

# PRZEGLĄD TECHNICZNY

CZASOPISMO POŚWIĘCONE SPRAWOM TECHNIKI I PRZEMYSŁU

**TREŚĆ:**

Rentowność wysokoprężnych instalacji parowych, nap. Inż. Z. Ficki.  
 Postępy fizyki jądra atomu, nap. Dr. L. Wertenstein, Profesor Wolnej Wszechnicy w Warszawie.  
 Wpływ kierunku siły na dowolną wielkość mechaniczną, nap. Dr. Stefan Bryła, Profesor Politechniki Lwowskiej.  
 O próbach regulacji rzeki Orzyca przy pomocy dynamitu, nap. inż. Włodzimierz Szczypiorski.  
 Przegląd pism technicznych.  
 Bibliografja.  
 Ze stowarzyszeń technicznych.  
 Kronika.

**SOMMAIRE:**

Rentabilité des installations à vapeur à haute pression (à suivre), par M. Z. Ficki, Ingénieur mécanicien.  
 Progrès de la science relative au noyau de l'atome (à suivre), par M. le Dr. L. Wertenstein, Professeur à l'Université Libre de Varsovie.  
 L'influence de la direction de la force sur une valeur mécanique quelconque, par M. St. Bryła, Dr., Professeur à l'École Polytechnique de Lwów.  
 Sur les essais d'amélioration du fleuve Orzye au moyen de dynamite, par M. W. Szczypiorski, Ingénieur.  
 Revue documentaire.  
 Bibliographie.  
 Sociétés des ingénieurs.  
 Chronique.

## Rentowność wysokoprężnych instalacji parowych

Napisał Inż. Z. Ficki, Katowice, Stowarzyszenie Dozoru Kotłów Parowych.

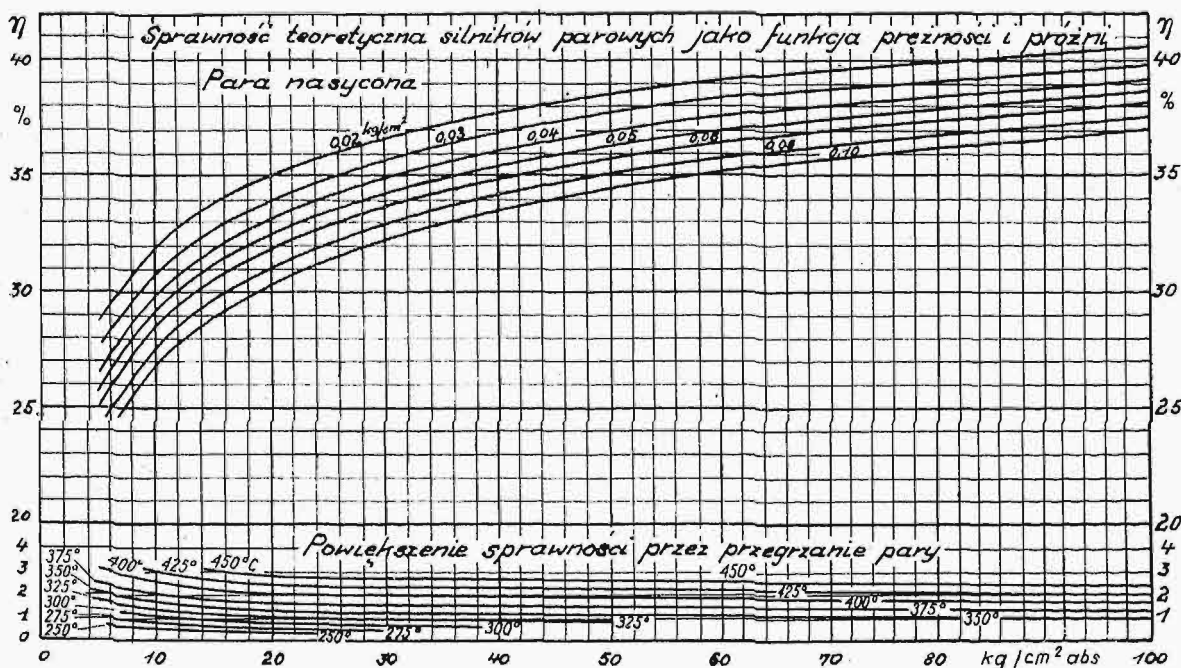
### Teoretyczne korzyści wysokiej prężności.

W miarę wzrostu początkowej prężności i temperatury pary przy jednakowej próżni, sprawność obiegu parowego według Rankina staje się coraz wyższą. Dalsze podniesienie sprawności, t. j. już ponad granicę, jaką nam daje obieg Rankina, możemy uzyskać przez zastosowanie międzystopniowe-

wą nasyconą od 10 do 100 ata i przeciwprężności w skraplaczu od 0,10 do 0,02 ata, obliczone ze wzoru:

$$\eta = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - t_k} \cdot 100\%$$

w którym  $t_k$  oznacza temperaturę skroplin, równą temperaturze nasycenia pary w skraplaczu.



Rys. 1. Sprawność teoretyczna silników parowych w zależności od prężności pary i próżni oraz wpływ przegrzania na sprawność.

go przegrzewania pary i regeneracyjnego podgrzewania wody zasilającej.

Sprawność obiegu Rankina.

Na rys. 1 powyżej osi odciętych wykreślone są krzywe sprawności według Rankina, przy pracy pa-

Wpływ przegrzania pary na sprawność obiegu podają krzywe poniżej osi odciętych na wykresie. Sposób korzystania z wykresu najlepiej wyjaśnia przykłady:  $P_1 = 50$  ata;  $t_1 = 450^\circ$  C;  $P_2 = 0,04$  ata; sprawność obiegu wynosi:  $\eta = 37,0 + 2,6 = 39,6\%$ .

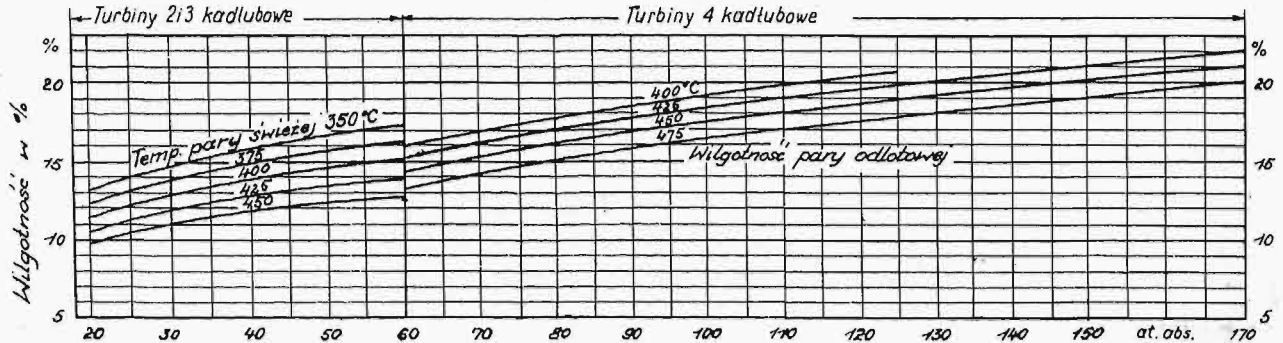
Dla 100 at a i niezmiennych pozostałych warunków  $\eta = 39,2 + 2,4 = 41,6\%$ .

Dla prężności powyżej 100 at a sprawność obiegu wzrasta dalej, jednakże coraz wolniej, np. dla 200 at a i  $450^{\circ}\text{C}$   $\eta = 43,0\%$ .

Jeśli rozchód ciepła w idealnej turbinie, liczony w Kal pary przed zaworem dolotowym, dla 50 at a przyjąć za 100%, to dla 100 at a rozchód ciepła wyniesie 95,2%, a dla 200 at a — 92,2%.

Jak bardzo wilgotność pary odbija się na sprawności turbiny, widać z rys. 3\*), podającego oszczędność w rozchodzie pary na jednostkę pracy, którą dająby odwodnienie pary za każdym kadłubem do 1%.

Z wykresu wynika, że zwiększenie rozchodu pary na skutek pogorszenia sprawności turbiny zanułowaloby teoretyczne korzyści wysokiej prężności, jeśliby nie zostały przedsięwzięte środki, zmniejszające wilgotność końcową.



Rys. 2. Wilgotność pary odlotowej w turbinach wysokiej sprawności.

**Międzystopniowe przegrzanie pary.**

Wtórne przegrzanie pary po jej częściowym rozprężeniu w silniku jest przy wysokiej prężności początkowej przede wszystkim koniecznością konstrukcyjną, a dopiero w drugim rzędzie sposobem poprawienia teoretycznej sprawności obiegu parowego.

Konieczność międzystopniowego przegrzewania pary o wysokiej prężności początkowej jest następstwem dużego zwilgotnienia jej, w miarę rozprężania, które pogarsza sprawność turbiny, a jednocześnie przez erozję niszczy jej łopatki. Fabryki turbin podają zwykle 10 — 12%, jako dopuszczalną zawartość wody w parze odlotowej.

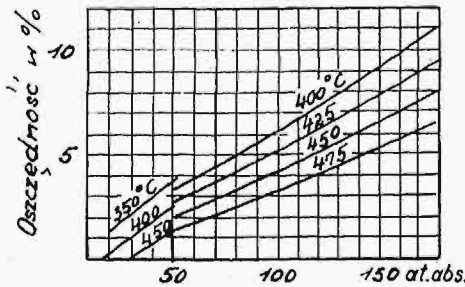
Wykres na rys. 2 podaje wilgotność pary odlotowej w zależności od początkowej prężności pary dla różnych temperatur. Z wykresu wynikałoby, że, jeśli obranej prężności będzie odpowiadać dostatecznie wysokie przegrzanie pary, to wilgotność w ostatnich stopniach nie przekroczy granicy niebezpiecznej.

Na przeszkodzie takiemu rozwiązaniu problemu dla prężności powyżej 40 at a stoi techniczna niemożliwość przegrzewania pary powyżej  $450^{\circ}\text{C}$  przy wlocie do turbiny, względnie powyżej  $475^{\circ}\text{C}$  za kotłem.

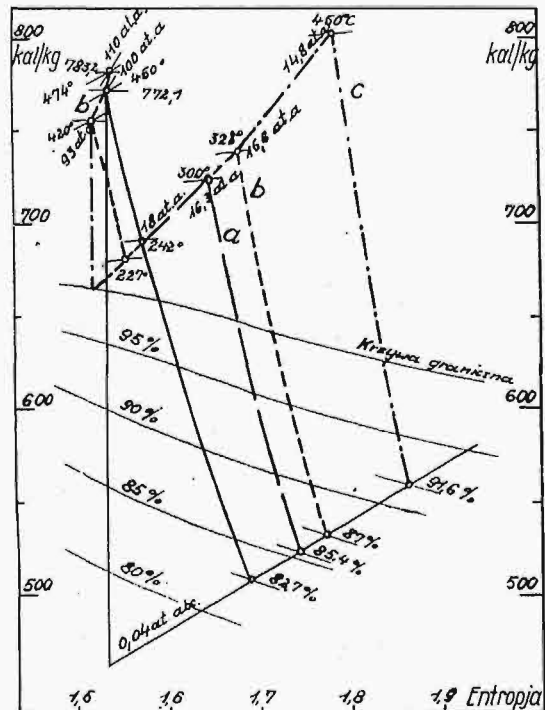
40 at a jest prężnością graniczną, poniżej jej mamy bowiem jeszcze możliwość dostatecznego (w myśl podanych rozumowań) przegrzania pary, natomiast dla wyższych prężności trzeba uciekać się do mechanicznego odwadniania pary, albo międzystopniowego przegrzewania.

Mechaniczne odwadnianie obecnie nie jest jeszcze dostatecznie skuteczne, najpewniejszy wynik daje międzystopniowe przegrzewanie pary, które stosowane jest w trzech wykonaniach:

- a) Wtórne przegrzewanie zapomocą części świeżej pary, która się skrapla.
- b) Przegrzewanie, jak wyżej, a ponadto dalsze podniesienie temperatury przez oddanie parze ogrzewanej części przegrzania świeżej pary.
- c) Przegrzewanie pary w dodatkowym przegrzewaczu w kotle.



Rys. 3. Zmniejszenie rozchodu ciepła w Kal/kWh, powodowane przez odwodnienie pary za każdym kadłubem do  $x = 0,99$ .



Rys. 4. Międzystopniowe przegrzanie pary na wykresie IS.

\*) W. R. Felix i W. G. Noack. Referat Nr. 329 na Konferencję Energetyczną w Berlinie.

Na rys. 4 wykreślone zostały w układzie  $IS$ : zwykły przebieg rozprężania w 4-kałtubowej turbinie wysokoprężnej i 3 poprzednio omówione obiegi z przegrzewaniem międzystopniowym. Rzeczywiste zmniejszenie rozchodu ciepła w Kal na jednostkę pracy w porównaniu ze zwykłym obiegiem wynosi: w przypadku a) — 1,6%, w b) — 0,9%; w c) — 5,9%. Nadmierną wilgotność pary odlotowej usuwa radykalnie obieg c), obieg zaś a) i b) dają tylko polepszenie, które dopiero w połączeniu z mechanicznym odwadnianiem doprowadza do dostatecznego zmniejszenia wilgotności pary odlotowej.

Międzystopniowe przegrzewanie pary komplikuje i podraża instalację parową, pogarszając jednocześnie łatwość i pewność ruchu siłowni. Najgorsze pod tym względem jest, termicznie najkorzystniejsze, rozwiązanie c), bo a) i b), ze względu na możliwość umieszczenia wtórnych przegrzewaczy w bezpośredniej bliskości silnika, są znacznie prostsze. W instalacji wysokoprężnej międzystopniowe przegrzewanie jest złym nieuniknionem, do którego konstruktor ucieka się dla braku dostatecznie skutecznego mechanicznego odwadniania.

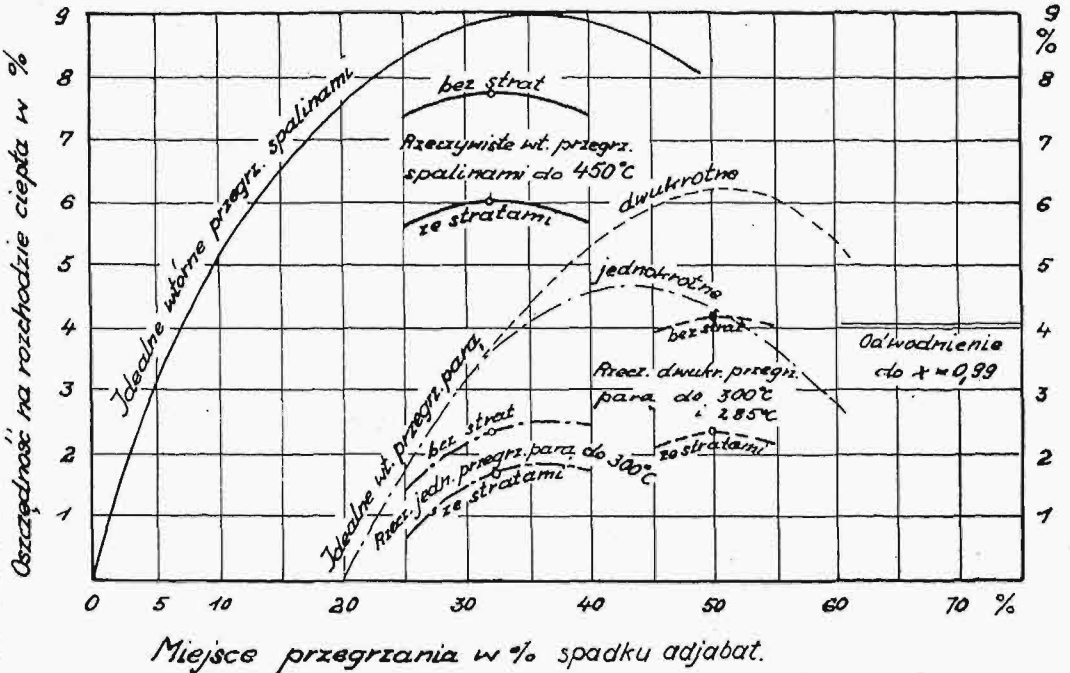
Rys. 5\*) daje porównanie teoretycznie możliwych korzyści międzystopniowego przegrzewania pary z wynikami osiągalnymi w turbinie na 100 ata i 450°C o rozchodzie pary 100 t/godz. Na tymże wykresie podana jest prosta, charakteryzująca oszczędność na rozchodzie ciepła w turbinie, którą dałoby mechaniczne odwadnienie pary za każdym kałtubem do wilgotności  $x = 1\%$ .

Najkorzystniejsze wyniki pod względem cieplnym daje wtórne przegrzewanie pary po stracie 30 — 35% całego adyabatycznego spadku cieplnego, dlatego podział turbiny na kałtuby powinienby zostać dostosowany do tej zależności. W rzeczywistości o tym podziale decydują zwykle względy konstrukcyjne. Drugą przyczyną, dla której rzeczywiste korzyści wtórnego przegrzewania są mniejsze od teoretycznych, jest nieunikniona strata prężności i temperatury we wtórnych przegrzewaczach, a dla przegrzewania parowego — jeszcze niska temperatura międzystopniowego przegrzewania.

Regeneracyjne podgrzewanie wody.

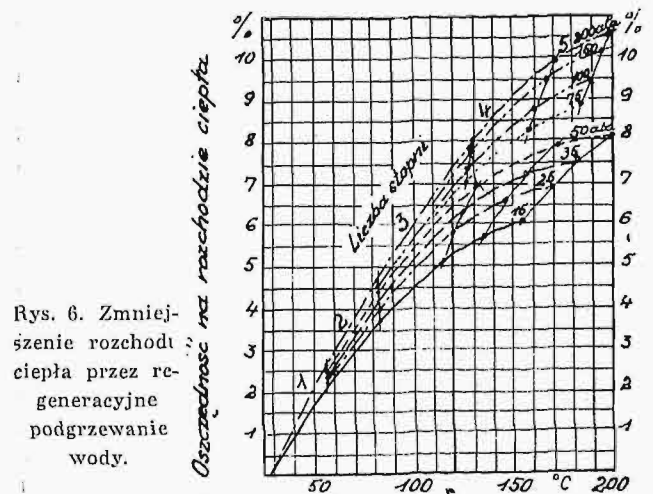
Dalszym środkiem podniesienia sprawności obiegu ponad granicę Rankina jest regeneracyjne pod-

grzewanie wody zasilającej, które polega na jedno lub kilkakrotnym odgałęzieniu pary z turbiny, celem spożytkowania jej do podgrzania wody. W ten sposób turbina kondensacyjna staje się częściowo silnikiem, pracującym z przeciwprężnością, czy kilkoma odbiorami pary, dzięki czemu zostaje zmniejszona strata ciepła w parze odlotowej. Oczywiście, termiczna korzyść takiego obiegu jest tem większa, im więcej odgałęzionej pary zostanie spożytkowa-



Rys. 5. Międzystopniowe przegrzewanie pary w turbinie 100 ata, 450°C, 0,04 ata i 100 t/h.

ne, a więc im wyższa będzie temperatura podgrzanej wody i im mniejsza będzie strata na ilości pracy, którą para w turbinie mogła wykonać, t. j. im więcej będzie stopni odgałęzienia pary.



Rys. 6. Zmniejszenie rozchodu ciepła przez regeneracyjne podgrzewanie wody.

Zwykle temperatura podgrzewania wody, nawet dla najwyższych prężności, nie przekracza 200°C, a liczba stopni 5. Oszczędność na rozchodzie ciepła na jednostkę pracy, którą daje regeneracyjne podgrzewanie wody zasilającej do różnych temperatur i przy liczbie stopni od 1 do 5, podana jest na rys. 6.

Regeneracyjne podgrzewanie wody nie nastęrcza ani konstrukcyjnych, ani ruchowych trudności, chociaż, oczywiście, komplikuje całość instalacji. Dla

\*) W. R. Felix i W. G. Noack. Referat Nr. 329 na Konferencji Energetycznej w Berlinie.

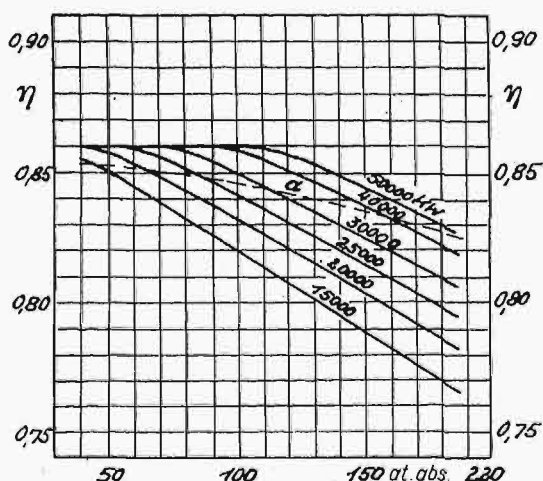
konstruktora turbiny jest ono nawet pożądane, bo przy dużych jednostkach ułatwia budowę wirnika niskoprężnego.

Para odgaleziona z turbiny może być jednocześnie użyta w aparatach dystylacyjnych, czy odmiękczających wodę, co daje dalsze oszczędności na rozchodzie węgla elektrowni.

Wadą regeneracyjnego podgrzewania wody jest jego wpływ na konstrukcję kotła, w którym podgrzewacz wody trzeba zastąpić częściowo przez podgrzewacz powietrza, a częściowo przez zwiększenie powierzchni ogrzewanej samego kotła, co w sumie powiększa koszty inwestycyjne.

**Rzeczywisty rozchód ciepła na 1 kWh.**

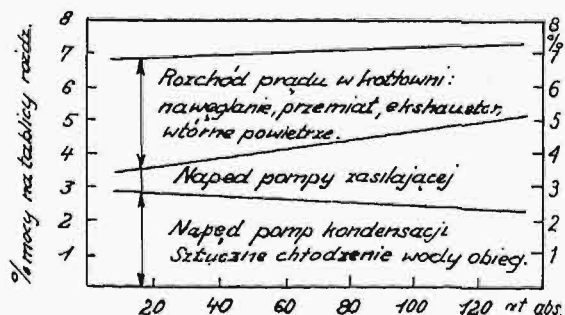
W obliczeniu rzeczywistego rozchodu ciepła w paliwie, spalonym w kotle, na wytworzoną 1 kWh należy uwzględnić sprawność i własny rozchód prądu wszystkich maszyn i aparatów, uczestniczących w ruchu elektrowni.



Rys 7. Sprawność termod. odnies. do mocy na sprzęgle przy wilg. pary odlot.  $x = 0,99$ . (Uwzględniono wszystkie straty, prócz spowodowanych przez wilgotność pary).

Sprawność kotłowni przy spalaniu pyłu węglowego może być przyjęta w wysokości 83 — 85%.

Termodynamiczna sprawność turbiny w odniesieniu do mocy na sprzęgle, według danych firmy B. B. C., podana jest na rys. 7 bez uwzględnienia tego zmniejszenia sprawności, które powoduje wilgotność pary, czyli przy założeniu odwadniania



Rys. 8. Rozchód mocy na potrzeby własne elektrowni.

w każdym stopniu do wilgotności 1%. Ponieważ tak dobre odwodnienie pary nigdy nie ma miejsca, więc też i termodynamiczne sprawności turbin przy wysokich prędkościach są gorsze od podanych na wykresie.

Sprawność generatora, mowa tu tylko o dużych jednostkach, można przyjąć bliską 96%.

Własny rozchód prądu elektrowni wynosi zgruba 6—7%, a składa się z pozycji, wyszczególnionych na rys. 8.

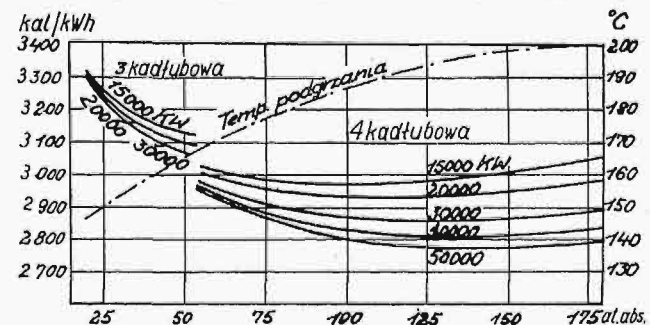
Przykład obliczenia rozchodu ciepła na 1 kWh, dla turbiny o mocy 30 000 kW.

Założenia: ciśnienie pary 100 ata; temperatura 450°C; przeciwprężność w skraplaczu 0,04 ata. Jednorazowe, parowe, międzystopniowe przegrzanie pary i odwodnienie oraz regeneracyjne podgrzanie wody zasilającej do 185°C. Rozchód ciepła na 1 kWh

(z rys.1)  $\frac{860}{0,416} = 2\ 070$  Kal/kWh, a po uwzględnieniu sprawności kotła = 85%, turbiny 82%, generatora 96% będzie  $\frac{2\ 070}{0,85 \cdot 0,82 \cdot 0,96} = 3\ 100$  Kal/kWh,

zaś po uwzgl. oszczędności ciepła z wtórnego przegrzewania 1,6% oraz regen. podgrzania wody zasilającej 9,4% (rys. 5 i 6) wyniesie  $3\ 100 \cdot 0,984 \cdot 0,906 = 2\ 760$  Kal/kWh. Rozchód ciepła na 1 kWh oddaną po odliczeniu 7,2% na własny rozchód prądu (rys. 7)  $2\ 760 \cdot \frac{100}{92,8} = 2\ 980$  Kal/kWh.

Na drugiej Konferencji Energetycznej w Berlinie pp. W. R. Felix i W. G. Noack ze Szwajcarskiego Komitetu Narodowego podali osiągalne rozchody ciepła w kg węgla na oddaną 1 kWh w postaci wykresu, który tu przytaczam (rys. 9). Wykres zbudowany jest dla różnych prędkości początkowych i mocy turbin od 15 000 do 50 000 kW. W obliczeniach zostały przyjęte: temperatura początkowa 450°C; przeciwprężność w skraplaczu 0,04 ata; wykonanie turbiny w 3 kadłubach dla prędkości początkowej do 50 ata, a w 4 kadłubach dla wyższych prędkości; odwadnianie pary dla prędkości początkowej do 50 ata, a międzystopniowe przegrzewanie dla wyższych prędkości; regeneracyjne podgrzewanie wody do temperatury zaznaczonej na wykresie.

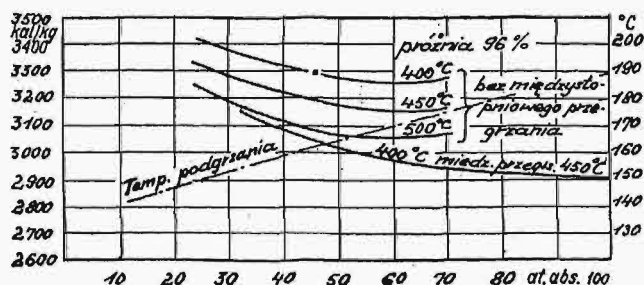


Rys. 9. Rozchód ciepła na 1 kWh oddaną.

Podane na wykresie rozchody ciepła obliczone są dla wysokiej próżni, dużej sprawności turbiny, a małego rozchodu pracy na własne potrzeby elektrowni. Można je uważać za minimum osiągalne w korzystnych warunkach, np. przy chłodzeniu kondensatorów wodą z rzeki.

P. H. Benner z Francuskiego Komitetu na tejże konferencji podał również wykresowo rozchody ciepła na 1 kWh na zaciskach, odnosząc je do zawartości ciepła pary przed zaworem dolotowym. Rys. 10 podaje te rozchody, przeliczone, celem uzgodnienia ich z danymi szwajcarskimi, na ciepło zawarte w paliwie i na 1 kWh oddaną. Zrobione założenia:

moc turbiny 30 000 — 50 000 kW; przeciwprężność w skraplaczu 0,04 ata, temperatura pary 400 i 450°C, podgrzewanie wody do temperatur, jak zaznaczono na wykresie, wreszcie dla dolnej krzywej — wtórne przegrzewanie pary do temperatury 450°C. Rozchody ciepła na 1 kWh przy temperaturze pary 500°C podane zostały jedynie dla orientacji, w założeniu, że takie przegrzanie będzie niezadługo technicznie możliwe.



Rys. 10.  
Rozchód ciepła na 1 kWh oddaną.

W tabelicy 1 podane są rozchody ciepła w węglu na 1 kWh oddaną dla kilku typowych instalacyj.

W wypadku pary niskoprężnej obie instalacje będą miały jednakową powierzchnię ogrzewaną kotłów, jednakowe odparowanie i jednakowy rozchód węgla. Przy zastosowaniu wysokiej prężności, w instalacji I zmniejsza się powierzchnia ogrzewana kotłów, odparowanie w t/h i rozchód węgla. Obieg pary zmniejszy się o ilość, pobieraną poprzednio przez silnik. Oszczędność na paliwie najłatwiej jest obliczyć, odnosząc ją do samej produkcji energii. Parze wysokoprężnej i wyżej przegrzanej trzeba nadać w kotle więcej ciepła, zato ilość jej zmniejszy się, w rezultacie rozchód ciepła na 1 kWh oddaną w porównaniu z rozchodem pary niskoprężnej zmniejszy się w stosunku 3 : 1, czy 4 : 1, czy jeszcze inaczej, zależnie od warunków miejscowych; rozchód ciepła na produkcję pary grzejnej zostanie bez zmian. W instalacji II zajdzie to samo; jest to oczywiste, bo przecież wytwarzana ilość energii  $b$  kWh przy przejściu do wysokiej prężności rozpadnie się na ilość  $a$  kWh, którą da podniesienie prężności, i ilość  $b - a$  kWh, którą nadal będzie wytwarzać niskoprężna część turbiny.

Z powyższego porównania wynikałoby, że rozumowania o najkorzystniejszej prężności dla siłowni, pracującej z kondensacją, mogą być zastosowane

TABELA 1.

Rozchód ciepła w kaloryjach na 1 kWh oddaną.

Moc turbiny kW	Stan parv przed turbiną		Liczba kadłubów turbiny	Przeiw- prężność w skrapl	Rodzaj paliwa	Rodzaj paleniska	Temperatura podgrzew. regener.	Temperatura włórn. przegrzania	Rozchód ciepła na 1 kWh oddaną Kal kWh
	prężność atu	temperat. °C							
10 000	12	360	1	0,04	grozsek miął	ru-zt	—	—	4550
10 000	12	360	1	0,04	ruszt, poddm.	pył	—	—	4930
10 000	12	360	1	0,04	—	—	—	—	4330
10 000	25	400	2	0,04	—	—	—	—	3850
10 000	25	400	2	0,04	—	—	150	—	3490
15 000	40	425	3	0,04	—	—	160	—	3160
15 000	75	450	4	0,04	—	—	175	450	2930
15 000	100	450	4	0,04	—	—	185	450	2970
30 000	75	450	4	0,04	—	—	175	450	2920
30 000	75	450	4	0,04	—	—	185	450	2870

Podane rozchody ciepła na 1 kWh oddaną obliczone są dla maszyn o wysokiej sprawności; stanowią one minimum, które każda z tych instalacyj może osiągnąć jedynie w warunkach najkorzystniejszego obciążenia i przy ruchu bez jakichkolwiek zaburzeń. Zwiększenie przeciętnego rozchodu ciepła w ciągu całego roku w warunkach rzeczywistego ruchu należy szacować przynajmniej na 10%.

### Siłownie pracujące z przeciwprężnością.

Obliczenie korzyści stosowania wysokiej prężności w wypadku pracy z przeciwprężnością nie daje ująć się tak prostym schematem, jak dla silników kondensacyjnych, dlatego z konieczności ograniczam się do kilku uwag charakteru ogólnego.

Absolutna oszczędność na całkowitym rozchodzie paliwa, którą daje zastosowanie wysokiej prężności w instalacjach: przeciwprężnej i kondensacyjnej, a mających jednakowy rozchód pary w t/h — jest jednakowa. Słuszności tego twierdzenia najłatwiej dowieść przez porównanie w warunkach wyjątkowo korzystnych dwóch instalacyj o jednakowym przepływie pary w t/h, z których jedna (I) wytwarza  $a$  kWh energii elektrycznej i niezależnie od tego  $m$  t/h pary grzejnej, a druga (II) —  $b$  kWh.

do wypadku pracy z przeciwprężnością, oczywiście, przy jednakowym rozchodzie pary w t/h, a nie przy jednakowej mocy silników w obydwu siłowniach.

W rzeczywistości obliczenie rentowności pary wysokiego ciśnienia wypadnie dla instalacji przeciwprężnej korzystniej, niż dla zakładu czystosiłownianego, bo dla porównania rozpatrywana jest zwykle instalacja niskoprężna, wytwarzająca osobno parę dla silnika i osobno parę do celów grzejnych, albo też zakup energii przy wytwarzaniu u siebie tylko pary grzejnej. Przy tem założeniu nadwyżka kosztów, spowodowana przez podniesienie prężności, ogranicza się do ceny kotłów, parociągów, pomp zasilających i aparatów specjalnych, jak regulatory ciśnienia, zawory dławiące i t. d., bo koszt prądnic i tablicy rozdzielczej nie zmienia się, a koszty budynków i silnika zostają zredukowane. Jednocześnie odpada skomplikowanie układu przez międzystopniowe przegrzanie i regeneracyjne podgrzewanie wody zasilającej, zwykłe dla instalacyj kondensacyjnych, w rezultacie zwiększenie prężności początkowej aż do uzgodnienia zapotrzebowania mocy i pary grzejnej podnosi koszt inwestycji nieznacznie, względnie może je nawet zmniejszyć.

W siłowni kondensacyjnej wysokoprężna część turbiny pracuje w jednakowych warunkach z turbi-

ną przeciwpnę, zatem cena 1 kWh, wytworzonej przez wysokopnę część instalacji, jest, jeśli pominać skomplikowanie układu w wypadku potrze-

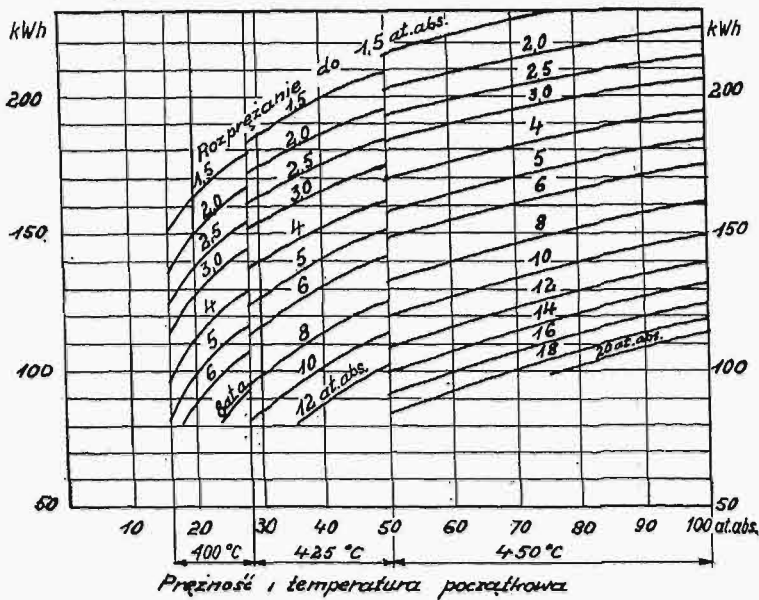
by międzystopniowego przegrzewania pary, taka sama, ale, oczywiście, koszt 1 kWh w instalacji kondensacyjnej musi być obliczony dla całej produkcji energii. Stąd różnica kosztu wytworzonej energii na korzyść siłowni przeciwpnej.

Powszechną trudnością siłowni przeciwpnych jest skoordynowanie zapotrzebowania mocy i pary grzejnej, które podraża instalację, bo zmusza w niekorzystnym wypadku do stosowania akumulatorów pary. Dla pności powyżej 30 ata, wobec zwykłej dla tych instalacji straty kondensatu, trzeba się liczyć z trudnościami, jakie może sprawić woda zasilająca.

Energetyczne obliczenie instalacji przeciwpnej ułatwia wykres na rys. 11, który podaje ilości kWh uzyskiwanych z 1 t pary przy rozprężaniu w silniku idealnym (obieg Rankina) do przeciwpności od 1,5 do 20 ata.

Dla znalezienia rzeczywistej ilości uzyskiwanych kWh/t należy wartość odczytaną na wykresie pomnożyć przez sprawność termodynamiczną silnika i sprawność prądnicy.

(d. n.).



Rys. 11.

Teoretyczne ilości energii (kWh) uzyskiwane z 1 t pary.

## Postępy fizyki jądra atomu\*)

Napisał Dr. L. Wertenstein, Profesor Wolnej Wszechnicy w Warszawie.

Jest rzeczą przedwczesną wdawać się w spekulacje na temat wewnętrznej budowy neutronu.

Według wszelkiego prawdopodobieństwa, przeciwnie sobie naboje protonu i elektronu nie są w nim stopione całkowicie, gdyż neutron nie wywierałby wówczas żadnych działań na inne cząstki i, w szczególności, nie mogłyby zachodzić owe zderzenia neutronów z protonami, dzięki którym neutrony zostały odkryte. Pewne światło na to zagadnienie rzucają badania absorpcji neutronów w materji. Na podstawie wielkości współczynnika absorpcji, wyliczyć możemy t. zw. *przekrój czynny* zderzenia neutronu z jądrami danego pierwiastka, t. j. przekrój kuli, opisanej dokoła neutronu, wewnątrz której znaleźć się musi jądro, by nastąpiło zderzenie<sup>2)</sup>. Znajdujemy, że przekrój ten jest rzędu wielkości  $10^{-25}$  cm<sup>2</sup>, t. j. tego samego rzędu, co przekrój, jaki przypisujemy jądrom lekkim. Wynik ten oznacza, że wyraz „zderzenie” możemy rozumieć w znaczeniu niemal dosłownym. W rzeczywistości neutron działa zapewne na jądro na odległość, jednak siłami, które pojawiają się wtedy dopiero, gdy odległość ta jest niezmiernie mała, i któ-

re rosną nadzwyczaj szybko, gdy odległość nadal się zmniejsza. Dynamika zderzeń neutronów z jądrami przypomina zatem bardzo dynamikę zderzeń między cząsteczkami gazu: wiadomo, że cząsteczki te przyciągają się siłami odwrotnie proporcjonalnymi do szóstej potęgi odległości, a jednak zjawiska, zachodzące w gazach, możemy dość dokładnie opisać, zakładając, że cząsteczki zderzają się, jak doskonale sprężyste kule bilardowe. To samo stosuje się w pierwszym przybliżeniu i do neutronów, z tą jedynie różnicą, że przekrój czynny teorii kinetycznej gazów jest  $10^{10}$  razy większy.

Ten obraz działań między neutronami i jądrami nasuwa przypuszczenie, że absorpcja neutronów polega głównie na ich rozpraszaniu, t. j. na odchyłaniu się neutronów wskutek zderzeń od pierwotnego kierunku ich ruchu. Rozpraszanie neutronów przez materję zostało stwierdzone przez wielu badaczy, najwyraźniej może przez Augera. Badacz ten znalazł, że liczba śladów jąder w komorze Wilsona, pochodzących ze zderzeń z neutronami, wzrasta kilkakrotnie, gdy komorę otoczyć wielką masą materji, tak iż wpadają do niej nie tylko neutrony, biegnące wprost ze źródła, lecz również i neutrony odbite.

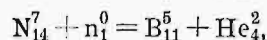
Na pierwszy rzut oka możnaby sądzić, że prawdopodobieństwo zderzenia neutronu z elektronami powinno być tego samego rzędu wielkości, co zderzeń z jądrami. W rzeczywistości, jak to pokazał Dee, zderzenia neutronów z elektronami są niezmiernie rzadkie, przytrafiają się co najmniej sto razy rzadziej, niż np. zderzenia z jądrami azotu.

\*) Dokończenie do str. 7 w zesz. 1 z r. b.

2) Założymy, że po przejściu 1 cm w materji ubywa z pierwotnej liczby neutronów ułamek  $\alpha$ . Niech dana materja zawiera  $N$  jąder w 1 cm<sup>3</sup>; opiszmy dokoła toru neutronu, jako osi, walec o przekroju równym przekrojowi czynnemu  $f$ . Prawdopodobieństwo zderzenia, t. j. prawdopodobieństwo, by jądro znalazło się wewnątrz tego walca, wynosi  $Nf$ , gdyż  $f$  jest jego objętością. Z drugiej strony, prawdopodobieństwo to równa się  $\alpha$ , przeciętnej liczbie zderzeń jednego neutronu. Mamy zatem  $Nf = \alpha$ ;  $f = \frac{\alpha}{N}$ .

Ten wynik doświadczalny jest zgodny z wywodami teoretycznymi B o h r a, który dowiódł na podstawie mechaniki falowej, że neutrony działają na elektrony znacznie słabiej niż na jądra. Wiemy, już, że odskok jąder jest jedynym „reaktywem” neutronów: neutrony nie wywołują bezpośrednio żadnej niemal jonizacji, dlatego na fotografiach otrzymanych za pomocą komory Wilsona nie wskazuje toru neutronu, niewidzialnego sprawcy pięknych smug, będących śladami rozpędzonych protonów.

Ten sam sprawca powodować może skutki o doniosłości daleko jeszcze większej. Neutrony zdolne są wywołać dezintegrację azotu, tlenu, a jest prawdopodobne, że z łatwością rozbijają i inne jądra. Neutron jest skuteczniejszym czynnikiem dezintegracyjnym, niż cząstka  $\alpha$ , gdyż nie jest, jak ona, odpychany przez jądra. F e a t h e r znalazł, że na 10 zderzeń z jądrami azotu 3 prowadzi do dezintegracji. Zachodzi ona najczęściej podług schematu:

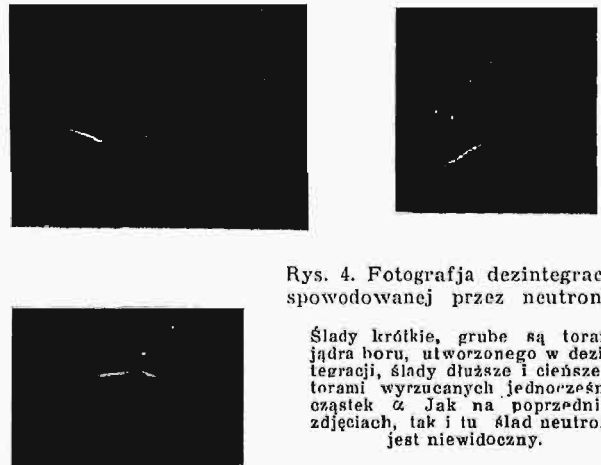


jest zatem odwróceniem reakcji powstawania neutronów z boru. Rys. 4 jest fotografią dezintegracji jądra azotu, wywołanej przez uderzenie neutronu.

Odkrycie neutronu wywołało znaczny wzrost zainteresowania się sprawą budowy jądra. Jak to już zaznaczyliśmy, odkrycie to rozwiązuje definitywnie sprawę nieistnienia elektronów „swobodnych” w jądрах. Według dawnej koncepcji, jądro np. uranu zawiera 59 heljonów, 2 protony i 28 elektronów. Założmy jednak, że heljonów jest tylko tyle, ile ich potrzeba do utworzenia całkowitego naboju jądra. W takim razie mielibyśmy 46 heljonów, posiadających razem masę 184 i nabój 92. Jądro takie posiadałoby ten sam nabój, co jądro uranu, masę zaś o 54 mniejszą. Widzimy stąd, że możemy wyobrazić sobie jądro uranu, jako utworzone z 46 heljonów i 54 neutronów, a zatem nie zawierające ani protonów ani elektronów. Zupełnie analogiczną budowę, to jest z samych tylko neutronów i heljonów, przypisać możemy każdemu innemu jądru, którego liczba porządkowa jest parzysta; jeżeli liczba porządkowa jest nieparzysta, sprawa komplikuje się o tyle tylko, że oprócz neutronów i heljonów założyć musimy w jądrze istnienie jednego protonu, np. jądro jodu, którego liczba porządkowa wynosi 53, masa zaś 127, składa się z 26 heljonów, jednego protonu i 22 neutronów. Uderzające jest, że w ten sposób w poglądach nowoczesnych dwum podstawowym cegiełkom materji — protonowi i elektronowi przypada rola bardzo skromna lub zgoła zamaskowana.

Teorje, dotyczące budowy jądra, w związku z wielkością spinu jądrowego i zagadnieniem przemian promieniotwórczych, rozwinęli G. F o u r n i e r, F r. P e r r i n, L. W e r t e n s t e i n i W. H e i s e n b e r g. Nie będziemy tu ich rozwijali, zaznaczymy tylko, że niektóre z tych teorii wprowadzają do jądra, oprócz neutronu i heljonu, inny jeszcze składnik, mianowicie *jądro izotopu wodoru*  $H_2$ , któremu nadano nazwę *pótheljonu*. Istnienie takiego elementu konstrukcyjnego pośredniego między protonem i heljonem wydaje się wysoce prawdopodobnym. Zaznaczyć należy, że izotop wodoru o masie 2 został odkryty niedawno przez badaczy amerykańskich: U r e y'a, B i r d w i d g e'a.

Równolegle z wiadomościami o budowie wewnętrznej jądra rozwijały się wiadomości o dziedzinie pośredniej między jądrem a układem elektronów zewnętrznych. Jest to dziedziną, która nawiązuje jakgdyby kontakt między znanem nam dotąd wnętrzem jądra a światem codziennych zjawisk fizycznych, który krótko moglibyśmy nazwać światem elektronowym. Wiemy już, że w znacznej odległości jądro działa na elektrony tylko polem elektrycznym swego całkowitego naboju oraz w słabszym stopniu polem magnetycznym, związanym z istnieniem spinu jądrowego. Ale wiemy również napewno, że oprócz tych sił „balnych”, znajdujących miejsce w zwykłym schemacie teorii elektromagnetycznych, działają także również w bardzo małej odległości od jądra siły całkiem innej natury. Siły te są zapewne niezależne od naboju cząstek, one to spajają różne elementy jądra: heljony, neutrony, protony, może półheljony w jedną całość. Posiadamy sposoby eksperymentalne badania tego szczególnego pola sił, pa-



Rys. 4. Fotografia dezintegracji spowodowanej przez neutrony.

Ślady krótkie, grube są torami jądra boru, utworzonego w dezintegracji, ślady dłuższe i cieńsze — torami wyrzucanych jednocześnie cząstek  $\alpha$ . Jak na poprzednich zdjęciach, tak i tu ślad neutronu jest niewidoczny.

nującego w jądrze i rozłaczającego swe działanie w dziedzinie, którą nazwaliśmy pośrednią. Najważniejsza z tych metod polega na studjowaniu rozproszenia cząstek  $\alpha$  przez jądro. Wiadomo, że zjawiska rozpraszania dają się opisać w pierwszym przybliżeniu przy pomocy założenia, że cząstka  $\alpha$  jest odpychana przez jądro siłą „Coulomba”, odwrotnie proporcjonalną do kwadratu odległości i proporcjonalną do iloczynu z naboju jądra i cząstki  $\alpha$ . To założenie przecież doprowadziło R u t h e r f o r d a do odkrycia jądra i wyznaczenia jego naboju. Jednakże w rzeczywistości rozproszenie cząstek  $\alpha$  odbywa się ściśle w sposób przewidziany przez teorię „Coulomba” w tym tylko przypadku, gdy cząstka  $\alpha$  nie podchodzi zbyt blisko do jądra. Stosuje się to do jąder ciężkich, których nabój odpycha potężne cząstki  $\alpha$  i nie pozwala im zbliżyć się bardziej niż na odległość rzędu  $10^{-12}$  cm. Rozproszenie tego typu nazwiemy normalnym. W zderzeniach z jądrami lekkimi, np. wodoru, helu, berylu, węgla, nawet glinu, cząstka  $\alpha$  zbliża się do jądra na odległość rzędu  $10^{-13}$  cm, rozproszenie staje się wówczas anormalne. Anomalia polega na tem, że rozproszenie, w miarę jak cząstka  $\alpha$  zbliża się do jądra, staje się zrazu mniejsze od normalnego, poczem wzrasta szybko, osiągając np. w przypadku wodoru wartość 30 razy większą od wartości przepisanej przez teorię „Coulomba”. Jak

wykazują rozważania, oparte na mechanice falowej, anomalje te tłumaczą się łatwo, jeżeli założymy, że w pewnej odległości krytycznej, rzędu  $10^{-13}$  cm, tem mniejszej im jądro jest mniejsze, siły odpychania znikają, ustępując miejsca owym siłom przyciągania, których istnienie — nawet niezależnie od wspomnianych eksperymentów — wydało się nam konieczne dla zrozumienia trwałości wewnętrznej jądra. Dane eksperymentalne, łącznie z rozważaniami hipotetycznymi, prowadzą do całkiem określonej koncepcji pola sił okalających jądro. Zazwyczaj przedstawiamy własności tego pola zapomocą wykresu, przedstawiającego energję potencjalną cząstki  $\alpha$ , jako funkcję jej odległości  $r$  od jądra. Krzywa ta zakreśla wzniesienie, które otrzymało nazwę *wału potencjału*. Na prawo od szczytu tego wału energia potencjalna maleje gdy  $\gamma$  rośnie; jest to okolica, w której cząstka  $\alpha$  jest odpychana; okolica na lewo od szczytu, w której energia potencjalna szybko spada gdy  $r$  maleje, jest ową dziedziną pośrednią, w której cząstka  $\alpha$  jest przyciągana przez jądro.

Gamow pokazał, że ten model pola jądrowego, interpretowany przy pomocy mechaniki falowej, prowadzi do prostego wytłumaczenia samorzutnych przemian  $\alpha$  oraz sztucznej dezintegracji pierwiastków. Napozór sądziłoby można, że zjawiska te są całkowicie zagadkowe. Jeżeli cząstka  $\alpha$  znajduje się w okolicy jądra, to albo posiada energję kinetyczną większą od wartości energii potencjalnej, odpowiadającej szczytowi wału, a w takim razie bez trudu przewycięży przyciąganie jądra i oddali się od niego natychmiastowo, albo posiada energję kinetyczną mniejszą od tej wartości, a w takim razie powinna pozostawać przy jądrze w ciągu czasu nieskończenie długiego. W mechanice falowej alternatywa ta nie może być postawiona w sposób równie ostry, gdyż nie możemy mówić w sposób całkiem określony o położeniu cząstki  $\alpha$ , lecz tylko o prawdopodobieństwie jej przebywania w tej czy innej okolicy. Innymi słowy, nawet wtedy, gdy cząstka  $\alpha$  ma energję zbyt małą, niedostateczną do przekroczenia wału potencjału, istnieje skończone prawdopodobieństwo, że znajdzie się ona nazewnątrz wału, t. j. w okolicy, w której jest odpychana przez jądro. Gamow dowiódł, że prawdopodobieństwo to jest tem większe, im wał ściślej okala jądro i im energia kinetyczna cząstki  $\alpha$  bliższa jest krytycznej wartości energii potencjalnej. Fizycznie oznacza to, że w jądrach promieniotwórczych, np. w jądrach radu, pewien ułamek cząstek  $\alpha$  przedostaje się w ciągu danego czasu poprzez wał potencjału i wymyka się nazewnątrz w postaci znanego nam promieniowania  $\alpha$ . Rachunki Gamowa prowadzą do wyliczenia wielkości tego ułamka lub, co wychodzi na to samo, prędkości rozpadu samorzutnego pierwiastków, ulegających przemianom  $\alpha$ .

W zupełnie podobny sposób tłumaczy Gamow zjawiska dezintegracji sztucznej. Zakłada on, że wysokość i grubość wału potencjału dokoła jądra maleje, gdy zmniejsza się liczba porządkowa. Wyobraźmy sobie cząstkę  $\alpha$ , biegnącą ku jądru jakiegoś lekkiego pierwiastka, np. azotu lub glinu. Chociaż wały potencjału tych jąder są niezbyt wysokie, jednak, ogólnie biorąc, energia kinetyczna nadbiegającej cząstki jest mniejsza od wysokości

wału (t. j. od energii potencjalnej, odpowiadającej jego szczytowi), to też, rozumując w duchu teoryj klasycznych, nie widzimy żadnego sposobu, dzięki któremu cząstka  $\alpha$  mogłaby przeniknąć do jądra. Jednak według mechaniki falowej istnieje określone prawdopodobieństwo przebicia przez cząstkę  $\alpha$  wału potencjału i wtargnięcia w jej okolicę, gdzie może wywrzeć swe działanie destrukcyjne. Ta prosta teoria sztucznej przemiany jądrowej niezupełnie zadawała dzisiaj fizyków. Zarzucają jej, że wartość prawdopodobieństwa, wyliczona teoretycznie, jest tak mała, że ilościowo nie zdaje sprawy z przebiegu zjawisk, nawet jeżeli weźmiemy pod uwagę, że wydajność sztucznej dezintegracji jest bardzo niska. Niektórzy badacze (Pose, Chadwick i Constable) zauważyli, że cząstka  $\alpha$  wywołująca dezintegrację nie może mieć prędkości dowolnej; efekt jest selektywny i występuje wtedy tylko, gdy prędkości cząstek posiadają wartości ściśle określone. Według Becka i Motta, cząstki wpadają do jądra ze szczególną łatwością, gdy zachodzi „rezonans jądrowy”. Wiemy już, że stany jądrowe są skwantowane, że cząstki  $\alpha$  w jądrze, jak elektrony w atomie peryferycznym, znajdować się mogą na różnych poziomach energetycznych. Cząstka  $\alpha$ , która ma osadzić się w obcym jądrze, musi zająć jeden z tych poziomów energetycznych, jakie są możliwe w jądrze utworzonym z dawnego przez przyłączenie się cząstki  $\alpha$  — a nie są to, jak wiemy, poziomy dowolne; w myśl zasady stanów wyróżnionych, charakteryzują się one w jądrze każdego typu ściśle określonymi wartościami energii. Mówimy, że zachodzi rezonans jądrowy, gdy nadbiegająca cząstka  $\alpha$  ma energję równą jednej z tych wartości. Teoria ta jest bardzo pociągająca, należy jednak zaznaczyć, że niektórzy eksperymentatorzy (Steubel), otrzymali wyniki, które zdają się jej przeczyć.

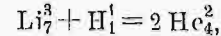
Jest jednak inna okoliczność która każe powątpiewać o słuszności teorii rezonansu jądrowego. Jak wiadomo, aż do roku obecnego próby dezintegracji powiodły się tylko z pierwiastkami lekkimi i jedynie przy użyciu cząstek  $\alpha$ . Wydaje się rzeczą mało prawdopodobną, by w jądrach ciężkich nie istniały poziomy energetyczne w rezonansie z cząstkami  $\alpha$ , jakimi możemy rozporządzać, t. j. charakteryzujące się wartościami energii tego samego rzędu, co energje znanych cząstek  $\alpha$ . Bardzo naturalnem jest przypuszczenie, że dezintegracja ciężkich jąder nie udaje się z powodu zbyt wielkiej wysokości wału potencjału, otaczającego te jądra, lub — co na jedno wychodzi — zbyt małej energii cząstek  $\alpha$ , jakich dostarczają nam pierwiastki promieniotwórcze. To też sądzono powszechnie, że ogólne zagadnienie dezintegracji materji da się rozwiązać dopiero wtedy, gdy zdołamy zrealizować napięcia niezmiernie wysokie, rzędu kilku milionów woltów, zdolne powiększyć energję kinetyczną naturalnych cząstek  $\alpha$ . Potężne wysiłki elektrotechniki, skierowane ku temu celowi, zostały uwieńczone pewnem powodzeniem. Metody, jakie stosowano, były trzech typów: po pierwsze dążono do otrzymania wielkich napięć przez konstrukcję potężnych transformatorów, ewentualnie łączych po kilka szeregowo. Po drugie próbowano wyzyskać do celów techniki doświadczalnej olbrzymie różnice potencjałów, powstające podczas wyładowań elektrycznych. Wreszcie bardzo obiec-



jąca wydaje się metoda stosowana ostatnio, polegająca na użyciu drgań elektrycznych wysokiej częstości. Napięcie może być przy tem niewielkie, np. rzędu 10 tysięcy woltów, jednak cząstka rozprędzona w takim szybko zmiennym polu elektrycznym przedostaje się w inną okolicę pola, w której dzięki umiejętnej synchronizacji ruchu cząstki z okresem drgań doznaje ponownego przyśpieszenia, przebiegając po raz drugi tę samą różnicę potencjału. Przez wielokrotne zastosowanie tego procesu cząstka uzyskać może energję kinetyczną taką samą, jaką zdobyłaby, gdyby napięcie było wiele razy większe od napięcia użytego w rzeczywistości.

Metod tych nie stosowano dotąd do cząstek  $\alpha$ , zresztą nie wyszły one jeszcze z fazy przygotowawczej. Niema jednak żadnej racji do przypuszczania, że tylko cząstka  $\alpha$  powołana jest do wtargnięcia do jądra i spowodowania jego przemiany. Proste rozumowanie wskazuje, że heljony nie są wcale najdogodniejszymi czynnikami dezintegracji; jeżeli dotąd posługiwano się wyłącznie niemi, to po prostu dlatego, że nie rozporządzano żadnymi innymi, bardziej stosownymi. Np. proton, dzięki swemu mniejszemu nabożowi, ma do przewyciężenia dwa razy mniejszą wysokość wału potencjału i powinien być zdolny do przeniknięcia w jądro nawet wtedy, gdy jego energia jest mniejsza od energii heljonu. Wychodząc z tego założenia, lord Rutherford zorganizował w Cavendish Laboratory na wielką skalę badania, zmierzające ku rozbiciu pierwiastków zapomocą protonów. Współpracownicy jego Cockroft i Walton zbudowali aparaturę, w której zapomocą układu zbudulatorów, prostowników i kondensatorów można było osiągnąć z górą milion woltów. Napięcie to przykładali do elektrod rury próżniowej, do której przenikały protony, pochodzące z wyładowania w rurce Geislera wypełnionej wodorem, a łączące się z główną rurą. Protony te, rozprędzone w potężnym polu elektrycznym, skierowywano na różne pierwiastki w celu osiągnięcia ich dezintegracji. Doświadczenia te zostały uwiecznione powodzeniem, które niewątpliwie przewyższyło oczekiwania eksperymentatorów. Okazało się bowiem, że protony zdolne są rozbić jądra niemal wszystkich pierwiastków, od najlżejszych do najcięższych, od litu do uranu włącznie, a co najbardziej jest zadziwiające, dezintegracja zachodzi już wtedy, gdy ener-

gja kinetyczna protonów jest względnie niewielka, np. gdy wynosi 125 tysięcy wolt-elektronów. We wszystkich dezintegracjach tego typu proton, jak się zdaje, zostaje uwięziony w jądrze i następuje jednocześnie emisja cząstki  $\alpha$ . Jest to więc odwrócenie dezintegracji, wywoływanej przez cząstki  $\alpha$ . Fizycy angielscy zdołali dotąd zbadać bardziej szczegółowo dezintegrację litu. Lit rozpada się według następującego wzoru alchemicznego:



Zatem jądro utworzone przez syntezę jądra litu i protonu rozpada się na dwa heljony. Obie cząstki dezintegracyjne, jako posiadające tę samą masę, zyskują przy tem prędkości jednakowe i skierowane odwrotnie. Energia tych cząstek przewyższa wielokrotnie energję protonu, sprawcy dezintegracji. Jest ona rzędu 8-miu milionów wolt-elektronów. Ta reakcja alchemiczna wydziela zatem daleko więcej energii, niż w nią włożono. Ten zadziwiający wynik tłumaczy się tak prosto z punktu widzenia zasady równoważności masy i energii, że możemy uważać go za jeden z najświetniejszych triumfów myśli teoretycznej, jakimi pochlubić się może fizyka. W istocie masa jądra litu wynosi 7,0104, masa protonu 1,0072, masa dwu heljonów 8,0022, widzimy zatem, że wspomniana reakcja związana jest z utratą masy, wynoszącą 0.0154, co odpowiada 14 milionom wolt-elektronów. Ponieważ energia ta dzieli się równo pomiędzy dwa powstające heljony, zgodność teorii z doświadczeniem jest doskonała.

Ogólnie biorac, jest rzeczą zrozumiałą, że proton jest łatwo wchłaniany przez jądra. Jak wiemy bowiem z krzywej Astona, masa protonu swobodnego jest zawsze znacznie większa od masy protonu związanego w jądrze nawet najcięższym i synteza protonowa zachodzi ze znacznym wydzielaniem energii. Natomiast zadziwiającym i dotąd niewyjaśnionym jest fakt, że do jądra przenikać mogą protony o tak małej energii kinetycznej. Jest rzeczą prawdopodobną, że nasze wiadomości teoretyczne o budowie jądra, o roli wału potencjału i rezonansu jądrowego są jeszcze bardzo niedoskonałe. W chwili obecnej głoś należy do doświadczenia. W ciągu ostatnich miesięcy odkrycia pierwszorzędnej doniosłości mnożą się w tak szybkim tempie, że uzasadnioną jest nadzieja, iż w niedługim czasie zdołamy wyjaśnić w zupełności zagadkę jądra.

## Wpływ kierunku siły na dowolną wielkość mechaniczną

Napisał Stefan Bryła.

Niechaj siła skupiona  $P$  zaczepia w pewnym punkcie  $F$  jakiegoś ustroju sprężystego i działa pod kątem  $\alpha$  do poziomu. Siła ta powoduje w różnych punktach ustroju pewien stan odkształceń i pewien stan naprężeń. W pewnych przekrojach pomyślanych powstaną pewne siły osiowe, siły poprzeczne i momenty. W punktach zetknięcia się ze sztywnymi podporami ustrój dozna pewnych oddziaływań.

Wszystkie wymienione wielkości są funkcjami siły  $P$  i kąta  $\alpha$ .

Niektóre z tych wielkości, np. reakcje, są wektorami, t. j. określone są natężeniem i kierunkiem. Inne mają tylko natężenie i znak, np. składowa reakcji w pewnym, ściśle określonym kierunku, przesunięcie w pewnym określonym kierunku, siła osiowa w pręcie, siła poprzeczna w pewnym przekroju, moment zgięcia względem pewnej osi.

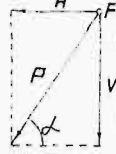
Wielkość taka ma zatem pewną wartość absolutną (natężenie i pewien znak), t. j. może być dodatnią lub ujemną, kierunek jej zaś jest niezmienny, t. j. niezależny od kierunku siły  $P$ . Zajmiemy

się przede wszystkim tym rodzajem wielkości mechanicznych. Wielkości, posiadające kierunek zmienny, możemy rozłożyć na dwie składowe, posiadające dwa dowolnie ustalone kierunki, a więc sprowadzić badanie ich do badania wielkości mechanicznych o kierunku stałym.

Wielkość tę nazwijmy skutkiem. Skutków tych jest zatem bardzo wiele. Weźmy jeden z nich  $S$ . Dla danego  $P$  jest  $S$  funkcją  $\alpha$ , więc

$$S = f(\alpha).$$

Obierzmy dwa kierunki działania siły  $P$  wzajemnie prostopadłe, np. kierunek pionowy,  $\alpha=90^\circ$ , z góry na dół (ciężar) i kierunek poziomy od strony prawej do lewej,  $\alpha=0$ , i rozłóżmy siłę  $P$  (rys. 1) na składowe



Rys. 1.

$$H = P \cos \alpha, \dots (1)$$

$$V = P \sin \alpha, \dots (2)$$

Gdyby działała tylko siła pozioma  $H$ , to skutek byłby

$$S_h = z H, \dots (3)$$

Gdyby zaś działała tylko siła pionowa  $V$ , byłoby

$$S_v = \lambda V, \dots (4)$$

o ile zakładamy proporcjonalność przyczyny i skutku, t. j. prawo superpozycji.  $z$  i  $\lambda$  są tu współczynnikami proporcjonalności. O ile skutek  $S$  ma wymiar siły, to  $z$  i  $\lambda$  są wielkościami bezwymiarowymi. W ogólności wymiar ich wyniku z równań 3) i 4).

Ponieważ działają równocześnie siły  $H$  i  $V$ , więc na podstawie prawa superpozycji jest

$$S = S_h + S_v, \dots (5)$$

Podstawmy 3) i 4) w 5), to z uwagi na 1) i 2) będzie

$$S = P (z \cos \alpha + \lambda \sin \alpha), \dots (6)$$

Nazwijmy

$$\frac{z}{\lambda} = \operatorname{tg} \varphi = t, \dots (7)$$

$$\text{to } \sec \varphi = \sqrt{1 + t^2}, \dots (8)$$

$$\text{albo } \sec \varphi = \frac{1}{\lambda} \sqrt{z^2 + \lambda^2}, \dots (9)$$

$$S = P \lambda \rho, \dots (10)$$

przyczem

$$\rho = \sin \alpha + \operatorname{tg} \varphi \cos \alpha = \sec \varphi (\sin \alpha \cos \varphi + \cos \alpha \sin \varphi) = \sec \varphi \sin (\alpha + \varphi).$$

Podstawmy to w (10), to z uwagi na (9), jeżeli

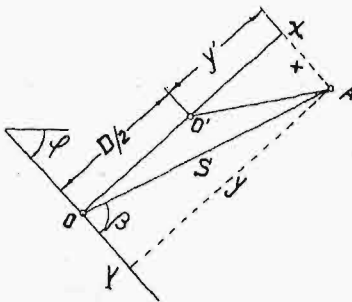
$$D = P \sqrt{z^2 + \lambda^2}, \dots (11)$$

$$\text{będzie } S = D \sin (\varphi + \alpha), \dots (12)$$

W zależności od  $\alpha$  zmienia się zatem  $S$  według sinusoidy.

Nazwijmy  $\beta = \alpha + \varphi$ ,

$$\text{to } S = D \sin \beta, \dots (13)$$



Rys. 2.

$$A Y = y = S \sin \beta, \dots (14)$$

$$A X = x = S \cos \beta, \dots (15)$$

Niech  $OO' \perp OY$

i  $OO' = \frac{1}{2} D$ .

Nazwijmy  $XO' = y'$  i  $x' = x$ ,

$$\text{to } y' = y - \frac{D}{2},$$

$$\text{zaś } x'^2 + y'^2 = x^2 + y^2 - yD + \left(\frac{D}{2}\right)^2 \dots (16)$$

Ale według (14) i (15) jest

$$y^2 + x^2 = S^2, \dots (17)$$

zaś według (14) i (13) jest także

$$yD = S^2, \dots (18)$$

Podstawmy (17) i (18) w (16), to otrzymamy

$$x'^2 + y'^2 = \left(\frac{1}{2} D\right)^2.$$

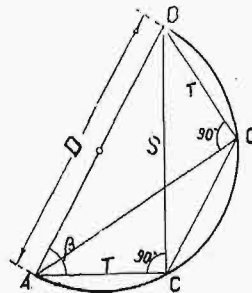
Zatem punkt  $A$  leży na kole o promieniu  $\frac{D}{2}$ , poprowadzonym ze środka  $O'$ , czyli stycznym do  $Ox$  w p.  $O$ .

Wynika to zresztą wprost z geometrycznego rozważania. Jeżeli

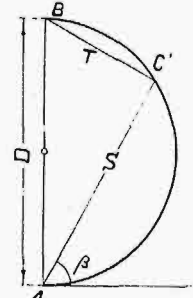
$$T = D \cos \beta,$$

to  $D$  jest przeciwprostokątną trójkąta prostokątnego  $ABC$  (rys. 3), którego przyprostokątne są  $S$  i  $T$ .

Zatem  $D$  jest średnicą koła opisanego na trójkącie  $AC'B$ . Więc i wierzchołek  $C'$  kąta prostego w trójkącie  $AC'B$  na tej samej przeciwprostokątnej  $AB$  i o przyprostokątnych  $AC' = S$  i  $BC' = T$  leży na tem samym kole. Obróćmy trójkąt  $AC'B$  tak, aby średnica  $AB$  była pionowa, to bok  $AC'$  staje się szukanym promieniem wodzącym, a więc  $C'$  leży na kole o średnicy  $D$ . Zależność  $S$  i  $\beta$  w spólrzędnych biegunowych wyraża się kołem stycznym do osi  $Ox$  (rys. 2), nachylonej do poziomu pod kątem  $\varphi$ . Jeżeli  $\beta < 0$  albo  $\beta > \pi$ , to  $S < 0$ . Zatem ujemnym wartościom  $S$  odpowiada drugie koło po przeciwnej stronie osi  $Ox$ , która jest wspólną styczną obu kół (rys. 5). Mamy tedy ogólne prawo:



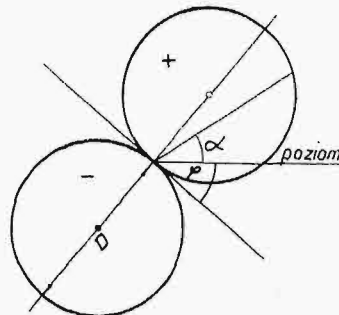
Rys. 3.



Rys. 4.

Jeżeli do danego ustroju zasada superpozycji się stosuje, to jakakolwiek wielkość mechaniczna  $S$  (ugięcie, siła wewn. w prętach, reakcja pionowa, moment zgięcia, siła poprzeczna, naprężenie) cha-

rakteryzująca się natężeniem i znakiem, wywołana siłą  $P$ , zaczepiającą w pewnym punkcie ustroju pod kątem  $\alpha$  do poziomu, da się wyrazić w spólrzędnych biegunowych  $S = f(\alpha)$  jako dwa koła o tej samej średnicy  $D$  styczne do siebie od zewnątrz, przyczem  $D = S \max$ .



Rys. 5.

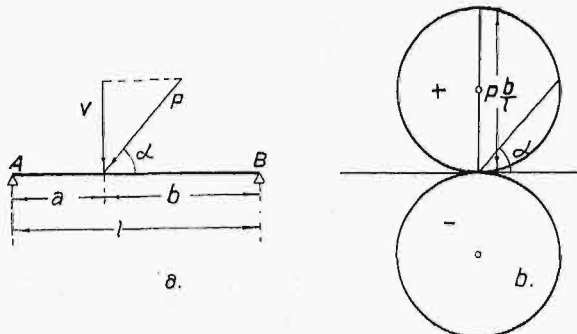
Przykłady:

1. Belka wolno podparta (rys. 6a).

$$\text{Reakcja } A = V = \frac{b}{l} P \sin \alpha$$

$$\text{Dla } \alpha = \frac{\pi}{2}, A_{\max} = \frac{b}{l} P = D,$$

więc  $A = D \sin \alpha$  (rys. 6b).



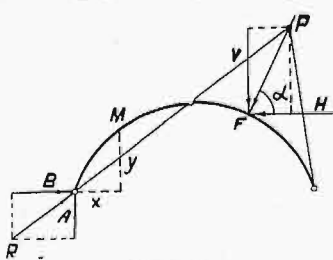
Rys. 6 a i b.

Moment w punkcie działania siły P wynosi  $M = Aa = D' \sin \alpha$ , jeżeli  $D' = Da$ . I tu stosuje się rys. 6b, tylko w innej skali, w której  $D = D'$ . Tak samo moment w dowolnym punkcie belki (rys. 6a), siłę poprzeczną lub ugięcie w zależności od  $\alpha$ , wyraża rys. 6b w odpowiedniej skali.

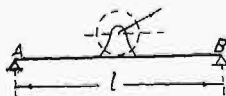
2. Łuk trójprzegubowy (rys. 7).

Jako skutek siły P, zaczepiającej w dowolnym punkcie F prawej połowy łuku, rozpatrzmy moment zgięcia w przekroju M(x, y) lewej połowy.

Moment ten zależy od lewej reakcji R. Rozłożymy ją na składowe A i B. Składowa pionowa



Rys. 7.



Rys. 8.

$$A = \lambda' H + \lambda'' V$$

Składowa pozioma

$$B = \lambda'' H + \lambda' V,$$

przyczem

$$H = P \cos \alpha$$

$$V = P \sin \alpha,$$

zaś  $\lambda'$ ,  $\lambda''$  i  $\lambda'$ ,  $\lambda''$  są odpowiednimi współczynnikami proporcjonalności. Według rys. 7:

$$M = Ax - By.$$

Wprowadźmy kąty  $\varphi'$  i  $\varphi''$  według równań:

$$\text{tg } \varphi' = \frac{\lambda'}{\lambda''}, \quad \text{tg } \varphi'' = \frac{\lambda''}{\lambda'}$$

to

$$A = P (\lambda' \cos \alpha + \lambda'' \sin \alpha) =$$

$$= P \sqrt{\lambda'^2 + \lambda''^2} \sin (\alpha + \varphi'),$$

zaś

$$B = P \sqrt{\lambda'^2 + \lambda''^2} \sin (\alpha + \varphi'').$$

Zatem

$$M = P [x' \sin (\alpha + \varphi') - y' \sin (\alpha + \varphi'')], \quad (a)$$

przyczem

$$x' = x \sqrt{\lambda'^2 + \lambda''^2}$$

$$y' = y \sqrt{\lambda'^2 + \lambda''^2}.$$

Ale

$$\sin (\alpha + \varphi') = \sin \alpha \cos \varphi' + \cos \alpha \sin \varphi'$$

$$\sin (\alpha + \varphi'') = \sin \alpha \cos \varphi'' + \cos \alpha \sin \varphi'',$$

więc według (a)

$$\frac{M}{P} = \lambda''' \cos \alpha + \lambda'''' \sin \alpha,$$

przyczem

$$\lambda''' = x' \sin \varphi' - y' \sin \varphi''$$

$$\lambda'''' = x' \cos \varphi' - y' \cos \varphi''.$$

Wreszcie

$$M = P \sqrt{\lambda''''^2 + \lambda''''^2} \sin (\alpha + \varphi'''), \quad (b)$$

jeżeli

$$\text{tg } \varphi''' = \lambda'''' : \lambda''''.$$

Dostaliśmy więc i tu wzór (b) zgodny zasadniczo z równaniem (12).

### Wnioski:

1) Jakakolwiek wielkość mechaniczna M w dowolnym ustroju ma tę własność, że dla każdego punktu jako zaczepienia siły istnieją dwa kierunki wzajemnie prostopadłe: gdy siła działa w jednym z nich, to  $M = 0$ , gdy zaś w drugim, to  $M = \max$ .

2) Jeżeli dla pewnego  $\alpha$  pewna wielkość jest zerem, to i dla  $\alpha = \pm 180^\circ$ , t. j. dla kierunku wprost przeciwnego jest ona również  $= 0$ . Natomiast dla  $\alpha = \pm 90^\circ$  staje się ona bezwzględnie największą.

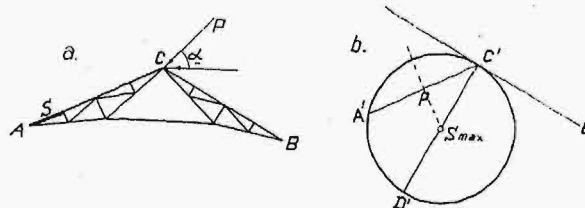
3) Dla dowolnego punktu ustroju i dla dowolnej wielkości mechanicznej tego ustroju istnieje zawsze pewien kierunek działania siły, dla którego wielkość ta jest  $= 0$ . To samo zachodzi dla kierunku wprost przeciwnego. Dla kierunków zaś prostopadłych wielkość ta osiąga swoje maximum dodatnie (+), względnie ujemne (-).

Niemożliwe są więc takie dwa kierunki nieprostopadłe do siebie, dla jednego z których wielkość M byłaby równa zeru, dla drugiego zaś największą.

4) Jeżeli na pewien punkt belki, albo na dowolny ustrój działa siła o stałej wielkości, ale o zmiennym kierunku, to powoduje ona we wszystkich wielkościach mechanicznych tego ustroju, mających niezmienny kierunek, zmianę od 0 aż do + max, i następnie od + max do 0, dalej od 0 do - max i od - max do 0, za każdym pełnym obrotem kierunku siły.

### Przykłady zastosowania.

Przykład 1. Znaleźć S max, gdy P jest w C (rys. 9a). Jeżeli siła P wpada w kierunek CB, to  $S = 0$ . Jeżeli siła P wpada w kierunek AC, to  $S = P$ .



Rys. 9 a i b.

Z dowolnego punktu C' (rys. 9b) kreślimy C'B' || CB i C'A' || CA; odcinamy C'A' = P. Przez C' i A' wykreślamy koło C'A'D' styczne do C'B'. Prostopadła C'D' || C'B' daje S max.

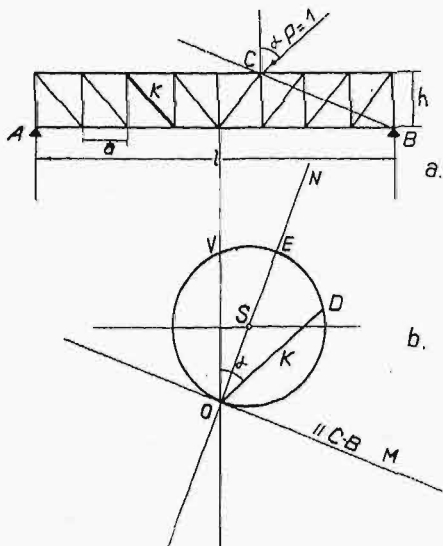
Przykład 2. Znaleźć siłę wewnętrzną w krzyżulcu  $K$ , gdy siła  $P = 1$ , zaczepiająca w  $C$ , ma kierunek, jak na rys. 10a. Mamy tutaj:

$$l = 24 \text{ m}, h = 3,6 \text{ m}, a = l : 8 = 3 \text{ m}.$$

$$\text{Długość krzyżulca } k = \sqrt{3^2 + 3,6^2} = \sqrt{9 + 12,95} = \sqrt{21,95} = 4,69 \text{ m}.$$

$$\text{Dla } P_e = 1, \text{ jest } A_r = \frac{3}{8}.$$

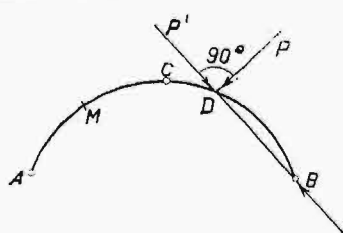
$$K_r = A_r \frac{k}{h} = \frac{3}{8} \cdot \frac{4,69}{3,6} = 0,489.$$



Rys. 10 a i b.

Z dowolnego punktu  $O$  (rys. 10b) kreślimy odcinek pionowy  $OV = K_r = 0,489$  i prostą  $OM \parallel CB$  i  $ON \perp CB$ .

Symetryczna odcinka  $OV$  przecina  $ON$  w środku koła  $S$ . Cięciwa  $OD \parallel P$  przedstawia siłę wewnętrzną w krzyżulcu  $OD = K$ , odpowiadającą kierunkowi siły  $P$ . Zarazem widać z rysunku, że, gdy siła  $P = 1$  działa prostopadłe do  $CB$ , wówczas  $K = \max = OE$ .



Rys. 11.

Przykład 3. W punkcie  $D$  łuku trójprzegubowego działa siła  $P$  (rys. 11); znaleźć ten jej kierunek, dla którego moment w punkcie  $M$  lewej połowy łuku trójprzegubowego osiąga maximum.

Jeżeli  $P$  ma kierunek  $DB$ , to  $M = 0$ .

Zatem kierunek  $P'' \perp P'$  powoduje największy moment w dowolnym przekroju lewej części  $A C$ .

Przykład 4. Łuk trójprzegubowy o kształcie półkoła o promieniu  $r$ . Siła  $P = 1$  zaczepia w  $D$ , rys. 12a, gdzie nachylenie normalnej do poziomu  $\varphi = 45^\circ$ . Znaleźć największy moment w  $D$ , oraz w  $E$

( $\varphi = \frac{45^\circ}{2}$ ), rys. 13, i odpowiednie kierunki siły  $P = 1$ .

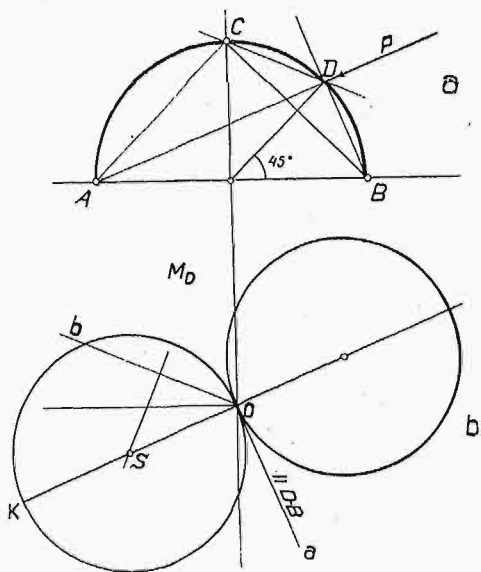
Jeżeli  $P$  ma kierunek  $DB$ , to reakcja  $B$  ma kierunek  $BD$ , więc  $M_D = 0$ . Zatem kierunkiem linii ze-

rowej jest (rys. 12b)  $Oa \parallel DB$ . Odległość p.  $E$  od cięciwy  $DB$  (rys. 13a) wynosi  $HE = 0,075r$ , więc  $M_E = 1,0,075r = 0,075r$ . Z p.  $O$  (rys. 13b) odmierzymy równoległe do  $DB$  odcinek  $Oa = 0,075r$  w dowolnie obranej skali sił.

Jeżeli siła  $P$  ma kierunek  $CD$ , to reakcja  $B$  ma kierunek  $BC$ , zaś reakcja  $A$  kierunek  $AC$ . Z trójkąta sił  $Cbc$  (rys. 14), w którym  $Cb = 1$ , czytamy:  $Cc = B = 0,925r$ . Ramię momentu  $ED = 0,29r$ ,  $EG = 0,216r$ , stąd moment w  $D$

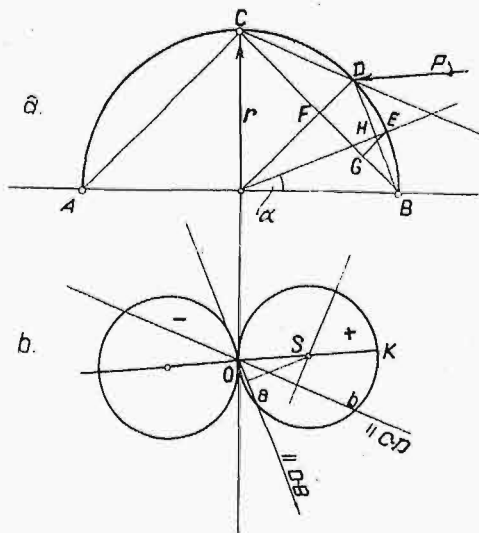
$$M_D = 0,925 \cdot 0,29 r = 0,268 r.$$

$$M_E = 0,925 \cdot 0,216 r = 0,200 r.$$



Rys. 12 a i b.

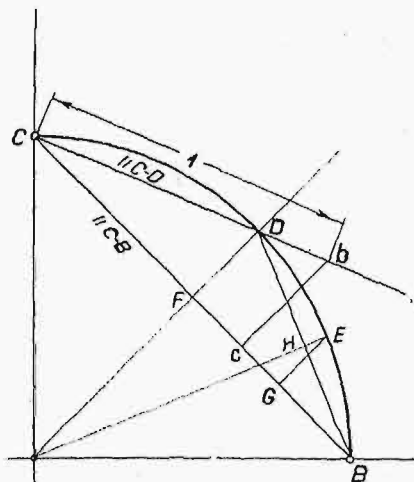
Na rys. 12b  $Ob \parallel CD$ ,  $Ob = 0,268r$ . Symetryczna odcinka  $Ob$  przecina prostopadłą do  $Oa$  z punktu  $O$  w punkcie  $S$ , który jest środkiem koła o promieniu  $OS$ .



Rys. 13 a i b.  $\alpha = 22^\circ 30'$ .

Moment w  $D$  jest największy, gdyż siła działająca w  $D$  ma kierunek  $DA$ . Wielkość tego momentu  $M_{D \max} = 2 OS = OK$ .

Na rys. 13b równoległe do  $CD$  odmierzymy  $Ob = 0,2r$ . Koło, przechodząc przez punkty  $O$ ,  $a$  i  $b$ ,



Rys. 14.

pory ramy dwuprzegubowej (rysunek 15a).  
Moment w E:

dla

$$P = 1, \quad M_E = 0 \text{ (symetria);}$$

dla

$$H = \frac{3}{8} \frac{l}{h} \frac{P_v}{2k+3} = \frac{3 \cdot 2}{8 \cdot 4} = \frac{3}{16}$$

gdyż

$$k = h : l = \frac{1}{2}$$

$$M_E = \frac{P_v}{2} \frac{l}{2} - H h = l \left( \frac{1}{4} - \frac{3}{16 \cdot 2} \right) = \frac{5}{32} l$$

rys. 15b daje wykres  $M_E$ .

Moment w B:

dla

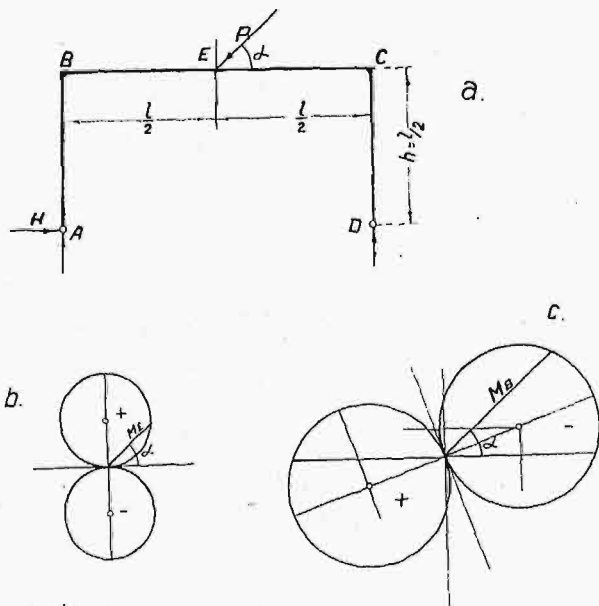
$$P_h = 1, \quad H = \frac{1}{2}$$

$$M_B = -\frac{h}{2} = -\frac{l}{4}$$

Dla

$$P_v = 1, \quad H = \frac{3}{16}, \quad M_B = -\frac{3}{16} h = -\frac{3}{32} l;$$

por. rys. 15c.



Rys. 15 a - c.

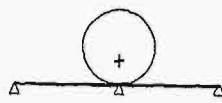
którego środek S leży na przecięciu symetrycznym odcinków  $Oa$  i  $Ob$ , wyznacza wielkość  $M_E$  dla dowolnych kierunków siły  $P$ , tudzież  $M_{E \max} = OK$ . Na rys. 13a wkreślono kierunek siły  $P$ , który właśnie wywołuje w  $E$  moment największy.

Przykład 5. Siła  $P$  działa pod kątem do poziomu w środku roz-

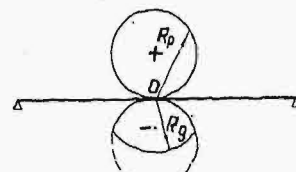
**Przypadki wyjątkowe.**

Wyjątki od podanej reguły (równ. 12) stanowią te wszystkie wypadki, w których zasada superpozycji nie ma zastosowania. Wymienimy tu kilka ciekawszych przypadków wyjątkowych.

1. *Belki ciągłe niezakotwione na podporach.* Reakcje podpór takich belek mogą być tylko dodatnie. Jeżeli belka jest nieważka, t. j. praktycznie

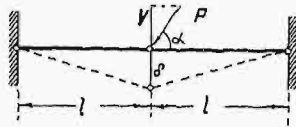


Rys. 16.



Rys. 17.

biorąc, gdy reakcja z powodu ciężaru własnego jest znikoma w porównaniu z reakcją od siły skupionej  $P$ , której wpływ kierunku badamy, to odpada z wykresu 5 koło, odpowiadające reakcjom ujemnym (rys. 16).



Rys. 18.

Jeżeli reakcja  $R_g$  z powodu ciężaru własnego (stałego) belki ciągłej jest większa aniżeli największa możliwa reakcja ujemna  $R_{p \max}$  z powodu siły skupionej  $P$ , to wpływ kierunku tej ostatniej będzie taki, jak w belce ciągłej o podporach zakotwionych. Jeżeli zaś reakcja  $R_g < R_{p \max}$ , to z koła, odpowiadającego reakcjom ujemnym, pozostanie tylko ta część, której odległość od  $O$  jest mniejsza od  $R$  (rys. 17). Ze środka  $O$  poprowadzony łuk o promieniu  $R_g$  odcina z koła ujemnego część, która jest w danym wypadku ważna.

2. *Układ dwu prętów* (rys. 18), leżących w jednej prostej, połączonych przegubem i przytwierdzonych przegubowo do dwu stałych podpór. Jest to graniczny przypadek łuku trójprzegubowego, którego strzałka  $f = 0$ .

Na przegub środkowy działa siła  $P$  w dowolnym kierunku. Jej składowa pionowa

$$V = P \sin \alpha \dots (19)$$

Pionowe przesunięcie przegubu środkowego

$$\delta = l \sqrt[3]{\frac{V}{EF}}, \dots (20)$$

przyczem  $F$  = przekrój pręta,  $E$  = moduł Younga dla materiału pręta.

Podstawmy (19) w (20), to

$$\delta = l \sqrt[3]{\frac{P}{EF}} (\sin \alpha)^{\frac{1}{3}} \dots (21)$$

Równanie (21) ma kształt ogólny

$$r = c \sin^n \alpha, \dots (22)$$

przyczem

$$c = l \sqrt[3]{\frac{P}{EF}} \dots (22a)$$

$$n = \frac{1}{3}$$

Przedstawia ono pewną krzywą w spólrzędnych biegunowych  $r$  i  $\alpha$ .

Spólrzędne prostokątne są tu:

$$y = r \sin \alpha$$

$$x = r \cos \alpha.$$

Podstawmy (22), to

$$y = c \sin^{n+1} \alpha, \quad (23)$$

$$x = c \sin^n \alpha \cos \alpha, \quad (24)$$

stąd

$$x^2 + y^2 = r^2 = c^2 \sin^{2n} \alpha \quad (25)$$

Według (23)

$$y^2 = c^2 \sin^{2n+2} \alpha \quad (26)$$

Podzielmy (26) przez (25), to:

$$\frac{y^2}{x^2 + y^2} = \sin^2 \alpha.$$

Podnieśmy to równanie do  $(n+1)$  potęgi, to, biorąc pod uwagę (26):

$$\left( \frac{y^2}{x^2 + y^2} \right)^{n+1} = \frac{y^{2n+2}}{c^{2n+2}},$$

stąd

$$(x^2 + y^2)^{n+1} = c^{2n+2} y^{2n} \quad (27)$$

W naszym wypadku jest  $n = \frac{1}{3}$ ,

więc

$$(x^2 + y^2)^{\frac{4}{3}} = c^2 y^{\frac{2}{3}},$$

albo

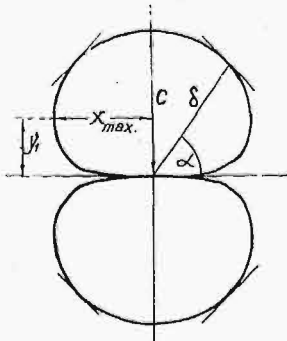
$$(x^2 + y^2)^4 = c^6 y^2.$$

Wprowadźmy spólrzędne bezwymiarowe

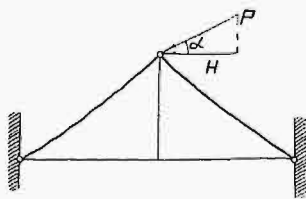
$$\xi = \frac{x}{c}, \quad \eta = \frac{y}{c}, \quad (28)$$

to

$$\eta = (\xi^2 + \eta^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (29)$$



Rys. 19.



Rys. 20.

Aby sobie zdać sprawę z kształtu krzywej, znajdziemy  $\xi_{\max}$  i odpowiednie  $\eta = \eta_1$ . Różniczkując (29) otrzymamy:

$$d\eta = 2(\xi^2 + \eta^2)(2\xi d\xi + 2\eta d\eta).$$

Dzieląc przez  $4 d\eta$  otrzymamy:

$$\frac{1}{4} = (\xi^2 + \eta^2) \left( \xi \frac{d\xi}{d\eta} + \eta \right).$$

Przyjmując  $\frac{d\xi}{d\eta} = 0$ , otrzymamy:

$$\frac{1}{4} = (\xi_{\max}^2 + \eta_1^2) \eta_1. \quad (30)$$

Według (29)

$$\xi^2 + \eta^2 = \sqrt{\eta}, \quad (31)$$

więc

$$\frac{1}{4} = \eta_1 \sqrt{\eta_1},$$

$$\eta_1^3 = \frac{1}{16} \quad \eta_1 = 0,398, \quad y_1 = 0,398 c.$$

Według (31)

$$\xi_{\max}^2 = \sqrt{0,398} - 0,398^2 = 0,63 - 0,158 = 0,472.$$

Zatem

$$x_{\max} = c \sqrt{0,472} = \pm 0,688 c.$$

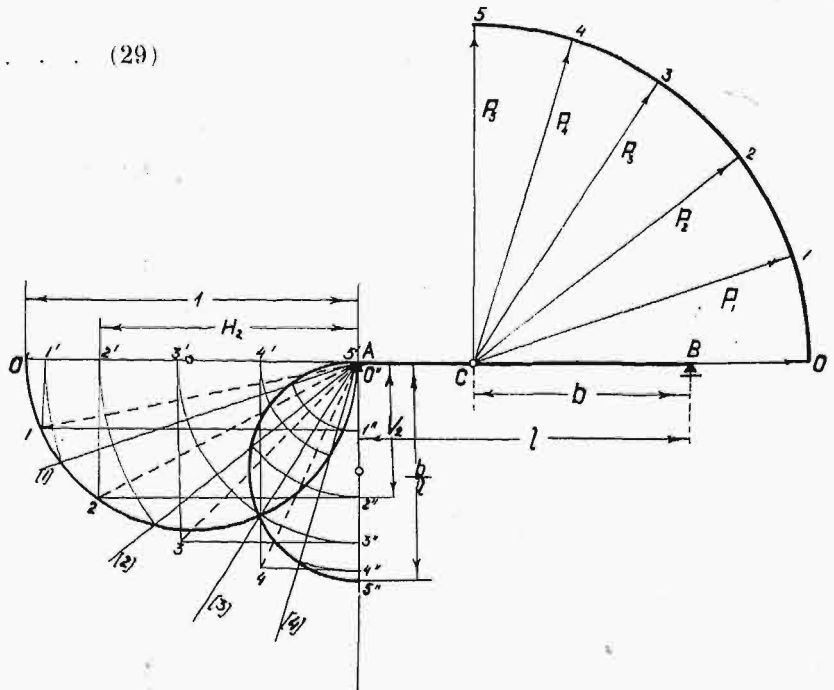
Rys. 19 przedstawia zależność  $\delta$  od  $\alpha$ , przyczem c por. równ. (22a).

Równanie (27) odnosi się również do przypadku przyciskania wałka łożyska ruchomego (rys. 6) do płaskiej podstawy. Według wzorów Hertz'a, największe naprężenie ściskające między wałkiem o promieniu  $r$ , długości  $s$ , a jego podstawą płaską wynosi przy reakcji  $B$ :

$$p_{\max} = 0,418 \sqrt{\frac{B E}{r s}},$$

ale

$$B = V \frac{a}{l} = P \frac{a}{l} \sin \alpha,$$



Rys. 21.

więc

$$p_{\max} = c \sqrt{\sin \alpha}, \quad \text{czyli } n = \frac{1}{2},$$

jeżeli

$$c = 0,418 \sqrt{\frac{P E \cdot a}{r s \cdot l}}.$$

W przypadku łożysk kulkowych jest  $n = \frac{1}{2}$  przy nieco innej wartości  $c$ , zależnej zresztą od ilości kul i ich rozkładu.

Innym przykładem układu, w którym prawo superpozycji nie ma zastosowania, jest przesunięcie

poziome wieży antenowej przytrzymanej w górnym końcu napiętymi linami (rys. 20). Przesunięcie to nie jest proporcjonalne do składowej poziomej  $H$ , a tem samem nie jest proporcjonalne linjowo do wartości  $P \cos \alpha$ , tylko w sposób skomplikowany (por. Chmielowiec. Die Abhängigkeit der Horizontalkraft des gespannten Seiles von der Verschiebung seiner Aufhängepunkte. Bautechnik 1931, str. 737).

Dotychczas rozważaliśmy takie wielkości mechaniczne, jako skutki siły  $P$ , które nie posiadają zmiennej kierunku, np. składowa pozioma lub pionowa oddziaływania, lub przesunięcia. Samo zaś oddziaływanie  $R$ , względnie przesunięcie, można otrzymać jako wypadkową składowej pionowej  $V$  i poziomej  $H$ . Składowe te można znaleźć wykreślnie (rys. 21). Składowa pionowa osiąga maximum

$$V_{\max} = \frac{b}{l}, \text{ gdy siła } P=1 \text{ działa pionowo } (\alpha = 90^\circ).$$

Składowa pozioma jest wtedy równa zero. Jej maximum  $H_{\max} = 1$  zachodzi dla  $\alpha = 0$ . Stąd wynika następująca konstrukcja: Kreślimy koło o średnicy 1, styczne do pionowej przez  $A$ , i koło o średnicy 1, styczne do prostej  $AB$  w punkcie  $A$ . Prosta  $A[2]$ , równoległa do  $P_2$ , przecina oba koła (na rys. 21 wykreślono tylko półkole). Cięciwa koła mniejszego daje składową pionową reakcji  $V_2$ , cięciwa koła większego — składową poziomą  $H_2$ . Przekątna  $A 2$  prostokąta o podstawie  $H_2$  i wysokości  $V_2$  jest szukaną reakcją  $R_2$  co do kierunku i natężenia, odpowiadającą sile  $P_2$ .

Reakcja pionowa lewej podpory belki wolno podpartej (rys. 21)

$$V = P \sin \alpha \frac{b}{l} = P k \sin \alpha \quad (a)$$

Reakcja pozioma

$$H = P \cos \alpha \quad (b)$$

zatem

$$R^2 = V^2 + H^2 = P^2 (k^2 \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha) \quad (c)$$

Związek pomiędzy  $R$  i  $\alpha$  wyraża się w spólrzędnych prostokątnych  $X$  i  $Y$ , przyczem

$$X = R \cos \alpha, \quad Y = R \sin \alpha \quad (d)$$

Eliminując  $\alpha$  z równań (c) i (d), otrzymamy:

$$R^4 = P^2 (k^2 Y^2 + X^2).$$

Według (b)

$$R^2 = X^2 + Y^2,$$

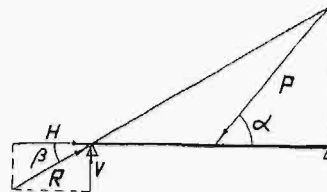
więc

$$(X^2 + Y^2)^2 = P^2 (k^2 Y^2 + X^2) \quad (e)$$

Jest to krzywa 4-go stopnia. Ponieważ przez zmianę  $X$  na  $-X$  i  $Y$  na  $-Y$  równanie (e) się nie zmieni, zatem krzywa nasza posiada środek. Zróżniczkujemy (c) według  $\alpha$

$$\frac{dR^2}{d\alpha} = P^2 (2k^2 \sin \alpha \cos \alpha - 2 \sin \alpha \cos \alpha) = P^2 \sin 2\alpha (k^2 - 1).$$

$R = \max/\min$  jeżeli  $\sin 2\alpha = 0$ , więc  $\alpha = 0$  i  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ .



Rys. 22.

Krzywa jest więc symetryczna względem osi poziomej i pionowej i podobna do elipsy.

Kierunek reakcji  $R$  i siły  $P$  są wogóle różne, por. rys. 22.

Równość  $\alpha = \beta$  zachodzi tylko dla  $\alpha = 0$

$$\text{i } \alpha = \pm \frac{\pi}{2}.$$

Według (a) i (b)

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{V}{H} = k \operatorname{tg} \alpha.$$

Jeżeli siła  $P$  działa w środku belki, to

$$\operatorname{tg} \alpha = 2 \operatorname{tg} \beta = z.$$

Odchyłka pomiędzy kierunkiem siły i kierunkiem reakcji

$$\gamma = \alpha - \beta = \operatorname{arc} \operatorname{tg} z - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{z}{2}$$

osiągnie maximum, gdy

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{1}{1+z^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1+\left(\frac{z}{2}\right)^2} = 0.$$

Stąd

$$z = \sqrt{2} = \operatorname{tg} \alpha, \quad \beta = 35^\circ 15'.$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\sqrt{2}}{2} = \operatorname{ctg} \alpha, \quad \alpha = 54^\circ 45',$$

Największa odchyłka  $\gamma_{\max} = 19^\circ 30'$ .

## O próbach regulacji rzeki Orzyca przy pomocy dynamitu<sup>\*)</sup>

Inż. Włodzimierz Szczypiorski.

Używanie środków wybuchowych przy meljoracjach podstawowych jest od kilku lat stosowane w Ameryce na większą skalę. Zakłady „Hercules Powder Co” oraz Dupont’a opracowały wielkim nakładem kosztów zasady kopania rowów przy pomocy dynamitu. W czasopiśmie „The Explosives Engineer” oraz „Dupont Magazine” opisano szereg wykonanych robót, przeważnie w bagnistych okolicach podzwrotnikowych (Floryda, Honduras),

<sup>\*)</sup> Opis tych robót zamieszczony był już w naszym piśmie. Patrz art. Inż. S. Raczyńskiego w zesz. 45 — 46 z r. ub., str. 499 — 501. (Przyp. Red.).

przy osuszaniu bagien celem założenia sadów bananowych. Zasada pracy dynamitem polega na podminowaniu, a później wysadzeniu pasa gruntu, który trzeba wykopać. W zależności zatem od wymiaru i głębokości założenia niwelety projektowanej trasy regulacyjnej oblicza się ilość, rozstaw i wielkość poszczególnych ładunków dynamitu. Odstrzeliwuje się po załadowaniu całe odcinki trasy na zasadzie przenośności, a zatem tylko ostatnio zakładana mina posiada spłonkę i zapalnik wybuchowy, zakładane przez wykwalifikowanego strzelca. Z powyższego widać, że robota przy ładowaniu

nie stanowi niebezpieczeństwa dla personelu, przy przestrzeganiu elementarnych środków ostrożności. Powołując się na to, wspomniane firmy amerykańskie podają w swoich broszurach propagandowych oraz w podręcznikach, pouczających o zastosowaniu do wszelkich celów materiałów wybuchowych, najodpowiedniejsze gatunki dynamitów, normy dla ładunków, opisy i rysunki narzędzi, systemy pracy i t. d.

Do kopania kanałów przy robotach meljoracyjnych, zalecają firmy gatunek „Straight Nitroglycerin L. F. Dynamite”, opakowany w patronach  $1\frac{1}{4}$ " (32 mm), wagi 200 g.

Jest to, według wyjaśnienia Inż. Raczyńskiego, dynamit niemarzący (litery L. F. oznaczają „Low Freezing”) zawierający 50 — 60% nitrogliceryny niezżelatynowanej. Gatunek ten jest dosyć czuły na wstrząs i dlatego stosunkowo łatwo przenosi detonację na odległość w wilgotnej ziemi, bez spłonek w poszczególnych otworach. Wygląd tego dynamitu przypomina kaszkę suto okraszoną olejem; wskutek takiej konstytucji, dynamit ten jest stosunkowo mało odporny na zamakanie w wodzie i wymaga przy robotach wodnych specjalnie szczelnej izolacji ładunków. Poza to należy dodać, że dynamity niezżelatynowane nie są dopuszczalne do przewozu kolejowego u nas, jak również w całej Europie, z powodu zbyt wielkiej wrażliwości na uderzenie i związanego z tem niebezpieczeństwa.

Uwzględniając powyższe, Państwowa Wytwórnia Prochu w Pionkach opracowała, po szeregu prób, metodę własną z zastosowaniem zżelatynowanego „dynamitu 2”, w specjalnym do celów meljoracji opakowaniu i jednostkach, z którym pracuje się również podług metody przenośności całkiem niezawodnie. Podczas tygodnia doświadczeń pokazowych przy regulacji rzeki Orzyca, w końcu lipca 1932 roku, miałem sposobność zobaczyć i porównać pracę według metody polskiej i amerykańskiej. Pomijając kwestję zakazu transportu dynamitu niezżelatynowanego koleją, przy samej pracy w terenie okazuje się znaczna przewaga sposobu polskiego. Dotyczy to przede wszystkim odporności na działanie wody „dynamitu 2” zżelatynowanego, przedstawiającego zwartą masę, trochę elastyczną. Załadowanie odcinków trasy odbywało się na Orzycu w ciągu dwu dni, a mogło trwać i znacznie dłużej bez obawy zamoknięcia dynamitu, co jest bardzo ważnym przy rozmaitych i nieprzewidywanych trudnościach w terenie. Odstępstwa w osi trasy regulacyjnej pomiędzy poszczególnymi otworami strzelniczymi zastosowano 3 — 4-krotnie większe od amerykańskich, dało to taką samą oszczędność w robociźnie. Ilość jednak wyrzuconej ziemi, zarówno z doświadczeń, jak podług tablic podanych w przytoczonych wyżej wydawnictwach, była większa o 30 — 40% od danych amerykańskich.

„Dynamit 2” ładowano do otworów strzelniczych o głębokości  $2\frac{1}{2}$  metra w jednym rzędzie w osi koryta projektowanego w ilości 3 kg na 1 m bież. trasy, przy pomocy zabijanych i wyciąganych później rur obsadowych o średnicy 3 — 4". Rury zabijało się babą ręczną z ziemi lub z łódki. Zespół robotników szarwarkowych składał się z 6 lub 10 ludzi, w zależności od warunków terenowych, ładował średnio 50 m bież. trasy w ciągu 1 dnia ro-

boczego. Przy oddaniu strzału za każdym razem następowała kompletna detonacja wszystkich załadowanych otworów, z wyrzuceniem ziemi i wytworzeniem dostatecznie prawidłowego kanału o przeciętnych wymiarach: szerokości u góry 7 — 8 metrów i głębokości 1,8 — 2,0 m. Próby usuwania progów w istniejącym korycie rzeki Orzyca dały również wynik zupełnie pomyślny. Ogółem przy doświadczeniach zużyto około 1200 kg dynamitu. Odstrzelone odcinki przekopów na trasie miały długości: 80 m, 104 m, 82 m, 25 m i kilka mniejszych.

Osiągnięte wyniki przekonywują, że w dziedzinie meljoracji otrzymano nowy potężny środek pomocniczy, który pozwala na wykonanie tych robót w najrozmaitszych warunkach terenowych. Robota może być prowadzona w rekordowo szybkim tempie, gdyż przy ładowaniu możliwe jest zastosowanie systemu akordowego. Szczególnie lekko podminowuje się tereny zupełnie zabagnione — trzęsawiska, gdzie rurę obsadową daje się wprost ręcznie wepchnąć do błota. Zorganizowanie dowolnej ilości zespołów robotniczych pozwala na szybkie wykonanie wykopu na znacznej długości trasy, powodując prędkie obniżenie wody w rzece, a więc umożliwia prowadzenie robót ręcznych w dolinie odwodnionej. Zauważono przytem, że w terenie zarośniętym krzakami opłaca się przed podminowaniem wyciąć zarośla, gdyż cienkie a gęste krzaki w znacznej ilości spadają po wybuchu do nowoutworzonego koryta i zmniejszają pozornie efekt pracy dynamitu. Tak właśnie zdawało się po wybuchu przy „Polskiej Kępie” na Orzycu. Przy przeprowadzaniu jednak oczyszczenia tej części kanału okazało się, że były to oddzielne rozerwane pnie krzaków, które lekko dało się za łódką odprowadzić wzdłuż rzeki i zostawić w najbliższej zatoce. Zwiększenie ładunku dynamitu mogło, rzecz prosta, również temu zapobiec. Przy natrafieniu w ziemi na karczce lub kloce dębiny, których jest bardzo dużo w dolinie Orzyca, dynamit okazał nadzwyczajną siłę, gdyż wyrzucał wszystko w kawałkach na burty kanału. Wysokość wytworzonych burt wynosiła w gruncie twardym około 1 m, zaś reszta ziemi rozrzucona była na odległość do 30 m po bokach kanału. W terenie bagnistym, zalany wodą, nie było widać tak znacznych ilości wyrzuconej z wykopu ziemi, z powodu jej mniejszej zwartości oraz z tego względu, że ziemia, spadając z wysokości 50 — 80 m, wbiła się głęboko do błota. Wstrząsy ziemi przy wybuchu nie były znaczne, szczególnie w gruncie bagnistym, bardziej jednostajnym. Doświadczenia odbyły się w obecności władz miejscowych oraz wojewódzkich.

Przeprowadzone próby wykazują szereg bezspornych zalet robót wybuchowych w porównaniu ze wszystkimi innymi, mianowicie:

- 1) szybkość roboty, która nie zależy ani od stanu wody w rzece, ani od pogody, ani od przeszkód lokalnych w postaci zarośli, karczów, kamieni i t. d., ani wreszcie od robót wykonanych na sąsiednich odcinkach trasy;
- 2) lepsze warunki pracy dla robotnika;
- 3) możność prowadzenia robót o każdej porze roku;
- 4) prostota i taniość narzędzi pracy;



5) łatwość przenoszenia robót z jednego miejsca na drugie.

Pozostaje teraz do omówienia kwestja kalkulacji robót wybuchowych. Otóż użyty na Orzycu dynamit kosztuje ok. 4 zł. za kg, stąd cena 1 m<sup>3</sup> wykopu wypada około 1,20 zł. Przy robocie pogłębiarką parową o wydajności 1 m<sup>3</sup>/godz., cena 1 m<sup>3</sup> wynosi na Orzycu 0,70 zł. (0,40 zł. — koszt obsługi, smarów i amortyzacja taboru oraz 0,30 zł. — wartość robocizny szarwarkowej). Jakkolwiek więc koszty robót systemem wybuchowym są niższe od cen kosztorysowych dla analogicznych warunków pracy pod wodą, jednakże obecnie są one znacznie wyższe od roboty maszynowej. Zdaniem naszym, dla zapewnienia tym robotom miejsca, na jakie one zasługują wobec ich wielkich zalet oraz ogromu robót meljoracyjnych w kraju, należałoby zbadać stronę finansową tej sprawy w kierunku potanienia robót wybuchowych. Jest rzeczą

sił fachowych powiedzieć, czy to się da przeprowadzić drogą zastosowania innego, tańszego materiału wybuchowego, czy też wykorzystania w tym celu jakichś może wysortowanych materiałów artyleryjskich. A może dałoby się zmniejszyć cenę „Dynamitu 2” i dostarczać go do celów meljoracyjnych po kosztach własnych. Państwo jest bowiem bezpośrednio zainteresowane w możliwości prędkiego przeprowadzenia meljoracyj podstawowych w kraju. Wydaje się więc, że opłacałoby się Państwu pójść na tanie warunki, zatrudniając jednocześnie przemysł chemiczny, aby w przyszłości mieć korzyści realne w postaci podatków z terenów odwodnionych.

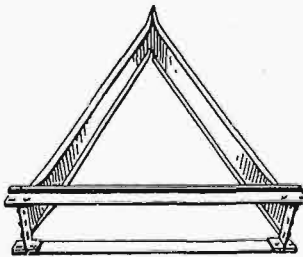
Potanienie materiałów wybuchowych do celów meljoracji jest koniecznością dla należytego rozpowszechnienia robót wybuchowych i zapoczątkowania w ten sposób ruchu w zakresie meljoracji podstawowych w kraju na szeroką skalę.

# PRZEGLĄD PISM TECHNICZNYCH

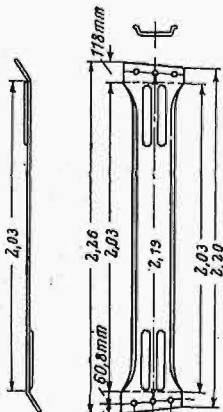
## BUDOWNICTWO.

### Dach rozbieralny ze stali prasowanej.

W Anglii opatentowano konstrukcję dachową, złożoną całkowicie z elementów trójkątnych (rys 1), wykonanych z prasowanej blachy stalowej. Konstrukcja tego rodzaju nadaje się do przekryć łukowych o rozpiętości do 60 m.



Rys. 1.



Rys. 2.

Każdy element o postaci trójkąta równoramiennego składa się z 2 sztywnych ramion, spawanych ze sobą w górnym końcu (rys. 1 i 2) i połączonych w dolnym końcu 2-ma słabszemi prętami, z których jeden (ze strony zewnętrznej powierzchni dachu) o kształcie kątownika nierównobocznego służy do oparcia pokrycia dachu.

Cała konstrukcja ześrubowuje się w prosty sposób i może być również łatwo rozmontowana.

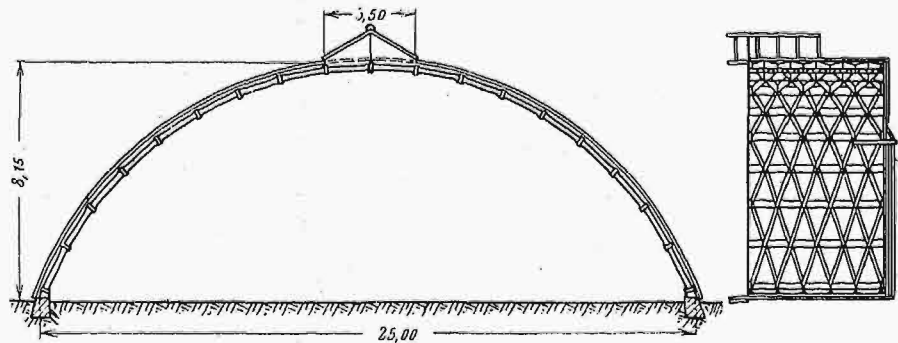
Montowanie odbywa się od dołu bez szalowań z bardzo lekkim rusztowaniem, usuwanem po złączeniu konstrukcji w kluczu. Rys.

3 przedstawia tego rodzaju dach w Heston Air Park o rozpiętości sklepienia 25 m i wysokości 8,15 m. (Bautechnik, 1932 r. zesz. 29).

## METALoznawstwo.

### Bronzy z wykopalisk w Ur.

Badaniom były poddane wyroby bronzowe, pochodzące z okresu 2600 — 3500 przed Chr. Były to 2 siekiery, 1 nóż, 1 kwadratowy i 2 okrągłe pręty oraz nieduży półmisek. Wszystkie przedmioty były pokryte grubą warstwą zieloną



Rys. 3.

malachitu, powstałego w wyniku korozji. Głębokość tej warstwy dochodziła do 4 mm. Następną warstwę o mniejszej grubości, barwy czerwonej, tworzył kupryt, trzecią warstwą produktów korozji była cienka czarna powłoka tlenku miedzi. Głębiej znajdował się stop mniej lub więcej zniszczony przez korozję międzykrystaliczną; wyjątek stanowił półmisek, który był zupełnie zniszczony przez korozję

Ze względu na tak daleko posunięty proces korozji wykonanie całkowitej analizy nie udało się. Wyniki częściowych analiz były następujące:

Nr.	Cu	Sn	Pb	Fe	Ni	Suma
1	70,24	11,1	0,42	0,15	0,59	82,51
2	79,46	8,1	ślady	0,15	1,29	88,00
3	72,10	2,4	ślady	—	0,12	74,62
4	94,41	—	ślady	0,03	1,77	96,21
5	92,89	1,0	—	0,5	1,45	95,84
6	92,95	0,1	0,04	0,02	1,43	92,54

Badania metalograficzne dały możność ustalić, iż wśród badanych wyrobów były przedmioty odlane oraz odlane

i następnie przekute i wyżarzone. Większy stopień zniszczenia przez korozję wyrobów odlanych łatwo można wytłumaczyć tem, iż materiał jest mniej ścisły oraz więcej niejednolity. Badania te dowodzą, iż w tym okresie wyroby bronzowe były otrzymywane drogą przetapiania, nie zaś przekuwania rodzimych metali, względnie ich mieszanin, znajdujących się w przyrodzie. (J. Inst. of Metals. 1932, t. XLVIII, str. 97—108).

E. P.

## SAMOCHODOWNICTWO.

### Nowoczesny parowy kocioł samochodowy.

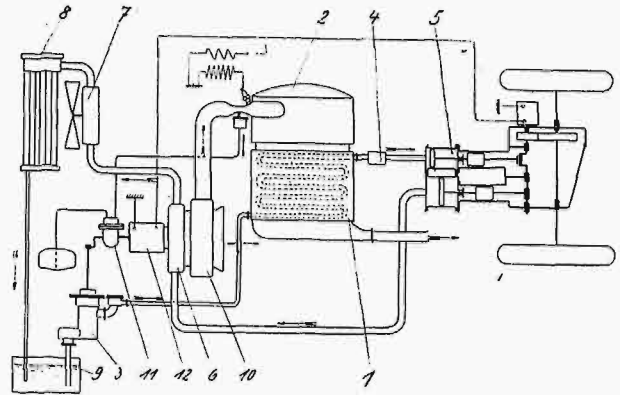
Silnik parowy nie znalazł szerszego zastosowania do napędu samochodu i dzisiaj wyparty jest niemal całkowicie przez silnik spalinowy, bynajmniej zresztą nie dlatego, że nadaje się lepiej do obciążeń tego rodzaju, a jedynie z tego powodu, że obywa się bez kotła parowego, niedogodnego w dotychczasowych wykonaniach do zmontowania na podwoziu samochodowym. Ponieważ w ostatnich czasach daje się zauważyć ponowne zainteresowanie napędem parowym, warto się zastanowić, czy może on współzawodniczyć, również i pod względem ekonomicznym, z silnikiem spalinowym, tak daleko już posuniętym w swym rozwoju.

Wyższość tłokowego silnika parowego nad silnikiem spalinowym polega przede wszystkim na zwiększaniu się jego napędowego momentu skręcającego, a więc i sił stycznych do obwodu pędzonych kół tocznych, w miarę zmniejszania się liczby obrotów. Wymieniona własność powoduje, że osiągalne, przy różnych liczbach obrotów kół tocznych, siły pociągowe przy napędzie parowym równoważne są siłom wywieranym przez takiej samej mocy silnik spalinowy, zaopatrzonego w 4-stopniową skrzynkę zmianową; innymi słowy, stosując napęd parowy, usunąć możemy z samochodu sprzęgło i skrzynkę biegów, co stanowiłoby ogromne korzyści, ze względu na ułatwioną obsługę, cichy bieg maszyny oraz możliwość osiągania dużych przyspieszeń, wskutek odpadnięcia strat czasu na zmianę przekładni. Korzyści te zanikną jednak częściowo lub całkowicie w razie ustawienia na samochodzie kotła parowego zwykłej budowy, na prężności pary 15—20 atm, z paleniskiem rusztowym i silnikiem pracującym na wolny wydmuch. Tylko taki kocioł parowy może zdobyć powodzenie w samochodnictwie, którego praca odbywa się całkowicie samoczynnie i nie wymaga od kierowcy bardziej uciążliwej obsługi, niż silnik spalinowy. W ciągu ostatniego dziesięciolecia technika najwyższych prężności pary umożliwiła (w St. Zj.) powstanie takich konstrukcyj kółkowych, które łączą w sobie w wysokim stopniu pewność i oszczędność ruchu. Celem zdania sprawy z trudności, jakie tu były do pokonania, rozpatrzmy pierwszej warunki, którym winien odpowiadać kocioł, i spełniające je rozwiązanie.

Otóż przede wszystkim ciężar i rozmiary kotła wraz z silnikiem nie mogą być większe, niż przy ustawieniu silnika spalinowego, co osiągnięto przez wysoką prężność (50—100 atm) i temperaturę przegrzania (400—450°C) pary. Szybki rozruch umożliwiony został przez bardzo małą pojemność wodną kotła i specjalną konstrukcję paleniska. Niebezpieczeństwo wybuchu kotła (szczególniej przy katastrofie wozu) zależy od wielkości pojemności wodnej i konstrukcji kotła, zaznaczyć jednak trzeba, że, przy odpowiedniej zmianie konstrukcji, wzrost prężności pary nie powoduje zwiększenia możliwości wybuchu. Opłacalność napędu parowego w zakresie kosztów paliwa musi być duża, nawet w stosunku do ekonomicznych silników Diesel'a; uzyskano ją dzięki opalaniu kotła olejami ciężkimi oraz dużej sprawności cieplnej całego urządzenia, umożliwionej przez wysokie prężności i temperatury pary świeżej i wyzyskanie cie-

ła pary odlotowej. Przepisy obejmujące kotły zwykłej budowy nie mogą być stosowane do kotłów samochodowych.

Samoczynna praca kotła wymaga regulacji dopływu wody do kotła w zależności od rozehodu pary, tak, aby utrzymywać stały poziom wody; przypomnieć tutaj warto, że za wysoki stan wody zwiększa wilgotność pary, pogarsza sprawność i spowodować może uderzenie wodne w silniku, za niski poziom doprowadzić może do niebezpiecznego nagrzania się ścianek kotła. Prężność pary w kotle musi być stała, ze względu na bezpieczeństwo i oszczędność ruchu. Temperatura pary w kotle utrzymywana musi być na wysokości najkorzystniejszej dla ruchu; zbyt niskie temperatury pary przyczyniają się do zwiększenia rozehodu pary i paliwa, zbyt wysokie — utrudniają smarowanie, co sprzyja szybszemu zużyciu tłoków i pierścieni tłokowych i wyżeraniu tłoków oraz części stawideł. Palenisko kotłowe winno posiadać taką regulację, aby spełnione były wyniki podane wyżej. Ponadto tworzenie się żużla i dymu winno być usunięte nawet przy nagłych zmianach obciążenia. Jako jedyne rozwiązanie, nasunęły się tutaj paleniska olejowe. Jako typowe konstrukcje kotłów samochodowych, wymienić należy kocioł płomieniówkowy wytwórni Delling, na 50 atm. oraz kocioł węzownicowy wytwórni Doble, na 100 atm.

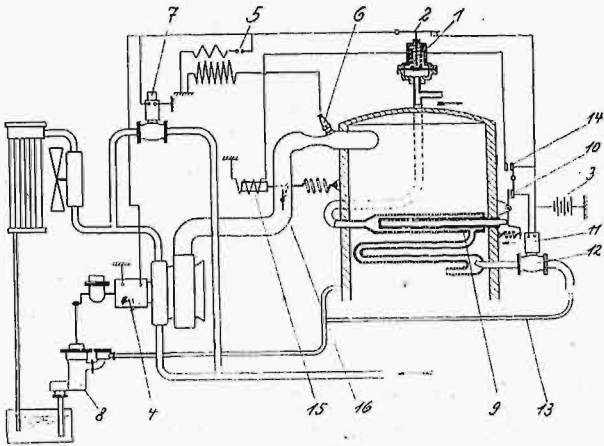


Rys. 1.

Schemat budowy kotła samochodowego wytw. Doble.

Poniżej rozpatrzmy schemat budowy kotła Doble, tem bardziej, że stanowi on dalszy krok w budowie kotłów samochodowych o samoczynnej regulacji. Na rys. 1 widzimy schematycznie przedstawiony pionowy kocioł cylindryczny (1), wzorowany na budowie kotła Bensona, na 225 atm. Kocioł składa się ze stalowej węzownicy (bez szwu), której wyprostowana długość wynosi ok. 200 m, zamkniętej w dobrze izolowanej osłonie. Nad kotłem znajduje się komora paliwowa (2), tak że spaliny opływają węzownicę od góry do dołu, poczem ulatują przez rurę wydechową. Kocioł umieszczony jest zazwyczaj pod maską dużego samochodu osobowego. Woda zasila kocioł przez pompę tłokową (3) i, przepływając przez węzownicę, zamienia się w parę przegrzaną. Pompa ta musi posiadać precyzyjną regulację, aby dostosować szybko ilość tłoczony wody do rozehodu pary, zmiennego w zależności od obciążenia silnika. Rozgrzanie kotła i osiągnięcie pełnej prężności pary trwa ok. 2—3 min. Oczyszczanie węzownicy jest trudne, praktyka wykazała jednak, że wskutek szybkiego przepływu wody nie następuje osadzanie się kamienia kotłowego; jednakże do zasilania kotła używa się tylko wody dystylowanej, której straty, przy obiegu ze skraplaczem, są nieznaczne. Para przegrzana przepływa przez zawór dławiaczy (4), sterowany przez kierowcę, poczem dostaje się do silnika (5) obustronnego działania, dwucylindrowego, o mocy ok. 100 KM przy 1000 obr./min. Mechanizm stawidłowy silnika tworzą suwaki tłokowe. Maszyna ta pod względem równomier-

ności momentu napędowego przewyższa 8-cylindrowy silnik spalinowy. Para odlotowa z silnika tłokowego przepływa przez turbiny (6) i (7), poczem dostaje się do chłodnicy (8), pracującej jako skraplacz; skropliny ściekają do zbiornika (9), skąd ponownie tłoczona są do kotła. Turbina (6) służy do napędu pompy powietrznej (10), pompy paliwowej (11) i pompy wodnej (3). Bezpośrednio z turbiną (6) sprzęgnięty jest, zastępujący ją silnik elektryczny (12), pracujący np. podczas rozruchu. Turbina (7) napędza wentylator chłodnicy. Powietrze, tłoczone przez pompę (10) pod ciśnieniem 100—300 mm sł. wodn., zasysa i rozpyla olej tak dokładnie, że umożliwia dobre spalanie mieszanki i zapłon od zwykłych świec. Prąd do świec dopływa od przerywacza.



Rys. 2.

Schemat samoczynnej regulacji ciśnienia i temperatury pary.

Elektryczna regulacja poszczególnych mechanizmów przedstawiona jest schematycznie na rys. 2. Regulacja prężności pary w kotle odbywa się, jak następuje. Przepona (1) z jednej strony obciążona jest ciśnieniem pary, wytwarzanej w kotle, z drugiej zaś sprężyną; przepona połączona jest z wyłącznikiem (2), zamykającym obwód prądu z baterji (3) do silnika elektrycznego (4), napędzającego pompę. W odgałęzieniu prądu umieszczony jest przerywacz (5), zasilaający świece (6). Z chwilą przekroczenia dopuszczalnej prężności pary, wyłącznik przerywa prąd w obwodach silnika (napędzającego pompę) i świec. Jednocześnie zawór (7), sterowany zapomocą elektromagnesu, odcina dopływ pary odlotowej do turbiny i kieruje parę bezpośrednio do skraplacza; wraz z zatrzymaniem turbiny unieruchomiona zostaje pompa (8), tłocząca wodę do kotła. Po obniżeniu prężności pary w kotle, wyłącznik zamyka opisane obwody prądu i uruchamia mechanizmy.

Regulacja temperatury pary odbywa się przez wtryskiwanie wody do pary przegrzanej, przyczem ilość wtryskiwanej wody zależy od termostatu (9); składa się on z rurki kwarcowej o małej wydłużalności cieplnej, umocowanej w rurce metalowej, przyczem całość wstawiona jest do kotła i ogrzewana przez parę, której temperaturę reguluje. Pod wpływem wydłużenia rurki metalowej, rurka kwarcowa przesuwają się i, po przekroczeniu dopuszczalnej temperatury pary, zamyka wyłącznik (10), który puszcza prąd do elektromagnesu (11), otwierającego wówczas zawór regulujący (12). Z chwilą otwarcia zaworu, pompa wodna (8) zaczyna wtryskiwać wodę do węzownicy przez odgałęzienie (13), obniżając temperaturę pary. W razie, gdyby urządzenie do wtryskiwania wody zawiodło, przewidziano zabezpieczenie instalacji kotłowej w ten sposób, że przy dalszym wzroście temperatury pary wyłącznik (14) puszcza prąd do elektromagnesu (15), który obraca kłapę (16), zamykając dopływ powietrza do palnika. (A T Z 1932 r., zes. 18, str. 436).

## RÓŻNE.

### Stale do wyrobu narzędzi do tłoczenia żywic sztucznych.

Do tłoczenia wyrobów ze sztucznych mas plastycznych nadają się stale o dużej twardości powierzchniowej i małej wrażliwości na hartowanie. To też znajdują tu zastosowanie stale stopowe, zwłaszcza chromoniklowe, stale azotowane, a do mniejszych wyrobów — wszelkie stale hartowane w oleju. Do tiomocznikowych syntetycznych mas plastycznych stosuje się stale chromowe nierdzewiejące, gdyż po pewnym czasie powstają na narzędziu czarne pasma pochodzenia korozyjnego. Ażeby możliwie uniknąć obróbki wiórowej, wytwarza się matryce drogą prasowania ze stali niestopowej, albo niskostopowej, dającej się dobrze wyżarzyć, zaś formy, w których się te matryce tłoczy, wykonywa się ze stali chromoniklowej lub chromowej (St. und E. 1932, zeszyt 51, str. 1271).

## Bibliografia

**Promieniowanie i materja.** Idee i fakty fizyki nowoczesnej. Napisali S. Szeceniowski i St. Ziemecki. Wyd. Kasy im. Mianowskiego — Instytutu Popierania Nauki. Warszawa 1932, str. XIII i 261, rys. 74, w czem 4 tablice.

Istnieją okresy większego lub mniejszego zainteresowania się szerszego ogółu zdobyciami tej czy innej nauki. Okresy te są, rzecz prosta, związane z postępami danej nauki. Od kilku lat jesteśmy świadkami niezwyklego ożywienia w dziedzinie fizyki, zarówno doświadczałnej, jak i teoretycznej. Mnożą się odkrycia najbardziej zdumiewające. Jeżeli na schyłku XIX stulecia niektórzy przynajmniej fizycy, jakgdyby przeniknięci nastrojem modnego „fin de siècle'izmu”, sądzili, że już wszystkie ważniejsze zjawiska fizyczne zostały odkryte, a podstawy teorii ugruntowane w sposób niewzruszony, to dziś, po trzydziestu latach, jesteśmy jakby młodszy. Pomimo osiągniętych triumfów, a może właśnie pod ich wpływem, mamy wrażenie, że jesteśmy u początku, jeśli nie całej fizyki, to przynajmniej nowej jej ery, wierzymy, że odkrycia będą się mnożyły, że będą coraz piękniejsze, coraz bardziej niespodziewane; wznosimy teorie śmiałe, rewolucyjne, troszcząc się tylko o ich spójność wewnętrzną i nie licząc się wcale z konserwatyzmem myślowym. Ten rozmach nowoczesnej fizyki odbiły się musiał głośnym echem poza jej granicami; każdy słyszał coś niecoś o falach materji, o dezintegracji pierwiastków, o zachwianiu się determinizmu. To też istnieje niewątpliwa potrzeba książek o charakterze popularnym, informujących publiczność o wszystkich tych endach. Zagranicą ukazała się znaczna liczba takich książek; niektóre z nich znane są u nas z przekładów, że wymienimy tylko znakomitego pisarza angielskiego Jeans'a.

Książka pp. Szeceniowskiego i Ziemeckiego jest pierwszą oryginalną próbą przedstawienia „idej i faktów nowoczesnej fizyki”. Należy jej ukazanie się powitać ze szczerą radością, zwłaszcza, że — powiedzmy to zaraz na wstępie tej recenzji — jest to rzecz bardzo dobra, która nie przyniosłaby wstydu piśmiennictwu krajów, wyprzedzających nas na polu naukowym. Jeden z autorów jest eksperymentatorem, drugi teoretykiem. Domyślamy się, w jaki sposób podzielili między sobą trud opracowania całości. Ten podział pracy, a również i same nazwiska autorów są rekojmią doskonałej kompetencji w przystąpieniu do zadania, którego się podjęli. W części eksperymentalnej autorzy podają materiał doświadczałny, na którym opierają się nowe teorie fizyczne. Ale samo wyłożenie tego materiału wymaga pewnego wstępu: odkrycia ostatniej doby dotyczące elektronów, protonów, cząstek alfa, fotonów małej i wielkiej częstości. Jakże tu o nich mówić, nie dając najpierw ogólnych wiadomości o atomach i elektronach, o metodach eksperymentalnych dzisiejszej atomistyki, o rozciągłości widma, od fal podezerwonych aż do promieni kosmicznych. W pierwszych rozdziałach książki autorzy w niezwykle zajmujący i umiejętny sposób wprowadzają czytelnika w zakres rzeczy najnowszych, zaczynając od podania wiadomości elementarnych. Dzięki temu część ta jest dostępna szerokiemu kołu czytelników, przygotowanie z fizyki, jakiego wymaga, nie

wybiega poza program szkół średnich, to też może być czytana z pożytkiem przez przyrodników i inżynierów, przez słuchaczy uniwersytetów i politechnik. Należy podziwiać talent, z jakim autorzy zdołali rozwiązać niebylejakie zadanie dydaktyczne i wyłożyć niespecjalistę istotę zjawisk Comptona i Ramana, promieni kosmicznych i fal materji, dając wszystkie wiadomości pomocnicze w sposób idealnie zwiezły, a jednak wszędzie jasny i zrozumiały. Ale cała ta część eksperymentalna to tylko przygrywka do znacznie trudniejszej części teoretycznej. Jak niegdyś zasada względności, tak dzisiaj mechanika falowa jest teorią „modną”: budzi niepokój i ciekawość powszechną sensacyjnymi twierdzeniami, jakie wygłasza. Ale książka naukowa, nawet popularna, nie może istnieć samą sensacją i dlatego autorzy poprzeczają „nowinki” teoretyczne wyłożeniem klasycznych już dzisiaj działań teorii kwantów, mianowicie dawną teorią Bohra budowy atomów. Rozdziały te są niezbędne w celu uzasadnienia konieczności pojawienia się mechaniki kwantowej, jako doktryny ściśle logicznej, powołanej do zastąpienia tej prowizorycznej, niejednolitej, klasyczno-nowatorskiej budowy, jaką była teoria Bohra. Mechanika kwantowa ma być „prawdziwą” mechaniką zdarzeń atomowych, formułuje prawa tych zdarzeń, różne od praw makroskopowych, ale przechodzące niejako asymptotycznie w te ostatnie. Zadziwiające jest, że to powstanie atomistyki teoretycznej zbiega się ze stwierdzeniem falowego charakteru materji, z wykryciem analogji między materją i promieniowaniem — stąd nawet pochodzi nazwa „mechaniki falowej”. Wspomniane analogje omawiają autorzy w odrębnym rozdziale, w którym ponadto w niezmiernie interesujący sposób ujmują formę nowocześniejszą odwiecznego sporu między teorią korpuskularną i falową, sporu, który nie może zakończyć się wygraną żadnej ze stron, lecz przyznaniem częściowej racji obu sprzecznych z sobą poglądom. Tę pozorną nielogiczność nowej teorii wyjaśnia rozdział następujący: „Determinizm i indeterminizm”, w którym uwydatnione są granice naszego poznania rzeczy najmniejszych. Nie możemy z przyczyn natury zasadniczej opisać ich w teorii jednolitej, musimy falowość godzić z korpuskułami, rezygnować z przyczynowości lub z możności usytuowania zjawisk w przestrzeni i czasie. Rozdział ten jest niewątpliwie najciekawszy dla niespecjalisty, pragnącego przedewszystkiem dowiedzieć się o filozoficznych konsekwencjach nowej teorii. Rozdział ostatni traktuje w sposób nieco bardziej szczegółowy teorię budowy atomu, opartą na mechanice falowej. Rozdział ten, choć operuje matematyką w sposób bardzo powściągliwy, traktuje o sprawach tak abstrakcyjnych, że nie każdy czytelnik zdoła się z niemi uporać. Wogóle część teoretyczna jest znacznie trudniejsza od eksperymentalnej i jakby przeznaczona dla ludzi bardziej przygotowanych z fizyki. Sądzymy jednak, że i przeciętny czytelnik, choć może wszystkiego nie zrozumie, jednak odniesie z niej rzetelną korzyść, i przeczytanie „Promieniowania i materji” polecamy gorąco wszystkim, interesującym się „ideami i faktami nowoczesnej fizyki”.

L. Wertenstein.

## Ze Stowarzyszeń Technicznych

### VII Zjazd Inżynierów Mechaników.

Stowarzyszenie Inżynierów Mechaników Polskich, uważając, iż urządzane przez nie zjazdy dają możliwość zebrania licznych przyczynków ku pożytkowi techniki i przemysłu krajowego, oraz pragnąc wobec tego zachować ciągłość tradycji dorocznych tego rodzaju zebrań szerszych kół kolegów, postanowiło zwołać w r. b. VII-my z kolei Zjazd ogólny — krajowy inżynierów mechaników. W decyzji tej oparło się Stowarzyszenie również na doświadczeniu zjazdu z r. ub., który — mimo trudności gospodarczych kraju i znacznego pogorszenia się w związku z tem sytuacji materialnej inżynierów — swą liczebnością, przykrazającą zjazdu poprzednie, dał dowód, iż tego rodzaju zebrania interesują coraz szersze koła i znajdują ich uznanie.

Przystąpiwszy do organizacji zjazdu, SIMP postanowiło utworzyć na nim szereg sekcji, w myśl zwyczajów dotychczasowego, oraz uzupełnić je jeszcze nowymi. Obrady więc mają być podzielone, poza zebraniem plenarnym, na sekcje: energetyczno-konstrukcyjną, warsztatową, metaloznawczą, wojskowo-techniczną oraz lotniczą.

Obszerniejsze zebranie osób kompetentnych z pośród przedstawicieli kół naukowych, przemysłowych i technicznych, zwołane przez organizatorów Zjazdu, potwierdziło celowość ustalonych przez ściślejszy Komitet Organizacyjny wytycznych i dorzuciło szereg myśli zarówno co do programu obrad, jak i co do ich strony organizacyjnej. Do współpracy w Komitecie przystąpiło też Stowarzyszenie Inżynierów Lotniczych, które wzięło na swe barki zorganizowanie sekcji lotniczej zjazdu.

Równocześnie dwie inne organizacje wyraziły chęć współdziałania z SIMP przez przygotowanie swych zjazdów, które przyłączyłyby się do zjazdu inżynierów mechaników. Są to Koła: Odlewników oraz Samochodowe przy Stowarzyszeniu Techników Polskich w Warszawie.

Jak widać z powyższego, projektowany w r. b. Zjazd obejmie szersze koła, niż to było dotąd, wobec czego można się spodziewać, że znajdzie oddźwięk i zainteresowanie jeszcze bardziej szerokie.

Termin Zjazdu wyznaczono na 26 — 28 maja r. b.

W miarę krystalizowania się tematów obrad poszczególnych sekcji, będą podawane zgłaszane referaty. Zgłoszenia przyjmuje sekretariat Komitetu Zjazdowego pod adresem Stow. Inż. Mech. Polskich (Czackiego 3/5 m. 22).

### Wykłady elektrotechniczne dla inżynierów.

Oddział Warszawski Stowarzyszenia Elektryków Polskich organizuje w dniach od 6-go do 11-go lutego 1933 roku cykl wykładów z niektórych dziedzin elektrotechniki, na poziomie inżynierskim.

Wykłady odbywać się będą w gmachu fizycznym Politechniki Warszawskiej w godzinach wieczornych (od 17-ej do 21-ej) na tematy następujące:

- 1) Prof. Dr. M. Wolfke — Przewodnictwo elektronowe (2 godziny);
- 2) Dr. J. Roliński — Najnowsze badania nad łukiem elektrycznym (2 godziny);
- 3) Inż. J. Roman — Maszyny elektryczne (4 godziny);
- 4) Inż. W. Kopezyński — Transformatory (4 godziny);
- 5) Inż. A. J. Morawski — Zadania i warunki pracy elektrowni i sieci wobec nowoczesnych wymagań elektryfikacyjnych (8 godzin);
- 6) Doc. J. Obrąpalski — Napęd elektryczny (4 godziny).

Opłaty za uczestnictwo wpłacać można zarówno za cały cykl wykładów, jak i za każdy wykład osobno.

Bliższych informacji udziela Stowarzyszenie Elektryków Polskich (Czackiego 3 m. 3, tel. 540-08), wysyłając na żądanie szczegółowy prospekt.

## Kronika

### Otwarcie kolei Woropajewo — Druja.

6 listopada r. ub. odbyło się w obecności licznych dostojników państwowych uroczyste otwarcie nowowyprowadzonej linii kolejowej Woropajewo — Druja. Nowa linja kolejowa ma długości 89 km i łączy stacje Woropajewo linii Podbrodzie — Królewszczyzna z m. Drują przez Połowo, Szarkowszczyznę i Miory. Przechodząc przez południe kraju całkowicie pozbawioną dobrej komunikacji, nowootworzona linja ma duże znaczenie gospodarcze dla tego zakątka Rzeczypospolitej, położonego na jej rubieżach. Okoliczność ta podnoszona była w przemówieniach przedstawicieli miejscowych władz i społeczeństwa, które z prawdziwą radością witało zbliżenie komunikacyjne Kresów z Macierzą.

### Zużycie żelaza w Polsce.

Zużycie żelaza na jednego mieszkańca wynosiło:

w r. 1927	— 30,8 kg
„ „ 1928	— 35,9 „
„ „ 1929	— 34,3 „
„ „ 1930	— 20,0 „
„ „ 1931	— 12,7 „

Spadek więc zużycia jest ogromny: z 35,9 kg w r. 1927 do 12,7 kg w roku 1931. Zmienił on radykalnie charakter hutnictwa polskiego, przekształcając je z hutnictwa, opierającego swój byt o rynek wewnętrzny, w hutnictwo, pracujące głównie na eksport (do Rosji).