

TREŚĆ: Prof. R. Witkiewicz: Ś. p. Dr. Inż. Stanisław Jamróz. — Inż. W. Kollis: Wezbrania Wilji oraz częstotliwość ich występowania. (Dokończenie). — Prof. A. Kuryłło: Charakterystyka udźwigu uzwojonych prętów żelbetowych, ciśnionych osiowo. — Prof. Tullio Levi-Civita: O strugach cieczy. (Dokończenie). — Wiadomości z literatury technicznej. — Sprawy Towarzystwa.

Śp. Dr. Inż. Stanisław Jamróz.

Urodzony w 1902 r. w Kosowie w Małopolsce wschodniej, ukończył szkoły średnie w Śniatynie, w 1918/19 r. służył w P. O. W., w 1920 r. ochotnik Wojsk Polskich w 5 i 12 p. a. p. Dyplom inżyniera mechanika uzyskał w 1924 r., doktora nauk technicznych w 1926 r. Był asystentem Laboratorium Maszynowego Politechniki Lwowskiej w latach 1923—1926. Od 1927 r. pracował w Mechanicznej Stacji Doświadczalnej i był jej kierownikiem od 1928 r.

Zmarł dnia 5 grudnia 1932 r., pozostawiając żonę Jadwigę z Wieleżyńskich, dwoje nieletnich dzieci i oboje rodziców. Zmarł w swoim domu w Sokolnikach pod Lwowem wskutek anginy i wywołanych komplikacji.

Kim był ów 30-letni mężczyzna, którego śmierć dla Jego młodego wieku i wielkich w rozwoju polskiej Techniki maszynowej zasług oraz najświetniejszych, jakie rokował nadziei, — tak zaciężyła na wszystkich, że pod wrażeniem grozy nikt nawet nie przemawiał w ów posępny dzień, gdy trumnę zaniesiono na miejscowy cmentarz.

*Wspomnienie pośmiertne,
wygłoszone dnia 13 lutego 1933
na posiedzeniu Sekcji Mecha-
ników Polskiego Towarzystwa
Politechnicznego we Lwowie.*

Poznałem śp. Stanisława Jamroza w roku szkolnym 1922 i 1923 jako studenta Oddziału naftowego Politechniki Lwowskiej wśród nieprzejętej grupy kolegów. Tworzyły tę grupę¹⁾ jednostki zdolne, studjujące z zapałem, pełne ideału — czego dowodem niech będzie, choćby ówczesna budowa rękami studentów II. Domu Techników i napis na nim „Młodzież, która walczyła o Polskę, dom ten sobie wystawiła“. Z tą samą werwą poświęcono się później pracy zawodowej. I chociaż rozprószona po kraju i zagranicą, ale złączona nierozzerwalnym węzłem koleżeństwa, — za inicjatywą śp. Jamroza — zorganizowała grupa ta nawet własny zjazd naukowy, jako I. Zjazd Inżynierów Absolwentów Oddziału Naftowego Politechniki Lwowskiej w grudniu 1924 r., sześć zaś wygłoszonych referatów opublikowała²⁾. Ponieważ w wiert-



nictwie naftowym polskim ruch naukowy wówczas od kilkunastu lat zupełnie zamierał, więc inżynierskie sfery Zagłębia naftowego powitały z wielkim entuzjazmem ten wyczyn młodych swych kolegów — inżynierów, gdyż rozbudził on twórczą inicjatywę, co między innymi objawiło się również urządzeniem później corocznych Zjazdów naftowych, od 1927 r. począwszy. W r. 1926 w marcu powtórzone ten Zjazd (w ramach III. kursu inżynierskiego Wydziału mechanicznego). Referaty tego II-go Zjazdu zapełniły pierwsze zeszyty *Przemysłu Naftowego*, które to czasopismo rozpoczęło wówczas swoje wydawnictwo pod patronatem Krajowego Towarzystwa Naftowego we Lwowie. Śp. Jamróz, który był duszą obu zjazdów, wygłosił na pierwszym dwa referaty: „O uzdrowieniu przemysłu naftowego“ i „Pomiar przebiegu nateżeń w przewodzie wiertniczym“ na drugim zaś „Zagadnienie warunków postępu pracy przy wierceniu udarowem“.

Z powyższych pierwszy referat, chociaż może śmiały jak na młodego inżyniera, zdradzał rozmach, oba zaś techniczne dotyczyły nowego problemu naukowego, o którym poniżej.

Od wiosny 1923 r. pracuje śp. Jamróz przez cztery lata jako asystent Laboratorium Maszynowego Politechniki Lwowskiej. Mieściło się ono w r. 1923 częściowo w piwnicy głównego gmachu, częściowo w ustawionym na tegoż podwórzu drewnianym baraku. (Dopiero w 1927 r. przeniesiono się do nowego własnego osobnego budynku). Były wtedy wprawdzie już zorganizowane ćwiczenia studenckie w t. zw. Laboratorium I i II., co roku zresztą wówczas mocno rozszerzane — przez śp. Jamroza specjalnie w kierunku pomiaru gazu i ruchu silnika Diesla — ale brakowało prac samodzielnych; nie było ich na Politechnice, gdzie robić i nie było dla nich zrozumienia wśród studentów. Wyłom zrobił tutaj dopiero śp. Jamróz: pojechał z grupą czterech³⁾ studentów na dwa miesiące letnich feryj 1923 r. do Borysławia, uzyskawszy od firm naftowych ułatwienia co do noclegu oraz żywienia. Przeprowadzono szereg badań praktycznych, ogłoszonych później przeważnie drukiem, z zakresu: sprawności palników gazowych, badania dobroci izolacji cieplnej, zwiększenia ekonomii wyciągów (przez ustawienie stawideł maszyn parowych), sporządzenia różnych bilansów cieplnych i t. p. Warunki pracy nie były idealne, praca wśród maszyn i kotłów przy upalnym

¹⁾ Zacytuja tu dobrze znane w przemyśle naftowym lub maszynowym nazwiska rocznika 1922/23 i następnego, złączonego zresztą wówczas w bardzo ruchliwym „Kole górniczo-naftowym“: Tadeusz Bielski, Stefan Engel, Michał Gawliński, Aleksander Kahl, Władysław Klimkiewicz, Wiktor Kulczycki, Józef Machalski, Kazimierz Morski, Jan Muszyński, Władysław Rokitowski, Wiesław Sarad, Stefan Sulimierski, Mieczysław Tokarzewski, Kazimierz Zuber i inni.

²⁾ Referaty I Zjazdu Inżynierów absolwentów Oddziału naftowego P. L. *Czasopismo Techniczne* 1925. (Osobna odbitka).

³⁾ Pierwszymi „borysławczykami“ w 1923 i 1924 r. byli, przeważnie znani dziś z innych prac, ówczesni studenci: Briks, Litwiński, Kołodziej, Sokołowski, Ziółkowski, Huculak, Wendeker, Wiktor i Henryk Wiśniowski, — obok również przedwcześnie zgasłego śp. Dr. Inż. Tadeusza Niemczynowskiego, pracującego wówczas nad palnikami.

lecie dawała się mocno we znaki, ale pracowano dla idei: nawiązano kontakt szkoły z przemysłem! W ten sposób powstały pierwsze prace t. zw. „III. Laboratorium Maszynowe“, dobrze znane w Borysławiu.

W czasie feryj letnich 1924 r. powtórzył śp. inż. Jamróz, który w czerwcu 1924 r. uzyskał właśnie dyplom inżyniera, wyjazd do Borysławia z następną grupą studentów, a oddawszy ich częściowo pod opiekę inż. Jana Wójcickiego, kierownika wówczas utworzonego Instytutu termicznego Stowarzyszenia Dozoru Kotłów, sam równocześnie przeprowadził praktyczne próby nad dynamiką głębokich wierceń zapomocą wynalezionej przez siebie indykatora dla pomiaru sił działających w żerdziach wiertniczych. Rzecz była nowa i ciekawa, więc zaraz we wrześniu 1924 r. wyjeżdża śp. inż. Jamróz (na własny koszt) do Leoben na XXIX Międzynarodowy Zjazd Inżynierów Wiertniczych, gdzie referat ten⁴⁾ zaszczytnie wyróżniono, uznając go w czasie końcowej akademii za najlepszy ze zgłoszonych.

Nad powyższym problemem pracuje śp. inż. Jamróz dalej w następnych dwu latach, przeprowadza wiele prób na modelach we Lwowie oraz w przemysłowej skali w Borysławiu i uzyskuje w grudniu 1926 r. stopień doktora nauk technicznych na podstawie pracy⁵⁾ p. t. „Zagadnienie warunków i postępu pracy przy wierceniu udarowym“, przyjętej przez referentów Prof. inż. Juliana Fabiańskiego i Prof. Dr. Maksymiljana T. Hubera.

Ciągnęło jednak śp. Dr. Jamroza w inną stronę. Już w 1925 r. — jak to w pozostawionym życiorysie podaje — udaje się w podróż zagranicę do Nadrenji i Alzacji dla zapoznania się z tamtejszym przemysłem hutniczym i maszynowym, a w szczególności z zagadnieniami technicznej kontroli produkcji materiałów hutniczych. Po powrocie rozpoczyna propagandę w przemyśle naftowym w kierunku racjonalizacji sprawy materiałowej. Uzyskuje w r. 1927 pełną aprobatę władz górniczych i przemysłu naftowego w kierunku obowiązkowej kontroli wszystkich materiałów konstrukcyjnych, zamawianych przez przemysł naftowy. Dla przeprowadzenia powyższej sprawy potrzebna było odpowiednio zreorganizowana Mechaniczna Stacja Doświadczalna.

Czem był ten zakład? Przypomnę krótko: Mechaniczna Stacja Doświadczalna przy Politechnice Lwowskiej⁶⁾ powstała w latach 1899—1902 na koszt ówczesnego Wydziału Krajowego, który pod szczytnymi hasłami pomocy dla dobra przemysłu krajowego — wziął na siebie nie tylko wydatki, związane z urządzeniem, ale także i z utrzymaniem Stacji. Pierwsze kierownictwo powierzono Prof. inż. Tadeuszowi Fiedlerowi. Pokonał on bezwładność różnych władz, przeprowadził zakup maszyn, wyszkolił personel i ostatecznie w r. 1902 uruchomił tę instytucję, przeznaczoną dla badań materiałów na życzenie władz i stron, oraz do badań naukowych. Z miejsca też zaczęły napływać zgłoszenia do prób i Stacja rozwijała się całkiem normalnie. Wojna przerwała ten tok prac. Do normalnych warunków powrócono wprawdzie w r. 1921, ale w międzyczasie zaczęła się likwidacja Wydziału Krajowego. Stacja przeszła na etat Politechniki, co — sądzono — miało położyć kres trudnościom powojennym w uzyskaniu subwencji. Prawie równocześnie ustąpił wskutek wieku pierwszy długoletni kierownik na rzecz prof. Dr. M. T. Hubera. Niestety wskutek skreśleń

⁴⁾ Experimentelle Bestimmung des Verlaufs der in Bohrgerstände auftretenden Spannungen. Ing. Stanisław Jamróz. Lwów. *Petroleum* 1925/15.

⁵⁾ *Przemysł naftowy* 1927, stron 35. Również drukowane w skrócie w *Zeitschrift des Internationalen Bohrtechniker-Verbandes* 1927 r.

⁶⁾ Dr. Jamróz „Mechaniczna Stacja Doświadczalna P. L. w latach 1902—1928“. *Czasopismo Techniczne* 1929/12, również *Cement* 1931/2.

budżetowych pozbawiono Stację dotacji, oraz etatów personalnych i zaczęła się jej wegetacja, wobec której Politechnika była bezsilna.

Dopiero r. 1927 przynosi zasadniczy zwrot w historii Stacji. Stojący mianowicie dotąd zdala od niej śp. Dr. Jamróz zwraca uwagę prof. Dr. Hubera na trudności materiałowe terytorjalnie bliskiego przemysłu naftowego i wkrótce potem już jako kierownik, utworzonego wówczas umyślnie w tym celu, Oddziału naftowego M. S. D. podejmuje się zorganizowania tej gospodarki materiałowej. Przedewszystkiem z wielką wytrwałością zapomocą częstych wykładów i odpowiednich broszur⁷⁾ poucza konsumenta, że materiał odpowiednio dobrany i użyty wpływa bardzo znacznie na obniżenie kosztów, na bezpieczeństwo i pewność ruchu. Następnie opracowuje normy⁸⁾ materiałów wiertniczych (stal na narzędzia i konstrukcje wiertnicze, żerdzie i łańcuchy, liny, rury wiertnicze — określenie materiału, żądane sposobu wykonania, wymaganych warunków wytrzymałościowych, dopuszczalnych tolerancyj wymiarowych, metod badania i oznaczania). Normy te z miejsca nabierają moc obowiązującą na podstawie okólników Okręgowych Urzędów Górniczych w Drohobyczu i Jaśle. Następnie utworzono Oddział Stacji w Borysławiu dla bezpośredniego obserwowania materiału, zbierania statystyki, pobierania prób, przeprowadzenia ekspertyz w razie wypadków (z winy materiału), wogóle dla kontaktu na miejscu z przemysłem. — Wreszcie zorganizował, (również wykładając), kurs praktyczny dwutygodniowy, wieczorny w Borysławiu dla kierowników warsztatów kopalnianych, celem szerzenia znajomości nowoczesnej technologicznej przeróbki materiału (stali). To wszystko dzieje się w 1927 roku.

Powyższa praca Stacji, uzdrawiająca stosunki materiałowe na terenie Zagłębia naftowego, spowodowała też odrazu (jesień 1927 r.) przerzucenie większości zamówień dla tegoż przemysłu z zagranicy na polski Górny Śląsk, gdyż okazała się, że w ścisłej klasyfikacji materiał zagraniczny nie mógł konkurować z krajowym. W związku z tem utworzono Oddział Stacji na Górnym Śląsku w Katowicach (przeniesiony później do Hajduka) celem technicznej kontroli materiałów w wytwórniach na miejscu, co upraszczało manipulację, a dla naukowego podniesienia Stacji było najżywotniejszym jej pociągnięciem. W międzyczasie rozbudowano i centralę M. S. D. we Lwowie przez stworzenie własnych laboratoriów metalograficznego i chemicznego, gdyż okazało się, że wobec wielkiej ilości prób jest niemożliwe stałe korzystanie z odnośnych zakładów Politechniki, przeznaczonych tylko dla celów pedagogicznych, względnie czysto naukowych. Założono następnie wspólnie z Laboratorium Maszynowym Politechniki Oddział dla pomiaru gazu ziemnego. Posiada on instalację cechowniczą dla dysz i kryz, jedyną w Polsce, jeżeli chodzi o duże ilości przepływu. Wreszcie zreorganizowano Oddział budowlano-drogowy w naukosamodzielne „Laboratorium“ zostające pod opieką Prof. Inż. Emila Bratry, a tylko administracyjnie złączone z M. S. D. Podobnie ostatnio złączono też Ceramiczną Stację Doświadczalną, zostającą pod opieką Prof. Dr. Juliana Tokarskiego.

O ówczesnym — wprost wybuchowym — rozwoju Stacji orientuje najlepiej wzrost ilości prób mechanicznych. Przed wojną i tak samo jeszcze w r. 1926 było rocznie średnio 1000 badań. Natomiast już 8000 w r. 1928, 31000 w r. 1930, a około 50000 w r. 1932. Odpowiednio wzrósł i personel Stacji. W r. 1926 składał się on z 3 osób oprócz kierownika (profesora). Już w r. 1930 było 22 osób, w tem 12 dyplomowanych inżynierów. Obecnie

⁷⁾ Dr. Jamróz „Organizacja badań i kontroli materiałów używanych w przemyśle naftowym“. 1927. Wydawnictwo M. S. D.

⁸⁾ „Normy materiałów wiertniczych“. 1928. Wydawnictwo M. S. D. (Wydanie drugie).

niewiele więcej. Trzeba dodać, że cały personel jest od 1927 po dziś dzień utrzymywany z funduszy Stacji, która jest samowystarczalna, t. j. nie otrzymuje stałej dotacji, względnie subwencji ani od Rządu, ani od przemysłu. Rozwój Stacji przeszedł najśmielsze oczekiwania wszystkich.

To też, gdy Prof. Dr. Huber przeniósł się w r. 1928 na Politechnikę Warszawską, powierzył Wydział Mechaniczny Politechniki Lwowskiej kierownictwo Stacji nie któremuś z profesorów, jak tego dawny statut wymagał, ale zmieniając statut oddał ten instytut w ręce człowieka wprost predestynowanego na to t. j. dotychczasowego kierownika Oddziału naftowego. Śp. Dr. Jamróz, ten niesłychany nietylko w Polsce, ale i zagranicą, rozwój Stacji spowodował przez swoją energję, zdolność obejmowania dalekich horyzontów, realne nastawienie przemysłowe i umiejętne dobór współpracowników⁹⁾.

Można tu odsłonić tajemnicę powodzenia Stacji, względnie śp. Dr. Jamroza: Stacja starała się zawsze zachować — obok taktu — jaknajdalej idącą bezstronność w swych orzeczeniach i w postępowaniu, nie bagatelizując najmniejszej sprawy, bez względu na jej stronę dochodową. Unikano przesady, gdyż ta podrażałaby zaraz produkcję. Zdawałoby się, że Stacja jest tylko obrońcą konsumenta, ale tak nie jest. Okazało się, że nawet przykre dla dostawcy decyzje eksperta Stacji, oparte zresztą o rzeczową interpretację odnośnych norm, w końcu odziaływały korzystnie, gdyż odpowiednie postawienie nadzoru technicznego zmusza huty krajowe do większej czujności i do wykonywania materiałów nie ustępujących zagranicznemu, a nieraz je przewyższających, co ułatwia konkurencję. Przyznaje to też stale każda wytwórnia, która z początku z reguły tylko niechętnie poddaje się przymusowej kontroli. Stacja spełnia więc dodatnią rolę społeczną (wychowawczą). Gromadząc coraz większy materiał badawczy i statystyczny, nabywa Stacja doświadczenia, umożliwiające udzielanie porad z zakresu gospodarki materiałowej szerokim sferom przemysłowym, które z tego coraz więcej korzystają. Stacja nie uchyla się od tej pracy, chociaż wypełnia ona dzisiaj prawie połowę czasu jej ekspertów. Praca Stacji nie ogranicza się dziś tylko do samego odbioru, ale z reguły obejmuje kontrolę całej fabrykacji, co znowu pociąga za sobą liczne prace wstępne organizacyjno-przygotowawcze.

A zaufanie sfer przemysłowych do Stacji stale wzrastało. Jeszcze w 1927 r. obejmuje ona w porozumieniu z Warszawskim Stowarzyszeniem Dozoru Kotłów próby i odbiór materiałów kotłowych, uzyskując w r. 1928 odnośne upoważnienie Ministerstwa Przemysłu i Handlu. W następnym roku rozpoczyna się współpraca z Państwem i Fabrykami Związków Azotowych t. j. Chorzowem i Mościcami, w sprawach materiałowych¹⁰⁾, przy czem śp. Dr. Jamróz prowadzi osobiście nadzór techniczny nad wykonaniem aparatury dla syntezy amoniaku. Na koniec i władze wojskowe, nabywszy zaufanie — trzeba otwarcie powiedzieć — do osoby śp. Dr. Jamroza t. j. do Jego wiedzy i doświadczenia obok obowiązkowości i zdolności terminowego organizowania przyjętych na się robót, zwracają się coraz częściej do M. S. D. w sprawach materiałowych i korzystają specjalnie w dziale lotniczym i uzbrojeniowym przy rozwiązywaniu wielu trud-

ności technicznych¹¹⁾. I znowu prace Stacji, a w szczególności odpowiednie postawienie organizacji nadzoru technicznego przełamało trudność zaopatrywania wojska w materiały krajowego pochodzenia.

W r. 1929 zostaje śp. Dr. Jamróz zaproszony na kierownika Polskiego Oddziału „Bureau Veritas“ towarzystwa międzynarodowego ze siedzibą w Paryżu dla klasyfikacji okrętów i samolotów (największej zresztą instytucji tego rodzaju na świecie obok analogicznego towarzystwa „British Lloyd Register“ z siedzibą w Londynie). Utworzenie tego Oddziału w Polsce było konieczne ze względu na różne umowy międzynarodowe, a zwłaszcza wspólnem kierownictwem z Mechaniczną Stacją Doświadczalną przyczyniło się niemało do jej rozwoju, gdyż rozciągnęło jej agendy na całą Polskę. W r. 1929 powierza Ministerstwo Komunikacji Oddziałowi B. V. kontrolę płatowców komunikacyjnych (i jej zorganizowanie). Dziś Mechaniczna Stacja Doświadczalna i złączony z nią wspólnem kierownictwem Polski Oddział Bureau Veritas przez swoje oddziały w centrach odbiorców i w zagłębiach hutniczych t. j. w Warszawie, Gdyni, Poznaniu, Katowicach, (Hajduki Wielkie), we Lwowie, Borysławiu, oraz Starachowicach obsługują wspólnie: całe lotnictwo, powstające polskie okrętownictwo, olbrzymi przemysł uzbrojeniowy, następnie przemysł naftowy, kotlarski, i inne. obok sporadycznych odbiorów specjalnych, jak: dźwigów dla Gdyni, wielkiej partji rur naftowych dla Argentyny, 12 lokomotyw dla Maroka, progów kolejowych dla Holandji, etc. Jeżeli dziś poszczególne polskie przemysły zaopatrują się prawie wyłącznie w materiały krajowe, to tutaj Stacja, a specjalnie śp. Dr. Jamróz przez swoje interwencje „magna pars fuit“.

Rokowano kierownikowi Stacji jaknajświeższą przyszłość przemysłową, gdyż i zdrowie fizyczne pozwalało Mu na nieprzeciętną wyteżającą pracę. Gdy jednak słabła potrzeba pracy organizacyjnej w Stacji, ani nie wymagały nowego opracowania liczne normy, wracał śp. Dr. Jamróz stale do pracy naukowej. Miał bowiem piękną dewizę: „w życiu mężny, nauce wierny“. Wykłada więc na Politechnice „Materiałoznawstwo“, oparte o ćwiczenia w Stacji, współpracuje z Komisją hutniczą, z Polskim Komitetem Normalizacyjnym, gdzie wszędzie materiały zebrane przez Stację pozwalają je zużyć społecznie. Ostatnio obejmuje przewodnictwo Subkomisji materiałowej (normalizacyjnej), „jednej z najtrudniejszych, gdyż wskutek ogromnych postępów nauki właśnie w tym kierunku zmieniają się materiały w ostatnich latach niejako z dnia na dzień na coraz lepsze, a normalizacja, dążąca w zasadzie do obniżenia kosztów i ułatwienia obrotu handlowego, nie powinna wstrzymywać postępu“¹²⁾.

Często wyjeżdża śp. Dr. Jamróz zagranicę, gdzie zwiedza analogiczne instytuty naukowe i przemysłowe. Ciągła inspekcja krajowych placówek Stacji była bardzo męcząca, obok mnóstwa spraw organizacyjnych z ich pracą związanych. Robotą się jednak nie denerwował, tylko z mazurskim spokojem „ciągnął“. Znajduje też zawsze czas na referaty w Stowarzyszeniu inżynierów w Borysławiu i na Zjazdach naftowych, lub innych inżynierskich, mówiąc: o pracy w M. S. D. w zakresie przemysłu naftowego z końcem 1928 r. (detto) w latach 1929—30, o gwintach rur wiertniczych, zagadnieniach materiałowych w instalacjach gazowych, o warunkach bezpieczeństwa gazociągów i t. d. Prawie we wszystkich rocznikach *Przemysłu Naftowego* i *Czasopisma Techniczne*

⁹⁾ Kierownikami Oddziałów M. S. D. są inżynierowie: T. Włodek, K. Morski, J. Machalski, Wł. Kołodziej, Z. Dettloff i M. Popiel oraz Eug. Małecki w B. V.

¹⁰⁾ Specjalną trudność nastroczał odbiór w Zakładach Kruppa i Skody kilkunastu t. zw. bomb do syntezy amoniaku t. j. cylindrów znacznych rozmiarów, pracujących normalnie pod ciśnieniem 300 atm. Jeden z odbiorów zakończył się katastrofalnie dla kilku ludzi wskutek niespodziewanego wypływu wody pod ciśnieniem 500 atm., przy czem asystujący odbiorowi Dr. Jamróz tylko cudem wówczas uniknął śmierci.

¹¹⁾ W związku z powyższem otrzymał śp. Dr. Jamróz złoty krzyż zasługi (tuż przed śmiercią).

¹²⁾ W r. 1929 w związku z Powszechną Wystawą Krajową w Poznaniu — wychodzi specjalny zeszyt *Czasopisma Technicznego* Nr. 29, poświęcony całej zagadnieniom reprezentowanym przez M. S. D. Tamże Dr. Jamróz „Gospodarka materiałowa w przemyśle“.

go¹³⁾ od 1926 r. znajdują się drukowane referaty śp. Dr. Jamroza, który zresztą już jako student redagował dział naftowy *Życia Technicznego*. Na specjalną uwagę zasługuje referat wygłoszony na jednym ze zjazdów „Organizacja pracy badawczej w przemyśle naftowym“¹⁴⁾. Powinien się on stać drogowskazem dla prac Polskiego Instytutu Naftowego, zakładu niestety do dziś jeszcze niezrealizowanego, choćby nawet „przez wyłonienie wspólnej egzekutywy badań, odnośnych zakładów naukowych i przemysłowych“, jak to proponował śp. Dr. Jamróz i co było dawniej Jego najgorętszym pragnieniem. Od szeregu lat zbierał też materiały do napisania obszernej monografii o rurach.

Pięknie wystąpiła Stacja na IV. Zjeździe mechaników w maju z. r.: pracownicy Stacji wygłosili siedm referatów. Śp. Dr. Jamróz mówił na plenarnym posiedzeniu o „Zagadnieniu normalizacji metod badania materiałów“

¹³⁾ W *Oil Field Engineering* (1927, sierpień) znajdujemy: St. Jamróz „Cable Tool Drilling and the Advantages of the Different Types of Tools“. Str. 46—48.

¹⁴⁾ *Przemysł Naftowy* 1927, również (umieszczony) w specjalnym zeszycie *Technika i geologia naftowa* 1928 r.

a na Sekcji technologicznej o „Badaniu wpływu temperatury na granicę plastyczności krajowych blach kotłowych w porównaniu z badaniami zagranicznymi“. Ostatnia ta praca ogłoszona też drukiem pod nieco innym tytułem¹⁵⁾ miała być przedłożoną w listopadzie z. r. jako habilitacyjna celem uzyskania stopnia naukowego docenta — profesora.

Stało się inaczej. Druk pracy zastał Go już na łożu śmierci.

Rozległą była działalność śp. Dr. inż. Stanisława Jamroza, choć obejmowała zaledwie 8 lat pracy inżynierskiej. Niech będzie ona przykładem dla młodszych, częstą historji dla starszych, — a dla kolegów i przyjaciół wspomnieniem, radosnem przez wielką żywość, bolesnem przez tragiczny koniec. Politechnika Lwowska, której imię rozślawił a mury rozszerzył, zachowa Go w trwałej pamięci.

Roman Witkiewicz.

¹⁵⁾ Dr. Jamróz „Zagadnienie dopuszczalnych naprężeń dla blach kotłowych z uwzględnieniem wpływu temperatury“. *Czasopismo Techniczne* 1932. Odbitka — 8^o str. 47.

Inż. Władysław Kollis.

Wezbrania Wilji oraz częstotliwość ich występowania.

(Dokończenie).

O skutkach powodzi świadczą najlepiej umieszczone niżej ryciny 4—13¹⁾. Na rys. 14 uwidocznione zostały na planie śródmieścia Wilna miejsca (farbą czarną), które podczas powodzi uległy zalaniu.



Ryc. 4.

Fot. J. Bułhak (reprodukcja wzbroniona).
Most Zwierzyniecki w Wilnie podczas przyboru wody.

Uzeregowanie corocznie występujących powodzi według ich wysokości stwarza podstawę do przeprowadzenia porównania ich pod względem prawdopodobieństwa powtarzania się. Poniżej wykonałem właśnie odpowiednie obliczenia, korzystając z metod ogłoszonych w pracy Allen Hazen'a²⁾.

Do obliczeń wzięte zostały dane za okres ciągły 1882—1910 r. Niestety nie mogłem wykorzystać danych z lat 1911—1914 wobec otrzymania ich po prawie całko-

¹⁾ Zdjęcia fotograficzne Nr. 3, 10, 11, 12, 13 wykonane zostały przez partję pomiarową Centralnego Biura Hydrograficznego, zdjęcia zaś Nr. 2, 4, 5, 6 umieszczam za łaskawem pozwoleniem wykonawcy ich art. fot. p. J. Bułhaka z Wilna, zastrzegając zgodnie z życzeniem Jego, że reprodukcja tych zdjęć bez wiedzy ich autora jest sądownie zaskarżalna.

²⁾ Allen Hazen. *Flood Flows*. New York, 1930.

witem przygotowaniu pracy niniejszej do druku. Wyniki przeprowadzonych badań przedstawione zostały graficznie na rys. 15. Na osi rzędnych w skali arytmetycznej nanesione zostały stosunki stanu maksymalnego każdego roku do wartości przeciętnej z najwyższych stanów okresu 1882—1910 podanych w tabl. I. Oś odciętych podaje prawdopodobieństwo pojawiania się odpowiednich stanów wody w % czasu, przytem zastosowana została podziałka prawdopodobieństwa odpowiadająca otrzymanemu z obliczeń współczynnikowi asymetrii (coefficient of skew) $(cs)=0,45$.



Ryc. 5.

Fot. J. Bułhak (reprodukcja wzbroniona).
Elektrownia w Wilnie podczas wylewu Wilji.

Zgodnie z kryterjum Foster'a³⁾ krzywą częstotliwości uzyskaną na podstawie powyższych dat zaliczono do typu krzywych asymetrycznych, jednostronnie ograniczonych, a więc przy obliczeniach korzystano z danych tabl. IV cytowanej pracy Hazen'a. Współczynnik zmienności (coeff. of variation) wypadł dla krzywej $(cv)=0,17$. Z wykresu (rys. 15) da się odnaleźć stan wody odpowia-

³⁾ A. Foster. *Theoretical Frequency Curves*. Transactions Am S. C. E., 1924.

dający zgóry założonemu prawdopodobieństwu jego pojawiania się (tab. V).

Tabl. V.

	Najwyższe stany wody Wilji w Wilnie, które rzeka osiągnie lub przekroczy						Ilość lat obserwacji	Przeciętna z okresu badanego	Przeciętna z okresu 1923—1931
	każdego roku 99 ^o / ₁₀₀	co 2 lata 50 ^o / ₁₀₀	co 5 lat 20 ^o / ₁₀₀	co 25 lat 4 ^o / ₁₀₀	co 50 lat 2 ^o / ₁₀₀	co 100 lat 1 ^o / ₁₀₀			
w ciągu roku . . .	353	527	608	706	745	775	29	535	589
w styczniu	—	—	—	—	—	—	—	—	360
w lutym	—	—	—	—	—	—	—	—	341
w marcu	264	428	512	620	647	712	17	437	400
w kwietniu I połowa	275	476	587	694	724	760	29	466	428
w kwietniu II połowa	274	412	505	642	684	745	"	427	431
w maju	258	335	367	433	456	480	"	341	349
w czerwcu	260	236	318	378	394	424	"	296	295
w lipcu	251	279	317	379	408	438	"	292	277
w sierpniu	205(?)	302	345	397	412	438	"	305	304
w wrześniu	221	281	321	371	386	420	"	288	303
w październiku . .	225	287	321	365	379	402	"	292	299
w listopadzie . . .	233	302	337	378	387	417	"	305	345
w grudniu	250	326	363	404	418	434	27	329	394

Ponieważ dla powodzi r. 1931 stosunek $\frac{824}{535} = 1,54$

zatem z wykresu otrzymany, że powódź podobna pojawić się może mniej więcej raz na 285 lat! Wydaje się to tem bardziej prawdopodobnem, że w kronikach za ostatnie 3 stulecia nie natrafiliśmy na opis podobnej katastrofy.



Ryc. 6.

Fot. J. Bułhak (reprodukcja wzbroniona).
Ul. Mostowa w Wilnie podczas wezbrania Wilji.

Przy wykonywaniu różnego rodzaju budowli hydrotechnicznych ważnem będzie zorientować się co do prawdopodobieństwa pojawiania się określonych zgóry stanów wody w każdym miesiącu roku. Drogą analogicznych do powyższych obliczeń otrzymane zostały liczby tabeli V dla poszczególnych miesięcy, przytem dla miesiąca marca oparłem je na materiale z okresu 1891—1910 (z przerwą 3 lat, co oczywiście obniża nieco wagę rezultatu), dla pozostałych miesięcy z okresu 1882—1910, przytem dla miesiąca grudnia w okresie tym brakowało danych dla dwóch lat. Podstawowy materiał do obliczeń zestawiony został w ten sposób, że dla każdego z badanych miesięcy wynotowane były najwyższe w miesiącu stany wody zaobserwowane w poszczególnych latach okresu. Następnie stany te uszeregowane zostały według ich wysokości, dalszy rachunek przeprowadzono wspomnianą wyżej metodą.

Dane tabl. V mimo braku wyników dla stycznia i lutego, oraz mimo pewnych wątpliwości co do obserwacji stanów wody w grudniu, ze względu na stan zlodzenia, pozwalają wysnuć szereg ważnych wniosków.

Okazuje się mianowicie, że:

1. Wezbrania, które dla Wilji w Wilnie należą do zwykłych, osiągają zaś stan +500 lub go nieznacznie przekraczają, najczęściej występują w miesiącach marcu lub kwietniu, podczas gdy w listopadzie lub grudniu wypadek taki należałoby uznać za rzadki;

2. wezbrania, przy których stan wody w Wilnie osiąga lub przekracza +600, w okresie letnim i jesiennym są wogóle wykluczone;

3. wezbrania kwietniowe są naogół wyższe niż marcowe, w szczególności zaś w pierwszej połowie kwietnia zdarzają się wezbrania przeważnie wyższe niż w połowie drugiej;

4. wezbrania, ściślej zaś mówiąc przybory wody Wilji w lecie odznaczają się naogół nieznaczniemi wysokościami, przeważnie mało przekraczającemi przeciętny roczny stan wody i tylko wyjątkowo mogą osiągać stan wyższy od +400.



Ryc. 7.

Plac Katedralny w Wilnie podczas powodzi.

Ponieważ dane tabeli V oparte zostały na materiale z lat dawniejszych, wykorzystanie zaś obserwacji polskich, wobec ich krótkiego okresu, było niemożliwe, dla orientacji co do stopnia zgodności danych dawniejszych z obecnymi, przynajmniej w granicach wartości najczęściej spotykanych, w tabl. V podane zostały przeciętne z maksymalnych stanów dla okresu badanego oraz okresu 1923—1931. Nieznaczne rozbieżności tych liczb świadczą, że wnioski powyższe najprawdopodobniej nie są obciążone



Ryc. 8.

Pałac hr. Tyszkiewiczza w Wilnie podczas wylewu Wilji.

zone błędami przypadkowości. Większe różnice dla listopada i grudnia spowodowane zostały prawdopodobnie mniej dokładnemi obserwacjami rosyjskimi w okresie zlodzenia, zatem przy wnioskowaniu odpowiednie stany w tabl. V dla tych miesięcy należy traktować jak nieco za niskie.

Tabl. VI.

Ilość najwyższych rocznych stanów w % w						
grudniu	styczniu	lutym	marcu		kwietniu	
			I połowa	II połowa	I połowa	II połowa
5,2	—	5,2	15,4	20,4	41,0	12,8

Tabl. VII.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
styczeń . .	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
lutym . . .	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
marzec . .	20	39	55	70	80	89	94	97	99		
kwiecień . I pół.	45	68	80	86	90	94	96	98	99		
kwiecień . II pół.	1	26	55	80	84	95	98	99			
maj . . .	<1	5	18	38	56	70	83	90	94	97	98
czerwiec .	<1	<1	3	10	20	31	51	68	79	90	94
lipiec . .	<1	<1	<1	2	8	25	39	59	70	78	85
sierpień .	<1	1	6	14	23	37	50	62	73	84	90
wrzesień .	<1	<1	<1	1	15	28	42	58	70	80	87
październik	<1	<1	<1	<1	<1	12	30	51	74	88	94
listopad .	<1	<1	<1	4	20	38	58	75	88	89	93
grudzień .	<1(?)	<1(?)	<1(?)	40	67	80	88	94	95	96	97

Najwyższe wezbrania w roku przypadają na Wilji zazwyczaj na miesiące zimowe i wiosenne. Pod tym wzglę-



Ryc. 9.
Ul. Zygmuntońska w Wilnie zalana.

dem dostateczną wymowę posiadać mogą liczby tabl. VI, w której zestawiono ilość najwyższych rocznych stanów przypadających na poszczególne miesiące w %.

Jeszcze ciekawszy obraz daje tabl. VII, którą zestawiono na podstawie następujących założeń. Dla okresu 1891—1910 (z przerwą dla r. 1902), dla każdego z miesięcy od marca do grudnia, w kwietniu zaś osobno dla pierwszej i drugiej jego połowy wynotowane zostały największe w miesiącu stany symbolami według malejących wysokości. A więc najwyższy stan w roku oznaczono liczbą I, każdy z następnych maximów miesięcznych oznaczono liczbami 2, 3 i t. d. w kolejności ich zmniejszania się. W ten sposób otrzymane zestawienie pokazywało w kierunku poziomym dla każdego roku kolejność poszczególnych miesięcy pod względem osiągniętych w nich najwyższych stanów, zaś w kierunku pionowym dla każdego miesiąca uwidocznilo ile razy najwyższy w roku stan przypadał na badany miesiąc. Pionowe kolumny, każda osobno poddane zostały następnie badaniom, zmierzającym do wyjaśnienia prawdopodobieństwa pojawiania się w odpowiednich miesiącach najwyższych rocznych stanów, oraz prawdopodobieństwa rozkładu maksymów miesięcznych w roku. Obliczenie dla każdej z kolumn wykonano jak i powyższe metodą A. Hazen'a. W tabl. VII-ej liczby u góry w poziomym szeregu oznaczają kolejność osiągniętego maximum stanu według jego wysokości (powyżej omówione symbole).



Ryc. 10.
Znak powodziowy przy ul. Brzeg Autokolski w Wilnie.

Liczby w następnych szeregach poziomych oznaczają dla każdego miesiąca w % czasu prawdopodobieństwo osiągnięcia względnie przekroczenia stanów wody o symbolach 1, 2, 3 i t. d. Dane tabeli VII (dla grudnia nieco wątpliwe) nasuwają następujące wnioski:

1. Najczęściej maxima roczne przypadają na I-szą połowę kwietnia, rzadziej na marzec, jeszcze rzadziej na 2-gą połowę kwietnia;

2. w kolejności miesięcznych maximów w lecie najwyżej stoją miesiące czerwiec i sierpień. W wyjątkowych wypadkach na sierpień przypaść może nawet drugie maximum roczne (raz na 100 lat);

3. maxima roczne dla Wilji przeważnie przypadają na miesiące zimowe i wiosenne, w okresie letnim najwyższe stany wody nigdy nie osiągają wartości maksymalnych dla roku;

4. w rocznym rozkładzie miesięcznych maximów październik zajmuje najdalsze miejsce, a więc przybory wody w październiku w stosunku do pozostałych rocznych przyborów są przeważnie niższe.

Omawialiśmy dotąd wezbrania Wilji obserwowane w Wilnie. Pozostaje do wyjaśnienia w jakim stopniu

wszystkie powyższe spostrzeżenia i wnioski odpowiadają przebiegowi wezbrań w całym dorzeczu. Jeśli chodzi



Ryc. 11.

Znak powodziowy przy ul. Zygmuntowskiej w Wilnie.

o warunki klimatyczne, pod tym względem dorzecze Wilji stanowi naogół teren jednolity. Wynika stąd, że wezbrania zarówno Wilji, jak też jej dopływów są skutkiem wspólnych dla całego dorzecza czynników klimatycznych, a więc powstają przeważnie z roztopów śnieżnych, letnie zaś opady nieznacznie tylko wpływają na przybór wody

Przebieg wezbrań w różnych częściach dorzecza Wilji oczywiście zależy od stopnia przepuszczalności terenu, stanu zabagnienia, zalesienia, wreszcie od dominujących w badanym dorzeczu spadów.



Ryc. 12.

Znak powodziowy w Ogródku Bernardyńskim w Wilnie przy brzoje Wilenki.

Szczupłość materiału dotyczącego obserwacji czasu, w którym w poszczególnych punktach rzeki występował najwyższy stan wody, niestety nie pozwala jeszcze na ściśle określenia chyżości postępowania fali powodziowej oraz wyznaczenie wpływu różnych czynników na tę chyżość.

Dla orientacji można tu tylko podać kilka liczb opartych na danych z lat 1926, 1929, 1931. Kulminacja przyboru w Michaliskach następuje przeważnie w 36—56 godzin po kulminacji w Wilejce Powiatowej.

Na przejście szczytu fali od Wilejki Powiatowej do Wilna potrzeba od 54 do 80 godz., od Michalisk do Wilna od 18 do 24 godzin.

Zagadnienie prognozy maksymalnych stanów wody na Wilji wymaga przeprowadzenia całego szeregu badań, dla których niestety często brakować będzie dostatecznie ścisłych obserwacji.

Nie mniej jednak powyższe uwagi odnośnie do wezbrań Wilji mogą dać podstawę dla przybliżonego rozwiązania sprawy przewidywania najwyższych stanów.

Poniżej podamy próbę obliczenia przewidywanego najwyższego stanu wody Wilji w Wilnie, korzystając możliwie z najłatwiej osiągalnych danych.



Ryc. 13.

Skutki wezbrania Wilji we wsi Sojdzie poniżej Wilna.

Jako pierwszą orientację co do spodziewanego maksimum podam prawdopodobieństwo występowania pewnych dwuletnich sum najwyższych stanów w Wilnie. — Obliczenia dokonane zostały powyższą metodą Hazen'a przytem podstawową tabelę stanowiły dwuletnie sumy maksymalnych stanów kolejno każda o jeden rok przesunięta. W wyniku otrzymano dane zestawione w tabl. VIII-ej.

Tabl. VIII.

	Prawdopodobieństwo w % czasu				
	99% każdego roku	50% co 2 lata	20% co 5 lat	5% co 20 lat	1% co 100 lat
Dwuletnie sumy najwyższych stanów	+786	+1070	+1192	+1320	+1435

Znając zatem najwyższy stan roku ubiegłego możemy uzyskać pierwszą orientację co do charakteru wezbrania w roku badanym.



Ryc. 14.

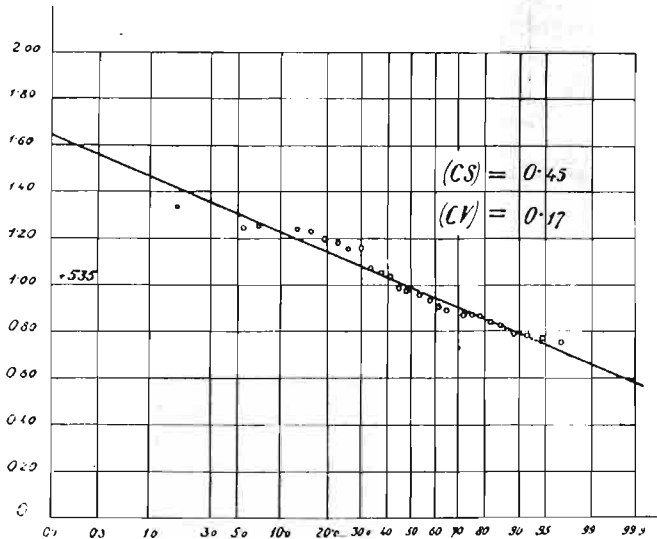
Plan śródmieścia Wilna z uwidocznieniem miejsc zalanych przez powódź w 1931 r.

Jako dalsze orientacje posłużyć mogą wzory oparte na następującem rozumowaniu. Wychodząc z założenia,

że suma rocznych maximumów dla pewnego określonego cyklu lat, zamykającego w sobie skrajne i przeciętne wartości, jest stałą, spodziewany najwyższy stan roku badanego byłby równy różnicy

$$H_{max} = \sum_1^n H_{max} - \sum_1^{n-1} H_{max}$$

W rzeczywistości poszczególne sumy $\sum_1^n H_{max}$ będą się wahały w pewnych granicach, przytem odbiegać będą od wartości przeciętnej zależnie od stopnia odchylenia czynników wezbrania od wartości normalnych.



Rys. 15.

Jeśli za miarę charakteru tych wahań przyjmiemy stan nasycenia dorzecza wilgocią, który poprzedza spodziewane wezbranie, w takim razie będziemy mogli przedstawić przewidywany najwyższy stan wody jako następującą funkcję:

$$H_{max} = f(\sum_1^n H_{max}, n),$$

gdzie n — stopień nasycenia dorzecza wilgocią.

Czynnik n moim zdaniem dosyć dobrze da się wyrazić przez przeciętny stan wody za miesiąc październik. Miesiąc ten dla Wilni jest ostatnim miesiącem roku hydrologicznego, bowiem w listopadzie, przynajmniej w znacznej jego części, spotykamy już opady śnieżne nie zawsze wpływające całkowicie podczas chwilowych odwilży w okresie zimowym.

Tą drogą, korzystając z metody najmniejszych kwadratów otrzymałem wzór na przewidywane maximum w Wilnie w postaci następującej:

$$H_{max} = 2030 + 5,19 n - 1,08 \sum_1^5 H_{max},$$

gdzie n — przeciętny stan wody w październiku,

$\sum_1^5 H_{max}$ — suma najwyższych stanów wody za 5 lat.

Większe przybliżenie uzyskamy wprowadzając poza czynnikiem n , czynniki charakteryzujące opady i temperaturę okresu poprzedzającego przewidywany stan.

Jeśli przez t oznaczymy sumę algebraiczną średnich temperatur za miesiące grudzień, styczeń i luty w Wilnie, zaś przez h sumę opadów za te miesiące również dla Wilna, wtedy przewidywane maximum w Wilnie wypadnie ze wzoru:

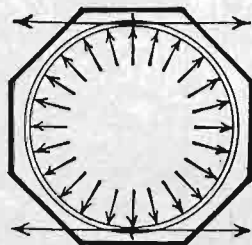
$$H_{max} = 524 - 0,246 \sum_1^5 H_{max} + 0,35 n + 6,08 h - 5,28 t.$$

Oczywiście podane wyżej wzory traktować należy tylko jako orientację, bowiem błędy mogą niekiedy przekraczać nawet 50 cm. Wzory te pozwolą jednak odpowiedzieć na pytanie jakiej powodzi należy się spodziewać tem dokładniej, im bardziej rezultaty rachunkowe potwierdzone będą przez wnioskowanie z uwag zamieszczonych wyżej o prawdopodobieństwie występowania najwyższych stanów wody.

Prof. A. Kuryłło.

Charakterystyka udźwigu uzwojonych prętów żelbetowych, ciśnionych osiowo.

Doświadczenia pouczają, że pręt żelbetowy, posiadający uzwojenie w postaci wkładki o kształcie linii śrubowej, obejmującej wkładki podłużne, przeniesić może znacznie większe obciążenie osiowe niż pręt żelbetowy, którego wkładki podłużne są jedynie usztywnione przy pomocy rzadko rozmieszczonych wiązań poprzecznych. Właściwą przyczyną tego jest, jak wiadomo, działanie uzwojenia, bo wkładki podłużne odgrywają w prętach zwojowych rolę stosunkowo podrzędną, a potrzebne są, raczej tylko ze względów praktycznych, dla utrzymania uzwojenia w należytem położeniu.



Rys. 7.

Pod wpływem osiowego obciążenia pręta, uzwojenie narażone jest na rozciąganie, wywołane ciśnieniem poprzecznym betonu na uzwojenie (rys. 1). Wiadomo również, że korzystniej działa uzwojenie przy kołowym przekroju rdzenia od uzwojenia przekroju kwadratowego, a zwłaszcza prostokątnego. Powodem tego jest zginanie, na jakie, oprócz ciągnięcia, narażone jest uzwojenie przekroju kwadratowego lub prostokątnego.

Z powyższego przypomnienia znanych faktów wynika niedwuznacznie, że wpływ uzwojenia, — będącego pewnego rodzaju zastępczym elementem konstrukcyjnym idealnego płaszczu np. w postaci rury stalowej, — na zwiększenie udźwigu pręta uzwojonego, pod obciążeniem siłą cisnącą osiowo, polega na działaniu pośrednim. — Wpływ ten na udźwig pręta uzwojonego będzie tem większy, im silniejszy będzie płaszcz zastępczy, to znaczy im mniejszy będzie krok linii śrubowej uzwojenia i im większa będzie średnica wkładki uzwojenia, oczywiście w granicach wskazanych wynikami doświadczeń i określonych zastosowaniem praktycznym.

Jeżeli więc idzie o przyjęcie przekroju, przez który możnaby przenieść siłę, — jak postępuje się zwykle, gdy pręt z dozwolonego materiału narażony jest na ciśnienie osiowe bez wpływu wybożenia, — to jest rzeczą zupełnie naturalną, że w skład przekroju ciśnionego nie można włączać przekroju elementu, narażonego na rozciąganie. Takim elementem, narażonym na rozciąganie, jest w omawianym przypadku uzwojenie. W skład wyrażenia na przekrój, przenoszący ciśnienie osiowe, wchodzić więc może przekrój rdzenia t. j. przekrój betonu, objętego uzwojeniem i przekrój wkładek podłużnych; naturalnie przekroje składowe przyjmując należy w sposób taki, aby je można było zużytkować do wyznaczenia ciśnienia betonu σ_b lub siły N , którą przekrój przenieść może.

Działanie wkładek podłużnych uwzględniamy w sposób analogiczny, jak w prętach żelbetowych bez uzwojenia, t. j. w postaci wyrażenia nA_z , gdzie A_z oznacza przekrój wkładek podłużnych, a n stosownie przyjęty stosu-

nek współczynników sprężystości żelaza i betonu. Działanie pośrednie uzwojenia na powiększenie udźwigu rdzenia uwzględnimy przez pomnożenie przekroju rdzenia współczynnikiem α , większym od jedności, a zależnym od procentu uzwojenia p_u . Nie będzie to oczywiście oznaczać „polepszenia“ betonu rdzenia, gdyż dla takiego, celu odnośne współczynniki należałoby oznaczać (o ile ktoś miałby taki zamiar) z doświadczeń przez zgniatanie betonu rdzenia po odjęciu uzwojenia. Współczynnik α zwiększający przekrój rdzenia A_r , uwzględnia w omawianym przypadku pośredni wpływ działania uzwojenia na powiększenie udźwigu i da się wyznaczyć z doświadczeń w zależności od przekroju i kroku uzwojenia, zatem w zależności od „wymiarów“ zastępczego płaszcza, obejmującego uzwojenie.

Opierając się na przytoczonych tu motywach, przyjąłem w r. 1917 wzór na przekrój sprowadzony (zastępczy) pręta uzwojonego w postaci wyrażenia:

$$A = \alpha A_r + n A_z,$$

przyczem, — zdając sobie z tego sprawę, że wzór może się opierać tylko na okresie zgniecenia, a zarazem ma służyć do wyznaczenia lub sprawdzenia wymiarów, — jako wartość kompromisową przyjąłem $n = 15$.

Wyrażenie na A da się w sposób rachunkowy przeobrazić tak, że prawa strona ostatniego równania posiadać będzie trzy składniki, co spowodowane jest sposobem określenia procentu zastępczego przekroju uzwojenia. Składnik A_r będzie przytem bez współczynnika. Jest jednak zasadnicza różnica między wyrażeniem trójczłonowym z określonym raz na zawsze współczynnikiem przy A_r , a wzorem trójczłonowym, który przy A_r nie posiada żadnego współczynnika. W ostatnim przypadku nie ma przedewszystkiem rachunkowego „polepszenia“ betonu rdzenia. Pozatem człon trzeci nie oznacza przekroju uzwojenia, dodanego do ciśnionego przekroju betonu i wkładek podłużnych, ale, z powodu współczynnika, zależnego od zmienności procentu uzwojenia, podobnie jak w przypadku wzoru dwuczłonowego, określa pośredni wpływ uzwojenia na zwiększenie udźwigu rdzenia. — Stwierdza to w analogicznym przypadku np. Mörsch, motywując swój wzór w dziele „Der Eisenbetonbau“ I, 1, wyd. 5 z r. 1920, str. 165, gdzie czytamy: „Da die Spiraleisen an der Lastaufnahme nicht unmittelbar teilnehmen, sondern dadurch, dass sie den Widerstand des umschnürten Betonkerns über dessen Eigenfestigkeit hinaus erhöhen, so sind sie in Form einer Mehrung der Betonfläche... in die Formel eingeführt“.

Jest rzeczą oczywistą, że pośredni wpływ działania uzwojenia występuje wyraźniej we wzorze dwuczłonowym.

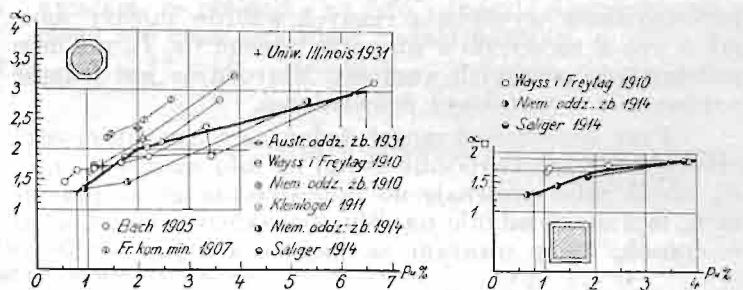
Wyrażenie na A w postaci wzoru trójczłonowego, w którym wszystkie składniki posiadają współczynniki (obojętne w jaki sposób ustalone), nie tłumaczy, jak wynika z podanego przedstawienia, działania prętów uzwojonych w sposób właściwy, ale daje tylko wyrażenie rachunkowe bez charakterystyki udźwigu.

Jeżeli idzie o wyznaczenie ciśnienia betonu σ_b , przy przy obciążeniu osiowym N , to:

$$\sigma_b = \frac{N}{\alpha A_r + 15 A_z}.$$

Przy znanych N , A_r , A_z , σ_b (σ_b oznaczyć można z równoczesnych doświadczeń ze słupkami bez wkładek) i przy znanym przekroju i kroku uzwojenia, dadzą się obliczyć z doświadczeń współczynniki α (rys. 2) w zależności od procentu uzwojenia p_u . Do określenia zmienności współczynnika α miarodajne są jedynie wyniki doświadczeń. To też przy przyjęciu określenia zmienności trzeba było się do nich dostosować. Uczyniłem to w sposób możliwie najprostszy, przyjmując prostą załamaną przy $p_u = 2\%$, gdzie występuje stosunkowo największe

zagęszczenie wartości α . Punkt dla $p_u = 2\%$ był punktem ustalonym największą ilością występujących w pobliżu wyników doświadczalnych. Wychodzące z tego punktu proste dają prawdopodobny przebieg zmienności współczynników. Dla niskiego procentu uzwojenia wskazane było ustalenie współczynników α raczej dla doświadczeń nieco późniejszych. Słabe uzwojenie (jak pociągają doświadczenia, przytoczone i później np. w dziele Mörscha w tomie I, 1, z r. 1920 na str. 206, rys. 158) nie jest w stanie nie tylko należycie zwiększyć udźwigu rdzenia, ale nie może nawet zabezpieczyć wkładek podłużnych przed wyobczeniem. Stąd wskazana jest ostrożność przy ustalaniu współczynników α dla niskiego p_u . Podobnie z powodu małej ilości doświadczeń dla $p_u > 4\%$ należało dostosować się do wartości doświadczalnych najniższych. W ten sposób powstał załom przy $p_u = 2\%$. Można by było przyjąć dla określenia współczynników α np. pewną krzywą; nie zmieniłoby to jednak ujęcia zagadnienia ani nie zwiększyłoby dokładności współczynników.



Rys. 2.

Oznaczone z dotychczasowych doświadczeń współczynniki α dają, w zastosowaniu praktycznym, właściwe określenie przekroju sprowadzonego, gdy wytrzymałość kostkowa nie przekracza 250 kg/cm^2 i gdy nadto granica plastyczności uzwojenia nie jest wyższa od 3000 kg/cm^2 , a procent uzwojenia zmienia się w granicach $p_u = 1,5$ do 4% .

Przytoczony tu wzór na przekrój sprowadzony w formie $A = \alpha A_r + 15 A_z$ ogłosiłem w *Czasopiśmie Technicznym* 1919 r. w publikacji p. t. „Wpływ kształtu przekroju na wytrzymałość słupów z betonu owijanego“, a rok przedtem t. j. w r. 1918 w artykule wspólnym z prof. Thulliem w *czasopiśmie Beton u. Eisen* p. t. „Berechnung der umschnürten Eisenbetonsäulen“.

Wzór co do ogólnej budowy ponownie tu umotywowany, ogłoszony przed laty czternastu, nie spowodował nigdy zarzutów rzeczowych, a niekiedy znajdował przychylną wzmiankę. I tak np. w wydaniu 11-tem podręcznika Kerstena: „Der Eisenbetonbau“, I, z r. 1920, na str. 330 można znaleźć w nawiązaniu do wspomnianego artykułu w *Beton u. Eisen*, następujące zdania:

„...eine neue Formel... die mit den Ergebnissen ihrer Auswertung besser als alle bisher vorgeschlagenen Formeln übereinstimmt. Die Formel lautet

$$\sigma_b = \frac{P}{\alpha F_k + 15 F_e}.$$

A na tej samej stronie nieco niżej czytamy: „Es ist nicht ausgeschlossen, dass diese Ergebnisse auf die Gestaltung der amtlichen Bestimmungen Einfluss erlangen“.

Forma wzoru na przekrój zastępczy w postaci wyrażenia dwuczłonowego została nadto umotywowana ostatnio na podstawie ścisłej teorii sprężystości w studjum, ogłoszonym jako zeszyt 40 „Forscherarbeiten auf dem Gebiete des Eisenbetons“, Berlin 1933. (Por. także artykuł w drugim numerze *Cz. T. b. r.* str. 28).

W ostatnim numerze *Czasopisma Technicznego* u. r. pojawił się artykuł p. t. „W sprawie wzoru dla słupów uzwojonych w przepisach polskich“, a w numerze trzecim z r. b. artykuł p. t. „W sprawie wzoru przepisów polskich dla słupów uzwojonych“. Autor tych artykułów dopiero po czterech latach nabrał przekonania, że przyjęty swego czasu przeze mnie wzór nie jest niczem lepszym od innych wzorów. Coprawda da się to chyba wytłumaczyć tylko tem, że, mając do mnie nieuzasadnione pretensje natury osobistej, pragnie się zemścić zapomocą różnego rodzaju swoistych krytyk, jakkolwiek sam wogóle nic podobnego nie napisał.

Artykuły we wspomnianych numerach *Czasopisma Technicznego* zawierają wprawdzie pewną ilość docinków, frazesów, posądzenie mnie o chwalenie się, a nawet o ataki na dorobek nauki, — ale rzeczowych zarzutów nie można się doszukać. Na nieporozumieniu i niezrozumieniu polega bowiem twierdzenie o pomienianiu współczynników i obliczaniu średnich wartości. Powyżej podałem, a właściwie powtórzyłem, umotywowanie przyjęcia prostej łamanej dla skreślenia współczynników α . Również porównywanie wyników z różnych wzorów między sobą, jak w rys. 2 na str. 36 w numerze trzecim *Cz. T.*, nie daje podstawy do oceny ich wartości. Miarodajne jest jedynie porównanie z wynikami doświadczeń.

Przy sposobności muszę dodać, że celem niniejszego artykułu nie jest zwrócenie uwagi na mój wzór w tej myśli, abym miał pretensję do umieszczenia go w przepisach, lecz mam jedynie na celu charakterystykę udźwigu w sposób, który uważam za najstosowniejszy.

I jeszcze słów parę w sprawie wzoru $A = 1,3 A_r + 15 A_z + 30 A_u$. Wzór ten był swego czasu przyjęty przeze mnie w pracy doktorskiej, czego dowodem jest treść oceny pracy, która znajduje się w aktach Rektora Politechniki Lwowskiej pod l. 75 z dnia 1 lipca 1916. Odpisu oceny nie mogę tu podać ze względu na poufność aktu.

Pośrednie stwierdzenie mego autorstwa wzoru $A = 1,3 A_r + 15 A_z + 30 A_u$ znaleźć też można w artykule ogłoszonym w *Przeglądzie Technicznym* z r. 1920 na str. 194 p. t. „Polskie przepisy budowy i utrzymania mostów drogowych“, gdzie czytamy: „Wzór na obliczenie słupów uzwojonych, o rdzeniu kołowym, jest także nowy, oparty na najnowszych badaniach. Przepisy, w przeciwieństwie do niemieckich, dopuszczają też rdzeń prostokątny, lecz stosują inny wzór Dra Kuryłły“.

Z włączenia wyrazu „inny“ wynika stwierdzenie, że i wzór dla przekrojów kołowych pochodził ode mnie. Dziś oczywiście wzór ten jest anachronizmem. Powyższe szczegóły przytaczam jedynie tylko w tym celu, aby udowodnić, że wyjaśnienia, które podałem w ostatnim numerze *Cz. T.* u. r., były prawdziwe.

Wzoru, przytoczonego ostatnio, nie opublikowałem osobno drukiem, ponieważ w międzyczasie ustaliłem racjonalniejszy wzór dwuczłonowy w postaci $A = \alpha A_r + n A_z$, który z moją pracą doktorską nie miał nic wspólnego.

Z uwag, zestawionych w niniejszym artykule, wynika właściwe oświetlenie intencji i argumentów, zawartych w artykułach, dotyczących obliczania słupów uzwojonych, a opublikowanych na łamach *Czasopisma Technicznego* w numerze ostatnim u. r. i w numerze trzecim z r. b.

W tej samej sprawie otrzymujemy następujące pismo:

Ostra odpowiedź P. Prof. Stella-Sawickiego w Nrze 3-im *Czasopisma Technicznego*, na moje uwagi, dotyczące się wzoru obliczeniowego przepisów polskich dla słupów uzwojonych, zmusza mnie ponownie umieścić w tej kwestji kilka słów, chociaż uważam, że czytelnikom, orjentującym się w problemie słabość wywodów Prof. St.-Sawickiego jest i tak zupełnie jasna.

Przed zajęciem się argumentami rzeczowymi, chciałbym odpowiedzieć na zdziwienie, p. Prof. St.-Sawickiego wywołane faktem, że „pisząc artykuł polemiczny, nie znam odnośnej literatury“. Pracując od szeregu lat zagranicą, nie mam, niestety, możliwości stałego zajmowania się literaturą polską, zagranicą mało dostępną. Przyznam się, że z artykułem Prof. St.-Sawickiego w Nrze 24 *Czasopisma Technicznego* 1932, zapoznałem się także tylko dzięki przypadkowi. Mam jednak prawo stwierdzić, że moje znajomości literatury i (co jest daleko ważniejsze) doświadczenie są w zupełności wystarczającymi, by dokładnie ocenić wzór p. Prof. Kuryłły i wywody p. Prof. St.-Sawickiego, tembardziej, że nawet obszerna znajomość odnośnej literatury nie daje gwarancji zasadniczego zrozumienia problemu.

Wywody w art. Prof. St.-Sawickiego wskazują najjaśniej, że nie zdaje sobie On sprawy z tego, co właśnie we wzorze przepisów polskich zasadniczo zwalczam. — A więc w pierwszym rzędzie nie jego trójczłonowość, gdyż z chwilą, gdy istnieje możliwość przekształcenia wzoru dwuczłonowego w trójczłonowy, — a ta możliwość istnieje, jak stwierdziłem w pewnych, od wielkości uzwojenia zawisłych granicach przebiegu niszczenia — kwestja ta przestaje być interesującą, ponieważ jest praktycznie obojętną, czy wzór pisany będzie w formie:

$$A = A_r \left(\alpha + \gamma \frac{A_u}{A_r} \right) + \beta A_z \quad \text{czy} \quad A = \alpha \cdot A_r + \beta \cdot A_z + \gamma \cdot A_u.$$

Teoretyczny błąd tej drugiej formy polega jednak na tem, że nośność uzwojenia $\sigma_b \cdot \gamma \cdot A_u$ przedstawiona jest jako bezpośrednia, podczas gdy w rzeczywistości uzwojenie samo nie jest „nośnem“, zwiększa bowiem tylko wytrzymałość betonu, działanie jego zatem powinno być ujęte w formie $\alpha(A_u) \cdot A_r$. W tej formie wzór nie jest więcej zależnym od przebiegu niszczenia a może być zastosowany, — przy odpowiednim doborze współczynników — od najmniejszego do największego uzwojenia. — Z braku miejsca twierdzenia tego udowodnić nie mogę i zmuszony jestem powołać się znowu „na mój własny autorytet“, t. zn. na moją już kilkakrotnie cytowaną książkę, w której dowód ten podaję. Chodzi w tym wypadku li tylko o współczynnik α w wzorze Prof. Thulliego, który jest wyrazem „polepszenia“ betonu. P. Prof. St.-Sawicki miesza niestety ze sobą to rzekome „polepszenie“ betonu samego, które ma być zależne tylko od istnienia uzwojenia ze zwiększeniem wytrzymałości, zależnem od wielkości uzwojenia. Zwiększenie to chyba nie ma nic wspólnego z „polepszeniem betonu“ samego, które kwestjonuję. Twierdziłem i twierdzę, że należy przyjąć $\alpha = 1$. Aby nie cytować zawsze siebie samego, pozwolę sobie cytować krytykę wzoru Considéra, który będąc źródłem wszystkich wzorów przyjmujących $\alpha > 1$ przewiduje $\alpha = 1,5$. Krytyka ta znajduje się u Mörscha (*Der Eisenbetonbau I, 1, Hälfte, str. 215, Stuttgart 1920*): „Im übrigen sei bemerkt, dass die Considéresche Formel den tatsächlichen Verhältnissen nicht entspricht, wenn sie die Bruchfestigkeit (jaśniej by było: „Eigenfestigkeit“) des Betonkerns durch die Umschnürung auf das 1,5-fache erhöht annimmt“. Traktując sprawę pod tym kątem widzenia, przeciwstawienie autorów wyglądałoby następująco:

za $\alpha = 1$: Emperger, Saliger, Mörsch, Probst, przepisy niemieckie, francuskie, szwajcarskie, Freudenthal i wielu innych,

za $\alpha > 1$: Prof. Thullie, przepisy polskie i czeskie.

Może P. Prof. St.-Sawicki teraz zrozumie o co chodzi i nie będzie dalej mieszał ze sobą dwu zupełnie odrębnych spraw.

Na podstawie bardzo „poglądowego“ przykładu P. Prof. St.-Sawicki dalej stwierdza, że jestem zdania „że uzwojenie zmniejsza udźwig słupa“. Z takimi argumentami trudno polemizować. Czy Prof. St.-Sawicki nie może sobie przedstawić, że przy tak małym uzwojeniu, jakie przyjmuje w przykładzie (0,83%) traci się przy obliczaniu jako słup uzwojony więcej z tego powodu, że wolno tylko uwzględnić powierzchnię jądra A_r zamiast A_b niż się zyskuje działaniem uzwojenia, a więc:

$$\sigma_b(A_b - A_r) > \sigma_b \cdot \gamma \cdot A_r.$$

Cel „nonsensu“ wynikające z wzoru Prof. Kuryłły, jest samoczynne ograniczenie używania zbyt małych uzwojeń.

Z rzekomym twierdzeniem Prof. Kuryłły, że „uzwojenie ponad 2% nie wpływa wogóle na powiększenie wytrzymałości słupów“ nigdy się nie identyfikowałem, tem bardziej, że Prof. Kuryłło od tego twierdzenia dziś jest bardzo daleko, jak wskazuje rys. 2 w artykule Prof. St.-Sawickiego.

Szczytem naiwności jest jednak wywód P. Prof. Sawickiego, że „tysiące tych słupów jakie wykonano na jego (Mörscha) rachunek, licząc je wzorem jako obowiązującym w Niemczech, stoi i kpi sobie z najnowszych teorii...“. Chyba Prof. St.-Sawicki nie zapomniał, że przy obliczaniu konstrukcji wymagane jest bezpieczeństwo 3—5 krotnie, i nie zechce z faktu, że słupy, obliczone tym czy owym wzorem stoją, wnioskować, który z wzorów jest „dosto-

sowany do tego, co życie i praktyka wskazuje“. Z powodu podobnych wywodów polemika niestety traci bardzo na poziomie.

Prof. St.-Sawicki myli się także co do mego pojęcia załomu linii współczynnika α w wzorze Prof. Kuryłły. Linja ta nie jest niczem innym, jak charakterystyką przebiegu niszczenia słupów uzwojonych, przedstawioną jako funkcja procentu uzwojenia. Gdyby Prof. St.-Sawicki uważniej czytał mój artykuł, spostrzegłby, że o „fazie zgniatania“, którą wykazały doświadczenia amerykańskie (Richart, Brandzaeg i Brown), nigdy nie wspomniałem. Faza ta jest fazą czasową, t. zn. częścią przebiegu deformacji jednego słupa, podczas gdy funkcja α we wzorze Prof. Kuryłły i w badaniach moich jest funkcją wielkości uzwojenia. Załom na podstawie badań empirycznych, jest uzasadniony, co udowodniłem dokładnie w mej książce.

Zaznaczam jeszcze, że tylko ostrość ataku Prof. St.-Sawickiego zmusiła mnie do odpowiedzi, nie mam jednak zamiaru prowadzenia dalszej polemiki, ponieważ uważam, że polemika na tym poziomie dla problemu samego nie może przynieść żadnej korzyści.

Dr Inż. Alfred Freudenthal.

Na tem polemikę w powyższej sprawie uważamy za ukończoną.
Redakcja.

Tullio Levi-Civita

Prof. Mechaniki Teoretycznej na Uniwersytecie w Rzymie.

O strugach cieczy.

(Tłumaczył z włoskiego i przypiski dodał: K. F. Vetulani).

(Dokończenie).

Na podstawie otrzymanych rezultatów można okazać, że w przypadku strug wyciskanych (34 a) rozwiązania otrzymane posiadają poniżej wyszczególnione właściwości spostrzegalne.

Rozwiązanie regularne R:

R a) przekrój strugi ustawicznie się zwęża w sposób ciągły w kierunku ruchu,

R b) chyżość przytem stale wzrasta, a

R c) ciśnienie ustawicznie spada w sposób ciągły ($\frac{dp}{ds} < 0$).

R d) Struga osiąga istotnie najwyższy poziom z^* i posiada tam wierzchołek o stycznej poziomej, następnie opada, w sposób ciągły. Bliższe zbadanie lewej strony równania różniczkowego (17.8) to jest funkcji u (18) w zależności od rzędnej z a więc $u(z)$ okazuje, że krzywa wytyczna strugi nie jest tu symetryczna względem pionu przez wierzchołek i posiada zupełnie wyraźne właściwości przewidziane przez prof. T. Levi-Civita'ę, a spostrzeżone przez prof. Ugołini'ego. (Porówn. nast. ustępy: 5 i 6).

Rozwiązanie krytyczne C:

C a) przekrój strugi ustawicznie się zwęża w kierunku ruchu aż do osiągnięcia najwyższego poziomu z^* przyczem

C b) chyżość stale wzrasta, a

C c) ciśnienie ustawicznie maleje w sposób ciągły ($p \rightarrow p^*$, $o > \frac{dp}{ds} \rightarrow -\infty$).

C d) Struga osiąga istotnie najwyższy poziom z^* ze styczną stromszą od poziomej ($\varphi' > 0$) i na tym poziomie się rozpryskuje. (Porówn. koniec ustępu 3 oraz powyżej przy 27.1). Charakter geometryczny wznoszącej

się wytycznej jest taki odpowiedniej części rozwiązania regularnego (P. ustęp 5 dalej).

Rozwiązanie subkrytyczne S:

S a) w sposób fizycznie ciągły (pod 27.3 a) (32) przekrój strugi zwęża się aż do poziomu wierzchołka ($\tilde{z} < z^*$) leżącego poniżej najwyższego poziomu z^* ; we wierzchołku z osiąga przekrój strugi wartość najmniejszą a potem się z powrotem rozszerza,

S b) chyżość przytem rośnie aż do maximum (przy \tilde{z}) a potem tak samo opada,

S c) ciśnienie maleje do minimum we wierzchołku (\tilde{z}) a potem w dalszym ciągu znowu rośnie.

S d) Struga przebiega przez wierzchołek ($\tilde{z} < z^*$) w sposób fizycznie ciągły ze styczną poziomą, jej krzywa wytyczna (ciągła) jest symetryczna względem pionu przez ten wierzchołek i zarówno część wznosząca się jak i część opadająca posiadają geometryczny charakter gałęzi wznoszącej się rozwiązania regularnego dla strug wyciskanych (t. j. charakter hyperboliczny p. ustęp 5).

Dla strug pionowych otrzymujemy z (33)

$$(27.4) \quad A = 0,$$

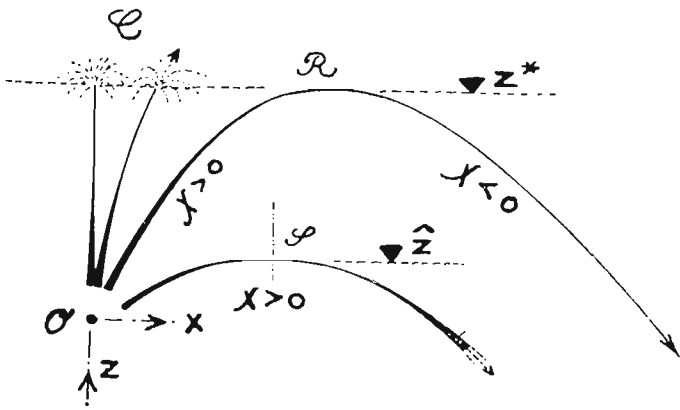
a na tej podstawie z (23)

$$(35) \quad x = x_0,$$

czyli struga pionowo wystrzyknięta przebiega pionowo; jeżeli jest to wznosząca się struga, to dochodzi do najwyższego poziomu z^* ; ponieważ mamy wtedy $(\rho \times \tilde{\theta}) = -g$, gdy struga się wznosi, więc ten ostatni przypadek należy do kategorii rozwiązania krytycznego: struga pionowo w górę wystrzyknięta musi się — zgodnie z otrzymanymi wynikami — rozprysnąć, osiągnąwszy najwyższy poziom z^* .

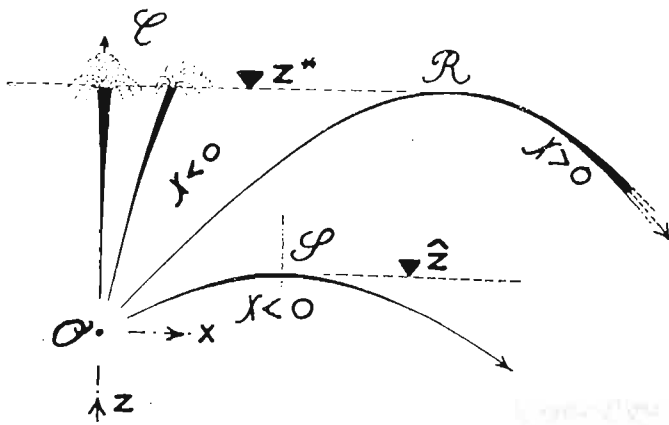
Opisane powyżej zachowanie się strug wyciska-

nych wznoszących się przy otworze wypływowym (O) przedstawia rys. 2.



Rys. 2.

Jeżeli chodzi o strugi wypędzane (34b) to załączony rys. 3 wskazuje dostatecznie jak należy zmienić powyżej podane streszczenie opisowe.



Rys. 3.

Co się tyczy wreszcie strug wytryskanych pochyło w dół, to przypadki kategorii R i S są przedstawione przez opadające gałęzie na rys. 2 i rys. 3. Brak tylko odpowiednika dla kategorii C; aby to uzupełnić, wystarczy zaznaczyć, że o ile w otworze wypływowym panują stosunki ciśnienia i chyżości odpowiadające poziomowi z^* to wówczas ponieważ $\cos \varphi_0 < 1$ równanie (33) daje na stałą A wartość

$$(36) \quad A_c = A^* \cos \varphi_0 < A^*, \quad -\frac{\pi}{2} < \varphi_0 < 0.$$

Rezultaty naszej analizy zmuszają wówczas do następującej interpretacji (tego co się nazywa w matematyce punktem rozgałęzienia): struga albo się rozprysnie przy samym otworze wypływowym albo też przybierze któryś z dwu możliwych kształtów opadających a mianowicie o charakterze parabolicznym, (gdy χ zmniejszać się zacznie od zera począwszy) lub hyperbolicznym (gdy χ zacznie wzrastać od zera). (Przenosząc przypadki C z rys. 2 na rys. 3 i rysując ich symetryczne względem pionu przez R obrazy, i odwrotnie z rys. 3 na rys. 2, otrzymamy postacie tych dwu „możliwych analitycznie” kształtów).

5. Analiza zasadniczego rozwiązania problemu i główne cechy charakterystyczne odnośnej krzywej wytycznej dla strugi.

Przedewszystkiem przypomnimy równania (16), (13a), (18) i napiszemy je tutaj jeszcze raz wyraźnie uwzględniając podstawienie (11.1) w postaci odpowiedniej dla dalszego toku oznaczając dla odróżnienia znacznikiem „b”:

$$(16, b) \quad \chi(p) = \frac{1+\varepsilon}{\mu} p - \varepsilon \frac{\omega_0^2}{\gamma^2} \frac{1}{p^{2\varepsilon}},$$

$$gz = gH - \frac{1+\varepsilon}{\mu} p - \frac{1}{2} \frac{\omega_0^2}{\gamma^2} \frac{1}{p^{2\varepsilon}} \quad (13, b)$$

$$(18, b) \quad u(p) = \frac{p}{\mu} + \frac{\omega_0^2}{\gamma^2} \frac{1}{p^{2\varepsilon}}.$$

Następnie powtarzamy, że badania nasze ograniczamy do dziedziny $\{ \Gamma \}$:

$$(15) \quad 0 < \varepsilon < +\infty, \quad (15, b) \quad 0 < p < +\infty$$

i odpowiednio do tego p^* posiada wartość skończoną i oznaczoną zawartą w $\{ \Gamma \}$ (t. j. dodatnią).

Wreszcie przyjmujemy — skutkiem tego — za jednostkę długości „wysokość ciśnienia krytycznego” to jest długość e określoną równaniem:

$$(37) \quad e \equiv \frac{p^*}{\mu g}.$$

Równanie (25) wyznacza wartość p^* w postaci:

$$(38) \quad p^{*2\varepsilon+1} = \frac{\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{\mu \omega_0^2}{\gamma^2}.$$

Stała γ jest wyznaczona przez wartości początkowe zapomocą związku (8) w postaci:

$$(39) \quad \gamma = \frac{\sigma_0}{p_0^\varepsilon}.$$

Na skutek tego jednostka długości e da się wyrazić przez wartości początkowe (przy danem ε) równaniem:

$$(37.1) \quad e^{2\varepsilon+1} = \frac{\varepsilon}{1+\varepsilon} \left(\frac{p_0}{\mu g} \right)^{2\varepsilon} \frac{\omega_0^2}{g \sigma_0^2}.$$

Wprowadzając jednostkę e zastąpimy nasze zmienne (p, \dots) posiadające różne wymiary zmiennymi stosunkowymi bezwymiarowymi t. j. posiadającymi charakter liczb rzeczywistych. Przez to przedsięwzięte obecnie badania dają się wygodnie wykonać i uchwytne przedstawić, przyczem odsłania się znaczenie wykładnika ε jako grającego wybitną rolę.

Jeżeli t oznacza — jak na początku — czas, to nowe zmienne stosunkowe odpowiednie (ψ, \dots, τ) dają się określić równościami:

$$(40.1..5) \quad \mu g e \psi = p, \quad v \sqrt{2g} e = w, \quad e \xi = x, \\ e \zeta = z, \quad \tau \sqrt{e} = t \sqrt{2g}.$$

Skutkiem tego funkcje liczbowe (bezwymiarowe) t. j. (κ, η) wchodzące teraz odpowiednio w miejsce (χ, u) dają się określić równościami:

$$e g \kappa = \chi, \quad e g \eta = u \quad (40.6, 7),$$

tak, że otrzymujemy:

$$(40.8.., 11) \quad \begin{cases} \kappa = (1+\varepsilon) \left(\psi - \frac{1}{\psi^{2\varepsilon}} \right), & \eta = \psi + \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} \frac{1}{\psi^{2\varepsilon}}, \\ \zeta = \Theta - (1+\varepsilon) \left(\psi + \frac{1}{2\varepsilon} \frac{1}{\psi^{2\varepsilon}} \right), \end{cases} \\ \text{gdzie } e \Theta = H.$$

Wartością zmiennej ψ równą ψ^* , a odpowiadającą teraz wartości p równej p^* jest widocznie:

$$(41) \quad \psi^* = +1;$$

dla tej wartości wypada:

$$\kappa^* = 0, \quad \eta^* = \frac{1+2\varepsilon}{\varepsilon},$$

$$\zeta^* = \Theta - \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} (1+2\varepsilon) \quad (41.1..3)$$

Określając następnie liczby stałe (ξ_0, ζ_0, a^*) równościami:

$$e \xi_0 = x_0, \quad e \zeta_0 = z_0, \quad \mu^\varepsilon g^{\varepsilon+1} e^{\varepsilon+1} a^* = A^*, \quad (41.4..6)$$

otrzymuje się:

$$(42) \quad \alpha^* = \psi^* \varepsilon \eta^* = \frac{1+2\varepsilon}{\varepsilon}.$$

Używając (26·2) jeszcze skrótu:

$$(41·7, 8) \quad \psi^* \eta = \lambda, \quad \frac{d^2 \lambda}{d\psi^2} = \frac{\varepsilon(\varepsilon+1)}{\psi^2} \lambda$$

jesteśmy w stanie wzory całkowe (21), (23), (13 b) — dla rozwiązania regularnego (R) zastąpić odpowiedniami:

$$(22, R): \quad \cos \varphi = \frac{1+2\varepsilon}{\varepsilon \cdot \lambda},$$

$$(23, R): \quad \xi = \xi_0 - \int_{\psi_0}^{\psi} \frac{(1+2\varepsilon) \kappa}{\sqrt{\varepsilon^2 \lambda^2 - (1+2\varepsilon)^2}} \cdot \frac{d\psi}{\psi}$$

$$(13, R): \quad \zeta = \zeta_0 - \int_{\psi_0}^{\psi} \kappa \frac{d\psi}{\psi},$$

i można ψ_0 tak obrąć, by było: $\zeta_0 = \Theta$.

Określamy teraz „funkcję strugi” $\Gamma(\psi, \varepsilon)$ w następujący sposób: po pierwsze:

$$(43) \quad \Gamma(\psi, \varepsilon) = \int_1^{\psi} \frac{(1+2\varepsilon) \kappa}{\sqrt{\varepsilon^2 \lambda^2 - (1+2\varepsilon)^2}} \cdot \frac{d\psi}{\psi},$$

po drugie:

$$(43a) \quad \begin{cases} \text{dla } \psi > 1 \text{ więc } \kappa > 0, & \text{należy brać } \sqrt{\varepsilon^2 \lambda^2 - (1+2\varepsilon)^2} > 0 \\ \text{dla } \psi < 1 \text{ więc } \kappa < 0, & \text{ } \end{cases} < 0$$

a więc:

$$(43·1) \quad \text{dla } \psi > 1 \text{ wypadnie tedy z (43) } \Gamma > 0,$$

natomiast z powodu ujemnego kierunku całkowania będzie:

$$(43·2) \quad \text{dla } \psi < 1 : \Gamma < 0,$$

oraz widocznie:

$$(43·3) \quad \Gamma(1, \varepsilon) = 0.$$

Dla strugi rozwiązania regularnego przechodzącej w kierunku dodatniej osi x przez wierzchołek mamy, o ile to jest struga normalna czyli wyciskana (34, a), we wzorze (23 R):

$$\psi_0 > 1 \quad (23·1) \text{ dla (34 a).}$$

Ponieważ w tych warunkach:

$$\int_{\psi_0}^{\psi} = \int_{\psi_0}^1 + \int_1^{\psi} = \int_1^{\psi} - \int_1^{\psi_0},$$

więc odcięta ξ krzywej wytycznej strugi w miejscu dowolnym określonym jednoznacznie przez ψ [(vide Rc) ust. 4] jest zupełnie określona przez wzór:

$$(44) \quad \xi - \xi_0 = \Gamma(\psi_0, \varepsilon) - \Gamma(\psi, \varepsilon),$$

o ile mamy obliczone wartości funkcji strugi.

Z (44) otrzymuje się uwzględniając (43·3):

$$(45) \quad \xi^* - \xi_0 = \Gamma(\psi_0, \varepsilon).$$

Według (28), (30), (43·1), (43·2) mamy (przy użyciu obecnych zmiennych):

$$(46) \quad \Gamma'(1, \varepsilon) \equiv \left(\frac{d\Gamma}{d\psi} \right)_{\psi=1} = + (1+2\varepsilon) \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}},$$

a stąd dalej uwzględniając (43), (43·1, 2) ogólnie:

$$(43·4) \quad \frac{d\Gamma}{d\psi} > 0, \quad \text{w } \{I\},$$

a więc funkcja Γ strugi (ciągła) jest monotonicznie rosnącą funkcją zmiennej (parametru) ψ .

Aby umożliwić wglądnięcie analityczne w stosunki panujące w strudze w jej „najdelikatniejszej” partji w pobliżu wierzchołka właśnie, a także ze względu na inne nasuwające się aluzje ²⁰⁾ rozwinąłem funkcję

²⁰⁾ Mam tu na myśli kształty łuków, jakie wskazuje „łuk wodny” φ na rys. 2 dla łuków bezprzegubowych (hyperboliczne), „odwrotny łuk wodny” φ na rys. 3. dla łuków dwuprzegubowych

strugi według potęg: $(\psi-1)$ na szereg, którego 5 pierwszych wyrazów (nie licząc w tem wyrazu wolnego równego zera według 43·3) otrzymałem na drodze, którą poniżej zaznaczam, aby umożliwić kontrolę tego nie-trudnego choć trochę mozolnego rachunku.

W szczególności będzie można taką kontrolę przeprowadzić przez porównanie z wynikiem metody graficznej opisaną w następnym ustępie (6).

Otrzymany szereg jest:

$$(47) \quad \Gamma(\psi, \varepsilon) = \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}} \cdot (1+2\varepsilon) (\psi-1) \left\{ 1 - (\varepsilon + \frac{2}{3}) \frac{\psi-1}{2!} + \right. \\ + (\varepsilon^2 + \frac{7}{3}\varepsilon + \frac{7}{6}) \frac{(\psi-1)^2}{3!} - (\varepsilon^3 + \frac{7}{15}\varepsilon^2 + \frac{23}{30}\varepsilon + \frac{14}{45}) \frac{(\psi-1)^3}{4!} + \\ \left. + (\varepsilon^4 + \frac{14}{15}\varepsilon^3 + \frac{43}{15}\varepsilon^2 + \frac{149}{45}\varepsilon + \frac{133}{108}) \frac{(\psi-1)^4}{5!} - \dots \right\}.$$

Szereg ten wskazuje, że funkcja: $\left\{ \sqrt{\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}} \cdot \Gamma(\psi, \varepsilon) \right\}$ posiada w tej okolicy rozwinięcia podobne jak niektóre funkcje eliptyczne zmiennej ψ modułu ε^2).

Szereg ten otrzymałem następującą drogą: Funkcję pod całką (23 R) to jest $\frac{d\Gamma}{d\psi}$ wyraziłem w postaci:

$$(48) \quad \frac{d\Gamma}{d\psi} = \frac{L}{\sqrt{M}} \cdot (1+2\varepsilon)(1+\varepsilon),$$

$$\text{gdzie: } L = 1 - \frac{1}{\psi^{2\varepsilon+1}}, \quad (48·1); \quad M = \varepsilon^2 \lambda^2 - (1+2\varepsilon)^2, \quad (48·2).$$

Rozwinąłem L i M na szeregi potęgowe według schematu:

$$(48a) \quad \left\{ \begin{array}{l} L = (1+2\varepsilon)(\psi-1) \{ 1 + R_1 \}, \text{ gdzie:} \\ R_1 = -\frac{(2\varepsilon+2)}{2}(\psi-1) + \frac{(2\varepsilon+2)(2\varepsilon+3)}{2 \cdot 3}(\psi-1)^2 - \\ \quad - \frac{(2\varepsilon+2)(2\varepsilon+3)(2\varepsilon+4)}{2 \cdot 3 \cdot 4}(\psi-1)^3 + \dots \text{ itd.} \\ M = \varepsilon(\varepsilon+1)(2\varepsilon+1)^2(\psi-1)^2 \{ 1 + R_2 \}, \text{ gdzie:} \\ R_2 = -\frac{2}{3}(\psi-1) + \frac{2}{3 \cdot 4}(2\varepsilon^2+2\varepsilon+3)(\psi-1)^2 - \\ \quad - \frac{4}{3 \cdot 4 \cdot 5}(7\varepsilon^2+7\varepsilon+6)(\psi-1)^3 + \frac{4}{3 \cdot 4 \cdot 5 \cdot 6}(4\varepsilon^4 + \\ \quad + 8\varepsilon^3+51\varepsilon^2+47\varepsilon+30)(\psi-1)^4 - \dots \end{array} \right.$$

i otrzymałem:

$$(48·3) \quad \frac{d\Gamma}{d\psi} = \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}} \cdot (1+2\varepsilon)(1+R_1) \{ 1 + R_2 \}^{-\frac{1}{2}}$$

a rozwinąwszy wyrażenie $\{ \dots \}^{-\frac{1}{2}}$ i wykonawszy mnożenia prawej strony (48·3) dostałem szereg, który po scałkowaniu daje prawą stronę (47). Zakres zbieżności: $|\psi-1|$ tego szeregu (47) w kierunku: $1 > \psi \rightarrow 0$ na pewno nie osiąga liczby +1, gdyż można wykazać, że dla ψ zmierzającego do zera ujemna wartość funkcji strugi (a zatem i odcięta ξ) (44) rośnie nieograniczenie. Natomiast można wykazać, że dla rosnącego nieogra-

wych (paraboliczne), wreszcie łuk rozwiązania regularnego R na rys. 3. dla łuków jednoprzegubowych z przegubem w punkcie O (np. na filarze środkowym) (paraboliczno-hyperboliczne, — gdy przetem przekrój się zmienia odpowiednio do wykładnika ε . Do tych celów rozwinięcie (47) jest mniej przydatne, niż rozwinięcie wprost równania wytycznej strugi (70) tj. $\zeta(\xi)$, które dodatkowo (po wzorze 54) podaję. Dla celów hydraulicznych jest rozwinięcie (47) więcej interesujące; nie potrzeba tu chyba szczególnie podkreślać wybitnej roli, jaką posiada kształt strugi swobodnej dla określenia odpowiedniego profilu przewodu w groblach wysokich, gdyż sprawa ta jest obecnie w świecie hydraulicznym i naukowym bardzo aktualna (por. *Przegląd Techniczny* 1932, nr. 21—22, str. 243, rys. 19).

²¹⁾ E. Jahnke, F. Emde: „Funktionentafeln”. Teubner. Lipsk 1909. XI. 2. p. 46. Także dla ujemnych wartości ε jest badanie takiej funkcji matematycznie interesujące.

niczenie ψ funkcja strugi zmierza do oznaczonej granicy:

$$(49) \quad \lim_{\psi \rightarrow +\infty} \int (\psi, \varepsilon) = K(\varepsilon) = \int_1^{+\infty} \frac{d\Gamma}{d\psi} d\psi.$$

Co do pierwszej sprawy to jest, gdy $1 > \psi \rightarrow 0$ to pomijając drugi wyraz pod pierwiastkiem w mianowniku całki (23 R) otrzymujemy uwzględniając (43 a) po zwykłym wykonaniu działań, majoryzując podobnie dalej, nierówności:

$$\frac{d\Gamma}{d\psi} > \frac{1 - \psi^{2\varepsilon+1}}{\varepsilon \psi^{3\varepsilon+2} + (1+\varepsilon)\psi^{\varepsilon+1}} > \frac{1}{(1+\varepsilon)\psi^{\varepsilon+1}} \left(1 - \frac{1+2\varepsilon}{1+\varepsilon} \cdot \psi^{2\varepsilon+1}\right).$$

Obierzmy dostatecznie małe skończone ψ i dowolnie małe dodatnie δ ($0 < \delta < \psi$) to stąd:

$$\Gamma(\delta, \varepsilon) = \Gamma(\psi, \varepsilon) + \int_{\psi}^{\delta} \frac{d\Gamma}{d\psi} d\psi < \Gamma(\psi, \varepsilon) + \int_{\psi}^{\delta} \left[\frac{1}{(\varepsilon+1)\psi^{\varepsilon+1}} - \frac{1+2\varepsilon}{(1+\varepsilon)^2} \psi^{\varepsilon} \right] d\psi,$$

ale $\Gamma(\psi, \varepsilon) < 0$ w tych warunkach (43.2), a więc całkując mamy tem bardziej:

$$\Gamma(\delta, \varepsilon) < -\frac{1}{\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{1}{\delta^{\varepsilon}} + \frac{1}{\varepsilon(\varepsilon+1)\psi^{\varepsilon}} + \frac{(1+2\varepsilon)}{(1+\varepsilon)^3} \cdot \psi^{\varepsilon+1};$$

drugi i trzeci wyraz prawej strony ma dla każdego skończonego ψ wartość skończoną, podczas gdy pierwszy maleje nieograniczenie ($\rightarrow -\infty$) dla $\delta \rightarrow 0$, a więc:

$$(50.1, 2) \quad \Gamma(\delta, \varepsilon) \rightarrow -\infty \text{ oraz } \frac{d\Gamma}{d\psi} \rightarrow +\infty \text{ przy } \psi \rightarrow 0.$$

Z (13, R) (43) otrzymuje się łatwo podług schematu:

$$\frac{d\zeta}{d\xi} = \frac{d\zeta}{d\psi} : \frac{d\xi}{d\psi}$$

uwzględniając (43 a), że:

$$(51.1, 2) \quad \frac{d\zeta}{d\xi} > \rightarrow -\infty, \quad \frac{d\zeta}{-d\xi} < \rightarrow +\infty, \text{ przy } \psi \rightarrow 0 \text{ i } \psi \rightarrow +\infty$$

podczas gdy:

$$(51.3) \quad \zeta > \rightarrow -\infty \text{ zarówno dla } \psi \rightarrow +\infty \text{ jak } \psi \rightarrow 0$$

Relacja (50.1) łącznie z (44) daje:

$$(51.4) \quad \xi \rightarrow +\infty \text{ przy } \psi \rightarrow 0$$

Relacje (51.1), (51.3), (51.4) wskazują, że krzywa wytyczna strugi ma dla ($1 > \psi > 0$) charakter paraboliczny. Co więcej: im bardziej maleje ψ tem bardziej upodabnia się ona do zwykłej paraboli drugiego rzędu: pomińmy mianowicie dla dostatecznie małych δ dwa ostatnie człony prawej strony ostatniej nierówności — znikome wobec członu poprzedzającego i napiszmy zamiast znaku nierówności znak \sim asymptotycznej równości, to możemy napisać ψ zamiast δ , co po wstawieniu w (44) da nam podobnie:

$$\xi \sim \frac{1}{\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{1}{\psi^{\varepsilon}} \quad (\psi \rightarrow 0).$$

Równanie (40, 10) możemy asymptotycznie napisać:

$$\zeta \sim -\frac{(1+\varepsilon)}{2\varepsilon} \frac{1}{\psi^{2\varepsilon}} \quad (\psi \rightarrow 0).$$

Podnosząc pierwsze do kwadratu i dzieląc jedno przez drugie otrzymuje się równanie charakteryzujące asymptotyczny przebieg krzywej wytycznej w tym przypadku w postaci:

$$(52) \quad -\frac{2}{\varepsilon(\varepsilon+1)^3} \zeta \sim \xi^2, \quad (\psi \rightarrow 0, 51.3, 51.4),$$

a więc parabolę zwykłą, którą można jeszcze tak przesunąć (vide n. p. Wieleitner: „Algebraische Curven“, Samtg. Schubert), aby się stała ściśle „asymptotą krzywolinią“ (Newton) krzywej wytycznej dla tej części, gdzie mamy ($1 > \psi > 0$).

Odnosnie do drugiej sprawy: istnienia określonego $K(\varepsilon)$ w (49) to postępując podobnie jak poprzednio, ale majoryzując i minoryzując zarazem otrzymuje się dla każdego dostatecznie dużego ψ nierówności, które po przecałkowaniu dają:

$$\frac{(1+2\varepsilon)(1+\varepsilon)}{\varepsilon^2 \psi^{\varepsilon}} \left\{ 1 - \frac{1+2\varepsilon}{3\varepsilon+1} \cdot \frac{1}{\psi^{2\varepsilon+1}} \right\} < K(\varepsilon) - \Gamma(\psi, \varepsilon) < \frac{(1+2\varepsilon)(1+\varepsilon)}{\varepsilon^2 \psi^{\varepsilon}} \left\{ 1 - \frac{\varepsilon}{3\varepsilon+1} \cdot \frac{1}{\psi^{2\varepsilon+1}} + \frac{(1+2\varepsilon)^2}{2\varepsilon(3\varepsilon+2)} \cdot \frac{1}{\psi^{2\varepsilon+1}} \right\},$$

a przytem dostaje się:

$$\lim_{\psi \rightarrow +\infty} \frac{d\Gamma}{d\psi} = \lim_{\psi \rightarrow +\infty} \frac{(1+2\varepsilon)(1+\varepsilon)}{\varepsilon \psi^{\varepsilon+1}} = 0.$$

Stąd zaś wynika natychmiast, że istnieje określone $K(\varepsilon)$ skończone i że jest to największa wartość, jakiej funkcja strugi w $\{\Gamma\}$ dosięga (43.4). Mamy stąd przy pomocy (44), (45) odrazu:

$$(53) \quad \text{minimum } \xi \equiv \xi_{\Lambda} = \xi^* - K(\varepsilon),$$

a więc, z uwagi na (51.3), (51.2), krzywa wytyczna strugi posiada dla gałęzi, na której jest ($1 < \psi < +\infty$) asymptotę pionową o odciętej ξ_{Λ} , (53). Powiadamy, że

gałąź ta — wznosząca się dla strug wyciskanych (34 a) ma charakter hyperboliczny. Przy pomocy (44), (45), (53) otrzymujemy:

$$K(\varepsilon) - \Gamma(\psi, \varepsilon) = \xi - \xi_{\Lambda}$$

i podobnie jak wpraw możemy z ostatniej nierówności otrzymać asymptotycznie:

$$\xi - \xi_{\Lambda} \sim \frac{(1+2\varepsilon)(1+\varepsilon)}{\varepsilon^2 \psi^{\varepsilon}} \quad (\psi \rightarrow +\infty)$$

a z (40, 10) teraz:

$$-\zeta \sim (1+\varepsilon) \psi. \quad (\psi \rightarrow +\infty)$$

Rugując z obu ostatnich związków parametr ψ otrzymujemy równanie charakteryzujące asymptotyczny przebieg tej gałęzi krzywej wytycznej w postaci:

$$(54) \quad (\xi - \xi_{\Lambda})(-\zeta) \sim \frac{1+2\varepsilon}{\varepsilon^2} (1+\varepsilon)^{1+\varepsilon};$$

jest to typowe dla krzywych hyperbolicznych równanie. Łatwo stąd wywieść, że gdy ε maleje, asymptota strugi oddala się w kierunku ujemnej osi ξ (dla strug wyciskanych) nieograniczenie.

Odnosnie do aluzji w odsyłaczu (²⁰) przy wzorze (47), aby uzupełnić obraz samego kształtu krzywej wytycznej strugi, podam jeszcze dodatkowo (70) rozwinięcie rzędnej ζ tej krzywej według potęg odciętych w okolicy „najdelikatniejszego“ punktu tej krzywej, jakim jest jej wierzchołek odpowiadający wartości $\psi = \psi^* = 1$. Rozwinięcie to uzyskuje się, obliczając kolejne pochodne ζ względem ξ jako funkcje parametru ψ według schematu (por. Dr. W. Sierpiński: „Analiza“ t. I, cz. IV., § 170):

$$\zeta' \equiv \frac{d\zeta}{d\xi} = \frac{d\zeta}{d\psi} : \frac{d\xi}{d\psi}, \quad \zeta'' \equiv \frac{d^2\zeta}{d\xi^2} \equiv \frac{d\zeta'}{d\xi} = \frac{d\zeta'}{d\psi} : \frac{d\xi}{d\psi} \text{ itd.,}$$

$$\text{gdzie: } \frac{d\xi}{d\psi} = -\frac{d\Gamma}{d\psi} = -\Gamma'(\psi, \varepsilon)$$

dla wartości $\psi = \psi^* = 1$. Korzystając ze związku:

$$\frac{d}{d\psi}(\lambda\psi^\varepsilon) = \varepsilon\psi^{\varepsilon-1}\lambda + \psi^\varepsilon \frac{d\lambda}{d\psi} = \psi^{2\varepsilon}(1+2\varepsilon)$$

otrzymuje się ogólnie:

$$\zeta''' = \frac{d^3\zeta}{d\xi^3} = \frac{\varepsilon^2}{1+2\varepsilon} \cdot \frac{\psi^{2\varepsilon}}{\Gamma'(\psi, \varepsilon)},$$

a stąd już łatwo wyższe pochodne ζ wyraża się przez pochodne funkcji strugi dane przez szereg (47) i ostatecznie dostaje się szukane rozwinięcie w postaci:

$$(70) \quad \zeta = \zeta(\xi) \equiv \zeta^* - \frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon} \cdot \frac{(\xi - \xi^*)^2}{2!} + \\ + \frac{\varepsilon^2}{1+2\varepsilon} \cdot \frac{1}{\Gamma'(1, \varepsilon)} \cdot \frac{(\xi - \xi^*)^3}{3!} - \\ - \frac{\varepsilon^2}{1+2\varepsilon} \cdot \frac{1}{\Gamma'^2(1, \varepsilon)} \cdot (3\varepsilon + \frac{2}{3}) \cdot \frac{(\xi - \xi^*)^5}{4!} + \\ + \frac{\varepsilon^2}{1+2\varepsilon} \cdot \frac{1}{\Gamma'^3(1, \varepsilon)} \cdot (12\varepsilon^2 + \frac{11}{3}\varepsilon + \frac{1}{6}) \cdot \frac{(\xi - \xi^*)^4}{5!} - \\ - \frac{\varepsilon^2}{1+2\varepsilon} \cdot \frac{1}{\Gamma'^4(1, \varepsilon)} \cdot (60\varepsilon^3 + \frac{279}{15}\varepsilon^2 + \frac{49}{6}\varepsilon - \\ - \frac{4}{15}) \cdot \frac{(\xi - \xi^*)^6}{6!} + \frac{\varepsilon^2}{1+2\varepsilon} \cdot \frac{1}{\Gamma'^5(1, \varepsilon)} \cdot (360\varepsilon^4 + \\ + \frac{1334}{15}\varepsilon^3 - \frac{133}{15}\varepsilon^2 - \frac{44}{15}\varepsilon + \frac{1}{15}) \cdot \frac{(\xi - \xi^*)^7}{7!} - \dots,$$

gdzie $\Gamma'(1, \varepsilon)$ dane jest przez prawą stronę równości (46).

Jeżeli punkt reprezentacyjny S przebiega element łuku wytycznej strugi w czasie dt z chyżością w , to rzut punktu S na oś x przebiega rzut elementu łuku z chyżością $w \cos \varphi$, a rzut S na oś z odpowiedni rzut elementu łuku z chyżością $w \sin \varphi$ w tym samym czasie. Mamy:

$$dt = \frac{ds}{w} = \frac{dx}{w \cos \varphi} = \frac{dz}{w \sin \varphi}.$$

Związek (11.1) w obecności obranych zmiennych stosunkowych wygląda według (40.9), (40.7), (18b), (18):

$$(11.1, b) \quad v = \frac{1}{\psi^3} \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}}.$$

Wobec powyższego otrzymamy z (23, R) przy uwzględnieniu (41.7), (26.1), (40.7), (40.1), (22 R):

$$v \cos \varphi = \frac{(1+2\varepsilon)}{\varepsilon \psi^\varepsilon \lambda} \sqrt{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}}, \\ d\tau = \frac{d\xi}{v \cos \varphi} = - \sqrt{\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}} \cdot \frac{\varepsilon \lambda d\lambda}{\sqrt{\varepsilon^2 \lambda^2 - (1+2\varepsilon)^2}},$$

a stąd:

$$(55) \quad \tau - \tau_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)}} \left(\sqrt{\varepsilon^2 \lambda^2_0 - (1+2\varepsilon)^2} - \sqrt{\varepsilon^2 \lambda^2 - (1+2\varepsilon)^2} \right),$$

we wierzchołku strugi funkcja pod pierwiastkiem staje się zerem (48, a, M) więc czas potrzebny do przebieżenia od otworu wytryskowego do wierzchołka wynosi w jednostkach stosunkowych:

$$(55.1) \quad (\tau^* - \tau_0) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)}} \sqrt{\varepsilon^2 \lambda^2_0 - (1+2\varepsilon)^2}.$$

Można go użyć do oznaczenia stałych zapomocą perjodycznego zabarwiania i kinematograficznego zdjęcia strugi lub też metodą fotometryczną.

Na promień krzywizny ρ w jednostkach stosunkowych otrzymuje się z (14), (17.1), (18), (40, 1, 7), (22 R), (41.7), (27.2), (42) wzór:

$$(56) \quad \rho = \frac{r}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon} \psi^\varepsilon \eta^2,$$

a stąd dla wierzchołka strugi regularnej według (41, 41.2):

$$(56.1) \quad \rho^* = \frac{1+2\varepsilon}{\varepsilon},$$

co stanowi nowy punkt zaczepienia dla doświadczeń.

Łatwo się przekonać, że promień krzywizny we wierzchołku strugi nie jest najmniejszy; mamy bowiem z (56) przy użyciu (26.1), (40.6), (41.1, 2), (40.9):

$$(56.2) \quad \left(\frac{d\rho}{d\psi} \right)_{\psi^*}^* = -(1+2\varepsilon)$$

więc w rozważanym przypadku będziemy mieć bezpośrednio przed wierzchołkiem, gdzie $\psi > 1$ skutkiem powyższego: $\rho < \rho^*$.

Utwórzmy funkcję v określoną równaniem:

$$(57) \quad -v = -(\zeta - \eta) = -\frac{1}{\varepsilon} \left(z - \frac{u}{g} \right) = (2+\varepsilon)\psi + \\ + \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} \cdot \frac{3}{2\psi^{2\varepsilon}};$$

mamy:

$$(57.1, 2) \quad \begin{cases} -\frac{dv}{d\psi} = 2+\varepsilon - (1+\varepsilon) \cdot \frac{3}{\psi^{2\varepsilon+1}} \\ \frac{d^2v}{d\psi^2} = -3(1+\varepsilon)(1+2\varepsilon) \frac{1}{\psi^{2\varepsilon+2}} < 0, \end{cases}$$

a więc funkcja v ma maximum dla wartości ψ równej ψ_K , oznaczonej równaniem:

$$(58) \quad \psi_K^{2\varepsilon+1} = 3 \cdot \frac{1+\varepsilon}{2+\varepsilon},$$

zatem dla ($0 < \varepsilon < +\infty$) mamy odpowiednio:

$$\left(\frac{3}{2} < \psi_K^{2\varepsilon+1} < 3. \right)$$

Łatwo sprawdzić, że dla $\psi = \psi_K$ osiąga promień ρ swoje minimum:

$$(59) \quad \text{minimum } \rho = \frac{4}{3} \psi_K^{\varepsilon+2} \cdot \rho^*,$$

a pochylenie strugi w tym miejscu można oznaczyć wzorem:

$$(60) \quad \cos \varphi_K = \frac{3}{2\psi_K^{\varepsilon+1}}.$$

6. Graficzne wyznaczenie strugi (rys. 4)²². Podstawowe znaczenie dla wykreślnego znalezienia krzywej wytycznej strugi posiada krzywa wyrażająca w zasadzie zależność między lewą stroną równania różniczkowego wytycznej (14) a rzędną wytycznej. W przyjętych zmiennych stosunkowych jest to zależność między η (40.9) a ζ (40.10) jaką się otrzymuje przez wyrugowanie parametru ψ , a mianowicie:

$$(61) \quad (2\Theta - 2\zeta - \eta)^{2\varepsilon} \cdot [\zeta + (1+\varepsilon)\eta - \Theta] = \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} (1+2\varepsilon)^{1+2\varepsilon}.$$

Jeżeli ζ będziemy odmierzać na pionowej osi ζ przyjętej dla wytycznej a η na poziomej osi ξ dla strugi, to związek (61) przedstawia nam krzywą hyperboliczną o jednej asymptocie stałej $A F$ to znaczy niezależnej od obioru ε a drugiej $A M$, której pochylenie zależy w prosty sposób od ε , — więc ruchomej. Krzywą (61) łatwo wykreślić, obliczając odpowiednie η i ζ z równań (40.9), (40.10) dla wybranych wartości parametru ψ i dla jakiejś przyjętej wartości stałej (energetycznej) Θ . Szczególne znaczenie i właściwości, jakie krzywa ta (61) posiada usprawiedliwią wybrane dla niej równoznaczne nazwy: „krzywa rozwiązująca“ albo też „krzywa rozdziału energii“ dla strugi.

Ogólnie mamy:

$$(62) \quad \frac{d\zeta}{d\eta} = \frac{d\zeta}{d\psi} \cdot \frac{d\eta}{d\psi} = - \frac{x}{\psi - 2 \frac{1+\varepsilon}{\psi^{2\varepsilon}}},$$

²² Na tym wykresie należy rozumieć r w miejsce $(z-u)$, $\eta(\zeta)$ w miejsce $u(z)$ i t. d.; za 100 wzięto tam (z^*) , (ζ^*) dla łatwiejszej orientacji na oko i porównania rozmiarów. Funkcja u wykresu to $\frac{u}{g}$ tekstu.

a więc dla $\psi = \psi^* = 1$ tj. w punkcie (η^*, ζ^*) posiada krzywa rozwiązująca styczną poziomą; nie trudno sprawdzić, że jest to dla niej zwykle maximum ζ jako funkcji η . Podobnie dla wartości ψ równej $\bar{\psi}$, dla której mianownik prawej strony (62) się zeruje, a więc określonej równością:

$$(63.1) \quad \bar{\psi}^{2\epsilon+1} = 2(1+\epsilon) \quad (\text{skąd: } \bar{\psi} > 1),$$

posiada krzywa rozdziału energii styczną pionową, można sprawdzić, że jest to zwykle minimum η jako funkcji ζ ; współrzędne tego punktu są:

$$(63.2, 3) \quad \bar{\eta} = \bar{\psi} \frac{1+2\epsilon}{\epsilon}, \quad \bar{\zeta} = \Theta - \frac{(1+2\epsilon)^2}{4\epsilon} \cdot \bar{\psi}.$$

Asymptota stała AF odpowiada: $\psi \rightarrow 0$, ruchoma AM : $\psi \rightarrow +\infty$; więc pochylenie ich jest według (62):

$$(64.1, 2) \quad \left(\frac{d\zeta}{d\eta}\right)_{\psi \rightarrow 0} = -\frac{1}{2} \text{ dla } AF, \quad \left(\frac{d\zeta}{d\eta}\right)_{\psi \rightarrow +\infty} = -(1+\epsilon) \text{ dla } AM.$$

Aby określić dokładnie położenie asymptot wyznaczmy punkta, w których przecinają one prostą pionową $\eta=0$. Oznaczmy w tym celu współrzędne bieżące punktu prostej równoległej do asymptoty przez U w kierunku η a Z w kierunku ζ ; przeprowadźmy taką prostą przez punkt dowolny krzywej rozwiązującej o współrzędnych (η, ζ) ; równanie takiej prostej (siecznej) jest:

$$\frac{Z-\zeta}{U-\eta} = \left(\frac{d\zeta}{d\eta}\right)_A,$$

gdzie $\left(\frac{d\zeta}{d\eta}\right)_A$ oznacza pochylenie wybranej asymptoty; rzędną zaś Z_0 punktu ($Z=Z_0, U=0$), w którym ta prosta przecina pion $\eta=0$ otrzymuje się z poprzedniego równania w postaci:

$$Z_0 = \zeta - \eta \left(\frac{d\zeta}{d\eta}\right)_A.$$

Gdy ψ zmierza do odpowiedniej granicy sieczna staje się asymptotą; wstawiając tedy za η, ζ wyrażenia (40.9, 10) i biorąc odpowiednie pochylenie (64.1 lub 2) otrzymuje się przez przejście do odpowiedniej granicy szukane punkta, a mianowicie:

dla asymptoty stałej:

$$Z_{0,F} = \lim_{\psi \rightarrow 0} Z_0 = \lim \left[\Theta - (1+\epsilon)\psi - \frac{1+\epsilon}{2\epsilon\psi^{2\epsilon}} + \frac{1}{2}\psi + \frac{1+\epsilon}{2\epsilon\psi^{2\epsilon}} \right] = \lim_{\psi \rightarrow 0} \left[\Theta - \frac{1+2\epsilon}{2}\psi \right] = \Theta;$$

dla asymptoty ruchomej:

$$Z_{0,M} = \lim_{\psi \rightarrow +\infty} Z_0 = \lim \left[\Theta - (1+\epsilon)\psi - \frac{1+\epsilon}{2\epsilon\psi^{2\epsilon}} + (1+\epsilon)\psi + \frac{(1+\epsilon)^2}{\epsilon\psi^{2\epsilon}} \right] = \lim_{\psi \rightarrow +\infty} \left[\Theta + \frac{(1+2\epsilon)(1+\epsilon)}{2\epsilon\psi^{2\epsilon}} \right] = \Theta,$$

a więc obie asymptoty przecinają się w punkcie A na pionie $\eta=0$ i na wysokości Θ położonym. Równania asymptot: stałej (F), względnie ruchomej (M), mają postać:

$$(65.1, 2) \quad Z_F = \Theta - \frac{1}{2} U_F, \quad Z_M = \Theta - (1+\epsilon) U_M.$$

Dla $Z = \zeta$ otrzymujemy stąd odcinki asymptotyczne:

$$(66.1, 2) \quad \left\{ \begin{array}{l} U_F - \eta - 2\Theta - 2\zeta - \eta = (1+2\epsilon)\psi = \frac{1+2\epsilon}{e} \frac{p}{\mu g}, \\ \text{podobnie:} \\ \eta - U_M = \frac{1+2\epsilon}{2\epsilon\psi^{2\epsilon}} = \frac{1+2\epsilon}{(1+\epsilon)e} \frac{w^2}{2g} \end{array} \right.$$

uwzględniając z powrotem pierwotne zmienne.

Mamy więc **twierdzenie**:

Odległość pozioma punktu krzywej rozwiązującej od asymptoty stałej mierzy (w skali $\frac{e}{1+2\epsilon}$) wysokość ciśnienia, a także odległość od asymptoty ruchomej mierzy (w skali $e \frac{1+\epsilon}{1+2\epsilon}$) wysokość chyżości — panujących w odpowiednim punkcie strugi znajdującym się na tym samym poziomie ζ .

Oprócz tego można na podstawie ostatnich rozważań wykazać słuszność następującego wniosku dla rozwiązania regularnego:

Gdy ψ przebiega przedział $+\infty \rightarrow \psi \rightarrow 0$ to punkt S zakreśla jednobieżnie (unikuralnie) krzywą wytyczną strugi [$z(x)$ rys. 4] a odpowiadający mu znajdujący się na tym samym poziomie punkt U zakreśla jednobieżnie krzywą rozdziału energii [$u(z)$ rys. 4].

Mając nakreśloną krzywą rozdziału energii możemy uważać, że mamy tem samem dane η jako funkcję zmiennej ζ , [$u(z)$ rys. 4].

Równanie różniczkowe (14) krzywej wytycznej strugi możemy (56), (22 R), (41.7) — używając zmiennych stosunkowych napisać teraz w odpowiedniej geometrycznej postaci:

$$(67) \quad \rho \cos \varphi = \eta(\zeta);$$

równanie to — przy danem $\eta(\zeta)$ — daje się w sposób nader prosty (za jednym zamachem — jakkolwiek drugiego rzędu) graficznie scałkować dla każdej obranej skończonej dodatniej wartości ϵ .

Przedewszystkiem obieramy dowolnie punkt A przecięcia się asymptot krzywej rozwiązującej oraz stałe: energetyczną Θ i wykładnik zmienności przekroju ϵ .

Na pionie przez A odmierzamy w dół od A odległość:

$$(41.3 a) \quad \Theta - \zeta^* = \frac{1}{2}(1+2\epsilon) \cdot \frac{1+\epsilon}{\epsilon}$$

pionową poziomu wierzchołka krzywej rozwiązującej, a także krzywej wytycznej strugi od punktu A . Na tym „poziomie wierzchołkowym“ odmierzamy od pionu przez A w prawo odciętą:

$$(41.2) \quad \eta^* = \frac{1+2\epsilon}{\epsilon}$$

wierzchołka krzywej rozwiązującej. Z punktu A wykreślamy asymptoty, mając znane (64.1, 2) ich pochylenia, a następnie kreślimy krzywą rozwiązującą bądźto obliczając jej współrzędne $(\eta, \zeta)_U$ dla różnych wartości parametru ψ zapomocą wzorów (40.9, 10) bądź też — zamiast odciętej η obliczając sąsiedni odcinek asymptotyczny $U_F - \eta$ (lub $\eta - U_M$) zapomocą wzorów (66.1, 2).

Dla rozwiązania regularnego (R) jest wykreślona pozioma wierzchołkowa zarazem styczną wierzchołkową krzywej wytycznej strugi; obieramy na niej (zresztą dowolnie) wierzchołek W krzywej wytycznej strugi i kreślimy pion (v) wierzchołkowy WW' . { Na wykresie rys. 3. obrano wierzchołek W strugi $z(x)$ we wierzchołku krzywej rozwiązującej $u(z)$. Na tym pionie (v) w odległości równej η^* w dół od wierzchołka znajdujemy środek G^* krzywizny strugi we wierzchołku. Ze środka C^* kreślimy promieniem $\rho^* = \eta^* = C^* W$ łuk WS_1 (ściśle styczny do krzywej wytycznej) i obieramy na nim punkt sąsiedni S_1 na wysokości ζ_1 . W punkcie S_1 kreślimy normalną $S_1 C^*$, a na pionie przez S_1 odmierzamy w dół długość $S_1 S'_1 = \eta(\zeta_1) = U_1 U'_1$. Przez punkt S'_1 kreślimy poziomą i znajdujemy punkt C_1 , gdzie ona przecina normalną $S_1 C^*$; punkt ten C_1 przedstawia środek krzywizny krzywej wytycznej dla jej punktu S_1 , z dokładnością, którą dowolnie zwiększać

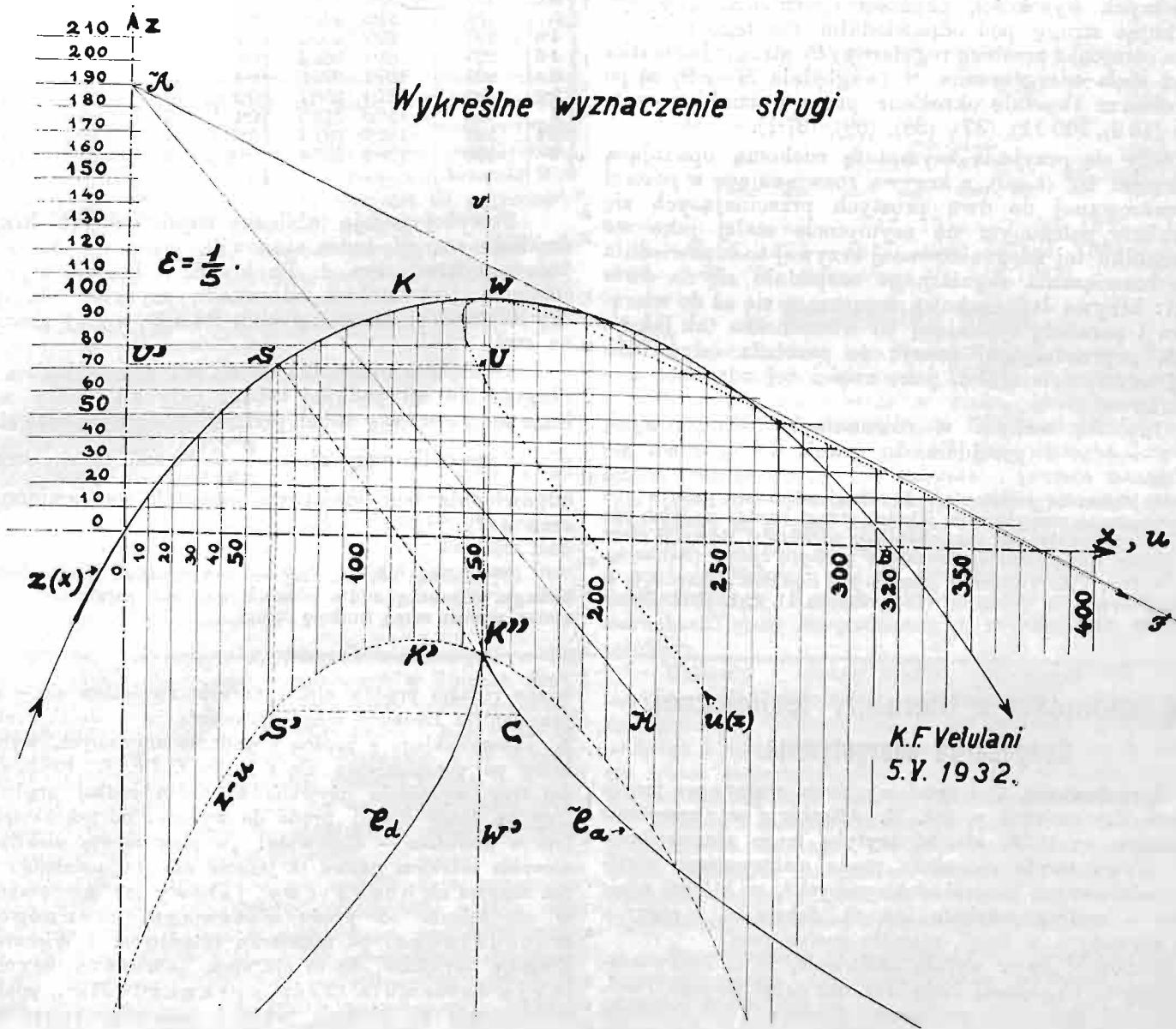
możemy przez obiór skali rysunku oraz wielkości od-cinków łuku WS_1 i t. d. Z punktu C_1 jako środka przedłużamy promieniem $C_1 S_1$ otrzymany poprzednio kawałek łuku aż do dalszego sąsiedniego punktu S_2 , w którym kreślimy normalną $S_2 C_1$ pion $S_2 S'_2 = \eta(\zeta_2) = U_2 U'_2$, prowadzimy przez S'_2 poziomą $S'_2 C_2$ i znajdujemy na przecięciu tejże z normalną $S_2 C_1$ środek krzywizny C_2 dla punktu S_2 j. w. i tak dalej. Na za-łączonym wykresie (rys. 4) zaznaczono tę konstrukcję dla dowolnego punktu S krzywej wytycznej, któremu odpowiada punkt U krzywej rozwiązującej.

$$(68) \quad -\zeta_{K'} = -\frac{z_{K'}}{e} = -v_K = \frac{1}{2} \psi_K (1+2\epsilon)(2+\epsilon),$$

gdzie ψ_K ma wartość z (58).

Wychodząc z początku układu współrzędnych (rys. 4) pod kątem stromszym niż wyznaczony tam przez rozwiązanie regularne (R) i stosując opisane po-stępowanie graficzne w kierunku przeciwnym (t. j. ku poziomowi wierzchołkowemu w górę) otrzymamy roz-wiązanie krytyczne (C).

Wychodząc pod kątem mniej stromym pod górę



Rys. 4.

Dla kontroli możemy zaznaczyć miejsce geometryczne (v , 57) punktów S' (jest to krzywa $z-u$ na rys. 4) oraz miejsce geometryczne ($\sim e$) środków C krzywizny to jest ewolucję strugi; gałąź e_a ewolucji odpowiada wznoszącej się gałęzi strugi aż do punktu K , w którym struga posiada najmniejszy promień krzywizny minimum ρ (59), (58), (56.1), a gałąź e_d ewolucji odnosi się do kawałka wznoszącej się gałęzi strugi od punktu K do wierzchołka W oraz w dalszym ciągu do gałęzi opadającej strugi. Styczna $K'' K$ ostrza K'' ewolucji wskazuje na punkt największego zakrzywienia strugi. Krzywa (S') posiada maximum (57.1, 2) w punkcie K' na pionie punktu K ; rzędna punktu K' jest zarazem rzędną ostrza K'' ewolucji i posiada (57) wartość $\zeta_{K'}$ określoną przez równość:

niż kąt rozwiązania (R) otrzymamy rozwiązanie pod-krytyczne (φ): dojdziemy mianowicie we wierzchołku \vec{W} strugi do jakiegoś punktu \vec{U} krzywej rozwiązującej na tym samym poziomie leżącym poniżej poziomu wierzchołka W rozwiązania (R), — potem zaś chcąc dalej przedłużyć strugę poza wierzchołek \vec{W} w sposób fizycznie ciągły (a więc bez nagłej zmiany promienia krzywizny) musimy się cofnąć w dół na tej samej gałęzi krzywej rozwiązującej, gdy punkt S przechodzi przez wierzchołek \vec{W} na opadającą gałąź strugi.

Jeżeli przebiegamy krzywą rozwiązującą w kie-runku przeciwnym niż zaznaczony na wykresie, gdy więc na gałęzi wznoszącej się strugi panują takie sto-sunki ciśnienia i chyżości, jakie podają odcinki asym-

ptotyczne gałęzi krzywej rozwiązującej przyległej do asymptoty $A'F$ stałej — to otrzymamy odpowiednie przypadki dla strug wypędzanych zaznaczone na rys. 3. ust. 4²⁴⁾.

Stosunek odcinków asymptotycznych:

$$(69) \quad \frac{\eta - U_M}{U_F - \eta} = \frac{1}{1 + \varepsilon} \left[\left(\frac{w^2}{2g} \right) : \left(\frac{p}{\mu g} \right) \right]$$

wskazuje dla każdego poziomu, a w szczególności np. dla poziomu otworu wypływowego jak przy obranym wykładniku ε , (któremu powinienby²⁵⁾ odpowiadać ustrój dyszy wystrzykowej) — należy dobrać stosunek początkowych wysokości, chyżości i ciśnienia, aby wystrzykując strugę pod odpowiednim dla tego poziomu kątem otrzymać przebieg regularny (R) strugi; jednostka e oraz stała energetyczna Θ (względnie $H = e\Theta$) są po tym obiorze zupełnie określone przez warunki początkowe (13a), (40·11), (37), (38), (39), (37·1).

Gdy się przyjmie asymptotę ruchomą opadającą pod kątem 45° ($\varepsilon = 0$), a krzywą rozwiązującą w postaci zdegenerowanej do dwu prostych przecinających się w punkcie położonym na asymptocie stałej jako we wierzchołku tej zdegenerowanej krzywej to odpowiednia całka rozwiązania regularnego rozpadnie się na dwie części: krzywą łańcuszkową wznoszącą się aż do wierzchołka i parabolę opadającą od wierzchołka tak jak na rys. 1. poprzedzającej pracy; ta parabola odpowiada samej asymptocie stałej, jako części tej zdegenerowanej krzywej.

Gdy się weźmie w równaniach różniczkowych [A'] $\varepsilon \rightarrow +\infty$ i przejdzie do granic to otrzyma się

²⁴⁾ Można tu wspomnieć, że strugi mieszanin gazu z cieczą, wypędzane rozpylaczem, jakoteż strugi bardzo ciężkich par i gazów wpływających taki charakter zdradzają. Również ciecz dostatecznie rozpędzona opuszczająca pochyłą rynnę (Rehbock).

²⁵⁾ Por. Vito Volterra: „Sur les jets liquides“. Chap. I, §. 4. koniec. *Journal de Mathém.* (Lionville) t. 11. f. 1. 1932. Paris str. 5.

jako jedną z całek: $p = \text{stałej}$, a w całce energii odpowiadającej: (13a) wystąpi logarytm naturalny chyżości w (zmiennej).

$$\varepsilon = \frac{1}{5}$$

ψ	$p/\mu g \text{ cm}$	$z \text{ cm}$	$u/g \text{ cm}$	ψ	$p/\mu g \text{ cm}$	$z \text{ cm}$	$u/g \text{ cm}$
8	400	-112·0	530·6	—	93·444	204·318	327·053
7	350	- 55·6	487·7	1·8	90	206·7	327·1
6	300	0	446·508	1·5	75	215·7	330·1
5·4	270	+ 32·8	422·8	1·2	60	221·8	338·9
5	250	54·5	407·6	1	50	223·254	350
4·8	240	65·2	400·2	0·8	40	221·2	368·0
4·5	225	81·1	389·4	0·6	30	212·8	398·9
4	200	107·1	372·3	0·4	20	192·8	452·8
3·6	180	127·4	359·7	0·2	10	135·8	581·0
3	150	156·6	343·3	0·1	5	50·5	758·6
2·4	120	183·6	331·4	0·08	4	+16·5	827·9
2	100	199·6	327·4	0·06	3	-32·5	927·4

Powyżej podaję tabliczkę współrzędnych krzywej rozkładu energii, która stanowiła podstawę do sporządzenia wykresu rys. 4. Punktowi, w którym wysokość ciśnienia jest 300 cm odpowiada szybkość skalarowa 379·109 cm/sek; liczone: $g = 981 \text{ cm/sek}^2$, $\mu g = 1 \text{ gram siły na cm}^3$.

Odcięta wierzchołka W na rys. 4 przedstawia więc długość 350 cm podanej tabeli. Gdy się liczby w kolumnach z oraz u/g tabeli podzieli przez wysokość ciśnienia wierzchołkowego tj. $e = \frac{p^*}{\mu g} = 50 \text{ cm}$, to się otrzyma odpowiednie bezwymiarowe (stosunkowe) zmienne: ζ oraz η ²⁶⁾.

²⁶⁾ Mierząc odcięte krzywej wytycznej od pionu wierzchołkowego jednostką e dla różnych wartości parametru ψ otrzymamy wprost samą funkcję strugi.

Wiadomości z literatury technicznej.

Gospodarka energetyczna.

— **Sprostowanie.** Pod tytułem „Nowa cosinusowa taryfa Z. S. S. R.“ umieścił p. inż. M. Altenberg w *Czasopiśmie Technicznym* ex 1933, str. 95 krytykę mego sprawozdania p. t. „Nowa taryfa sprzedaży prądu elektrycznego rosyjskich państwowych central elektrycznych“, w którym zdaję sprawę — według artykułu inż. G. Sekeja — z różnych taryf używanych w Rosji, nie tylko cosinusowej.

Szanowny Autor wyraża zdziwienie, że to sprawozdanie umieściło *Czasopismo Techniczne* oraz dziwi się jego treści. Niesłuszność zdziwienia pierwszego uzasadniła już Redakcja *Czasop. Techn.* w odnośnym przypisku, należy więc tylko uzasadnić jeszcze niesłuszność drugiego zdziwienia.

Szanowny Autor twierdzi, że podałem „prawie dosłowny przekład artykułu Sekeja“, a w następnym zdaniu twierdzi, że „treść tego sprawozdania zupełnie zniekształca i błędnie oddaje myśli p. Sekeja“. Albo jedno, albo drugie jest prawdą. Ponieważ polemizować z temi sprzecznościami jest bardzo trudno, przeto czytelników interesujących się tą sprawą, odsyłam do oryginału Sekeja umieszczonego w *E. T. Z.* Nr. 21 ex 1932 w rubryce „Energiewirtschaft“ celem przekonania się, czy myśli zawarte w tem sprawozdaniu zostały przezemnie „zupełnie zniekształcone i błędnie oddane“.

Pozatem Szan. Autor umieścił, przy niektórych wyrażeniach znaki zapytania z uwagą „używania przez sprawozdawcę swoistej terminologii“. Przytoczę tu wyrażenia w danym przypadku najważniejsze. Nie będąc pewnym wyrażen używanych w elektrotechnice, na oma-

wiane rodzaje prądów elektrycznych, zwróciłem się — przed przesłaniem Redakcji mego sprawozdania — do P. Prof. Dr. K. Idaszewskiego z prośbą o podanie używanych wyrażen, który po porozumieniu się z P. Prof. Dr. St. Fryze'm podał trzy wyrażenia używane na jeden rodzaj prądu oraz trzy na drugi rodzaj prądu do wyboru, co też uwzględniłem w nawiasie — dosłownie: „w słownictwie elektrotechnicznym polskiem nazwa ta jeszcze nie jest ustalona, prąd ten nazywa się bezwotowy, jałowy lub mocobierny w odróżnieniu od prądu wotowego, czynnego lub mocodajnego, po niemiecku Blindstrom i Wirkstrom“. Ztegoby wynikało, że to nie moja „swoista terminologia zaciemnia treść sprawozdania“, ponieważ terminologię tę używają także i fachowcy, którzy w tej dziedzinie są autorytetami.

Wreszcie zaznaczam, że wzór 3. nie jest wzorem przybliżonym, jak to mniema Szan. Autor, tylko zastępczym co zaznaczyłem, podając — według Sekeja — jego histogram, który dopiero wykreślił zmienia jego wartość zastępczą na przybliżoną, oraz zauważam, że jeżeli się nakłada odbiorcy taryfę karną za niewykorzystaną moc załączoną, to tem samem się zmusza odbiorcę, do całkowitego wykorzystania tej mocy. Co w tem jest mglistego i zaciemnionego?

Dr. Aleksander Pareński.

Na tem uważamy polemikę za zakończoną (*Przyp. Red.*).

Drogi.

— **Międzynarodowa wystawa samochodowa w Berlinie 1933 r.** Dnia 11 lutego b. r. otwartą została niezmiernie uroczyste Międzynarodowa wystawa samochodowa w Berlinie. W otwarciu tem wziął udział kanclerz Rzeszy Hitler, który przy tej sposobności wygłosił do pewnego stopnia progra-

mowe przemówienie, odnoszące się do całokształtu niemieckiego problemu drogowego.

Poruszywszy w krótkości sprawę rozwoju komunikacji w ogólności, zwrócił uwagę na zanik indywidualnej wolności ruchu z chwilą silnego wzrostu kolejnictwa. Rezultatem tendencji do uwolnienia się od przymusu rozkładu jazdy i od utrwalenia szlaków komunikacyjnych wzdłuż szyn był wynalazek samochodu, który zbliżył do świata osiedla, dotychczas na uboczu pomieszczone i stał się poważnym elementem kultury i ośrodkiem nowego, potężnego przemysłu. Zwrócił jednakże również uwagę na okoliczność, iż rozwój tego nowoczesnego środka komunikacyjnego stał się przedmiotem ataków ze strony innych urządzeń transportowych oraz biurokracji.

W dalszej części bardzo ciekawego przemówienia, z którego okazało się, iż jest on doskonale obznajomiony z całością problemu drogowego, przyznał, że dzisiejszy ruch samochodowy jest dławiony ustawodawstwem podatkowym, nadmiarem publicznych obciążeń, drobiazgową kontrolą itp. W sprawie tej rzucił również swój program na przyszłość, dający się ująć w poniżej podanych punktach:

1. Wyłączenie spraw samochodowych ze wspólnych ram z kolejnictwem. Z istoty swej samochód należy raczej związać z państwowymi urzędami lotniczymi.
2. Zupełna przebudowa i zmniejszenie obciążeń podatkowych.
3. Przeprowadzenie szerokiego planu rozbudowy drogowej.
4. Poparcie z urzędu wszelkich imprez sportowych związanych z automobilizmem.

Pomijając już zakończenie przemówienia, które z natury rzeczy miało zabarwienie nacjonalistyczne, a odnosiło się do pochwały pracy niemieckiego przemysłu, inżyniera i robotnika, zwrócić należy uwagę, iż obecny kanclerz Rzeszy jest znakomicie zorientowany w całości poruszanej materji, i że w najbliższej przyszłości należy oczekiwać dość silnych zmian w powyższym dziale.

— **Pasy bezpieczeństwa na drogach betonowych w St. Zjed. Am. Płnc.** Na drogach betonowych w Stanach Zjed. Ameryki Płnc. malowano dotychczas pasy bezpieczeństwa, rozgraniczające poszczególne kierunki ruchu. Malowanie to ma tę słabą stronę, iż trzeba je rokrocznie 2 do 3 razy odnawiać, co pociąga za sobą dość znaczne koszty.

Wobec tego zdecydowano się na wykonywanie tych pasów z białego betonu i to nie tylko w miastach, lecz również na drogach międzymiastowych.

Wykonanie następuje w ten sposób, iż w momencie ukończenia budowy nawierzchni betonowej układa się w miejscu, gdzie ma przyjść wspomniany pas bezpieczeństwa obite blachą deski, ściśle w żądanej niwelecie. Po ukończeniu jezdni wyciąga się deski ostrożnie i po nasiekaniu powierzchni przyszłego pasa nanosi się mieszaninę białego cementu i piasku ubijając ją starannie.

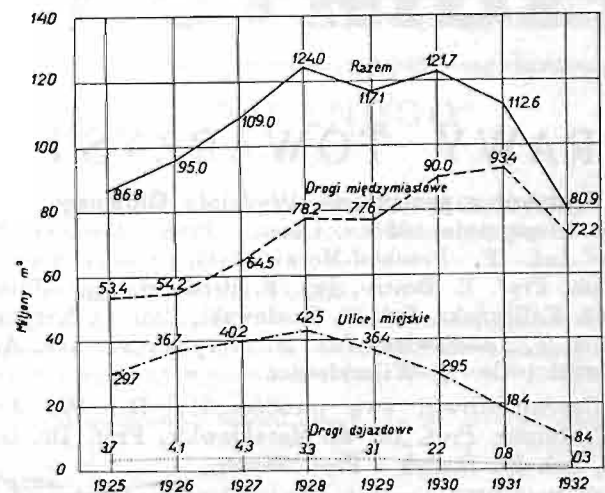
Używano do tego celu mieszanin rozmaitych. N. p. w Seattle (Waszyngton) stosowano mieszaninę składającą się z cz. białego cementu i $1\frac{1}{2}$ cz. białego piasku lub gryziku marmurowego. W Los Angeles użyto 1 cz. białego cementu i cz. białego piasku i $2\frac{1}{2}$ cz. miálu o ziarnie $\frac{1}{4}$ — $1''$.

Koszta wykonania wynoszą mniej więcej w naszej walucie około 1·50 zł. mb. (*Die Betonstrasse* Nr. 1/2 1933).

— **Całkowita długość włoskich dróg samochodowych** wynosi obecnie 457 km. Długość ta rozdziela się następująco: Medjolan - jeziora 84 km, Medjolan - Bergamo 48 km, Neapol - Pompeja 21 km, Rzym - Ostja 26 km, Florencja - morze 83 km, Bergamo - Brescja 45 km, Turyn - Medjolan 126 km, Padwa - Mestre (w budowie) 24 km. (*Asphalt u. Teer* Nr. 8/33).

— **Rozwój budowy dróg betonowych w Stanach Zjed. Am. Płnc.** Poniższy wykres obrazuje nam olbrzymi rozwój budowy dróg betonowych w Stanach Zjed. Am. Płnc.

Na 1 km² obszaru kraju wypadają tam następujące ilości m² wybudowanych w pojedynczych latach jezdni be-



tonowych: w r. 1925 — 9·13, 1926 — 10·00, 1927 — 11·46, 1928 — 13·05, 1929 — 12·30, 1930 — 12·84, 1931 — 11·83, 1932 — 8·51. (*Die Betonstrasse* Nr. 1/2 1933). E. B.

Budownictwo wodne.

— **Sprawozdanie z I-go Narodowego Kongresu Żeglugi.** Kongres ten, odbyty w czerwcu 1932 r., z którego sprawozdanie ukazało się obecnie w druku, kontynuował pracę rozpoczętą na I Polskim Zjeździe Hydrotechnicznym w styczniu 1929 r., dotyczącą polskich dróg wodnych. Sprawozdanie stanowi tomik o 80 stronach i zawiera szczegółowy opis przebiegu obrad, dyskusję, oraz generalne referaty, przy końcu są podane uchwały i rezolucje kongresu.

Na kongres nadesłano 23 bardzo cenne referaty, a przebieg dyskusji stał na wysokim poziomie. Należy podziwiać energję Komitetu, który zdołał w tak trudnych warunkach zjazd zorganizować i uzyskać tak pomyślne rezultaty.

Uchwały i obrady zjazdu, obejmujące tak żeglugę morską, jak i śródlądową, odzwierciedlają głęboką troskę społeczeństwa technicznego o los naszego gospodarstwa wodnego i jego instrumentu, naszych dróg wodnych, zwłaszcza wobec zaniechania robót publicznych w kraju, a przede wszystkim regulacji rzek, na czas nieograniczony.

Każdy z kolegów, interesujący się przyszłością naszego gospodarstwa wodnego, powinien być członkiem Stowarzyszenia członków Kongresów Gospodarki wodnej w Polsce i posiadać referaty zjazdowe, które w tej chwili stanowią najaktualniejszą lekturę hydrotechniki polskiego.

— **Sprawozdanie (Tätigkeitsbericht) pruskiego Zakładu doświadczalnego dla budownictwa wodnego i budowy statków w Berlinie** za rok 1931, będącego pod kierunkiem dyrektora Seiferta, odzwierciedla rozległy zakres czynności tego zakładu.

Pracowało tam stale 11 urzędników do badań naukowych, a czasowo prócz nich jeszcze 8-miu współpracowników naukowych, 26 urzędników biurowych i 40 rzemieślników i robotników. Koszt utrzymania zakładu wyniósł w roku sprawozdawczym 418.000 Mk.

Jednym z najważniejszych problemów, którymi się zakład zajmował, było zbadanie granic i praw przenoszenia wyników z modelu na naturę. Poza to badano na modelach najodpowiedniejsze typy śluz komorowych, wjazdów do elewatorów i wyjazdów z nich, drgania w jazach z przepływem dolnym i górnym, konstrukcje jazów, wlotów i wylotów kanałów do rzeki, zjawiska ruchu rumowiska, najkorzystniejsze modele statków, przede wszystkim dla marynarki wojennej, wreszcie liczne problemy z działu robót ziemnych, tudzież badanie hydrometrów.

Przy badaniu najkorzystniejszego ukształtowania górnej śluzy Allerbüttel-Sülfeld na kanale śródlądowym z dwoma

wentylami niskimi dla przepływu $40 \text{ m}^3/\text{sek}$, wykonano model przezroczysty ze szkła i Cellonu w skali 1:25, co dozwoliło na wglądnięcie w skomplikowane formy przepływu. Szereg badań przeprowadzono również dla Z. S. S. R.

Z nowszych urządzeń wymienić należy urządzenie do jazd próbnych (Schleppeinrichtung) z prędkością $20 \text{ m}/\text{sek}$.

Dr. M. M.

SPRAWY TOWARZYSTWA.

Protokół z posiedzenia Wydziału Głównego P. T. P. z dnia 16 stycznia 1933 r. Obecni: Prezes Rybicki, Wiceprezes Inż. P. Prachtel-Morawiański. Członkowie: Inż. F. Blum, Prof. E. Bratro, Inż. E. Bronarski, Inż. Broniewski, Inż. Kalityński, Inż. St. Kozłowski, Prof. D. Krzyczkowski, Inż. T. Laskiewicz, Inż. M. Marynowski, Inż. A. Tomaszewski i Dr. E. Wilczkiewicz.

Usprowadliwili swą nieobecność: Dr. W. Aulich, Inż. T. Jarosz, Prof. Dr. M. Matakiewicz, Prof. Dr. O. Nadolski, Inż. St. Śladek i Prof. Zipser.

1. Protokół z ostatniego posiedzenia odczytano i przyjęto ze zmianą uchwały w sprawie redagowania memoriału, wykazującego konieczne roboty publiczne (p. 8), którą to sprawę przekazano specjalnej Komisji w składzie: Inż. Blum, Inż. Bronarski, Prof. Dr. Matakiewicz, Prof. Dr. Nadolski, Prof. Bratro i Inż. Prachtel-Morawiański.

2. Przyjęto przez balotaż następujących nowych członków: Inż. Feliksa Goldberga, Inż. Czesława Haleczkę, Inż. Tadeusza Górskiego, Inż. Władysława Plaskurę i Inż. Marjana Popiela.

3. Skarbnik przedstawia tymczasowe zamknięcie kasowe.

4. Zwyczajne Walne Zebranie członków P. T. P. uchwalono zwołać na środę 29 marca 1933 r.

5. Delegatem Wydziału Głównego do Komisji-Matki wybrano Inż. Z. Marynowskiego, oraz ustalono skład tejże.

6. a) Inż. Blum przedstawia uchwały Woj. Komitetu dla walki z bezrobociem i stworzenie osobnej Sekcji Pracy. Sekcja ta wyłoniła Komisję techniczną, która zajmie się przeprowadzeniem akcji odpracowywania zasiłków przez bezrobotnych. Jako przedstawiciela P. T. P. do tej Komisji wybrano Inż. Kozłowskiego; b) Inż. Blum przedstawia sprawę uzyskania przez Ligę Narodów funduszy dla robót publicznych, rentujących się natychmiast.

7. Prof. Krzyczkowski referuje sprawę opłaty za połączenie kanałowe i komunikuje, że wniesiono rekurs do Województwa przeciw decyzji Magistratu w tej sprawie.

8. Do Komitetu uczczenia 30-lecia działalności p. Prezydenta Rzeczypospolitej Profesora Mościckiego wybrano jako delegata Prezesa Rybickiego.

9. P. Inż. Kozłowski referuje sprawę druku *Czasopisma Technicznego* i przedstawia nadesłane oferty.

Po dłuższej dyskusji uchwalono przeprowadzić dodatkowe pertraktacje w tej sprawie z Drukarnią Związkową.

10. Podanie jednego z członków o pożyczkę z funduszu dla bezrobotnych członków w wysokości 150 Zł. załatwiono przychylnie.

11. Prezes Rybicki przedstawia przysłane Sprawozdanie Koła Pań Politechniki za rok ubiegły. Uchwalono podziękować Kołu Pań za przysłane sprawozdanie.

12. Inż. Marynowski referuje sprawę nowej ustawy o Stowarzyszeniach w związku ze statutem P. T. P. Sprawę tę postanowiono jeszcze odłożyć.

Na tem posiedzenie zamknięto.

Sekcja Lotnicza i Automobilowa. Wobec znaczenia, jakie ma technika automobilowa i lotnicza dla życia gospodarczego i obrony Państwa i wobec wzmagającego się zainteresowania sprawami tych technik wśród kół technicznych w okręgu Lwowskim, Wydział Główny P. T. P. postanowił utworzyć Sekcję Lotniczą i Automobilową. Zadaniem Sekcji

będzie zajmowanie się sprawami technicznymi i organizacyjnymi obu dziedzin.

Na przewodniczącego Sekcji Wydział powołał Prof. Inż. S. Łukasiewicza.

Do Zarządu zaproszono następujących przedstawicieli wszystkich tych organizacji, jakie w okręgu lwowskim związane są z techniką lotniczą i automobilową:

Inż. S. Maliszewski, Dyrektor Lwowskiej Dyrekcji Robót Publicznych,

Pułkownik-pilot A. Domes, Dowódca VI pułku lotniczego w Skniłowie,

Pułkownik W. Damski, Dowódca VI Dyonu Samochodowego,

Prof. Inż. E. T. Geisler, Prezes Aeroklubu Lwowskiego, Reprezentant Lwowskiego Wojewódzkiego Komitetu LOPP.,

Inż. E. Roland, Dyrektor Lwowskiego Oddziału P. L. L. „Lot“,

Inż. W. Rubczyński,

Inż. K. Lisowski,

Dr. Z. Fuchs, kierownik laboratorium Aerodynamicznego Politechniki Lwowskiej,

Reprezentant Małopolskiego Klubu automobilowego.

Dnia 17. II. odbyło się w nawiązaniu do odczytu p. Dr. S. Neumarka p. t. „Zagadnienia i metody mechaniki lotu“ posiedzenie inauguracyjne Sekcji, na którym przewodniczący zawiadomił o powstaniu Sekcji oraz składzie zaproszonego Zarządu.

Na sekretarza zaproszony został Inż. W. Jaworski, konstruktor Instytutu Techniki Szybownictwa.

Zawiadamiając o powyższym, Wydział prosi interesujących się obu technikami automobilową i lotniczą o zapisywanie się na członków Sekcji w biurze P. T. P. lub na posiedzeniach Sekcji u jej sekretarza.

Konkurs Polskiego Towarzystwa Politechnicznego im. br. Gostkowskiego. Wydział Główny P. T. P. uchwalili na posiedzeniu dnia 6 marca 1933 r. rozpisac konkurs na pracę naukową na dowolny temat z dziedziny techniki, zalecając jednak następujące tematy:

1. Sprawa zabezpieczenia przejazdów na skrzyżowaniach dróg w poziomie.

2. Ekonomia mostów kratowo-żelaznych

3. Jak poprzec rozwój kanalizacji i wodociągów dla małych miast.

4. Zastosowanie drzewa w budownictwie mieszkaniowym.

5. Drzewo w budownictwie.

O nagrodę mogą się ubiegać członkowie P. T. P. Termin wręczenia prac konkursowych w biurze Towarzystwa Lwów (ul. Zimorowicza l. 9) upływa dnia 16 grudnia 1933 o godz. 18. Prace mają być opatrzone godłem wraz z zamkniętą kopertą oznaczoną tem samem godłem, a zawierającą wewnątrz imię i nazwisko, oraz adres autora. Nagroda 600 Zł. będzie przyznana pracy, uznanej przez Sąd za najlepszą. W razie uznania dwóch lub trzech prac za równorzędne, nagroda zostanie podzielona. O przyznaniu nagrody rozstrzyga Wydział Główny P. T. P. we Lwowie na podstawie wniosków Komisji konkursowej złożonej z trzech profesorów Politechniki i Prezesa P. T. P. pod przewodnictwem urzędującego Rektora Politechniki Lwowskiej.

Praca nagrodzona zostaje własnością autora, który w razie jej ogłoszenia drukiem winien się zastosować do ewentualnych wskazówek Wydziału Głównego.

CZASOPISMO LOTNICZE

ORGAN LABORATORJUM AERODYNAMICZNEGO POLITECHNIKI LWOWSKIEJ I INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA
DODATEK DO „CZASOPISMA TECHNICZNEGO“

KOMITET REDAKCYJNY:

Prof. Inż. STANISŁAW ŁUKASIEWICZ
Naczelný Kierownik I. T. S.

Dr. Inż. ZYGMUNT FUCHS
Kierownik Lab. Aerođ. Politechniki Lw.

Inż. WACŁAW CZERWIŃSKI
Kierownik techniczny I. T. S.

REDAKTOR NACZELNY I ODPOWIEDZIALNY: Dr. Inż. ZYGMUNT FUCHS.

TREŚĆ: Dr. Inż. Zygmunt Fuchs: Rozkład ciśnien i wyporu na skrzydle quasi-trapezowym uzyskany przy pomocy sondy ciśnien statycznych. — Adam Nowotny: Własności szybowców i wyczyny w locie żaglowym. Program wypróbowania różnych typów.

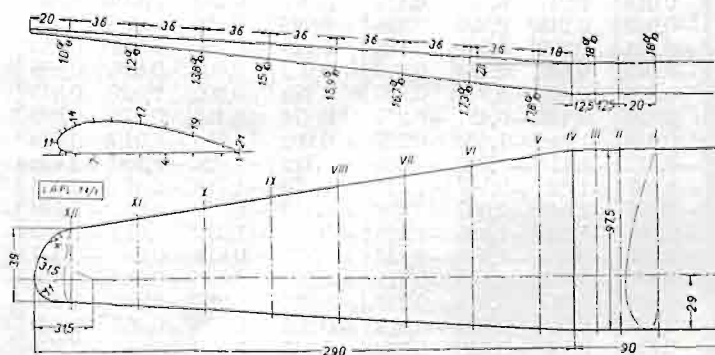
Dr. Inż. Zygmunt Fuchs.

Rozkład ciśnien i wyporu na skrzydle quasi-trapezowym uzyskany przy pomocy sondy ciśnien statycznych.

Distribution des pressions et de la sustentation sur une aile quasi-trapezoide, obtenue à l'aide de la sonde des pressions statiques.

Détermination de la distribution de la pression résultante des pressions sur l'extrados et sur l'intrados. Lignes des pressions résultantes égales. Détermination de la distribution de la sustentation le long de l'envergure. Comparaison des résultats obtenus à l'aide de la balance aérodynamique et par la méthode de la sonde des pressions statiques. (Les mesures ont été exécutées au Laboratoire Aerodynamique de l'Ecole Polytechnique de Lwów).

W dalszym ciągu prac nad wykazaniem użyteczności stosowania sondy ciśnien statycznych¹⁾ do po-



Ryc. 1.

Skrzydło quasi-trapezowe z oznaczeniem przekroji pomiarowych, tudzież punktów pomiarowych wzdłuż profilu.

i rozchyleniu płatów (ryc. 1). Spółrzędne ξ, η charakterystycznych profili płata, wyrażone w procentach głębokości profilu t , podaje tabela I.

Pomiary ciśnien przeprowadzono w 12 przekrojach jednej połowy płata w 21 punktach obwodu każdorazowego profilu (ryc. 1) przy różnych kątach natarcia. Punkty pomiarowe, leżące nad sobą na prostopadłych do cięciwy profilu, określa tab. II, podająca odcięte wzdłuż cięciwy w % głębokości profilu. Wyniki pomiaru ciśnien, przedstawione w postaci stosunku ciśnienia odczytanego p do ciśnienia prędkości q , zestawiono w tabeli III.

Celem zobrazowania rozkładu ciśnien naniesiono wzdłuż powierzchni rzutu skrzydła na płaszczyznę prostopadłą do płaszczyzny symetrii samolotu ciśnienia wypadkowe z ciśnien na powierzchnię górną i dolną skrzydła p , odniesione do jednostki ciśnienia prędkości q , (ryc. 2 a, b, c, d) czyli stosunki $\frac{p}{q}$. Na podstawie tych wykresów wyznaczono następnie linje równych ciśnien wypadkowych (warstwice), przedstawione na ryc. 3 a, b, c, d; różnica ciśnien pomiędzy sąsiednimi warstwicami wynosi $\frac{\Delta p}{q} = 0,355$.

Tabl. I. Spółrzędne profili w przekroju I i XII.

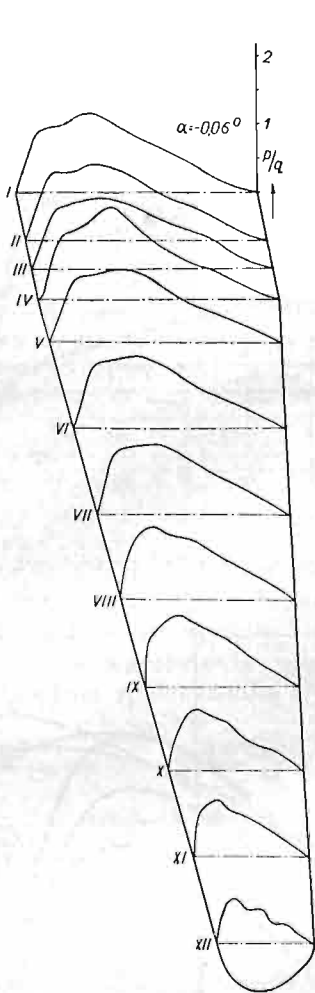
Odcięte w % t		ξ	0	1,25	2,5	5	7,5	10	15	20	30	40	50	60	70	80	90	95	100
Rzędne w przekroju	I	η_H	6,69	9,69	11,16	13,28	14,66	15,74	17,12	17,80	18,00	17,07	15,50	13,43	10,82	7,87	4,20	2,20	0,0
		η_d	6,69	4,03	3,20	2,11	1,38	0,89	0,34	0,10	0,0	—	—	—	—	—	—	—	—
	XII	η_H	3,71	5,38	6,20	7,37	8,14	8,74	9,50	9,89	10,00	9,48	8,60	7,46	6,01	4,37	2,51	1,47	0,0
		η_d	3,71	2,24	1,77	1,17	0,76	0,50	0,20	0,05	0,0	—	—	—	—	—	—	—	—

miaru rozkładu ciśnien na modelach przedmuchiowanych w tunelu aerodynamicznym, wykonano w Laboratorjum aerodynamicznym Politechniki Lwowskiej pomiary ciśnien na skrzydle quasi-trapezowym o zmiennym profilu

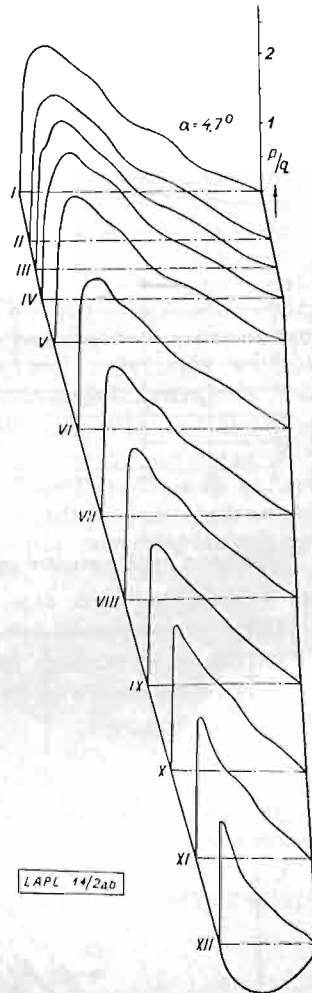
Tabl. II. Określenie punktów pomiarowych.

Punkt pomiarowy	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Odcięta wzdłuż głębokości w % t	0,00	0,10	0,25	0,40	0,55	0,70	0,80	0,90	0,95	0,97	1,00

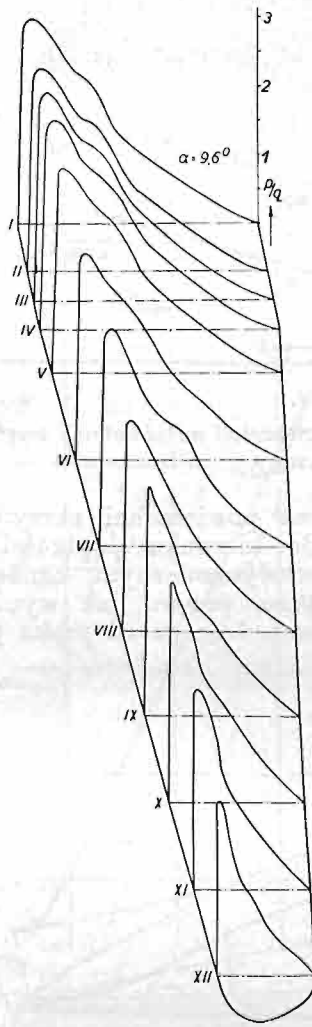
¹⁾ Z. Fuchs, Pomiar rozkładu ciśnien wzdłuż powierzchni przy pomocy sondy ciśnien statycznych, *Czas. Lotn.* 1933. Nr. 1, str. 3—5.



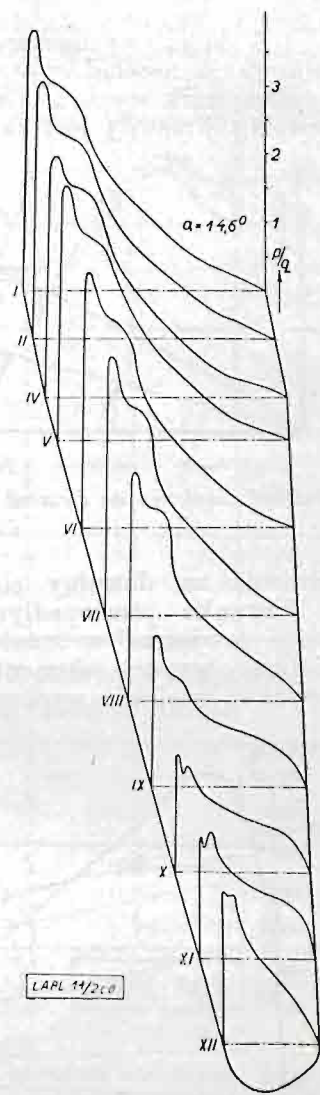
Ryc. 2 a.



Ryc. 2 b.

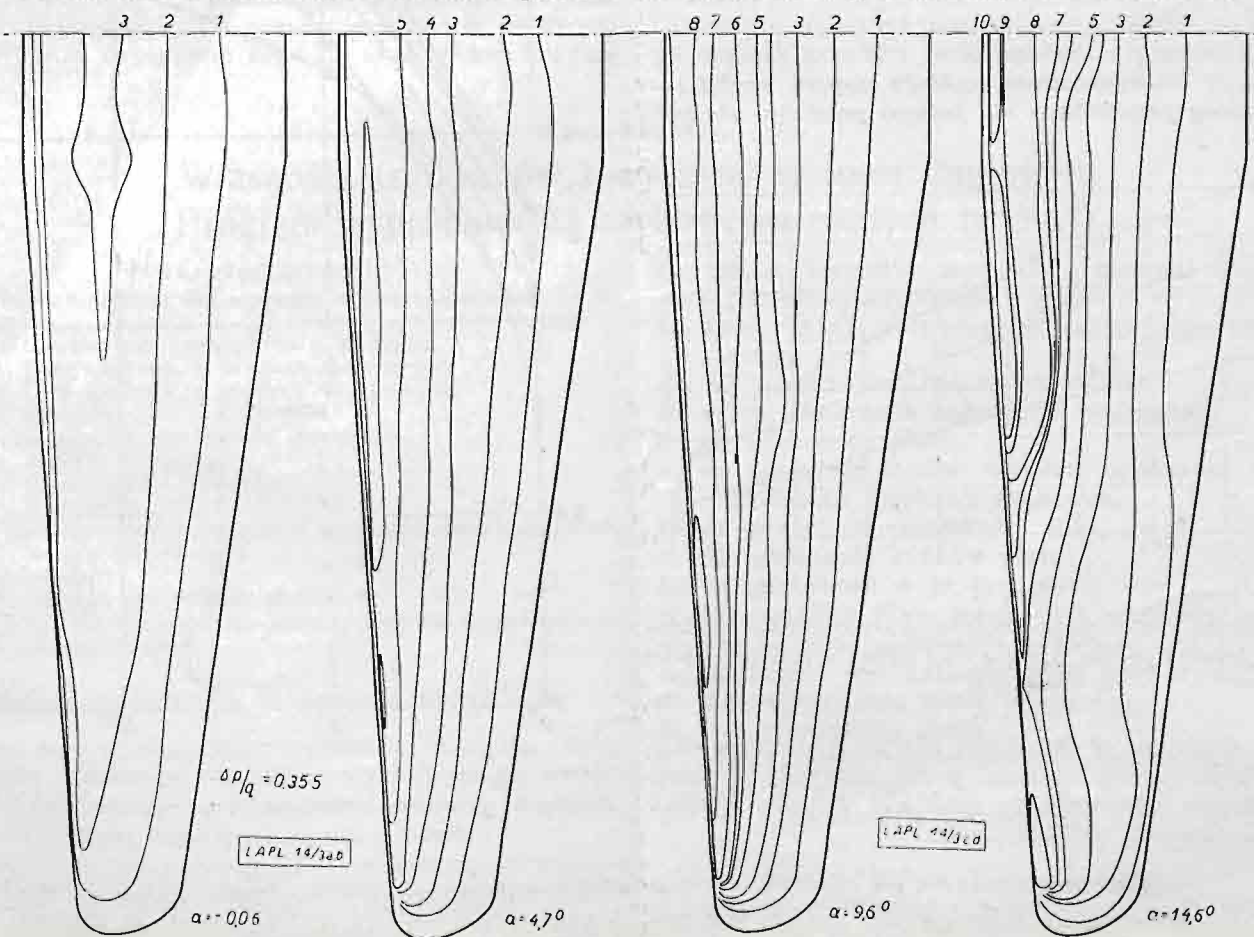


Ryc. 2 c.



Ryc. 2 d.

Rozkład ciśnień wypadkowych z ciśnień na powierzchnię górną i dolną przedstawiony przez stosunek p/q .



Ryc. 3 a.

Ryc. 3 b.

Ryc. 3 c.

Ryc. 3 d.

Linje równych ciśnień wypadkowych.

*

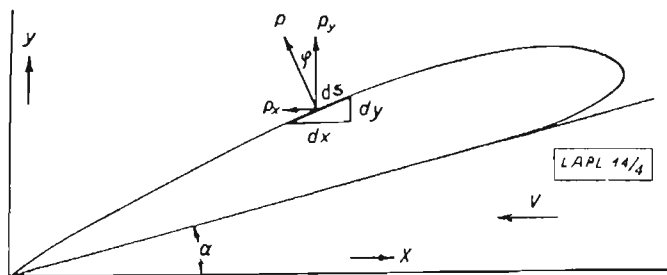
Z kolei wyznaczono przy pomocy graficznego całkowania rozkład wyporu wzdłuż rozpiętości skrzydła i współczynnik wyporu dla całego skrzydła. Myśl przewodnia tej metody jest następująca: Ponieważ składowa

całkowanie odbywa się przytem wzdłuż obwodu profilu. Ponieważ

$$ds \cdot \cos \varphi = dx,$$

przeto:

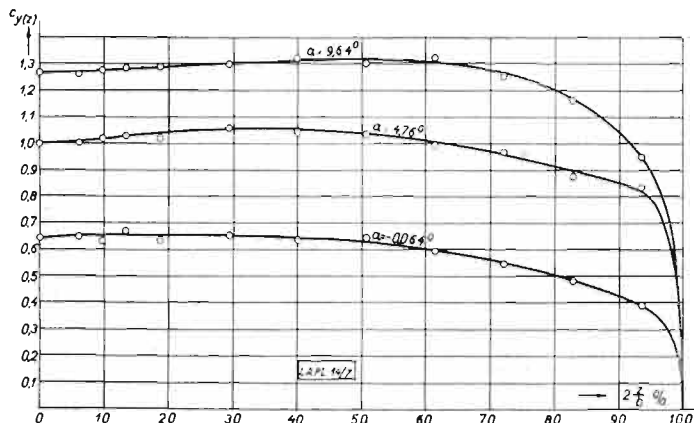
$$P'_y = \int p \cdot dx.$$



Ryc. 4.

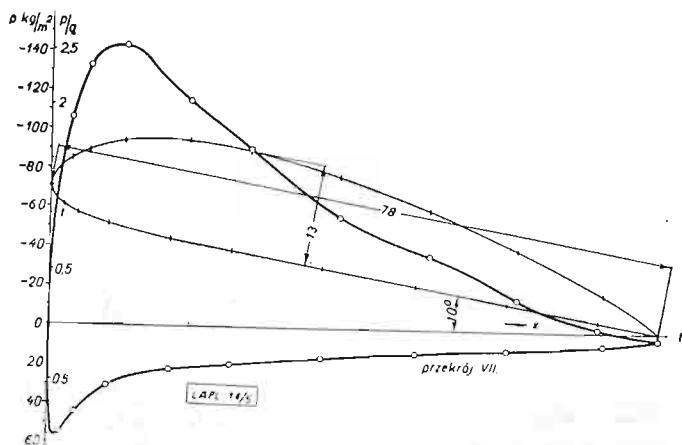
Rozkład ciśnienia na element powierzchni na składową wyporu i oporu.

ciśnienia na dowolny element powierzchni skrzydła, w kierunku prostopadłym do kierunku prędkości w strugi powietrza w tunelu aerodynamicznym, oznacza wielkość wyporu elementarnego, przeto, jak wynika z ryc. 4, wielkość wyporu, pochodzącego od paska po-



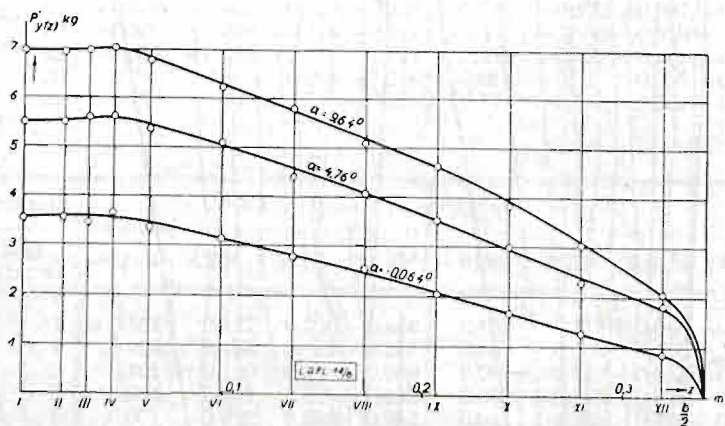
Ryc. 7.

Rozkład współczynnika wyporu $c_y(z)$ wzdłuż rozpiętości.



Ryc. 5.

Wykres (p, x) dla wyznaczenia rozkładu wyporu wzdłuż rozpiętości podany przykładowo dla jednego przekroju skrzydła.



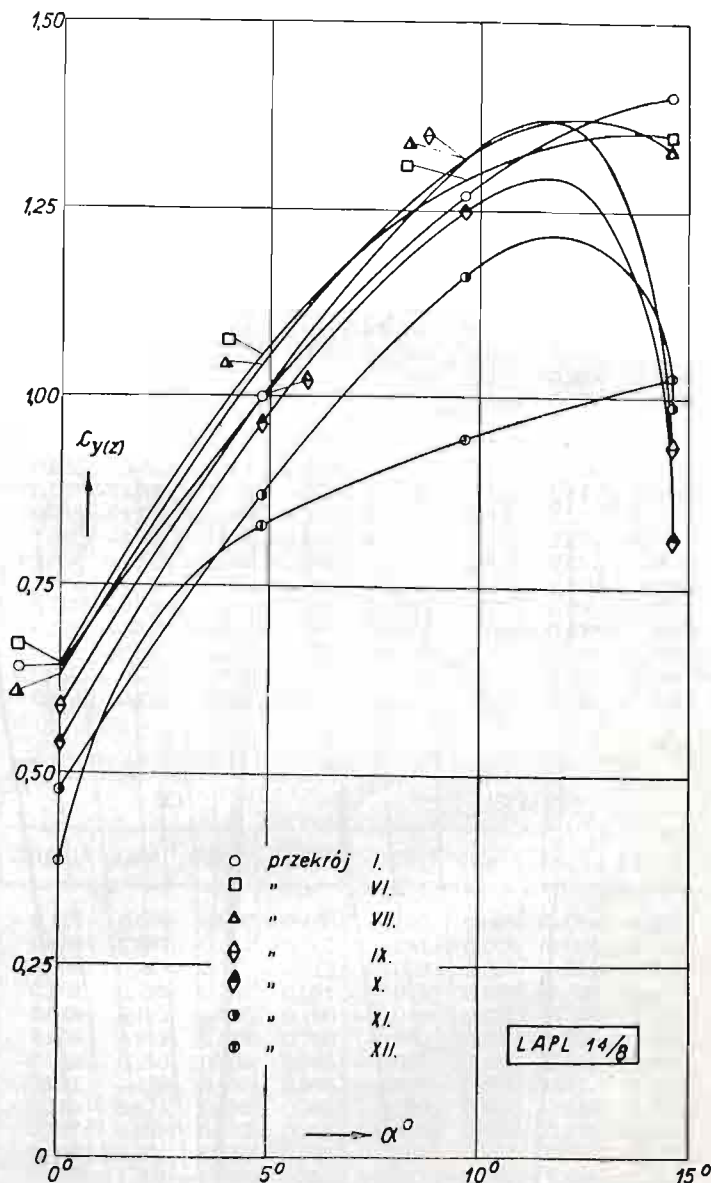
Ryc. 6.

Rozkład wyporu odniesionego do jednostki rozpiętości i każdorazowej głębokości profilu dla $q = 56,3 \text{ kg/m}^2$ i różnych kątów natarcia.

wierzchni skrzydła o szerokości równej jednostce długości i obejmującego dokoła profil skrzydła, wynosi przy założeniu jednostajnego rozkładu wyporu wzdłuż rozpiętości skrzydła prostokątnego:

$$P'_y = \int p \cdot ds \cdot 1 \cdot \cos \varphi,$$

gdzie ds oznacza element łuku profilu, zaś φ kąt nachylenia ciśnienia względem prostopadłej do kierunku v ;



Ryc. 8.

Zależność pomiędzy współczynnikiem wyporu $c_y(z)$ i kątem natarcia α dla poszczególnych przekroji.

Jeśli zatem w prostokątnym układzie współrzędnych wyznaczmy krzywą, której odcięte są rzutami punktów profilu ustawionego względem osi x -ów pod kątem

natarcia α , zaś rzędne przedstawiają wielkości ciśnień całkowitych p w odpowiednim punkcie profilu (ryc. 5), to pole A_z objęte tą krzywą, wyznaczone planimetrem, wyznaczy nam wielkość $P'_{y(z)}$.

Celem wyznaczenia współczynnika bezwymiarowego wyporu $c_{y(z)}$ w dowolnym przekroju skrzydła, ustawiamy wzór:

$$P'_{y(z)} = c_{y(z)} \cdot q \cdot t_z \cdot 1,$$

gdzie t_z oznacza głębokość profilu w miejscu z . Stąd

$$c_{y(z)} = \frac{P'_{y(z)}}{q \cdot t_z} = \frac{A_z}{q \cdot t_z}.$$

Rozkład wyporu $P'_{y(z)}$ wzdłuż rozpiętości rozpatrywanego skrzydła dla różnych kątów natarcia przy $q = 56,3 \text{ kg/m}^2$ podaje ryc. 6, zaś zależność wielkości współczynnika $c_{y(z)}$ od procentu rozpiętości skrzydła ryc. 7.

Na ryc. 8 przedstawiono wreszcie zależność pomiędzy współczynnikiem $c_{y(z)}$ i kątem natarcia α dla poszczególnych przekroi. Dla części środkowej skrzydła w granicach kątów α , odpowiadających „zdrowemu” przepływowi, krzywe ($c_{y(z)}, \alpha$) dla poszczególnych przekroi wpadają prawie na siebie, co oznacza, że zmiana współczynnika $c_{y(z)}$ ze zmianą kąta α odbywa się w każdym przekroju w sposób prawie identyczny.

Dla znalezienia wartości całkowitego wyporu P_y względnie współczynnika wyporu c_y ustawiamy zależność:

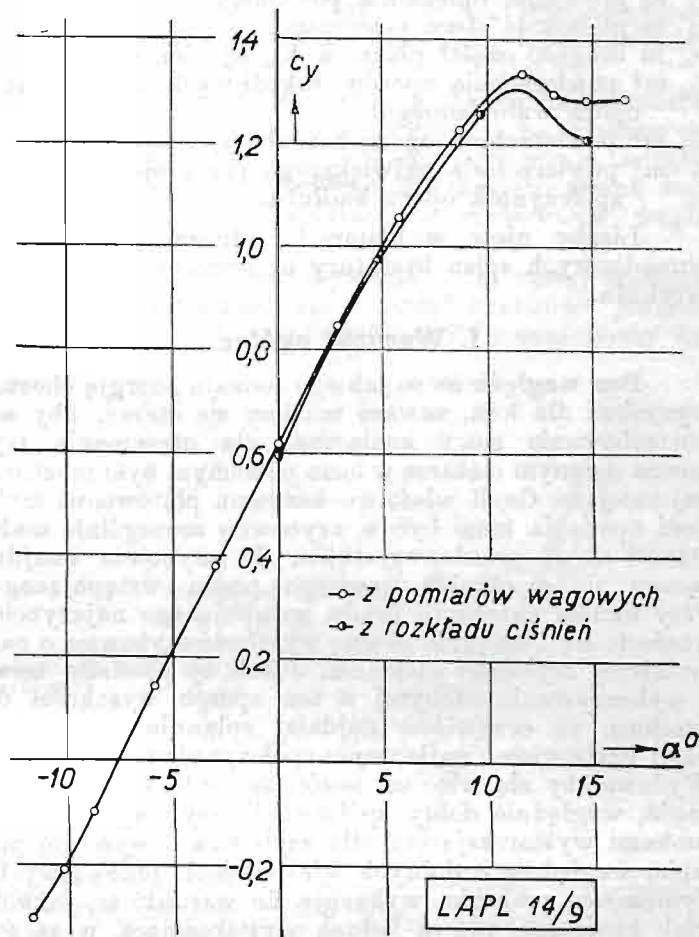
$$P_y = 2 \cdot \int_0^{b/2} P'_{y(z)} \cdot dz,$$

gdzie b oznacza rozpiętość skrzydła. Wartość podanej całki można łatwo wyznaczyć przez splanimetrowanie pola określonego przez poszczególne krzywe na ryc. 6. Wartości współczynnika wyporu c_y wyznaczamy następnie ze wzoru:

$$c_y = \frac{P_y}{F \cdot q},$$

gdzie F oznacza powierzchnię rzutu skrzydła na płaszczyznę prostopadłą do płaszczyzny symetrii skrzydła. Zależność pomiędzy c_y i α przedstawia ryc. 9, na której dla porównania naniesiono również analogiczną krzywą

otrzymaną z pomiarów wagowych w tunelu. Widoczne jest, że obie krzywe wykazują dostateczną zgodność,



Ryc. 9.

Porównanie krzywej (c_y, α) dla skrzydła otrzymanej przy pomocy wagi aerodynamicznej i sondy ciśnień statycznych.

pominąwszy oczywiście rozbieżność, występującą po oderwaniu się strugi powietrza od skrzydła, co ze względu na metodę pomiaru jest zupełnie usprawiedliwione.

Adam Nowotny.

Własności szybowców i wyczyny w locie żaglowym. Program wypróbowania szybowców różnych typów*).

Przegląd treści:

I. Warunki ogólne dla szybowców przeznaczonych do lotów żaglowych.

II. Własności aerodynamiczne a wyczyny.

1. Loty żaglowe w prądach zbieżnych.
2. Loty żaglowe w prądach termicznych.
3. Przeloty.

III. Stateczność, sterowność, zwrotność.

1. Wpływ na wyczyny.
2. Stateczność i czułość.
3. Zwrotność.

IV. Wielkości konstrukcyjne a własności aerodynamiczne.

1. Rozpiętość skrzydła.
2. Profil.
3. Obrys i zwicherung płata.

V. Luki i potrzeby naszego taboru, program wypróbowania szybowców różnych typów.

Niektóre oznaczenia stosowane w tekście.

c_{mk} , c_{mH} , $c_{m\alpha}$ współczynniki momentu skrzydła, opierzenia poziomego i momentu wypadkowego, względem środka ciężkości szybowca,

c_{mr} , M_r współczynnik momentu i moment względem osi podłużnej szybowca, z powodu wychylenia lotek, c_{nH} współczynnik składowej normalnej opierzenia poziomego,

F m^2 powierzchnia nośna skrzydła,

F_H m^2 powierzchnia opierzenia poziomego,

t m głębokość płata,

l_H m odległość środka wyporu opierzenia poziomego od środka ciężkości szybowca,

t_Q m głębokość (szerokość) lotki,

t_z m głębokość końców płata.

t_w m głębokość w środku płata,

α kąt natarcia płata wzgl. linii zerowego wyporu,

α_H kąt natarcia opierzenia poziomego,

α_Q skuteczny kąt natarcia płata przy wychyleniu lotki,

β_H kąt wychylenia steru poziomego,

β_Q kąt wychylenia lotek,

κ współczynnik uwzględniający odgięcie strug powietrza za skrzydłem,

σ kąt zaklinowania statecznika,

*) Praca ta jest rozwinięciem i uzasadnieniem wniosku o programie budowy i wypróbowania szybowców, który to wniosek przedstawiony był przez Instytut Techniki Szybownictwa na Zebraniu Polskiego Komitetu Szybowcowego w styczniu 1933 r.

- τ współczynnik zależny od podziału opierzenia poziomego,
 t_{II} m głębokość opierzenia poziomego,
 t_I m głębokość steru poziomego,
 b_w m długość części płata, w której niema lotek,
 f_{rs} m^2 powierzchnia oporów szkodliwych (nie zawiera oporu wzbudzonego),
 f_{kz} m^2 powierzchnia oporu kadłuba ze sterami,
 f_k m^2 powierzchnia największego przekroju kadłuba,
 c_{zk} współczynnik oporu kadłuba.

Liczby ujęte w klamrę [] odnoszą się do liczb porządkowych spisu literatury umieszczonego na końcu artykułu.

I. Warunki ogólne.

Bez względu na to jakiego rodzaju energję chcemy wyzyskać dla lotu, zawsze musimy się starać, aby zapotrzebowanie mocy koniecznej dla utrzymania szybowca o danym ciężarze w locie poziomym było możliwie najmniejsze. Czyli właściwa każdemu płatowcowi szybkość opadania musi być w szybowcu szczególnie małą. Odnosi się to przede wszystkim do szybowca znajdującego się w obrębie pewnego prądu wstępującego. Przy danym nateżeniu prądu wstępującego najszybciej wzniesie się i osiągnie pewną wysokość szybowiec o najmniejszej szybkości opadania. Jeżeli by chodziło teraz o wykorzystanie zdobytej w ten sposób wysokości do przelotu, to oczywiście najdalej splanuje z tej wysokości szybowiec o najlepszym współczynniku szybowania. Wydawałoby się więc na pozór, że mała szybkość opadania, względnie dobry współczynnik szybowania są warunkami wystarczającymi dla szybowca o wysokim pułapie, względnie o dobrych własnościach przelotowych. Tymczasem praktyka wykazuje, że warunki te, jakkolwiek konieczne, nie są jednak wystarczające, w szczególności jeśli chodzi o szybowiec przelotowy. Prądy wstępujące terenowe, umiejscowione wprawdzie w przestrzeni zmieniają swoje nateżenie zależnie od pochyłości stoku i szybkości wiatru; prądy wstępujące pochodzenia termicznego, prądy wstępujące atmosfery „wolnej“ zmieniają się szybko w czasie i w przestrzeni. Do warunków określających więc pułap w umiejscowionym strumieniu wstępującego powietrza i zasięg w powietrzu spokojnym, dochodzi jeszcze w praktyce lotów żaglowych szybkość po torze i użyteczna rozpiętość szybkości. Znaczenie tych czynników czysto nawigacyjnych jest jeszcze ciągle niedoceniane.

II. Własności aerodynamiczne a wyczyny.

Z warunku równowagi sił działających na szybowiec w locie wynika, że szybkość opadania:

$$V_y = 4 \frac{c_x}{c_y^{1,5}} \sqrt{G/F}$$

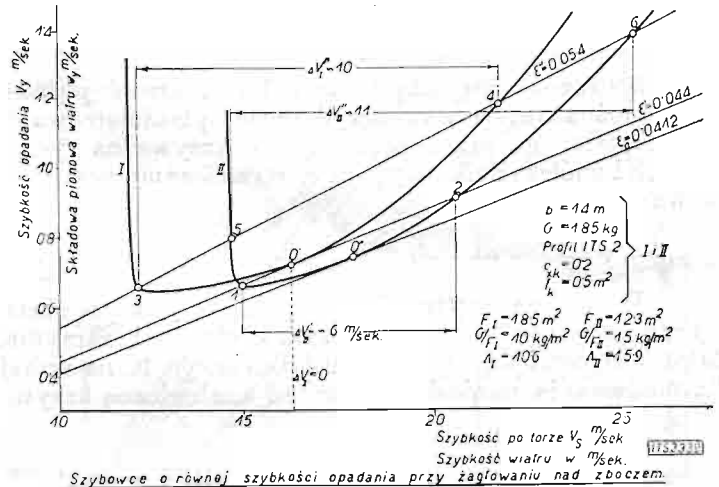
Szybkość opadania można więc zmniejszyć albo przez zmniejszenie obciążenia powierzchni nośnej G/F , albo przez zwiększenie doskonałości aerodynamicznej $\frac{c_y}{c_x}$.

Obydwa sposoby stosuje się w budowie szybowców. Początkowo, nie zmieniając doskonałości aerodynamicznej ówczesnych płatowców, starano się zmniejszyć do minimum obciążenie powierzchni nośnej. Zasługuje tu na uwagę szybowiec dwupłat Fokker'a z 1922 r., który posiadał obciążenie $4,6 \text{ kg/m}^2$ powierzchni nośnej. Jest to jednak błąd zasadniczy, pokutujący do dziś jeszcze w budowie szybowców. Nawigacyjne bowiem względy, uwarunkowane metodyką lotów żaglowych, nie pozwalają zmniejszać zbytnio obciążenia powierzchni nośnej, gdyż od niego zależy szybkość własna szybowca. W większości zaś wypadków ma ona m. i. wcale niepośledni wpływ na zdolności żaglowe szybowca i wyczyny.

1. Loty żaglowe w prądach zboczowych.

Okazało się w praktyce, że w prądach wiatru wstępującego nad stokiem górskim szybowce, bardzo lekkie w stosunku do powierzchni nośnej, znacznie gorzej żaglują przy silnym wietrze aniżeli szybowce ciężkie. Naodwrot dzieje się przy bardzo słabych wiatrach.

Cheąc na „lekkim“¹⁾ szybowcu utrzymać się przy silnym wietrze przed stokiem górskim przy żaglowaniu wzdłuż zbocza, trzeba, silnie „dusząc“, lecieć na znacznie mniejszym kącie natarcia niżby to odpowiadało najmniejszej szybkości opadania, a więc bardzo nieekonomicznie. Przy takim sztucznym zwiększeniu szybkości po torze, zwiększa się również szybkość opadania. Ryc. 1 przedstawia tę zależność dla dwóch szybowców: Szybowiec I, lekki, o obciążeniu 10 kg/m^2 , oraz szybowiec II, ciężki, o obciążeniu 15 kg/m^2 . Przyjęto przytem dla obu szybowców: tę samą rozpiętość płata, zatem zgodnie z p. 1 rozdz. V. nin. pracy, również ten sam ciężar, ten sam opór szkodliwy części nienośnych (ten sam kadłub i opierzenie), a zmieniono jedynie wielkość powierzchni nośnej. W związku z tem szybowiec II posiada większe wydłużenie, przez co ostatecznie obydwaj szybowce posiadają to samo minimum szybkości opadania. Porównujemy więc dwa szybowce o tej samej szybkości opadania, ale o różnej szybkości jednostkowej²⁾.



Szybowce o równej szybkości opadania przy żaglowaniu nad zboczem.

Ryc. 1.

Pomiary aerologiczne [1] wykazują, że po stronie nawietrznej, w pobliżu stoku, wiatr ma w przybliżeniu zawsze kierunek równoległy do powierzchni stoku (za wyjątkiem wypadku chwiejnej równowagi atmosfery, kiedy występują silniejsze prądy termiczne). Jeśli więc przyjmujemy, że składowa pionowa w_y wiatru w pobliżu stoku jest proporcjonalna do szybkości w wiatru czyli, że dla danego stoku $w_y/w = \text{const} = \epsilon$, wówczas prosta $w_y = \epsilon \cdot w$, odcina na odpowiednich krzywych $V_y = f(V_s)$ odcinki, w obrębie których zachodzi co najmniej równo-

¹⁾ W dalszym ciągu będę używał skrótów: Szybowiec lekki i szybowiec ciężki, zamiast szybowiec o małym i dużym obciążeniu powierzchni nośnej. „Lekki“ i „ciężki“ nie należy więc rozumieć dosłownie, ale w stosunku do powierzchni nośnej.

²⁾ Przyjęty ogólnie skrót: Szybowiec o szybkości opadania $x \text{ m/sek}$, znaczy ściśle: Szybowiec, którego szybkość opadania najmniejsza możliwa wynosi $x \text{ m/sek}$.

Szybkość jednostkowa $V_1 = 4 \sqrt{G/F}$ (Everling, Einheitsgeschwindigkeit) t. j. szybkość przy kącie natarcia odpowiadającym $c_y = 1$. Ponieważ lot normalny (przy najmniejszym współczynniku szybowania i przy najmniejszej szybkości opadania) przy używanych obecnie profilach leży zwykle w pobliżu $c_y = 1$, przeto jest to stan lotu, na który szybowiec winien być wyważony przy luźno puszczonej sterze; zatem szybkość jednostkowa przedstawia niejako „naturalną“ szybkość po torze szybowca, uzyskaną bez specjalnego „duszenia“.

waga między składową pionową w_y wiatru a szybkością opadania V_y szybowca (ryc. 1). Zauważymy, że szybowiec ciężki II. może żaglować nad zboczem o mniejszym spadku aniżeli szybowiec lekki I. Różnice te są małe, ale podczas gdy przy nachyleniu stoku $\varepsilon' = 0,44$ szybowiec I może się załedwie utrzymać i to tylko przy szybkości wiatru $w \approx 16$ m/sek.; szybowiec ciężki II nad tem samym zboczem żagluje swobodnie w zakresie szybkości wiatrów od 15 do 20,5 m/sek. Pomimo, że szybowce mają tę samą minimalną szybkość opadania, „użyteczna rozpiętość szybkości“ szybowca ciężkiego jest znacznie większa.

W ogólności styczna z początku układu do krzywej $V_y = f(V_s)$ wyznacza pewne minimum nachylenia stoku $\varepsilon = (w_y : w)_{min} = (V_y : V_s)_{min}$, oraz pewną szybkość $V_c = w_1$ wiatru, przy której jeszcze lot żaglowy w prądzie wstępującym zboczowym jest możliwy. Zdolność żaglową szybowca w prądach wstępujących spowodowanych stokiem górskim określa więc zupełnie jednoznacznie stosunek $(V_y : V_s)_{min}$, czyli minimum współczynnika szybowania, oraz szybkość V_c szybowca przynależna do tego minimum, a nie sama tylko szybkość opadania.

W miarę jak rośnie ε , różnice między szybowcem lekkim a ciężkim, jak widać z ryc. 1, zanikają. (Np. dla $\varepsilon' = 0,054$, $\Delta V_{II}' = 11$ m/sek., $\Delta V_{I}'' = 10$ m/sek.). Jako „tereny szybowcowe“ wchodzi w rachubę stoki o większym spadku, stąd więc wniosek, że w obrębie strefy wpływu „dobrego szybowiska“ szybowce lekkie o małej doskonałości aerodynamicznej zupełnie wystarczają.

W rzeczywistości, składowa pionowa wiatru w pobliżu stoku zależną jest jeszcze od wielu innych czynników terenowych i meteorologicznych; nie zmniejsza to jednak ważności naszych rozważań. Bez względu bowiem na meteorologiczne pochodzenie prądów wstępujących, wynika stąd ogólny wniosek, że tam gdzie mamy do czynienia z dużym ε , a więc z silnymi prądami wstępującymi, względnie gdzie nie wymagamy dużej szybkości własnej, na miejscu będzie szybowiec „lekki“, aerodynamicznie niekoniecznie doskonały. Natomiast tam, gdzie mamy do dyspozycji małe składowe pionowe prądu wstępującego w stosunku do żądanej szybkości własnej, korzystniejszym będzie szybowiec o dużej doskonałości.

2. Loty żaglowe w prądach termicznych.

Jeżeliby chodziło jedynie o wykorzystanie pewnego komina wstępującego powietrza n. p. pod cumulesem, lub większego obszaru unoszącego się w górę powietrza, jakie napotykanne są w lecie w godzinach popołudniowych, to oczywiście miarodajną jest sama tylko szybkość opadania. Duża szybkość własna może być wtedy nawet niepożądaną ze względu na trudność utrzymania się w obrębie prądu wstępującego. Najwyższy pułap osiągnię w tym prądzie wstępującym taki szybowiec, który obok małej szybkości opadania będzie posiadał równocześnie zdolność jaknajdłuższego zatrzymania się w obrębie prądu wstępującego, czy to dzięki małej szybkości własnej, czy też dzięki własnościom zezwalającym na krążenie bez znacznego pogoszenia szybkości opadania.

3. Przeloty.

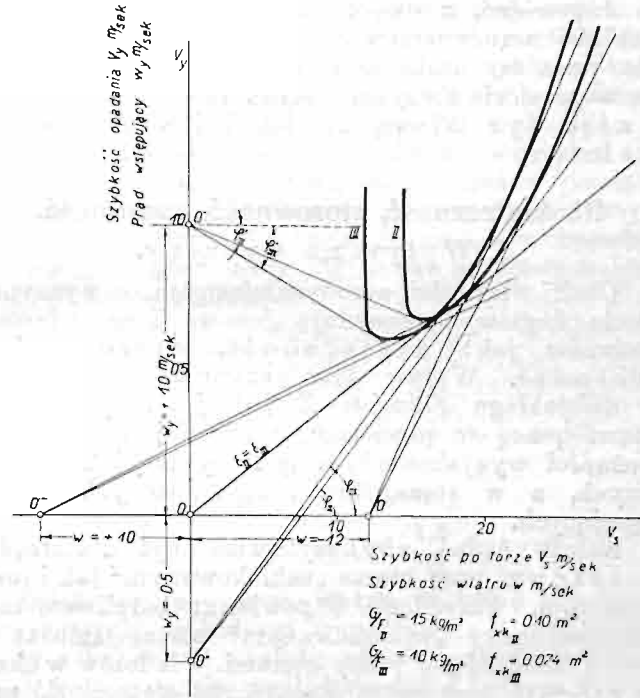
Jeżeli chodzi o wykorzystanie zdobytej w ten sposób wysokości do przelotu, to w powietrzu spokojnym najdalej zaleci szybowiec o największej doskonałości. Jednak nigdy nie mamy do czynienia z powietrzem spokojnym.

Przedostając się z jednego obszaru prądów wstępujących do drugiego, liczyć się trzeba z przelotem w prądach opadających, a także i pod wiatr. Szybo-

wiec przelotowy musi także być przygotowany do lotów nad zboczem, aby przy kombinacji przelotów z jednego komina do drugiego i lotu wzdłuż zboczy, przedłużać lot jaknajdalej.

Doskonałość aerodynamiczna określa jednoznacznie najmniejszy możliwy kąt szybowania i największy zasięg, ale tylko względem układu odniesienia związanego z powietrzem. Natomiast dla przelotu realną wartość posiada jedynie współczynnik szybowania względem ziemi.

Porównajmy dwa szybowce o tej samej doskonałości aerodynamicznej, ale o różnej szybkości jednostkowej (ryc. 2). W układzie $V_y = f(V_s)$ znajdziemy kąt



Szybowce o tej samej doskonałości w przelocie.

Ryc. 2.

szybowania względem ziemi dla lotów w powietrzu ruchomem, przeprowadzając styczne do krzywych II i III z odpowiednio przesuniętego początku układu: przy wietrze przeciwnym z przesuniętego o w m/sek w prawo, z wiatrem – w lewo; w prądzie opadającym z przesuniętego o w_y m/sek w dół, przy wznoszącym w górę. Jak widać, kąt szybowania względem ziemi pogarsza się w ogólności z wiatrem przeciwnym i w prądzie opadającym, a polepsza się z wiatrem tylnym i w prądzie wznoszącym. Ta zmiana współczynnika szybowania jest jednak różna dla szybowców o różnej szybkości jednostkowej, chociaż o tej samej doskonałości aerodynamicznej. Przy locie pod wiatr i w prądzie opadającym korzystniej zachowuje się szybowiec ciężki. Z wiatrem tylnym i w prądzie wznoszącym lepiej zachowuje się szybowiec lekki. Jak widać z ryc. 2, polepszenie współczynnika szybowania szybowca lekkiego w stosunku do szybowca ciężkiego w locie z wiatrem tylnym jest znikomo małe. Przy zmianach kierunku lotu w stosunku do kierunku wiatru wiejącego poziomo, szybowiec ciężki jest w sumie korzystniejszym. W sumarycznym działaniu prądów wstępujących i opadających na pierwszy rzut oka szybowiec lekki zdaje się mieć przewagę. Jednakowoż, ponieważ w prądzie wstępującym szybowiec ciężki swój nieco gorszy kąt wznoszenia (toru względem ziemi) może wyrównać przez nieco dłuższe krążenie w tym prądzie, a przelot po linii prostej w prądzie opadającym jest na szybowcu ciężkim korzystniejszy — to ostatecznie lepszym okazuje się szybowiec cięższy.

Należy zwrócić uwagę, że w omawianym przykładzie przyjęliśmy dla szybowca ciężkiego bardzo niekorzystne wykończenie aerodynamiczne. Zwiększyć bowiem obciążenie powierzchni nośnej przy tejsamej rozpiętości, to znaczy zwiększyć wydłużenie, a temsamem i doskonałość aerodynamiczną. Ażeby dla szybowca lekkiego otrzymać tą samą doskonałość musieliśmy przyjąć powierzchnię oporu szkodliwego części nienośnych $f_{z.z.iii} = 0,074$ t. j. o 26% mniej niż dla szybowca ciężkiego. Przykład powyższy jest więc pod tym względem nierealny. Chodziło tu tylko o stwierdzenie przewagi szybowca ciężkiego wobec szybowca lekkiego o tejsamej nawet doskonałości aerodynamicznej w warunkach występujących przy przelotach.

Jak widać, z dwóch szybowców o tej samej doskonałości aerodynamicznej E , szybowiec, który posiada przy tej doskonałości większą szybkość V_e , będzie w przelocie korzystniejszym. Iloczyn $E \cdot V_e$, może więc być miarą zdatności szybowca do przelotów.

III. Stateczność, sterowność, zwrotność.

1. Wpływ na wyczyny.

Obok własności aerodynamicznych, o wyczynach w locie żaglowym decydują jeszcze inne własności szybowców jak: stateczność, sterowność i zwrotność. Wpływ tych czynników na wyczyny jest dwójakiego rodzaju: Z jednej strony ułatwiają pilotowi pracę w powietrzu, z drugiej zaś decydują o możliwości wyzyskania pewnych sytuacji meteorologicznych, a w szczególności ograniczonych prądów wstępujących.

Należy żądać, aby szybowiec był dostatecznie statecznym przy sterze „zablokowanym“ jak i luźno puszczone. Przy locie w powietrzu burzliwym mała stateczność przy „zablokowanym“ sterze zmusza do ciągłej i wyętzającej pracy sterami. Dla lotów w chmurach pożądana jest nadto dostateczna stateczność przy wolno puszczonej sterach: Ułatwi to znacznie latawie bez horyzontu, w szczególności przy krążeniu. Należy pamiętać, że przecież w chmurach kłębiastych, dzięki wydzielającemu się ciepłu parowania panują prawie że najsilniejsze prądy wstępujące i że cumulusy są najczęstszymi i najobfitszymi źródłami energii dla lotu szybowego. Żeby je móc wogóle wykorzystać w czasie przelotów, szybowiec musi być nadto dostatecznie zwrótnym. Dzisiaj już nie ulega wątpliwości, że na szybowcu statecznym, a przytem zwrótnym, nawet o nienajlepszych własnościach aerodynamicznych, osiągnąć można więcej aniżeli na szybowcu o wyśrubowanych własnościach aerodynamicznych, uzyskanych kosztem stateczności i zwrotności.

Należy się nadto liczyć z psychologią pilota: Gdy szybowiec jest stateczny a przytem posłuszny i zwrótny, czyli określając słowami pilota „przyjemny“, to w niejednej krytycznej sytuacji podnosi zaufanie pilota osobiste i do maszyny, a temsamem zwiększa jego sprawność. Wiadomo wprawdzie, że po mniej lub więcej długim treningu można się przyzwyczaić do każdej, nawet bardzo niestatecznej maszyny, ale choćby można było nawet wyeliminować w ten sposób ujemny wpływ małej stateczności na wyczyny, to użyteczność takiego szybowca pozostanie ograniczona, będzie on zawsze dostępny jedynie nielicznym wybranym. Jeżeli chodzi o zwrotność, to tu już nie pomoże nawet najdłuższy trening.

2. Stateczność i czułość.

Jako kryterjum stateczności podłużnej przyjmuje się zwykle warunek:

$$dc_{mq}/d\alpha > 0,$$

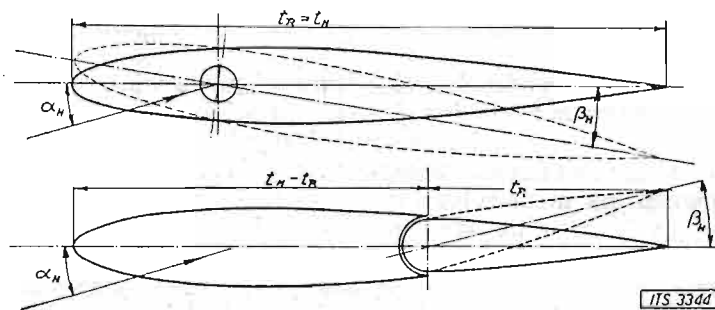
względnie:

$$dc_{mq}/dc_q > 0,$$

co ze względu na linię (w zakresie kątów używanych w locie) zależność c_q od α jest jednoznaczne. Wielkość $dc_{mq}/d\alpha$ jest według Haus'a [2] miarą stateczności statycznej podłużnej. Określa ona wielkość przyrostu wypadkowego momentu sił aerodynamicznych działających na układ: skrzydło — opierzenie poziome, przy zmianie kąta natarcia płata. Przyjęcie znaków jest tego rodzaju, że $dc_{mq}/d\alpha > 0$, o ile przy zadaniu przodu szybowca do góry (zwiększenie kąta natarcia α), powstaje moment dążący do przywrócenia pierwotnego położenia. Warunek ten, używany zresztą powszechnie przy obliczeniu wielkości opierzenia poziomego, jest jednak warunkiem jedynie koniecznym, ale nie jest wystarczającym. Blenk [3] wykazał, że do wystarczającego warunku stateczności statycznej podłużnej dojść można tylko, rozpatrując równowagę dynamiczną w czasie obrotu płatowca około środka ciężkości. Okazuje się wtedy, że miarą stateczności statycznej podłużnej przy zablokowanym sterze może być stosunek przyrostów: wychyleń steru β_{ii} , do odpowiadających im przyrostów kąta natarcia płata α . Warunkiem stateczności jest znowu: $d\beta_{ii}/d\alpha > 0$.

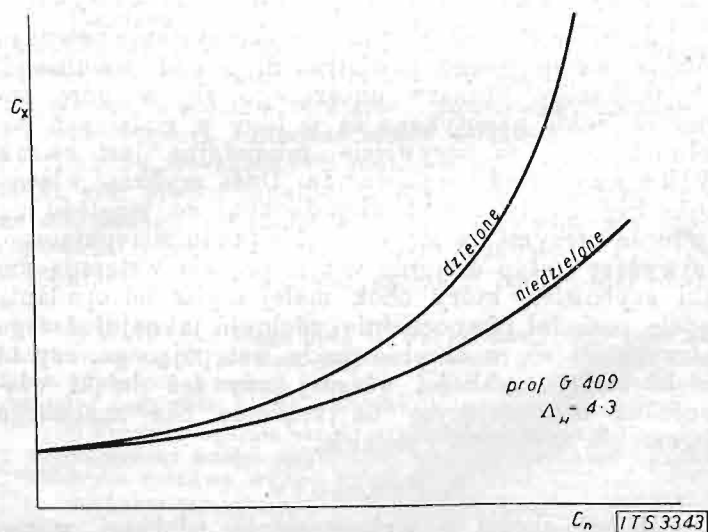
Odwrotność tego stosunku t. j. $d\alpha/d\beta_{ii}$ jest miarą czułości steru.

Dla stateczności przy luźno puszczonej sterze miarodajny jest natomiast $dP/d\alpha$ t. j. stosunek przyrostu siły, jaką trzeba przyłożyć do drążka sterowego, do wywołanej w ten sposób zmiany kąta natarcia.



Ryc. 3.

W budowie szybowców wyczynowych modne są obecnie opierzenia poziome niedzielone (ryc. 3). Chodzi tu głównie o lekkość i małe opory szkodliwe. Opierzenie niedzielone (Balance-Ruder) da się zbudować



Ryc. 4.

znacznie lżej aniżeli opierzenie dzielone, ze statecznikiem. Również opory szkodliwe przy wychyleniach opierzenia niedzielonego są mniejsze, niż przy równie skutecznych wychyleniach steru opierzenia dzielonego (ryc. 4).

Jeżelibyśmy chcieli znaleźć wpływ podziału opierzenia poziomego na stateczność metodą stosowaną przy obliczeniu wielkości opierzenia, tworząc dc_m/da , to okaże się, że podział nie wpływa na wielkość współczynnika stateczności. To nie zgadza się z doświadczeniem, bo też dc_m/da jest tylko koniecznym warunkiem stateczności.

Spółczynnik wypadkowego momentu sił aerodynamicznych:

$$c_{mG} = c_{mF} - c_{mH}$$

gdzie:

$$c_{mH} = c_{nH} \cdot \frac{l_H \cdot F_H}{t \cdot F}$$

Zgodnie z pomiarami w tunelach [4], jest:

$$C_{nH} = \frac{dc_{nH}}{d\alpha} (\alpha_H - \tau \beta_H),$$

względnie wyrażając α_H przez α :

$$\alpha_H = \kappa \alpha - \sigma,$$

$$c_{nH} = \frac{dc_{nH}}{d\alpha} (\alpha \kappa - \sigma - \tau \beta_H).$$

τ jest zależne od podziału: $\tau = f(t_H/t_H)$. Zależność tę określa szereg wzorów empirycznych. Dla opierzenia niedzielnego jest $\tau = 1$, dla opierzenia dzielonego $\tau < 1$.

$$\text{Oznaczając: } C = \frac{l_H \cdot F_H}{F \cdot t} \cdot \frac{dc_{nH}}{d\alpha},$$

oraz przez $\bar{\beta}_H$ wychylenie steru przy jakim momenty sił aerodynamicznych równoważą się, otrzymamy:

$$c_m = c_{mF} - C(\alpha \kappa - \sigma - \tau \cdot \bar{\beta}_H) = 0.$$

Widać, że dc_m/da nie zależy od τ , natomiast:

$$\frac{d\bar{\beta}_H}{d\alpha} = \left(C\kappa - \frac{dc_{mF}}{d\alpha} \right) \cdot \frac{1}{\tau}$$

$$\text{czyli: } \frac{d\bar{\beta}_H}{d\alpha} \sim \frac{1}{\tau}.$$

Opierzenie poziome ze statecznikiem dzieli się zwykle w stosunku $t_H/t_H = 0,42$; dla tego podziału jest $\tau = 0,55$, natomiast dla opierzenia niedzielnego jest $\tau = 1$. Przy tej samej zatem powierzchni, profilu, obrysie i tej samej odległości od środka ciężkości, stateczność statyczna podłużna przy zablokowanym sterze, przy opierzeniu ze statecznikiem jest $1/0,55 = 1,82$, okrągło 2 razy większa, aniżeli przy opierzeniu niedzielnym.

Dla stateczności podłużnej przy luźno puszczonej sterze miarodajny jest przyrost siły, jaką należałoby wyrzucić na drążek sterowy, aby wywołać pewien przyrost kąta natarcia płata. Ponieważ wielkość sił na drążku sterowym zależy od ciężarowego i aerodynamicznego wyważenia steru, oraz całego mechanizmu sterowego, trudno ogólnie przeprowadzić podobne porównanie liczbowo. W każdym razie okazuje się [3], że stateczność jest tem większa, im większy jest moment ciężaru steru względem osi obrotu. Na pierwszy rzut oka widać (ryc. 3), że moment ciężarowy steru opierzenia dzielonego (o ile niema np. bocznego odciążenia aerodynamicznego), będzie zawsze większy niż opierzenia niedzielnego. Stateczność podłużna przy luźno puszczonej sterze przy opierzeniu niedzielnym będzie zawsze mniejsza niż przy dzielonym, o ile nie zastosujemy sztucznych sposobów zwiększenia momentu ciężarowego.

W lotach żaglowych, duża czułość steru wysokości jest niepożądaną. Wprost przeciwnie, szybowiec winien być statecznym tak dalece, aby nie trzeba było się wogóle troszczyć o ster głębokości [5]. Wobec dużego znaczenia lotów w chmurach kłębiastych, należałoby więc może powrócić w budowie szybowców „wyczynowych“ do opierzeń poziomych ze statecznikami.

3. Zwrotność.

Jako miarę zwrotności możnaby dla szybowców przyjąć szybkość kątową obrotu około osi podłużnej, wywołaną pewnym wychyleniem lotek przy „wkładaniu“ do skrętu. W praktyce zachodzi bowiem potrzeba wykonania „głębokich“ skrętów w dwóch wypadkach: W atmosferze „wolnej“ w razie napotkania prądu wstępującego, oraz przy podchodzeniu do lądowania. Żeby nie zgubić napotkanego prądu wstępującego powietrza, zachodzi potrzeba przejścia z lotu prostego w skręt o stałej zresztą krzywiznie w czasie możliwie najkrótszym. Ten czas jest odwrotnie proporcjonalny do szybkości kątowej obrotu około osi podłużnej. Również, ważny w czasie podchodzenia do lądowania w terenie zazwyczaj dzikim, promień najciaśniejszej krzywizny, a więc przy danej szybkości najkrótszy czas potrzebny do wykonania zwrotu o 180° , według Lachmanna [6], zależy także od szybkości kątowej obrotu około osi podłużnej przy wkładaniu do skrętu.

Rachunek [6] i doświadczenie [7] wykazują, że wpływ momentu bezwładności skrzydła względem osi podłużnej na szybkość kątową obrotu można pominąć, o ile tylko stosunek momentu sił aerodynamicznych M_r z powodu wychylenia lotek, do momentu bezwładności nie jest zbyt mały. Wówczas szybkość kątowa obrotu około osi podłużnej:

$$\omega = \frac{12 c_{mr} \cdot V}{b \cdot \frac{dc_n}{d\alpha}},$$

jest zatem odwrotnie proporcjonalna do rozpiętości b i wydłużenia Λ płata, ponieważ:

$$\frac{dc_n}{d\alpha} \sim \frac{dc_y}{d\alpha} = \frac{1,8 \cdot \pi}{1 + \frac{1,8}{\Lambda}}$$

Zależności powyższe ważne są tylko w zakresie kątów natarcia, w którym wypór rośnie w przybliżeniu linjowo z kątem. Z powodu obrotu następuje jednak zmiana kąta natarcia wzdłuż rozpiętości płata, co może spowodować przekroczenie kąta krytycznego po stronie wewnętrznej skrętu. Grozi to samoczynnym zwiększeniem szybkości obrotu (autorotacją), nieczułem na wychylenia lotek. Opanowanie szybowca w tym stanie jest trudne i ostatecznie kończy się ślizgiem względnie przejściem „na głowę“, co jest niepożądane w powietrzu ze względu na znaczne zwiększenie szybkości opadania, a może być niebezpieczne przy ziemi. Żeby temu zapobiec, stosuje się zwichrzenie płata.

Zmiana kąta natarcia profilu zewnętrznych końców płata:

$$\Delta\alpha = \pm \frac{\omega \cdot b/2}{V},$$

po wstawieniu wartości na ω :

$$\Delta\alpha = \pm \frac{6 c_{mr}}{d c_n/d\alpha}$$

Spółczynnik momentu sił aerodynamicznych względem osi podłużnej z powodu wychylenia lotek c_{mr} , zależy od obrysu oraz powierzchni płata i lotek i rośnie linjowo z wychyleniem lotek β_Q [8].

$$c_{mr} = \frac{M_r}{b \cdot F \cdot q} \sim \sqrt{\frac{t_Q}{t}} \left[1 - \left(\frac{b_w}{b} \right)^2 \right] \cdot \beta_Q^3.$$

Dla płata trapezowego o zbieżności $t_z/t_H = 1:4$, o wydłużeniu $\Lambda = 18$, i przy rozpiętości lotek $(b - b_w) = 2/3 \cdot b$, jak to się zwykle stosuje, otrzymamy według Mathiasa³⁾:

$$c_{mr} = 0,833 \cdot \sqrt{\frac{t_Q}{t}} \cdot \beta_Q.$$

³⁾ Według Mathias'a [8] jest dla płata trapezowego o zbieżności t_z/t_H :

Przy stałym stosunku głębokości lotek do głębokości płata $t_0/t = 0,25$, otrzymamy po wstawieniu w równanie na $\Delta\alpha$:

$$\Delta\alpha = \pm 2,72 \beta_0.$$

Przy wychyleniu lotek o kąt $\pm 10^\circ$, zmiana kąta natarcia końców płata przy obrocie około osi podłużnej wyniosłaby $\pm 27^\circ$. Przypuśćmy, że szybkoiec zostaje włożony do skretu przy szybkości nieco większej niżby to odpowiadało doskonałości, a więc np. przy $c_y = 0,8$. Dla profilu G.535 osiągnie się to przy kącie natarcia $\sim 8^\circ$, natomiast oderwanie nastąpi przy $\sim 21^\circ$ (mierzone względem linii zerowego wyporu). Celem uniknięcia oderwania przy wkładaniu, należałoby zwichrzyć płat o kąt $[27 - (21 - 8)] = 14^\circ$. W istocie jednak, wskutek wychylenia lotek płat już jest zwichrzony. Z powodu wychylenia lotek o kąt β_0 , zmienia się bowiem skuteczny kąt natarcia według Toussaint'a [9] i [8], o wartość:

$$\alpha_0 = \beta_0 \left[\frac{4}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{F_Q}{F}} \left(1 - 0,215 \cdot \frac{F_Q}{F} \right) - 0,05 \beta_0 \right],$$

przyczem F_Q jest powierzchnią obu lotek, zaś F całkowitą powierzchnią płata. W naszym wypadku otrzymamy $\alpha_0 \approx 5^\circ$, zatem pozostaje do zwichrzenia $\sim 9^\circ$.

Ze względu na zwrotność, duża rozpiętość jest niepożądana. Szybkość bowiem kątowna obrotu około osi podłużnej przy wkładaniu do skretu, maleje z rozpiętością. Żeby uzyskać tę samą szybkość włożenia do skretu, trzeba przy większej rozpiętości odpowiednio silnie wychylić lotki. To zaś wymaga większego zwichrzenia płata, które jak dalej zobaczymy, niweczy korzyści aerodynamiczne jakie daje duża rozpiętość.

IV. Wielkości konstrukcyjne a własności aerodynamiczne.

1. Rozpiętość płata.

W zakresie kątów natarcia używanych w locie, do kąta natarcia odpowiadającego najmniejszemu współczynnikowi szybowania włącznie, biegunowe obecnych szybowców można w przybliżeniu zastąpić przez łuk paraboli o równaniu:

$$P_x = q f_{xs} + \frac{P_y^2}{\pi \cdot q \cdot b_i}$$

przyczem: $f_{xs} = c_{xp} \cdot F + c_{xk} \cdot f_k$.

Zależność ta jest zupełnie dokładna o ile uwzględnimy, że w ogólności jest $f_{xs} = f(P_y)$. Przybliżenie zaś $f_{xs} = \text{const}$ jest zupełnie wystarczające w zakresie kątów, które nas głównie interesują. W pobliżu minimum współczynnika szybowania jest nadto $P_y \sim G$, zatem:

$$P_x = q \cdot f_{xs} + \frac{G^2}{\pi q b_i}$$

Doskonałość aerodynamiczną określa minimum oporu. Przyrównując więc dP_x/dv do zera, łatwo znaleźć szybkość odpowiadającą najmniejszemu współczynnikowi szybowania:

$$V_e = 3 \left(\frac{G}{b_i f_{xs}^{1/2}} \right)^{1/2},$$

oraz doskonałość:

$$E = \frac{G}{P_{x \min}} = 0,885 \cdot \frac{b_i}{f_{xs}^{1/2}}$$

$$c_{mv} = 1,8 \pi \cdot f_{MQ} \cdot \sqrt{\frac{t_0}{l}} \cdot \beta_0 \left[\left\{ 1 - \left(\frac{b_w}{b} \right)^2 \right\} \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{3} \frac{1-t_z/t_w}{1+t_z/t_w} \right\} - \frac{4}{3} \left(\frac{b_w}{b} \right)^2 \left(1 - \frac{b_w}{b} \right) \frac{1-t_z/t_w}{1+t_z/t_w} + 2 \left(\frac{f_{QA}}{f_{MQ}} - 1 \right) \frac{b_w}{b} \left(1 - \frac{b_w}{b} \right) \left(1 - \frac{b_w}{b} \cdot \frac{1-t_z/t_w}{1+t_z/t_w} \right) \right]$$

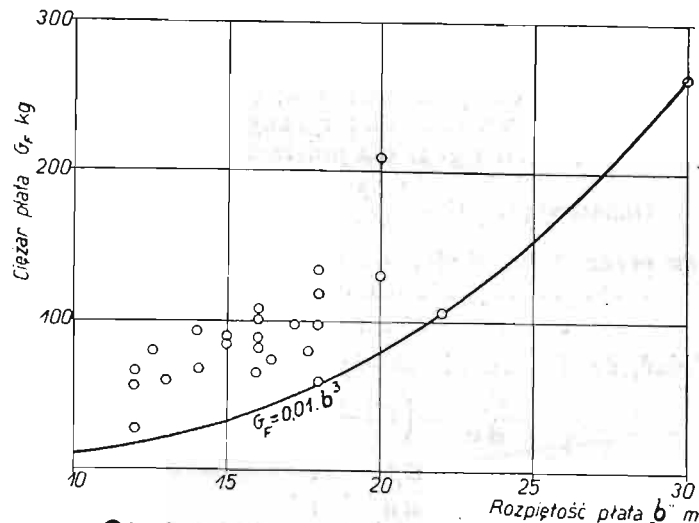
gdzie:

$$f_{QA} = \frac{1}{1 + \frac{1,8}{Aq}}, \quad f_{MQ} = \frac{1}{1 + 2 \cdot \frac{1,8}{Aq}}, \quad Aq = A \cdot \frac{1 - b_w/b}{1 - \frac{b_w}{b} \cdot \frac{1-t_z/t_w}{1+t_z/t_w}}$$

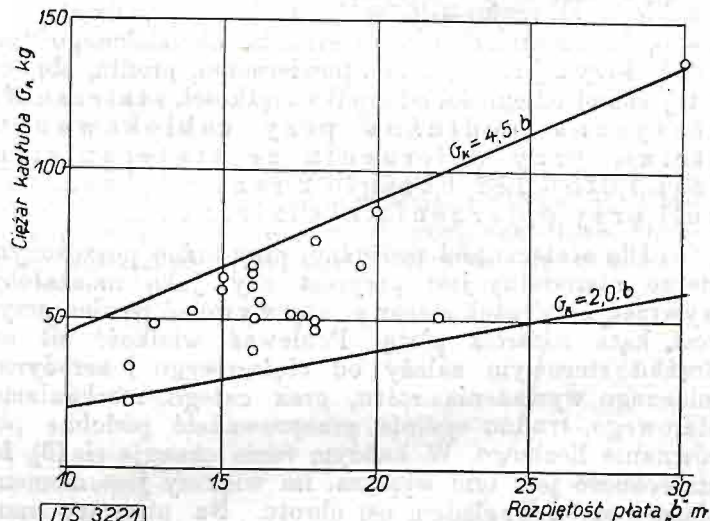
Podobnie znaleźć można wartości odpowiadające najmniejszej szybkości opadania, przyrównując do zera wyrażenie: $d(P_x \cdot V)/dV$. Okazuje się wtedy, że wartości odpowiadające najmniejszej szybkości opadania różnią się tylko o stały współczynnik.

Zależności powyższe podane niemal równocześnie przez Helmbolda [10] i Schrenka [11], pozwalają w sposób nader przejrzysty na szybką ocenę wpływu poszczególnych czynników na własności aerodynamiczne.

Iloczyn $b_i \cdot \sqrt{f_{xs}}$, przedstawia pewną powierzchnię, zwaną przez Schrenka „powierzchnią szybkości”. Jeżeli mianowicie wyobrazimy sobie prostokąt, którego jeden bok jest równy rozpiętości zredukowanej b_i płata, zaś drugi jest bokiem kwadratu o powierzchni f_{xs} , to jak widać, obciążenie powierzchni tego prostokąta określa szybkość po torze przy najmniejszym współczynniku szybowania, zaś stosunek boków jest proporcjonalny do doskonałości.



Statystyka ciężarów konstr. 1932.



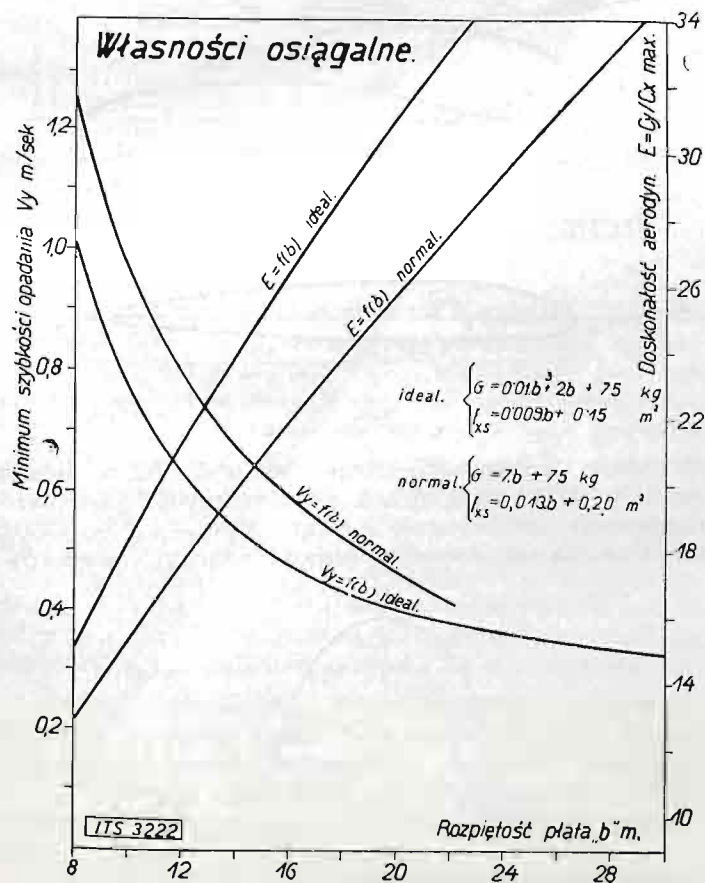
Ryc. 5.

Zwiększenie rozpiętości jest jak widać, bardzo skutecznym a zarazem najprostszym sposobem zwiększenia doskonałości aerodynamicznej. Jeżelibyśmy sądzili, że przy obecnym stanie rozwoju szybowca nie można już wiele zmniejszyć oporów czołowych, to byłaby to droga jedyna. Istotnie, wychodząc z założenia, że szybowce obecne bardzo nieznacznie różnią się między sobą zewnętrznymi kształtami i osiągnęły już pewne, niemal że standartowe formy, Lippisch z R. R. G. [12], przyjmując w przybliżeniu pewną stałą wielkość powierzchni oporów czołowych dla wszystkich szybowców i wychodząc, podobnie jak Schrenk, z biegunowej parabolicznej, doszedł do wniosku, że szybkość opadania zależy tylko od obciążenia

przypadającego na kwadrat rozpiętości płata G/b^2 . W związku z wzrastającą stale ilością szybowców zgłaszanych do Rhön, wyłoniła się przed trzema laty potrzeba ograniczenia konkursów jedynie do szybowców wyczynowych. Postanowiono więc przyjmować tylko szybowce o pewnej zdolności żaglowej i jako minimum szybkości opadania przyjęto $V_y \approx 0,8 \text{ m/sek}$; odpowiada to według Lippischa $G/b^2 \approx 1,10$. Warunek ten opublikowany jako punkt regulaminu konkursu w Rhön w r. 1930, a niezawsze dobrze zrozumiany, przyczynił się niemało do nadmiernego zwiększania rozpiętości.

Obecnie daje się zauważyć reakcja w kierunku zmniejszenia rozpiętości. Duża rozpiętość jest bowiem niewygodną przy manewrowaniu w powietrzu, jak i na ziemi, zaś środki, które zmierzają do zwiększenia zwrotności niweczą aerodynamiczne korzyści, jakie miała dać duża rozpiętość. Zresztą nie można dowolnie zmniejszać szybkości opadania przez zwiększanie rozpiętości, gdyż równocześnie rośnie szybko ciężar własny konstrukcji.

Statystyka wykazuje, że ciężary szybowców obecnych leżą przeciętnie powyżej $G_0 = 7 \cdot b$. Ryc. 5. podaje statystykę ciężarów skrzydeł G_k oraz kadłubów G_l jako funkcje rozpiętości. Jako dolną granicę ciężarów skrzydeł można obecnie przyjąć: $G_k = 0,01 b^3$.



Ryc. 6.

Osiągają ją tylko wyjątkowo lekko budowane szybowce: D.28., Thermikus, Schlesien in Not, Austria. Ponieważ budziły one również zastrzeżenia co do wytrzymałości, można przyjąć, że granica powyższa w najbliższej przyszłości nie zostanie przekroczona. Ciężary kadłubów wahają się od $G_k = 2 \cdot b$ do $G_k = 4,5 \cdot b$.

Przyjmując ciężar szybowca:

$$G = G_k + G_l + G_{pil}$$

w wypadku granicznym:

$$G_{ideal} = 0,01 \cdot b^3 + 2 \cdot b + 75,$$

oraz wartość przeciętnie dobrą:

$$G_{normal} = 7 \cdot b + 75,$$

wreszcie średnią głębokość płata 1 m , współczynnik oporu profilowego $c_{xp} = 0,009$ jako wartość idealną i $c_{xpn} = 0,013$ jako przeciętną, przekrój największy kadłuba $f_k = 0,5 \text{ m}^2$, oraz współczynnik oporu kadłuba $c_{xkl} = 0,3$ w wypadku granicznym i $c_{xkln} = 0,4$ jako wartość przeciętną — otrzymamy po wstawieniu w równania na E i $V_y = V_c/E$, doskonałość aerodynamiczną i szybkość opadania odpowiadającą najlepszemu współczynnikiowi szybowania jako funkcje jedynie tylko rozpiętości (ryc. 6). Jak widać, zwiększenie rozpiętości powyżej 20 m , przynosi bardzo małe korzyści, jeśli chodzi o szybkość opadania, natomiast zmniejszenie powierzchni oporów czołowych przy małej rozpiętości wydaje się bardzo obiecującym środkiem tak ze względu na szybkość opadania jak i doskonałość aerodynamiczną. Powinno się dać osiągnąć własności, któreby zezwoliły na wykonywanie wszelkiego rodzaju lotów żaglowych już przy rozpiętości 12 m .

2. Profil płata.

Własności aerodynamiczne skrzydła określają: współczynnik szybowania c_x/c_y , współczynnik lotności $c_x/c_y^{1,5}$ i maksymalny współczynnik siły nośnej $c_{y \text{ max}}$. Pierwsze z nich zależą przede wszystkim od wydłużenia. Można to ocenić, jeżeli się weźmie pod uwagę, że dla stosowanych wydłużeń $\Lambda = 10$ do 20 , oraz znanych profili, $(c_x/c_y^{1,5})_{\text{min}}$ oraz $(c_x/c_y)_{\text{min}}$ leżą zazwyczaj w pobliżu $c_y = 1,0$. Ale dla $c_y = 1,0$ i $\Lambda = 10-20$, jest $c_{xi} = 0,032-0,016$, natomiast opór profilowy bardzo dobrych profili waha się w granicach $c_{xp} = 0,008-0,012$. Wahania współczynnika oporu profilowego dobrych profili stanowią więc przy $\Lambda = 10$ do 9% , przy $\Lambda = 20$ do 16% całkowitego oporu skrzydła. Przy większych wydłużeniach nawet stosunkowo małe różnice w oporze profilowym dobrych profili mogą więc odgrywać pewną rolę.

Finezje te mogą mieć jednak tylko wtedy wpływ na własności, o ile profil dobierzemy odpowiednio do wydłużenia. Ze wzrostem wydłużenia rośnie bowiem c_y przy jakim znajdzie $(c_x/c_y)_{\text{min}}$ względnie $(c_x/c_y^{1,5})_{\text{min}}$. W przypadku biegunowej parabolicznej, byłoby:

$$(c_x/c_y)_{\text{min}} \text{ dla } c_y' = \frac{\Lambda}{b} \sqrt{\pi f_{xs}}$$

$$(c_x/c_y^{1,5})_{\text{min}} \text{ dla } c_y'' = \frac{\Lambda}{b} \sqrt[4]{3 \pi f_{xs}}$$

W tym zakresie c_y , współczynnik oporu profilowego c_{xp} powinien być możliwie najmniejszy. Ze wzrostem wydłużenia, c_y odpowiadające $(c_x/c_y)_{\text{min}}$ względnie $(c_x/c_y^{1,5})_{\text{min}}$ zbliża się coraz więcej do $c_{y \text{ max}}$. Nawet przy niezbyt dużym wydłużeniu może się wówczas zdarzyć, że minimum szybkości opadania leżeć będzie tuż w pobliżu $c_{y \text{ max}}$ t. j. w pobliżu gwałtownego przepadania (porównaj np. ryc. 1 szybowiec II). Skutek będzie taki, że w praktyce tylko wyjątkowo latać będzie można na najmniejszej szybkości opadania: Najmniejsza zmiana kąta natarcia spowoduje natychmiast zwiększenie szybkości opadania tem gwałtowniejsze, im większe wydłużenie przy danym $c_{y \text{ max}}$ profilu. Doświadczenie uczy wprawdzie, że ze wzrostem wydłużenia rośnie również $c_{y \text{ max}}$, ale bardzo nieznacznie. Dla dużych wydłużeń trzeba stosować profile o wysokim $c_{y \text{ max}}$.

Tak zwane „profile szybowcowe“ o wysokim $(c_y^3/c_x^2)_{\text{max}}$ stosowane z powodzeniem dla szybowców o szczególnie małej szybkości opadania, zarzuca się niekiedy na korzyść profili o wysokim $(c_y/c_x)_{\text{max}}$, które jednak mają równocześnie niskie $c_{y \text{ max}}$. Stosowanie takich profili dla dużych wydłużeń, ze względu na szybkość opadania może być bardzo niekorzystne pomimo, że rachunek i pomiar tunelowy nawet, wykaza-

zupełnie zadawalające minimum szybkości opadania. Jeżeli bowiem krzywa $V_y = f(V_s)$ w pobliżu $V_{y \min}$ nie będzie dostatecznie płaską, będzie praktycznie niemożliwym latać na $V_{y \min}$. Zmiana V_y przy zmianie V_s będzie tem mniejsza w pobliżu $V_{y \min}$, im większa będzie różnica między szybkością V_0 odpowiadającą $V_{y \min}$, a szybkością V_{\min} .

Podobnie jak V_c (p. 1 rozdz. IV), jest:

$$V_0 \sim \sqrt{\frac{G}{b_i \cdot f_{xs}^{1/2}}}$$

natomiast:

$$V_{\min} = 4 \sqrt{\frac{G}{F \cdot c_{y \max}}}$$

Uwzględniając, że $f_{xs} = c_{xp} \cdot F + f_{xl}$, oraz po wstawieniu wartości F z równania na V_{\min} , dojdziemy do wniosku, że przy danym V_0 :

$$\frac{V_c}{V_{\min}} \sim \frac{V_0}{V_{\min}} \sim \frac{c_{y \max}}{c_{xp}}$$

Dla danego c_y' określonego wydłużeniem, odpowiadającego $(c_x/c_y)_{\min}$, najodpowiedniejszym będzie profil, który oprócz małego c_{xp} posiada w tym punkcie równocześnie możliwie wysokie $c_{y \max}$ (c_{xp}^4).

Nasuwa się tu sprawa użyteczności szczelin Lachmann-Handley-Page i t. p. dla szybowców. Pewne próby w tym kierunku czynił jeszcze Klemperer w r. 1923. Chodziło tam jednak o zwiększenie c_y^3/c_x^2 . Na podstawie dotychczasowych dmuchań można powiedzieć, że szczeliny nie mogą być pożyteczne, jeśli chodzi o zwiększenie współczynnika lotności. Każdy bowiem sposób zwiększający c_y , zwiększa równocześnie c_{xp} . Natomiast szczeliny otwierające się czy to automatycznie, czy też z woli pilota, tam, gdzie chodzi o zmniejszenie szybkości minimalnej, a gdzie pogorszenie współczynnika szybowania i zwiększenie minimalnej szybkości opadania nie odgrywa roli, jak to się ma w silnych lecz ograniczonych prądach termicznych, mogą mieć pewne widoki powodzenia, o ile np. sposób ten okazałby się korzystniejszym aniżeli krążenie. Po opuszczeniu prądu wstępującego, przy zamkniętych szczelinach, profil mógłby wówczas posiadać znaczną doskonałość przy małym c_y , a więc równocześnie dużej szybkości po torze.

Obok własności aerodynamicznych profilu mogą mieć wpływ na własności całego szybowca: Grubość profilu ze względu na ciężar konstrukcji, oraz współczynnik momentu przy zerowym wyporze, ze względu na ciężar i wielkość koniecznego opierzenia, jaka wchodzi w opory szkodliwe. Ciężar płata maleje, przy wolności konstrukcji, z grubością profilu; równocześnie jednak rośnie opór profilowy. Wpływy te równoważą się przy grubości profilu równej około 15% głębokości płata [14]. Dzięki pracom Munka, Birnbauma i innych oraz prof. Witoszyńskiego i jego szkoły znamy dziś sposoby dowolnego zmniejszenia współczynnika momentu przy zerowym wyporze. Sposoby te wpływają jednak równocześnie na $c_{y \max}$ i c_{xp} . Stosunkowo mała ilość systematycznych pomiarów takich profili nie pozwala jednak jeszcze na wyciągnięcie ogólnie ważnych wniosków.

3. Zwichrzenie i obrys płata.

W ogólności jest opór wzbudzony płata:

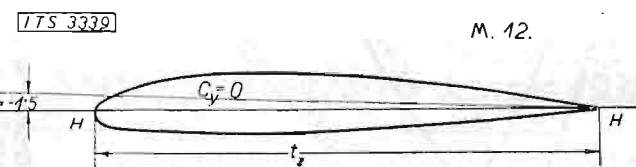
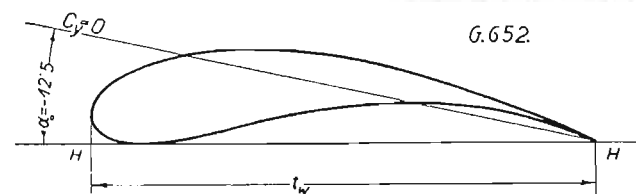
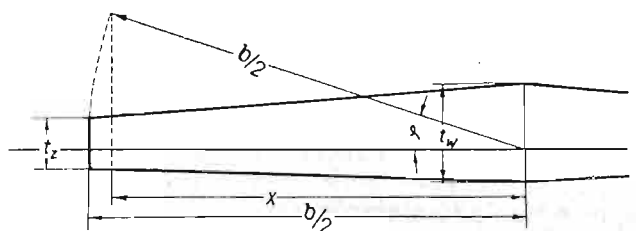
$$P_{xi} = (1 + \delta) \frac{P_y^2}{q \cdot \pi \cdot b^2}$$

⁴⁾ Praktycznie, dobrze stosować wartość c_y' a nie c_y'' , zazwyczaj bowiem przyjęcie biegunowej parabolicznej jest dostatecznie dokładne jedynie do wartości c_y' włącznie.

Dla obrysu eliptycznego przy niezmiennym profilu wzdłuż całej rozpiętości płata, rozkład wyporu wzdłuż rozpiętości jest eliptyczny i opór wzbudzony najmniejszy, $\delta = 0$. Dla każdego innego rozkładu jest $\delta > 0$, opór wzbudzony jest większy. Ten sam opór wzbudzony posiadać będzie płat eliptyczny o mniejszej rozpiętości

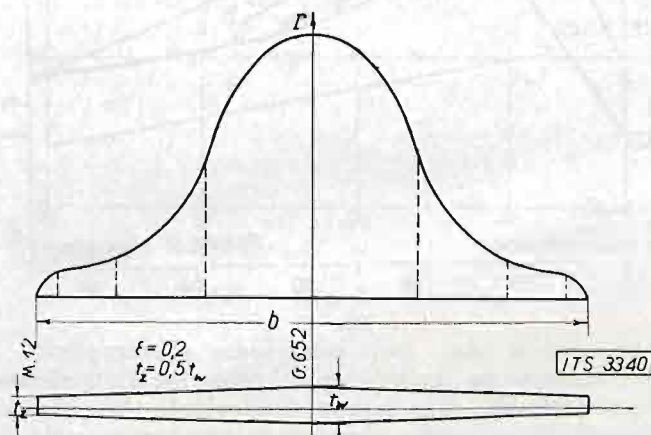
$$b_i = \frac{b}{\sqrt{1 + \delta}}$$

b_i będzie rozpiętością zastępczą płata o rozpiętości rzeczywistej b . Przy małych zwichrzeniach płatów, o obrysach nie wiele odbiegających od obrysu eliptycznego, różnice są stosunkowo małe. W związku ze statecznością poprzeczną przy skrętach zachodzi jednak potrzeba silnego zwichrzenia płatów o większej rozpiętości. Przykład takiego płata podaje ryc. 7: Przy równoległym



Ryc. 7.

ustawieniu cięciw odniesienia profilu G.652 w środku i profilów M.12 na końcach płata, skrzydło jest aerodynamicznie zwichrzone o kąt $\varepsilon = -11^\circ \approx -0,2$ radjana, zawarty między liniami zerowych wyporów.



Rozkład wyporu wzdłuż płata trapezowego zwichrzonego.

Ryc. 8.

Ryc. 8 przedstawia rozkład wyporu wzdłuż rozpiętości takiego płata obliczony przy zastosowaniu metody Glauerta dla rozwiązania całki Prandtla, określającej rozkład cyrkulacji [15].

Jeżeli mianowicie cyrkulację w dowolnym przekroju przedstawimy szeregiem Fouriera:

$$\Gamma = 2bV \sum a_n \sin n\varphi,$$

gdzie $\varphi = \arccos 2x/b$ (ryc. 7), wówczas współczynniki a_n muszą spełniać zależność:

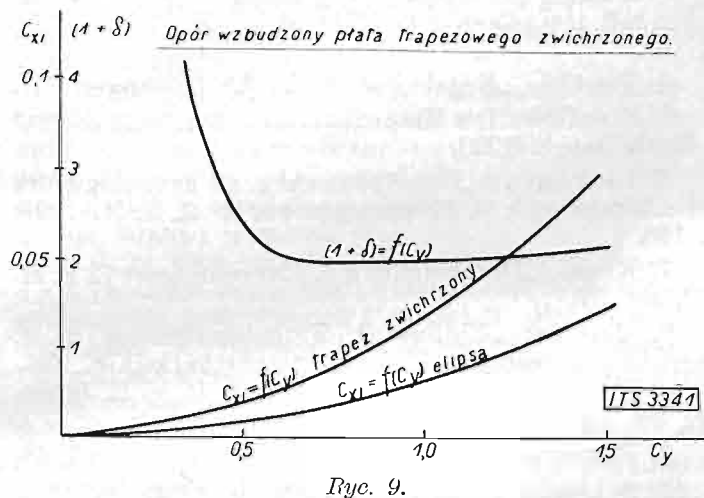
$$\sum a_n \cdot \sin n\varphi (n\mu + \sin \varphi) = \mu \cdot \alpha \cdot \sin \varphi,$$

gdzie $\mu = \frac{2\pi t}{4b}$, oraz $n = 1, 3, 5 \dots$

Dla płata o dowolnym obrysie i zwichrzeniu jest w ogólności $t = f(\varphi)$ i $\alpha = f(\varphi)$. Dla znalezienia cyrkulacji w m punktach rozpiętości wystarczy rozwiązać m równań o m niewiadomych a_n . Znając rozkład cyrkulacji wzdłuż rozpiętości płata, znaleźć łatwo opór wzbudzony z zależności:

$$(1 + \delta) = \frac{\sum n \cdot a_n^2}{\alpha_1^2}.$$

Ryc. 9 podaje opór wzbudzony rozpatrywanego płata trapezowego silnie zwichrzonego (ryc. 7), otrzy-



Ryc. 9.

many z obliczenia cyrkulacji w 4 punktach połowki rozpiętości płata, przyczem przyjęto liniową zmianę kąta zwichrzenia $\varepsilon_x = f(x)$. Opór wzbudzony jest jak widać, okrągło dwa razy większy od najmniejszego możliwego. Rozpiętość zastępcza wynosi w tym wypadku $b_i = b/\sqrt{2} \approx 0,7 \cdot b$. To znaczy, że skrzydło o obrysie i zwichrzeniu jak w ryc. 7, o rozpiętości 18 m posiada ten sam opór wzbudzony co płat eliptyczny o rozpiętości 12,6 m. Silne zwichrzenie, podobnie jak i duża zbieżność płatów trapezowych, niszczą bardzo silnie własności jakie miała dać właśnie duża rozpiętość. Powyższy wynik rachunkowy, zgadza się dość dobrze z doświadczeniem [16].

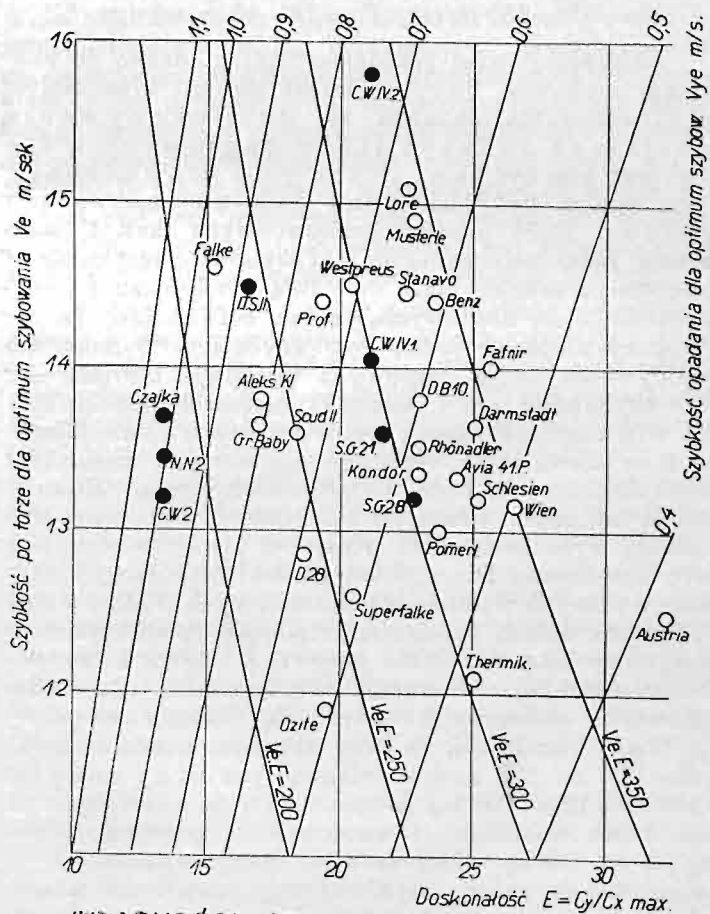
Dlatego też wydaje się conajmniej wątpliwym, aby można było np. przez stosowanie obrysów niemal trójkątnych uzyskać jakiegokolwiek korzyści, obiecując sobie np. pewną oszczędność na ciężarze konstrukcji wskutek korzystniejszego z punktu widzenia statyki rozkładu obciążeń.

Przy małej rozpiętości, w stosowaniu najkorzystniejszych aerodynamicznie obrysów nie stoją na przeszkodzie ani zwrotność, ani też wzgląd na lekkość konstrukcji.

V. Luki i potrzeby naszego taboru, program wypróbowania różnych typów.

Wykres na ryc. 10, oparty na wyprowadzonej wyżej zasadzie (rozdz. II, p. 3), że iloczyn $E \cdot V$ obok szybkości opadania jest miarą zdolności szybowca do przelotów, podaje zestawienie własności aerodynamicznych ważniejszych szybowców zagranicznych i wszystkich polskich, które opracowano na drodze analitycznej z uwzględnieniem właściwości danemu typowi kształtów aerodynamicznych. Przyjęto przytem, że opór profilowy

płata jak i części nienośnych nie zmienia się w zakresie kątów natarcia używanych normalnie w locie do kąta natarcia odpowiadającego najlepiej doskonałości włączenia. Jak uczą wyniki pomiarów tunelowych, założenie to jest zupełnie usprawiedliwione. Przyjęto współczynnik oporu profilowego płata dla wszystkich szybowców $c_{xp} = 0,015$. To założenie usprawiedliwione jest o tyle, że grubości profili skrzydeł wolnonośnych wahają się mało (16–18% głębokości płata), natomiast przy konstrukcjach wspornikowych opór profilowy płata jest wprawdzie mniejszy, ale zato dochodzi opór zastrzałów. Przyjęcie to jest oczywiście nieco niekorzystne dla konstrukcji wspornikowej. Współczynnik oporu kadłuba ze sterami przyjęto $c'_{xk} = 0,3$ dla kadłubów o przekroju owalnym, oraz $c''_{xk} = 0,5$ dla przekroju graniastego. Powierzchnię największego przekroju kadłuba przyjęto $f_k = 0,5 m^2$. Dla szybowców z otwartym kadłubem założono wielkość powierzchni oporów szkodliwych $f_{xk} = 0,35 m^2$.



WŁASNOŚCI SZYBOWCÓW 1932.

ITS 3223

Ryc. 10.

Starałem się nadto uwzględnić wpływ obrysów redukując odpowiednio rozpiętość. Uwzględnianie zwichrzenia ze względu na brak odpowiednich danych nie było możliwe.

Obliczone w ten sposób własności aerodynamiczne nie mogą być oczywiście ścisłe. Przybliżone pomiary szybkości opadania niektórych szybowców niemieckich jak i polskich zdają się wskazywać na to, że szybkości opadania uwidocznione na wykresie są okrągło o 0,2 m/sek niższe niż rzeczywiste. Chodziło tu tylko o porównanie względne różnych szybowców w sposób w każdym razie bliższy rzeczywistości, aniżeli stosowany przez Lippischa, na zasadzie jedynie G/b^2 .

Obok prostych równej szybkości opadania wkreślono na wykresie hiperbole równych iloczynów doskonałości aerodynamicznej i odpowiadających im szybkości

po torze. Jak widać, pomimo różnych szybkości opadania i różnych doskonałości aerodynamicznych szybowce, które istotnie posiadają za sobą najwspanialsze wyczyny, a w szczególności najdłuższe przeloty jak Musterle, Wien, Fafnir, posiadają prawie tą samą wartość iloczynu szybkości i doskonałości aerodynamicznej, zgodnie z tem co zauważyliśmy w rozdz. I.

Na wykresie statystycznym występują odrazu luki naszego taboru. Wskazaniem by było dążyć do wypełnienia tych luk i wypróbować w polskich warunkach meteorologicznych szybowce o własnościach określonych na wykresie następującymi polami:

$$V_c \cdot E = 200 - 250 \text{ m/sek}, V_c = 13 - 14 \text{ m/sek (gr. 1);}$$

$$V_c \cdot E = 200 - 250 \text{ m/sek}, V_c = 12 - 13 \text{ m/sek (gr. 2);}$$

$$V_c \cdot E = 250 - 300 \text{ m/sek}, V_c \geq 14 \text{ m/sek (gr. 3);}$$

$$V_c \cdot E = 300 - 350 \text{ m/sek}, V_c = 13 - 14 \text{ m/sek (gr. 4);}$$

$$V_c \cdot E = 300 - 350 \text{ m/sek}, V_c = 14 - 15 \text{ m/sek (gr. 5).}$$

Należałoby więc przedewszystkiem dążyć do znalezienia szybowca, któryby dzięki swoim własnościom aerodynamicznym nadawał się do wykonywania wszelkiego rodzaju lotów żaglowych, a któryby przy tem był tani i łatwy do prowadzenia, a tem samym był dostępny jak najszerszemu ogółowi. Ilość pilotów szybowcowych kat. C stale wzrasta, zapotrzebowanie na taki szybowiec jest coraz to silniejsze. Warunki, jakie decydują o użyteczności szybowca do lotów żaglowych, są tak różnorodne, że nie wystarczy ulepszać jeden typ szybowca. O możliwości wykonywania lotów żaglowych decyduje bowiem nie tylko szybowiec, ale i warunki meteorologiczne. Musimy więc mieć cały szereg typów o różnych własnościach, aby móc orzec, jakie własności dla naszych warunków meteorologicznych będą najodpowiedniejsze. Musimy znaleźć minimum własności koniecznych w naszych warunkach, wysokie bowiem własności aerodynamiczne są dosyć kosztowne. Dlatego też trzeba wypróbować szybowce o różnych wartościach przelotowych $V_c E$, i o różnych szybkościach opadania. Istniejące dotąd szybowce wyczynowe leżą wszystkie przy $V_c E = 300$. Lukę pomiędzy nimi, a szybowcami treningowymi dla lotów żaglowych z boczowych stara się obecnie wypełnić ITS II a. Okazuje się, że przy obecnym stanie techniki $V_c E = 200$ do 250 można osiągnąć już przy rozpiętości $b = 12 \text{ m}$. W tej grupie, w której ze względu na dość dobre własności i zwrotność a pozatem przez wzgląd na niską cenę, łatwość hangarowania i t. p. spodziewać się należy najsilniejszego zapotrzebowania, należałoby wypróbować najwięcej szybowców o różnych szybkościach opadania. Wolniejsze (grupa 2) będą zapewne korzystniejsze dla lotów termicznych, szybsze (grupa 1) prawdopodobnie lepsze dla przelotów. Nie można jednak z góry przewidzieć czy wartość przelotowa tych szybowców będzie wystarczająca. W pobliżu istniejących typów $V_c E = 300$ należałoby więc wypróbować jeszcze grupę 3, nieco szybszą; rozpiętość nie powinna przekraczać przytem 14 m.

Następnie w kategorii szybowców o wysokich wyczynach należałoby dążyć do uzyskania również niedużej rozpiętości. Wskazaniem byłoby wobec tego wypróbować szybowce w granicach rozpiętości pomiędzy 14—18 m, jednak dążąc do rozpiętości jaknajmniejszej, o wysokiej doskonałości aerodynamicznej z cechami grup 4 i 5.

Ogólna charakterystyka szybowców poszczególnych grup proponowanych do wypróbowania przedstawiałaby się następująco:

grupa 1 —	rozpiętość $\leq 12 \text{ m}$	} Obciążenie powierzchni nośnej 12 do 13 kg/m^2
grupa 3 —	" $\leq 14 \text{ m}$	
grupa 4 —	" $> 14 \text{ m}$	
grupa 2 —	" $\leq 12 \text{ m}$	} Obciążenie $\leq 10 \text{ kg/m}^2$
grupa 5 —	" $> 14 \text{ m}$	

Próba i zdobyte doświadczenie wykazałyby, jakie typy są dla polskich warunków meteorologicznych najlepsze.

Literatura.

1. Lange: „Über Vertikalbewegungen d. Luft“ R. R. G. Jahrb. 1930.
2. Haus: „Stabilité et maniabilité des avions“, Paris 1930.
3. Blenk: „Über d. Längsstabilität eines Flugzeuges mit lossgelassenem Höhensteuer Z. F. M.“ 1930, str. 189.
4. Prandtl: „Ergebnisse A. V. A“ Göttingen III.
5. Kronfeld: „Die Methodik d. Leistungssegelfluges“ R. R. G. Jahrb. 1929.
6. Lachmann: „Die Spannweite als grundlegendes Bestimmungsstück d. Flugzeugentwurfs“ Z. F. M. 1928, str. 198.
7. Kruse: „Untersuchung d. Kurvenfluges“ Z. F. M. 1930, str. 37.
8. Mathias: „Einfluss d. Flügelumrissform u. d. Querruderabmessungen a. d. Quersteuerbarkeit b. Eindecker“ D. V. L. Jahrb. 1931, str. 712, D. V. L. Jahrb. 1932, str. 32/VI.
9. Toussaint: „L'aviation actuelle“ i t. d. Paris 1928.
10. Schrenk: „Zur Berechnung d. Flugleistungen ohne Zuhilfenahme d. Polare“ Z. F. M. 1927, str. 399 i 158.
11. Helmbold: „Die generalisierten Koordinaten d. Flugmechanik“ Z. F. M. 1937, str. 516.
12. Lippisch: „Technischer Bericht d. Rhön-Wettbewerbs 1929“, Z. F. M. 1930, str. 92.
13. Schrenk: „Die Spannweite als Mass für d. Sinkgeschwindigkeit“ R. R. G. Jahrb. 1929.
14. Müller: „Flügelschnitt u. Flugleistungen“ Lufo. Bd. 5. H. 1.
15. Glauert-Holl: „Grundlagen d. Tragflügel- u. Luftschraubentheorie“.
16. Schmidt: „Beitrag z. Entwicklung eines autorotationsfreien steil landbaren Flugzeuges“ Z. F. M. 1931, str. 546 i 569.

Odczyty w Sekeji lotniczej i samojazdowej Polskiego Towarzystwa Politechnicznego we Lwowie.

Odczyty wygłoszone w miesiącach: lutym, marcu i kwietniu 1933:

17/II. Dr. Stefan Neumark z Warszawy: „Zagadnienia i metody mechaniki lotu“.

20/III. Inż. Adolf Polak ze Lwowa: „Niektóre zagadnienia mechaniczne silników spalinowych szybkoobrotowych“.

27/III. Inż. Władysław Jaworski ze Lwowa: „Obciążenia przy obliczaniu skrzydeł szybowców“.

3/IV. Mgr. Adam Kochański ze Lwowa: „O prądach stokowych i termicznych na szybowisku w Bezmiechowej — na podstawie pomiarów meteorologicznych w r. 1932“.

Cena numeru 1 zł.