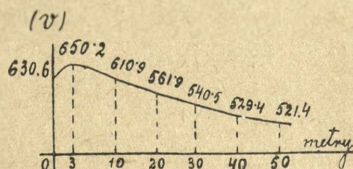
Rys. 31.

cofa się rysik c_1 wskutek przerywania prądu z pozycji a do a' i kreśli linię $a'-b'$, następnie przy przestrzale ramy II przesuwa się rysik c_1 wskutek przerywania prądu w pozycję pierwotną do b , i kreśli dalej linię $b-c$ i t. d.

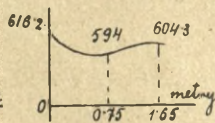
Przyrząd Schultza ma tę wielką zaletę, że ułatwia notowanie kilku przerw czyli, że ustawić można kilka ram i mierzyć czas lotu na długiej gałęzi toru.

Dokładność miary czasu wynosi 0,00002 sek.

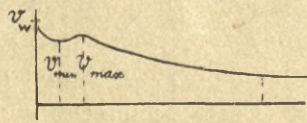
9. *Rezultaty osiągnięte miarą chronograficzną*, Zapomocą pomiarów dokonanych w Niemczech ulepszonym chronometrem Le Boulengé-Bregera przekonano się, że wykres szybkości dla karabina niemieckiego M. 88 wykazywał szybkość maksymalną w odległości 3 metrów od wylotu lufy. Obliczono że $v_{max} = 650,2$ m/sec. Szybkość wylotową obliczono drogą dedukcji i otrzymano jako wynik $v_w = 630,6$ m/sec. Krzywa szybkości miała wygląd jak na rys. (32).



Rys. 32.



Rys. 33.



Rys. 34.

M. Radaković prof. fizyki na uniwersytecie w Innsbrucku, mierzył szybkość pocisku karabinowego austriackiego zapomocą wydzielania się elektryczności z kondensatora, który stanowił główną część chronografu własnego pomysłu.

Przez porównanie ładunku początkowego i końcowego elektryczności, co odczytywał na galvanometrze, oznaczał czas lotu między

dwiema ramami drucianymi. Przy doświadczeniach ustawiał ramy w różnych odstępach, a mianowicie od 8,5 cm do 98,5 cm i oddawał na nie serje strzałów. Chronograf Radakoviča mierzył różnice czasów w granicach $\frac{1}{1000}$ do $\frac{1}{10000000}$ sek.

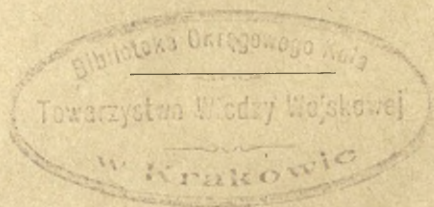
Pomiary wykazały, że pocisk posiadał szybkość największą przy wylocie, która następnie pomniejszała się stale aż do odległości 0,75 m, licząc od wylotu lufy. W tym punkcie osiągała swe minimum. Od tego punktu szybkości najmniejszej następował przyrost szybkości aż do ramy ustawionej w odstępie 1,65 m od wylotu lufy. W tym punkcie osiągnęła szybkość pocisku drugie maksimum z wymiarem znacznie mniejszym od wymiaru szybkości wylotowej. Obliczenia szybkości przez prof. Radakoviča podają następujący rezultat:

$v_w = 616,2$ m/sek, $v_{min} = 594,0$ m/sek, $v_{max} = 604,8$ m/sek,
jak to okazuje wykres krzywej szybkości na rys. (33).

Wynik badań prof. Radakoviča wytłomaczyć by można w sposób następujący. Z początku przebić musi pocisk słup zgęszczonego powietrza który wytłoczył z lufy, następnie traci on część energii na wytworzenie fali balistycznej, i dopiero w pewnem oddaleniu od wylotu przewyższają gazy wybuchające z wylotu lufy opór zgęszczonego powietrza, powiększając ruch pocisku, począwszy od chwili minimum szybkości, aż do chwili osiągnięcia powtórnego, ale już zmniejszonego maksimum szybkości.

Krzywa szybkości miałaby podług powyższych dat wygląd jak ją przedstawia rys. (34).

Dokładne pomiary szybkości pocisku w pobliżu wylotu potwierdzą może w przyszłości wyniki doświadczeń prof. Radakoviča i uzupełnią w ten sposób lukę, która co się tyczy pocisków armatnich, nie została dotychczas wyjaśnioną ani teoretycznie ani doświadczalnie.





48042/
2