

# Wydział nauk matematycznych i przyrodniczych.

---

## Posiedzenie

z dnia 21 Czerwca 1917 r.

Rok X. № 6.

Obecni:

Przewodniczący Wydziału p. St. J. Thugutt.

Sekretarz p. J. Tur.

Członkowie Towarzystwa pp.: K. Białaszewicz, A. Czartkowski, B. Danielewicz, S. Dickstein, J. Wierusz-Kowalski, T. Koźniewski, L. Kryński, Sł. Miklaszewski, E. Loth, St. Poniatowski, St. Serkowski, A. Sokołowski, J. Sosnowski, K. Stołyhwo, J. Trzebiński, Z. Woycicki.

## Komunikaty.

---

1. Kazimierz Stołyhwo:

### **Klasyfikacya cech antropologicznych.**

(Z Pracowni Antropologicznej Tow. Nauk. Warsz.).

Nieokreśloność i ogólnikowość terminów używanych w antropologii dla oznaczania cech antropologicznych jest nieraz źródłem błędów, lub też powodem niezrozumienia istotnej myśli autora. Sądzę przeto, iż jest bardzo wskazanem i ważnem określenie możliwie dokładne pojęć podobnych.

Ze względów powyższych postawiłem sobie za zadanie przeprowadzić w pracy niniejszej możliwie ściśle określenie charakterystyki różnych cech antropologicznych, jako że pojęcia te mają znaczenie podstawowe, zarówno przy poznawaniu ontogenezy i filogenezy rodu ludzkiego, jak też i przy badaniu kwestyi ras ludzkich, ich rozwoju oraz stosunku wzajemnego pomiędzy poszczególnymi grupami ludzkiemi.

Jestem świadom, że porywam się na zadanie niezmiernie trudne, ponieważ nikomu jeszcze, jak to pisze Stratz (1903), nie udało się stworzyć ogólnie uznaną zasadę dla przeprowadzenia podziału ras ludzkich; wszakże będę usiłował rozwiązanie tej sprawy przyspieszyć.

Przejdę więc najpierw do rozpatrzenia krytycznego ważniejszych określeń cech antropologicznych dokonanych przez innych autorów współczesnych.

Według J. Deniker'a (1902 str. 33) rozróżniamy 2 kategorie cech antropologicznych: 1) odnoszące się do kształtu i budowy ciała, t. j. cechy morfologiczne oraz 2) odnoszące się do różnych czynności ciała, t. j. cechy fizyologiczne, do których zalicza on również cechy psychologiczne i patologiczne. Jest to podział oczywiście najogólniejszy.

Kategorię 2-ą cech, ponieważ obejmuje ona według Deniker'a zarówno cechy fizyologiczne jak i psychologiczne, zdaniem mojem (Stołyhwo 1914 i 1916) słuszniej by ująć należało pod nazwą cech funkcjonalnych, jako nazwą bardziej ogólną. Co się zaś tyczy cech patologicznych, które Deniker zalicza wyłącznie tylko do kategorii 2-iej, to ponieważ objawy chorobowe znajdują swój wyraz zarówno w pewnych charakterystycznych zmianach morfologicznych, jak też i funkcjonalnych, przeto cechy patologiczne sprowadzić się dają w rezultacie do kategorii cech morfologicznych i funkcjonalnych.

To samo powiedzieć można i o cechach teratologicznych, które niesłusznie, jak to zaznacza J. Tur (1910), odsyłane są do dziedziny patologii, gdzie mają rolę podrzędną i o nikłym znaczeniu praktyczno-klinicznym. Prace bowiem teratologa francuskiego Et. Rabaud'a wykazały wielokrotnie całą bezpodstawność zaliczania nauki o anomaljach rozwojowych do dziedziny patologii. Aczkolwiek odchylenia od normy rozwojowej i równowagi somato-dynamicznej poznane dotychczas zostały niemal wyłącznie



w zakresie objawów morfologicznych, aczkolwiek teratogenia znajduje się dopiero w okresie zbierania faktów i o metodach statystyczno-porównawczych w tym zakresie mówić możemy tylko jako o „*pium desiderium*“, wszakże twierdzić możemy, że rozmaite objawy potworności, homotypowe i heterotypowe, możemy przypisać cechom antropologicznym zarówno morfologicznym jak i funkcjonalnym. Widzimy więc, że i cechy teratologiczne sprowadzić się dają również w rezultacie do kategorii cech morfologicznych i funkcjonalnych.

Z pośród cech wymienionych powyżej jedynie cechy antropologiczno-morfologiczne są dotychczas dokładniej opracowane i mogą być rozważane szczegółowiej. Dotyczy to zresztą nie tylko antropologii, lecz i innych dziedzin wiedzy biologicznej, ponieważ, jak to słusznie zaznacza L. Plate (1914), aczkolwiek cechy fizyologiczne i ekologiczne są bardzo ważne, lecz byłoby chybionem, gdybyśmy na podstawie wyłącznie cech powyższych chcieli tworzyć nowe rodzaje, gatunki i t. p.; systematyka bowiem jest w pierwszym rzędzie dyscypliną morfologiczną i wytworzyłyby się niemożliwy do skontrolowania chaos, gdyby nie była ona zbudowana na podstawach morfologicznych, które każdego czasu są możliwe do sprawdzenia.

Co się tyczy „cech ekologicznych“ (L. Plate 1914—*Ökologische Merkmale*) lub etologicznych, które są rezultatem wpływu otoczenia na organizm, zaznaczyć należy, że są one pojęciem węższem aniżeli „cechy bionomiczne“, które to określenie spotykane jest często w literaturze angielskiej dla oznaczenia tego samego pojęcia. Bionomia traktuje bowiem o prawach rządzących życiem w przyrodzie i jako taka obejmuje wszystkie czynniki otoczenia naszego posiadające wpływ na istotę ludzką. Z pośród więc cech bionomicznych wymienić możemy cechy patologiczne, teratologiczne, chorologiczne i t. p.

Pojęciem pokrewnem względem cech chorologicznych, aczkolwiek węższem, będą cechy choromorficzne w znaczeniu używanem przez Giuffrida Ruggeriego (1913).

Wszystkie te cechy bionomiczne sprowadzić się dają do pojęcia cech funkcjonalnych i morfologicznych, ponieważ wszelkie wpływy otoczenia w rezultacie utralają się bądź w zakresie cech morfologicznych lub też funkcjonalnych danego organizmu. Mówiąc więc o różnych cechach bionomicznych mówimy właściwie

o cechach morfologicznych lub funkcjonalnych, które są w danym przypadku rozpatrywane z punktu widzenia wpływu na nie ich otoczenia. Z powyższego wynika więc konsekwentnie, że pojęcia różnych cech bionomicznych nie są bynajmniej pojęciami równorzędnymi cechom morfologicznym i funkcjonalnym. Są to bowiem tylko dalsze rozwinięcia tych pojęć, jest to ich charakterystyka z punktu widzenia wielkiego wpływu całego szeregu czynników naszego otoczenia na powstawanie danych cech.

Podstawowymi więc cechami będą jedynie cechy morfologiczne i funkcjonalne, które są rozważane z rozmaitych kątów widzenia.

Jeżeli na przykład pragniemy wyrazić wzajemny stosunek poszczególnych cech antropologicznych, zarówno morfologicznych jak i funkcjonalnych, jeżeli będziemy je traktowali z punktu widzenia genetycznego, wówczas uzupełnić je możemy określeniem: „cecha prymitywna“ lub „progresywna“.

Będzie to tak zwana klasyfikacja filetyczna według Stratz'a (1904). Zaznaczyć jednak należy, że określenie powyższe nie grzeszy bynajmniej ścisłością i co do sposobu rozumienia go panuje wielka różnorodność poglądów, a nawet w wielu przypadkach zupełna rozbieżność, zależnie od punktu wyjścia rozumowania poszczególnych autorów. Są to bowiem pojęcia ogólnikowe, które nie zawierają w sobie dokładnego określenia z jakiego rodzaju charakterem prymitywnym lub progresywnym mamy tu do czynienia.

Bardziej szczegółową jest klasyfikacja Renato Biasutti'ego (1912), który rozróżnia:

a) cechy mezologiczne, t. j. powstające pod wpływem środowiska (I caratteri ambientali);

b) cechy hierarchiczne (I caratteri gerarchici), rozpadające się na cechy poprzednicze (precedenti) i następcze (susseguenti);

c) cechy rasowe (I caratteri tipologici-raziali).

Klasyfikacja Biasutti'ego (1912) ma jednak tę wadę, że nie jest ona zbudowana konsekwentnie według jednej zasady, stanowi bowiem tylko trojaki sposób określania cech antropologicznych rozpatrywanych z 3-ch punktów widzenia.



Cechy mezologiczne bowiem mogą być jednocześnie cechami hierarchicznymi lub rasowymi i odwrotnie.

Sam Biasutti (1912, str. 85) przyznaje zresztą, że niema cechy ludzkiej, której nie można byłoby przypisać w ten lub inny sposób zależności od środowiska. Dodałbym tu również, że niema cechy ludzkiej, która by nie miała w silniejszym lub w słabszym stopniu, w charakterze pozytywnym lub też negatywnym, znaczenia cechy rasowej.

Dodałbym wreszcie, że każda cecha antropologiczna, jeżeli będziemy ją traktowali z punktu widzenia genetycznego, posiada w hierarchii cech wyższe lub niższe swe stanowisko, tylko dotychczasowy poziom wiedzy nie zawsze pozwala nam na dokładne określenie powyższego ich charakteru.

Widzimy więc, że cechy antropologiczne według układu Biasutti'ego nie stanowią pojęć równorzędnych sobie w charakterze określeń klasyfikacyjnych, gdyż pojęciu cech gatunkowych lub rasowych należałoby podporządkować pojęcia cech mezologicznych i hierarchicznych, jako pojęcia wyjaśniające nam genezę i charakter poszczególnych cech rasowych lub gatunkowych.

Zdaniem mojem ażeby rozklasyfikować Hominidae na poszczególne odmiany lub rasy, formy, mutacje, fluktuacje, biotypy i t. p. kategorie klasyfikacyjne, posilkować się możemy zarówno cechami morfologicznymi jak funkcjonalnymi, które rozpatrywane będą bądź z punktu widzenia genetycznego, czyli podpadają pod zasadę rozwoju hierarchicznego, bądź też z punktu widzenia bionomii, t. j. rozważane są jako powstałe pod wpływem całego szeregu czynników otaczającego nas środowiska. Podkreślić jednak muszę, że cechom o charakterze hierarchicznym przypisywałbym tu szczególną wagę i doniosłość, gdyż na ich podstawie oprócz możemy wnioski nasze co do poziomu rozwojowego poszczególnych ras ludzkich i ich stosunku wzajemnego.

Ze względów powyższych nie uważałbym bynajmniej, jak to czyni Biasutti (str. 88), za najlepsze te cechy rasowe, vel typologiczne, które nie można interpretować jako powstałe pod wpływem środowiska, lub też te, które nie wykazują stopniowania hierarchicznego w swym rozwoju.

Podzielał pod tym względem najzupełniej przekonanie O. Abel'a (1914), że w obecnym stanie systematyki zachodzi

wybitne dążenie ku temu, ażeby filogenezę i historię świata zwierzęcego przedstawić w postaci „systematycznej filogenezy“ lub „filogenetycznej systematyki“.

W tych warunkach oczywiście cechy antropologiczne hierarchiczne vel filogenetyczne muszą się wysunąć na stanowisko dominujące.

---

Nie mam zamiaru w pracy niniejszej rozpatrywać krytycznie wszelkich istniejących klasyfikacji cech antropologicznych, zadaniem jej bowiem jest przedstawienie mego własnego układu cech powyższych.

Tworząc klasyfikację cech antropologicznych oparłem się przedewszystkiem na tej zasadzie, że posiłkować się należy określeniami należącymi do jednej kategorii pojęć, ażeby uczynić logiczną gradację pomiędzy poszczególnymi cechami oraz na przeprzekonaniu, że kryterium hierarchiczno-genetyczne jest najszcześliwszym probierzem (V. Giuffrida-Ruggeri 1910) przy rozwiązywaniu trudności następujących się przy klasyfikowaniu pewnych cech i grup.

Uważając w zakresie antropologii morfologię za podstawę wszelkich prób systematycznych, rozpatruję najpierw kategorie systematyczne oparte na fundamencie morfologicznym.

Rozróżniam więc przedewszystkiem cechy zoomorficzne, t. j. takie cechy antropologiczne, które odpowiadają stosunkom zwierzęcym, czyli są zwierzęcokształtnymi. Występowanie u człowieka cech zoomorficznych należy niewątpliwie do kategorii objawów zwanych przez szereg autorów cechami „prymitywnymi“, lub „pierwotnymi“, albo też według terminologii Biasutti'ego „cechami hierarchicznymi poprzedniczymi“.

Sądzę jednak, iż termin, „cecha zoomorficzna“ jest właściwszym od ogólnikowych pojęć powyższych, gdyż zawiera w sobie ich uściślenie i rozwinięcie, ponieważ określa charakter prymitywności lub też hierarchii danej cechy.

Cechami więc zoomorficznymi nazywać będziemy takie cechy rodzaju ludzkiego, które są odzwierciedleniem stosunków właściwych dla różnych przedstawicieli świata zwierzęcego, bez względu na to czy odpowiadają one budowie domniemanych przodków człowieka, czy też nie.



Do tej kategorii cech zaliczyć przeto możemy różne objawy atawistyczne u człowieka oraz występujące niekiedy w budowie ludzkiej objawy zbieżności rozwojowej z budową charakterystyczną dla pewnych postaci zwierzęcych, nie znajdujących się jednak w związku bezpośrednim z pniem rozwojowym człowieka.

Z powyższego widzimy więc, że pojęcie „cecha zoomorficzna“ wymaga dalszego rozwinięcia i szczegółowszego określenia. Jedne mianowicie cechy zoomorficzne posiadać mogą charakter filogenetyczny, t. j. odtwarzają stosunki właściwe dla przodków rodzaju ludzkiego. Inne zaś cechy zoomorficzne, aczkolwiek przypominają nam stosunki właściwe dla różnych postaci zwierzęcych, to jednak trudno przypuścić nawet, ażeby dane postaci zwierzęce zaliczyć można było do pnia rozwojowego człowieka, przeto podobne cechy zoomorficzne są pozbawione wszelkiego znaczenia filogenetycznego.

Otóż cechy zoomorficzne posiadające charakter filogenetyczny nazwać możemy cechami zoomorficznymi-paleomorficznymi czyli zoo-paleomorficznymi, podczas gdy cechy pozbawione znaczenia filogenetycznego nazwać by można cechami zoomorficznymi-neomorficznymi czyli zoo-neomorficznymi.

Cechy zoo-paleomorficzne pozwalają więc nam odtworzyć do pewnego stopnia stosunki właściwe dla przodków rodzaju ludzkiego i oświetlić stosunki pokrewieństwa pomiędzy człowiekiem i światem zwierzęcym.

Cechy zoo-paleomorficzne są więc zjawiskami o charakterze inwolucyjnym, które ocenić możemy na podstawie danych dostarczonych przez embryologię, anatomię porównawczą i paleontologię. Ponieważ dane powyższe mają charakter fragmentaryczny i w wielu przypadkach takimi zawsze pozostaną, przeto jest zupełnie zrozumiałem, że ocena znamion powyższych może być nieraz więcej niż hipotetyczną i z biegiem czasu może ulegać zasadniczemu przekształceniom.

Zgodzić się wszakże musimy na słuszność twierdzenia ogólnikowego, że budowa przodków rodzaju ludzkiego była bardziej pierwotną w porównaniu do budowy obecnej człowieka i że pod wieloma względami wykazywała ona cechy zwierzęcokształtne.

Wiemy bowiem, że człowiek posiada taki sam plan budowy jak i inne kregowce i przechował w swej budowie wiele cech pierwotnych, zbliżających go do rozmaitych rzędów kregowców, z których powstał. Czy zaś powstał on bezpośrednio z małą człekokształtnych, jak twierdzi J. E. B o a s (1914), czy też inną drogą — jest to dla nas w danej chwili kwestya zupełnie obojętna. W każdym razie istnienie cech antropologicznych zoo-paleomorficznych nie może być podawane w wątpliwość.

Dla przykładu jakie cechy uważać można za zoo-paleomorficzne zacytować możemy np. pozostałości u zarodka ludzkiego aparatu skrzelowego, nadliczbowe sutki młeczne, lanugo u zarodka ludzkiego, przypadki rozwoju znaczniejszego wyrostka robaczkowego lub mięśnia stożkowatego i t. p.

Jestem z góry przygotowany na to, że przykłady podane przezemnie napotkać mogą na pewne objekcje; podkreślić jednak muszę, że w danym przypadku objekcje podobne nie będą dotyczyły istoty rzeczy, t. j. układu cech antropologicznych wypracowanego przezemnie. Ocena bowiem różnych cech chyba zawsze nosić będzie charakter odcieni poglądów subiektywnych, ponieważ kryteria dotychczasowe w tej kwestyi są bardzo względne.

Uważam więc za stosowne zaznaczyć tu, że w pracy niniejszej chodzi mi jedynie o utworzenie zasad klasyfikacji cech antropologicznych a nie o rozklasyfikowanie cech poszczególnych, które są oceniane w sposób zupełnie odmienny przez różnych autorów.

Rozpatrzmy teraz kategorię cech zoo-neomorficznych t. j. cech, które nie dają nam żadnych wskazówek w sprawie poznania pnia rozwojowego człowieka w czasach dawniejszych, natomiast oświetlają nam swoiste różnicowanie się kształtów ludzkich w najrozmaitszych kierunkach rozwojowych, przypominających do pewnego stopnia budowę zwierzęcą.

Cechy podobne są więc jedynie wyrazem zmienności budowy ludzkiej, która posuwać się może w najrozmaitszych kierunkach rozwojowych, według systemu, że tak powiem, kalejdoskopowego. Zmienność podobna budowy ludzkiej w kierunku zwierzęcym zwaną jest przez Florentino Ameghino (1907, 1909, 1910) bestyalizacją, t. j. upodobnieniem się do postaci zwierzęcych.

Powstawanie cech zoo-neomorficznych znajduje wytłumaczenie w tym fakcie, że budowa ludzka wykazuje tożsamość skład-



ników zasadniczych z całym szeregiem grup zwierzęcych. Przeto i zmienność budowy ludzkiej przebiegać może w kierunku zbieżnym do właściwości budowy charakterystycznych nawet dla tych zwierząt, które z pniem rozwojowym człowieka nie posiadają nic wspólnego.

Jako przykład cech zoo-neomorficznych podać można wyrostki kości czołowej kształtu trójkątnego, wtłoczone pomiędzy górną część kości nosowych i górną część wyrostka nosowego szczęki górnej, które były obserwowane przez Le Double'a, Calori'ego, Albrecht'a i Manouvrier'a jako objaw bardzo rzadki. Wyrostki podobne stwierdzone zostały u zwierząt drapieżnych, płetwonogich i u dzików, podczas gdy u większości ssaków i u wszystkich naczelnych są one normalnie nieobecne.

Ponieważ ani zwierzęta drapieżne, ani płetwonogie, ani dziki nie mogą mieć chyba związku bezpośredniego z pniem rozwojowym człowieka, sądzić przeto należy, że cechy podobne powstawały jedynie tylko na tle zbieżności rozwojowej. Są to więc objawy konwergencji, bądź też objawy cenogenetyczne (Haeckel) pozbawione wszelkiego znaczenia filogenetycznego, a nie objawy atawistyczne, jak twierdzą niektórzy autorzy.

Pojęcia cech zoomorficznych, zarówno paleomorficznych jak i neomorficznych, można byłoby rozwinąć jeszcze dalej, stosując nazwy poszczególnych rzędów, rodzajów i t. p.

Powiedzieć np. można, że cechy pewne są pithecomorficznymi, t. j. małpkształtnymi, albo że są to cechy orangomorficzne, szympanzomorficzne, gorylomorficzne i t. p., jeżeliby odpowiadały one stosunkom właściwym dla poszczególnych gatunków małp wymienionych powyżej.

Przejdziemy teraz do rozważenia innej kategorii cech antropologicznych. Obserwujemy bowiem niekiedy u człowieka cechy takie, które są objawami powstrzymania rozwoju pewnych części naszego ciała, lub też jego całości i z tego powodu po-czytywane są za cechy pierwotne lub niższe. Gdybyśmy jednak zechcieli określić charakter owej pierwotności w ten sposób jak to czynimy przy rozpatrywaniu cech zoomorficznych, to napotkać możemy na trudności nieprzewidywane. Np. o otworach i szczelinach w mostku i wyrostku mieczykowatym, które obserwujemy niekiedy u człowieka dorosłego, nie możemy powiedzieć, że są to cechy zoomorficzne, gdyż nie możemy wskazać zwierzęcia, dla

którego budowa taka byłaby charakterystyczną. Otóż cechy podobne najsluszniej nazwać należy cechami embriomorficznymi, gdyż odpowiadają one stosunkom właściwym dla zarodków, zarówno ludzkich jak i zwierzęcych.

Cechy embriomorficzne podzielić możemy, podobnie jak i zoomorficzne, na dwie kategorie, a mianowicie na cechy embryo-paleomorficzne, oraz cechy embryo-neomorficzne.

Kategoria pierwsza obejmuje takie cechy embriomorficzne, które mają związek z rozwojem filogenetycznym człowieka, przypominają bowiem do pewnego stopnia cechy zoomorficzne i występowanie tych cech u zarodka ludzkiego nosi nawet charakter objawów zoo-paleomorficznych.

Np. występowanie niekiedy u człowieka dorosłego objawu zwanego *hypertrichosis lanuginosa* poczytywać można za cechę embryo-paleomorficzną.

Kategoria druga zaś, t. j. cechy embryo-neomorficzne, odpowiada cechom powstającym podczas rozwoju osobniczego człowieka w charakterze objawów cenogenetycznych jako zawiązki cech nowych, jemu specjalnie właściwych.

Jako przykład cechy embryo-neomorficznej podać można według J. Tura silny rozwój chorionu charakterystyczny dla zarodków ludzkich, lub też fakt, że kieszenie skrzelowe u zarodka ludzkiego pozostają zawsze zamknięte.

Następnie rozróżnić możemy cechy antropologiczne takie, które są charakterystyczne dla okresu dzieciennego człowieka.

Nazwać je możemy cechami pedomorficznymi i dzielimy je również na dwie kategorie, a mianowicie na cechy pedo-paleomorficzne oraz cechy pedo-neomorficzne.

Cechy pedo-paleomorficzne posiadają związek z rozwojem rodowym człowieka, odpowiadają bowiem do pewnego stopnia stosunkom zwierzęcym i występowanie tych cech u dzieci poczytywanem być może za objaw zoo-paleomorficzny.

Np. występowanie niekiedy u człowieka dorosłego chwytności I palca stopy lub silniejszego stopnia rozwoju gruczołu tarczowego lub grasicy, co jest objawem normalnym u dzieci, uważać można za cechę pedo-paleomorficzną. Natomiast cechy pedo-neomor-



ficzne odpowiadają stosunkom powstającym podczas ontogenezy człowieka i jemu specjalnie właściwym.

Jako przykład cechy pedo-neomorficznej przytoczyć można ogólny wygląd budowy karlich ras ludzkich, które ze względu na kształt i proporcje głowy oraz ciała wykazują do pewnego stopnia zbliżenie do typu ludzkiego infantylnego. Jest to rezultat t. zw. neotenu, t. j. zatrzymania w pewnym stopniu rozwoju ontogenetycznego, który nie osiąga u danych osobników swego kresu i tego stopnia różnicowania pod każdym względem, jak to ma miejsce u ras innych.

Przejdźmy teraz do nowej kategorii cech antropologicznych a mianowicie cech takich, które byłyby specjalnie charakterystyczne dla człowieka dorosłego i które można byłoby przeciwstawić cechom zoomorficznym, embryomorficznym i pedomorficznym.

Cechy takie nazwać można cechami antropomorficznymi. Niewątpliwie pewne wśród nich zajmują stanowisko niższe, t. j. odpowiadają kategorii cech prymitywnych. Nazywam je cechami proantropomorficznymi. Są to cechy charakterystyczne dla pewnych ras ludzkich kopalnych oraz tych ras współczesnych, które zajmują stanowisko niższe, bądź też pierwotniejsze względem innych ras ludzkich.

Cechy proantropomorficzne są więc cechami swoistymi dla najpierwotniejszych odmian rodzaju ludzkiego.

Jedne z tych cech przypominają do pewnego stopnia cechy zoomorficzne, aczkolwiek różnią się od nich, bądź stopniem rozwoju, bądź też nawet odmiennym charakterem rozwoju danego znamienia.

Ponieważ tego rodzaju cechy proantropomorficzne pozwalają nam do pewnego stopnia wnioskować o budowie przodków rodzaju ludzkiego i odtwarzać pewne etapy rozwoju rodowego człowieka oraz stosunki pokrewieństwa pomiędzy człowiekiem a światem zwierzęcym, przeto cechy te nazwać możemy cechami proantropo-paleomorficznymi.

Jako przykład cech proantropo-paleomorficznych podać można prognatyzm szczęki górnej, brak wydatności bródki w szczęce dolnej, *tori supraorbitales* i t. p. cechy charakterystyczne dla najstarszych szczątków ludzkich. Cechy powyższe przypominają do

pewnego stopnia cechy zoomorficzne w ogólnym zarysie ich budowy, wszakże zauważyć tu można różnice, polegające bądź na stopniu rozwoju, bądź też nawet na odmiennym charakterze ukształtowania danej cechy.

Tak np. *tori supraorbitales*, aczkolwiek występują zarówno u *H. primigenius* jak i u małp człekokształtnych, uległy jednak u człowieka rozwojowi specjalnemu i różnią się zasadniczo charakterem rozwoju swojego, jak to wykazałem w pracach moich (Stołyhwo 1911 i 1912), od odpowiednich zgrubień nadoczodołowych u małp człekokształtnych. Byłoby więc nawet błędem, gdybyśmy tę cechę pierwotną nazwali cechą pithecoidalną, jak ją zwano dawniej, lub też cechą zoomorficzną.

Znamy jednak cechy proantropomorficzne takie, które nie przypominają zupełnie cech zoomorficznych, są bowiem właściwością specjalnie ludzką. Jednocześnie jednak cechy takie mogą posiadać charakter pierwotny w stosunku do innych cech typowo ludzkich. Np. nosy szerokie i płaskie u ras protomorficznych, zgrubienie warg właściwe Negrom, steatopygia, wreszcie fałda mongolska i t. p. mogą być podane jako przykład cech podobnych. Są one rezultatem bądź powstrzymania do pewnego stopnia rozwoju pewnych części naszego ciała, bądź też rozwoju silnego specjalnego w kierunku charakterystycznym dla różnych pierwotnych ras ludzkich. Cechy te odpowiadają pojęciom *Hemmungs* i *Excessbildung* według szkoły Ranke'go. W każdym razie cechy powyższe nie nasuwają nam wcale analogii z budową zwierzęcą, najsluszniej więc nazwać by je można cechami *proantropo-neomorficznymi*.

Wszystkie cechy rozpatrzone powyżej, posiadające w rozmaitym stopniu i zakresie charakter pierwotny, a mianowicie cechy zoomorficzne, embryomorficzne, pedomorficzne i proantropomorficzne przeciwstawić możemy cechom antropologicznym, które mają charakter progresywny. Cechy takie ujmujemy pod nazwą *cech euantropomorficznych*.

Są to cechy typowo-ludzkie, swoiste dla współczesnych ras ludzkich, znajdujących się na wysokim poziomie rozwojowym i ulegają one u nich rozwojowi dalszemu w charakterze znamion specyficznych.

Jako przykład cech euantropomorficznych podać można: większą pojemność czaszki, silny rozwój mózgu, wydatność bródki,



grzbietu nosa, wydłużenie silne kończyn dolnych, silny rozwój i wydłużenie I-go palca stopy i t. p.

Niewątpliwie jednak, że powyższe kategorie klasyfikacyjne nie będą wystarczającymi dla określenia wszystkich cech antropologicznych. Pozostają bowiem wcale liczne cechy, o których niepodobna powiedzieć, by miały one charakter prymitywny lub progresywny, posiadają one bowiem właściwości pod tym względem najzupełniej obojętne.

Np. trudno byłoby uważać barwę włosów lub oczu, lub też kształt włosów prosty albo falisty, bądź też wreszcie długość według skali wskaźnika długościowo-szerokościowego czaszki i t. p. za cechy progresywne lub też regresywne v. prymitywne.

Aczkolwiek bowiem są to cechy charakterystyczne dla różnych odmian, ras i grup ludzkich, to jednak do określenia poziomu ogólnego rozwojowego danej grupy najzupełniej się one nie nadają ze względu na swój charakter neutralny, lub też niezdecydowany według dotychczasowego stanu badań. Cechy takie nazwać by można cechami amfiantropomorficznymi. Są one swoiste dla ogółu ras ludzkich, zarówno dla tych, które uważamy za wyższe, jak też i dla ras niższych.

Cechom powyższym odpowiadają „przymioty wahające się“ (fluktierende Eigenschaften) Kollmanna (1902), które uważa on za bardzo zmienne, lubo bez znaczenia dla określenia typu ras. Do tej kategorii cech zalicza Kollmann wzrost, rozwój muskulatury i szkieletu, wielkość klatki piersiowej, rozwój piersi i t. p. Zgadzam się jednak z F. Hertze'm (1915 str. 33), że pomiędzy cechami „wahającymi“ się Kollmanna znajdują się cechy bardzo ważne dla sprawy określenia typu rasowego. Można by tylko zaznaczyć, że nie mogą one dostarczyć nam danych świadczących o poziomie rozwojowym danej rasy, t. j. nie dają nam możliwości określenia stanowiska danej grupy ludzkiej w historii rozwoju rodowego człowieka.

Jeżeli jednak postawimy sobie zadanie węższe, gdy mianowicie będzie nam chodziło tylko o rozgraniczenie poszczególnych grup ludzkich bez względu na ich filogenezę, to wszystkie cechy amfiantropomorficzne mogą posiadać wartość większą lub mniejszą w tym względzie.

Jestem bowiem zdania, że niema takiej cechy antropologicznej, która by była bez znaczenia dla charakterystyki poszczególnych grup ludzkich.

Z powyższego widzimy, że pośród cech antropomorficznych jedynie tylko cechy proantropomorficzne dają się podzielić z punktu widzenia genetycznego na 2 działy orzeczeń, a mianowicie na cechy proantropo-paleomorficzne i cechy proantropo-neomorficzne.

Natomiast cechy euantropomorficzne i amfiantropomorficzne, jeżeli będziemy je analizowali wychodząc ze stanowiska kryterium hierarchiczno-genetycznego, nie dają się już rozłożyć na grupy podrzędne i w stosunku do nich, pragnąc je oświetlić bardziej szczegółowo, możemy zastosować charakterystykę mającą punkt wyjścia w rozpatrywaniu wpływu na organizm ludzki ze strony czynników bionomicznych.

Podkreślić jednak należy przedewszystkiem, że pozostałe cechy antropologiczne, morfologiczne, jako to cechy zoomorficzne, embriomorficzne, pedomorficzne i proantropomorficzne ulegają również wpływom czynników bionomicznych, t. j. patologicznych, teratologicznych, chorologicznych i t. p. w silniejszym lub słabszym stopniu, aczkolwiek nie zawsze zasada powyższa klasyfikacji może być przeprowadzoną w chwili obecnej.

Cechy antropologiczne morfologiczne rozważane z punktu widzenia kryterium bionomicznego, t. j. cechy patologiczne, teratologiczne, chorologiczne i t. p. mogą być wreszcie podzielone na kategorie bardziej szczegółowe na podstawie swego charakteru morfologicznego oraz charakteru otoczenia jak też terenu zamieszkiwanego przez daną grupę ludzką. W pracy niniejszej nie będę jednak rozważał obszerniej tego rodzaju poddziałów, ponieważ mają one znaczenie podrzędne w porównaniu z cechami opartymi na podstawie kryterium hierarchiczno-genetycznego.

Na tem kończę rozpatrywanie cech antropologicznych morfologicznych, które zostały rozważone zarówno ze stanowiska kryterium hierarchiczno-genetycznego, jak też kryterium bionomicznego. Podkreślić tu jednak należy, że kryterium pierw-



szemu przyznać wypadnie bez porównania większą wagę, jeżeli chodzi nam nie o mechaniczne rozłożenie rodu ludzkiego na składające go pierwiastki, lecz o jednoczesne przedstawienie związku genetycznego pomiędzy elementami składowymi człowieczeństwa.

Kryterium bionomiczne zajmuje zatem stanowisko podrzędne, pomocnicze względem kryterium hierarchiczno-genetycznego.

Przejdziemy obecnie do rozważenia kwestyi, na jakie kategorie podzielić możemy cechy antropologiczne funkcjonalne, które coraz bardziej nabierają znaczenia w związku z doniosłymi wynikami badań nad powinowactwem krwi ludzkiej i pokrewnych gatunków zwierzęcych. Niewątpliwie cechy fizjologiczne i psychiczne, na które możemy rozłożyć cechy funkcjonalne, dotychczas są zbadane bardzo ogólnikowo i fragmentarycznie; wszakże uważać można za pewne, że w przyszłości będziemy rozporządzali i w tym zakresie obfitym materiałem dowodowym. Cechy funkcjonalne będą stanowiły wówczas poważne uzupełnienie cech morfologicznych przy klasyfikacji rodu ludzkiego.

Pokuszę się przeto o naszkicowanie głównych kategorii, na które rozłożyć będziemy mogli cechy antropologiczne fizjologiczne i psychiczne.

A więc cechy antropologiczne fizjologiczne podzielić możemy na 4 następujące kategorie, które można sobie przeciwstawić, a mianowicie cechy: zoofizjologiczne, embryofizjologiczne, pedofizjologiczne i antropofizjologiczne.

Cechami zoofizjologicznymi nazywamy takie cechy fizjologiczne człowieka, które charakterem swoim odpowiadają stosunkom zwierzęcym.

Cechami embryofizjologicznymi zaś będziemy takie cechy fizjologiczne, które są charakterystyczne dla zarodków ludzkich.

Cechami pedofizjologicznymi zaś będą cechy fizjologiczne występujące u dzieci.

Cechami antropofizjologicznymi wreszcie nazywać możemy takie cechy fizjologiczne, które odpowiadają funkcjom człowieka dorosłego.

Czy jest rzeczą możliwą zastosowanie w zakresie cech antropologicznych fizjologicznych podziału bardziej szczegółowego, wzorem cech morfologicznych? Sądzę, że tak, aczkolwiek jest to dopiero sprawa przyszłości, jeżeli chodzi o wypełnienie tych rubryk.

Z zasadniczego jednak punktu widzenia uznać musimy, że wymienione powyżej kategorie cech antropologicznych fizjologicznych rozłożyć możemy na cechy posiadające charakter filogenetyczny t. j. cechy paleofizjologiczne oraz pozbawione znaczenia filogenetycznego, będące funkcjami nowymi, dopiero się wytwarzającymi, t. j. cechy neofizjologiczne.

Rozróżnić więc możemy cechy: zoo-paleofizjologiczne, zoo-neofizjologiczne, embryo-paleofizjologiczne, embryo-neofizjologiczne, pedo-paleofizjologiczne, pedo-neofizjologiczne.

Wreszcie co się tyczy cech antropofizjologicznych, to możemy je podzielić również na cechy: proantropofizjologiczne, euantropofizjologiczne i amfiantropofizjologiczne. Z pośród nich jedynie tylko cechy proantropofizjologiczne mogą być podzielone z punktu widzenia zasady genetycznej na 2 kategorie orzeczeń, a mianowicie: na cechy proantropo-paleofizjologiczne i proantropo-neofizjologiczne.

Natomiast w stosunku do cech euantropofizjologicznych i amfiantropofizjologicznych, jeżeli pragniemy je rozłożyć na grupy podrzędne, nie możemy już użyć zasady genetycznej lecz uwzględnić możemy działanie czynników bionomicznych, które oczywiście mają wpływ w silniejszym lub słabszym stopniu i na inne cechy antropologiczne fizjologiczne.

W zakresie więc wszystkich cech antropologicznych fizjologicznych rozróżnić możemy podziały zależne od czynników wywołujących objawy patologiczne, teratologiczne, chorologiczne i t. p.

Podobny podział przeprowadzić można i dla cech antropologicznych psychicznych. Możemy mianowicie podzielić je na 3 kategorie, a mianowicie cechy: zoo-psychiczne, pedo-psychiczne i antropo-psychiczne.

Cechami zoo-psychicznymi nazywać będziemy takie cechy psychiczne człowieka, które są wspólne dla niego i zwierząt.



Cechami pedo-psychicznymi będą cechy psychiczne, charakterystyczne dla dzieci.

Wreszcie cechami antro-po-psychicznymi będą cechy, właściwe człowiekowi dorosłemu.

Z kolei cechy antro-po-psychiczne mogą być podzielone na cechy: proantro-po-psychiczne, euantro-po-psychiczne i amfiantro-po-psychiczne.

Cechy proantro-po-psychiczne będą więc charakterystycznymi dla psychiki ludów znajdujących się na niskim poziomie kulturalnym.

Cechy euantro-po-psychiczne natomiast odpowiadać będą właściwościom psychicznym ras ludzkich znajdujących się na najwyższym poziomie rozwojowym.

Cechy amfiantro-po-psychiczne wreszcie są cechami, właściwymi ogółowi ludzkości, które są obojętne z punktu widzenia kryterium hierarchiczno-genetycznego.

Wszystkie cechy antropologiczne psychiczne podległe są oczywiście również kryterium bionomicznemu w silniejszym lub słabszym stopniu.

Rozpadają się przeto i one na poddziały znajdujące się w związku z czynnikami patologicznymi, teratologicznymi, chorologicznymi i t. p.

---

Pragnąc przedstawić mój układ cech antropologicznych w sposób możliwie plastyczny i wyraźny ułożyłem schemat następujący, który zawiera podział cech antropologicznych na ważniejsze kategorie (patrz tab. przy str. 632).

Na podstawie układu powyższego cech antropologicznych możemy przeprowadzić racjonalną klasyfikację naturalną ras ludzkich według zasady genetyczno-hierarchicznej przedewszystkiem, uzupełniając ją następnie charakterystyką opartą na kryterium bionomicznem.

Dotychczasowe bowiem klasyfikacje ras ludzkich, oparte przeważnie i przedewszystkiem na podstawie cech ekologicznych, nie odpowiadają bynajmniej potrzebom wysuwanyim przez najnowsze prądy naukowe w zakresie systematyki świata zwierzęcego i roślinnego.

Przecież dotychczasowe klasyfikacje ras ludzkich oparte są przede wszystkim na barwie skóry oraz na wskaźnikach czaszki, które to cechy są niewątpliwie rezultatem wpływów środowiska i terenu a przeto nie mogą być poczytywane za podstawowe cechy antropologiczne o charakterze hierarchiczno-genetycznym.

Zgodnie z uwagami krytycznymi jakie czynią w stosunku do cech powyższych A. Iwanowski (1911 r.), R. Lehmann-Nitsche (1906) i A. Nyström (1901) i inni, pragnę podkreślić, że wartość tych cech została przecenioną niejednokrotnie i to w bardzo silnym stopniu.

---

Opierając się na najwłaściwszej podstawie kryterium hierarchiczno-genetycznego, będziemy mogli prawdopodobnie rozróżnić następujące 3 główne grupy ras ludzkich a mianowicie: rasy protomorficzne, mezomorficzne i eumorficzne.

Do kategorii ras protomorficznych, t. j. ras niższych, bardziej pierwotnych, zaliczyć wypadnie te rasy, które będą wykazywały znaczną ilość cech zoomorficznych, embryomorficznych, pedomorficznych i proantropomorficznych.

Następnie te rasy ludzkie, dla których tłem przeważającym będą cechy amfiantropomorficzne, zaliczyć możemy do ras mezomorficznych, to jest znajdujących się w stadium przeciętnego rozwoju ludzkiego.

Wreszcie te rasy ludzkie, u których cechy euantropomorficzne są wybitnie zaznaczone na tle cech amfiantropomorficznych, należeć będą do kategorii ras wyższych, czyli eumorficznych.

Sądzę, iż cechy antropologiczne: fizyologiczne i psychiczne przy klasyfikowaniu ras ludzkich będą mogły służyć tylko jako uzupełnienie charakterystyki opartej przede wszystkim na podstawie cech antropologicznych morfologicznych.

---

Nie wątpię, że badania dalsze nad cechami antropologicznymi pogłębią i rozszerzą zasady klasyfikacji przedstawione powyżej przezemnie, pozwalam sobie jednak wyrazić nadzieję, że



No.	Name	Age	Sex	Address	Occupation	Notes
1	John Smith	45	M	123 Main St, London	Teacher	
2	Mary Jones	32	F	456 High St, London	Wife	
3	Robert Brown	58	M	789 Park St, London	Engineer	
4	Elizabeth White	60	F	101 Queen St, London	Wife	
5	William Black	25	M	234 King St, London	Student	
6	Anna Green	40	F	567 Hill St, London	Wife	
7	Thomas Grey	70	M	890 Valley St, London	Retired	
8	Sarah Hall	35	F	112 Wood St, London	Wife	
9	James King	50	M	345 Stone St, London	Merchant	
10	Isabella Lee	28	F	678 Iron St, London	Wife	
11	George Young	65	M	901 Lead St, London	Retired	
12	Frances Adams	42	F	234 Tin St, London	Wife	
13	Richard Scott	30	M	567 Copper St, London	Student	
14	Charlotte Baker	55	F	890 Silver St, London	Wife	
15	Henry Wilson	75	M	123 Gold St, London	Retired	
16	Elizabeth Taylor	38	F	456 Platinum St, London	Wife	
17	John Evans	48	M	789 Nickel St, London	Teacher	
18	Mary Walker	33	F	101 Zinc St, London	Wife	
19	Robert Hill	53	M	234 Cadmium St, London	Engineer	
20	Anna King	62	F	567 Arsenic St, London	Wife	
21	William Lee	27	M	890 Antimony St, London	Student	
22	Sarah Green	41	F	123 Bismuth St, London	Wife	
23	Thomas White	68	M	456 Tellurium St, London	Retired	
24	Isabella Black	36	F	789 Selenium St, London	Wife	
25	George Brown	51	M	101 Manganese St, London	Merchant	
26	Frances Young	29	F	234 Magnesium St, London	Wife	
27	Richard Adams	64	M	567 Phosphorus St, London	Retired	
28	Charlotte Scott	43	F	890 Sulfur St, London	Wife	
29	Henry Baker	72	M	123 Chlorine St, London	Retired	
30	Elizabeth King	39	F	456 Fluorine St, London	Wife	
31	John Walker	49	M	789 Nitrogen St, London	Teacher	
32	Mary Hill	34	F	101 Oxygen St, London	Wife	
33	Robert Lee	54	M	234 Hydrogen St, London	Engineer	
34	Anna King	61	F	567 Carbon St, London	Wife	
35	William Lee	26	M	890 Nitrogen St, London	Student	
36	Sarah Green	40	F	123 Oxygen St, London	Wife	
37	Thomas White	67	M	456 Hydrogen St, London	Retired	
38	Isabella Black	37	F	789 Carbon St, London	Wife	
39	George Brown	52	M	101 Nitrogen St, London	Merchant	
40	Frances Young	30	F	234 Oxygen St, London	Wife	
41	Richard Adams	63	M	567 Hydrogen St, London	Retired	
42	Charlotte Scott	44	F	890 Carbon St, London	Wife	
43	Henry Baker	71	M	123 Nitrogen St, London	Retired	
44	Elizabeth King	40	F	456 Oxygen St, London	Wife	
45	John Walker	50	M	789 Hydrogen St, London	Teacher	
46	Mary Hill	35	F	101 Carbon St, London	Wife	
47	Robert Lee	55	M	234 Nitrogen St, London	Engineer	
48	Anna King	60	F	567 Oxygen St, London	Wife	
49	William Lee	25	M	890 Hydrogen St, London	Student	
50	Sarah Green	41	F	123 Carbon St, London	Wife	
51	Thomas White	66	M	456 Nitrogen St, London	Retired	
52	Isabella Black	38	F	789 Oxygen St, London	Wife	
53	George Brown	53	M	101 Hydrogen St, London	Merchant	
54	Frances Young	31	F	234 Carbon St, London	Wife	
55	Richard Adams	62	M	567 Nitrogen St, London	Retired	
56	Charlotte Scott	45	F	890 Oxygen St, London	Wife	
57	Henry Baker	70	M	123 Hydrogen St, London	Retired	
58	Elizabeth King	41	F	456 Carbon St, London	Wife	
59	John Walker	51	M	789 Nitrogen St, London	Teacher	
60	Mary Hill	36	F	101 Oxygen St, London	Wife	
61	Robert Lee	56	M	234 Hydrogen St, London	Engineer	
62	Anna King	61	F	567 Carbon St, London	Wife	
63	William Lee	26	M	890 Nitrogen St, London	Student	
64	Sarah Green	42	F	123 Oxygen St, London	Wife	
65	Thomas White	68	M	456 Hydrogen St, London	Retired	
66	Isabella Black	39	F	789 Carbon St, London	Wife	
67	George Brown	54	M	101 Nitrogen St, London	Merchant	
68	Frances Young	32	F	234 Oxygen St, London	Wife	
69	Richard Adams	64	M	567 Hydrogen St, London	Retired	
70	Charlotte Scott	46	F	890 Carbon St, London	Wife	
71	Henry Baker	72	M	123 Nitrogen St, London	Retired	
72	Elizabeth King	42	F	456 Oxygen St, London	Wife	
73	John Walker	52	M	789 Hydrogen St, London	Teacher	
74	Mary Hill	37	F	101 Carbon St, London	Wife	
75	Robert Lee	57	M	234 Nitrogen St, London	Engineer	
76	Anna King	62	F	567 Oxygen St, London	Wife	
77	William Lee	27	M	890 Hydrogen St, London	Student	
78	Sarah Green	43	F	123 Carbon St, London	Wife	
79	Thomas White	69	M	456 Nitrogen St, London	Retired	
80	Isabella Black	40	F	789 Oxygen St, London	Wife	
81	George Brown	55	M	101 Hydrogen St, London	Merchant	
82	Frances Young	33	F	234 Carbon St, London	Wife	
83	Richard Adams	65	M	567 Nitrogen St, London	Retired	
84	Charlotte Scott	47	F	890 Oxygen St, London	Wife	
85	Henry Baker	73	M	123 Hydrogen St, London	Retired	
86	Elizabeth King	43	F	456 Carbon St, London	Wife	
87	John Walker	53	M	789 Nitrogen St, London	Teacher	
88	Mary Hill	38	F	101 Oxygen St, London	Wife	
89	Robert Lee	58	M	234 Hydrogen St, London	Engineer	
90	Anna King	63	F	567 Carbon St, London	Wife	
91	William Lee	28	M	890 Nitrogen St, London	Student	
92	Sarah Green	44	F	123 Oxygen St, London	Wife	
93	Thomas White	70	M	456 Hydrogen St, London	Retired	
94	Isabella Black	41	F	789 Carbon St, London	Wife	
95	George Brown	56	M	101 Nitrogen St, London	Merchant	
96	Frances Young	34	F	234 Oxygen St, London	Wife	
97	Richard Adams	66	M	567 Hydrogen St, London	Retired	
98	Charlotte Scott	48	F	890 Carbon St, London	Wife	
99	Henry Baker	74	M	123 Nitrogen St, London	Retired	
100	Elizabeth King	44	F	456 Oxygen St, London	Wife	

## KRYTERYUM HIERARCHICZNO-GENETYCZNE.

Kryterium  
bionomiczne

## Cechy antropologiczne.

Cechy antropologiczne  
funkcjonalne.

C. antropologiczne psychiczne.

C. antropopsychiczne.

C. euantropopsychiczne.

C. amfiantropopsychiczne.

C. proantropopsychiczne.

C. pedopsychiczne.

C. zoopsychiczne.

C. antropologiczne fizyologiczne.

C. antropofizyologiczne.

C. euantropofizyologiczne.

C. amfiantropofizyologiczne.

C. proantropo-neofizyologiczne.

C. proantropofizyologiczne.

C. proantropo-paleofizyologiczne.

C. pedofizyologiczne.

C. pedo-neofizyologiczne.

C. pedo-paleofizyologiczne.

C. embryofizyologiczne.

C. embryo-neofizyologiczne.

C. embryo-paleofizyologiczne.

C. zoofizyologiczne.

C. zoo-neofizyologiczne.

C. zoo-paleofizyologiczne.

Cechy antropologiczne  
morfologiczne.

C. antropomorficzne.

C. euantropomorficzne.

C. amfiantropomorficzne.

C. proantropo-neomorficzne.

C. proantropomorficzne.

C. proantropo-paleomorficzne.

C. pedomorficzne.

C. pedo-neomorficzne.

C. pedo-paleomorficzne.

C. embryomorficzne.

C. embryo-neomorficzne.

C. embryo-paleomorficzne.

C. zoomorficzne.

C. zoo-neomorficzne.

C. zoo-paleomorficzne.

Każda z cech antropologicznych podlegać może w silniejszym lub słabszym stopniu czynnikom:  
patologicznym, teratologicznym, chorologicznym i t. p.



1910

1911

1912

1913

1914

1915

1916

1917

1918

1919

1920

1921

1922

1923

1924

1925

1926

1927

1928

1929

1930

1931

1932

1933

1934

1935

1936

1937

1938

1939

1940

1941

1942

1943

1944

1945

1946

1947

1948

1949

1950

próba moja być może odda pewne usługi w badaniach antropologicznych — pozwalając na ściślejsze wyrażanie naszych pojęć o różnych cechach człowieka, oraz ujmując w pewien układ spoisty nagromadzone dotychczas wiadomości o właściwościach ludzkich.

Próba rozklasyfikowania znanych cech antropologicznych według mego układu doprowadzić może wreszcie do rewizji zasadniczej charakterystyki dotychczasowej tych cech a skutkiem tego będzie znaczne pogłębienie naszych pojęć o rozwoju rodowym i osobniczym człowieka, jak też o rozwoju różnych ras ludzkich i wzajemnym ich stosunku.

Wpierw jednak zanim będziemy mogli przystąpić do racjonalnego rozklasyfikowania ras ludzkich, muszą być zbadane wszechstronnie i krytycznie podstawy tej klasyfikacji, t. j. kryteria i poszczególne cechy antropologiczne, co do ich charakteru i przynależności do którejkolwiek z kategorii wymienionych powyżej.

Sądzę, że wyświetlenie w pracy niniejszej stosunku wzajemnego pomiędzy cechami uwidocznionymi w istocie ludzkiej, rozpatrywanej z punktu widzenia kryterium hierarchiczno-genetycznego oraz cechami podporządkowanymi kryterium bionomicznemu — będzie miało znaczenie ogólniejsze, ważne i dla biologii ogólnej.

Mianowicie widzimy, że objawy teratologiczne i patologiczne należą do kategorii objawów bionomicznych, przeto przeciwstawianie poszczególnych objawów filogenetycznych objawom teratologicznym lub patologicznym albo odwrotnie, co bardzo często można zaobserwować, jest logicznem nieporozumieniem.

Wynika z tego, że poszczególne cechy, które są uznane jako objawy np. teratologiczne, mogą jednocześnie posiadać charakter filogenetyczny, lub też go nie posiadać, zależnie od swych właściwości. W każdym razie charakterystyka pierwsza nie wyłącza drugiej.



Ograniczam się na razie na przedstawieniu powyższego szkicu układu wzajemnego cech antropologicznych, który w przyszłości być może będą mógł opracować szczegółowiej.

Mam nadzieję jednak, że i obecna próba moja posunie na-  
przód niezmiernie ważną sprawę należytego ujęcia i odpowied-  
niego skryształowania charakterystyki cech antropologicznych.

---

## LITERATURA.

---

1914. O. Abel. Paläontologie und Paläozoologie (Abstammungslehre. Systematik. Paläontologie. Biogeographie. Unter Redaktion von R. Hertwig und R. v. Wettstein). Leipzig. Berlin.

1907. F. Ameghino. Notas Preliminares sobre el Tetraprothomo Argentinus un precursor del hombre del Mioceno superior de Monte Hermoso. (Anales del Museo Nacional de Buenos Aires. Tomo 16).

1909. F. Ameghino. Le Diprothomo Platensis un precurseur de l'homme du pliocène inférieur de Buenos Aires. (Anales del Museo Nacional de Buenos Aires).

1910. F. Ameghino. Descubrimiento de dos esqueletos humanos fosiles en el pampeano inferior del Moro. (Congreso Científico Internacional Americano. Buenos Aires).

1912. D. Anuczyn. Proischozhdienije czełowieka i jego iskopajemyje priedki.

1912. H. Bayer. Über Vererbung und Rassenhygiene. Jena.

1912. Renato Biasutti. Studi di Antropogeografia generale. Studi sulla distribuzione dei caratteri e dei tipi antropologici. (Memorie Geografiche). Firenze.

1912—1913. F. Birkner. Die Rassen und Völker der Menschheit. (Der Mensch aller Zeiten. Natur und Kultur der Völker der Erde) Berlin. München. Wien.

1914. J. E. Boas. Phylogenie der Wirbeltiere. (Abstammungslehre. Systematik. Paläontologie. Biogeographie. Unter Redaktion von R. Hertwig und R. v. Wettstein). Leipzig. Berlin.

1911. M. Boule. L'Homme fossile de la Chapelle aux saints. (Annales de Paléontologie). Paris.

1911. I. Broman. Normale und abnorme Entwicklung des Menschen. Wiesbaden.

1912. E. Czepurkowski. O klasyfikacijach czełowieczeskich ras i niekatorych zadaczach antropologii w Rossii. (Jestiestwoznanie i Geografija). Moskwa.

1911. E. Tschepourkovsky. Anthropologische Studien. (Archiv für Anthropologie Band 10). Braunschweig.
1902. I. Deniker. Czełowieczeskija rasy. S. Pietierburg.
1904. W. L. H. Duckworth. Morphology and Antropology. Cambridge.
1910. F. Frassetto. Di una nuova classificazione antropometrica della individualità. (Anatom. Anzeiger 35 Band).
- 1909—1911—1913. F. Frassetto. Lezioni di Antropologia. Roma, Bologna.
1909. V. Giuffrida-Ruggeri. Fossili umani scimmieschi. (Monitore zoologico Italiano Anno 20 № 7). Firenze.
1910. V. Giuffrida-Ruggeri. Alcune idee controverse sul dimorfismo sessuale nell'Uomo. (Archivio per l'Antropologia e la Etnologia. Vol. 40). Firenze.
1910. V. Giuffrida-Ruggeri. Classification des groupes humains (Scientia — Rivista di Scienza Vol. 7). Bologna. London. Paris. Leipzig.
1911. V. Giuffrida-Ruggeri. Controversie intorno all'azione dell'ambiente sull'Uomo. (Rivista di Antropologia vol. 16). Roma.
1912. V. Giuffrida-Ruggeri. L'Uomo come specie collettiva. Napoli.
1913. Giuffrida-Ruggeri. Homo sapiens. Einleitung zu einem Kurse der Antropologie. Wien und Leipzig.
1914. V. Giuffrida-Ruggeri. Schéma d'une classification des hominidés actuels (Congrès international d'Anthropologie et d'Archéologie pré-historiques. Compte rendu de la 14 session. Genève, 1912. Tome 2).
1903. E. Haeckel. Anthropogenie oder Entwicklungsgeschichte des Menschen, Keimes und Stammes-Geschichte. Leipzig.
1908. E. Haeckel. Unsere Ahnenreihe (Progonotaxis hominis) Kritische Studien über phyletische Anthropologie. Jena.
1916. E. Haeckel. Ueber den Ursprung des Menschen. Leipzig.
1914. R. Hertwig. Die Abstammungslehre. (Abstammungslehre. Systematik. Paläontologie. Biogeographie. Unter Redaktion von R. Hertwig und R. v. Wettstein). Leipzig. Berlin.
1915. Dr. F. Hertz. Rasse und Kultur. Leipzig.
1909. M. Hoernes. Natur und Urgeschichte des Menschen. Wien u. Leipzig.
1907. L. Hopf. Ueber das spezifisch Menschliche in anatomischer, physiologischer und pathologischer Beziehung. Eine kritisch-vergleichende Untersuchung. Stuttgart.
1887. A. Hovelacque et G. Hervé. Précis d'Anthropologie. Paris.
1911. A. A. Iwanowskij. Nasielenije ziemnoho szara. Opyt antropologiczeskoj klasifikacii (Trudy Antropologiczeskago Otdiela T. 27). Moskwa.
1902. J. Kollmann. Die Rassenanatomie der Hand und die Persistenz der Rassenmerkmale (Archiv f. Anthropologie).
1909. J. Kollmann. Kleine Menschenformen unter den Eingeborenen Stämmen von Amerika (Separat-Abdruck aus den Verhandlungen des 16 Internationalen Amerikanisten Kongresses). Wien.



1906. R. Lehmann-Nitsche. Schädeltypen und Rassenschädel (Arch. f. Anthrop. Bd. 5).
1916. M. v. Lenhossék. Über Anthropologie im allgemeinen und über die Aufgaben Ungarns auf dem Gebiete der Anthropologie (Archiv f. Anthropologie. Band 15).
1914. R. Martin. Lehrbuch der Anthropologie in systematischer Darstellung mit besonderer Berücksichtigung der Anthropologischen Methoden. Jena.
1910. J. Nusbaum-Hilarowicz. Idea ewolucyi w biologii. Warszawa.
- 1912—1913. J. Nusbaum-Hilarowicz. Rozwój świata zwierzęcego. Embryologia ogólna. Warszawa.
1901. A. Nyström. Ueber die Formenveränderungen des menschlichen Schädels und deren Ursachen. (Archiv für Anthropologie Bd. 27).
1914. G. Pesci-Angelotti. Alcune nuove vedute sul poligenismo. (Estratto dalla Rivista di Scienze Naturali „Natura“ Vol. 5). Paris.
1914. L. Plate. Prinzipien der Systematik mit besonderer Berücksichtigung des Systems der Tiere. (Abstammungslehre. Systematik. Paläontologie. Biogeographie. Unter Redaktion von R. Hertwig und R. v. Wettstein). Leipzig. Berlin.
1911. K. Stołyhwo. W sprawie kształtów goryloidycznych i orangoidycznych. (Sprawozdania z pos. Towarzystwa Naukowego Warszawskiego).
1912. K. Stołyhwo. Zur Frage einen neuen polygenistischen Theorie der Abstammung des Menschen. (Zeitschrift für Ethnologie). Berlin.
1914. K. Stołyhwo. Nowy schemat do badań antropologiczno-morfologicznych w związku z układem naturalnym antropologii. (Sprawozdania z pos. T. N. W.).
1916. K. Stołyhwo. Stanowisko i zadania antropologii współczesnej. (Sprawozdania z pos. T. N. W.).
1903. C. H. Stratz. Das Problem der Rasseneinteilung der Menschheit. (Archiv f. Anthropol. Bd. 1 H. 3).
1904. C. H. Stratz. Naturgeschichte des Menschen. Grundriss der somatischen Anthropologie. Stuttgart.
1910. J. Tur. O podstawach teoretycznych embryologii anormalnej. (Sprawozdania z pos. T. N. W.).
1904. M. Weber. Die Säugetiere. Einführung in die Anatomie und Systematik der receten und fossilen Mammalia. Jena.

2. Stanisław Lencewicz:

## Profile geologiczne przez Apenin Toskański.

Komunikat zgłoszony dnia 20 Listopada 1916 r.

Przedstawił J. Lewiński.

W roku 1906 Argand i Lugeon (2, 3, 4) odkryli płaszczowiny w Sycylii i Kalabrii. W rok później Steinmann (5) przypisuje budowę płaszczowinową całym Apeninom. W roku 1909 Termier (6, 7) odkrywa korzenie płaszczowin apenińskich na Elbie i Korsyce, a Limanowski (8, 16) uzupełnia hipotezy Lugeon'a i Argand'a nowymi odkryciami. Poglądy te doznają uznania przez szkołę niemiecką, a zwłaszcza szwajcarską i francuską, natomiast we Włoszech nie przyjmują się zupełnie. Stefano, Sacco, Lotti, wypowiadają się przeciw budowie płaszczowinowej Apeninów i jeszcze w roku 1913 Taramelli w Akademji lombardzkiej rozprawia: „se l'Appennino settentrionale rapresenta in realtà un carreggiamento“ (18), rozwiązując tę kwestyę na niekorzyść nowych teoryi.

Nie mam zamiaru dowodzić tu raz jeszcze istnienia płaszczowin w Apeninach, gdyż należycie to już uzasadnili autorzy wyżej zacytowani. Ponieważ jednak odkrywcy płaszczowin na półwyspie Apenińskim ograniczyli się tylko do opublikowania króciutkich komunikatów, nie podając zupełnie profilów, przedstawiających tektonikę gór w nowym świetle, przeto zrobiłem był w roku 1914 wycieczkę w Apeniny północne, ażeby zaznajomić się z ich budową i przedstawić ich tektonikę w świetle teoryi płaszczowinowych. Niestety, wojna nie pozwoliła mi zabawić tam tyle czasu, ile by tego wymagała praca w terenie, jednak odbyte tam wycieczki wraz z posługiwaniem się literaturą włoską, ujętą z punktu widzenia nowoczesnej tektoniki, pozwalają mi na wykreślenie związanych tu profilów, co dla postępów tektoniki apenińskiej nie może być rzeczą obojętną, gdyż są to pierwsze profile przez Apeniny, opracowane w świetle teoryi płaszczowinowej.

W skład łańcucha Apenińskiego, oprócz Apeninów właściwych, wchodzi jeszcze góry Sycylii. Tak pojęty górotwór jest łukiem wygiętym najprzód w małą półkółkę około Genui, gdzie łączy się z Alpami; potem schodzi na południe wzdłuż półwyspu,



wygina się poprzez Kalabrię na Sycylię i ztąd przechodzi do Afryki północnej. Kierunki tektoniczne w różnych częściach łańcucha zmieniają się. Na północy, jakgdyby odcepiają się od brzegu zewnętrznego łańcucha i odchylają w kierunku południowym. Bardziej na południe odchylają się wciąż od tego brzegu w kierunku wewnętrznym łańcucha, wreszcie na Sycylii, gdzie łańcuch przebiega w kierunku równoleżnikowym, odchylają się w kierunku północno-zachodnim. Odchylenia te zauważyli już dawno geologowie włoscy, odnośnie do poszczególnych okolic, ale ich nie wyjaśnili. Naprzykład Lotti (1) twierdził, że kierunek pierwotny Catena Metalifera był bardziej zbliżony do południkowego i później dopiero odchylił się na W, w kierunku NW—SE. Charakterystycznym objawem jest ta okoliczność, że obszar Kalabryjski sfałdowany został najdawniej, bo w oligocenie, podczas gdy w miarę posuwania się od tej okolicy w obydwie strony, wiek sfałdowania łańcucha jest coraz młodszy: w południowej części łuku jest nim miocen (helvetien), zaś w północnej—pliocen. Trzecim faktem na który tu chcę zwrócić uwagę jest ten, że w największym wygięciu łuku, na Kalabrii, najniższa jednostka tektoniczna jest najbardziej wypiętrzona, a wyższe nie istnieją, gdyż prawdopodobnie, jako najbardziej wypiętrzone, uległy już zniszczeniu.

Otóż widocznym jest, że w tym kierunku siły górotwórcze działały najdłużej i najsilniej. Główny ich wysiłek szedł w kierunku E lub ESE; siedlisko ich znajdowało się w zachodniej części morza Śródziemnego. Pod wpływem spotykanego oporu rozkładały się one na mniejsze składowe, skierowane na północo-wschód i południe, co spowodowało odpowiednie odchylenia kierunków tektonicznych w odnośnych częściach górotwórcu.

Ruchy górotwórcze w Apeninach zaczęły się jeszcze w tryasie, główna ich faza miała miejsce w oligocenie, a ruchy potomne odbywały się jesze w pliocenie, czego przykłady przedstawię przy opisie szczegółowym mych profili. Za bezpośrednich twórców Apeninów, Termier (14) uważa Dynarydy. Miały one być klinem (*trenaux écraseur*) który posuwając się naprzód, wypiętrzył Alpy, popychając je przed sobą, a część skorupy ziemskiej obalił na siebie, tworząc Apeniny. Płaszczowiny Apenińskie nasuwają się na Dynarydy w kierunku z W na E lub z N na S. W związku z tym mechanizmem powstania, facies płaszczowin

austro-alpejskich, leżących w Alpach ponad płaszczowinami leopontyjskimi (pienińskimi), w Apeninach spotyka się odwrotnie, poniżej faciesu leopontyjskiego (5).

Południowo-zachodni kraniec łańcucha Apenińskiego przykrywa pochylający się w tym kierunku górotwór Atlasu. W ten sposób Apeniny spoczywają na starym masywie afrykańskim, mając jako podłoże bądź młody górotwór Atlasu, bądź Dynarydy.

Przejdziemy teraz do budowy samych Apeninów. Składają je trzy płaszczowiny położone jedna nad drugą<sup>1)</sup>. Najgłębsza z nich, płaszczowina kalabryjska, obejmuje Kalabrię i wschodni cypel Sycylii mniej więcej do południka Etny. Pochyla się ona na południe i zachód pod drugą płaszczowinę zwaną sycylijską. Ta (średnia w znaczeniu tektonicznym) płaszczowina zajmuje większą część Sycylii i półwysep Apeniński aż do Toskany, gdzie pochyla się ona pod płaszczowinę górną (trzecią) którą nazywam ofiolityczną, od charakterystycznego dla niej faciesu. Taki rozkład płaszczowin wskazuje, że wzniesienie się ich osi przypada w Kalabrii, czego powód już wyjaśniłem, poczem na zachód i północ-zachód, osi pochylają się, powodując ukazywanie się coraz to nowych płaszczowin. Ale w Apeninach północnych mamy znów do czynienia z podniesieniem się osi płaszczowin, gdyż płaszczowina dolna ukazuje się w Alpach Apuańskich i Liguryi, tworząc okna tektoniczne. Płaszczowina środkowa wychodzi w tych samych oknach, uwidocznionych na moich profilach, a pozatem jeszcze w paru miejscach w Apeninach północnych.

Płaszczowiny apenińskie różnią się od alpejskich, i pewno jest to jednym z powodów, dla których geologowie włoscy nie uznają ich istnienia. Nie są to, jak w Alpach, fałdy obalone i przesunięte, posiadające klasyczną budowę: seryę normalną odwróconą i czoło, lecz raczej podobne są do płaszczowin austro-alpejskich. Serye odwrócone są tu wyciśnięte, płaszczowiny, zawierają prawie zawsze tylko seryę normalne, oderwane są one od swych korzeni i przeniesione daleko w postaci łusk skalnych, lub ogromnych porwaków (*lame de charriage, phacoïde*).

---

<sup>1)</sup> Wyrażając się: płaszczowina dolna, środkowa, górna, lub głębsza, płytsza mam na myśli ich położenie tektoniczne, a nie w odniesieniu do powierzchni topograficznej.



Taka budowa płaszczowin (łuskowa) wskazuje, że ruchy ich zachodziły płytko, wskutek czego pokłady nie były dostatecznie plastyczne i zamiast giąć, łamały się i urywały w swej drodze naprzód.

Korzenie płaszczowin Apenińskich znajdują się na Korsyce i Sardynii (7, 14), wobec czego przesunęły się one na przestrzeni około 200 kilometrów. Jak to zwykle bywa po utworzeniu się łańcucha górskiego, wewnętrzna jego strona zaczyna się zapadać, powodując przez to zjawiska wulkaniczne. Ślady tego zapadania się widzimy w ukształtowaniu poziomym wybrzeży, morza Tyreńskiego, przedstawiających linię krzywą, złożoną z odcinków eliptycznych (ovales méditerranéens). Każdy taki odcinek jest brzegiem zapadliska. Na przecięciach tych odcinków magma może wychodzić przez szczeliny skorupy ziemskiej i tu głównie usadowiły się wulkany. Część ich już wygasła; czynne są jeszcze te tylko, które leżą w części wklęsłej łuku apenińskiego. Widzimy z tego, że morze Tyreńskie zajmuje zapadlisko pod którym znajduje się zbiornik magmy, a czynność wulkaniczna przesuwa się coraz bardziej na południe, gdyż na Sycylii i na wyspach Liparskich są dziś jeszcze czynne wulkany. Wezwujusz był czynny jeszcze w czasach historycznych, lawy wulkaniczne w Latium spoczywają na pokładach pliocenkich, a wygasłe wulkany z kraterami zajęte przez jeziora, znajdują się nawet w południowej Toskanie.

Że procesy zapadania się nie zostały jeszcze ukończone, dowodzą tego ciągłe trzęsienia ziemi nawiedzające te okolice.

Zapadanie Apenin odbywało się nie tylko w części tylnej górotwóru, lecz i w wewnętrznej. Na jednym z moich profili widać kilka takich zapadlisk wypełnionych osadami jezior pliocenkich, co wskazuje na wiek ich powstania.

Brzeg zewnętrzny łańcucha oznacza się pasem pokładów brzeżnych. Tak zwane przez geologów włoskich *argile scagliose* są okruchami skał eoceńskich i starszych. Posuwające się naprzód czoła płaszczowin ulegają erozyi i dostarczają materiału okruchowego do utworzenia pokładów brzeżnych, co więcej, szczątki płaszczowin mogą wchodzić jako skały wtórne w skład tychże.

Brzeg tektoniczny Apeninów jest niewidoczny, gdyż leży on przed brzegiem topograficznym, bardziej na zewnątrz od niego, i pokryty jest osadami najmłodszymi. Czoła płaszczowin przed-

stawiają powierzchnię erozyjną, pochylającą się ku wschodowi i pokrytą miocenem oraz pliocenem. W pobliżu brzegu łańcucha, neogen jest sfałdowany, poczem upada słabo pod powierzchnię morza, zarówno jak i pokrywający go czwartorzęd, co uwidocznia pierwszy mój profil.

Przejdźmy teraz do stratygrafii płaszczowin.

Geologowie włoscy na mapach swych i opisach nie uwzględniają zupełnie strony tektonicznej stratygrafii. Flisz jest dla nich zawsze równym każdemu innemu fliszowi, a tryas-tryasowi, nie przywiązują bowiem faciesom lub wyglądowi tej wagi, jaką przypisuje im tektonika płaszczowinowa. To też pod tym względem stratygrafia Apeninów (a przez to i kartografia geologiczna) muszą być przerobione w myśl teorii płaszczowinowej. Oczywiście, nie zamierzam tu wykonać tej niezmiernej pracy i poprzestaną tylko na podaniu w zarysach ogólniejszych stratygrafii poszczególnych płaszczowin, rozbijając przez to jednolitą w dziełach, ale nie w górach, stratygrafię Włochów. Dla łatwiejszego zorientowania się w przejściu od poglądów dawnych do nowoczesnych, zachowałem kolory mapy Lotti'ego (21), choć według zasad nowoczesnej tektoniki np. tryas płaszczowiny drugiej, należało by oznaczyć innym kolorem, niż tryas pierwszej, gdyż różnią się one od siebie. Tylko flisz górny (*arenaria inferiore* Lotti'ego) jest wspólnym dla obydwu płaszczowin, gdyż jest to eocen dzielący płaszczowinę drugą od trzeciej i w ten sposób należy do obydwu. Flisz dolny otula obydwie te płaszczowiny. Lotti (13, 21) umieszcza go nad poprzednim, nazywając *arenaria superiore*, dlatego że spotyka go się ponad poprzednim, bowiem tworzy on główną masę płaszczowiny trzeciej (górnej). Stratygraficznie jest on jednak starszym od poprzedniego, gdyż obejmuje w sobie w części nawet kredę.

Oto serye stratygraficzne płaszczowin apenińskich:

### I. Płaszczowina kalabryjska (dolna).

[Łupki krystaliczne, łupki mikowe, granity, zlepieńce bez skamieniałości (sylur?). Dolne ogniwo niewidoczne w Toskanie <sup>1)</sup>].

---

<sup>1)</sup> W kłamrach [ ] objęto ogniwa niewystępujące w Toskanie.



Karbon i perm (Alpy Apuańskie); w M-te Pisano łupki i konglomeraty kwacytowe zwane *Verrucano*.

Tryas dolny w faciesie środkowo-europejskim, kwarcyty, wapień dolomityczny, marmury (Carrara).

Tryas środkowy i górny w faciesie łupków lśniących.

Rhet wapień z *Avicula contorta*.

W niektórych miejscach oprócz tego występuje jeszcze flisz (*macigno, albarese*).

## II. Płaszczowina sycylijska (środkowa).

[Perm, niewidoczny w Toskanie, w Palazzo Adriano rozwinęty jako kreda do pisania z *Goniatytami, Fusulinami i Schwagerinami*].

Tryas dolny — w faciesie śródziemnomorskim.

Tryas środkowy i górny — wapień dolomityczny, łupki zielone (*Pietre verdi*).

Lias — wapień z konkretyami krzemionkowymi.

Dogger — łupki, wapień szary.

Tyton — margle.

Kreda dolna — margle.

Kreda środkowa — Eocen: flisz w faciesie piaszczystym, zwanym *macigno* i wapiennym zwanym *albarese*.

## III. Płaszczowina ofiolityczna (górna).

[Granity czerwone w postaci łusk i porwaków, występujące na Elbie].

Tryas — gabra, łupki zielone (*pietre verdi*), ofiolity. Co dotyczy tych ostatnich, to wiek ich tryasowy nie jest pewny, wiadomo tylko, że są mesozoiczne i względem pozostałych seryi stratygraficznych zajmują miejsce tryasu.

Jura — radiolaryty.

Kreda — Oligocen: flisz (*arenaria, argille scagliose* etc), osady głębokowodne.

} Serya zróżnicowana.

} Serya je-dnolita.

Za podstawę do wykreślenia moich profili przyjąłem mapę Toskany w skali 1:500.000, opracowaną przez Lotti'ego (21). Rzecz oczywista, że musiałem się oprzeć na już istniejącej mapie, choćby dlatego, aby mieć poznaczane linje zetknięć różnych po-

kładów, widoczne na powierzchni. Lotti pracował przez szereg lat w Toskanie i stratygrafię jej zna wybornie, to też wypadło mi tylko ująć ją w świetle tektoniki płaszczowinowej. Niestety jednak w wielu miejscach, jak to już wzmiankowałem, metody stratygraficzne włoskie nie wystarczają.

Pojedyńczą seryę stratygraficzną Lotti'ego rozbiłem na trzy, według odpowiednich płaszczowin, pozostawiając z prawej strony nazwy włoskie (i ich tłumaczenie), a z lewej dołączyłem własną ich interpretację (patrz załączoną tablicę).

Pierwszy profil przechodzi nieco ukośnie przez łańcuch Apeniński, to też nie chcąc go zbyt wydłużać, poprowadziłem go z okolic Firenzuoli na północ pod Bolonię. W ten sposób przedstawia on te same zjawiska, które występują w kierunku pierwotnym, tylko na krótszej przestrzeni, i daje zupełnie nie wypaczone pojęcie o budowie całego łańcucha od morza Tyreńskiego do Adryatyku, przedstawiając stosunek, w jakim znajduje się brzeg Apeninów do młodszego trzeciorzędu. Tą część profilu wykonałem według mapy okolic Bolonii (20), odpowiednio go zmniejszając. Mapa ta została przygotowaną jeszcze na Kongres geologiczny w Bolonii i dlatego jej stratygrafię musiałem zupełnie inaczej ująć. Mianowicie *argille scagliose (detriti delle rocce cretacee, eoceniche e mioceniche rimpastate)*, przyjąłem za flisz płaszczowiny drugiej, a flisz uważany przez Capellini'ego za eoceński i może kredowy<sup>1)</sup>, uznałem za równoważny mojego fliszu, tego samego wieku. Że jest to flisz płaszczowiny trzeciej, na to wskazuje jego położenie ponad poprzednim; tworzy on izolowane płyty<sup>2)</sup> (*lambeaux de recouvrement*) spoczywające na *argille scagliose*, widoczne np. na dziale wodnym pomiędzy Idice i Sillaro. Łącznie z nim występują ofiolity, serpentyny, gabro, i inne skały płaszczowiny trzeciej. W okolicach Spezyi posługiwałem się mapą Capellini'ego (19), której podziały stratygraficzne pozostawiają do życzenia, zwłaszcza w zakresie eocenu.

Wreszcie przy opracowaniu drugiego profilu posługiwałem się państwową mapą geologiczną Włoch (23) w skali 1:100,000. Pomimo, że są to mapy nowsze od map Capellini'ego, ich

<sup>1)</sup> „Eocene e Cretaceo? (Argille galestrine, calcare albereso palombino, calcare argilloso con Fucoidi e Nemertiliti, calcare screziato, arenaria a lastre, macigno. Calcare litografico e marne rosso-brune)“.

<sup>2)</sup> L i m a n o w s k i nazywa takie utwory czapkami tektonicznymi.



podziały stratygraficzne również nie odpowiadają współczesnym wymaganiom. Naprzykład mocno wątpię, czy „arenaria superione intercalata agli scisli argillosi“, występująca na południe od Monte Monsumano jest górnym eocenem (arkusz № 105, Lucca, 23) i chętnie przypisałbym temu fliszowi wiek starszy. Znow oznaczony na zachód od Monte Ferrato (arkusz № 106, Firenze, 23) eocen (*diaspri e ftaniti a radiolarie che accopagnano le masse ofiolitiche*) jest oczywiście jurą płaszczowiny górnej. Nie oznaczyłem jej barwą szczególną na mym profilu, gdyż mieszczą się tam w zakresie skali stratygraficznej barw Lotti'ego i wszystkie skały krystaliczne płaszczowiny górnej łączę pod nazwą ofiolitów.

Pozostaje mi zrobić jeszcze kilka uwag o topografii mych profilów. Na mapach Lotti'ego (21) i Capellini'ego (20) topografia nie jest oznaczona. W tym celu posługiwałem się mapą Galli'ego i Savoc'i (22), pomagając sobie, tam gdzie było można, pozostałymi cytowanymi tu mapami. Skala wysokości jest znacznie zwiększoną względem skali długości. Musiałem się uciec do tej modyfikacji, w celach technicznych, aby uniknąć znacznego przedłużenia profilów; przy mniejszej skali wysokości, nie podobna by było uwidocznic istniejących tam szczegółów. Złą stroną tej manipulacji jest ta okoliczność, że upady wydają się znacznie większemi, niż w rzeczywistości.

Przejdę teraz do opisu mych profilów.

Zatokę Spezyi oddziela od morza półwysep, będący południowym końcem łańcucha Ligurskiego. Spada on stromemi stokami do morza po obydwu stronach. Na wybrzeżu zachodnim, w okolicy, przez którą przechodzi mój profil, występuje flisz, zapadający na wschód pod krede, ta znow upada pod jurę, a jura pod tryas. Posuwając się wzdłuż wybrzeży na północ, widzimy, że upad zmienia się na pionowy, a jeszcze dalej przechodzi w zachodni. Mamy tu skręt płaszczowiny drugiej, którego czoło zwrócone jest na zachód. Zjawisko to tłumaczy nam rysunek na fig. 1. Walec, przedstawiający czoło płaszczowiny, przecięty jest płaszczyzną ABCD, która w naszym przypadku jest powierzchnią erozyjną obniżającą się ku południowi. Widzimy że w punkcie *w* upad będzie wschodni, jak w płaszczynie naszego profilu, dalej będzie on pionowy (*p*), a jeszcze dalej zachodni (*z*).

Drugi skręt tej płaszczowiny, ale w kierunku wschodnim znajdujemy na wschodnim wybrzeżu zatoki, gdzie spoczywa on jako płat izolowany (*lambeau de recouvrement*) na tryasie płaszczowiny głębszej. Z mapy Lotti'ego możnaby wnioskować, że kreda i jura tego skrętu spoczywają normalnie na tryasie, ale w rzeczywistości nieco na południo-wschód od Lerici (116 metrów wysokości) znajduje się płat fliszu podścielający kredę i oddzielający ją od fliszu. Jura wyklinowuje się na zachodzie i widać ją tylko na wschodzie.

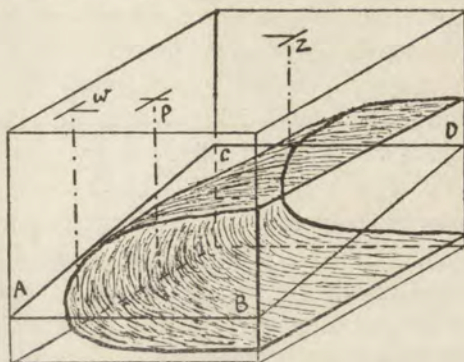


Fig. 1.

Dolina Magry zajmuje znów skręt antyklinalny płaszczowiny pierwszej i drugiej, a dalej na wschód zalegają płaty fliszu płaszczowiny trzeciej.

Dalej, w kierunku Carrary teren podnosi się, gdyż zaczyna się tu łańcuch Alp Apuańskich. Wszystkie warstwy podnoszą się i wychodzą na północo-wschód, tu bowiem znajduje się wzniesienie osiowe, które uwidocznia płaszczwinę Kalabryjską. Począwszy od płatów fliszu płaszczowiny górnej, posuwając się na wschód, widzimy najprzód flisz rozdzielający płaszczowiny trzecią i drugą (*arenaria e scisti micaceo-arenaci* Lotti'ego) potem znów flisz, pokrywający płaszczwinę drugą, reprezentowaną tu przez kredę, jurę i tryas. Ta sama serya zapada się w tym samym porządku na północo-wschód, na wschodnich stokach Alp Apuańskich.

Pod tryasem płaszczowiny środkowej spoczywa tryas i perm (a również karbon) płaszczowiny dolnej; wschodnie tej płaszczowiny tworzą jądro Alp Apuańskich i ich najwyższe szczyty. Warstwy sfałdowane są wachlarzowato, w ten sposób, że paleozoicum sfałdowane jest najwięcej, a mesozoicum stopniowo coraz mniej.

Z map istniejących nie widać, że jądro Alp Apuańskich jest oknem tektonicznym, bowiem nie uwidoczniają one wśród całej seryi stratygraficznej od eocenu do permu, ani kontaktów anormalnych, ani żadnego ogniwa młodszego dzielącego seryę pokładów.



Atoli w rzeczywistości jest inaczej: tryas płaszczowiny dolnej różni się od tryasu środkowej, a nawet oddzielony jest od niej fliszem.

Wprawdzie pokład fliszu nie jest ciągły, lecz tworzy tylko mniejsze lub większe wkładki w tryasie, ale nie ma to dla nas znaczenia, gdyż przy procesach fałdowania bardzo często pokłady ulegają zupełnemu wyciśnięciu, lub występują od czasu do czasu w postaci wkładek. Wiem od Prof. Argand'a, że widział on także wkładki fliszu w tryasie stoków północno-wschodnich Alp Apuańskich<sup>1)</sup>, a co ciekawsze, zjawisko to obserwowali geologowie włoscy, tylko oczywiście, nie pozwalając sobie na koncepcje płaszczowinowe, nie mogli zrozumieć, co robi flisz w tryasie i uznali go za pseudo-flisz, różniący się od prawdziwego, tylko bardziej wyrażoną budową łupkową, co jest przecież bardzo właściwe, jeżeli zważymy, że należy on do płaszczowiny głębszej. Lotti pisze o tem: (13, str. 20):

„L'arenaria, che il Savi chiamò *pseudomacigno*, si distingue da quella eocenica solo per essere prevalentemente scistosa. Vi si associano quasi dappertutto scisti marnosi che per alterazione divennero giallastri, allappanti. Quest' arenaria trovasi con identici caratteri sotto ai calcari retici delle Alpi Apuane nei pressi di Vagli e di Stazzema“.

Charakterystyczne, że w owym dużym dziele Lottiego o Toscanie, w opisach poszczególnych miejscowości, autor przytacza nieświadomie szereg argumentów na rzecz teorii, którą zwalcza. Opisuje on występowanie serpentynów i ofiolitów łącznie z innymi skałami mesozoicznymi, rysuje na swych lokalnych detalicznych profilach różne wkładki skalne, wspomina różne „locale inversione delle serie“ (13, str. 100), to znów rysuje często drobne, bardzo dziwne profile, które przestaną dziwić swoją oryginalnością, skoro je się zacznie interpretować, jako części płaszczowin. W innych znów miejscach, gdzie autor nie może sobie dać rady z dziwnym uławiczeniem, robi uskoki i przesunięcia. Wróć jeszcze do paru takich przykładów konkretnych.

---

<sup>1)</sup> Oprócz tej uwagi, nadmienić mi tu wypada, że śledząc przebieg niżej opisanej pracy, prof. Argand nie szczędził mi fachowych rad i uwag, tem cenniejszych, że jest on jednym z odkrywców płaszczowin w Apeninach.

Mezozoicum płaszczowiny środkowej poza Alpami Apuańskimi ukazuje się jeszcze na wschód od Castelnuovo i dalej na południowych stokach A. tre Potenze, gdzie wskutek nachylenia osiowego ku SE i lokalnego sfałdowania, tworzy okno tektoniczne. Tu również jest ona pokryta najprzód fliszem starszym (eocen-kreda) a potem młodszym, tylko eoceńskim, na którym znów w postaci płyt spoczywa flisz poprzedni, podścielający teraz płaszczowinę drugą.

Z początku, jak to widzimy po obydwu stronach Corno alle Scalle, płyty te są niewielkie, ale dalej na wschód płaszczowina druga pochyła się coraz więcej, wskutek czego, pomimo obniżenia terenu, płaszczowina górna zachowała się jeszcze dziś w postaci powłoki porozdzielanej tu i owdzie, mniejszemi (jak pomiędzy Porretta i Castiglione dei Pepoli) lub większemi, oknami tektonicznymi. Na fliszu płaszczowiny górnej spoczywają radiolaryty, ofiolity, serpentyny i inne skały tejże płaszczowiny, które uogólniłem na mym profilu w kolorze ciemno-zielonym.

Tu znów dla przykładu rozważę profil Lotti'ego (13, str. 402) przez Monte Beni<sup>1)</sup>. Niestety wykonany on został w kierunku NW—SE, t. j. wzdłuż osi płaszczowiny, a nie w kierunku jej posuwania się. Z tego powodu linie przerywane Lotti'ego skierowane ku NW, które mają oznaczać budowę dawniejszą przed denudacją, są błędne i należy je poprowadzić w kierunku przeciwnym. Profil wykonany w kierunku prostopadłym do owego (jak mój mniej więcej) może wykazać fałdy, taki zaś jak Lotti'ego daje tylko geometryczne ślady (traces) fałd. Rozważając jednak ów profil w świetle geometrii tektonicznej, widzimy, że pochylenie osiowe zachodzi tu w kierunku NW, a skały krystaliczne spoczywają na fliszu eoceńsko-kredowym i pod niego upadają, jak to uwidocznilem na moim profilu.

Płat ofiolitów oznaczony w powietrzu, na zachód od Monte Beni znajduje się nieco na północ od mojego profilu około del Voglio.

Również Bagni della Porretta leżą właściwie nieco na północ od mojego profilu w oknie tektonicznym fliszu płaszczowiny środkowej (flisz eoceński) utworzonym przez pogłębienie doliny przez

<sup>1)</sup> Na swojej mapie (21) Lotti umieszcza szczyt Monte Fredi na ofiolitach, a na jego profilu, Monte Fredi zbudowane jest z fliszu dolnego (arenaria inferiore), zaś Monte Beni ze skał krystalicznych.



ujście Maggiore do Reno. Na zachód od przejazdu kolejowego, a na południe od stacji w dużej odkrywce widać piaskowiec zawierający blaszki miki (eocen). Jest on bardzo zbity, sprasowany i zawiera wkładki czarnego łupku. Upad silny na zachód. Okno to zajmuje nie wielką przestrzeń, poczem zaczynają się łupki gliniaste i wapienne (flisz eoceński i kredowy), przez które przechodzi profil, a nieco bardziej na południe zaczyna się znów flisz (górnny eoceński), występujący na ogromnej przestrzeni, aż do przełęczy Spedaletto (932 m). W pobliżu zetknięcia z fliszem poprzednio wymienionym, jest on bardzo zgnieciony, o licznych drobnych fałdkach i zagięciach, co przypomina budowę sprasowa-

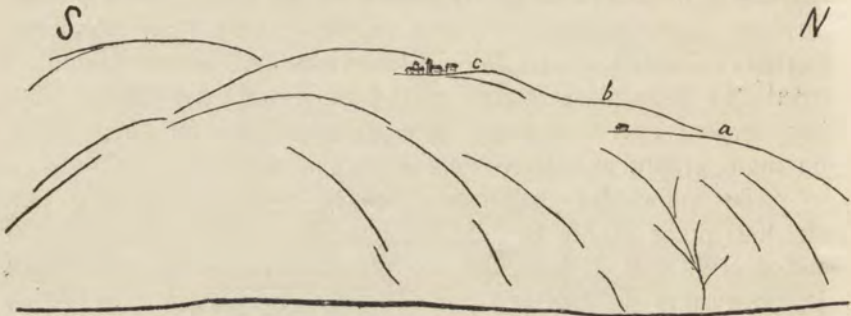


Fig. 2. Lewy stok doliny Reno pod Sambuca.

nych wapieni w Pieninach lub w innych płaszczowinach. Grubość tego fliszu jest znaczna, co obserwowałem po drodze z Porretta do Pistoii. Droga ta biegnie wzdłuż wąskiej, głęboko wciętej doliny o meandrach wgłębionych, co wskazuje na wypiętrzanie się gór jeszcze w czasach najmłodszych. Rysunek fig. 2 przedstawia nam wygląd stoku lewego tej doliny pod Sambuca. Kształty terenu są łagodne o trzech systemach tarasów (a, b, c), upad warstw bardzo silny, jak to widziałem w odkrywce zauważonej na stoku, przedstawionym na lewej stronie rysunku.

Płaszczowina górna zajmuje jeszcze, na zewnętrznej stronie pasma, szczyty działów wodnych rzek konsekwentnych, płynących w okolice Bolonii. Erozya porozcinała ją na szereg płytów z rozszaniami na nich wielokrotnie już wzmiankowanymi skałami krystalicznymi, jak tego mamy przykład na moim profilu w M-te Canida. Niżej, i bardziej ku brzegowi zewnętrznemu górotwóru, występuje już tylko flisz płaszczowiny środkowej. Jego zerodowa-

ną, obniżającą się ku NE powierzchnią, pokrywa niezgodnie neogen. Pomiędzy rzekami Idice i Silaro powłoka eocenu została zmyta i filisz płaszczowiny środkowej widoczny jest prawie aż do Bolonii. Jednak ażeby uwidocznić powłokę neogeńską przeprowadziłem od Querzeto profil po lewej stronie Idice. Widzimy na nim w głębi zrównaną płaszczowinę drugą, a na niej spoczywający miocen i pliocen. Na brzegu łańcucha apenińskiego ruchy potomne sfałdowały je, wypiętrzając w południowych okolicach Bolonii pagórki molas z gipsem, poczem pokłady neogeńskie pochylają się słabo w kierunku morza, tworząc równię nadbrzeżną pokrytą czwartorzędem w postaci glin, piaskowców, żwirów i t. p.

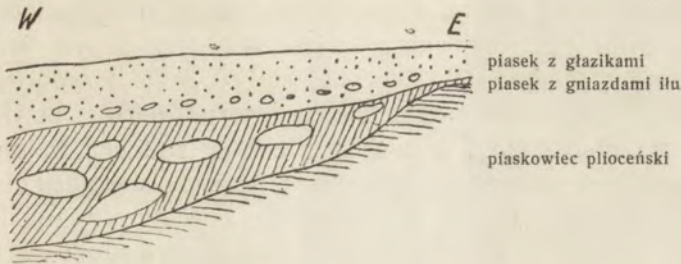


Fig. 3. Odślonięcie przy ujściu Setta do Reno na pd. od Sasso.

W obrębie omawianego profilu czwartorzęd występuje tylko na wschodzie i to nie lodowcowy, lecz w części lądowy, w części morski. Naprzykład około Sasso, na prawym brzegu Reno, pokazywany pokład grubego żwiru z piaskiem wskazuje, że są to okruchy skalne, szczątki zniszczonych Apeninów, osadzone w dolinie rzeki. Dalej na południe, przy ujściu Setta do Reno, dzięki robotom prowadzonym przy budowaniu nowej linii kolejowej (Bologna Florencia w prostej linii) pod temi samymi pokładami leżał już zwięzły piaskowiec plioceński; jeszcze dalej w tym samym kierunku widziałem odkrywkę, której szkic tu załączam (fig. 3). Na piaskowcu plioceńskim, którego poziom obniża się w stronę rzeki, spoczywa pokład piasku z gniazdami ilitu, wyklinowujący się w stronę brzegu doliny, a nad tym warstwa piasku z otoczkami grubszymi u spodu, mniejszymi i rzadszymi ku górze. Z opisu tych odślonięć wynika, że dno dolin Reno i Setta były już wypełnione, a teraz znów ulegają wtórnej denudacji. Jeżeli dodam tu jeszcze,



że widać tu wyraźnie 3 tarasy, z których niższe są strome, górny łagodny, a ponadtem wszystkim, szczyty zajmuje płaska powierzchnia zrównania, (peneplena) to widocznym się stanie, że zaszło tu odmłodnienie wskutek jakiegoś bardzo niedawnego wypiętrzenia. Rozumowanie to dotyczy całego systemu rzek konsekwentnych, płynących w kierunku Bolonii.

Drugi profil przechodzi przez okolice o odmiennej budowie. Zaczyna się również nad brzegiem morza, ale wybrzeże jest tu równią nadbrzeżną, świeżo wynurzoną. Dalej na wschód napotykamy M-te Pisano, tworzące okno tektoniczne płaszczowiny pierwszej i drugiej. Komplex utworów tu występujących jest przedłużeniem Alp Apuańskich. Jednakże przeprowadziłem swój profil nie przez środek M-te Pisano, gdzie serya stratygraficzna tych płaszczowin jest najbardziej widoczna, lecz przez jej stoki północno-zachodnie, tak iż perm i karbon M-te Pisano uwidocznił się na moim profilu tylko w postaci horstu, przykrytego osadami młodszymi. Taki wybór przekroju zrobiłem w tym celu, aby przechodził w miejscu, gdzie nawet Lotti stwierdził obecność „*faglia inversa*” (13, str. 380), a gdzie zaleganie tryasu dolnego (*scisti e arenarie del Trias*) jest doskonale widoczne na tytonie (*calcare picchiettato*). Zjawisko to nie przekonywa bynajmniej Lotti'ego o tem, że w Apeninach mamy do czynienia z płaszczowinami; uspakaja on czytelników, że takie zjawiska, nie są czemś niezwykłym, gdyż spotyka się je w Alpach. Płaszczowin w Apeninach niema, a na argumenty Termier'a dotyczące płaszczowin na Elbie (14), Lotti odpowiada, że wygląd sprasowany i soczewkowaty warstw osadzonych, niczego nie dowodzi, gdyż takim samym wyglądem oznaczają się te skały w całej Toskanie, a zresztą nie widzi potrzeby, aby zmieniać tak głęboko poglądy na tektonikę wyspy<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Oto co pisze Lotti w tej kwestyi (13, str. 387): „Il argomento non ha alcun valore probativo per l'assunto del Termier perchè la forma di tutti i terreni e' sempre lenticolare e per alcuni di essi, specialmente spettanti all'Eocene, e' accentuatissima in tutta la Toscana, come abbiamo avuto occasione di notare nella parte descrittiva di questa memoria. Per ciò che si riferisce al terzo argomento e ammesso anche che al Monte Fabbrello si tratti di sovrapposizione e non di giustaposizione, non vediamo la necessità di alterare tanto profondamente la tettonica di una regione facendo ricorso a falde che non si sa di dove sorgano e dove vadano, quando si può spiegare il fenomeno con una semplice faglia sia pure inversa“.

Bądź co bądź jednak Lotti wie o znacznej rozciągłości tego przesunięcia w kierunku NW—SE, gdyż pisze:

„Ne' questa e la sola faglia di questa parte del Monte Pisano; altra se ne avverte ad un chilometro circa di distanza lungo la strada dai Bagni di San Giuliano a Santa Maria del Giudice, dove osservasi l'apparente sovraesposizione degli scisti permiani al calcare bianco del Lias inferiore ed al calcare retico. Questa faglia si continua probabilmente, sullo stesso allineamento rettilineo lungo tutta la valle di Santa Maria e dà ragione della giusta posizione o almeno della prossimità dei terreni secondari agli strati più profondi del terreno permiano“ (13, str. 381).

Drugie okno tektoniczne płaszczowiny środkowej widać w Monte Monsummano; łączność pomiędzy temi dwoma częściami płaszczowiny przerywa rów zapadliska wypełnionego osadami pliocenu i czwartorzędu morskiego.

Na wschód od Monte Monsummano płaszczowina środkowa obniża się znacznie i dopiero, daleko poza końcem mego profilu, mesozoicum jej tworzy jeszcze okna tektoniczne.

Natomiast płaszczowina górna zachowała się tu w płatach znacznych rozmiarów, jak na przykład w Monte Calvana. Wyściela ona również dna zapadlisk, gdzie wskutek niższego położenia, mniej podlegała erozyi, a nawet zakonserwowaną została przez osady pliocenu jeziornego, jak w kotlinie florenckiej i Mugello, lub przez osady pliocenu i czwartorzędu morskiego, jak w zapadlisku pierwszym, zajęтым przez równię nadbrzeżną.

*Neuchâtel, 8 lipca 1916.*

---

## LITERATURA.

---

1. 1892. B. Lotti. Considerazioni sintetiche sulla orografia e sulla geologia della Catena Metalifera in Toscana. Bolletino R. Comitato geol. d'Italia, XXIII, p. 55 — 71.
2. 1906. M. Lugeon et E. Argand. Sur des grands phénomènes de charriage en Sicile. Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences. Paris.
3. 1906. M. Lugeon et E. Argand. Sur la grande nappe de recouvrement de la Sicile. *Ibidem*.



4. 1906. M. Lugeon et E. Argand. La racine de la nappe sicilienne et l'arc de charriage de la Calabre. *Ibidem*.
5. 1907. G. Steinmann. Alpen und Appenin. Monatsberichte d. deutsch. geol. Gesellschaft.
6. 1909. P. Termier. Sur les granites et les porphyres écrasés de l'île d'Elbe. Comptes rendus des séances de de l'Académie des Sciences.
7. 1909. P. Termier. Sur les nappes de l'île d'Elbe. *Ibidem*.
8. 1909. M. Limanowski. Sur la tectonique des Monts Péloritains. Bulletin de la Société vaudoise des Sciences Naturelles. Lausanne. № 165.
9. 1909. L. Sawicki. Podróż morfologiczna przez północne Włochy. Kosmos XXXIV. Lwów.
10. 1909. L. Sawicki. Un viaggio di studio morfologico per l'Italia Settentrionale. Rivista geografica italiana.
11. 1909. L. Sawicki. Un profilo attraverso l'Appennino Settentrionale. *Ibidem*.
12. 1909. L. Sawicki. Westkarpathen und Nordappenin-eine morphologische Parallele. Mitteilungen d. k. k. geog. Gesellschaft. Wien.
13. 1910. B. Lotti. Geologia della Toscana, con una carta geologica. Memorie descrittive della carta geologica d'Italia. Volume XIII. Roma.
14. 1910. P. Termier. Sur la tectonique de l'île d'Elbe. Bulletin de la Société géologique de France t. X.
15. 1911. E. Suess. La face de la terre, t. III, 2 p. Paris.
16. 1913. M. Limanowski. Die grosse Kalabrische Decke. Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie. Classe des sciences naturelles. Série A.
17. 1913. G. Steinmann. Über Tiefenabsätze des Oberjura im Appenin. Geologische Vereinigung in Mahrburg am 3 Mai 1913.
18. 1913. T. Taramelli. Se l'Appennino Settentrionale rappresenta in realtà un carreggiamento. Reale Istituto Lombardo di scienze e lettere. Vol. XLVI, fas. 3<sup>o</sup> Pavia.
19. 1881. G. Capellini. Carta geologica dei dintorni del golfo di Spezia e val di Magra inferiore. 2 ed. Scala 1:50.000.
20. 1881. G. Capellini. Carta geologica della provincia di Bologna. Scala 1:100.000.
21. 1910. B. Lotti. Carta geologica della Toscana. Scala 1:500.000.
22. P. Galli - M. Savoca. Italia Settentrionale. Scala 1:900.000. Milano.
23. Carta Geologica d'Italia. Scala 1:100.000. F<sup>o</sup> 104, Pisa; F<sup>o</sup> 105, Lucca; F<sup>o</sup> 106, Firenze.

Stanisław Lencewicz:

## Sezioni geologiche dell' Appennino Toscano.

Comunicazione parvenuta il 20 Novembre 1916.

Presentato da J. Lewiński.

Nel 1906 Argand et Lugon segnalavano (2, 3, 4) l'esistenza delle falde di ricoprimento nella Sicilia e in Calabria. L'anno seguente, Steinmann attribuisce alle falde di ricoprimento tutta la struttura dell' Appennino (5). Nel 1909 Termier scofre le falde nell' Elba e in Corsica (6) e Limanowski (8) completa l'opinione di Lugeon et Argand con altre osservazioni e scoferte. Queste opinioni sono ammesse dai geologi tedeschi, francesi e svizzeri, mentre in Italia, geologi come Lotti, Sacco, Stefani, s'oppongono all'introduzione della nuova tettonica: ancora nel 1913 Taramelli scrisse: „se l'Appennino Settentrionale rappresenta in realtà un carreggiamento“ (18) — esprimendosi contro l'esistenza delle falde di ricoprimento.

Gli'autori di cui sopra, si sono limitati alla pubblicazione di breve note, senza spaccati necessari per rappresentare nelle sezione la tettonica nuova. Per colmare questa laccuna intrapresi nel 1914 un escursione nell'Appennino Toscano per famigliarizharmi colla tettonica e riferirle alla teoria delle falde di ricoprimento. La guerra m'impedi di passare maggior tempo sul terreno, malgrado ciò, sono un grado di presentare le qui unite sezioni ed offrire così con contributo non indifferente alla tettonica dell'Appennino, poichè sono le prime sezioni che rappresentano le falde di ricoprimento.

Si distinguono tre falde di ricoprimento sovrapposte. La più profonda<sup>1)</sup> occupa la Calabria e la Sicilia orientale. Discende

<sup>1)</sup> Col termine inferiore, media, superiore, intendiamo la posizione tettonica e non topografica.



verso nord e verso est sotto la falda detta di Sicilia. Questa occupa la maggior parte della Sicilia e della Penisola, sino in Toscana dove si sprofonda sotto la falda superiore detta Ofiolitica.

Tale distribuzione delle falde mostra che il loro asse discende dalla Calabria verso ovest e NW, perciò in quest'ultima direzione vediamo apparire delle falde nuove sovrapposte a quella profonda. Nell'Appennino Settentrionale abbiamo di nuovo sollevamento d'osse, poichè la falda inferiore e' visibile nelle Alpi Apuane in Liguria dove forma finestre tettoniche. La falda media e' più visibile in questo finestre, ciò chè rappresento nelle mie sezioni. A parte questo appare ancora in qualche punto dell'Appennino Settentrionale.

Le falde Appennine si distinguono da quelle delle Alpi e e' forse la causa per cui gl'italiani non ne riconoscono l'esistenza. Non troviamo, come nelle Alpi, pieghi regolari cornati e carreggiati lontano, colla loro struttura classica delle falde di ricoprimento, con fianco normale, roversciato e colla cerniera frontale; essi richiamano piuttosto le falde Austro-Alpine. Comprendono e più stesso solo il fianco normale, sono staciati dalle loro radici e carreggiati sotto forma di lembi di ricoprimento, di grandi scaglie chiamate da S u e s s „phacoïdes“. Sono dunque falde di 2° genere. Tale struttura dimostra che il movimento non ebbe luogo in profondità, dove la massa e' plastica, perciò invece di formarsi pieghi normali e pieghi furono rotti e spaccati durante il carreggiamento.

Passano ora alla stratigrafia.

I geologi italiani nelle loro descrizioni e sulle loro carte non si occupano della tettonica nelle loro serie stratigraphiche. Passendo da un altro punto di vista, non separano certi livelli stratigraphici o certe rocce come e' necessario per la tettonica delle falde, perciò tutta la stratigrafia appennina e' de rifare, come pure molte carte geologiche. E'evidente che non pretendo di accingermi a questo lavoro vastissimo; m'accontento di dar un idea generale della stratigrafia delle falde particolari. Per facilitare l'esa-

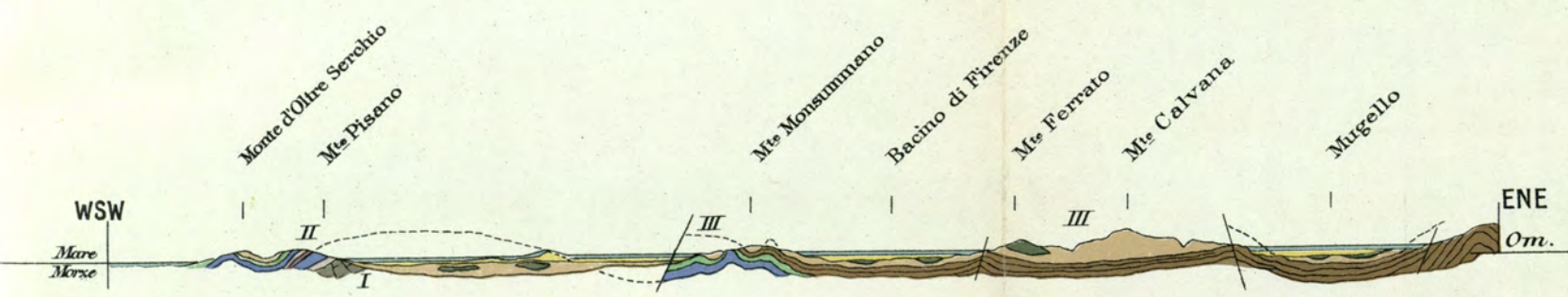
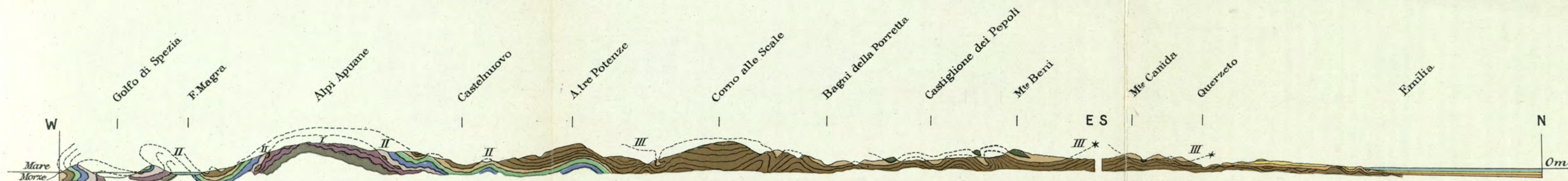


PROFILE GEOLOGICZNE  
PRZEZ  
**APENIN TOSKAŃSKI**  
WYKONAŁ  
STANISŁAW LENCEWICZ

Skala długości 1:500000

SEZIONI GEOLOGICHE  
DELL'  
**APPENNINO TOSCANO**  
PER  
STANISŁAW LENCEWICZ

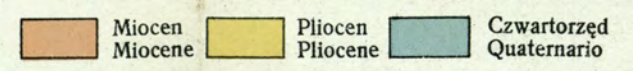
Scala delle lunghezze 1:500000



PŁASZCZOWINY:  
FALDE DI RICOPRIMENTO:

	dolna inferiore I	środkowa media II	górną superiore III		
Eocen Eocene				Piaskowce i łupki piaskowcowo-mikowe	Arenaria e scisti micaceo-arenacei
Kreda Cretaceo				Wapienie margliste i łupki gliniaste	Calcarei marnosi e scisti argillosi
				Łupki gliniaste senońskie i wapienie neokomskie z solą	Scisti argillosi senoniani e calcari con selce neocomiani
				Skały ofiolityczne	Rocce ofiolitiche
Jura Giura				Łupki z <i>Posidonomya Bronni</i> liasu gór. Wapienie liasu środkowego i dolnego	Scisti a <i>Posidonomya Bronni</i> del Lias sup. Calcari del Lias medio e del Lias inf.
Tryas Trias				Wapienie retyckie zwarte i gąbczaste	Calcari compatti e cavernosi retici
				Łupki lśniące, marmury i piaskowce tryasu górnego i środkowego	Scisti varicolori, marmi e grezzoni del Trias sup. e medio
Perm Permiano				Łupki, kwarcyty i konglomeraty kwarcytowe, zw. <i>Verrucano</i> .	Scisti, quarziti e conglomerati quarzosi de Verrucano.

POKŁADY AUTOCHTONICZNE:  
SERIE DEI TERRENI AUTOCTONI:





me dei mihi spaccati ho conservato la legenda della carta del Lotti (21) cogli medesimi colori. Coi criteri della tettonica moderna si avrebbe dovuto disegnare con un'altra tinta, il Trias delle falde II-a pretesi distinguere da quello della I-a. Soltanto il flysch superiore (arenaria inferiore del Lotti) e' commune alle due falde poichè e' l'Eocene che separa la II-a della III-a perchè appartiene ad ambidue. Il flysch inferiore ricopre queste due falde. Lotti nelle legenda della sua carta lo pone sotto il precedente chiamandolo arenaria superiore, perchè formando la massa principale della falda superiora e' posto sopra il precedente. E' però più vecchio del precedente poichè non abbraccia solo l'Eocene ma anche in parte il Cretaceo e la sua posizione attuale e dovuto al carreggiamento.

Ecco la serie stratigraphica appennina:

#### I. Falda di Calabria (inferiore).

[I scisti cristallini i micascisti, i graniti, i conglomerati senza fossile. La serie bassa mancano in Toscana] <sup>1)</sup>.

Carbonifero e permiano (Le Alpi Apuane); composte nel Monte Pisano di scisti et conglomerati quarziferi detti *Verrucano*.

Trias inferiore a facies germanica.

Trias medio e superiore a facies dei scisti levigati.

Reziano con calcare ad *Avicula contorta*.

In certi luoghi v' e' il flysch (macigno, albarese).

#### II. Falda di Sicilia (media).

[Permiano].

Trias inferiore a facies alpina.

Trias medio e superiore: calcare dolomitico. Pietre verdi.

Lias — calcare a noduli.

Dogger — scisti, calcare.

---

<sup>1)</sup> La serie fra parentesi [ ] non esiste in Toscana.

Tyton — marna.

Cretaceo inferiore — marna.

Cretaceo medio — Eocene: macigno, albarese.

### III. Falda ofiolitica (superiore).

[Granito rosso in lame di carreggiamento nell'Elba].

Trias — Gabbro, Pietre verdi, Ofiolite. Questi ultime sono mesozoiche, occupano in stratigrafia il posto del Trias; non si può dire certamente che siano triasiche.

Giurese — Radiolariti.

Cretaceo — Oligocene. Serie comprensiva: arenarie, argille scagliose etc.

Ho dovuto basarmi sulla carta del Lotti (21) per avere contatti e gl' affioramenti. Lotti ha lavorato a lungo in Toscana e la conosce perfettamente onde non me' rimaneva che d'esaminare la sua carta del punto di vista della tettonica del carreggiamento. Sportunatamente in molti casi i metodi stratigrafici italiani sono, come dissi, insufficienti.

La semplice serie Lotti la suddivisi in tre, dalle falde corrispondenti, lasciando le leggenda dell' autore a destro e aggiungendo a sinistra la nuova interpretazione (vedi sezioni unite).

La prima sezione passa obliquamente a traverso la catena dell'Appennino e non volevo farla troppo lungo la dirigo delle vicinanze di Firenzuola verso nord presso Bologna. Il prolungamento mostra gli stessi fenomeni, per cui esso serve a darmi idea della struttura della catena fra il Tirreno e il'Adriatico. Questa parte della sezione dovetti farla basandomi sulla carta dell' Capellini (20) con riduzione e refacendo la stratigrafia poichè la carta e' molto vecchia. Le argille scagliose le considero come falda II e i depositi considerati da Capellini come „eocene-cretaceo?“, li considero come equivalenti ai miei depositi nella stessa epoca<sup>1</sup>). Formano i lembi riposanti sulle argille scagliose,

---

<sup>1</sup>) „Eocene e Cretaceo? (Argille galestrine, calcare albereso palombino, calcare argilloso con Fucoidi e Nemertiliti, calcare screziato, arenaria a lastre, macigno. Calcare litografico e marne rosso-brune“).



visibili p. es. sulla spartiaque tra Idice e Sillaro. Con questi depositi appaiono le ofioliti serpentinose, gabbro e altre rocce della falda III.

Nelle vicinanze di Spezia ho utilizzato la carta del Capellini (19) la cui serie stratigrafica lascia a desiderare soprattutto per l'Eocene. Per la falda II-a ho utilizzato la Carta geologica d'Italia al 1:100.000 (23). Malgrado più recente di quella di Capellini, non corrisponde per la stratigrafia alle esigenze attuali. Per es. si deve malfidare se „l'arenaria superiore intercalata agli scisti argillosi“ del Monte Monsumano e' Eocene superiore o più antica (F° 105, Lucca, 23). D'altro conto „l'eocene“ giacente a W del Monte Ferrato [diaspri e ftaniti a radiolarie che accompagnano le masse ofiolitiche (23) F° 106, Firenze] è certo Giurese della falda superiore (17). Non lo notai nello spaciato per conservare la leggenda Lotti e comprendo sotto il nome di ofioliti tutte le rocce cristalline della falda superiore. Accorra aggiungere ancora qualche parola sulla topografia delle mie sezioni. Sulla carta Lotti (21) e Capellini (20) la topografia non e' disegnata. Utilizai a tel scopo la carta Galli e Savoca (22). La scala e' molto esagerata per le altezze in confronto colle lunghezze. Ho dovuto esagerare le altezze per non prolungare le sezioni e per riprodurre meglio i dettagli. Solo inconveniente e' nel fatto che appaiono esagerate le inclinazioni degli stratti.

Passiamo ora alla descrizione delle mie sezioni.

Sulla parte occidentale della penisola di Spezia si trova l'eocene. Si inclina verso E sotto il Cretaceo, ebbene passa la sezione il quale e sua volta s'inclina sotto il Giurese e questo sotto il Trias nella stessa direzione. Seguendo la carta però verso N li accorgiamo che l'inclinazione cambia. Durene anzitutto verticale, poi passa verso W. E' un piego rovesciato della seconda falda poichè la sua testa e' volta a W. La figura 1 (vedi pag. 645) spiega il fenomeno. Essa rappresenta un'intersezione d'un cilindro (chiesi può considerare come la testa del piego) con una superficie ABCD.

Questa superficie e' nel caso nostro la superficie topografica che s'abbassa verso S. Vediamo che nel punto  $w$  l'inclinazione sara' orientale, come sul piano della nostra sezione; più lontano verticale ( $p$ ), e più lontano ancora — occidentale ( $z$ ).

Il secundo piego della stessa falda, un stavolta orientato a E, si vede sulla costa orientale del Golfo di Spezia dove riposa in lembi di ricoprimento sul Trias della falda più profonda. Dalla carta Lotti (21) si potrebbe supporre de il Cretaceo e il Giurese di questo piego, riposano normalmente sul Trias, ma in realtà non e' il caso, poichè a SE di Lerici (110 m. alt.) v'è uno strato di Eocene che giace sotto il Cretaceo separandolo dal Trias. Il Giurese laminato qui si ritrova a E. (La scala delle mie sezioni non mi ha permesso di rappresentare questo Eocene in modo distinto).

Le val Magra e' scolpita nel piego della falda I-a e II-a, più ad E vi sono dei lembi della falda III-a.

Avvicinandoli verso le Alpi Apuane si vedono degli strati dirette verso N e si vede anzitutto l'eocene (arenaria e scisti micaceo-arenacei di Lotti), che separa la falda III-a della II-a, poi l'eocene si copertura della II-a, rappresentato qui dal Cretaceo, dal Giurese e dal Trias.

Questa stessa serie s'abassa nello stesso ordine verso NE sul versante orientale delle Alpi Apuane. Sotto il Trias della falda media, giace il Trias e il Permiano (col Carbonifero) della falda inferiore (di Calabria) e suoi affioramenti formano il centro delle Alpi Apuane. Sulle carte non si vedono che i nucleo delle Alpi Apuane sono finestra tettoniche, perchè nelle loro serie stratigrafiche dell' Eocene al Permiano non presentano ne' contatti anormali; ne livello stratigrafico più recente, che separi la serie degli strati. Ma in realtà non e' il caso, poichè il Trias della falda II-a e' separato da quello della I-a dal l'Eocene. E' vero che non forma che intercalazioni nel Trias però ciò non ha importanza, poichè si sa che durante il piegamento intenso gli strati si laminano ed appaiono solo intercalate di tempo in tempo. Il prof.



Argand a viste tali intercalazioni di Eocene nel Trias dai versanti nord-orientali delle Alpi Apuane<sup>1)</sup>. Questo fenomeno e' pure conosciuto dai geologi italiani, soltanto senza l'idea delle falde di ricoprimento, non potevano spiegare le ragioni dell' esistenza del macigno nel Trias e lo chiamavano pseudomacigno. Ecco cio che scrive Lotti a tale riguardi: „L'arenaria, che il Savi chiamo *pseudomacigno*, si distingue da quella eocenica solo per essere prevalentemente scistosa. Vi si associano quasi dappertutto scisti marnosi che per alterazione divennero gialastri, allappante. Quest' arenaria trovasi con identici caratteri sotto ai calcari retici delle Alpi Apuane nei pressi di Vogli e di Stazzena“ (13, pag. 20). E' importante rilevare che Lotti senzavolerlo nelle sue descrizioni fornisce molti dati in favore alle falde di ricoprimento. Descrive l'affioramento delle serpentine e delle ofioliti legati alle rocce mesozoiche, disegna sulle sezioni di dettaglio, le diverse intercalazioni, le inversione locale della serie, appure disegna delle sezioni da spiegarsi colla teoria delle falde di ricoprimento. Retornero con esempi concreti di questo genere.

Il mesozoico della falda media al infuori delle Alpi Apuane appare ad est di Castelnuovo e ancora piu lungi dove forma finestra tettoniche. In generale nella meta orientale della mia sezione la falda media ed e' coperta della falda III-a, che esiste come lembo di ricoprimento, mentre la falda media appare in finestra tettonica. Sull' Eocene della falda III-a posano le radiolariti, le ofioliti, le serpentine e le altre rocce della stessa falda che ho generalizzato sulla mia sezione col color verde cupo. A titolo d'esempio considero la sezione Lotti a traverso il M-te Beni (13, p. 402)<sup>2)</sup>. Questo profilo e' diretto NW — SE, cioe segue

---

<sup>1)</sup> Devo al Signor prof. E. Argand un sincero ringraziamento per i preziosi consigli che m' a dato durante lo studio delle mie sezioni. Altrettanto piu preziosi poiche si tratta di consigli date da uno scopitore delle falde appennine.

<sup>2)</sup> Sulla carta Egli marca sul M-te Fredi delle ofioliti, sul' suoi profili lo stesso monte e' formato d'arenaria inferiore e il M-te Beni e' cristallino.

l'asse del piego. Per conseguenza le linee puntaggiate del Lotti che avrebbero dovuto rappresentare la struttura prima del denudamento, non sono giuste, occorre tracciarle in direzione opposta. La sezione eseguita perpendicolarmente ad essa (come mia) può rappresentare dei pieghi, quelle del Lotti non dà che tracce di pieghi. Esaminando per questa sezione coi criteri geometrici della tettonica ci raccorgiamo che la discesa assiale va a NW, e le rocce cristalline riposano sull'arenaria e s'inclinano sotto di esse arenarie, si vede anche sulla mia sezione.

Il lembo delle ofioliti marcato in aria nella mia sezione, ad ovest del M-te Beni e' posto a N del mio profilo presso Voglio.

Così pure Bagni della Poretta sono posti un pò a nord della mia sezione, sulla finestra tettonica della falda media, formata dallo approfondamento delle valli dovuto alla confluenza del Reno e del Maggiore.

A nord della stazione e a destro della via ferrata v' e' un affioramento di scisti micaceo-arenacei. E' compatto, schiacciato e contiene delle intrusioni di scisti neri. Questa finestra non occupa una grande estensione poi se cominciano i calcari marnosi e i scisti argillosi (Eocene inf. + Cretaceo) attraverso e quali passa lo spacciato; un pò più a sud ricomincia lo stesso Eocene che appare nella finestra della Porretta e occupa una grande estensione sino al passo del Spedaletto. Al contatto del deposito precedente e molto compresso, con molti pieghi che richiamano la struttura classica delle falde. Lo spessore e grande ciò che osservai sulla strada Porretta — Pistoia, la quale passa in una valle stretta a meandri incassati ciò che dimostra il sollevamento recente della regione. La fig. 2 (v. testo polacco p. 648) mostra l'aspetto del versante sinistra di questa valle presso Sambuca. La fisionomia non è smossa, ha tre sistemi di terrazze (a, b, c).

La falda superiore occupa ancora lo spartiacque tra i torrenti conseguenti che scendono dai versanti esterni degli Appennini presso Bologna. E' intagliata nei lembi di ricoprimento, sui quali conserva le rocce cristalline, come si vede sul profilo del M-te Canida.



Più in basso e vicino al margine esterno della catena non v'è che l'Eocene della falda II-a. La superficie è erosa e s'abbassa verso NE, coperta dal Neogene di transgressione. Sui torrenti Idice e Silaro, l'Eocene della falda II-a è visibile quasi si come a Bologna. Però per porre in evidenza la coperta neogene, ho fatto passare la sezione di Querzeto per il versante sinistro di Idice. Si vede la falda II-a erose e sopra il Miocene e il Pliocene. Al margine della catena dell'Appennino i movimenti postumi hanno piegato il Neogene; a questa dovrete le colline di mollasse e di gesso ne' pressi sud di Bologna. Più lunghi le strati del Neogene si abbassano dolcemente sotto il livello del mare formando la costa ricoperta di Quaternario. Nella regione del mio profilo, non vi è che Quaternario continentale. Ad es. presso Sasso sul margine destra di Reno un deposito di ghiaia e sabbia testimonia che trattasi di resti dell'Appennino depositi nella valle. Più lontano, grazie ai lavori di costruzione della nuova ferrovia ho visto la sezione della figura 3 (p. 649). La superficie del arenario s'abbassa al Reno; sopra giace uno strato di sabbia, con lenti di limo, sopra ancora uno strato di sabbia con ghiaia sempre più rara in alto. Questi esempi mostrano che le valli di Reno e di Setta erano già colme d'alluvioni i attualmente subiscono una nuova denudazione. Aggiungo che osservai tre sistemi di terrazze, le inferiori este più dolci le superiori.

S'è dunque prodotto un ringiovanimento dovuto ad un sollevamento recente. Questo si riferisce a tutti torrenti conseguenti che si dirigono verso Bologna.

\* \* \*

La seconda sezione attraversa una struttura diversa. Essa incomincia in un piano della costa recentemente sollevata. In continuazione delle Alpi Apuane, M-te Pisano presenta nuova finestra tettonica delle falda I-a e II-a. Non ho però fatto passare il profilo nel centro, ma nel versante NW, per ciò il Permiano e il

Carbonifero del M-te Pisano non si vedono che come „horst“ coperto di depositi recenti. Ho fatto passare precisamente lo spaccato dove Lotti constatò una „faglia inversa“ (13 p. 380) e dove la sovrapposizione da scisti e arenarie del Trias inf. e' visibile sul calcare picchiettato del Tithoniano. Sopra pagina 381 Lotti scrive (13):

„Ne' questa e la sola faglia di questa parte del Monte Pisano; altra se ne avverte ad un chilometro circa di distanza lungo la strada dai Bagni di San Giuliano a Santa Maria del Giudice, dove osservasi l'apparente sovraoposizione degli scisti permiani al calcare bianco del Lias inferiore ed al calcare retico. Questa faglia si continua probabilmente, sullo stesso allineamento rettilineo lungo tutta la valle di Santa Maria e da ragione della giustaoposizione o almeno della prossimità dei terreni secondari agli strati più profondi del terreno permiano“ (13, str. 381).

Ciò però non basta a convincere Lotti sull'esistenza della falda di ricoprimento in Toscana.

La seconda finestra tettonica della falda media vedesi a M-te Monsummano. La continuazione fra queste due parti delle falde e' fogliata dai depositi di Pliocene e di Quaternario marino. Ad E la falda media s'abbassa sensibilmente e non rete si vede nelle mie sezione che sotto forme di finestra tettonica. La falda III-a invece s' e' conservata ampiamente come ad es. a M-te Calvana. Forma pure il fondo di depressione subendo meno l'erosione poichè e' bassa e protetta da depositi di Pliocene lacustre come nel bacino di Mugello e Firenze; appare dai depositi di Pliocene e di Quaternario marino come nel piano delle costa.

*Neuchâtel, 8 luglio 1916.*



3. Benjamin Gelbfisz:

### Przypadek mięśnia lędźwiowego dodatkowego (*m. psoas accessorius*)

z oddzielnym ścięgnem przyczepu do dodatkowego wyrostka kostnego kości udowej.

Komunikat zgłoszony dnia 20 Maja 1917 r.

Przedstawił E. Loth.

(Z Zakładu Anatomii Uniw. Warsz.).

Mięsień lędźwiowy dodatkowy *m. psoas accessorius* został opisany przez Reid'a i Taylor'a (cyt. przez Le Double'a), którzy nazwali w ten sposób pęczek włókien mięsnych, położonych na zewnątrz od mięśnia lędźwiowego wielkiego (*m. psoas major*) i oddzielonych od ostatniego przez splot lędźwiowy (*plexus lumbalis*) lub nerw udowy (*n. femoralis*). O mięśniu lędźwiowym dodatkowym wspomina również Meckel (1816 r. str. 554), zaznaczając, że przyczepia się on do krętarza mniejszego (*trochanter minor*), albo zlewa się ze ścięgnem przyczepu mięśnia lędźwiowego wielkiego.

W moim przypadku, zaobserwowanym na zwłokach ♂ 1917 r. w Prosekt. Warsz. zauważyłem z prawej strony mięsień lędźwiowy dodatkowy, który posiadał odrębne ścięgno, przyczepiające się do specjalnego guzka kostnego kości udowej. Jest to, o ile zdołałem przejrzeć odnośną literaturę, typ mięśnia lędźwiowego dodatkowego dotychczas nieopisany. Mięsień ten rozpoczynał się od II, III i IV poprzecznych wyrostków lędźwiowych (*processus costarii vert. lumb.*). M. lędźwiowy wielki, zrastając się z m. biodrowym (*m. iliacus*), tworzy od tyłu rynienkę, w której przebiega m. lędźwiowy dodatkowy. Największa długość brzusca wynosiła 18,5 cm.

Brzusiec przechodzi w ścięgno o szerokości 3 mm, które przyczepia się do ostrego wyrostka kostnego, znajdującego się na zewnątrz i ku przodowi od krętarza mniejszego. Długość ścięgna przyczepu — 6,1 cm. Od ścięgna przyczepu m. lędźwiowego wielkiego biegnie ścięgniste zespolenie do ścięgna m. lędźwiowego dodatkowego. (Rys. I).

W celu dokładnego zbadania niezwykłego guzka przyczepu

poddano kość maceracyi. Okazało się, że wyżej wspomniany wyrostek kostny jest potężnym kolcem, którego podstawa znajduje się na grzebieniu kostnym, idącym od dolnego (dystalnego) biegu krętarza mniejszego wdół w kierunku wargi dośrodkowej linii chropawej kości udowej (*labium mediale lineae asperae femoris*). Ztąd kolec ten, przypominający nam formą swą korzeń kła, skręca ku przodowi i ku górze w kierunku przyśrodkowym. (Rys. II, III). Do wierzchołka tego kolca przyczepiało się ścięgno wspomnianego mięśnia lędźwiowego dodatkowego, promieniując na cały wyrostek. Ten ostatni składał się na powierzchni swej z istoty kostnej zbitej (*substantia compacta*), wewnątrz zaś z istoty gąbczastej (*substantia spongiosa*).

Liczne zmiany na powierzchni kości udowej, które widzimy na fig. II, nasuwają przypuszczenie, że i nasz kolec kostny zaliczyć należy do patologicznych wyrostków (*exostosis*).

Payr (1910 r. str. 408) wspomina, że w miejscach przyczepów mięśni i ścięgien na górnym odcinku wewnętrznej strony kości udowej zachodzić mogą wyrostki kostne kształtu liściastego, grzebieniastego lub rylcowatego. Stanowią one niejako dalszy ciąg ścięgien przyczepiających się do nich mięśni, co ma miejsce i w moim przypadku. Jednakowoż zauważyć należy, że Schwegel [cyt. przez W. Krause'go (1909 r.)] widział analogiczny wyrostek kostny na linii międzykrętarzowej kości udowej („*tuberculum lineae intertrochantericae anterioris*“) w miejscu przyczepu więzadła biodrowo-udowego (*lig. iliofemorale*) i opisał go, jako zwykłą odmianę kości udowej.

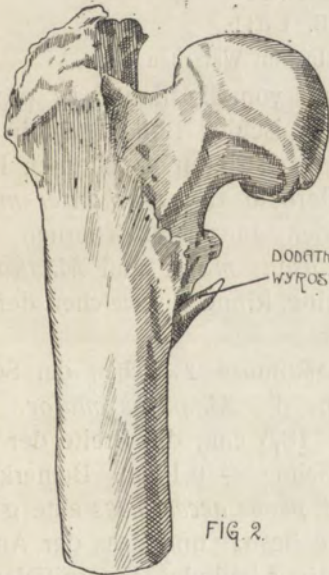
Co się tyczy opisanego mięśnia lędźwiowego dodatkowego, to coś analogicznego znajdujemy w świecie zwierzęcym. Mianowicie, jak podają cytowani przez Le Double'a (1897 str. 328) Meckel i Maisonneuve, u *Loris* i u *Muridae* istnieje podział m. lędźwiowego na dwa mięśnie odrębne.

Reasumując, widzimy, że morfologiczna odmiana mięśnia lędźwiowego dodatkowego z charakterystycznym odrębnym ścięgnem przyczepu i ze specjalnym wyrostkiem kostnym, jako miejscem tego przyczepu pod krętarzem mniejszym jest bardzo ciekawa ze względu na to, że dotąd przez nikogo opisaną nie była.





FIG. 1.



Co zaś dotyczy kolca kostnego, to uważam go za wynik procesu fizyologiczno-patologicznego, — za wyrostek pochodzenia okostnego.

Pozwolę sobie w tym miejscu podziękować Prof. Dr. E. Lothowi za udzielenie mi materyału i wskazówek. Kol. Grochowskiemu dziękuję za artystyczne wykonanie rysunków.

---

## PIŚMIENICTWO.

---

Le Double A. F. Traité des variations du système musculaire de l'homme. Paris 1897.

Meckel Johann Friedrich. Handbuch der menschlichen Anatomie Halle 1816.

Payr. Lehrbuch der Chirurgie. Prof. Wullstein und Prof. Willms. Jena 1910.

Schwegel cyt. Krause W. Skelet der oberen und unteren Extremität Jena 1909. Handbuch der Anatomie des Menschen, herausgegeben von Prof. Bardeleben.

---

Benjamin Gelbfisz:

ZUSAMMENFASSUNG.

### **M. psoas accessorius**

mit einer selbständigen Ansatzsehne am ungewöhnlichen

Fortsatz des Oberschenkels.

Angemeldet am 20.V 1917.

Vorgelegt von E. Loth.

Aus dem Anatomischen Institut Warschau.

*M. psoas accessorius* entspringt vom II, III und IV processus costarii der Lendenwirbel. Der fleischige Bauch geht in eine lange Sehne über, die an einen griffelartigen knöchernen Fortsatz inseriert, dessen Basis sich unterhalb des *Trochanter minor* befindet. Die Sehne strahlt auf den ganzen knöchernen Vorsprung aus. Die Bäuche des *M. psoas major* und *M. iliacus*, verschmelzend von hinten, bilden eine Rinne, in welcher der *M. psoas accessorius* seine Lage findet.

Es besteht eine sehnige Anastomose zwischen der Sehne des *M. psoas accessorius* und Sehne des *M. psoas major*. Die Länge des Muskelbauches beträgt 18,5 cm., die Breite der Ansatzsehne — 3 mm. Länge der Sehne — 6,1 cm. Bemerkenswert ist, dass in diesem Fall der *M. psoas accessorius* eine ganz selbstständige Ansatzsehne besitzt und dass der Ansatz sich unterhalb des *Trochanter minor* befindet. Der griffelartige knöcherne Vorsprung stellt eine kontinuierliche periostale Exostose dar. Diese Form des *M. psoas accessorius* ist bis jetzt noch nicht beschrieben worden.

---



4. M. Bussel:

## Mięsień napinający torebkę stawową kolana tylny.

(*m. tensor capsulae articularis genu posterior*).

Komunikat zgłoszony dn. 20 Maja 1917 r.

Przedstawił E. Loth.

(Z Zakładu Anatomii Uniwersytetu Warszawskiego).

W styczniu roku bieżącego zauważyłem mięsień, w zagłębieniu podkolanowym na lewej kończynie dolnej mężczyzny, stanowiący rzadką odmianę. Rozpoczął się on na bliższej proksymalnej części kłykcia bocznego uda, obok i nieco powyżej, początku mięśnia podeszwowego (*m. plantaris*), tworząc jakdyby jeden mięsień o szerokości 3,7 cm. Długość wspólnego przebiegu wynosiła 2,2 cm. Poczem mięsień ten oddzielał się od mięśnia podeszwowego (*m. plantaris*) i biegł w kierunku przyśrodkowym, tworząc brzusiec mięsny o typie pierzastym (*bipennatus*). Brzusiec ten dalej przechodził w ścięgniście pasemko, od którego rozpoczynały się włókienka mięsne, które biegły skośnie do osi stawu kolanowego. Średnia część mięśnia całkowicie samodzielna miała długość 2,3 cm. i była zupełnie przykryta przez obydwie głowy mięśnia dwubrzuścowego łydki (*m. gastrocnemius*). Ścięgno tej odmiany rozszerzało się (patrz ryc.) i wachlarzowato promieniowało w kierunku kłykcia środkowego uda ku górze; ku dołowi zaś — w kierunku ścięgna mięśnia półbłoniastego (*m. semimembranosus*) i razem z tym ostatnim podążało do brzegu panewkowego kości goleniowej (*margo infraglenoidalis tibiae*). Odległość od przyczepu mięśnia do dolnej powierzchni kłykcia środkowego wynosiła 1,5 cm.

Pomiary mięśnia były następujące:

Największa długość brzuśca mięsnego — . . . . .	3,3 cm.
„ szerokość jego przy przejściu w ścięgno	0,8 „
„ długość ścięgna przyczepu . . . . .	3,8 „
„ szerokość „ „ . . . . .	1,6 „
Odległość pomiędzy guzami ponadkłykciowymi kości udowej wynosiła . . . . .	7,8 „

Zastanawiając się teraz nad początkiem mięśnia, nad jego przebiegiem, który odpowiada kierunkowi więzadła podkolanowego skośnego (*ligamentum popliteum obliquum*) i nad przyczepem do torebki stawowej kolana, można łatwo zrozumieć i funkcję jego. Położenie na tylnej powierzchni torebki stawowej kolana i anatomiczny związek z mięśniem podszwowym (*m. plantaris*) i m. półbłoniastym (*m. semimembranosus*) wskazują oczywiście na udział jego w napinaniu tej torebki. Wobec tego nazwałbym tą odmianę: mięsień napinający torebkę stawową kolana tylny (*m. tensor capsulae articularis genu posterior*) w odróżnieniu od mięśnia stawowego kolana (*m. articularis genu*), który Le Double określa jako *m. tensor capsulae articularis genu anterior* tej torebki.

Przeglądając literaturę, znalazłem u Frohse'go F. i Fraenkla M. (1908, str. 564) wzmiankę o cienkim ścięgnię szerokości 3 mm., które było bliższym, proksymalnym rozgałęzieniem m. podszwowego (*m. plantaris*) i przechodziło w więzadło podkolanowe skośne (*lig. popliteum obliquum*). Frohse F. i Fraenkel M. te odgałęzienie nazywają *caput accessorium popliteum m. semimembranosi*. Henle J. (1871, str. 310) zaś opisuje mięsień podkolanowy mniejszy (*m. popliteus minor*), podobny co do przebiegu do naszego. U innych autorów żadnej wzmianki o powyższym mięśniu nie znalazłem. Jest to więc niewątpliwie zjawisko rzadkie, które z tego względu zasługiwało na odnotowanie.

Za łaskawe kierownictwo przy opracowaniu tej rzadkiej odmiany dziękuję Pr. Dr. E. Lothowi, za wykonanie rysunku D-rowej Ryłkowej.

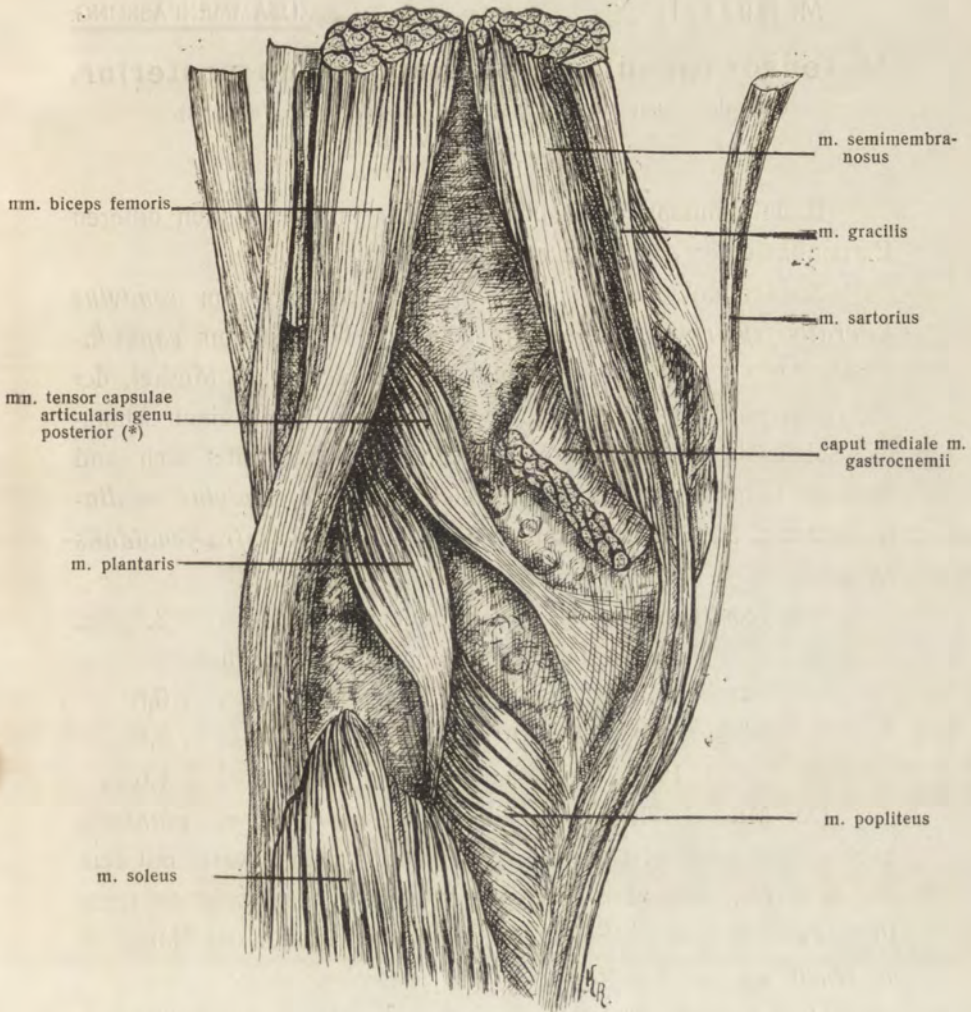
---

## SPIS LITERATURY.

---

1. Fraenkel M. und Frohse F. „Muskeln des menschlichen Beines“ 1908. (Bardeleben's — Handbuch der Anatomie des Menschen).
  2. Henle J. „Systematische Anatomie“, I B., III Abt., 1871.
  3. Le Double. *Traité des Variations du système musculaire de l'homme*. 1897. Paris.
-





M. tensor capsulae articularis genu posterior. (\*)

Staw kolanowy od tyłu. — Połe podkolanowe. — Mięsień dwubrzuściowy łydki zdjęty — pozostawiono tylko początek głowy przyśrodkowej.

M. Bussel:

ZUSAMMENFASSUNG.

**M. tensor capsulae articularis Genu posterior.**

(Aus dem Anatomischen Institut der Universität Warschau).

Angemeldet am 20.V 1917.

Vorgelegt vom E. Loth.

Ende Januar 1917 bemerkte ich an der linken unteren Extremität einer ♂ Leiche eine interessante Varietät.

Zusammen mit dem *m. plantaris* entspringt vom *condylus lateralis femoris*, proximalwärts von ihm, bedeckt vom *caput laterale* des *m. gastrocnemius*, ein dünner schlanker Muskel, der die *fossa poplitea* überkreuzt und in ihrer Mitte in einen schmalen Sehnenstreifen übergeht. Die Endsehne verbreitet sich und inseriert fächerförmig auf der distalen Seite des *condylus medialis femoris*, der Kniegelenkkapsel und dem *margo infraglenoidalis tibiae*.

Die grösste Länge des Muskelbauches betrifft . . .	3,3 cm.
„ „ Breite beim Übergange in den Sehnenstreifen . . . . .	0,8 „
„ grösste Länge der Ansatzsehne . . . . .	3,8 „
ihr „ Breite ist gleich . . . . .	1,6 „

Der Muskel dürfte kaum die Aufgabe eines *m. plantaris* haben. Sein anatomischer Zusammenhang proximalwärts mit dem *m. plantaris*, distalwärts mit der Kniegelenkkapsel, zeigt auf seine Funktion als hinterer Spanner der letzteren, daher der Name — *m. tensor capsulae articularis genu posterior*.

In der Literatur fand ich nichts derartiges; am ähnlichsten wäre die Beschreibung des *m. popliteus minor* von Henle J. (1871, S. 310). Jedenfalls handelt es sich um eine seltene Varietät, weshalb ich es für wertvoll gehalten habe dieselbe hier anzuführen.

Das Präparat befindet sich in der anatomischen Sammlung der Warschauer Universität.



5. H. Müntz:

## O rozwiązywaniu wyrażnem równań algebraicznych.

Komunikat zgłoszony dn. 15 Kwietnia 1917 r.

Przedstawił S. Dickstein.

Ważne metody bezpośrednie rozwiązywania równań algebraicznych najogólniejszych, podane przez D. Bernoulli'ego, Euler'a; Graeffe'go, odmawiają, jak wiadomo, całkowicie usług w przypadku zachodzenia dowolnie wielu pierwiastków nierównych o równych wartościach bezwzględnych. Droga, zwykle stosowana w celu uniknięcia tego przypadku wyjątkowego a polegająca na stosowaniu podstawienia

$$x = x' + \tau,$$

wymaga odpowiedniego wyboru stałej  $\tau$ , którego znowu nie można dokonać, nie znając wartości przybliżonych wszystkich pierwiastków. Powstaje tym sposobem, przy istotnem rozwiązywaniu wyrażnem, rodzaj koła błędnego. Jak usunąć to koło błędne, zamierzamy tu wskazać.

Modyfikując i rozszerzając metodę Graeffe'go, otrzymamy na drodze czysto algebraicznej wyniki, które wiążą się z ważnemi badaniami przestępnemi Hadamard'a (Journal de Mathématiques 1892, 1893), i uzupełniają je w pewnym kierunku, albowiem we wszystkich przypadkach dają nam wszystkie pierwiastki i pozwalają również na uogólnienie przestępne.

I. Niechaj dane będzie w obrazie zespolonym równanie

$$(1) \quad f(x) = a_n x^n + a_{n-1} x^{n-1} + \dots + a_1 x + a_0 = 0, \\ a_n \neq 0, \quad a_0 \neq 0,$$

którego nieznanne jeszcze pierwiastki

$$(2) \quad x_k = p_k + q_k i = r_k \cdot e^{i\varphi_k}; \quad k = 1, 2, \dots, n; \\ p_k^2 \geq 0, \quad q_k^2 \geq 0, \quad r_k \geq 0, \quad -\pi < \varphi_k \leq \pi,$$

porządkujemy według następujących prawideł:

1) Z dwóch pierwiastków o nierównych wartościach bezwzględnych poprzedzać ma pierwiastek o większej wartości bezwzględnej.

2) Z dwóch pierwiastków o równych wartościach bezwzględnych, ale o nierównych częściach rzeczywistych, bierzemy najprzód pierwiastek, położony na *prawo*, t. j. mający algebraicznie większą składową rzeczywistą.

3) Z dwóch pierwiastków zespolonych sprzężonych rozważamy najprzód *górną*, t. j. posiadający część urojoną ze znakiem dodatnim.

4) Kolej pierwiastków równych pozostaje dowolna.

Obierzmy dowolnie  $n$  stałych

$$(3) \quad \xi^{(0)}, \quad \xi^{(1)}, \dots, \quad \xi^{(n-1)},$$

tak jednak, aby wypadkowa dwóch równań

$$(4) \quad f(x) = \sum_{\nu=0}^{n} a_{\nu} x^{\nu} = 0;$$

$$h(x) = \sum_{\substack{\mu=0 \\ \mu > \nu}}^{n-1} a_{\mu} \xi^{(\mu-\nu-1)} x^{\nu} = 0,$$

nie zniknęła <sup>1)</sup>. Utworzymy następnie nieskończony ciąg wartości

$$(5) \quad \xi^{(n)}, \quad \xi^{(n+1)}, \dots, \xi^{(N)}, \quad \xi^{(N+1)}, \dots; \quad N \geq n,$$

według prawa iteracyjnego liniowego

$$(6) \quad a_n \xi^{(N)} + a_{n-1} \xi^{(N-1)} + \dots + a_1 \xi^{(N-n+1)} + a_0 \xi^{(N-n)} = 0,$$

i rozpatrzmy dla  $\mu = 1, 2, \dots, n$  wyznaczniki

$$(7) \quad \Delta_{\mu}^{(N)} = \begin{vmatrix} \xi^{(N)} & \xi^{(N+1)} & \dots & \xi^{(N+\mu-1)} \\ \xi^{(N+1)} & \xi^{(N+2)} & \dots & \xi^{(N+\mu)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \xi^{(N+\mu-1)} & \xi^{(N+\mu)} & \dots & \xi^{(N+2\mu-2)} \end{vmatrix}.$$

<sup>1)</sup> Warunek ten spełnić łatwo.



Wtedy dla rosnącego nieograniczenie  $N$  mamy ogólnie

$$(8) \quad \lim \sup \left| \sqrt[N]{\Delta_{\mu}^{(N)}} \right| = r_1 \cdot r_2 \dots r_{\mu},$$

i otrzymamy tym sposobem wszystkie wartości bezwzględne  $r_k$  pierwiastków rozwiązania danego.

II. Pomiedzy znalezionemi wartościami bezwzględnymi pierwiastków niechaj

$$(9) \quad r_{n_1}, r_{n_2}, \dots, r_{n_{\lambda_0}}, \quad (1 \leq \lambda \leq n, \quad n_1 < n_2 < \dots < n_{\lambda_0})$$

oznaczają wszystkie  $\lambda_0$  nierównych wartości.

Niechaj dalej dla

$$\lambda_0 > 1, \quad \lambda = 1, \dots, \lambda_0 - 1$$

będzie

$$(10-a) \quad \text{Minimum} \frac{r_{n_{\lambda+1}} - r_{n_{\lambda}}}{2} = \varepsilon_0,$$

dla

$$(10-b) \quad \lambda_0 = 1, \text{ zaś } +\infty = \varepsilon_0,$$

( $\varepsilon_0$  jest tedy znane); obierzmy  $\varepsilon$  dowolnie tak, aby spełniało warunek

$$(11) \quad 0 < \varepsilon < \varepsilon_0.$$

Rozpatrmy teraz nieskończony ciąg wartości

$$(12) \quad \xi_*^{(N)} = \xi^{(N)} + \binom{N}{1} \varepsilon \xi^{(N-1)} + \binom{N}{2} \varepsilon^2 \xi^{(N-2)} + \dots + \varepsilon^N \xi^{(0)}$$

i wyznaczniki

$$(13) \quad \Delta_{* \mu}^{(N)} = \begin{vmatrix} \xi_*^{(N)} & \xi_*^{(N+1)} & \dots & \xi_*^{(N+\mu-1)} \\ \xi_*^{(N+1)} & \xi_*^{(N+2)} & \dots & \xi_*^{(N+\mu)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \xi_*^{(N+\mu-1)} & \xi_*^{(N+\mu)} & \dots & \xi_*^{(N+2\mu-1)} \end{vmatrix}.$$

Wtedy będzie:

$$(14) \quad \lim \sup \left| \sqrt[N]{\Delta_{* \mu}^{(N)}} \right| = r_1^* \cdot r_2^* \dots r_{\mu}^*; \quad r_k^* = |x_k + \varepsilon|,$$

i mamy dla  $k = 1 \dots n$ :

$$(15) \quad p_k = \frac{r_k^{*2} - r_k^2}{2\varepsilon} - \frac{\varepsilon}{2};$$

tym sposobem znajdujemy wszystkie *składowe rzeczywiste* szukanych pierwiastków.

III. Jest oczywiście dla każdego  $k$ :

$$(16) \quad q_k^2 = r_k^2 - p_k^2, \quad \cos \varphi_k = \frac{p_k}{r_k}$$

i należy jeszcze wyznaczyć znak wspólny wielkości  $q_k$  i  $\varphi_k$  dla

$$q_k^2 > 0,$$

co uskutecznić się daje na drodze wyrażnej.

Niechaj

$$(17) \quad \begin{matrix} r_{n_1} e^{i|\varphi_{n_1(1)}|}, & r_{n_1} e^{i|\varphi_{n_1(2)}|}, & \dots, & r_{n_1} e^{i|\varphi_{n_1(v_1)}|}; \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ r_{n_{\lambda_0}} e^{i|\varphi_{n_{\lambda_0}(1)}|}, & r_{n_{\lambda_0}} e^{i|\varphi_{n_{\lambda_0}(2)}|}, & \dots & r_{n_{\lambda_0}} e^{i|\varphi_{n_{\lambda_0}(v_{\lambda_0})}|} \end{matrix}$$

będą wartości *nierówne* pierwiastków lub ich *odbić* względem osi wielkości rzeczywistych w kolei żądanej (porówn. 1), która tu jest już wiadoma. Niechaj dalej dla

$$\lambda = 1 \dots, \lambda_0; \quad \nu = 1, \dots, \nu_\lambda - 1,$$

gdy  $\nu_\lambda > 1$ , będzie

$$(18) \quad \text{Minimum} \frac{|\varphi_{n_\lambda}^{(\nu+1)}| - |\varphi_{n_\lambda}^{(\nu)}|}{2} = \omega_0;$$

w przypadku zaś nieistnienia wszelkich wielkości  $\varphi_{n_\lambda}^{(2)}$  niechaj dla wszystkich  $\lambda$  będzie  $\omega_0 = \pi$ .

Obierzmy argument  $\omega$  dowolnie tak, aby czynił zadość warunkowi

$$(19) \quad 0 < \omega < \omega_0.$$



Utwórzmy dla wszystkich  $N$  wyrażenie

$$(20) \quad \xi_{**}^{(N)} = \xi_{**}^{(N)} + \binom{N}{1} \varepsilon e^{i\omega} \xi_{**}^{(N-1)} + \binom{N}{2} \varepsilon^2 e^{2i\omega} \xi_{**}^{(N-2)} + \dots + \varepsilon^N e^{Ni\omega} \xi_{**}^{(0)},$$

i rozpatrzmy wyznaczniki:

$$(21) \quad \Delta_{**\mu}^{(N)} = \begin{vmatrix} \xi_{**}^{(N)} & \xi_{**}^{(N+1)} & \dots & \xi_{**}^{(N+\mu-1)} \\ \xi_{**}^{(N+1)} & \xi_{**}^{(N+2)} & \dots & \xi_{**}^{(N+\mu)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \xi_{**}^{(N+\mu-1)} & \xi_{**}^{(N+\mu)} & \dots & \xi_{**}^{(N+2\mu-2)} \end{vmatrix}.$$

Będzie wtedy dla  $\mu = 1, \dots, n$

$$(22) \quad \lim_{N \rightarrow \infty} \left| \sqrt[N]{\Delta_{**\mu}^{(N)}} \right| = r_1^{**} \dots r_\mu^{**}, \quad r_k^{**} = |x_k + \varepsilon e^{i\omega}|.$$

Otrzymujemy następnie

$$(23) \quad \text{sign } q_k = \text{sign } (r_k^{**2} - r_k^{*2}),$$

i nadto:

$$(24) \quad q_k = \frac{r_k^{**2} - r_k^{*2}}{2 \varepsilon \sin \omega} + p_k \operatorname{tg} \frac{\omega}{2},$$

$$(25) \quad \lim_{**\mu} \Delta_{**\mu}^{(N+1)} : \Delta_{**\mu}^{(N)} = (x_1 + \varepsilon e^{i\omega}) \dots (x_\mu + \varepsilon e^{i\omega});$$

tym sposobem znajdujemy *zupelne wartości* wszystkich pierwiastków i zadanie przez nas postawione jest całkowicie rozwiązane.

IV. Dowody, uproszczenia i uogólnienia poszczególnych twierdzeń, zarówno jak zastosowania do przestępnego obszaru funkcyjnego, ogłoszone będą w „Pracach matematyczno-fizycznych“.

H. Müntz:

## Über die explizite Lösung von algebraischen Gleichungen.

Angemeldet am 15. IV 1917.

Vorgelegt von S. Dickstein.

Die wichtigen direkten Methoden von D. Bernoulli, Euler und Graeffe zur Auflösung allgemeinsten algebraischer Gleichungen unterliegen bekanntlich der wesentlichen Einschränkung, dass sie im Falle des Vorhandenseins beliebig vieler ungleicher Wurzeln von gleichen absoluten Beträgen vollständig versagen. Der gewöhnlich zur Vermeidung dieses Ausnahmefalles angegebene Weg einer Substitution

$$x' = x + \tau$$

verlangt eine passende Wahl der Konstanten  $\tau$ , die ihrerseits ohne eine ungefähre Kenntnis aller Wurzeln nicht getroffen werden kann: für die wirkliche explizite Lösung eine Art von circulus vitiosus, dessen Ausschaltung hier vorgenommen werden soll.

Wir erhalten durch eine Modifikation und Erweiterung des Graeffeschen Verfahrens auf rein *algebraischem* Wege Resultate, die sich den weittragenden transzendenten Untersuchungen des Herrn Hadamard <sup>1)</sup> anschließen, dieselben nach einer gewissen Richtung ergänzen — indem sie in allen Fällen sämtliche Wurzeln selbst liefern — und ihrerseits transzendente Verallgemeinerungen zulassen.

I. Es sei im komplexen Gebiete die algebraische Gleichung

$$(1) \quad f(x) = a_n x^n + a_{n-1} x^{n-1} + \dots + a_1 x + a_0,$$

$$a_n \neq 0, \quad a_0 \neq 0$$

vorgelegt, deren zunächst noch unbekanntes Wurzeln

<sup>1)</sup> Journal des Mathématiques, Jgg. 1892, 1893.



$$(2) \quad \begin{aligned} x_k &= p_k + q_k i = r_k \cdot e^{i\varphi_k}; \quad k = 1, 2, \dots, n, \\ p_k^2 &\geq 0, \quad q_k^2 \geq 0, \quad r_k \geq 0, \quad -\pi < \varphi_k \leq \pi \end{aligned}$$

wir uns nach den folgenden Regeln geordnet denken:

- 1) von zwei Wurzeln mit ungleichen absoluten Beträgen geht diejenige von grösserem absoluten Werte voran;
- 2) von zwei Wurzeln mit gleichen absoluten Beträgen, aber ungleichen reellen Bestandteilen, werde die mehr nach *rechts* gelegene, d. h. diejenige mit algebraisch grösserem reellen Bestandteil, zuerst genommen;
- 3) von zwei konjugiert komplexen Wurzeln werde zuerst die *obere*, d. h. diejenige mit positiv imaginärem Bestandteil betrachtet;
- 4) die Reihenfolge gleicher Wurzeln untereinander bleibt beliebig.

Es seien nunmehr  $n$  Konstanten

$$(3) \quad \xi^{(0)}, \xi^{(1)}, \dots, \xi^{(n-1)}$$

beliebig fest gewählt, jedoch so, dass die Resultante der beiden Gleichungen

$$(4) \quad f(x) = \sum_{\nu=0}^{n-1} a_{\nu} x^{\nu} = 0; \quad h(x) = \sum_{\mu>\nu}^{n-1} a_{\mu} \xi^{(\mu-\nu-1)} x^{\nu} = 0$$

nicht verschwindet <sup>1)</sup>. Man bilde daraufhin die unendliche Wertefolge

$$(5) \quad \xi^{(n)}, \xi^{(n+1)}, \dots, \xi^{(A)}, \xi^{(N+1)}, \dots; \quad N \geq n,$$

nach dem linearen Iterationsgesetze:

$$(6) \quad a_n \xi^{(N)} + a_{n-1} \xi^{(N-1)} + \dots + a_1 \xi^{(N-n+1)} + a_0 \xi^{(N-n)} = 0,$$

und betrachte für  $\mu = 1, 2, \dots, n$  die Determinanten

$$(7) \quad \Delta_{\mu}^{(N)} = \begin{vmatrix} \xi^{(N)} & \xi^{(N+1)} & \dots & \xi^{(N+\mu-1)} \\ \xi^{(N+1)} & \xi^{(N+2)} & \dots & \xi^{(N+\mu)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \xi^{(N+\mu-1)} & \xi^{(N+\mu)} & \dots & \xi^{(N+2\mu-2)} \end{vmatrix}.$$

<sup>1)</sup> Diese Bedingung ist leicht zu erfüllen.

Dann ist bei unbegrenzt wachsendem  $N$  allgemein

$$(8) \quad \lim \sup \left| \sqrt[N]{\Delta_{\mu}^{(N)}} \right| = r_1 \cdot r_2 \cdot \dots \cdot r_{\mu},$$

wodurch alle *absoluten Beträge*  $r_k$  der Wurzeln der gegebenen Gleichung gefunden sind.

II. Unter den erhaltenen absoluten Beträgen der Wurzeln mögen

$$(9) \quad r_{n_1}, r_{n_2}, \dots, r_{n_{\lambda_0}}, \quad (1 \leq \lambda \leq n, \quad n_1 < n_2 < \dots < n_{\lambda_0})$$

die  $\lambda_0$  *ungleichen* Werte bedeuten.

Es möge ferner für

$$\lambda_0 > 1, \quad \lambda = 1, \dots, \lambda_0 - 1$$

$$(10-a) \quad \text{Minimum} \frac{r_{n_{\lambda+1}} - r_{n_{\lambda}}}{2} = \varepsilon,$$

$$(10-b) \quad \text{und für } \lambda_0 = 1: \quad +\infty = \varepsilon_0$$

genannt werden ( $\varepsilon_0$  ist jetzt also bekannt), und es sei dann  $\varepsilon$  beliebig gemäss der Bedingung

$$(11) \quad 0 < \varepsilon < \varepsilon_0$$

gewählt. Man betrachte darauf die unendliche Wertefolge

$$(12) \quad \xi_{*}^{(N)} = \xi^{(N)} + \binom{N}{1} \varepsilon \xi^{(N-1)} + \binom{N}{2} \varepsilon^2 \xi^{(N-2)} + \dots + \varepsilon^N \xi^{(0)}$$

und die Determinanten

$$(13) \quad \Delta_{*}^{(N)\mu} = \begin{vmatrix} \xi_{*}^{(N)} & \xi_{*}^{(N+1)} & \dots & \xi_{*}^{(N+\mu-1)} \\ \xi_{*}^{(N+1)} & \xi_{*}^{(N+2)} & \dots & \xi_{*}^{(N+\mu)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \xi_{*}^{(N+\mu-1)} & \xi_{*}^{(N+\mu)} & \dots & \xi_{*}^{(N+2\mu-2)} \end{vmatrix}.$$

Dann ist

$$(14) \quad \lim \sup \left| \sqrt[N]{\Delta_{*}^{(N)\mu}} \right| = r_1^{*} \cdot r_2^{*} \cdot \dots \cdot r_{\mu}^{*}; \quad r_k^{*} = |x_k + \varepsilon|,$$





bilde für alle  $N$

$$(20) \xi_{**}^{(N)} = \xi^{(N)} + \binom{N}{1} \varepsilon e^{i\omega} \xi^{(N-1)} + \binom{N}{2} \varepsilon^2 e^{2i\omega} \xi^{(N-2)} + \dots + \varepsilon^N e^{Ni\omega} \xi^{(0)} \xi^{(0)},$$

und betrachte die Determinanten

$$(21) \Delta_{**\mu}^{(N)} = \begin{vmatrix} \xi_{**}^{(N)} & \xi_{**}^{(N+1)} & \dots & \xi_{**}^{(N+\mu-1)} \\ \xi_{**}^{(N+1)} & \xi_{**}^{(N+2)} & \dots & \xi_{**}^{(N+\mu)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \xi_{**}^{(N+\mu-1)} & \xi_{**}^{(N+\mu)} & \dots & \xi_{**}^{(N+2\mu-2)} \end{vmatrix}.$$

Dann ist für  $\mu = 1 \dots n$

$$(22) \lim_{N \rightarrow \infty} \left| \sqrt[N]{\Delta_{**\mu}^{(N)}} \right| = r_1^{**} \dots r_\mu^{**}; \quad r_k^{**} = |x_k + \varepsilon e^{i\omega}|;$$

erner erhält man

$$(23) \text{sign } q_k = \text{sign } (r_k^{**2} - r_k^{*2}),$$

und übrigens zuletzt noch

$$(24) q_k = \frac{r_k^{**2} - r_k^{*2}}{2 \varepsilon \sin \omega} + p_k \operatorname{tg} \frac{\omega}{2},$$

$$(25) \lim_{N \rightarrow \infty} \Delta_{**\mu}^{(N+1)} : \Delta_{**\mu}^{(N)} = (x_1 + \varepsilon e^{i\omega}) \dots (x_\mu + \varepsilon e^{i\omega}),$$

womit auch die *vollen Werte* aller Wurzeln gefunden sind, sodass die gestellte Aufgabe als vollständig erledigt gelten kann.

IV. Die Beweise, Vereinfachungen und Verallgemeinerungen der vorangegangenen Sätze, insbesondere ihre Ausdehnung auf das transzendente Funktionsgebiet, sollen demnächst in den „Prace matematyczno-fizyczne“ veröffentlicht werden.



6. J. Rudnicki:

## Określenie pewnej funkcji całkowitej za pomocą granicy.

Komunikat zgłoszony dnia 12 Maja 1917 roku.

Przedstawił S. Dickstein.

Dodawanie i odejmowanie uważać możemy za działanie szczebla pierwszego, mnożenie i dzielenie za działanie szczebla drugiego, potęgowanie zaś i pierwiastkowanie — trzeciego.

Zjawia się, naturalnie, myśl przedłużenia tego szeregu działań przez określenie działań szczebla czwartego.

Położmy w tym celu:

$$a_1 = a, \quad a_2 = a^{a_1}, \quad a_3 = a^{a_2}, \dots, \quad a_n = a^{a_{n-1}}, \dots$$

Liczbę  $n$  możemy nazwać nadwykładnikiem, w ten sposób określamy działania szczebla czwartego w tym przypadku, gdy nadwykładnik  $n$  jest liczbą całkowitą dodatnią.

Daleko trudniej rozciągnąć określenie tego działania dla dowolnych rzeczywistych i zespolonych wartości nadwykładnika.

Jeśli  $a$  jest liczbą rzeczywistą, spełniającą warunek

$$1 < a < \sqrt[e]{e},$$

to określenie działania szczebla czwartego da się rozciągnąć dla wszystkich wartości nadwykładnika  $n$ , rzeczywistych i zespolonych, przy pomocy pewnej funkcji całkowitej  $E(x)$ , która spełnia równanie funkcyjne

$$f(x+1) = a^{f(x)}.$$

Jest to zupełnie analogiczne do rozciągnięcia określenia potęgi  $a^n$  dla wszystkich wartości wykładnika  $n$  przy pomocy funkcji wykładniczej  $e^x$ , spełniającej równanie funkcyjne

$$e^{x+1} = e \cdot e^x.$$

Z powodu tej analogii funkcję  $E(x)$  będziemy, dla skrótowania nazywać funkcją nadwykładniczą.

Funkcja  $E(x)$  została przezemnie określona przy pomocy wszędzie zbieżnego szeregu potęgowego w rozprawie: „Badanie pewnego szczególnego typu wzrastania funkcji“, Prace matem.-fiz. t. XXVIII, 1916 r. Określenie tam podane porównać można z określeniem funkcji wykładniczej  $e^x$  przy pomocy znanego szeregu potęgowego:

$$e^x = 1 + \frac{x}{1} + \frac{x^2}{1 \cdot 2} + \dots + \frac{x^n}{n!} + \dots$$

Jak wiadomo, funkcję wykładniczą  $e^x$  określić można także jako granicę:

$$e^x = \lim_{n \rightarrow \infty} \left( 1 + \frac{x}{n} \right)^n.$$

Wspomniana wyżej analogia pomiędzy  $e^x$  i  $E(x)$  nasuwa myśl określenia funkcji  $E(x)$  przy pomocy granicy wyrażenia analogicznego do

$$\left( 1 + \frac{x}{n} \right)^n.$$

Otóż tak jest w istocie. Mianowicie:

$$E(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} a_n \left\{ e^x + \frac{x}{a^n} \right\},$$

gdzie

$$a_1(x) = a^x, \quad a_2(x) = a^{a_1(x)}, \quad a_3(x) = a^{a_2(x)}, \dots$$

$$a_{n+1}(x) = a^{a_n(x)}, \dots$$

Dowód tego twierdzenia jest celem niniejszego komunikatu.

Zbieżność ma miejsce dla każdej wartości  $x$ ; przyczem, jeśli  $x$  jest zawarte w obszarze skończonym, zbieżność jest jednostajna.

Udowodnimy naprzód dla wartości rzeczywistych zmiennej  $x$ .



Wprowadźmy następujące oznaczenia:

$$f_n(x) = a_n \left( e^x + \frac{x}{\alpha^n} \right), \quad u = E \left( \frac{x}{\alpha^n} \right), \quad v = e^x + \frac{x}{\alpha^n},$$

$$u - v = \left( \frac{x}{\alpha^n} \right)^2 \cdot \psi \left( \frac{x}{\alpha^n} \right),$$

gdzie  $\psi(z)$  jest symbolem funkcji całkowitej i nie zależy od  $n$ .

Niech dalej  $|x| \leq R$

określa przedział zmienności dla  $x$ .

Przy obecności tego warunku, istnieją dwie liczby  $M$  i  $N$ , takie, że

$$E \left( \frac{x}{\alpha^n} \right) \leq E \left( \frac{R}{\alpha^n} \right) < M \text{ i } \left| \psi \left( \frac{x}{\alpha^n} \right) \right| < N$$

przy każdej wartości wskaźnika  $n$ .

Z określenia funkcji  $E(x)$  wynika zależność:

$$E(x) = a_n \left[ E \left( \frac{x}{\alpha^n} \right) \right].$$

Tak więc:

$$\begin{aligned} E(x) - f_n(x) &= a_n \left[ E \left( \frac{x}{\alpha^n} \right) \right] - a_n \left( e^x + \frac{x}{\alpha^n} \right) = \\ &= a_n(u) - a_n(v) = (u - v) \cdot a'_n(w), \end{aligned}$$

gdzie  $w$  jest wartością pośrednią pomiędzy  $u$  i  $v$ ,

$$u - v = \left( \frac{x}{\alpha^n} \right)^2 \cdot \psi \left( \frac{x}{\alpha^n} \right),$$

a więc

$$|u - v| < \left( \frac{R}{\alpha^n} \right)^2 \cdot N \quad (2).$$

Tak samo:

$$a'_n(w) = m^n \cdot a_1(w) \cdot a_2(w) \cdot a_3(w) \cdot \dots \cdot a_{n-1}(w) \cdot a_n(w),$$

gdzie

$$m = \alpha e^{-\alpha}, \quad \delta \alpha > 1.$$

Dalej stwierdzamy, że

$$w \leq E\left(\frac{R}{\alpha^n}\right), \quad a_p(w) < E\left(\frac{R}{\alpha^{n-p}}\right).$$

Wobec tego:

$$0 < a'_n(w) < m^n \cdot E(R) \cdot E\left(\frac{R}{\alpha}\right) \cdot E\left(\frac{R}{\alpha^2}\right) \cdot \dots \cdot E\left(\frac{R}{\alpha^n}\right).$$

Zauważmy teraz, że

$$\lim_{n \rightarrow \infty} E\left(\frac{R}{\alpha^n}\right) = e^\alpha,$$

istnieje więc taki wskaźnik  $n_0$ , że dla  $n > n_0$

$$e^\alpha < E\left(\frac{R}{\alpha^n}\right) < e^\alpha + \varepsilon,$$

gdzie  $\varepsilon > 0$ .

Tak więc:

$$0 < a'_n(w) < m^n M^{n_0} \cdot (e^\alpha + \varepsilon)^n. \quad (3)$$

Na mocy równości (1) i nierówności (2) i (3), możemy napisać:

$$|E(x) - f_n(x)| < \frac{R^2}{\alpha^{2n}} N \cdot m^n \cdot M^{n_0} (e^\alpha + \varepsilon)^n,$$

czyli

$$|E(x) - f_n(x)| < K \left(\frac{1 + \varepsilon e^{-\alpha}}{\alpha}\right)^n,$$

gdzie

$$K = N \cdot M^{n_0} \cdot R^2,$$

liczba stała, niezależna od  $n$ .

Dowolną dotychczas liczbę dodatnią  $\varepsilon$  ustalamy w ten sposób, by

$$\eta < \eta_0 < (\alpha - 1) e^\alpha,$$



w takim razie, kładąc

$$\frac{1 + \varepsilon e^{-\alpha}}{\alpha} = k,$$

widzimy, iż  $k$  jest liczbą dodatnią, mniejszą od jedności.

Tak więc, dla każdego  $n > n_0$ , zachodzi nierówność:

$$|E(x) - f_n(x)| < K \cdot k^n,$$

gdzie  $0 < k < 1$ .

Wnosimy stąd bezpośrednio, że

$$\lim_{n \rightarrow \infty} f_n(x) = E(x),$$

co trzeba było dowieść.

Dowód dla wartości zespolonych  $x$  niczem nie różni się w zasadzie od poprzedniego.

Obszar zmienności  $x$  niech zawsze ograniczony będzie warunkiem

$$|x| < R.$$

Z łatwością sprawdzimy, iż i teraz

$$|E(x) - f_n(x)| < |u - v| \cdot a'_n \left[ E\left(\frac{R}{\alpha^n}\right) \right],$$

gdyż współczynniki w rozwinięciu na szereg potęgowy są wszystkie dodatnie jak dla funkcji  $E(x)$ , tak i dla funkcji  $a_n(x)$ .

Dalej:

$$|u - v| < \left(\frac{R}{\alpha^n}\right)^2 \cdot N$$

$$\text{i } a'_n \left[ E\left(\frac{R}{\alpha^n}\right) \right] < m^n \cdot M^{n_0} (e^\alpha + \varepsilon)^n.$$

Dalszy dowód niczem nie różni się od poprzedniego.

Wzór

$$E(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} a_n \left( e^\alpha + \frac{x}{\alpha^n} \right), \quad (4)$$

zestawić można ze wzorem

$$T(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} \alpha^n \cdot \left[ \text{Log}_{(n)} x - e^\alpha \right], \quad (5)$$

gdzie  $x$  ma wartość rzeczywistą większą od  $e^\beta$ , a  $T(x)$  jest funkcją otrzymaną przez odwrócenie (w zakresie rzeczywistych wartości) funkcji rosnącej  $E(x)$ .

$$\text{Log}_1 x = \text{Log}_a x, \quad \text{Log}_2 x = \text{Log}_a (\text{Log}_a x), \dots,$$

$$\text{Log}_{(n)}(x) = \text{Log}_a (\text{Log}_{(n-1)} x).$$

Wzór (5) wynika odrazu z równania funkcyjnego

$$\text{Log}_a E(x) = E\left(\frac{x}{a}\right).$$

W rzeczy samej

$$\text{Log}_{(n)} E(x) = E\left(\frac{x}{a^n}\right) = e^\alpha + \frac{x}{a^n} + \left(\frac{x}{a^n}\right)^2 \cdot \psi\left(\frac{x}{a^n}\right),$$

gdzie  $\psi(x)$  ma to samo znaczenie, co poprzednio.

Stąd

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \alpha^n \left[ \text{Log}_{(n)} E(x) - e^\alpha \right] = x.$$

Na mocy jednoznacznej odpowiedniości pomiędzy  $E(x)$  i  $x$ , w zakresie omawianym, otrzymamy przez prostą zmianę oznaczeń

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \alpha^n \cdot \left[ \text{Log}_{(n)} x - e^\alpha \right] = T(x).$$

dla  $x > e^\beta$ , t. j. wzór (5).



J. Rudnicki:

## Sur la définition d'une fonction entière.

Communication annoncée le 12. V. 1917.

Presentée par S. Dickstein.

Le démontre dans cette note:

1) L'existence de la limite suivante

$$\lim_{n \rightarrow \infty} a_n \left( e^{\alpha} + \frac{x}{\alpha^n} \right),$$

où  $a_n(z)$  désigne une fonction, dépendant de l'indice entier  $n$  et définie par récurrence de la façon suivante

$$a_1(z) = a^z, \quad a_2(z) = a^{a_1(z)}, \dots, \quad a_{n+1}(z) = a^{a_n(z)}.$$

Le nombre  $a$  satisfait à la condition

$$1 < a < e^{\frac{1}{e}}.$$

Quant au nombre  $\alpha$ , il est  $> 1$  et lié au nombre  $a$  par la relation

$$\log_e a = \alpha e^{-\alpha}.$$

2) La limite en question existe pour toute valeur de  $x$  dans le plan de la variable complexe et de plus la convergence est uniforme pour toutes les valeurs de  $x$ , comprises dans un domaine fini.

3) Cette limite dépend de  $x$  et comme fonction de  $x$  est identique à la fonction entière  $E(x)$ , définie au moyen d'une série entière dans un article „Sur un mode de croissance différent de la croissance exponentielle“. Prace Mat.-Fiz. 1916, v. XXVI.

Le théorème en question est intéressant par le fait qu'il met en évidence une profonde analogie entre la fonction exponentielle  $e^x$  et la fonction  $E(x)$ .

Du effet la relation

$$\lim_{n \rightarrow \infty} a_n \left( e^x + \frac{x}{a^n} \right) = E(x),$$

présente une analogie étroite avec la relation connue

$$e^x = \lim_{n \rightarrow \infty} \left( 1 + \frac{x}{n} \right)^n.$$

De même la définition de la fonction  $E(x)$  dans l'article mentionné plus haut est analogue de la définition

$$e^x = 1 + \frac{x}{1} + \frac{x^2}{2!} + \dots + \frac{x^n}{n!} + \dots$$

On peut présenter cette analogie encore autrement, et lier la fonction  $E(x)$  avec la classification des opérations élémentaires. Ecrivons, en effet, les fonctions simples suivantes

$$a + x, \quad a \cdot x, \quad a^x,$$

qui correspondent respectivement aux opérations suivantes : addition, multiplication, puissance.

La fonction  $E(x)$  occupe dans la même série la quatrième place immédiatement après  $a^x$ .



## 7. Ludwik Wertenstein:

### O sposobach otrzymywania próżni.

Z Pracowni Radyologicznej T-wa Naukowego Warszawskiego.

Komunikat zgłoszony dn. 20 Stycznia 1917 r.

Przedstawił J. Wierusz-Kowalski.

Aż do całkiem niedawnych czasów w aparatach próżniowych zastosowywano niemal wyłącznie zasadę Guericke'go, polegającą na zużytkowaniu własnej prężności, gazu jako siły przrzucającej pewną masę gazu z opróżnianego zbiornika do pompy, a potem z pompy na zewnątrz. Stosunek, w jakim ciśnienie gazu zmniejsza się po każdej takiej operacji, jest niezależny od ciśnienia gazu pierwotnego, w założeniu, że mamy do czynienia z gazem doskonałym. Teoretycznie więc zasada Guericke'go nie zna granicy w doskonałości osiąganey próżni. Jednakże w dawniejszych „maszynach pneumatycznych“ nie umiano osiągnąć dobrej próżni, a główną przyczyną tego była, obok niedostatecznej szczelności ruchomych połączeń, okoliczność, że mechanizm, przrzucający gaz ze zbiornika do pompy, a potem z pompy nazewnątrz, działał tem gorzej, im wyższe było rozrzedzenie gazu, a przy pewnym stanie rozrzedzenia odmawiał posłuszeństwa zupełnie.

Zapoczątkowany w końcu ubiegłego stulecia ruch wynalazczy na polu techniki próżni, skierował się przedewszystkiem ku usunięciu tych niedogodności.

Konsekwentne przeprowadzenie zasady Guericke'go stało się możliwe dopiero od czasu wynalezienia pompy rtęciowej. W pompie rtęciowej szczelność jest zupełna, a prężności gazu stawiane są przeszkody tak małe, że ruch gazu od zbiornika przez pompę nazewnątrz nie zostaje powstrzymany nawet przy największem rozrzedzeniu. To też zjawienie się pompy rtęciowej oznacza początek nowoczesnej techniki próżni, a także i początek epoki doniosłych odkryć takich, jak odkrycie rzadkich gazów, promieni katodowych, promieni Röntgen'a i t. d. A jednak pompy rtęciowe, jakie posłużyły do osiągnięcia tych świetnych wyników, dalekie były jeszcze od doskonałości. Aparaty te wymagały

obsługi ręcznej, działały nader wolno i łatwo ulegały wypadkom. Jeżeli wszystkie te niedogodności w badaniach naukowych można było przewyciężyć wytrwałością i umiejętnością, to dla rosnących wciąż zastosowań próżni w przemyśle były istotnie bardzo uciążliwe.

Wszystkie te niedogodności usunięte zostały w pompie rtęciowej rotacyjnej Gaede'go. Mocna budowa, napęd motorowy, szybkie działanie tego znakomitego przyrządu sprawiły, że wyrugował on w krótkim czasie pompy dawnego typu zarówno w pracowniach, jak i przemyśle. Istotnie, pompa ta jest najdoskonalszym urzeczywistnieniem pierwotnej zasady Guericke'go.

Ale jest jednocześnie i jej „ostatniem słowem“. Postępy techniki próżni okazały, że zasada ta już dziś nie wystarcza. Stosowalność jej kończy się tam, gdzie kończą się rządy prawa Boyle'a - Mariotte'a. A pompa Gaede'go właśnie w te dziedziny nas prowadzi. Po usunięciu gazów trwałych w przestrzeni opróżnionej pozostają jeszcze pary: rtęci, tłuszczów używanych do uszczelnień, resztki pary wodnej. Pary te przez pompę systemu Guericke'go usunięte być nie mogą, bo ciśnienie ich w pompie nie może być mniejsze od ciśnienia w zbiorniku opróżnianym. A gdy obecność ich w zjawiskach wyładowania elektrycznego, świecenia, jonizacji, nader wybitną odgrywa rolę, stanęła na porządku dziennym sprawa otrzymywania próżni „bez par“.

Zagadnienie to usiłowano rozwiązać na dwu różnych drogach.

Pierwszą metodę możnaby nazwać fizyko-chemiczną. Metoda ta polega na wymrażaniu par lub też na usuwaniu ich bądź to drogą reakcji chemicznych ( $P_2O_5$  dla pary wodnej, złoto lub siarka dla pary Hg), bądź drogą adsorpcji (węgiel kokosowy). Najlepsze wyniki osiągnięto przy użyciu węgla kokosowego, chłodzonego w ciekłym powietrzu, t. j. — przy jednoczesnym działaniu wymrażania i wzmożonej w niskich temperaturach adsorpcji.

Drugą metodę nazwaćby należało kinetyczną, gdyż wykorzystuje ona w celu wyprowadzenia gazu z opróżnianego zbiornika ruchy cząsteczek, jakie teoria kinetyczna przewiduje zarówno w gazach jak i parach. Metoda ta znalazła swój wyraz w dwu



niezwykle interesujących przyrządach, wynalezionych również przez Gaede'go, niezmordowanego działacza na polu techniki próżni. Pompa molekularna oparta jest na zastosowaniu tarcia zewnętrznego, występującego w gazach i parach znacznie rozrzedzonych, dzięki któremu gaz porwany być może w pożądanym kierunku wzdłuż przesuwanej z dostateczną prędkością powierzchni ciała stałego, np. szybko obracanego bębna. W pompie dyfuzyjnej gaz dyfunduje przez wązki otwór ze zbiornika opróżnianego do kolby, skąd porywany jest do pompy razem z strumieniem pary, wydzielanej przez wracą w kolbie rtęć. Pompa dyfuzyjna usuwa wszelkie pary, prócz rtęciowej; tę ostatnią więc trzeba wymrozić.

Równoległe z techniką wytwarzania próżni rozwijała się i technika mierzenia małych ciśnień. Zwykły manometr rtęciowy zawodzi już zupełnie, gdy ciśnienie wynosi mniej niż kilka dziesiątych milimetra rtęci. Lord Rayleigh i inni obmyślili manometry, które przy usunięciu wszelkich błędów włoskowatości zdolne są wykazać różnice ciśnienia około  $\frac{1}{1000}$  mm. Hg.

Jednakże, aż do ostatnich czasów w badaniach nad próżnią używane były niemal wyłącznie t. zw. miarki Mac-Leoda. W przyrządach tych ściskamy gaz, pozostający pierwotnie pod tem samem ciśnieniem co w opróżnionym zbiorniku, przez podnoszenie słupa rtęci, i odczytujemy na manometrze rtęciowym zwiększone w ten sposób ciśnienie. Wyliczamy stąd ciśnienie gazu w zbiorniku na zasadzie prawa Boyle'a-Mariotte'a.

Jak widzimy, miarki Mac-Leoda zużytkowują tę samą własność gazów, co i pompy rtęciowe, stąd też są one niezbędnem uzupełnieniem tych ostatnich i nadają się doskonale do mierzenia wytwarzanych przez nie rozrzedzeń. Dobra pompa rtęciowa usuwa gazy trwałe aż do ciśnienia kilku stutysięcznych milimetra rtęci. Ale po osiągnięciu tych granic, skuteczność pompy rtęciowej ustaje, a razem z nią kończy się także stosowalność miarki Mac-Leoda. Ciśnienia par, wypełniających opróżnioną z gazów trwałych przestrzeń, miarka Mac-Leoda wykazać nie może. Potrzebne tu są metody, oparte na własnościach, wspólnych w równym stopniu parom i gazom bardzo rozrzedzonym. Metody takie podał Knudsen; teoretyczne ich opracowanie zawdzięczamy, w znacznej mierze, Smoluchow-

skiemu. Stosowanie tych metod ograniczone jest do gazów „bardzo rozrzedzonych“, t. j. rozrzedzonych tak silnie, że spotkania cząsteczek gazu między sobą zdarzają się o wiele rzadziej, niż uderzenia cząsteczek o ściany naczynia. Aby tak było, trzeba by wymiary naczynia były małe w porównaniu z długością średniej drogi cząsteczek, a warunek ten jest spełniony na ogół pod ciśnieniem  $\frac{1}{1000}$  mm., t. j. badanego przez nas porządku wielkości.

Pierwsza z tych metod znajduje wyraz w t. zw. manometrze absolutnym: zużytkowuje siły powstające w gazie bardzo rozrzedzonym między powierzchniami ciał stałych o różnej temperaturze, umieszczonemi nawprost siebie. Siły te proporcjonalne są do ciśnienia gazu (lub pary) — natura gazu lub pary roli przytem nie odgrywa; proporcjonalne są również do różnicy temperatury, jeżeli ta jest niewielka. (Dokładny wzór patrz dalej, str. 694). W manometrze absolutnym siły te są mierzone za pomocą wagi skręceń lub innego czułego dynamometru.

Druga metoda oparta jest na tem, że współczynnik tarcia zewnętrznego w czystym chemicznie gazie proporcjonalny jest do ciśnienia i do pierwiastka kwadratowego z gęstości gazu. Współczynnik ten oznaczyć można drogą mierzenia zanikania wahań w danym bardzo rozrzedzonym gazie. Warunek wielkiego rozrzedzenia jest istotny, gdyż inaczej do hamowania ruchów przyczynia się *tarcie wewnętrzne* gazu, o którym wiemy, że jest niezależne od ciśnienia.

W trzeciej metodzie mierzone jest przewodnictwo cieplne gazu, pozostałego w opróżnionym zbiorniku. Przewodnictwo cieplne gazu jest niezależne od ciśnienia, ale tylko dopóty, dopóki ciśnienie to nie jest zbyt małe. W gazach lub parach bardzo rozrzedzonych, przewodnictwo cieplne proporcjonalne jest do ciśnienia. Ponadto jest odwrotnie proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego z gęstości gazu (lub pary), zależy także od ciepła właściwego gazu i od natury stygnącej w gazie powierzchni ciała stałego.

Znaczenie pierwszej metody polega na tem, że wskazuje ona ciśnienie całkowite w opróżnionym zbiorniku, bez względu na to, jaki gaz lub para w nim się znajduje. Metoda druga pozwala nam ponadto oznaczyć średnią gęstość (dokładniej, średni pierwiastek kwadratowy gęstości) pozostałej mieszaniny gazów.



Wreszcie metoda trzecia, jako najbardziej zależna od różnic w właściwościach gazów, uzupełnić może dane, osiągnięte przez dwie pierwsze metody i dopomóc w dokonaniu prawdziwej analizy próżni pod względem jakościowym i ilościowym.

Zajmowaliśmy się dotąd wyłącznie sposobami wytwarzania i mierzenia próżni, nie troszcząc się o właściwości opróżnianego naczynia. W istocie jednak od właściwości tych zależy w znacznej mierze skład i ilość pozostałych gazów.

Przedewszystkiem, jeżeli ściany zewnętrzne aparatu nie są zrobione wyłącznie ze szkła i platyny, to do złożenia jego części musiano użyć środków uszczelniających (rtęć, tłuszcz, lak), które wypełniają wnętrze aparatu swymi parami i przeszkadzają w osiągnięciu doskonałej próżni. Ale ponadto wszelkie powierzchnie ciał stałych są przy dostatecznym stopniu rozrzedzenia obfitem źródłem par i gazów; wydzielają bowiem z siebie gazy, jakie w poprzedniej swej historii adsorbowały lub rozpuściły. Wydzielanie to gazów staje się przyczyną tego, że w aparacie dobrze opróżnionym i oddzielonym następnie od pompy, np. przez zatopienie połączenia szklanego, próżnia psuje się z czasem powoli, jeżeli wszystkie części aparatu utrzymywane są w temperaturze zwykłej, nader szybko jeżeli w aparacie zachodzą działania, powodujące ogrzanie całego aparatu lub jego części (lampki żarowe, rury do wyładowań elektrycznych). Stąd dobra próżnia może być osiągnięta w sposób trwały tylko pod warunkiem uprzedniego wypędzenia adsorbowanych lub rozpuszczonych gazów. W tym celu utrzymuje się zazwyczaj aparat podczas działania pompy w wysokiej temperaturze (do 300°); a zabieg ten, który nazwiemy tu dla krótkości „opróżnianiem ścian“, stosowany bywa jednakowo w praktyce laboratoryjnej i w przemyśle.

Jeżeli ściany nie zostały opróżnione, to będą gaz wydzielać nieustannie podczas działania pompy. W końcu wytworzy się stan równowagi, w którym ilość gazu, wydzielanego ze ścian, równać się będzie ilości gazu, usuwanego przez pompę w tym samym czasie. W tym stanie równowagi trwać będzie nieustanny ruch gazu od aparatu do pompy. Powstanie spadek ciśnienia w rurach, przez które gaz przepływa, tem większy, im rury te są węższe i dłuższe. Stąd przepis, znany w technice próżni, aby używać połączeń możliwie krótkich i szerokich. Próżnia, jaką w tych warunkach da się wytworzyć, będzie jeszcze zależna od stopnia

nasylenia gazami ścian opróżnianego naczynia i od szybkości usuwania gazu przez pompę.

Jasną jest rzeczą, że gdy chodzi o badanie w próżni zjawisk prostych, nie wymagających skomplikowanej aparatury, najlepiej jest skonstruować aparat całkowicie ze szkła i platyny, tak, żeby można było dokonać „opróżnienia ścian“. Często jednak warunki doświadczalne problemu zmuszają do użycia lutowań z cyny, lakowań, uszczelniania tłuszczowego lub rtęciowego, połączeń nie znoszących ogrzewania do wysokiej temperatury. Ale nawet i w szklanych aparatach nie zawsze można gazy ze ścian wypędzić, np. podczas doświadczeń wykładowych, które muszą być wykonane szybko. Pozostaje więc dość ważne dla praktyki laboratoryjnej pytanie: jakie są najlepsze sposoby wytwarzania próżni w naczyniach z nieopróżnionymi ścianami i jakie są granice osiągalne przy użyciu tych sposobów próżni.

Z zagadnieniem tem zetknąłem się w toku pracy nad ładunkiem odskoku promieniotwórczego, pracy, w której chodziło o otrzymanie jaknajdoskonalszej próżni w aparacie, złożonym z części lakowanych, lutowanych etc. Okoliczności czasu wojennego sprawiły, że wypadło mi kolejno przestudyować wszystkie prawie znane sposoby techniki próżni, a nawet spróbować kilku dotąd nie używanych.

W pracy niniejszej pragnąłbym zdać sprawę z poczynionych przy tem spostrzeżeń, w nadziei, że mogą być pożyteczne dla osób, mających do czynienia z techniką próżni.

Dla oceny otrzymywanych wyników skonstruowałem kilka aparatów, opartych na metodach Knudsen'a, które pozwolę sobie tu opisać.

## I. APARATY DO MIERZENIA.

### A. Manometr absolutny.

1. Przypominam, że na ruchomą powierzchnię manometru absolutnego wywierane jest ciśnienie  $K$ , skierowane od powierzchni ogrzanej do powierzchni ruchomej.

$$K = \alpha \frac{p}{2} \left( \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1 \right).$$



We wzorze tym  $p$  oznacza ciśnienie gazu w dynach na  $\text{cm}^2$ ,  $T_1$  jest temperaturą powierzchni ogrzanej,  $T_2$  temperaturą powierzchni ruchomej, równą temperaturze pozostałych części aparatu;  $\alpha$  jest bardzo zbliżone do jedności dla ciśnień mniejszych od 1 dyny/ $\text{cm}^2$ ; naogół jest  $\alpha$  funkcją ciśnienia, zmniejszającą się powoli, gdy  $p$  wzrasta. W manometrze absolutnym powierzchnia ruchoma odchyła się o pewną wielkość  $\delta$  proporcjonalną do ciśnienia  $K$ ; sposób mierzenia odchylenia zależy od rodzaju sił, użytych do zrównoważenia ciśnienia  $K$ .

Mamy

$$\delta = C_1 K = C_1 \alpha \frac{p}{2} \left( \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1 \right) \quad (1),$$

lub gdy  $T_1 - T_2$  jest małe,

$$\delta = \frac{C_1 \alpha p}{4 T_2} (T_1 - T_2) \quad (2).$$

Cechowanie aparatu polega na wyznaczeniu stałej  $C_1$  i funkcji  $\alpha$ . W tym celu należy połączyć manometr absolutny z miarką Mac-Leod'a, z pompą Gaede'go i pipetą Knudsen'a, t. j. zbiornikiem suchego gazu, z którego można wyprowadzać b. drobne ilości, „krople“ gazu. Po dokładnem opróżnieniu manometru absolutnego i miarki Mac-Leod'a, zamyka się połączenie z pompą i wprowadza się „krople“ gazu z pipety, mierząc po każdym wprowadzeniu ciśnienie  $\pi$  w miarce oraz  $\delta$ ,  $T_1$ ,  $T_2$  w manometrze absolutnym. Krzywa

$$\frac{\delta}{T_1 - T_2} = f(\pi).$$

nie różni się prawie od prostej, dla wartości  $\pi$ , zbliżonych do zera, a nachylenie  $\varphi$  tej prostej równa się  $\frac{C_1}{4 T_2}$ .

W istocie, możemy położyć

$$\pi = p - p_0$$

gdzie  $p_0$  jest ciśnieniem par w miarce Mac-Leod'a.

Na zasadzie określenia  $\varphi$  mamy:

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{(T_1 - T_2)} \frac{d\delta}{d\pi_{(\pi=0)}} = \frac{1}{(T_1 - T_2)} \frac{d\delta}{dp_{(p=p_0)}} = \\ &= \frac{C_1}{4 T_2} \left( \alpha + p_0 \frac{d\alpha}{dp_{(p=p_0)}} \right). \end{aligned}$$

Otóż najczęściej  $p_0$  jest dosyć małe abyśmy mogli położyć  $\alpha = 1$  i zaniedbać  $p_0 \frac{d\alpha}{dp}$  wobec  $\alpha$ .

Mamy więc

$$\varphi = \frac{C_1}{4 T_2}.$$

Wielkość  $\frac{C_1}{4 T_2}$  nazwiemy czułością manometru absolutnego w temperaturze  $T_2$ . Określenie tej wielkości wystarcza do oznaczania ciśnień tak małych, że  $\alpha = 1$ .

Dla ciśnień większych należy postępować jak następuje:

Niech będzie  $\delta_0$  odchylenie w manometrze absolutnym gdy  $\pi = 0$ , zatem  $p = p_0$ ; mamy

$$\frac{\delta_0}{T_1 - T_2} = \frac{C_1}{4 T_2} \cdot p_0,$$

a stąd wyliczamy

$$p_0 = \frac{4 T_2}{C_2 (T_1 - T_2)} \delta_0 \quad (3).$$

Chcąc oznaczyć ciśnienie absolutne  $p$  odpowiadające danemu odchyleniu  $\delta$  w manometrze absolutnym, wyliczamy najprzód z krzywej

$$\frac{\delta}{T - T_0} = f(\pi)$$

odpowiednią wartość  $\pi$  t. j.  $p - p_0$ , a stąd otrzymujemy  $p$ , posiłkując się wzorem (3).

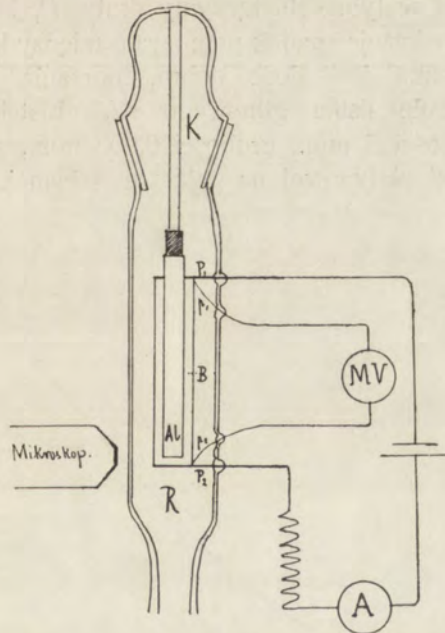
2. Manometr absolutny skręcienny podobny był do przyrządu, opisanego przez Knudsen'a<sup>1)</sup>; główna różnica polegała

<sup>1)</sup> Ann. d. Physik, 32. 1910, str. 841.



na tem, że zawieszałem płytkę z miki na nici elastycznej (nić z fosforbronzu 00, współczynnik skręcenia około 0.1), zamiast na nici pajęczej jak u Knudsen'a. Skala oddalona była o 2 m.

Układ optyczny stanowiło zawieszone na nici małe lustro płaskie; w połączeniu z wypukłym szkłem do okularów o odległości ogniskowej 2 m., włakowaniem w okienko aparatu. Płaszcz, otaczający manometr, napełniony był wodą lekko zakwaszoną i mógł być ogrzewany w nader wygodny sposób, przez przepuszczenie przez płyn prądu z sieci miejskiej. Płaszcz połączony był z dwoma zbiornikami roztworu; przy pomocy odpowiednich rurek szklanych i gumowych łatwo było zastąpić płyn ogrzany płynem o temperaturze pokojowej. Manometr umocowany był na ciężkim trójnogu. Manometr wycechowany został przez porównanie z miarką Mac-Leod'a; czułość jego wynosiła 50 podz. na 1 stopień ogrzania przy ciśnieniu 1 dyny na  $\text{cm}^2$ .



Rys. 1.

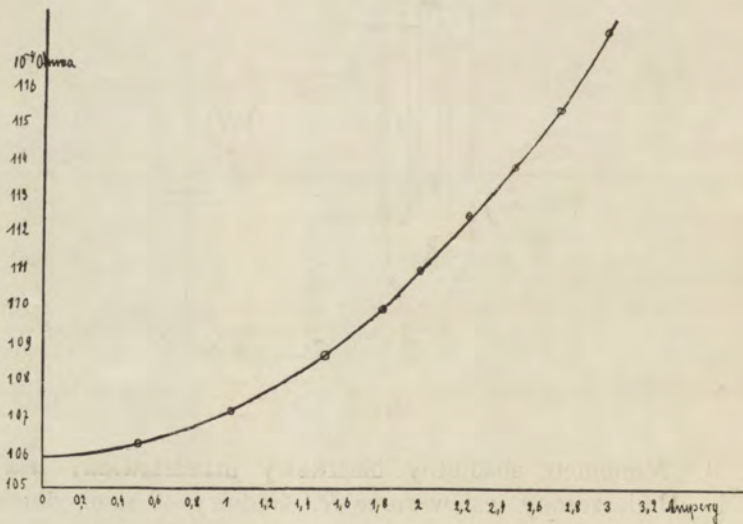
3. Manometr absolutny blaszkowy przedstawiony jest na rys. 1. Umieszczony jest w rurce  $R$ , średnicy 30 mm., długości 150 mm., zaopatrzonej w szlifowany korek  $K$  (najlepiej użyć

w tym celu „normalnych“ szlifowanych połączeń szklanych, wyrabianych jako części pomocnicze do pompy molekularnej przez firmę E. Leybold's Nachf. w Kolonii).

Przez przedłużenie rury  $R$ , manometr połączony być może z pompą lub z opróżnionymi aparatami.

Manometr składa się z platynowej blaszki  $B$ , o temperaturze zmiennej, i z listka glinowego  $Al$ , którego odchylenia są wskazaniami manometru. Blaszka  $B$  długości 50 mm., szerokości 10 mm., grubości 0,05 mm., spojona jest z dwoma grubymi drutami platynowymi  $P_1$ ,  $P_2$  i z dwoma cienkimi  $p_1$  i  $p_2$ ; wszystkie te druty wlotowane są w ścianę rury  $R$  i wychodzą na zewnątrz. Druty  $P_1$  i  $P_2$  przyłączone są do obwodu elektrycznego, obejmującego baterię akumulatorów, opornik i ampermetr. Gdy obwód jest zamknięty, prąd przechodzący przez blaszkę ogrzewa ją. Temperaturę blaszki wyliczamy z jej oporu elektrycznego, a w tym celu łączymy druty  $P_1$  i  $P_2$  z miliwoltmetrem, który wskazuje spadek potencjału między końcami blaszki.

Gdy próżnia jest dość dobra, ogrzanie blaszki  $B$  wywołuje odchylenie listka glinowego  $Al$ . Listek ten długości 45 mm., szerokości 5 mm., grubości 0,003 mm., zawieszony jest nawprost blaszki platynowej na pałeczce szklanej, przechodzącej przez korek  $K$ .



Rys. 2.



Odchylenie blaszki oglądane jest w mikroskopie  $M$ , zaopatrzonym w podziałkę mikrometryczną (1 podziałka odpowiada  $\frac{1}{15}$  mm.).

Krzywa rys. 2 przedstawia opór blaszki w funkcji natężenia przechodzącego przez nią prądu. W doświadczeniu tem manometr opróżniony był do możliwych granic, przez użycie węgla kokosowego, chłodzonego w ciekłym powietrzu pompy rtęciowej G a e d' e' g' o. Temperatura otoczenia wynosiła  $14^{\circ}$ ; temperaturę zewnętrznych części aparatu uważać można za równą tej samej wartości.

W istocie, wobec słabej produkcji ciepła przez prąd (najwyżej  $\frac{1}{100}$  cal/sec), oraz znacznej powierzchni rury  $R$ , rura ta nie rozgrzewała się w sposób widoczny, jak to stwierdziłem zresztą bezpośrednio. Z krzywej widzimy, że gdy natężenie prądu wynosi 2 amp., opór blaszki powiększa się w stosunku

$$\frac{1,11}{1,059} = 1,049,$$

stąd wyliczamy, że temperatura jej podnosi się o  $17^{\circ}$ .

Przewyżka temperatury, jaką blaszka nabywa na skutek wyzwalającego się z niej ciepła J o u l e' a, zależy przy danej wartości natężenia prądu od ciśnienia i natury gazu, wypełniającego manometr, i jest tem większa, im lepsza próżnia, im mniejsze przewodnictwo gazu. Jednakże dopóki ciśnienie nie przekracza  $2$  dyn/cm<sup>2</sup>, strata ciepła przez przewodnictwo gazu tak jest niewielka w porównaniu ze stratą ciepła przez przewodnictwo metalu i przez promieniowanie, że można, w tych granicach ciśnienia, zaniedbać wpływ przewodnictwa gazu, a więc uważać temperaturę blaszki za funkcję natężenia prądu wyłącznie. Wynika stąd nader dogodny sposób cechowania i używania manometru absolutnego.

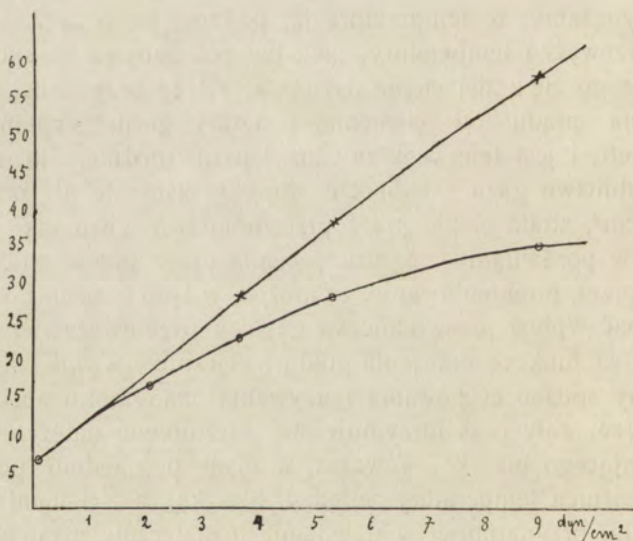
Przez cały czas utrzymuje się niezmiennie natężenie prądu, ogrzewającego blaszkę; wówczas, w myśl poprzednio powiedzianego, różnica temperatury między blaszką, a ścianami aparatu jest stała, przynajmniej w dziedzinie dostatecznie niskich ciśnień; zatem odchylenie listka jest funkcją wyłącznie ciśnienia gazu.

Cechowanie aparatu polega na podaniu wartości odchylenia, odpowiadających danym wartościom ciśnienia, odczytanego na miarce M a c - L e o d a. Sposób ten cechowania wprowadza bardzo znaczne uproszczenia w użyciu manometru absolutnego; jeden pomiar wystarcza bowiem do zmierzenia ciśnienia, podczas

gdy zazwyczaj potrzeba tu dwu pomiarów, odchylenia i różnicy temperatury  $T_1 - T_2$ .

Jak już było powiedziane, sposób ten stosować można tylko do ciśnień bardzo małych, wynoszących co najwyżej 1—2 tysięcznych milimetra; o ile ma się do czynienia z ciśnieniami wyższymi, konieczną jest rzeczą przy cechowaniu wyznaczać temperaturę blaszki i postępować, jak to było wyjaśnione na str. 696. Zauważyć jednak należy, że właściwą dziedziną manometru absolutnego jest dziedzina ciśnień, nie przenoszących 1—2 dyny/cm<sup>2</sup>. Dla wyższych ciśnień miarka Mac-Leoda jest przyrządem zupełnie odpowiednim, jak to zresztą wynika z faktu, że używamy jej do cechowania manometru Knudsen'a.

Rysunek 3-ci przedstawia wyniki cechowania manometru, na krzywej niższej przedstawiam wartości odchylenia  $\delta$  w funkcji ciśnienia  $\pi$  mierzonego w miarce Mac-Leoda, gdy



Rys. 3.

natężenie prądu ogrzewającego blaszkę wynosi 2 amp., a do cechowania posługuję się „kroplami“ suchego powietrza. Na krzywej wyższej uwzględniłam wpływ przewodnictwa cieplnego gazu, wprowadzając zamiast  $\delta$ , wartości  $\delta_t$  odchylenia, jakie otrzymalibyśmy,



gdyby temperatura blaszki była istotnie niezmienna. Jak widzimy, obie krzywe zlewają się ze sobą w części początkowej, aż do ciśnień, wynoszących 1 dyn/cm<sup>2</sup> w manometrze Mac-Leod'a, a 2 dyn/cm<sup>2</sup> w manometrze absolutnym.

Dla opisanej tu uproszczonej metody wygodnie jest podać czułość, jako równą nachyleniu początkowemu  $\varphi$  krzywej I lub II.

Dzieląc  $\varphi$  przez  $T_1 - T_2$  znajdziemy czułość  $\frac{C_1}{4 T_2}$  określoną jak poprzednią. Znajdujemy  $\varphi = 6,1$  podz./1 dyne

$$\frac{C_1}{4 T_2} = \frac{6,1}{17,7} = 0,345.$$

Czułość więc opisanego tu przyrządu jest dość mała. Czułość tę bardzo łatwo powiększyć, jeśli potrzeba 10-krotnie lub więcej razy nawet przez użycie lżejszego listka (np. ze złota malarskiego), oraz zastosowanie potężniejszego mikroskopu. Jednakże aparat w formie tu opisanej wystarcza zupełnie do mierzenia próżni w naczyniach ze ścianami nieopróżnionymi, dzięki zaś większej grubości listka, posiada stałsze zero niż inne czulsze aparaty tego samego typu, które konstruowałem.

## B. Metoda tarcia zewnętrznego.

Skonstruowany przezemnie przyrząd do mierzenia tarcia zewnętrznego składa się zasadniczo z cienkiego krążka glinowego, zawieszonoego w środku na nici elastycznej i z małego, lekkiego lusterka, przymocowanego do krążka. Układ ten znajduje się w zamkniętym, szczelnym naczyniu, połączonym z badaną próżnią. Jeżeli wytrącimy układ z położenia równowagi, obróciwszy krążek dokoła osi, układ zacznie wykonywać drgania, których amplituda zmniejszać się będzie na skutek oporu, stawianego przez gaz.

Niech będzie:

$J$  — moment bezwładności układu,

$\alpha$  — kąt odchylenia od położenia równowagi,

$C$  — moment skręcenia nici.

Równanie ruchu będzie kształtu

$$J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + K \frac{d \alpha}{dt} + C \alpha = 0 \quad \dots \quad (1).$$

Wyraz  $K \frac{d \alpha}{dt}$  oznacza moment sił wywiązanych przez tarcie.

Dla wyliczenia wielkości  $K$  podzielmy krążek na pierścienie spółśrodkowe i rozważmy pierścień, zawarty między kołami o promieniach  $r$  i  $r + dr$ . Szybkość liniowa w każdym punkcie tego pierścienia jest  $r \frac{d \alpha}{dt}$ . Podzielmy teraz pierścień na szereg nieskończenie małych czworoboków o powierzchni  $r dr d \varphi$ , promieniami, tworzącymi z sobą kąty  $d \varphi$ .

Jeżeli  $\varepsilon$  jest spółczynnikiem tarcia, to na każdy czworobok działać będzie w kierunku odwrotnym do ruchu siła:

$$2 \varepsilon r \frac{d \alpha}{dt} \cdot r dr d \varphi.$$

Czynnik 2 pochodzi stąd, że siły tarcia działają na obie strony krążka.

Moment tej siły względem osi obrotu będzie:

$$2 \varepsilon \frac{d \alpha}{dt} r^3 dr d \varphi.$$

A więc moment sił tarcia wywieranych na cały krążek wyrazi się całką

$$K \frac{d \alpha}{dt} = 2 \varepsilon \frac{d \alpha}{dt} \int_0^{2\pi} \int_0^R r^3 dr d \varphi = \pi R^4 \varepsilon \frac{d \alpha}{dt}.$$

Wyliczamy stąd

$$K = \pi R^4 \varepsilon,$$

gdzie  $R$  jest promieniem krążka.

Podług Knudsen'a <sup>1)</sup> spółczynnik tarcia zewnętrznego w czystym gazie o ciężarze cząsteczkowym  $M$ , pod dostatecznie niskim ciśnieniem  $p$  i w temperaturze bezwzględnej  $T$

<sup>1)</sup> Ann. d. Physik, 44. 1915, str. 526.



$$\varepsilon = 4,38 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{M}{T}} p = Ap \dots (2),$$

a stąd

$$K = \pi R^4 Ap = Dp \dots (3),$$

gdzie  $D$  daje się w zupełności wyliczyć z wymiarów przyrządu, oraz warunków doświadczenia.

Jeżeli mamy do czynienia z mieszaniną czystych gazów, których ciśnienia cząstkowe są  $p_1, p_2$  i t. d., mieć będziemy

$$K = D_1 p_1 + D_2 p_2 + \dots$$

gdzie stałe  $D_1, D_2$  są zupełnie analogiczne do stałej z wzoru (3).

Powróćmy teraz do równania (1).

Całkując to równanie, otrzymamy

$$\alpha = A_0 e^{\frac{-Kt}{2J}} \cos \sqrt{\frac{C}{J} - \frac{K^2}{4J^2}} t,$$

t. j. typowy wzór drgań tłumionych, przyczem okres wahań

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{C}{J} - \frac{K^2}{4J^2}}} = \frac{4\pi J}{\sqrt{4CJ - K^2}},$$

zaś współczynnik tłumienia równa się  $\frac{K}{2J}$ .

Jak zobaczymy,  $K$  jest w moim przyrządzie bardzo małe w porównaniu z  $4CJ$ .

Można więc napisać wzór uproszczony

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{C}},$$

w którym okres wahań oblicza się tak samo, jak w wahaniach bez tłumienia.

Kolejne maxima amplitudy są:

$$A_0 = A_0; \quad A_1 = A_0 e^{-\frac{K}{4J} T};$$

$$A_2 = A_0 e^{-\frac{K}{2J} T} \dots A_n = A_0 e^{-\frac{nK}{4J} T}.$$

Jak to czynimy zazwyczaj, określimy logarytmiczny dekrement  $\Delta$  jako

$$\Delta = T \log e \frac{K}{4J} = \log \frac{A_p}{A_{p-1}} = \frac{1}{n} \log \frac{A_n}{A_0},$$

a więc jako wielkość, dającą się wyznaczyć z obserwacji wahań układu.

Jeżeli przyrząd wypełniony jest gazem czystym, potrafimy stąd wyliczyć ciśnienie gazu, na zasadzie wzoru (3). Wiemy jednak, że naogół, oprócz uważanego gazu, w przyrządzie istnieć będą pary rtęci, tłuszczów i t. d. Pary te pozostaną nawet po najdłuższym działaniu pompy, obecność ich sprawi, że wahania tłumione będą energicznie nawet wtedy gdy już miarka Mac-Leod'a żadnego ciśnienia nie wykaże.

Niech będzie  $L$  wartość logarytmicznego dekrementu, odpowiadająca najlepszej próżni jaką osiągnąć się dało. Nazwijmy  $K_0$  współczynnik tarcia w tej próżni, wówczas

$$L = T \log e \cdot \frac{K_0}{4J} \dots \dots \dots (4).$$

Wielkość  $K_0$  zależy, między innymi, od tarcia wewnętrznej nici elastycznej i t. p.

Jeżeli teraz wpuścimy pewną ilość czystego gazu, np. wodoru lub suchego powietrza, logarytmiczny dekrement przybierze nową wartość

$$L + \Delta_1 L,$$

zaś współczynnik tarcia — wartość  $K_1$ . Przy tem mieć będziemy

$$L + \Delta_1 L = T \log e \cdot \frac{K_1}{4J}; \quad K_1 = K_0 + Dp_1 \dots \dots (5),$$

gdzie  $p_1$  jest ciśnieniem wprowadzonego gazu,  $D$  — współczynnikiem, wyliczonym podług wzorów (2) i (3).

Z równań (4) i (5) znajdujemy

$$\Delta_1 L = \frac{T \log e}{4J} \cdot (K_1 - K_0) = \frac{T \log e}{4J} \cdot Dp_1 = Bp_1 \dots$$

A więc przyrost logarytmicznego dekrementu proporcjonalny jest do ciśnienia wprowadzonego gazu, zaś współczynnik proporcjonalności  $B$  daje się wyliczyć z warunków doświadczenia,



gdy ciężar cząsteczkowy wprowadzonego gazu jest znany. W ten sposób przyrząd może funkcjonować jako absolutny, t. j. jako przyrząd, którego stałe wyznaczone są drogą rachunku.

Jednakże racjonalniejszym sposobem będzie wycechowanie przy pomocy manometru absolutnego lub miarki Mac-Leoda. W tym celu wystarczy zmierzyć bezpośrednio ciśnienie  $p_1$  wprowadzonego gazu przy pomocy jednego z tych przyrządów. Znając  $p_1$  wyliczymy stałą  $B_1$ . W ten sposób aparat będzie wycechowany dla danego czystego gazu.

Niech będzie  $M_1$  ciężar cząsteczkowy tego gazu. Dla innego gazu o ciężarze cząsteczkowym  $M_i$  mieć będziemy w tej samej temperaturze

$$\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_1} = \frac{B_i}{B_1} = \sqrt{\frac{M_i}{M_1}}; \quad B_i = B_1 \sqrt{\frac{\varepsilon_i}{M_1}} \dots (6).$$

Jeżeli, np., do cechowania użyliśmy wodoru,  $M_1 = 2$ , mieć będziemy dla tlenu

$$(M_2 = 32) \quad B_2 = 4 B_1,$$

dla rtęci

$$(M_3 = 198) \quad B_3 = 10 B_1,$$

dla powietrza

$$(M_4 = 29) \quad B_4 = 3,8 B_1.$$

Odwrotnie, jeżeli dla niewiadomego gazu stała

$$\frac{\Delta_x L}{p_x} = B_x,$$

została określona doświadczalnie, to z wzoru (6) wyliczyć możemy ciężar cząsteczkowy tego gazu

$$M_x = M_1 \left( \frac{B_x}{B_1} \right)^2 = M_1 \left( \frac{\Delta_x L}{p_x \cdot B_1} \right)^2 \dots (7).$$

Skonstruowany przezemnie przyrząd posiadał wymiary następujące:

- średnica krążka glinowego 3,5 cm.;
- średnica lusterka . . . . 1,5 cm.;
- waga krążka . . . . . 0,060 gr.;

waga lusterka . . . . . 0,193 gr.;  
okres wahania. . . . . 10 sec.

Wyliczam stąd:

moment bezwładności krążka

$$\frac{6 \cdot 10^{-2} \cdot 1,75^2}{2} = 9,2 \cdot 10^{-2},$$

moment bezwładności lusterka

$$\frac{1,93 \cdot 10^{-1} \cdot (0,75)^2}{4} = 2,7 \cdot 10^{-2}$$

moment całkowity

$$J = 11,9 \cdot 10^{-2} \text{ g. cm}^2.$$

Spółczynnik tarcia krążka

$$K' = \pi R^4 \varepsilon = 29,2 \varepsilon.$$

Co do współczynnika tarcia lusterka, to łatwo wyliczyć, że wynosi on

$$\frac{\pi r^4}{2} \varepsilon' = 0,5 \varepsilon',$$

gdzie  $\varepsilon'$  jest siłą, wynikającą z oporu gazu, działającą na 1 cm.<sup>2</sup> powierzchni, poruszającej się w kierunku prostopadłym do samej siebie z szybkością 1 cm/sec. Podług Kundena<sup>1)</sup>  $\varepsilon = \text{ok. } 3,6 \varepsilon$ , możemy więc z dostateczną ścisłością napisać  $K = 31 \varepsilon$ , rozumiejąc pod  $K$  współczynnik tarcia całego układu.

Wyliczmy teraz  $\varepsilon$  dla wodoru.

Mamy

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{M}{T}} 4,38 \cdot 10^{-5}.$$

W temperaturze  $12^\circ = 285$  bezwzgl. mieć będziemy

$$\varepsilon = 4,38 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\sqrt{2}}{16,9} = 3,67 \cdot 10^{-6}.$$

<sup>1)</sup> Ann. d. Physik, 46, str. 649.



Wartość teoretyczna współczynnika  $K$  jest więc, pod ciśnieniem 1 dyny / cm.<sup>2</sup>

$$K = 31 \cdot 3,67 \cdot 10^{-6} = 1,136 \cdot 10^{-4}.$$

Wyliczamy stąd, że stała  $B_1$  równa się

$$\begin{aligned} & \frac{1,145 \cdot 10^{-4}}{4J} T \log e = \\ & = \frac{1,136 \cdot 10^{-4} \cdot 10 \cdot 0,434}{4 \cdot 11,9 \cdot 10^{-2}} = 1,035 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

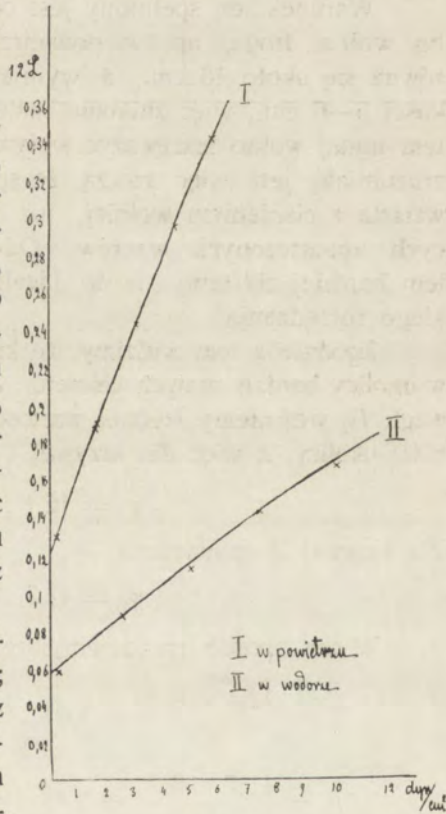
i tej samej wielkości równać się powinien przyrost logarytmicznego dekrementu  $\Delta_1 L$ , gdy pod bardzo niskim ciśnieniem początkowym, zwiększamy ciśnienie wodoru o 1 dynę / cm.<sup>2</sup>.

W powietrzu, w tej samej temperaturze mieć powinniśmy

$$B_2 = 3,8 B_1 = 3,94 \cdot 10^{-3}.$$

Dla doświadczalnego oznaczenia stałych  $B_1$ , wzgl.  $B_2$ , łączyłem aparat z miarką MacLeod'a i z pipetą Knudsen'a, napełnioną wodorem, wzgl. suchym powietrzem. Po jaknajdokładniejszym opróżnieniu całej aparatury, mierzyłem logarytmiczny dekrement  $L_0$  oraz ciśnienie  $p_0$  w miarce MacLeod'a. Następnie wprowadzałem po „kropki“ gazu, mierząc po każdym wprowadzeniu gazu logarytmiczny dekrement oraz ciśnienie.

Wyniki cechowania przedstawione są na krzywych rys. 4; krzywa I otrzymana została z wodorem, krzywa II z powietrzem. Odciętymi są ciśnienia w tysięcznych częściach milimetra rtęci, rzędniemi wielkości  $12 L$ .



Rys. 4.

W istocie, ze względu na bardzo powolne zanikanie drgań, wyliczałem stosunki wychyleń

$$\frac{A_{12}}{A_0}, \text{ wzgl. } \frac{A_{12+i}}{A_i},$$

t. j. wychyleń, oddzielonych w czasie 6-ma całkowitemi okresami wahań.

Według wzoru (5), przyrost logarytmicznego dekrementu powinien być proporcjonalny do ciśnienia. Zamiast krzywych, powinniśmy mieć proste, o nachyleniu równem 12  $B_1$  (współczynnik 12 wynika stąd, że mierzymy 12  $L_1$ , zamiast  $L_1$ ). Jednak nie należy zapominać, że teoria ta stosuje się dokładnie tylko do bardzo wielkich rozrzedzeń, takich, że wymiary aparatu są znikomo małe wobec wielkości wolnej drogi.

Warunek ten spełniony jest oczywiście tylko w przybliżeniu, bo wolna droga, np. w powietrzu pod ciśnieniem  $1/1000$  mm., równa się około 13 cm., a wymiary aparatu są porządku wielkości 5—6 cm., więc znikomo małe nie są. Im wyższe ciśnienie, tem mniej wolno lekceważyć wpływ wolnej drogi cząsteczek gazu, zrozumiała jest więc rzeczą, że współczynnik tarcia zewnętrznego wzrasta z ciśnieniem wolniej, niż by wynikało z poprzedzających uproszczonych wzorów. Odwrotnie, im niższe ciśnienie, tem bardziej zbliżamy się do idealnych warunków „bardzo wielkiego rozrzedzenia“.

Zgodnie z tem widzimy, że krzywe zbliżają się do prostych w okolicy bardzo małych ciśnień. Za podstawę do wyliczenia  $B_1$ , wzgl.  $B_2$  weźmiemy średnią wartość nachylenia  $\varphi_1$  i  $\varphi_2$  krzywych z tej okolicy, a więc dla krzywej I (wodór)

$$\varphi_1 = 12,1 \cdot 10^{-3},$$

dla krzywej II (powietrze)

$$\varphi_2 = 41,7 \cdot 10^{-3}.$$

W ten sposób znajdujemy, że

$$B_1 = \frac{12,1 \cdot 10^{-3}}{12} = 1,01 \cdot 10^{-3} \text{ zam. } 1,035 \cdot 10^{-3},$$

$$B_2 = \frac{41,7 \cdot 10^{-3}}{12} = 3,48 \cdot 10^{-4} \text{ zam. } 3,94 \cdot 10^{-3}.$$



Jak widzimy, zgodność doświadczenia z teorią jest zupełnie zadowalająca w przypadku wodoru, nieco gorsza w przypadku powietrza, co tłumaczy się bezwątpienia większą długością wolnej drogi w wodorze, i co za tem, dokładniejszym spełnieniem wymagań teorii w doświadczeniach w wodorze. Wartości doświadczone należą oczywiście uważać za pewniejsze, niemi też należy posługiwać się przy używaniu przyrządu do pomiarów.

Rzut oka na krzywe rys. 4 pozwala nam sprawdzić, jak wielkie jest tłumienie drgań w „próżni“. Wartości logarytmicznego dekrementu, odpowiadające ciśnieniu 0 danego gazu, znajdujemy przedłużając proste I i II aż do przecięcia się z osią rzędnych.

Otrzymujemy w ten sposób na  $L$ , z krzywej I wartość 0,00475, z krzywej II wartość 0,01. To znaczy, że tłumienie jest w pierwszym przypadku takie, jak w powietrzu pod ciśnieniem 1,4 dyn/cm<sup>2</sup>, zaś w drugim, jak w powietrzu pod ciśnieniem 3 dyn/cm<sup>2</sup>.

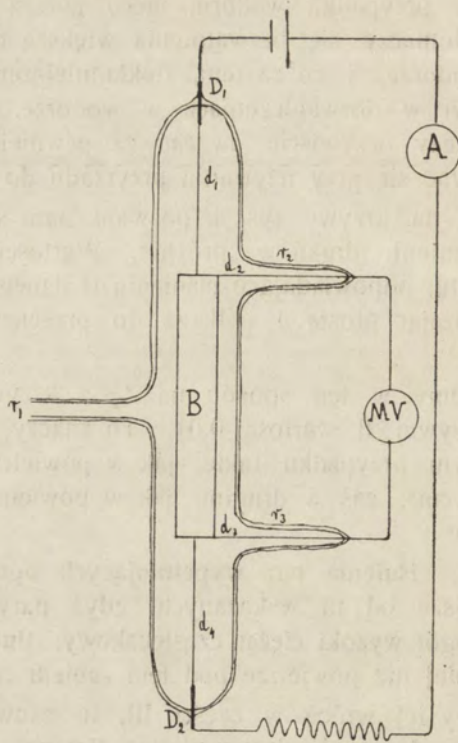
W istocie, ciśnienia par wypełniających opróżnioną przestrzeń są mniejsze od tu wskazanych, gdyż pary te, np. para rtęci, mają naogół wysoki ciężar cząsteczkowy; tłumią więc wahanie energiczniej niż powietrze pod tem samym ciśnieniem.

Do sprawy tej wrócę w części III, tu zauważę, że w doświadczeniu z wodorem  $L_0$  jest mniejsze dlatego, że w doświadczeniu tem pary zostały częściowo wymrożone.

### C. Metoda przewodnictwa cieplnego.

Jak widzieliśmy w ust. I, przewodnictwo cieplne jest jedną z tych własności gazów bardzo rozrzedzonych, przy pomocy których mierzyć można ciśnienie gazu.

Przyrząd, przedstawiony na rys. 5 jest właśnie na tej zasadzie oparty. Składa się z blaszki platynowej  $B$ , grubości 0,03 mm., szerokości 0,5 cm., długości 7 cm., rozciągniętej w rurze szklanej  $R$ , średnicy 2 cm., długości 17 cm., na drutach platynowych  $d_1, d_2, d_3, d_4$ , z których każdy ma 4 cm. długości i 0,2 mm. grubości. Druty te przyszwejsowane są do blaszki. Druty  $d_1, d_4$  biegną w kierunku osi rurki  $R$  i długości blaszki  $B$ , przy końcach swoich przyszwejsowane są do grubych drutów platynowych



Rys. 5.

$D_1$  i  $D_2$ , wtopionych w rurkę i wychodzących nazewnątrz. Dru-  
ty  $d_2$  i  $d_3$  odchodzą od blaszki pod prostym kątem, wtopione są  
w boczne rurki  $r_2$  i  $r_3$  i wychodzą nazewnątrz. Rura  $R$ , przez  
boczną rurkę  $r_1$  połączona być może z badaną próżnią. Dru-  
ty  $D_1$ ,  $d_1$ , blaszka  $B$ , druty  $d_4$ ,  $D_2$ , stanowią część obwodu elek-  
trycznego, który uzupełniają nazewnątrz: akumulator, opornik  
i ampermetr. Dru-ty  $d_2$ ,  $d_3$  połączone są z miliwoltmetrem.

Przez zamknięcie obwodu możemy ogrzewać blaszkę  $B$ .  
Miliwoltmetr  $MV$ , w połączeniu z ampermetrem wskazuje opór,  
a przez to temperaturę blaszki. Przewyżka temperatury blaszki  
nad temperaturą otoczenia zależna jest, przy danem natężeniu  
prądu ogrzewającego, od szybkości, z jaką blaszka traci ciepło.

Otóż straty przypisać należy:



- 1) przewodnictwu cieplnemu drutów  $d_1, d_2, d_3, d_4$ ;
- 2) promieniowaniu cieplnemu blaszki i
- 3) przewodnictwu cieplnemu gazu, otaczającego blaszkę.

Z tych trzech czynników tylko ostatni zależy od ciśnienia gazu, a mianowicie jest do ciśnienia proporcjonalny. Temperatura blaszki jest więc w danym gazie, w danej temperaturze i przy danym natężeniu prądu ogrzewającego, funkcją ciśnienia gazu.

Zmienność funkcji uwarunkowana jest zmiennością przewodnictwa cieplnego gazu. Przyrząd musi więc być skonstruowany, tak, aby w ogólnym rachunku strat ciepła, strata przez przewodnictwo gazu odgrywała możliwie wielką rolę. W tym celu właśnie nadałem ogrzewanemu w próżni przedmiotowi formę blaszki, a więc dużą powierzchnię ( $7 \text{ cm.}^2$ ); blaszkę tę zaś rozpiąłem na cienkich drutach, aby zmniejszyć odpływ ciepła przez przewodnictwo tych drutów.

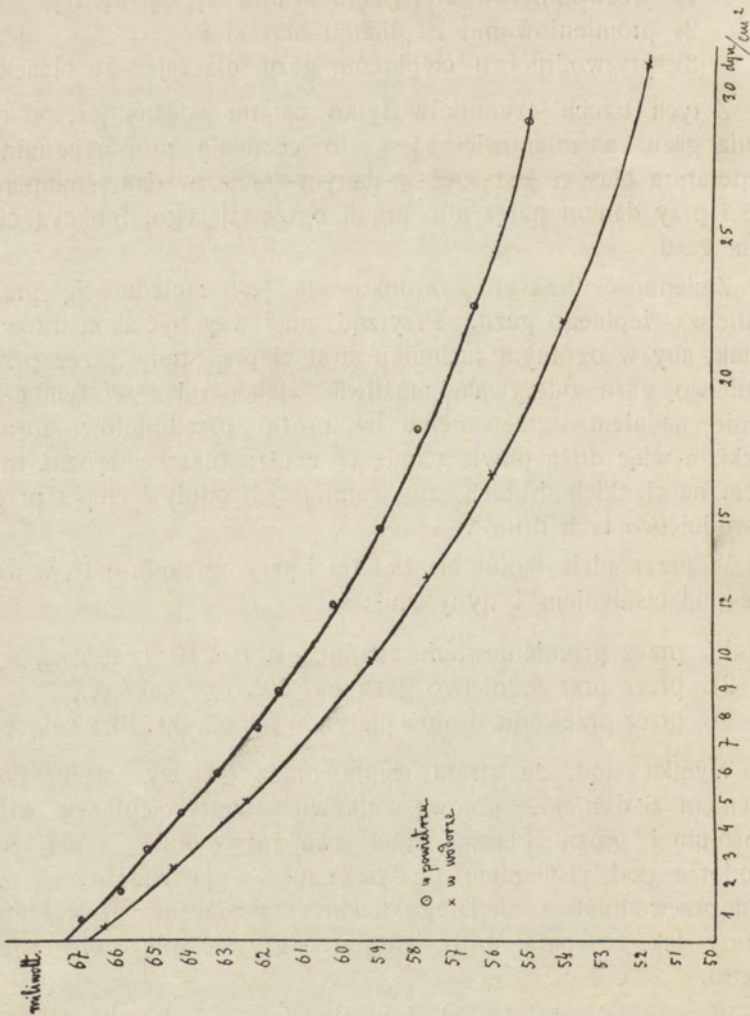
W przyrządzie moim blaszka traci przy ogrzaniu o  $1^\circ$ , w wodorze pod ciśnieniem  $1 \text{ dyn/cm.}^2$ :

- 1) przez promieniowanie cieplne ok.  $60 \cdot 10^{-6} \text{ cal./sec.}$ ,
- 2) przez przewodnictwo gazu ok.  $20 \cdot 10^{-6} \text{ cal./sec.}$ ,
- 3) przez przewodn. drutów platynowych ok.  $60 \cdot 10^{-6} \text{ cal./sec.}$

Wynika stąd, że strata ciepła przez gaz wynosi już pod ciśnieniem  $6 \text{ dyn/cm.}^2$  połowę całkowitej straty ciepła; a więc w absolutnej próżni blaszka traci dwa razy mniej ciepła, niż w wodorze pod ciśnieniem  $6 \text{ dyn/cm.}^2$ . Tym znacznym różnicom przewodnictwa cieplnego towarzyszą znaczne różnice temperatury, tak, że aparat może istotnie odgrywać rolę czułego manometru.

Wyznaczenie zależności funkcjonalnej między temperaturą a ciśnieniem, może być dokonane na drodze teoretycznej, ze względu jednak na bardzo długie rachunki, prościej jest wycechować przyrząd za pomocą miarki Mac-Leo'd'a lub manometru absolutnego.

Wyniki takiego cechowania widzimy na rys. 6. Na krzywych tego rysunku rzędniemi są liczby, odczytane na miliwoltmetrze, odciętemi ciśnienia w dynach na  $\text{cm.}^2$ . Krzywa I otrzymana została w powietrzu, krzywa II w wodorze. Pod ciśnie-



Rys. 6.

niem  $O_2$  rozumieć należy, że badany gaz usunięty został z przyrządu zupełnie, a pozostała w nim tylko para rtęci. Z tego powodu wyniki cechowania są zależne od ciśnienia nasyconej pary rtęci, a więc ściśle biorąc, stosują się tylko do temperatury, w której cechowanie dokonano ( $12^{\circ}$ ).

W rzeczywistości jednak przewodnictwo cieplne pary rtęci, ze względu na jej wysoki ciężar cząsteczkowy jest tak małe, że



można zaniedbać zmiany przewodnictwa, wynikające ze zmiany ciśnienia pary rtęci. Podczas doświadczenia blaszka ogrzewana była prądem o stałym natężeniu 0,84 amp., tak, że wskazania woltmetru są proporcjonalne bezpośrednio do oporu, a przez to z dostateczną dokładnością i do bezwzględnej temperatury blaszki.

Opór blaszki w temperaturze doświadczenia ( $12^{\circ}$ ) wynosił 0,0555 ohma, w najlepszej próżni miliwoltmetr wskazywał liczbę 67, wartość więc oporu dochodziła do

$$\frac{0,067}{0,84} = 0,08 \text{ ohma,}$$

co odpowiada temperaturze bezwzględnej 410, t. j. o

$$410 - (273 + 12) = 155^{\circ}$$

wyższej od temperatury otoczenia.

Pod bardzo niskim ciśnieniem zależność między temperaturą a ciśnieniem jest w przybliżeniu liniowa. Przyrost ciśnienia o 1 dynę odpowiada w wodrze przesunięciu wskazówki woltmetru o 0,85, w powietrzu o 0,65 podziałek. To odpowiada spadkowi temperatury w wodrze o  $5,2^{\circ}$ , w powietrzu o  $4^{\circ}$ .

Widzimy stąd, że przy zastosowaniu bardziej dokładnych sposobów mierzenia temperatury, metoda przewodnictwa cieplnego nadawać się może doskonale do mierzenia bardzo małych ciśnień.

Zauważyć należy, że wodór wywołuje 1,3 razy większy spadek temperatury, niż powietrze pod tem samym ciśnieniem, co tłumaczy się wyższem przewodnictwem cieplnem wodoru. Jednakże różnica w zachowaniu się tych gazów nie jest tak wielka, jakby tego można się spodziewać ze względu na znaczną różnicę ich gęstości.

Fakt ten, dostrzeżony przez Soddy'ego <sup>1)</sup> i Knudsen'a, znajduje wyłomczenie w teorii Smoluchowskiego <sup>2)</sup>, skoku temperatury lub spółczynnika akomodacyjnego <sup>3)</sup> Knudsen'a.

<sup>1)</sup> Proc. of the Roy. Soc. 83, 1910, str. 254; 84, 1911, str. 576.

<sup>2)</sup> Knudsen. Ann. d. Physik, 34, 1911, str. 593.

<sup>3)</sup> Smoluchowski. Ann. d. Physik, 35, 1911, str. 983.

Strata ciepła przez uderzające o powierzchnię ciała stałego cząsteczki gazu, zależna jest między innymi od zdolności tych cząsteczek przejmowania od ciała stałego szybkości, odpowiadających jego temperaturze. O zdolności tej, którą nazwano akomodacyjną, decyduje w równej mierze natura gazu i ciała stałego. Dla platyny i wodoru zdolność akomodacyjna jest niewielka; okoliczność ta właśnie sprawia, że wodór nie odbiera platynie ciepła tak szybko, jakby to z małej masy jego cząsteczek wynikać mogło.

### III. SPOSOBY OTRZYMYWANIA PRÓŻNI.

#### A. Pompa molekularna.

Jak już była mowa wyżej, punktem wyjścia niniejszej pracy było poszukiwanie sposobu wykonania jaknajlepszej próżni w moim aparacie do badania odskoku, aparacie, którego ściany, jak w większości aparatów tego typu, nie nadawały się do wypędzenia gazów przez ogrzewanie. Przystępując do pracy sądziłem, że w pompie molekularnej Gaed'ego znajdę idealny dla nich przyrząd.

W notatce wynalazcy jest powiedziane, że pompa ta wytworzyć jest zdolna w bardzo krótkim czasie próżnię tak wielką, że ciśnienie spada do

$10^{-6}$  mm. Hg. (około  $1,3 \cdot 10^{-3}$  dyn/cm.<sup>2</sup>)

i to bez użycia jakichkolwiek pomocniczych zabiegów i środków.

Jednakże ku wielkiemu mojemu zdumieniu, wyniki osiągnięte przy pomocy pompy molekularnej nie odpowiadały oczekiwaniom: pompa działa istotnie bardzo szybko, ale granica jej działania leży znacznie wyżej; w aparacie moim o pojemności 200 cm., oddzielonym rurą długości 1 m., średnicy 20 mm. od pompy, nie mogłem otrzymać niższego ciśnienia niż 0,4 dyn/cm.<sup>2</sup>, pomimo, że zaniechałem uszczelnień tłuszczowych, zastępując je wszędzie lakiem.

Niespodziewana ta okoliczność wyjaśniła się niebawem w sposób bardzo prosty; ja w doświadczeniach swoich posługiwałem się manometrem absolutnym; wynalazca używał miarki



Mac-Leod'a. Gdy przyłączyłem do mej aparatury miarkę Mac-Leod'a przekonałem się, że spostrzeżenia wynalazcy były prawdziwe, błędna tylko była ich interpretacja. Widocznem było, że pompa molekularna usuwa doskonale gazy trwałe, ale w przestąpieniu opróżnionej pozostają jeszcze jakieś pary, których Mac-Leod nie wykazuje.

Dla bliższego zbadania sprawy przyłączyłem pompę molekularną do dwu czułych aparatów lusterkowych, opisanych wyżej; manometru absolutnego skręciowego, opisanego na str. 696, i wahadełka skręciowego, opisanego na str. 701 i nast.

Specyjalną trudnością okazało się przytem zabezpieczenie aparatów od drgań podczas działania pompy. Zmuszony byłem pompę oddalić o 3 m. od aparatów, ustawionych na wmurowanej konsoli, a i wtedy drgania przenosiły się przez rurę szklaną, jakkolwiek schwytaną w kilku miejscach w statywach. Drgania te udało mi się usunąć tylko w ten sposób, że pod rurę, obwinętą grubo w papier na długości około 1 m., podkładałem deskę, leżącą na ciężkiej podstawie, i przyciskałem do tej deski drugą deską, obciążoną znacznymi ciężarami (do 50 kg.).

Rura szklana, długości 3 m., miała 18 mm. średnicy. Opór<sup>1)</sup>, stawiany przez nią przepływowi powietrza, wynosił

$$10^{-5} \frac{L}{r^3} = \frac{3}{729} = \frac{1}{243}.$$

Jeżeli przyjmiemy za Gaede'm, że przy otworze pompy pod ciśnieniem 0,001 mm. w ciągu sekundy około 1000 cm.<sup>3</sup> przerzucanych zostaje do pompy pomocniczej, to znajdziemy, że na skutek oporu, stawianego przez rurę, z aparatów wypływa tylko

$$\frac{243 \cdot 1000}{1000 + 243} = \text{około } 200 \text{ cm.}^3/\text{sek.},$$

ciśnienie zaś w aparatach jest

$$\frac{1000}{200} = 5 \text{ razy}$$

większe, niż ciśnienie przy otworze pompy.

1) Gaede. Ann. d. Physik, 41, 1913, 368.

Warunki działania są więc dla pompy niekorzystne; urzęczywistnieniu lepszych warunków stała na przeszkodzie wspomniana wyżej konieczność możliwego oddalenia pompy.

Do manometru absolutnego dołączona była rurka z bezwodnikiem fosforowym. Jako pompy pomocniczej używałem pompy ręciennej Gaed'e'go, tak, że próżnia przygotowawcza była bardzo dobra.

Wyniki pomiarów potwierdziły poprzednie moje spostrzeżenia: po 1 godz. działania pompy, ciśnienie wynosiło

$p_1 = 0,92 \text{ dyn/cm.}^2$ , dekrement logarytmiczny tłumienia  $L = 0,008$ , po dwu godzinach

$$p_2 = 0,715 \text{ dyn/cm.}^2, \quad L_2 = 0,0065.$$

Ciśnienia te są nieco wyższe, niż ciśnienia, otrzymane w poprzedniej seryi, co zapewne tłumaczy się użyciem tłuszczu do kranów. Z załączonych tu danych wyliczyć możemy średni ciężar cząsteczkowy gazów, pozostałych w aparatach.

Znajdujemy, że tarcie gazu usuniętego w ciągu drugiej godziny było takie jak gazu o ciężarze cząsteczkowym

$$\left[ \frac{L_1 - L_2}{(p_1 - p_2) B \text{ pow.}} \right]^2 \cdot 29 = {}^1) \left[ \frac{(8 - 6,5)}{3,5(0,92 - 0,715)} \right]^2 \cdot 29 = \\ = \left( \frac{1,5}{3,5 \cdot 0,205} \right)^2 \cdot 29 = 126.$$

Widzimy, że w aparatach pozostały gazy ciężkie; są to według wszelkiego prawdopodobieństwa pary tłuszczów, a może i oliwy, używanej do smarowania łożysk pompy. Obecność pary rtęci jest w tem doświadczeniu wykluczona, para ta nie mogła wędrować od pompy ręciennej po przez wszystkie połączenia przez pompę molekularną do aparatu.

Z obserwacji powyższych wynika, że pompa molekularna nie usuwa pewnych ciężkich par, jakkolwiek doskonale wyrzuca gazy trwałe. Na pierwszy rzut oka wydaje się to niezrozumiałe, gdyż z teorii pompy wynika, że ciężkie pary usuwane być winne jeszcze lepiej niż gazy.

W istocie, im mniejsze prędkości cząsteczkowe danego gazu, tem wybitniej odbywać się musi porywanie gazu przez obracają-

<sup>1)</sup> patrz str. 705, wzór (7).



cy się bęben, a w ciężkich parach prędkości te są właśnie mniejsze, niż w powietrzu.

Do rozwiązania tej trudności dwie prowadzą drogi. Przewszystkiem jest rzeczą możliwą, że sama pompa dostarcza części par, wypełniających opróżnioną przez nią z gazów trwałych przestrzeń. Ściany jej nie mogą być „opróżnione“; wydzielają więc pary, między innymi pary oliwy, która w drobnych ilościach, pomimo pomysłowego urządzenia zabezpieczającego, przedostaje się do wnętrza pompy.

Z mechanizmu działania wynika, że znaczna część tych par wyrzucana jest przez pompę do pompy pomocniczej, jednakże pewna ich część przenikać musi do opróżnionego naczynia. Trudno jest ocenić a priori ilościowe znaczenie tego „parowania“ pompy, jest jednak rzeczą prawdopodobną, że nierównie ważniejszym źródłem par są ściany samych opróżnianych aparatów lub znajdujące się w nich lotne ciała. Pompa pary te porywa, ale na skutek nieustannej ich produkcji wytwarza się pewien stan równowagi, w którym ciśnienie jest pośrednie między tem, jakie odpowiada optimum działania pompy, a tem, jakie odpowiada nasyceniu parami uważanej przestrzeni.

Następujące elementarne rozważanie, oparte na teorii gazów bardzo rozrzedzonych, wyłomaczy w ogólnych zarysach warunki powstawania tego stanu równowagi.

Założmy, że w naczyniu opróżnionem znajduje się lotne ciało, którego para nasycona posiada w temperaturze doświadczenia ciśnienie równe  $p_0$  dyn/cm<sup>2</sup>. Ciężar cząsteczkowy pary równa się  $M$ , powierzchnia ciała wynosi  $S$  cm<sup>2</sup>. Naczynie połączone jest z pompą przy pomocy rury, której opór w powietrzu bardzo rozrzedzonym równa się  $W$ .

Wyobraźmy sobie, że pompa działa doskonale, t. j. że ciśnienie przy otworze jej jest bardzo zbliżone do zera. W skutek parowania w opróżnianem naczyniu ustala się pewne ciśnienie  $p$ , takie, że  $0 < p < p_0$ . Wyliczmy  $p$ .

Z określenia oporu rury wynika, że pompa porywa w ciągu sekundy

$$\frac{5,4}{\sqrt{M W}} \text{ cm}^3 \text{ pary. } ^1)$$

<sup>1)</sup> Liczba 5,4 jest pierwiastkiem kwadratowym z liczby 29, t. j. średniego ciężaru cząsteczkowego powietrza.

Jednocześnie powstaje na skutek parowania

$$(p_0 - p) S \cdot A$$

cząsteczek tejże pary, gdzie  $A$  jest w danej temperaturze stałą charakterystyczną dla danego ciała. Stała ta równa się

$$\frac{1}{4} n_0 \omega \varepsilon,$$

gdzie  $\frac{1}{4} n_0 \omega$  oznacza liczbę cząsteczek pary padających w jednostce czasu pod ciśnieniem 1 dyn/cm<sup>2</sup> na 1 cm<sup>2</sup> powierzchni ciała, zaś  $\varepsilon$  jest to liczba <sup>1)</sup>, wyrażająca prawdopodobieństwo, że cząsteczka pary uderzając o powierzchnię ciała parującego, przyłączy się do niej.

Pisząc, że ilość pary powstającej równa się w stanie równowagi ilości pary porywanej, znajduję

$$\frac{5,4 n_0 p}{\sqrt{M} W} = (p_0 - p) S \cdot \frac{1}{4} n_0 \omega \varepsilon.$$

We wzorze tym  $n_0$  jest liczbą cząsteczek pary w 1 cm<sup>3</sup>, pod ciśnieniem 1 dyn/cm<sup>2</sup>,  $\omega$  zaś średnią prędkością cząsteczek pary w temperaturze doświadczenia, którą położymy równą 15<sup>6</sup>.

Niech będzie  $\omega_0$  średnią prędkością cząsteczek wodoru w tej samej temperaturze. Mamy

$$\omega \sqrt{M} = \omega_0 \sqrt{2} = 2,47 \cdot 10^5 \text{ cm/sec.},$$

otrzymamy

$$\frac{p_0 - p}{p} = \frac{5,4 \cdot 4}{\omega \sqrt{M} \cdot S \varepsilon W} = \frac{1}{1,14 \cdot 10^4 W S \varepsilon},$$

a stąd znajdujemy

$$\frac{p}{p_0} = \frac{1,14 \cdot 10^4 W S \varepsilon}{1 + 1,14 \cdot 10^4 W S \varepsilon} \dots \dots \dots (1).$$

Jeżeli chcemy mieć w stanie równowagi dobrą próżnię, więc  $p$  małe w stosunku do  $p_0$ , trzeba, żeby

<sup>1)</sup> Knudsen. Ann. d. Physik, 47, 1915.



$$W S \approx 1,14 \cdot 10^4$$

było małe w stosunku do jedności.

Zastosujmy teraz te dane do rozważanego w poprzednim ustępie doświadczenia, w którym  $W = \frac{1}{243}$ , i przypuśćmy, że źródłem par jest kropla rtęci o powierzchni  $S = 0,1 \text{ cm}^2$ . Założmy wreszcie  $\varepsilon = 0,2$ . Znajdziemy  $\frac{P}{p_0} \approx 0,5$ . A więc pompa molekularna pozostawi w aparacie *ciśnienie*, które jest tego samego porządku wielkości, co *ciśnienie nasycone*.

W zupełnie podobny sposób rozważyć możemy sprawę usuwania przez pompę par i gazów adsorbowanych przez ściany. Zamiast ciśnienia pary nasyconej  $p_0$  wprowadzimy do rachunków  $\bar{\omega}_0$ , t. j. ciśnienie danej pary, np. pary wodnej w równowadze adsorbcyjnej ze ścianami. Oczywiście  $\bar{\omega}_0$  jest tutaj wielkością zmienną, zależną od stopnia nasycenia ścian. Dalej oznaczmy przez  $\Sigma$  powierzchnię ścian, przez  $\varepsilon'$  współczynnik odgrywający w zjawisku adsorbycji tę samą rolę, co współczynnik  $\varepsilon$  w zjawisku zgęszczania par. Niech będzie wreszcie  $\bar{\omega}$  ciśnienie danej pary ustalające się po dość długim działaniu.

Jeżeli założymy, że opróżnienie ścian postępuje bardzo wolno, to i wartość  $\bar{\omega}$  zmieniać się będzie bardzo wolno i otrzymamy podobnie jak w (1)

$$\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} = \frac{1,14 \cdot 10^4 W \Sigma \varepsilon'}{1 + 1,14 \cdot 10^4 W \Sigma \varepsilon'}$$

Przeliczenie teoretyczne jest tutaj niemożliwe, nie wiemy bowiem nic dokładnego o wielkości  $\varepsilon'$ , t. j. o szybkości wyzwalania par adsorbowanych. Niewątpliwie jest  $\varepsilon'$  naogół znacznie mniejsze od  $\varepsilon$ . Zato powierzchnia  $\Sigma$  jest naogół znacznie większa od powierzchni  $S$ .

Możemy przyjąć z dużym prawdopodobieństwem, że dwa te czynniki w przybliżeniu się znoszą wzajemnie, t. j. że wielkość  $\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0}$  jest naogół tego samego porządku co wielkość  $\frac{P}{p_0}$ , a to znaczy, że i przy usuwaniu par adsorbowanych dochodzimy najdalej do pewnego ciśnienia  $\bar{\omega}$ , które jest tego samego porządku

wielkości co ciśnienie  $\bar{\omega}_0$ , odpowiadające równowadze adsorbcyjnej.

Jednakże, jak to już zaznaczyliśmy, ściany opróżniają się, choć bardzo powoli. Wielkość  $\bar{\omega}_0$  więc zmniejsza się z czasem, a razem z nią zmniejsza się i ciśnienie  $\bar{\omega}$ .

W notatce o pompie molekularnej wynalazca wyznacza ilość gazu  $S$  porywaną przez pompę w jednostce czasu; ilość ta, jak widzieliśmy poprzednio, wynosi około 1 litra na sek., pod ciśnieniem kilku dyn/cm<sup>2</sup>. Wielkość  $S$  charakteryzuje szybkość, z jaką postępuje próżnia w danym zbiorniku, wszelako tylko dopóty, dopóki [nie osiągniemy rozrzedzeń, przy których zjawiska parowania i t. d. zyskują rolę pierwszorzędną. W tem stadium rozrzedzenia wielkość  $S$  przestaje być miarodajną dla oceny szybkości postępów próżni.

W istocie, czas potrzebny do usunięcia substancji lotnych lub par i gazów adsorbowanych zależy od ilości tych substancji i od stopnia nasycenia ścian parami i gazami.

Niech  $m$  będzie całkowita masa substancji lotnej w rozważanym na str. 718 przykładzie. Widzieliśmy, że ilość cząsteczek pary porywanej w ciągu sekundy wynosi

$$\frac{5,4 n_0 p}{\sqrt{M} \cdot W},$$

masa tej pary równa się

$$\frac{5,4 n_0 \sqrt{M} p}{N W},$$

gdzie  $N$  jest liczbą Avogadro, i takąż jest masa ciała przechodzącego w stan lotny w ciągu sekundy.

Wynika stąd, że dla wyparowania masy  $m$  potrzeba czasu

$$T = \frac{m N W}{5,4 n_0 \sqrt{M} p} = 4,17 \cdot 10^9 \frac{m W}{\sqrt{M} p}.$$

Dla przykładu założmy, że w zbiorniku znajdował się początkowo 1 mg. rtęci, więc

$$m = 10^{-3}; \quad M = 198,$$

niech będzie dalej

$$W = \frac{1}{250}, \quad p = 0,2 \text{ dyn/cm}^2.$$



Znajdujemy

$$T = 5,92 \cdot 10^3 \text{ sec.} = 1,65 \text{ h.}$$

Podstawiając za  $p$  wzór

$$p = p_0 \cdot \frac{1,14 \cdot 10^4 W S \varepsilon}{1 + 1,14 \cdot 10^4 W S \varepsilon},$$

otrzymujemy

$$\begin{aligned} T &= \frac{m N (1 + 1,14 \cdot 10^4 W S \varepsilon)}{5,4 n_0 \sqrt{M} p_0 \cdot S \varepsilon \cdot 1,14 \cdot 10^4} = \\ &= \frac{3,7 \cdot 10^5 \cdot m (1 + 1,14 \cdot 10^4 W S \varepsilon)}{\sqrt{M} S \varepsilon p_0}. \end{aligned}$$

Jeżeli  $W$  jest bardzo małe, możemy napisać

$$T = 3,7 \cdot 10^5 \cdot \frac{m}{\sqrt{M} S \varepsilon p_0}.$$

Wielkość  $T$  jest czasem potrzebnym dla usunięcia ciała lotnego, gdy zbiornik znajduje się bezpośrednio u wylotu pompy działającej nieskończenie szybko. Jest to naturalna granica szybkości pompowania. Istnienie podobnej granicy ustalić można również i dla szybkości usuwania par adsorbowanych.

Załóżmy, że dla badanych tu wielkich rozcieńczeń można stosować do adsorbcyi prawo Henry'ego, i niech będzie  $A$  objętość adsorbowanego gazu (lub pary) odniesiona do ciśnienia  $\bar{\omega}_0$ , pod którym to ciśnieniem zachodzi równowaga między gazem wolnym i adsorbowanym. Masa adsorbowanego gazu  $m$  równa się  $A \rho_0 \bar{\omega}_0$ , gdzie  $\rho_0$  jest gęstością gazu w temperaturze doświadczenia pod ciśnieniem 1 dyn/cm<sup>2</sup>.

W ciągu jednostki czasu znika na skutek działania pompy objętość pary  $\frac{5,4}{\sqrt{M} \cdot W}$  cm<sup>3</sup>, więc masa gazu usuwanego wynosi

$$\frac{5,4 \rho_0 \bar{\omega}}{\sqrt{M} \cdot W}$$

i tej samej wielkości równa się masa pary wydzielanej przez ścianę. Mamy więc

$$\frac{5,4 \rho_0 \bar{\omega}}{\sqrt{M} \cdot W} = - \frac{d m}{d t}.$$

Podstawmy teraz

$$m = A \rho_0 \bar{\omega}_0 = A \rho_0 \bar{\omega} \left( \frac{\bar{\omega}_0}{\bar{\omega}} \right),$$

gdzie stosunek  $\left( \frac{\bar{\omega}_0}{\bar{\omega}} \right)$  jest jak wiemy stałą dla danego aparatu, danej pary i danej pompy.

Otrzymamy

$$- A \rho_0 \left( \frac{\bar{\omega}_0}{\bar{\omega}} \right) \frac{d\bar{\omega}}{dt} = \frac{5,4 \rho_0 \bar{\omega}}{\sqrt{M} \cdot W}; \quad \frac{d\bar{\omega}}{dt} = - \frac{5,4 \cdot \bar{\omega}}{\sqrt{M} \cdot W A} \left( \frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} \right).$$

Z wzoru tego wynika, że ciśnienie pary opada podług prawa wykładniczego. Czas  $\Theta$ , w ciągu którego ciśnienie spada do połowy znajdujemy z wzoru

$$\Theta = \frac{\log 2}{\log e} \frac{\sqrt{M} \cdot W \cdot A}{5,4 \left( \frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} \right)} = 0,128 \cdot \frac{\sqrt{M} \cdot W \cdot A}{\left( \frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} \right)}.$$

Założmy teraz, że mamy do czynienia z parą wodną  $M = 18$  i podstawmy

$$W = \frac{1}{250}, \quad A = 10^5, \quad \left( \frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} \right) = 0,1.$$

Są to wartości zgruba przybliżone, które stosują się tylko do pewnego określonego przypadku, niemniej wystarczają dla zdania sprawy z porządku wielkości okresu  $\Theta$ .

Znajdujemy

$$\Theta = 2,18 \cdot 10^4 \text{ sec.} = 0,6 \text{ h.}$$

Widzimy zatem, że proces wyzwiania tych gazów i par odbywa się powoli w temperaturze zwykłej; czas trwania jego oblicza się na godziny. Wynika stąd, że najlepsza nawet pompa niewiele pomódz tu może. Zrobienie bardzo dobrej próżni wymaga nieprzerwanego działania pompy w ciągu długiego czasu, a przynajmniej pozostawienia aparatury pod próżnią w ciągu dłuższego czasu.

Otóż pod tym względem ujemną stroną pompy molekularnej jest to, że nie można zostawić jej w działaniu bez dozoru, a także, że nie można utrzymać próżni w przyłączonych do niej apa-



ratach po odstawieniu pompy, o ile nie używa się kranów, które zawsze zmniejszają wydajność pompy.

Proces opróżniania przyspieszyć można przez to, że umieszcza się jaknajbliżej pompy przyrząd opróżniany i łączy się go rurą możliwie szeroką. Sposób ten można zastosować do rur kanalikowych, Röntgenowskich i t. d., którym zbyt wielkie sąsiedztwo z pompą nie szkodzi.

Ale w przyrządach tego typu na skutek wyładowań elektrycznych powstają ilości gazów tak ogromne, że i wówczas nie można wykorzystać należycie zwiększonej skuteczności działania pompy.

Dochodzimy zatem do przekonania, że mierzone przezemnie ciśnienia, obliczone do  $0,5 \text{ dyn/cm}^2$ , oznaczają osiągalną praktycznie w przyrządach z nieopróżnionymi ścianami w ciągu niezbyt długiego czasu granicę próżni.

## B. Pompa rtęciowa.

### 1. W połączeniu z węglem, chłodzonym w ciekłym powietrzu.

W poprzednim ustępie wypadło mi wypowiedzieć kilka krytycznych uwag o pompie molekularnej. Nie mniej jest ona najpotężniejszą ze znanych pomp; próżnia, jaką wytwarza, wystarcza zupełnie w większości zagadnień doświadczalnych. Wystarczała także i w pracy, o której wspomniałem poprzednio, to też pompy molekularnej używałem stale, dopóki nie byłem zmuszony rozstać się z nią na czas dłuższy, na skutek zepsucia motoru, którego reparacyi nie chciała się podjąć w czasach wojennych firma Leybold'a. Wówczas dopiero zacząłem próbować innych sposobów robienia próżni.

Przedewszystkiem zająłem się sposobem, który był w częstym użyciu, aż do czasów wynalezienia pompy molekularnej, a który polega na połączeniu działania mechanicznego pompy rtęciowej Gaed'e'go, z działaniem adsorbcyjnym węgla kokosowego, chłodzonego w ciekłym powietrzu.

Sproszkowany węgiel kokosowy umieszcza się zazwyczaj w rurce, zaopatrzonej w kran i przylutowanej do aparatu. Przed użyciem, węgiel kokosowy wypraża się przez długi czas w tem-

peraturze około 400°, usuwając wydzielające się gazy przy pomocy pompy Gaedego.

Gdy węgiel jest „przyrządzony“, t. j. gdy wydziela mało gazów na gorąco, kran się zamyka. Podczas właściwego doświadczenia rurkę z węglem zanurza się w ciekłym powietrzu i łączy z aparaturą dopiero wtedy, gdy próżnia jest już bardzo dobra, aby węgla „nie psuć“, a używać go tylko do „wykończenia“ próżni.

Chłodzony w ciekłym powietrzu węgiel kokosowy uważać można za idealną pompę, przynajmniej dla par. Rozumiem pod słowem „idealna“ to, że bezpośrednio nad węglem ciśnienie tych par jest napewno bardzo zbliżone do zera, jak to zakładaliśmy w przypadku pompy molekularnej. Rura z węglem kokosowym ma jednak tę wyższość nad pompą molekularną, że nie powoduje drgań, może więc być umieszczona w bezpośrednim sąsiedztwie opróżnianego przyrządu; możemy więc tutaj uczynić opór rur *W* dowolnie małym.

Jednakże opisany tu sposób postępowania posiada tę wadę, że możliwość ta nie jest w nim należycie wykorzystana. Na drodze bowiem do aparatury znajduje się kran, to znaczy przewód, którego opór jest naogół znaczny <sup>1)</sup>.

Pozatem wydzielające się z uszczelnień kranu pary tłuszczów, stają również na przeszkodzie skuteczności działania węgla.

Łatwo odgadnąć, że przez usunięcie kranu pozbywamy się tych wszystkich niedogodności, a przede wszystkim możemy węgiel kokosowy umieścić tak blisko opróżnianej przestrzeni, jak na to pozwoli konieczność ogrzewania rurki z węglem.

Powstaje wtedy inna niedogodność, mianowicie węgiel „psuje się“ ile razy wypadnie aparaturę otworzyć, lub wpuścić do niej powietrze. Ale niedogodności tej łatwo zaradzić: tak długo, jak węgiel nie jest pod próżnią, należy utrzymywać go w wysokiej temperaturze; wówczas węgiel gazów nie pochłania i nie „psuje się“.

Do tego celu nader wygodne są piecyki elektryczne, jakie specjalnie do wyprężania rurek z węglem skonstruowałem.

---

<sup>1)</sup> Dla kranu, którego przewód ma 2 cm. długości, 0,4 mm. średnicy opór ten wynosi  $\frac{1}{400}$ . Bywają krany znacznie większe, ale użycie ich nie jest wygodne.



Rurę żelazną, średnicy około 4 cm, długości około 14 cm., obwijam papierem azbestowym, następnie nawijam na niej drut żelazny grubości 0,2 mm., tak, żeby zwoje były oddalone od siebie o 1,25 mm. Początek i koniec drutu łączę z pierścieniami z grubego drutu żelaznego, umocowanymi na rurze, do których przytwierdzone są zaciski. Następnie piecyk obwijam warstwą azbestu, grubości około 1 cm. (w postaci tektury, a lepiej jeszcze sznura). Piecyk taki łączyć można bezpośrednio z siecią prądu miejskiego o napięciu 120 woltów; zagrzewa się wtedy do 435°.

Rura z węglem powinna pozostawać w rozgrzanym piecyku, dopóki niema w niej próżni. Po zamknięciu aparatury należy najprzód przywrócić niskie ciśnienie (wystarczy dojść do  $\frac{1}{1000}$  mm., potrzeba na to kilka minut), potem należy piecyk wysunąć, a gdy rura ostygnie, zanurza się ją w ciekłym powietrzu. Wszystko razem trwa około 15 minut, a może trwać znacznie krócej, jeżeli rurę szybko chłodzić (prądem zimnego powietrza).

Przekonałem się, że w ten sposób można istotnie osiągnąć znaczne polepszenie próżni. Podczas gdy przy użyciu kranu, chłodzony węgiel kokosowy, w połączeniu z pompą rtęciową, daje wyniki bardzo zbliżone do tych, jakie daje pompa molekularna, to po usunięciu kranu mogłem otrzymać ciśnienie tak niskie, jak

$$3,5 \cdot 10^{-2} \text{ dyn / cm}^2.$$

Ciśnienie to otrzymałem w manometrze absolutnym skręciowym, do którego przyłutowana była rurka z węglem tak blisko, że całkowity opór połączenia od otworu w ścianie manometru, aż do węgla wynosił zaledwie około  $\frac{1}{2000}$ , — po trzech godzinach robienia próżni, przyczem w ciągu dwu pierwszych godzin działała pompa razem z węglem, w ciągu zaś trzeciej połączenie z pompą było zamknięte, tak że działał tylko węgiel.

Dochodzimy do wniosku, że w węglu kokosowym, chłodzonym w ciekłym powietrzu, mamy środek usuwania par o tyle doskonalszy od pompy molekularnej, że pozwala na konsekwentne urzeczywistnienie dwu zasadniczych warunków otrzymywania próżni: zmniejszenie oporu połączeń, oraz przedłużenie procesu opróżniania.

## 2. Pompa rtęciowa bez ciekłego powietrza.

### a) Usuwanie par różnych od pary rtęci.

Jak widzimy z poprzedniego ustępu, na zamianie nietylko nic nie straciłem, ale nawet zyskałem. Niestety jednak, okoliczności czasu wojennego sprawiły, że i tego sposobu z kolei musiałem, przynajmniej na czas pewien, zaniechać. Fabryka ciekłego powietrza, zarekwirowana przez władze niemieckie, pracowała nader nieregularnie, tak, że było bardzo trudno przystosować własną pracę do okresów jej działalności. Stąd też, idąc za prądem czasu, cofnąłem się do dawnych sposobów i usiłowałem drogą udoskonalenia ich zastąpić nowe sposoby.

Wiemy już, że z par, przeszkadzających otrzymaniu dobrej próżni, największą rolę odgrywa para wodna. Dla usunięcia jej używany jest powszechnie bezwodnik fosforowy. Stąd wszystkie pompy rtęciowe zaopatrzone są w specjalne naczynia do bezwodnika fosforowego. W pompie rtęciowej Gaede'go, do tego celu służy kolbka, przyłączona do aparatury, w bliskości otworu pompy.

W doświadczeniach moich poprzestawałem zrazu na umieszczeniu bezwodnika fosforowego w tej kolbce. Do pompy przyłączałem manometr skręciowy i przyrząd z wahadłkiem, za pomocą rur i kranów i t. d., o oporze całkowitym równym  $\frac{1}{30}$ .

Przekonałem się przy tem zgodnie z wnioskami wyłożonemi na str. 722, że proces opróżniania trwa istotnie bardzo długo i postępy próżni badać można w ciągu tygodnia, a nawet i dłużej.

W doświadczeniach tego typu, pompę puszcza się codziennie w ruch na kilka godzin; w okresach spoczynku pompy, krany się zamyka i aparaty pozostawia pod próżnią. Postępując w ten sposób, otrzymałem w pierwszym dniu, jako graniczną wartość ciśnienia około 4 dyn/cm<sup>2</sup>. Były to prawie wyłącznie pary, gdyż miarka Mac-Leod'a wykazywała zaledwie ciśnienie tak małe 0,2—0,3 dyn/cm<sup>2</sup> <sup>1)</sup>. Z tych 4 dyn należy około 1 dyn/cm<sup>2</sup>

<sup>1)</sup> Ciśnienie to przypisać należy gazom trwałym, wyzwalanym przez ściany aparatów; w istocie, po odłączeniu pompy, ciśnienie w miarce Mac-Leod'a wzrasta powoli, z szybkością coraz mniejszą z dnia na dzień.



odliczyć na rachunek ciśnienia pary rtęci, licząc więc w pierwszym dniu około  $0,5 \text{ dyn/cm}^2$  na pary tłuszczów, znajdujemy, że ciśnienie pary wodnej wynosiło około  $2,3 \text{ dyn/cm}^2$ . Jeżeli aparatura pozostawała pod próżnią w ciągu kilku dni, to ściany opróżniały się powoli; można było dojść do ciśnień, wynoszących około  $2\text{—}2,5 \text{ dyn/cm}^2$ . Widzimy stąd, że w zastosowaniem urządzenia bezwodnik fosforowy pochłania parę wodną bardzo wolno i niedostatecznie.

Jest to zupełnie zrozumiałe, jeżeli zważymy, że opór połączeń wynosił około  $\frac{1}{30}$ ; jedyna zatem para, która w zasadzie była usuwana, t. j. para wodna, miała przed sobą zbyt daleką drogę do miejsca, w którym znajdował się pochłaniający ją bezwodnik fosforowy.

Pierwszą drogą do poprawienia próżni było umieszczenie bezwodnika fosforowego możliwie blisko opróżnianych aparatów. Tą drogą można istotnie osiągnąć ciśnienie już w pierwszym dniu około  $2 \text{ dyn/cm}^2$ , które w następnym dniu spada do  $1,3 \text{ dyn/cm}^2$ , co znaczy, że w aparacie oprócz par rtęci pozostaje już tylko niewiele par innego rodzaju. Jednakże po pewnym czasie granica osiągalnej próżni znowu się podnosi, zwłaszcza jeżeli wypadło przyrząd kilka razy otwierać, na skutek wzrastającej prężności pary wodnej samego bezwodnika.

W rezultacie bezwodnik fosforowy nie może wiele pomódz, zwłaszcza, że działanie jego ogranicza się wyłącznie do pary wodnej.

Znacznie lepsze wyniki otrzymałem z węglem kokosowym. Ciało to adsorbuje bardzo silnie gazy i pary już w temperaturze zwykłej; w myśl prawa Freundlich'a adsorbuje tem lepiej, im większe rozcieńczenie, im niższe ciśnienie tych par <sup>1)</sup>. Można więc było odgadnąć, że adsorbcyta węgla kokosowego już w temperaturze zwykłej okaże się szczególnie skuteczną dla bardzo rozrzedzonych par, z jakimi mamy tu do czynienia. Ze względu jednak na to, że w temperaturze zwykłej już po pochłonięciu niewielkich ilości gazu węgiel zostaje nasycony, należało zwrócić szczególniejszą uwagę na „przyrządzenie“ węgla, t. j. na wypędzenie z niego przez długie ogrzewanie poprzednio pochłoniętych par i gazów.

Myśl tę wykonałem w sposób następujący. Przy manome-

<sup>1)</sup> p. A. Titoff. Zeitschr. f. Physik. Chemie, 74, 1910, 668.

trze absolutnym i przy przyrządzie do tarcia zewnętrznego umieszczałem rurki z węglem i prażyłem je w ciągu kilku dni w piecykach elektrycznych pod próżnią. Zazwyczaj pompę puszczałem co kilka godzin w ruch na kilkanaście minut, celem wypędzenia nagromadzonych gazów. Węgiel był uważany za odpowiednio przyrządzony, gdy można było, przy działaniu pompy i jednoczesnym wyprażaniu węgla, utrzymać ciśnienie 10 — 20 dyn/cm<sup>2</sup>.

Gdy węgiel był doprowadzony do tego stanu, wystarczało oziębic go do temperatury zwykłej przez usunięcie piecyka, aby otrzymać, przy jednoczesnym działaniu pompy, ciśnienie około 1,1 dyn/cm<sup>2</sup>, t. j. ciśnienie, bardzo zbliżone do ciśnienia pary rtęci w temperaturze doświadczenia (około 1 dyn/cm<sup>2</sup>). Przez mierzenie zanikania drgań łatwo się było przekonać, że średni ciężar cząsteczkowy gazu wynosił 240.

Wyprowadziłem stąd wniosek, że w próżni otrzymanej w powyższy sposób pozostaje zasadniczo tylko para rtęci z pewną przymieszką par cięższych, zapewne par tłuszczów.

#### *b) Sposoby usuwania pary rtęci.*

Dalszy postęp polegać musiał na szukaniu sposobu usunięcia pary rtęci. Między opróżnianiami przyrządami a pompą wstawiłem rurkę w kształcie U, w której próbowałem różnymi sposobami niszczyć parę rtęci. Zacząłem od metody najpewniejszej: wymrożenia tej pary.

Gdy rurka zanurzona była w ciekłym powietrzu, można było otrzymać w manometrze absolutnym ciśnienie ok. 0,2 dyn/cm<sup>2</sup>, w przyrządzie do tarcia zewnętrznego dekrement logarytmiczny  $3 \cdot 10^{-3}$ .

Po oddaleniu ciekłego powietrza ciśnienie wzrastało do 1,1 dyn/cm<sup>2</sup>, dekrement logarytmiczny do  $11 : 10^{-3}$ . To znaczy, że przez zmniejszenie ciśnienia o 0,9 dyn/cm<sup>2</sup> zmniejszyłem dekrement logarytmiczny o  $8 \cdot 10^{-3}$ . Wyliczamy stąd, że ciężar cząsteczkowy gazu usuniętego wynosił 186, co jest dostatecznie zbliżone do ciężaru cząsteczkowego rtęci. Knudsen podaje na ciśnienie nasycone rtęci w temperaturze 12°, w której robione były te doświadczenia, wartość 0,9 dyn/cm<sup>2</sup>.

Wnosimy stąd, że wymrożenie w ciekłym powietrzu jest



najlepszym sposobem usuwania pary rtęci, i że skuteczność wszystkich innych sposobów należy niejako do skuteczności tego sposobu odnosić.

Prężność pary rtęci jest już tak mała w temperaturach mało co niższych od  $0^{\circ}$ , że wydawało mi się rzeczą możliwą osiągnąć dobre wyniki już przez oziębienie rurki w kształcie U w mieszaninie soli z lodem o temperaturze  $-20^{\circ}$ . Przekonałem się jednak, że w ten sposób zmniejszam logarytmiczny dekrement tylko o  $5 \cdot 10^{-3}$ , więc ciśnienie pary rtęci o  $0,55 \text{ dyn/cm}^2$ . Natomiast daleko lepsze wyniki otrzymałem, gdy na wewnętrznych ścianach rurki znajdował się nalot rtęci, otrzymany przez ogrzanie kropli rtęci, wpuszczonej do rurki. Ochładzając taką rurkę do  $-20^{\circ}$ , można było ciśnienie pary rtęci zmniejszyć o  $0,79 \text{ dyn/cm}^2$ , to znaczy prawie tak samo, jak przy użyciu ciepłego powietrza.

Ta szczególna różnica obu wyników tłumaczy się łatwo, gdy zważymy, że para rtęci, w niezbyt niskich temperaturach skrapla się daleko łatwiej na rtęci, niż na szkłe <sup>1)</sup>.

Opisany tu sposób może wystarczyć w wielu przypadkach. Można jednak uważać konieczność każdorazowego przyrządzenia mieszaniny chłodzącej za ujemną jego stronę i szukać innych sposobów.

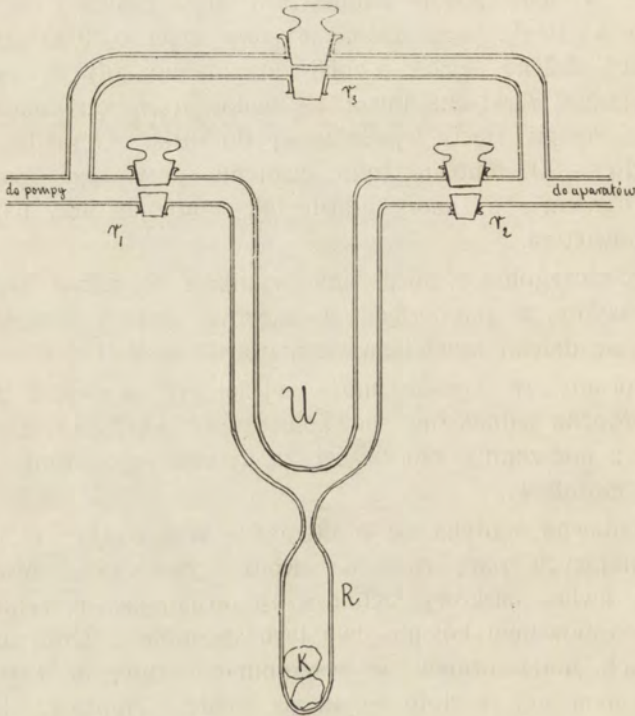
Oddawna spotyka się w literaturze wskazówki co do ciał, pochłaniających parę rtęci na drodze chemicznej. Mianowicie złoto i kwiat siarkowy uchodzą za posiadające tę cenną własność. Próbowałem kolejno dwu tych sposobów. Złoto malarskie w listkach umieszczałem w wspomnianej rurce w kształcie U. Przekonałem się, że złoto nie działa wcale. Tłumaczy się to zapewne znowu bardzo małym prawdopodobieństwem uwięzienia cząstki rtęci przez złoto w temperaturze zwykłej.

Kwiat siarkowy umieszczałem między korkami z waty szklanej w szerokiej, poziomo umocowanej, rurce, oddzielającej opróżniane przyrządy od pompy. W temperaturze zwykłej działanie jest bardzo niewielkie. Zato zaobserwować można charakterystyczne dla znikania pary rtęci znaczne zmniejszenie logarytmicznego dekrementu, jeżeli siarkę podgrzać łagodnie, do  $60^{\circ}$ .

<sup>1)</sup> Ann. d. Physik, 50, 1916, 481.

Sposób ten jednak nie jest wygodny, bo siarka dystaluje wtedy i w krótkim czasie zostaje rozproszona po całej aparaturze.

Bardzo dobre wyniki otrzymałem z nalotem potasu, otrzymanym na ściankach rurki w kształcie U, przez destylację czystego metalu. W tym celu do rurki w kształcie U przylutowuję rurkę  $R$  (rys. 7), w której umieszczam nieco metalu, oczyszczonego przez kilkakrotną destylację w próżni. Po zrobieniu próżni



Rys. 7.

w aparaturze przedystylowuję metal do rurki  $U$ , poczem oddzielam rurkę  $R$ , zatapiając zwężenie.

Przez użycie destylowanego potasu można usunąć parę rtęci prawie tak dobrze, jak przez użycie ciekłego powietrza. Należy jednak zachować pewne ostrożności. Przedewszystkiem bezpośrednio po destylacji metal wywiązuje gazy, głównie wodór, prawdopodobnie na skutek chemicznego działania na szkło i na wodorotlenek potasu; można więc używać rurki dopiero po pozostawieniu jej w próżni w ciągu dłuższego czasu (24 godzin).



Następnie od czasu do czasu należy powierzchnię nalotu odświeżać; w tym celu wystarcza, ogrzewając, przepędzać metal z miejsca na miejsce. Wreszcie konieczną jest rzeczą unikać wprowadzenia powietrza do rurki U. W tym celu dobrze nadać jest jej formę, podaną na rys. 7.

Kran  $r_1$  łączy się z opróżnianymi przyrządami, kran  $r_2$  z pompą. Kran  $r_3$  daje połączenie opróżnianych aparatów z pompą, gdy  $r_1$  i  $r_2$  są zamknięte. Krany  $r_1$  i  $r_2$  otwiera się tylko wtedy, gdy w aparaturze jest już dobra próżnia i gdy chodzi o usunięcie pary rtęci. Wtedy zamyka się kran  $r_3$ , i połączenie opróżnianych przyrządów z pompą utworzone jest przez rurkę z potasem. Gdy wypada powietrze wpuścić, krany  $r_1$  i  $r_2$  się zamyka.

W ten sposób można przyrządzoną raz rurką z dostateczną ilością potasu posługiwać się w ciągu kilku miesięcy. Gdy metal jest już utleniony i przez to niezdatny do użytku, można odciąć dolną część rurki U, przylutować odpowiednie części szklane i utworzyć w wyżej opisany sposób świeży nalot potasu.

Przez użycie rurki z potasem do pochłaniania pary rtęci, rurki z węglem do pochłaniania innych par i pompy rtęciowej do usuwania gazów, otrzymywałem z łatwością ciśnienie około  $0,2 \text{ dyn/cm}^2$ , a więc próżnię lepszą, niż przy użyciu pompy molekularnej. To też sędzę, że opisane tu sposoby zastępcze przydać się mogą w pracowniach, które nie rozporządzają temi potrzebami udogodnieniami w technice próżni, jakimi są ciekłe powietrze i pompa molekularna.

---

RÉSUMÉ.

L. Wertenstein:

**Sur quelques procédés de la technique  
du vide.**

Travail du Laboratoire de Radiologie de Varsovie.

Communication annoncée le 20. I. 1917.

Présentée par J. Wierusz-Kowalski.

1. Le développement de la technique du vide s'est borné pendant très longtemps au perfectionnement du principe primitif

de la machine pneumatique de Guericke, basé sur la compressibilité des gaz parfaits.

Ce principe trouve sa plus parfaite expression dans la pompe à mercure de Gaede et dans la jauge de Mac-Leod. Ces deux appareils se complètent mutuellement en ce sens que la jauge de Mac-Leod permet de mesurer les pressions très faibles des gaz parfaits, qu'on peut atteindre à l'aide de la pompe de Gaede.

Cependant, dans les recherches modernes, on s'est préoccupé d'éloigner les vapeurs très rarefiées qui subsistent dans le vide élevé donné par la pompe de Gaede; et alors le principe de Guericke ne suffit plus, car ces vapeurs ne possèdent pas la compressibilité des gaz parfaits.

Aussi la technique moderne du vide cherche à mettre en oeuvre des propriétés plus générales de l'état gazeux, propriétés communes à la fois aux gaz et aux vapeurs. Deux méthodes différentes ont été suivies. L'une d'elles pourrait être appelée physico-chimique, et l'autre moléculaire.

Dans la première méthode on éloigne les vapeurs et les restes gazeux par condensation ou par réactions chimiques appropriées: le plus grand succès obtenu dans cette direction est le procédé de Dewar qui consiste dans l'emploi du charbon de noix de coco, refroidi dans l'air liquide.

La deuxième méthode a conduit, dans le domaine de la production du vide, à l'invention de deux pompes très puissantes; la pompe moléculaire et la pompe à diffusion de Gaede. Dans ces appareils ce sont les vitesses moléculaires elles-mêmes, grâce auxquelles s'effectue le passage des gaz du récipient vidé à la pompe.

C'est également sur les phénomènes moléculaires que sont basés les appareils ingénieux, aux moyens desquels Knudsen a résolu le problème de la mesure des pressions des gaz et des vapeurs très rarefiés.



Ces phénomènes sont: les effets radiométriques, le transport de la chaleur et le transport de la quantité de mouvement.

La mesure des forces radiométriques conduit au manomètre absolu, appareil dont les indications se rapportent à la pression totale du mélange des gaz et des vapeurs, indépendamment de la nature des constituants.

On peut également mesurer la pression, en déterminant la conductibilité thermique ou le coefficient de frottement extérieur, mais ces procédés ne s'appliquent en toute rigueur qu'aux gaz ou aux vapeurs chimiquement purs. En effet, le coefficient de frottement extérieur varie avec le poids moléculaire du gaz, en raison directe de la racine carrée de celui-ci, tandis que la conductibilité thermique est proportionnelle à la racine carrée du poids moléculaire et dépend en outre de certaines constantes caractéristiques du gaz, et de la nature des parois.

Dans le cas d'un mélange gazeux l'emploi combiné des trois méthodes ci-dessus peut fournir des renseignements précieux sur la nature de ses constituants.

2. Les vapeurs auxquelles on a affaire dans la technique du vide proviennent surtout des substances faiblement volatiles employées pour assurer l'étanchéité des joints. Mais, en plus de cela, les parois solides en général et les parois métalliques en particulier dégagent dans le vide des gaz ou des vapeurs adsorbés ou occlus.

Aussi un très bon vide ne peut être obtenu qu'à condition de purger au préalable les parois de gaz, ce qui se fait en les chauffant à une température élevée.

Cependant dans un grand nombre de cas pratiques, l'expérimentateur est conduit à construire des appareils comportant des joints graissés, mastiqués ou soudés. De tels appareils ne peuvent pas être chauffés. On se trouve ainsi amené à considérer plus particulièrement les moyens de production du vide dans des appareils du type désigné ci-dessus, que nous ap-

pellierons: appareils à parois non-purgées. C'est à cette classe particulière des problèmes du vide qu'est consacré le présent mémoire.

3. Au cours de ce travail j'ai été amené à construire un certain nombre d'appareils basés sur les méthodes de Knudsen.

a. Le manomètre absolu à torsion que j'ai employé ressemble beaucoup à l'appareil décrit par Knudsen <sup>1)</sup>. Quelques détails mis à part, il n'en diffère que parce que le couple directeur de la suspension y est donné par la torsion d'un fil et non pas par un moment magnétique.

A l'aide de cet appareil des pressions de l'ordre de  $10^{-3}$  dyn/cm<sup>2</sup> peuvent être mesurées.

b. J'ai employé souvent un manomètre absolu à feuille dont la construction est très simple (Fig. 1). Dans un tube de verre un rectangle allongé en feuille de platine est tendu dans le sens de l'axe au moyen des fils de platine épais soudés dans le verre. En regard du rectangle se trouve une feuille d'aluminium mince, suspendue sur une tige fixée dans un bouchon rodé sur le tube. La feuille d'aluminium peut être observée à l'aide d'un microscope: pour déterminer la pression on mesure la déviation de la feuille, qui se produit lorsqu'on chauffe le rectangle de platine par le courant électrique amené par les deux fils de platine. On détermine l'élévation de température de la feuille de platine en mesurant sa résistance. Dans une série de mesures on s'efforce de maintenir constante cette élévation de température. A cet effet on maintient constante l'intensité du courant de chauffe. En réalité la température de la feuille est fonction de la pression et de la nature du gaz, à cause des variations de la conductibilité thermique du gaz. Cependant, dans le domaine des pressions faibles inférieures à 2 dynes/cm<sup>2</sup>, on peut négliger les variations de température. On réalise ainsi une grande

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. 32, 1910, str. 841.



simplification du procédé de mesure qui se réduit à une seule lecture, tandis que dans la méthode de Knudsen plusieurs lectures sont nécessaires.

c. J'ai réalisé un dispositif simple pour la mesure relative du coefficient de frottement extérieur. Ce dispositif comporte un disque en feuille d'Al. mince suspendue horizontalement, avec un miroir léger, à un fil de torsion. Le tout est placé dans une boîte métallique étanche, munie d'une fenêtre d'observation.

On démontre dans le texte polonais que le coefficient d'amortissement est donné par l'expression

$$\frac{\left( \pi r^4 \varepsilon + \frac{\pi \rho^4}{2} \varepsilon' \right)}{2 J} p.$$

où  $r$ ,  $\rho$  sont les rayons du disque et du miroir,  $J$  le moment d'inertie de la suspension;  $\varepsilon p$  et  $\varepsilon' p$  sont les forces antagonistes au mouvement d'une surface de  $1 \text{ cm}^2$  se mouvant avec une vitesse de  $1 \text{ cm./sec.}$ , parallèlement à soi-même, ou bien dans le sens de sa normale dans un gaz pur dont la pression est  $p$ . Le terme relatif au miroir est petit par rapport au premier terme.

On a sensiblement  $\varepsilon' = 3,8 \varepsilon$ ;  $\varepsilon$  est donné d'après Knudsen par

$$\varepsilon = 4,38 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{M}{T}},$$

où  $M$  est le poids moléculaire du gaz,  $T$  la température absolue. La mesure du coefficient de frottement dans un gaz pur dont la pression est connue, conduit à la connaissance du poids moléculaire de ce gaz. Dans le cas d'un mélange on obtient la racine carrée moyenne du poids moléculaire des constituants.

On a étalonné l'appareil à l'aide d'une jauge de MacLeod et l'on a trouvé que l'expression théorique se vérifie bien pour l'hydrogène (à 3% près), moins bien pour l'air (à 12%

près). Ce désaccord tient sans doute à ce que les dimensions du disque (3,5 cm. de diamètre) ne sont pas négligeables par rapport au parcours libre des molécules (env. 13 cm. dans l'air à la pression de 1 dyne/cm<sup>2</sup>).

d. J'ai étudié également, en vue de la mesure des pressions, un procédé basé sur les variations de la conductibilité thermique. Dans un tube de verre, une feuille de platine de 7 cm. de longueur, de 0,5 cm. de largeur et de 0,03 mm. d'épaisseur est tendue suivant l'axe, à l'aide des 4 fils de platine de 4 cm. de longueur et de 0,2 mm. de diamètre. Deux de ces fils servent à amener le courant de chauffe, ils sont brasés aux deux gros fils de platine, soudés au tube; les deux autres fils constituent une dérivation du circuit principal et permettent de mesurer la résistance, et par conséquent la température de la feuille. Les dimensions de l'appareil ont été calculées de manière à donner au transport de chaleur par le gaz une importance aussi grande que possible, et de diminuer toutes les pertes de chaleur de nature différente; grâce à cette circonstance, l'appareil constitue un manomètre fort sensible. Chauffée par un courant de 0,85 amp., la feuille prend dans le vide une température supérieure de 155° à la température du bain dans lequel le tube est maintenu.

L'étalonnage de l'appareil à l'aide d'un manomètre absolu se fait en maintenant l'intensité du courant constante. La résistance de la feuille est alors directement proportionnelle aux indications d'un millivoltmètre mis en dérivation sur la feuille; il en est pratiquement de même de la température absolue de la feuille. Dans l'hydrogène très raréfié l'augmentation de pression de 1 dyne/cm<sup>2</sup> conduit à un abaissement de 4°. En conséquence, l'appareil peut servir à mesurer des pressions très faibles de ces gaz.

4. Les dispositifs décrits ci-dessus ont été employés dans l'étude que j'ai faite sur les conditions de réalisation d'un bon vide dans des appareils à parois non-purgées.



a. Je me suis adressé d'abord à la pompe moléculaire de Gaede. A cause des trépidations produites par cet instrument en marche, j'ai été obligé de donner une assez grande longueur au tube de communication conduisant de la pompe aux appareils de contrôle (manomètre absolu, dispositif à frottement extérieur).

La pression la plus faible que j'ai pu obtenir au bout de deux heures de fonctionnement était dans une première série d'expériences de 0,4, dans une autre de 0,7 dyn/cm<sup>2</sup>. Dans le premier cas la „résistance“ du tube au passage de l'air très rarefié était voisine de  $\frac{1}{800}$ , dans l'autre elle était voisine de  $\frac{1}{200}$ .

Je me suis assuré, à l'aide du dispositif à frottement extérieur employé dans la deuxième série que la pression de 0,7 dyn/cm<sup>2</sup> appartenait aux gaz dont le „poids moléculaire moyen“ était voisin de 120. Étant donné l'absence de mercure dans cette expérience, je considère ces gaz comme des vapeurs lourdes dégagées principalement par les matières volatiles de la graisse à robinets, et peut-être aussi par l'huile qui sert à lubrifier les paliers de la pompe. Mes résultats m'ont tout d'abord paru surprenants, car l'inventeur de la pompe moléculaire prétend que cet instrument donne facilement, sans qu'on ait besoin de recourir à des moyens auxiliaires d'aucune sorte, des pressions de l'ordre de 10<sup>-3</sup> dyn/cm<sup>2</sup>.

Cependant cette divergence s'est trouvée tout expliquée par le fait que l'inventeur s'est servi de la jauge de Mac-Leod, appareil dont les indications ne se rapportent qu'aux pressions partielles des gaz permanents.

Il n'en est pas moins important de chercher pourquoi la pompe moléculaire est en réalité si peu efficace contre les vapeurs, alors qu'en théorie elle doit les supprimer d'une manière parfaite.

Une première source des vapeurs peut être constituée par les parois de la pompe elle-même, parois se trouvant constamment en contact avec la vapeur d'huile, et souvent en contact avec la vapeur d'eau (p. ex. lorsqu'on soude les parties des communications en verre).

Cependant la pompe doit emporter dans son mouvement la plus grande partie des vapeurs dégagées par ses propres parois. Aussi, la source la plus importante de ces vapeurs doit-elle être cherchée dans les appareils à vider eux-mêmes.

Dans le texte polonais on montre que si dans le récipient à vider se trouve une substance volatile dont la pression de vapeur saturante est égale à  $p_0$  ( $p_0$  étant de l'ordre de  $1 \text{ dyn/cm}^2$ ), la pression  $p$  qui s'établit dans le récipient, réuni à une pompe à débit infiniment grand, est donnée par l'expression

$$p = p_0 \frac{W S \varepsilon \cdot 1,14 \cdot 10^4}{1 + W S \varepsilon \cdot 1,14 \cdot 10^4} \dots \dots \dots (1).$$

Dans cette expression  $W$  est la résistance du tube au passage de l'air, définie par la condition que la masse d'air s'écoulant par seconde à travers le tube sous une différence des pressions  $p_1 - p_2$  est égale à

$$\frac{p_1 - p_2}{W} \rho_0,$$

où  $\rho_0$  est la densité de l'air sous une pression de  $1 \text{ dyn/cm}^2$ .  $S$  est la surface de la substance volatile,  $\varepsilon$  est la probabilité pour qu'une molécule de vapeur qui vient frapper la substance y reste collée.

On discute un cas particulier où

$$W = \frac{1}{243}; \quad S = 0,1; \quad \varepsilon = 0,2.$$

On a alors  $p = \text{env. } 0,5 p_0$ .

Le cas cité pouvant être considéré comme typique, on arrive à comprendre facilement qu'une pompe à vide, si puissante soit-elle, ne peut abaisser la pression d'une vapeur au-dessous



d'une certaine fraction de la pression saturante, tant que la substance volatile qui donne lieu à cette vapeur subsiste dans le récipient.

Des considérations analogues peuvent être appliquées au cas des vapeurs dissoutes ou adsorbées. Au lieu de la pression saturante il y a lieu alors de considérer la pression  $\omega_0$  de la vapeur ou du gaz considéré en équilibre physicochimique avec la paroi. En désignant par  $\omega$  la pression partielle qui s'établit dans le récipient au bout d'un fonctionnement prolongé de la pompe, on aboutit à une formule analogue à la formule (1).

A cause de l'insuffisance de données expérimentales, les calculs ne peuvent en général pas être poussés jusqu'au bout. La théorie montre seulement que le rapport  $\frac{\omega}{\omega_0}$  est constant pour un appareil et un gaz donné, et que ce rapport est de l'ordre de grandeur de 0,1. Ceci montre encore qu'on ne peut pas prétendre à obtenir un vide élevé tant qu'on n'a pas purgé les parois.

Les considérations ci-dessus montrent que la vitesse de raréfaction aux pressions discutées ici n'est pas donnée uniquement par le débit de la pompe, mais dépend essentiellement du temps nécessaire pour éloigner les substances volatiles, et pour chasser les gaz occlus.

En se plaçant dans l'hypothèse d'une pompe à débit infiniment grand, on trouve dans le cas d'une substance volatile la formule

$$T = \frac{m N W}{n_0 p \cdot 5,4 \sqrt{M}} = \frac{m W}{\sqrt{M} \cdot p} 4,17 \cdot 10^9 \dots \dots (2).$$

Dans cette formule  $m$  est la masse initiale de la substance,  $N$  le nombre d'Avogadro,  $T$  est le temps nécessaire pour éloigner la substance, les autres lettres ont la même signification que dans la formule (1).

On discute un exemple où

$$m = 0,001 \text{ g.}, \quad M = 198 \text{ (mercure),}$$

$$p = 0,2 \text{ dyn/cm}^2, \quad W = \frac{1}{250}.$$

On trouve

$$T = 5,92 \cdot 10^3 \text{ sec.} = 1,65 \text{ h.}$$

En substituant dans la formule (2) la valeur de  $p$  tirée de (1) on a

$$\begin{aligned} T &= 4,17 \cdot 10^9 \frac{m W}{\sqrt{M}} \cdot \frac{1 + W S \varepsilon \cdot 1,14 \cdot 10^4}{p_0 \cdot N S \varepsilon \cdot 1,14 \cdot 10^4} = \\ &= \frac{3,7 \cdot 10^5 m (1 + W S \varepsilon \cdot 1,14 \cdot 10^4)}{\sqrt{M} \cdot S \varepsilon p_0}. \end{aligned}$$

Si  $W$  est très petit on peut écrire:

$$T = 3,7 \cdot 10^5 \cdot \frac{m}{\sqrt{M} \cdot S \varepsilon p_0}.$$

La valeur de  $T$  ci — dessus est la valeur limite qu'on obtiendrait en plaçant la substance volatile au voisinage immédiat de l'orifice d'une pompe à débit infiniment grand.

Le cas des gaz adsorbés peut également être traité théoriquement, si l'on admet que la loi de Henry est applicable aux grandes raréfactions étudiées, aux phénomènes d'adsorption. En désignant par  $A$  le volume du gaz adsorbé mesuré sous la pression  $\omega_0$ , sous laquelle il y a équilibre entre la phase gazeuse et solide, on obtient

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{5,4 \cdot \omega}{\sqrt{M} \cdot W A} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right).$$

Le rapport  $\left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)$  étant, comme nous l'avons vu, une constante la diminution de pression se fait suivant une loi exponentielle.

La pression diminue de moitié dans un temps  $\Theta$  donné par l'expression

$$\Theta = \frac{\log 2 \sqrt{M}}{\log_e 5,4} \cdot \frac{W A}{\left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)} = 0,13 \frac{\sqrt{M} \cdot W \cdot A}{\left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)}.$$



En substituant dans la formule des valeurs numériques correspondant aux conditions expérimentales les plus souvent réalisées, on trouve pour  $\Theta$  des valeurs de l'ordre de grandeur d'une heure.

Les considérations ci-dessus montrent que malgré le très grand débit de la pompe moléculaire, la vitesse de raréfaction s'arrête aux limites imposées par la nature du récipient à vider. Pour obtenir un vide réellement très élevé il faut ou bien laisser marcher la pompe pendant très longtemps ou du moins abandonner l'appareil longtemps sous le vide, afin de laisser les gaz se dégager.

Les formules (3) et (4) montrent qu'on peut accélérer la marche de la raréfaction en donnant à  $W$  une valeur très petite, c'est à dire en disposant le récipient dans le voisinage immédiat de la pompe.

Cependant, dans cette direction aussi on sera souvent arrêté par la nécessité d'éviter, dans la mesure du possible, les trépidations communiquées par la pompe.

Malgré les inconvénients ci-dessus, l'emploi de la pompe moléculaire constitue, à mon avis, le meilleur procédé *mécanique* de la technique moderne du vide.

b. Parmi des procédés physico-chimiques, j'ai étudié en premier lieu le procédé de Dewar joint à l'emploi de la pompe à mercure de Gaede.

Dans l'application de ce procédé, on dispose le plus souvent le charbon de noix de coco pulvérisé dans un tube muni d'un robinet.

Grâce à la présence de ce robinet on peut, une fois les gaz occlus chassés par le chauffage dans le vide, conserver le charbon préparé indéfiniment sous le vide. Un tel tube, plongé dans l'air liquide, mis en communication avec un récipient déjà suffisamment vidé par l'action d'une pompe à mercure, absorbe rapidement les gaz et les vapeurs que la pompe n'a pas su enlever.

L'action du charbon est assimilable à celle d'une pompe d'un très grand débit. Les raisonnements du paragraphe précé-

dent montrent alors que pour augmenter la rapidité du procédé, il est nécessaire de diminuer dans la mesure du possible la résistance des tubes de communication entre le récipient et le charbon. En particulier il sera avantageux de supprimer le robinet dont le canal offre toujours au passage des gaz une résistance considérable. On risque alors de saturer le charbon des gaz toutes les fois qu'on admet de l'air dans le récipient; mais cet inconvénient peut être évité si l'on a soin de maintenir le charbon à une haute température tant que la pression dans le récipient n'est pas suffisamment basse.

J'ai pu m'assurer que la suppression du robinet constitue un réel avantage dans l'emploi du charbon de noix de coco. Avec mes tubes, munis d'un robinet dont le canal avait 4 mm. de diamètre sur 2 cm. de longueur, j'obtenais des résultats tout à fait comparables à ceux obtenus avec la pompe moléculaire, c'est à dire des pressions voisines de  $0,5 \text{ dyne/cm}^2$ . En supprimant le robinet et en disposant le tube à charbon dans le voisinage du récipient j'ai pu atteindre la pression de  $3,5 \cdot 10^{-2} \text{ dyne/cm}^2$ . Dans cette expérience le récipient est resté pendant trois heures en communication avec le charbon refroidi dans l'air liquide.

Réduction plus facile des résistances des tubes, possibilité de prolonger l'action pendant un temps suffisamment long, voici quels sont, à mon avis, les avantages du procédé de Dewar relativement à l'emploi de la pompe moléculaire.

c. M'étant trouvé pendant un certain temps dans l'impossibilité de me servir de l'air liquide et de la pompe moléculaire j'ai été amené à étudier pour la suppression des vapeurs subsistant dans un espace vidé, quelques procédés faciles à réaliser dans la plupart des laboratoires.

Lorsqu'on se sert de la pompe à mercure de Gaede, les vapeurs en question se composent essentiellement de la vapeur d'eau, de la vapeur de mercure et des vapeurs dégagées par la graisse à robinets.



Pour la vapeur d'eau on emploie depuis longtemps de l'anhydride phosphorique  $P_2O_5$ . Les pompes à mercure sont généralement munies de vases ou ampoules spécialement destinés à recevoir ce corps. Mais ces ampoules ne dessèchent bien que l'intérieur de la pompe. Pour obtenir une suppression rapide de la vapeur d'eau dans le récipient à vider, il est nécessaire de disposer en outre un vase à anhydride phosphorique dans le voisinage immédiat du récipient afin de diminuer dans la mesure du possible la résistance au mouvement de la vapeur d'eau. Mais l'anhydride phosphorique n'agit point sur d'autres vapeurs.

J'ai remarqué qu'on obtient de très bons résultats, en remplaçant dans un tel vase l'anhydride phosphorique par du charbon de noix de coco finement pulvérisé.

En effet, la faculté d'adsorption de ce corps est déjà très notable à la température ordinaire, et s'exerce tout particulièrement, d'après la loi de Freundlich, sur les vapeurs très raréfiées.

J'opère absolument comme dans le procédé de Dewar et j'emploie un tube sans robinet soudé aussi près du récipient que possible. Ce tube reste dans un four électrique chauffé à  $400^\circ$ , tout le temps qu'on ne s'en sert pas.

Pour faire une expérience on fait un bon vide à la pompe à mercure dans le récipient, ensuite on laisse le tube revenir à la température ambiante en retirant le four.

Par ce procédé on arrive à supprimer sensiblement toutes les vapeurs, sauf la vapeur de mercure.

d. Pour étudier les moyens de supprimer la vapeur de mercure j'ai disposé entre la pompe d'une part, le manomètre absolu et le manomètre à frottement de l'autre part, un tube en  $U$  destiné à condenser la vapeur de mercure. A cause du grand poids moléculaire de cette vapeur, le manomètre à frottement convient tout particulièrement pour constater sa présence ou sa disparition.

Le meilleur procédé consiste, bien entendu, dans l'emploi de l'air liquide. Cependant la tension de la vapeur de mercure étant déjà très faible à la température de  $-20^{\circ}$  (env.  $0,1 \text{ dyn/cm}^2$ ), on peut dans beaucoup de cas se contenter du mélange de glace et de sel marin. Il est important de laisser dans le tube en *U* quelques gouttes de mercure, la vapeur de mercure se condensant mieux sur le mercure que sur le verre.

Parmi les réactifs chimiques j'ai essayé l'or, le soufre et le potassium.

L'or en feuilles battues s'est montré sans action. Le soufre agit assez bien lorsqu'on le chauffe à  $50-60^{\circ}$ , mais il distille alors rapidement, ce qui rend le procédé inapplicable.

Avec le potassium distillé, le tube en *U* arrête la vapeur de mercure aussi parfaitement que s'il était plongé dans l'air liquide. Le potassium est mis au préalable dans un tube auxiliaire; en chauffant ce tube on fait passer le métal dans le tube en *U* et on scelle l'étranglement qui sépare les deux tubes. Il est bon de donner au dispositif la forme désignée sur la fig. 7, afin d'éviter l'oxydation du potassium, et de ne l'employer que lorsqu'il y a un bon vide dans la pompe et les récipients.

e. En se servant d'une bonne pompe à mercure et en employant le tube au potassium pour supprimer la vapeur de mercure et le tube au charbon décrit dans c) pour supprimer les autres vapeurs, on obtient facilement des pressions voisines de  $0,2 \text{ dyn/cm}^2$ .

Il en résulte que ces procédés peuvent être appliqués avec utilité dans des laboratoires n'ayant à leur disposition ni l'air liquide ni la pompe moléculaire.



8. L. Wertenstein:

### **Mikrokalorymetr różnicowy.**

Z pracowni radiologicznej Tow. Nauk. Warsz.

Komunikat zgłoszony dnia 21 maja 1917 r.

Przedstawił J. Wierusz-Kowalski.

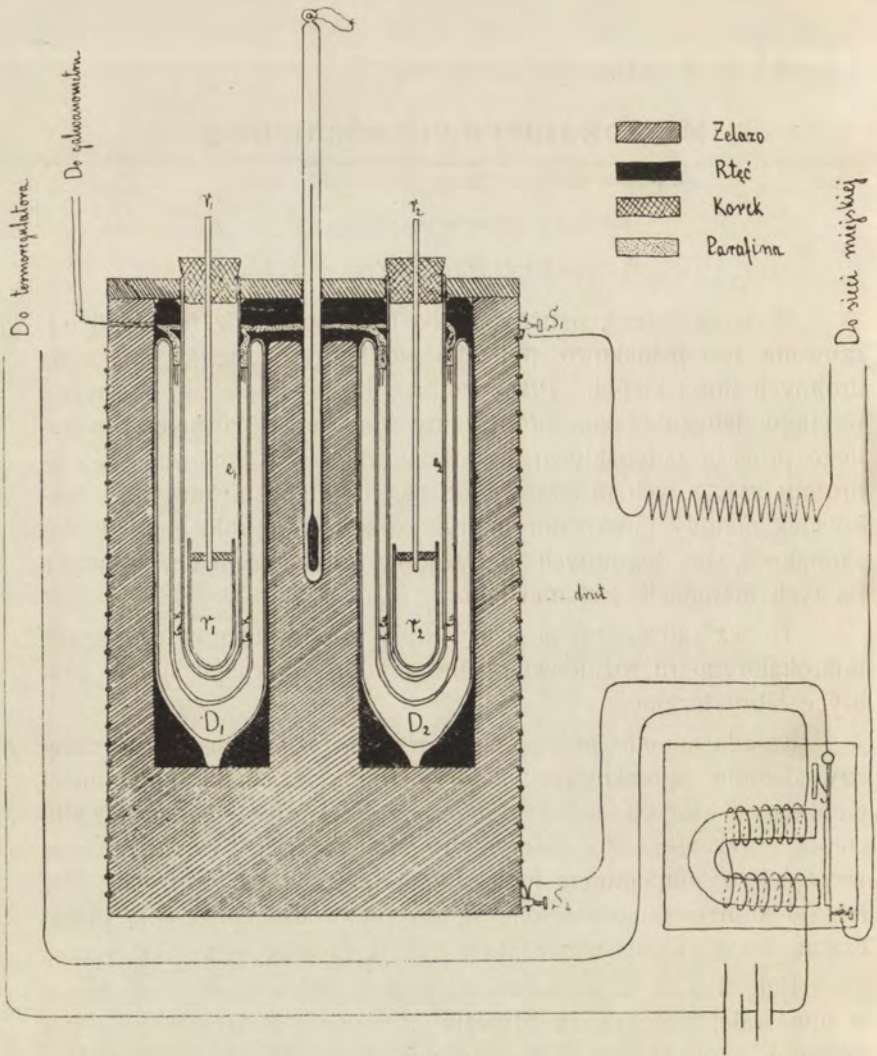
W termochemii, nauce o radioaktywności i w fizjologii odczuwana jest jednakowo potrzeba dokładnych metod mierzenia drobnych ilości ciepła. Przez pomiar ilości ciepła wydzielanego w ciągu danego czasu, zdobywamy wiadomości o natężeniu danego procesu radioaktywnego, chemicznego lub życiowego, a najdrobniejsze z tych procesów nie są najmniej ciekawymi. Jakkolwiek metody mikrokalorymetrii osiągnęły wysoki stopień doskonałości, to dogodnych przyrządów laboratoryjnych, opartych na tych metodach, jest niewiele.

To też sądzę, że poniższy opis zbudowanego przezemnie mikrokalorymetru różnicowego może oddać pewne usługi w praktyce laboratoryjnej.

Zasada aparatu polega na mierzeniu różnic temperatury między dwoma jednakowymi kalorymetrami o małej pojemności cieplnej, z których jeden ogrzewany jest przez badane źródło ciepła, przyczem oba kalorymetry umieszczone są symetrycznie w kąpeli o temperaturze jednostajnej i, jeśli tego potrzeba, stałej; od kąpeli tej oddzielone są źle przewodzącymi ciepło płaszczami. Do mierzenia temperatury stosuję metodę termoelektryczną.

Rolę kąpeli odgrywa wielki blok metalowy; dla osiągnięcia w nim stałej temperatury używam ogrzewania elektrycznego w połączeniu z elektrycznym termoregulatorem. Płaszczce osłaniające kalorymetry — to naczynia Dewarowskie, a właściwymi kalorymetrami są obok zakończeń ogniw termoelektrycznych epruwetki szklane, w których źródło ciepła się umieszcza.

W walcu żelaznym (rys. 1 a i b) średnicy 11,2 cm., wysokości 17,7 cm., przewiercono równoległe do osi i symetrycznie względem niej: a) dwa otwory ( $D_1D_2$ ) średnicy 3,1 cm., głębokości 14 cm.; b) dwa otwory ( $b_1b_2$ ) średnicy 1,4 cm., głębokości 11 cm.

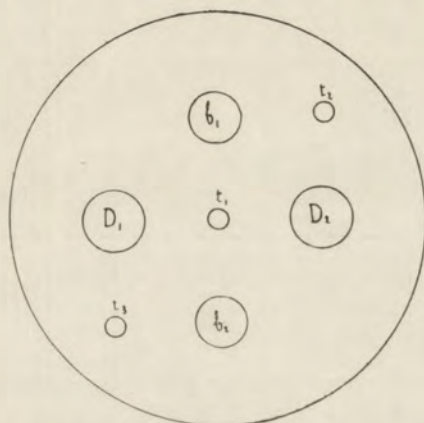


Płaszczyzna, przechodząca przez osi otworów  $D$ , jest prostopadła do płaszczyzny przechodzącej przez osi otworów  $b$ . Ponadto w walcu znajdują się 3 otwory równoległe do osi średnicy 5 mm., w które wstawić można termometry, i rowek na górnej powierzchni, przez który druty wychodzą na zewnątrz.



W otworach  $D$  umieszczone są naczynia Dewarowskie; w jednym z otworów  $b$  znajduje się termoregulator, a z przeznaczeniem drugiego poznamy się za chwilę.

Do walca przyśrubowana jest przykrywka (rys. 1 b); otwory w przykrywce stanowią przedłużenie odpowiednich otworów w walcu; jednakże otwory nad Dewarami mają średnicę tylko 15 mm. Walec żelazny może być ogrzewany elektrycznie, o ile doświadczenia wymagają utrzymania stałej temperatury. W tym celu na bocznej powierzchni narznięto krok śruby wysokości 5 mm.



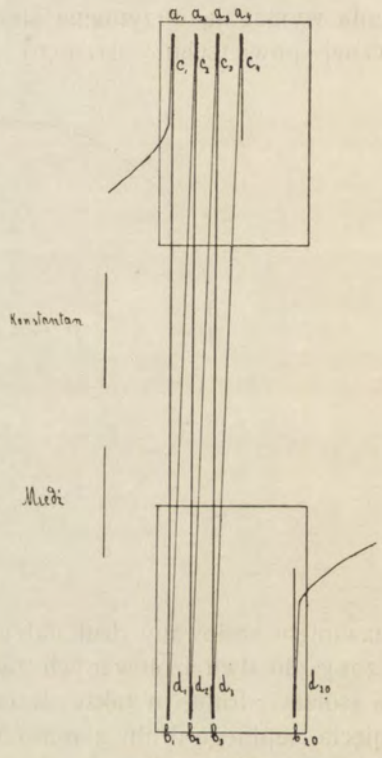
rys. 1b.

i nawinięto izolowany drut najzylbrowy grubości 0,4 mm., przyłączony do dwu izolowanych zacisków  $S_1$ ,  $S_2$ . Dla zabezpieczenia izolacji drutu, a także w celu wytworzenia ściślejszego zetknięcia cieplnego drutu z masą metalu — zawerniksowano boczną powierzchnię walca, bacząc, aby werniks przesycił izolację drutów i wypełnił rowki, w których druty przebiegają. Powstały w ten sposób piecyk elektryczny przyłączyć można do sieci miejskiej, przy wstawieniu w obwód wyłącznika automatycznego oraz opornika regulowanego. Od włączonego oporu zależy średnia przewyżka temperatury walca nad temperaturą otoczenia. Opór piecyka wynosi około 30 ohmów; jeśli chcę, aby żelazo było o  $5^{\circ}$  cieplejsze od otoczenia, używam dodatkowego oporu około 200 ohmów. Można w tym celu użyć elektrycznej lampki 50 świecowej o nici metalowej.

Istotną część wyłącznika automatycznego stanowi elektromagnes zasilany przez baterię 4-woltową. Gdy tylko temperatura walca podniesie się ponad wartość, przy której chcemy ją ustalić, termoregulator zamyka obwód elektromagnes; blaszka, przez którą prąd ogrzewający przechodzi, zostaje odciągnięta od śrubki kontaktowej i prąd w piecyku się przerywa.



rys. 2.



rys. 3.

Walec zaczyna wtedy stygnąć, a gdy temperatura jego opadnie poniżej pewnej wartości, termoregulator wyłącza prąd w elektromagnesie, blaszka zostaje odepchnięta przez sprężynę ku śrubce kontaktowej, i piecyk znowu działać zaczyna. W ten sposób temperatura walca nie jest bezwzględnie stała, lecz waha się między dwiema granicami. Termoregulator musi być skonstruowany tak, aby granice te były możliwie do siebie zbliżone.

Termoregulator (rys. 2) składa się z części termometrycznej



i z przerywacza rtęciowego. Część termometryczna to zbiornik cylindryczny, pojemności około 12 cm.<sup>3</sup>, wypełniony alkoholem, umieszczony w pasującym do niego otworze. Zbiornik wydłuża się ku górze w rurkę włoskową średnicy 0,8 mm., zagiętą dwa razy, tak, że powstają dwa kolanka. Kolanko zewnętrzne wypełnione jest rtęcią. Między dwoma kolankami rurka włoskowa wydęta jest w małą kuleczkę, a powierzchnia rozdziału między rtęcią a alkoholem przypada w górnej części tej kuleczki. W kuleczkę wtopiono drut platynowy. Zewnętrzna rurka włoskowa, długości 11,5 cm., rozszerza się ku górze, i otrzymuje jako zakończenie oprawkę, w której przechodzi długa śruba. W śrubę tę wlotowany jest drucik platynowy, wchodzący w rurkę włoskową. Przez obracanie śruby można drucik podnosić lub zniżać.

Działanie regulatora oparte jest na tem, że obwód elektromagnesu zostaje zamknięty, gdy rtęć w rurce włoskowej wchodzi w zetknięcie z drucikiem platynowym. Wskutek rozszerzalności alkoholu w zbiorniku poziom rtęci w rurce jest zależny od temperatury walca. Jeśli chcemy, aby temperatura ta wahała się dokoła danej wartości, ustawiamy drucik platynowy tak, żeby jego dolny koniec znajdował się w miejscu, odpowiadającym poziomowi rtęci w rurce włoskowej, gdy temperatura zbiornika równa się danej wartości. Jak widać z powyższego, walec znajduje się kolejno w fazie ogrzewania i stygnięcia, a więc rtęć kolejno wznosi się i opada, powodując peryodyczne przerwy w ogrzewaniu. Jednakże wahania się poziomu rtęci nie przekraczają 0,2 mm., gdy zaś czułość termoregulatora jest taka, że przesunięcie o 22 mm. odpowiada 1°, wahania temperatury zbiornika alkoholu nie przekraczają  $\frac{1}{100}^{\circ}$ .

Naczynia Dewarowskie znajdują się, jak już było poprzednio powiedziane, w otworach *D*. Są posrebrzone wewnątrz, wymiary rurki zewnętrznej są: średnica 30 mm., długość 130 mm., wymiary rurki wewnętrznej: średnica 20 mm., głębokość 100 mm.

Do wnętrza Dewarów sięgają epruwetki  $e_1$  i  $e_2$  (p. rys. 1), średnicy zewnętrznej 15 mm., wewnętrznej 14 mm., długości 130 mm., przeprowadzone przez otwory w przykrywce, tak że brzo gi ich są na poziomie przykrywki.

Epruwetki te odgrywają rolę kalorymetrów, do nich bowiem wprowadza się wywiązujące lub pochłaniające ciepło przedmioty.

Przestrzeń między epruwetkami a wewnętrznymi rurkami Dewarów zajęta jest przez ogniwa termoelektryczne miedź - konstantan. Ogniw tych jest 20, tak że w każdym z naczyń Dewarowskich mamy 20 spojeń miedzi z konstantanem. Do ogniw używałem drutu miedzianego średnicy 0,07 mm. i drutu konstantanowego średnicy 0,15 mm. Połączenia i ustawienia ogniw dokonano w następujący sposób. Wykrajano prostokąt z papieru (rys. 3) długości 26 cm., szerokości 6 cm. Na prostokącie wyznaczono w kierunku długości 20 równooddalonych linii  $a_1b_1, a_2b_2$  i t. d. Na każdej z linii  $ab$  wyznaczono dwa punkty  $c$  i  $d$ , oddalone odpowiednio o 1 cm. od punktów  $a$  i  $b$ . Wówczas ułożono na prostokącie ogniwa tak, że spójnienia drucików miedzianego i konstantanowego układały się kolejno wzdłuż odcinków  $a_1c_1, d_1b_1, a_2c_2, d_2b_2$  i t. d., wzdłuż odcinków  $cd$  biegły druty konstantanowe, w skośnym zaś nieco kierunku od  $d_1$  do  $c_2$ , od  $d_2$  do  $c_2$  i t. d., druty miedziane. Od punktów  $c_1$  i  $d_{20}$ , t. j. od 2 biegunów szeregu ogniw biegły dłuższe druty miedziane. Po nałożeniu na papier całej tej siatki, umiejscowiono ją przez przyklejenie spojeń, poczem wycięto z prostokąta skrawek w części środkowej długości 6 cm. Do pozostałych mniejszych prostokątów przyklejono dwa prostokąty tej samej wielkości, następnie prostokąty zwinięto w rurkę średnicy ok. 2 cm.; rurki wpuszczono do naczyń Dewarowskich, skierowanych otworami nawprost siebie. Gdy następnie naczynia Dewarowskie umieszczono w przeznaczonych dla nich wgłębieniach ( $D$ ) walca żelaznego, przebiegające między nimi druty miedziane i konstantanowe zebrano w dwa pasma i ułożono w wydrążeniu między otworami  $D$ . Biegące od biegunów druty miedziane wyprowadzono na zewnątrz przez szczelinę i przylutowano do dwu izolowanych śrubek kontaktowych, odkąd dalsze druty odchodzą do galwanometru i t. d.

Używałem galwanometru typu Deprez d'Arsonval o czułości  $10^{-9}$  ampera. Ze względu na wysoki opór szpulki, czułość na napięcie była niezbyt wielka, wynosiła 1,05 mm. odchylenia na mikrowolt; siła termoelektryczna ogniwa wynosiła 790 mikrowoltów przy różnicy temperatury jednego stopnia: wyliczyć stąd można, że 1 mm. na skali odpowiada  $1,2 \cdot 10^{-30}$ . Czułość tę możnaby znacznie powiększyć przez użycie galwanometru o mniejszym oporze np. galwanometru Paschen'a. Epruwetki  $e_1$  i  $e_2$ , o których mowa była wyżej, wsuwano w rurki papierowe tak że wystawały z na-



czyń Dewar'a o 15 mm. Wszystkie te kolejne części kalorymetru pasowały do siebie dość dokładnie. Po ustawieniu ich zalano parafiną brzegi Dewarowskich naczyń, i rurek papierowych, a także oba pasma drutów miedzianych i konstantanowych, a pozostałe wewnątrz aparatu puste przestrzenie wypełniono rtęcią dla uniknięcia prądów powietrza i dla zapewnienia dobrze określonych zeteknięć cieplnych. Wreszcie przyśrubowano przykrywkę i wstawiono do epruwetek  $e_1$  i  $e_2$ , jakoteż do otworu  $b_1$ , rureczki  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $r_3$ . Każda z tych rurek ma dno półkuliste, średnica jej wynosi 14 mm., wysokość 30 mm., zamknięta jest płaskim koreczkiem i unoszona przez włakowaną w koreczek pałeczkę szklaną. Na pałeczce osadzony jest jeszcze jeden korek, na wysokości takiej, że gdy rureczka sięga dna epruwetki, korek zamyka epruwetkę od góry.

Rureczki  $r$  służą do umieszczania w nich przedmiotów wydzielających lub pochłaniających ciepło, np. substancji radioaktywnych, istot żywych i t. p.

Widzieliśmy, że mikrokalorymetr posiada nader czułą regulację temperatury. Jednakże dla badania wielu zjawisk utrzymanie temperatury stałej nie jest niezbędne. Np. zjawiska radioaktywne nie zależą wcale od temperatury, wiele zjawisk fizycznych w słabym tylko stopniu od temperatury zależy. We wszystkich przypadkach tego rodzaju można piecyka i regulatora nie używać. Wówczas walec żelazny zmienia swą temperaturę, postępując powoli za ruchem dziennym temperatury w pracowni. Jednakże dzięki wysokiemu przewodnictwu wielkiej masy metalu, temperatura wewnątrz walca jest jednostajna. To też sądzićby można, że zmiany temperatury zewnętrznej nie powinny wywoływać różnic temperatury między kalorymetrami umieszczonymi w naczyniach Dewarowskich. Wniosek ten jednak jest słuszny w tym tylko przypadku, gdy pojemność cieplna obu kalorymetrów, oraz przewodnictwo cieplne obu naczyń Dewarowskich są dokładnie jednakowe.

W przeciwnym przypadku temperatury obu kalorymetrów z niejednakową prędkością podążają za temperaturą walca żelaznego i powstać stąd mogą znaczne różnice temperatury. Niedogodność tę można usunąć, zwiększając pojemność cieplną jednego z kalorymetrów, np. przez dolanie rtęci do jednej z epruwetek  $e$ .

Drogą tą można wyrównać dysymetrię obu stron aparatu

w sposób tak doskonały, że odchylenie galwanometru pozostaje w ciągu dnia niezmiennie lub przynajmniej zmienia się bardzo wolno nawet wtedy, gdy temperatura pokoju zmienia się o kilka stopni.

Niech będą  $C_1$  i  $C_2$  pojemności cieplne obu kalorymetrów,  $\theta_1$  i  $\theta_2$  ich temperatury,  $T$  temperatura walca,  $t$  niech oznacza czas.

Mamy równania:

$$C_1 \frac{d\theta_1}{dt} = K_1 (T - \theta_1).$$

$$C_2 \frac{d\theta_2}{dt} = K_2 (T - \theta_2).$$

Stałe  $K$  są współczynnikami utraty ciepła; wielkość ich zależy w pierwszej linii od przewodnictwa cieplnego naczyń Dewarowskich.

Jeśli więc temperatury  $\theta_1$  i  $\theta_2$  mają być stale równe sobie, musimy mieć  $\frac{C_1}{C_2} = \frac{K_1}{K_2}$ .

Przypuśćmy, żeśmy stan ten osiągnęli w sposób wyżej wskazany i że do kalorymetru oznaczonego cyfrą 1, wprowadzamy źródło wytwarzające  $L$  kaloryi na sekundę.

Wówczas mieć będziemy:

$$C_1 \frac{d\theta_1}{dt} = K_1 (T - \theta_1) + L$$

$$C_2 \frac{d\theta_2}{dt} = K_2 (T - \theta_2)$$

Gdy zaś  $\frac{K_1}{C_1} = \frac{K_2}{C_2} = n$ , otrzymamy:

$$\frac{d(\theta_1 - \theta_2)}{dt} = -n(\theta_1 - \theta_2) + \frac{L}{C_1}.$$

Wzór ten nie zawiera temperatury walca żelaznego, co dowodzi, że zjawisko odbywa się zupełnie tak, jak gdyby temperatura drugiego kalorymetru była niezmienna.

Metody więc mierzenia szybkości  $L$  wywiązywania ciepła są te same, co i w przypadku niezmiennej temperatury.



Gdy stosujemy regulację cieplną przez czas dłuższy, kalorymetry przyjmują temperaturę walca, mamy więc:  $\theta_1 = \theta_2 = T$ , oczywiście, jeżeli nie ma w nich ciał wywiązujących ciepło.

Jeżeli w jednym z kalorymetrów, np. w pierwszym znajduje się przedmiot wywiązujący  $L$  cal/sek. mieć będziemy:

$$\frac{d\theta}{dt} = -n\theta + \frac{L}{C_1} \text{ )}. \dots \dots \dots (2)$$

$\theta$  oznaczać tu będzie poprostu przewyżkę temperatury kalorymetru pierwszego nad temperaturą pozostałych części aparatu. Rozważanie wzoru (2) lub zupełnie równoważnego z nim wzoru (1), doprowadzi nas do dwu metod oznaczania wielkości  $L$ .

Całą równania (2) jest:

$$\theta = \frac{L}{C_1 n} (1 - e^{-nt}) + \theta_0 e^{-nt},$$

gdzie  $\theta_0$  jest przewyżką temperatury w chwili początkowej.

### I. Metoda odchylenia maksymalnego.

Dla  $t = \infty$ , mamy  $\theta_\infty = \frac{1}{C_1 n}$ ;  $\frac{d\theta}{dt}_{t=\infty} = 0$ . . . . (3)

A więc po czasie bardzo długim wytwarza się stan stateczny, w którym różnica temperatury jest proporcjonalna do szybkości wywiązywania ciepła. Praktycznie oznacza to, że za miarę wielkości  $L$  obrać można maksymalne odchylenie, jakie galwanometr wykazuje po upływie bardzo długiego czasu lub też odpo-

---

<sup>1)</sup> We wzorze (2) zakładamy, że pojemność cieplną ciała, wytwarzającego ciepło, możemy zaniedbać wobec pojemności cieplnej  $C_1$  kalorymetru (wyszczególnienie 2,7, p. str. 756). Ściśle biorąc, należy w każdym doświadczeniu oznaczać pojemność cieplną  $c$  źródła ciepła; we wzorze (2) należy zamiast  $C_1$  podstawić  $C_1 \left(1 + \frac{c}{C_1}\right)$  i zamiast  $n$ ,  $\frac{n}{1 + \frac{c}{C_1}}$ . Jak widać, poprawki te pozostają bez

wpływu na wielkość  $\theta_\infty$  (wzór 3). W metodzie szybkości odchylenia mogą być zaniedbane, dopóki  $c < 0,1$ . W innych przypadkach powinny być uwzględniane (p. str. 000). Zwrócenie mi uwagi na tę poprawkę zawdzięczam p. Białaszewiczowi.

wiadającą mu siłę elektrobodźczą w szeregu termoelektrycznym. Dla uniknięcia każdorazowego sprawdzania czułości galwanometru, można określać wprost, przy pomocy metody kompensacyjnej, maksymalną siłę elektrobodźczą.

Zachodzi pytanie, co należy rozumieć pod czasem „bardzo długim”? We wzorze 3 mamy funkcję wykładniczą z wykładnikiem  $n$ ; funkcja ta spada szybko do zera, gdy wartość  $t$  jest wielka w porównaniu z  $\frac{1}{n}$ . W szczególności gdy  $t = \frac{4}{n}$  stan równowagi może być uważany z dostatecznym przybliżeniem za osiągnięty.

Dla oznaczenia stałej  $n$  wystarczy badać szybkość, z jaką temperatury kalorymetrów się wyrównywują, gdy usuniemy z kalorymetru 1 przedmiot wywiązujący ciepło.

Mamy wtedy:

$$\frac{d\theta}{dt} = -n\theta; \quad \theta = \theta_0 e^{-nt} \dots \dots \dots (4)$$

A więc prawo „stygnięcia“ ogrzanego kalorymetru jest prostym prawem wykładniczym; w ciągu równych okresów czasu  $\theta$  zmniejsza się w stałym stosunku. Jeżeli  $T$  jest okresem czasu, w ciągu którego  $\theta$  zmniejsza się do połowy, mamy:

$$n = \frac{\log 2}{\log e \cdot T} = \frac{0,69}{T}.$$

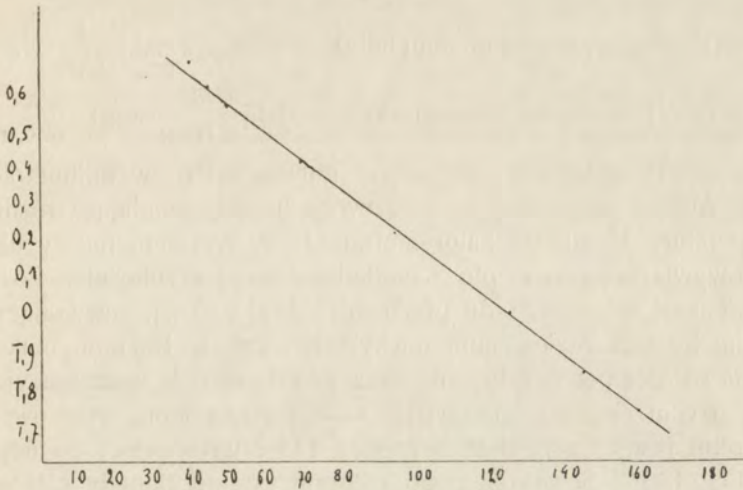
Czas potrzebny do ustalenia równowagi równa się  $4/n = \text{ok. } 6T$ .

Krzywa rys. 4 wykazuje przebieg stygnięcia kalorymetru; narysowana jest w skali logarytmicznej. Jak widzimy, wzór 4 sprawdza się naogół dość dobrze. Z średniego nachylenia krzywej wyliczamy  $T = \text{ok. } 40 \text{ min.}$ , a więc czas potrzebny do osiągnięcia równowagi wynosi ok. 4 godzin. Zapamiętajmy sobie wartość stałej:

$$n = \frac{0,69}{T} = 0,0172 \text{ min}^{-1}; \quad \frac{1}{n} = 58 \text{ min.}$$

Jak widzimy, metoda odchylenia maksymalnego wymaga długiego bardzo czasu. Wskutek tego stosować ją można tylko do przedmiotów wydzielających ciepło z szybkością stałą lub przynajmniej zmieniającą się bardzo powoli. Ponadto warunkiem jej stosowalności jest bezwzględna stałość zera kaloryme-





rys. 4.

tru, co wymaga wyrugowania wszelkich czynników wtórnych, mogących powodować różnicę temperatury między kalorymetrami. Otóż pomimo wszelkich zastosowanych środków, warunkom tym nie można zadośćuczynić w sposób doskonały. Nawet gdy w kalorymetrach nie ma żadnych przedmiotów, wywiązujących lub pochłaniających ciepło, galwanometr wykazuje odchylenie, dochodzące czasem do 3 cm. (co odpowiada  $\frac{1^{\circ}}{30}$ ). Odchylenie to nazywam zerem kalorymetru. W ciągu dnia zero kalorymetru doznaje pewnych wahań, zależnych od temperatury pokoju, nie przenoszących jednak kilku milimetrów. W ciągu dłuższego okresu obserwacji, np. w ciągu tygodnia, ruch zera dojść może do 15 mm.

Za przyczyny tego stałego odchylenia galwanometru uważać można: różnicę temperatury między kalorymetrem i galwanometrem, mogącą spowodować drobne siły termoelektryczne przy niedostatecznej jednorodności materiału przewodników — dysymetrię kalorymetrów pod względem utraty ciepła na zewnątrz, t. j. do pokoju, — wreszcie ewentualne drobne reakcje chemiczne lub zjawiska pokrewne np. utlenianie się drutów lub papieru, parowanie resztek wilgoci i t. d. Na skutek tych niedokładności, których usunąć mi się nie udało, metoda odchylenia maksymalnego może być stosowana tylko wtedy, gdy chodzi o pomiary szybkości wywiązania ciepła, wynoszących co najmniej 0,1 cal/godz.

Dla wycechowania aparatu należy wyznaczyć stałą  $\frac{1}{C_1 n}$  wzoru (3), a raczej dla użytku doświadczalnego stałą  $\frac{\delta}{60 C_1 n}$  wzgl.  $\frac{v}{60 C_1 n}$ , gdzie  $\delta$  i  $v$  oznaczają odchylenie galwanometru w milimetrach, wzgl. różnicę potencjału w mikrowoltach, odpowiadające różnicy temperatury 1° między kalorymetrami <sup>1)</sup>. W tym celu należy użyć ciała wywiązującego ciepło z dokładnie znaną szybkością. Posługiwałem się wzorcem radu pracowni radiologicznej, zawierającym 4,1 mg. Ra. met. Maksymalne odchylenie wynosiło 155 mm., maksymalna różnica potencjału, mierzona zwykłą metodą kompesacyjną, przy użyciu pudełka oporowego, woltomierza i oporu wzorcowego 0,1 ohm firmy Carpentier, wynosiła 148 mikrowoltów, co odpowiada 0,190°. Ścianki mojego kalorymetru pochłaniały całkowicie promienie  $\beta$ , ale tylko drobny ułamek promieniowania  $\gamma$ . W tych warunkach liczyć można, że kalorymetr pochłaniał  $127 \times 0,0041 = 0,52$  cal/godz. <sup>2)</sup>. Wynika stąd, że stała  $\frac{\delta}{60 C_1 n}$  wzgl.  $\frac{v}{60 C_1 n}$  równają się odpowiednio  $300 \frac{\text{mm.}}{\text{cal.}} \times \text{godzina}$ , wzgl.  $283 \frac{\text{mikrowolt.}}{\text{cal.}} \times \text{godz.}$  Wyliczamy stąd, że pojemność cieplna kalorymetru  $C_1$  równa się  $\frac{v}{60 \cdot n \cdot 283} = \frac{790 \cdot 58}{60 \cdot 283} = 2,7$ .

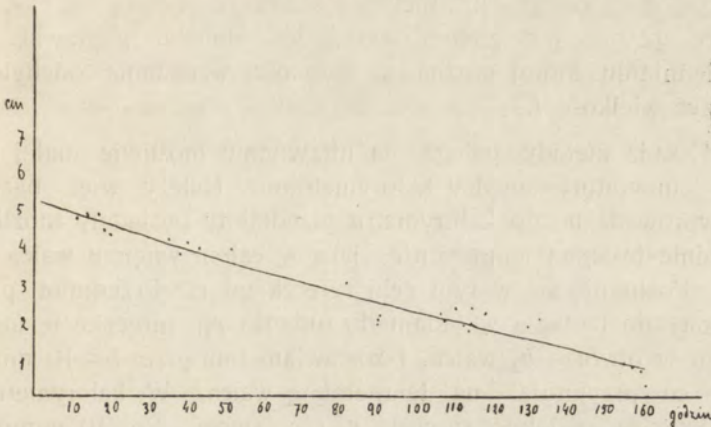
Dla przekonania się o stosowności metody w ciągu dłuższych okresów czasu, umieściłem w kalorymetrze zalutowaną rurkę szklaną, która zawierała w chwili początkowej 1,9 mc. emanacyi. Licząc 100 cal/godz. na ciepło emanacyi (bez promieniowania  $\gamma$ ), wyliczamy, że produkcya ciepła przez emanację w chwili początkowej wynosić powinna 0,13 cal/godz., a maksymalne odchylenie 49 mm.

Doświadczenie dało 53 mm. Rurkę obserwowałem w ciągu tygodnia. Wyniki podane są na krzywej rys. 5. Jak widzimy, w ciągu pierwszych 4 dni odchylenie spada do połowy, jak tego należało się spodziewać. Dla mniejszych odchyień metoda

<sup>1)</sup> Współczynnik 60 pochodzi stąd, że szybkość produkcji ciepła oznaczam w kaloryach na godzinę, zaś stałą stygnięcia w odwrotnościach minuty.

<sup>2)</sup> Rutherford, Phil. Mag. XXV, 1913, str. 312.





rys. 5.

jest już zupełnie niedokładna, w następnym okresie prawa spadku emanacji nie widać. Jest to zrozumiałe, gdy zważymy, że maksymalne odchylenie jest wówczas tego samego porządku wielkości, co ruch dzienny „zera“ kalorymetru. Produkcja ciepła wynosi np. w 6-y dniu ok. 0,06 cal/godz., do tak subtelných procesów metoda maksymalnego odchylenia jest nieodpowiednia. Przykład z emanacją dowodzi, że można ją jednak stosować do procesów bardziej energicznych. Mogłaby więc oddać pewne usługi w fizyologii, gdyby chodziło o życiorys ciepły indywidualum produkującego średnio kilka dziesiątych kaloryi na godzinę i gdyby zależało przytem na pozostawieniu osobnika tego w zupełnym spokoju.

## II. Metoda szybkości odchylenia.

Jeżeli we wzorze (2)  $\theta$  jest bardzo małe, możemy napisać w pierwszym przybliżeniu:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{L}{C_1},$$

czyli słowami: szybkość wzrastania odchylenia jest proporcjonalna do szybkości wywiązywania ciepła, dopóki odchylenie to, a więc i różnica temperatury między kalorymetrami jest niezmiernie mała.

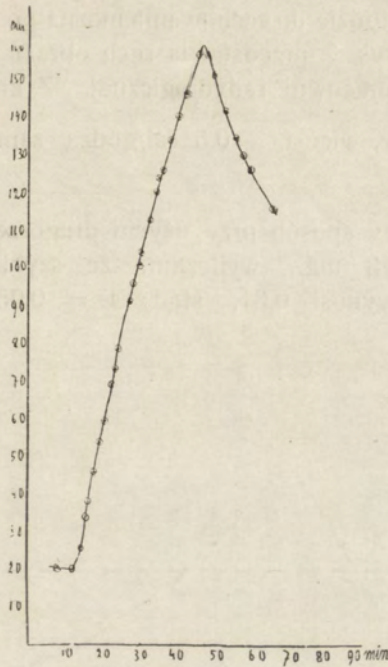
Ogólniej biorąc, nie należy lekceważyć wyrazu  $-n\theta$ , jednakże gdy  $n$  jest znane, wyraz ten stanowi poprawkę, po uwzględnieniu której można z szybkości wzrastania odchylenia wyliczyć wielkość  $L$ .

Zasada metody polega na utrzymaniu możliwie małej różnicy temperatury między kalorymetrami. Należy więc baczyć, aby wprowadzane do kalorymetru przedmioty posiadały możliwie dokładnie tę samą temperaturę, jaka w całym wnętrzu walca panuje. Posługuję się w tym celu rureczkami  $r$ . Przedmiot przeznaczony do badania wkładam do rureczki  $r_3$ ; rureczkę tę umieszczam w otworze  $b_2$  walca, i zostawiam tam przez 5—10 minut, przez co przyjmuje ona temperaturę walca. W kalorymetrach 1 i 2 siedzą podobne rureczki  $r_1$  i  $r_2$  puste. Po 10 minutach przekładam szybko rureczki  $r_1$  i  $r_3$ . Można dojść do wprawy takiej, że przy czynności tej obraz galwanometru nie przesuwają się nawet o 1 mm.

Dla wypracowania metody konieczną jest rzeczą wyznaczyć stałą  $\frac{1}{C_1}$  wzoru (4). W rzeczywistości wyznaczam wielkość  $\frac{\delta}{60 \cdot C_1}$ . Współczynnik  $\delta$  ma znaczenie to samo co poprzednio, mnożnik 60 w mianowniku pochodzi stąd, że szybkość odchylenia wyznaczam w milimetrach na minutę, zaś szybkość wywiązywania ciepła w kaloryach na godzinę. Dla cechowania posługuję się ciepłem Joule'a. Na szpulce ebonitowej długości 11 m., średnicy 8 mm., nawinięty został w jednej warstwie izolowany drut miedziany grubości 0,03 mm. Do każdego z końców drutu, w odległości 15 mm. od szpulki przylutowano po dwa długie druty tej samej średnicy. Od każdej pary jeden drut prowadzi do woltmetru, podczas gdy drugi należy do głównego obwodu szpulki, obejmującego akumulator, opornik i miliamperometr. Szpulkę umieszczam w rureczce  $r_3$  i wprowadzam ją do kalorymetru 1. Po zamknięciu obwodu mierzę szybkość odchylenia, sprowadzając ją do  $\theta = 0$  przez uwzględnienie oprawki  $-n\theta$ .

Krzywa rys. 6 oznacza ruch obrazu galwanometru, gdy w szpulce płynął prąd 0,006 ampera, podczas gdy różnica potencjału między końcami drutu wynosiła 0,2 wolta. Wyliczam stąd, że:  $L = 1,035$  cal/godz. Z krzywej wyliczam:





rys. 6.

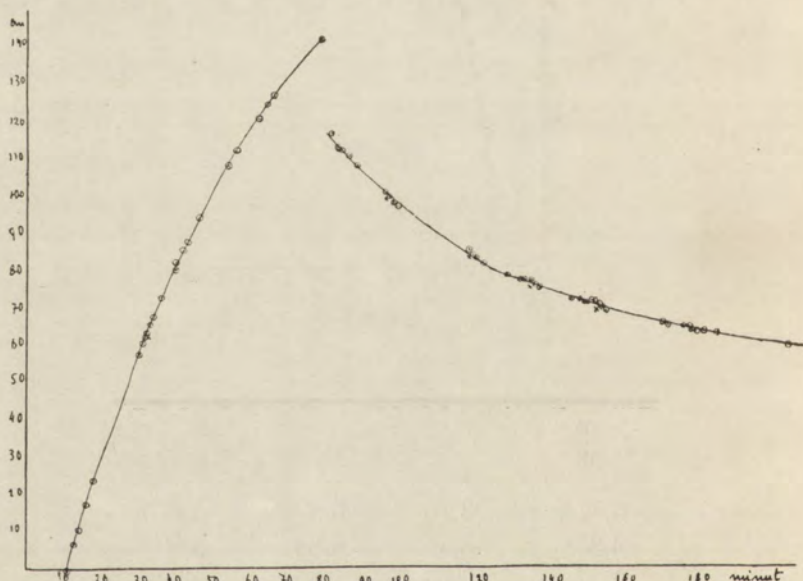
$\delta \cdot \frac{d\theta}{dt}$	$\delta \cdot \theta$	$n \delta \cdot \theta$	$\delta \left( \frac{d\theta}{dt} + n\theta \right)$
5,375	28,75	0,5	5,875
4,85	48,5	0,84	5,69
4,37	66,75	1,15	5,52
4	84	1,45	5,45
3,75	99	1,7	5,45
3,75	113	1,95	5,7
3,4	133,5	2,3	5,7

Średnia wartość szybkości ruchu, odniesiona do  $\theta = 0$ , wynosi 5,6. Wyliczam stąd:

$$\frac{\delta}{60C_1} = \frac{5,7}{1,035} = 5,4.$$

I w tej metodzie do cechowania można posługiwać się ciepłem radu. Krzywa rys. 7 przedstawia ruch obrazu galwanometru przy użyciu wzorca pracowni radiologicznej. Z krzywej tej wyliczam  $\partial \cdot \frac{d\theta}{dt}_{\theta=0} = 2,7$ , więc  $L = 0,5$  cal/godz., zamiast wartości teoretycznej 0,52.

W podobny sposób przy użyciu drugorzędnego wzorca, zawierającego 0,43 mg., wyliczam, że szybkość ruchu obrazu przy  $\theta = 0$  wynosi 0,31, stąd:  $L = 0,0575$  cal/godz., zamiast 0,0546.



Rys. 7.

Przy dokładnem wyliczaniu niezbędną jest rzeczą wyznaczać ruch obrazu galwanometru przed i po doświadczeniu, zwłaszcza jeżeli ma się do zmierzenia bardzo słabą produkcję ciepła. Celem tego wyznaczenia ruchu własnego jest określenie chwilowego „zera“ aparatu. Jeżeli aparat był pozostawiony samemu sobie, to ruch własny jest właśnie ruchem „zera“. Jeżeli jednak w ciągu dnia aparat otwierany był dla innych pomiarów wcześniej, to do ruchu tego — naogół zresztą bardzo powolnego, nie przenoszącego 1 mm. na godzinę, — dołącza się ruch wynikający



z wyrównywania się kalorymetrów po dokonaniem doświadczeniu. Z wielkości ruchów tych wyliczam położenie zera w sposób następujący.

Niech będzie  $A$  średnie położenie obrazu galwanometru;  $V_a$  średnia szybkość obrazu na skali.  $A_0$  niech oznacza położenie chwilowego zera aparatu. Rozpatrując obserwowany ruch, jako wynik dążności do zera, zastosować mogę prawo stygnięcia; mam więc:

$$V_a = -n(A_0 - A), \quad \text{stad:} \quad A_0 = A + \frac{V_a}{n};$$

$n$  jest stałą stygnięcia, równą, jak widzieliśmy poprzednio  $\frac{1}{58}$ .

Możemy więc napisać.  $A_0 = A + 58 V_a$ .

W podobny sposób wyliczam położenie  $B_0$ , odpowiadające zeru aparatu w okresie bezpośrednio po pomiarze, z wzoru:

$$B_0 = B + 58 V_b.$$

Za zero aparatu  $C_0$  w czasie pomiaru uważam średnią

$$C_0 = \frac{A_0 + B_0}{2}.$$

Jeżeli więc w czasie pomiaru obraz znajdował się średnio w położeniu  $C$ , poprawka na stygnięcie wynosi:

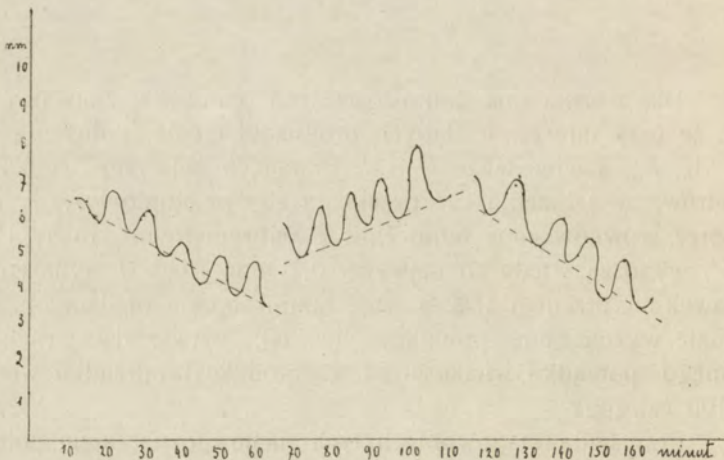
$$V_c = \frac{C - C_0}{58}.$$

Dla zrozumienia doniosłości tych poprawek, zauważyć należy, że przy mierzeniu słabych produkcji ciepła, położenia  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $A_0$ ,  $B_0$ , a więc także  $C$  i  $C_0$  różnią co najwyżej o kilka milimetrów, w założeniu, że przekłada się przedmioty  $r_1$ ,  $r_2$  i t. d. dobrze zrównoważone termicznie z kalorymetrem,— ruchy  $V_a$ ,  $V_b$  i  $V_c$  wynoszą wtedy co najwyżej 0,1 mm. Błąd w wyliczeniu poprawek nie przenosi 15%, a więc takim samym błędem obciążone będzie wyznaczanie produkcji cieplnej, wytwarzającej ruch tego samego porządku wielkości, t. j. produkcji porządku wielkości 2/100 cal/godz.

Przy badaniu powolnych tych ruchów oznaczałem położenie galwanometru co minutę. Okazało się przytem, jak widać np. na rys. 8, że położenie to ulega wahaniom peryodycznym, których amplituda dochodzi do 1 mm., zaś okres równy jest okresowi

działalności regulatora. Wahania te pochodzą stąd, że w okresie ogrzewania całego aparatu jeden z kalorymetrów ogrzewa się nieco prędzej, zaś w okresie stygnięcia stygnie nieco prędzej od drugiego. Dysymetria ta zależna jest prawdopodobnie od różnic w przewodnictwie cieplnym naczyń Dewarowskich i usuniętą mogłaby być jedynie przez zmianę jednego z tych naczyń. Jednakowoż wahania te są zupełnie regularne i dla pomiarów można używać punktów o tej samej „fazie“, tak, że okoliczność ta ściśłości pomiarów nie szkodzi, czyni tylko pomiary nieco bardziej uciążliwymi.

Dla przekonania się, czy przy pomocy mojego aparatu można istotnie mierzyć tak drobne szybkości wywiązywania ciepła, umieściłem w rurce  $r_3$  blaszkę platynową aktywowaną w ciągu 3 godzin w emanacji radu. Po wyjęciu z emanacji na blaszce znajdowało się 0,7 mc RaC. Ruch galwanometru badany był: w ciągu 50 min. przed włożeniem rurki  $r_3$ ,— w ciągu 40 min. po włożeniu tej rurki, która uprzednio przybrała temperaturę kalorymetru przez pobyt w otworze  $b_2$ , następnie znowu w ciągu 50 minut po przełożeniu rurek 1 i 3. Wyniki przedstawione są na krzywych rys. 8.



Rys. 8.



Z krzywych tych wyliczamy:

$$A_{\text{śr}} = 5, \quad V_a = -\frac{2,5}{45} = -0,055.$$

$$A_0 = A_{\text{śr}} + 58 V_a = 5 - 3,23 = 1,77.$$

$$B_{\text{śr}} = 5, \quad V_b = -\frac{1,8}{22} = -0,082.$$

$$B_0 = 5 - 4,75 = 0,25.$$

$$C_0 = \frac{A_0 + B_0}{2} = 1.$$

$$C_{\text{śr}} = 6, \quad V_c = \frac{1,2}{26} = 0,046.$$

$$\text{Poprawka wynosi } \frac{1}{58} (C_{\text{śr}} - C_0) = \frac{5}{58} = 0,086.$$

Ruch galwanometru z uwzględnieniem poprawki będzie  $0,132 \text{ mm/min.}$ , co odpowiada  $0,024 \text{ cal/godz.}$

Jest to oczywiście średnia produkcja ciepła w ciągu czasu, zawartego między  $t_1 = 20 \text{ min.}$  i  $t_2 = 60 \text{ min.}$ , licząc czas od chwili wyjęcia z emanacji. Możemy z dostateczną dokładnością obliczyć średnią produkcję ciepła z ilości RaC, jaka znajdowała się w chwili  $t_3 = 40 \text{ min.}$ , t. j. w połowie badanego okresu. Ilość ta równa się  $0,7 \cdot 0,705^1) = 0,493$ . Licząc, że 1 curie RaC, razem z RaB w równowadze z nim produkuje  $43 \text{ cal/godz.}$ , gdy promienie  $\gamma$  nie są pochłonięte, znajdujemy na produkcję ciepłą **0,0212** zam. znalezionej wartości  $0,024$ .

### Zastosowanie termochemiczne.

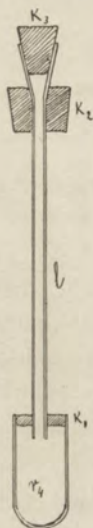
Dla zastosowań termochemicznych używam rurczki  $r_4$  (rys. 9), podobnej do innych rurczek  $r$ ; jest ona zamknięta płaskim koreczkiem  $k_1$ , a przez środek tego korka przechodzi wydłużony lejek  $l$ . W górnej swej części lejek posiada większy korek  $k_2$ , który służy do zamykania epruwetki  $r$ . Ponadto sam le-

<sup>1)</sup> Rutherford, Radioactivity, str. 499.

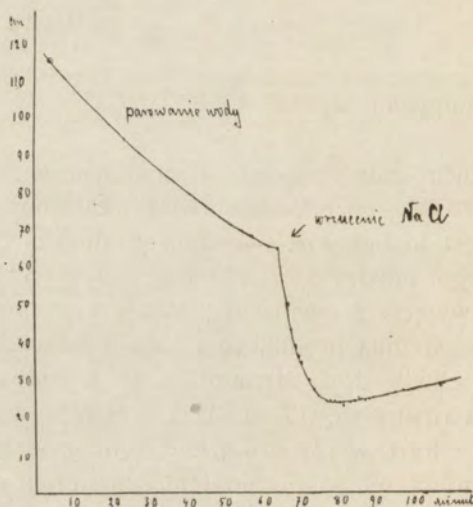
jek może być zamknięty dobrze pasującym do niego stożkowym korkiem  $k_3$ .

Do rurki  $r_4$  wprowadziłem 0,2 cm. wody destylowanej, zamknąłem ją i umieściłem w otworze  $b_2$ . Gdy przyjęła temperaturę aparatu, przeniosłem ją do rurki  $e_1$  i tam zostawiłem przez godzinę, poczem odjawszy koreczek  $k_3$  nasypałem 8,5 mg. soli kuchennej.

Wyniki obserwacji galwanometru przedstawione są na krzywej rys. 10. Widzimy, że krzywa składa się wyraźnie z dwu części: pierwsza z nich o spadku odpowiadającym absorpcji cie-



Rys. 9.



Rys. 10.

plą z szybkością ok.  $1,08 \text{ mm}/\text{min.}$ , przedstawia ruch galwanometru przed wsypaniem soli. Oczywiście, chodzi tu o parowanie wody, nader powolne jeżeli zważymy, że oznacza to ulatnianie się ok. 1 mg. na godzinę. Po wsypaniu soli ruch galwanometru zrazu przyspiesza się, po 10 minutach ustaje, wreszcie obraz galwanometru powoli zaczyna zawracać. Mamy przed sobą historię rozpuszczenia się soli, wywołanego przez to oziębienia płynu, wreszcie powrotu do tej temperatury, jaka odpowiada powolnej utracie ciepła przez parowanie. Możemy wyliczyć z krzywej ilość ciepła, pochłoniętą przy rozpuszczeniu soli. Jednakże w tym



przykładzie będziemy musieli uwzględnić pojemność cieplną wody, wynoszącą 0,2. Zamiast  $\frac{\delta}{60C_1} = 5,4$  wypadnie nam napisać

$$\frac{\delta}{60C_1 \left(1 + \frac{c}{C_1}\right)} = \frac{5,4}{1 + \frac{0,2}{2,7}} = 5,05, \quad \text{zamiast } n = \frac{1}{58} = 0,0172,$$

$$\frac{n}{1 + \frac{c}{C_1}} = \frac{1}{62,5} = 0,016. \quad \text{W przeciągu 15-tu minut, jakie}$$

upłynęło od chwili wsypania soli do chwili zatrzymania się obrazu, obraz ten przesunął się o 4 cm., zatem kalorymetr utracił  $\frac{40}{5,05 \cdot 60} = 0,132$  cal. W ciągu tego czasu, na skutek

parowania wody, kalorymetr stracił  $\frac{1,08 \cdot 15}{5,05} = 0,032$  cal.

Z drugiej strony poprawka na stygnięcie (a właściwie w danym wypadku na ogrzewanie) przy średnim odchyleniu o 75 mm., wynosi tutaj 1,2 mm. na min., co znaczy, że kalorymetr otrzymuje z zewnątrz przeciętnie  $\frac{1,2}{5,05 \cdot 60} = 0,00396$  cal/min., zaś

w ciągu 15 min. otrzymał 0,059 cal. Wynika stąd, że na skutek rozpuszczenia 8,5 mg. soli kalorymetr utracił  $0,132 - 0,032 + + 0,059 = 0,159$  cal. Wyliczam stąd na ciepło rozpuszczania 1 cząsteczki gramowej  $\frac{58,5}{0,0085} \cdot 0,159 = 1095$  cal. w doskonałej

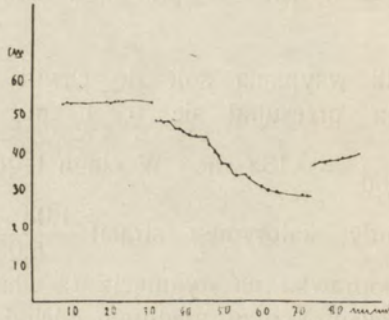
zgodności z danymi termochemii <sup>1)</sup>.

### Zastosowanie do fizjologii.

W rureczce  $r_3$  zamknąłem muchę, ważącą ok. 7 mg. Krzywa rys. 11 przedstawia obserwowany ruch galwanometru. Widzimy, że krzywa ta składa się kolejno z części o spadku szybkim i powolnym (na krzywej tej wywiązywaniu się ciepła odpowiada wzrastanie ujemnych wartości rzędnych). Wysuwając rureczkę  $r$  w innym doświadczeniu przekonałem się, że części krzywej o szybkim spadku odpowiadają okresom czasu, w ciągu których mucha wykonywa ruchy, części krzywej o spadku powolnym odpowiadają

<sup>1)</sup> Landolt, Phys. Chem. Tabellen, str. 875.

okresom spoczynku. W okresach ruchu produkcja ciepła jest bardzo znaczną, dochodzi do 0,23 cal/godz. Jak p. Białaszewicz uprzejmie mię objaśnił, normalna produkcja ciepła oddychania, sądząc z wagi zwierzęcia, wynosićby powinna co najwyżej 0,02 cal/godz. Z drugiej strony produkcja cieplna zwiększa się u owa-



Rys. 11.

dów wielokrotnie przy wykonywaniu ruchów. Np. chrabąszcze podczas latania wytwarzają ciepło 30 razy szybciej, niż gdy są w spoczynku.

Gdy następnego dnia ponowiłem pomiary z muchą, galwanometr ruchu nie wykazywał. Okazało się, że mucha zdechła.

Jako inny przykład przytoczę oznaczenie ciepła oddychania larwy mącznika. Larwa ważyła ok. 60 mg., wydzielala ok. 0,1 cal/godz.

P. Białaszewicz zapewnił mię, że liczby tego samego porządku wielkości otrzymane zostały w badaniach fizyologicznych.



L. Wertenstein:

### **Un microcalorimètre différentiel.**

Communication annoncée le 21 Mai 1917.

Présentée par J. Wierusz-Kowalski.

Travail du Laboratoire de Radiologie.

Le principe de l'appareil consiste à mesurer la différence de température qui s'établit entre deux vases de Dewar, situés dans un bain de température uniforme, quand on place dans l'un des vases une source positive ou négative de chaleur. Le bain est constitué par un bloc de métal dont la température peut être maintenue constante à l'aide d'un four et d'un thermorégulateur électriques. Les températures des vases de Dewar sont mesurées à l'aide d'une série de 20 couples cuivre-constantan réunis à un galvanomètre sensible. Dans chaque vase on a 20 soudures, disposées à distances égales sur la surface du tube intérieur du vase de Dewar. Dans chacun des vases de Dewar pénètre un autre tube de verre intérieur au système de soudures; il sert à recevoir une ampoule de forme spéciale, contenant la source de chaleur étudiée.

Les deux vases de Dewar avec les parties correspondantes, doivent être sinon identiques, du moins équivalents au point de vue thermique; ce qui veut dire que les capacités calorifiques doivent être exactement dans le rapport des conductivités thermiques. On peut y arriver au moyen des capacités additionnelles. Quand ce résultat est atteint, il n'est pas nécessaire d'employer le thermostat, car les variations de température du bloc sont sans influence sur les différences des températures s'établissant entre les deux vases de Dewar. Le bloc ne sert alors qu'à uniformiser les températures des enveloppes extérieures des deux vases. La constance de température n'est requise que s'il s'agit des expériences de physiologie ou de thermochimie. La mé-

thode de mesure est la même qu'on travaille avec ou sans réglage de température. On peut soit attendre la déviation maximum correspondant à un dégagement de chaleur donné, soit mesurer la vitesse de déviation. Le mouvement du galvanomètre est de la forme.

$$\delta \frac{d\theta}{dt} + n\delta\theta = \frac{\delta l}{60C},$$

où  $\delta\theta$  est la déviation du galvanomètre correspondant à la différence de température  $\theta$ ;  $t$  est le temps en minutes,  $n$  est le „coefficient de refroidissement“,  $l$  le dégagement de chaleur en calories par heure,  $C$  la capacité calorifique du système: tubes de verre — couples — sources de chaleur.

Dans l'état stationnaire l'on a.

$$\delta\theta = \frac{\delta}{60nC} l. = Al$$

et l'étalonnage de l'appareil consiste à déterminer la constante  $A = \frac{\delta}{60nC}$  c'est à dire la déviation maximum  $\delta\theta$ , en millimètres, prise par le galvanomètre lorsque le dégagement de chaleur est égal à 1 cal/heure.

On trouve  $A = 300$ , avec le galvanomètre employé, ayant une sensibilité de 1,05 mm. par un microvolt. La force thermo-électrique des couples étant à la température de l'expérience égale à 790 microvolts par degré, on en tire  $\frac{300}{790} \cdot 1,05 = 0,400$  comme échauffement pris par l'un des vases de Dewar sous l'influence du dégagement de chaleur considéré.

Lorsque le dégagement de chaleur est nul, l'on a:

$$\delta \frac{d\theta}{dt} = -n\delta\theta; \quad \delta\theta = \delta\theta_0 e^{-nt}.$$



La constante  $n$  peut donc être déterminée par l'étude du refroidissement de l'appareil quand la source de chaleur a été retirée. On trouve  $n = \frac{1}{58}$  min.<sup>-1</sup>. Il en résulte que le temps nécessaire à l'établissement de l'équilibre thermique est de l'ordre de quelques heures.

Cette circonstance limite l'emploi de la méthode de déviation stationnaire au cas des dégagements de chaleur constants ou variables très lentement. En outre, à cause des mouvements du zéro de l'appareil, la méthode ne peut pas être appliquée aux dégagements au-dessous de 0,1 cal/heure. Cependant cette méthode peut rendre certains services, ainsi qu'on a pu s'assurer par l'étude de la décroissance du dégagement de chaleur de l'émanation du radium.

Dans la deuxième méthode, celle de l'état variable, il est nécessaire de déterminer la constante  $\frac{\delta}{60C}$ . Ou s'arrange pour que  $\delta\theta$  reste toujours très petit, le terme  $n\delta\theta$  ne joue alors que le rôle d'une correction facile à déterminer.

Pour l'étalonnage on se sert d'un circuit électrique dégageant la chaleur de Joule. On a trouvé  $\frac{\delta}{60C} = 5,4$ . A titre de contrôle on a mesuré le dégagement de chaleur de deux ampoules contenant resp. 4,1 mg. et 0,43 mg. de Ra met — sans utiliser le rayonnement  $\gamma$  et l'on a trouvé 120 et 128 cal/heure et par gramme de Ra, valeurs qui sont en bon accord avec les dernières déterminations de la chaleur dégagée par le radium.

Dans le cas où la capacité calorifique de la source de chaleur n'est pas négligeable par rapport à celle du calorimètre, il est nécessaire de diviser la constante de l'étalonnage  $\frac{\delta}{60C}$  et la

constante du refroidissement  $n$  par  $1 + \frac{c}{C}$ ,  $c$  désignant la capacité calorifique additionnelle.

Quand il s'agit de mesurer des dégagements de chaleur très faibles, il est nécessaire d'étudier le mouvement propre de l'appareil avant et après l'expérience. La manière dont on utilise ces corrections est décrite dans le texte polonais. Moyennant ces précautions on peut arriver à mesurer avec quelque précision des dégagements de chaleur de 0,02 cal/heure.

Ce résultat a été obtenu avec un galvanomètre De prez d'Arsonval relativement peu sensible, et il n'est pas douteux qu'avec un galvanomètre plus sensible, on pourrait aller plus loin.

A titre d'applications thermochimiques on a déterminé la chaleur moléculaire de dissolution de NaCl dans l'eau, en opérant sur 8,5 mg. de sel, et l'on a trouvé 1095 cal, en bon accord avec les données thermochimiques. L'appareil pourrait ainsi servir à étudier au point de vue thermochimique des substances présentes en petite quantité comme les sels de radium etc.

Comme applications physiologiques, on a mesuré la chaleur de respiration de *Tenebrio molitor* et de la mouche.



9. Matylda Wertensteinowa:

## W sprawie potencjału elektrochemicznego polonu.

Komunikat zgłoszony dn. 20 Maja 1917 r.

Z Pracowni Radyologicznej Tow. Nauk. Warsz.

Przedstawił J. Wierusz-Kowalski.

Praca niniejsza dotyczy bardzo ciekawej kwestyi, poruszonej przez Hevesy'ego i Paneth'a<sup>1)</sup>, mianowicie istnienia normalnego potencjału elektrochemicznego polonu.

Autorowie ci znaleźli zupełną analogię przebiegu elektrolizy polonu, zawartego w roztworze kwaśnym w bardzo małym stężeniu, do elektrolizy innych ciał, znajdujących się w roztworach w ilościach, dających się ważyć. Stwierdzili oni, że dla elektrod złotych osiadanie polonu tak na anodzie, jak i na katodzie wymaga przekroczenia pewnej granicznej wartości potencjału i wyrazili przypuszczenie, że na katodzie osiada metaliczny polon, zaś na anodzie nadtlenek polonu (przez analogię ze znanym powszechnie przypadkiem elektrolizy ołowiu).

Ową znaną przez siebie graniczną wartość potencjału katody, względnie anody, identyfikują oni z potencjałem elektrolitycznym polonu, względnie jego nadtlenuku, i stąd na zasadzie wzoru Nernst'a wyliczają normalny potencjał elektrolityczny, wynoszący +0,57 Hg wolta dla metalicznego polonu i +0,89 Hg wolta dla nadtlenuku polonu.

Przy bliższem przypatrzeniu się tej sprawie, nasunęły mi się pewne wątpliwości co słuszności przytoczonego powyżej wniosko-  
wania Hevesy'ego i Paneth'a, a mianowicie:

1° Czy słuszną i dostatecznie uzasadnioną jest przyjęta przez nich dwuwartościowość polonu.

2° W opisanych przez autorów doświadczeniach, rozmieszczenie atomów polonu na powierzchni elektrod było nawet w naj-

---

<sup>1)</sup> Hevesy G., v. und Paneth F.: „Zur Elektrochemie des Poloniums“. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LXVII. Wiener Sitzungsberichte. Bd. CXXIII Abt. II a. 1914.

lepszym przypadku tak rzadkie, że o utworzeniu spoistej warstwy nie mogło być mowy, na co nawet autorowie zwracają do pewnego stopnia uwagę<sup>1)</sup>). Do utworzenia spoistej warstwy potrzeba przynajmniej  $10^{16}$  atomów na  $1 \text{ cm}^2$  powierzchni, zaś w doświadczeniach H. i P. wypadło powyżej  $8 \cdot 10^{13}$  atomów na  $1 \text{ cm}^2$ .

Przypuszczałam zatem, że liczby znalezione przez Hevesy'ego i Paneth'a nie charakteryzują dostatecznie elektrochemicznego zachowania się czystego polonu względnie jego tlenku i postanowiłam moje przypuszczenie sprawdzić na drodze doświadczalnej.

Chodziło mi przede wszystkim o zbadanie wpływu stężenia roztworu polonu na graniczną wartość potencjału elektrod, przy którym następuje osiadanie, i o ewentualne oznaczenie stąd wartościowości polonu. Powtórnie chciałam zbadać wpływ natury metalu elektrod na wartość potencjału, która w przypadku normalnego potencjału elektrolitycznego powinna być od natury elektrod niezależną.

Doświadczenia moje wykonałam na polonie, pochodzącym z rozpadu promieniotwórczego radu, znajdującego się w pracowni radiologicznej, a otrzymanym w następujący sposób:

Cała aparatura szklana, złożona z szeregu rur i płuczek, znajdujących się ponad roztworem radu i służących do zbierania wytworzonych przez rad produktów rozpadu, a w pierwszej linii emanacji radowej, pokrywa się z czasem produktami bardziej długotrwałymi, między którymi znajduje się polon. Otóż w dwa lata po skonstruowaniu tej aparatury, została ona odcięta od naczynia, zawierającego roztwór radu i przemyta stężonym kwasem azotowym. Otrzymany w ten sposób roztwór został następnie zagęszczony do niewielkiej objętości, rozcieńczony wodą dystylowaną i przechowywany był w naczyniu kwarcowym, umieszczonem w słoju szklanym z przyszlifowaną przykrywką. Roztwór ten zawierał mieszaninę RaD, Po i RaE. Ilość polonu w tej mieszaninie wynosiła około 0,7 mc., to znaczy  $1,6 \cdot 10^{-6}$  mg polonu, a że zawierała się w  $40 \text{ cm}^3$  1 n  $\text{HNO}_3$ , więc normalność roztworu polonu wynosiła  $1,9 \cdot 10^{-8}$ .

Metoda wykonania moich doświadczeń była w ogólnych za-

---

<sup>1)</sup> Tamże: str. 5 [1623] wiersz 14.



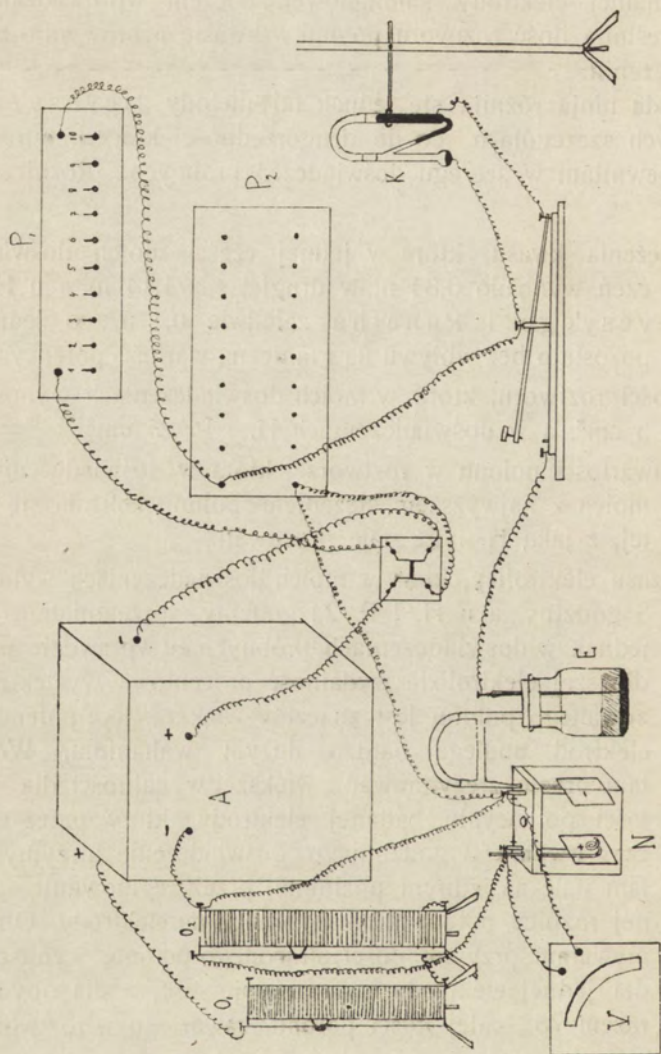
rysach identyczna z metodą Hevesy'ego i polegała na tem, że elektrody złote polaryzowałam w kwasie azotowym do żądanego potencyału jednej z elektrod, mierzonego w zwykły sposób za pomocą normalnej elektrody kalomelowej, poczem wprowadzałam pewną określoną ilość roztworu polonu w kwasie azotowym o tem samym stężeniu.

Metoda moja różniła się jednak od metody Hevesy'ego w niektórych szczegółach, co do drugorzędności których uprzednio się upewniłam w szeregu doświadczeń próbnych. Różnice te dotyczyły:

1. Stężenia kwasu, które w jednej części moich doświadczeń wynosiło 0,84 n, w drugiej zaś 1,14 n, a u Hevesy'ego i Paneth'a zaledwie 0,1 n, co jednak pozostało bez wpływu na graniczną wartość potencyału.
2. Ilości roztworu, która w moich doświadczeniach wynosiła 5 cm<sup>3</sup>, a w doświadczeniach H. i P. 25 cm<sup>3</sup>.
3. Zawartości polonu w roztworze, która w doświadczeniach moich z najwyższym stężeniem polonu zbliżała się do tej, z jaką H. i P. stale pracowali.
4. Czasu elektrolizy, który w moich doświadczeniach wynosił 3 godziny, a u H. i P. 24 godziny; przekonałam się jednak w doświadczeniach próbnych że wprawdzie przy dłuższej elektrolizie wydajność procentowa wyelektrolizowanego polonu jest znacznie większa, lecz potencyał elektrod podlega bardzo dużym wahaniom. Wolałam przeto zrezygnować z większej wydajności dla stałości potencyału badanej elektrody, który przez cały czas trwania 3 godzinnego doświadczenia utrzymywałam stale na jednym poziomie, przez regulowanie ogólnej różnicy potencyału nałożonego na elektrody. Otrzymywałam przytem ilości strąconego polonu, wynoszące dla jednej elektrody maksymalnie 40%, a dla obydwu razem 75% całej ilości polonu, zawartego w roztworze.
5. Wielkości elektrod, które w moich doświadczeniach posiadały powierzchnię 1,69 cm<sup>2</sup>, a w doświadczeniach H. i P. 1 cm<sup>2</sup>.

Poniżej podaję schemat moich doświadczeń (rys. 1).

Naczynie w którym wykonywałam elektrolizę posiadało kształt



Rys. 1.

A akumulatory.  $O_2O_2$  oporniki.  $P_1P_2$  precyzyjne pudełka oponowe. K elektrometr kapilarny  
V woltmierz. E elektroda normalna. N naczynie elektrolityczne.



graniastostupa o podstawie kwadratowej i następujących wymiarach: długość boku podstawy = 18 mm, wysokość = 22 mm.

Przykryte było pokrywką ebonitową, przez którą przechodziły zaciski, służące do umocowania elektrod i zaopatrzone w końcówki pozłacane, dla uniknięcia zanieczyszczenia roztworu miedzią, w wypadku zwilżenia pokrywki przy mieszaniu roztworu. Pokrywka posiadała nadto trzy otwory, dwa mniejsze w sąsiedztwie elektrod, służące do wprowadzenia syfonu elektrody normalnej i mieszadełka szklanego, oraz jeden większy w samym środku, przez który przy pomocy pipety, podzielonej na setne części  $\text{cm}^3$ , wprowadzałam żądaną ilość roztworu polonu.

Drobne rozmiary naczynia do elektrolizy nie pozwalały mi na zastosowanie stałego mieszania roztworu, które wykonywałam jednorazowo, bezpośrednio po wprowadzeniu roztworu polonu do naczynia.

Po upływie 3 godzin elektrolizy, odstawiałam elektrodę normalną, poczem nie zdejmując napięcia z elektrod, wyjmowałam je z roztworu przez podniesienie pokrywki i rozkręcając zaciski wpuszczałam elektrody do parowniczkii z wodą destylowaną. Następnie spłukiwałam strumieniem wody destylowanej z tryskawkii obie powierzchnie każdej elektrody i suszyłam je w bibule.

Ilość strąconego polonu mierzyłam za pomocą prądu jonizacyjnego w kondensatorze  $\alpha$  i stwierdziłam ogólnie, że strącone na obu powierzchniach elektrody ilości polonu były jednakowego porządku wielkości.

Wyniki doświadczeń łączyłam w krzywą w ten sposób, że na osi odciętych odkładałam wielkości potencjału katody i anody, a na osi rzędnych ilości polonu, strąconego na odpowiedniej elektrodzie w procentach ogólnej ilości polonu, zawartego w roztworze, przy czem przez ilości polonu na elektrodach rozumiem sumy ilości mierzonych na obydwu powierzchniach elektrody. Po każdym doświadczeniu zmywałam polon z elektrod przez kilkakrotne gotowanie takowych w stężonym kwasie azotowym; poczem elektrody spłukiwałam wodą destylowaną, suszyłam i mierzyłam, w ten sam sposób, pozostałe na obydwu powierzchniach ilości polonu, które potem odejmowałam od rezultatów następnego doświadczenia, jako aktywność pierwotną elektrody.

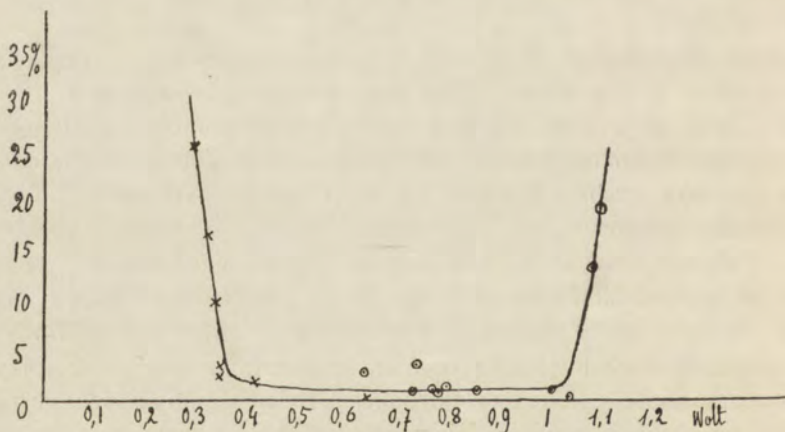
Ilość polonu w roztworze oznaczałam w ten sposób, że odparowywałam  $0,1 \text{ cm}^3$  roztworu do suchości na szkiełku zegarko-

wem, a następnie mierzyłam jego aktywność w kondensatorze  $\alpha$ . Z tej metody oznaczania wynika w dalszym ciągu podawanie ilości polonu w jednostkach aktywności i przeliczanie jej na jednostki absolutne drogą stałej jonizacyjnej danego kondensatora  $\alpha$ .

Pierwsza serya moich doświadczeń dotyczyła ogólnego sprawdzenia wniosków Hevesy'ego i Paneth'a.

W tym celu polaryzowałam elektrody złote w  $5\text{ cm}^3$   $0,84\text{ n HNO}_3$ , aż do ustalenia się żądanego potencjału, w pierwszych doświadczeniach anody, w dalszych katody, poczem wprowadzałam  $0,1\text{ cm}^3$  roztworu polonu w  $0,84\text{ n HNO}_3$  i elektrolizowałam przez 3 godziny.

Wyniki tych doświadczeń, przedstawione na załączonej krzywej (rys. 2), której kształt jest identyczny z kształtem krzywej, podanej przez Hevesy'ego i Paneth'a, wykazały zupełną zgodność z rezultatami ich doświadczeń i jednocześnie dowiodły braku wpływu stężenia kwasu na wartości graniczne potencjałów, gdyż autorowie ci mieli do czynienia z  $0,1\text{ n HNO}_3$ .



Rys. 2.

Druga część mojej pracy polegała na zbadaniu wpływu stężenia polonu w roztworze na graniczną wartość potencjału, przy którym następuje osiadanie tego metalu na elektrodach złotych; przyczem w doświadczeniach moich ograniczyłam się wyłącznie do zbadania zjawisk na katodzie.

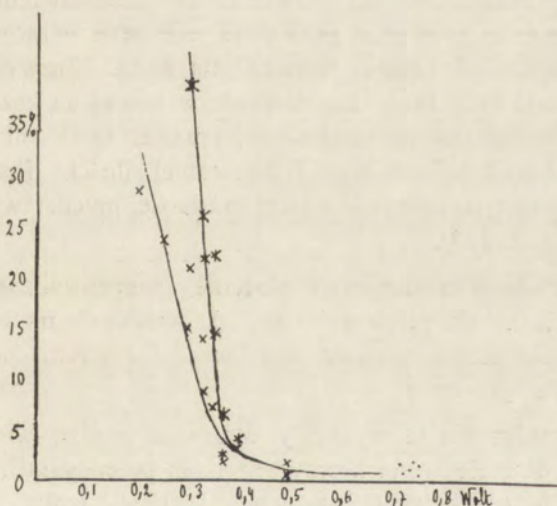
W tym celu przeprowadziłam dwie serye doświadczeń,



z dwoma stężeniami polonu, z których pierwsze było sto razy mniejsze od drugiego. W obu seryach polaryzowałam elektrody w 4 cm<sup>3</sup> kwasu azotowego i wprowadzałam potem 1 cm<sup>3</sup> odnośnego roztworu polonu.

W seryi a) miałam do czynienia z 0,84 n HNO<sub>3</sub> i do każdego doświadczenia używałam polonu w ilości takiej, że roztwór był 3,8.10<sup>-11</sup> n, zaś w seryi b) miałam polonu 100 razy więcej, więc roztwór był 3,8.10<sup>-9</sup> n; kwas zaś był 1,14 n.

Pomimo tak znacznej różnicy stężenia i różnicy kwasowości (która najwidoczniej pozostaje bez wpływu), wyniki obu tych seryi doświadczeń najzupełniej się ze sobą zgadzają, co wyraźnie widać na załączonej krzywej, na której wpływ koncentracji ujawnia się jedynie w różnym pochyleniu krzywej, czyli w różnych ilościach strąconego polonu; jednak wartość granicznego potencjału pozostaje niezmienna (rys. 3).



Rys. 3.

Jako wniosek z moich badań wynika zgodność z dokładnością do jednego centyvolta wartości granicznego potencjału przy stosunku stężenia roztworu polonu 1:100. Zgodność ta pociąga za sobą jedną z następujących dwóch konsekwencji: albo niestosowalność wzoru Nernsta w tym przypadku, albo wartościowość polonu większą od 10, co jest zupełnie nieprawdopodobne;

Trzecia część mojej pracy poświęcona była badaniom nad wpływem natury metalu elektrod na wartość granicznego potencjału osiadania polonu. W tym względzie wybór jest bardzo niewielki, gdyż po za złotem jedynie platyna może być brana pod uwagę; z konieczności zatem przystąpiłam do doświadczeń nad elektrolizą polonu na elektrodach platynowych.

Hevesy i Paneth wskazują na trudności, związane z elektrolizą polonu na platynie, a polegające przede wszystkim na tem, że z platyny polon zmywa się daje z trudnością, przyczem przy jednakowym traktowaniu elektrod kwasem azotowym otrzymywali oni pozostałość, wynoszącą na złocie  $\frac{1}{2}\%$ , a na platynie 13% strąconego poprzednio polonu. Trudność tę udało mi się częściowo usunąć w ten sposób, że gotowałam elektrody platynowe z osobna w stężonym kwasie azotowym i wyjmowałam z kwasu gotującego się, wrzucając natychmiast do wody destylowanej; przekonałam się bowiem, że pozostawienie elektrod w kwasie po zagotowaniu powoduje ponowne strącenie polonu na platynie, co nie miało miejsca dla złota. Zazwyczaj powtarzałam kilkakrotnie takie zagotowanie w nowej za każdym razem porcyi stężonego kwasu azotowego, przez co udało mi się zmniejszyć pozostałość polonu do 6% pierwotnej ilości. Przyczem zaznaczyć muszę, iż znacznie więcej trudności przedstawiało zmycie anody niż katody<sup>1)</sup>.

Doświadczenia moje na platynie przeprowadzałam w sposób analogiczny do pierwszej seryi doświadczeń na złocie, tylko elektrody platynowe miałam mniejsze od złotych, powierzchnia ich wynosiła 1,32 cm<sup>2</sup>.

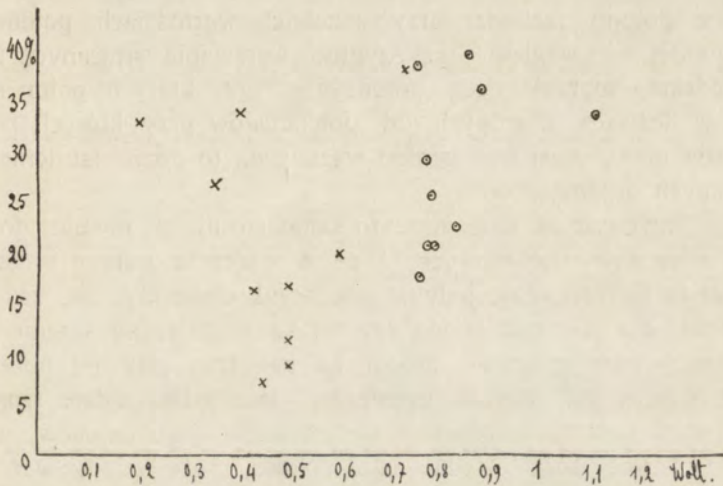
Doświadczenia te wykazały strącanie bardzo wielkich ilości polonu na obu elektrodach przy wszelkich potencjałach, zawartych w granicach pomiędzy 0,2 Hg wolta i 0,7 Hg wolta dla katody, oraz 0,7 Hg wolta i 1,1 Hg wolta dla anody; przyczem występują tu wielkie nieregularności, nie pozwalające na wykreślenie krzy-

---

<sup>1)</sup> W oczach H. i P. to szczególne zachowanie się elektrod platynowych przemawia za istnieniem czynników drugorzędnych, zasłaniających elektrochemiczne oblicze zjawiska; można je jednak równie dobrze rozumieć elektrochemicznie w założeniu, że strącanie elektrochemiczne polonu na platynie ma miejsce już przy potencjale elektrody niespolaryzowanej (około 0,7 Hg Wolta).



wej i ujawniające jedynie istnienie pewnego minimum osiadania polonu pomiędzy 0,45 Hg wolta i 0,5 Hg wolta, jak widać na rysunku. (Rys. 4).



Rys. 4.

### Wnioski.

Doświadczenia moje, jak sądzę, stwierdzają jasno, że wielkości, znalezione doświadczalnie przez Hevesy'ego i Paneth'a nie stoją w bezpośrednim związku z elektrochemicznym potencjałem polonu.

Wyniki pracy mojej prowadzą raczej do przypuszczenia, że polon tworzy ze złotem rodzaj roztworu stałego i że graniczna wartość potencjału charakteryzuje elektrochemiczne zachowanie się tego roztworu. Gdy stężenie polonu w cieczy zmienia się w stosunku 1:100, to w przybliżeniu w tym samym stosunku zmienia się także i stężenie polonu w roztworze stałym, znajdującym się w równowadze z cieczą, a więc różnica potencjału między elektrodą i cieczą pozostaje w przybliżeniu niezmienną.

W doświadczeniach moich można uważać ilości strącanego polonu za proporcjonalne do koncentracji powstającego roztworu stałego. Jeżeli więc przypuścimy, że w moich doświadczeniach, a tembardziej w doświadczeniach Hevesy'ego i Paneth'a, równowaga elektrochemiczna została osiągnięta, to wyniki moje ozna-

czają, iż koncentracja roztworu stałego wzrasta szybko wraz ze stopniem spolaryzowania elektrody, co znowu jest w zgodności z własnościami roztworów stałych. W rozumieniu tem, ściśle mówiąc, granicznej wartości potencyału być nie może, gdyż osiadanie polonu zachodzi przy wszelkich wartościach potencyału. Niemniej ze względu na szybkie wzrastanie strąconych ilości, dziedziną odgraniczającą potencyały, przy których polon strąca się w ilościach znacznych, od potencyałów przy których polonu osiada mało, musi być bardzo wązka; da to *pozór* istnienia granicznych potencyałów.

Przypuszczać należy, że to samo stosuje się również do strącania anionów polonowych, i że o strącaniu polonu w tej czy innej formie decyduje jedynie potencyał elektrody, nie zaś okoliczność czy jest ona anodą czy też katodą. Przypuszczenie takie tłumaczy nam strącanie polonu na katodzie, gdy jej potencyał jest wyższy od wartości granicznej; tam gdzie ustaje strącanie kationów polonu, rozpoczyna się strącanie jego anionów, tak że w rezultacie ilość osiadającego polonu może pozostawać niezmienną.

Doświadczenia wykonane z elektrodami platynowymi dają się również ująć z powyższego punktu widzenia, jeżeli założymy, że graniczne wartości potencyałów są w tym wypadku nader zbliżone dla jonów obu rodzajów. Muszą one być blizkie tej wartości potencyału, przy której zauważyć się daje wspomniane minimum aktywności katody platynowej (pomiędzy 0,45 Hg wolta i 0,5 Hg wolta). A więc i z platyną, zdaniem mojem, tworzy polon roztwór stały, którego własności elektrochemiczne zupełnie są różne od własności roztworu polonu w złocie.



Mrs. Matylda Wertenstein:

**About the electro-chemical potential  
of Polonium.**

Announced the 20.V 1917.

Presented by J. Wierusz-Kowalski.

Hevesy and Paneth have found a very great analogy between the behaviour of polonium, during its electrolysis, and that of other elements, occurring in the experiment in far greater quantities. They have stated the existence of a certain limit potential of golden electrodes, when the deposit of polonium begins to be remarkable on the cathode and anode; and have identified these limit values of potential of the electrodes with the electrolytic potential of Po, and have calculated out of it, according to Nernst's formula, the normal electro-chemical potential of Po as equal to +0,57 Hg volt for the metal and +0,89 Hg volt for the superoxide.

This argumentation of Hevesy and Paneth did not seem to me quite right in some points: 1. Was the valence of Po 2, as they accepted, stated enough? 2. In their experiments the quantity of Po was so small that it could not form one continuous molecular layer on the electrode ( $8.10^{13}$  atoms per  $1 \text{ cm}^2$ ). I supposed that the numbers found by Hevesy and Paneth could not be characteristic for the electro-chemical behaviour of metallic Po and its superoxide, and I proposed to verify it experimentally, by studying the influence of the concentration of Po in the solution on the value of these limit potentials [and eventually determining the valence of Po], as well as the influence of the nature of the electrode metal.

The Po, used in my work, was obtained by washing with  $\text{HNO}_3$  the glass apparatus over the radium solution in the Radiological Laboratory of the Warsaw Scientific Society.

The method of my experiments was nearly identical with that of Hevesy, and differed only in some slight details, which I have previously found as being quite secondary. These differences were:

1. The concentration of the  $\text{HNO}_3$ .
2. The total quantity of the solution.
3. The quantity of Po.
4. The time of the electrolysis.
5. The size of the electrodes.

The first series of my experiments was devoted to the general verification of the conclusions of Hevesy and Paneth, which I found quite concordant with my own experimental results. (fig. 2).

In the same time this series enabled me to state the complete lack of influence of the concentration of the acid used, which in my experiments was about 10 times greater.

The second part of my work was the study of the influence of the concentration of Po in the solution on the potential. I undertook two series of experiments in which the concentration of Po varied from  $3,8 \cdot 10^{-11}$  n in series a to  $3,8 \cdot 10^{-9}$  n in series b; and I limited my study to the cathode exclusively. I found a conformity to 1 centivolt of the value of the potential, though the ratio of concentrations was 1:100, that leads to one of the following two consequences: either the law of Nernst cannot be applied in this case, or the valence of Po must be greater than 10, which seems quite improbable.

The influence of the concentration of the solutions could only be noticed in the quantities deposited on the electrodes, as shown in the different inclinations of the curves. (fig. 3).

The third part of my work refers to the influence of the nature of the electrode metal on the potential; the experiments of the first two parts have been executed on golden electrodes, and those of the third on platin ones. — If the propositions of



Hevesy and Paneth were right, the electrode metal ought to be without any influence on the limit potential. In opposition to that I found the phenomena on platin quite different of those on gold, as there were large quantities of Po deposited on both electrodes at every potential. There could only be noticed a kind of minimum at about +0,5 Hg volt. (fig. 4).

### Conclusions.

In my opinion, all my experiments show clearly, that the quantity, found experimentally by Hevesy and Paneth is not directly connected with the electro-chemical potential of polonium.

The results of my work lead rather to the supposition that Po composes with gold a kind of solid solution, and that the found value of the potential characterizes the electro-chemical behaviour of that solid solution.

When the concentration of Po in the liquid solution varies from 1 to 100, then approximately in the same ratio varies the concentration of Po in the solid one, and the difference of the potential between the electrode and the liquid remains nearly unchanged.

In my experiments the quantities of Po deposited can be regarded as proportional to the concentration of the solid solution formed. If we admit that in my experiments, and far more in those of Hevesy and Paneth, the electro-chemical equilibrium had been reached, then my results show that the concentration of the solid solution grows quickly with the degree of polarisation of the electrode, and this is in perfect concordance with the properties of solid solutions. And the limit value of the potential belongs to the minimum degree of polarisation, such that the correspondent ratio of concentration of Po in the electrode to that in the liquid leads to the deposition on the electrode of a sensible fraction of the whole quantity of Po in the solution.

We must suppose that the same can be applied to the deposition of Po anions, and that the deposition of Po in one of those two forms is determined by the potential of the electrode only, and not by the fact that it is the cathode or the anode. Such a supposition can explain us the deposition of Po on the cathode, when its potential is higher than the limit value. Where the deposition of cations ceases, there begins that of anions, and the resultant quantity of Po deposit can remain unchanged.

The experiments executed on platin electrodes can be easily explained from that point of view too, if we suppose that the limit values of potential are in that case very close for both kinds of ions. They must be very close to the value of potential, that shows the minimum of activity of the cathode (between 0,45 Hg volt and 0,5 Hg volt).

In my opinion polonium forms with platin a solid solution too, but its electrochemical properties are quite different from that formed with gold.



10. Hilary Lachs.

## O stanie koloidalnym ciał radioaktywnych.

(Z Pracowni Radyologicznej Tow. Nauk. Warsz.).

Komunikat zgłoszony dn. 18 Grudnia 1916 r.

Przedstawił S. Dickstein.

### I. WSTĘP.

Dotąd nie posiadamy ogólnej teorii koloidów, któraby w jednakowym stopniu wyjaśniała warunki powstawania, trwałości i koagulacji. Poszczególne teorie zdolne są w tym kierunku ująć przeważnie tylko jedną kategorię zjawisk właściwych dla stanu koloidalnego. Ale jednakże wszystkie teorie, niezależnie od odmienności charakteru, zasadzają się na tem, że substancja koloidalna jest w równowadze chemicznej z jej środowiskiem<sup>1)</sup>, że rozczynnik jest nasycony substancją koloidu. Nieliczni obecnie zwolennicy „teorii roztworowej“ przyjmują wraz z Graham'em, że cząstki koloidalne są to aglomeraty znacznej liczby drobin krystaloidu, że zole podobnie jak i roztwory są układami jednofazowymi a istota stosunku fazy rozdrobnionej (dyspersyjnej) do rozczynnika jest w obu układach ta sama, różnica jest zaledwie tylko ilościowa. Natomiast wszystkie „teorie zawieszinowe“ sprowadzają się do tego, że cząstki rozproszone nie są aglomeratami drobin, w myśl Graham'a, lecz prosto ciałkami o małych wymiarach; układ koloidalny jest przeto wielofazowy a faza rozdrobniona koloidów jest podobnie jak w zawieszinach naogół tylko luźnie związana z rozczynnikiem. Niezależnie od tego jak wyobrażamy sobie stosunek fazy rozdrobnionej do rozczynnika, musimy z punktu fizyko-chemicznego przyjąć, że każdy zol, zawiera oprócz cząstek koloidalnych przynajmniej nieliczne cząstki molekularne, które są prawdziwie „rozpuszczone“.

<sup>1)</sup> Za wyjątkiem teorii chemicznej Duclaux'a, która nie zakłada istnienia równowagi chemicznej i pod tym względem, jak wykazał Jordis, zawiera też dużo sprzeczności; por. Duclaux, thèse; Paryż, Comp. Rend., **136**, 680 i 1448 (1903); **137**, 122 (1903); Bull. Soc. Chim., Paris **36**, 573 (1904); Jordis, Sitz. Ber. d. Phys. med. Soc. Erlangen **36**, 47 (1904); Z. f. Elektrochem. **10**, 511 i 512 (1904); por. też Cassuto, Der kolloide Zustand der Materie str. 193 (1903).

Weimarn, który szczególnie badał warunki powstawania i trwałości koloidów wyraża się w tej sprawie w sposób następujący<sup>1)</sup>: „Najgłówniejszym i bezwzględnie koniecznym warunkiem otrzymania stałych drobnych zawiesin jest niezmiernie mała zdolność rozpuszczalna ośrodka, w którym ma powstać zół danego ciała“. I ten pogląd tkwi mniej lub więcej wyraźniej w podstawie nie tylko chemicznych ale i fizycznych teorii koloidów. Warunki istnienia koloidów zbadał Weimarn<sup>2)</sup> nawet ilościowo. Siarczan baru nprz., który w temperaturze pokojowej rozpuszcza się w wodzie w ilościach  $2.10^{-4} \%$  tworzy tylko przejściowo roztwory koloidalne; chlorek srebra zaś, którego rozpuszczalność wynosi  $1.10^{-4} \%$  już łatwiej daje koloid, a wreszcie bromek srebra o rozpuszczalności  $1.10^{-5} \%$  lub jodek srebra o rozpuszczalności  $1.10^{-7} \%$  dopiero dają trwałe koloidy. Weimarn uzasadnił również teoretycznie fakt, że metodą chemicznej kondensacji powstają ciała w stanie koloidalnym jedynie w roztworach bardzo stężonych lub bardzo rozcieńczonych. I w związku z tem pisze: „co się tyczy niemożności otrzymania zolu przy niesłychanie małych stężeniach danych roztworów, jest to rzeczą samo przez się zrozumiałą, skoro się zważy, że każde ciało przynajmniej w minimalnych ilościach się rozpuszcza. Oczywiście, że w przypadku, gdy stężenie roztworów reagujących jest tak małe, że w trakcie reakcji granica rozpuszczalności powstającego ciała nie jest jeszcze przekroczona, wówczas otrzymujemy nie zół, lecz tylko prawdziwe nienasycone roztwory“.

Ale otóż zostały zauważone niezmiernie ciekawe zjawiska, które jakoby zaprzeczają tej wspólnej, jak dotychczas, dla wszelkiej teorii stanu koloidalnego zasadzie. Mianowicie, doświadczenia Paneth'a<sup>3)</sup> wykazują, że substancje radioaktywne, jak polon, rad E, zarówno w roztworach obojętnych jak amoniakalnych, a tor B i rad D tylko w amoniakalnych, w bardzo małym stopniu dyfundują i dializują, nadto, że polon i tor B zmieniają ładunek pod wpływem jonów wodorowych i wodorotlenowych mianowicie, że wędrują w kwaśnych roztworach prawie wyłącznie ku katodzie, w amoniakalnych zaś prawie wyłącznie ku anodzie; co

<sup>1)</sup> Weimarn, Zur Lehre von den Zuständen der Materie. Tom I str. 48 (Drezno 1914).

<sup>2)</sup> Weimarn, ibid str. 49.

<sup>3)</sup> Paneth, Kolloid Zs. **13**, 1 i 297 (1913).



każe przypuszczać, że substancje te, pomimo małej koncentracji, prawie milion razy mniejszej od domniemanej koncentracji nasycenia, są w wodzie w stanie koloidalnym. Zjawiska koagulacji pod wpływem elektrolitów i koloidów, a przede wszystkim najbardziej charakteryzujące stan koloidalny zjawiska katarforezy mógł obserwować Godlewski<sup>1)</sup> z całą wyrazistością na radzie A, radzie B i radzie C, których koncentracje w wodnych roztworach są bodaj jeszcze bardziej, sądząc z rozpuszczalności ich zwykłych izotopów wzgl. im pokrewnych pierwiastków, oddalone od koncentracji nasycenia niż pomienione wyżej substancje. W roztworach wodnych zachowuje się podług Godlewskiego rad A jako koloid ujemny, rad B jako dodatni, rad C zaś w części jako dodatni w części jako ujemny. Zmiana ładunku pod wpływem różnych jonów, typowa właściwość koloidów, występuje tutaj z rzadką dobitnością. Wobec tego wszakże, iż rad i tor X, pierwiastki z grupy ziem alkalicznych zachowują się w tych samych warunkach normalnie, jak krystaloidy, wnioskuje Paneth<sup>2)</sup> „że istnieje zależność między stężeniem jonów wodorotlenowych, wystarczającym do strącenia wodzianów poszczególnych pierwiastków a zdolnością tworzenia roztworów koloidalnych; pomimo to trudno jest przypuszczać by naprzykład w doświadczeniach z torem B strącił się poprostu wodzian toru B w stanie stałym, który będąc w wielkim rozdrobnieniu pozostawał zawieszony i przez to tworzył roztwór koloidalny, gdyż... koncentracja jest o wiele za mała na to, by nasycenie mogło być osiągnięte“.

Fakty te stawiają nas przed nowym zagadnieniem koloidochemicznym, domagającym się teoretycznego uzasadnienia lub przynajmniej pogłębienia przez dalsze doświadczenia.

Jest rzeczą niewątpliwą, że zauważonych przez Paneth'a i Godlewskiego zjawisk nie można kłaść na karb radioaktywności pomienionych substancji, gdyż pierwiastki promieniotwórcze nim ulegają rozkładowi i po rozkładzie, w niczem nie różnią się od zwykłych pierwiastków.

Zsigmondy<sup>3)</sup> wyraził mniemanie, że wobec rozpuszczal-

---

<sup>1)</sup> Godlewski, Rozprawy Akademii Umiej. 1913, 299; ibid 1914, 1.

<sup>2)</sup> Paneth, Kolloid Zeitschrift 13, 302, 1913.

<sup>3)</sup> Zsigmondy, Kolloid Zs. 13, 304 (1913).

ności szkła cząstki koloidalne szkła adsorbują pierwiastki radioaktywne i pośrednio powodują całe zjawisko. Badania niedawno przeprowadzone przez Kangro'a<sup>1)</sup> w związku ze znanymi doświadczeniami Spring'a<sup>2)</sup>, wykazujące, że niepodobna otrzymać cieczy optycznie jednorodnych, szczególnie wówczas składają do podzielenia poglądu Zsigmondy'ego, gdy się zważy, że w najlepszym razie ilość zanieczyszczeń przynajmniej sto lub tysiąckrotnie przewyższa ilość substancji radioaktywnej w roztworze. Ale wtedy koniecznie należy w myśl prac Paneth'a<sup>3)</sup>, Fajansa i Beer'a<sup>4)</sup>, Fajansa i Richter'a<sup>5)</sup> dodać do poglądu Zsigmondy'ego, że poszczególny pierwiastek radioaktywny tem łatwiej zostaje adsorbowany im mniejsza jest w danych warunkach rozpuszczalność jego wodzianu. Woda najstarszej oczyszczona, mianowicie otrzymana na drodze dystylacji przez chłodnicę platynową, zawiera nie mniej jak 0,5 mgr. substancji stałej w litrze. Jeżeli substancja ta byłaby rozpuszczona w wodzie koloidalnie i adsorbowała ciała radioaktywne, wówczas, w przypuszczeniu, że zanieczyszczenia składają się tylko z cząstek o jednakowym znaku ładunku, przy kataforezie cała aktywność byłaby skupiona na jednej z elektrod. Tymczasem, jak z doświadczeń Godlewskiego wynika, osad radioaktywny zostaje zebrany częściowo na anodzie, częściowo na katodzie, składa się więc z cząstek różnie naładowanych. Dopiero wówczas bowiem, gdy do roztworu produktów emanacji radowej jest dodany ujemny koloid (trójsiarczek arsenu, platyna) lub dodatni koloid (wodzian żelaza) cała aktywność zbiera się na anodzie lub na katodzie.

Fakty te sprawiają, że hipoteza zanieczyszczeń koloidalnych nie wystarcza dla zrozumienia genezy koloidów radioaktywnych. Zastanówmy się więc nad tem jak zachowywać się może materya radioaktywna w stanie niezmiernego rozrzedzenia w czystym rozpuszczalniku. RaE i RaC ma praktycznie te same własności chemiczne co bizmut, a RaB i BaD chemicznie nie różnią się

<sup>1)</sup> Kangro, Zeitschr. f. physik. Chem. 87, 257 (1914).

<sup>2)</sup> W. Spring, Rec. d. trav. chim. d. Pays-Bas 18, 13, 231 (1909).

<sup>3)</sup> Paneth, l. c.

<sup>4)</sup> Fajans u. Beer, Ber. d. deutsch. Ch. Ges. 46, 3486 (1913).

<sup>5)</sup> Fajans u. Richter, Ber. d. deutsch. Ch. Ges. 48, 790 (1915).



od ołowiu. A wiadomo jest<sup>1)</sup>, że rozpuszczalność zarówno ołowiu jak bizmutu jest w wysokim stopniu zależna od obecności różnych substancji. I tak między innymi ołów rozpuszcza się w wodzie nasyconej tlenem do 140 mgr. na litr; w wodzie wolnej od tlenu tylko około 100 mgr. na litr; a w obecności kwasu węglowego zaledwie około 10 mgr. na litr. Również sole obojętne zmieniają rozpuszczalność ołowiu. Azotan strontu w zupełności wydziela z roztworu azotan ołowiu. Podobnie zachowuje się bizmut w stosunku do wody; gdy go traktować na zmno kwasem solnym, rozpuszcza się jedynie w obecności powietrza, a ilość rozpuszczonego metalu jest zależna od ilości tlenu; rozpuszczalność metalicznego bizmutu w kwasie azotowym ma być zależna od obecności  $N_2O_3$  i t. p. Zjawisko izotopii pozwala nam sądzić, że pod względem rozpuszczalności poszczególne pierwiastki izotopowe zachowują się tak, jak główne człony plejady do których należą.

Ale tu należy wziąć pod uwagę jeszcze inną okoliczność. Jest powszechnie wiadomo, jak często już pod wpływem różnych domieszek zmienia się rozpuszczalność wielu ciał<sup>2)</sup>. Otóż pomyślmy sobie w tym kierunku przypadek bardzo krańcowy. W czystym rozczynniku rozpuszcza się pewna ilość danej substancji A. Jak to teoretycznie można łatwo przewidzieć, inna ilość tej samej substancji A rozpuszcza się w tym rozczynniku, gdy ten z góry już zawiera jakąś substancję B pod względem chemicznym w danych warunkach obojętną i ilościowo tysiącrotnie przewyższającą A. W takich warunkach znajduje się właśnie RaA, RaB i RaC, gdy na skutek rozkładu emanacji radowej naraz stykają się ciała te z rozczynnikiem, zawierającym w stanie rozpuszczonym nieuniknienie substancje, które były w zetknięciu z rozczynnikiem, a których obecność jest związana z naturą chemiczną i metodą otrzymania danego rozczynnika. Otóż wydaje się bardzo prawdopodobne, że te ciała zmniejszają nadmiernie i tak już małą rozpuszczalność pomienionych pierwiastków radioaktywnych i zarazem jony ich stabilizują powstającą zawiesinę.

Z tego punktu widzenia, który jest przedewszystkiem uza-

<sup>1)</sup> Por. A b e g g, Handb. d. anorg. Chemie. 3. (2) (1909).

<sup>2)</sup> Por. R o t h m u n d, Löslichkeit u. Löslichkeitsbeeinflussung. Lipsk 1909.

sadniony samą naturą chemiczną rozważanych substancji, koloidy radioaktywne powstają w warunkach przewidzianych przez każdą teorię koloidów, mianowicie gdy iloczyn rozpuszczalności danej substancji jest w danych warunkach przekroczony. I nawet czynnik, który, zgodnie z badaniami szczególnie Jordis'a<sup>1)</sup>, Lottermosera<sup>2)</sup>, Duclaux'a<sup>3)</sup> i innych, zdaje się być niezbędny do utrwalenia koloidu, mianowicie obecność jonów, wchodzących jako konstytutywna część koloidu, jest też, jak widzieliśmy, przez owe warunki dany.

Proces rozpuszczenia polega przede wszystkim na uwodnieniu lub ogólnie mówiąc na solwatacyi.<sup>4)</sup> Naogół jedno i to samo ciało może zależnie od warunków związać się z różnymi ilościami rozczynnika, w różnych stopniach solwatacyi być w równowadze z rozczynnikiem; krystalizacja jednej i tej samej soli z różnymi ilościami rozczynnika, niekiedy zupełnie bez rozczynnika, jest tego dowodem. Atom metalu łączy się npr. zależnie od warunków, ze 100 i więcej cząstkami wody. Proces uwodnienia jest oczywista procesem chemicznym. Ale w tem rozdrobnieniu, w jakim występuje RaA, RaB i RaC niewątpliwie ujawniają się nadto z całą siłą zjawiska elektryczne, które na zasadzie wszystkiego co wiemy, występuje wszędzie tam, gdzie graniczą z sobą dwie różne fazy. A wobec tego, że wpływy elektryczne zawsze sprzyjają kondensacyi, więc i tutaj, gdzie owe wpływy są wybitne, prócz hydratacyi, która i tak jest zapewne o wiele silniejsza niż naogół w roztworach stężonych, występuje też kondensacja uwodnionych cząstek. Zważywszy nadto, że już konglomerat 1000 cząsteczek daje ze względu na rozmiary cząstkę koloidalną ( $10^{-5}$  —  $10^{-7}$  cm.), zrozumiemy właściwości zachowania się pomienionych substancji w wodzie.

Spróbujmy teraz zastosować owe rozważanie ogólne do rozczynników organicznych. Badanie sprawy koloidów radioaktywnych w rozpuszczalnikach tych jest z kilku powodów specjalnie

---

<sup>1)</sup> Jordis, Zeitschr. f. Elektroch. 10, 511 i 512 (1904).

<sup>2)</sup> Lottermoser, Journ. f. prakt. Chem. 72, 39 (1905).

<sup>3)</sup> Duclaux, Journ. d. chim. phys. 5, 29 (1907).

<sup>4)</sup> Por. referat Washburna, Jahrb. d. Radiakt. 5, 493 (1908) i 6, 59 (1909), nadto Dhar, Z. f. Elektroch. 20, 57 (1914).



ciekawe. Dlatego przede wszystkim, że rozpuszczalniki te względnie łatwiej jest otrzymać w stanie czystym niż wodę. Łatwo więc w tym przypadku poddać sprawdzeniu przypuszczenie Zsigmondy'ego, że zanieczyszczenia koloidalne stanowią podłoże, na którym ciała radioaktywne wydają się nam koloidami. Co do samych warunków wytwarzania ciał w stanie koloidalnym, nastęrczają się w rozpuszczalnikach organicznych różne interesujące możliwości. Ołów i bizmut rozpuszczają się niesłychanie mało w obojętnych rozczynnikach organicznych; dokładnych danych w tym kierunku brak. Co do rozpuszczalności RaA, RaB i RaC w rozczynnikach organicznych, to pewne wskazania dają nam badania Ramstedt<sup>1)</sup>, w których autorka stwierdziła, że RaB i RaC zebrane na płytce metalowej lub szklanej bardzo mało przechodzi w rozczynnik organiczny, RaA zaś w takich warunkach przechodzi nie mało. Naogół więc z góry daje się przewidzieć, że o ile chodzi o sam warunek rozpuszczalności, środowisko takie, jak alkohol, eter, benzol i t. p. sprzyjać powinno powstaniu koloidu RaA, szczególnie zaś RaB i RaC. Ale wiemy skądinąd, że jakataka trwałość koloidu ściśle wiąże się z obecnością jonów. Wprawdzie prawie niepodobna otrzymać rozczynnika wolnego od jonów, ale w rozczynnikach organicznych jest ich nieporównanie mniej niż w wodzie. W tym samym kierunku działa również mała, w zestawieniu z wodą, wartość stałej dielektrycznej, która dla wody wynosi 80, dla alkoholu 26, dla eteru 4, dla benzolu 2, 3. To też roztwory koloidalne w rozpuszczalnikach organicznych są naogół mniej trwałe, nprz. zol srebra w eterze najstaranniej oczyszczonym jest nawet przy — 80° najzupełniej nietrwały; zole innych, zarówno szlachetnych jak i nieszlachetnych metali, zachowują się podobnie<sup>2)</sup>. To samo stosować się daje do pomienionych substancji radioaktywnych, które również wykazywać powinny skłonność do koagulacji i ciągłej zmiany stopnia rozdrobnienia fazy rozdrobnionej. Najprawdopodobniej koagulacja ta nie zajdzie zbyt daleko, — znowuż wobec niezmiernego rozcieńczenia; doprowadzi conajwyżej do powstania cząstek koloidalnych o różnych stopniach rozproszenia koloidalnego. Istnieć powinny wszakże niewątpliwie w roztworze oprócz

<sup>1)</sup> Ramstedt, *Le Radium*, 10, 159 (1913).

<sup>2)</sup> por. nprz. *Freundlich*, *Kapillarchemic.* str. 372.

cząstek koloidalnych cząstki w stanie jonowym. Ze względu bowiem na niewielką liczbę jonów obcych w rozważanych roztworach powstawanie jonów radioaktywnych znacznie będzie ułatwione. Wszystko to czyni bardzo prawdopodobnym, że organozole RaA, RaB i RaC są wyraźnymi polidyspersoidami, układami rozdrobnionymi, zawierającymi cząstki o różnym stopniu rozdrobnienia.

Celem pracy niniejszej było sprawdzenie tych wniosków.

## II. Metoda badania.

Teoretycznie należą koloidy zarówno jak grube zawiesiny i roztwory drobinowe do układów rozdrobnionych (dyspersyjnych); wyróżniają się jedynie stopniem rozdrobnienia, który dla przypadków najbardziej typowych wynosi  $10^{-5}$  —  $10^{-7}$  cm. Specjalne badania przeprowadzone przez Lindera i Pictona <sup>1)</sup> a w ostatnich latach szczególnie przez Svedberga <sup>2)</sup> i jego uczniów a także przez Wo. Ostwald'a <sup>3)</sup> wykazały, że cały szereg właściwości, jak ruch Browna, dyfuzja, dalej też dyaliza, mętność, łatwość sączenia zmienia się w sposób ciągły wraz ze stopniem rozdrobnienia. Ta ciągłość zmian, na którą teoretycznie zwrócili uwagę niezależnie od siebie Wo. Ostwald <sup>4)</sup> i The Svedberg <sup>5)</sup> jest istotnym uzasadnieniem spójniejszej definicji koloidu. Ale w obliczu tych badań osłabł wszakże praktyczny probierz koloidalności materii, probierz, który do niedawna wyrażał się przedewszystkiem w małej wartości współczynnika dyfuzji i niezmiernie słabej dyfuzji. Ciągłość, z jaką zmieniają się naprzykład własności dyfuzji wraz ze stopniem rozdrobnienia, stwierdzona doświadczalnie na niektórych przypadkach i będąca pośrednio wyrazem teorii osmotycznej Einstein'a i Smoluchowskiego, zacierza granice odrębności, do niedawna tak ustalone między układami koloidalnymi i układami o rozdrobnieniu molekularnym.

<sup>1)</sup> Linder und Picton, Journ. of the chem. Soc. 61, 114, 137, 148 (1892); 67, 63 (1895); 71, 568 (1897); 87, 1966 (1905).

<sup>2)</sup> Svedberg, Zeitsch. f. physik. Chem. 67, 105 (1909); tegoż, Die Existenz der Molekule 1909.

<sup>3)</sup> W. Ostwald, Die Welt d. vernachlässigten Dimensionen 1915.

<sup>4)</sup> W. Ostwald, Kolloid Zeitschr. 1, 291, 331 (1907).

<sup>5)</sup> Svedberg, l. c.



Praktycznie ścisłym probierzem koloidalności nie może być wielkość dyfuzji. Z jednej strony wiemy bowiem, że grube zawiesiny dyfundują niesłychanie powoli, z drugiej zaś znane są liczne przypadki, że nawet ciała „prawdziwie“ rozpuszczone mają niezmiernie mały współczynnik dyfuzji. Dyaliza, jako własność zależna od wielkości por dyalizatora również nie może być przyjęta, jako punkt wyjścia dla dokładniejszej charakterystyki stopnia rozdrobnienia danego układu.

Ale tak samo nie może być ogólnym probierzem stanu koloidalnego materji niejednorodność optyczna. Suspensoidy dają się wprawdzie na tej drodze wyróżnicować. Jednakże wysoki stopień uwodnienia wzgl. solwatyzacji fazy rozdrobnionej emulsoidów sprawia, że jej współczynnik załamania światła jest praktycznie taki sam, jak środowiska; koloidy emulsyjne są więc z tego powodu, podobnie jak roztwory prawdziwe, optycznie próżne.

Wprawdzie niektóre własności fizyko - chemiczne, jak intensywność barwy, opalescencya, wpływy katalityczne i niektóre właściwości czysto chemiczne wykazują w stanie koloidalnym danej materji pewne maxima wartości <sup>1)</sup>, ale jednakże własności te, są niedość powszechne i zależne od natury materji by mogły posłużyć za ogólną podstawę charakterystyki stanu rozdrobnienia rozważanej materji.

Jedną z najbardziej powszechnych właściwości koloidów jest koagulacya, zjawisko istotnie przynależne układom koloidalnym. Proces ten występuje często wszakże tak powolnie i objawia się zwłaszcza w stadyach początkowych, w stopniu tak słabym, że trzeba przeważnie subtelnych metod analizy mikroskopowej, by go wykryć.

Pod tym względem inna nie mniej charakterystyczna właściwość koloidów, mianowicie zachowanie się w polu elektrycznym jest jednakże bardziej dogodnym probierzem w osądzaniu stanu materji. Zarówno wielkość jak i znak ładunku jonów, to znaczy cząstek, podlegających prawu F a r a d a y'a, głoszącego, że jednakowe ilości elektryczności wędrują z równoważnemi ilościami materji, zależy jedynie od własności chemicznej danej substancji, a nie od środowiska. Tymczasem wielkość i znak ła-

---

<sup>1)</sup> Por. W. O s t w a l d, Die Welt d. vernachlässigten Dimens. 1915.

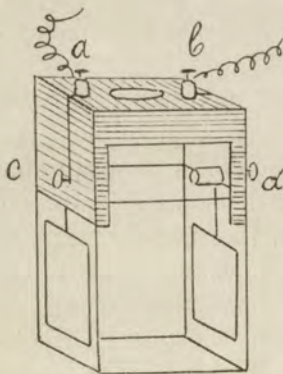
dunku cząstek koloidalnych nie podlegających, o ile dotychczas sądzić można, prawu Faraday'a, jest nietylko funkcją natury chemicznej cząstki ale również zależy w wysokim stopniu od fizyko-chemicznych własności środowiska. Jony wędrują więc w polu elektrycznym niezależnie od środowiska naogół zawsze w jednym i tym samym kierunku; cząstki koloidalne natomiast w różnym, zależnie od natury środowiska i nawet w tem samym środowisku kierunku wędrowania jest zależny od obecności tych lub innych soli. Ta właściwość elektrokinetyczna kolooidów, elektroforezą zwana, jest doświadczalnie najłatwiej dostępną i jest obecnie wciąż jeszcze najlepszym probierzem koloidalności danej materii, gdyż naogół w sposób jednoznaczny pozwala wyróżniać cząstki koloidalne o zmiennej wartości znaku ładunku od jonów, cząstek o wybitnie określonym znaku ładunku.

Tą metodą, która okazała się bardzo celową w doświadczeniach Godlewskiego, posilkowaliśmy się też dla poznania natury cząstek RaA, RaB i RaC w różnych roztworach organicznych.

Rozporządzałem baterją, z której mogłem brać dowolnie napięcia do 1760 woltów. Do doświadczenia służyło naczynko o pojemności około 7 cm.<sup>3</sup>, w którym były zanurzone elektrody platynowe; po nałożeniu odpowiedniego napięcia nalewałem do naczynka płyn i po dokładnie określonym czasie, zazwyczaj po 30 — 40 sek. przerywałem prąd, wysuszałem lekko elektrody bibułą, i by usunąć emanację kładłem je na 30 sek. na płytkę metalową o temperaturze około 200°.

Poczym raz po raz mierzyłem za pomocą elektroskopu Wilson'a aktywność to jednej to drugiej elektrody.

Najbardziej praktyczne do doświadczenia okazało się masywne płaskie, czworograniaste naczynko szklane (rys. 1) o wymiarach wewnętrznych 2 × 1 × 3,4 cm. Naczynko to było nakrywane dobrze dopasowaną przykrywką ebonitową, w środku której był otwór do nalewania cieczy. W pokrywce tej dwie śrubki *a* i *b* służyły do połączenia z baterją, dwie inne



Rys. 1.



zaś, mianowicie *c* i *d*, będąc w połączeniu z *a* i *b*, służyły do przymocowania drutów elektrod. Elektrody platynowe o wielkości  $1,85 \times 1,21$  cm. znajdowały się od siebie na odległości ok. 1 cm.; każda z nich przylegała więc jedną stroną prawie zupełnie do ścianki naczynia. Przykrywka służyła, jak widzimy, przedewszystkiem jako statyw dla udogodnienia połączeń elektrycznych.

Analizy produktów, które osiadły na elektrodach wzgl. analizy krzywych dezaktywacji dokonałem zapomocą uproszczonego sposobu, podanego przez L. Wertensteina<sup>1)</sup>.

### III. Własności elektryczne

#### RaA, RaB i RaC w różnych rozczywnikach.

Rozczywniki były starannie oczyszczane. Używałem wody, która była dystylowana przez chłodnicę platynową. Alkohol, eter, benzol „pro analizi“ firmy Kahlbau, były nanowo dystylowane i kilkakrotnie przesączone, przyczem alkohol przed dystylacją był przez kilka tygodni w zetknięciu z tlenkiem wapnia; był więc około 99%. Niewątpliwie byłoby ciekawe przeprowadzenie odnośnych badań w alkoholu absolutnym, otrzymanym według znanej metody L. W. Winkler'a. Nie jest wykluczone, że pewne interesujące zjawiska kinetyczne zauważone w tych warunkach przy małych ale oznaczonych ilościach wody przez Goldschmidta i Sunde'go<sup>2)</sup>, Fraenkl'a<sup>3)</sup>, Millar'a<sup>4)</sup>, Braune'go<sup>5)</sup> i innych i tutaj otrzymałyby odpowiedni wyraz elektrokinetyczny. Wymagałoby to wszakże złożonego aparatu który pozwoliłby wykonywać całe doświadczenie w atmosferze alkoholu wolnej od par wodnych i pyłu. Może nie oszczędzilibyśmy trudu w tym kierunku, gdyby nie inna okoliczność. Mianowicie doświadczenia nad osiadaniami ciał radioaktywnych pod wpływem prądu elektrycznego dają się niezbyt łatwo re-

<sup>1)</sup> L. Wertenstein, Spraw. z Posiedz. Tow. Nauk. Warsz. 8, 473. 1915.

<sup>2)</sup> Goldschmidt i Sunde, Ber. d. deutsch. Chem. Ges. 39, 711 (1906).

<sup>3)</sup> Fraenkel, Zeitschr. f. physik. Chem. 60, 202 (1901).

<sup>4)</sup> Millar, Zeitschr. f. physik. Chem. 85, 129 (1913).

<sup>5)</sup> Braune, Zeitschr. f. physik. Chem. 85, 170 (1913).

produkować. Trzeba już bardzo dokładnie utrzymywać te same warunki, w możliwie jednakowy sposób wykonywać te same zabiegi, aby zgodność wyników doświadczeń wahała się przynajmniej nie więcej jak w granicach 5%. Fakt ten sprawia, że wyniki doświadczeń, wykonanych w alkoholu, zawierającym pewne drobne ale oznaczone ilości wody byłoby bardzo trudno interpretować: trudno byłoby osądzić co należy kłaść na karb zmiany ilości wody a co przypisać przypadkowości warunków. Z tego zarazem wynika, że aczkolwiek w myśl powyższych uwag, dla badanej przez nas sprawy bardzo ważne byłyby doświadczenia w rozczynnikach pod względem optycznym zupełnie próżnych, w rozczynnikach, oczyszczanych metodą Kangro'a i ultrafiltracji, wszakże wobec trudności reprodukcji, bodaj czy takie doświadczenia nie są z góry bezcelowe. W tej dziedzinie czystości materii zjawiska fizykochemiczne są naogół niestychnie czułe na minimalne, nie dające się stwierdzić domieszki obcych ciał, których obecność jednak jest przecież nieunikniona.

Roztwory emanacji w różnych rozczynnikach były przygotowywane w sposób następujący: po wypróżnieniu flaszki o objętości około 150 cm.<sup>3</sup>, zaopatrzonej w korek, przez który przechodziły dwie rurki z kranami, połączono na kilka chwil jedną z tych rurek z naczyniem zawierającym roztwór radu; poczem zatopiony cieniutki koniec drugiej rurki, zanurzony w rozczynniku został odłamany; dzięki temu rozczynnik dostał się przez rurkę do flaszki. Uniknąłem na tej drodze niepożądanego stykania się roztworu z zamknięciami rtęciowymi, wogóle starałem się ograniczyć do minimum ilość różnych powierzchni, z którymi stykał się przedestylowany rozczynnik.

Stężenie emanacji radowej, a więc i jej produktów rozkładu, wynosiło w badanych roztworach mniej więcej  $10^{-14}$  na litr. Takie roztwory poddane były działaniu prądu elektrycznego. Na zasadzie bardzo dużej ilości doświadczeń mogliśmy ustalić następujące fakty.

W wodzie RaA osiada na anodzie, RaB na katodzie, a RaC w niewielkiej ilości, również na anodzie.

W eterze etylowym RaA osiada na anodzie, zaś RaB i RaC w ilościach odpowiadających równowadze radioaktywnej na katodzie. Tak samo w malonianie etylowym.

W alkoholu etylowym znajdujemy przeciwnie, RaA na



katodzie a RaB i RaC w ilościach prawie odpowiadających równowadze radioaktywnej na anodzie.

W benzolu natomiast RaA nie występuje w znacznych ilościach na żadnej z elektrod; względnie dużo RaB i RaC skupia się na katodzie i to w ilościach odpowiadających równowadze radioaktywnej. Mniej więcej to samo, choć niezbyt wyraźnie daje się zauważyć w terpentynie.

Jednakże we wszystkich pomienionych przypadkach nie mamy do czynienia z pewną wybitną swoistością. Chodzi o to, że w danym rozczynniku pojawiają się cząstki tej samej substancji pod wpływem prądu na obu elektrodach. I tak, w wodzie pewna niewielka część RaC pojawia się też na katodzie. W eterze i malonianie etylowym stwierdziliśmy w niewielkich ilościach obecność RaB i RaC również na anodzie, a w alkoholu produkty te występują także na katodzie. Podobnie nagromadza się w benzolu RaB i RaC nie tylko na katodzie ale również, choć w ilościach o wiele mniejszych, na anodzie; w benzolu osiada nadto RaA w minimalnych ilościach na anodzie.

Z tego wypływa, że w wodzie posiada RaA ładunek ujemny, RaB ładunek dodatni, część cząstek RaC ma ładunek ujemny, część zaś dodatni. Podobnie w eterze i malonianie etylowym cząstki RaA posiadają ładunek ujemny, część cząstek RaB wzgl. RaC, posiada dodatni, część ładunek ujemny. W alkoholu zaś cząstki RaA są dodatnio ładowane, zaś część cząstek RaB i RaC jest dodatnio, inna ujemnie ładowana. W benzolu ogromna większość RaA zdaje się nie posiadać żadnego ładunku; tylko nieznaczna część cząstek RaA jest ujemnie ładowana; RaB wzgl. RaC występuje tutaj przeważnie z dodatnim ładunkiem ale pewna część cząstek każdego z tych ciał ma ujemny ładunek.

Każda z pomienionych substancji radioaktywnych może więc posiadać w danym rozczynniku cząstki o ładunkach biegunowo odmiennych.

Zmiana napięcia w granicach od 4 do 1760 woltów nie wywiera naogół żadnego znacznego wpływu ani na rodzaj substancji osiadających na danej elektrodzie ani też zdaje się na ilość tej substancji. Niezależnie od napięcia w wodzie eterze i w benzolu katoda jest bardziej aktywna niż anoda. Ciekawe zjawisko daje się atoli zauważyć przy przejściu prądu przez al-

kohol; przy niskich napięciach jest bardzo aktywna anoda, przy wyższych zaś katoda.

Przez sproszkowany węgiel (Blutkohle Merck), kwarc, tlenek żelaza i inne adsorbenty zostaje adsorbowany w eterze najwięcej RaB, w mniejszym stopniu RaC, a najmniej RaA. Różne płytki metalowe o jednakowej powierzchni (z glinu, cynku, żelaza, niklu, ołowiu, cyny, miedzi, srebra, platyny) adsorbują przeciwnie najwięcej RaA a najmniej RaC. Ciekawy jest fakt, dający się niewątpliwie zauważyć, że im bardziej szlachetny jest metal, tem naogół więcej RaA zostaje przezeń adsorbowany.

Z benzolu adsorbuje w stanie sproszkowanym kwarc, glinka, węgiel ze krwi, węgiel kokosowy, kazeina przedewszystkiem RaB o wiele mniej RaC, a najmniej RaA. Tak samo zachowuje się płytka z miki. Natomiast płytki różnych metali adsorbują naogół silniej RaA niż RaB i RaC.

W alkoholu zaś RaA zostaje przez płytki metalowe mniej, zaś przez sproszkowane adsorbenty więcej adsorbowany niż RaB i RaC.

Swoistości co do znaku ładunku RaA, RaB i RaC w eterze i benzolu z jednej strony, a w alkoholu z drugiej, objawiają się więc zupełnie wyraźnie we właściwościach adsorbcyjnych tych substancji.

#### IV. O naturze

##### RaA, RaB i RaC w różnych odczynnikach i parach.

1. Na mocy naszych doświadczeń daje się więc powiedzieć o RaA, RaB i RaC co następuje: dana substancja posiada w różnych rozczynnikach nie zawsze ten sam ładunek elektryczny, zależy to od natury rozczynnika. Ta okoliczność pozwala nam, zgodnie z pomienionem wyżej kryterjum sądzić, że zarówno RaA jak RaB i RaC nietylko w wodzie ale i w alkoholu, eterze, malonianie etylowym, benzolu i w terpentynie znajdują się w stanie koloidalnym. Fakt, że każda z tych substancji w tym samym rozczynniku różne posiada ładunki, każe przypuszczać różny stopień rozdrobnienia danej materji, mianowicie że prócz rozdrobnienia koloidalnego dana materja występuje również w stanie molekularnym. Nasze doświadczenia wykazują więc bezpośrednio, że RaA, RaB i RaC z różnemi rozczynnikami tworzą poldyspersoidy.



A. Lottermoser i E. von Meyer<sup>1)</sup> zauważyli, że srebro koloidalne, które przy zwykłym niskim napięciu wędruje ku anodzie, przy wyższych napięciach wędruje w części ku anodzie w części ku katodzie. To samo stwierdzili Kossonogow<sup>2)</sup>, następnie Long<sup>3)</sup> i Coehn<sup>4)</sup> zauważyli to zjawisko przy katarforezie koloidalnego żelaza, prawie wolnego od chloru. Analogicznie zachowuje się RaA, RaB i RaC w alkoholu, zmieniając kierunek wędrowania przy wyższych napięciach. Okoliczność ta wskazuje zdaje się na to, że natura fizyko-chemiczna cząsteczki koloidalnej ulega pośrednio pod wpływem prądu pewnym zmianom. W roztworach o rozdrobnieniu jonowym przejście prądu sprawia wewnątrz roztworu to tylko, że zaczynają wędrować jony, nie ulegając tam przytem żadnym zmianom chemicznym. Zmienność ładunku cząstek koloidalnych pod wpływem różnych ciał i łatwość, z jaką zmiany te dają się uskuteczyć, czyni w związku z zauważonym zjawiskiem zmiany ładunku cząstek koloidalnych pod wpływem wielkości napięcia prądu, wielce prawdopodobnym, że naogół pod wpływem prądu cząstki koloidalne ulegają wewnątrz samego roztworu — nie mówiąc już że na elektrodach — mniejszym lub większym przekształceniom wewnętrznym. W tem przejawia się złożoność a zarazem nietrwałość budowy cząstki koloidalnej wogóle i substancji przez nas badanych w szczególności. Katarforeza nie może więc być uważana za idealny środek do określenia, że się tak wyrażę, status quo cząstek koloidalnych w roztworze. Bądźco bądź w związku z innymi metodami może ona jednakże pomóc w poznaniu natury cząstek koloidalnych.

Nie znamy naogół zależności między własnościami danego rozczywnika a znakiem ładunku fazy rozdrobnionej. Pewne prawidłowości zauważone i wyjaśnione przez Burton'a<sup>5)</sup> otrzymują wyraz w naszych doświadczeniach, mianowicie, że RaA wzgl. RaB i RaC mają w alkoholu ładunek wprost przeciwny niż w malonianie etylowym lub w wodzie. Jednakże nie możemy uzasa-

---

<sup>1)</sup> Lottermoser i von Meyer, Journ. f. prakt. Chem. 56, 241 (1897).

<sup>2)</sup> Kossonogow, Kolloid Zs. 7, 129 (1910).

<sup>3)</sup> Long, Kolloid Zs. 14, 136 (1914).

<sup>4)</sup> Coehn, Zeitschr. f. Elektroch. 4, 63 (1897).

<sup>5)</sup> Burton, Philos. Magaz. (6) 11, 425 (1906).

dnić znaku ładunku w eterze, benzolu lub terpentynie. Zresztą już Svedberg <sup>1)</sup> wykazał, że pomienione prawidłowości Burton'a zaledwie sporadycznie przejawiają się.

2. Jakakolwiek byłaby cząstka koloidalna, jakiegokolwiek byłoby źródło jej ładunku, chemizm takiej cząstki jest określony przez jej naturę, wielkość i przez stopień i rodzaj jej sprzężenia z rozczynnikiem, przez solwatyzację. Stopień solwatyzacji jest różny, zależny od stężenia. Otóż z szeregu naszych doświadczeń, wykonanych niezależnie od Godlewskiego, zdaje się wyływać, że ten stopień solwatyzacji jest niestęchanie wielki dla RaA, RaB i RaC. Weźmy pod uwagę wynik odnośnego doświadczenia. Bibułę do sączenia bardzo mało adsorbuje pomienione produkty emanacji radowej z różnych rozczynników organicznych. Jednakże wbrew wszelkim oczekiwaniom przy sączeniu tych roztworów bardzo dużo tych produktów zostaje na sączku. To samo zjawisko zauważył właśnie Godlewski przy sączeniu wodnych roztworów. Pozwolę sobie opisać w szczegółach doświadczenie, wykonane w tym kierunku z roztworem RaA, RaB i RaC w benzolu:

1) Wyparowałem 0,4 cm<sup>3</sup> roztworu pierwotnego i mierzyłem aktywność osadu:

50 podziałek — 18 sek.

2) Przez sam lejek, bez sączka, przepuściłem 1,5 cm<sup>3</sup> roztworu, tak że cała wewnętrzna powierzchnia lejka była w zetknięciu z cieczą, poczem wyparowałem 0,4 cm<sup>3</sup> i mierzyłem aktywność osadu:

50 podziałek <sup>2)</sup> — 18 sek.

3) Przez sączek, Schleicher № 589, o długości 4 cm. przepuściłem 1,5 cm<sup>3</sup> roztworu; pierwszą część przesącza wylałem a w następnej oznaczyłem aktywność po wyparowaniu 0,4 cm<sup>3</sup>:

50 podziałek — 30 sek.

4) Przez taki sam jak w 3) sączek przepuściłem 4,5 cm<sup>3</sup> roztworu, a następnie dopiero przepuściłem jeszcze 1,5 cm<sup>3</sup>; z tego ostatniego przesącza wyparowałem 0,4 cm<sup>3</sup> i oznaczyłem aktywność:

50 podziałek — 30 sek.

---

<sup>1)</sup> Svedberg, Kolloid Zs. 1, 161 (1906).

<sup>2)</sup> Elektroskop Wilsona.



5) Przez 5 minut sącdek, znajdujący się w lejku był w celu ewentualnego nasycenia wciąż napełniany roztworem; poczem przepuściłem jeszcze  $1,5 \text{ cm}^3$  cieczy i oznaczyłem aktywność  $0,4 \text{ cm}^3$  przesącza:

50 podziałek — 30 sek.

6) Do  $5 \text{ cm}^3$  roztworu włożyłem na 2 minuty cały sącdek; aktywność roztworu zmieniła się przez to tylko nieznacznie

bez sącza: 50 podziałek — 18 sek.

z sączkiem: 50 podziałek — 19,5 sek.

Zupełnie to samo stwierdziliśmy z innymi roztworami produktów rozkładu emanacji radowej. Z doświadczeń naszych wypływa więc bezpośrednio, że 1) adsorbcyja gra tylko podrzędną rolę przy zetknięciu roztworu produktów emanacji radowej z sączkiem, 2) przy przejściu roztworu przez sącdek zostają zatrzymane pewne części produktów osadu radioaktywnego i 3) stopień rozdrobnienia produktów rozkładu emanacji radowej w roztworach jest różny. Wielkość por sączków papierowych wynosi około  $10^{-5} \text{ cm}$ . Koloidy naogół przechodzą przez sączki i to jest przecież ich charakterystyczną cechą. Jeżeli nie przyjmujemy, że zatrzymanie cząstek RaA, wzgl. RaB i RaC jest wywołane wpływami elektrycznymi ujawniającymi się na pograniczu zetknięcia się sącza z cieczą — a niepodobna przecież tak przypuszczać, gdyż inaczej te same siły elektryczne powinnyby występować i wówczas, gdy sącdek jest wprost zanurzony w roztworze, w takim razie zostaje nam tylko sądzić, że niektóre cząstki pomienionych polidispersoidów są aż tak wielkie, że nie przechodzą przez pory sączków papierowych. Cząstki te składają się przynajmniej z 1000 cząsteczek. Wobec tego jednak, że produkty rozkładu emanacji radowej znajdują się we wszystkich pomienionych roztworach w ilościach niesłychanie małych wynika, że stopień solwatyacji tych substancji musi być niepomierne duży, daleko przewyższający stopień solwatyacji materji, w zwykłych ilościach występującej. Proces solwatyacji wydaje się więc prowadzić tutaj istotnie do tworzenia się „kropelek“ („Tröpfchen“) <sup>1)</sup>. Okoliczność, że ta swoistość nie może być położona na karb radioaktywności zmusza właśnie do wniosku, że bezpośrednią przyczynę anormalnej solwatyacji RaA, RaB i RaC należy

<sup>1)</sup> Drucker, Zeitschr. f. phys. Chem. 68, 634 (1909).

właśnie szukać w wysokim stopniu rozcieńczenia tych substancji w roztworach. Widzimy zatem, że materya w niesłychanie dużym rozcieńczeniu nabrać może podobnych własności, jakie posiada zgodnie z prawem Weimarn'a, w zwykłych rozcieńczeniach i także w bardzo dużych stężeniach; oczywiście potrzebne są na to specjalne warunki tamujące rozpuszczalność.

3. W związku z temi wynikami możemy usiłować w pewnej mierze wytworzyć sobie pojęcie o tem, do jakiego stopnia sama wielkość cząstek określa ogólne właściwości kolido-chemiczne materyi.

Wiemy, że jony gazowe wpływają kondensująco na pary. Tak samo działają cząstki RaA, jak to zauważyli Debierné<sup>2)</sup> i Eckmann<sup>3)</sup>. Konglomerat z pary i jonu gazowego wzgl. z cząstki substancji radioaktywnej, tworzący kropelki posiada mniej więcej wielkość  $10^{-6}$  cm., a więc mieści się w granicach rozdrobnienia koloidalnego materyi.

Otóż zbadałem zachowanie się produktów emanacji radiowej w parach różnych rozczynników pod wpływem pola elektrycznego.

Wykonałem doświadczenia w następujących warunkach: Aparat szklany składał się, jak to widzimy (rys. 2), z dwóch kolbeczek (a i b), każda o objętości około 5 cm<sup>3</sup>, połączonych rurką wąską, w środku której była wtopiona szeroka rurka (c); boczna rurka (d) prowadziła do pompy do wytwarzania próżni a rurka (d) służyła do ewentualnego wpuszczania powietrza; zapomocą trójdrożnego kranu (e) można było łączyć każdą z kolbeczek z szeroką rurką (c); w tej ostatniej znajdował się korek gumowy, przez który przechodziły dwie sztabki mosiężne, do których przy mocowane były elektrody platynowe; (f), (g) i (h)—zwykłe krany. Po zrobieniu próżni, część aparatu, w której znajdowały się elektrody, połączyłem z kolbeczką (a), w której znajdował się czysty rozczynnik. Potem gdy pary rozczynnika wypełniły aparat, ten ostatni znowu został wypróżniony. W celu możliwie dokładnego usunięcia pyłu manipulację tę powtarzałem kilkakrotnie. Następnie po nałożeniu napięcia wpuściłem do części (c) emanację, przez połączenie na czas 2 min. części (c) z kolbeczką (b), za-

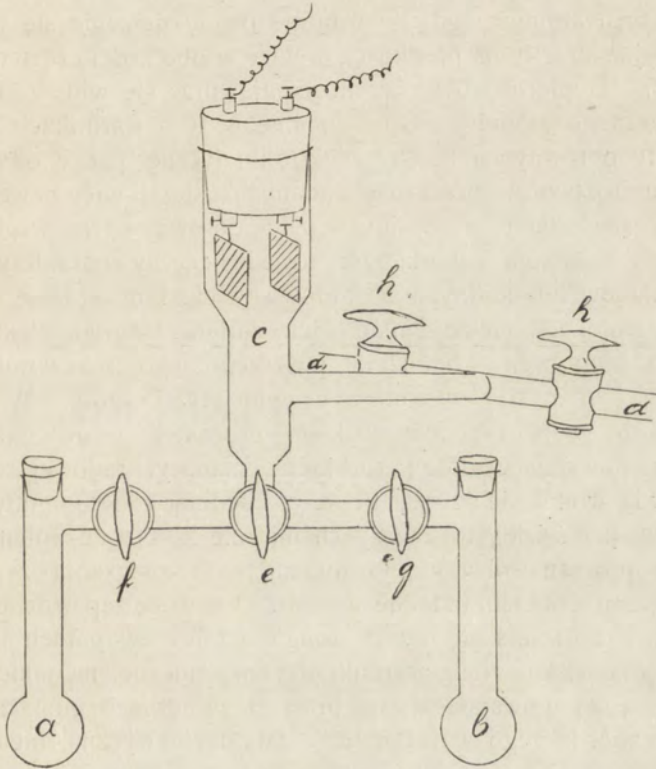
<sup>2)</sup> Debierné, Le Radium **6**, 97 (1909).

<sup>3)</sup> Eckmann, Jahrb. f. Radioakt. u. Elektr. **9**, 195 (1913).



wierającą roztwór emanacji; poczem zdjąwszy napięcie, postępowalem z elektrodami, jak opisane wyżej.

Doświadczenia te wykazały, że podobnie jak w próżni lub przy bardzo niskiem ciśnieniu, gdy emanacji jest niezbyt dużo, w temperaturze pokojowej, w parach nasyconych—niezależnie od ich natury, czy to woda, alkohol, eter lub benzol, wszystkie



(Rys. 2).

produkty rozkładu emanacji radowej osiadają prawie w jednokowej mierze na katodzie i na anodzie; obecność lotnych kwasów lub zasad w parach wodnych podobny daje wynik. Istotnie tak samo zachowują się nawet przesycone pary zawierające emanację, aczkolwiek naogół w tych przypadkach katoda jest nieco aktywniejsza niż anoda. Natomiast przy zwykłym ciśnieniu atmosferycznym, niezależnie od natury par prawie cała aktywność

zbiera się na katodzie. Tę zależność od ciśnienia, którą już Makower<sup>1)</sup>, Jackson<sup>2)</sup> i Russ<sup>3)</sup> zauważyli na produktach emanacji radowej a Kennedy<sup>4)</sup> na produktach aktywności, otrzymując wyraz w objaśnieniu Ruthford'a<sup>5)</sup> w ten sposób, że z powodu znacznej energii kinetycznej atomów, powstałych drogą rozkładu emanacji, pole elektryczne o średnim natężeniu tylko wówczas może wywierać dostrzegalny wpływ na prędkość wędrowania tych atomów, gdy te ostatnie przez zderzenie się w dużej mierze już straciły na prędkości, a więc w obecności cząsteczek gazowych. Dopiero wówczas może ujawniać się wpływ ładunku elektrycznego atomów. Otóż właśnie w tych warunkach dopiero możemy porównywać cechy elektrokinetyczne par z odnośnymi cechami roztworów przez nas badanych. Jeżeli więc nawet większość cząstek takiej zawiesiny w parze dorównywa ze względu na rozmiary cząstkom koloidalnym, to jednak cechy charakterystyczne dla układów koloidalnych o środowisku ciekłym a fazie rozproszonej stałej lub ciekłej, mianowicie zmiana ładunku elektrycznego pod wpływem chemizmu poszczególnego rozczynnika lub obecności różnych soli, nie występuje tutaj zgoła. W parach cząstki te mają przede wszystkim charakter jonów gazowych. Cząstki powstające drogą rozkładu emanacji radowej skupiają naprawdę wokół siebie cząstki pary. Jednak konglomeraty te nie są wewnątrz ściślej, to znaczy chemicznie sprzężone—niema tutaj owego procesu solwatyacji niema też i związania z „jonami tworzącymi zol“ (solbildende Jonen). I tem się zapewne objaśnia różnica zachowania się owych konglomeratów w parach i w ciekłym środowisku, gdzie warunki fizykochemiczne, na jakie napotyka cząstka powstająca, są przecież zasadniczo inne (zjawisko elektryczne, którego wyrazem jest stała dyelektryczna, nieunikniona obecność obcych ciał, przede wszystkim jonów i t. p.).

Cząstki RaA, RaB i RaC w parach różnych substancji występują więc jako jony gazowe wokoło których skupiona jest duża ilość cząstek pary; w roztworach zaś wykazują wybitne cechy koloidu i wówczas zdają się być w równowadze fizykochemicznej

<sup>1)</sup> Makower, Phil. May. 10, 526 (1905).

<sup>2)</sup> Jackson, Phil. May. 10, 532 (1905).

<sup>3)</sup> Russ, Phil. May. 15, 601 (1908).

<sup>4)</sup> Kennedy, Phil. May. 18, 754 (1909).

<sup>5)</sup> Ruthford, Radioaktive Substanzen u. ihre Strahlungen 352 (1913).



nej z niewielką ilością cząstek prawdziwie rozpuszczonych, jonów; dzięki niesłychanej czułości metod radioaktywnych jony te mogą być bez porównania łatwiej wykryte, niż w zwykłych układach koloidalnych.

\* \* \*

Kierownikowi pracowni Radyologicznej p. L. Wertensteinowi składam serdeczne podziękowanie za łaskawe dostarczenie mi wszystkich potrzebnych do wykonania pracy niniejszej pomocy.

---

RÉSUMÉ.

Hilary Lachs:

**Sur l'état colloïdal des matières radioactives.**

Communication annoncée le 18. XII. 1916.

Présentée par S. Dickstein.

Les éléments radioactifs Radium A, Radium B et Radium C montrent dans les divers dissolvants, comme dans l'eau, dans l'alcool éthylique, dans l'éther éthylique, dans le maloniane éthylique, dans le benzol, ainsi que dans la terebenthine, si l'on parle de l'effet de la cathaphorèse, des traits par excellence des solutions colloïdales.

---

11. Hilary Lachs:

## Adsorbcyja w obecności dwu adsorbentów <sup>1)</sup>.

### CZĘŚĆ IV.

Komunikat zgłoszony dn. 18 grudnia 1916 r.

Przedstawił p. J. Sosnowski.

Jako wyraz zasady koegzystencji mogliśmy stwierdzić, że w przypadku gdy siły elektryczne nie występują, ilość substancji adsorbowanej przez mieszaninę dwu adsorbentów równa się w sumie ilości substancji, adsorbowanej oddzielnie przez każdy z adsorbentów. Dotyczy to przede wszystkim roztworów nieco stężonych. Paraboliczny charakter izotermy adsorbcyjnej wskazuje jednak na to, że w roztworach bardzo rozcieńczonych muszą nastąpić odchylenia od owej zasady, tem większe, im bardziej rozcieńczony jest roztwór; o tem też przekonaliśmy się na całym szeregu przypadków. Pomimo to, jak wyływa z naszych doświadczeń, granice stosowalności zasady koegzystencji w zjawisku adsorbcyi w obecności dwu adsorbentów są praktycznie względnie szerokie.

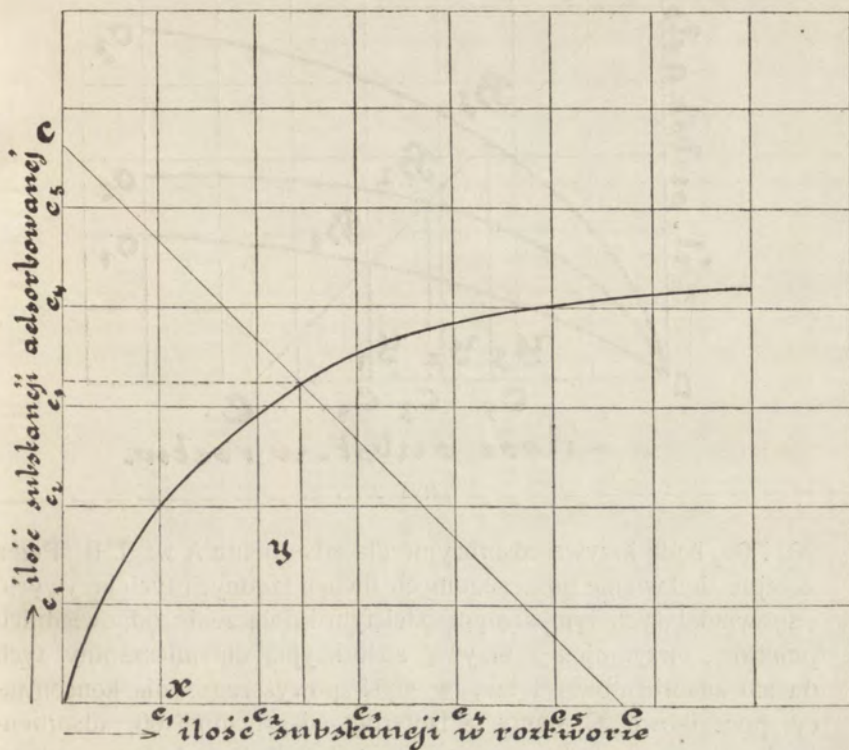
Wielkość równowagi adsorbcyjnej dla dwóch adsorbentów daje się ponadto w granicach niewątpliwie o wiele szerszych jeszcze przewidzieć zapomocą metody, która aczkolwiek jest sama przez się zrozumiała, niedawno dopiero została zastosowana przez W. Mecklenburg'a <sup>2)</sup>. Chodzi o to, że jeżeli mamy daną izotermę adsorbcyjną a ilość początkową substancji, która zostaje adsorbowana w roztworze przez jeden adsorbent, odłożymy, poczynając od punktu zerowego układu współrzędnych, zarówno na osi odciętych jak i na osi rzędnych i połączymy z sobą wyznaczone w ten sposób punkty zapomocą prostej, wówczas, jak

<sup>1)</sup> Spraw. z posiedzeń Tow. Nauk. Warsz. **6**, 508 (1913); **7**, 1 (1914); **9**, 282 (1916); Zeitschr. f. physik. Chem. **91**, 155 (1916).

<sup>2)</sup> W. Mecklenburg, Naturwissenschaftliche Wochenschrift **15**, 409 (1916). Jest to autoreferat z odczytu wygłoszonego dnia 15 kwietnia r. 1916 w Deutsche Chemische Gesellschaft w Berlinie.



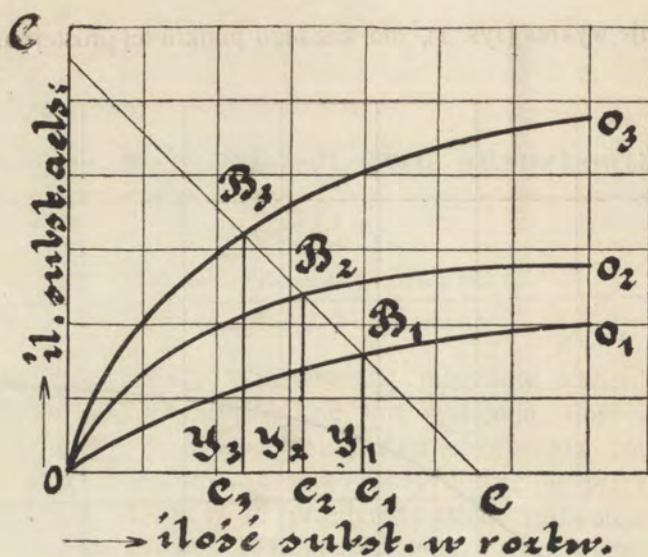
wykazuje wykres (rys. 1), dla każdego punktu tej prostej suma od-



Rys. 1.

ciętej  $X$  i odpowiadającej jej rzędnej  $Y$  jest równa ilości początkowej substancji adsorbowanej. Jeżeli na zasadzie doświadczeń adsorbcyjnych wykonanych z roztworami o stężeniach początkowych  $C_1, C_2, C_3, C_4 \dots C_n$  chcemy oznaczyć równowagę adsorbcyjną i ilość substancji adsorbowanej w przypadku gdy stężenie początkowe wynosi  $C$ , należy połączyć z sobą za pomocą prostej punkty odpowiadające na osi odciętych i rzędnych stężeniu  $C$ ; położenie punktu przecięcia owej prostej z daną krzywą adsorbcyjną oznacza właśnie wielkość równowagi adsorbcyjnej wzgl. ilość substancji adsorbowanej.

Ta metoda graficzna prowadzi też do celu, gdy mamy do czynienia z dwoma adsorbentami. Mianowicie (rys. 2), niech

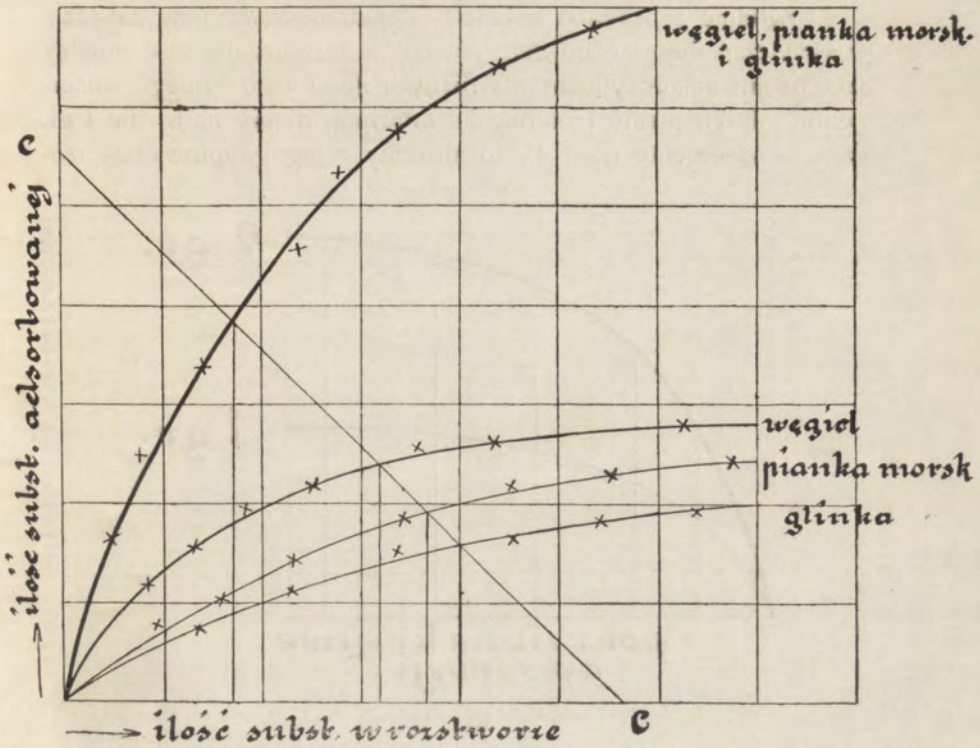


Rys. 2.

$00_1$  i  $00_2$  będą krzywe adsorbcyjne dla adsorbentu A wzgl. B. Przez kolejne dodawanie poszczególnych dwóch rzędnych tych krzywych, odpowiadających tym samym odciętym i połączenie odpowiednich punktów, otrzymujemy krzywą adsorbcyjną dla mieszaniny tych dwóch adsorbentów. I tak, w myśl powyższego, dla koncentracji początkowej  $C$  mamy: z izotermy adsorbcyjnej  $00_1$  adsorbentu A równowagę adsorbcyjną  $X = 0C_1$  i ilość substancji adsorbowanej  $Y_1 = B_1C_1$ , dalej z izotermy adsorbcyjnej  $00_2$  adsorbentu B—równowagę adsorbcyjną  $X_2 = 0C_2$  i ilość substancji adsorbowanej  $Y_2 = B_2C_2$  i wreszcie z izotermy adsorbcyjnej  $00_3$  mieszaniny adsorbentów  $A + B$ , równowagę adsorbcyjną  $X_3 = 0C_3$  i ilość substancji adsorbowanej  $Y_3 = B_3C_3$ .

Oczywiście tą samą metodą można się posługiwać, gdy chodzi o oznaczenie równowagi adsorbcyjnej również w obecności trzech, czterech i więcej adsorbentów. Przypadek dla adsorbycji w obecności trzech adsorbentów, podany jest na wykresie (rys. 3) i dotyczy w przybliżeniu adsorbycji kwasu octowego przez węgiel, piankę morską i glinę. Ilość substancji adsorbowanej jednocześnie przez te trzy adsorbenty, przy danej początkowej koncentracji  $C$  jest określona przez rzędną  $Y_4$ .



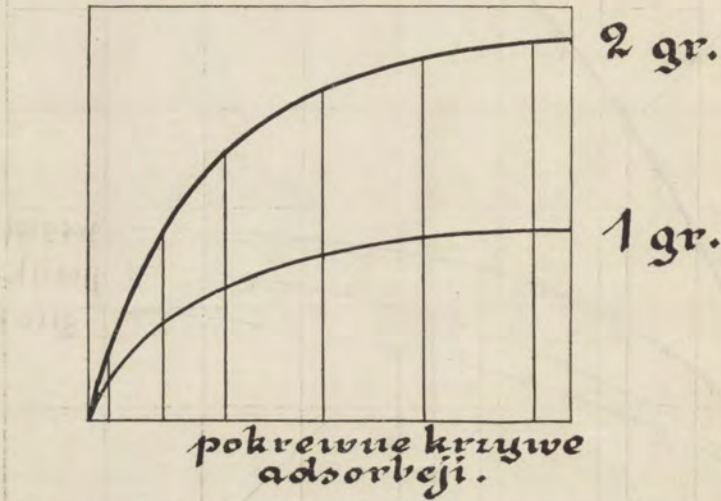


Rys. 3.

Możemy więc, znając izotermy adsorbcyjne dla danych ilości  $n$  różnych adsorbentów z oddzielną, wykreślić izotermą adsorbcyjną dla mieszaniny z tychże ilości  $n$  — adsorbentów i oznaczyć ilości adsorbowane przez te mieszaniny przy dowolnej koncentracji początkowej ciała adsorbowanego.

Metoda graficzna Mecklenburg'a pozwala wszakże ująć sprawę o wiele ogólniej jeszcze. Mianowicie możemy za pomocą tej metody, mając izotermy adsorbcyjne dla danych, określonych ilości każdego z  $n$  — adsorbentów obliczyć równowagę adsorbcyjną lub ilość substancji adsorbowanej dla dowolnych ilości tych adsorbentów w mieszaninie. Na całym szeregu doświadczeń, wykonanych wspólnie z p. Stefanią Goldberżanką mogliśmy się przekonać o celowości tej metody pod tym względem.

Zgodnie z nauką o układach niejednorodnych i na zasadzie doświadczeń daje się bowiem stwierdzić prosta zależność między izotermami adsorbcyjnymi dla różnych ilości tego samego adsorbentu. Jeżeli mamy izotermę adsorbcyjną, dajmy na to dla 1 gr. danego adsorbentu (rys. 4), to możemy z tego wyprowadzić izo-

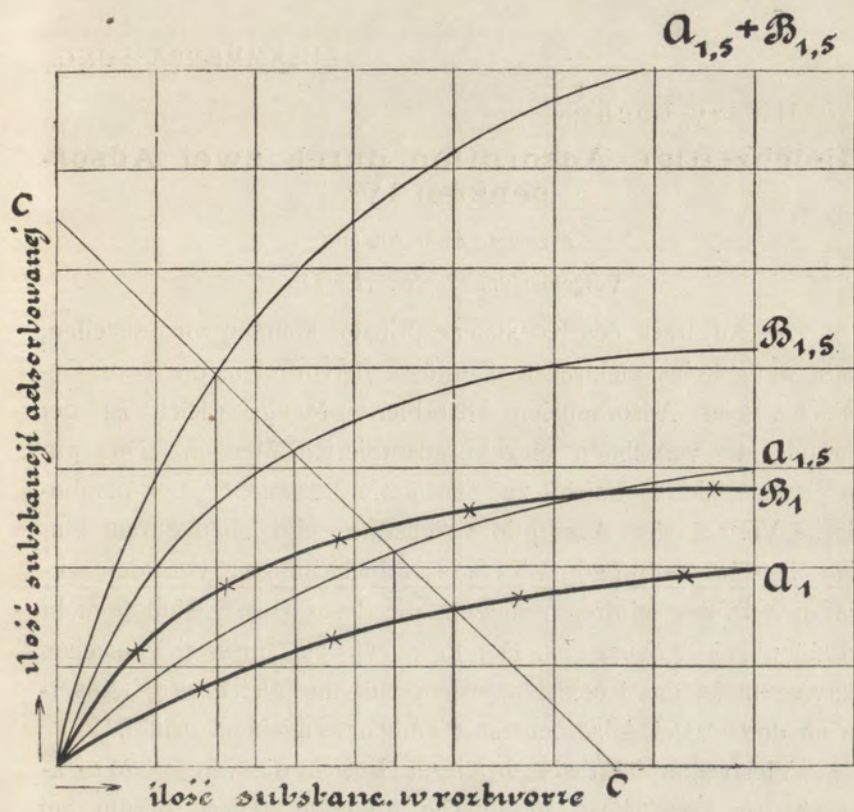


Rys. 4.

termę adsorbcyjną dla 2, 3, 4 i t. d. gramów; należy tylko rzędne, odpowiadające tym samym odciętyom pomnożyć przez 2, 3, 4 i t. d. Równowaga adsorbcyjna, jako równowaga w układach niejednorodnych jest bowiem niezależna od bezwzględnych ilości poszczególnej fazy; tej samej równowadze musi więc odpowiadać przy większej ilości adsorbentu też większa ilość substancji adsorbowanej. Takie krzywe, dla których stosunek rzędnych odpowiadających tym samym odciętyom jest stały, nazywamy krzywami pokrewnymi (affine Kurven)<sup>1)</sup>. Niech (rys. 5)  $A_1$  oznacza izotermę adsorbcyjną dla jednego gramu jakiegoś adsorbentu a  $B_1$  dla jednego grama jakiegoś innego adsorbentu. Z tych dwu krzywych możemy nie tylko wykreślić krzywą dla mieszaniny, zawierającej po jednym gramie każdego adsorbentu, ale też wykreślić izotermę adsorbcyjną nprz. dla 1,5 gr. pierwszego i 1,5 gr. drugiego adsorbentu, mnożąc rzędne izotermy  $A_1$  i  $B_1$  przez 1,5.

<sup>1)</sup> W. Mecklenburg, Zeitschr. f. physik. Chem. 83, 609 (1913).





Rys. 5.

Otrzymane na tej drodze krzywe  $A_{1,5}$  i  $B_{1,5}$  mogą posłużyć nam za podstawę do skonstruowania krzywej  $A_{1,5} + B_{1,5}$ , przedstawiającej izotermę adsorbcyjną mieszaniny z 1,5 gr. każdego adsorbentu.

Podobnie możemy wyznaczyć równowagę adsorbcyjną dla mieszanin z dowolnych ilości i dowolnej liczby różnych adsorbentów, gdy dane nam są doświadczalnie izotermy adsorbcyjne dla jakiegokolwiek bądź określonej ilości każdego adsorbentu z osobna.

Hilary Lachs:

## **Gleichzeitige Adsorption durch zwei Adsorbentien IV.**

Angemeldet am 18. XII. 1916.

Vorgelegt von J. Sosnowski.

Als Ausdruck des Koexistenzprinzips könnten wir feststellen, dass wenn keine elektrische Einflüsse hervortreten, die vom Gemisch zweier Adsorbentien adsorbierte Menge gleich ist der Summe der von ihnen einzeln adsorbierten Mengen. Dies gilt in erster Linie für nicht zu verdünnte Lösungen. Der parabolische Verlauf der Adsorptionsisotherme zeigt eben darauf hin, dass in sehr verdünnten Lösungen Abweichungen von den genannten Prinzip eintreten müssen, die desto grösser sind je mehr verdünnt die Lösung ist. Dennoch, wie aus unseren Versuchen hervorgeht ist das Koexistenzprinzip für die gleichzeitige Adsorption durch zwei Adsorbentien ziemlich weitgehend erfüllt.

Viel weiter führt aber in dieser Hinsicht die von W. Mecklenburg angegebene graphische Methode. Diese beruht auf Folgendem: Ist eine Adsorptionsisotherme für einen Adsorbens gegeben und trägt man die Anfangskonzentration des Adsorbenden in der Lösung vom Nullpunkte des koordinatensystems aus gehend, sowohl auf der Abscisse als auch auf der Ordinatenaxe ab und verbindet die beiden so erhaltenen Punkte durch eine Gerade, so gilt für jeden Punkt dieser Geraden, dass die Summe der Abscisse  $X$  und Ordinate  $Y$  gleich der Anfangskonzentration ist; der Schnittpunkt der Geraden mit der Adsorptionsisotherme giebt das bei gegebener Anfangskonzentration zu erwartende Adsorptionsgleichgewicht an (Fig. 1). Diese Methode zeigt sich sehr zweckmässig wenn nicht nur ein sondern zwei, drei und ueberhaupt mehrere Adsorbentien gleichzeitig in der Lösung vorhanden sind (Fig. 2 u. 3). Haben wir also eine Adsorptions-



isotherme für je eine bestimmte Menge von  $n$  verschiedenen Adsorbentien einzeln genommen, so können wir durch diese graphische Methode, eine Adsorptionsisotherme für das Gemisch dieser bestimmten Mengen von Adsorbentien zeichnen und die Grösse der Adsorption bei beliebigen Anfangskonzentrationen voraussehen.

In der vorliegenden Abhandlung wird darauf hingewiesen, dass die Methode von Mecklenburg auch dazu angewendet werden kann um die allgemeine Frage nach den Werten der Adsorptionsgleichgewichte bei variablen Mengen der Adsorbentien in Gemische zu lösen. Auf Grund der Lehre vom Gleichgewichte in heterogenen Systemen und in Anschluss an die Erfahrung lässt sich eine einfache Beziehung zwischen Adsorptionsisothermen verschiedener Mengen eines gegebenen Adsorbens feststellen. Haben wir (Fig 4) eine Adsorptionsisotherme z. B für 1 gr. eines Adsorbent, so können wir daraus die Adsorptionsisotherme für 2, 3, 4 u. s. w. gr. ableiten, indem man die zu derselben Abscisse gehörigen Ordinaten verdoppelt, verdreifacht u. s. w. Bezeichnen wir (Fig. 5.) mit  $A_1$  die Adsorptionsisotherme z. B für 1 gr. eines Adsorbens und mit  $B_1$  für die gleiche Menge eines anderen Adsorbens. Aus diesen beiden Kurven können wir die Adsorptionsisotherme z. B für 1,5 gr. des ersten und 1,5 gr. des zweiten Adsorbens zeichnen. Die auf dieser Weise erhaltenen Kurven  $A_{1,5}$  und  $B_{1,5}$  können uns dazu dienen um eine Kurve  $A_{1,5} + B_{1,5}$  zu konstruieren, die die Adsorptionsisotherme für das Gemisch je 1,5 gr. der beiden Adsorbentien darstellt.

Wir können also das Adsorptionsgleichgewicht für Gemische beliebiger Mengen einer beliebigen Zahl von Adsorbentien voraussehen, wenn auf Grund von Versuchen die Adsorptionsisotherme für irgendeine bestimmte Menge je eines Adsorbens gegeben ist.

12. Marya Sachsowa:

**Przyczynek do cytologii bezpłodnego mieszańca *Nicotiana atropurpurea* × *Nicotiana silvestris*.**

Komunikat zgłoszony d. 21 maja 1917 r.

Przedstawił Z. Wóycicki.

Większość cytologów stara się paralelizować zjawisko mendlowania ze zjawiskiem podziału redukcyjnego. Ani zwolennicy, ani przeciwnicy tego poglądu nie opierają swoich przypuszczeń na danych wystarczających.

Studia cytologiczne nad mieszańcami dalekich gatunków i nad ich zwykle bardzo różnorodnym potomstwem przypuszczalnie powinny rzucić światło na to zagadnienie. Jeżeliby się okazało, że nowe formy, powstałe wskutek krzyżowania, różnią się nie tylko morfologicznie, ale i cytologicznie (mianowicie liczbą, kształtem lub wielkością chromozomów), i gdyby te różnice dały się sprowadzić do mendlowania określonych genów, należałoby przypuszczać, że nie w chromozomach znajduje się siedlisko idioplazmy, lecz gdzieś głębiej.

Mając do rozporządzenia bogaty materiał mieszańców tytoniu i pszenicy, hodowanych na Stacji Genetycznej w Morach postanowiłam, idąc za radą d-ra E. Malinowskiego, przeprowadzić stopniowo studia cytologiczne form rodzicielskich i potomnych w związku ze zjawiskami mendlowania.

Praca niniejsza, rozpoczęta pierwotnie przez dra E. Malinowskiego, a dotycząca pokolenia  $F^1$  mieszańca *Nicotiana atropurpurea* Hort. × *Nicotiana silvestris* Speg. et Comes, jest pierwszym przyczynkiem z projektowanej seryi.

\* \* \*

Wyniki badań cytologicznych, przedstawione w pracy niniejszej, dotyczą rozwoju pyłku bezpłodnego mieszańca *Nicotiana atropurpurea* Hort. × *Nicotiana silvestris* Speg. et Comes. Pyłek mieszańca tego jest całkowicie bezpłodny; składa się on z niekształtnych i pomarszczonych ziarn; pewna nieznaczna część zalążków natomiast jest płodna; po zapyleniu kwiatów mieszań-



ca pyłkiem jednej z roślin rodzicielskich (*N. silvestris*) rozwinęły się nasiona, obdarzone zdolnością kiełkowania <sup>1)</sup>.

Przeznaczone do badania pylniki w rozmaitych stadyach rozwoju utwalane były w mocnym płynie Flemming'a, w którym pozostawały przez 48 godzin. Po dokładnym wymyciu w wodzie bieżącej, pylniki były przeprowadzane przez alkohol do ksylolu, a następnie zatapiane w parafinie. Skrawki, grubości 5  $\mu$ , barwione były hematoxyliną żelazistą Heidenhain'a.

Przy rozpatrywaniu przekroju pylnika we wczesnym stadyum rozwoju, widzimy przylegające do warstwy wyścielającej komórki macierzyste, których jądra znajdują się w stanie spoczynku. Jądra komórek tych są stosunkowo duże i jasne. W jądrze (Fig. 1) daje się zauważyć jedno jąderko, lub też kilka — barwią się one ciemno; wokoło nich występują smugi substancji, tworzącej luźną siatkę blado zabarwioną, posiadającą zaledwie gdzieniegdzie ciemniej barwiące się skupienia chromatyny o charakterze ziarn, względnie kropelek. Wygląd tych utworów przypomina raczej kropelki, podobnie, jak u badanego przez Tischler'a <sup>2)</sup> mieszańca *Mirabilis Jalapa*  $\times$  *M. tubiflora*. Tischler mówi o utworach tych co następuje (str. 38): „Das Chromatin liegt in netzigen oder fädigen Linienmaschen eingebettet und es würde sich nur fragen, ob in „Körnchen“-oder Tröpfchenform, welch letzteres bekannt Grégoire annimmt. Nach eingehender Durchsicht der betreffenden Präparate muss ich mich dem Louvainer Forscher anschliessen, besonders da man häufig nicht distinkte Granula, sondern „schleimig“ ausgezogene Partikel sieht.“

W stadyum dalszem (Fig. 2) występują liczniejsze kropelki chromatynowe w środkowej części jądra, a nici liny są bardziej skupione; w tych stadyach widoczna jest wyraźnie piankowata budowa jądra. Wewnętrzne rozmieszczenie chromatyny i liny wskazuje, że jądro przygotowuje się do podziału; te stadya przygotowawcze możemy określić jako „praesynapsis.“ Nici liny wraz z rozmieszczoną na nich chromatyną, stają się nieco

<sup>1)</sup> Malinowski: O występowaniu nowych form w potomstwie mieszańców *Nicotiana atropurpurea*  $\times$  *N. silvestris*. Spraw. Tow. Nauk. Warsz. R. IX. 1916.

<sup>2)</sup> Zellstudien an sterilen Bastardpflanzen. Archiv f. Zellforschung. I Bd. 1908.

grubsze, poczem ulegają ściągnięciu w jednym kierunku; następnie skupiają się przy ścianie jądra, przylegając do niej częściowo (Fig. 3). Na fig. 4-ej nici jeszcze ciągną się od jednej ścianki jądra do drugiej — tworzą tu już one jednak charakterystyczne gęste zbite skupienia; w niciach dają się wyraźnie odróżnić części chromatynowe, którymi cała nić jest gęsto usiana. Stopniowo nić traci kontakt ze ścianką, zbija się w jednej okolicy jądra, tworząc kłębek, który zatracą wszelką styczność z powierzchnią jądra. Fig. 5 przedstawia właściwe stadium synapsis. Wraz ze zmianami, zachodzącymi wewnątrz jądra, poczyna stawać się coraz mniej wyraźna błonka jego; miejscami nawet błonka znika już zupełnie. Jednocześnie nici kłębka skupiają się coraz bliżej jąderka. W dalszym ciągu nić grubieje coraz bardziej i przybiera stopniowo wygląd sznura paciorków, przyczem grubienie odbywa się nie wszędzie równomiernie (Fig. 6).

Tischler<sup>1)</sup>, podobnie, jak i większość autorów, twierdzi, że zjawisko grubienia nici nie daje się wyjaśnić zadawalająco procesem ściągania; zachodzi tu zaś, według zdania jego, proces składania się i łączenia dwóch nici, co zresztą niekoniecznie musi następować jednocześnie na całej długości nici.

Tego rodzaju składania i łączenia się nici, o jakim mówi Tischler, nie udało mi się nigdy zaobserwować w stadium opisywanem. Nie jest to zresztą fakt odosobniony. Tischler przy badaniu przebiegu podziału redukcyjnego w komórkach pyłkowych płodnego mieszańca *Ribes intermedium*, znajduje nić podwójną w synapsis; natomiast u bezpłodnego mieszańca *Mirabilis Jalapa* × *M. tubiflora* opisuje w synapsis nić pojedynczą, której występowanie jest odchyleniem od typowego przebiegu podziału redukcyjnego. Niektórzy inni autorowie również w synapsis nici podwójnej nie obserwowali: Geerts<sup>2)</sup> u *Oenothera Lamarckiana*, Haasse Bessell<sup>3)</sup> u mieszańców *Digitalis*.

---

<sup>1)</sup> Über die Entwicklung des Pollens und der Tapetenzellen bei Ribes-Hybriden. Jahrbuch f. wissenschaftliche Botanik. Bd. XLII. 1906

<sup>2)</sup> Beiträge zur Kenntnis der Cytologie und der partiellen Sterilität von *Oenothera Lamarckiana*. Recueil des travaux botaniques néerlandais. Vol. V. 1909.

<sup>3)</sup> *Digitalis*-studien. Zeitschrift f. inductive Abstammungs- und Vererbungslehre. Bd. XVI. 1916.



Już na fig. 6-ej widoczne jest, że kłębek uległ rozluźnieniu. To rozluźnienie postępuje coraz więcej, tak, że w końcu szerokie wstęgi, o zarysach nie wszędzie jednakowo wyraźnych, rozrzucone są w całym jądrze. W tem też stadium rozpoczyna się tworzenie chromozomów; na fig. 7-ej widoczne są w jednych miejscach szerokie wstęgi, w innych — wykształcone już prawie chromozomy, leżące wyraźnie parami.

Dokładna liczba powstających chromozomów jest dosyć trudna do ustalenia z tego względu, że zarysy jednych chromozomów zaznaczają się wcześniej, innych zaś nieco później, zaś całe omawiane stadium trwa względnie krótko. W kilku komórkach, będących w stadium opisywanem, naliczyłam po 20—22 chromozomów, wyraźnie zarysowanych, obok wstęg, leżących jeszcze w jądrze i będących materiałem na wytworzenie pewnej liczby chromozomów.

Liczba chromozomów, przewyższająca dwadzieścia, przemawia za tem, że nie nastąpiło tu zlanie się prochromozomów w stadium wcześniejszem. Konjugacja chromozomów następuje zatem, według wszelkiego prawdopodobieństwa, właśnie w stadium opisywanem, w którym chromozomy leżą wyraźnie parami (fig. 7). Łącząc się z sobą, tworzą one chromozomy podwójne. Ta konjugacja chromozomów występuje dość wyraźnie w niektórych miejscach komórki, przedstawionej na fig. 7. Taką opóźnioną konjugację chromozomów, następującą w tem właśnie stadium, opisuje Tischler (1908) u mieszańca *Mirabilis Jalapa* × *tubiflora* (str. 41).

W związku z zanikiem błonki jądrowej przenikają do cytoplazmy wykształcone już chromozomy, rozmieszczone częściowo pod powierzchnią jądra. Chromozomy są powiązane częściowo przez zawierające chromatynę wstęgi. Gdy tworzenie chromozomów dobiega do końca, leżą one zgrupowane w postaci grubej nici, która kurczy się, osiągając mniej więcej wszędzie jednakową grubość (fig. 8); następnie w odstępach poczynają się pojawiać przewężenia, wskutek czego nić rozpada się na chromozomy.

Na fig. 9 i 10, jak również i w niektórych miejscach na fig. 8-ej widoczny jest ten rozpoczynający się podział. Tam, gdzie cała nić jest już podzielona, możemy policzyć chromozomy wzdłuż nici. Zwykle jest ich trzynaście (fig. 9). Zgodnie z tem diploidalna liczba chromozomów powinna wynosić dwa-

dzieścia sześć, i rzeczywiście liczba ta występuje najczęściej, lecz nie stale. Ilość chromozomów w komórkach macierzystych pyłku jest zmienna i waha się w granicach dość znacznych; znajdujemy bowiem komórki, posiadające mniejszą liczbę chromozomów, np. 18 lub 20, stosunkowo często występuje też liczba 24. Znalazłam również komórki, posiadające większą liczbę chromozomów: jedna z nich liczyła ich 30, druga zaś — 32.

Załączona tabliczka podaje liczby, znalezione w trzydziestu komórkach macierzystych pyłku, leżących w dwóch komorach pyłkowych jednego pylnika:

Liczba chromozomów	18	znaleziona w	1	kom.	macierzystej	pyłku
„	20	„	3	„	macierzystych	„
„	22	„	3	„	„	„
„	24	„	7	„	„	„
„	26	„	14	„	„	„
„	30	„	1	„	„	„
„	32	„	1	„	„	„

Kształt chromozomów jest mniej więcej okrągły, wielkość ich w obrębie każdej komórki macierzystej pyłku jest rozmaita. Na uwagę zasługują występujące często dwa małe chromozomy.

Ponieważ chromozomy są wielkości rozmaitej, więc też i nić, z której powstają one drogą podziału, nie jest na całej swej długości ściśle jednakowo gruba.

Nić gruba, rozpadając się na chromozomy, daje ich zwykle trzynaście — jest to liczba haploidalna, a każdy taki chromozom jest chromozomem podwójnym. Powstawanie chromozomów w liczbie haploidalnej jest dowodem, że musiało przedtem zajść zlanie się prochromozomów, oraz jest potwierdzeniem zaobserwowanego faktu ich konjugacji. W przeciwnym bowiem razie musiałyby powstać chromozomy w liczbie diploidalnej, jak to ma miejsce u tych roślin, u których ani w synapsis, ani w fazach późniejszych nie następuje konjugacja właściwych prochromozomów, jak np. u *Oenothera Lamarckiana* <sup>1)</sup> lub u mieszaińców *Digitalis* <sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Ibid.

<sup>2)</sup> Ibid.



O powstawaniu chromozomów w liczbie diploidalnej mówi Geerts: „Von einem sich paarweise Anordnen während der Präsynapsis von Prochromosomen, welche sich zu einem doppelten Faden ausziehen würden, habe ich nicht gesehen... Ein doppelter Faden wurde niemals wahrgenommen... Wenn während der Synapsis dennoch ein Aneinanderfügen zweier Fäden stattfinden würde, so müsste aus der Synapsis ein dicker Faden heraustreten, welcher nach weiterer Verdickung sich in sieben Doppelchromosomen zerteilen müsste... Es ergibt sich, dass der dicke verkürzte Faden sich in mehr als 7 Teile zerlegt. Es entstehen 14 gesonderte Chromosomen, welche erst nach er sich paarweise anordnen und Doppelchromosomen bilden. Bei der *Oenothera Lamarckiana* findet also keine Aneinanderfügen zweier Fäden während der Präsynapsis und demzufolge kein unmittelbares Hervortreten von Doppelchromosomen statt“ (str. 163 — 165).

U mieszańca *Nicotiana* mamy zatem zjawisko przeciwne pomimo opóźnionej konjugacji. Powstaje z początku trzynaście chromozomów podwójnych, które dzielą się następnie, wytwarzając 26 chromozomów. Na fig. 11 widać chromozomy w liczbie diploidalnej — dwadzieścia pięć w jednej płaszczyźnie optycznej (dwudziesty szósty zaś, leżący wyżej, w innej płaszczyźnie optycznej, tworzy parę z dużym chromozomem, położonym oddzielnie przy ścianie komórki). Część chromozomów nie jest jeszcze całkowicie podzielona — znajdują się one w stadium podziału, co poznać można po charakterystycznej ich postaci; inne, już podzielone, tworzą jeszcze wyraźne pary, przyczem zawsze w jedną parę układają się chromozomy jednakowej wielkości. To samo stadium widzimy na fig. 13-ej, gdzie w jednej płaszczyźnie leży 13 chromozomów podwójnych, bądź całkowicie już podzielonych, bądź w stadium podziału. Podczas gdy jednak w komórce, przedstawionej na fig. 13-ej chromozomy są ułożone prawidłowo w płaszczyźnie równikowej, to na fig. 12-ej widzimy kilka chromozomów, rozrzuconych nieregularnie; chromozomy te pozostają przypuszczalnie poza powstającym właśnie wrzecionem.

Naogół jest tu zjawiskiem częstym, że część chromozomów pozostaje poza wrzecionem. Zdarza się to niekiedy u innych mieszańców bezpłodnych. Zjawiska podobne obserwowane były

przez Juel'a <sup>1)</sup>, Rosenberga <sup>2)</sup>, Haase-Bessell'a, a wyjątkowo i przez Tischler'a (1908). U mieszańca *Nicotiana wrzeciono* to naogół ma wygląd normalny (fig. 13 i 14); nietylko tylko jest to, że chromozomy niejednocześnie opuszczają płaszczyznę równikową i że część ich może pozostawać w cytoplazmie. W porównaniu jednak z odpowiednim stadyum *Ribes Gordonianum* (Tischler), widzimy, że odchylenia te są naogół drobne. Tego typu drobne odchylenia mogą zachodzić, według Tischler'a (1906) nietylko u mieszańców.

Po opuszczeniu płaszczyzny równikowej chromozomy zdążają ku biegunom komórki. Takie stadyum widzimy na fig. 15. Nici kinoplazmy są tu jeszcze widoczne, poza nimi zaś leżą dwa chromozomy, które pozostają w cytoplazmie po pierwszym podziale. Wśród nici kinoplazmy w części środkowej komórki leżą dwie pary chromozomów: pochodzą one przypuszczalnie od jednej pary, której chromozomy poczęły się dzielić wcześniej, niż inne, to jest już w chwili opuszczania płaszczyzny równikowej komórki.

Takie zjawisko wcześniejszego podziału chromozomów daje się obserwować dosyć często, przyczem dzieli się w ten sposób zwykle kilka par chromozomów. Po pierwszym podziale liczba chromozomów w jądrach potomnych bywa bardzo różna, a to z dwóch względów: po pierwsze dlatego, że część chromozomów zostaje w cytoplazmie (lecz bynajmniej nie jakaś ściśle określona ilość), po drugie zaś dlatego, że jedne chromozomy dzielą się już w chwili opuszczania płaszczyzny równikowej komórki, inne zaś dopiero później.

Na fig. 16-ej widoczne są chromozomy, zgrupowane głównie u biegunów komórki — przy każdym biegunie jest ich po 12 — sześć zaś chromozomów leży w cytoplazmie, przyczem jeden z nich położony jest w blizkiem sąsiedztwie tworzącego się jądra, lecz na uboczu.

Pomiędzy podziałem heterotypowym, a mającym nastąpić homeotypowym, przechodzi komórka przez krótkotrwałe stadyum

---

<sup>1)</sup> Beiträge zur Kenntnis der Tetradenteilung. Jahrb. f. wiss. Botanik. Bd. XXV, 1900.

<sup>2)</sup> Über die Tetradenteilung eines Drosera-Bastards. Ber. d. deutsch. Bot. Ges. Bd. 22, 1904. Das Verhalten der Chromosomen in einer hybriden Pflanze. Ibid. Bd. 21, 1903.



interkinezy (fig. 17). W tym krótkotrwałym okresie spoczynku substancja chromatynowa rozmieszczona jest w jądrach potomnych w postaci drobnych kropelek na występującym rusztowaniu z lininy. Niektóre z tych kropelek posiadają drobne wypustki, co nadaje im kształt gwiaździsty. W cytoplazmie widoczne są niekiedy jeszcze chromozomy „pozajądrowe“ w całości, kiedy indziej zaś rozpadają się one na drobne, barwiące się cząstki, pozostające czas jakiś w cytoplazmie, gdzie ulegają wreszcie ostatecznej degeneracji.

Podział homeotypowy następuje wkrótce po heterotypowym. W komórce tworzą się dwa wrzeciona, lecz i przy tym drugim podziale pewna liczba chromozomów pozostaje w cytoplazmie, tak, iż nawet jądra potomne otrzymują liczbę chromozomów nie ściśle jednakową, lecz wahającą się w pewnych granicach.

Fig. 18 i 19 przedstawiają stadya dwóch wrzecion podziału homeotypowego dwóch komórek sąsiadujących. Wrzeciona leżą w płaszczyznach prostopadłych względem siebie. Postać ogólna wrzecion — zwłaszcza na fig. 18-ej — jest zupełnie prawidłowa, — jednak zarówno w jednej komórce, jak i w drugiej, znajdujemy chromozomy, rozrzucone w cytoplazmie. Przytem liczba chromozomów we wrzecionach obu tych komórek jest przypuszczalnie niejednakowa, wrzeciona na fig. 19 mają ich zapewne więcej. W stadyum następnym (fig. 20), gdzie widoczne są chromozomy czterech jąder potomnych, zgrupowane przy ścianach komórki, znajdujemy też chromozomy „pozajądrowe,“ leżące w cytoplazmie. Trzy jądra leżą w jednej płaszczyźnie optycznej, czwarte głębiej; jądra te zawierają niejednakową liczbę chromozomów — po 8 lub 9. Charakterystycznym jest, że chromozomy, leżące w cytoplazmie po tym podziale, pozostają w niej w stanie niezmienionym stosunkowo długo — natomiast u mieszańców *Drosera*, według danych Rosenberga (1904) następuje szybka degeneracja chromozomów w cytoplazmie (str. 49).

Nowoutworzone cztery jądra potomne przechodzą stopniowo w stan spoczynku (fig. 21), a komórka dzieli się na cztery komórki potomne (fig. 23). Jeszcze nawet i w tem stadyum widoczne są leżące w cytoplazmie chromozomy. Dalsze stadya rozwoju komórek pyłkowych obserwowałam tylko przygodnie, na uwagę jednak zeznaje fakt, że stosunkowo często dawała się widzieć degeneracja całej zawartości komórki, już po wykształ-

ceniu tetrad, zaś wytworzone ziarna pyłku były nieforemne, pomarszczone i wszystkie całkowicie bezpłodne.

Z powyższego wynika, że przebieg obu podziałów—zarówno heterotypowego, jak i homeotypowego, naogół niewiele odchyła się od przebiegu normalnego; różnice dają się właściwie sprowadzić do punktów następujących: 1) opóźniona konjugacja chromozomów, 2) zmienna liczba chromozomów w komórkach macierzystych pyłku, 3) pozostawanie części chromozomów w cytoplazmie, zarówno po pierwszym podziale, jak po drugim.

Co się tyczy punktu pierwszego — późnej konjugacji chromozomów, to podobne zjawisko obserwował Tischler (1908) u bezpłodnych mieszańców *Mirabilis Jalapa*  $\times$  *tubiflora* i zanotował je jako jedno z odchyłeń od typu ogólnego (str. 63). „Das Spätaneinanderlegen der Chromosomen, das sich erst in der Diakinese bemerkbar machte“ (str. 42). „Es wird also von mir bei dem *Mirabilis* - Bastarde ein Zusammenlegen von zwei Elementen erst in der Diakinese für wahrscheinlich gehalten, nicht schon in den früheren Stadien. Das gleiche gibt übrigens auch Hans Winkler für *Wikstroemia indica* und Schaffner für *Lilium tigrinum* an.“ Geerts podaje dla *Oenothera* konjugację chromozomów w jeszcze późniejszej fazie: „Es entstehen 14 gesonderte Chromosomen, welche erst nachher sich paarweise anordnen und Doppelchromosomen bilden.“

Haase Bessell wreszcie dochodzi do wniosku na podstawie badań, dotyczących mieszańców *Digitalis*, że u mieszańców tych konjugacja chromozomów nie zachodzi wcale (str. 305)... „Auf dem Höhenpunkt der Diakinese liegen sämtliche Chromosomen unkonjugiert nebeneinander... Die Chromosomen der Bastarde zeigen also im Spirem eine nachlassende Anziehungskraft und konjugieren in der Diakinese nie. Ihre Zahl entspricht der addierten haploiden der Elternarten.“

W konjugacji chromozomów zatem mogą zachodzić odchylenia, notowane niejednokrotnie u mieszańców, przyczem proces ten może opóźniać się w rozmaitym stopniu, tak, iż wreszcie (jak to ma miejsce u mieszańców *Digitalis*, oraz u badanej przez J u e l'a *Syringa rothomagensis*) może zupełnie nie dochodzić do skutku.

Występowanie rozmaitej liczby chromozomów w komórkach macierzystych, oraz pozostawanie po obu podziałach części chro-



mozomów w cytoplazmie obserwował Rosenberg u mieszańca *Drosera* (*Drosera rotundifolia* × *D. longifolia*). Po podziale heterotypowym i homeotypowym część chromozomów pozostaje poza obrębem jąder potomnych.

Oto co mówi Rosenberg o podziale heterotypowym:

„Während dieser Teilung werden jedoch in den meisten Fällen... viele Chromosomen im Cytoplasma zurückgelassen... Die Chromosomen im Cytoplasma werden bald aufgelöst und in späteren Stadien ist nichts mehr davon zu sehen“ (Rosenberg str. 49).

To samo zjawisko notował Juel u całkowicie bezpłodnego mieszańca *Syringa rothomagensis* (*S. vulgaris* × *persica*) i u częściowo bezpłodnej *Syringa vulgaris* (str. 645). „Bei *Syringa vulgaris* habe ich auch zuweilen solche Chromatinkörperchen im Cytoplasma beobachtet, aber weit seltener und in weit geringeren Mengen als bei *S. rothomagensis*. Ich bin daher überzeugt, dass auch dies eine Bildungsabweichung ist, welche von der hybriden Natur dieser Art abhängt und zur Sterilität derselben beiträgt.“

Również i Tischler obserwował pozostawanie chromozomów w cytoplazmie u *Ribes Gordonianum*, autor ten nie przypisuje jednak zjawisku temu znaczenia zasadniczego, jak to czyni Rosenberg i Juel. Każdy z tych obu ostatnich autorów zaś stara się w inny sposób wyjaśnić fakt pozostawiania chromozomów w cytoplazmie. Rosenberg, badając mieszańca, oraz jego formy rodzicielskie, znalazł niejednakową liczbę chromozomów u każdego z rodziców, a mianowicie u *Drosera rotundifolia* liczba chromozomów po redukcji wynosi 10, a u *Drosera longifolia* aż 20. Gdy w komórkach macierzystych pyłku mieszańca następuje konjugacja chromozomów, nie wszystkie chromozomy mogą się powiązać w pary, lecz powstaje tylko 10 par. Nie znajdujące pary chromozomy pozostają w cytoplazmie, gdzie następnie ulegają degeneracji. Przyczyną zatem pozostawiania chromozomów w cytoplazmie, jest według Rosenberg'a niejednakowa liczba chromozomów u obojga rodziców. Ta interpretacja jednak nie da się zastosować do mieszańca *Nicotiana*. Wiemy bowiem, że nić gruba rozpada się tu normalnie na 13 chromozomów podwójnych, które następnie dzielą się, tworząc

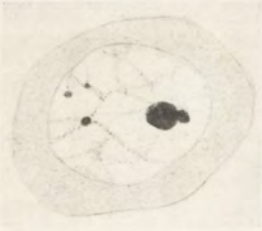
wyraźne pary. Niezależnie od tego po obu podziałach mamy część chromozomów w cytoplazmie, niekiedy nawet wyraźną parę, pozostającą poza jądrem, jak to ma miejsce w komórce, przedstawionej na fig. 16-ej.

Inną interpretację tego zjawiska podaje Juel. Stanowisko jego jest zasadniczo odmienne; autor ten konstatuje fakt pozostawania chromozomów w cytoplazmie, nie wnikając głębiej w istotne przyczyny tego zjawiska i wiążąc je z naturą mieszańca i jego bezpłodnością: „Ich bin daher überzeugt, dass auch dies eine Bildungsabweichung ist, welche von der hybriden Natur dieser Art abhängt und zur Sterilität derselben beiträgt.“ Zastanawiając się natomiast nad znaczeniem i celem tego zjawiska, dochodzi Juel do wniosku następującego: „Auch für das Auftreten von Chromatinkörpern ausselhalb des Kernes habe ich einen Erklärungsversuch. Es sieht nämlich aus als ob hier eine Entmischung der hybriden und also gemischten Kernsubstanz sich vollziehe. Im Kern der Pollenmutterzelle sind die Chromatinsubstanzen zweier Pflanzenarten zugleich vorhanden, die eine wird nun aus dem Kern entfernt, die andere bleibt im Kern, der also nachher nicht mehr hybrider Natur ist, sondern der einem der beiden elterlichen Arten gehört. Dies setzt indessen die Annahme voraus, dass jedes einzelne Chromosom aus einer ungemischten Chromatinsubstanz bestehe, oder m. a. W. dass die Chromatinsubstanz der Eltern sich in der Kernen des Bastardes nicht mischen, sondern nebeneinander bestehen bleiben.“

Nie wdając się na razie w szczegóły, zaznaczę pokrótce, że rozdzielenie cech obojga rodziców następuje u mendlujących mieszańców przy powstawaniu gamet i według zdania większości cytologów stoi w związku z podziałem redukcyjnym. Przy tworzeniu gamet u mieszańców tych niema miejsca jednak wyrzucanie chromozomów. Chociażby zatem nawet późniejsze badania rzeczywiście dowiodły, że chromozomy są nosicielami cech dziedzicznych, to jednak trudno procesowi wyrzucania chromozomów przypisywać znaczenie, nadawane mu przez Juel'a z tej racji, że rozdział idioplazmy obojga rodziców odbywa się wszak w przebiegu normalnym na innej drodze u płodnych mieszańców, których część różnorodnego potomstwa wykazuje powrót do form rodzicielskich. Ponieważ zaś wspomniane odchylenia zachodzą u mieszańców bezpłodnych, lub — w mniejszym stopniu — u ro-



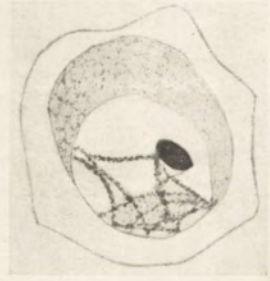




1



2



3



6



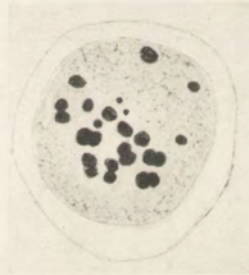
7



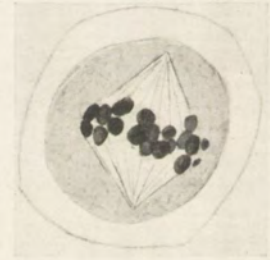
8



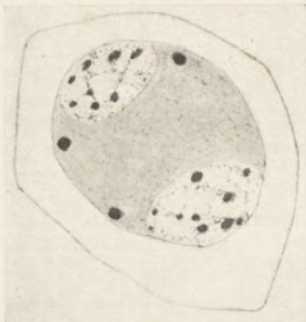
11



12



13



17



18

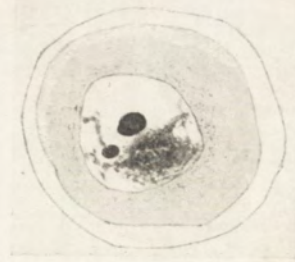


19





4



5



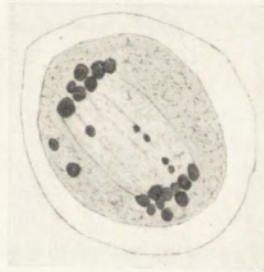
9



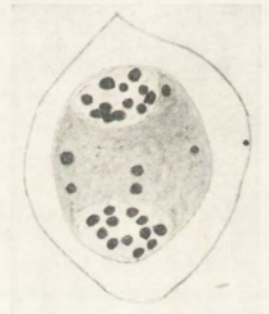
10



14



15



16



20



21



22





ślin częściowo bezpłodnych, możemy powiedzieć na tej zasadzie tyle tylko, że zaobserwowane odchylenia stoją w związku z bezpłodnością i są jej wyrazem.

## Z e S t a c y i G e n e t y c z n e j w M o r a c h .

---

### OBJAŚNIENIE TABLICY.

---

Wszystkie rysunki robione były przy pomocy aparatu rysunkowego Zeiss'a. Obj. apochromat. Zeiss'a, ok. kompens. 8. Tubus 180.

Fig. 1. *Nicotiana atropurpurea* × *silvestris*. Komórka macierzysta pyłku z jądrem w spoczynku.

Fig 2–4 Stadyum praesynapsis.

Fig. 5. Stadyum synapsis.

Fig. 6. Rozluźnienie kłęбка.

Fig 7. Tworzenie się chromozomów i ich konjugacya.

Fig. 8, 9, 10. Rozpad nici grubej na chromozomy.

Fig. 11 i 12. W komórkach macierzystych leżą chromozomy wyraźnie parami, niektóre w stadyum podziału.

Fig. 13 i 14. Wrzeciono. Niektóre chromozomy leżą poza wrzecionem.

Fig. 15 i 16. Po podziale heterotypowym pozostają chromozomy w cytoplazmie.

Fig. 17. Stadyum interkinezy.

Fig. 18 i 19. Podział homeotypowy. Obok dwóch wrzecion leżą w cytoplazmie chromozomy.

Fig. 20, 21, 22, 23 — cztery jądra potomne. W cytoplazmie pozostają chromozomy.

---

Marya Sachs:

**Beitrag zur Cytologie des sterilen Bastardes  
*Nicotiana atropurpurea* × *Nicotiana silvestris*.**

Angemeldet den 21. V. 1917.

Vorgelegt von Z. Wóycicki.

Die meisten Cytologen suchen die Erscheinung der Mendel'schen Spaltung mit dem Reductionsteilungsprozess zu parallelisieren. Weder die Anhänger, noch die Gegner dieser Anschauung gründen ihre Annahmen auf genügenden Angaben. Cytologische Studien über die Bastarden von entfernten Arten und deren gewöhnlich sehr mannigfaltigen Nachkommenschaft könnten wahrscheinlich Licht auf diese Frage werfen. Wenn es sich zeigen würde, dass neue, auf dem Wege der Kreuzung entstandene Formen, sich nicht nur morphologisch, aber auch cytologisch voneinander unterscheiden (d. h. in der Zahl, Form oder Grösse ihrer Chromosomen), und wenn sich diese Unterschiede zu dem Mendeln bestimmter Gene herabführen liessen, so würde man annehmen müssen, dass der Sitz des Idioplasmas sich nicht in den Chromosomen, sondern tiefer befindet.

Da ich einen reichlichen Material der Bastarden vom Tabak und Weizen, die auf der Genetischen Station in Mory kultiviert sind, zur Verfügung habe, habe ich beschlossen, dem Rat von Herrn Dr. E. Malinowski folgend, allmählich cytologische Studien der Elternformen und ihrer Nachkommenschaft im Zusammenhang mit der Erscheinung der Mendel'schen Spaltung durchzuführen. Vorliegende Arbeit, die ursprünglich von Herrn Dr. E. Malinowski angefangen worden ist, und die sich auf die F<sub>1</sub> Generation des Bastardes *Nicotiana atropurpurea* Hort × *N. silvestris* Speg. et Comes bezieht, ist der erste Beitrag von der beabsichtigten Serie.

\* \* \*



Vorliegende Arbeit bringt die Resultate cytologische Untersuchungen, welche die Pollenentwicklung des sterilen Bastardes *Nicotiana atropurpurea* Hort  $\times$  *Nicotiana silvestris* Speg. et Comes. betreffen.

Der Pollen dieses Bastardes ist völlig steril; er besteht aus formlosen runzeligen Körnern; dagegen ist eine gewisse Anzahl der Samenanlagen fertil; nachdem die Blumen des Bastardes mit dem Pollen einer der elterlicher Pflanzen (*N. silvestris*) bestäubt worden waren, entwickelten sich keimungsfähige Samen<sup>1)</sup>.

Die zur Untersuchung bestimmten Antheren in verschiedenen Entwicklungsstadien wurden in starker Flemming'schen Flüssigkeit während 48 Stunden fixiert. Nach genauem Auswaschen im laufenden Wasser wurden die Antheren durch Alkohol und Xylol durchgeführt und dann im Paraffin eingebettet. Die meist 5  $\mu$  dicken Schnitte wurden mit Heidenhain's Eisenhaematoxylin gefärbt.

Bei der Betrachtung eines Antherenquerschnittes im frühen Entwicklungsstadium sehen wir die Pollenmutterzellen, welche sich der Tapetenschicht dicht anschmiegen; ihre Kerne sind im Ruhezustande, sie sind verhältnismässig gross und hell. Im Kern (Fig. 1) lassen sich ein oder mehrere Nucleoli bemerken, welche dunkel gefärbt sind; ringsum sehen wir einen lockeren, schwach gefärbten Netz, auf welchem nur in einigen Stellen dunkler färbare Chromatinanhäufungen auftreten, die den Charakter von Körnchen, eventuell Tröpfchen, besitzen.

Diese Gebilde erinnern mehr an Tröpfchen, ähnlich wie bei dem von Tischler<sup>2)</sup> untersuchten sterilen *Mirabilis*-Bastard (*Mirabilis Jalapa*  $\times$  *M. tubiflora*). Tischler sagt von diesen Gebilden, was folgt: „Das Chromatin liegt in netzigen, oder fä-

---

<sup>1)</sup> Malinowski: On the appearance of new forms in the posterity of hybrids of *Nicotiana atropurpurea*  $\times$  *Nic. silvestris* C. Rend. de la Soc. des Sciences de Varsovie IX An. 1916.

<sup>2)</sup> Zellstudien an sterilen Bastardpflanzen. Arch. f. Zellforschung I. Bd. 1908.

digen Lininmaschen eingebettet und es würde sich nur fragen, ob in „Körnchen-“ oder Tröpfchenform, welches letzteres bekannt Grégoire annimmt. Nach eingehender Durchsicht der betreffenden Präparate muss ich mich dem Louvainer Forscher anschliessen, besonders da man häufig nicht distinkte Granula, sondern „schleimig“ ausgezogene Partikel sieht“ (S. 38).

Im nächsten Stadium treten zahlreichere Chromatintröpfchen im mittleren Teile des Kerns auf, und die Lininfäden sind mehr zusammengezogen (Fig. 2). In diesen Stadien ist die wabige Struktur des Kerns deutlich zu sehen. Die innere Anordnung des Chromatins und Linins zeigt, dass sich der Kern zur Teilung vorbereitet; diese Vorbereitungsstadien können wir als Präsynapsis bestimmen. Die Lininfäden mit dem darin verteilten Chromatin, werden etwas dicker und scheinen in einer Richtung gezogen zu werden; dann häufen sie sich an der Kernwand und schmiegen sich ihr teilweise an (Fig. 3). Auf der Fig. 4 erstrecken sich noch die Fäden von einer Kernwand zur andern, sie bilden schon hier aber charakteristische dichte Anhäufungen, in den Fäden lassen sich deutlich Chromatinteile unterscheiden, welche den ganzen Faden dicht besäen. Allmählich verliert der Faden jede Beziehung zur Kernwand, ballt sich in einer Kerngegend zusammen und bildet einen dicken Knäuel. Die Fig. 5 stellt eben das eigentliche Synapsisstadium dar.

Parallel zu diesen Veränderungen, die im Innern des Kerns auftreten, fängt an die Kernmembran immer weniger deutlich zu werden; stellenweise verschwindet sie sogar vollständig. Gleichzeitig häufen sich die Knäulfäden immer näher des Nucleolus an. Der Faden verdickt sich immer mehr und mehr und nimmt allmählich die charakteristische Perlschnurform an, wobei die Verdickung nicht überall gleichmässig erfolgt (Fig. 6). Tischler<sup>1)</sup>, sowie die meisten Autoren, behauptet, dass die Er-

---

<sup>1)</sup> Über die Entwicklung des Pollens und der Tapetenzellen bei Ribes-hybriden. Jahrb. f. wiss. Botanik Bd. XLII 1906.



scheinung der Fadenverdickung sich nicht befriedigenderweise durch ein Kontraktionsprozess erklären lässt. (S. 552).

„Die Annahme einer Kontraktion des Fadens genügt sicher nicht. Von einer Reihe von Forschern ist neuerdings hier das Zusammenlegen von zwei parallelen zu einem einzigen Faden beobachtet... Dies Verschmelzen... braucht dabei nicht überall zur selben Zeit stattzufinden. Auch ich muss mich diesen Autoren anschliessen“.

Im Gegensatz zu diesen Angaben muss ich bemerken, dass ich nie solch ein Verschmelzen von zwei parallelen Fäden beobachten konnte. Übrigens ist dies keine gesonderte Erscheinung: Tischler, dessen eben citierte Angaben die Reduktionsteilung in den Pollenmutterzellen eines fruchtbaren Bastardes *Ribes intermedium* betreffen, findet dagegen bei sterilen *Mirabilis*-Bastarden (*Mirabilis Jalapa*  $\times$  *tubiflora*) in den betreffenden Stadien der Reduktionsteilung in den Pollenmutterzellen einen einzelnen Faden.

Nach den Angaben von anderen Autoren ist auch von ihnen kein doppelter Faden in den Synapsis beobachtet worden: Geerts<sup>1)</sup> bei *Oenothera Lamarckiana*, Haase-Bessell<sup>2)</sup> bei *Digitalis*-Bastarden.

Schon in der Fig. 6 lässt sich eine Lockerung des Knäuels beobachten. Diese Lockerung schreitet immer weiter, so dass endlich breite, chromatinreiche, nicht überall scharf begrenzte Bänder im Kerne zerstreut liegen. In diesem Stadium fängt die Chromosomenbildung an; auf der Fig. 7 sieht man an einigen Stellen breite Bänder, in anderen — beinahe ausgebildete Chromosomen, die deutlich paarweise liegen.

Die genaue Zahl der entstehenden Chromosomen ist ziemlich schwer festzustellen, da die Umriss der Chromosomen nicht

<sup>1)</sup> Beiträge zur Kenntnis der Cytologie und der partiellen Sterilität von *Oenothera Lamarckiana* Recueil de travaux botaniques Néerlandais. Vol. V 1909.

<sup>2)</sup> Digitalisstudien. Zeitschr. f. indukt. Abstammungs- u. Vererbungslehre Bd XVI 1916.

überall gleichzeitig sichtbar werden, und das ganze Stadium verhältnismässig kurze Zeit dauert. In einigen Zellen, welche sich im betreffenden Stadium befinden, fand ich 20 bis 22 deutlich ausgebildete Chromosomen neben chromatinreichen Bändern, die noch in dem Kerne lagen und die zur Bildung einer gewissen Anzahl Chromosomen noch bestimmt waren.

Die Zahl der entstehenden Chromosomen, die jedenfalls zwanzig übertrifft weist darauf hin, dass es noch keine Verschmelzung von Prochromosomen in früheren Stadien stattgefunden hat. Die Konjugation der Chromosomen kommt also wahrscheinlich eben in diesem Stadium zustande, in welchem die Chromosomen deutlich paarweise liegen (Fig. 7). Indem sie je zwei miteinander verschmelzen, bilden sie Doppelchromosomen. Diese Konjugation der Chromosomen ist ziemlich deutlich in einigen Stellen der Pollenmutterzellen die auf Fig. 7 dargestellt sind, zu beobachten. Solch eine verspätete Chromosomenkonjugation, die eben in dem betreffenden Stadium stattfindet, ist von Tischler 1908 bei einem sterilen *Mirabilis*-Bastarden (*Mirabilis Jalapa* × *tubiflora*) beschrieben worden (S. 41).

Im Zusammenhang mit dem Schwinden der Kernmembran dringen in das Cytoplasma die ausgebildeten Chromosomen ein, Die Chromosomen sind teilweise mit chromatinreichen Bändern vereinigt. Wenn die Chromosomenbildung zu Ende ist, liegen sie alle in Gestalt eines dicken Fadens zusammen gruppiert; der Faden verkürzt sich und erreicht auf seiner ganzen Länge ungefähr dieselbe Dicke (Fig. 8); dann treten Einschnürungen auf und der Faden zerfällt in einzelne Doppelchromosomen. Auf der Fig. 9 und 10, sowie auch an einigen Stellen der Fig. 8 kommt diese beginnende Zergliederung des Fadens zum Vorschein. Da, wo der ganze dicke Faden schon in Chromosomen geteilt ist, können wir sie, längs des Fadens zählen. Gewöhnlich sind sie in der Zahl 13 vorhanden (Fig. 9). Danach soll die diploide Chromosomenzahl 26 betragen, und in der Tat ist es diese Zahl, die wir am häufigsten in den Pollenmutterzellen finden, jedoch nicht im-



mer. Die Chromosomenzahl in den Pollenmutterzellen ist nicht konstant und schwankt in verhältnissmässig weiten Grenzen; wir finden Zellen, deren Chromosomenzahl kleiner ist z. B. 18 oder 20; häufig ist auch die Zahl 24 zu finden. Ich habe auch Zellen gefunden, deren Chromosomenzahl mehr, als 26 beträgt: eine von ihnen zählt 30, eine andere 32 Chromosomen. In der vorliegenden Tabelle wurden Zahlen zusammengestellt, die ich für dreissig Pollenmutterzellen einer Anthere gefunden habe.

Zahl der Chromosomen	18 in	1	Pollenmutterzellen	gefunden		
" "	"	20 in	3	"	"	"
" "	"	22 in	3	"	"	"
" "	"	24 in	7	"	"	"
" "	"	26 in	14	"	"	"
" "	"	30 in	1	"	"	"
" "	"	32 in	1	"	"	"

Die Chromosomen sind ungefähr rundlich, ihre Grösse ist in einer jeden Pollenmutterzelle sehr verschieden; in den Zellen sind oft zwei sehr kleine Chromosomen zu sehen. Da die Chromosomen verschiedene Grösse aufweisen, so ist auch der Faden, welchen sie bilden, nicht auf seiner ganzen Länge genau gleich dick. Bei seiner Teilung gibt der dicke Faden gewöhnlich dreizehn Chromosomen. Es ist die haploide Zahl und jedes Chromosom ist ein Doppelchromosom. Die Entstehung von Chromosomen in der Haploidzahl ist ein Beweis, dass früher eine Konjugation der Prochromosomen stattfinden musste, und deshalb kann sie die beobachtete Tatsache ihrer Konjugation bestätigen. Widrigerfalls hätten ja die Chromosomen in der diploiden Zahl entstehen müssen, wie bei denjenigen Pflanzen, bei welchen weder in der Synapsis noch in späteren Stadien eine Konjugation der eigentlichen Prochromosomen beobachtet wurde, wie z. B. bei *Oenothera Lamarckiana*<sup>1)</sup> oder bei *Digitalis*-Bastarden<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Ibid.

<sup>2)</sup> Ibid.

Geerts sagt folgendes über die Entstehung der Chromosomen in der haploiden Zahl:

„Vor einem sich paarweise Anordnen während der Präsynapsis von Prochromosomen, welche sich zu einem doppelten Faden ausziehen würden, habe ich nichts gesehen... Ein doppelter Faden wurde niemals wahrgenommen... Wenn während der Synapsis dennoch ein Aneinanderfügen zweier Fäden stattfinden würde, so müsste aus der Synapsis ein dicker Faden heraustreten, welcher nach weiterer Verdickung sich in sieben Doppelchromosomen zerteilen müsste. Es ergibt sich, dass der dicke verkürzte Faden sich in mehr als 7 Teile zerlegt. Es entstehen 14 gesonderte Chromosomen, welche erst nachster sich paarweise anordnen und Doppelchromosomen bilden. Bei der *Oenothera Lamarckiana* findet also keine Aneinanderfügung zweier Fäden während der Präsynapsis und demzufolge kein unmittelbares Hervortreten von Doppelchromosomen statt“. (S. 163—165).

Bei dem *Nicotiana*-Bastard haben wir den Gegensatz, trotz der verspäterten Chromosomenkonjugation. Es entstehen zuerst dreizehn Doppelchromosomen, die sich erst später teilen und 26 Chromosomen bilden. Auf der Fig. 11 sieht man die Chromosomen in der haploiden Zahl — fünf und zwanzig liegen in einer optischen Ebene (das sechsundzwanzigste, welches höher, in einer anderen optischen Ebene zu sehen ist, bildet ein Paar mit dem grossen Chromosomen, welches einzeln an der Kernwand liegt). Ein gewisser Teil der Chromosomen ist noch nicht völlig geteilt, sie sind eben im Begriff, sich zu teilen, was nach ihren semmel-förmigen charakteristischen Gestalt zu erkennen ist; andere Chromosomen sind schon geteilt und liegen deutlich paarweise — dabei sehen wir in einem Paar immer zwei gleich grosse Chromosomen. Dasselbe Stadium sehen wir auf der Fig. 13, wo in einer optischen Ebene dreizehn Doppelchromosomen liegen, entweder sind sie schon völlig geteilt, oder in Teilung begriffen. Während aber in der Fig. 12 dargestellten Pollenmutterzelle, die



Chromosomen regelmässig in der Äquatorialplatte angeordnet sind, sehen wir auf der Fig. 11 einige Chromosomen, die unregelmässig zerstreut liegen, diese Chromosomen bleiben wahrscheinlich ausser der eben entstehenden Spindel.

Es kommt hier im allgemeinen häufig vor, dass ein Teil der Chromosomen ausser der Spindel zurückgelassen wird. Dasselbe wurde manchmal auch bei anderen sterilen Bastarden konstatiert. Solche Erscheinungen sind von Juel<sup>1)</sup>, Rosenberg<sup>2, 3)</sup> Hasse-Bessell und ausnahmsweise von Tischler (1908) beobachtet worden. Bei den *Nicotiana*-Bastarden hat die Spindel im allgemeinen ein normales Aussehen (Fig. 13 u. 14); von dem typischen Schema weicht sie aber erstens darin ab, dass die Chromosomen nicht gleichzeitig die Äquatorialplatte verlassen und zweitens, dass ein gewisser Teil von ihnen ausser der Spindel im Cytoplasma zurückbleiben kann. Im Vergleich aber mit den betreffenden Stadien von *Ribes Gordonianum* (Tischler, 1906) sehen wir, dass diese Abweichung klein ist. Solche kleine Abweichungen können, nach der Meinung Tischlers, nicht ausschliesslich bei Bastarden vorkommen.

Nachdem die Chromosomen die Äquatorialplatte verlassen haben, weichen sie auseinander und richten sich gegen die Polen der Zelle. Solche Stadien sehen wir in der Fig. 15. Die Kinoplasmafäden sind hier noch sichtbar, auf der Seite liegen zwei Chromosomen, die nach dieser ersten Teilung im Cytoplasma zurückgeblieben sind. Längs der Kinoplasmafäden in der Mitte der Zelle liegen zwei Chromosomenpaare; sie lassen sich wahrscheinlich von einem Paar ableiten, dessen Chromosomen sich früher, als die anderen zu teilen begonnen haben, d. h. im

---

<sup>1)</sup> Beiträge zur Kenntnis der Tetradenteilung. Jahrb. f. wissenschaftliche Botanik Bd XXXV 1900.

<sup>2)</sup> Rosenberg. Über die Tetradenteilung eines *Drosera*-Bastards. Ber. d. deutschen botan. Gesellschaft Bd 22 1904.

<sup>3)</sup> Rosenberg. Das Verhalten der Chromosomen in einer hybriden Pflanze. Ber. d. deutsch. botan. Ges. Bd 21 1903.

Moment, wo sie die Äquatorialplatte verlassen haben. Solch eine Erscheinung der früheren Teilung einiger Chromosomen lässt sich ziemlich oft beobachten — gewöhnlich teilen sich früher mehrere Chromosomenpaare. Nach der heterotypen Teilung ist die Chromosomenzahl in den beiden Tochterkernen sehr verschieden und das aus zwei Gründen: erstens, weil ein Teil der Chromosomen im Cytoplasma zurückgelassen wurde, doch keine streng bestimmte Zahl, zweitens, weil manche Chromosomen früher zur Teilung kamen d. h. schon im Moment, wo sie die Äquatorialplatte der Zelle verlassen haben, während die meisten noch ungeteilt blieben. Auf der Fig. 16 sieht man Chromosomen, die hauptsächlich an den Polen der Zelle gruppiert sind — an den Polen sehen wir je 12, und im Cytoplasma sechs Chromosomen liegen, von denen ein in den Nähe eines der Tochterkerne liegt, ihm aber nicht gehört.

Zwischen der heterotypen und der homöotypen Teilung, die bald erfolgen soll, durchläuft die Zelle das kurz währende Interkinese-Stadium (Fig. 17). In diesem kurzen Ruhestadium ist die Chromatinsubstanz in den Tochterkernen in Form von Tröpfchen in dem wieder zum Vorschein kommenden Liningerüst verteilt. Einige von diesen Tröpfchen besitzen kleine Ausläufer, was ihnen ein sternförmiges Aussehen verleiht. Im Cytoplasma sind noch manchmal zersprengte Chromosomen sichtbar, manchmal dagegen zerfallen sie in kleine, färbbare Teilchen, welche noch eine Zeitlang zu beobachten sind, ehe sie eine Degeneration erleiden.

Die homöotype Teilung erfolgt bald nach der heterotypen. In der Zelle werden zwei Spindel ausgebildet; auch nach der zweiten Teilung wird eine gewisse Anzahl Chromosomen im Cytoplasma zurückgelassen, so dass die vier Enkelkerne keine genau gleiche Chromosomenzahl bekommen. Fig. 18 und 19 stellen das Stadium von zwei Spindel der homöotypen Teilung zweier benachbarten Zellen dar. Die Spindel liegen in senkrechten Ebenen zueinander. Die allgemeine Gestalt der Spindel ist —



hauptsächlich auf der Fig. 18 — völlig normal, doch in der einen Zelle, sowie in der anderen finden wir zersprengte Chromosomen im Cytoplasma liegen. Auch ist die Chromosomenzahl in beiden Pollenmutterzellen nicht gleich; in den Spindeln der Fig. 19 sind sie wahrscheinlich in grösserer Zahl vorhanden. Im nächsten Stadium (Fig. 20) wo die Chromosomen der Enkelkerne sichtbar sind, sehen wir auch im Cytoplasma zersprengte Chromosomen. Drei Enkelkerne liegen in einer optischen Ebene, der vierte tiefer; die Enkelkerne besitzen eine ungleiche Chromosomenzahl—je 8 oder 9. Es ist bemerkenswert, dass die zersprengten Chromosomen im Cytoplasma ziemlich lange Zeit unverändert verbleiben; dagegen findet bei den *Drosera*-Bastarden nach den Angaben von Rosenberg eine schnelle Degeneration der Chromosomen im Cytoplasma statt. (S. 49).

Die vier neugebildeten Enkelkerne gehen allmählich in den Ruhezustand über (Fig. 21) und die ganze Pollenmutterzelle teilt sich in vier Zellen (Fig. 22). Sogar in diesem Stadium sind noch Chromosomen im Cytoplasma sichtbar.

Weitere Entwicklungsstadien des Pollens wurden von mir nur gelegentlich beobachtet; hervorzuheben wäre noch, dass sich eine Degeneration des ganzen Zellinhaltes schon nach der Tetradenausbildung oft beobachten lässt, und die ausgebildeten Pollenkörner formlos und gerunzelt und alle völlig steril sind.

Aus der obigen Beschreibung der Teilungsprozesse resultiert, dass der Verlauf beider Teilungen, der heterotypen, sowie der homöotypen, im allgemeinen wenige Abweichungen von einem normalen Verlauf aufweist. Die Unterschiede lassen sich in folgenden Punkten zusammenfassen: 1) Die verspätete Chromosomenkonjugation, 2) eine wechselnde Chromosomenzahl den Pollenmutterzellen, 3) das Zurückbleiben einer Anzahl Chromosomen nach der ersten sowie nach der zweiten Teilung.

Was die erste Abweichung anbetrifft — nämlich der verspätete Chromosomenkonjugation, so ist eine ähnliche Erscheinung

von Tischler (1908) bei sterilen Bastarden von *Mirabilis Jalapa*  $\times$  *tubiflora* beobachtet worden und als eine Abweichung von dem Schema beschrieben: (S. 63). „Das Spätaneinanderlegen der Chromosomen, das sich erst in der Diakinese bemerkbar machte“. (S. 42). „Es wird also von mir bei dem *Mirabilis*-bastarde ein Zusammenlegen von zwei Elementen erst in der Diakinese für wahrscheinlich gehalten, nicht schon in den früheren Stadien. Das gleiche gibt übrigens auch Hans Winkler für *Wikstroemia indica* und Schaffner für *Lilium tigrinum* an“. Geerts gibt für *Oenothera* eine Konjugation der Chromosomen in einem noch späteren Stadium an. (S. 164). „Es entstehen 14 gesonderte Chromosomen, welche erst nachher sich paarweise anordnen und Doppelchromosomen bilden“. Hasse-Bessell behauptet auf Grund ihrer Untersuchungen, dass bei den *Digitalis*-Bastarden überhaupt in den betreffenden Stadien keine Konjugation von Chromosomen stattfindet: (S. 305). „Auf dem Höhepunkt der Diakinese liegen sämtliche Chromosomen unkonjugiert nebeneinander... Die Chromosomen der Bastarde zeigen also im Spirem eine nachlassende Anziehungskraft und konjugieren in der Diakinese nie. Ihre Zahl entspricht der addierten haploiden der Elternarten“.

In der Konjugation der Chromosomen können also Abweichungen vorkommen, die mehrmals für verschiedene Bastarde notiert worden sind, wobei sich dieser Prozess in verschiedenem Grade verspättern kann, so dass er endlich gänzlich ausbleiben kann, wie bei den *Digitalis*-Bastarden, oder auch bei der von Juel untersuchten *Syringa 1othomagensis* der Fall ist.

Das Auftreten verschiedener Chromosomenzahlen in der Pollenmutterzellen, sowie das Zurückbleiben einer gewissen Anzahl Chromosomen im Cytoplasma beobachtete Rosenberg bei den Bastarden von *Drosera rotundifolia*  $\times$  *longifolia*. Nach der heterotypen und homöotypen Teilung ist ein Teil der Chromosomen im Cytoplasma zu sehen. Über das Zurückbleiben der Chromosomen im Cytoplasma nach der heterotypen Teilung sagt



Rosenberg: „Während dieser Teilung werden jedoch in den meisten Fällen viele Chromosomen im Cytoplasma zurückgelassen... Die Chromosomen im Cytoplasma werden bald aufgelöst und in späteren Stadien ist nicht mehr davon zu sehen“ (Rosenberg s. 49).

Dieselbe Erscheinung wurde von Juel bei dem völlig sterilen Bastarden *Syringa rothomagensis* (*S. vulgaris* × *persica*) sowie bei der teilweise sterilen *Syringa vulgaris* beobachtet (S. 645). „Bei *Syringa vulgaris* habe ich auch zuweilen solche Chromatinkörperchen im Cytoplasma beobachtet, aber weit seltener und in weit geringeren Mengen, als bei *S. rothomagensis*. Ich bin daher überzeugt, dass auch dies eine Bildungsabweichung ist, welche von der hybriden Natur dieser Art abhängt und zur Sterilität derselben beiträgt“.

Auch von Tischler wurden Chromosomen im Cytoplasma bei *Ribes Gordonianum* beobachtet, dieser Forscher aber sieht in dieser Abweichung keine Erscheinung von prinzipieller Bedeutung, im Gegensatz zu Rosenberg und Juel. Jeder von diesen letzten Autoren erklärt anders die Erscheinung des Zurückbleibens der Chromosomen im Cytoplasma. Bei der Untersuchung des Bastardes, sowie seiner Elternformen fand Rosenberg eine ungleiche Chromosomenzahl beiden Eltern: bei *Drosera rotundifolia* beträgt die haploide Chromosomenzahl 10, bei *Drosera longifolia* dagegen — 20. Wenn in den Pollenmutterzellen des Bastardes die Chromosomenkonjugation erfolgt, können nicht alle Chromosomen in Paaren gebunden werden, es entstehen nur 10 Paare. Diejenigen Chromosomen, die sich in Paaren nicht binden konnten, bleiben im Cytoplasma zurück, wo sie einer Degeneration verfallen. Die Ursache des Zurückbleibens der Chromosomen im Cytoplasma liegt also, nach Rosenberg, in der ungleichen Chromosomenzahl beider Eltern. Diese Erklärung aber kann für den *Nicotiana*-Bastard nicht gelten; wir wissen, dass der dicke Faden hier in 13 Doppelchromosomen zerfällt, die sich in einzelne Chromosomen teilen, welche deutliche Paare bilden.

Unabhängig davon haben wir nach beiden Teilungen zersprengte Chromosomen, manchmal sogar deutliche Chromosomenpaare im Cytoplasma zerstreut, wie z. B. in der auf Fig. 17 dargestellten Zelle.

Einen anderen Erklärungsversuch gibt J u e l an. Sein Standpunkt ist völlig verschieden: dieser Autor stellt die Erscheinung des Zurückbleibens der Chromosomen im Cytoplasma fest, ohne die wesentlichen Ursachen dieser Erscheinung zu erörtern, indem er sie mit der hybriden Natur und Sterilität des Bastarden vereinigt: „Ich bin daher überzeugt, dass auch dies eine Bildungsabweichung ist, welche von der hybriden Natur dieser Art abhängt und zur Sterilität derselben beiträgt“.

Indem J u e l die Bedeutung und den Ziel dieser Erscheinung bespricht, kommt er zu folgendem Schluss: „Auch für das Auftreten von Chromatinkörpern ausserhalb des Kerns habe ich einen Erklärungsversuch. Es sieht nämlich aus, als ob hier eine Entmischung der hybriden und also gemischten Kernsubstanz sich vollziehe. Im Kern der Pollenmutterzelle sind die Chromatinsubstanzen zweier Pflanzenarten zugleich vorhanden, die eine wird nun aus dem Kern entfernt, die andere bleibt im Kern, der also nachher nicht mehr hybrider Natur ist, sondern der einen der beiden elterlichen Arten gehört. Dies setzt indessen die Annahme voraus, dass jedes einzelne Chromosom aus einer ungemischten Chromatinsubstanz bestehe, oder m. a. W. dass die Chromatinsubstanz der Eltern sich in den Kernen des Bastardes nicht mischen, sondern nebeneinander bestehen bleiben“.

Ohne auf die Einzelheiten einzugehen, will ich vorläufig nur bemerken, dass bei mendelnden Bastarden eine Spaltung der Merkmale beider Eltern bei der Bildung der Kerne in den Gameten stattfindet was nach der Meinung der meisten Cytologen im Zusammenhang mit der Reduktionsteilung steht. Bei der Gametenbildung dieser Bastarde aber findet keine Zersprengung der Chromosomen statt. Würden daher auch spätere Untersuchungen wirklich beweisen, dass die Chromosomen als Träger der er-



blichen Eigenschaften aufgefasst werden können, so wäre es doch unmöglich dieser Chromosomenzersprengung die von Juel gegebene Bedeutung zuzuschreiben; die Trennung des Idioplasmas beider Eltern geschieht ja im normalen Verlauf auf einem anderen Wege bei fruchtbaren Bastarden, deren verschiedenartige Nachkommenschaft teilweise zu den elterlichen Formen zurückkehrt.

Da aber die erwähnten Abweichungen bei sterilen Bastarden, oder in schwächerem Grade bei teilweise sterilen Pflanzen zu beobachten sind, so können wir nur sagen, dass diese Abweichungen im Zusammenhang mit der Sterilität stehen und als ihr Ausdruck betrachtet werden können.

Genetische Station in Mory.

### TAFELERKLÄRUNG.

Alle Zeichnungen sind mit Hilfe des Zeichenapparaten v. Zeiss gezeichnet worden. Vergrößerung: Apochromat Obj. Zeiss. Kompensationsok. 8. Tubuslänge 180.

Alle Figuren stellen Teilungsstadien der Pollenmutterzellen v. *Nicotiana atropurpurea* × *silvestris* dar.

Fig. 1 Zelle mit ruhendem Kerne.

Fig. 2—4 Präsynapsisstadium.

Fig. 5. Synapsis.

Fig. 6. Knäuellockerung.

Fig. 7 Chromosomenbildung und ihre Konjugation.

Fig. 8, 9, 10. Zerfall des dicken Fadens in Chromosomen.

Fig. 11—12. In den Pollenmutterzellen liegen die Chromosomen deutlich paarweise, einige in Teilung begriffen.

Fig. 13—14. Spindel der heterotypen Teilung. Einige Chromosomen liegen ausser der Spindel.

Fig. 15 und 16. Nach der heterotypen Teilung bleiben die Chromosomen im Cytoplasma zurück.

Fig. 17. Interkinese.

Fig. 18 und 19. Homöotype Teilung. Neben den beiden Spindeln liegen im Cytoplasma Chromosomen.

Fig. 20, 21, 22, Vier Enkelkerne. Im Cytoplasma werden Chromosomen zurückgelassen.

13. K. Szokalski:

## **Badania nad czynnościami śledziony. Część II.**

Komunikat zgłoszony dn. 15 maja 1917 r.

Przedstawił K. R z ę t k o w s k i.

### **Odporność krwi względem hypotonicznych rozczyków soli kuchennej (tabl. III-a).**

Do badań nad wpływem splenektomii na odporność krwinek czerwonych względem hypotonicznych rozczyków soli kuchennej użyłem 12 królików i 8 psów oraz badałem krew jednego człowieka. Wnioski moje co do tego są następujące:

1. W pierwszych dniach po splenektomii odporność krwi zarówno u psów jak i u królików nie ulega widocznej zmianie.
2. Po upływie dłuższego czasu minimum odporności ( $H_3$ ) dość znacznie wzrasta, co wyraźniej uwydatnia się u królików, nieznacznie też ulega zwiększeniu odporność maximum ( $H_3$ ).
3. U człowieka w początku występuje znaczne wzmoczenie odporności, po pewnym jednak czasie stosunki wracają do normy.
4. Laparotomia nie wywiera żadnego wpływu na odporność krwi.

### **Odporność krwi z tętnicy i żyły śledziony oraz z żyły usznej (tabl. IV).**

Wobec bardzo utrudnionej techniki przeprowadziłem tylko pięć badań.

Odporność krwi z tętnicy śledzionowej okazała się nieco większą, zwłaszcza uwydatniła się różnica przy określaniu  $H_2$ .



Tablica III.

Odporność krwi przed splenektomią i po splenektomii (króliki, psy, człowiek).

	K R Ó L I K I			P S Y								
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>						
№ 1 Przed. 24 godzin po. 7 dni po. 74 dni po.	№ 5			№ 10			№ 7					
	62-58-48	64	40	48	46	34	46	44	36	54	50	40
	przed . . .	przed . . .	przed splen. po 8 dn.	przed . . .	przed splen. po 8 dn.	przed splen. po 8 dn.	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .
№ 2 Przed. 3 dni po. 10 dni po. 63 dni po.	№ 6			№ 11			№ 8					
	62	54	40	48	46	34	46	42	30	48	44	36
	przed . . .	przed . . .	przed spl. *) po 2 tyg. **) po 3 tyg. ***)	przed . . .	przed splen. po 24 dn.	przed splen. po 24 dn.	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .
№ 3 Przed. po 5 dniach . po 64 dniach .	№ 7			№ 12			Człowiek					
	58	54	40	44	40	32	38	36	34	52	42	44
	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .
№ 4 Przed. po 2 dniach . po 14 dniach . po 18 dniach . po 59 dniach . po 86 dniach .	№ 8			*) Krwinki przemyte 3 razy.			№ 4			splenektomia		
	58	50	40	60	54	42	40	38	24	40	38	24
	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .	przed . . .
*) Krwinki przemyte 3 razy. **) Krwinki nie przem. ***) Krwinki przemyte 3 razy.												

Tablice IV.

O d p o r n o ś ć k r w i

	Arteria			Vena			Vena auricularis			U W A G I
	S p l e n i c a						H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>				
Pies № I . . . . .	?	?	?	42	?	34	38	36	34	pies normalny
Pies № II . . . . .	—	—	—	46	42	32	48	44	30	pies normalny
Pies № III . . . . .	68	62	30	70	68	30	—	—	—	po uprzednim zastrzyknięciu 6 cm. surowicy hemolitycznej
Pies № IV (powtór.).	62	52	34	64	54	32	—	—	—	ten sam pies w dziesięć dni później
Pies № IV . . . . .	44	40	32	—	—	—	46	42	34	pies normalny



## Wpływ surowicy hemolitycznej na odporność krwi zwierząt normalnych, splenektomizowanych i laparotomizowanych.

W celu wyjaśnienia roli śledziona w procesach hemolitycznych zastrzykiwałem zwierzętom pozbawionym śledziona, laparotomizowanym i służącym do kontroli surowicę hemolityczną. Nieliczne prace wykonywane dotychczas w tym celu dały wyniki rozbieżne. Większość jednak autorów przypuszcza, że dla wywołania hemolizy i żółtaczkę niezbędnym jest wprowadzenie do ustroju zwierzęcia pozbawionego śledziona dwu — a nawet trzykrotnie większej dawki ciał hemolitycznych niż zwierzętom normalnym. Co się tyczy regeneracji krwi, nowsze prace wykonane w Instytucie doświadczalnej medycyny im. Rockefeller'a w New-Yorku wykazują, że pomimo występowania u splenektomizowanych psów mniejszej żółtaczkę, większej odporności krwinek anemii jest złośliwszą i dłużej trwa.

Z badań nad wpływem surowicy hemolitycznej zasługują na uwagę prace szkoły Banti'ego. Psy i króliki prof. Banti'ego pozbawione śledziona znacznie lepiej znosiły wstrzykiwania surowicy hemolitycznej niż wzięte do kontroli.

Biorąc pod uwagę wynik moich poprzednich badań nad wpływem śledziona na wytwarzanie się hemolizyn, w których dowiodłem — na świnkach morskich, że zwykła laparotomia wywołuje zahamowanie hemolizy, jak i splenektomia, przeprowadziłem badania nad działaniem surowicy hemolitycznej na zwierzęta splenektomizowane, laparotomizowane i wzięte do kontroli.

W pierwszej seryi doświadczeń (patrz tab. № Va), h. c. i d. otrzymałem wyniki następujące:

1. Obadwa króliki laparotomizowane zdechły po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej, gdy natomiast splenektomizowany i kontrola utrzymały się przy życiu.

2. Królik splenektomizowany wykazał większą odporność względem surowicy hemolitycznej, u laparotomizowanego i kontroli odporności krwinek czerwonych wybitnie zmniejszyła się.

3. Restitutio ad integrum co do obrazu krwi u królika kontroli zaczęła się po 20 dniach, u splenektomizowanego — po 11 dniach.

4. Zastrzykiwanie surowicy hemolitycznej wywołuje u królików nieznaczną chwilową leukopenię, po której występuje leukocytoza.

Tablica V a.

Odporność krwi królika splenektomizowanego po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 1:30; zastrzyknięto 1.1 cm.; waga 2350 gr.

	O d p o r n o ś ć			K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
	15/IX splenektomia:	40	38	26	3,680,000	11,500
22/IX . . . . .	56	50	32	4,800,000	5,200	60
po zastrzyknięciu w godzinę . . . . .	48	44	24	2,400,000	14,500	25
po 4 dniach . . . . .	?	?	?	3,800,000	11,200	55
po 11 dniach . . . . .	42	40	26	3,520,000	4,000	55
po 19 dniach . . . . .	44	40	28	5,000,000	4,900	63
po 32 dniach . . . . .	50	40	32	4,500,000	6,600	90%
po 80 dniach . . . . .						

Tablica V d.

Odporność krwi po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej królikowi laparotomizowanemu. Sur. hemol. 1:30; waga 1910 gr., zastrzyknięto 0.9 sur. hemolit.

	O d p o r n o ś ć			K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
	17/IX laparotomia:	44	42	32	3,200,000	12,800
20/IX . . . . .	82	76	50	?	?	?
w godzinę po zastrzykn. surow. . . . .	k r ó l i k z d e c h ł					
w 24 godziny . . . . .						



Таблица V б.

Odporność krwi królika — kontroli po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 1:30; zastrzyknięto 1.2 cm. surowicy; waga króla 2270 gr.

	O d p o r n o ś ć			K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
	19/IX. Przed zastrzyknięciem .	48	44	34	5,000,000	7,700
w godzinę po zastrzyknięciu .	72	62	46	3,000,000	6,000	45
po 24 godzinach. . . . .	74	66	38	2,200,000	11,800	27
po 8 dniach. . . . .	42	38	28	3,600,000	4,800	40
po 23 dniach. . . . .	?	?	?	1,400,000	4,000	40
po 20 dniach. . . . .	46	44	30	4,480,000	5,400	45
po 33 dniach. . . . .	46	42	32	5,000,000	5,700	50
po 77 dniach. . . . .	54	50	32	4,200,000	5,400	55

Таблица V в.

Odporność krwi królika laparotomizowanego (№ 2) po zastrzyknięciu sur. hemolitycznej 1:30, waga 2445 gr., zastrzyknięto 1.2 sur. hemol.

	O d p o r n o ś ć			K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
	25/IX laparotomia . . . . .	44	40	32	4,500,000	5,500
27/IX . . . . .	48	42	30	5,000,000	5,500	55%
w godzinę po zastrzyknięciu. .	?	?	?	3,200,000	6,000	40%
po 24 godzinach. . . . .	królik	zdechł		—	—	—

Serya druga doświadczeń dotyczyła badań podobnych do poprzednich nad psami. Surowicę hemolityczną zastrzyknięto dwum psom splenektomizowanym, jednemu laparotomizowanemu i dwum użytym do kontroli.

Z tej seryi doświadczeń otrzymałem wyniki następujące: (patrz tabl. VIa, b, c, d i e).

1. Po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej zdechł pies kontrola w 16 godzin, pies laparotomizowany po sześciu dniach, pozostały zaś przy życiu obadwa splenektomizowane i jeden pies kontroli.

2. Krwinki czerwone psów laparotomizowanych i psów kontroli wykazały po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej znaczne zmniejszenie odporności względem rozczynów hypotonicznych soli kuchennej, z psów splenektomizowanych jeden wykazał obniżenie dość znaczne odporności krwinek czerwonych, drugi — bardzo mało uchwytne.

3. Co się tyczy cech anemii spowodowanej działaniem surowicy hemolitycznej, to u psa splenektomizowanego cechy te trwały jeszcze w 50 dniu po wprowadzeniu surowicy hemolitycznej, gdy u psa kontroli pozostałego przy życiu w kilka dni nastąpiło *restitutio ad integrum*, nawet wzmożenie się liczby krwinek czerwonych.

4. Zaraz po zastrzyknięciu liczba wielojądrowych wzrasta, jednojądrowe prawie zupełnie znikają.

5. Po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej u psów występują objawy cechujące anafilaksyę — wymioty, prężenia kończyn i drgawki. Objawy te u psa splenektomizowanego № 1 zupełnie nie wystąpiły.



Odporność krwi psa splenektomizowanego (№ 1) po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 1 : 20 — 3 cm.

	Odporność			Krwinki		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
	1/III. Splenektomia:					
w 24 godzin po operacji . . .	48	44	38	—	—	—
w 3 dni po splenektomii. . .	—	—	—	6,000,000	—	100
6/III. Zastrzykn. surowicę hem.:						
w 4 godzin po zastrzyknięciu.	70	66	46	—	—	—
w 24 godzin po . . .	88	78	54	5,200,000	—	80
w 4 dni po . . .	88	70	46	3,000,000	—	65
w 11 dni po . . .	68	64	26	1,320,000	22,900	38
w 27 dni po . . .	64	60	26	3,600,000	12,600	50
w 50 dni po . . .	54	52	28	2,800,000	8,100	35

Wiel. 83 J 15 Eozyn. 2  
Wiel. 97 Jedn. 2 Enozyn. 21

Wiel. 66 J 20 nor. prz. 10 E 4  
Wiel. 85 J 9 przejśc. 6  
Pojkilocyty, normoblas.  
Wiel. 78 Jed. 18 przej. 4.

Odporność krwi psa — kontroli (№ 1) po zastrzyknięciu 3 cm. surowicy hemolitycznej 1 : 20.

	Odporność			Krwinki	
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	Hg
	Przed zastrzyknięciem . . . . .	50	48	38	5,000,000
w 3 godziny po zastrzyknięciu.	82	76	48	?	
w 16 godzin . . . . .	P i e s z d e c h ł				

Tablica VIc.

Odporność krwinek czerwonych u psa splenektomizowanego (№ 2) po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 1:20 — 3 cm.

	Odporność			K r w i n k i			Hg
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg	
10/III 16. . . . .	38	36	34	5,000,000	16,000	—	Wiel. 67 Jed. 29 Eoz. przej. 2
11/III 16. Splenektomia:							
w 5 dni po splenektomii . . .	38	34	30	5,300,000	40,000	—	Wiel. 80 Jed. 10 Eoz. przej. 5
w 10 dni po " . . .	38	36	28	—	18,300	—	Wiel. 88 Jed. 9 Eoz. przej. 1
w 50 dni po " . . .	52	42	24	4,000,000	14,000	65	
Zastrzyknięto sur. hemolit.:							
w 24 godzin po zastrzyknięciu.	58	50	24	—	—	—	
w cztery dni . . . . .	54	46	24	3,000,000	26,000	—	Wiel. 49 Jed. 42 Eoz. 2 prz. 2

Pies został zabity w celu zbadania prepar. anatomicznych mikroskopowych.

Tablica VIa.

Odporność krwinek czerw. psa kontroli (№ 2) po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 1:20 — 3 cm.

	Odporność			K r w i n k i			Hg
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg	
W 3 godziny po zastrzyknięciu.	78	70	48	1,500,000	—	—	Wiel. 78 Jedn. 16 Eoz. 2
w 2 dni po " . . .	78	70	52	—	—	—	przej. 4, norm. płytki Bizz.
w 12 dni po " . . .	80	56	34	4,400,000	40,000	—	



Tablica VIe.

Odporność krwi psa laparotomizowanego po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 1:20 — 3 cm.

	Odporność			K r w i n k i			Hg
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	?	
Przed zastrzyknięciem . . . . .	44	36	30	4,300,000	?	60	
Po zastrzyknięciu w 3½ godz. . .	70	56	38	?	?	?	
" " w 24 godz. . . . .	88	80	42	3,200,000	—	30	
" " w 48 godz. . . . .	86	84	44	—	—	25	
" " w 6 dni . . . . .	88	78	36	8,000,000	—	20	

Wiel. 76 Jed. 14 prz. 8 Eoz. 2  
 Wiel. 76 Jed. 10 przej. 14,  
 polichrom., pojiloc., płytk.  
 makro i mikrocyty, normobl.

Siódmego dnia pies zdechl.

Trzecia serya doświadczeń na psach dała wyniki następujące: patrz Tabl. VII (a, b, c, d, e, f i g).

1. Po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej zdechły psy: splenektomizowany (№ 1), laparomizowany № 1 i kontrola № 1. Należy zwrócić uwagę, że pies splenektomizowany № 1 miał wprowadzoną surowicę hemolityczną do ustroju w 12 dni po splenektomii, a zatem w okresie, gdy inne organy mogły zdążyć wytworzyć w sobie własność śledziona.

2. Bardzo wybitne zmniejszenie odporności krwinek czerwonych wystąpiły u psów laparotomizowanych № 1 i № 2, u kontroli № 2 i niezbyt znaczne u splenektomizowanym № 1 wraz u kontroli № 11, słabe — u psa splenektomizowanego № 2.

3. U psa splenektomizowanego № 2 wybitna anemia po wprowadzeniu surowicy hemolitycznej trwała do 38 dni, u laparotomizowanego № 2 restitutio ad integrum można liczyć w 12 dni po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej.

4. W kilka godzin po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej występuje wybitna leukopenia, przechodząca po kilkunastu godzinach w bardzo dużą leukocytozę stwierdzaną jeszcze po 17 dniach.

5. Pod wpływem surowicy hemolitycznej w kilka godzin po wprowadzeniu jej do krwi w moczu ukazują się barwki żółciowe.

6. U wszystkich psów daje się stwierdzić przyrost wielojądrowych ciałek białych.



Таблица VII a.

2 serya doświadczeń z surow. hem. Odporność krwinek czerw. psa splenektomizowanego (№ 1) przed i po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 1:25—2.5 cm. Waga psa 4.3 kilogr.

	Odporność			K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
	2/II 16 . . . . .	40	38	24	4,000,000	11,800
5/II . . . . .	40	36	24	3,000,000	31,000	50
14/II . . . . .	48	42	24	4,500,000	23,000	72
	S p l e n e c t o m i a					
	Zastrzyknięto surowicę hemolityczną					
w 3 godz. po zastrz.	86	72	40	8,000,000	2,400	25

Psu temu dwukr. przedtem była wypuszczana krew, polichromatof., kilka normobl. Wiel. 85, Jed. 12, E. 1, p. 2.

Wiel. 91, Jedn. 7, Przej. 1, Eozyn. 1.

Wielojądr. 65, Jednodr. 35, normobl. W moczu barwniki żółciowe.

Autopsya: wszystkie organy z wyjątkiem śledziony nadzwyczajnie zanemizowane.

Komplementu we krwi nie udało się wykryć przed zastrzyknięciem i po zastrzyknięciu.

Tablica VII b.

Odporność krwinek czerw. psa splenektomizowanego (№ 2) przed i po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 1:25. Zastrzyknięto 2.8 cm. Waga psa 5.2 kilogr.

	Odporność			K r w i n k i			
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	białe		Hg	
				czerwone			
7/II przed splenekt.	48	42	34	4,000,000	11,000	80	Wiel. 67, Jedn. 28, Eozyn. 4, przejj. 1.
8/II na 2 dz. po splen.	46	44	32	8,000,000	35,000	95	Wiel. 91, Jedn. 6, przejjsc. 3.
Zastrzyknięto 2.5 surowicy hemolitycznej							
w 6 g. po zastrzyk.	66	54	32	—	—	—	
w 24 g. po „	60	48	36	6,000,000	22,200	75	Wiel. 95, Jedn. 4, prz. 1; dużo krwinek czerwonych w stawie rozpadn.
w 3 dni po „	68	56	34	6,000,000	25,000	60	Wiel. 91, Jedn. 8, przejjsc. 1.
w 17 dni po „	68	56	32	2,900,000	22,100	30	Wiel. 75, Jedn. 10, Eozyn. 1, prz. 14, dużo megalocytów.
w 39 dni po „	46	40	26	3,280,000	7,700	40	



Tablica VIIc.

Odporność krwinek czerw. psa laparotomizowanego (№ 1) przed i po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 2.6 cm. surowicy hemol. 1:25. Waga psa 5 kilogr.

	Odporność			K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>g</sub>	K r w i n k i		Hg
				czerwone	białe	
10/II. Przed laparot.	48	44	36	7,500,000	10,000	80
Na drugi dzień po laparot. i wyc. oment.	50	46	34	5,000,000	33,000	85
w 4 godz. po zastrz. surowicy hemolitycz.	94	74	48	8,000,000	2,100	65
w 4½ godziny. . . . .	P i e s z d e c h ł					

Wielojędr. 78, Jednoj. 13, Eozyn. 5, Przejśc. 4, dużo płytek Bizzozero.

Wieloj. 92, Jednoj. 7, Przejśc. 1.

Wielojędr. 90, Jednoj. 10, duża ilość normoblastów, polichromatofile w mo-  
czu biało i barwniki ziółciowe.

Tablica VII d.

Odporność krwinek czerw. psa laparotomizowanego (№ 2) przed i po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej. Zastrzyknięto 2.5 cm. Waga psa 4.2 kilogr.

	Odporność			K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
	19/II. Przed laparot.	42	40	34	4,000,000	13,800
20/II. w 24 godz. po laparot. . . .	48	42	26	6,000,000	38,000	65
	Zastrzyknięto surowicę hemolityczną					
w 2 g. po zastrz. sur.	70	58	32	5,500,000	1,700	55
w 24 g. po zastrz. sur.	84	72	46	5,600,000	40,000	85
w 9 dni po zastrz. sur.	60	50	28	1,900,000	49,000	25
po 12 dniach . . .	?	?	?	3,500,000	31,800	30

Wieloj. 80, Jednojl. 17, Eozyn. 3, bardzo dużo płytek Bizzozero.

Wieloj. 89, Jedn. 8, Przejsć. 3.

Wiel. 86, Jedn. 10, Eozyn. 1, Przejl. 3, megalobl. normobl., polichromat. jądro barwi się słabo, mają wakuole.

Wiel. 87, Jedn. 8, Przejl. 5, dużo normoblastów, megalocyty, płytki Bizzoz.



**Tablica VIIe.**

Odporność krwinek czerw. psa kontroli (№ 1) po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 28 cm. Waga 5 klg.

	Odporność		K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub> H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
5/II. Przed zastrzyknięciem . . . . .	46	42 28	5,000,000	16,000	70
w 3 godz. po zastrzyknięciu . . . . .	80	68 36	?	?	?
po 5 godzinach . . . . .	P i e s z d e c h ł				

Wieloj. 88, Jedn. 12, nie-  
liczne normoblasty.

**Tablica VIII f.**

Odporność krwinek czerw. psa kontroli (№ 2) po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej 2.5 cm. (miano 1 : 25). Waga psa 4.2 klg.

	Odporność		K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub> H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
Przed zastrzyknięciem . . . . .	50	46 30	5,800,000	17,500	65
w pół godz. po zastrzyknięciu . . . . .	62	54 30	3,900,000	2,400	40
na drugi dzień po operacyi . . . . .	76	68 32	3,400,000	19,200	40

Tablica VIIg.

Odporność krwinek psa — kontroli (№ 3) przed i po zastrzyknięciu surowicy hemolitycznej.  
Waga psa 8.7 kilogr. Zastrzyknięto 6.5 cm., surowicy 1 : 25.

	Odporność			K r w i n k i		
	H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>3</sub>	czerwone	białe	Hg
	Przed zastrzyknięciem surowicy . . . . .	42	40	26	5,200,000	11,000
w godzinę po zastrzyknięciu . . . . .	66	54	28	4,800,000	3,500	70
w 7 dni po zastrzyknięciu . . . . .	70	68	30	4,820,000	33,100	?

Wiel. 89, Jedn. 7, Eozyn. 2, Przej. 2.

Wieloj. 97, Jednoj. 2, Eozyn. 1, normoblasty, dużo polichromatofilów, dużo płytek Bizzozera.

Wielojędr. 85, Jednoj. 10, Eozyn. 5, normoblasty, dużo polichromatofilów, mokrocyty, dużo płytek Bizzozera.



## WNIOSKI OGÓLNE.

---

1. Odporność krwinek czerwonych u zwierząt splenektomizowanych po wprowadzeniu do ustroju surowicy hemolitycznej jest nieco większa niż laparotomizowanych i kontroli, jednak różnic wybitnych przed tym względem nie zauważyłem.

2. Anemia spowodowana przez wprowadzenie surowicy hemolitycznej u zwierząt splenektomizowanych jest nie mniejsza niż u laparotomizowanych i u kontroli, a nawet na podstawie trzech obserwacji przypuszczam, że trwa dłużej.

3. Splenektomia nie zapobiega exitus letalis, jakkolwiek exitus letalis u zwierząt splenektomizowanych po wprowadzeniu surowicy hemolitycznej zdarza się rzadziej niż u kontroli, wpływ laparotomii pod tym względem nie da się wykazać jako środek zapobiegawczy.

---

# WHOLEY OUTLINE

Questions remain concerning a related relationship  
between the two groups of individuals  
and these were the subjects of the study  
conducted by the author in the following  
years. It was found that the two groups  
were not only related to each other but  
also to the larger community. The study  
was conducted in a rural area and the  
results were similar to those found in  
other studies. The author concludes that  
the two groups are related to each other  
and to the larger community. The study  
was conducted in a rural area and the  
results were similar to those found in  
other studies. The author concludes that  
the two groups are related to each other  
and to the larger community.



## OD REDAKCYI.

1. „Sprawozdania” wychodzą w postaci zeszytów miesięcznych i zawierają protokoły posiedzeń naukowych Wydziałów T-wa, drukowane z zachowaniem oddzielnej paginacji dla każdego Wydziału. W miesiącach: lipcu, sierpniu i wrześniu „Sprawozdania” nie wychodzą.

2. Obok działu naukowego, obejmującego nade wszystko: komunikaty, jako też pokazy naukowe oraz dyskusję, w „Sprawozdaniach” podaje się nadto listę obecności oraz, w miarę potrzeby, streszczenie protokołu załatwianych na posiedzeniach spraw bieżących.

Obok komunikatów wygłaszanych na posiedzeniach wedle porządku dziennego, mogą być drukowane również i prace nadsyłane, o ile pochodzą one od członków T-wa w odpowiednich Wydziałach i o ile otrzymane rękopisy gotowe są do druku.

3. Poszczególne artykuły nie powinny w „Sprawozdaniach” przekraczać zakresu 2 arkuszy druku. W przeciwnym razie winny być drukowane w charakterze rozpraw naukowych w seryi „Prac” odpowiedniego Wydziału w „Sprawozdaniach” zaś podaje się wzmiankę protokółarną.

4. Komplet wydanych w ciągu roku zeszytów „Sprawozdań” stanowi rocznik, uzupełniony dodaniem zeszytu Sprawozdania rocznego z działalności T-wa oraz karty okładkowej i spisu rzeczy.

5. Komunikaty jako też objaśnienia pokazów drukuje się, stosownie do życzenia autorów, wraz ze streszczeniami w jednym z czterech języków obcych: francuskim, angielskim, włoskim lub niemieckim.

6. Na koszt redakcyi mogą być umieszczane w „Sprawozdaniach” tylko rysunki tekstowe, o ile nadają się do reprodukcji cynkograficznej.

7. Do czasu ustalenia się pisowni polskiej przestrzega się zasad pisowni Akademii Umiejętności w Krakowie. Wyjątki w tym względzie czyni się jedynie dla autorów prac z zakresu językoznawstwa, o ile nietykalność pisowni została przez nich osobiście zastrzeżona.

8. Przemówienia w dyskusyi składa się sekretarzom Wydziałów, na posiedzeniu. Teksty przemówień w dyskusyi, nadsyłane po posiedzeniu, drukowane nie będą. Rękopisy komunikatów oraz objaśnienia, dotyczące pokazów, należy składać najpóźniej po upływie tygodnia po odbytem posiedzeniu; w przeciwnym razie w „Sprawozdaniach” podaje się tylko tytuł. W tym terminie autorowie winni dostarczyć gotowych klisz cynkograficznych.

9. Autorowie drukowanych w „Sprawozdaniach” prac otrzymują bezpłatnie 100 zwykłych odbitek łącznie z protokołem ewentualnej dyskusji i streszczeniem w języku obcym. Na żądanie większej liczby odbitek, wyrażone na rękopisie oraz na ostatniej korekcie, mogą otrzymać większą ich ilość, ponosząc koszty broszuowania.

10. Materiał, przeznaczony do druku, winien być pisany na jednej stronie, z pozostawieniem marginesu i wolnego miejsca przed tytułem do notat redakcyjnych.

11. Podkreślenia: Nazwiska, wyrazy lub zdania, które autor chce mieć wydrukowane czcionkami rozstawionymi, należy podkreślać linią punktową. Nazwy techniczne, gatunkowe i t. d. wyróżnia się w druku kursywą, w rękopisie zaś podkreśla się linią pojedynczą. Wyrazy lub znaki wyjątkowego znaczenia, mające być wydrukowane czcionkami grubymi należy podkreślać linią podwójną.

12. Autorowie winni zwracać drukarni przysyłane im korekty w możliwie krótkim czasie; mają też prawo, w przypadkach wyjątkowych, żądać od drukarni przysłania powtórnej korekty. Autorowie zamiejscowi otrzymują tylko jedną korektę. Na ostatniej korekcie autor winien położyć swój podpis oraz wyrazić życzenie co do ilości oddzielnych odbitek.

Cena rocznika w prenumeracie wynosi **rb. 4**; cena każdego pojedynczego zeszytu **kop. 50**.





## SPIS WYDAWNICTW

# Towarzystwa Naukowego Warszawskiego.

### I. Sprawozdania z posiedzeń Tow. Nauk. Warsz. za lata:

- r. I (1908), r. II (1909), r. III (1910), r. IV (1911), r. V (1912), r. VI (1913),  
r. VII (1914), r. VIII (1915), r. IX (1916).

### II. Prace Wydziału I-go:

- Nr. 1. Kazimierz Nitsch: Z historii polskich rymów. 1912.  
Nr. 2. Kazimierz Wóycicki: Wiersz „Barbary Radziwiłłówny“ A. Fe-  
lińskiego. 1912.  
Nr. 3. Tytus Benni: Samogłoski polskie. 1912 r.  
Nr. 4. Kazimierz Wóycicki: Historia literatury i poetyka. 1914.  
Nr. 5. Kazimierz Wóycicki: Ośmiozłoskowiec trocheiczny polski.  
1916.

### III. Prace Wydziału II-go:

- Nr. 1. Henryk Konic: Materiały do dziejów Komisji Rządzącej. 1910.  
Nr. 2. Ig. Tad. Baranowski: Materiały do dziejów wsi polskiej. 1910.  
Nr. 3. Ig. Tad. Baranowski: Księgi referendarskie. 1910.  
Nr. 4. Witold Schreiber: Badania nad antropologią dzieci chrześcijań-  
skich, Żydowskich i Karaimskich w Galicyi. 1910.  
Nr. 5. Bronisław Bouffałł: Teorya odpowiedzialności organów władzy  
administracyjnej we współczesnem prawie politycznem. 1911.  
Nr. 6. Stanisław Poniatowski: O wpływie błędów obserwacyjnych na  
wskaźniki antropologiczne. 1912.  
Nr. 7. Jan Jakubowski: Studya nad stosunkami narodowościowymi na  
Litwie przed Unią Lubelską. 1912.  
Nr. 8. Aleksander Kraushar: W sprawie fundacyi naukowej T-wa im.  
Józefa Aleksandra Jabłonowskiego, wojewody nowogrodzkiego  
w Lipsku. 1912.  
Nr. 9. Edward Bogusławski: Dowody autochtonizmu Słowian na  
przestrzeni, zajmowanej przez nich w wiekach średnich. 1912.  
Nr. 10. Ludomir Sawicki: Studya nad Abisynią. 1913.  
Nr. 11. Kazimierz Wachowski: Jomsborg. 1914.  
Nr. 12. Kazimierz Konarski: Polska przed odsieczą wiedeńską r. 1683.  
1914.

## IV. Prace Wydziału III-go:

- Nr. 1. Z. Weyberg: Syntezy pirogenetycznych glinokrzemianów zasadowych. 1908.
- Nr. 2. Władysław Janowski: Współczesne metody badania serca. 1910.
- Nr. 3. Maryan Eiger: Topografia zwojów nerwowych wewnątrzsercowych u świnki morskiej, myszy białej i człowieka. 1911.
- Nr. 4. Edward Loth: Badania antropologiczne nad mięśniami murzynów. 1913.
- Nr. 5. Jan Czekanowski: Zarys metod statystycznych w zastosowaniu do antropologii. 1913.
- Nr. 6. Stanisław Poniąkowski: Badania antropologiczne nad kością skokową. 1913.
- Nr. 7. Jan Lewiński: Utwory dyluwialne i ukształtowanie powierzchni przedlodowcowej dorzecza Przemszy. 1914.
- Nr. 8. Bronisław Rydzewski: Próba charakterystyki paleobotanicznej Dąbrowskiego Zagłębia węglowego. 1915.
- Nr. 9. Wacław Roszkowski i Anzelma Żebrowska. O budowie pochewek prącia u błotniarek (*Limnaea Lam.*). 1915.
- Nr. 10. Stanisław Pawłowski: Ze studyów nad złodowaceniem Czarnohory. 1915.
- Nr. 11. Jan Tur: Nowe badania nad rozwojem układu nerwowego potworów platyneurycznych. 1915.
- Nr. 12. Jan Krassowski: O ruchu planetoid typu  $\frac{3}{4}$  (Thule). 1916.
- Nr. 13. January Kołodziejczyk: Stosunki florystyczne jeziora Świtezi. 1916.
- Nr. 14. Jadwiga Loth-Niemirycz: Badania anatomiczne i antropologiczne nad kanałem wyrostków poprzecznych (*canalis transversarius*) kręgów szyjowych człowieka i małp. 1916.
- Nr. 15. W. Pogorzelski: Badania teoretyczne ilości ciepła, otrzymywanych na kuli ziemskiej, z uwzględnieniem strat promieniowania w atmosferze. 1916.
- Nr. 16. Jan Lewiński: Z morfologii i geologii stepów czarnomorskich. 1916.
- Nr. 17. Jan Tur: Badania nad rozwojem *Chalcides lineatus* Leuck. 1916.
- Nr. 18. Janusz Domaniewski: Fauna Passeriformes okolic Saratowa. (w druku).

## V. Wydawnictwa Wydziału I-go:

- Nr. 1. Aleksander Brückner: Jana hr. Potockiego prace i zasługi naukowe. 1911.
- Nr. 2. Prace Komisji do badań nad historią literatury i oświaty. Tom I-szy. 1914.
- Nr. 3. Kazimierz Wóycicki: Forma dźwiękowa prozy polskiej i wiersza polskiego. 1912.



- Nr. 4. Manfred Kridl: Listy Juliusza Słowackiego. 1915.  
 Nr. 5. Maurycy Mann: „Poganka“ Narcyzy Żmichowskiej. 1916.  
 Nr. 6. Stanisław Słoński: Psalterz Puławski. 1916.

#### VII. Wydawnictwa Wydziału II-go:

- Nr. 1. Władysław Konopczyński: Dyaryusze sejmowe z w. XVIII-go i Dyaryusz sejmu z r. 1748. Tom I—II. T. I—1911. T. II—1912.  
 Nr. 2. Marcei Handelsman: Dyaryusze Sejmów Księstwa Warszawskiego. Zeszyt I. Dziennik posiedzeń izby poselskiej sejmu roku 1809. 1913.  
 Nr. 3. Teodor Wierzbowski: Przywileje królewskiego miasta stołecznego Starej Warszawy, 1376—1772. 1913.

#### VII. Wydawnictwa wydziału III-go:

- Nr. 1. Władysław Gorczyński: Materiały do poznania opadów w Królestwie Polskiem. 1912.  
 Nr. 2. Edward Flatau: Migrena. 1912.  
 Nr. 3. Józef Siemiradzki: Gąbczaki jurajskie ziem polskich. 1913.  
 Nr. 4. Władysław Gorczyński: Materiały, zebrane w r. 1911 na stacjach Sieci Meteorologicznej Warszawskiej. 1913.  
 Nr. 5. Zygmunt Wóycicki: Obrazy roślinności Królestwa Polskiego. — 1912—14 r.  
 Nr. 6. Henryk Dziedzicki: Atlas organów rozrodczych u Mycetophilidae. 1915 r.  
 Nr. 7. Edward Flatau: Prace z pracowni neurobiologicznej. T. I. 1916.

#### VIII. Roczniki Tow. Nauk. Warsz.

Rok VI (1913), rok VII (1914), rok VIII (1915).

- Nr 1. Medical Kildal: Laby Intima Szwedzka. 1917.
- Nr 2. Manuysky Mann: Poznan: Narys Zoologiki. 1918.
- Nr 3. Statistaw Stanki: Poshw Polawki. 1918.

VI. Wydziałowa Wydziału II-go:

- Nr 1. Władysław Koropczyński: Dzwonow, powowow z w. Wydziału  
i Dzwonow, powowow z w. 1748, tom I-IV, T. I-1911, T. II-1912.
- Nr 2. Marcell Gumbelmann: Dzwonow, powowow z w. 1748, tom I-IV, T. I-1911, T. II-1912.
- Nr 3. Teodor Wierchowski: Poshw Polawki, powowow z w. 1748, tom I-IV, T. I-1911, T. II-1912.

VII. Wydziałowa Wydziału III-go:

- Nr 1. Władysław Koropczyński: Dzwonow, powowow z w. 1748, tom I-IV, T. I-1911, T. II-1912.
- Nr 2. Edward Piatnik: Mignow. 1917.
- Nr 3. Józef Stojanowski: Dzwonow, powowow z w. 1748, tom I-IV, T. I-1911, T. II-1912.
- Nr 4. Władysław Koropczyński: Dzwonow, powowow z w. 1748, tom I-IV, T. I-1911, T. II-1912.
- Nr 5. Zygmunt Wójcik: Odnawianie Kółek Polawki. 1917.
- Nr 6. Henryk Górecki: Atlas ogonow, powowow z w. 1748, tom I-IV, T. I-1911, T. II-1912.
- Nr 7. Edward Piatnik: Poshw Polawki, powowow z w. 1748, tom I-IV, T. I-1911, T. II-1912.

VIII. Rozprawy Tow. Nauk. Warsz.

Roz. VI (1917), roz. VII (1918), roz. VIII (1919).