
Part Code
ST1316
R G B WH GR BL
Grey Scale #13
C M Y K
DANES-PICTA.COM
A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19
Colour Chart #13
Blue
Cyan
Green
Yellow
Red
Magenta
White
3/Color
Black
Inches
Centimetres

63
12

SZKOŁA ZBROJMISTRZÓW

Na prawach rękopisu.
Wyłącznie do użytku służbowego.

BUDOWA OPORNIKÓW
I STATECZNOŚĆ
DZIAŁ ARTYLERYJSKICH

BIBLIOTEKA AKADEMII
SZTABU GENERALNEGO

przez

płk. art. franc. THOMAS
(1919)

przetłumaczył i zaopatrzył uwagami
ppłk. inż. KAZIMIERZ JAKOWSKI

XXII.3.2.

BIBLJOTEKA WYKŁADOWCÓW
Kat. ..... Gr. .....
Lit. ..... Dz. .....
№ 2592
SZKOŁY ZBROJMISTRZÓW

WARSZAWA — 1920.
NAKŁADEM „PRZEGLĄDU ARTYLERYJSKIEGO“ NOWOWIEJSKA Nr. 1.

Wypoż. dla uczniów

Biblioteka Nauk[owa] [PA]N
im. gen. bryg. K. Świerczew[skiego]
II.47644

ZAKŁAD DRUKARSKI JAN ULASIEWICZ I SYN, WARSZAWA, MARSZAŁKOWSKA 49, TEL. 35-48.

SPIS RZECZY.

Str.

Przedmowa V

Część pierwsza.

Zasadnicze zadanie budowy oporników.

Rozdział I. Stateczność 1
Wnioski wyprowadzone ze wzoru stateczności 11
Badanie wykreślne stateczności 14
Rozdział II. Odrzut-Teorja oporników hydraulicznych prostych i z powrotnikiem 16
Rozdział III. Powrót-Studjum rekuperacji 51
Dławik 71

Część druga.

Specjalne rodzaje oporopowrotników.

Rozdział I. O mechanizmie dorzutowym 77
Rozdział II. O opornikach sprzężonych (zespolonych) 92

Część trzecia.

Zadania długorzędne.

Rozdział I. Studjum okresu działania gazów 104
Rozdział II. Stateczność poprzeczna 114
Rozdział III. Wpływ lepkości płynu 119

Załączniki.

Załącznik I. Mierzenie sił tarcia i użycie szybkościomierza 125
Załącznik II. Zmiany długości odrzutu przy dużych zmianach kąta podniesienia 134
Załącznik III. Uwagi tłumacza o sposobie wyprowadzenia wzorów stateczności w czasie odrzutu i powrotu 142

PRZEDMOWA.

Teorja oporopowrotników hydraulicznych, która będzie przedmiotem niniejszego kursu, różni się co do swej formy od dotychczasowych teoryj, podanych w różnych pracach i kursach, dotyczących tego przedmiotu; ma to na celu umożliwić zbadanie zmian, zachodzących w odrzucie i powrocie, w zależności od zmiany początkowych danych, jak szybkość początkowa, kąt podniesienia, temperatura, opory bierne, lepkość płynu i t. d.

Aby osiągnąć ten rezultat, trzeba było traktować zadanie w sposób możliwie najogólniejszy, studjując odrzut i powrót w dziale, dla którego dane są wszystkie elementy (ciężar całkowity, ciężar masy odrzutowej, wartość otworów opornika i miarkownika, początkowa prężność powrotnika i prawo zmian tej prężności, tarcie i t. d.) — i to niezależnie od początkowych elementów strzału. Następnie staje się rzeczą łatwą zdać sobie sprawę z tego, w jaki sposób powinny być wybrane elementy początkowe w celu stworzenia sprzętu, w którym warunki mocy, ruchliwości i stateczności będą możliwie najlepiej uzgodnione dla skrajnych wartości tych elementów. Metoda ta ma tę zaletę, że pozwala ona na kompletną dyskusję wzorów i na zdanie sobie sprawy z wpływu zmian poszczególnych elementów strzału na odrzut i powrót oraz daje możność określić, jakie granice bezpieczeństwa należy sobie zakreślić przy studjum danego sprzętu, aby mieć pewność, że stateczność w żadnym wypadku nie zostanie naruszona i że nie osiągnie się granicznej wartości dopuszczalnego odrzutu.

Zasady teorji opornika hydraulicznego.

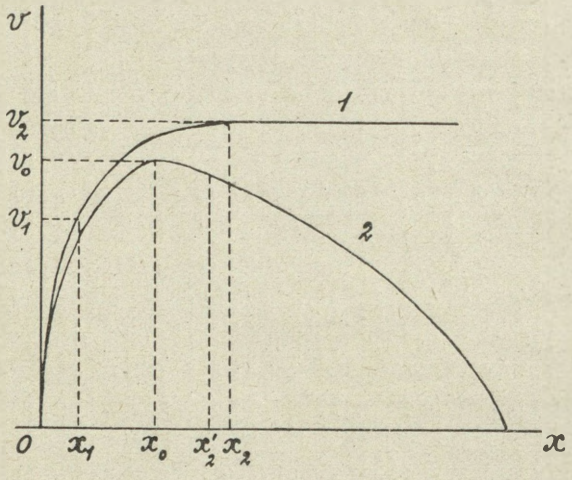
Ruch lufy w czasie odrzutu składa się z dwóch lub trzech okresów zasadniczo różniących się między sobą, zależnie od tego czy odrzut jest swobodny, czy skrępowany.

W czasie *swobodnego odrzutu* podczas pierwszego okresu, ciśnienie gazów prochowych wzrasta, przechodzi przez maximum, poczem zmniejsza się aż do zera; lufa otrzymuje szybkość, która wzrasta ciągle aż do końca rozprężenia się gazów.

Wzory balistyki wewnętrznej określają wartość tej szybkości w dwóch punktach:

1) w chwili, gdy pocisk opuszcza lufę (która to chwila odpowiada drodze x_1, przebytej przez lufę w kierunku ruchu odrzutu), szybkość masy odrzutowej wynosi v_1 określone wzorem

$$P_r v_1 = p V_0 \left(1 + 0{,}5 \frac{w}{p}\right) \quad \text{czyli} \quad v_1 = \frac{p}{P_r} V_0 \left(1 + 0.5 \frac{w}{p}\right)$$



Rys. 1.

gdzie P_r oznacza ciężar masy odrzutowej
„ p „ „ pocisku
„ V_0 „ szybkość początkową pocisku
„ w „ ciężar naboju prochowego

2) w chwili, gdy gazy przestaną działać na pocisk (droga x_2) mamy szybkość v_2, określoną wzorem

$$v_2 = \frac{p}{P_r} V_0 \left(1 + 2{,}5 \frac{w}{p}\right)$$

W czasie tego drugiego okresu na lufę nie działa żadna siła, wobec czego porusza się ona z szybkością stałą (krzywa 1 rys. 1).

W czasie *odrzutu skrępowanego*, chwila, w której żadna siła nie działa na lufę, następuje wtedy, gdy ciśnienie gazów zostaje zrówno-

ważone przez wypadkową sił, które stawiają opór ruchowi lufy; mamy wtedy trzy okresy w czasie odrzutu:

1) pierwszy okres obejmuje tę część ruchu, podczas której ciśnienie gazów jest większe od wypadkowej sił oporu; lufa otrzymuje szybkość stale wzrastającą, i maximum tej szybkości osiągnięte jest przy pewnej wartości x_0 drogi odrzutu, przyczem mamy $x_2 < x_0 > x_1$; wówczas lufa posiada pewną szybkość v_0, mniejszą od szybkości odrzutu swobodnego, ponieważ oporopowrotnik wykonał pracę $\int_0^{x_0} R dx$, pochłaniając część pracy rozpędu (żywej siły).

2) drugi okres obejmuje tę część ruchu, podczas której lufa poddana jest ciśnieniu gazów prochowych oraz siłom oporu, przyczem te ostatnie mają przewagę; koniec tego okresu, podczas którego szybkość lufy stale się zmniejsza, odpowiada pewnemu odrzutowi $x_2' < x_2$, ponieważ w czasie pierwszego i drugiego okresu lufa ma szybkości mniejsze, niż miałaby przy odrzucie nieskrępowanym, wobec czego droga przebyta jest mniejsza.

3) wreszcie trzeci okres obejmuje tę część ruchu, podczas której działa jedynie wypadkowa sił oporu; szybkość lufy stale zmniejsza się i wreszcie dochodzi do zera pod koniec odrzutu.

Odnośnie pierwszego i drugiego okresu, nie możemy zbadać zadania w sposób kompletny inaczej, aniżeli czyniąc pewne hipotezy, dotyczące wartości sił (ciśnienie gazów, opór), które działają na masę odrzutową. Przeciwnie trzeci okres daje się zbadać kompletnie; ten trzeci okres będzie przedmiotem części I-ej niniejszego kursu; stanowić on będzie pierwsze przybliżenie i odnośne studjum uważać będziemy za główny problem nauki o konstrukcji oporopowrotników. Studjum dwóch pierwszych okresów będzie następnie traktowane, jako problem drugorzędny.

CZĘŚĆ I.

Zasadnicze zadanie budowy oporo-powrotników.

Kiedy lufa cofa się na łożu, wypadkowa sił, które stawiają opór ruchowi lufy, — działa na łoże (na zasadzie prawa działania i przeciwdziałania) i dąży do nadania mu ruchu, do czego nie należy dopuścić, jeżeli chcemy uniknąć zmiany kierunku po strzale; a więc wartość tej wypadkowej ograniczona jest warunkiem, że łoże musi pozostawać zupełnie nieruchomem co stanowi warunek stateczności. Będzie więc koniecznem, — zanim przystąpimy do zbadania ruchu lufy na łożu pod działaniem wypadkowej tych sił, — określić najwyższą wartość, którą możemy nadawać tej wypadkowej, nie przestając czynić zadość warunkowi stateczności. Wobec tego zasadnicze zadanie będzie przestudjowane w porządku następującym: stateczność podczas odrzutu — odrzut — powrót.

ROZDZIAŁ I.

Stateczność.

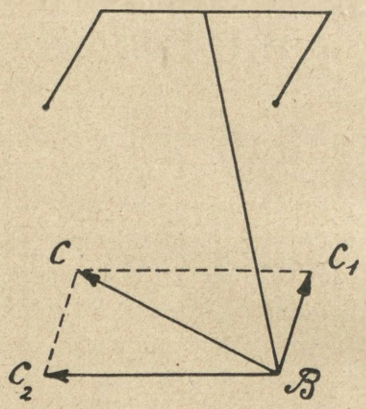
Łoże działa szybkostrzelnego składa się zasadniczo z dwóch części, z których jedna (podtrzymująca lufę) jest ruchomą w stosunku do drugiej, która pozostaje w położeniu stałem.*)

*) idzie w danym razie o mechanizm kierunkowy, a nie o odrzut (przyp. tłum).

Część ruchoma może otrzymywać w stosunku do części stałej ruch obrotowy dookoła osi prostopadłej do podstawy części nieruchomej; ta oś może się znajdować bądź wewnątrz tej podstawy (działa posiadające t. zw. duże i małe łoże — np. a. p. nm. 77 wz. 96 (n. A.), bądź też w jej punkcie najbardziej wysuniętym ku tyłowi (np. w a. p. frs 75 wz. 1897, gdzie część względnie nieruchoma ogranicza się do osi i kół).

Lufa jest połączona z łożem zapomocą oporopowrótnika, który hamuje i anuluje ruch otrzymany przez lufę wzdłuż jej osi, poczem dosyła ją na miejsce.

Na mocy zasady działania i przeciwdziałania, — siły, które przeciwstawiają się ruchowi lufy, działają na łoże, które wobec tego dąży do poruszenia się z miejsca. Siły te mogą być sprowadzone do jednej



Rys. 2.

siły, równej ich sumie geometrycznej i przyczepionej w dowolnie obranym punkcie, oraz do jednej pary sił, oś której równa się ich momentowi wypadkowemu w stosunku do tegoż punktu.

Jeżeli tym punktem dowolnym jest lemiesz B, siła wypadkowa jest zrównoważona przez opór gruntu i łoże jest wówczas poddane jedynie działaniu pary sił C (rys. 2); ma więc ono dążenie do otrzymania ruchu obrotowego dookoła osi tej pary sił C; ta ostatnia może zresztą być rozłożona na dwie, z których jedna (C_1) ma oś prostopadłą do gruntu w punkcie lemiesza, druga zaś — przecięcie z płaszczyzną gruntu płaszczyzny przechodzącej przez osie C i C_1.

Para sił C_1 dąży do nadania łożu ruchu obrotowego, zmieniającego kierunek celowania; para sił C_2 — do nadania mu ruchu podrzutowego ku górze; ruchom tym sprzeciwiają się opór gruntu oraz

siła ciężkości; zresztą opór gruntu może tylko w takim razie istnieć, jeżeli ciężar systemu jest dostateczny dla przeciwstawienia się podrzutowi.

Dla osiągnięcia stateczności działa konieczną jest równowaga między parami sił, a oporami, które im przeciwdziałają; jednakowoż nie mamy możności traktowania tego zadania ogólnego w sposób ilościowy z powodu niepewności co do niektórych danych (dokładne położenie osi obydwóch par sił, opór gruntu i t. d.); możemy rozpatrywać to zadanie jedynie z punktu widzenia jakościowego, to znaczy, iż możemy — zależnie od systemu konstrukcji dział — zdać sobie sprawę z kierunku, w którym łoże ma dążność do otrzymania ruchu obrotowego, i wyprowadzić stąd wnioski, co do zalet i wad poszczególnych systemów.

Jednakże zadanie może być rozwiązane również z punktu widzenia ilościowego w wypadku, gdy działo ustawione jest na równym gruncie ściśle poziomym i gdy wszelkie siły, działające na łoże i na lufę są symetryczne w stosunku do płaszczyzny prostopadłej do osi w jej punkcie środkowym; w takim razie można przypuścić, że wszystkie wysiłki są w tej płaszczyźnie, co kompletnie określa zadanie. W takim razie para sił C_1 nie istnieje; wystarczy zająć się parą sił C_2, która jest zresztą najważniejszą, gdyż — w razie, jeżeli niema podrzutu — będzie zawsze możliwem przeciwdziałać przesunięciom bocznym łoża (np. zapomocą hamulca pochodowego w a. p. 75 mm wz. 1897). Studjum skutków działania pary sił C_2 (badanie stateczności podłużnej) prowadzi do pewnych wzorów, do których należy następnie wprowadzić spółczynniki, określane doświadczalnie, aby rachować się z różnemi poszczególnemi wypadkami strzelania.

Rozpatrzmy działo o odrzucie lufy, w którem przyjmiemy jako założenie, iż warunek stateczności jest spełniony. W tem założeniu lufa, — bez względu na to, czy odrzut ma miejsce w mufie, czy po płozach — cofa się wzdłuż swej osi, pozostając równoległą do samej siebie, i środek ciężkości masy odrzutowej porusza się po torze prostolinijnym. Wypadkowa wszystkich sił, działających na tę masę (wysiłek oporopowrotnika, tarcie, działanie łoża na lufę, ciężar lufy), ma swój punkt przyczepienia w środku ciężkości i jest skierowana w kierunku odwrotnym do kierunku ruchu.

Ta wypadkowa równa się sumie wysiłku oporopowrotnika oraz składowych (wziętych równolegle do toru) reakcji łoża oraz ciężaru masy odrzutowej

$$R_1 = F + \Sigma_r - P_r \sin\alpha,$$

Biblioteka Akademii Sztabu Generalnego

gdzie: F oznacza całkowity wysiłek oporopowrotnika, t. j. siłę wypadkową oporu stawianego przez płyn powiększonego o tarcie wewnętrzne (tłok, tłoczysko i t. d.);

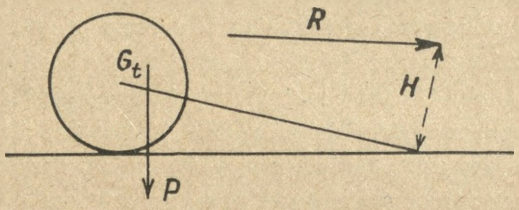
Σ_r — sumę składowych (wziętych równolegle do kierunku ruchu) reakcyj łoża na lufę (tarcie lufy na płozach lub w mufie);

$P_r \sin\alpha$ — składową ciężaru masy odrzutowej; ten wyraz będzie $\gtrless 0$ zależnie od kąta podniesienia.

Skądinąd masa odrzutowa działa na łoże i wypadkowa sił, które działają na łoże z tego tytułu, jest rzecz prosta odwrotną i równą

$$R = F + \Sigma_r.$$

W rzeczy samej zespół: lufa + łoże — stanowi system odkształcalny, wewnątrz którego działa siła wewnętrzna, dążąca z jednej strony do opóźnienia ruchu lufy, z drugiej zaś — do pociągnięcia za sobą łoża; te dwa działania są z natury rzeczy wzajemnie równe i odwrotne co do kierunku. Wyraz Σ_r jest zmienny, w zależności od



Rys. 3.

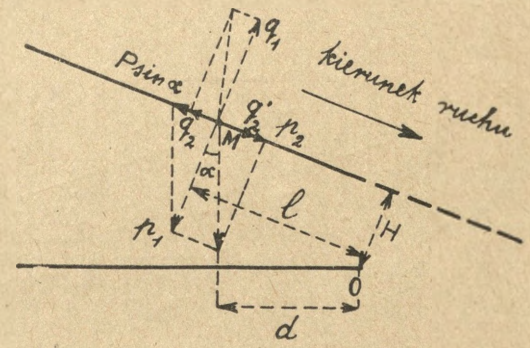
punktu odrzutu; skądinąd w wyrazie F zawarte są tarcia w uszczelnieniach, wartość których ustala się doświadczalnie. Wystarczy więc przy wyprowadzaniu równania stateczności rozpatrywać siły wypadkowe R_1 i R pod warunkiem określenia następnie, stosownie do wyników doświadczeń, — właściwego wysiłku oporopowrotnika, tarcia w uszczelnieniach i tarcia masy odrzutowej na łożu.

Łoże jest więc poddane dwom siłom (rys. 3): wypadkowa R, przyczepiona w jednym z punktów toru środka ciężkości G_r masy odrzutowej oraz ciężar P systemu łoże + lufa, przyczepiony do środka ciężkości G_t. Te dwie siły, przez przeniesienie ich do punktu w którym znajduje się lemiesz, mogą być sprowadzone do dwóch par sił: para sił podrzutu RH oraz para sił stateczności, którą trzeba określić.

Siły, które powodują ten moment stateczności, są to ciężar łoża i ciężar masy odrzutowej. Ażeby pokazać, w jaki sposób te dwie siły wkraczają w sprawie stateczności, dowiedziemy następującego twierdzenia: *kiedy punkt materjalny o ciężarze P porusza się (ku dołowi)*

po pochylni, mającej punkt stały 0 (rys. 4), to jego działanie ustateczniajace na tę pochylnię równe jest temuż działaniu w czasie spoczynku powiększonemu o różnicę momentu w stosunku do wymienionego punktu składowej stycznej jego ciężaru i momentu sił tarcia w stosunku do tegoż punktu.

Wyobraźmy sobie punkt materjalny M, będący w ruchu po pochylni, tworzącej kąt α z płaszczyzną poziomą i mającej punkt stały 0; ciężar P rozkłada się na dwie siły $Mp_1 = P\cos\alpha$ normalną i $Mp_2 = P\sin\alpha$ styczną. Pochylnia wywiera na punkt M dwie reakcje jedną normalną $Mq_1 = Mp_1$, a drugą styczną $Mq_2 = Mq_1 f = Mp_1 f$*) (f spółczynnik tarcia); działania punktu na pochylnię są równe i odwrotne do tych reakcyj pochylni na punkt; będą więc one Mp_1 oraz



Rys. 4.

Mq_2', równa Mq_2 i odwrotnie do tej ostatniej skierowana. Punkt M poddaje więc pochylnię działaniu pary sił, której wartość jest

$$Mp_1 l - Mq_2' H$$

(biorąc kierunek > 0 odwrotny do ruchu wskazówki zegara).

---

*) twierdzenie samo przez się jest prawdziwe, lecz sposób dowodzenia nie wydaje się być ścisły: gdybyśmy mieli do czynienia tylko z ciężarem P, to w takim razie byłby to wypadek równowagi, a nie ruchu, a w takim razie reakcje pochylni według teorji tarcia wyniosłyby

$$N = \frac{P}{\cos\alpha + f\sin\alpha}; \qquad T = Nf = \frac{Pf}{\cos\alpha + f\sin\alpha}$$

W danym wszakże wypadku ponieważ jest ruch, więc oprócz ciężaru P należy rozpatrywać siłę bezwładności $P\sin\alpha$, skierowaną w kierunku odwrotnym do kierunku ruchu; te dwie siły dadzą wypadkową Mp_1, a stąd reakcje pochylni $Mq_1 = Mp_1$ oraz $Mq_2 = Mp_1 f$; dalej dowodzenie algebraicznie pozostaje prawidłowem (przyp. tłumacza).

Skądinąd

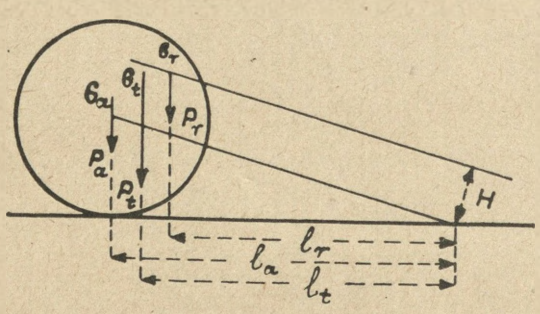
$$Mp_1 l = Pd + Mp_2 H$$

a więc para sił, działająca na pochylnię wynosi

$$Pd + P \sin\alpha H - Mq_2' H$$

gdzie Pd stanowi działanie ustateczniające punktu na pochylnię w czasie spoczynku; ten wzór dowodzi twierdzenia, o którem mowa.

Twierdzenie to pozwala obliczyć wartość momentu pary stateczności. W poprzednim wzorze wyraz $Mq_2' H$ przedstawia w wypadku odrzutu lufy po łożu tę część pary podrzutu, która pochodzi z tarcia lufy po płozach; wartość wchodzi do składu wartości ogólnej RH (całkowita para podrzutu), gdyż odnośne siły wliczyliśmy już do Σ_r.



Rys. 5.

Działanie ustateczniające lufy na łoże jest więc stosownie do poprzednio powiedzianego (rys. 5)

$$P_r l_r + P_r \sin\alpha H$$

Łoże daje ze swej strony moment ustateczniający $P_a l_a$, wobec czego para ustateczniająca ma wartość

$$P_a l_a + P_r l_r + P_r \sin\alpha \; H = P_t l_t + P_r \sin\alpha H$$

Ażeby stateczność była zachowana, trzeba aby

$$RH < P_t l_t + P_r \sin\alpha H$$

czyli

$$(R - P_r \sin\alpha) H < P_t l_t$$

czyli (p. str. 3)

$$R_1 H < P_t l_t$$

Jeżeli nazwiemy l_o odległość lemiesza od środka ciężkości zespołu lufa — łoże w chwili początku odrzutu, moment ciężaru całko-

witego po odrzucie długości x będzie

$$P_t l_o - P_r x \cos \alpha$$

i warunek stateczności wyrazi się wzorem

$$R_1 H < P_t l_o - P_r x \cos \alpha$$

co się da wyrazić słowami: *ażeby stateczność była zachowana, trzeba w każdej chwili odrzutu, aby obliczony w stosunku do punktu stałego moment sił działających na masę odrzutową (wraz ze składową ciężaru masy odrzutowej) był mniejszym w tej samej chwili od momentu ciężaru systemu, obliczonego w stosunku do tegoż punktu.*

Ten wzór bardzo prosty, wyprowadzony przez rozpatrywanie tylko wypadkowej R, może również być wyprowadzony przez uwidocznienie różnych składowych tej siły; jest on tak ważnym, że pożytecznem będzie ponownie go wyprowadzić.

Dla łatwiejszego zrozumienia rysunku 6, zagadnienie to będzie rozpatrzone na przykładzie lufy, cofającej się po wodzidłach, których dotyka ona w dwóch punktach*), przyczem ruch rozpatrujemy w odniesieniu do dwóch osi niezmiennie związanych z łożem. Oznaczmy przez (rys. 6).

$X'X$ — tor środka ciężkości G masy odrzutowej;
$Y'Y$ — górne wodzidło; $T'T$ linję działania oporopowrotnika;
$Z'Z$ — dolne wodzidło;
MM' i NN' — punkty, w których lufa dotyka wodzideł.

Siły działające na lufę są następujące: ciężar P_r, wysiłek oporopowrotnika F_1, reakcja łoża oraz tarcia stąd wynikające.

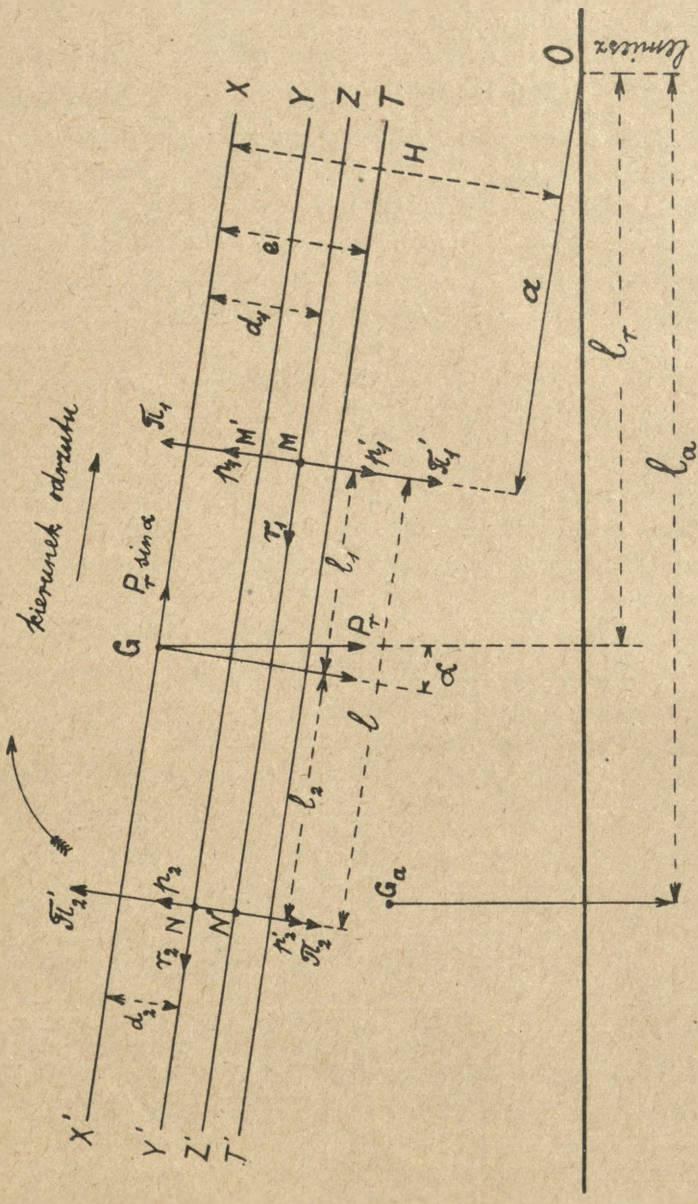
Reakcje łoża pochodzące z ciężaru P_r są to dwie siły p_1 i p_2 przyczepione w punktach M i N' oraz równe

$$p_1 = P_r \cos \alpha \frac{l_2}{l} \qquad p_2 = P_r \cos \alpha \frac{l_1}{l}$$

Reakcje wynikające z sił, które przeciwstawiają się odrzutowi, mogą być rozłożone na normalne i styczne. Reakcje normalne są to dwie siły π_1 i π_2 przyczepione w punktach M i N i które będą obliczone poniżej; tymczasem wystarczy określić ich kierunek, który wynika stąd, iż wysiłek oporopowrotnika dąży do nadania lufie ruchu w kierunku strzałki; znaczy to, że siły π_1 i π_2 działają w kierunkach wzajemnie przeciwnych.

*) jak to ma miejsce w a. p. frs 75 mm wz. 1897 (przyp. tłumacza).

Reakcje styczne są to tarcia, wynikające z reakcyj normalnych i z ciężaru lufy: dwie siły r_1 i r_2 skierowane w kierunku odwrotnym do



Rys. 6.

kierunku ruchu i mające wartości

$$r_1 = (\pi_1 + p_1) f, \qquad r_2 = (\pi_2 - p_2) f,$$

gdzie f oznacza spółczynnik tarcia; idzie o to, aby wykonać dodawanie (składanie) tych sił w sposób możliwie najprostszy.

Jak powszechnie wiadomo, wszystkie siły, przyczepione do danego ciała, mogą być sprowadzone do jednej jedynej siły równej ich sumie geometrycznej i przyczepionej do dowolnego punktu, oraz do jednej jedynej pary sił, której oś równa się sumie ich momentów w stosunku do tegoż punktu; weźmiemy, jako ten punkt dowolny, — środek ciężkości G masy odrzutowej.

Tu wypadkowa będzie skierowana wzdłuż $X'X$ — w rzeczy samej, ruch jest tu prostolinijnym, wobec czego niema składowej dośrodkowej; wynika stąd, że suma sił prostopadłych do toru G jest równą zeru

$$P_r \cos \alpha + \pi_2 - p_1 - p_2 - \pi_1 = 0$$

ponieważ zaś

$$P_r \cos \alpha = p_1 + p_2$$

mamy $\pi_1 = \pi_2$ czyli π_1 i π_2 tworzą parę sił; wartość zaś siły wypadkowej wyniesie

$$F + r_1 + r_2 - P_r \sin \alpha = R_1.$$

Ponieważ masa odrzutowa nie ma żadnego ruchu obrotowego, wynika stąd, że oś pary wypadkowej będzie równą zeru, a więc suma momentów sił w stosunku do punktu G musi być równą zeru.

$$Fe + r_1 d_1 + r_2 d_2 + p_2 l_2 - p_1 l_1 - \pi_1 l_1 - \pi_2 l_2 = 0$$

skądinąd

$$p_1 l_1 = p_2 l_2, \qquad \pi_1 = \pi_2 \qquad l_1 + l_2 = l,$$

a więc;

$$Fe + r_1 d_1 + r_2 d_2 = \pi_1 l$$

ten wzór, w łączności z dwoma poprzednimi wzorami

$$r_1 = (\pi_1 + p_1) f, \qquad r_2 = (\pi_2 - p_2) l = (\pi_1 - p_2) f,$$

daje system 3 równań z 3 niewiadomemi π_1 r_1 r_2.

Powyższe rozważania pozwalają obliczyć wysiłki, którym poddane jest łoże: są to siły równe i odwrotnie skierowane w stosunku do wysiłku oporopowrotnika, do reakcji łoża na lufę oraz ciężar łoża. Jedne z tych sił mają działanie ustateczniające, są to siły p_1' i p_2' równe i odwrotne do reakcyj łoża, pochodzących z ciężaru lufy: mają one działanie ustateczniające, którego moment wynosi

$$p_1' a + p_2' (a + l) = P_r \cos \alpha (a + l_1).$$

Skądinąd, biorąc momenty P_r oraz składowych $P_r \cos \alpha$ i $P_r \sin \alpha$ w stosunku do lemiesza, otrzymamy:

$$P_r l_r = P_r \cos \alpha (a + l_1) - P_r \sin \alpha H.$$

Ciężar łoża, którego moment wynosi $P_a l_a$, również przyczynia się do ustatecznienia; a więc moment pary sił ustateczniającej wyniesie

$$P_a l_a + P_r \cos\alpha\,(a + l_1) = P_a l_a + P_r l_r + P_r \sin\alpha\, H.$$

Inne siły równe i odwrotne do reakcyj łoża mają działanie podrzutowe; są to siły F', r_1' r_2' oraz para π_1' π_2' której moment wynosi $\pi_1 l$. Powoduje ona powstanie pary podrzutu, której wartość wynosi

$$F(H-e) + r_1(H-d_1) + r_2(H-d_2) + \pi_1 l$$

tu zaś, podstawiając

$$\pi_1 l = Fe + r_1 d_1 + r_2 d_2$$

otrzymamy

$$(F + r_1 + r_2)\, H = R H.$$

Aby zadośćuczynić warunkowi stateczności, trzeba mieć

$$R H \leqslant P_a l_a + P_r l_r + P_r \sin\alpha\, H$$

ponieważ

$$P_a l_a + P_r l_r = P_t l_t$$

$$(R - P_r \sin\alpha)\, H, \qquad \text{czyli} \qquad R_1 H \leqslant P_t l_t.$$

Otrzymujemy więc znowu to samo równanie co na str. 6*).

Poprzednie rozważania dowodzą, że dla otrzymania stateczności w każdej chwili odrzutu, *koniecznem jest*, aby w każdej chwili był wypełniony warunek $R_1 H \leqslant P_t l_t$, gdzie R_1 wyraża *w danej chwili* wypadkową, a l_t odległość środka ciężkości systemu łoże + lufa od lemiesza; trzeba dowieść, że warunek ten jest nietylko konieczny, ale i *wystarczający*.

Jeżeli wyobrazimy sobie, że system łoże + lufa posiada w danej chwili pewien ruch w przestrzeni i jeżeli odniesiemy ruch lufy na łożu do osi spółrzędnych, związanych niezmiennie z łożem i unoszonych przez łoże w jego ruchu, powrócimy do wypadku poprzednio omówionego.

Jeżeli więc w rozpatrywanej chwili warunkowi $R_1 H = P_t l_t$ jest uczynionem zadość, to siły wchodzące w grę z racji ruchu lufy po jej łożu w niczem nie zmienią ruchu bezwzględnego, który łoże posiadało uprzednio.

Wynika stąd, że: jeżeli w każdej chwili od rozpoczęcia odrzutu, warunek $R_1 H = P_t l_t$ jest stale spełniony, — to system łoże + lufa, który w chwili strzału nie miał innego ruchu, niż ruch gruntu, na którym ten system spoczywał, — po strzale nie otrzyma w czasie odrzutu żadnego ruchu w stosunku do gruntu. Będzie to miało miejsce

---

*) Patrz uwagi tłumacza o sposobie wyprowadzenia wzorów stateczności w czasie odrzutu i powrotu (załącznik III).

a fortiori jeżeli stale spełniony jest warunek $R_1 H < P_t l_t$, ponieważ siły, które wchodzą wówczas w grę w systemie łoże + lufa, dążą w tym wypadku do przyciśnięcia tego systemu do gruntu; wynika stąd, że wyżej wymieniony warunek jest wystarczający dla zapewnienia stateczności.

W uprzednio wyprowadzonym wzorze figuruje jedynie opór całkowity, stawiany odrzutowi lufy. Tymczasem dla obliczenia otworów w oporniku, musimy znać wartość wysiłku, który stawia masie odrzutowej płyn, cisnący na tłok opornika. Trzebaby więc w wyrazie R_1 oddzielić część, odpowiadającą właściwemu oporowi opornika, od tej części, która odnosi się do oporów stwarzanych przez tarcie, i od tej, która odpowiada reakcjom łoża na lufę.

Reakcje łoża na lufę mogłyby być obliczone zapomocą wzorów, które były wyprowadzone powyżej. Jedna*k tarcia, pochodzące z uszczelnień,* które są najważniejszemi pośród oporów innych, niż wysiłek właściwy opornika i naprężenie powrotnika, *winny być ustalone doświadczalnie*; wydaje się więc rzeczą logiczną połączyć w jednym wyrazie, pod nazwą oporów biernych, wszelkie opory inne, niż właściwy opór opornika i przyjąć wartość tego wyrazu przez analogję z istniejącemi wzorami sprzętu. Całkowity wysiłek, który musi być przeciwstawiony masie odrzutowej wynika zazwyczaj z warunków użycia sprzętu, a zwłaszcza z warunku stateczności; wystarczy więc odjąć wartość tego wyrazu oraz wartość naprężenia powrotnika od wartości wysiłku całkowitego dla otrzymania właściwego oporu opornika.

Skądinąd jest rzeczą zawsze wskazaną przyjmować dla oporów biernych wartości, które są napewno zbyt małe; w rzeczy samej doprowadzi nas to do otrzymania dla właściwego wysiłku opornika wysiłku zbyt dużego, co pociągnie za sobą nadanie otworom opornika przekroju zbyt małego; jeżeli opory bierne są w rzeczywistości wyższe od wartości w ten sposób przewidzianej, wysiłek opornika będzie zbyt duży, a stąd odrzut zbyt mały; jednakowoż będzie zawsze możliwem, powiększając wymiary otworów, zmniejszyć wysiłek i powiększyć odrzut. W dalszym ciągu niniejszego kursu będzie wskazane, w jaki sposób pomiary szybkości odrzutu zapomocą szybkościomierza (welocymetru) pozwalają otrzymać poprawkę, dotyczącą wymiarów otworów.

Wnioski wyprowadzone ze wzoru stateczności.

Wzór stateczności, napisany jak niżej:

$$R_1 H \leqslant P_t l_o - P_r x \cos\alpha$$

wskazuje, że:

1° Stateczność staje się coraz mniej zapewniona w miarę, jak kąt α zmniejsza się; w rzeczy samej wówczas H wzrasta, jak również i $P_r x \cos\alpha$.

2° Stateczność jest tem pewniejsza, im R_1 i H są mniejsze. Żywa siła, która winna być pochłonięta, wynosi

$$\int_0^l R_1 \, dx;$$

jeżeli chcemy zmniejszyć R_1, trzeba zwiększyć l, — czyli że dla jednej i tej samej żywej siły, którą mamy pochłonąć, wysiłek całkowity opornika i długość odrzutu zmieniają się w kierunkach odwrotnych.

3° Moment stateczności zmniejsza się w miarę zwiększenia x; *będzie więc korzystnem, aby i moment podrzutu zmienił się w ten sam sposób*, czyli, że wysiłek opornika powinien być duży na początku odrzutu i mały pod koniec odrzutu.

4° Wreszcie rozpatrywanie wypadku R_1 stałego daje możność wypowiedzenia pewnych uwag, które pozostają zresztą w mocy dla R_1 zmiennego. W tym wypadku mamy

$$R_1 L = \frac{1}{2} \frac{P_r}{g} v_0^2, \quad \text{czyli} \quad R_1 = \frac{P_r}{2g} \frac{v_0^2}{L},$$

oraz

$$P_r v_0 = p V_0 \left(1 + 2{,}5 \frac{w}{p}\right) = p W_0,$$

przyczem

$$W_0 = V_0 \left(1 + 2{,}5 \frac{w}{p}\right).$$

Równanie stateczności może więc być napisanem:

$$\frac{1}{2} \frac{P_r}{gL} \frac{p^2}{P_r^2} W_0^2 H \leqslant P_t l_0 - P_r x \cos\alpha,$$

czyli

$$\frac{1}{2} \frac{p^2}{g} W_0^2 \leqslant P_r L \frac{P_t l_0 - P_r x \cos\alpha}{H}$$

W pierwszej części tego ostatniego wzoru figurują jedynie daty odnoszące się do naboju, w drugiej zaś jego części — daty konstrukcyjne działa.

Łatwo możemy przekonać się, że ta druga część wzrasta, gdy wzrastają P_r, L, P_t, l_0 oraz gdy zmniejsza się H.

— P_r — Jest zawsze korzystnem powiększać P_r, chociaż równanie stateczności w kształcie $R_1 H \leqslant P_t l_t - P_r x \cos\alpha$ zdaje się na

pierwszy rzut oka wskazywać rzecz przeciwną; w rzeczywistości jednak R_1 jest funkcją żywej siły odrzutu: gdy odrzut wzrasta, pierwsza część wyżej wymienionego wzoru zmniejsza się o wiele szybciej od drugiej. Zazwyczaj granica narzucona wartości P_t przez warunki służby sprzętu, ogranicza P_r; jeden ze sposobów zwiększenia P_r polega na włączeniu do masy odrzutowej cylindra opornika, zamiast tłoka z tłoczyskiem; sposób ten dał dobre rezultaty.

— L — Długi odrzut wymaga długich wodzideł oraz długiego kadłuba opornika, co pociąga za sobą zwiększenie objętości oraz ciężaru, i jest szkodliwem dla służby działa: jest więc korzystnem osiągnąć najmniejszy odrzut nie kolidujący ze statecznością. Trzeba w tym celu nadawać R_1 wartość najwyższą t. j. tę, która w każdej chwili uczyni zadość warunkowi

$$R_1 H = P_t l_0 - P_r x \cos \alpha .$$

Ponieważ długość odrzutu dana jest przez wzór

$$\int_0^L R_1 \, dx = \frac{1}{2} \frac{P_r}{g} v_0^2$$

otrzymamy

$$\int_0^L \frac{P_t l_0 - P_r x \cos \alpha}{H} dx = \frac{1}{2} \cdot \frac{P_r}{g} v_0^2 ,$$

czyli

$$\left(\frac{P_r l_0}{H} x - \frac{1}{2} \frac{P_r}{H} x^2 \cos \alpha \right)_0^L = \frac{1}{2} \frac{P_r}{g} v_0^2$$

to równanie pozwoli określić najmniejszą dopuszczalną wartość L. O ileby ta wartość była jeszcze zbyt dużą, trzebaby zwiększyć P_r lub l_0, bądź też zmniejszyć H (bądź wreszcie dopuścić małe zwiększenie ciężaru całkowitego P_t*).

— P_t — Wartość ta jest zazwyczaj określona przez warunki użycia działa; a zwłaszcza jego ruchliwości; należy być nadzwyczaj ostrożnym przy wykorzystywaniu tej wielkości dla zwiększenia stateczności.

— l_0 — Zwiększenie l_0 jest korzystnem dla stateczności, lecz szkodliwem dla ruchliwości; minimalna wartość l_0 będzie zazwyczaj ograniczona przez zwrotność zaprzężonego działa z przodkiem.

---

*) Przeciwnie, gdyby wartość ta była grubo mniejszą od tej, która jest dopuszczalną ze względu na dobre działanie sprzętu, możnaby z tego skorzystać bądź celem zmniejszenia P_r lub l_0 bądź też celem zwiększenia H, bądź wreszcie zachować większe bezpieczeństwo co do stateczności.

— H — Zwiększenie H jest szkodliwem dla stateczności. Trzeba więc będzie starać się możliwie obniżyć środek ciężkości masy odrzutowej; w tym kierunku jesteśmy ograniczeni przez konieczności dotyczące ruchliwości, które wymagają kół o możliwie największej średnicy: prócz tego trzeba, aby najniższy punkt systemu był dostatecznie wzniesiony nad gruntem dla ruchu w terenie. Umieszczając oporopowrotnik ponad lufą, co jest możliwe w działach, w których lufa porusza się wewnątrz mufy, — możemy znacznie obniżyć środek ciężkości masy odrzutowej.

Badanie wykreślne stateczności.

Równanie stateczności może być zastąpione przez wykres, który łatwiej przemawia do wyobraźni, aniżeli wzory.

Wzór stateczności może być przedstawiony w formie:

$$R_1 \leqslant \frac{P_t l_0 - P_r x \cos \alpha}{H}.$$

Jeżeli zbudujemy prostą AB (rys. 7), której równanie jest

$$y = \frac{P_t l_0 - P_r x \cos \alpha}{H}$$

którą to prostą nazwiemy prostą stateczności, to łatwem jest zdać sobie sprawę, że celem zadośćuczynienia warunkowi stateczności, trzeba, aby w każdej chwili odrzutu, punkt P, wyrażający wielkość wypadkowej R_1 sił działających na masę odrzutową, znajdował się poniżej tej prostej; miejsce geometryczne tych punktów musi więc być krzywą w rodzaju MPN i znajdować się całkowicie poniżej prostej AB.

Przypuśćmy, iż OC jest długością L, w końcu której masa odrzutowa zatrzymuje się. Praca sił, które przeciwstawiają się odrzutowi w czasie przebiegu tej długości, wynosi:

$$\int_0^L R_1 \, dx = \frac{1}{2} \frac{P_r}{g} v_0^2$$

lub też, o ile zastąpimy R_1 przez wartość y, która jest zawsze $> R_1$

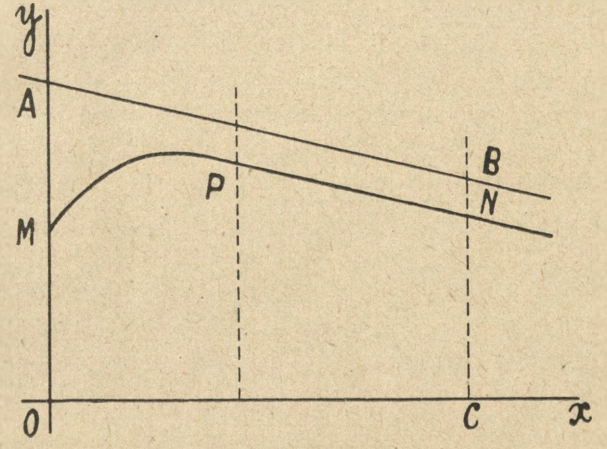
$$\int_0^L y \, dx \geqslant \frac{1}{2} \frac{P_r}{g} v_0^2.$$

Ażeby było możliwem pochłonąć żywą siłę odrzutu na długości L zapewniając stateczność, trzeba, aby pole trapezu $OABC$ było większe, aniżeli pole przedstawiające żywą siłę odrzutu; korzystnem więc jest, aby to pole było możliwie największe.

Badając wpływ poprzednio omówionych czynników na wielkość tego pola, dochodzimy do tych samych wniosków co na str. 12 — 14.

W rzeczy samej widzimy, że pole to zwiększa się, gdy zwiększa się P_t i l_0, oraz gdy zmniejsza się H.

Badanie wykresu i wzoru wskazuje również, że dla zmniejszenia L, trzeba zwiększać możliwie najwięcej R_1 w każdej chwili odrzutu; krzywa będzie więc musiała zbliżać się jaknajbardziej do prostej stateczności.



Rys. 7.

Trzeba będzie wszakże przyjąć pewien spółczynnik bezpieczeństwa, licząc się ze zmianami różnych czynników zadania; przy studjowaniu teorji oporników zdamy sobie sprawę jak należy ujmować je w rachunku.

Badanie wykresu wskazuje również, iż opornik o całkowitym wysiłku stałym nie jest korzystny z punktu widzenia stateczności, ponieważ dla danej długości odrzutu, pozwala on na pochłonięcie mniejszej żywej siły, aniżeli opornik o wysiłku zmieniającym się stosownie do prawa zmniejszenia stateczności. Skądinąd budowa opornika o wysiłku stałym i obliczenie jego otworów nie są łatwiejsze od tych samych zadań, dotyczących oporników o wysiłku zmiennym; jedyną jego zaletą jest mniejsze zmęczenie (wytężenie) łoża. Jednakowoż w dziale polowem największe wysiłki, którym poddane jest łoże, pochodzą z drgań i uderzeń w czasie marszu, i na tym ostatnim punkcie widzenia należy stanąć przy obliczaniu poszczególnych części łoża.

ROZDZIAŁ II.

Odrzut.

Teorja oporników hydraulicznych prostych i z powrotnikiem.

W tem miejscu zajmiemy się jedynie badaniem działania opornika od końcowej chwili rozprężenia gazów aż do końca odrzutu.

Jak widzieliśmy uprzednio, okres ten jest jedynym, w czasie którego zadanie może być traktowane w sposób ścisły pod tym wszakże warunkiem, aby poczynić hipotezy, dotyczące wartości sił tarcia.

Kompletne rozwiązanie zadania polega na wyprowadzeniu równania ruchu masy odrzutowej dla jakichkolwiek warunków początkowych ognia (kąt, szybkość odrzutu, tarcie), gdy kształt otworów został określony raz na zawsze dla danego przebiegu pracy*).

Pułk. Vallier mówi w swem dziele p. t. „Teorja i projektowanie hydr. oporników": „Opornik może działać z ciśnieniem stałem jedynie dla jednych i tych samych warunków strzału, — chyba, że zostanie zaopatrzony w specjalny przyrząd regulujący, pozwalający na normowanie ustroju*) otworów dla każdego z poszczególnych wypadków, zresztą nielicznych, które mogą wchodzić w grę".

Skądinąd, te wypadki poszczególne, będą stanowiły, razem wzięte, wypadek ogólny; działo nigdy nie będzie strzelało w dokładnych warunkach, dla których został obliczony jego opornik, i równanie ruchu w rzeczywistości nigdy nie będzie identyczne z równaniem teoretycznem, obliczonem dla tych warunków.

Jest więc rzeczą korzystną posiadać wzór ogólny, który daje szybkości odrzutu i wysiłki opornika w każdej chwili dla wszelkich warunków strzału (szybkość początkowa, kąt i t. d.).

W teorji, podanej poniżej, zbadamy w jaki sposób zmieniają się przebiegi pracy różnego rodzaju oporników, gdy początkowe warunki strzału osiągają wartości skrajne dopuszczalne w praktyce; zobaczymy przytem, że w niektórych wypadkach trzeba będzie obliczać opornik właśnie dla jednej z tych wartości skrajnych, jeżeli nie chcemy narazić się na to, aby w pewnych warunkach strzału przekroczyć prostą stateczności i rozwinąć w oporniku anormalne wysiłki.

Trzy są główne przyczyny, które wpływają na zmianę przebiegu odrzutu:

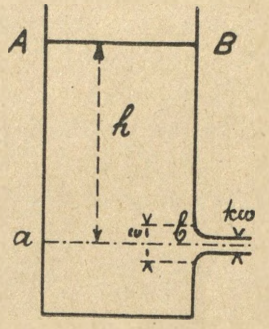
---

*) w oryginale „régime" (przyp. tłumacza).

1° Szybkość odrzutu, zależna od szybkości początkowej pocisku, a zatem od partji prochu, od warunków atmosferycznych dnia, od ciężaru pocisku, od wciskania pocisku w przewodzie (forcement).

2° Opory inne, niż ten opór, który jest rozwinięty w oporniku we właściwem tego słowa znaczeniu przez ciśnienie płynu, a mianowicie: składowa ciężaru lufy, tarcia, które zależne są od kąta podniesienia — są to t. zw. opory bierne.

3° Stan płynu, którego lepkość zależna jest od temperatury. Jeżeli np. lepkość wzrasta, to skutkiem tego jest zwiększenie wysiłku opornika dla danej szybkości przecieku oleju; wysiłek opornika nie jest wówczas proporcjonalnym do kwadratu szybkości przecieku oleju, lecz do kwadratu tej szybkości, pomnożonej przez pewien spółczynnik η, zw. spółczynnikiem lepkości.



Rys. 8.

W poniższej teorji oporników, nie będziemy brali pod uwagę tej trzeciej przyczyny; będzie ona przedmiotem specjalnego rozdziału w cz. III, dotyczącej zadań drugorzędnych.

Wysiłek (na cm² powierzchni), *który przeciwstawia płyn ruchowi masy odrzutowej.* — Wysiłek ten oblicza się na zasadzie prawa Torricell'ego, które wyraża zależność między szybkością wycieku płynu, a ciśnieniem, pod wpływem którego płyn wycieka

$$V^2 = 2gh \quad \text{(rys. 8).}$$

Jeżeli δ jest gęstością płynu, to ciężar słupa tego płynu, którego podstawa wynosi 1 dec², a wysokość h metrów, wyniesie $10h\delta$ kg. Ciężar słupa o podstawie 1 cm² obliczony w kg, wyniesie sto razy mniej, a mianowicie $\frac{h\delta}{10}$, — znaczy to, że ciśnienie na cm² na pozio-

mie *ab* wyniesie

$$P = \frac{h\delta}{10} = \frac{\delta}{10} \cdot \frac{V^2}{2g}.$$

Skądinąd szybkość wycieku płynu V oraz szybkość v obniżania się poziomu AB związane są wzorem

$$k\omega V = Sv;$$

mamy więc

$$P = \frac{\delta}{10} \cdot \frac{V^2}{2g} = \frac{\delta}{10} \cdot \frac{S^2v^2}{K^2\omega^2} \cdot \frac{1}{2g} = \frac{\delta S^2}{20gK^2} \cdot \frac{v^2}{\omega^2}.$$

W tym wzorze, wyrażającym ciśnienie na cm^2, δ wyraża gęstość, v jest wyrażone w metrach (na sek.), co się zaś tyczy wartości S i ω, to mogłyby być one wyrażone w bylejakich, lecz jednych i tych samych jednostkach; zauważyć wszakże należy, iż — gdy przejdziemy do wyrażenia wysiłku opornika — ponieważ P wyrażone jest w $kg:cm^2$, trzeba będzie, żeby powierzchnia tłoka była wyrażona w cm^2, aby obliczony na mocy tych danych wysiłek całkowity na tłok wyraził się w kg.

Reasumując powyższe, ciśnienie na cm^2, pod wpływem którego olej, naciskany przez tłok o przekroju S, poruszający się z szybkością v, przepływa przez otwór w przekroju $K\omega$, dane jest przez wzór

$$P = \frac{\delta S^2}{20gK^2} \cdot \frac{v^2}{\omega^2},$$

gdzie: δ oznacza gęstość płynu, S i ω wyrażone są w cm^2, v wyrażone jest w metrach; spółczynnik K ma wartość 0,62 dla otworu pryzmatycznego o krawędziach niezaokrąglonych; może on otrzymywać większe wartości, a nawet stać się prawie równym jedynce, jeżeli zaokrąglamy krawędzie w sposób zbliżony do kształtu zdławionego strumienia.

Ogólne równanie ruchu masy odrzutowej. — Wypadkowa wszystkich sił, które przeciwdziałają ruchowi masy odrzutowej, jest siła R_1. Równanie ruchu będzie więc

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + R_1 = 0,$$

czyli

$$m\frac{d}{dt}\left(\frac{dx}{dt}\right) + R_1 = m\frac{dv}{dt} + R_1 = 0,$$

lub

$$m\frac{dv}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} + R_1 = mv\frac{dv}{dx} + R_1 = 0;$$

w tej ostatniej formie w równaniu figuruje tylko szybkość i przebyta droga.

Tymczasem, w najbardziej ogólnym wypadku, R_1 jest funkcją zarówno drogi przebytej, jak i szybkości odrzutu; równanie ruchu będzie więc równaniem różniczkowem, w którem zmienne nie są rozdzielone, — i ażeby zdać sobie sprawę z tego, czy równanie może być zcałkowane, trzeba wyrazić R_1 uwidoczniając w niem v i x. Trzeba więc zacząć od analizy funkcji R_1 i rozłożyć ją na jej elementy składowe.

Widzieliśmy uprzednio, że

$$R_1 = F + \Sigma r - P_r \sin \alpha,$$

gdzie: F wyraża wysiłek całkowity połączenia sprężystego,
Σr „ sumę tarć, wynikających z oporów łoża,
$P_r \sin \alpha$ — składową styczną ciężaru masy odrzutowej.

Postaramy się wyrazić te różne siły w sposób możliwie najbardziej ogólny.

Połączenie sprężyste składa się z właściwego opornika i z powrotnika, przyczem w każdym z tych dwóch organów zachodzą tarcia; te dwa organy mogą być wzajemnie niezależne lub zależne (płyn opornika spręża powrotnik).

Trzeba więc rozpatrywać dwa wypadki:

1° *Opornik hydrauliczny i powrotnik są niezależne.* — W tym wypadku wysiłek całkowity jest, rzecz prosta, równy sumie poszczególnych oporów tych dwóch organów, wziętych każdy oddzielnie. Na ten wysiłek całkowity składać się będą:

wysiłek opornika hydraulicznego oraz jego tarcia f;
wysiłek powrotnika oraz jego tarcie f_1;
tarcia Σr, wynikające z oporu łoża.

Jeżeli P oznacza ciśnienie oleju w oporniku, S powierzchnię tłoka w cm^2, całkowity wysiłek opornika hydraulicznego wyniesie:

$$PS + f = \frac{\delta S^3}{20 g K^2} \cdot \frac{v^2}{\omega^2} + f.$$

Jeżeli T_0 oznacza początkową prężność powrotnika i $\varphi(x)$ — wartość, o którą powiększa się ta prężność dla odrzutu długości x, to wysiłek powrotnika w punkcie x wynosi

$$T_0 + \varphi(x) + f_1.$$

Otrzymujemy więc

$$R_1 = \frac{\delta S^3}{20 g K^2} \frac{v^2}{\omega^2} + f + T_0 + \varphi(x) + f_1 + \Sigma r - P_r \sin \alpha$$

Oznaczmy: prawo zmienności przekroju otworów w funkcji długości odrzutu x

$$\omega^2 = f(x)$$

wartości

$$\frac{\delta S^3}{20 g K^2} \text{ przez } \lambda$$

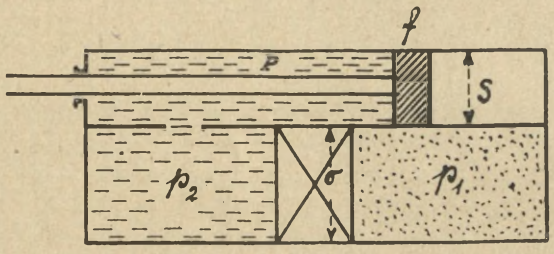
i połączmy wyrazy, które są zależne jedynie od kąta podniesienia α w sposób następujący.

$$f + T_0 + f_1 + \Sigma r - P_r \sin\alpha = \psi(\alpha)$$

(w rzeczywistości siły tarcia zmieniają się trochę wraz z długością odrzutu x, ale wynikające stąd różnice są tak małe, że mogą nie być brane pod uwagę). Otrzymujemy wtedy równanie ruchu

$$m v \frac{dv}{dx} + \lambda \frac{v^2}{f(x)} + \varphi(x) + \psi(\alpha) = 0 .$$

2⁰ *Opornik hydrauliczny i powrotnik są wzajemnie zależne.* — Wyobraźmy sobie oporopowrotnik składający się z dwóch cylindrów: jeden cylinder właściwego opornika, drugi — powrotnika, połączone



Rys. 9.

z sobą otworem stałym lub zmiennym, przyczem powrotnik oddzielony jest od płynu opornika przeponą*) (rys. 9).

Oznaczymy przez p_1 ciśnienie na cm², wywierane na przeponę przez ścieśnione powietrze, a przez p_2 ciśnienie na cm² wywierane na przeponę przez olej; P — ciśnienie jednostkowe oleju w cylindrze opornika; f_1 — tarcie uszczelnienia ruchomego (przepona), f tarcie tłoka i tłoczyska; σ — powierzchnia przepony; S — powierzchnia tłoka. Kiedy lufa się cofa, olej z cylindra opornika przepływa do cylindra powrotnika i pcha przeponę; równanie ruchu przepony — jeżeli oznaczymy przez μ jej masę — przez w jej szybkość i przez dx_1 jej elementarne przesunięcie.

$$\mu w \frac{dw}{dx_1} = (p_2 - p_1)\sigma - f$$

*) Tłokiem powrotnika.

Skądinąd w jest związane z szybkością odrzutu przez

$$w = v\frac{S}{\sigma} \quad \text{i} \quad \frac{dw}{dx_1} = \frac{dv}{dx}$$

w rzeczy samej mamy

$$\frac{dw}{dx_1} = \frac{dv}{dx}\cdot\frac{dx}{dx_1}\cdot\frac{S}{\sigma}$$

ponieważ

$$dx = \frac{\sigma}{S}dx_1, \qquad \text{więc} \qquad \frac{dw}{dx_1} = \frac{dv}{dx}$$

a więc wartości ciśnienia p_2 i p_1 są między sobą związane wzorem

$$p_2 = p_1 + \frac{f_1}{\sigma} + \mu\frac{S}{\sigma^2}v\frac{dv}{dx}.$$

Olej przecieka przez otwór pod ciśnieniem $P - p_2$, które na zasadzie prawa Bernouilli'ego wynosi:

$$P - p_2 = \frac{\delta S^2}{20gK^2}\cdot\frac{v^2}{\omega^2}$$

mamy więc

$$P = p_1 + \frac{f_1}{\sigma} + \mu\frac{S}{\sigma^2}v\frac{dv}{dx} + \frac{\delta S^2}{20gK^2}\cdot\frac{v^2}{\omega^2}.$$

Ciśnienie całkowite działające na tłok opornika wyniesie:

$$PS = p_1 S + \frac{f_1 S}{\sigma} + \mu\left(\frac{S}{\sigma}\right)^2 v\frac{dv}{dx} + \lambda\frac{v^2}{\omega^2}$$

oznaczając, jak uprzednio

$$\lambda = \frac{\delta S^3}{20gK^2}.$$

Jeżeli dodamy 1) f — tarcie uszczelnień, 2) sumę tarć, pochodzących z oporów Σr i 3) składową ciężaru lufy — to otrzymamy wypadkową R_1.

$$R_1 = p_1 S + f_1\frac{S}{\sigma} + \mu\left(\frac{S}{\sigma}\right)^2 v\frac{dv}{dx} + \lambda\frac{v^2}{\omega^2} + f + \Sigma r - P_r\sin\alpha.$$

Jeżeli m jest masą odrzutową (lufa + tłoczysko), to otrzymamy równanie ruchu

$$m\,v\frac{dv}{dx} + p_1 S + f_1\frac{S}{\sigma} + \mu\left(\frac{S}{\sigma}\right)^2 v\frac{dv}{dx} + \lambda\frac{v^2}{\omega^2} + f + \Sigma r - P_r\sin\alpha = 0,$$

oznaczmy przez

$$M = m + \mu \left(\frac{S}{\sigma}\right)^2$$

otrzymamy

$$M v \frac{dv}{dx} + p_1 S + \frac{f_1 S}{\sigma} + \lambda \frac{v^2}{\omega^2} + f + \Sigma r - P_r \sin \alpha = 0.$$

W tym wzorze mamy $p_1 S = p_0 S + \varphi(x)$ oznaczając przez p_0 prężność powrotnika na początku ruchu i przez $\varphi(x)$ powiększenie oporu, przeciwstawianego przy odrzucie przez powrotnik dla długości odrzutu x. Jak poprzednio, możemy przypuścić, że opory, okazywane przez tarcie, są zależne jedynie od kąta podniesienia α; otrzymamy więc, łącząc wyrazy, które zależne są tylko od α i oznaczając $\omega^2 = f(x)$

$$M v \frac{dv}{dx} + \lambda \frac{v^2}{f(x)} + \varphi(x) + \psi(\alpha) = 0.$$

Równanie to wskazuje, że biorąc rzeczy ściśle powinno się brać pod uwagę masę przepony; jednakowoż, w praktyce można ją odrzucić, ponieważ μ jest bardzo małe w porównaniu z m zaś stosunek $\frac{S^2}{\sigma^2}$ jest zazwyczaj blisko do 0,1.

Będziemy więc brali zamiast M masę m (lufa + tłoczysko), która w rzeczywistości uczestniczy w odrzucie z szybkością v; otrzymamy wtedy, jak uprzednio, ogólne równanie ruchu

$$m v \frac{dv}{dx} + \lambda \frac{v^2}{f(x)} + \varphi(x) + \psi(\alpha) = 0.$$

Całkowanie równania ruchu.

Zastosujmy zwykłą metodę całkowania, zakładając

$$\frac{1}{2} v^2 = u t,$$

czyli

$$v \frac{dv}{dx} = u \frac{dt}{dx} + t \frac{du}{dx},$$

wówczas równanie ruchu przyjmuje kształt

$$m(u dt + t du) + 2\lambda \frac{ut}{f(x)} dx + [\varphi(x) + \psi(\alpha)] dx = 0,$$

Biblioteka Naukowa ASG

czyli

$$u\left(mdt + 2\lambda t\frac{dx}{f(x)}\right) + mtdu + [\varphi(x) + \psi(\alpha)]\,dx = 0 \quad . \quad . \quad (a)$$

możemy wówczas zadysponować funkcją t w ten sposób, aby pierwszy nawias stał się równym zeru

$$mdt + 2\lambda t\frac{dx}{f(x)} = 0,$$

czyli

$$\frac{dt}{t} = -\frac{2\lambda}{m}\frac{dx}{f(x)}$$

mamy więc

$$t = e^{-\frac{2\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}$$

wówczas równanie (a)

$$mdu + \frac{\varphi(x) + \psi(\alpha)}{e^{-\frac{2\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}}\,dx = 0,$$

gdzie zmienne są oddzielone od siebie, mamy więc

$$mu = -\int\frac{\varphi(x) + \psi(\alpha)}{e^{-\frac{2\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}}\,dx + C\frac{t}{},$$

ale

$$u = \frac{v^2}{2t} = \frac{v^2}{2e^{-\frac{2\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}},$$

a stąd

$$v^2 = -\frac{2}{m}\,e^{-\frac{2\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}\left[\int\frac{\varphi(x) + \psi(\alpha)}{e^{-\frac{2\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}}\,dx + C\frac{t}{}\right]$$

Równanie to pozwala określić prawo ruchu dla bylejakich warunków początkowych (szybkość początkowa odrzutu, kąt podniesienia, tarcie .....), jeżeli $f(x)$ i $\varphi(x)$ są dane, t. j. jeżeli opornik został zbudowany raz na zawsze dla określonego początkowego przebiegu; wobec tego pierwsze zadanie polega na tem, aby znaleźć w jaki sposób będzie zbudowany opornik dla tego początkowego przebiegu pracy.

Zadanie to nie przedstawia trudności, ponieważ zadajemy sobie przebieg pracy opornika, inaczej mówiąc, wartość całkowitego oporu, stawianego masie odrzutowej w różnych punktach odrzutu, — R_1 bę-

dzie pewną funkcją wartości x, np. $F(x)$. Równanie ruchu będzie więc

$$mv\frac{dv}{dx} + F(x) = 0,$$

czyli

$$v^2 = v_0^2 - \frac{2}{m}\int_{x_0}^{x} F(x)\,dx;$$

skądinąd

$$R_1 = \lambda\frac{v^2}{f(x)} + \varphi(x) + \psi(\alpha) = F(x).$$

A więc w warunkach początkowych budowy opornika, wartość całkowitego wysiłku wyniesie

$$\frac{\lambda}{f(x)}\left[v_0^2 - \frac{2}{m}\int_{x_0}^{x} F(x)\,dx\right] + \varphi(x) + \psi(\alpha) = F(x).$$

Równanie to, w którem zadajemy sobie $F(x)$, pozwala na określenie jednej z dwóch funkcyj φ lub f, kiedy druga z nich jest znaną; w praktyce zadajemy sobie sawsze φ; zobaczymy poniżej, studjując poszczególne wypadki, jakim warunkom musi czynić zadość φ.

Opornik hydrauliczny bez powrotnika.

Mamy wówczas równanie ruchu:

$$mv\frac{dv}{dx} + \lambda\frac{v^2}{f(x)} + \psi(\alpha) = 0.$$

W tym wypadku, jeżeli zadamy sobie wartość oporu całkowitego dla początkowych warunków budowy opornika, $f(x)$ staje się funkcją zupełnie określoną. — Zazwyczaj w opornikach bez powrotnika dąży się do otrzymania stałej wartości wysiłku całkowitego, czyli

$$F(x) = C^t$$

$$\lambda\frac{v^2}{f(x)} + \psi(\alpha) = C^t$$

Zadajmy sobie następujące wartości zmiennych w warunkach początkowych budowy opornika:

szybkość początkowa odrzutu v_0,
kąt podniesienia α_0,
wysiłek opornika (bez tarć) F_0,
opory bierne $\psi(\alpha_0)$,
całkowity wysiłek stały $F_0 + \psi(\alpha_0) = P_0$.

Otrzymujemy wówczas równanie ruchu

$$mv\frac{dv}{dx}+P_0=0$$

czyli

$$v^2=v_0^2-\frac{2P_0}{m}x.$$

Wówczas wysiłek całkowity wyniesie

$$\lambda\frac{v_0^2-\frac{2P_0}{m}x}{f(x)}+\psi(\alpha_0)=P_0.$$

Stąd zaś

$$f(x)=\lambda\frac{v_0^2-\frac{2P_0}{m}x}{P_0-\psi(\alpha_0)}=\lambda\frac{v_0^2-\frac{2P_0}{m}x}{F_0}$$

równanie to daje wartość otworów w każdym punkcie odrzutu, czyli najważniejszą część rysunku opornika.

Jeżeli teraz początkowe dane ognia ulegną zmianie, $f(x)$ pozostaje niezmiennem. Przypuśćmy, że nowe dane będą v_1, α_1 i $\psi(\alpha_1)$; trzeba będzie w ogólnem równaniu ruchu zamienić $f(x)$ przez jej wzór i zcałkować otrzymane w ten sposób równanie. Otrzymamy więc

$$mv\frac{dv}{dx}+F_0\frac{v^2}{v_0^2-\frac{2P_0}{m}x}+\psi(\alpha_1)=0\text{*)}$$

---

*) dla zcałkowania tego równania zastosujemy ogólny wzór str. 23, zauważając że tu $\varphi(x)=0$, oraz

$$f(x)=\lambda\frac{v_0^2-\frac{2P_0}{m}x}{F_0}$$

Otrzymamy wówczas

$$e^{-2\frac{\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}=e^{-2\frac{\lambda}{m}\int\frac{F_0\,dx}{\lambda\left(v_0^2-\frac{2P_0}{m}x\right)}}=e^{\log_e\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)^{\frac{F_0}{P_0}}}=\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)^{\frac{F_0}{P_0}}$$

oraz

$$\int\frac{\varphi(x)+\psi(\alpha_1)}{e^{-2\frac{\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}}=\int\frac{\psi(\alpha_1)\,dx}{\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)^{\frac{F_0}{P_0}}}=\psi(\alpha_1)\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)^{-\frac{F_0}{P_0}+1}\cdot\frac{1}{1-\frac{F_0}{P_0}}\cdot\left(-\frac{mv_0^2}{2P_0}\right)$$

$$=-\frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)}\cdot\frac{mv_0^2}{2}\cdot\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)^{\frac{F_0}{P_0}}\quad\text{ponieważ}\quad P_0-F_0=\psi(\alpha_0)$$

Określmy teraz wysiłek opornika przy tym nowym kącie podniesienia α_1. Wysiłek ten wynosi

$$\lambda \frac{v^2}{f(x)} \qquad \text{podstawiając} \qquad f(x) = \lambda \frac{v_0^2 - \frac{2P_0}{m} x}{F_0}$$

otrzymamy wysiłek opornika =

$$F_0 \frac{v^2}{v_0^2 - \frac{2P_0}{m} x} = F_0 \left[\left\{ \frac{v_1^2}{v_0^2} - \frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} \right\} \left(1 - \frac{2P_0}{m v_0^2} x \right)^{\frac{F_0}{P_0} - 1} + \frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} \right]$$

Wzory powyższe pozwalają wyciągnąć pewne wnioski:

1° ażeby przy kącie α_1 wysiłek opornika był stały w ciągu całego odrzutu, potrzeba, aby bądź

$$\frac{F_0}{P_0} - 1 = 0, \qquad \text{czyli} \qquad \psi(\alpha_0) = 0$$

bądź

$$\frac{v_1^2}{v_0^2} - \frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} = 0.$$

W pierwszym wypadku wysiłek opornika przyjmuje kształt nieokreślony $\infty - \infty$, jeżeli wszakże przeprowadzimy całkowanie w tym poszczególnym wypadku, to

$$e^{-2\frac{\lambda}{m}\int \frac{du}{dx}} = 1 - \frac{2P_0}{m v_0^2} x$$

---

mamy więc

$$v^2 = -\frac{2}{m} \left(1 - \frac{2P_0}{m v_0^2} x \right)^{\frac{F_0}{P_0}} \left[-\frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} \cdot \frac{m v_0^2}{2} \cdot \left(1 - \frac{2P_0}{m v_0^2} x \right)^{1 - \frac{F_0}{P_0}} + K \right]$$

gdzie K oznacza wielkość stałą; dla określenia K zauważymy, że

$$\text{dla} \quad x = 0 \quad \text{mamy} \quad v = v_1$$

$$\text{stąd} \quad K = \frac{m}{2} \cdot \frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} v_0^2 - \frac{m}{2} \cdot \frac{v_1^2}{2}$$

i ostatecznie

$$v^2 = \frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} v_0^2 \left(1 - \frac{2P_0}{m v_0^2} x \right) - \frac{2}{m} \left(1 - \frac{2P_0}{m v_0^2} x \right)^{\frac{F_0}{P_0}} \cdot \frac{m}{2} \cdot \frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} \cdot v_0^2 + \frac{2}{m} \left(1 - \frac{2P_0}{m v_0^2} \right)^{\frac{F_0}{P_0}} \cdot v_1^2$$

$$v^2 = \left(v_0^2 - \frac{2P_0}{m} x \right) \left[\left\{ \frac{v_1^2}{v_0^2} - \frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} \right\} \left(1 - \frac{2P_0}{m v_0^2} x \right)^{\frac{F_0}{P_0} - 1} + \frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} \right]$$

(przyp. tłumacza).

$$\int \frac{\psi(\alpha_1)\,dx}{1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x} = \psi(\alpha_1) \times \left(-\frac{mv_0^2}{P_0}\right) \times \log_e \left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)$$

$$v^2 = -\frac{2}{m}\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)\left[-\frac{mv_0^2}{P_0}\,\psi(\alpha_1)\,\log_e\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)+K\right]$$

$$K = -\frac{mv_1^2}{2},$$

czyli

$$v^2 = \frac{v_0^2}{P_0}\left[1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right]\psi(\alpha_1)\,\log_e\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)+v_1^2\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)$$

zaś wysiłek opornika będzie w takim razie

$$P_0\frac{v^2}{v_0^2-\frac{2P_0}{m}x} = \psi(\alpha_1)\log_e\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)+P_0\frac{v_1^2}{v_0^2},$$

ażeby więc ten wysiłek był niezależny od x, trzeba aby

$$\psi(\alpha_1) = 0.$$

Odnajdujemy tu znaną właściwość oporników bez oporów biernych, a mianowicie, że zachowują one stały wysiłek bez względu na wartość szybkości początkowej; wypadek ten, rzecz prosta, praktycznie nie ma żadnego znaczenia, bo opory bierne istnieją zawsze w praktyce.

Rozpatrzmy teraz wypadek, gdy

$$\frac{v_1^2}{v_0^2}-\frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} = 0$$

w tym wypadku wysiłek opornika będzie

$$F = F_0\frac{\psi(\alpha_1)}{\alpha(\alpha_0)}$$

jest on stały przez cały czas odrzutu. Równanie szybkości będzie

$$v^2 = \left(v_0^2-\frac{2P_0}{m}x\right)\frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)}$$

mamy więc tu zawsze $v = 0$ dla $v_0^2 - \frac{2P_0}{m}x = 0$, czyli $x = \frac{mv_0^2}{2P_0}$ t. j. $f(x) = 0$.

Długość odrzutu pozostaje więc stałą; wynika stąd, że gdy opornik ma ustrój i przebieg pracy stały, zużytkowuje on zawsze całą długość drzutu, dopuszczalną przez otwory opornika.

Było to zresztą do przewidzenia: ponieważ wysiłek opornika hydraulicznego wyraża się wzorem $K\frac{v^2}{\omega^2}$, — a więc, aby wysiłek opornika był stałym aż do końca odrzutu, t. j. aby miał on wartość skończoną przy $v=0$, trzeba, aby wtedy ω było równe zeru.

2^0 Wpływ zmiany szybkości początkowej odrzutu oraz oporów biernych na długość odrzutu i na wysiłek opornika wynika z rozważań następujących.

Długość odrzutu równa się najmniejszej wartości dodatniej x, przy której v^2 staje się równem zeru; a więc odrzut ustanie zawsze przy $x=\frac{mv_0^2}{2P_0}$ co odpowiada otworowi odrzutu równym zeru, gdyż wartość ta anuluje pierwszy mnożnik; odrzut ustanie dla wartości $x<\frac{mv_0^2}{2P_0}$ jeżeli drugi mnożnik dopuszcza pierwiastek $x<\frac{mv_0^2}{2P_0}$. Skądinąd $F_0<P_0$, a więc wykładnik potęgi przy $\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)$ jest ujemny; wartość $\left(1-\frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)^{\frac{F_0}{P_0}-1}$ pozostaje dodatnią dopóty, dopóki $x<\frac{mv_0^2}{2P_0}$ oraz wzrasta i staje się nieskończenie wielką przy $x=\frac{mv_0^2}{2P_0}$. Zresztą dla $x=0$, drugi mnożnik prawej części równania szybkości sprowadza się do $\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2$ i jest dodatni; dla $x=\frac{mv_0^2}{2P_0}$ staje się on ∞ i ma ten sam znak co

$$\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2-\frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)}$$

a więc, ażeby ten drugi mnożnik anulował się przy wartości x

$$0<x<\frac{mv_0^2}{2P_0},$$

trzeba, aby

$$\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2-\frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)}<0.$$

W tym wypadku odrzut będzie mniejszy, niż był w warunkach początkowych budowy opornika i wysiłek opornika będzie równy zeru w końcu odrzutu

Jeżeli $\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2-\frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)}>0$, to wyżej wymieniony drugi mnożnik nie zmienia znaku i staje się ∞ dla $x=\frac{mv_0^2}{2P_0}$; to samo dotyczy wzoru na

wysiłek opornika; co się tyczy szybkości, to przyjmuje ona kształt $\infty \times 0$, jednakowoż ta pozorna nieokreśloność łatwo daje się usunąć, i w rzeczywistości mamy

$$v^2 = 0 \quad \text{dla} \quad x = \frac{mv_0^2}{2P_0}$$

(w rzeczy samej

$$\left(v_0^2 - \frac{2P_0}{m}x\right)\left(1 - \frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)^{\frac{F_0}{P_0}-1} = v_0^2\left(1 - \frac{2P_0}{mv_0^2}x\right)^{\frac{F_0}{P_0}} = 0 \text{ dla } x = \frac{mv_0^2}{2P_0}.\Big).$$

Można dowieść następującego twierdzenia: 1) jeżeli wysiłek całkowity na początku odrzutu ma taką wartość, że — w razie gdyby zachował on tę wartość stałą w czasie całej długości odrzutu l, dopuszczalnej przez otwory opornika, opornik wytworzyłby wysiłek większy, niż żywa siła, którą musi on pochłonąć, — to w takim razie odrzut ma długość $< l$ i wysiłek opornika zmniejsza się stopniowo, począwszy od tej wartości początkowej aż do wartości $= 0$, którą osiąga pod koniec odrzutu.

2) Jeżeli praca wyżej określona jest równą żywej sile, którą należy pochłonąć, to długość odrzutu wynosi l i wysiłek opornika jest stały.

3) Jeżeli praca ta jest mniejszą od żywej siły, którą należy pochłonąć, to długość odrzutu wynosi l, lecz wysiłek opornika staje się ∞ w końcu odrzutu.

Na początku odrzutu wysiłek całkowity opornika wynosi

$$F_0 \frac{v_1^2}{v_0^2} + \psi(\alpha_1)$$

wysiłek ten na długości odrzutu

$$l = \frac{mv_0^2}{2P_0}$$

da pracę

$$\left[F_0\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2 + \psi(\alpha_1)\right]\frac{mv_0^2}{2P_0}.$$

Jeżeli ten wysiłek jest większy niż żywa siła, którą trzeba pochłonąć, to

$$\left[F_0\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2 + \psi(\alpha_1)\right]\frac{mv_0^2}{2P_0} > \frac{1}{2}mv_1^2$$

czyli

$$F_0\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2 + \psi(\alpha_1) > P_0\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2$$

ponieważ zaś

$$P_0 - F_0 - \psi(\alpha_0)$$

więc

$$\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2 - \frac{\psi(\alpha_1)}{\psi(\alpha_0)} < 0$$

co, jak widzieliśmy uprzednio wyraża warunek, przy którym odrzut jest mniejszy niż l, a wysiłek opornika zmniejsza się.

W ten sam sposób dowieść można p. p. 2 i 3.

Zastosowanie do konkretnego przykładu: — działo 75 mm, w którem pod koniec rozprężenia gazów szybkość odrzutu wynosi 9,75 m/sek, zaś masa odrzutowa 46 (czyli ciężar około 450 kg); w warunkach początkowych budowy opornika, mamy $P_0 = 2000$ kg, w której to wartości tarcia (opory bierne) figurują jako 400 kg; mamy więc właściwy wysiłek opornika $F_0 = 2000 - 400 = 1600$ kg. W tych warunkach odrzut, kończy się po przebiegu przez przez masę odrzutową przestrzeni x danej przez wzór:

$$v^2 = v_0^2 - \frac{2P_0}{m}x = 0, \qquad \text{czyli} \qquad x = \frac{\frac{1}{2}mv_0^2}{P_0}$$

w danym razie znajdujemy

$$x = \frac{\frac{1}{2}\cdot 46 \cdot 9{,}75^2}{2000} = 1{,}093 \text{ m}$$

czyli, że w warunkach początkowych budowy opornika długość odrzutu wynosi 1,093 m.

Wymiary otworów dane są w funkcji długości odrzutu przez wzór

$$\omega^2 = f(x) = \lambda \frac{v_0^2 - \frac{2P_0}{m}x}{F_0}$$

Ponieważ wysiłek opornika jest stały, wykres odnośny wskazany jest na tablicy I*), przez linję pełną ——— przyczem prosta $y = 400$ kg przedstawia tarcia (opory bierne), zaś prosta $y = 2000$ kg przedstawia wysiłek całkowity P_0.

Odcinek prostej równoległej do osi yy' i zawartej między wyżej wymienionemi dwiema prostemi daje w każdym punkcie F_0. Jeżeli przy nowych warunkach strzału szybkość początkowa odrzutu wyniesie $v_1 = 9{,}25$ m/sek i jeżeli opory bierne będą

$$\psi(\alpha_1) = 600 \text{ kg},$$

*) Patrz tablica pod opaską.

to szybkość odrzutu oraz wysiłek opornika w każdym punkcie odrzutu będą dane przez wzory ustalone poprzednio. Wówczas wykres opornika będzie ten, który przedstawiony jest linją przerywaną (------) na Tabl. I.

Również dla $v_1 = 10{,}25$ m/sek i $\psi(\alpha_1) = 300$ kg, wykres jest określony przez linję (-·-·-·-). Linją punktowaną (·····) oznaczono wysiłek stały, który w każdym z uprzednich dwóch wypadków pozwoliłby na pochłonięcie żywej siły odrzutu przy zużytkowaniu całkowitej długości odrzutu. Powierzchnie, zawarte między linjami (------) i (-·-·-·-) a prostemi (·····) mają jednakową wartość; jak również części powierzchni niewspólne i zakreślone. Tablica I wskazuje nam, że — jeżeli nie chcemy rozwijać w oporniku (o wysiłku stałym) wysiłku rosnącego do ∞ pod koniec odrzutu, — to trzeba brać, jako początkowe dane budowy opornika, najwyższą dopuszczalną szybkość początkową odrzutu oraz najmniejszą wartość oporów biernych. Widzimy również, że długość odrzutu zmienia się w bardzo wąskich granicach: i tak przy zmianie szybkości początkowej odrzutu 0,5 m/sek (co odpowiada zmianie szybkości początkowej pocisku o około 25 m/sek) i przy zmianie oporów biernych o $33^0/_0$, długość odrzutu zmniejsza się tylko o 0,011 m. Zmiana długości odrzutu przy zmianie początkowych dat strzału byłaby zresztą tem większą, im większa jest stosunkowa wartość oporów biernych w porównaniu z całkowitym wysiłkiem.

Opornik hydrauliczny z powrotnikiem.

Widzieliśmy, że — o ile zadamy sobie prawo, według którego zmienia się wysiłek całkowity $F(x)$ w warunkach początkowych budowy opornika, to mamy równanie

$$\lambda \frac{v^2}{f(x)} + \varphi(x) + \psi(\alpha) = F(x),$$

w którem jedna z dwóch funkcyj (f lub φ) mogą być wybrane dowolnie. Zazwyczaj zadajemy sobie funkcję φ; zresztą kształt ogólny tej funkcji wynika z wybranego typu powrotnika (sprężyny lub gaz).

Niezależnie od tego, jaki wybierzemy typ powrotnika, kształt funkcji φ nie będzie jeszcze zupełnie określony; w rzeczy samej zależy ona od prężności początkowej oraz sposobu wzrostu ciśnienia, które możemy wybrać dowolnie z tym wszakże warunkiem, aby moc nagromadzona w powrotniku pod koniec odrzutu była dostateczną dla dosłania masy odrzutowej do początkowego położenia (p. Rozdział III).

Ta częściowa nieoznaczoność jest dla nas dogodną, gdyż w przeciwnym razie — gdyby funkcja $\varphi(x)$ była zupełnie określoną zarówno, jak i wysiłek opornika — to okoliczności te określiłyby niezmiennie funkcję $f(x)$, co naogół uniemożliwiłoby całkowanie równania ruchu dla wszelkich początkowych warunków ognia.

W razie jeżeli powrotnik jest sprężynowy, prężność powrotnika w każdej chwili odrzutu wyraża się wzorem

$$T_0 + cx,$$

gdzie T_0 oznacza prężność początkową. Zazwyczaj możliwem jest, dobierając w sposób odpowiedni T_0 i c, znaleźć taki kształt funkcji $f(x)$, który pozwala na całkowanie. Jeżeli T_0 dołączymy do wyrazu oporów biernych, $\varphi(x)$ przyjmie kształt $\varphi(x) = cx$.

W razie jeżeli mamy powrotnik powietrzny, bierzemy jako prawo zmiany ciśnienia w powrotniku, prawo pośrednie pomiędzy prawem Mariotte'a a prawem adjabatycznem, naprzykład

$$pv^{1,3} = C^t;$$

w takim razie ciśnienie p_1 w danej chwili związane jest z ciśnieniem początkowem p_0 wzorem

$$p_1 = p_0 \left(\frac{L}{L - \frac{S}{\sigma} x} \right)^{1,3} = p_0 \left(\frac{L}{L - \frac{1}{n} x} \right)^{1,3},$$

gdzie L oznacza długość, zajętą w powrotniku przez gaz na początku odrzutu, a $\frac{1}{n} = \frac{S}{\sigma}$ (patrz rys. 9); otrzymalibyśmy w ten sposób dla $\varphi(x)$ wyrażenie, które uniemożliwiłoby całkowanie równania ruchu, zauważyć wszakże należy, że jeżeli zamienimy funkcję p_1 przez jej rozwinięcie w szereg to otrzymamy

$$p_1 S = p_0 S + \varphi(x) = p_0 S + cx + dx^2 + \ldots\ldots$$

$$\varphi(x) = cx + dx^2 + \ldots\ldots$$

jeżeli ograniczymy się do pierwszego wyrazu wskazanego szeregu, to otrzymamy ten sam kształt, co w powrotniku sprężynowym; to ograniczenie się do pierwszego wyrazu jest równoznaczne z zamianą krzywej $p_1 S$ przez prostą; gdybyśmy się ograniczyli do dwóch wyrazów, to krzywa ta przekształciłaby się w parabolę drugiego stopnia, której przebieg zlewa się zresztą prawie zupełnie z przebiegiem krzywej rzeczywistej.

Zbadamy z początku wypadek, w którym $\varphi(x) = cx$ i który daje nam rozwiązanie zarówno dla powrotnika sprężynowego, — jako też w pierwszem przybliżeniu — dla powrotnika powietrznego. Zobaczymy, że przyjmując jako prawo zmiany całkowitego wysiłku, prawo linijne analogiczne do tego, które przedstawia prosta stateczności, — możemy wziąć jako prawo zmiany przekroju otworów $f(x)$ funkcję kształtu $(a - bx)$, podobnie jak przy oporniku o wysiłku stałym bez powrotnika; ten kształt funkcji

$$f(x) = a - bx$$

pozwala na zcałkowanie równania ruchu; wreszcie zdamy sobie sprawę, że spółczynnik b jest bardzo mały, wobec czego można otrzymać prawie ten sam rezultat przyjmując $b = 0$, czyli $f(x) = a$, t. j. biorąc otwór o przekroju stałym, co jest bardzo korzystne pod każdym względem.

Jeżeli przyjmiemy $\varphi(x) = cx$, wówczas otrzymujemy równanie ruchu:

$$mv\frac{dv}{dx} + \lambda\frac{v^2}{f(x)} + cx + \psi(\alpha) = 0;$$

jeżeli chcemy, aby całkowity wysiłek $F(x)$ w warunkach początkowych budowy opornika zmniejszał się stosownie do prawa, przedstawionego przez prostą stateczności, — w takim razie równanie tego wysiłku będzie

$$F(x) = p + qx$$

równanie zaś ruchu w warunkach początkowych budowy opornika będzie

$$mv\frac{dv}{dx} = -p - qx$$

czyli

$$v^2 = v_0^2 - \frac{2p}{m}x - \frac{q}{m}x^2$$

wysiłek całkowity opornika wyrazi się przez

$$\lambda\frac{v_0^2 - \frac{2p}{m}x - \frac{q}{m}x^2}{f(x)} + cx + \psi(\alpha_0) = p + qx,$$

stąd zaś równanie zmiany przekroju otworów

$$\omega^2 = f(x) = \lambda\frac{v_0^2 - \frac{2p}{m}x - \frac{q}{m}x^2}{(q-c)x + p - \psi(\alpha_0)}$$

Biblioteka Akademii Sztuk Pięknych Centralnego

Podstawiając to wyrażenie do równania ruchu, będziemy mieli ogólną formę równania ruchu masy odrzutowej w jakichkolwiek warunkach strzału, innych, niż warunki początkowe budowy oporopowrotnika

$$mv\frac{dv}{dx}+\lambda\frac{v^2}{\lambda\left(\frac{v_0^2-\frac{2p}{m}x-\frac{q}{m}x^2}{(q-c)x+p-\psi(\alpha_0)}\right)}+cx+\psi(\alpha)=0,$$

czyli

$$mv\frac{dv}{dx}+v^2\frac{(q-c)x+p-\psi(\alpha_0)}{v_0^2-\frac{2p}{m}x-\frac{q}{m}x^2}+cx+\psi(\alpha)=0;$$

równanie to w tym kształcie nie daje możności całkowania, ale całkowanie staje się możliwem, o ile zamienimy $f(x)$ przez wyrażenie wzoru $\lambda(a-bx)$ w założeniu

$$\frac{v_0^2-\frac{2p}{m}x-\frac{q}{m}x^2}{(q-c)x+p-\psi(\alpha_0)}\equiv a-bx.$$

Powyższa tożsamość prowadzi do trzech równań następujących (przez porównanie spółczynników przy x^1, x^2 i x^0):

$$\frac{q}{m}=b(q-c)$$

$$\frac{2p}{m}=b[p-\psi(\alpha_0)]-a(q-c)$$

$$v_0^2=a[p-\psi(\alpha_0)],$$

którym to trzem równaniom możemy zawsze zadośćuczynić, wybierając w odpowiedni sposób wartości a, b, c i $\psi(\alpha_0)$ (w tym ostatnim wyrazie zawarta jest prężność początkowa powrotnika) — przyczem jedna z tych czterech wartości jest dowolną.

Wówczas równanie ruchu otrzymuje kształt

$$mv\frac{dv}{dx}+\frac{v^2}{a-bx}+cx+\psi(\alpha)=0\text{*)}$$

---

*) Dla rozwiązania tego równania różniczkowego zastosujemy wzór ogólny (str. 23); w danym wypadku mamy

$$\frac{\lambda}{f(x)}=\frac{1}{a-bx}\quad\text{oraz}\quad\varphi(x)=cx$$

zaś wysiłek opornika

$$\lambda \frac{v^2}{f(x)} = \frac{v^2}{a-bx} = \left[\frac{v_1^2}{a} - \frac{cam}{(bm-1)(bm-2)}\right] -$$

a więc

$$e^{-2\frac{\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}} = e^{-\frac{2}{m}\int\frac{dx}{a-bx}} = e^{\log_e\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{\frac{2}{mb}}} = \left(1-\frac{b}{a}x\right)^{\frac{2}{bm}}$$

oraz

$$\int \frac{\varphi(x)+\psi(\alpha)}{e^{-2\frac{\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}}\,dx = \int [cx+\psi(\alpha)]\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{-\frac{2}{bm}} dx$$

zastosujmy wzór $\int uv' = uv - \int vu'$, przyjmując $\begin{cases} u = cx+\psi(\alpha) \\ v' = \left(1-\frac{b}{a}x\right)^{-\frac{2}{bm}} \end{cases}$

otrzymamy $\int [cx+\psi(\alpha)]\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{-\frac{2}{bm}} dx =$

$$= -[cx+\psi(\alpha)]\cdot\frac{a}{b}\cdot\frac{\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{1-\frac{2}{bm}}}{1-\frac{2}{bm}} + \frac{ca}{b-\frac{2}{m}}\cdot\frac{\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{2-\frac{2}{bm}}}{2-\frac{2}{bm}}\cdot\left(-\frac{a}{b}\right)$$

otrzymujemy więc

$$v^2 = -\frac{2}{m}\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{\frac{2}{bm}}\left\{-\frac{a[cx+\psi(\alpha)]}{b-\frac{2}{m}}\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{1-\frac{2}{bm}} - \right.$$

$$\left. - \frac{ca^2}{\left(b-\frac{2}{m}\right)}\cdot\frac{\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{2-\frac{2}{bm}}}{\left(2b-\frac{2}{m}\right)} + k\right\}$$

dla $x=0$ mamy $v=v_1$; stąd

$$K = -\frac{mv_1^2}{2} + \frac{a\psi(\alpha)}{b-\frac{2}{m}} + \frac{ca^2}{\left(b-\frac{2}{m}\right)\left(2b-\frac{2}{m}\right)}$$

i wreszcie

$$v^2 = (a-bx)\left\{\left[\frac{v_1^2}{a} - \frac{cam}{(bm-1)(bm-2)} - \frac{2\psi(\alpha)}{(bm-2)}\right]\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{1-\frac{2}{bm}} + \right.$$

$$\left. + 2\frac{cx+\psi(\alpha)}{bm-2} + \frac{cam}{(bm-1)(bm-2)}\left(1-\frac{b}{a}x\right)\right\}$$

(przyp. tłumacza).

$$-\frac{2\psi(\alpha)}{bm-2}\Bigg]\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{\frac{2}{bm}-1}+2\frac{cx+\psi(\alpha)}{bm-2}+\frac{cam\left(1-\frac{b}{a}x\right)}{(bm-1)(bm-2)}$$

nazwijmy

$$\beta=-\frac{2\psi(\alpha)\,(bm-1)+cam}{(bm-1)\,(bm-2)} \qquad \text{i} \quad \gamma=-\frac{c}{bm-1}$$

otrzymamy

$$\frac{v^2}{a-bx}=\left(\frac{v_1^2}{a}+\beta\right)\left(1-\frac{b}{a}x\right)^{\frac{2}{bm}-1}-(\beta+\gamma x)$$

wzory te na pierwszy rzut oka wydają się dość skomplikowane, — zobaczymy wszakże, że stosowanie ich do konkretnego przykładu jest względnie łatwe.

Zastosowanie do konkretnego przykładu. — Działo 75 mm z opornikiem hydraulicznym i powrotnikiem, przyczem funkcja $\varphi(x)$ sprowadzona jest do pierwszego jej wyrazu cx; chcemy zbudować opornik działający w taki sposób, aby przy pewnych warunkach początkowych $[v_0, \alpha_0, \psi(\alpha_0)]$ wysiłek całkowity przeciwstawiony masie odrzutowej zmniejszał się w czasie odrzutu stosownie do prawa linijnego, pozostając stale poniżej prostej stateczności; będzie to oczywiście bardzo korzystnem ponieważ wysiłek opornika będzie mógł być dużym na początku odrzutu, t. j. w chwili, gdy stateczność jest zazwyczaj zapewnioną, — i mały pod koniec odrzutu.

Całkowity wysiłek *) będzie tu

$$F(x)=\lambda\frac{v^2}{f(x)}+cx+\psi(\alpha_0),$$

gdzie

$$\psi(\alpha_0)=p_0 S+f_1\frac{S}{\sigma}+f+\Sigma r-P_r\sin\alpha$$

Przypuśćmy, iż idzie nam o otrzymanie stateczności przy kącie podniesienia $\alpha=0^0$, w takim razie równanie prostej stateczności będzie

$$y=\frac{P_t l_0-P_r x}{H}$$

trzeba więc mieć

$$F(x)<\frac{P_t l_0-P_r x}{H}$$

---

*) Gdybyśmy mieli powrotnik sprężynowy zamiast powietrznego, trzebaby wziąć $p_0 S=T_0$ oraz $\frac{S}{\sigma}=1$.

weźmiemy np.

$$F(x) = 0{,}9\frac{P_t l_0 - P_r x}{H} = p + q x$$

przypuśćmy, iż

$$P_r = 450 \text{ kg}; \quad P_t = 1140 \text{ kg}; \quad l_0 = 2{,}2 \text{ m}; \quad \frac{P_r}{g} = m = 46; \quad H = 1 \text{ m}$$

w takim razie

$$F(x) = \frac{0{,}9 \times 1140 \times 2{,}2 - 0{,}9 \times 450 \times x}{1} = 2250 - 405\,x = p + q\,x$$

przyjmując, że najwyższa szybkość odrzutu osiągnięta jest przez masę odrzutową po przebiegu 0,1 m i biorąc ten punkt za początek ruchu, mamy

$$p = 2250 - 405 \times 0{,}1 = 2210 \qquad \text{i} \qquad q = -405$$

założymy

$$\frac{v_0^2 - \frac{2p}{m}x - \frac{q}{m}x^2}{(q-c)x + p - \psi(\alpha_0)} \equiv a - bx$$

otrzymamy w ten sposób 3 równania z 4 zmiennemi, z których jedna może być przyjętą dowolnie; jako taką weźmiemy $\psi(\alpha_0)$, do którego wchodzi początkowa prężność powrotnika, którą możemy wybrać dowolnie, pod warunkiem wszakże, aby rekuperacja była dostateczną.

Dla oporów, ujętych w sumie wyrazów $\left(f_1 \frac{S}{\sigma} + f + \Sigma r - P_r \sin\alpha\right)$, przyjmiemy wartość 400 kg, zaś dla prężności powrotnika w punkcie wziętym jako początek ruchu — 850 kg*); wreszcie przyjmiemy $v_0 = 9{,}62$ m/sek**).

Mamy więc

$$\frac{q}{m} = b(q - c), \quad \text{czyli} \quad \frac{405}{46} = b(405 + c)$$

$$\frac{2p}{m} = b[p - \psi(\alpha_0)] - a(q - c), \quad \text{czyli} \quad \frac{4420}{46} = b(2210 - 400 - 850) - a(405 + c)$$

$$v_0^2 = a[p - \psi(\alpha_0), \qquad \text{czyli} \qquad 9{,}62^2 = a(2210 - 400 - 850)$$

---

*) Ta prężność odpowiada prężności początkowej powrotnika, równej 800 kg gdyż, jak zobaczymy w dalszym ciągu rachunku, $c = 500$.

**) W rozdziale o okresie działania gazów (część III) zdamy sobie sprawę z tego, dlaczego przyjmujemy tu $v_0 = 9{,}62$ m/sek.

ten system 3 równań daje:

$$a = 0{,}0964, \quad b_1 = 0{,}0097, \quad b_2 = 0{,}09, \quad c_1 = 500, \quad c_2 = -30{,}5;$$

b_2 odrzucamy, gdyż daje ono $c_2 < 0$, tymczasem c musi być > 0, więc ostatecznie

$$a = 0{,}0964, \quad b = 0{,}0097, \quad c = 500.$$

W warunkach początkowych budowy opornika, szybkość odrzutu oraz całkowity wysiłek oporopowrotnika będą:

$$v^2 = v_0^2 - \frac{2p}{m}x - \frac{q}{m}x^2 = 92{,}6 - \frac{4420}{46}x + \frac{405}{46}x^2$$

i

$$F(x) = p + qx = 2210 - 405x$$

we wszystkich zaś innych wypadkach będą określone przez równania (str. 34 — 36), podstawiając odnośne wartości na miejsce v_1, $\psi(a_1)$, a, b, c....

I tak, w wypadku gdy $v_1 = 10{,}25$ m/sek, $\psi(\alpha_1) = 1350$ kg *), szybkość i wysiłek całkowity dane są przez równania:

$$v^2 = (0{,}0964 - 0{,}0097x)[263(1 - 0{,}101x)^{3{,}48} + 827 - 900x]$$

i

$$\frac{v^2}{a - bx} = 263(1 - 0{,}101x)^{3{,}48} + 827 - 900x.$$

Szybkość będzie równa zeru dla najmniejszej wartości x, która anuluje wartości [ ], (czyli 1,11 m pierwszy wyraz, czyli 0,0964 — 0,0097x staje się równym zeru dla $x = 10$ m, t. j. dla przebiegu niedopuszczalnego ze względu na budowę sprzętu).

Tablica II**) daje wykres opornika dla $v_0 = 9{,}62$ m i $\psi(\alpha_0) = 1250$ (linja ciągła ———) w warunkach początkowych budowy oporopowrotnika; linja (------) stanowi wykres dla $v_1 = 10{,}25$ i $\psi(\alpha_1) = 1350$, linja (·-·-·-·-·) stanowi wykres dla $v_1 = 10{,}25$ i $\psi(\alpha_1) = 1150$.

Prosta, oznaczona wyrazami „prosta stateczności" ma równanie

$$y = \frac{P_t l_0 - P_r x}{H}$$

jest ona narysowaną od punktu, stanowiącego początek odrzutu, podczas gdy wykres narysowany jest dopiero od punktu, odpowiadającego

*) Z powodu powiększenia oporów biernych, wynikających ze zmiany, dajmy na to, kąta podniesienia.

**) Patrz tablica p d opaską.

końcowi rozprężenia gazów; to samo stosuje się do wszystkich dalszych wykresów.

Tablica III*) daje wykres opornika dla $v_0 = 9{,}62$ i $\psi(\alpha_0) = 1250$ (linja ————), linja (------) dla $v_1 = 9{,}25$ i $\psi(\alpha_1) = 1350$ kg, zaś linja (·····) dla $v_1 = 9{,}25$ i $\psi(\alpha_1) = 1150$ kg.

Uwagi. — Prosta stateczności została narysowana tylko dla $\alpha = 0^0$; dla kątów podniesienia dodatnich H zmniejsza się i prosta stateczności oddala się od osi xx' w kierunku $y > 0$, wobec czego stateczność jest tem bardziej zapewniona. Dla kątów ujemnych H wzrasta, wobec czego prosta stateczności zbliża się do osi xx' i może zajść chwila, że stateczność przestanie być zapewnioną. Jednakowoż trzeba zauważyć, że dla osiągnięcia możności strzelania pod kątem ujemnym, trzeba aby teren przed działem miał pochyłość większą od kąta podniesienia; działo nie może więc w tych warunkach znaleźć ukrycia w terenie i może być tylko sztucznie maskowane, wobec czego nic nie staje na przeszkodzie, aby postawić je na samym stoku, a wtedy H znów otrzymuje tę samą wartość, co dla $\alpha \geqslant 0$ i stateczność będzie zapewniona.

Krzywa oporu całkowitego, która w warunkach początkowych budowy opornika jest linją prostą, — ma również przy zmianie warunków początkowych kształt bardzo zbliżony do linji prostej, a to z powodu, iż dwumian $(1 - 0{,}101\,x)^{3{,}48}$ zmienia się bardzo nieznacznie i może być zastąpiony przez dwa pierwsze wyrazy rozwinięcia w odnośny szereg.

W omówionych powyżej warunkach, które stanowią prawie że granicę warunków użycia działa rozpatrywanego typu, — krzywa całkowitego oporu pozostaje stale poniżej linji stateczności; i tak przy zwiększeniu szybkości początkowej odrzutu o 0,63 m, co odpowiada zwiększeniu szybkości początkowej pocisku o 30 m/sek, — i dla zwiększenia oporów biernych (bez powrotnika) z 400 kg do 500 kg, t. j. o $25^0/_0$, — stateczność pozostaje nadal zapewnioną, wynika stąd, że przyjęty spółczynnik bezpieczeństwa 0,9 we wzorze

$$F(x) = 0{,}9\,\frac{P_t\,l_0 - P_r\,x}{H}$$

jest wystarczający.

Widzimy z wykresów, że warunki najbardziej niekorzystne dla stateczności są to duża szybkość początkowa i duże opory bierne. Prócz tego temperatura wpływa na lepkość płynu w oporniku, jak zobaczy-

*) Patrz tablica pod opaską.

my w dalszym ciągu niniejszego kursu; również w razie powrotnika powietrznego temperatura wpływa na jego prężność. Z punktu widzenia stateczności, nizka temperatura jest niedogodną ze względu na zwiększenie lepkości płynu, — zaś wzrost temperatury — ze względu na prężność gazu w powrotniku; opracowując projekt działa, trzeba zawsze upewnić się, że stateczność pozostaje zapewnioną we wszystkich tych wypadkach.

Największa długość odrzutu odpowiada największej szybkości początkowej i najmniejszej wartości oporów biernych; prócz tego podwyższona temperatura zwiększa płynność oleju i zwiększa przez to długość odrzutu (patrz cz. III); trzeba więc również upewnić się, iż w warunkach najbardziej niedogodnych, długość odrzutu nie przekracza granicy dopuszczalnej ze względu na budowę działa, aby uniknąć uderzeń.

Długość odrzutu w dziale z oporopowrotnikiem zmienia się w granicach bardziej szerokich, niż w dziale ze zwykłym opornikiem hydraulicznym; tłumaczy się to tem, że w wysiłku całkowitym rola, którą odgrywają ilościowo opory, nie będące funkcją szybkości, jest o wiele bardziej znaczną.

W rozpatrzonym wypadku długość odrzutu — od chwili końca rozprężenia się gazów do końca odrzutu — zmienia się w granicach od 0,965 m do 1,21 m; wartości te musiałyby więc być przyjęte, jako wartości graniczne w rozpatrywanem dziale. Zmiana szybkości odrzutu o 1 m/sek odpowiada w przybliżeniu zmianie szybkości początkowej pocisku o 50 m; zmiana oporów biernych o 200 kg odpowiada zmianie kąta o $27^0 30'$.

Wreszcie można z łatwością sprawdzić, iż w każdym z rozpatrzonych wypadków powierzchnia, ograniczona przez linję całkowitego wysiłku, jest równa żywej sile w punkcie, wziętym jako początek ruchu (koniec rozprężenia się gazów).

Obliczenie przekroju otworów. — Poprzednie obliczenia dały nam a i b; musimy teraz przejść do przekrojów otworów opornika przy zastosowaniu wzoru:

$$\omega^2 = f(x) = \lambda(a - bx)$$

gdzie

$$\lambda = \frac{\delta S^3}{20 g K^2}, \qquad \text{a więc} \qquad \omega^2 = \frac{\delta S^3}{20 g K^2}(a - bx);$$

w tym ostatnim wzorze wszystkie spółczynniki są wiadome, oprócz S (pożyteczna powierzchnia tłoka opornika). Określimy S w ten sposób, aby ciśnienie w cylindrze opornika nie przekroczyło ustalonej granicy

(150 — 250 kg : cm²) przy najwyższej wartości całkowitego wysiłku opornika.

Musimy tu rozpatrzeć dwa wypadki w zależności od tego, czy powrotnik jest niezależny, czy zależny. W pierwszym wypadku ciśnienie, rozwinięte w cylindrze opornika, wynika jedynie z wypływu płynu; w takim razie całkowity wysiłek, działający na tłok opornika, wynosi:

$$\frac{\delta S^3}{20 g K^2} \cdot \frac{v^2}{\omega^2}, \qquad \text{czyli} \qquad \frac{v^2}{a - bx}$$

na wykresach zaś jest on przedstawiony przez odcinek rzędnej zawarty między krzywą „tarcia i powrotnik", a krzywą „wysiłek całkowity"; na wykresach tablicy II wysiłek ten w najbardziej niedogodnym wypadku wynosi około 1100 kg; jeżeli więc przyjmiemy

$$S = 8 \text{ cm}^2,$$

to ciśnienie w cylindrze wyniesie około

$$\frac{1100}{8} = 137 \text{ kg : cm}^2.$$

W drugim wypadku, ciśnienie rozwinięte w cylindrze opornika, równa się ciśnieniu oleju w cylindrze powrotnika, powiększonemu o ciśnienie, pochodzące z przepływu płynu z jednego cylindra do drugiego. Ciśnienie całkowite, działające na tłok opornika, jest, jak widzieliśmy uprzednio (str. 21)

$$PS = \left[p_1 S + f_1 \frac{S}{\sigma} + \mu \left(\frac{S}{\sigma} \right)^2 v \frac{dv}{dx} \right] + \frac{\delta S^3}{20 g K^2} \cdot \frac{v^2}{\omega^2}$$

przyczem wyraz w [ ] równa się $p_2 S$, gdzie p_2 wynosi ciśnienie jednostkowe wywierane na przeponę przez płyn.

Na początku ruchu t. j. wtedy, gdy wysiłek całkowity jest największy, mamy więc

$$P_0 S = p_0 S + f_1 \frac{S}{\sigma} + \cdots\cdots$$

gdzie p_0 oznacza ciśnienie początkowe gazu w powrotniku; uprzednio już przyjęliśmy $p_0 S = 850$ kg; wyraz $f_1 \frac{S}{\sigma}$ może być przyjęty jako równy około 100 kg (zobaczymy w załączniku I, w jaki sposób w praktyce określamy wartość tarć), wyraz μ może być odrzucony, jako bardzo mały; $\frac{\delta S^3}{20 g K^2} \cdot \frac{v^2}{\omega^2}$ ma wartość równą odcinkowi rzędnej

wykresu II; zawartemu między krzywą „tarcia i powrotnik", a krzywą „wysiłek całkowity" t. j. około 1100 kg; sumując otrzymujemy:

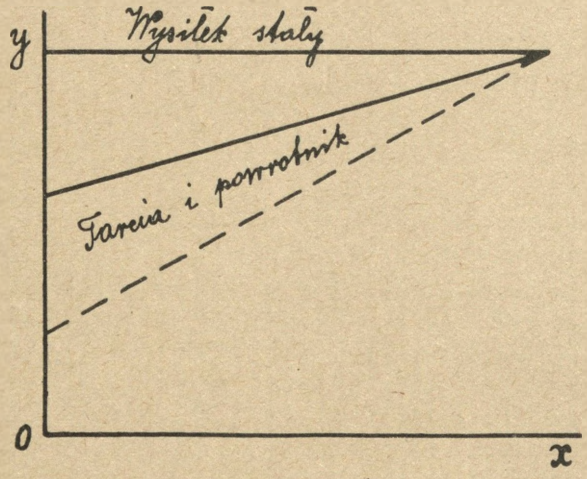
$$PS = 850 + 100 + 1100 = 2050 \text{ kg}$$

przyjmując $S = 8$ cm², otrzymamy

$$P = \frac{2050}{8} = 256 \text{ kg} : \text{cm}^2$$

t. j. wartość bardzo zbliżoną do górnej granicy wartości dopuszczalnych (150 — 250 kg : cm²).

Widzimy, ze ciśnienie jednostkowe w cylindrze opornika jest o wiele większe w oporopowrotniku o organach uzależnionych od



Rys. 10.

siebie, niż w opornikach niezależnych, co zresztą było do przewidzenia a priori.

Wypadek, gdy $q = 0$. Ponieważ wzory, wyprowadzone w założeniu, iż wysiłek całkowity zmienia się według prawa $(p + qx)$, są wzorami zupełnie ogólnemi, — wzory te stosują i w tym razie, gdy $q = 0$, t. j. wtedy, gdy wysiłek całkowity jest stały w warunkach początkowych budowy oporopowrotnika.

W takim razie

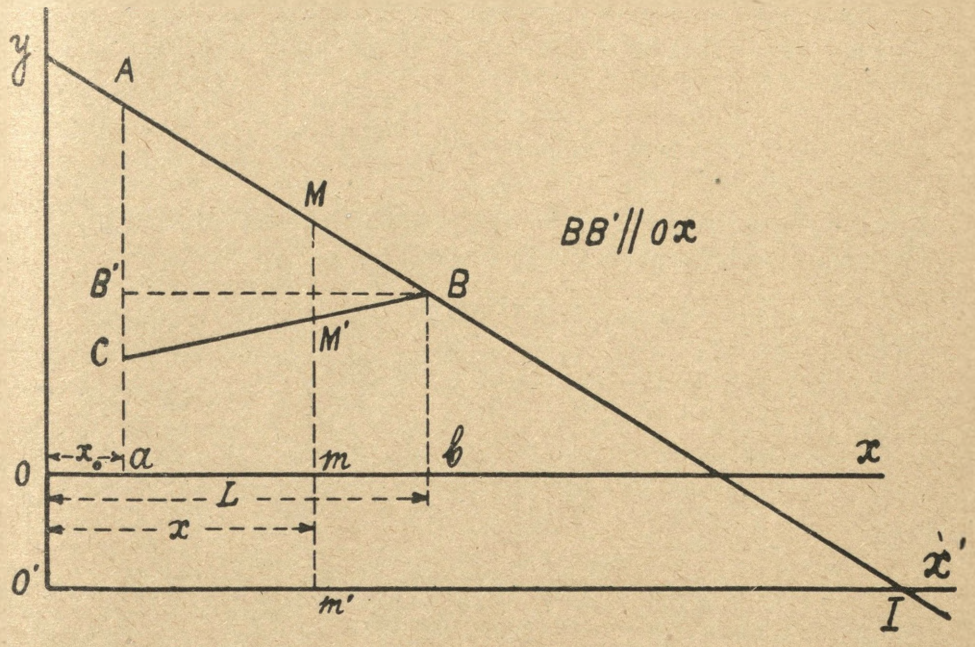
$$f(x) = \lambda \frac{v_0^2 - \frac{2p}{m}x - \frac{q}{m}x^2}{(q - c)x + p - \psi(\alpha)} \equiv \lambda(a - bx)$$

i jeżeli $q = 0$

$$a - bx \equiv \frac{v_0^2 - \frac{2p}{m}x}{p - \psi(\alpha) - cx}$$

stąd zaś $bc = 0$, czyli $b = 0$, stąd zaś wniosek, że w takim razie $f(x) = \lambda a$ czyli przekrój otworu będzie stały.

Wykres opornika w takim razie w warunkach początkowych budowy oporopowrotnika będzie miał kształt wskazany na rys. 10, t. j. bądź duża początkowa rekuperacja i mały spółczynnik c, bądź też odwrotnie — mała rekuperacja i duża wartość spółczynnika c.



Rys. 11.

W warunkach strzału innych, niż warunki początkowe budowy oporopowrotnika, wykres mógłby być ustalony w ten sam sposób, jak uprzednio. Dla $b = 0$ wzory str. (34 — 36) przyjmują kształt pozornie nieokreślony [gdyż wykładnik potęgi $\frac{2}{bm} - 1$ staje się ∞, a więc otrzymujemy kształt $(1 + 0)^{\infty}$], wszakże ta pozorna nieokreśloność może być usunięta; zresztą wypadek ten, jako dotyczący opornika o stałym przekroju otworów, będzie szczegółowo rozpatrzony poniżej.

Pułkownik Emery dowiódł *geometrycznie*, że przekrój otworów opornika będzie stałym, kiedy wysiłek całkowity jest stały i gdy właściwy wysiłek opornika jest równym zeru w końcu odrzutu.

Podajemy poniżej to dowodzenie. Na rys. 11 prosta AB przedstawia wysiłek całkowity i $Ob = L$ przedstawia długość odrzutu. Wypadkowa naprężenia powrotnika oraz oporów biernych przedstawiona jest przez prostą CB, tak, iż dla odrzutu $Om = x$ wysiłek właściwy opornika jest równy MM'; dla odrzutu L ten wysiłek równa się zeru w myśl założenia.

Mamy więc

$$MM' = \frac{\delta S^3}{20\,g K^2} \cdot \frac{v^2}{f(x)}$$

Skądinąd powierzchnia trapezu $MBbm$ równa się reszcie żywej siły masy odrzutowej, która pozostaje do pochłonięcia w danym punkcie odrzutu.

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{P_r}{g} v^2 = \text{pow. } (MBbm) = mb \times \frac{Mm + Bb}{2} = mb \cdot \frac{Mm'}{2}$$

przy założeniu, że punkt m' położony jest na prostej równoległej do Ox i przechodzącej przez punkt O' taki, że

$$OO' = Bb$$

stąd

$$v^2 = \frac{mb \cdot Mm'}{2} \times \frac{2g}{P_r} = \frac{mb \cdot Mm' \times g}{P_r}$$

mamy wiec

$$MM' = \frac{\delta S^3}{20\,g K^2} \cdot \frac{mb \cdot Mm' \cdot g}{P_r} \cdot \frac{1}{f(x)}$$

czyli

$$f(x) = \frac{\delta S^3}{20 K^2} \cdot \frac{mb \cdot Mm'}{MM'} \cdot \frac{1}{P_r} = \frac{\delta S^3}{20 K^2 P_r} \cdot \frac{ab}{AC} \cdot Mm';$$

ponieważ zaś

$$\frac{Mm'}{Im'} = \frac{AB'}{B'B} = \frac{Aa - Bb}{ab} \quad \text{t. j.} \quad Mm' = \frac{Aa - Bb}{ab} \cdot Im',$$

mamy $$f(x) = \frac{\delta S^3}{20 K^2 P_r} \cdot \frac{Aa - Bb}{AC} \cdot Im',$$

nazwijmy stałą wartość

$$\frac{\delta S^3}{20 K^2 P_r} \cdot \frac{Aa - Bb}{AC} = \lambda$$

w takim razie $$f(x) = \lambda \cdot I\,m'$$

Jeżeli otwór opornika ma kształt prostokąta o stałej podstawie h i o zmiennej wysokości y — to mamy

$$\omega = hy$$

a więc

$$\omega^2 = f(x) = h^2 y^2 = \lambda \cdot \mathrm{I}\, m'$$

czyli

$$y^2 = \frac{\lambda}{h^2} \cdot \mathrm{I}\, m'$$

wynika stąd, że wierzchołki wysokości otworu znajdują się na paraboli, mającej oś $\mathrm{I}\, O'$ i wierzchołek I.

Kiedy zaś prosta AB staje się równoległą do Ox, t. j. kiedy wysiłek całkowity jest stały, to wierzchołek paraboli I oddala się w nieskończoność i łuk paraboli staje się prostą równoległą do $O'x'$, wobec czego wysokość otworu, a zatem i przekrój jego będą miały wartość stałą.

Wypadek ten jest bardzo interesującym, ponieważ otwór o przekroju stałym jest o wiele łatwiejszym do realizacji w praktyce, aniżeli otwór o przekroju zmiennym. (W r. 1909 Mjr. Regnault dał odnośne rozwiązanie oparte na rozważaniach teoretycznych, analogicznych do wyżej wymienionego).

Wreszcie możemy mieć zadanie zbudowania opornika z powrotnikiem i o wysiłku stałym, w którym rekuperacja i spółczynnik c mają równocześnie małe wartości. Ponieważ ten wysiłek całkowity określony jest przez wartość żywej siły, którą musimy pochłonąć i przez długośc odrzutu, — będzie on zazwyczaj większy, aniżeli wysiłek powrotnika w końcu odrzutu; właściwy wysiłek opornika nie będzie więc mógł być równy zeru w końcu odrzutu, — i trzeba więc będzie, aby otwory miały przekrój rowny zeru (ażeby $\lambda \frac{v^2}{f(x)} \neq 0$ przy $v = 0$, trzeba, aby $f(x) = 0$). Wykres takiego opornika byłby analogiczny do wykresu opornika o wysiłku stałym i bez powrotnika; zresztą ten wypadek w praktyce nie jest interesujący, wobec czego nie będziemy go studjowali w szczegółach.

Hydropneumatyczny oporopowrotnik o stałym przekroju otworów.

Studjum oporopowrotnika, w teorji którego ograniczyliśmy się do pierwszego wyrazu rozwinięcia w szereg funkcji $\varphi(x)$ i przyjęliśmy założenie zmniejszania się wysiłku całkowitego stosownie do rzędnych

prostej stateczności, — doprowadziło nas do przyjęcia dla otworów prawa kształtu $\lambda (a - bx)$ w którym to wzorze spółczynnik b jest bardzo mały, tak, iż otwory zmieniają się bardzo mało w ciągu całego trwania odrzutu. Jest więc rzeczą logiczną zadać sobie pytanie, czy nie byłoby możliwem otrzymać z opornikiem o otworze stałym tego samego rezultatu, co poprzednio przy otworze o przekroju zmiennym.

Zbadamy to zadanie, wprowadzając do wzorów wyraz, zawierający x^2 w rozwinięciu w szereg funkcji $\varphi (x)$; zadanie to może więc być uważane za zadanie zbadania działania oporopowrotnika hydropneumatycznego o stałym przekroju otworów przy wyrażeniu oporu powrotnika w przybliżeniu do drugiego stopnia.

Jeżeli więc założymy

$$b = 0 \quad \text{i} \quad \varphi (x) = cx + dx^2$$

równanie ruchu przyjmie kształt

$$mv \frac{dv}{dx} + \frac{v^2}{a} + cx + dx^2 + \psi (\alpha) = 0$$

dla zcałkowania zastosujmy wzór str. (35 — 36). Mamy tu

$$f (x) = \lambda a \quad \text{i} \quad \varphi (x) = cx + dx^2$$

otrzymamy więc

$$e^{-2 \frac{\lambda}{m} \int \frac{dx}{f(x)}} = e^{-\frac{2x}{ma}}$$

$$v^2 = a \left\{ \left[\frac{v_1^2}{a} + \psi (\alpha) - \frac{cam}{2} + \frac{da^2 m^2}{2} \right] e^{-\frac{2}{am} x} - \psi (\alpha) + \frac{cam}{2} - \right.$$

$$\left. - \frac{da^2 m^2}{2} - (c - dam) x - dx^2 \right\}^{*)}$$

---

*) W rzeczy samej

$$\int \frac{\varphi (x) + \psi (\alpha)}{e^{-\frac{2\lambda}{m} \int \frac{dx}{f(x)}}} dx = \int e^{\frac{2x}{ma}} [cx + dx^2 + \psi (\alpha)] dx$$

$$= \frac{ma}{2} e^{\frac{2x}{ma}} [cx + dx^2 + \psi (\alpha)] - \int \frac{ma}{2} e^{\frac{2x}{ma}} (c + 2dx) dx$$

$$= \frac{ma}{2} e^{\frac{2x}{ma}} [cx + dx^2 + \psi (\alpha)] - \frac{ma}{2} \left\{ \frac{ma}{2} e^{\frac{2x}{ma}} (c + 2dx) - \int \frac{ma}{2} e^{\frac{2x}{ma}} \cdot 2d \cdot dx \right\}$$

zaś wysiłek opornika hydraulicznego $\frac{v^2}{a}$, przy oznaczeniu

$$\beta = \frac{2\,\psi(\alpha) - cam + da^2 m^2}{2} \qquad \text{i} \qquad \gamma = c - dam$$

wyrazi się wzorem

$$\frac{v^2}{a} = \left(\frac{v_1^2}{a} + \beta\right) e^{-\frac{2x}{am}} - (\beta + \gamma x + dx^2).$$

Zastosowanie do konkretnego przykładu. Mamy tu do określenia wartości a, c, d oraz $\psi(\alpha)$; dla określenia ich postąpimy tu cokolwiek inaczej, aniżeli w przykładzie poprzednim.

W rzeczy samej, tu wysiłek całkowity oporopowrotnika w warunkach początkowych jego budowy będzie już nie linją prostą, lecz pewną krzywą, wobec czego nie mamy możności przyjęcia dla tego wysiłku zmian analogicznych do tych, które daje prosta stateczności.

$$= \frac{ma}{2} e^{\frac{2x}{ma}} [cx + dx^2 + \psi(\alpha)] - \frac{ma}{2}\left\{\frac{ma}{2} e^{\frac{2x}{ma}} (c + 2dx) - mad \cdot \frac{ma}{2} e^{\frac{2x}{ma}} + K\right\}$$

czyli

$$v^2 = -\frac{2}{m} e^{-\frac{2x}{ma}} \times \frac{ma}{2}\left\{e^{\frac{2x}{ma}} [cx + dx^2 + \psi(\alpha)] - \frac{ma}{2} e^{\frac{2x}{ma}} (c + 2dx) + \right.$$

$$\left. + \frac{m^2 a^2 d}{2} e^{\frac{2x}{ma}} + K\right\}$$

$$v^2 = -a\left[cx + dx^2 + \psi(\alpha) - \frac{ma}{2}(c + 2dx) + \frac{m^2 a^2 d}{2} + Ke^{-\frac{2x}{ma}}\right]$$

dla określenia K napiszemy, że dla $x = 0$ mamy $v = v_1$, więc:

$$v_1^2 = -a\left[\psi(\alpha) - \frac{mac}{2} + \frac{m^2 a^2 d}{2} + K\right]$$

czyli

$$K = \frac{mac}{2} - \frac{m^2 a^2 d}{2} - \frac{v_1^2}{2} - \psi(\alpha)$$

poczem, podstawiając tę wartość K do wzoru na v^2, otrzymujemy

$$v^2 = a\left\{\left[\frac{v_1^2}{a} + \psi(\alpha) - \frac{cam}{2} + \frac{da^2 m^2}{2}\right] e^{-\frac{2}{am}x} - \psi(\alpha) + \frac{cam}{2} - \right.$$

$$\left. - \frac{da^2 m^2}{2} - (c - dam)\,x - dx^2\right\}$$

(przyp. tłumacza).

Musimy więc zadowolnić się tem, aby odnośna krzywa znajdowała się stale poniżej prostej stateczności; łatwo możemy zdać sobie sprawę, że wyżej wymieniona krzywa zwraca sie swą wypukłością w stronę rzędnych ujemnych,*) — z czego wyprowadzamy wniosek, że wystarczy, aby wysiłek nie przekraczał prostej stateczności: 1) w punkcie, przyjętym jako początek ruchu i 2) w punkcie, odpowiadającym końcowi odrzutu, i to w warunkach z tego punktu widzenia najniekorzystniejszych, t. j. dla dużych wartości szybkości odrzutu i oporów biernych.

W poniższym przykładzie przyjmiemy: największa szybkość odrzutu 10,25 m; największa wartość oporów biernych 500 kg; początkowa prężność powrotnika $p_0 S$ w położeniu bojowem lufy 800 kg. Wreszcie przyjmiemy, iż największa dopuszczalna długość odrzutu, liczona od punktu przyjętego za początek ruchu, wynosi 1,2 m (ten punkt odpowiada końcowi rozprężenia się gazów, t. j. odległości 0,1 m od położenia lufy kompletnie dosłanej).

Trzeba więc, aby w tym końcowym punkcie odrzutu suma tarć oraz naprężenia powrotnika była niższą od rzędnej prostej stateczności

$$y = \frac{P_t l_o - P_r (1{,}2 + 0{,}10)}{H} = 1910$$

musimy więc mieć

$$(a) \qquad 1300 + c \times 1{,}3 + d \times 1{,}3^2 \leqslant 1910$$

możemy przyjąć tu znak $=$ zamiast $\leqslant$ gdyż przyjęliśmy pod uwagę najniedogodniejsze warunki strzału.

Skądinąd widzieliśmy (str. 32), że

$$p_1 S = p_0 S \left(\frac{L}{L - \frac{1}{n} x} \right)^{1,3} = p_0 S + cx + dx^2 + \cdots\cdots =$$

$$= p_0 S \left[1 + \frac{1{,}3}{n} \frac{x}{L} + \frac{1{,}3 \times 2{,}3}{1 \times 2 \times n^2} \cdot \frac{x^2}{L^2} + \cdots\cdots \right]$$

---

*) W rzeczy samej, biorąc drugą pochodną od $\frac{v^2}{a} = y(x)$ czyli

$$y'' = \frac{4}{a^2 m^2} \left(\frac{v_1^2}{a} + \beta \right) e^{-\frac{2x}{am}} - 2d$$

podstawiając wskazane poniżej wartości a c i d, biorąc $m = \frac{P_r}{g} = 46$ i przyjmując najbardziej niedogodne dla znaku y'' wartości v_1 i $\psi(\alpha)$, czyli najmniejsze odnośne wartości z wykresów t. j. $v_1 = 9$ i $\psi(\alpha) = 1133{,}3$, widzimy, że dla max. x t. j.

$x = 1{,}3$ mamy $y'' = 458\, e^{-0.549} - 230 = 264{,}7 - 230 > 0$

druga pochodna wysiłku całkowitego jest więc zawsze > 0, a z tego wniosek, że odnośna krzywa jest wypukłą ku dołowi, t. j. wklęsłą ku górze (przyp. tłumacza).

jeżeli więc przyjmiemy $L = 1$ m i jeżeli zadowolnimy się trzema pierwszemi wyrazami szeregu, to otrzymamy

$$(b) \qquad c = p_0 S \times \frac{1{,}3}{n \times 1} \qquad d = p_0 S \times \frac{1{,}3 \times 2{,}3}{2 n^2 \times 1} \qquad (p_0 S = 800)$$

trzy równania (a) i (b) określają c, d i n, a mianowicie

$$c = 322 \qquad d = 115 \qquad n = 3{,}23.$$

Równanie krzywej, przedstawiającej sumę tarć i wysiłku powrotnika, będzie

$$y = \psi(\alpha) + 322\,x + 115\,x^2$$

jeżeli weźmiemy jako początek spółrzędnych punkt odpowiadający zupełnemu dosłaniu lufy do położenia bojowego. — Jednakowoż wzory na v^2 i $\frac{v^2}{a}$ (str. 47) wyprowadzone są w odniesieniu, do punktu, przyjętego dotychczas za początek ruchu i odległego o 0,1 m od poprzedniego w kierunku $x > 0$; musimy więc w równaniu

$$y = \psi(\alpha) + 322\,x + 115\,x^2$$

zamienić x przez $(x + 0{,}1)$; otrzymamy wówczas równanie

$$y = \psi(\alpha) + 33{,}3 + 345\,x + 115\,x^2$$

Wreszcie określimy a, biorąc pod uwagę warunek, że stateczność musi być zapewniona w punkcie przyjętym za początek ruchu. W tym punkcie rzędna prostej stateczności wynosi 2455; rzędna krzywej „powrotnik i tarcia" wynosi

$$800\left(1 + \frac{1{,}3 \times 0{,}1}{3{,}23 \times 1} + \frac{1{,}3 \times 2{,}3 \times 0{,}1^2}{2 \times 3{,}23^2 \times 1}\right) + 500 = 1333{,}3$$

musimy więc dla $\frac{v_0^2}{a} + 1333{,}3$ nie przekroczyć wartości 2455; stąd

$$a = \frac{v_0^2}{2455 - 1333{,}3} = \frac{10{,}25^2}{1121{,}7} = 0{,}0937$$

wobec tego wartości a, d i c, które należy w danym razie wstawić do równań (str. 47), dających v^2 i $\frac{v^2}{a}$, są następujące:

$$a = 0{,}0937 \qquad d = 115 \qquad c = 345$$

Wzory te w zastosowaniu do wypadku w którym np.

$$v = 9{,}62 \quad \text{i} \quad \psi(\alpha) = 1233{,}3$$

dają:

$$v^2 = 0{,}0937 \left[\frac{2545{,}7}{e^{0{,}464\,x}} - 1558 + 150{,}7\,x - 115\,x^2 \right]$$

zaś wysiłek całkowity wyrazi się wzorem

$$\psi(\alpha) + cx + dx^2 + \frac{v^2}{a} = \frac{2545{,}7}{e^{0{,}464\,x}} - 324{,}7 + 495{,}7\,x$$

ten ostatni wzór pozwala z łatwością zbudować wykres opornika.

Tutaj również zmiany szybkości początkowej odrzutu i zmiany $\psi(\alpha)$ zmieniają przebieg odrzutu. Wyraz $\psi(\alpha)$ zależny jest od wartości tarcia, od składowej ciężaru masy odrzutowej i od początkowej prężności powrotnika, która znów zależną jest od temperatury; trzeba więc będzie w wyrażeniu $\psi(\alpha)$ zamienić wyraz $p_0 S$ przez $p_0 S(1 + \mu t)$ gdzie μ jest spółczynnikiem rozszerzalności gazów przy stałej objętości.

Tablica IV daje wykresy oporopowrotnika:

linją (———) dla $v_0 = 9{,}62$ m i $\psi(\alpha) = 1233{,}3$
linją (- - - - -) dla $v_1 = 9{,}00$ m i $\psi(\alpha) = 1333{,}3$
linją (·····) dla $v_1 = 9{,}00$ m i $\psi(\alpha) = 1133{,}3$

Tablica V daje wykresy tegoż opornika:

linją (———) dla $v_0 = 9{,}62$ m i $\psi(\alpha) = 1233{,}3$
linją (- - - - -) dla $v_1 = 10{,}25$ m i $\psi(\alpha) = 1333{,}3$
linją (·····) dla $v_1 = 10{,}25$ m i $\psi(\alpha) = 1133{,}3$

Widzimy, że wykresy te są bardzo podobne do tych, które otrzymaliśmy uprzednio biorąc tylko jeden wyraz z rozwinięcia w szereg funkcji $\varphi(x)$; zmiany odrzutu są zupełnie analogiczne.

Trochę gorzej, niż w poprzednim wypadku, zużytkowujemy tu powierzchnię ograniczoną przez prostą stateczności z powodu wklęsłości krzywej wysiłku opornika, jednakowoż budowa jego jest o wiele łatwiejszą dzięki stałemu przekrojowi otworów.

Powyższe studjum, w którem ograniczyliśmy się w rozwinięciu $\varphi(x)$ w szereg tylko do wyrazu, zawierającego x^2, mogłoby być przeprowadzone z większą dokładnością, biorąc większą ilość wyrazów szeregu; całkowanie równania ruchu pozostałoby przytem możliwem, jednakowoż wzory, określające szybkość odrzutu oraz wysiłek powrotnika, stają się w takim razie coraz bardziej skomplikowane bez prawie żadnej korzyści dla dokładności wyliczeń liczbowych.

ROZDZIAŁ III.

Powrót.

Studjum rekuperacji.

Powrotnik ma podwójną rolę:

1° utrzymać masę odrzutową w pozycji bojowej przy największych kątach podniesienia dopuszczalnych dla danego sprzętu.

2° powodować powrót masy odrzutowej do pozycji bojowej po odrzucie pod tym największym kątem.

W pozycji bojowej siły, które przeciwstawiają się ruchowi lufy ku tyłowi, stanowią: naprężenie powrotnika oraz tarcia; trzeba więc, aby suma tych sił była większą od składowej stycznej ciężaru masy odrzutowej.

W czasie powrotu po odrzucie, na masę ruchomą działają siły następujące: działanie powrotnika, które pcha masę odrzutową ku przodowi (siła przyśpieszająca), oraz działanie opornika, tarć i własnego ciężaru lufy (siły opóźniające); trzeba więc, aby naprężenie powrotnika w ostatniej chwili odrzutu było większe od sumy tych sił opóźniających; w takim razie masa ruchoma otrzyma pewną szybkość, skierowaną ku przodowi, — i jeżeli chcemy, aby dosłanie lufy odbyło się bez uderzenia, t. j., aby szybkość w chwili końcowej powrotu była równą zeru, — koniecznem będzie, aby pod koniec ruchu suma sił opóźniających była większą od sumy sił przyśpieszających; zresztą praca sił przyśpieszających i praca sił opóźniających muszą być sobie równe, ponieważ masa odrzutowa ma żywą siłę równą zeru na początku i w końcu ruchu powrotowego po odrzucie.

Otrzymamy w ten sposób powrót zupełny i bez uderzenia, — jednakowoż, gdy tylko początkowe daty strzału ulegną zmianie, zmienia się i sposób, w który dokonywa się powrót.

Jeżeli np. tarcie wzrośnie bądź z powodu zwiększonego zaciskania w uszczelnieniach, bądź też z powodu stanu stykających się ze sobą trących się wzajemnie powierzchni, bądź wreszcie z innych przyczyn — to powrót stanie się niezupełnym; przeciwnie, jeżeli przy zmniejszeniu kąta podniesienia zmniejszą się siły, stawiające opór powrotnemu ruchowi lufy, to dosłanie odbywać się będzie z uderzeniem.

Trzeba więc będzie z jednej strony dać powrotnikowi naprężenie wyższe, niż to, któreby było ściśle konieczne dla dosłania masy odrzutowej do położenia bojowego przy największym kącie podniesienia, — z drugiej zaś strony wprowadzić pewien organ regulujący szybkość (regulator powrotu, moderator), który oznaczać tu będziemy

mianem *„miarkownik“* — po francusku „modérateur“, celem zmniejszenia uderzenia pod koniec odrzutu przy strzelaniu pod najmniejszemi kątami. Moc tego miarkownika będzie zresztą musiała być regulowaną dla różnych warunków strzelania; regulowanie to może odbywać się bądź automatycznie, bądź mechanicznie.

Zadanie „powrotu“ jest więc ogromnie skomplikowane; komplikuje się ono jeszcze bardziej, jeżeli rozpatrywać je również z punktu widzenia warunków stateczności oraz czasu trwania powrotu, który jest ważnym czynnikiem ze względu na wymogi szybkostrzelności.

Stateczność. — W czasie powrotu, masa ruchoma poddana jest działaniu dwóch grup sił, które działają na łoże w kierunku odwrotnym na skutek prawa oporu (działania i przeciwdziałania).

Siły przyśpieszające, które pchają tę masę ku przodowi, pchają wobec tego łoże ku tyłowi; działanie ich jest *ustateczniające*.

Przeciwnie, siły opóźniające działają na łoże w kierunku ku przodowi i dążą do spowodowania obrotu łoża dookoła linji oporu kół (o ile takowe są umocowane w gruncie), bądź też do popchnięcia łoża ku przodowi; w obydwu tych wypadkach działo zmienia swój kierunek. Ażeby działo pozostawało nieruchomem trzeba, aby nadmiar sił opóźniających nad siłami przyśpieszającemi miał w stosunku do linji oporu kół moment mniejszy od momentu ciężaru systemu łoże+lufa w stosunku do tej samej linji.

Na początku powrotu siły przyśpieszające mają przewagę nad siłami opóźniającemi (gdyż w przeciwnym razie nie mógłby się rozpocząć powrotowy ruch lufy), — wówczas stateczność będzie zapewnioną; wynika stąd, że warunek stateczności musi być specjalnie zbadany dla okresu czasu dotyczącego końca powrotu.

Rzecz prosta, że korzystnem będzie obniżyć jaknajbardziej odchylenie pomiędzy temi dwiema grupami sił; jednakowoż pod tym względem ograniczeni jesteśmy względami, dotyczącemi czasu powrotu. W rzeczy samej, jeżeli podczas drugiego okresu powrotu, siły opóźniające będą miały tylko małą przewagę nad siłami przyśpieszającemi, to te ostatnie musiały mieć w czasie pierwszego okresu powrotu również tylko małą przewagę nad siłami opóźniającemi, a w takim razie szybkość powrotu będzie bardzo małą i powrót odbędzie się bardzo powoli; jasnem więc jest, że nie możemy tu przekraczać pewnej granicy.

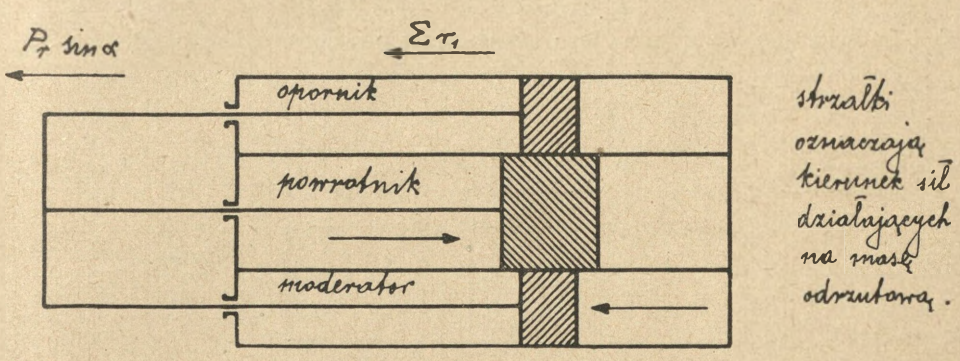
Dla możliwie najlepszego pogodzenia warunku stateczności z warunkiem czasu powrotu, trzeba będzie, aby moment nadmiaru sił opóźniających nad przyspieszającemi pod koniec powrotu był mniejszy

od momentu ustateczniającego, lecz aby różnica między temi momentami była możliwie najmniejsza.

Aby móc wyprowadzić warunek stateczności, jest więc koniecznem poddać analizie siły działające na system w czasie powrotu, co pozwala na wyprowadzenie równania ruchu.

Równanie ruchu podczas powrotu. — Aby móc przestudjować ruch masy odrzutowej podczas powrotu w sposób możliwie najogólniejszy, koniecznem jest, aby wyprowadzenie równania ruchu traktowane było zupełnie w ten sam sposób, jak równanie ruchu przy odrzucie. I tu jeszcze musimy rozpatrywać dwa wypadki w zależności od tego, czy opornik i powrotnik są niezależne, czy też są one wzajemnie zależne.

1° *Opornik i powrotnik są niezależne* — (rys. 12).



Rys. 12.

Sprężyna wzgl. powietrze, rozprężając się, działa na lewą stronę tłoka powrotnika i pcha go w prawą stronę w kierunku strzałki; lufa pociągnięta w tym ruchu, powraca do położenia bojowego.

Siłę przyśpieszającą stanowi tu prężność powrotnika, która w punkcie, odpowiadającym odległości x od położenia bojowego, wynosi $T_0 + \varphi(x)$, gdzie T_0 oznacza naprężenie początkowe powrotnika, zaś $\varphi(x)$ prawo wzrostu ciśnienia.

Siły opóźniające będą tu:

a) składowa ciężaru będącej w ruchu masy $P_r \sin\alpha$

b) wewnętrzne i zewnętrzne tarcia Σr_1

c) opór miarkownika (moderatora); o ile oznaczymy przez S_1 powierzchnię pożyteczną tłoka miarkownika, v szybkość powrotu i $f_1(x)$ równanie otworów, to opór miarkownika wyniesie

$$\frac{\delta S_1^3}{20 g K^2} \cdot \frac{v^2}{f_1(x)} = \lambda_1 \frac{v^2}{f_1(x)}$$

d) opór stawiany przez opornik; ten ostatni opór możemy odrzucić, ponieważ jest on bardzo nieznaczny z powodu małej wartości szybkości powrotu; zresztą zawsze mamy możność dać opornikowi w tym celu bardzo duże otwory dla okresu powrotu.

Suma sił opóźniających wynosi więc

$$P_r \sin\alpha + \Sigma r_1 + \lambda_1 \frac{v^2}{f_1(x)}$$

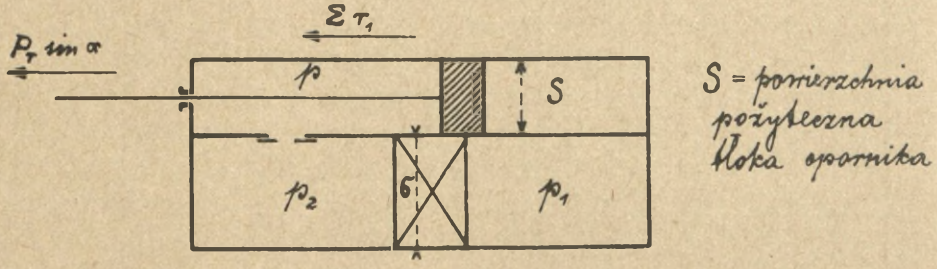
Siła działająca na masę, będącą w ruchu, wyrazi się przez

$$T_0 + \varphi(x) - P_r \sin\alpha - \Sigma r_1 - \lambda_1 \frac{v^2}{f_1(x)}$$

oznaczając

$$T_0 - P_r \sin\alpha - \Sigma r_1 = \psi_1(\alpha)$$

i zauważając, że x zmniejsza się podczas powrotu wobec czego $dx < 0$



Rys. 13.

$$-mv\frac{dv}{dx} = \varphi(x) - \lambda_1 \frac{v^2}{f_1(x)} + \psi_1(\alpha)$$

czyli

$$mv\frac{dv}{dx} - \lambda_1 \frac{v^2}{f_1(x)} + \varphi(x) + \psi_1(\alpha) = 0$$

jest to równanie różniczkowe tego samego typu, co równanie ruchu wyprowadzone dla okresu odrzutu.

2°. *Opornik i powrotnik są wzajemnie zależne.* — Przedstawimy schematycznie zespół opornika z powrotnikiem, podobnie jak to uczyniliśmy, studjując odrzut. Nie będziemy tu oznaczali miarkownika niezależnego, gdyż w ten sposób powrócilibyśmy do wypadku poprzedniego; wyobraźmy sobie, że zmniejszenie szybkości powrotu odbywa się przez zmniejszenie otworu, który łączy dwa cylindry podczas powrotu (rys. 13); ten sposób został — choć w innej formie, niż ta która wskazana jest na rys. 13, — zastosowany w a. p. 75 mm wz. 1897, pod

postacią wrzeciona umieszczonego w cylindrze powrotnika („règle ronde").

Podczas powrotu przepona porusza się w kierunku przeciwnym temu, w którym poruszała się w czasie odrzutu; równanie ruchu jej będzie więc (patrz str. 21).

$$-\mu w_1 \frac{dw_1}{dx_1} = (p_1 - p_2)\sigma - f_1$$

skądinąd v i w są związane wzorami:

$$w_1 = v\frac{S}{\sigma} \quad \text{i} \quad \frac{dw_1}{dx_1} = \frac{dv}{dx};$$

mamy więc

$$p_2 = p_1 - \frac{f_1}{\sigma} + \mu\frac{S}{\sigma^2} v\frac{dv}{dx}$$

Olej przecieka z cylindra powrotnika do cylindra opornika pod ciśnieniem $p_2 - p$; jeżeli $f_1(x)$ oznacza kwadrat przekroju otworu, a v szybkość powrotu, to mamy

$$p_2 - p = \frac{\delta S^2}{20\,g\,K^2} \cdot \frac{v^2}{f_1(x)}$$

czyli

$$p = p_2 - \frac{\delta S^2}{20\,g\,K^2} \cdot \frac{v^2}{f_1(x)}$$

a więc ciśnienie całkowite, wywierane na lewą stronę tłoka opornika będzie

$$pS = p_2 S - \frac{\delta S^3}{29\,g\,K^2} \cdot \frac{v^2}{f_1(x)} = p_1 S - \frac{f_1 S}{\sigma} + \mu\frac{S^2}{\sigma^2} v\frac{dv}{dx} - \frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2} \cdot \frac{v^2}{f_1(x)}$$

Siły, które przeciwdziałają powrotowi, są tu znowuż składowa ciężaru lufy i tarcia łącznie z tarciem w uszczelnieniach opornika odrzutu; wobec tego siła całkowita działająca na masę odrzutową będzie

$$p_1 S - f_1\frac{S}{\sigma} + \mu\frac{S^2}{\sigma^2} v\frac{dv}{dx} - \frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2} \cdot \frac{v^2}{f_1(x)} - \Sigma r_1 - P_r \sin\alpha$$

skądinąd mamy $p_1 S = p_0 S + \varphi(x)$.

Jeżeli oznaczymy

$$p_0 S - f_1\frac{S}{\sigma} - \Sigma r_1 - P_r \sin\alpha = \psi_1(\alpha)$$

i jeżeli odrzucimy wyraz $\mu\frac{S^2}{\sigma^2} v\frac{dv}{dx}$, który jest bardzo małym w porównaniu z $mv\frac{dv}{dx}$, — to równanie ruchu w czasie powrotu będzie

znowu

$$-mv\frac{dv}{dx}=\varphi(x)-\lambda_1\frac{v^2}{f_1(x)}+\psi_1(\alpha)$$

czyli

$$mv\frac{dv}{dx}-\lambda_1\frac{v^2}{f_1(x)}+\varphi(x)+\psi_1(\alpha)=0$$

t. j. zupełnie takie same równanie, jak w wypadku poprzednim.

Zachodzi tu wszakże zasadnicza różnica. W wypadku miarkownika niezależnego przeciwstawiamy ruchowi lufy opór rzeczywisty; powiększamy siły opóźniające, zachodzi tu *rzeczywiste hamowanie.* W wypadku zaś oporopowrotnika o organach wzajemnie zależnych zmniejszamy ciśnienie, które działa na lufę przez tłok opornika podczas powrotu; zmniejszamy więc tu siły przyśpieszające; zachodzi strata ciśnienia.

Równanie ruchu jest zresztą to samo: $f_1(x)$ jest zawsze funkcją, wyrażającą przekrój otworów $f_1(x)=\omega^2$; $\varphi(x)$ jest funkcją wzrostu naprężenia powrotnika, zaś $\psi_1(\alpha)$ wyraża nadmiar początkowego naprężenia nad oporami biernemi (tarciem); nazwiemy wartość $\psi_1(\alpha)$ *nadmiarem rekuperacji.*

Warunek stateczności podczas powrotu.

Znajomość sił, działających na masę odrzutową i na łoże, pozwala określić warunek stateczności. Odnośne studjum szczegółowe możnaby przeprowadzić zupełnie w ten sam sposób, jak to już uczyniliśmy dla okresu odrzutu.

Przypuśćmy, że wszystkie siły działają w pionowej płaszczyźnie symetrji łoża, to znaczy, że zachodzi zupełna symetrja w stosunku do tej płaszczyzny. W czasie powrotu lufa poddana jest pewnej ilości sił, działających na łoże w kierunku odwrotnym. W założeniu, że stateczność jest utrzymana, lufa porusza się po linji prostej, — a więc wypadkowa wszystkich sił i oporów, działających na lufę, przechodzi przez środek ciężkości będącej w ruchu masy i jest skierowana wzdłuż linji prostej równoległej do osi lufy.

Siły te grupują się w sposób następujący*)

a) działanie powrotnika $p_0S+\varphi(x)$ [lub $T_0+\varphi(x)$ w razie powrotnika sprężynowego], skierowane od przodu ku tyłowi;

b) działanie opornika odrzutu $\lambda\frac{v^2}{f(x)}$, skierowane ku przodowi,

*) Rozpatrujemy tu siły, działające na łoże (przyp. tłumacza).

które wszakże jest bardzo małe i może być odrzucone wobec małej szybkości powrotu;

c) tarcia wewnętrzne, i zewnętrzne, działające od tyłu ku przodowi, oraz *składowa* ciężaru lufy*)

d) działanie miarkownika, skierowane również ku przodowi $\lambda_1 \frac{v^2}{f_1(x)}$, gdzie $f_1(x)$ przedstawia funkcję, dotyczącą zmiany przekroju otworów.

Jeżeli odrzucimy działanie opornika odrzutu podczas powrotu, wysiłek skierowany na łoże ku przodowi, wyniesie

$$-p_0 S - \varphi(x) + \Sigma r + f_1 \frac{S}{\sigma} + P_r \sin\alpha + \lambda_1 \frac{v^2}{f_1(x)}$$

o ile oznaczymy

$$\Sigma r_1 = \Sigma r + P_r \sin\alpha + f_1 \frac{S}{\sigma}$$

to wysiłek ten wyrazi się przez

$$\Sigma r_1 + \lambda_1 \frac{v^2}{f_1(x)} - p_0 S - \varphi(x)$$

Podczas pierwszego okresu ruchu $p_0 S + \varphi(x)$ jest większe od oporów, gdyż w przeciwnym razie lufa nie mogłaby poruszyć się z miejsca, a więc całkowity wysiłek działa na łoże od przodu ku tyłowi; wysiłek ten dąży więc w tym pierwszym okresie do podrzucenia łoża ku górze dookoła lemiesza, czemu przeciwdziała ciężar zespołu lufa + łoże. Jeżeli stateczność była zapewniona w czasie odrzutu, to tembardziej będzie ona zapewnioną podczas tego pierwszego okresu powrotu.

Podczas drugiego okresu ruchu powrotowego opory stają się większe od siły, wywieranej przez powrotnik; wypadkowa poszczególnych wysiłków działa na łoże od tyłu ku przodowi — i jeżeli koła są w jakikolwiek sposób umocowane w gruncie, łoże dąży do wykonania ruchu obrotowego dookoła linji oparcia kół. Zachodzi więc znów dążność do podrzucenia łoża ku górze, któremu przeciwdziała ciężar zespołu łoże+lufa oraz opór, stawiany przez grunt przeciw wyciągnięciu lemiesza; ten ostatni opór zmienny w szerokich granicach zależnie od rodzaju terenu, zupełnie nie jest znany, nie przyjmuje się go też pod uwagę w obliczeniach, co zwiększa w danym razie spółczynnik bezpieczeństwa.

Jeżeli oznaczymy przez d odległość lemiesza od linji oparcia kół, l_0 — odległość lemiesza od prostej pionowej, przechodzącej przez

*) Mowa tu o składowej normalnej (przyp. tłumacza).

środek ciężkości zespołu w położeniu bojowem, — to działanie ustateczniające będzie w każdej chwili tego drugiego okresu ruchu powrotowego wynosiło (przy kącie podniesienia $\alpha = 0$)

$$P_t (d - l_0) + P_r x \cos \alpha + [p_0 S + \varphi (x)] H_1$$

Moment podrzutu wynosi

$$\left[\Sigma r_1 + \lambda_1 \frac{v^2}{f_1 (x)}\right] H_1$$

a dla zapewnienia stateczności, trzeba, aby

$$\left\{\Sigma r_1 + \lambda_1 \frac{v^2}{f_1 (x)} - [p_0 S + \varphi (x)]\right\} H_1 \leqslant P_t (d - l_0) + P_r x \cos \alpha$$

gdzie H_1 oznacza odległość toru środka ciężkości od linji oporu kół*).

Całkowanie równania ruchu podczas powrotu.

Zanim przystąpimy do całkowania, musimy zdać sobie sprawę z tego, jaki kształt i jakie znaczenie należy nadać różnym wyrazom, które wchodzą do tego równania, a mianowicie

$$\psi_1 (\alpha), \quad \varphi (x) \quad \text{oraz} \quad f_1 (x)$$

Widzieliśmy, że ażeby dosłanie odbywało się bez uderzeń pod małemi kątami podniesienia, koniecznem jest wprowadzić pewien organ zwany miarkownikiem, — i że — ponieważ miarkownik działa również przy poddaniu strzału pod największym kątem podniesienia, przeciwstawiając powrotowi opór dodatkowy, — koniecznem jest nadawać powrotnikowi naprężenie wyższe od tego, które samo przez się byłoby wystarczającem dla przezwyciężenia tarcia i składowej stycznej ciężaru masy odrzutowej.

Skądinąd, ponieważ — jak wynika z powyższego — będziemy zmuszeni do pochłaniania nadmiaru mocy powrotnika w niektórych warunkach strzału, niema żadnej racji do ograniczenia tego nadmiaru; w rzeczy samej wystarczy powiększyć w tej samej proporcji wysiłek miarkownika, co nie wpłynie ujemnie na stateczność, ponieważ zwiększenie wysiłku powrotnika zwiększa stateczność.

Można więc zwiększać wysiłek powrotnika tak dalece, aby pod koniec *odrzutu* działał tylko sam powrotnik; właśnie ten rezultat otrzymano, studjując oporopowrotniki o oporze całkowitym zmniejsza-

*) Odnośnie tego sposobu wyprowadzania odnośnego wzoru — patrz uwagi tłumacza (załącznik III).

jącym się stosownie do rzędnych prostej stateczności. Prócz tego, jak zobaczymy w dalszym ciągu, duża wartość rekuperacji jest korzystną z punktu widzenia czasu powrotu.

Wniosek stąd taki, że będzie zawsze korzystnem brać duży wysiłek powrotnika i określać naprężenia początkowe $p_0 S$ i funkcję wzrostu $\varphi(x)$ tak, jak było to zrobione w studjum oporników.

Co się tyczy funkcji $f_1(x)$, możemy zadać sobie pytanie, czy należy projektować otwory miarkownika w ten sposób, aby mieć wysiłek stały? Uprościłoby to znacznie równanie ruchu, które niezwłocznie dałoby się zcałkować; jednakowoż nie jest to możliwem dla przyczyn następujących.

Na początku ruchu powrotowego, co odpowiada końcowi odrzutu, szybkość powrotu jest równą zeru; wysiłek miarkownika jest proporcjonalny do $\frac{v^2}{\omega^2}$, a więc, ażeby wysiłek ten przy $v = 0$ miał wartość skończoną, trzeba, aby wówczas $\omega = 0$; tymczasem punkt w którym zaczyna się powrót jest zmiennym, zależnie od długości odrzutu; nie jest więc możliwem wykreślić otwory w ten sposób, aby przekrój ich był równy zeru w punkcie, położenie którego nie jest określone. Skądinąd korzystnem jest, aby wysiłek miarkownika zmniejszał się pod koniec wraz z rzędną prostej stateczności powrotu.

Wysiłek miarkownika będzie więc równy zeru na początku powrotu i będzie powiększał się w miarę zwiększania się szybkości powrotu. W czasie drugiego okresu czasu powrotu, będzie on musiał być większy, niż różnica pomiędzy wysiłkiem powrotnika a oporami biernemi, i to do samego końca ruchu, gdyż w przeciwnym razie masa odrzutowa zwiększyłaby swą szybkość i dosłanie odbyłoby się z uderzeniem. Wysiłek miarkownika musi więc mieć pod koniec ruchu wartość skończoną, ponieważ zaś szybkość wówczas jest równą zeru, a więc i przekrój otworu będzie musiał być równy zeru.

Wynika stąd, że przekrój otworu miarkownika musi być $\neq 0$ na początku ruchu powrotu, i $= 0$ w końcu tego ruchu, a więc równanie zmiany przekroju otworów musi mieć kształt

$$x f_2(x)$$

którego najprostszy kształt stanowi $bx = \omega^2$ (równanie to ma postać paraboliczną, podobnie jak równanie przekroju otworów opornika odrzutowego).

Możemy teraz określić wyrazy, które wchodzą do równania ruchu:

$\psi_1(\alpha)$ który składa się ze składowej ciężaru masy odrzutowej, z oporów biernych (które musimy określać doświadczalnie), i z prę-

żności początkowej $p_0 S$; wartość $p_0 S$ zostanie określoną w sposób wskazany uprzednio w teorji odrzutu;

$\varphi(x)$ zostanie określone podobnie, jak $p_0 S$;

$f_1(x)$ będzie wzięte w postaci ogólnej bx; w podanym poniżej przykładzie zobaczymy, w jaki sposób może być określone b.

Rozpatrzymy to zadanie w dwóch wypadkach, a mianowicie w wypadku opornika z powrotnikiem i miarkownikiem niezależnemi, oraz w wypadku oporopowrotnika hydropneumatycznego o stałym przekroju otworów.

Opornik z powrotnikiem sprężynowym i miarkownikiem niezależnemi.

W takim razie $\varphi(x)$ przyjmuje postać cx, i w założeniu

$$f_1(x) = \lambda_1 b x$$

równanie ruchu w czasie powrotu otrzyma kształt

$$mv\frac{dv}{dx} - \frac{v^2}{bx} + cx + \psi_1(\alpha) = 0 \text{ *)}$$

---

*) Dla zcałkowania zastosujmy wzór str. 23; w danym razie mamy

$$\int \frac{dx}{f(x)} = \int \frac{dx}{-bx} = -\frac{\log_e x}{b};\quad e^{-2\frac{\lambda}{m}\int \frac{dx}{f(x)}} = e^{-\frac{2}{m}\left(-\frac{\log_e x}{b}\right)} = x^{\frac{2}{bm}}$$

$$\int \frac{\varphi(x)+\psi(\alpha)}{e^{-\frac{2\lambda}{m}\int\frac{dx}{f(x)}}}\,dx = \int \frac{cx+\psi_1(\alpha)}{x^{\frac{2}{bm}}}\,dx = \frac{cx^{2-\frac{2}{bm}}}{2-\frac{2}{bm}} + \frac{\psi_1(\alpha)x^{1-\frac{2}{bm}}}{1-\frac{2}{bm}} + K$$

$$v^2 = -\frac{2}{m}x^{\frac{2}{bm}}\left[\frac{cx^{2-\frac{2}{bm}}}{2-\frac{2}{bm}} + \frac{\psi_1(\alpha)x^{1-\frac{2}{bm}}}{1-\frac{2}{bm}} + K\right]$$

dla określenia stałej K zauważmy, że dla $x = l$ mamy $v = 0$, stąd

$$K = -\frac{cl^{2-\frac{2}{bm}}}{2-\frac{2}{bm}} - \psi_1(\alpha)\frac{l^{1-\frac{2}{bm}}}{1-\frac{2}{bm}},$$

poczem otrzymamy wzory v^2 i $\frac{v^2}{bx}$ wskazane na str. 61 (przyp. tłumacza).

po zcałkowaniu otrzymamy

$$v^2 = 2bx\left\{\frac{cx}{2-2bm} + \frac{\psi_1(\alpha)}{2-bm} - \left[c\,\frac{l^{2-\frac{2}{bm}}}{2-2bm} + \frac{\psi_1(\alpha)\,l^{1-\frac{2}{bm}}}{2-bm}\right]x^{\frac{2}{bm}-1}\right\}$$

zaś wysiłek miarkownika

$$\frac{v^2}{bx} = 2\left\{\frac{\psi_1(\alpha)}{2-bm} + \frac{cx}{2-2bm} - \left[\frac{\psi_1(\alpha)}{2-bm} + \frac{cl}{2-2bm}\right]\left(\frac{x}{l}\right)^{\frac{2}{bm}-1}\right\}$$

Wzór na v^2 wskazuje, że szybkość v jest zawsze równą zeru dla $x = l$ i $x = 0$, i to bez względu na wartości, które mają $\psi_1(\alpha)$, c, l i b. Wynika stąd, że dosłanie jest zawsze kompletne i bez uderzenia bez względu na warunki strzału; szybkość powrotu i wysiłek miarkownika, w razie gdy ten ostatni jest powrotowym opornikiem hydraulicznym, samoczynnie regulują się w ten sposób, iż nadmiar pracy powrotnika nad pracą sił oporów biernych jest zawsze równym pracy wysiłku miarkownika, co zresztą można łatwo sprawdzić, obliczając pracę całkowitą sił, działających na masę odrzutową, która to praca całkowita musi być równą zeru, ponieważ masa odrzutowa rozpoczyna swój ruch z szybkością $v = 0$ i powraca do szybkości $v = 0$.

W rzeczy samej mamy

$$\int_0^l \left\{cx + \psi_1(\alpha) - 2\left[\frac{\psi_1(\alpha)}{2-mb} + \frac{cx}{2-2mb} - \left(\psi_1(\alpha)\,\frac{l^{1-\frac{2}{mb}}}{2-mb} + \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. + c\,\frac{l^{2-\frac{2}{mb}}}{2-2mb}\right)x^{\frac{2}{mb}-1}\right]\right\} dx \equiv 0$$

Moglibyśmy więc nadać spółczynnikowi b wartość jakąkolwiek, jeżeliby wysiłek nie musiał czynić zadość warunkowi stateczności; właśnie ten wzgląd określa b, a mianowicie w ten sposób, aby pod koniec powrotu stateczność była zapewniona; dla $x = 0$ mamy:

wysiłek miarkownika

$$\frac{v^2}{bx} = 2\,\frac{\psi_1(\alpha)}{2-bm}$$

i warunek stateczności

$$\left[\Sigma r_1 + 2\,\frac{\psi_1(\alpha)}{2-bm} - p_0 S\right] H_1 \leqslant P_t\,(d - l_0)$$

to ostatnie równanie pozwala określić b.

Biblioteka Akademii Sztuki Generalnego

Dla określenia *czasu trwania* powrotu, zauważmy, że

$$v = \frac{dx}{dt} \qquad \text{czyli} \qquad dt = \frac{dv}{v}$$

Dla określenia t trzeba więc zcałkować to równanie od l do 0

$$t = \int_l^0 \frac{dx}{v} =$$

$$= \int_l^0 \frac{dx}{\sqrt{2bx\left\{\frac{cx}{2-2bm} + \frac{\psi_1(\alpha)}{2-bm} - \left[c\frac{l^{2-\frac{2}{bm}}}{2-2bm} + \frac{\psi_1(\alpha)\, l^{1-\frac{2}{bm}}}{2-bm}\right] x^{\frac{2}{bm}-1}\right\}}}$$

ta całka nie daje się wyrazić „explicite", musimy więc uciec się do zbudowania krzywej $y = \frac{1}{v}$ i do zmierzenia jej pola; krzywa ta wszakże ma rzędne ∞ dla $x = 0$ i $x = l$, wobec czego obliczamy powierzchnię w granicach od $(l - \varepsilon)$ do $(0 + \varepsilon)$; do obliczonego w tych granicach czasu, dodajemy:

1^0 czas, zużyty na przebycie przestrzeni $l - (l - \varepsilon)$ w założeniu, że na przestrzeni tej szybkość jest stała i równą $\frac{1}{2} v_{l-\varepsilon}$

2^0 czas, zużyty na przebycie przestrzeni od ε do 0, przyczem zamieniamy w mianowniku wyrażenie szybkości v przez wartość, która jest stale mniejszą od szybkości rzeczywistej*). Otrzymamy w ten sposób dla czasu 2^0 wartość wyższą od rzeczywistej.

Otrzymana przez sumowanie tych trzech wartości wartość czasu trwania powrotu będzie więc przybliżoną in plus; jeżeli ta wartość przybliżona będzie czyniła zadość wymaganiom, to tembardziej będzie zadawalniającą wartość rzeczywista t.

Zastosowanie do konkretnego przykładu. — Zastosujemy powyższe wzory do sprzętu 75 mm, którego odrzut badaliśmy na str. 36—39**) w przypuszczeniu, że działo to posiada powrotnik sprężynowy. Będziemy rozpatrywali ruch powrotowy od punktu, w którym kończy się odrzut, aż do położenia bojowego lufy (przy zupełnem dosłaniu),

---

*) Jak zobaczymy z poniższego przykładu cyfrowego, można brać w tym celu $v = \sqrt{2bx\frac{\psi_1(\alpha)}{2-mb}}$ (przypisek tłumacza).

**) Obliczenia str. 36—39 stosują się w równej mierze dla powrotnika sprężynowego, jak i powietrznego (przyp. tłumacza).

podczas, gdy odrzut badaliśmy dopiero od tego punktu, w którym rozprężenie gazów już jest ukończone, który to punkt przyjęliśmy na odległości 0,1 m od rzeczywistego punktu rozpoczęcia się odrzutu; wobec tego długość l we wzorach str. 62 będzie tu równą długości odrzutu powiększonej o 0,1 m.

Wartość c będzie tu ta sama, co na str. 36 — 39 t. j. 500; początkowe naprężenie powrotnika będzie również przyjęte, jako 800 kg.

Musimy teraz określić b, wychodząc z założenia konieczności zapewnienia stateczności pod koniec powrotu w warunkach najbardziej niekorzystnych t. j. wówczas, gdy tarcia mają swą wartość minimum, wobec czego nadmiar rekuperacji $\psi_1(\alpha)$ jest maximum*).

Jeżeli weźmiemy więc $p_0 S = 800$ kg i $\Sigma r_1 = 300$, to $\psi_1(\alpha) = 500$ kg; jeżeli $H_1 = 1$ m $d - l_0 = 0{,}105$ m i $P_t = 1140$ kg, to warunek stateczności przyjmuje postać

$$m = \frac{450}{9{,}81} = 46$$

$$\left(300 + \frac{2 \times 500}{2 - 46\,b} - 800\right) 1 \leqslant 1140 \times 0{,}105$$

stąd zaś $b = 0{,}0084$.

Podstawiamy więc do równania wysiłku miarkownika wartości

$$b = 0{,}0084 \qquad c = 500 \qquad m = 46$$

oraz te wartości $\psi_1(\alpha)$ i l, które odpowiadają rozpatrywanym warunkom strzału i które były rozpatrywane przy odnośnem studjum odrzutu (tablice II i III),

W wypadku, gdy $p_0 S = 800$ kg i np. $\Sigma r = 400$ kg, otrzymaliśmy długość odrzutu 1,07 m (p. tablica II wykres ——).

Musimy więc w takim razie brać

$$l = 1{,}07 + 0{,}10 = 1{,}17 \text{ m} \qquad \psi_1(\alpha) = p_0 S - \Sigma r_1 = 800 - 400 = 400 \text{ kg}$$

Wówczas równanie wysiłku miarkownika

$$\frac{v^2}{bx} = 2\left(247{,}88 + 407{,}43\,x - 376{,}43\,x^{4{,}17}\right)$$

*) W rzeczy samej $\Sigma r_1 + \psi_1(\alpha) = 800$, więc im mniejsze jest Σr_1, tem większe jest $\psi_1(\alpha)$, co powiększa lewą część warunku stateczności str. 61 ponieważ tam $\psi_1(\alpha)$ jest mnożone przez mnożnik $\frac{2}{2 - bm} > 1$. (przyp. tłumacza).

Możemy teraz przystąpić do zbudowania wykresu powrotu.

Jak widzieliśmy, działanie ustateczniające przy ruchu powrotowym składa się z momentu wysiłku powrotnika

$$[p_0 S + \varphi(x)] H_1$$

oraz momentu ciężaru sprzętu

$$P_t (d - l_0) + P_r x$$

Wobec tego równanie prostej stateczności będzie następujące:

$$y = \frac{[p_0 S + \varphi(x)] H_1 + P_t (d - l_0) + P_r x}{H_1}$$

Siły, dążące do wywołania podrzutu dookoła linji kół, są to tarcie Σr_1 oraz wysiłek miarkownika $\frac{v^2}{bx}$.

A więc gdy $\Sigma r_1 = 400$, $p_0 S = 800$, $\varphi(x) = cx = 500\,x$, $P_t (d - l_0) = 120$, $P_r = 450$ i $H_1 = 1$, mamy

$$y = 920 + 650\,x$$

Otrzymujemy w tym wypadku wykres (————) tablicy VI.

Wykres (·-·-·-·) na tablicy VI odpowiada powrotowi w wypadku, który dał dla odrzutu wykres (·-·-·-·) na tablicy II, a mianowicie

$p_0 S = 800$ kg; $\Sigma r_1 = 300$ kg; $\psi_1(\alpha) = 500$ kg; $l = 1{,}31$ m.

Wykres (- - - - - - -) na tablicy VI odpowiada powrotowi w wypadku, który dał dla odrzutu wykres (- - - - - -) na tablicy III, a mianowicie:

$p_0 S = 800$ kg; $\Sigma r_1 = 500$ kg; $\psi_1(\alpha) = 300$ kg; $l = 1{,}065$ m.

Zauważyć należy, iż określiliśmy b, wychodząc z założenia, aby stateczność była zapewniona w punkcie $x = 0$ w warunkach najbardziej niekorzystnych. Trzeba upewnić się, że stateczność będzie zapewniona również dla innych wartości x, czyli że krzywa, która przedstawia wysiłek miarkownika na wykresie tablicy VI, nigdzie nie przekracza prostej stateczności.

W rzeczy samej, spółczynnik kątowy stycznej do krzywej

$$y = \frac{v^2}{bx}$$

w punkcie $x = 0$, wynosi

$$\frac{dy}{dx} = 2 \cdot \frac{c}{2 - 2bm} = \frac{c}{1 - bm}$$

Spółczynnik kątowy prostej stateczności jest $c + P_r$; trzeba więc aby

$$c + P_r > \frac{c}{1 - bm}$$

W rozpatrywanym wypadku mamy

$$\frac{c}{1 - mb} = \frac{500}{0{,}6126} = 818$$

podczas gdy

$$c + P_r = 500 + 450 = 950$$

$950 > 818$ a więc krzywa nigdzie nie przekroczy prostej stateczności.

W przeciwnym razie trzeba zmniejszyć b, co powiększyłoby stateczność w punkcie $x = 0$ w warunkach najbardziej niekorzystnych.

Na wykresie łatwo można sprawdzić, że powierzchnia ograniczona osiami współrzędnych, prostą „powrotnik" i prostą równoległą do OY, odpowiadającą długości odrzutu (która to powierzchnia przedstawia pracę powrotnika podczas powrotu) jest w każdym poszczególnym wypadku równą powierzchni ograniczonej przez osie współrzędnych, krzywą „miarkownik" i prostą równoległą do OY, odpowiadającą długości odrzutu (praca oporów podczas powrotu).

Dla przejścia od wzoru $\lambda_1 bx$ do rzeczywistej wartości przekroju otworów stosujemy tę samą metodę co dla opornika (str. 40).

Dla określenia *czasu trwania powrotu* zastosujemy metodę str. 62, biorąc $\varepsilon = 0{,}01$ m*).

---

*) W wypadku, gdy $l = 1{,}31$ i $\psi(\alpha_1) = 500$ kg., wzór na szybkość powrotu daje

$$v = \sqrt{0{,}0168\, x \left(407{,}43\, x + 309{,}85 - 273{,}65\, x^{4{,}17} \right)}$$

dla

$x = 1{,}31$	$v = 0$,	$\frac{1}{v} = \infty$	$x = 0{,}6$	$v = 2{,}29$	$\frac{1}{v} = 0{,}43$
$x = 1{,}3$	$v = 0{,}69$	$\frac{1}{v} = 1{,}45$	$x = 0{,}45$	$v = 1{,}9$	$\frac{1}{v} = 0{,}52$
$x = 1{,}2$	$v = 2{,}07$	$\frac{1}{v} = 0{,}48$	$x = 0{,}3$	$v = 1{,}47$	$\frac{1}{v} = 0{,}68$
$x = 1{,}1$	$v = 2{,}55$	$\frac{1}{v} = 0{,}39$	$x = 0{,}2$	$v = 1{,}14$	$\frac{1}{v} = 0{,}87$
$x = 1$	$v = 2{,}73$	$\frac{1}{v} = 0{,}365$	$x = 0{,}1$	$v = 0{,}76$	$\frac{1}{v} = 1{,}31$
$x = 0{,}95$	$v = 2{,}76$	$\frac{1}{v} = 0{,}36$	$x = 0{,}01$	$v = 0{,}23$	$\frac{1}{v} = 4{,}34$
$x = 0{,}9$	$v = 2{,}73$	$\frac{1}{v} = 0{,}365$	$x = 0$,	$v = 0$,	$\frac{1}{v} = \infty$

Całkowity czas trwania powrotu (in plus)

$$t + t_1 + t_2 = 0{,}85 + 0{,}029 + 0{,}088 = 0{,}967 \text{ sek.}$$

Jest to czas bardzo krótki, a nawet najkrótszy dopuszczalny ze względu na stateczność: w końcu powrotu mamy tu krzywą oporu miarkownika, rzędna której przy $x = 0$ równa jest rzędnej prostej stateczności (w warunkach najniekorzystniejszych).

Gdybyśmy chcieli zwiększyć spółczynnik bezpieczeństwa pod względem stateczności, musielibyśmy wziąć mniejszą wartość b czyli mniejsze otwory, wobec czego szybkość powrotu zmniejszyłaby się. Tak np. gdybyśmy wzięli $b = 0{,}0042$ zamiast 0,0084, otrzymalibyśmy dla czasu trwania powrotu 1,772 sek, oraz zmniejszenie wysiłku miarkownika pod koniec powrotu o około 50 kg.

Ten czas trwania powrotu jest zbliżony do tego, który widzimy w nowoczesnych działach z oporopowrotnikiem hydropneumatycznym, w szczególności zaś w dziale 75 mm.

Hydropneumatyczny oporopowrotnik o stałym przekroju otworów.

W sposób podobny, jak w teorji odrzutu, zbadamy obecnie, czy jest możliwem mieć również przekrój stały otworów miarkownika w czasie powrotu. Uprościłoby to znacznie budowę, gdyż w takim

---

wartości te przedstawione są na krzywej Tablicy VI-a — powierzchnia tej krzywej w granicach od

$$l - \varepsilon = 1{,}31 - 0{,}01 = 1{,}3 \quad \text{do} \quad \varepsilon = 0{,}01$$

wynosi

$$t = \int_{1{,}3}^{0{,}1} \frac{1}{v}\, dx = 0{,}85 \text{ sek.}$$

przyczem

$$\frac{1}{2} v_{l-2} = \frac{1}{2} v_{1{,}3} = 0{,}345 \text{ m/sek}$$

$$t_1 = \frac{0{,}01}{0{,}345} = 0{,}029 \text{ sek.}$$

Wreszcie

$$t_2 = \int_{\varepsilon}^{0} \frac{dx}{\sqrt{2b\, x \frac{\psi_1(\alpha)}{2 - mb}}} =$$

$$= \int_{0{,}01}^{0} \frac{dx}{\sqrt{2 \times 0{,}0084 \times \frac{500}{1{,}6136}\, x}} = 0{,}882 \left[x^{\frac{1}{2}} \right]_{0{,}01}^{0} = 0{,}0882 \text{ sek}$$

(przyp. tłumacza).

razie, mając hydropneumatyczny oporopowrotnik o organach wzajemnie zależnych o stałym przekroju otworów, wystarczyłoby zmniejszyć przekrój otworu podczas powrotu.

Zbadamy to zadanie, biorąc rozwinięcie $\varphi(x)$ w szereg aż do wyrazu zawierającego x^2.

Przyjmując $f_1(x) = \lambda a$ (ponieważ przekrój otworu jest stały) oraz $\varphi(x) = cx + dx^2$ *) oznaczając

$$\frac{cam + da^2 m + {}^2 + 2\psi_1(\alpha)}{2} = \beta$$

oraz

$$c + dam = \gamma$$

otrzymujemy równanie wysiłku moderatora podczas powrotu

---

*) Otrzymamy równanie ruchu w czasie powrotu

$$mv\frac{dv}{dx} - \frac{v^2}{a} + cx + dx^2 + \psi_1(\alpha) = 0.$$

Całkując według wzoru str. 22, otrzymamy

$$e^{-2\frac{\lambda}{m}\int\frac{dx}{f_1(x)}} = e^{\frac{2x}{ma}}$$

$$\int \frac{\varphi(x) + \psi_1(\alpha)}{e^{\frac{2x}{ma}}} dx = \int e^{\frac{2x}{ma}} [cx + dx^2 + \psi_1(\alpha)]\, dx = -\frac{ma}{2} e^{-\frac{2x}{ma}} [cx + dx^2 + \psi_1(\alpha)] +$$

$$+ \int \frac{ma}{2} e^{-\frac{2x}{ma}} (c + 2dx) dx = -\frac{ma}{2} e^{-\frac{2x}{ma}} [cx + dx^2 + \psi_1(\alpha)] +$$

$$+ \frac{ma}{2}\left\{-\frac{ma}{2} e^{-\frac{2x}{ma}} (c + 2dx) - mad x \frac{ma}{2} e^{-\frac{2x}{ma}} + K\right\}$$

$$v^2 = -\frac{2}{m} e^{-\frac{2x}{ma}} \left(-\frac{ma}{2}\right) e^{-\frac{2x}{ma}} \left\{cx + dx^2 + \psi_1(\alpha) + \frac{ma}{2}\left[(c + 2dx) + mad + Ke^{\frac{2x}{ma}}\right]\right\}$$

dla $x = l$ mamy $v = 0$; stąd

$$K = -\left[cl + dl^2 + \psi_1(\alpha) + \frac{ma}{2}(c + 2dl) + \frac{m^2 a^2 d}{2}\right] e^{-\frac{2l}{ma}};$$

$$v^2 = a\left\{cx + dx^2 + \psi_1(\alpha) + \frac{ma}{2}(c + 2dx) + \frac{m^2 a^2 d}{2} - \right.$$

$$\left. - \left[cl + dl^2 + \psi_1(\alpha) + \frac{ma}{2}(c + 2dl) + \frac{m^2 a^2 d}{2}\right] e^{\frac{2}{ma}(x - l)}\right\}.$$

(przyp. tłumacza).

$$\frac{v^2}{a} = \beta + \gamma x + dx^2 - (\beta + \gamma l + dl^2)\, e^{\frac{2}{ma}(x-l)}$$

czas trwania powrotu dany jest przez całkę

$$t = \int_l^o \frac{dx}{v} = \int_l^o \frac{dx}{\sqrt{a\left[\beta + \gamma x + dx^2 - (\beta + \gamma l + dl^2)\, e^{\frac{2}{ma}(x-l)}\right]}}$$

$\frac{1}{v}$ staje się ∞ tylko dla jednej granicy $x = l$; możemy więc obliczyć tę całkę od $(l - \varepsilon)$ do 0, jak to uczyniliśmy w wypadku poprzednim, przyjmując następnie, że na przestrzeni od l do $(l - \varepsilon)$ szybkość jest stała i równa $\frac{1}{2} v_{l-\varepsilon}$

Wzory powyższe wskazują, że pod koniec powrotu (dla $x = 0$) szybkość będzie wynosiła:

$$v^2 = a\left[\beta - \frac{\beta + \gamma l + dl^2}{e^{\frac{2}{am} \cdot l}}\right]$$

a więc w końcu powrotu szybkość tylko w takim razie może być równą zeru, o ile mnożnik w [ ] stanie się równy zeru, co możliwe jest tylko wtedy, gdy $\psi_1(\alpha) < 0$, t. j. gdy nadmiar rekuperacji nad siłami tarcia w pozycji bojowej jest ujemny; w rzeczy samej, widzieliśmy, że podczas drugiego okresu powrotu koniecznem jest, aby suma sił opóźniających ruch masy odrzutowej była większa od sumy sił przyśpieszających, gdyż inaczej szybkość, zamiast umarzać się, wzrastałaby; trzeba więc mieć w tym drugim okresie

$$\Sigma r_1 + \frac{v^2}{a} > p_0 S + \varphi(x) \qquad \text{w końcu ruchu} \quad \varphi(x) = 0,$$

ażeby więc w końcu ruchu v mogło być równe zeru, trzeba, aby

$$\Sigma r_1 > p_0 S, \qquad \text{czyli} \qquad p_0 S - \Sigma r_1 = \psi_1(\alpha) < 0.$$

Możliwą rzeczą jest budowa oporopowrotników, w których $\psi_1(\alpha) < 0$, t. j. w których naprężenie powrotnika w pozycji bojowej byłoby mniejsze od oporów tarcia i składowej wagi lufy, — w takim razie dosłanie odbywałoby się dzięki szybkości nabytej podczas pierwszego okresu ruchu powrotowego. Jednakowoż w pewnych wypadkach zachodziłoby ryzyko otrzymania powrotu niekompletnego, wobec czego zawsze jest korzystnem mieć duży wysiłek powrotnika w stanie spoczynku.

Z powyższego wynika, że z miarkownikiem powrotu o stałym przekroju otworów, szybkość w końcu powrotu (dla $x = 0$) nigdy nie będzie równą zeru, a więc zawsze będzie zachodziło uderzenie; w takim więc oporopowrotniku koniecznem będzie zawsze posiadać dodatkowy dławik, który może być umieszczony np. w przedniej części cylindra opornika.

Takie właśnie rozwiązanie musiało być przyjęte dla działa 75 mm (dławik Schindlera, dławik olejny wzoru Puteaux) — w szczególności w oporopowrotniku 75 mm „uniwersalnym", w którym otwory powrotowe, zmienne wraz z kątem podniesienia, zachowują *przy danym kącie* stały przekrój przez cały czas powrotu.

Zastosowanie do konkretnego przykładu. — Wrócimy tu do przykładu działa 75 mm, którego odrzut studjowaliśmy na str. 47 — 50.

Jako daty zadania weźmiemy

$$p_0 S = 800 \text{ kg}, \qquad \Sigma r_1 = 400 \text{ kg}, \qquad \psi_1(\alpha) = 400 \text{ kg},$$

$$c = 322, \qquad d = 115, \qquad l = 1{,}095 + 0{,}10 = 1{,}195,$$

(ponieważ tu początek spółrzędnych odpowiada położeniu zupełnego dosłania).

Określmy teraz a dla *miarkownika*, w tym celu wyjdziemy z założenia, że szybkość w końcu powrotu musi być możliwie najmniejszą, przy zachowaniu dopuszczalnego czasu trwania powrotu.

Widzieliśmy, że w końcu powrotu

$$v^2 = a\left(\beta - \frac{\beta + \gamma l + dl^2}{e^{\frac{2}{am} \cdot l}}\right)$$

z powodu małej wartości a drugi wyraz w nawiasie jest bardzo mały i może być odrzucony w porównaniu z pierwszym, wobec czego, możemy uważać, że w końcu powrotu mamy

$$v^2 = a\beta.$$

Jeżeli damy sobie v w końcu odrzutu np. 0,45 m/sek, to — przyjmując, z powodu bardzo małej wartości a, $\beta = \psi_1(\alpha)$, — otrzymamy

$$a = \frac{0{,}45^2}{400} = 0{,}0005.$$

Wówczas równanie wysiłku miarkownika przyjmuje postać

$$\frac{v^2}{a} = 403{,}7 + 324{,}6x + 115x^2 - 955e^{86{,}98(x-l)}$$

ponieważ $x - l < 0$, widzimy, że ostatni wyraz bardzo szybko staje się nadzwyczaj małym, i że krzywa przedstawiająca wysiłek miarkownika prawie zlewa się z krzywą

$$y = 403{,}7 + 324{,}6\,x + 115\,x^2,$$

która znów jest nadzwyczaj bliską do krzywej powrotnika

$$y = 400 + 322\,x + 115\,x^2$$

(licząc i w jednym i w drugim wypadku rzędne od prostej „tarcia").

Odnośne wykresy przedstawione są na Tablicy VII, a mianowicie:

linją	(———)	dla $\psi_1(\alpha) = 400$	$\Sigma r_1 = 400$	$l = 1{,}195$
„	(--------)	„ $\psi_1(\alpha) = 300$	$\Sigma r_1 = 500$	$l = 1{,}055$
„	(·-·-·-·-·)	„ $\psi_1(\alpha) = 500$	$\Sigma r_1 = 300$	$l = 1{,}34$

Widzimy, że krzywa miarkownika pod koniec powrotu ma jeden i ten sam przebieg bez względu na warunki początkowe strzału, jednakże szybkość pod koniec powrotu, a co zatem idzie energja uderzenia, zmienia się w tym samym sensie, co i $\psi_1(\alpha)$; i tak

dla	$\psi_1(\alpha) = 400$ kg,	mamy	$v^2 = a \times 403{,}7;$
„	$\psi_1(\alpha) = 500$ kg,	„	$v^2 = a \times 503{,}7;$
„	$\psi_1(\alpha) = 300$ kg,	„	$v^2 = a \times 303{,}7$ *)

Obliczenie czasu trwania powrotu daje w (założeniu wykresu ———)

$$t = 2{,}195 \text{ sek.}$$

Wreszcie obliczenie otworów daje

$$\omega = 6{,}34 \text{ mm}^2$$

jest to przekrój bardzo mały, chociaż większy od odnośnego prze-

*) Należy zauważyć, że jeżeli bierzemy dla $\varphi(x) = cx + dx^2$, to linja stateczności przestaje być prostą; w danym razie — ponieważ wysiłek powrotnika wchodzi do wartości ustateczniających — „prosta" stateczności staje się krzywą o równaniu (przy $H = 1$ m, $P_r = 450$ kg i $P_t\ (d - l_0) = 120$

$$y = \frac{(800 + 322\,x + 115\,x^2) \times 1 + 120 + 450\,x}{1}$$

czyli

$$y = 920 + 772\,x + 115\,x^2$$

krzywa ta jest przedstawiona linją kropkowaną na wykresie Tabl. VII; leży ona poniżej przyjętej przez autora „prostej stateczności", lecz grubo wyżej od krzywej całkowitego wysiłku, wobec czego stateczność sprzętu poz staje zapewnioną (przyp. tłumacza).

kroju w haubicach 120 i 155 mm wzoru Baquet, — a przecież w tych ostatnich dwóch wzorach zachodziło uderzenie pod koniec powrotu *).

Dławik (przyrząd umarzający szybkość w końcu powrotu).

Widzieliśmy, że oporopowrotnik z miarkownikiem, przekrój otworów którego ma kształt dany przez wzór $\omega^2 = \lambda_1 bx$, czyli jest równy zeru przy końcu dosłania, zapewniają dosłanie kompletne i bez uderzenia. Jednakowoż jest rzeczą trudną otrzymać przy budowie oporopowrotnika $\omega = 0$ ściśle w końcu powrotu; w praktyce zawsze będzie pewna gra i pola otworów nie będą równe zeru; prawie zawsze będzie więc miało miejsce lekkie uderzenie przy dosłaniu, które w większości wypadków będzie zbyt słabe, aby mogło spowodować zmianę kierunku działa, — które jednakże może stać się niebezpiecznem dla celności działa, jeżeli po pewnym czasie służby sprzętu gra, o której mowa, powiększy się.

Co się tyczy oporopowrotników z miarkownikiem o stałym przekroju otworów, to takowe zawsze dają uderzenie w końcu powrotu.

A więc zarówno w jednym, jak i w drugim wypadku staje się niezbędnym specjalny przyrząd dodatkowy, który działać będzie na przestrzeni ostatnich 15—20 cm, celem umorzenia pozostałej szybkości.

Rozpatrzymy tu działanie dławika w wypadku miarkownika o przekroju stałym otworów, gdyż ten ostatni daje uderzenia najsilniejsze. Jeżelibyśmy wprowadzili do równania ruchu oddzielnie działanie miarkownika i działanie dławika, to otrzymalibyśmy równanie, które naogół nie dałoby się zcałkować. Trudność tę możemy obejść w sposób następujący: przypuszczamy, że zespół miarkownik + dławik jest równoznaczny z fikcyjnym opornikiem, działającym np. na przestrzeni ostatnich 20 centymetrów, którego fikcyjny przekrój otworu zmieniałby się według prawa $f(x) = \lambda b_f x$, obliczonego w ten sposób, aby szybkość była umorzona pod koniec ruchu. Wówczas całkowanie równania ruchu staje się możliwem i daje w rezultacie pewne prawo, podług którego zmienia się szybkość v i wysiłek fikcyjnego opornika $\frac{v^2}{b_f x}$.

---

*) Autor nie podaje dokładnego obliczenia przekroju otworów; jeżeli przypuścić, że pożyteczna powierzchnia tłoka opornika wynosi $S = 8$ cm², to

$$\lambda_1 = \frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2} = \frac{\delta \times 512}{20 \times 9{,}81 \times 0{,}62^2}$$

a wtedy, nawet w założeniu

$$\delta = 1 \quad \text{i} \quad a = 0{,}0005 \qquad \omega^2 = \frac{1 \times 512}{20 \times 9{,}81 \times 0{,}62^2}\, a = 0{,}0034$$

skąd $\omega = 0{,}058$ cm² $= 5{,}8$ mm². (przyp. tłumacza).

Jeżeli oznaczymy przez

F_m wartość wysiłku miarkownika,
F_a „ „ dławika,
F_f „ „ fikcyjnego opornika,

to — ponieważ zespół miarkownik + dławik równoznaczny jest z fikcyjnym opornikiem, — będziemy stale mieli

$$F_m + F_a = F_f.$$

Skądinąd zcałkowane równanie ruchu określi wartość szybkości powrotu oraz F_f w czasie okresu, podczas którego działa dławik; znając tę szybkość określimy F_m, ponieważ znamy prawo zmiany przekroju otworów miarkownika — następnie zaś $F_a = F_f - F_m$, co pozwoli określić przekrój otworów dławika, ponieważ znamy szybkość powrotu w tym okresie.

Równanie ruchu podczas okresu działania dławika będzie więc

$$mv\frac{dv}{dx} - \frac{v^2}{b_f x} + cx + dx^2 + \psi_1(\alpha) = 0$$

które zcałkujemy w założeniu, że w punkcie $x = l_r$, w którym rozpoczyna się działanie dławika, szybkość powrotu jest równą szybkości v_r, którą posiadała masa odrzutowa w tym punkcie przedtem, zanim wszedł w grę dławik; otrzymamy w ten sposób*) wzór na v^2 i na-

---

*) Mamy tu

$$\int \frac{dx}{f(x)} = -\int \frac{dx}{b_f x} = -\frac{lx}{b_f}; \qquad e^{-\frac{2\lambda}{m}\int \frac{dx}{fx}} = e^{\left(-\frac{2}{m}\right)\left(-\frac{lx}{b_f}\right)} = x^{\frac{2}{b_f m}}$$

$$\int e^{-2\frac{\lambda}{m}\int \frac{dx}{f(x)}} \frac{\varphi(x) + \psi_1(\alpha)}{\frac{2}{x^{b_f m}}} dx = \int \frac{cx + dx^2 + \psi_1(\alpha)}{\frac{2}{x^{b_f m}}} dx =$$

$$= \frac{cx^{2-\frac{2}{b_f m}}}{2 - \frac{2}{b_f m}} + \frac{dx^{3-\frac{2}{b_f m}}}{3 - \frac{2}{b_f m}} + \frac{\psi_1(\alpha)\, x^{1-\frac{2}{b_f m}}}{1 - \frac{2}{b_f m}} + K$$

$$v^2 = -\frac{2}{m} x^{\frac{2}{b_f m}} \left[\frac{cx^{2-\frac{2}{b_f m}}}{2 - \frac{2}{b_f m}} + \frac{dx^{3-\frac{2}{b_f m}}}{3 - \frac{2}{b_f m}} + \frac{\psi_1(\alpha)\, x^{1-\frac{2}{b_f m}}}{1 - \frac{2}{b_f m}} + K \right]$$

stępnie na wysiłek fikcyjnego opornika w każdym punkcie od $x = l_r$ do $x = 0$

$$F_f = \frac{v^2}{b_f x} = 2\left[\frac{\psi_1(\alpha)}{2 - 2b_f m} + \frac{cx}{2 - 2b_f m} + \frac{dx^2}{2 - 3b_f m} + \left(\frac{v_r^2}{2b_f l_r} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{\psi_1(\alpha)}{2 - b_f m} - \frac{c l_r}{2 - 2b_f m} - \frac{d l^2}{1 - 3b_f m}\right)\left(\frac{x}{l_r}\right)^{\frac{2}{b_f m} - 1}\right]$$

$Fm = \frac{v^2}{a} = \frac{2b_f x}{a}$ [przypisać wartość z [ ] z poprzedniego wzoru].

Łatwo można zdać sobie sprawę z tego, że krzywa F_m schodzi się według stycznej (w oryginale „se raccorde tangentiellement") z krzywą miarkownika *przed* wejściem w grę dławika **)

---

dla $x = l_r$ mamy $v = v_r$; stąd

$$-K = \frac{v_r^2}{\frac{2}{m} l_r^{\frac{2}{b_f m}}} + \frac{c l_r^{2 - \frac{2}{b_f m}}}{2 - \frac{2}{b_f m}} + \frac{d l_r^{3 - \frac{2}{b_f m}}}{3 - \frac{2}{b_f m}} + \frac{\psi_1(\alpha)\, l_r^{1 - \frac{2}{b_f m}}}{1 - \frac{2}{b_f m}}$$

podstawiając K do poprzedniego równania, otrzymamy wskazany powyżej wzór na v^2 (przyp. tłumacza).

**) To ostatnie twierdzenie wydaje się wyrażonem niedość ściśle; w rzeczy samej krzywa miarkownika oraz krzywa F_m mają wspólny punkt dla $x = l_r$ i dopiero od tego punktu zaczyna krzywa F_m mieć praktyczne znaczenie; krzywa F_m tylko w takim razie w punkcie $x = l_r$ będzie styczną do krzywej miarkownika, jeśli $b_f l_r = a$; w rzeczy samej spółczynnik kątowy stycznej do krzywej moderatora jest

$$\frac{d\left(\frac{v^2}{a}\right)}{dx} = \gamma + 2dx = c + dam + 2dx$$

(odrzucając wyraz z e) zaś spółczynnik kątowy stycznej do krzywej F_m jest

$$\frac{dF_m}{dx} = 2\frac{b_f}{a}\left\{\frac{\psi_1(\alpha)}{2 - mbf} + \frac{2cx}{2 - 2mbf} + \frac{3dx^2}{2 - 3mbf} + \right.$$

$$\left. + \left[\frac{v_r^2}{2b_f l_r} - \frac{\psi_1(\alpha)}{2 - mbf} - \frac{2c l_r}{2 - 2mbf} - \frac{3d l_r^2}{2 - 3mbf}\right] \frac{x^{\frac{2}{mb_f} - 1}}{l^{\frac{2}{mb_f} - 1}} \times \frac{2}{mbf}\right\}$$

dla $x = l_r$

$$\left[\frac{dF_m}{dx}\right]_{x = l_r} = \frac{2}{a}\left[\frac{v_r^2}{mbf\, l_r} - \frac{\psi_1(\alpha) + c l_r + d l_r^2}{m}\right]$$

Zastosowanie do konkretnego przykładu. — Zastosujemy powyższą teorję w wypadku sprzętu 75 mm, o oporopowrotniku hydropneumatycznym, powrót którego przestudjowany był na str. 69—70 (stały przekrój otworów). Przypuścimy, że dławik zaczyna działać w punkcie $x = 0{,}20$.

W tym punkcie wysiłek miarkownika wynosił

$$\frac{v^2}{a} = 473{,}22 \text{ kg}; \quad \text{czyli} \quad v^2 = 473{,}22 \times 0{,}0005 = 0{,}2366$$

Wartości v_r^2 i l_r, które mamy wprowadzić do wzoru F_f są

$$v_r^2 = 0{,}2366 \qquad l_r = 0{,}20$$

Musimy jeszcze określić b_f; ażeby uniknąć nagłego wzrostu wysiłku, przeciwstawionego ruchowi masy odrzutowej w chwili wejścia w grę dławika, postawimy warunek, aby przekrój otworu fikcyjnego był w punkcie $x = 0{,}2$ m równy przekrojowi otworu miarkownika, t. j. przyjmiemy

$$b_f \times 0{,}20 = a = 0{,}0005, \qquad \text{czyli} \qquad b_f = 0{,}0025$$

a w takim razie

$$F_f = \frac{v^2}{b_f x} = 424{,}4 + 363{,}88\,x + 138{,}974\,x^2 - 29{,}515\,(5x)^{16{,}391}$$

$$Fm = \frac{v^2}{a} = \frac{b_f}{a}\,x \left[424{,}4 + 363{,}88\,x + 138{,}974\,x^2 - 29{,}515\,(5x)^{16{,}391} \right] =$$

$$= 5\left(424{,}4\,x + 363{,}88\,x^2 + 138{,}974\,x^3 - 29{,}515\,(5x)^{16{,}391}\,x\right)$$

---

ponieważ zaś

$$v_r^2 = a\left[\frac{cam + da^2m^2 + 2\psi_1(\alpha)}{2} + (c + dam)\,l_r + dl_r^2\right], \quad \text{więc} \quad \left[\frac{dFm}{dx}\right]_{x=l_r} =$$

$$\frac{cam + da^2m^2 + 2\psi_1(\alpha) + 2(c + dam)\,l_r + 2\,dl_r^2}{mb_f l_r} - \frac{2\psi_1(\alpha) + 2cl_r + 2dl_r^2}{am}$$

i tylko w razie, jeżeli $b_f l_r = a$, otrzymamy

$$\left[\frac{dFm}{dx}\right]_{x=l_r} = \frac{cam + da^2m^2 + 2\psi_1(\alpha) + 2(c + dam)\,l_r + 2dl_r^2 - 2\psi_1(\alpha) - 2cl_r - 2dl_r^2}{am} =$$

$$= \frac{cam + da^2m^2 + 2\,dam\,l_r}{dx} = c + dam + 2\,dl_r = \left[\frac{d\left(\frac{v^2}{b}\right)}{dx}\right]_{x=l_r}$$

To ostatnie założenie zostało przyjęte w rozpatrzonym w dalszym ciągu przykładzie liczbowym i dlatego na odnośnym wykresie wyżej wymienione dwie krzywe stykają się w punkcie $x = l_r$. Jeżeli zaś $b_f l_r \neq a$, to krzywa F_m przecina krzywą miarkownika pod kątem $\neq 0$. (przypisek tłumacza).

Tablica VIII przedstawia w dużej skali wykresy miarkownika i dławika.

Wykres (————) przedstawia wysiłek miarkownika bez dławika
„ (--------) „ „ całkowity miarkownika [z dławikiem
„ (·-·-·-·-·) „ „ miarkownika po wejściu [w grę dławika.

Odcinek rzędnej między prostą $y = 400$ kg a krzywą (·-·-·-·-·) przedstawia wysiłek miarkownika po wejściu w grę dławika; odcinek rzędnej między krzywą (·-·-·-·-·) a krzywą (--------) przedstawia wysiłek dławika.

Powierzchnia, zawarta między krzywą przedstawiającą wysiłek powrotnika (równanie $y = 400 + 322\,x + 115\,x^2$), a krzywą (-------), jest równą pozostałej żywej sile w punkcie, w którym dławik wchodzi w grę*).

Wreszcie jeżeli obliczyć czas trwania powrotu w tem dziale zaopatrzonem w dławik to znajdziemy,

$$t = 2{,}62 \text{ sek}$$

t. j. z tytułu dławika otrzymujemy powiększenie t o

$$2{,}62 - 2{,}195 = 0{,}425 \text{ sek.}$$

Obliczenie przekroju otworów dławika może być dokonane w ten sam sposób, co na str. 40—41; jeżeli ω wyraża całkowitą powierzchnię tych otworów, S powierzchnię tłoka dławika, to mamy

$$\frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2} \cdot \frac{v^2}{\omega^2} = F_f - F_m$$

Obliczenie wskazuje, że dla $x = 0{,}2$ m przekrój otworu winienby być ∞; wynika to z postawionego warunku, aby wysiłek opornika fikcyjnego (czyli suma wysiłków miarkownika i dławika) był w punkcie $x = 0{,}20$ m równy wysiłkowi miarkownika.

---

*) W rzeczy samej

$$\int_0^{0,2} \frac{v^2}{bf\,x}\,dx - \int_0^{0,2} (400 + 322x + 115x^2)\,dx = \left[424{,}4\,x + 181{,}94\,x^2 + 46{,}3\,x^3 - \right.$$

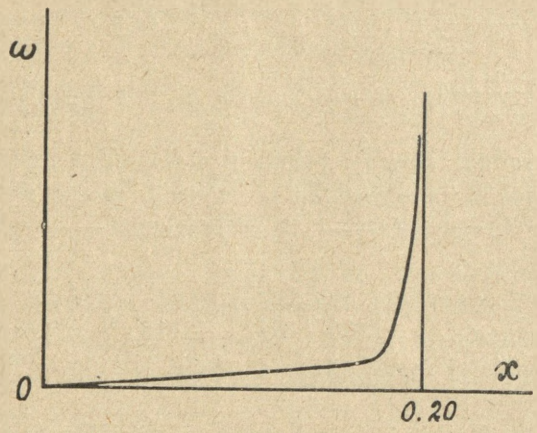
$$\left. - \frac{29{,}515 \times 5^{16{,}391} \times x^{17{,}391}}{17{,}391} - 400\,x - 161\,x^2 - 38{,}3\,x^3 \right]_0^{0,2} = 5{,}45$$

skądinąd żywa siła pozostała w punkcie $x = 0{,}2$ wynosi

$$m\frac{v_r^2}{2} = \frac{46 \times 0{,}2366}{2} = 5{,}45$$

(przyp. tłumacza).

Prawo zmiany przekroju ω będzie więc przedstawione przez krzywą kształtu wskazanego na rys. 14. W praktyce wystarczy —



Rys. 14.

z powodu małej szybkości powrotu, — aby przekrój otworu dławika miał w punkcie $x = 0{,}2$ m dostateczną wartość, aby uderzenie było niewyczuwalne.

CZĘŚĆ II.

Specjalne rodzaje oporopowrotników.

ROZDZIAŁ I.

O mechanizmie dorzutowym.

Określenia.

W działach, o których mówiliśmy dotychczas, lufa jest nieruchoma w chwili, gdy zaczyna się rozwijać prężność gazów; lufa zaczyna nabierać szybkości i osiąga najwyższą swą szybkość w punkcie, znajdującym się na pewnej odległości od punktu, będącego początkiem ruchu; szybkość ta zostaje umorzona na przestrzeni l przez połączony opór opornika i powrotnika, następnie zaś lufa zostaje dosłaną na miejsce przez działanie powrotnika.

Przeciwnie, w działach o mechaniźmie dorzutowym lufa przed strzałem zostaje odciągniętą ku tyłowi i zaryglowaną w tem położeniu, przyczem powrotnik otrzymuje naprężenie odpowiadające długości l, na którą lufa została przesunięta ku tyłowi; długość l nosi nazwę długości dorzutowej; następnie lufa zostaje pozostawiona samej sobie (czyli odryglowuje się) i pod działaniem powrotnika przesuwa się ku przodowi do pewnego punktu, w którym działo zostaje automatycznie odpalone; w chwili odpalenia lufa posiadała pewną szybkość v_l, zwaną szybkością dorzutową; po odpaleniu lufa kontynuuje swój ruch ku przodowi aż do chwili, gdy szybkość, nadawana lufie w odwrotnym kierunku przez ciśnienie gazów, sprowadzi do zera szybkość dorzutową; następnie lufa zaczyna cofać się i powiększać swą szybkość skierowaną wstecz, aż do chwili, gdy ciśnienie gazów

zostanie zrównoważone przez opory przeciwstawione odrzutowi (opornik, powrotnik i t. d.); w chwili tej lufa otrzymuje więc pewną szybkość v_ρ, zwaną szybkością odrzutową; wreszcie ta szybkość odrzutowa zostaje umorzona przez opory na pewnej przestrzeni ρ, zwanej długością odrzutu; lufa samoczynnie zaryglowuje się w tem położeniu i jest gotową do następnego strzału.

Określenie szybkości odrzutowej v_ρ, odpowiadającej danej szybkości dorzutowej v_l, może być bardzo łatwo dokonane, jeżeli przypuścić, że niema oporów, i że mamy do czynienia z lufą, posiadającą w chwili oddania strzału szybkość v_l skierowaną w kierunku przeciwnym niż odrzut i nabytą w jakikolwiek sposób. Jeżeli oznaczymy przez : F funkcję, przedstawiającą w każdej chwili całkowite ciśnienie gazów, t_1 chwilę odpowiadającą oddaniu strzału; t_0 chwilę, w której szybkość lufy staje się równą zeru; t_2 chwilę, w której lufa posiada najwyższą szybkość, skierowaną wstecz, — to w okresie między t_1 i t_2 mamy

$$m\frac{dv}{dt} = F, \qquad \text{czyli} \qquad \int_{t_1}^{t_2} m\,dv = \int_{t_1}^{t_2} F\,dt$$

i ponieważ w okresie od t_1 do t_0 szybkość zmniejsza się

$$\Big(-mv\Big)_{t_1}^{t_0} + \Big(mv\Big)_{t_0}^{t_2} = \int_{t_1}^{t_2} F\,dt$$

czyli

$$mv_l + mv_\rho = \int_{t_1}^{t_2} F\,dt$$

skądinąd $\int_{t_1}^{t_2} F\,dt$ równa się ilości ruchu mv, którą ciśnienie gazów nadałoby lufie, gdyby ta była nieruchomą w chwili oddania strzału, więc

$$v_l + v_\rho = v, \quad \text{czyli} \quad v_\rho = v - v_l,$$

czyli *szybkość odrzutowa v_ρ równa się szybkości początkowej odrzutu swobodnego, zmniejszonej o szybkość dorzutową.*

Inaczej się ma rzecz wówczas, gdy siła, która nadała szybkość dorzutową, nie przestała działać w okresie od t_1 do t_2; jeżeli oznaczymy przez R prężność powrotnika, to

$$m\frac{dv}{dt} = F - R \qquad mv_l + mv_\rho = \int_{t_1}^{t_2} F\,dt - \int_{t_1}^{t_2} R\,dt$$

a więc

$$mv_l + mv_\rho < mv \qquad \text{i} \qquad v_l + v_\rho < v$$

jednakowoż i w tym wypadku przypuścimy, że szybkość odrzutowa

$$v_\rho = v - v_l$$

co w rezultacie da nam dla v_p szybkość większą niż rzeczywista, wobec czego otrzymamy żywą siłę do pochłonięcia $\frac{1}{2} m v_p^2$ również większą, niż w rzeczywistości, co zwiększa spółczynnik bezpieczeństwa; wreszcie przypuścimy również, że punkty, odpowiadające maximum szybkości odrzutu i maximum szybkości dorzutowej zlewają się ze sobą, co z dostateczną ścisłością ma miejsce w praktyce.

Główną zaletą mechanizmu dorzutowego jest znaczne zmniejszenie szybkości odrzutowej i — co zatem idzie odnośnej żywej siły, gdyż

$$\frac{1}{2} m v_p^2 = \frac{1}{2} m \left[v - v_1 \right]^2$$

jeżeli $v_1 = \frac{v}{2}$, to żywa siła zmniejszy się o 25%.

Stateczność w działach o mechanizmie dorzutowym.

Studjując okres powrotu, widzieliśmy, że przy ruchu lufy ku przodowi ciśnienie, wywierane na łoże ku tyłowi przez powrotnik, przekracza wartość oporów biernych i oporu miarkownika, które dążą do pociągnięcia łoża ku przodowi, — dopóty, dopóki lufa ma przyśpieszenie dodatnie.

W działach z mechanizmem dorzutowym należy osiągać możliwie największą szybkość dorzutową; sprowadzamy więc opory bierne podczas ruchu dorzutowego do minimum i wyłączamy działanie miarkownika, w ten sposób, aby przyśpieszenie lufy było dodatnie aż do punktu w którym następuje odpalenie; wynika stąd, że wysiłek, który działa na łoże podczas ruchu dorzutowego, działa od przodu ku tyłowi; jest on zresztą mniejszy od tego wysiłku, który działa na łoże podczas odrzutu, gdy opory bierne działają w tym samym kierunku, co powrotnik. Jeżeli więc stateczność będzie zapewniona podczas odrzutu, to tembardziej będzie ona osiągnięta w czasie ruchu dorzutowego.

Warunek stateczności będzie więc tu ten sam, co i w działach bez mechanizmu dorzutowego, omówionych uprzednio, czyli

$$R_1 H \leqslant P_t l_0 - P_r x \cos \alpha$$

Działa o mechanizmie dorzutowym bez opornika odrzutowego.

Przypuśćmy, że jedynie powrotnik oraz siły tarcia działają dla pochłonięcia żywej siły odrzutu, inaczej mówiąc, że niema opornika

odrzutowego; weźmiemy — jako początek ruchu — punkt, w którym następuje oddanie strzału; wreszcie przypuścimy, że funkcja wzrostu prężności powrotnika jest funkcją linijną.

Siły, działające na lufę podczas ruchu dorzutowego są następujące:

1° wysiłek powrotnika $p_0 S + cx$ (siła przyśpieszająca)

2° opory bierne Σr (siły opóźniające)

3° składowa ciężaru lufy $P_r \sin \alpha$ (opóźniające, jeśli $\alpha > 0$).

Równanie ruchu dorzutowego lufy będzie więc:

$$- mv \frac{dv}{dx} = p_0 S + cx - \Sigma r - P_r \sin \alpha$$

przyczem pierwszy wyraz ma znak minus, gdyż tu $dx < 0$.

Równanie to ma być zcałkowane od l do 0, gdzie l wynosi długość dorzutową; otrzymamy

$$\left[-\frac{1}{2} mv^2 \right]_l^0 = \left[(p_0 S - \Sigma r - P_r \sin \alpha) x + \frac{cx^2}{2} \right]_l^0$$

ponieważ dla $x = 0$ mamy $v = v_l$ i dla $x = l$ mamy $v = 0$

$$\frac{1}{2} m v_l^2 = (p_0 S - \Sigma r - P_r \sin \alpha) l + \frac{cl^2}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Siły działające na lufę podczas odrzutu, są to:

1° wysiłek powrotnika (opóźniający)

2° opory bierne (opóźniające)

3° składowa masy lufy (przyśpieszająca).

Równanie ruchu będzie więc

$$mv \frac{dv}{dx} = - p_0 S - cx - \Sigma r + P_r \sin \alpha$$

całkując to równanie i zauważając, że dla $x = 0$, $v = v_\rho$ (co wynika z założeń), mamy

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_\rho^2}{2} - \left[(p_0 S - P_r \sin \alpha + \Sigma r) x + \frac{cx^2}{2} \right]$$

ponieważ zaś w końcu odrzutu $v = 0$ i $x = \rho$, więc

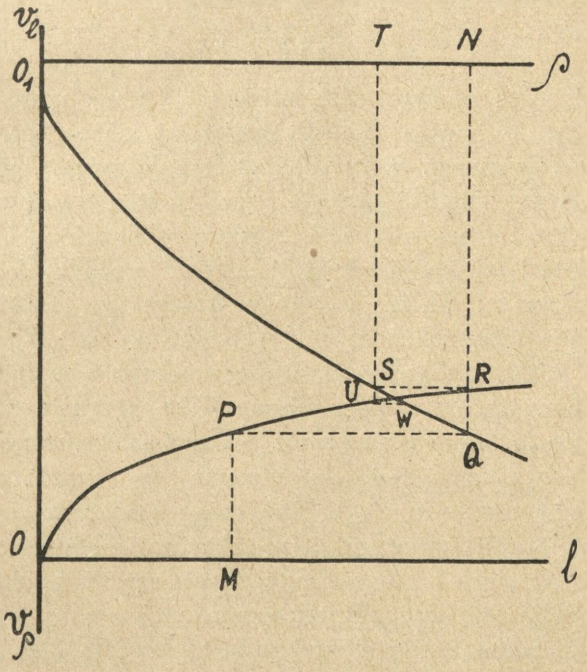
$$\frac{mv_\rho^2}{2} = [p_0 S - P_r \sin \alpha + \Sigma r] \rho + \frac{c\rho^2}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

skądinąd mamy

$$v_l + v_\rho = v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Równania (1), (2) i (3) pozwalają, znając l, określić v_l, v_ρ i ρ. Te 3 równania mogą być rozwiązane sposobem wykreślnym, co prowadzi do ciekawych wniosków.

Krzywa szybkości dorzutowych v_l w funkcji l jest łukiem hiperboli, mającej wierzchołek w punkcie będącym początkiem spółrzędnych. Krzywa szybkości odrzutowych v_ρ w funkcji ρ jest również łukiem hiperboli o wierzchołku znajdującym się w początku spółrzędnych, przyczem rzędne krzywej v_ρ są stale większe od rzędnych krzywej v_l, ponieważ dwa odnośne równania różnią się między sobą tylko znakiem wyrazu Σr, który to wyraz jest >0 w równaniu v_ρ.



Rys. 15.

Jeżeli wykreślić obie te krzywe w taki sposób, aby odstęp między dwoma początkami rzędnych $OO_1 = v$ i aby osie krzywych v_l i v_ρ były skierowane w kierunkach przeciwnych, jak wskazuje rys. 15, to rozwiązanie wykreślne tych równań może być dokonane, jak następuje: jeżeli

$$OM = l \qquad \text{to} \qquad MP = v_l,$$

a w takim razie szybkość odrzutowa wynosi NQ, ponieważ

$$MP + NQ = v,$$

zaś długość odrzutu

$$\rho = O_1 N.$$

Rys. 15 wskazuje, że długość dorzutowa, która daje zaryglowanie w punkcie wyjściowym, będzie to wartość odciętej, która odpowiada punktowi przecięcia się tych 2 krzywych.

Jeżeli po dorzucie $= OM$, który dał odrzut i zaryglowanie na odległości $O_1 N$, dokonamy drugiego dorzutu długości $I = O_1 N$, to długość nowego odrzutu otrzymamy, prowadząc przez punkt R linję równoległą do Ol, która spotyka krzywą v_ρ w punkcie S, co daje odrzut długości $O_1 T$. Ponieważ rzędne krzywej $O_1 SQ$ rosną szybciej, niż rzędne krzywej OPR, — więc

$$OM < O_1 T < O_1 N.$$

Kontynuując to rozumowanie, otrzymamy nowy odrzut, odpowiadający punktowi W i w ten sposób będziemy coraz bardziej zbliżali się do stanu równowagi, który scharakteryzowany jest przez długość dorzutową równą długości odrzutowej. Ten stan równowagi osiągnie się tem szybciej, im większą jest różnica rzędnych v_ρ i v_l odpowiadających jednej i tej samej odciętej; ta różnica rzędnych wynosi $2\Sigma r$; z tego więc punktu widzenia byłoby korzystnem zwiększyć opory bierne; miałoby to wszakże tę niedogodność, że zwiększanie oporów biernych zmniejsza szybkość dorzutową; uniknąć tego możemy w ten sposób, że powiększamy opory bierne tylko w czasie odrzutu przez hamowanie; to ostatnie rozwiązanie zostało zastosowane we wszystkich działach o mechaniźmie dorzutowym; — pozwala ono również, jak zobaczymy w dalszym ciągu niniejszego rozdziału, na lepsze wykorzystanie pola linji stateczności; w takim razie krzywa v_ρ przebiega poniżej tejże krzywej w wypadku poprzednim, i punkt przecięcia z krzywą v_l zbliża się do początku rzędnych.

Jeżeli kąt podniesienia α wzrośnie, to wzrasta i $P_r \sin \alpha$, wobec czego rzędne obydwóch krzywych zmniejszają się i ich punkt przecięcia oddala się; innemi słowy punkt stanu rownowagi oddala się od punktu, przyjętego za początek ruchu. Jeżeli więc mamy daną maksymalną długość odrzutu, to trzeba upewnić się, że w razie największego kąta podniesienia punkt równowagi znajduje się jeszcze dość daleko od krańcowego dopuszczalnego dla odrzutu punktu, aby nie zachodziła obawa przekroczenia go nawet z cokolwiek niższą od normalnej szybkością dorzutową.

Jeżeli teoretyczna własna szybkość odrzutu v (t. j. w razie gdyby nie było mechanizmu dorzutowego) wzrośnie, to krzywa $O_1 SQ$ przenosi się równolegle do samej siebie w kierunku OO_1 (t. j. ku górze

na rys. 15), i punkt równowagi oddala się; odwrotne zjawisko zachodzi w razie, jeżeli v zmniejsza się.

Wreszcie wartość oporów biernych nie wpływa na położenie punktu równowagi; w rzeczy samej, dla jednej i tej samej odciętej rzędne wyżej wymienionych dwóch krzywych zmieniają się o jedną i tę samą wartość o różnych znakach [v_l o $- x\Delta(\Sigma r)$, a v_l o $+ x\Delta(\Sigma r)$], wobec czego rzędna punktu przecięcia pozostaje niezmienną.

Układ dwóch sprzężonych krzywych pozwala więc bardzo łatwo badać zmiany odrzutu w zależności od zmian różnych dat zadania. Zastosowanie wyżej wymienionych wzorów do konkretnego przykładu (podobnego do tego, który był studjowany przy omawianiu opornika z powrotnikiem sprężynowym — str. 36 i dalsze) wykaże, w jakich granicach zmienia się odrzut i jakie wynikają stąd niedogodności.

Zastosowanie do konkretnego przykładu. — Działo, w którem: $P_t = 1140$ kg, $l_0 = 2{,}20$ m, $P_r = 450$ kg, czyli $m = 46$, $H = 1$ m, $p_0 S = 800$ kg (w punkcie, w którym następuje odpalenie), $c = 500$, $\Sigma r = 200$ kg (nie wliczając składowej P_r), $P_r \sin\alpha = 200$ kg, czyli $\alpha = 26^0 30'$.

Równania krzywych sprzężonych będą więc:

$$\frac{1}{2} m v_l^2 = (800 - 200 - 200) l + 250 l^2 = 400 l + 250 l^2$$

$$\frac{1}{2} m v_\rho^2 = (800 + 200 - 200) \rho + 250 \rho^2 = 800 \rho + 250 \rho^2.$$

Badanie dwóch odnośnych krzywych (Tablica IX) pozwala wyprowadzić wnioski następujące:

— dla $\alpha = 26^0 30'$ w powyższych warunkach punkt równowagi znajduje się o 0,746 m od osi OO_1;

— jeżeli pierwsza długość dorzutowa wynosi 0,6 m, to po 6 strzałach zbliżymy się do punktu równowagi zaledwie o 0,08 m;

— jeżeli zamiast $\alpha = 26^0 30'$ przejdziemy do $\alpha = 0^0$ ($P_r \sin\alpha = 0$) — wykres (·····) — to punkt równowagi zbliża się do OO_1 ($x = 0{,}61$ m);

— jeżeli następnie przy $\alpha = 0^0$ zmniejszymy szybkość własną v o 0,5 m (krzywa --------), to punkt równowagi zbliży się jeszcze bardziej ($x = 0{,}55$); — jeżeli przy $\alpha = 26^0 30'$ szybkość v powiększymy o 0,5 m to punkt równowagi oddala się ($x = 0{,}81$ m) (krzywa punktowana ·····);

— jeżeli po strzale przy kącie $\alpha = 0^0$ i $v = 9{,}5$ m, co dało zaryglowanie w punkcie $x = 0{,}55$ m (równowaga), oddamy strzał przy $\alpha = 26^0 30'$ i $v = 10{,}5$ m, to odrzut będzie miał długość 1,05 m (krzywa ——— dla v^l i ····· dla v_ρ);

— jeżeli po strzale przy $\alpha = 26^0\,30'$ i $v = 10{,}5$ m, co dało zaryglowanie w punkcie równowagi $x = 0{,}81$ m, oddamy strzał przy $\alpha = 0^0$ i $v = 9{,}5$ m, to długość odrzutu wyniesie 0,37 m (krzywa ····· dla v_l i ——— dla v_p) i t. d.

Widzimy, że odrzut może zmieniać się od 0,37 m do 1,05 m, gdy przechodzimy od strzału pod kątem zero do strzału pod dużym kątem, nie zmieniając punktu zaryglowania; zębatka musiałaby więc mieć co najmniej $1{,}05 - 0{,}37 = 0{,}68$ m długości, co stanowi długość zbyt dużą.

Trzeba wszakże zauważyć, że w wyżej wymienionych warunkach i bez użycia opornika odrzutowego, w bardzo małym stopniu wykorzystujemy powierzchnię, ograniczoną przez linję stateczności.

W rzeczy samej, jeżeli zbudujemy wykres stateczności dla $\alpha = 0^0$ (rys. 16), to dochodzimy do wniosku, że w czasie odrzutu równanie prostej, która przedstawia wysiłek, działający na lufę, jest

$$\left[\begin{array}{ccc} 200\text{ kg} & + & 800\text{ kg} \\ \Sigma r & & \text{napr. powrotnika} \end{array}\right] + 500\,l = 1000 + 500\,l \quad (\text{prosta } MN)$$

dla $l = 0{,}61$ m (punkt zaryglowania dla $\alpha = 0^0$ i $v = 10$ m) otrzymujemy rzędną wysiłku 1300 kg, zaś rzędną prostej stateczności 2230 kg*); możnaby więc, nie przynosząc szkody stateczności, powiększyć naprężenie powrotnika tak, aby w czasie odrzutu prosta wysiłku działającego na lufę, była RQ zamiast MN.

Tracimy więc:

1^0 w czasie dorzutu pracę odpowiadającą powierzchni $MNRQ$

2^0 w czasie odrzutu „ „ „ $MNPQ$

którą otrzymalibyśmy, o ilebyśmy użyli opornika odrzutowego, zdolnego do wykonania pracy PQR w czasie odrzutu.

Pomimo to, odrzut lufy w dziale z mechanizmem dorzutowym sprowadza się do 0,75 m dla kąta $\alpha = 26^0\,30'$, podczas gdy w tych samych warunkach bez mechanizmu dorzutowego odrzut wynosiłby około 1,17 m.

Powyższe dowodzi, iż będzie możliwem — przy użyciu mechanizmu dorzutowego wraz z opornikiem odrzutowym, — zmniejszyć ciężar działa, obniżając w ten sposób prostą stateczności, przy równoczesnem znacznem zmniejszeniu długości odrzutu.

---

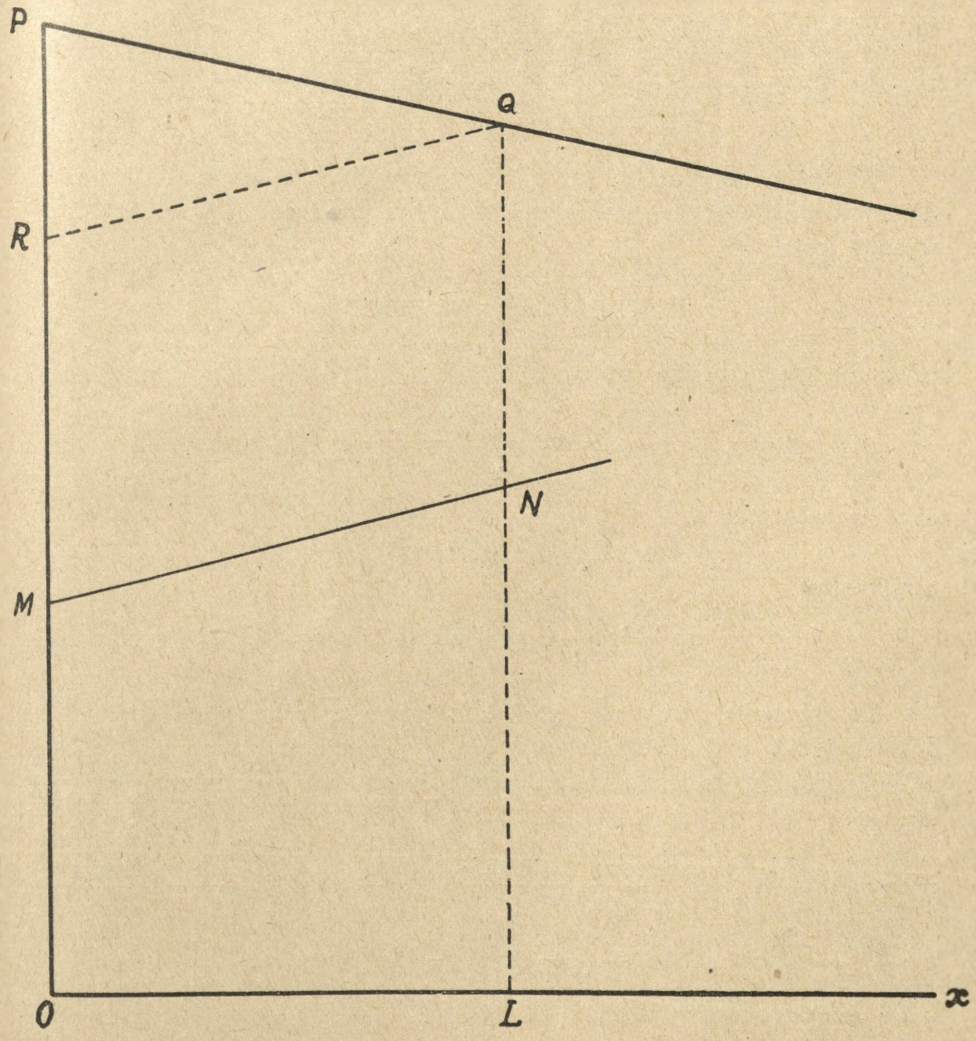
*) równanie zaś prostej stateczności będzie (prosta PQ)

$$y = \frac{P_t\,l_0 - P_r\,x\cos\alpha}{H} = \frac{1140 \times 2{,}2 - 450\,l\cos 0^0}{1} = 2500 - 450\,l$$

(przyp. tłumacza).

Działa o mechanizmie dorzutowym z opornikiem odrzutowym.

Zbadamy działanie tych dział, ograniczając się do wypadku sprzętu o ciężarze zmniejszonym (w oryginale „matériel allégé") z mechanizmem dorzutowym i opornikiem o stałym przekroju otworów, — zaopa-



Rys. 16.

trzonego w powrotnik powietrzny, przyczem rozwinięcie w szereg prężności powrotnika ograniczymy do tego wyrazu, który zawiera x^2.

W czasie ruchu dorzutowego dajemy płynowi opornika możność swobodnego przepływu (otwierając otwór o dużym przekroju tym lub innym sposobem*) tak, iż w tym okresie możemy nie brać pod uwagę oporu tego opornika. Szybkość dorzutowa dana więc jest przez wzór

$$-mv\frac{dv}{dx}=(p_0 S+cx+dx^2)-\Sigma r-P_r\sin\alpha$$

skąd, jeżeli l jest długością dorzutową,

$$v_l^2=\frac{2}{m}\left[(p_0 S-\Sigma r-P_r\sin\alpha)\,l+\frac{cl^2}{2}+\frac{dl^3}{2}\right] \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

W czasie odrzutu oprócz sił rozpatrywanych w poprzedniem zadaniu, działa jeszcze wysiłek opornika hydraulicznego; wartość tego wysiłku jest

$$\frac{v^2}{a} \qquad \text{przyczem} \qquad \lambda a=f(x)-\omega^2$$

równanie ruchu będzie więc

$$mv\frac{dv}{dx}=-p_0 S-cx-dx^2-\frac{v^2}{a}-\Sigma r+P_r\sin\alpha$$

czyli w założeniu, że

$$\psi(\alpha)=p_0 S+\Sigma r-P_r\sin\alpha$$

otrzymamy

$$mv\frac{dv}{dx}+\frac{v^2}{a}+cx+dx^2+\psi(\alpha)=0$$

To ostatnie równanie jest identyczne z równaniem str. 46. Jeżeli więc v_p jest szybkością odrzutu w punkcie, w którym następuje oddanie strzału, to zcałkowanie tego równania daje podobnie, jak na str. 46:

$$v^2=a\left[\left(\frac{v_p^2}{a}+\psi(\alpha)-\frac{cam}{2}+\frac{da^2m^2}{2}\right)e^{-\frac{2x}{am}}-\psi(\alpha)+\frac{cam}{2}-\frac{da^2m^2}{2}-\right.$$

$$\left.-(c-dam)\,x-dx^2\right]$$

o ile zaś oznaczymy przez

$$\beta=\frac{2\psi(\alpha)-cam+da^2m^2}{2}, \qquad \gamma=c-dam$$

---

*) Np. pokrywka w działach górskich 65 mm francuskich wz. 1906.

to

$$v^2 = a\left[\left(\frac{v_\rho^2}{a} + \beta\right) e^{-\frac{2x}{am}} - (\beta + \gamma x + dx^2)\right] \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Dla $x = \rho$ (koniec odrzutu) mamy $v = 0$; a więc

$$v_\rho^2 = a\left[(\beta + \gamma\rho + d\rho^2) e^{\frac{2\rho}{am}} - \beta\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Równania (1) i (3) pozwalają zbudować dwie krzywe sprzężone, zaś równanie (2) daje wartość wysiłku opornika odrzutowego w czasie odrzutu.

Zastosowanie do konkretnego przykładu. — Weźmy działo omówione uprzednio lecz o ciężarze zmniejszonym w stosunku około 5 : 4.

Przyjmiemy

$$P_t = 900 \text{ kg} \quad \text{i} \quad P_r = 360 \text{ kg}.$$

Jeżeli pocisk i jego szybkość początkowa pozostają te same, co uprzednio, to ilość ruchu nabyta przez masę odrzutową pozostanie ta sama*)

$$360\, v = 450 \times 10, \quad \text{czyli} \quad v = 12{,}5 \text{ m}.$$

Przypuśćmy, że $l_0 = 2$ m i $H = 1$ m; równanie prostej stateczności będzie dla $\alpha = 0$

$$y = 900 \times 2 - 360\, x = 1800 - 360\, x.$$

Przypuśćmy, że powrotnik posiada te same dane charakterystyczne co w przykładzie str. 47, a mianowicie:

$$p_0 S = 800 \quad c = 322 \quad d = 115$$

przyjmiemy tu $\Sigma r = 300$, ażeby wziąć pod uwagę, że dołączony został opornik odrzutowy z jego uszczelnieniami.

Pozostaje jeszcze do określenia wartość a.

Obliczymy wartość a, wychodząc z założenia, że stateczność musi być zapewniona przy kącie 0^0 i dla najmniejszej długości dorzutowej, dopuszczalnej przez sprzęt (a mianowicie 0,5 m), która daje najwyższą szybkość odrzutową i — co za tem idzie — największy wysiłek opornika hydraulicznego w punkcie $x = 0$.

Będziemy więc mieli:

$$800 + 300 + \frac{v_\rho^2}{a} \leqslant 1800$$

---

*) Jeżeli warunki naboju prochowego pozostały te same (przyp. tłumacza).

czyli

$$\frac{v_\rho^2}{a} \leqslant 700 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Dla $\alpha = 0^0$ równanie (1) daje szybkość dorzutową

$$v_l = 4{,}01 \quad \text{a więc} \quad v_\rho = v - 4{,}01 = 12{,}5 - 4{,}01 = 8{,}49$$

a więc (4) da nam wartość a:

$$\frac{8{,}49^2}{a} \leqslant 700$$

czyli $a \geqslant 1{,}03$; przyjmiemy $a = 1{,}04$.

Wzory (1) (3) przyjmują wówczas postać:

1^0 *dla* $\alpha = 0^0$

$$v_l^2 = 0{,}0545\,(500\,l + 161\,l^2 + 38{,}33\,l^3)$$

$$v_\rho^2 = 0{,}104\,[(1323{,}2 - 116{,}9\,\rho + 115\,\rho^2)\,e^{0{,}524\rho} - 1323{,}2]$$

Wartość wysiłku opornika dana jest przez wzór (2):

$$\frac{v^2}{a} = 2016{,}2\,e^{-0{,}524\,x} - (1323{,}2 - 116{,}9\,x + 115x^2)$$

W tych warunkach punkt rownowagi odpowiada $x = 0{,}70$ (krzywe ——— na tablicy X).

Widzimy, że przyjmując 0,5 m jako najmniejszą wartość długości dorzutowej, zapewniliśmy bezpieczeństwo stateczności w dostatecznej zupełnie mierze: wykres opornika dowodzi, że w odnośnych warunkach, które dają najmniejszą szybkość dorzutową (Tablica X) i największą szybkość odrzutową, stateczność pozostaje zapewnioną, — zbliżamy się wówczas wszakże do granicznych wartości dopuszczalnych, — i jeżeli z tej lub innej przyczyny szybkość swobodnego odrzutu v wzrośnie, to stateczność nie będzie już zapewnioną dla $l = 0{,}5$ m; jednakże ta ostatnia wartość l jest zupełnie wyjątkową; według danych wykresu tablicy X wartość ta odpowiadałaby wypadkowi, w którym — po oddaniu strzału przy $\alpha = 30^0$, co dałoby zaryglowanie przy $x = 1{,}05$ m — przeszlibyśmy bezpośrednio do ognia przy $\alpha = 0^0$, nie zmieniając punktu zaryglowania; ażeby ten wypadek mógł się zdarzyć, trzeba byłoby przy strzale przy $\alpha = 30^0$ otrzymać zaryglowanie w punkcie odległym o $0{,}70 - 0{,}43 = 0{,}27$ m od punktu równowagi.

2^0 *dla* $\alpha = 30^0$

$$v_l^2 = 0{,}0545\,(320\,l + 161\,l^2 + 38{,}33 l^3)$$

punkt równowagi będzie tu odpowiadał odciętej 0,82 m (krzywe ·····).

Sprzężone krzywe na tablicy X wskazują, co następuje:

— jeżeli zacząć od długości dorzutowej 0,5 m (strzał przy $\alpha = 0^0$ krzywe ———), to otrzymujemy odrzut długości 0,83 m; przy tej ostatniej długości dorzutu, otrzymamy odrzut 0,62 m; a więc po 2 strzałach zbliżyliśmy się o 0,12 m do punktu równowagi, podczas gdy w przykładzie poprzednim (działo bez opornika odrzutowego), zbliżyliśmy się do punktu równowagi zaledwie o 0,08 m dopiero po 6 strzałach; wyjaśnia to jakie znaczenie posiada opornik;

— praktyczne granice długości odrzutu odpowiadają strzałowi pod kątem α maximum po zaryglowaniu w punkcie równowagi odpowiadającym kątowi α minimum, — i odwrotnie; punkt równowagi przy kącie $\alpha = 0^0$ jest $x = 0{,}7$ m; jeżeli oddamy strzał przy $\alpha = 30^0$ i przy długości dorzutu 0,7 m, to otrzymujemy długość odrzutu 0,89 m; punkt równowagi przy $\alpha = 30^0$ jest $x = 0{,}82$ m; jeżeli oddamy strzał przy $\alpha = 0^0$ i długości dorzutowej 0,82 m, to otrzymujemy długość odrzutu 0,63 m; wynika stąd, że 0,89 m i 0,63 m stanowią wartości graniczne długości odrzutu przy różnych warunkach strzału; wystarczyłoby mieć zębatkę długości:

$$0{,}89 \text{ m} - 0{,}63 \text{ m} = 0{,}26 \text{ m}$$

aby być pewnym, iż otrzymamy zaryglowanie przy każdym strzale; długość ta jest zupełnie dopuszczalna i może być nawet zwiększoną, co dałoby gwarancję otrzymania zaryglowania nawet w razie strzału anormalnego.

Stateczność, która jak widzimy z wykresu tablicy X, jest zapewniona przy kącie $\alpha = 0^0$, będzie tembardziej zapewnioną dla kątów $\alpha > 0$; inaczej rzecz się ma dla kątów $\alpha < 0$. Jednakże strzelanie pod kątem $\alpha < 0$ jest bardzo rzadkiem przy użyciu sprzętu polowego i zasadniczo zdarza się tylko w terenie górskim; i tu wszakże wystarczy przypomnieć odnośną uwagę str. 39, aby zdać sobie sprawę, że wystarczy zapewnić stateczność dla kąta $\alpha = 0$.

Wady i zalety mechanizmu dorzutowego.

Mechanizm dorzutowy, który został usankcjonowany przez praktykę tylko w dziale francuskiem 65 mm górskiem wz. 1906, był przedmiotem pewnych krytyk:

1° Lufa musi być odciągniętą na długość dorzutową przed rozpoczęciem ognia, co wymaga dodatkowego działoczynu i opóźnia otwarcie ognia, — jednakowoż to opóźnienie jest niczem w porównaniu z korzyścią, którą osiągamy przez szybsze przywiezienie działa

na pozycję dzięki zmniejszeniu ciężaru sprzętu; zresztą dla działa zaprzężonego nic nie przeszkadza uzbrojeniu działa w czasie przygotowań do walki, wystarczyłoby w tym celu zbudować sprzęt w ten sposób, aby mógł on być wiezionym z odciągniętą (uzbrojoną) lufą.

2⁰ W razie wystrzału ze zwłoką uderzenie, zachodzące w końcu ruchu dorzutowego, wyrywa lemiesz z gruntu, wylot lufy skierowuje się ku ziemi i — jeżeli wówczas właśnie następuje wystrzał, — zachodzi niebezpieczeństwo wypadków. Tu zauważyć należy, że jeżeli otrzymywano w a. g. 65 mm wystrzały ze zwłoką przy użyciu łusek o krótkich zapłonnikach, to zamiana tych ostatnich na długie usunęła tę przyczynę wypadków.

3⁰ Samoczynne odpalanie wymaga bezwzględnej pewności działania, gdyż w razie niewypału lufa wychodzi z położenia bojowego i staje się koniecznem ponownie ją uzbrajać i umiejscawiać lemiesz; ten wypadek jest bardzo rzadki z działem a. g. 65 mm.

4⁰ Zmienność długości odrzutu może być przyczyną niezaryglowania; widzieliśmy wszakże, że przy dostatecznej, a jednak dopuszczalnej, długości zębatki unika się tego wypadku, nawet przy przejściu od ognia pod dużym kątem do ognia pod małym kątem, o ile sprzęt jest należycie zbudowany.

5⁰ Możność niezaryglowania z powodu nieuniesienia się rygla przed odrzutem; jest to wypadek bardzo rzadki.

Z drugiej zaś strony mechanizm dorzutowy daje tę wielką korzyść, że pozwala zmniejszyć ciężar działa w znacznej mierze, — i to nie przez skasowanie pewnej ilości organów jak np. opornika odrzutowego *), jak to czasami starano się zrobić, — lecz przez umożliwienie otrzymania stateczności w sposób o wiele łatwiejszy przy zmniejszonej długości odrzutu.

W rzeczy samej, jeżelibyśmy chcieli bez użycia mechanizmu dorzutowego zmniejszyć ciężar sprzętu w stosunku 5 : 4, jak w poprzednim przykładzie, — przy zachowaniu tego samego ciężaru pocisku i prochu oraz tej samej szybkości początkowej, to żywa siła odrzutu zwiększyłaby się, podczas gdy pole linji stateczności zmniejszyło się, i pochłonięcie żywej siły stałoby się możliwem tylko przy przyjęciu zbyt dużej długości odrzutu. I tak, dla działa mającego te same daty charakterystyczne, co sprzęt o ciężarze zmniejszonym, omówiony na str. 87 — 89, a mianowicie:

$$P_t = 900 \text{ kg} \qquad P_r = 360 \text{ kg} \qquad l_0 = 2 \text{ m} \qquad H = 1 \text{ m}$$

*) Przeciwnie, widzieliśmy kapitalne znaczenie tego organu.

lecz bez zastosowania mechanizmu dorzutowego, żywa siła odrzutu wyniosłaby

$$\frac{1}{2} \times \frac{360}{9{,}81} \times 12{,}5^2 = 2867 \text{ kg·m}$$

ponieważ równanie prostej stateczności pozostaje tu (dla $\alpha = 0$)

$$y = 900 \times 2 - 560\,x$$

więc pole ograniczone przez tę prostą i przez prostą równoległą do osi rzędnych i posiadającej odciętą $= 2$ m, będzie wynosiło 2880 kg·m, — widzimy więc, że dla zapewnienia stateczności przy $\alpha = 0^0$ musielibyśmy mieć długość odrzutu 2 m; przeciwnie, przy użyciu mechanizmu dorzutowego długość odrzutu jest przy 0^0 zmniejszona do 0,70 m (wartość średnia).

Proponowano różne warjanty zastosowania mechanizmu dorzutowego;

1^0 *Dorzut częściowy* — polega na zużytkowaniu jedynie małej długości dorzutowej, cokolwiek mniejszej od tej, która odpowiada punktowi równowagi w warunkach najbardziej niedogodnych; lufa cofa się zawsze do punktu położonego w tyle za punktem dorzutowym, jednakowoż nie zaryglowuje się tu i powraca ku przodowi, przyczem ten ostatni ruch jest opóźniony przez miarkownik podobnie, jak w działach o odrzucie zwykłym; następnie lufa zaryglowuje się w punkcie wyjściowym. Studjum ruchów dorzutowego i odrzutowego byłoby tu przeprowadzone zupełnie tak samo, jak uprzednio; to samo dotyczy ruchu powrotowego. Starano się widzieć w takiem urządzeniu działa tę zaletę, że ma się tu jeden jedyny punkt zaryglowania i co zatem idzie, pewność, że nigdy nie będzie braku zaryglowania na skutek braku odrzutu; jest to nieznaczna korzyść okupiona przez znaczną niedogodność wprowadzenia miarkownika działającego tylko w części ruchu lufy ku przodowi, co stanowi ogromną komplikację. Przypuszczano również, że długi odrzut pozwoliłby na uzbrojenie lufy od pierwszego strzału. Częściowy dorzut mógłby być oceniony dopiero po wykazaniu rezultatów praktycznych; a priori nie wydaje się aby przedstawiał on bardzo znaczne korzyści.

2^0 *Dorzut z użyciem ładunku prochowego* — tu lufa zostaje popchniętą ku przodowi przez spalanie ładunku prochowego. Przy użyciu sprężyn maximum szybkości dorzutowej ograniczone jest do połowy szybkości swobodnego odrzutu v; w rzeczy samej, w położeniu równowagi praca powrotnika jest ta sama przy ruchu naprzód jak i przy ruchu wtył, wobec czego, w założeniu, że niema ani opo-

rów biernych, ani opornika odrzutowego, mielibyśmy

$$\frac{mv_l^2}{2} = \frac{mv_\rho^2}{2} \qquad \text{czyli} \qquad v_l = v_\rho = \frac{v}{2}$$

Przy użyciu ładunku prochowego szybkość dorzutowa nie ma granic; siła, powodująca dorzut, znika tu w części odrzutu i opornik hydrauliczny sam jeden działa dla pochłonięcia żywej siły odrzutu. Jeżeli szybkość dorzutowa będzie bardzo duża, szybkość odrzutu będzic bardzo mała i żywa siła odrzutu będzie pochłonięta przez opornik hydrauliczny przy bardzo małym wysiłku, co jest korzystnem dla stateczności.

Niema tu potrzeby uzbrajać lufę przed dorzutem; lufa rozpoczyna ruch od swego położenia normalnego i jest rzuconą ku przodowi; środek ciężkości przechodzi przed oś, lecz równowaga jest utrzymana dzięki ciśnieniu gazów na zamek odnośnego mechanizmu dorzutowego.

Ten sposób wydaje się pociągającym ze względu na wyżej wymienione korzyści. Niestety, dokonane dotąd odnośne próby nie dały możności zrealizowania tych szybkości dorzutowych, na które rachowano*).

ROZDZIAŁ II.

O opornikach sprzężonych (zespolonych).

Dla urzeczywistnienia dużego pola ostrzału w płaszczyźnie pionowej, przy zachowaniu małej wysokości osi czopów, co jest konieczne dla dział polowych, pułkownik Deport zamienił kołyskę z opornikiem o długim odrzucie, która jest zawsze równoległą do lufy i która jest w użyciu w większości dział dotychczasowych, — przez połączenie dwóch kołysek z opornikami, a mianowicie:

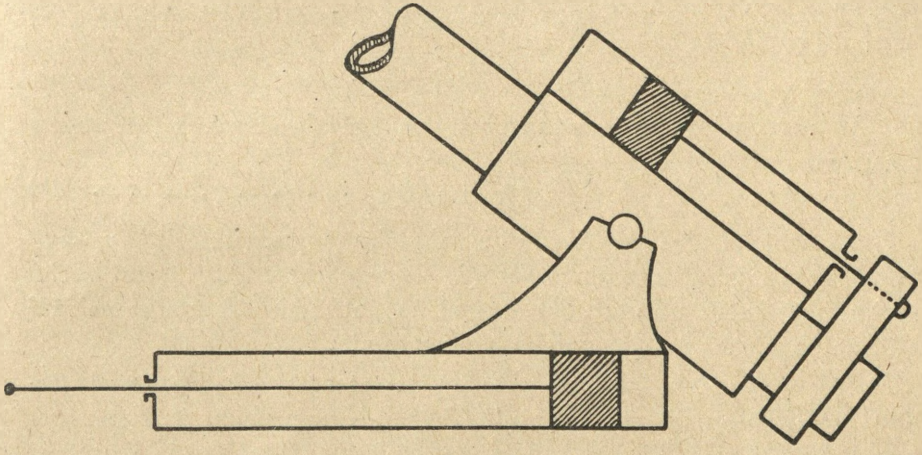
1) poziomą kołyskę, którą nazwiemy kołyską łoża i której sanki, zawierają cylinder opornika o długim odrzucie (około 1 m); ten opornik o długim odrzucie nazwiemy opornikiem łoża;

*) Powiększając odpowiednio dozę prochu możnaby nawet osiągnąć ten rezultat, że szybkość dorzutowa byłaby równą szybkości swobodnego odrzutu; a w takim razie nie byłoby zupełnie odrzutu; w tym względzie sposób ten stykałby się do pewnego stopnia z niektóremi myślami p. Delamare - Maze (Turbocanon). Ale czy nie byłoby to marnowaniem prochu? i czy takie zużycie prochu byłoby należycie okupione zmniejszeniem ciężaru działa? (przyp. tłumacza).

2) kołyskę, której można nadawać kąt podniesienia do + 50°, którą nazwiemy kołyską lufy i która zawiera opornik, zwany opornikiem lufy, o krótkim odrzucie (0,36 m).

Zespół taki przedstawiony jest schematycznie na rys. 17.

Przy strzelaniu zwykłem, przy kącie podniesienia blizkim do $\alpha = 0^0$, długości skoku tych dwóch oporników sumują się, co pozwala na zapewnienie stateczności sprzętu, — przy strzelaniu zaś pod dużemi kątami, gdy możemy się nie bać podrzutu łoża, lufa nie może opuścić się ku dołowi na długość większą od skoku opornika lufy. Obydwa zespolone oporniki samoczynnie dostosowują się do danego kąta podniesienia bez potrzeby wprowadzenia jakiegokolwiek organu wiążącego.



Rys. 17.

W tak zbudowanem dziale lufa, opornik lufy i sanki łoża stanowią układ odkształcalny, w którym działa siła wewnętrzna, a mianowicie wysiłek opornika lufy; ta siła wewnętrzna niema żadnego wpływu na ruch środka ciężkości układu; ruch ten uzależniony jest tylko od sił zewnętrznych, któremi są: działanie gazów prochowych, wysiłek opornika łoża oraz tarcia i opory, wywierane przez łoże.

W chwili strzału lufa o masie m_c nabywa pewną szybkość względną v_r w stosunku do sanek łoża; jako wynik tego ruchu względnego lufy, rozwija się w oporniku lufy wysiłek, który jest funkcją wielkości przekroju otworów tego opornika i szybkości przepływu oleju, a więc funkcją v_r. Wysiłek ten działa z jednej strony na lufę, zmniejszając szybkość ruchu względnego, — z drugiej zaś strony na dno cylindra opornika lufy, który połączony jest z sankami; wobec tego sanki otrzymują ruch, pociągając za sobą lufę, i w oporniku łoża rozwija się

wysiłek, skutkiem którego będzie zmniejszanie się szybkości nabytej przez sanki.

Jeżeli oznaczymy przez m_c masę lufy;
v_r jej szybkość względną;
m_t masę sanek;
v_t ich szybkość;
M masę zespołu odrzutowego;
V szybkość tego zespołu,

— to w założeniu, że kąt $\alpha = 0^0$ (t. j. że oś lufy jest równoległą do osi sanek), mamy w każdej chwili

$$m_c(v_r + v_t) + m_t v_t = MV,$$

ponieważ szybkość bezwzględna lufy jest $(v_r + v_t)$; ponieważ skądinąd $m_c + m_r = M$, mamy

$$m_c v_r + M v_t = MV.$$

W szczególności na początku ruchu szybkość sanek jest równą zeru, więc

$$m_c(v_r)_0 = Mv_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$m_c(v_r)_0$ oznacza ilość ruchu, którą nabyłaby momentalnie lufa w swobodnym odrzucie, a więc wzór (1) daje wartość Mv_0 ilości ruchu środka ciężkości układu lufa + sanki na początku odrzutu w założeniu, że szybkość zostaje nabyta momentalnie.

Jedyny wysiłek, któremu poddany jest ten środek ciężkości, stanowi wypadkowa sił zewnętrznych, które — po ustaniu działania gazów — będą składały się z wysiłku opornika łoża, tarcia i oporów wywieranych przez łoże na sanki. Wartość, którą będzie miała ta wypadkowa, zależną będzie od: 1) żywej siły $\frac{Mv_0^2}{2}$ układu lufa+sanki; 2) całkowitej długości odrzutu, którą zadamy sobie dla środka ciężkości; 3) postaci, którą zechcemy nadać tej wypadkowej (np. wysiłek stały, bądź też zmniejszający się stosownie do rzędnych prostej stateczności) i 4) warunku, aby wartość ta była zawsze niższą od odnośnej rzędnej prostej stateczności.

Zauważyć należy, że w lewej części równania stateczności figuruje tu ($\alpha = 0$) jedynie wypadkowa sił, które przeciwdziałają ruchowi środka ciężkości, i że ramię H pary podrzutu będzie tu równe odległości punktu stałego od toru środka ciężkości zespołu odrzutowego.

Wysiłek opornika łoża i ruch środka ciężkości masy odrzutowej mogą więc być obliczone zupełnie w ten sam sposób, jak to było zrobione dla dział o jednym tylko oporniku.

Co się tyczy ruchu względnego lufy i wysiłku jej opornika, który to wysiłek wynika z faktu tego ruchu względnego, to takowe będą obliczone w odniesieniu ruchu do osi spółrzędnych niezmiennie związanych z sankami, t. j. podobnie jak w działach o jednym tylko oporniku; wysiłek opornika lufy zależny będzie od zadanej długości odrzutu samej lufy.

Obliczanie oporników zespolonych.

Z wyżej powiedzianego wynika, że obydwa oporniki winny być obliczane niezależnie jeden od drugiego; widzieliśmy zaś w części I-szej, że przebieg pracy podczas odrzutu zmienia się zależnie od dat początkowych strzału i że oporniki winny być obliczone dla warunków najbardziej niedogodnych. Musimy więc tu określić, co należy rozumieć pod pojęciem „najbardziej niedogodne warunki" w stosunku do każdego z tych dwóch oporników.

1° *Opornik lufy.* Opornik lufy nie wkracza do równania stateczności; wystarczy więc obliczyć ten opornik dla tych warunków strzału, którym odpowiada największy odrzut, a więc dla największej wartości $(v_r)_0$ i najmniejszej wartości oporów biernych; ta ostatnia odpowiada największemu kątowi podniesienia; trzeba więc będzie obliczać opornik lufy w założeniu α maximum.

2° *Opornik łoża.* Szybkość nabyta przez sanki, jest wynikiem działania składowej poziomej wysiłku opornika lufy, której przeciwdziała opornik łoża; składowa pozioma osiąga wartość najwyższą dla $\alpha = 0^0$; wysiłek opornika łoża osiąga wartość najmniejszą dla $\alpha = 0^0$, ponieważ dla kątów $> 0^0$ tarcia są powiększone z powodu ciśnienia wywieranego przez składową pionową wysiłku opornika lufy; wynika stąd, że szybkość nabyta przez sanki będzie miała wartość największą dla $\alpha = 0^0$.

Skądinąd opory bierne są najmniejsze dla $\alpha = 0^0$; dla tego więc kąta trzeba będzie obliczać opornik łoża z punktu widzenia długości odrzutu.

Z punktu zaś widzenia stateczności, opornik łoża również będzie musiał być obliczany dla kąta $\alpha = 0^0$. Ponieważ szybkość sanek osiąga wartość największą dla $\alpha = 0^0$, więc również dla $\alpha = 0^0$ właściwy wysiłek opornika osiągnie swe maximum; lecz opory bierne są natomiast minimum dla $\alpha = 0^0$ i obniżenie ich wartości kompensuje zwiększenie wysiłku opornika. Wreszcie dla $\alpha > 0^0$ podczas całego okresu odrzutu lufy tor środka ciężkości zespołu odrzutowego jest

linją krzywą wypukłą w stronę gruntu, ponieważ lufa opuszcza się ku dołowi w miarę odrzutu; wysiłek podrzutu skierowany jest wzdłuż stycznej do wyżej wymienionej krzywej, a odległość linji lemieszy od tej stycznej jest mniejsza, niż odległość tejże linji od toru środka ciężkości dla $\alpha = 0^0$; prócz tego w czasie tego okresu wkracza jeszcze siła odśrodkowa, która zwiększa stateczność; co się tyczy następnego okresu, gdy lufa i sanki uczestniczą w odrzucie nie zmieniając swego wzajemnego względnego położenia, tor środka ciężkości jest równoległy do gruntu, lecz odległość linji lemieszy od tego toru jest tu mniejszą, niż dla $\alpha = 0^0$, ponieważ środek ciężkości lufy opuścił się ku dołowi w czasie swego odrzutu.

Wziąwszy wszystko powyższe pod uwagę, można łatwo zdać sobie sprawę z tego, jak powinny być obliczone oporniki w działach o opornikach sprzężonych; należy:

1° zbadać oddzielnie ruch względny lufy w stosunku do sanek (odrzut i powrót), odnosząc ten ruch do osi niezmiennie związanych z sankami;

2° zbadać skądinąd ruch środka ciężkości zespołu odrzutowego (lufa+sanki), zależny jedynie od wypadkowej sił zewnętrznych, która będzie miała np. postać $(P+QX)$, jeżeli chcemy, aby zmiany jej wartości dostosowane były do prostej stateczności;

3° określić wreszcie ruch sanek zapomocą prawa składania ruchów; pozwoli to obliczyć przekroje otworów opornika łoża, znając jego szybkość odrzutu w funkcji przemieszczenia x_t.

Trzeba więc będzie wprowadzić do tych obliczeń czas, gdyż trzeba będzie znać w każdej chwili równoczesne wartości szybkości lufy i szybkości środka ciężkości oraz równoczesne wartości ich przemieszczeń. Przypuśćmy, że v_r i x_r oznaczają wartości szybkości względnej lufy i jej przemieszczenia w stosunku do sanek, zaś V i X — wartości szybkości i przemieszczenia środka ciężkości układu (lufa+sanki); mamy

$$t = \int_0^{x_r} \frac{1}{v_r}\, dx_r \quad \text{i} \quad t = \int_0^{X} \frac{1}{V}\, dX$$

możemy więc zestawić tablicę dającą w każdej chwili t równoczesne wartości v_r, x_r, V i X, gdyż znamy v_r w fukcji x_r, i V w funkcji X. Ponieważ tu $\alpha = 0^0$, to jeżeli v_t i x_t oznaczają wartości szybkości i przemieszczenia sanek w stosunku do łoża, to mamy w każdej chwili t

$$m_c v_r + M v_t = MV$$
$$m_c x_r + M x_t = MX$$

te dwa równania dają v_t i x_t, jeżeli znamy v_r, x_r V i X.

W punkcie x_t wartość właściwego wysiłku opornika łoża jest

$$\frac{\lambda v_t^2}{f(x_t)}$$

funkcja wzrostu naprężenia powrotnika jest $\varphi(x_t)$; opory bierne wynoszą $\psi(\alpha)$, zaś wysiłek całkowity jest $P + QX$, gdzie X oznacza wartość odrzutu środka ciężkości, która w chwili t odpowiada odrzutowi x_t sanek (w stosunku do łoża); mamy więc

$$\lambda \frac{v_t^2}{f(x_t)} + \varphi(x_t) + \psi(\alpha) = P + QX$$

to ostatnie równanie określa funkcję $f(x_t)$ dotyczącą wartości przekrojów otworów opornika łoża.

Zastosowanie do konkretnego przykładu. — Dla przykładu weźmy działo, odpowiadające następującym cechom charakterystycznym: ciężar cisku $p = 6{,}5$ kg; ciężar naboju prochu $\pi = 0{,}65$ kg; szybkość początkowa pocisku $= 510$ m/sek: ciężar działa w pozycji bojowej $P_t = 1040$ kg; ciężar lufy $p_c = 400$ kg; ciężar sanek $p_t = 100$ kg.

Odległość od lemiesza do toru środka ciężkości całkowitej masy odrzutowej przy kącie $\alpha = 0^0$, $H = 1$ m; długość odrzutu lufy $l_c = 0{,}36$ m; długość odrzutu sanek $l_t = 1$ m; najwyższy kąt podniesienia $= 50^0$; odległość środka ciężkości działa od lemiesza $l_0 = 2$ m.

1° *Ruch względny lufy.* — O ileby odrzut był swobodnym, to szybkość początkowa odrzutu byłaby dana przez równanie:

$$400\, v_1 = 6{,}5 \times 510 \left(1 + 2{,}5 \frac{0{,}65}{6{,}5}\right)$$

stąd zaś $v_1 = 10{,}36$ m; żywa siła lufy wyniosłaby

$$\frac{1}{2} \times \frac{400}{9{,}81} \times 10{,}36^2 = 2188 \text{ kg} \times \text{m}$$

ażeby pochłonąć tę żywą siłę na przestrzeni 0,36 m, trzebaby przeciwstawić jej opór stały, równy

$$\frac{2188}{0{,}36} = 6077{,}77 \text{ kg}$$

przyjmiemy dla wysiłku opornika wzór $\frac{v_r^2}{a - bx}$ i przyjmiemy, że otwory mają mieć przekrój równy zeru dla $x = l_c$, a więc

$$\frac{a}{b} = 0{,}36 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2).$$

Skądinąd na początku ruchu wysiłek opornika hydraulicznego $\frac{v_r^2}{a}$ musi być

$$\geqslant \frac{2188}{0{,}36} - \psi(\alpha)$$

jeżeli więc przyjmiemy we wzorze

$$\psi(\alpha) = T_0 + \Sigma r - p_c \sin\alpha$$

wartości

$$T_0 = 1000 \text{ kg} \qquad \Sigma r = 600 \text{ kg} \qquad \alpha = 50^0$$

to

$$\frac{10{,}36^2}{a} \geqslant 6077{,}77 - (1600 - 306{,}4) = 4784{,}17$$

ten ostatni wzór daje $a = 0{,}02243$

zaś wzór (2)

$$\frac{0{,}02243}{b} = 0{,}36, \qquad \text{czyli} \qquad b = 0{,}0623.$$

jeżeli weźmiemy $c = 500$, to wzór str. 35 daje

$$v_r^2 = (0{,}02243 - 0{,}0623\, x_r)\left[4351{,}2 + 328{,}6\, x_r + \frac{433}{(1 - 2{,}78\, x_r)^{0{,}2128}}\right]$$

dla kąta $\alpha = 0^0$ t. j. dla kąta, przy którym musimy obliczać opornik łoża, mamy

$$v_r^2 = (0{,}02243 - 0{,}0623\, x_r)\left[6469{,}6 + 322{,}6\, x_r - \frac{1685{,}43}{(1 - 2{,}78\, x_r)^{0{,}2128}}\right]$$

ostatnie równanie pozwala zestawić tablicę wzajemnie odpowiadających sobie wartości t, v_r i x_r podczas okresu odrzutu lufy.

Równanie ruchu lufy podczas powrotu jest następujące (str. 61)

$$v_r^2 = 2\, b\, x_r\left[\frac{c x_r}{2 - 2\, mb} + \frac{\psi_1(\alpha)}{2 - mb} - \left(\frac{c l^{2 - \frac{2}{mb}}}{2 - 2\, mb} + \frac{\psi_1(\alpha)\, l^{1 - \frac{2}{mb}}}{2 - mb}\right) x^{\frac{2}{mb} - 1}\right]$$

w którem b określa $[f_1(x) = \lambda_1\, bx]$ wielkość przekroju otworów miarkownika, a l oznacza długość odrzutu. Jeżeli weźmiemy

$$b = 0{,}01 \qquad \text{i} \qquad l = 0{,}36 \text{ m},$$

to równanie przyjmie postać

$$v_r^2 = 0{,}02\, x_r\left[422{,}1\, x_r + 251{,}3 - \left(\frac{422{,}1}{0{,}36^{2{,}91}} + \frac{251{,}3}{0{,}36^{3{,}91}}\right) x_r^{3{,}91}\right]$$

to ostatnie równanie pozwala zestawić tablicę wzajemnie odpowiadających sobie wartości t, v_r i x_r podczas okresu powrotu.

2° *Ruch środka ciężkości całkowitej masy odrzutowej.* Jeżeli nadamy całkowitemu oporowi opornika łoża postać $(P + QX)$, aby wysiłek ten był dostosowany do rzędnych prostej stateczności przy kącie $\alpha = 0^0$, — to równanie ruchu środka ciężkości całkowitej masy odrzutowej będzie

$$MV\frac{dV}{dX} = -\left(P + QX\right)$$

czyli

$$\frac{MV^2}{2} = \frac{MV_0^2}{2} - \left(PX + \frac{QX^2}{2}\right)$$

gdzie V_0 czyni zadość wzorowi

$$MV_0 = m_c\,(v_r)_0,$$

ponieważ na początku ruchu sanki mają szybkość $(v_t)_0 = 0$, a więc

$$V_0 = \frac{m_c\,(v_r)_0}{M} = \frac{400 \times 10{,}36}{400 + 100} = 8{,}29 \text{ m},$$

w końcu ruchu mamy $V = 0$, a więc

$$PL + \frac{QL^2}{2} = \frac{MV_0^2}{2} = 1750{,}4 \text{ kgm}.$$

Skądinąd $\left(PL + \frac{QL^2}{2}\right)$ wyraża wartość pola ograniczonego przez prostą $P + QX$ w granicach rzędnych, odpowiadających

$$X = 0 \quad \text{i} \quad X = L,$$

rzędne tej prostej muszą więc być stale mniejsze od odnośnych rzędnych prostej stateczności; równanie prostej stateczności będzie tu

$$y = \frac{P_t\,l_0 - (p_c + p_t)x}{H} = 2080 - 500\,x,$$

biorąc

$$P = 1840 \quad \text{i} \quad Q = -420,$$

czynimy zadość równaniu

$$\left(PL + \frac{QL^2}{2} = 1750{,}4\right) \text{ przy } L \approx 1{,}08 \text{ m}.$$

Otrzymamy więc równanie

$$\frac{MV^2}{2} = 1750{,}4 - (1840\,X - 210\,X^2)$$

czyli

$$V^2 = \frac{1750{,}4 - 1840\,X + 210\,X^2}{25{,}48}$$

które da możność zestawienia tablicy wzajemnie odpowiadających sobie wartości t, V i X.

3° *Ruch sanek.* — Porównywując dwie uprzednio zestawione tablice (t, x_r, v_r) i (t, X, V), otrzymamy odnośne wartości x_t i v_t, stosując wzory

$$m_c v_r + M v_t = MV$$

$$m_c x_r + M x_t = MX.$$

Dochodzimy w ten sposób do wniosków następujących:

Odrzut środka ciężkości całkowitej masy odrzutowej kończy się na przestrzeni 1,08 m, co odpowiada czasowi trwania $t = 0{,}2615$ sek.

W chwili, gdy środek ciężkości kończy swój odrzut, lufa zdążyła już wykonać częściowo ruch powrotowy i znajduje się w punkcie $x_r = 0{,}19$ m, przyczem ma szybkość ku przodowi $v_r = 1{,}09$ m; a więc w chwili tej sanki znajdują się w punkcie danym przez

$$x_t = X - \frac{m_c}{M} x_r = 1{,}08 - \frac{4}{5} \times 0{,}19 = 0{,}93 \text{ m}$$

i posiadają jeszcze ku tyłowi szybkość

$$v_t = V - \frac{m_c}{M} v_r = 0 - \frac{4}{5} \times 1{,}09 = -0{,}87 \text{ m}$$

Sanki, pociągając za sobą lufę, kontynuują więc jeszcze w ciągu pewnego czasu swój ruch ku tyłowi, chociaż środek ciężkości całkowitej masy odrzutowej przesuwa się już ku przodowi; wynika to stąd, że wartości bezwzględne

$$|m_c v_r| > |M v_t|$$

($m_c v_r$ jest < 0 ponieważ lufa przesuwa się już ku przodowi); a więc wypadkowa ilość ruchu $MV < 0$, z czego wynika, że punkt ciężkości masy M przesuwa się ku przodowi. Ruch sanek ustaje wtedy, gdy mieć będziemy

$$m_c v_r = MV$$

w ten sposób znajdujemy, że ten ruch sanek ku tyłowi kończy się następnie po przebyciu 0,005 m, czyli że całkowity odrzut sanek wynosi

$$0{,}93 \text{ m} + 0{,}005 \text{ m} = 0{,}935 \text{ m}.$$

Obliczanie ruchu powrotowego sanek odbywa się według tych samych zasad.

Musimy jeszcze zobaczyć, jak wygląda obliczanie ruchu sanek, przy największym kącie podniesienia lufy; ograniczymy się tu zaledwie

do kilku ogólnych wskazówek. W tym wypadku sanki są poruszane jedynie przez składową poziomą wysiłku opornika lufy; sanki nabywają więc mniej szybkości i wysiłek rozwijający się w oporniku łoża, staje się mniejszy, niż dla kąta $\alpha = 0^0$. Skądinąd składowa pionowa wysiłku opornika lufy wywiera na łoże za pośrednictwem sanek ciśnienie, co zwiększa tarcie w ruchu sanek po łożu. W wypadku rozpatrywanym, to zwiększenie tarcia dla

$$\alpha = 50^0 \text{ i spółczynnika tarcia } f = \frac{1}{10}$$

wynosi

$$6077{,}77 \sin 50^0 \times \frac{1}{10} = 465{,}5 \text{ kg.}$$

Powrotnik łoża przy powrocie ma do pokonania jedynie opory tarcia, ponieważ sanki mają ruch poziomy; jeżeli przypuścić, że przy $\alpha = 0^0$ tarcie wynosiło 200 kg, to z powyższego wynika, że przy $\alpha = 50^0$ wyniesie ono około 665 kg, czyli że początkowe naprężenie powrotnika musi być > 665 kg; weźmy więc np. 735 kg; w takim razie będziemy mieli dla $\alpha = 50^0$:

$$T_0 + \psi(\alpha) = 1400 \text{ kg.}$$

Przy $\alpha = 0^0$ wysiłek opornika hydraulicznego wynosił na początku odrzutu

$$1840 - (735 + 200) = 905 \text{ kg,}$$

zaś dla $\alpha = 50^0$ ten wysiłek musi zmniejszać się w dość dużym stopniu; jeżeli przypuścić, że to zmniejszenie wysiłku kompensuje powiększenie sił tarcia, to widzimy, że wysiłek opornika hydraulicznego dla $\alpha = 50^0$ wyniesie:

$$1840 - 1400 = 440 \text{ kg,}$$

wskazuje to, że hipoteza kompensacji nie musi znacznie odbiegać od rzeczywistości.

Jeżeli teraz oznaczymy przez $V' = V \cos\alpha$ szybkość środka ciężkości masy odrzutowej w kierunku poziomym, to otrzymamy znów

$$MV' \frac{dV'}{dX} = -(P + QX)$$

czyli

$$\frac{MV'^2}{2} = \frac{MV_0'^2}{2} - \left(PX + Q\frac{X^2}{2}\right)$$

i wówczas długość odrzutu środka ciężkości masy odrzutowej dana będzie przez równanie:

$$PL + \frac{QL^2}{2} = \frac{MV_0'^2}{2} = \frac{MV_0^2 \cos^2 \alpha}{2} \text{ *)}$$

definitywnie $L = 0{,}42$ m.

Co się tyczy odrzutu sanek, to takowy dany będzie przez wzór

$$m_c x_r \cos\alpha + Mx_t = MX$$

czyli

$$\frac{4}{5} \times 0{,}36 \cos \cdot 50^0 + x_t = X,$$

stąd

$$x_t = 0{,}235 \text{ m} \text{ **)}$$

Korzyści użycia oporników zespolonych.

Powyżej omówiony przykład konkretny wskazuje odrazu, że odnośny system nie przedstawia dużej korzyści w porównaniu z działem o jednym oporniku z punktu widzenia stateczności i długości odrzutu. Działo o opornikach sprzężonych (zespolonych) przy ciężarze 1040 kg ma stateczność zapewnioną przy odrzucie środka ciężkości układu odrzutowego równym 1,08 m, podczas gdy działa o jednym oporniku, omówione uprzednio, miały przy ciężarze 1140 kg odrzut około 1,2 m. Zauważyć wszakże należy, że to działo o opornikach zespolonych ma mniejszą moc wylotową i większą całkowitą masę odrzutową. Biorąc poprawki na te wszystkie okoliczności, w jednych i tych samych wa-

---

*) czyli $1840\,L - 210\,L^2 = \frac{500 \times 8{,}29^2}{9{,}81 \times 2} \cos^2 50^0 = \frac{500 \times 8{,}29^2 \times 0{,}413}{9{,}81 \times 2}$

stąd $\begin{cases} L_1 = \frac{3505}{420} = 8{,}35\,\text{m} \\ L_2 = \frac{175}{420} = 0{,}416\,\text{m} \end{cases}$

(przyp tłumacza).

**) Oczywiście autor bierze w powyższym rachunku $X = 0{,}42$ i w takim razie

$$x_t = X - \frac{4}{5} \times 0{,}36 \times 0{,}643 = X - 0{,}185 = 0{,}42 - 0{,}185 = 0{,}235.$$

Ażeby to rozumowanie było zupełnie ścisłe, trzebaby udowodnić, że odrzut środka ciężkości kończy się zupełnie w tym samym czasie, co odrzut sanek, co np. dla $\alpha = 0^0$ nie odpowiada rzeczywistości; zresztą ponieważ odnośna różnica dla $\alpha = 0^0$ wynosiła 0,005, to przypuszczalnie w danym wypadku będzie ona tak małą, że może być odrzuconą.

(przyp. tłumacza).

Biblioteka Naukowa

runkach otrzymalibyśmy tę samą długość odrzutu dla obydwóch systemów.

Prawdziwą zaletę stanowi wszakże możność strzelania pod dużemi kątami bez żadnej zmiany w organach oporników; jest to znaczna korzyść, chociaż skądinąd przy opornikach o stałym przekroju otworów regulacja tego przekroju nie jest rzeczą bardzo skomplikowaną.

Użycie zespolonych oporników przedstawia prócz tego znaczne korzyści dla dział dużego kalibru, w których sanki cofają się po płozach pochyłych ku przodowi. Powrót sanek odbywa się wówczas wprost pod działaniem siły ciężkości. To właśnie rozwiązanie zostało przyjęte w działach 194 mm i 280 mm na łożach gąsienicowych (affûts chenilles) Twa „Société des Forges et Aciéries de la Marine".

CZĘŚĆ III.

Zadania drugorzędne.

ROZDZIAŁ I.

Studjum okresu działania gazów.

Wyłożone uprzednio studjum ruchu lufy podczas odrzutu (część I) dotyczyło jedynie t. zw. „drugiego" okresu, który obejmuje odrzut od chwili, gdy lufa nabyła maximum swej szybkości, aż do chwili odpowiadającej ukończeniu odrzutu; pozostaje jeszcze do zbadania „pierwszy" okres t. j. okres działania gazów prochowych.

Zbadamy z początku, jaki jest warunek stateczności, następnie zaś, — w jaki sposób można obliczyć wartość przybliżoną szybkości odrzutu w końcowej chwili rozprężenia gazów, oraz wartość przybliżoną odległości, którą do odnośnej chwili przebywa lufa od punktu, przyjętego za początek odrzutu.

Stateczność w czasie okresu działania gazów.

Siły, które działają na lufę podczas okresu działania gazów są:

ciśnienie gazów prochowych $\mathcal{P}$;
wysiłek opornika;
opory bierne.

Pierwsza z tych sił, t. j. ciśnienie $\mathcal{P}$ działa wzdłuż osi lufy; linja osi lufy naogół nie jest identyczną z linją, po której posuwa się środek ciężkości masy odrzutowej; te dwie proste są wzajemnie równoległe i odległość między niemi oznaczymy przez ε; przypuścimy przytem, że $\varepsilon > 0$, t. j., że *oś lufy znajduje się powyżej* linji prostej *toru* środka ciężkości.

Jeżeli przyczepimy do środka ciężkości masy odrzutowej dwie siły równe $\mathcal{P}$ i skierowane wzdłuż toru środka ciężkości w kierunkach wzajemnie przeciwnych, to nic nie zmienimy w ruchu lufy. Wynika stąd, że ciśnienie $\mathcal{P}$ może być zamienione przez siłę, przyczepioną do środka ciężkości, która dodaje się geometrycznie do wysiłku opornika oraz oporów biernych, oraz przez parę sił $\mathcal{P}\varepsilon$, która dąży do nadania lufie ruchu obrotowego i której przeciwdziałają opory łoża; opory π_1 i π_2 (patrz str. 8 — 10) będą więc zwiększone, podobnie jak i wynikające z nich siły tarcia r_1 i r_2. Oznaczmy przez π_1', π_2', r_1' i r_2' te opory. Para sił $\pi_1' l$ ma więc wartość:

$$\pi_1' = Fe + r_1' d_1 + r_2' d_2 + \mathcal{P}\varepsilon$$

Siły, które działają na łoże, zostają zmienione w sposób analogiczny, tak, iż para podrzutu w równaniu stateczności będzie

$$F(H - e) + r_1'(H - d_1) + r_2'(H - d_2) + \pi_1' l$$

jeśli zamienimy $\pi_1' l$ przez jego wartość, wziętą z równania (1)

$$(F + r_1' + r_2') H + \mathcal{P}\varepsilon.$$

Równanie stateczności przyjmuje więc postać

$$(F + r_1' + r_2') H + \mathcal{P}\varepsilon \leqslant P_a l_a + P_r l_r + P_r \sin\alpha H$$

ponieważ zaś mieliśmy

$$R_1 = F + r_1 + r_2 - P_r \sin\alpha$$

więc

$$R_1 H + (r_1' - r_1 + r_2' - r_2) H + \mathcal{P}\varepsilon \leqslant P_t l_t$$

$$R_1 H + \Sigma (r' - r) H + \mathcal{P}\varepsilon \leqslant P_t l_t \text{*)};$$

wynika stąd, że para podrzutu wzrasta o $[\mathcal{P}\varepsilon + \Sigma (r' - r) H]$, która to wartość nie może być odrzuconą. I tak dla odległości $\varepsilon = 0{,}01$ m i dla prężności gazów 2400 atm. mamy w a. p. 75 mm

$$\mathcal{P} = 105000 \text{ kg},$$

czyli

$$\mathcal{P}\varepsilon = 1050 \text{ kg} \times \text{m}.$$

Jeżeli odległość $l = 1$ m (p. str. 8 rys. 6), zwiększenie π wyniesie

$$\frac{1050}{1} \cong 1000 \text{ kg},$$

wobec czego tarcia r, stąd wynikające, zostają zwiększone o około

*) Oznaczając przez $\Sigma (r' - r) = (r_1' + r_2') - (r_1 + r_2)$, t. j. różnicę sił tarcia, zachodzących w okresie działania gazów, i sił tarcia, zachodzących w okresie, gdy ciśnienie gazów przestało działać w zupełności (przyp. tłumacza).

100 kg (przy $f = 0{,}1$), a więc $\Sigma(r' - r) = 200$ kg. Wynika stąd, że moment pary podrzutu w chwili maximum ciśnienia gazów prochowych będzie zwiększony o

$$1050 \text{ kg} \times \text{m} + 200 \text{ kg} \times 1 \text{ m} = 1250 \text{ kg} \times \text{metrów}.$$

W poprzednio omówionych przykładach widzieliśmy, że naprężenie początkowe powrotnika oraz tarcia figurują w obliczeniach w sumie około 1200 kg, a w wartości momentu podrzutu w sumie 1200 kg × × m; o ile dodamy do tego 1250 kg × m z tytułu ciśnienia gazów, to dla wartości wysiłku opornika hydraulicznego pozostanie dla $x = 0$ zaledwie 50 kg i to w tym wypadku, o ile posuniemy się do ostatecznych granic stateczności.

Wynika stąd, że *wysiłek opornika* musi być bardzo mały w czasie okresu działania *gazów*, a *zwłaszcza* w okolicach punktu *najwyższego* ciśnienia. Osiągamy ten rezultat, dając otworom w czasie całego okresu działania gazów te same wartości przekrojów, w chwili końcowej rozprężenia gazów.

Pobieżne obliczenie wskazuje, że w chwili najwyższego ciśnienia które odpowiada długości odrzutu około 1 cm, szybkość odrzutu będzie wynosiła około 1/10 szybkości odrzutu w końcu rozprężenia gazów; wynika stąd, że — jeżeli przekrój otworów jest stały, — to wysiłek opornika wynosi około 1/100 odnośnego wysiłku w chwili ukończenia rozprężenia gazów; ponieważ wówczas wysiłek opornika wynosi około 1000 kg; a więc wysiłek opornika w chwili najwyższego ciśnienia wyniesie około 10 kg. Wysiłek opornika winien wobec tego nie być stałym w okresie działania gazów, jeżeli chcemy być pewnymi stateczności. Istnieje zresztą jeszcze druga przyczyna, dla której byłoby rzeczą bardzo nieostrożną obliczać przekroje otworów w ten sposób, aby wysiłek miał wartość stałą. W rzeczy samej, w takim razie obliczenie dałoby $\omega^2 = 0$ w punkcie $x = 0$, ponieważ w tym punkcie $v = 0$, a $\frac{v^2}{\omega^2}$ musiałoby mieć wartość równą wartości stałego wysiłku; wobec tego $\frac{v^2}{\omega^2}$ przyjęłoby kształt $\frac{0}{0}$, a więc na początku odrzutu zależnie od wartości względnej bardzo małych ilości v i ω, wysiłek opornika mógłby mieć wartość nieskończenie małą, skończoną lub nieskończenie wielką.

Rozwiązanie, ktore zastosujemy, polegać więc będzie na tem, że otwory będą miały *stały przekrój* od chwili początku odrzutu aż do chwili ukończenia rozprężenia gazów; — w tem założeniu postaramy się określić wartość szybkości odrzutu, wartość wysiłku opornika i przekrój otworów w chwili ukończenia rozprężenia gazów.

Odrzut podczas okresu działania gazów.

W części I badaliśmy tylko ruch lufy w okresie od chwili ukończenia rozprężenia gazów aż do chwili ukończenia odrzutu; prawo zmian szybkości w odrzucie swobodnym było znane (szybkość stała), a więc było rzeczą łatwą zbadać, jakie będą zmiany tej szybkości jeżeli przeciwstawimy ruchowi masy odrzutowej określony opór.

Inaczej ma się rzecz podczas okresu działania gazów. Wzory balistyki wewnętrznej dają wartość ciśnienia w funkcji przemieszczenia pocisku w przewodzie i — co zatem idzie — w funkcji przemieszczenia lufy. Dodając algebraicznie do tej wartości ciśnienia wartość oporu opornika, naprężenia powrotnika oraz oporów biernych, otrzymalibyśmy wartość wysiłku, któremu jest poddana masa odrzutowa; wyprowadzone w ten sposób różniczkowe równanie ruchu nie daje się rozwiązać w sposób ścisły.

Musimy zadowolnić się tu przybliżeniem, które polegać będzie na określeniu ogólnego kształtu krzywej szybkości (przyjmiemy tu, jako zmienną, kwadrat szybkości) przy odrzucie swobodnym, i kształtu tejże krzywej przy odrzucie z opornikiem; — znając v^2, określimy kształt ogólny krzywej opornika, co będzie rzeczą bardzo łatwą, gdyż przekrój otworów opornika pozostaje stałym w czasie okresu działania gazów, a więc wysiłek opornika będzie proporcjonalnym do kwadratu szybkości. Następnie odejmiemy od żywej siły, nabytej w odrzucie swobodnym, pracę opornika (powrotnika i oporów biernych) podczas okresu działania gazów, i dowiedziemy, że otrzymuje się w ten sposób, jako wartość szybkości podczas rozprężenia gazów, wartość *z nadmiarem*, co jest korzystnem z punktu widzenia bezpieczeństwa, ponieważ w rzeczywistości żywa siła, którą należy umorzyć, będzie mniejszą od tej, która zostanie w ten sposób obliczona.

Kształt krzywej $v^2 = f(x)$.

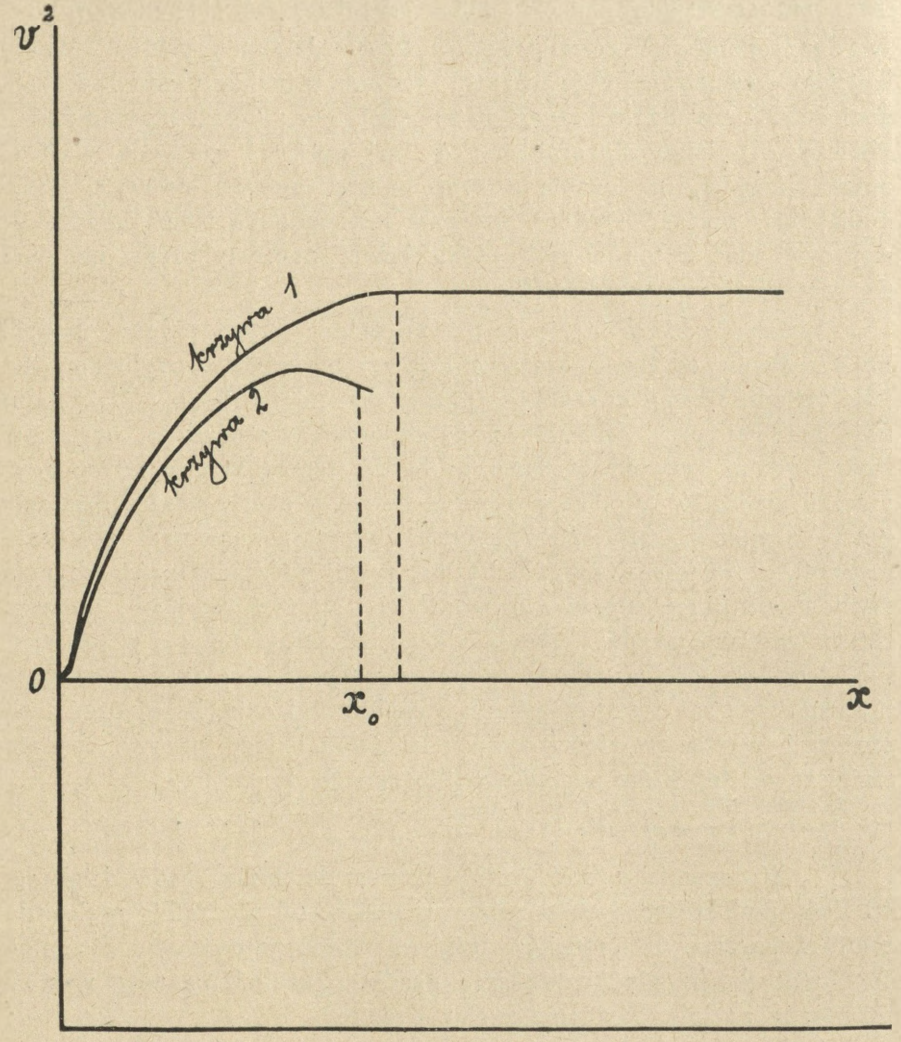
1° *W odrzucie swobodnym*: — okres działania gazów dzieli się na dwa podokresy, a mianowicie pierwszy od początku ruchu do chwili najwyższego ciśnienia, i drugi od chwili najwyższego ciśnienia do chwili ukończenia rozprężenia gazów. Jeżeli Θ oznacza wysiłek wywierany na lufę, równanie ruchu będzie:

$$mv \frac{dv}{dx} = \Theta$$

w czasie pierwszego okresu Θ stale wzrasta; to samo dotyczy i spółczynnika kątowego stycznej do krzywej $v^2 = f(x)$, ponieważ jest on

Biblioteka Główna Politechniki Lwowskiego

równy $2v\frac{dv}{dx}$; a więc krzywa $v^2 = f(x)$ w czasie tego pierwszego podokresu zwraca swą wklęsłość ku górze; w czasie drugiego podokresu Θ stale zmniejsza się i krzywa $v^2 = f(x)$ zwraca swą wklęsłość ku dołowi; mamy więc punkt przegięcia odpowiadający chwili naj-



Rys. 18.

wyższego ciśnienia; następnie krzywa $v^2 = f(x)$ wznosi się ku górze aż do punktu odpowiadającego ukończeniu rozprężenia gazów, poczem rzędne jej mają wartość stałą (rys. 18 krzywa 1).

2° *Odrzut z opornikiem.* — Lufa poddana jest sile $\Theta - R_1$; punkt przegięcia krzywej odpowiadałby więc chwili, kiedy siła ta osiąga swe maximum. Możemy przypuścić, iż to maximum ma miejsce dla tej samej wartości x, co w odrzucie swobodnym z tego powodu, że R_1 ma wartość bardzo małą w porównaniu z Θ. W rzeczy samej R_1, składa się z wysiłku stałego (początkowe naprężenie powrotnika i opory bierne) oraz ze zmiennego wysiłku opornika; pierwszy z tych wysiłków nie wpływa na położenie maximum $\Theta - R_1$; co się tyczy drugiego, to widzieliśmy, że wynosi on około 10 kg (str. 106) w chwili najwyższego ciśnienia, co jest zupełnie nic nie znaczącem w porównaniu Θ, które w odnośnej chwili w rozpatrywanym przykładzie wynosi 105.000 kg. Możemy więc przypuścić, że punkt przegięcia znajduje się na tej samej odległości od początku ruchu, która odpowiada najwyższemu ciśnieniu w odrzucie swobodnym. Od tej chwili v^2 wzrasta aż do chwili, gdy opory bierne zrównoważą ciśnienie gazów, i następnie trochę maleje aż do chwili ukończenia rozprężenia się gazów; ten ostatni punkt (x_0, v_0^2) krzywej w odrzucie skrępowanym ma rzędną x_0 mniejszą niż ta, która odpowiada odrzutowi swobodnemu, gdyż przez cały czas działania gazów w odrzucie skrępowanym szybkość była stale mniejszą od szybkości w odrzucie swobodnym; a więc krzywa $v^2 = f(x)$ w odrzucie skrępowanym będzie miała ogólny kształt krzywej 2 na rys. 18. Co się zaś tyczy krzywej wysiłku opornika, to zlewa się ona z krzywą v^2, biorąc odpowiednią podziałkę na osi yy', gdyż wysiłek opornika jest równym v^2, dzielonemu przez stały spółczynnik a, gdyż w tym okresie ω^2 ma wartość stałą.

Określenie wartości x_0 i v_0. — Uprzednio musimy dowieść twierdzenia, wyłożonego przez Hugoniot w „Mémorial de l'artillerie de la Marine" w r. 1887, a mianowicie:

„żywa siła, którą proch przekazałby lufie w założeniu, iż ta ostatnia jest zupełnie swobodną, — jest zawsze większą, niż praca, którą musi rozwinąć opornik dla umorzenia odrzutu".

Oznaczmy przez:

x drogę, przebytą przez lufę poddaną ciśnieniu gazów i działaniu opornika;

x' drogę, przebytą przez lufę poddaną ciśnieniu gazów bez działania opornika;

v oraz v' odnośne szybkości;

$\mathcal{P}$ całkowite ciśnienie gazów prochowych;

R opór opornika, który jest funkcją x i v.

Mamy (nie biorąc pod uwagę spółczynnika m)

$$\frac{dv}{dt} = \mathcal{P} - R \qquad \frac{dv'}{dt} = \mathcal{P}$$

a więc zawsze

$$\frac{dv}{dt} < \frac{dv'}{dt}$$

czyli

$$v < v'$$

praca elementarna ciśnienia $\mathcal{P}$ w przeciągu czasu dt wynosi

$$\mathcal{P}\,dx = \mathcal{P}\frac{dx}{dt}\cdot dt \quad \text{i} \quad \mathcal{P}\,dx' = \mathcal{P}\frac{dx'}{dt}\cdot dt$$

czyli

$$\mathcal{P}v\,dt \quad \text{i} \quad \mathcal{P}v'dt;$$

ponieważ

$$v < v'$$

więc

$$\mathcal{P}v\,dt < \mathcal{P}v'dt \quad \text{i} \quad \Sigma\mathcal{P}v\,dt < \Sigma\mathcal{P}v'dt$$

$\Sigma\mathcal{P}v\,dt$ stanowi sumę prac elementarnych siły ciśnienia na zamek podczas okresu działania gazów, gdy lufa jest zaopatrzona w opornik; a więc wartość ta równa się również pracy, która musi rozwinąć opornik dla umorzenia odrzutu,—zaś $\Sigma\mathcal{P}v'dt$ jest sumą prac elementarnych ciśnienia na zamek w odrzucie swobodnym*). Ostatni wzór dowodzi więc słuszności twierdzenia Hugoniot.

Z twierdzenia tego wynika, że — jeżeli obliczymy żywą siłę, pozostającą w byle którym punkcie odrzutu, przez odjęcie pracy, wykonanej do tego punktu przez opornik, od żywej siły, którą lufa otrzymałaby w odrzucie swobodnym, — to otrzymamy wartość większą od rzeczywistej, wobec czego i szybkość stąd obliczona będzie większą od rzeczywistej. Nie przedstawia to dla nas żadnej niedogodności, wprost przeciwnie: 1) z punktu widzenia *długości odrzutu:* minimalna długość odrzutu jest równą odciętej tej prostej równoległej do osi OY, która wraz z prostą stateczności ogranicza pole równe żywej sile, którą mamy pochłonąć; jeżeli dla wartości żywej siły, większej od rzeczywistej, najmniejsza długość odrzutu jest zadawalniającą, to tembardziej będzie to miało miejsce dla wartości rzeczywistej; 2) z punktu widzenia *stateczności* największy wysiłek opornika jest równy różnicy między rzędną prostej stateczności a rzędną krzywej

*) a więc żywą siłą, którą ciśnienie to nadałoby lufie w swobodnym odrzucie (przyp. tłumacza).

$y = p_0 S + \varphi(x) + \psi(\alpha)$ jest więc wartością określoną; ponieważ mamy $\frac{v^2}{\omega^2} = F$, więc jeżeli rzeczywista wartość v jest niższą od wartości obliczonej, zaś ω pozostaje bez zmiany, to F zmniejsza się i stateczność będzie tem lepiej zapewniona; zresztą wszystko w danym razie odbywa się tak samo, jak w wypadkach rozpatrzonych w teorji odrzutu, gdy zmniejszamy szybkość początkową; krzywa całkowitego wysiłku zbliża się wówczas do osi xx' pozostając równoległą samej sobie.

W zastosowaniu liczbowem będziemy postępowali w sposób następujący: zadamy sobie wartość x_0 odrzutu w końcu rozprężenia gazów przez analogję z działem istniejącem, strzelającem prawie w tych samych warunkach i dla którego wartość x_0 może być określona zapomocą szybkościomierza z dostateczną dokładnością, jak to zobaczymy w załączniku I. Obliczymy następnie v_0, odejmując od żywej siły, obliczonej w założeniu, że takowa została nabytą momentalnie, — pracę opornika na przestrzeni od 0 do x_0. Wysiłek opornika zmienia się stosownie do prawa przedstawionego przez krzywą 2 rys. 18; zamienimy tę krzywą przez prostą, przechodzącą przez punkt 0 i punkt, odpowiadający ukończeniu rozprężenia gazów; nadamy w ten sposób wysiłkowi opornika wartość trochę mniejszą od jego wartości rzeczywistej, co zlekka zwiększy obliczoną wartość v_0.

Zastosowanie do konkretnego przykładu. — Obliczmy v_0 np. dla działa z opornikiem hydraulicznym i powrotnikiem sprężynowym, którego odrzut badaliśmy na str. 37 — 40. Przypuśćmy, że szybkość w odrzucie swobodnym wynosiłaby 10 m/sek. Najwyższy wysiłek całkowity był przyjęty dla punktu położonego o 10 cm od położenia spoczynku, jako 2210 kg; na początku odrzutu wysiłek całkowity był równy $\psi(\alpha) = 1200$ kg (800 kg dla naprężenia powrotnika T_0 i 400 kg dla oporów biernych); praca wykonania od 0 do x_0 była więc

$$\mathcal{T}_o^{x_0} = \frac{2210 \text{ kg} + 1200 \text{ kg}}{2} \times 0{,}1 \text{ m} = 170{,}5 \text{ kgm}.$$

Żywa siła w odrzucie swobodnym w założeniu, że została ona nabyta momentalnie, wyniosłaby

$$\frac{1}{2} \times 46 \times 10^2 = 2300 \text{ kgm},$$

Odejmując od tej wartości $\mathcal{T}_o^{x_0}$ otrzymamy

$$2300 - 170{,}5 = 2129{,}5 \text{ kgm},$$

czyli

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{46}{2} v_0^2 = 2129{,}5 \quad \text{i} \quad v_0 = \sqrt{\frac{2129{,}5}{23}} = 9{,}62 \text{ m.}$$

Ta właśnie szybkość początkowa była przyjęta za podstawę obliczeń str. 37 — 40.

Jest rzeczą ciekawą zdać sobie sprawę ze zmian, które w danych liczbowych i w przebiegu pracy opornika są spowodowane przez błąd w określeniu x_0.

Przypuśćmy, że ukończenie rozprężenia gazów odpowiada w rzeczywistości punktowi $x_0 = 0{,}1$ m i że szybkość v_0 w tym punkcie jest w rzeczy samej 9,62 m/sek i obliczmy błąd spowodowany przez przyjęcie dla x_0 wartości 0,15 m zamiast 0,1 m.

W założeniu $x_0 = 0{,}1$ m i $v_0 = 9{,}62$ m/sek, otrzymaliśmy:

1° wartość żywej siły do umorzenia w końcu rozprężenia

$$\frac{1}{2} mv_0^2 = 2129 \text{ kgm}$$

2° wartość a we wzorze $\frac{v^2}{a}$ (wysiłek opornika) $a = 0{,}0964$.

Przypuśćmy obecnie, że $x_0 = 0{,}15$ m; w takim razie najwyższy całkowity wysiłek opornika, dopuszczalny według wzoru

$$F(x) = 0{,}9 \frac{P_t l_0 - P_r x}{H} = 0{,}9 \frac{1140 \times 2{,}2 - 450 \times 0{,}15}{1} = 2190 \text{ kg;}$$

praca wysiłku opornika podczas okresu działania gazów jest więc

$$\frac{1200 + 2190}{2} \times 0{,}15 \text{ m} = 254{,}25 \text{ kgm}$$

żywa siła do pochłonięcia w punkcie $x_0 = 0{,}15$ m będzie więc

$$2300 - 254{,}25 \cong 2046$$

a stąd

$$v_0 = 9{,}43 \text{ m/sek.}$$

Jeżeli przypuścimy, że całkowity wysiłek opornika, który w punkcie $x = 0{,}15$ m był 2190 kg, ma zmieniać się według wzoru

$$y = 0{,}9 \frac{P_t l_0 - P_r x}{H},$$

to odnośna żywa siła byłaby pochłonięta na przestrzeni 1,03 m i odrzut całkowity wynosiłby 1,03 m + 0,15 m = 1,18 m, — podczas gdy

obliczenie na zasadzie prawidłowych wartości

$$(x_0 = 0{,}1 \text{ m i } v_0 = 9{,}62 \text{ m/sek})$$

dawało odrzut całkowity

$$1{,}07 \text{ m} + 0{,}1 \text{ m} = 1{,}17 \text{ m}.$$

W punkcie $x = 0{,}15$ m wysiłek opornika hydraulicznego wynosi:

$$2190 - (1200 + 500 \times 0{,}15) = 915 \text{ kg},$$

a więc wysiłek opornika

$$\frac{v^2}{a} = \frac{9{,}43^2}{a} = 915, \quad \text{czyli} \quad a = 0{,}0971$$

podczas gdy obliczenie na zasadzie prawidłowych wartości

$$(x_0 = 0{,}1 \text{ m}; \quad v_0 = 9{,}62)$$

dawało w punkcie

$$x = 0{,}1 \text{ m} \quad a = 0{,}0964$$

i w punkcie

$$x = 0{,}15 \text{ m} \quad a - bx = 0{,}0964 - 0{,}0097 \times 0{,}05 = 0{,}096$$

czyli że przyjęcie w założeniu dla x_0 wartości błędnej o 0,05 m pociąga za sobą dla a błąd $\frac{a}{1000}$, co jest rzeczą nieznaczną. Jeżeli zaś w dziale analogicznem do działa projektowanego określamy x_0 zapomocą szybkościomierza, to wynikający stąd błąd jest *z wszelką* pewnością mniejszy, niż 0,05 m.

Tablica XI przedstawia wykres opornika, który był przedstawiony linją (——) na tablicy II, uzupełniony przez krzywą opornika w granicach od $x = 0$ do $x = 0{,}1$ m. Żeby pokazać co się dzieje ze statecznością podczas okresu działania gazów, na wykresie tym zamieniono w granicach od $x = 0$ do $x = 0{,}1$ m prostą stateczności przez krzywą, otrzymaną zapomocą zmniejszenia rzędnych tej prostej o wartość dodatkowej pary podrzutu, pochodzącej z działania gazów; jest to równoznaczne z powiększeniem całkowitego wysiłku o dodatkowy wysiłek podrzutu, zaś rysunek staje się w ten sposób bardziej jasny.

Widzieliśmy, że ten dodatkowy wysiłek podrzutu wynosił 1250 kg w punkcie, odpowiadającym najwyższemu ciśnieniu. Znamy więc 3 punkty tej krzywej: 1) początek, 2) punkt, odpowiadający najwyższemu ciśnieniu i 3) punkt, odpowiadający chwili ukończenia rozprężenia gazów, co pozwala na wykreślenie przybliżonego kształtu tej krzywej.

Krzywą tę na tablicy XI wykreślamy linją (·····), biorąc punkty, które znajdują się poniżej prostej stateczności, i których pionowa odległość od prostej stateczności równa się dodatkowemu wysiłkowi podrzutu. Wysiłek ten równy 0 dla $\mathcal{P} = 0$, bardzo szybko wzrasta aż do chwili najwyższego ciśnienia, poczem zmniejsza się i staje się równym zeru dla $x = 0{,}1$ m.

W punkcie najwyższego ciśnienia stateczność jest jeszcze nienaruszona, ponieważ wysiłek opornika wynosi tu około 10 kg, podczas gdy dysponujemy w tym względzie liczbą 50 kg; widzimy wszakże, że chwila najwyższego ciśnienia jest momentem bardzo krytycznym dla stateczności, ponieważ nie mamy pewności, czy krzywa (·····) nie przechodzi pod krzywą (———) pomiędzy chwilą najwyższego ciśnienia a chwilą ukończenia rozprężenia gazów.

Możemy uniknąć tego punktu krytycznego, budując działo w ten sposób, aby mieć $\varepsilon < 0$, t. j. aby tor środka ciężkości znajdował się powyżej osi lufy, wzdłuż której działa ciśnienie gazów, — co powiększyłoby stateczność sprzętu. Możemy osiągnąć ten rezultat, umieszczając opornik powyżej lufy; nie nastręcza to trudności w większości wypadków i należy zawsze dążyć do tego, aby *środek ciężkości masy odrzutowej* znajdował się *powyżej osi lufy*.

ROZDZIAŁ II.

Stateczność poprzeczna.

Stateczność poprzeczna w działach o ogonie przesuwającym się po osi.

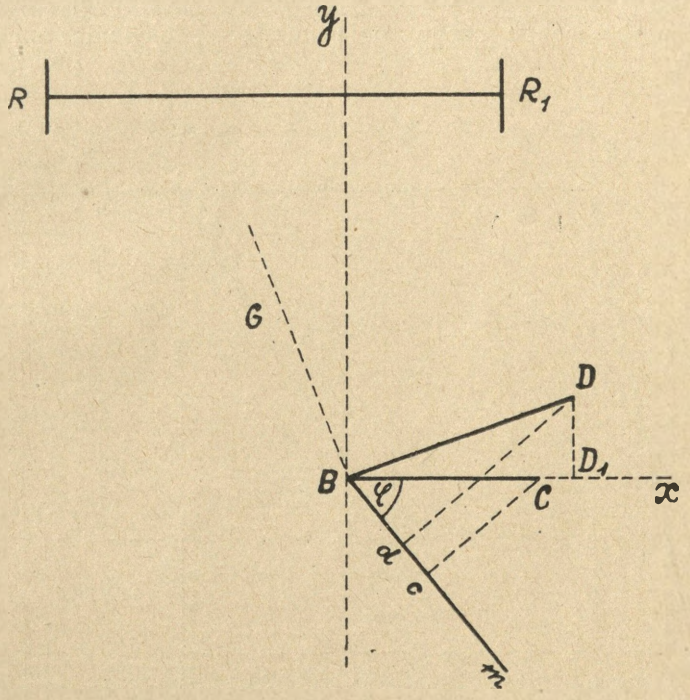
Studjując stateczność przypuściliśmy, że wszystkie siły działają w pionowej płaszczyźnie symetrji łoża i że ich wypadkowa znajduje się w płaszczyźnie pionowej przechodzącej przez lemiesz.

Jeżeli w dziale o ogonie, przesuwającym się po osi, ogon nie znajduje się pośrodku między kołami, para statecznosci zmniejsza się.

Przypuśćmy, że G, środek ciężkości całkowitego układu, znajduje się na lewo od pionowej płaszczyzny By symetrji ogona. Para podrzutu przedstawiona jest na rys. 19 przez jej oś BC, zaś para statecznosci przez jej oś $BD \perp BG$; spełnienie warunku stateczności zależne jest w takim razie od wielkości składowej BD_1 t. j. rzutu osi BD na kierunek BCX; jeżeli

$$BD_1 > BC,$$

to stateczność jest zapewniona; w przeciwnym razie następuje podrzut. Jeżeli weźmiemy składowe obu osi *BD* i *BC* w stosunku do dowolnej prostej *Bm* przeprowadzonej przez lemiesz w płaszczyźnie rysunku, to widzimy, że dla pewnej wartości kąta φ będziemy mieli $Bc > Bd$, czyli, że działanie ustateczniające dookoła tej prostej będzie mniejsze niż działanie podrzutowe; w szczególności będzie mogła mieć miejsce dążność do podrzutu w stosunku do prostej *BR* łączącej lemiesz z lewem kołem.



Rys. 19.

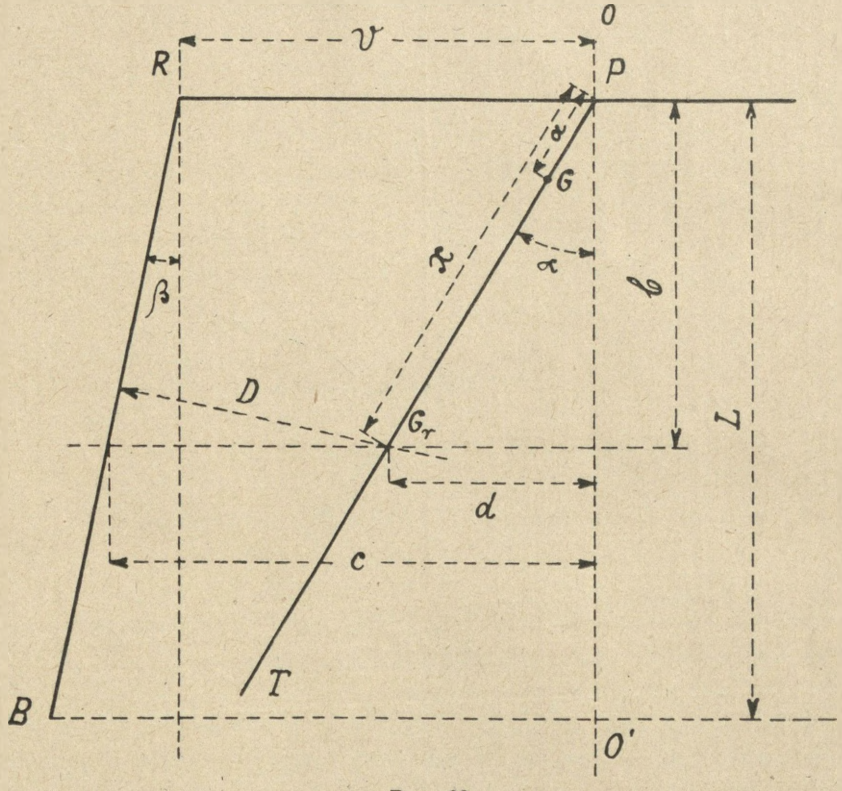
Jeżeli prócz tego teren jest pochyły i oś działa nie jest w położeniu poziomem, to ciężar układu ma jedną składową w pionowej płaszczyźnie symetrji ogona i jedną składową prostopadłą do tej płaszczyzny; tylko pierwsza z nich przyjmuje udział w działaniu ustateczniającem i wobec tego stateczność zmniejsza się; składowa równoległa do osi działa daje moment odchylający w stronę koła, stojącego niżej.

Jest więc rzeczą konieczną po obliczeniu stateczności podłużnej wprowadzić do odnośnego równania pewien spółczynnik bezpieczeń-

stwa; dlatego też w uprzednich przykładach liczbowych przyjęliśmy, jako dopuszczalną najwyższą wartość wysiłku opornika, 0,9 rzędnej prostej stateczności.

Stateczność poprzeczna w działach o górnem małem łożu, ruchomem dookoła czopa pionowego.

Nie będziemy tu rozpatrywali działa o ogonie pojedyńczym: w tym wypadku wysiłek działa w kierunku odmiennym od kierunku punktu oporu, wobec czego mają miejsca odchylenia boczne, gdy



Rys. 20.

tylko działanie składowej wzdłuż kierunku osi staje się wyższem od oporu stawianego przez grunt przesuwaniu się kół; prócz tego może zachodzić podrzut dookoła prostej łączącej lemiesz z jednem z kół.

Rozpatrzymy więc tylko stateczność działa dwuogonowego, w rodzaju a. p. włoskiej wz. 1911 (płk. Deport).

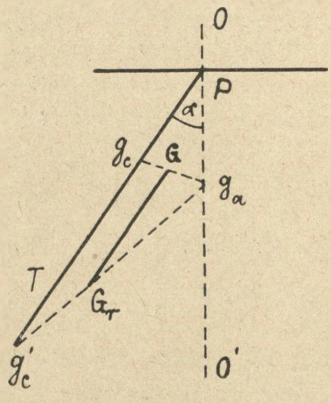
Przypuśćmy, że OO' (rys. 20) stanowi ślad pionowej płaszczyzny symetrji łoża na płaszczyźnie poziomej; P — czop położony pośrodku osi; B jeden z lemieszy; R odnośne koło; β kąt, który czyni BR z OO'; PT kierunek strzału, tworzący kąt α z płaszczyzną OO'; G położenie środka ciężkości całkowitego układu przed odrzutem, przyczem przypuścimy, że ten punkt ciężkości G leży na prostej PT*) na odległości a od czopa; G_r położenie środka ciężkości pod koniec odrzutu l.

Chcemy znaleźć warunek stateczności dookoła prostej BR przy kącie podniesienia 0^0. Położenie środka ciężkości pod koniec odrzutu dane jest przez wzór:

$$P_t x = P_t a + P_r l$$

czyli

$$x = a + \frac{P_r}{P_t} l$$



Rys. 21.

Przez G_r przeprowadzimy prostą równoległą do osi PR; oznaczając przez v długość połowy osi, oraz przez D odległość punktu G_r od prostej BR, mamy na rys. 20.

$$D = (c - d) \cos \alpha$$

skądinąd

$$c = v + b \operatorname{tg} \beta \quad \text{i} \quad d = b \operatorname{tg} \alpha$$

*) W rzeczywistości wszakże punkt G nie znajduje się na prostej PT. Jeżeli oznaczymy g_c (rys. 21) środek ciężkości masy odrzutowej położony na PT; g_α środek ciężkości łoża położony na OO', to środek ciężkości całkowitego systemu będzie w G cokolwiek nazewnątrz PT; dla $\alpha = 30^0$ oraz Pg_c i Pg_α około 0,1 m, mielibyśmy $Gg_c = 0{,}02$ m lub 0,03 m; możemy więc przypuścić, że punkt G jest na prostej PT, jak również i punkt G_r, który w rzeczywistości znajduje się na tej samej odległości od PT, co punkt G.

oraz

$$b = PG_r \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) = \left(a + \frac{P_r}{P_t} l\right) \cos\alpha$$

mamy więc

$$D = \left[v + \left(a + \frac{P_r}{P_t} l\right) \cos\alpha \operatorname{tg}\beta - \left(a + \frac{P_r}{P_t} l\right) \cos\alpha \operatorname{tg}\beta\right] \cos\beta =$$

$$= v\cos\beta + \left(a + \frac{P_r}{P_t} l\right) [\sin\beta\cos\alpha - \cos\beta\sin\alpha] =$$

$$= v\cos\beta - \left(a + \frac{P_r}{P_t} l\right) \sin(\alpha - \beta);$$

moment stateczności dookoła PR wynosi więc

$$P_t D = P_t v\cos\beta - (P_t a + P_r l)\sin(\alpha - \beta);$$

moment podrzutu dookoła prostej BR wynosi

$$R\cos\left[\frac{\pi}{2} - (\alpha - \beta)\right] \times H = RH\sin(\alpha - \beta)\ *)$$

dla osiągnięcia stateczności musimy więc mieć

$$RH\sin(\alpha - \beta) \leqslant P_t v\cos\beta - (P_t a + P_r l)\sin(\alpha - \beta)$$

czyli

$$(RH + P_t a + P_r l)\sin(\alpha - \beta) \leqslant P_t v\cos\beta.$$

Jeżeli przy strzale w płaszczyźnie symetrji łoża OO' stateczność w kierunku podłużnym jest ściśle osiągniętą bez żadnego nadmiaru momentu stateczności nad momentem podrzutu (t. j. bez uwzględnienia spółczynnika bezpieczeństwa), to mamy

$$RH = P_t l_0 - P_r l \qquad \text{(pod koniec odrzutu)}$$

i wzór poprzedni przyjmie postać

$$P_t(a + l_0)\sin(\alpha - \beta) \leqslant P_t v\cos\beta.$$

Jeżeli przyjmiemy, że a równa się rzutowi a na OO', to otrzymamy

$$a + l_0 = L\ **)$$

---

*) Oznaczając przez R siłę wypadkową, z którą działa masa odrzutowa na łoże, a przez H odległość linji BR od toru środka ciężkości masy odrzutowej (przyp. tłumacza).

**) Co możemy przyjąć z dostateczną praktyczną ścisłością ze względu na małą wartość a w porównaniu z l_0.

W takim razie

$$\sin(\alpha - \beta) \leqslant \frac{v}{L} \cos\beta;$$

jeżeli

$$v = 0{,}7 \text{ m} \qquad L = 2{,}3 \text{ m} \qquad \beta = 10^0$$

to znajdziemy

$$\alpha \leqslant 27^0 30',$$

a więc całkowity kąt ostrzału w płaszczyźnie poziomej wyniósłby 55^0. Ponieważ kąt BPO' wynosi $28^0 30'$, a więc pole ostrzału, które może być zużytkowane, odpowiada prawie kierunkom obu lemieszy w stosunku do czopa.

W rzeczywistości jednak, gdy tylko kierunek strzału nie znajduje się w płaszczyźnie symetrji, nacisk na obydwa lemiesze jest różny, wobec czego grunt może ustępować pod nimi w sposób niejednakowy, co wywołać może boczne odchylenia. Pomimo przegubów w punktach połączenia ogonów z osią, działo tego rodzaju ma zawsze dążność do stworzenia niejako stołu o czterech nogach, z których tylko trzy stanowią rzeczywiste podpory.

Wreszcie ruch obrotowy pocisku stwarza parę sił, która dąży do nadania lufie ruchu obrotowego w kierunku przeciwnym; przy bróżdach prawoskrętnych lufa ma dążność do obrócenia się w lewą stronę, łoże zaś — do uniesienia się ku górze dookoła linji prostej, łączącej lewy lemiesz z lewem kołem. Kiedy prócz tego zamek znajduje się nalewo od płaszczyzny symetrji, zmniejsza się jeszcze stateczność dookoła prostej, łączącej lewy lemiesz z lewem kołem; obydwa te działania dodają się wzajemnie, co może wywołać uniesienie się ku górze prawego koła i prawego lemiesza; gdy ten ostatni opadnie z powrotem w swe gniazdo, opór jego będzie zapewniony w stopniu niedostatecznym.

Swoją drogą ten sposób budowy posiada bardzo duże zalety ze względu na duże pole ostrzału w płaszczyźnie poziomej.

ROZDZIAŁ III.

Wpływ lepkości płynu.

We wszystkich poprzednich teorjach i przykładach obliczaliśmy wysiłek opornika w założeniu, iż płyn przepływa przez otwory opornika z szybkością

$$v = \sqrt{2gh}$$

który to wzór wynika z zastosowania twierdzenia Bernouilli'ego.

Tymczasem twierdzenie to stosuje się w całej rozciągłości tylko do płynów zupełnie pozbawionych lepkości. Jeżeli nazwiemy η spółczynnik lepkości płynu (czyli jego spółczynnik tarcia wewnętrznego, zmienny wraz z temperaturą i ciśnieniem), to możemy dowieść, iż w rurze o promieniu R i o długości L, szybkość wypływu na odległości r od osi dana jest przez wzór

$$\eta v = \frac{P}{4L}(R^2 - r^2).$$

(Chwolson—Traité de Physique—tom I—3^e fasc. str. 674) i objętość płynu, przepływającego przez otwór w ciągu czasu T określa się wzorem

$$Q = T \int_0^R 2\pi r \cdot v\, dr = \frac{\pi P}{8\eta L} R^4 T$$

który to wzór wyraża prawo Poiseuille'a (1842). Ten ostatni wzór stosuje się coprawda jedynie do przeciekania płynu lepkiego przez rurki włoskowate; lecz skądinąd wzór

$$v = \sqrt{2gh}$$

stosuje się jedynie do płynów nielepkich, wypływających z otworów o ściankach cienkich.

Tymczasem przekrój otworów opornika wynosi parę mm^2 przy długości około 1 cm; wnioskować stąd można, że w rzeczywistości płyn przecieka przez otwory opornika według prawa, stanowiącego coś pośredniego pomiędzy prawem Torricelli'ego a prawem Poiseuille'a.

Wszystko przemawia za tem, że w obliczeniu ciśnienia, pod którem wypływa płyn w oporniku, należałoby mnożyć szybkość v przez pewien spółczynnik zmienny, który oznaczymy przez η_1, przez analogję ze spółczynnikiem lepkości, i który jest równy z dokładnością do pewnego mnożnika stałego spółczynnikowi lepkości (patrz wzór Poiseuille'a).

We wszystkich dotychczasowych teorjach oporników hydraulicznych nie liczono się z tym spółczynnikiem η_1. Przyjmowano w nich prawo Torricelli'ego i w odnośnych zastosowaniach obliczone na zasadzie tego prawa otwory dawały zazwyczaj w praktyce rezultaty zadawalniające po kilku poprawkach; zdawało się to uzasadniać wniosek, że rzeczywiste prawo wycieku płynu jest bardzo zbliżone do prawa Torricelli'ego.

Skądinąd wszakże praktyka dowiodła, że odrzut zmienia się w dość rozległych granicach pod wpływem temperatury, która — np. przy zastosowaniu powrotnika sprężynowego — wpływa jedynie na

lepkość płynu. Zanotowano również następujący wypadek przy strzelaniu odbiorczem, dla oporopowrotników a. p. 75 mm: po oddaniu 10 strzałów w szybkiem tempie, co pociągnęło za sobą podwyższenie temperatury płynu opornika, długość odrzutu wzrosła o około 0,05 m; tymczasem podwyższenie temperatury podnosi prężność w powrotniku, wobec czego z tego tytułu odrzut winienby był zmniejszyć się.

A więc pod koniec strzelania wzór, wiążący szybkość przecieku płynu z odnośnem ciśnieniem, nie daje się zastosować w ten sam sposób, co na początku, — z czego wynika, iż prawo Torricelli'ego nie może być stosowane z całą ścisłością i że staje się koniecznem zastosowanie spółczynnika η. W rzeczy samej, jeżeli zamienimy v przez ηv w odnośnym wzorze, to otrzymamy

$$F = \frac{\delta S^3}{20 g K^2} \cdot \frac{\eta^2 v^2}{\omega^2};$$

jeżeli temperatura wzrasta, to η zmniejsza się i zmniejsza się również F, wobec czego długość odrzutu powinna wzrosnąć.

Dokonano licznych doświadczeń, dotyczących zmienności spółczynnika lepkości płynów w zależności od temperatury; pewna ilość doświadczeń dotyczyła również jego zmienności w zależności od ciśnienia. Nie wydaje się wszakże, aby dokonywano prób w tych warunkach, w których odbywa się przeciek płynu w opornikach, t. j. pod bardzo wysokiemi ciśnieniami przez otwory, będące czemś pośredniem pomiędzy włoskowatą rurką i cienką ścianką; byłoby bardzo pożądanem, ażeby dokonano prób w tym kierunku.

Tak czy inaczej, jeżeli przypuścimy, że spółczynnik η jest znany, i jeżeli wprowadzimy go do poprzednich wzorów, — to pozwoli nam to na obliczenie zmian długości odrzutu, spowodowanych przez zmiany η uzależnione od temperatury.

Jeżeli zamienimy v pzez ηv we wzorze wysiłku opornika hydraulicznego, to otrzymamy

$$F = \eta^2 \frac{\delta S^3}{20 g K^2} \cdot \frac{v^2}{\omega^2} = \lambda \eta^2 \frac{v^2}{f(x)}.$$

W dwóch wypadkach, które zbadaliśmy w części I, założyliśmy

1) $f(x) = \lambda (a - bx)$ i 2) $f(x) = \lambda a$,

przyczem mieliśmy

1) $F = \frac{v^2}{a - bx}$ i 2) $F = \frac{v^2}{a}$.

Teraz, wprowadzając spółczynnik η, otrzymamy

$$1)\quad F=\eta^2\frac{v^2}{a-bx}\qquad\text{i}\qquad 2)\quad F=\eta^2\frac{v^2}{a},$$

czyli

$$1)\quad F=\frac{v^2}{\frac{a}{\eta^2}-\frac{b}{\eta^2}x}\qquad\text{i}\qquad 2)\quad F=\frac{v^2}{\left(\frac{a}{\eta^2}\right)}$$

wystarczy więc zamienić w odnośnych wzorach a i b przez $\frac{a}{\eta^2}$ i $\frac{b}{\eta^2}$.

I tak wzór na wysiłek opornika z powrotnikiem pneumatycznym (str. 47 — 50) przyjmuje postać

$$\frac{\eta^2 v^2}{a}=\left(\frac{\eta^2 v_1{}^2}{a}+\beta\right)e^{-\frac{2\eta^2}{am}x}-(\beta+\gamma x+dx^2)$$

gdzie

$$\beta=\frac{2\psi(\alpha)-\frac{cam}{\eta^2}+\frac{da^2m^2}{\eta^4}}{2}\qquad\text{i}\qquad \gamma=c-\frac{dam}{\eta^2}.$$

Odwrotnie: jeżeli posiadamy działo, dla którego znamy wartość przekroju otworów, ciśnienie początkowe i prawo wzrostu ciśnienia powrotnika, opory bierne (które możemy zmierzyć), szybkość początkową i długość odrzutu przy różnych temperaturach, — to będziemy mogli obliczyć wartości względne η przy różnych temperaturach, przyjmując jako jednostkę np. wartość η przy średniej temperaturze strzelania, t. j. przy 15^0.

Rezultaty próbnego ostrzeliwania odbiorczego oporopowrotników a. p. 75 mm wskazują, jak zmienia się długość odrzutu przy zmianie temperatury; i tak znajdujemy następujące średnie wartości długości odrzutów dział ostrzelanych serjami po 20 — 25 strzałów przy jednej i tej samej temperaturze (p. Tablica XII pod opaską). Te wyniki pozwalają zbudować dwie krzywe (Tablica XII) dające zmiany długości odrzutu w zależności od temperatury (krzywa ——— odpowiada kątowi — $5^0\,30'$, a krzywa ····· kątowi $\alpha=15^0$). Równoległość tych krzywych wskazuje, że zmiany długości odrzutu w funkcji temperatury są prawie że niezależne od kąta α

temperatura	kąt $\alpha=-5^0\,30'$	kąt $\alpha=+15^0$
$+\ 3^0$	0,925 m	1,083 m
$+\ 7^0$	0,968 m	1,125 m
$+\ 10^0$	0,980 m	1,140 m
$+\ 17^0$	1,000 m	1,160 m
$+\ 19^0$	1,007 m	1,168 m
$+\ 23^0$	1,015 m	1,180 m

Jeżeli więc obliczymy zmiany l w funkcji η dla istniejącego i dobrze zbadanego sprzętu, to będziemy mogli wyrazić η w funkcji temperatury t.

Działo, które rozpatrzyliśmy jako konkretny przykład w teorji oporopowrotnika hydropneumatycznego, — jest bardzo zbliżone do a. p. 75 wz. 1897. Przykład ten pozwoli stworzyć sobie *pewne pojęcie* o względnych przybliżonych zmianach spółczynika η w zależności od t w warunkach użycia oporopowrotników, przyczem przyjmiemy, że dla $t = +15^0$ mamy $\eta = 1$. Otrzymujemy w ten sposób wartości względne η w funkcji temperatury, w warunkach użycia oleju $F-2-75$ w opornikach a. p. 75 (t. j. przy jednostkowem ciśnieniu około 250 kg : cm^2), wskazane na krzywej tablicy XIII*). Krzywa ta wskazuje, że pod wysokiem ciśnieniem lepkość oleju wzrasta o wiele mniej szybko przy obniżeniu temperatury, niż to ma miejsce pod ciśnieniem atmosferycznem. Podczas gdy pod ciśnieniem atmosferycznem lepkość względna oleju przy zmianie temperatury od $+15^0$ do $+5^0$ zmienia się od 1 do 2,5, — ta sama lepkość względna przy tej samej zmianie temperatury, lecz pod ciśnieniem 250 atm. zmienia się tylko od 1 do 1,12.

Byłoby rzeczą ciekawą porównać wyniki, otrzymane tym sposobem pośrednim, z wynikami doświadczeń bezpośrednich, dokonanych w warunkach wycieku płynów w opornikach.

Obliczono również, jakie zachodzą zmiany przebiegu pracy oporника działa przyjętego jako przykład w teorji oporopowrotnika hydropneumatycznego, — gdy η przyjmuje wartości

$$\eta = 0{,}92\ (t = 27_0) \quad \text{i} \quad \eta = 1{,}16\ (t = 3^0{,}6).$$

Wzór daje wysiłek opornika, przyjmuje wówczas postać dla

$$\eta = 1{,}16 \qquad F = \frac{\eta^2 v^2}{a} = \frac{2599{,}75}{e^{0{,}6244\,x}} - 1270{,}75 + 23{,}4\,x - 115\,x^2$$

i dla

$$\eta = 0{,}92 \qquad F = \frac{\eta^2 v^2}{a} = \frac{2681{,}8}{e^{0{,}393\,x}} - 1845{,}8 + 240{,}6\,x - 115\,x^2.$$

Otrzymujemy w ten sposób krzywe Tablicy XIV*).

wykres -------- dla $\eta = 1{,}16$

wykres ·-·-·-·-· dla $\eta = 0{,}92$

zaś wykres ——— jest identyczny z wykresami tablic IV i V, w których wartość η przyjętą była równą 1.

*) Patrz tablice pod opaską.

Wspomniane krzywe wskazują nam, że gdy temperatura obniża się, wysiłek opornika na początku odrzutu znacznie wzrasta i przekracza prostą stateczności; stateczność przestaje być zapewnioną, lecz trwa to zaledwie bardzo krótką chwilę; pobieżne obliczenie wskazuje, że w wypadku, przedstawionym ------- na tablicy XIV, podrzut wyniósłby tylko kilka milimetrów; ten podrzut ma miejsce w rzeczywistości w czasie bardzo zimnej pogody i w tych samych warunkach ognia, w których stateczność jest doskonale zachowaną przy temperaturze normalnej.

Krzywa dotycząca wartości $\eta = 0{,}92$ (t. j. $t \approx 27^0$) wskazuje, że pod koniec odrzutu wysiłek oporopowrotnika jest większy od tegoż wysiłku przy temperaturze normalnej ($t = 15^0$). Jeżeli więc strzelamy w warunkach, których krzywa całkowitego oporu przechodzi bardzo blisko od prostej stateczności, i jeżeli temperatura (np. na skutek długotrwałego ognia w szybkiem tempie) podniesie się znacznie, — to pod koniec odrzutu wysiłek całkowity oporopowrotnika może przekroczyć prostą stateczności. Praktyka potwierdza ten wniosek; były wypadki, w których obsługa przy szybkim ogniu, trwającym dłuższy czas w warunkach wyżej omówionych, jasno słyszała charakterystyczny trzask, towarzyszący podrzutowi.

ZAŁĄCZNIK I.

Mierzenie sił tarcia i użycie szybkościomierza.

W teorji oporników widzieliśmy, że dla zbadania prawa ruchu odrzutowego w dziale, trzeba przyjąć w obliczeniach pewną wartość sił tarcia przez analogję z wartością tychże sił w analogicznym sprzęcie istniejącym; trzeba więc mieć możność zmierzenia tych sił.

Mogą być w tym celu zastosowane dwie metody: sposób bezpośredni i sposób pośredni.

Sposób bezpośredni.

Jeżeli idzie o oporopowrotnik hydropneumatyczny, to tarcia, które musimy zmierzyć, są następujące:

tarcia przepony,

tarcia w uszczelnieniach (ruchomem i stałem) opornika hydraulicznego,

tarcia po wodzidłach.

Pomiary tych tarć muszą odbywać się w warunkach pracy oporopowrotnika w czasie odrzutu, t. j. *uszczelnienia muszą być pod ciśnieniem.*

Trzebaby więc mierzyć tarcia w czasie ruchu lufy w warunkach odrzutowych, co wymagałoby rejestracji ciśnień w oporniku za pośrednictwem manometru rejestrującego.

Operacja ta jest możliwą, lecz wyniki dawane przez taki manometr są bardzo niepewne.

Zazwyczaj zadawalniamy się pomiarem ciśnienia w stanie statycznym, co ma bardzo mały wpływ na pomiary ciśnienia przepony i daje wartość przybliżoną tarć opornika hydraulicznego.

a) *Tarcia przepony*. Widzieliśmy (str. 20), że równanie ruchu przepony jest

$$\mu w \frac{dw}{dx_1} = (p_2 - p_1)\sigma - f_1$$

mamy więc

$$p_2 = p_1 + \frac{1}{\sigma}\left(\mu w \frac{dw}{dx_1} + f_1\right).$$

Łatwo możemy zdać sobie sprawę, że $\frac{\mu w}{\sigma} \cdot \frac{dw}{dx_1}$ jest wielkością bardzo małą i może być odrzuconą; w rzeczy samej widzieliśmy, że (str. 21)

$$\frac{dw}{dx_1} = \frac{dv}{dx}$$

a więc

$$\frac{\mu w \frac{dw}{dx_1}}{mv \frac{dv}{dx}} = \frac{\mu w}{mv}.$$

Skądinąd mamy

$$\frac{w}{v} \approx \frac{1}{3} \qquad \frac{\mu}{m} \approx \frac{1}{20}$$

opór całkowity, który wynosi około 2000 kg, jest więc mniej więcej 60 razy większy od $\mu w \frac{dw}{dx}$, skąd wniosek, że ten ostatni wyraz ma wartość około 30 kg, wobec czego wartość

$$\frac{\mu w \frac{dw}{dx}}{\sigma}$$

wynosi około 1 kg, jest więc bardzo małą w porównaniu z p_1. Wskazuje to, że nie popełnimy znacznego błędu, jeżeli będziemy mierzyli tarcie przepony w stanie spoczynku, zamiast w stanie ruchu, i że możemy przyjąć

$$p_2 = p_1 + \frac{f_1}{\sigma}.$$

Jeżeli w ten sam sposób napiszemy równanie *w czasie powrotu*, to przyjmując to samo uproszczenie i przypuszczając, że mierzymy ciśnienie ze strony oleju, otrzymamy *dla tego samego położenia przepony*, co uprzednio

$$p_2' = p_1 - \frac{f_1}{\sigma}$$

czyli

$$p_2 - p_2' = 2\frac{f_1}{\sigma}$$

a więc

$$f_1 = \frac{1}{2}(p_2 - p_2')\,\sigma.$$

Sposób stosowany w stosunku do a. p. 75 mm wz. 1897 polega na przesuwaniu tłoka opornika zapomocą śruby, naśrubek której umieszcza się w gnieździe przedniego korka; olej przechodzi do cylindra powrotnika i przesuwa przeponę. Ruch śruby zostaje wstrzymany w pewnem położeniu przepony, poczem mierzy się ciśnienie p_2 od strony oleju; następnie w dalszym ciągu przesuwamy tłok, a co zatem idzie,— i przeponę, wykonując n obrotów śruby, poczem wykonujemy n obrotów śruby w kierunku przeciwnym; powracamy w ten sposób do tego samego położenia przepony, w którem zmierzyliśmy ciśnienie p_2 przy ściskaniu gazu powrotnika,— poczem mierzymy ponownie ciśnienie p_2' przy rozprężeniu tegoż gazu; otrzymujemy w ten sposób f_1 według wzoru:

$$f_1 = \frac{1}{2}(p_2 - p_2')\,\sigma.$$

Wzór ten daje wartość bezwzględną tarcia przepony; to ostatnie wchodzi do równania ruchu masy odrzutowej tylko w postaci $\frac{f_1 S}{\sigma}$, gdzie S oznacza pożyteczną powierzchnię tłoka opornika. Wartość ta wynosi więc

$$f_1 \frac{S}{\sigma} = \frac{1}{2}(p_2 - p_2')\,S.$$

b) *Tarcia opornika.* Jeżeli oznaczymy przez P ciśnienie wywarte przez śrubę na głowicę tłoka, to w czasie ściskania mamy:

$$P = p_2 S + f.$$

gdzie f oznacza tarcia w obydwóch uszczelnieniach, stałem i ruchomem; jeżeli więc zmierzymy P zapomocą manometru lub dynamometru, to poprzedni wzór da nam wartość f. Widzimy więc, że w ten sposób otrzymujemy wartość tarcia, przyczem uszczelnienia są pod ciśnieniem p_2, podczas gdy w stanie ruchu te uszczelnienia są pod ciśnieniem p_2 powiększonem o ciśnienie, rozwinięte w cylindrze opornika przez fakt przepływu płynu.

Wynika stąd, że bezpośredni sposób pomiaru tarć w stanie spoczynku nie daje dokładnej wartości tarcia w uszczelnieniach cylindra

opornika. Zobaczymy, że sposób pośredni pozwala otrzymać wartość tych tarć z dostateczną dokładnością.

Sposób pośredni. Użycie szybkościomierza.

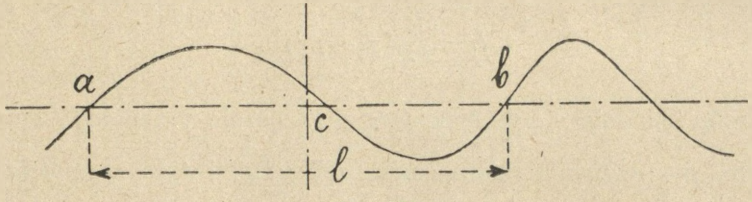
Szybkościomierz składa się zasadniczo:

a) ze wstęgi metalowej, o szerokości 2 — 3 cm i długości zlekka przekraczającej najwyższą długość odrzutu, — pokrytej warstwą sadzy i przytwierdzonej w sposób niezmienny do masy odrzutowej;

b) z kamertonu, przymocowanego do łoża; jedno z ramion kamertonu zaopatrzone jest w ostrze;

c) z małej masy metalowej, która przymocowana jest do masy odrzutowej i która przed strzałem utrzymuje ramiona kamertonu w położeniu zlekka rozchylonem.

W chwili strzału masa odrzutowa pociąga za sobą wstęgę metalową i masę c; kamerton zaczyna drgać i ostrze kreśli na warstwie sadzy rodzaj linji sinusoidalnej (rys. 22).



Rys. 22.

Jeżeli t sek. oznacza okres kompletnego drgania, zaś v m/sek oznacza szybkość odrzutu, to mamy:

$$l = vt \quad \text{czyli} \quad v = \frac{l}{t}$$

t jest wartością znaną dla danego kamertonu; długość l mierzymy przy pomocy maszyny podziałowej i mikroskopu na wstędze.

Jeżeli c (rys. 22) oznacza środek odcinka ab, zaś x odległość punktu c od początku ruchu (punkt wyjściowy ostrza) i jeżeli przerobimy tę samą operację dla kolejnych drgań, to będziemy mieli przez cały przeciąg odrzutu wartość v w zależności od x i będziemy mogli wykreślić krzywą

$$v = f(x)$$

z dokładnością praktycznie wystarczającą.

Są dwa sposoby, które mogą być użyte dla określenia wartości tarcia na powyższej zasadzie.

1-y sposób polega na obliczeniu wartości v dla dwóch punktów bardzo zbliżonych wzajemnie i na wypośrodkowaniu stąd wartości $\frac{dv}{dx}$; w ten sposób otrzymujemy wartość całkowitego oporu stawianego odrzutowi

$$mv\frac{dv}{dx} = R.$$

Skądinąd (patrz str. 21).

$$R = p_1 S + f_1 \frac{S}{\sigma} + \mu\left(\frac{S}{\sigma}\right)^2 v\frac{dv}{dx} + \frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2}\cdot\frac{v^2}{\omega^2} + f + \Sigma r - P_r \sin\alpha.$$

W równaniu tem znamy następujące wartości:

S powierzchnia tłoka;

p_1 ciśnienie powietrza dla długości odrzutu x;

$f_1 \frac{S}{\sigma}$ tarcie przepony, które może być zmierzone z zupełnie dostateczną dokładnością w stanie spoczynku;

$\mu\left(\frac{S}{\sigma}\right)^2 v\frac{dv}{dx}$ może być obliczone; widzieliśmy, że ten wyraz może być odrzucony;

$\frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2}\cdot\frac{v^2}{\omega^2}$ w którem znamy zarówno v, jak w;

$P_r \sin\alpha$ składowa ciężaru lufy.

Możemy więc wyprowadzić stąd wartość $f + \Sigma r$, czyli zespół tarć innych, niż tarcie przepony.

Sposób ten, który pozwala mierzyć wartość R w każdym punkcie odrzutu, daje bardzo mierną dokładność; przedewszystkiem wymaga ona dostatecznie dokładnego określenia wartości v i $\frac{dv}{dx}$.

Można łatwo zdać sobie sprawę z błędów, które można popełnić przy określaniu tych wartości:

v) jeżeli, przypuścimy, że kamerton daje 500 drgań kompletnych na sekundę, — to (rys. 22) mamy:

$$ab = l = v \times \frac{1}{500}$$

czyli

$$v = 500\,l,$$

przypuśćmy, że $\varepsilon = 0{,}0001$ m jest błędem, popełnionym przy mierzeniu l (nie możemy rachować na bardziej dokładny pomiar); w takim

razie błąd na wartości v wyniesie

$$500 \times \varepsilon = 0{,}05 \text{ m},$$

a więc na początku odrzutu, gdy $v \lessapprox 10$ m/sek, błąd odnośny wyniesie 5/1000, a w środku, gdy $v = 5$ m/sek, błąd ten będzie około 1/100; wynikający stąd błąd przy określeniu wartości $mv\frac{dv}{dx}$ wyniesie 1 do $0{,}5^0/_0$ i może być odrzucony;

$\frac{dv}{dx}$) jeżeli np. $v = 5$ m/sek, to długość ab jednego drgania wynosi 0,01 m; jeżeli obliczymy wartość v dla kolejnych drgań, to będziemy mieli te wartości dla dwóch punktów odległych od siebie o 0,01 m, lecz na wartości v popełnimy błąd $\pm$ 0,05 m/sek; przypuśćmy, że błąd popełniony na v po skompensowaniu będzie $\pm$ 0,01 m/sek; w takim razie błąd popełniony na dv będzie mógł osiągnąć 0,02 m/sek. Tymczasem dla $v = 5$ m/sek wartość dv (w przykładach rozpatrzonych w teorji odrzutu) dla $dx = 0{,}01$ m wynosi około 0,08 m/sek; a więc błąd względny, który popełnimy w ten sposób na dv, wyniesie około $25^0/_0$. Widzimy więc, iż sposób polegający na określeniu R za pomocą obliczenia $mv\frac{dv}{dx}$ może dać znaczne błędy.

Sposób ten zresztą zawiera w sobie jeszcze inną przyczynę nieścisłości; w założeniu przypuściliśmy, że znamy wartość wyrazu

$$\frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2}\,\frac{v^2}{\omega^2}$$

Jeżelibyśmy nawet przypuścili, że otrzymaliśmy v bez błędu, to wyraz ten byłby dokładnie określony dopiero wtedy, gdy mielibyśmy dokładną wartość spółczynnika

$$\frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2},$$

tymczasem znana wartość K jest tylko zgruba przybliżona, a skądinąd trzeba się liczyć ze spółczynikiem η lepkości oleju tak, iż rzeczywisty spółczynnik wynosi

$$\eta^2\frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2},$$

jeżeli brać pod uwagę stan płynu; wynikają stąd błędy, których bynajmniej nie możemy uważać za nieznaczne.

2-i *sposób* — jest o wiele dokładniejszy i pozwala prócz tego na określenie wartości spółczynnika $\eta^2\frac{\delta S^3}{20\,g\,K^2}$.

Polega on na posiłkowaniu się wzorami wyprowadzonemi z teorji odrzutu, i zbadaniu, jakie wartości zmiennych trzeba wprowadzić do tych wzorów, aby otrzymać odrzut zmierzony szybkościomierzem.

Weźmy np. działo z oporopowrotnikiem hydropneumatycznym o stałym przekroju otworów.

Przedewszystkiem mierzymy zapomocą szybkościomierza szybkość w punkcie, co do którego mamy pewność, iż jest on bardziej oddalony od początku ruchu, aniżeli punkt odpowiadający końcowi rozprężenia gazów; np. punkt $x = 0{,}3$ m. Przypuśćmy, że znaleźliśmy po kompensacji szybkość v_1 z dokładnością, jak wyżej, do 0,01 m/sek; w takim razie (str. 47) mamy w każdym punkcie odrzutu

$$v^2 = a\left[\left(\frac{v_1^2}{a} + \beta\right) e^{-\frac{2}{am}x} - (\beta + \gamma x + dx^2)\right]$$

przyczem

$$\beta = \frac{2\psi(\alpha) - cam + da^2 m^2}{2} \quad \text{i} \quad \gamma = c - dam.$$

Przy końcu odrzutu $v = 0$, — a więc długość l, zawarta między punktem, w którym zmierzyliśmy v_1, a końcem odrzutu jest dana przez wzór

$$\left(\frac{v_1^2}{a} + \beta\right) e^{-\frac{2}{am}l} - (\beta + \gamma l + dl^2) = 0.$$

W tym wzorze znamy:

l zmierzone na wstędze szybkościomierza z bardzo dużą dokładnością;

m masa odrzutowa;

c i d spółczynniki wzrostu ciśnienia w powrotniku.

Pozostaje do określenia $\psi(\alpha)$ oraz a, które to dwie wartości oznaczamy przez stopniowe przybliżenia w sposób następujący.

Nadajemy a wartość, wynikającą ze wzoru

$$\omega^2 = \eta^2 \frac{\delta S^3}{20 g K^2} a,$$

w którym to wzorze przyjmiemy $\eta = 1$ i $k = 0{,}62$, t. j. tę wartość, którą przyjęliśmy w obliczeniu opornika, co pozwoli nam określić β, a następnie $\psi(\alpha)$ przez zastosowanie wzoru

$$\left(\frac{v_1^2}{a} + \beta\right) e^{-\frac{2}{am}l} - (\beta + \gamma l + dl^2) = 0.$$

Następnie sprawdzimy, że te dwie wartości a i $\psi(\alpha)$ przy zastosowaniu wzoru

$$v^2 = a\left[\left(\frac{v_1^2}{a} + \beta\right) e^{-\frac{2x}{a\,m}} - (\beta + \gamma x + dx^2)\right]$$

dają dla każdej odciętej x tę samą wartość szybkości v, którą wskazuje szybkościomierz dla tejże odciętej x.

Poniższy przykład ilustruje stopień dokładności tego sposobu. Jeżeli weźmiemy przykład cyfrowy, rozpatrzony na str. 47 — 50 i jeżeli przypuścimy, że szybkościomierz dał nam

$$\text{dla } x = 0{,}1 \text{ m}, \qquad v = 9{,}62 \text{ m/sek},$$

to w takim razie wartości

$$a = 0{,}0937, \qquad l = 1{,}095 \text{ m}, \qquad \psi(\alpha) = 1233{,}3,$$

które przyjęliśmy przy obliczeniu wykresu ——— tablic IV i V, czynią, rzecz prosta, zadość równaniu

$$\left(\frac{v_1^2}{a} + \beta\right) e^{-\frac{2l}{a\,m}} - (\beta + \gamma l + dl^2) = 0,$$

Jeżelibyśmy natomiast przyjęli dla a wartość błędną np. $a = 0{,}127$ zamiast $a = 0{,}0937$, to musielibyśmy, celem zadośćuczynienia temuż równaniu przy $l = 1{,}095$ m, wziąć $\psi(\alpha) = 1356{,}8$. Jeżeli w takim razie (przy $a = 0{,}127$ i $\psi(\alpha) = 1356{,}8$) obliczymy v dla $x = 0{,}5$ m, to znajdziemy $v = 4{,}02$ m/sek, podczas gdy przy zastosowaniu wartości prawidłowych $a = 0{,}0937$ i $\psi(\alpha) = 1233{,}3$ otrzymamy $v = 4{,}98$ m/sek, którą to właśnie wartość dałby nam szybkościomierz z dokładnością do 0,05 m/sek. Znajdujemy więc w ten sposób pomiędzy wartością v obliczoną a wartością v zmierzoną różnicę

$$4{,}98 - 4{,}02 = 0{,}96 \text{ m/sek}$$

t. j. różnicę 19 razy większą, aniżeli błąd, który możemy popełnić przy *mierzeniu* szybkości, — i to dla błędu popełnionego na wartości tarć

$$1356{,}8 - 1233{,}3 = \approx 120 \text{ kg}.$$

Wynika stąd, że, jeżeli wartość a i $\psi(\alpha)$ wprowadzone do wzoru są takie, że długość odrzutu odpowiada długości wskazanej przez wstęgę szybkościomierza pomiędzy punktem, przyjętym za początek ruchu, a punktem końcowym odrzutu, — i jeżeli skądinąd szybkość *obliczona* dla jednego z punktów pośrednich będzie równa szybkości

zmierzonej w tym punkcie, — to możemy być pewni, że przyjęliśmy dla a i dla $\psi(\alpha)$ wartości bardzo bliskie do wartości rzeczywistych; w szczególe, błąd popełniony na wartości $\psi(\alpha)$ będzie mniejszy od 10 kg.

Znając $\psi(\alpha)$ możemy bardzo łatwo określić sumę tarcia w uszczelnieniach opornika oraz tarcia lufy o wodzidła; w rzeczy samej:

$$\psi(\alpha) = p_1 S + f_1 \frac{S}{\sigma} + f + \Sigma r - P_r \sin \alpha$$

we wzorze tym znamy:

p_1 czyli ciśnienie jednostkowe powietrza w powrotniku dla danego położenia przepony;

$f_1 \frac{S}{\sigma}$ tarcie przepony zmierzone w czasie spoczynku;

$P_r \sin \alpha$ składowa ciężaru lufy;

otrzymamy więc $(f + \Sigma r)$ jako różnicę między $\psi(\alpha)$ a sumą algebraiczną powyższych 3 wartości.

znając zaś α i ω otrzymamy wartość spółczynnika

$$\lambda = \eta^2 \frac{\delta S^3}{20\, g K^2}$$

przez zastosowanie wzoru

$$\omega^2 = \lambda a.$$

Przyjęliśmy w założeniu, że $\psi(\alpha)$ zachowuje wartość stałą podczas całego okresu trwania odrzutu, co nie jest zupełnie ścisłe, ponieważ w skład tego wyrazu wchodzą tarcia w uszczelnieniach, które znajdują się pod ciśnieniem zmiennem w czasie odrzutu. Jeżeli wszakże zauważymy, że uszczelnienia przepony są podczas odrzutu pod ciśnieniem wzrastającem zaś uszczelnienia powrotnika pod ciśnieniem zmniejszającem się, to można przypuścić, że jest pewna kompensacja pomiędzy temi dwoma zjawiskami, i uważać $\psi(\alpha)$ jako wartość stałą.

Zresztą otrzymujemy w ten sposób zupełnie wystarczającą dokładność w określeniu $\psi(\alpha)$ dla celu, który postawiliśmy sobie w tym załączniku, a mianowicie dla ustalenia $\psi(\alpha)$, jako daty początkowej w studjum projektu nowego analogicznego sprzętu.

ZAŁĄCZNIK II.

Zmiany długości odrzutu przy dużych zmianach kąta podniesienia.

Prowadzenie ognia przeciwko celom powietrznym oraz na duże odległości, konieczność uwzględnienia których wykazała ostatnia wojna, — zmusza konstruktorów do wprowadzenia — do dział nowych wzorów—takich przyrządów, aby przy dużych kątach podniesienia nie otrzymywać uderzenia przy osiągnięciu najdłuższego odrzutu, i aby zamek nie mógł uderzać o ziemię.

W działach artylerji przeciwlotniczej, w których czopy, na których obraca się kołyska (masa obrotowa) znajdują się zazwyczaj na dość dużej odległości od gruntu, — niema zazwyczaj potrzeby przewidywać zmniejszenia długości odrzutu przy powiększeniu kąta podniesienia; wystarczy tu zbudować działo w ten sposób, aby długość odrzutu nie powiększała się wraz z kątem podniesienia α i aby uniknąć uderzenia pod koniec odrzutu.

Kiedy przechodzimy od $\alpha = 0$ do $\alpha = 90^0$, to wyraz $P_r \sin \alpha$, który wchodzi w skład $\psi(\alpha)$, dla działa 75 mm powiększa swą wartość z 0 na 450 kg; zachodzi niebezpieczeństwo osiągnięcia przy $\alpha = 90^0$ granicznej wartości odrzutu. Koniecznem jest wzmocnienie oporopowrotnika, — bądź przez zwiększenie ciśnienia powietrza w powrotniku, bądź też przez zmniejszenie otworów przepływu płynu przy zwiększeniu kąta podniesienia.

Pierwsze z tych rozwiązań zastosowane było na początku wojny do a. p. 75 mm, przeznaczonej do ostrzeliwania płatowców, — drugie było przyjęte w budowie uniwersalnego opornika.

Powiększenie ciśnienia w powrotniku nie przedstawia żadnych trudności; widzieliśmy, że

$$\psi(\alpha) = p_1 S + f_1 \frac{S}{\sigma} + f + \Sigma r - P_r \sin \alpha.$$

Wystarczy więc powiększyć p_1 w ten sposób, aby skompensować zwiększenie $P_r \sin \alpha$ przez zwiększenie $p_1 S$ (i wynikające stąd zwiększenie $f_1 \frac{S}{\sigma}$); zmiana więc długości odrzutu zostaje tu uskutecznioną bez wprowadzenia żadnej zmiany w samym sprzęcie.

Inaczej się ma rzecz przy zastosowaniu drugiego rozwiązania, polegającego na zmianie otworów. Koniecznem jest wówczas wprowadzić pewne zmiany w samym sprzęcie lub zbudować specjalny powrotnik, zwłaszcza wówczas, gdy musimy mieć możność zmiany długości odrzutu w stosunku 1 : 1/2, jak to ma miejsce np. w działach artylerji ciężkiej, strzelających pod dużemi kątami.

Ponieważ zadanie zasadnicze pozostaje to samo, bez względu na to, czy mamy zmniejszyć odrzut w małej czy dużej proporcji, — ograniczymy się do rozpatrzenia tego ostatniego wypadku.

W sprzęcie artylerji polowej i artylerji ciężkiej (np. 155 mm G. P. F.) oś obrotowa (czopy) znajduje się na małej odległości od gruntu. Jeżeli więc przy strzelaniu pod dużemi kątami nie zmienilibyśmy przebiegu odrzutu, to narazilibyśmy się na to, że zamek uderzałby o ziemię, i to tem bardziej, im oś obrotowa znajduje się bliżej środka ciężkości masy obrotowej. Dla uniknięcia tego wypadku, płk. Rimailho umieścił w swej hb. c. 155 mm wz. 1904 oś obrotową z tyłu za zamkiem; to rozwiązanie wymagało użycia wyrównywacza, równoważącego ciężar masy obrotowej,—lecz swoją drogą nie pozwalało uniknąć zmienności otworów; stanowiło więc to komplikację, której korzystnem jest unikać.

W rzeczywistości w dziale takiem, jak np. 75 mm, które było omówione w niniejszych wykładach, jeżeli chcemy uniknąć uderzenia zamka o grunt przy zachowaniu osi obrotowej w bliskości odnośnego środka ciężkości, — to koniecznem jest zmniejszyć odrzut w dość dużym stosunku, np. z 1,2 m do 0,6 m.

Wynikają stąd znaczne zmiany w budowie opornika, przedewszystkiem przez wprowadzenie organów, regulujących przekrój otworów*), — następnie zaś przez zmianę wymiarów organów opornika (cylindry, tłoczyska i t. d.) Łatwo zdajemy sobie sprawę, że ponieważ odrzut jest zmniejszony o 50%, to wysiłek całkowity, przeciwstawiony odrzutowi, musi być zdwojony; ten całkowity wysiłek (np. w oporniku o sta-

*) Nie będziemy tu opisywali budowy odnośnych organów; mogą tu być zastosowane i zaprojektowane wszelkie rodzaje mechanizmów; jest to dziedzina, w której pomysłowość konstruktorów i kreślarzy może swobodnie pracować; te organy są zresztą nadzwyczaj proste w opornikach o stałym przekroju otworów.

łym przekroju otworów) wynosi:

$$R_1 = p_1 S + f_1 \frac{S}{\sigma} + \mu \left(\frac{S}{\sigma}\right)^2 v \frac{dv}{dx} + \lambda \frac{v^2}{\omega^2} + f + \Sigma r - P_r \sin \alpha$$

Zbadamy pokolei każdy z tych wyrazów:

1) $p_1 S$ oznacza całkowite ciśnienie gazu w powrotniku; w tym wyrazie nic nie możemy zmienić; w rzeczy samej, działa, o które się tu rozchodzi, muszą mieć możność strzelania zarówno pod małemi, jak i pod dużemi kątami, i posiadać stateczność w jednym i w drugim wypadku; tymczasem widzieliśmy, iż naprężenie powrotnika w końcu odrzutu przy strzale pod kątem $\alpha = 0^0$ (np. przy długości odrzutu 1,2 m) musi być mniejsze od rzędnej prostej stateczności w końcu odrzutu; nie mamy więc możności powiększać końcowego naprężenia, co się zaś tyczy naprężenia początkowego, to takowe nie może być zmniejszone, gdyż musimy mieć większą rekuperację przy dużych kątach; skądinąd stosunek naprężenia końcowego i początkowego stałby się zbyt duży; nie możemy również powiększyć naprężenia początkowego, gdyż w takim razie trzebaby było zmniejszyć spółczynniki wzrostu c i d, a wobec tego powiększyć stosunek $\frac{\sigma}{S}$, t. j. wymiary i objętość powrotnika; zresztą bardzo mało zyskalibyśmy na tem. Innemi słowy dane liczbowe powrotnika ($p_0 S$ i spółczynniki c i d) nie mogą ulec znacznej zmianie.

2) $f_1 \frac{S}{\sigma}$ oznacza działanie sił tarcia przepony; ten wyraz również nie może ulec znacznym zmianom.

3) $\mu \left(\frac{S}{\sigma}\right)^2 v \frac{dv}{dx}$ jest stosunkowo bardzo mały i może być odrzucony, jak widzieliśmy uprzednio.

4) $P_r \sin \alpha =$ składowa ciężaru masy odrzutowej, zwiększa się wraz z kątem α, czyli zwiększa się wówczas, gdy długość odrzutu powinna się zmniejszać; ponieważ zaś w wyrażeniu R_1 figuruje ona jako wyraz ujemny ($- P_r \sin \alpha$), wynika stąd zmniejszenie całkowitego wysiłku, przeciwstawianego ruchowi masy odrzutowej.

5) $(f + \Sigma r)$ oznacza sumę tarć w uszczelnieniach i tarć masy odrzutowej o wodzidła; Σr powiększa się z powodu zwiększenia całkowitego ciśnienia w cylindrze opornika, gdyż jak widzieliśmy (patrz str. 7—10) wraz z powiększeniem wysiłku opornika zwiększa się wartość momentu pary sił Fe i co zatem idzie momentu $\pi_1 l$ oraz tarć, które stąd wynikają; jednakowoż Σr skądinąd zmniejsza się z tytułu

zmniejszenia składowej pionowej ciężaru lufy, z powodu zwiększenia α; tarcia w uszczelnieniach f zwiększają się dość znacznie z powodu powiększenia całkowitego ciśnienia w cylindrze opornika (bądź przy zachowaniu uprzedniego przekroju tego cylindra i zwiększeniu ciśnienia jednostkowego, — bądź też przy zachowaniu tego ostatniego a powiększeniu przekroju tłoka, a wraz z nim powierzchni trącej).

6) wreszcie $\lambda \frac{v^2}{\omega^2}$ oznacza wysiłek opornika hydraulicznego, który możemy dowolnie powiększać przez odpowiednie zmniejszenie przekroju otworów.

Widzimy więc, że jedynie wysiłek opornika hydraulicznego, wynikający z przepływu płynu przez wąski otwór, i tarcia wewnętrzne w tym oporniku dadzą się powiększyć celem obniżenia o 50% długości odrzutu.

Nie posiadamy prawie zupełnie danych dotyczących zmian zachodzących w tarciu uszczelnień w zależności od zmian ciśnienia, któremu te uszczelnienia są poddane; przypuścić można, że spółczynnik tarcia zmniejsza się nieco przy powiększeniu ciśnienia, czyli, że tarcia w uszczelnieniach rosną mniej szybko, niż ciśnienie.

Jednakowoż dla uniknięcia nadania cylindrowi opornika zbyt wielkiej grubości, korzystnem jest zwiększać wymiary tłoka (zachowując podobieństwo geometryczne), tak aby otrzymać zarówno dopuszczalne ciśnienie jednostkowe w oporniku, jako też i dopuszczalne wymiary takowego; w szczególe, jeżeli ciśnienie jednostkowe pozostaje niezmiennem (a więc również i spółczynnik tarcia), to powierzchnie tarcia i samo tarcie będą rosły proporcjonalnie do wyżej wskazanych wymiarów, a zatem całkowitej siły ciśnienia.

Wobec niepewności, która dotyczy wartości tarcia, gdy ciśnienie w oporniku wzrasta, przyjmiemy hipotezę, że tarcia rosną proporcjonalnie do całkowitej siły ciśnienia, co pozwoli nam *wyrobić sobie pewne pojęcie* o tem, jak zmienia się przebieg pracy opornika przy zmianie otworów.

Tytułem przykładu obliczymy, o ile zmniejsza się odrzut na skutek danego zmniejszenia otworów, (czyli wartości a) w dziale 75 mm, którego dotyczą tablice IV i V.

W warunkach wykresu tablicy IV (krzywe ———) w założeniu $\alpha = 0$ mieliśmy wysiłek całkowity w punkcie $x = 0{,}1$ m, przyjętym jako początek ruchu.

$$R = p_0 S + f_1 \frac{S}{\sigma} + \mu \left(\frac{S}{\sigma}\right)^2 v \frac{dv}{dx} + \frac{v^2}{a} + f + \Sigma r - P_r \sin \alpha = 2221 \text{ kg}$$

rozłóżmy tę ostatnią liczbę w sposób następujący:

$p_0 S = 833{,}3$ kg;

$f_1 \frac{S}{\sigma} = 150$ kg;

$\mu \left(\frac{S}{\sigma}\right)^2 v \frac{dv}{dx}$ może być nie brane pod uwagę;

$\frac{v^2}{a} = 990$ kg;

$f = 200$ kg;

$\Sigma r = 50$ kg;

$P_r \sin \alpha = 0$,

i zbadamy przebieg odrzutu przy $\alpha = 40^0$, dając otworom przeciekowym taki przekrój, aby $\frac{v^2}{a} = 6000$ kg.

Całkowite ciśnienie w cylindrze opornika wyniesie:

$$6000 + 833{,}3 + 150 = 6983{,}3 \text{ kg}$$

(ponieważ ciśnienie powrotnika i jego przepony pozostały bez zmiany), podczas gdy przy kącie $\alpha = 0$, to całkowite ciśnienie wynosiło

$$990 + 833{,}3 + 150 = 1973{,}3 \text{ kg},$$

czyli ciśnienie to zwiększyło się mniej więcej 3,5 razy. Zastosowując hipotezę strony poprzedniej, znajdziemy, że tarcia f wzrosną w tym samym stosunku, czyli będziemy mieli

$$f = 200 \times 3{,}5 = 700 \text{ kg}.$$

Wartości, które mamy wprowadzić do równania ruchu przy $\alpha = 40^0$, będą więc

$$p_0 S = 833{,}3 \text{ kg};$$

$$f_1 \frac{S}{\sigma} = 150 \text{ kg};$$

$$\frac{v^2}{a} = 6000 \text{ kg};$$

$$f = 700 \text{ kg};$$

$$\Sigma r = 50 \text{ kg};$$

$$P_r \sin \alpha \cong 300 \text{ kg}.$$

Trzeba wszakże rachować się z tem, iż tu v ma już inną wartość, niż uprzednio w chwili ukończenia rozprężenia gazów, gdyż tu przez cały okres działania gazów wysiłek opornika był o wiele większy, niż przy $\alpha = 0^0$, a to z powodu zmniejszenia przekroju otworów.

Trzeba więc obliczyć tę nową wartość v.

Dla $x = 0$ całkowity wysiłek opornika wynosi

$$800 + 700 + 150 + 50 - 300 = 1400 \text{ kg};$$

dla $x = 0{,}1$ m, wyniesie on

$$833{,}3 + 700 + 150 + 50 - 300 + 6000 = 7433{,}3 \text{ kg};$$

średni wysiłek wyniesie więc około 4420 kg, a wykonana praca

$$4420 \times 0{,}1 = 442 \text{ kg} \times \text{m} \text{ *).}$$

W tem założeniu i z temi wartościami v_1 i a, równanie

$$v^2 = a\left[\left(\frac{v_1^2}{a} + \beta\right)e^{-\frac{2}{am}x} - (\beta + \gamma x + dx^2)\right]$$

przyjmuje postać

$$v^2 = 0{,}0135\left[\frac{7444{,}84}{e^{3{,}22\,x}} - (1444{,}84 + 273{,}43\,x + 115\,x^2)\right]$$

co dla długości odrzutu daje $x = 0{,}48$ m; dodając 0,1 m, co dotyczy okresu działania gazów, — otrzymamy

$$l = 0{,}1 + 0{,}48 = 0{,}58 \text{ m}.$$

Widzimy, że dla zmniejszenia odrzutu o połowę, musimy zmniejszyć znacznie otwory i powiększyć znacznie wysiłek opornika. W rozpatrywanym wypadku a zmniejsza się w stosunku:

$$\frac{0{,}0937}{0{,}0135} = 6{,}9 \text{ razy}$$

wobec czego,—ponieważ a jest proporcjonalne do ω^2, ω zmniejszy się $\sqrt{6{,}9} = 2{,}6$ razy.

---

*) Żywa siła w odrzucie swobodnym w założeniu, że została ona nabyta momentalnie, wynosi 2300 kg, jak widzieliśmy na str. 111; mamy więc:

$$\frac{1}{2}mv_1^2 = 2300 - 442 = 1858 \text{ kg} \times \text{m}$$

czyli

$$v_1 = \sqrt{\frac{1858 \times 2}{46}} = 9 \text{ m/sek},$$

stąd zaś nowa wartość a

$$a = \frac{v_1^2}{6000} = \frac{81}{6000} = 0{,}0135.$$

(przyp. tłumacza).

Wysiłek całkowity wywarty w oporniku jest bardzo duży; widzieliśmy, iż

$$pS = p_0 S + f_1 \frac{S}{\sigma} + \frac{v^2}{a} = 833{,}3 + 150 + 6000 = 6983{,}3.$$

Dla zachowania jednostkowego ciśnienia 250 kg : cm^2 w cylindrze opornika będziemy musieli przyjąć jako wartość pożytecznej powierzchni tłoka

$$\frac{6983{,}3 \text{ kg}}{250 \text{ kg} : \text{cm}^2} = 28 \text{ cm}^2.$$

Pożyteczna powierzchnia tłoka musi wzrosnąć w stosunku

$$\frac{28}{8} = 3{,}5 \text{ razy},$$

zupełnie zresztą tak samo, jak i ciśnienie całkowite. Jeżeli przypuścimy, że zachowujemy geometryczne podobieństwo tłoka i tłoczyska,— to wymiary linijne wzrosną w stosunku

$$\sqrt{3{,}5} = 1{,}8 \text{ razy},$$

a więc cylinder opornika, zamiast średnicy 40 mm, będzie musiał mieć średnicę 72 mm, co zresztą nie stanowi wymiaru zbyt dużego. Jednakże, jeżeli chcemy zachować to samo, co uprzednio, prawo wzrostu ciśnienia, to i powierzchnia przepony będzie musiała wzrosnąć w tym samym stosunku, czyli że średnica cylindra powrotnika zamiast 60 mm, będzie musiała osiągnąć wartość 108 mm. Pociąga to za sobą powiększenie poprzecznych wymiarów wodzideł i zwiększenie ciężaru.*)

Jest to zresztą wynik, którego należało oczekiwać, ponieważ w ten sposób stwarzamy tę samą sumę pracy na przebiegu bardzo zredukowanym.

W razie, jeżeli dla pewnych względów otrzymana w ten sposób objętość byłaby zbyt dużą, to trzeba byłoby zdecydować się przyjąć większe ciśnienie jednostkowe w cylindrze opornika i zwiększyć grubość ścianki; pociąga to zresztą zawsze za sobą zwiększenie ciężaru.

Pozostaje jeszcze do zbadania, jak zachowuje się taki sprzęt z punktu widzenia stateczności.

Pomimo dużego wysiłku opornika, stateczność nie jest naruszona przez podrzut dookoła lemiesza (co jedynie było dotychczas brane

*) Skądinąd ścianki cylindrów będą musiały mieć dla tego samego ciśnienia większą grubość z powodu powiększenia średnicy cylindrów, co również pociągnie za sobą zwiększenie ciężaru (przyp. tłumacza).

pod uwagę, gdy badaliśmy stateczność pod kątem 0^0). W rzeczy samej konieczność „utwardzenia opornika" (w oryginale: durcir le frein) zachodzi dopiero powyżej pewnego kąta podniesienia np. $> 20^0$, a w takim razie odległość H toru środka ciężkości masy odrzutowej od lemiesza silnie zmniejsza się, wobec czego rzędne prostej stateczności wzrastają i takowa oddala się w kierunku $y > 0$ w miarę jak kąt α wzrasta; w szczególności dla $\alpha = 40^0$, kiedy to wysiłek całkowity przekracza 7000 kg, prosta stateczności jest już odrzuconą w nieskończoność.

Jednakowoż stateczność może być naruszoną z tytułu składowej pionowej wysiłku opornika; powoduje to w łożu odkształcenia sprężyste oraz działanie sił oporu gruntu, które są przyczyną lekkich podrzutów i uniesień sprzętu ku górze, skutkiem których mogą powstawać odchylenia kierunku; zjawiska te zostały stwierdzone w istocie w pewnych działach o dużych kątach ostrzału w płaszczyźnie pionowej. Staje się więc rzeczą konieczną dokonać specjalnego studjum łoża celem możliwego zmniejszenia odkształceń sprężystych.

Prócz tego, pewne części łoża będą musiały być wzmocnione, aby móc wytrzymać wysiłki znacznie przewyższające te siły, na które były one obliczone wówczas, gdy stosowano jedynie długi odrzut.

Powyższe rozważania wskazują, że zadania, dotyczące dział o dużym kącie ostrzału w płaszczyźnie pionowej i o zmiennym odrzucie, są nadzwyczaj skomplikowane, — i że wszelkie rozwiązania tego zadania, polegające jedynie na odnośnej adaptacji istniejących dział o długim odrzucie, skazane są prawie napewno na niepowodzenie.

Znaczny wysiłek opornika, który otrzymujemy w powyższym przykładzie z powodu zmniejszenia stałego przekroju otworu opornika, może być znacznie zmniejszony, jeżeli zastosujemy otwory o przekroju zmiennym lub też otwory stałe z obciążonemi zaworami; trzeba będzie w praktyce uciekać się do jednego z tych dwóch rozwiązań.

Obliczenie takiego opornika może być dokonane zupełnie w ten sam sposób, co obliczenie oporników, które były przedmiotem badań części I niniejszego kursu.

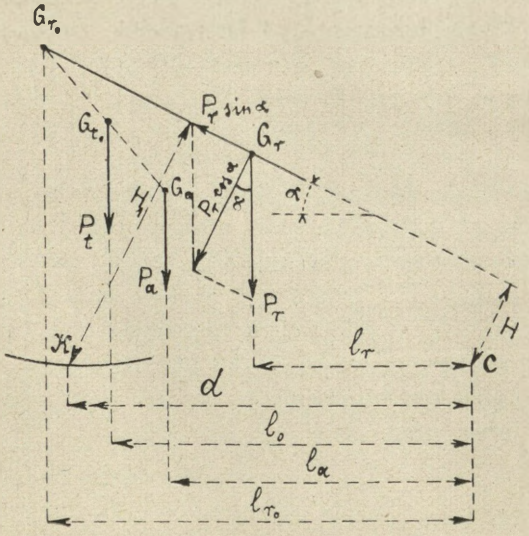
ZAŁĄCZNIK III.

Uwagi tłumacza o sposobie wyprowadzenia wzorów stateczności w czasie odrzutu i powrotu

(do str. 4 — 10 i 56 — 58).

Niezależnie od uwagi specjalnej, dotyczącej sposobu dowodzenia twierdzenia na str. 5, — nastręczają tu się ogólne uwagi następujące.

Stateczność w czasie odrzutu. — Pierwszy sposób wyprowadzenia odnośnego wzoru (str. 4 — 6) ma tę zaletę, że stanowi zastosowanie ogólnego twierdzenia z mechaniki teoretycznej; drugi sposób (str. 7 — 10) dostosowuje odnośne rozu-



Rys. 23.

mowanie specjalnie do a. p. 75 mm wz. 1897. Można wszakże dać jeszcze trzeci sposób, lepiej przemawiający do wyobraźni w wypadku ogólnym (przytaczam ten

sposób w/g kursu szkoły w Fontainebleau mjr. Perier, r. 1922, pozostawiając wszakże te same symbole co w kursie pułk. Thomas).

Siły działające na łoże w czasie odrzutu są następujące.

1) Ciężar łoża P_a, przyczepiony w punkcie środka ciężkości G_a;

2) Działanie opornika i tarć $R = F + \Sigma r$ skierowane w kierunku odrzutu;

3) Składowa ciężaru masy odrzutowej, prostopadła do płóz $P_r \cos \alpha$; ta ostatnia siła może być uważana za wypadkową siły P_r skierowanej pionowo ku dołowi, oraz siły $P_r \sin \alpha$ skierowanej w kierunku przeciwnym do kierunku odrzutu. Biorąc momenty w stosunku do punktu C (rys. 23), otrzymamy następujący warunek stateczności

$$P_a l_a - (F + \Sigma r) H + P_r \sin \alpha \times H + P_r l_r > 0$$

ponieważ

$$P_a l_a + P_r l_r = P_t l_t ,$$

mamy

$$(F + \Sigma r) H < P_t l_t + P_r \sin \alpha \times H$$

czyli

$$(R - P_r \sin \alpha) H < P_t l_t$$

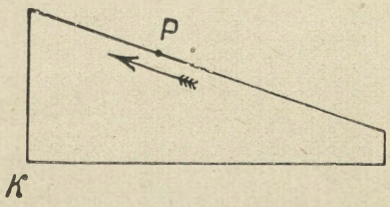
t. j.

$$R_1 H < P_t l_t$$

i

$$R_1 H < P_t l_0 - P_r x \cos \alpha .$$

Stateczność w czasie powrotu. — Dowodzenie przytoczone na str. 56—58 nie wydaje się ujętem we właściwą formę; dotyczący sposób dowodzenia jest właś-



Rys. 24.

ciwie analogicznym do sposobu trzeciego, wskazanego powyżej w niniejszym załączniku, a w takim razie powinno być jasno wskazane w punkcie *c* str. 57, że mowa tu jest o składowej ciężaru masy odrzutowej, *prostopadłej do płóz wzgl. wodzideł* $P_r \cos \alpha$, która — jak i podczas odrzutu — może być rozpatrywana jako wypadkowa siły P_r skierowanej pionowo ku dołowi, oraz siły $P_r \sin \alpha$ skierowanej w kierunku powrotu; w takim razie biorąc momenty w stosunku do oparcia kół K, (rys. 23) otrzymamy warunek stateczności

$$P_a (d - l_a) + P_r (d - l_{r_0} + x \cos \alpha) + [p_0 S + \varphi(x)] H_1$$

$$- \Sigma r_1 \times H_1 - \lambda_1 \frac{v_1^2}{f_1(x)} H_1 > 0$$

czyli

$$P_t (d - l_0) + P_r x \cos \alpha \geqslant \left\{ \Sigma r_1 + \lambda_1 \frac{v_1^2}{f_1(x)} - [p_0 S + \varphi(x)] \right\} H_1$$

Możnaby również zastosować sposób analogiczny do sposobu pierwszego, dowodząc uprzednio twierdzenia, analogicznego do twierdzenia str. 4 — 5, a mianowicie (rys. 24):

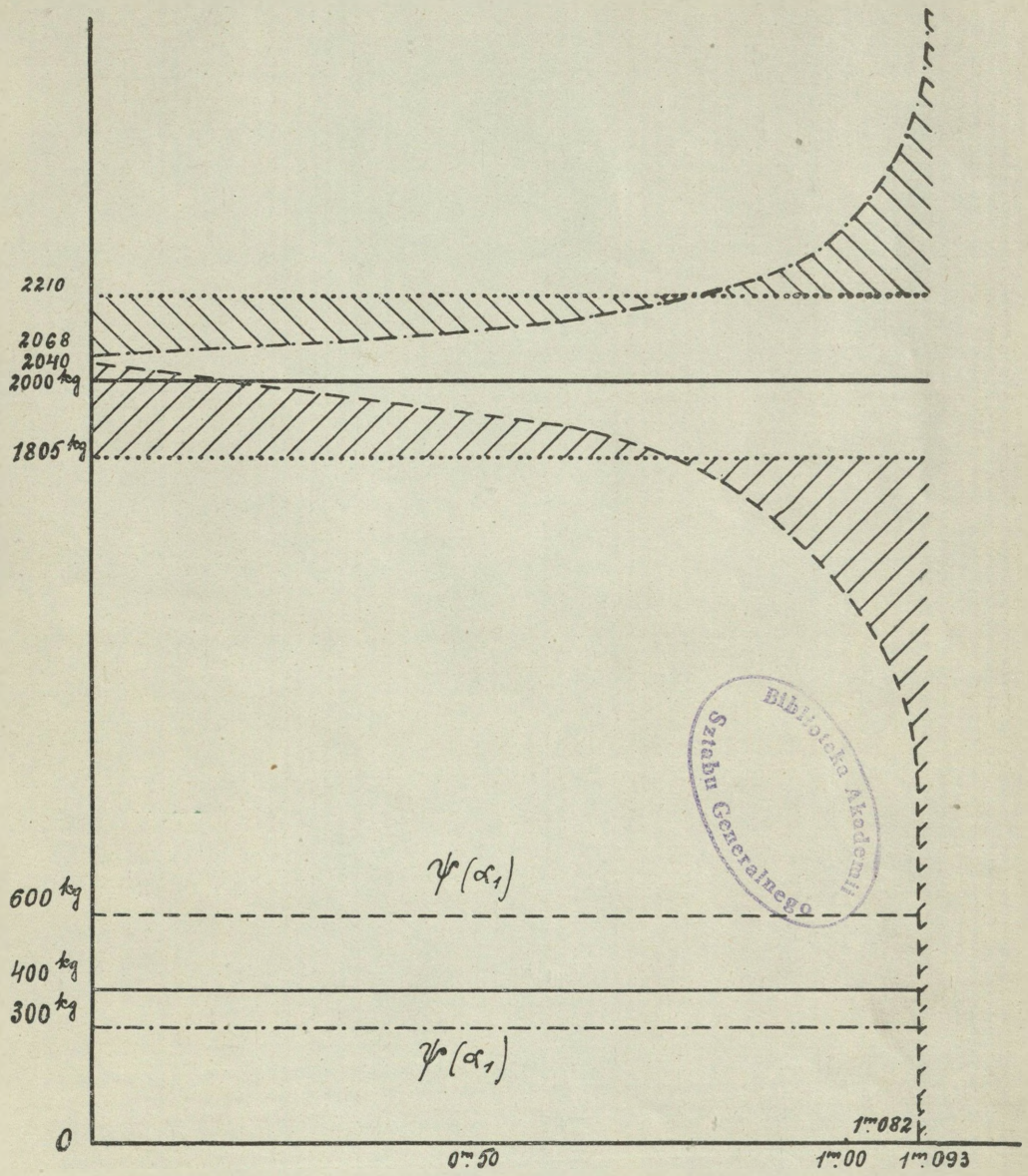
Jeżeli punkt materjalny o ciężarze P porusza się *(ku górze)* po pochylni mającej punkt stały K, to jego działanie ustateczniające na tę pochylnię równe jest temuż działaniu w czasie spoczynku *zmniejszonemu* o *sumę* momentu w stosunku do wymienionego punktu K składowej stycznej jego ciężaru i momentu sił tarcia w stosunku do tegoż punktu.

196

196

Biblioteka Naukowa A... im. gen. braci K. Świerczew...

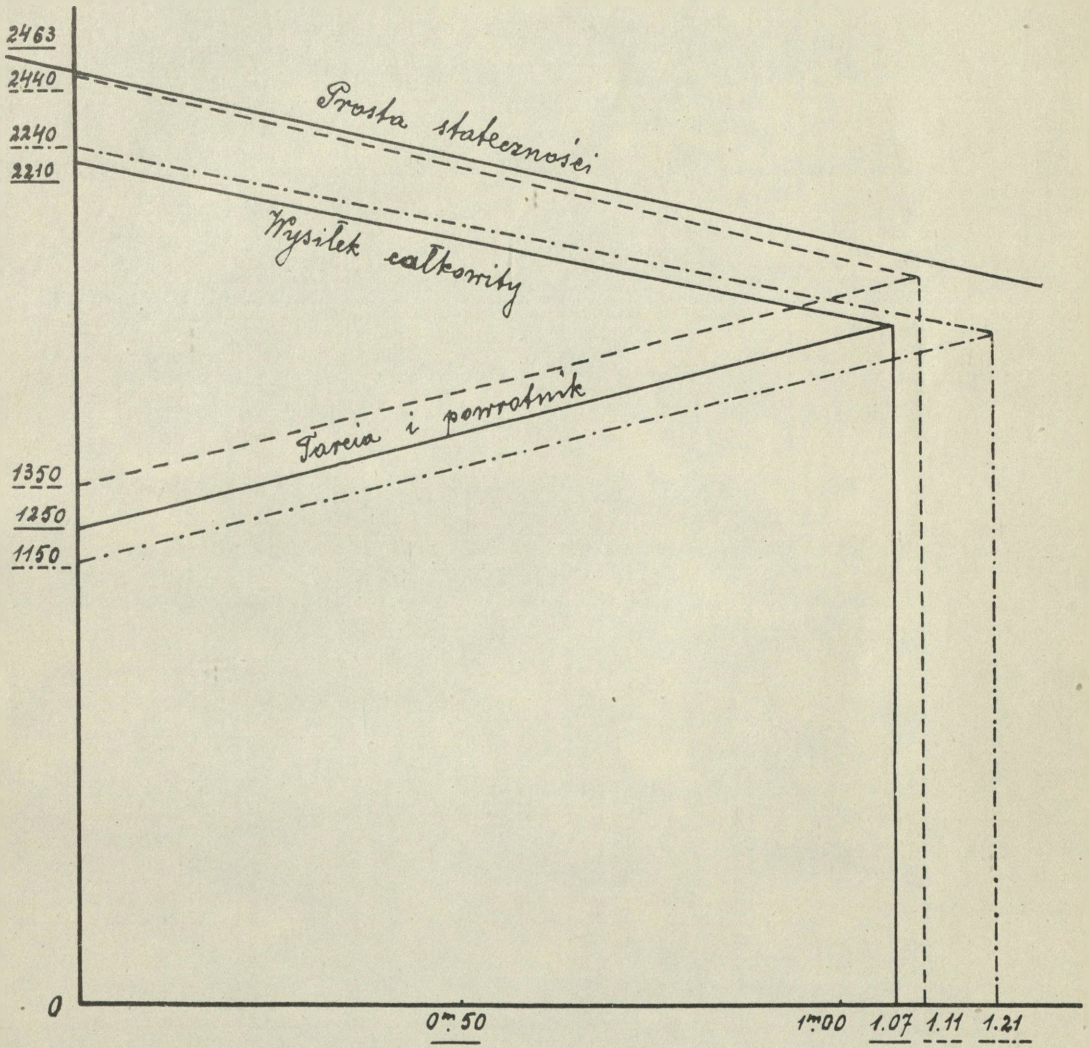
Tablica I.



Biblioteka Akademii Sztabu Generalnego

(do str. 30)

Tablica II.

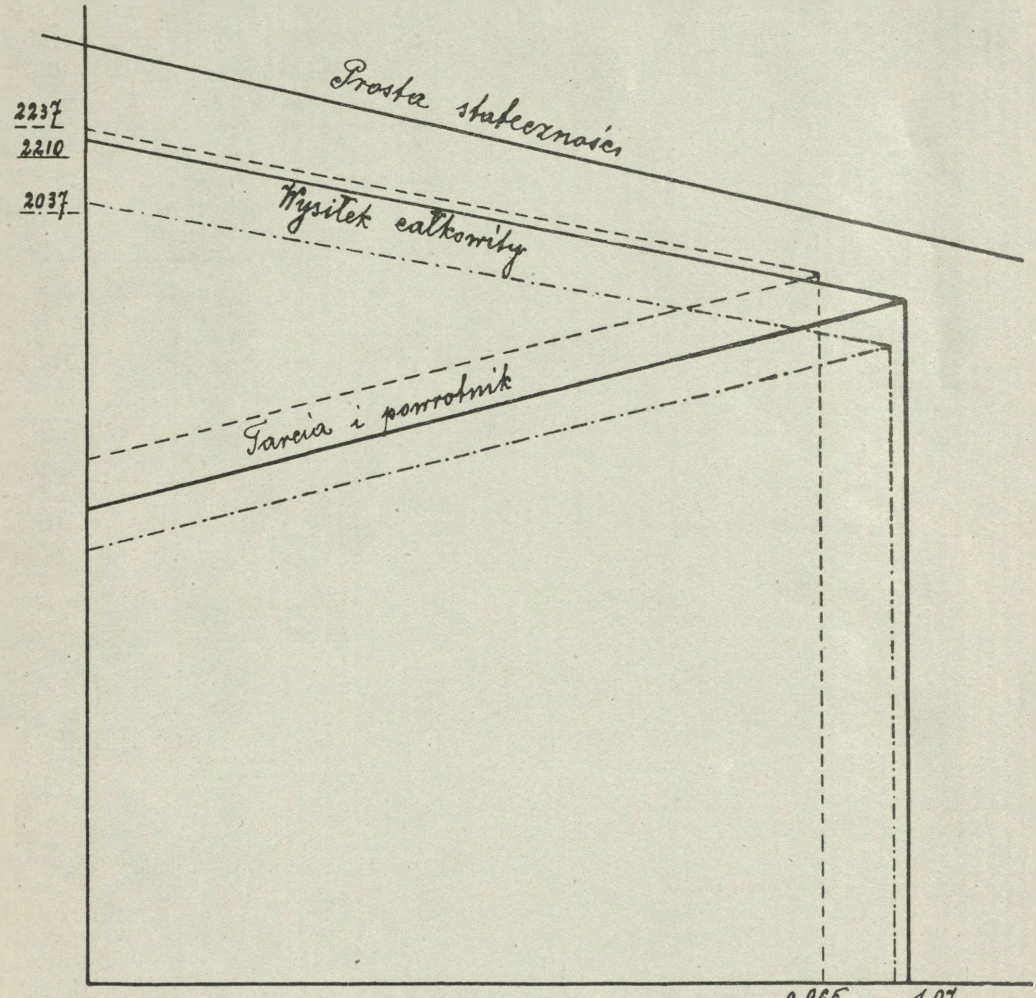


$V_0 = 9^m.62$ $V_1 = 10^m.25$ $V_1 = 10^m.25$

$\Psi(\alpha) = 1250^{kg}$ $\Psi(\alpha_1) = 1350^{kg}$ $\Psi(\alpha_1) = 1150^{kg}$

(do str. 38)

Tablica III.

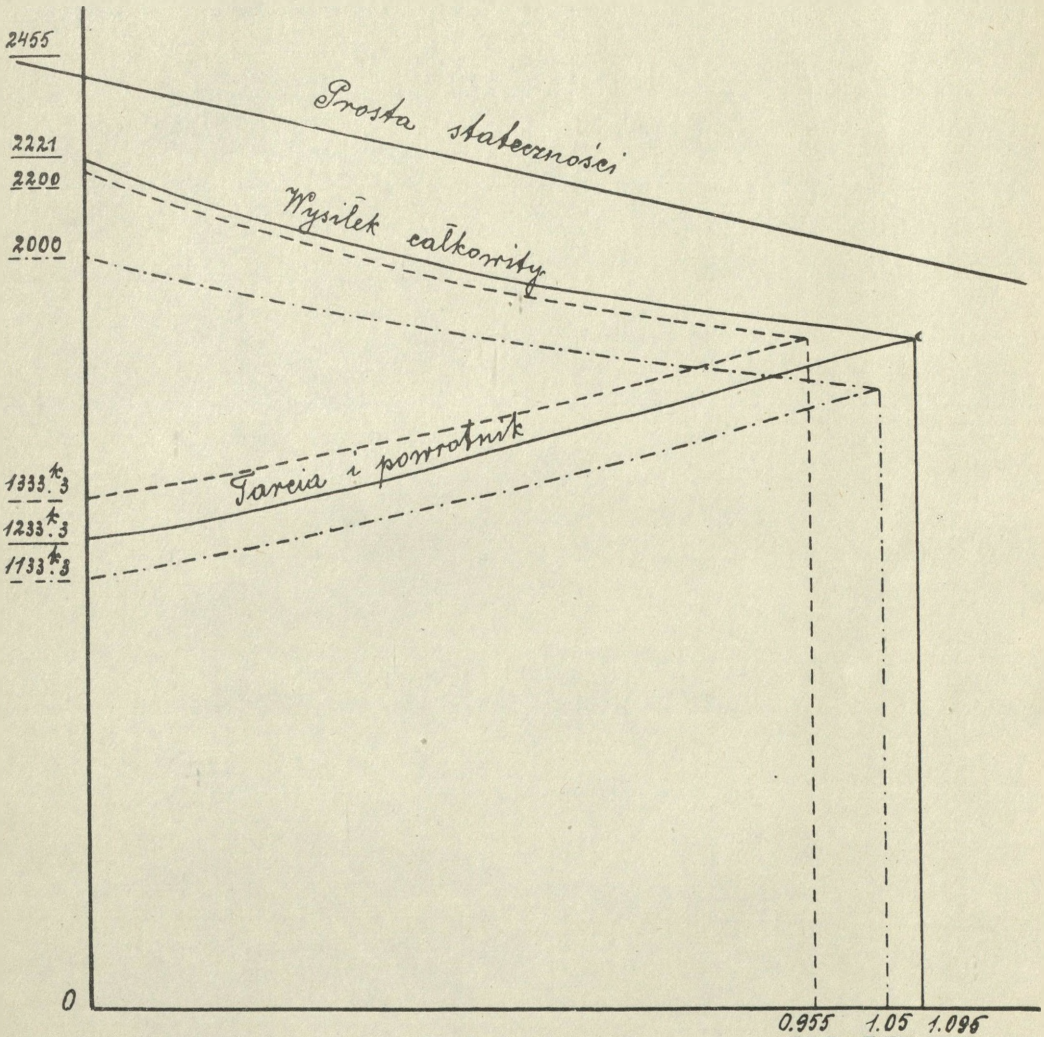


$v_0 = 9^m.62$ $v_1 = 9^m.25$ $v_1 = 9^m.25$

$\psi(\alpha) = 1250^{kg}$ $\psi(\alpha_1) = 1350^{kg}$ $\psi(\alpha_1) = 1150^{kg}$

(do str. 39)

Tablica IV.

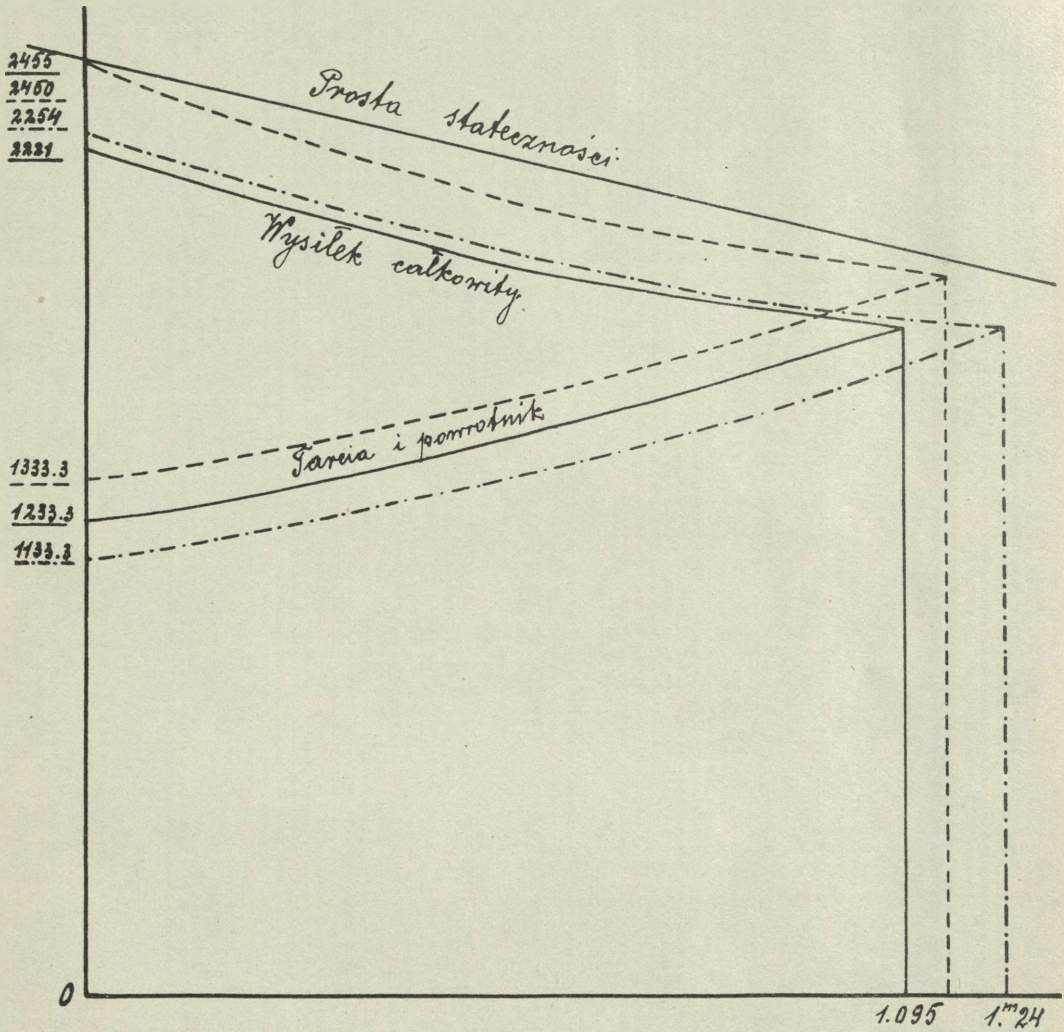


$v_0 = 9^m.62$ $\quad$ $v_1 = 9^m.00$ $\quad$ $v_1 = 9^m.00$

$\psi(\alpha_0) = 1233^{k}.3$ $\quad$ $\psi(\alpha_1) = 1333^{k}.3$ $\quad$ $\psi(\alpha_1) = 1133^{k}.3$

(do str. 50)

Tablica V.



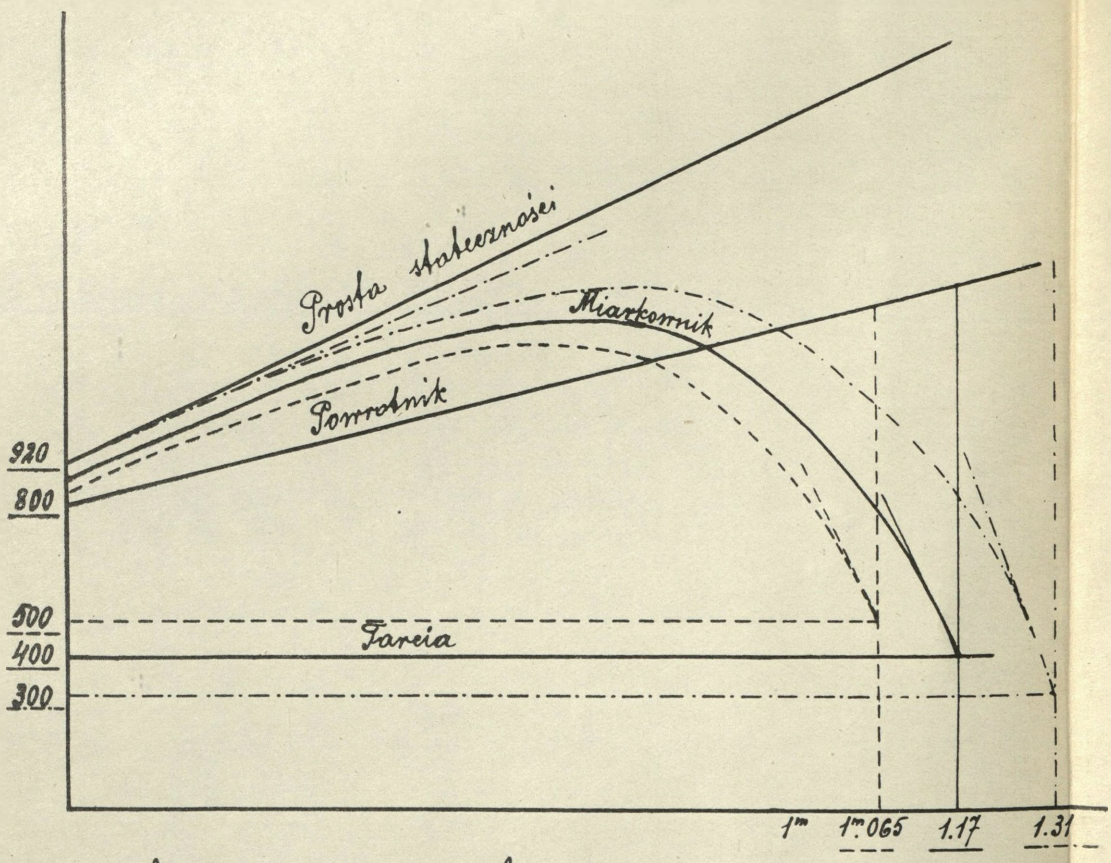
$v_0 = 9.^m62$ $\quad \psi(\alpha_0) = 1233.^k3$

$v_1 = 10.^m25$ $\quad \psi(\alpha_1) = 1333.^k3$

$v_1 = 10.^m25$ $\quad \psi(\alpha_1) = 1133.^k3$

(do str. 50)

Tablica VI.



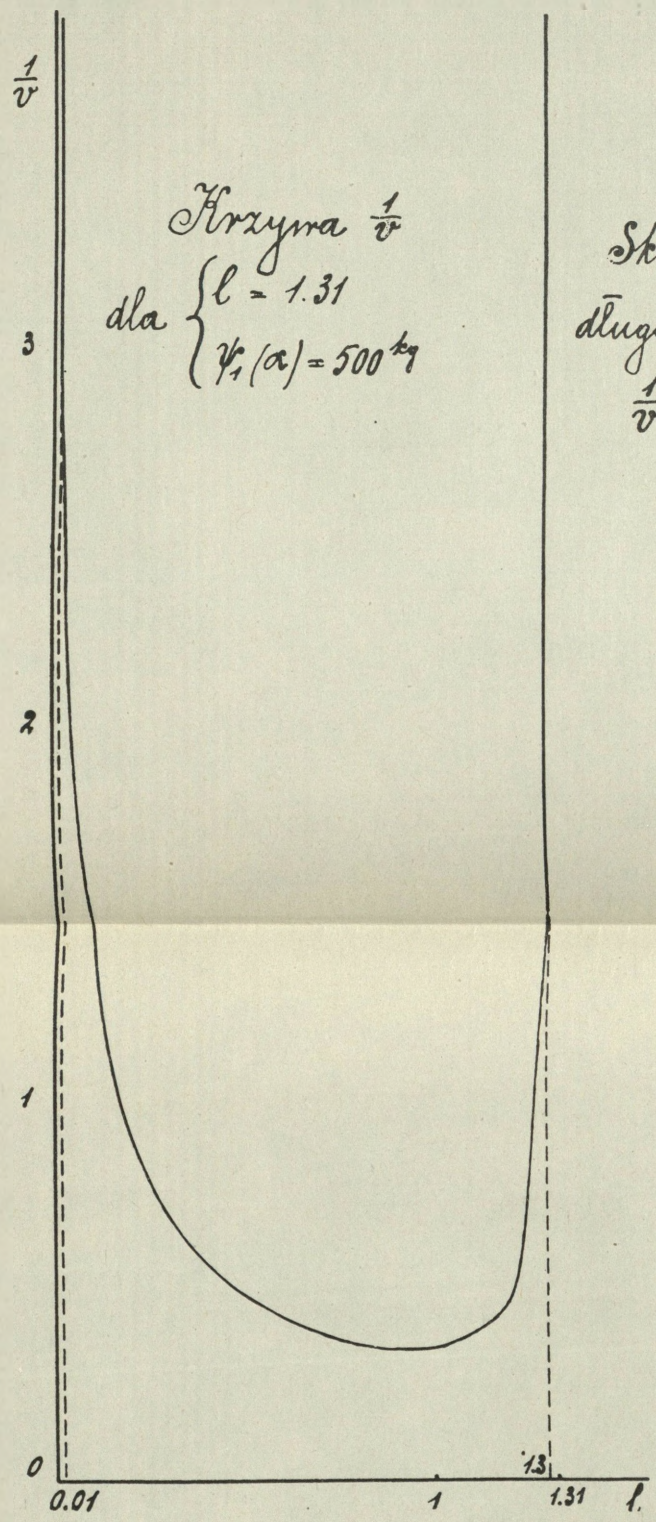
$l = 1^m.17$ $\quad$ $l = 1^m.065$ $\quad$ $l = 1^m.31$

$\psi_1(\alpha) = 400^k$ $\quad$ $\psi_1(\alpha) = 300^k$ $\quad$ $\psi_1(\alpha) = 500^k$

Biblioteka Akademii Sztabu Generalnego

(do str. 64)

Tablica VI-a.

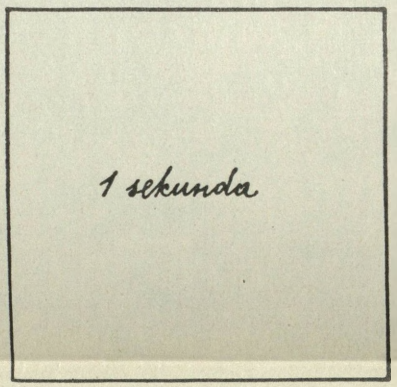


Skala:

długości — 1 metr

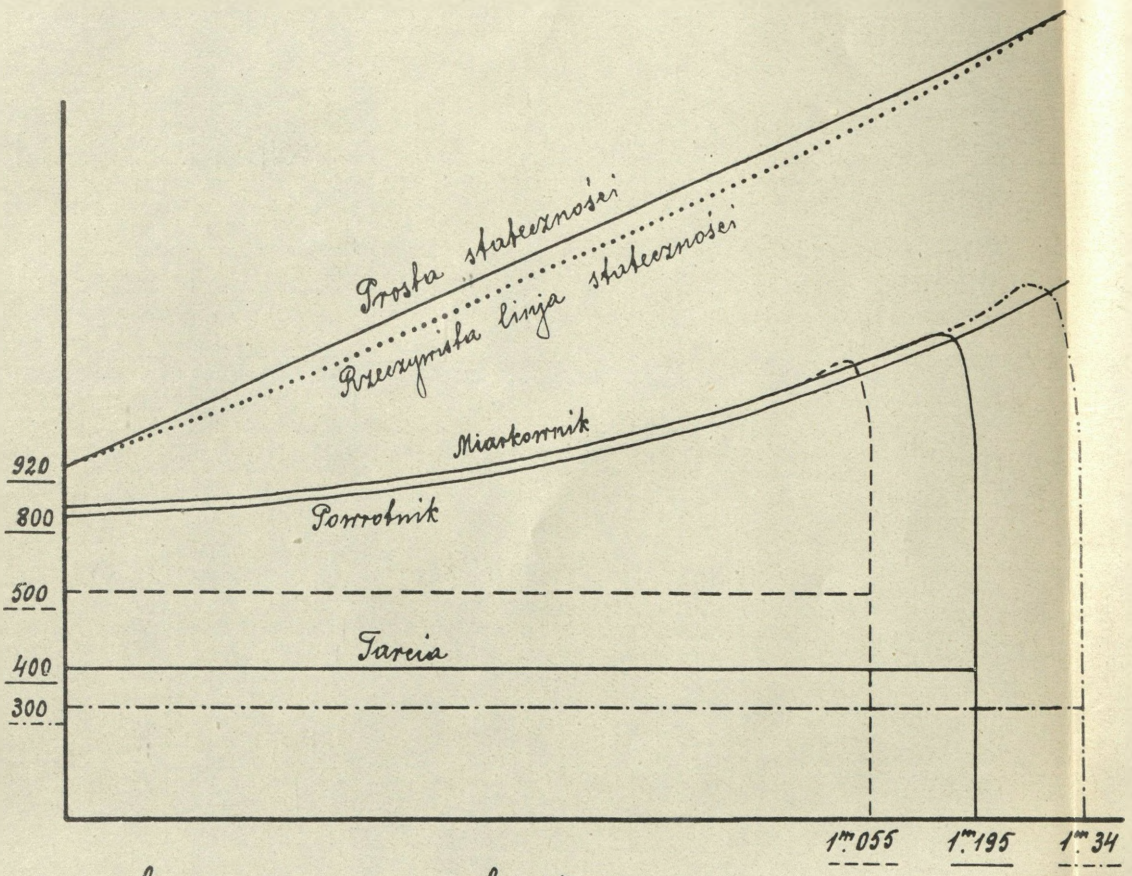
$\frac{1}{v}$ — 1 sek/metr

miara czasu w powierzchni



(do str. 65 — 66)

Tablica VII.

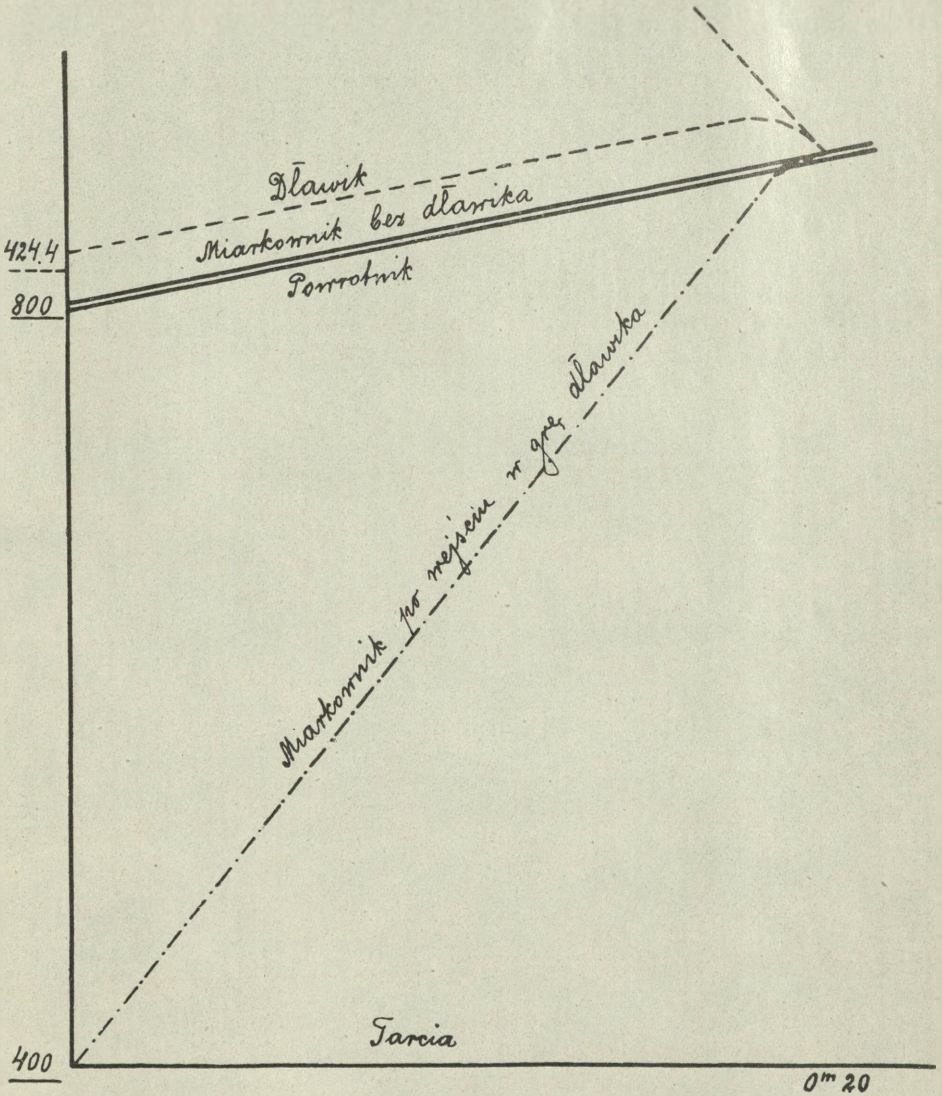


$l = 1^m.195$ $\quad$ $l = 1^m.055$ $\quad$ $l = 1^m.340$

$\psi_1(\alpha) = 400^{kg.}$ $\quad$ $\psi_1(\alpha) = 300^{kg.}$ $\quad$ $\psi_1(\alpha) = 500^{kg.}$

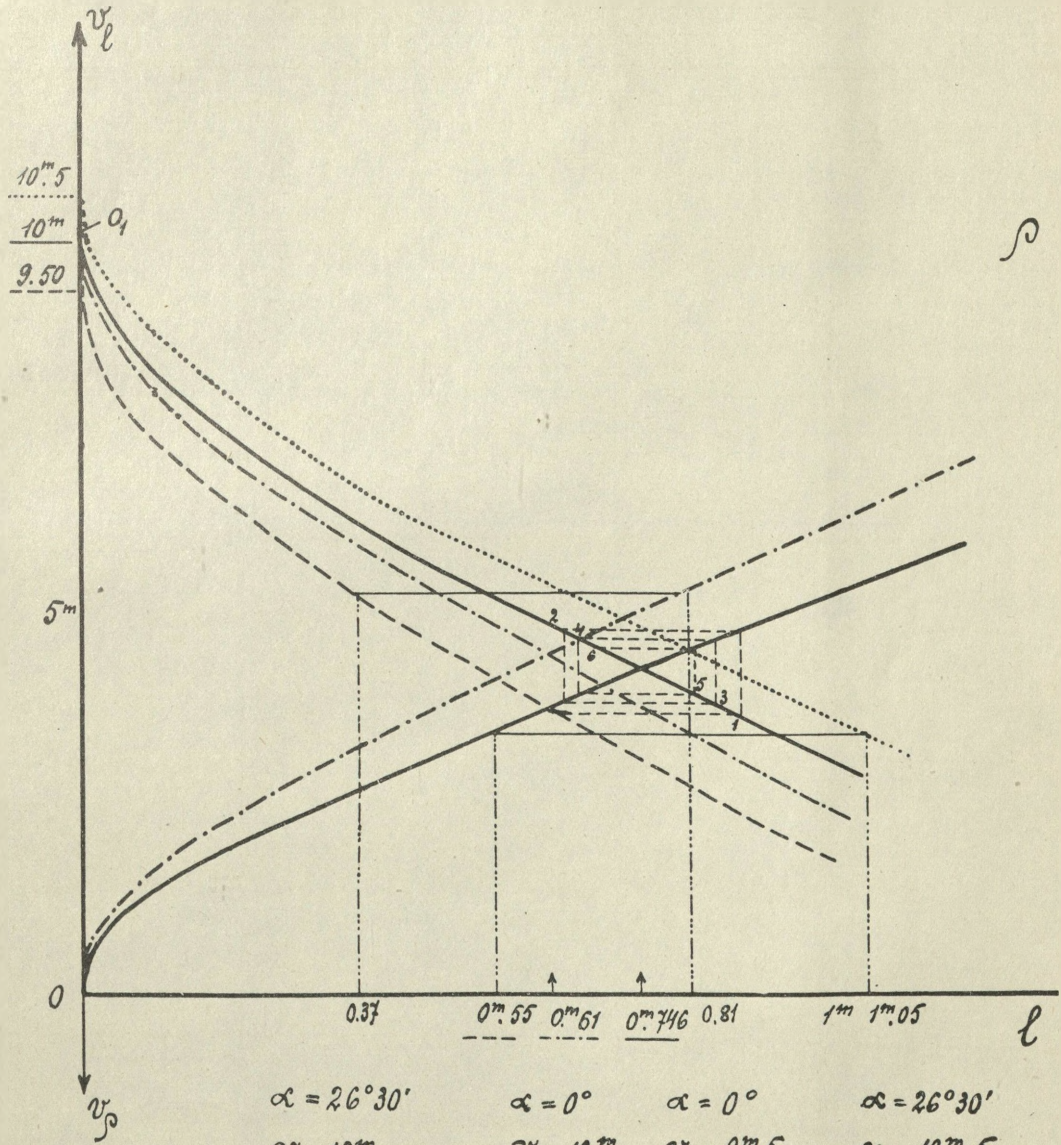
(do str. 70)

Tablica VIII.



(do str. 75)

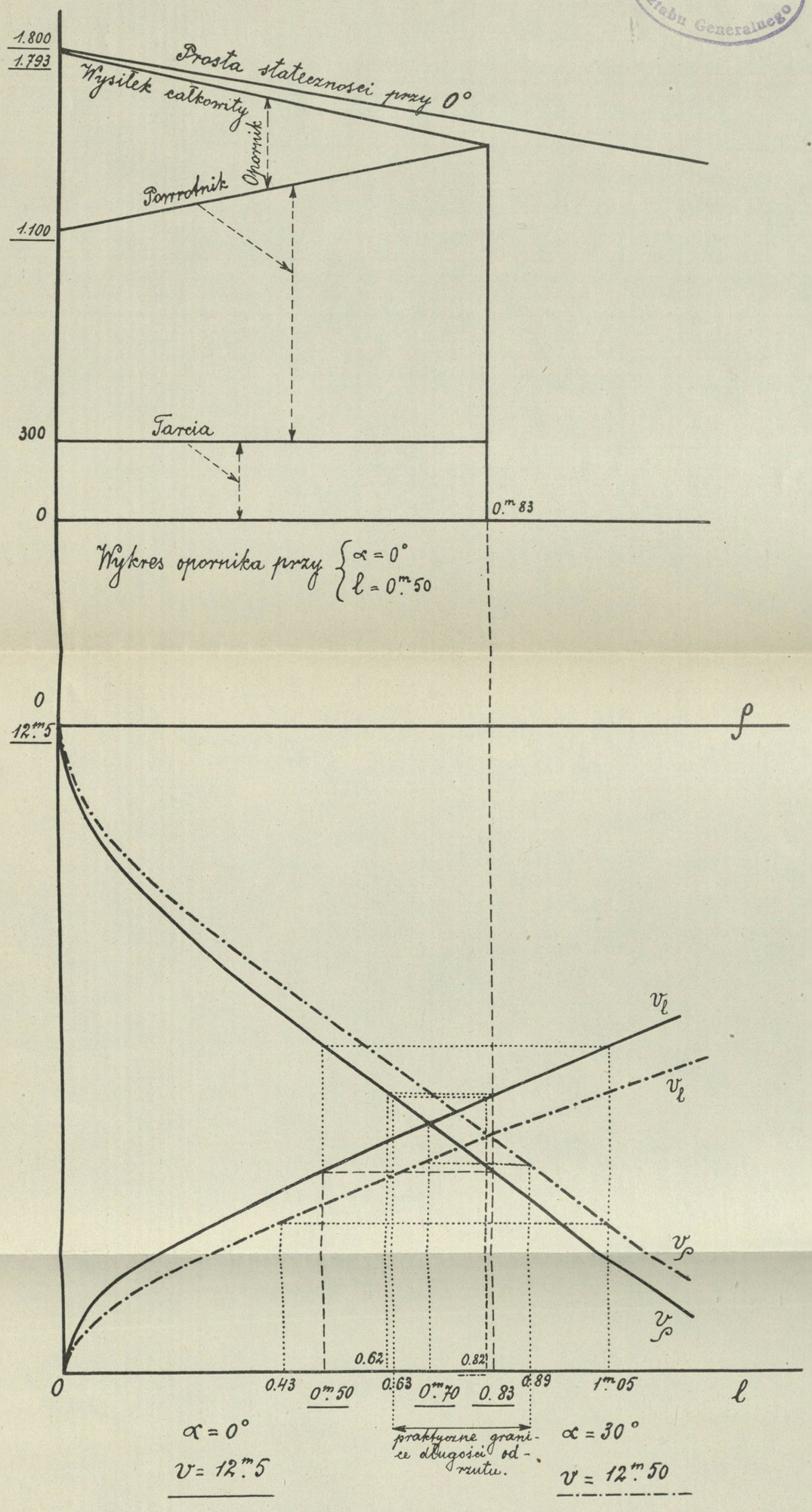
Tablica IX.



(do str. 83).

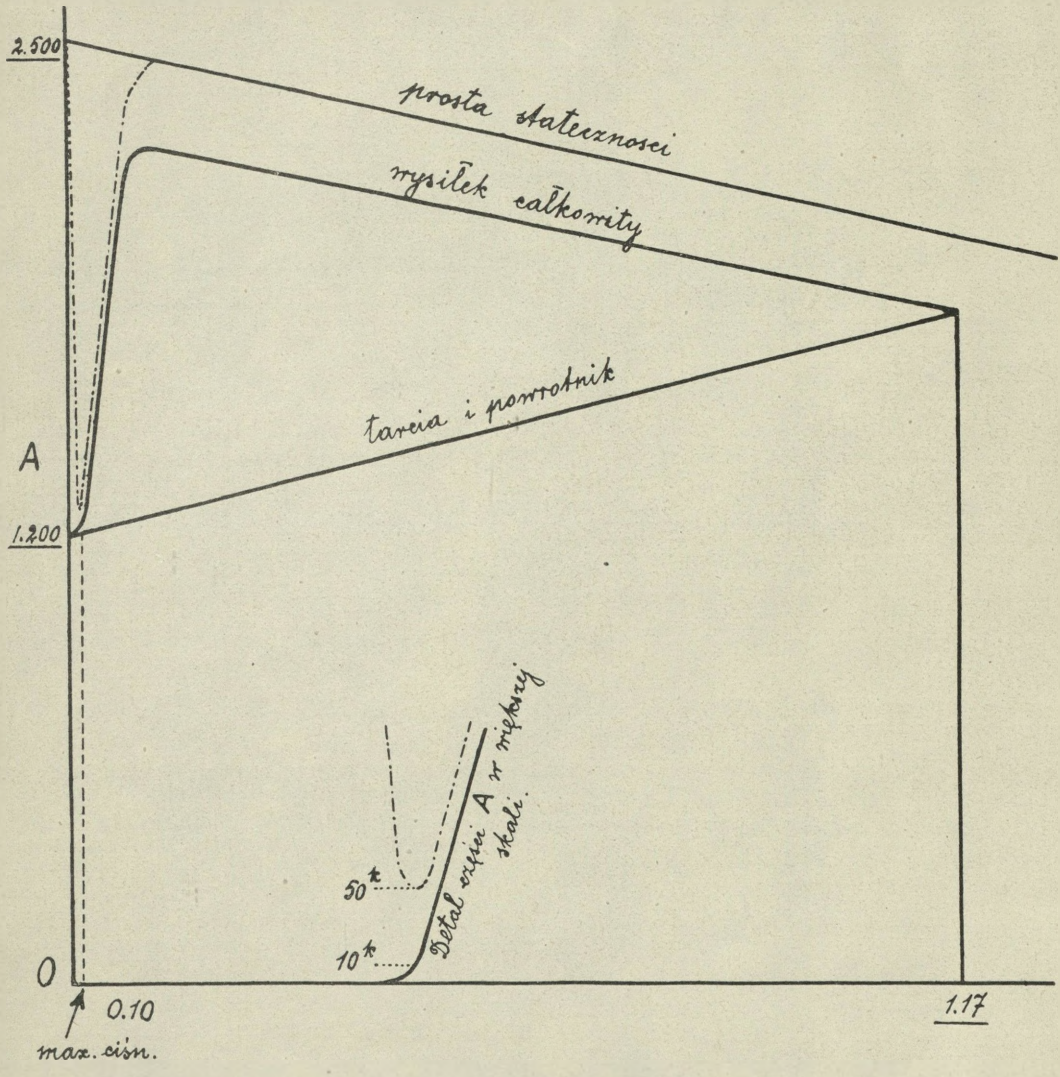
Tablica X.

Biblioteka Sztabu Generalnego



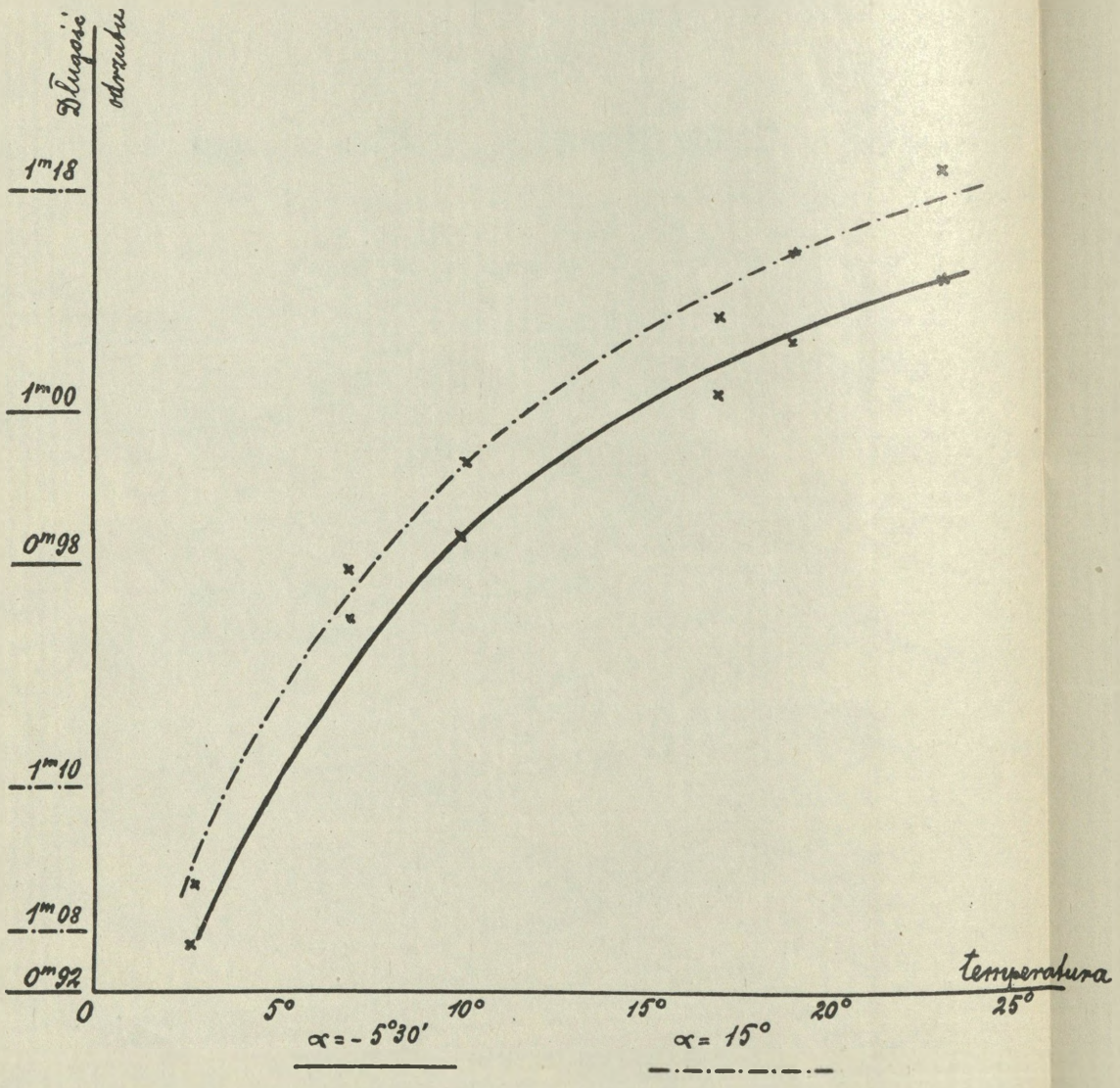
(do str. 88).

Tablica XI.



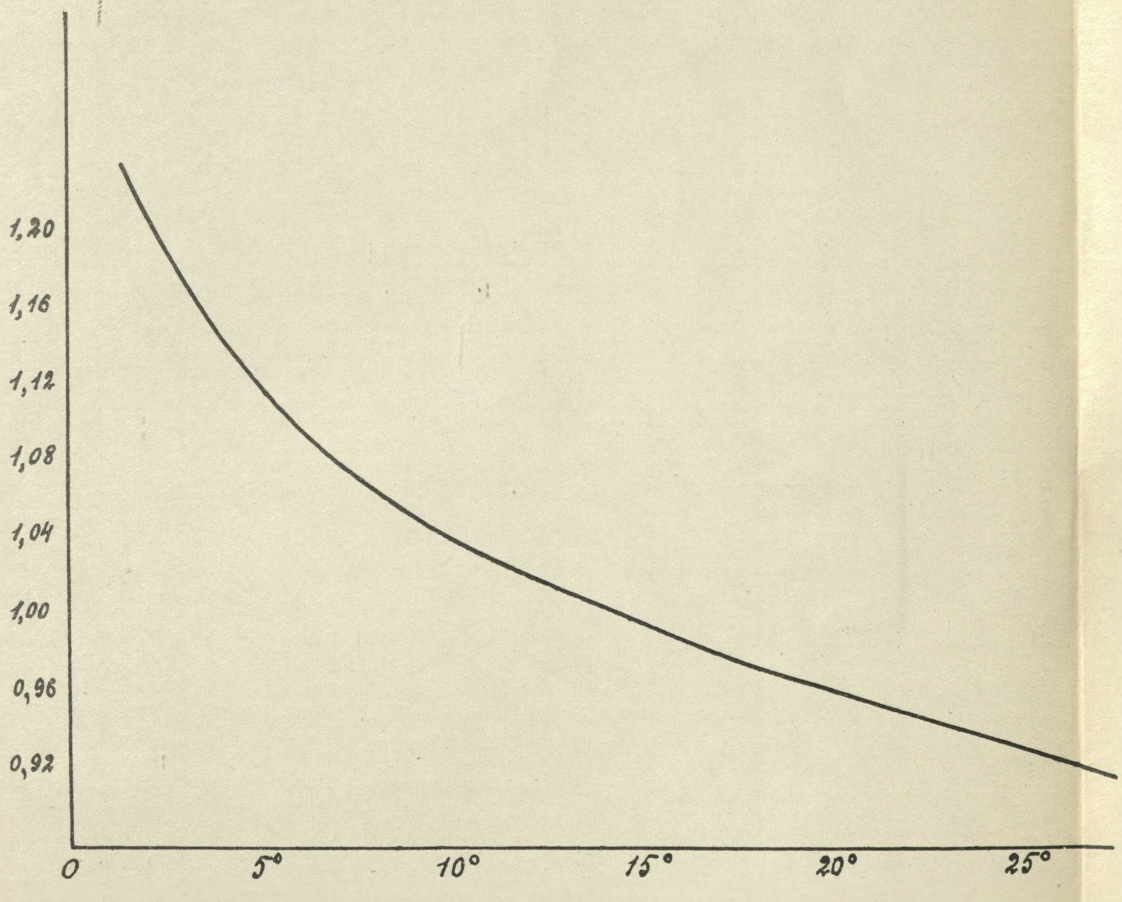
(do str. 113)

Tablica XII.



(do str. 122).

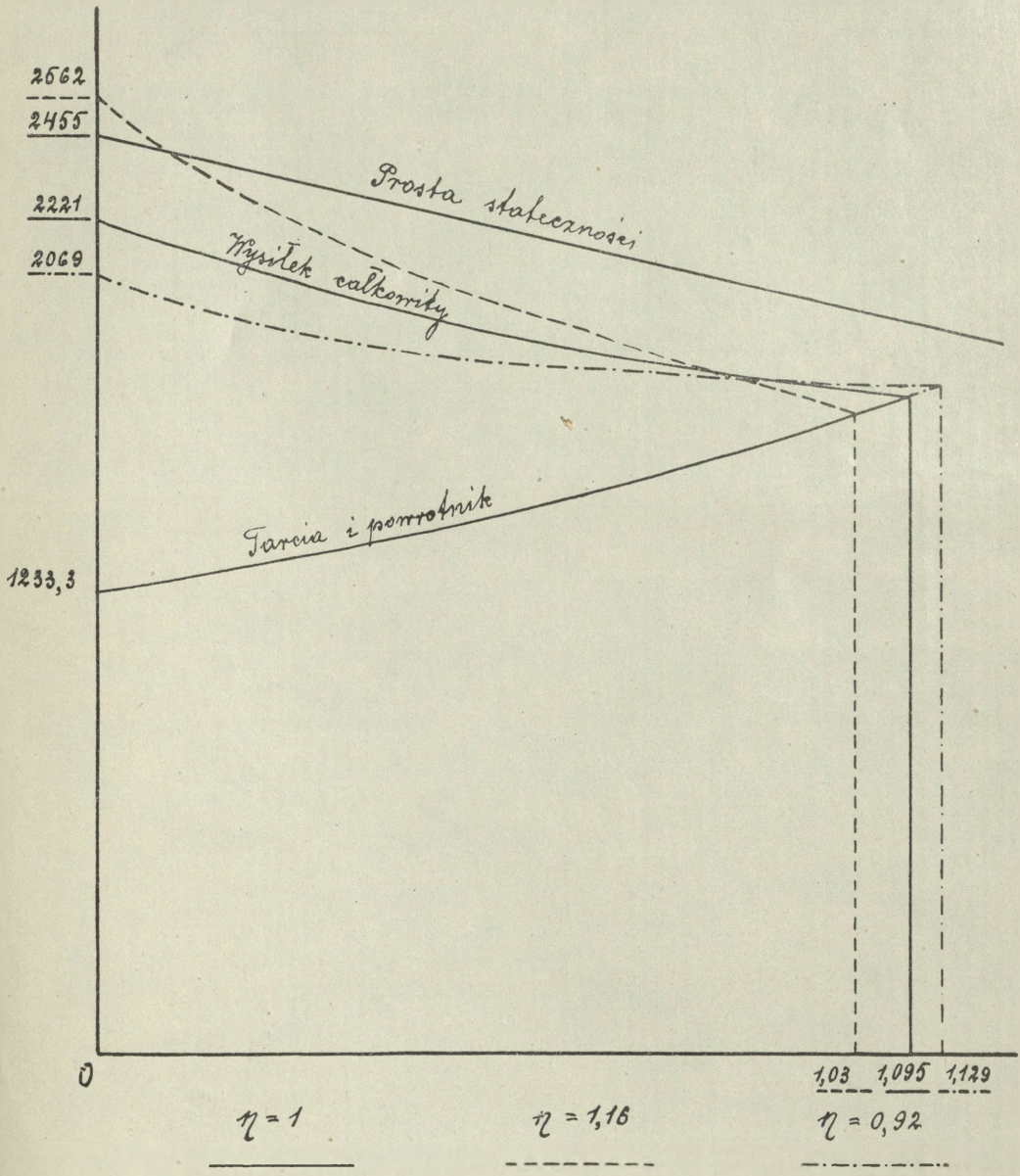
Tablica XIII.



Zmiany lepkości w zależności od temperatury pod ciśnieniem 250 kg : cm.

(do str. 123).

Tablica XIV.



(do str. 123)

BIBLIOTEKA
ASG
NAUKOWA
47644