

Dobiesław Doborzyński.

## Pomiary stałej dielektrycznej ciał stałych metodą sił ponderomotorycznych.

Część I.

*Ogólne uwagi o metodzie.*

*Pomiary stałej dielektrycznej topionego kwarcu.*

§ 1. W zwykłych pomiarach stałej dielektrycznej (S. D.) ciał stałych, wyznaczamy pojemność kondensatora płaskiego, złożonego z płytki z badanego ciała, pokrytej z obu stron okładkami (elektrodami). Przy takim postępowaniu możemy w pewnych przypadkach napotkać na trudności, które stawiają pod znakiem zapytania dokładność otrzymanych wyników (10, 14, 26). Mianowicie okładki mogą nie przylegać zupełnie ściśle do płytki; na granicy okładek i powierzchni badanego dielektryka mogą zachodzić różne zjawiska, jak np. polaryzacji, ładunku przestrzennego<sup>1)</sup> lub ładunków „pozostałych” (niem. „Rückstandsladungen”) i t. p. Zjawiska powyższe mogą wpływać zakłócająco szczególnie w pomiarach statycznych, tembardziej gdy badane ciało nie jest zbyt trwałe chemicznie, oddaje łatwo wodę krystalizacyjną, jest hygroskopijne i t. p. Dużą rolę w zakłóceniach przypisujemy również warstewce kleju wiążącego okładki z płytką, tudzież wpływowi rodzaju okładek i nawet ich grubości.

Powyższe okoliczności skłoniły mnie do podjęcia próby zastosowania (głównie dla celów porównawczych) znanej oddawna dynamicznej metody pomiaru S. D., w której unikamy konieczności użycia okładek. Przede-

<sup>1)</sup> W przypadku kalcytu — 13, lodu — 22, 29.

wszystkiem zmierzyłem S. D. kwarcu topionego (cz. I) oraz krystalicznego (cz. II), poczem zbadałem dielektryczne własności soli Seignette'a (cz. III). Użyłem kwarcu do wstępnych pomiarów porównawczych głównie z tej przyczyny, iż w przypadku tego ciała występowanie wyżej wspomnianych trudności we wszystkich dotychczasowych pomiarach (wykonanych przy pomocy metod kondensatorowych) było mało prawdopodobne. Natomiast w przypadku soli Seignette'a zachodzą stosunki wręcz przeciwne.

Metoda dynamiczna, zwana również metodą sił ponderomotorycznych, zawdzięcza swe powstanie Boltzmannowi (1873); uczony ten posługiwał się nią jednak jeszcze w postaci bardzo niedoskonałej. Dopiero Graetz i Fomm (1894 — 1895), Lombardi (1895), Fellingner (1902), Beaulard (1906) oraz Thornton (1909) opracowali dokładnie podstawy metody sił ponderomotorycznych, w której znajduje zastosowanie pole elektryczne jednorodne w przeciwstawieniu do urządzenia Boltzmana. Od czasu ukazania się drugiej rozprawy Fellingnera (1919) metoda dynamiczna nie była więcej używana, aczkolwiek pokrewna jej metoda Fúrtha pomiaru S. D. elektrolitów ciągle znajduje zastosowanie.

Metoda dynamiczna polega na postępowaniu następującem: badane mu dielektrykowi nadajemy kształt wydłużonej lub spłaszczonej elipsydy obrotowej (w praktyce stosujemy pręciki i krążki). Elipsydę tę zawieszamy następnie na sprężystym druciku wewnątrz kondensatora płaskiego w ten sposób, by jej oś podłużna, leżąc w płaszczyźnie poziomej, tworzyła kąt 45° z pionowymi okładkami. Z chwilą przyłożenia napięcia do okładek kondensatora, powstałe pole elektryczne działa siłami ponderomotorycznymi na elipsydę, powodując jej wykręcenie z położenia pierwotnego. Moment skracający tych sił zostaje zrównoważony działaniem sił elastycznych odkształconego drucika. Z kąta wykręcenia z położenia pierwotnego obliczamy szukaną wartość S. D. badanego ciała; metoda dynamiczna polega zatem w zasadzie na stosunkowo prostym pomiarze kąta skrócenia drucika.

Metoda sił ponderomotorycznych posiada szereg następujących zalet:

- objętość mierzonego przedmiotu może wynosić zaledwie kilka dziesiątych cm<sup>3</sup>;
- metodę możemy stosować zarówno do ciał izotropowych jak i krystalicznych;
- łatwo możemy wykonywać pomiary w stosunkowo szerokim zakresie częstości przemiennej pola elektrycznego pomiędzy okładkami kondensatora, mianowicie od 0 aż do 10 megacykli.

Zmiany wartości S. D., spowodowane istnieniem dyspersji, dają się obserwować z wysokim stopniem dokładności jako zmiany wartości kąta wykręcenia.

*Metoda nadaje się zatem dobrze do użycia przede wszystkim w pomiarach względnych.*

§ 2. Teoria metody opiera się na pewnym zasadniczym twierdzeniu elektrostatyki, iż w polu elektrycznym jednorodnym elipsyda obrotowa polaryzuje się jednostajnie (analogiczne twierdzenie występuje oczywiście i w magnetystatyce) — por. 3, 4, 5, 9, 17.

Rozważmy na wstępie przypadek elipsydy wydłużonej z ciała izotropowego; niech  $a$  oznacza wielką,  $b$  — małą półoś,  $a/b = m > 1$ .

Według teorii wartości polaryzacji dielektrycznej czyli momentu elektrycznego jednostki objętości, przypadająca wzdłuż osi  $a$ , dana jest przy pomocy wzoru:

$$\hat{P} = \frac{\%}{1 + \% \cdot A} \cdot \hat{E}, \quad (1)$$

w którym  $\hat{E}$  oznacza wektor natężenia pola pierwotnego, a  $\%$  jest tak zwana stałą dielektryzacji, równą  $\frac{\epsilon - 1}{4\pi}$  ( $\epsilon$  — S. D.). Spółczynnik  $A$ , zależny jedynie od liczby  $m$ , obliczamy przy pomocy następującego wzoru F. Neumanna:

$$A = \frac{4\pi}{m^2 - 1} \cdot \left\{ \frac{m}{\sqrt{m^2 - 1}} \cdot \log \text{nat} (m + \sqrt{m^2 - 1}) - 1 \right\}. \quad (2)$$

Możemy go nazwać „podłużnym współczynnikiem depolaryzacji“ (niem. „Entmagnetisierungsfaktor in der Längsrichtung“ w zjawiskach magnetycznych — ang. „longitudinal reaction coefficient“). Analogicznie rozważając poprzeczne (wzdłuż osi  $b$ ) naelektryzowanie i polaryzację tejże elipsydy obrotowej, otrzymujemy wzór:

$$\hat{P} = \frac{\%}{1 + \% \cdot B} \cdot \hat{E}, \quad (3)$$

w którym występujący współczynnik poprzeczny depolaryzacji  $B$  (ang. „transversal reaction coefficient“) jest dany przy pomocy drugiego z kolei wzoru Neumanna:

$$B = \frac{2\pi}{m^2 - 1} \cdot \left\{ m^2 - \frac{m}{\sqrt{m^2 - 1}} \cdot \log \text{nat} (m + \sqrt{m^2 - 1}) \right\}. \quad (4)$$

W celu rozważenia ogólnego przypadku, zawieszamy daną elipsydę w polu jednorodnym o natężeniu  $\hat{E}$  w ten sposób, by wektor  $\hat{E}$ , leżąc w pł-

szczyźnie poziomej, tworzył kąt  $\varphi$  z osią  $a$ , również poziomo ustawioną. Elipsojda stanowi jakgdyby dipol (o pewnym indukowanym momencie elektrycznym, równym iloczynowi polaryzacji przez objętość  $V$ ), który, ulegając działaniu sił ponderomotorycznych, pochodzących z pola  $\mathcal{E}$ , posiada dążność do ustawienia się osią  $a$  wzdłuż kierunku pola. W wyniku działań dynamicznych elipsojda wykręca się o kąt  $\alpha$ , liczony dodatnio, który odpowiada stanowi zrównoważenia momentu skręcającego  $D$  sił elektrycznych sprężystem oddziaływaniem drucika, na jakim jest zawieszona. Oznaczmy przez  $M$  jego moment kierujący. Zasadniczy wzór metody przyjmuje wtedy postać następującą (4, 5, 17):

$$M \cdot \alpha = D = \frac{\kappa^2 \cdot (B - A) \cdot V \cdot E^2}{2 \cdot [1 + \kappa \cdot (A + B) + \kappa^2 \cdot A \cdot B]} \cdot (\cos 2\alpha \cdot \sin 2\varphi - \sin 2\alpha \cdot \cos 2\varphi). \quad (5)$$

Naogół przyjmujemy zawsze  $\varphi = 45^\circ$ ; kąt  $\alpha$  jest zwykle tak mały, iż można z dostatecznym przybliżeniem założyć, iż  $\cos 2\alpha = 1$ .

Wówczas otrzymujemy wzór (5) w postaci ostatecznej, nadającej się szczególnie dobrze do obliczeń:

$$\frac{2[\kappa^2 \cdot A \cdot B + \kappa \cdot (A + B) + 1]}{\kappa^2 \cdot (B - A)} = L, \quad (6)$$

We wzorze tym wielkość  $L$  oznacza następujące wyrażenie:

$$L = \frac{V \cdot E^2}{D} = \frac{V \cdot E^2}{M \cdot \alpha}. \quad (7)$$

§ 3. W praktyce nie znajdują przeważnie zastosowania elipsojdy obrotowe ze względu na trudności w ich sporządzeniu, posługujemy się natomiast pręcikami i krążkami, które można uważać za rodzaj zdegenerowanych elipsojd (wydłużonych i spłaszczonych). W miarę możliwości należy starać się jednak o zaokrąglenie brzegów (według Lombardiego). Natężenie pola elektrycznego i polaryzacja w pręciku, umieszczonym w polu elektrycznym jednorodnym, nie są jednakże jednostajne (polaryzacja maleje w pobliżu końców) i, ściśle biorąc, współczynniki  $A$  i  $B$  tracą wtedy swe określone proste znaczenie. Zależą one bowiem teraz nie tylko od  $m$ , lecz również i od  $\kappa$ . Na ostrych krawędziach brzegów zaburzenia pola wewnętrznego, tudzież zewnętrznego, są największe. Powyższa okoliczność stanowi trudność w użyciu metody, powstaje bowiem zasadnicze zagadnienie, dotyczące określenia stopnia dokładności, z jakim można wydłużony pręcik (lub spłaszczony krążek) przyjmować jako przedmiot rów-

noważny — pod względem wielkości dielektrycznej polaryzacji — elipsojdie obrotowej wydłużonej (lub spłaszczonej), o tej samej wartości liczby  $m$ . Przez równoważność rozumiemy, innymi słowy, posiadanie indukowanego momentu elektrycznego o tej samej wartości, czyli uleganie działaniu mechanicznego momentu skręcającego (pochodzących z pola sił ponderomotorycznych) tej samej wielkości, jak w przypadku elipsojdy. Pierwszy Lombardi próbował rozwiązać ten zasadniczy problem na drodze empirycznej i doszedł do przekonania, iż można przyjąć, że krążki są, z dostatecznym stopniem przybliżenia, równoważne elipsojdom obrotowym spłaszczonym o tej samej wartości liczby  $m$ , o ile objętość  $V$  zredukujemy do wielkości  $\gamma \cdot V$ , przyczem współczynnik  $\frac{\kappa}{\kappa_0}$  redukcyjny  $\gamma = 0,83$ . Należy przytem stosować w przypadku krążków te same wzory, podające wartości współczynników  $A$  i  $B$ , które odnoszą się do elipsojd spłaszczonych.

Według tych wzorów mamy:

dla współczynnika odpowiadającego poprzecznej polaryzacji:

$$A = 4\pi \cdot \frac{m^2}{(m^2 - 1)^{1/2}} \cdot \left[ \sqrt{m^2 - 1} - \arctg \sqrt{m^2 - 1} \right]; \quad (8)$$

dla współczynnika odpowiadającego podłużnej polaryzacji:

$$B = 2\pi \cdot \frac{1}{(m^2 - 1)^{1/2}} \cdot \left[ m^2 \cdot \arctg \sqrt{m^2 - 1} - \sqrt{m^2 - 1} \right]. \quad (9)$$

We wzorach tych  $m$  oznacza stosunek średnicy do grubości. Wzory (6) i (7) nie tracą swej ważności, jedynie we wzorze (6) należy wyrażenie  $B - A$  zastąpić przez  $A - B$ .

Za przykładem Lombardiego poszedł Fellingner. Przyjął on dla pręcików te same wartości współczynników  $A$  i  $B$ , które stosują się w przypadku elipsojd wydłużonych [wzory (2) i (4)] i zastosował ten sam współczynnik redukcji objętości  $\gamma = 0,83$ . Z wzoru (7) wynika, iż wówczas odpowiednie wielkości  $L$  ulegają — stosunkowo znacznemu — zmniejszeniu w porównaniu z wartościami, odpowiadającymi elipsojdom. Wtedy otrzymujemy wzrost wartości stałych  $\kappa$ , wyrachowanych przy pomocy wzoru (6). Bliższa analiza wyników pomiarów bezwzględnych S. D., wykonanych przez Lombardiego i Fellingnera nad różnymi ciałami, doprowadziła mnie do wniosku, iż wartości, znalezione przez tych autorów, są za duże w porównaniu z dziś znanymi liczbami. Nasuwa się zatem pytanie, czy współczynnik  $\gamma = 0,83$  nie posiada wartości zbyt małej; słuszność tego przypuszczenia występuje najwyraźniej przy dyskusji pomiarów S. D. parafiny i stearyny, wykonanych przez Lombardi'ego o.

Według mej oceny, wartość współczynnika  $\gamma$ , jaką można wyznaczyć z pomiarów Lombardi'ego, zawiera się w granicach od 0,91 do 0,95<sup>2)</sup>.

Podobnie zanalizowałem pomiary Thorntona, który przy pomocy pewnej odmiany metody sił ponderomotorycznych mierzył S. D. pręcików i znalazłem liczby, zawarte w granicach od 0,89 do 0,99<sup>3)</sup>.

<sup>2)</sup> Lombardi zmierzył jednocześnie przy pomocy pewnej bezwzględnej metody kondensatorowej S. D. parafiny i stearyny i znalazł liczbę 2,44 (2,26 przy pomocy metody dynamicznej, przyjmując  $\gamma = 1$ ). Mając do pierwszej metody większe zaufanie i chcąc znaleźć wartość „dynamiczną” podwyższyć aż do wyrównania, wprowadził współczynnik  $\gamma = 0,83$ . Nowsze wartości S. D. parafiny zawierają się w granicach 2,35 — 2,31; idąc drogą Lombardi'ego, otrzymuję przy pomocy tych liczb wartości współczynnika  $\gamma$  podane w tekście. Należy dodać, iż sam Lombardi, zrobiwszy z dużym nakładem pracy elipsoidę obrotową (dla której oczywiście  $\gamma = 1$ ) ze stearyny, otrzymał na S. D. „dynamiczną” liczbę 2,35, czyli o 4% mniejszą od przyjętej wartości 2,44, znalezionej na drodze pomiarów kondensatorowych.

<sup>3)</sup> Analizę wyników pomiarów Thorntona wykonałem w sposób następujący:

Thornton, zajmując się zagadnieniem równoważności elipsoid i pręcików, postępuje w odmienny sposób niż Lombardi i Fellingera. Według jego metody należy dla pręcików również przyjąć  $\gamma = 1$  jak w przypadku elipsoid, lecz współczynniki A i B muszą wzajemnie otrzymać wartości odmierne od tych, jakie stosują się w przypadku elipsoid o tej samej wartości liczb  $m$  [wzory (2) i (4)]. Mianowicie można przyjąć, że współczynnik B posiada wartość  $2\pi$ , która odnosi się — w przybliżeniu — właściwie jedynie do przypadku pręcików bardzo cienkich i bardzo wydłużonych ( $m$  duże). Wyznaczenia współczynnika A dokonywa Thornton w zawiły sposób na drodze częściowo empirycznej, częściowo rachunkowej. Mianowicie, mierząc pręciki (zrobione z dielektryków o znanej S. D.) o różnych wartościach liczb  $m$  i  $\kappa$ , znajduje Thornton rodzinę krzywych, odpowiadających funkcji  $A = A(m, \kappa)$ . Następnie dla badanych ciał, postępując drogą odwrotną, odnajduje on z wykresu, zawierającego wspomniane krzywe, odpowiednią wartość współczynnika A, znając wartość stosunku  $m$  i przybliżoną wartość wielkości  $\kappa$ . Tak znalezionej wartości współczynnika A oznaczmy przez  $A'$ . Wystarczy wówczas porównać ze sobą wzory (6) i (7), w które naprzód wstawiamy wielkości  $\gamma, V, A$  i  $B$  (według Lombardi'ego), a następnie  $V, A'$  i  $2\pi$  (według Thorntona), by móc łatwo określić wartość współczynnika  $\gamma$  dla różnych kombinacji wartości wielkości  $m$  i  $\kappa$ . Otóż dla wartości  $m$ , zawartych w granicach 5 i 15, oraz dla wartości  $\kappa$ , zawartych w przedziale 0,1 — 0,6366 (S. D.  $\epsilon = 2,26 - 9$ ), otrzymujemy wartości współczynnika  $\gamma$  od 0,89 do 0,99. Dla dużych wartości  $\kappa$  i małych  $m$  współczynnik ten może być nawet równy i większy od 1. Nadmienić należy, iż Havelock, jeszcze przed Thorntonem, usiłował podać na drodze teoretycznej wartości współczynnika  $A'$  dla pręcików, również w założeniu, iż  $B = 2\pi$ . Otrzymał on wzór następujący:

$$A' = \frac{4\pi}{\epsilon} \left( \frac{4}{3\pi m} - \frac{1}{8m^2} \right),$$

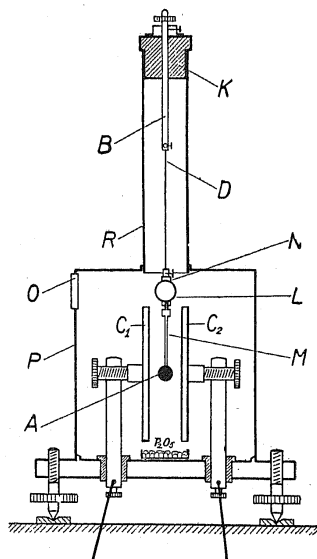
jednakże wartości, obliczone przy pomocy tego wzoru, nie zgadzają się zupełnie z empirycznymi danymi Thorntona.

Powyższy zakres wyznaczyłem drogą bezsprzecznie zawiłego rachunku. Przytem pozostaje m. in. kwestja otwarta, czy wartości współczynnika  $\gamma$  są dokładnie takie same w przypadku tak krążków jak i pręcików o tej samej wartości stosunku  $m$ . Te okoliczności i wątpliwości skłoniły mnie do samej wartości stosunku  $m$ . *Te okoliczności i wątpliwości skłoniły mnie do przyjęcia liczby 0,95 jako średniej wartości współczynnika  $\gamma$ , z uwzględnieniem maksymalnego błędu w wysokości  $\pm 0,05$ , a zatem do wyrzeczenia się wartości zupełnie dokładnie określonej. Z powyżej podanej, ostatecznej wartości  $\gamma$  korzystałem przy obliczaniu wyników moich niektórych pomiarów. Chciałbym zaznaczyć jednak, iż tę samą liczbę otrzymałem w innych moich pomiarach (por. cz. II i III), co skłania mnie do przypuszczenia, że jest ona poprawna w granicach błędu pomiaru.*

Dodać należy, iż podobne ważne zagadnienie, dotyczące równoważności pręcików i elipsoid, występuje i w magnetostatyce (15, 18, 19, 24).

§ 4. Aparatura, jakiej użyłem do pomiarów, była wzorowana na urządzeniach Lombardi'ego i Fellingera. Istotną jej część stanowi układ dwóch metalowych izolowanych płytek kolistych  $C_1$  i  $C_2$  o średnicy 10 cm., ustawionych równolegle i pionowo. Ich wzajemną odległość można zmieniać w szerokim zakresie — stanowią one rodzaj kondensatora Kohlrausch'a. Dokładnie w środku pomiędzy temi płytkami zawieszamy badany krążek A w ten sposób, by jego płaszczyzna i linie pola zawierały ze sobą kąt 45°. Celem zabezpieczenia od zewnętrznych wpływów elektrycznych cały kondensator znajduje się w metalowej puszcze P. Całość aparatury wyobraża rys. 1. Puszka P w swej górnej części zaopatrzona jest w rurę R, zakończoną korkiem ebonitowym K. Pręcik metalowy B, który można przesuwac i obracać w tym korku, służy do umocowania drucika D sporządzonego z brązu fosforowego, długości około 12 cm., średnicy około 0,02 mm. Na tym druciku jest zawieszony płaski pręcik ebonitowy N z przymocowaniem doń małym zwierciadełkiem L, a następnie długi cienki pręcik ebonitowy M. Do jego końca przyklejamy przy pomocy balsamu kanadyjskiego krążek A z badanego ciała. Kąt wykręcenia  $\alpha$  tego krążka z położenia pierwotnego wskutek przyłożenia napięcia do płytek kondensatora, odczytujemy poprzez okienko O w puszcze P przy pomocy skali i lunety (odległość P skali od zwierciadełka wynosiła 4 metry). Zwierciadełko L znajduje się ponad okładkami  $C_1, C_2$  i dopóki przedmiot badany A nie został jeszcze założony, nie obserwowałem żadnego wpływu pola na całe urządzenie, służące do zawieszenia. Płaszczyznę zwierciadełka ustawiamy równolegle do płaszczyzny okładek  $C_1, C_2$  na drodze optycznej. Dokładne ustawienie płaszczyzny krążka A pod kątem 45° względem płaszczyzny zwierciadełka L uskuteczniłem również na drodze optycznej (poza aparatem). Tłumienia drgań systemu zawieszonego nie stosowano.

Napięcie przemienne (stałe o wysokości około 145 woltów) pomiędzy okładkami kondensatora otrzymywałem z odpowiedniego źródła przy użyciu sprzężenia indukcyjnego, zarówno przy niskiej jak i wysokiej częstotliwości. W ten sposób został uniezależniony obwód kondensatora (aparatu) od ziemi; uziemienie lub nieuziemienie puszkii ochronnej P nie miało wów-



Rys. 1.

Aparat pomiarowy (zmniejszony w stosunku 1:4,35).

czas żadnego wpływu na wielkość wychylenia. Do pomiaru napięcia służył woltmetr elektrostatyczny firmy Hartmann i Braun, opisany przez P a l m a. Przyrząd ten pozwala na pomiar napięć w zakresie częstotliwości od 0 do 10 megacykli. Oznaczmy skuteczne napięcie panujące między okładkami kondensatora, odczytane na woltmetrze w woltach, przez  $W$  i odstęp tych okładek przez  $d$  ( $d = 2,5$  cm). Wartość skuteczna natężenia pola  $W/d$  wynosiła  $58$  V/cm t. zn.  $41$  V/cm w obu kierunkach głównych mierzonego krążka. Wielkość wychylenia  $\delta$  na skali w cm jest

równa  $2P \cdot \alpha$ , przyczem  $P$  wyrażamy w  $\text{cm}^4$ ). Wówczas wzór (7) otrzymuje następującą postać ostateczną:

$$L = \frac{2 \cdot V \cdot W^2 \cdot P}{9 \cdot 10^4 \cdot d^2 \cdot M \cdot \delta} \cdot \gamma = C \cdot \frac{W^2}{\delta} \quad (10)$$

Jak widzimy, wartość wielkości  $L$  (a więc i  $\varepsilon$ ) zależy od licznych czynników. Należy zatem wykonać szereg pomiarów pomocniczych, które komplikują całe postępowanie przy pomiarze bezwzględny S. D.. Poza pomiarami wielkości czysto geometrycznych, najważniejszy jest pomiar momentu kierującego  $M$  druczika. Wyznaczałem tę wielkość przy pomocy metody G a u s s a, polegającej na pomiarze okresu drgań systemu zawieszonoego przed i po dodaniu momentu bezwładności o znanej wartości, np. samego zawieszonoego krążka A.

Dla ciągłej kontroli sprężystych własności druczika mierzyłem przed i po każdym pomiarze kąta skręcenia  $\alpha$  okres drgań całego systemu zawieszonoego (z krążkiem A).

Odległość  $d = 2,5$  cm wybrałem ostatecznie po wykonaniu szeregu pomiarów próbnych przy różnych odstępach. Okazało się bowiem, iż wielkość  $L$ , a zatem i  $\varepsilon$  (dla danego krążka), wykazuje zależność od odległości okładek  $d$ . Dla odległości  $d$  mniejszych od  $2,4$  cm wielkości  $L$ , jakie otrzymywałem z pomiaru okazały się zbyt małe (t. zn.  $\delta$  i S. D. zbyt duże), podczas gdy dla odstępów  $d$  większych od  $3,5$  cm wielkości  $L$  wypadły skoile za duże (t. zn.  $\delta$  i S. D. zbyt małe). W zakresie  $d$  od  $2,4$  do  $3,5$  cm były wartości  $L$  niezmiennie w granicach błędu pomiaru ( $1,5 - 2\%$ ). Największe różnice zachodziły w pomiarach z krążkami z metalu <sup>4)</sup> i z soli S e i g n e t t e'a (krążek  $\perp$  do osi  $c$ , zawieszony osią  $a$  poziomo). Wytlomaczenie tych faktów może być następujące: przy małych wartościach odstepu  $d$  występuje wyraźna niejednorodność pola, gdyż deformacja pola poza krąż-

<sup>4)</sup> W przypadku większych wartości  $\delta$  należy zamiast  $\delta$  wstawić do wzoru (10) wyrażenie  $\delta' = \delta - \delta^2/3P^2$ .

<sup>5)</sup> Przy zmianie  $d$  z  $1,5$  na  $2,4$  cm 33% zmiany wartości  $L$ ; dla krążka kwarcowego w tych samych warunkach tylko 6%; dla soli S e i g n e t t e'a 35%.

Dla niektórych celów porównawczych mierzyłem bowiem również i kąt skręcenia zawieszonych krążków metalowych (por. III cz.). Metal można uważać za ciało o  $\infty$  dużej S. D.; krążek z metalu zachowuje się podobnie jak krążek z dielektryka t. zn. jak dipol. W polu doznaje mianowicie momentu skręcającego (o wartości skończonoj, większej niż w przypadku jakiegokolwiek dielektryka), choć teraz ładunek i polaryzacja mają swą siedzibę jedynie na powierzchni (por. rozległe badania L o m b a r d i'e g o w tej dziedzinie — str. 184, 185, 189 — 193, 210).



kiem, spowodowana nierównomiernym wpływem linii indukcji z krążka, jest bardzo silna. Stabe ładunki, indukowane na zawieszonych przedmiotach, zmieniają rozkład ładunków na okładkach kondensatora (Thorn-ton, str. 427). Na brzegach zawieszono krążka zaburzenia są największe i tu widocznie powstają dodatkowe przyciągania pomiędzy indukcyjnymi ładunkami krążka i ładunkami na okładkach kondensatora, wytwarzającymi pole. Stąd pochodzą większe kąty skręcenia  $\alpha$ , co zatem idzie, spadać wartości wielkości  $L$ ; wyliczona wówczas S.D. byłaby za duża. Już Lombardi i Thornton zwrócili uwagę, na zasadzie podobnych obserwacji, na konieczność wyboru dostatecznie dużego odstępu okładek oraz zaokrąglania krawędzi badanych obiektów, by uniknąć źródeł silnych brzegowych zaburzeń. Gdy odstęp  $d$  okładek jest z kolei za duży, to wówczas zaczyna się objawiać wpływ powstającej wtedy znanej niejednorodności pola innego rodzaju. Tym razem mianowicie zachodzi wzrost wielkości  $L$ , pole bowiem zaczyna zmniejszać swe natężenie i kąty skręcenia okazują się mniejsze.

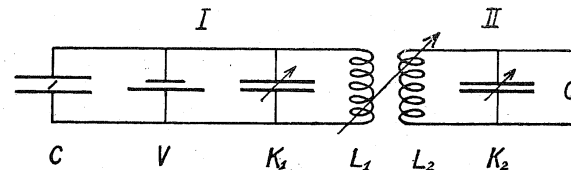
§ 5. Pomiary bezwzględne wykonywałem przy pomocy napięcia przemiennego z sieci miejskiej o częstotliwości 50 cykli. Użycie napięcia przemiennego zapewnia niezaprzeczone korzyści, wszelkie bowiem zjawiska uboczne, w których gra rolę nie kwadrat natężenia, a jedynie samo natężenie pola, mianowicie t. zw. „kierunkowe” efekty, nie występują w tym przypadku. W pierwszym rzędzie chodzi tu o działanie pola na przygodne ładunki powierzchniowe związane z wilgocią, tłuszczem i innymi zanieczyszczeniami powierzchni. Do ich usunięcia wystarczy zastosować silny środek hygroskopijny, jakim jest  $P_2O_5$ <sup>6)</sup>.

Próby pomiarów przy użyciu napięcia stałego doprowadziły do stwierdzenia skręceń i wychyleń nieco innych, mianowicie naogół większych, niż przy napięciu przemiennym (obliczone S.D. miałyby zatem wyższe nieco wartości). Nadmienić należy, że przy zmianie kierunku pola obserwowałem istnienie różnic wielkości wychyleń. Występują zatem, według wszelkiego prawdopodobieństwa, przy użyciu napięcia stałego, obok polaryzacji właściwej, rozmaite zjawiska poboczne, wtórne, jak np. trwałej polaryzacji (Thorn-ton), ładunków t. zw. „pozostałych” i t. p.<sup>7)</sup>

<sup>6)</sup> Próbowałem również stosować np. działanie jonizacji, wywołanej przy pomocy promieni Röntgena, ale wyniki nie były zadawalniające, gdyż nie można było zauważyć wpływu na wielkość wychylenia  $\delta$ .

<sup>7)</sup> W pomiarach S. D. kwarcu przy pomocy napięcia stałego otrzymywał Thorn-ton wartości rzędu 100 w przypadku, gdy badany przedmiot znajdował się długi czas pod działaniem pola elektrycznego.

Do wytwarzania stosunkowo dużego napięcia wysokiej częstotliwości stosowałem generator lampowy z lampą nadawczą Philips TB 04/10, pracujący w układzie trzypunktowym. Układ połączeń przedstawia rys. 2. Kondensator C aparatu mierniczego, równolegle dołączony doń kondensator obrotowy  $K_1$  wraz z woltmetrem V oraz cewka  $L_1$  stanowią razem obwód drgający I, sprzężony indukcyjnie z głównym obwodem drgającym  $L_2$ ,  $K_2$  (II) generatora. Kondensator obrotowy  $K_1$  służył do dostrojenia obwodu mierniczego I do rezonancji z obwodem zasilającym II. Dokładnego nastawienia wskazówki woltmetru na podziałkę „145” dokonywałem przez zmianę stopnia sprzężenia cewek  $L_1$  i  $L_2$ . Odpowiedni ich dobór pozwalał na uzyskiwanieżądanego napięcia o częstotliwościach zawartych w granicach 0,1 — 5 megacykli (fale elektryczne tych częstotliwości mają długości, zawarte



Rys. 2.

Układ połączeń przy użyciu napięć wysokich częstotliwości.

w zakresie 3000 — 60 metrów). Częstość drgań mierzyłem przy pomocy dwulampowego odbiornika typu Reinartza (z lampami dwusiatkowymi), ustawionego w sąsiedztwie generatora i użytego w charakterze falomierza. Odbiornik ten był uprzednio starannie wykalibrowany w szerokim zakresie częstotliwości przez odbiór licznych stacji radiowych, nadających falami znanej częstotliwości.

Okazało się, że woltmer elektrostatyczny wskazuje przy pomiarach napięcia wysokiej częstotliwości wartości napięć mniejsze o 1 do 2% od tych, jakie odpowiadają częstotliwości 50 cykli (wskazania woltmetru przy tej częstotliwości należy uważać za poprawne<sup>8)</sup>). Kiedy bowiem wykonałem szereg pomiarów kontrolnych z zawieszonym krążkiem metalowym jako przedmiotem, co do którego mamy pewność, iż nie wykazuje zjawiska dyspersji (przyrządem kontrolnym był zatem w danym przypadku sam aparat służący do pomiarów), zaobserwowałem wówczas, iż przy wysokich częstotliwościach wychylenie było od 1 do 2% większe niż przy częstotliwości niskiej 50 cykli. Przytem przy wysokich i niskich częstotliwościach starałem się bardzo

<sup>8)</sup> Podobne zachowanie się woltmistrzów elektrostatycznych zaobserwował Ho y e r.

dokładnie utrzymywać napięcie stale na wysokości 145 woltów. Przy wysokich częstotliwościach napięcie na okładkach kondensatora C aparatu było zatem w rzeczywistości większe o 1 do 2% od napięcia wskazanego przez woltmetr (145 V). Należy więc zawsze uwzględnić odpowiednią poprawkę, w wysokości średnio 1,5%, redukując wszystkie wartości wychyleń, zmierzonych przy wysokich częstotliwościach, w podanym wyżej stosunku. W ten sposób unikamy możliwości błędnej interpretacji niektórych wyników, jako objawów (rzekomej w zasadzie) dyspersji<sup>9)</sup>.

§ 6. Powyżej podane ogólne rozważania, dotyczące metody sił ponderomotorycznych, zastosowałem podczas pomiarów wykonanych z krążkiem z topionego kwarcu, jako wstępnych do pomiarów właściwych S. D. kwarcu krystalicznego i soli Seignette'a (cz. II i III). Odpowiedniego krążka dostarczyła mi firma B. Halle w Berlinie. Krążek ten miał średnicę 1,497 cm, grubość 0,158 cm i gęstość 2,186 gr/cm<sup>3</sup>. Z powodu kruchości i łatwego odpryskiwania nie można było zaokrąglić brzegów. Temperatura podczas pomiarów wahała się od 18° do 21° C. Otrzymałem jako średnią z wielu pomiarów dla częstości 50 cykli wartość S. D. równą liczbie

$$3,92 \pm 0,20.$$

Przytem w pomiarach z wysoką częstością nie znalazłem dyspersji (w granicach dokładności metody). Ta sama, wyżej podana, wartość S. D. odnosi się zatem i do częstości 0,1 — 5 megacykli.

Dla porównania podaję poniżej wartości otrzymane przez innych autorów:

Autor	Rok	S. D.	Częstość	Gęstość
Thornton	1909	3,78	80 cykli	2,29 gr/cm <sup>3</sup>
Thomson		3,78	? (cytuję za Jägerem)	
Jäger	1917	3,73 (wartość średnia)	250 cykli oraz od 0,1 do 30 megacykli	
Kühlewein	1929	około 4,1 (wartość średnia)	od 0,01 do 6 megacykli	

<sup>9)</sup> Nie mogłem stwierdzić (w granicach błędu pomiaru wychylenia t. zn. około 5‰) zależności wspomnianej poprawki od częstości (wychylenie dla krążka metalowego wynosiło około 100 mm; błąd bezwzględny pomiaru wychylenia równa się około  $\pm 0,5$  mm).

Wartości znalezione przez Schulzego (3,2) i Möllera (2,3 w zakresie częstości od 0,16 — 0,3 megacykla) należy uważać za niepewne, gdyż są zbyt małe<sup>10)</sup>.

Jak widać z przytoczonej tabliczki, wymienieni w niej autorzy również nie stwierdzili dyspersji. Takie zachowanie się jest normalne dla ciał dielektrycznych izotropowych (1, 6, 14, 28).

§ 7. Wartość S. D., znaleziona przeze mnie, zgadza się zupełnie dobrze z liczbami otrzymanymi przez innych autorów. Ten fakt świadczy na korzyść metody sił ponderomotorycznych, w zastosowaniu do pomiarów bezwzględnych, tembardziej jeśli weźmiemy na uwagę względnie dużą dowolność w wyborze wartości współczynnika  $\gamma$ . Ta ostatnia okoliczność sprawia, iż średni błąd wyniku ostatecznego jest stosunkowo duży, wynosi bowiem około 5%, przyczem główną rolę gra tu właśnie błąd współczynnika  $\gamma$ . Przy pomocy wzoru (10) obliczamy wartość maksymalnego błędu wielkości L na 5%, przyjmując błędy pomiaru wielkości V, P i d łącznie w wysokości 1%<sup>11)</sup>, dalej błąd względny wielkości M szacując na 1%, błąd  $\delta$  na tyleż, błąd kwadratu napięcia W na 2%, co ostatecznie daje razem 5%. Dodając jeszcze błąd współczynnika  $\gamma$  (5%), otrzymujemy 10% jako ostateczną wielkość maksymalnego błędu wielkości L. W rzeczywistości średni błąd średniej z wielu pomiarów okazał się równy 6% i wówczas, obliczony z wzoru (6), błąd bezwzględnego pomiaru stałej  $\kappa$  nie przewyższa 5%. Główna wada omawianej metody nie wiąże się zatem z koniecznością wykonywania oddzielnych pomiarów licznych pomocniczych wielkości (przy pomocy których wyznaczamy S. D.), lecz raczej z niedokładnością wartości współczynnika  $\gamma$ <sup>12)</sup>. Należy jednakże pamiętać, iż przy stosowaniu zwykłych metod kondensatorowych również nie jest osiągnięty wysoki stopień dokładności w pomiarach bezwzględnych, z uwagi na źródła błędów rozmaitego rodzaju, jakie przy użyciu tych metod z reguły występują (10, 14). Okazuje się zatem, iż metoda dynamiczna nadaje się jednak zupełnie dobrze do użycia w pomiarach bezwzględnych.

W zastosowaniu do pomiarów względnych dokładność metody jest już znacznie większa. Średni względny błąd pomiaru wychylenia  $\delta$

<sup>10)</sup> Por. również 8. Jest rzeczą możliwą, iż różne sposoby postępowania przy otrzymywaniu kwarcu topionego z krystalicznego (topienie, chłodzenie i t. p.) mają wpływ na wartość S. D. tego ciała.

<sup>11)</sup> Wielkości te mierzymy bowiem bardzo dokładnie, podobnie jak b. dokładnie dają się wyznaczyć stałe A, B, i m. Błąd wynikły z przyrównania  $\cos 2\alpha$  do 1 (p. wzór 5) jest znikomo mały, a błąd niedokładnego nastawienia krążka pod kątem 45° do linii pola jest również niewielki, gdyż przy pomyłce — już stosunkowo znacznej — o 5° wynosi tylko 1,5% ( $\sin 80^\circ = 0,985$ ).

<sup>12)</sup> Fellingner mylił się, twierdząc, iż wartość współczynnika  $\gamma$  nieznacznie tylko wpływa na wartość ostatecznych rezultatów pomiarów S. D.

(0,5 mm, a więc około 1%), łącznie z poprawką, omawianą powyżej, jaką należy wprowadzić ze względu na użycie przy wysokich częstościach woltmetru elektrostatycznego (średnio 1,5%), wynosi najwyżej około 2,5%. Błąd wyznaczenia częstości jest bardzo mały, poniżej 1%. Wspomniana poprawka jedynie nieznacznie pomniejsza znaczenie metody jako narzędzia badania dyspersji. *Metoda sił ponderomotorycznych nadaje się zatem bardzo dobrze do badania zmian stałej dielektrycznej, spowodowanych bądź to dyspersją (jeżeli różnice w wychyleniach przy niskiej i wysokiej częstości przewyższają 2,5%), bądź to np. zmianami temperatury.*

## C z ę ś ć II.

### Stała dielektryczna kwarcu krystalicznego.

§ 1. Badanie dyspersji S. D. ciał piezoelektrycznych jak np. kwarcu jest, jak wiadomo, bardzo utrudnione wskutek występowania zjawiska „anomalnej” dyspersji. To zjawisko powoduje bowiem pojawianie się t. zw. rezonancyjnych zaburzeń w zakresach częstości znajdujących się w pobliżu częstości mechanicznych drgań własnych<sup>13)</sup> (niem. „Störgebiete”). Zaburzenia rezonancyjne zbadał po raz pierwszy bliżej C a d y w przypadku kwarcu. Polegają one na nagłych zmianach wartości S. D., a mianowicie na nagłym wzroście i następnie spadku aż do zera i, co więcej, na występowaniu nawet pozornie ujemnych wartości.

Przy użyciu zwykłych metod pomiaru S. D., w których znajduje zastosowanie kondensator, umieszczamy metalowe okładki czyli elektrody na powierzchni badanego przedmiotu krystalicznego. W stanie drgania (wzbudzonego na drodze elektrycznej) badanego obiektu okładki te mogą wpływać w sposób nader istotny na warunki występowania, odpowiedni zakres częstości i wogóle całość obrazu „anomalnej” dyspersji<sup>14)</sup>. Jest zatem rzeczą ważną zbadanie, w jakim stopniu metoda sił ponderomotorycznych, w której okładki czyli elektrody wogóle zastosowania nie znajdują, przewyższa metody kondensatorowe przy doświadczalnej analizie zjawiska „anomalnej” dyspersji. Ponieważ z pomiędzy całego szeregu ciał piezoelektrycznych kwarc jest jednym z najtrwalszych tak pod względem fizycznym jak i chemicznym oraz posiada stosunkowo dobrze określone i znane własności fizyczne, przeto użyłem do odpowiednich badań kwarcu krysta-

licznego. Krążka o średnicy 12 mm i grubości 1,5 mm ( $m=8$ , gęstość = 2,63 gr/cm<sup>3</sup>) dostarczyła firma Dr. Steeg i Reuter w Bad Homburg. Krążek ten wycięto z kryształu w ten sposób, iż jego płaszczyzna jest prostopadła do jednej z elektrycznych osi, a osi optyczna (Z) leży w tej płaszczyźnie.

Aczkolwiek stałe dielektryczne kwarcu krystalicznego:

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + 4\pi \cdot \varepsilon_{\parallel} \quad (\text{dla kierunku osi optycznej})$$

oraz

$$\varepsilon_{\perp} = 1 + 4\pi \cdot \varepsilon_{\perp} \quad (\text{dla dowolnego kierunku w płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej})$$

były już niejednokrotnie i stosunkowo dokładnie zmierzone, to jednak dokonałem ich pomiaru jeszcze raz (w temperaturze pokojowej 20° C) mając, między innymi, na celu zbadanie, czy wybór wartości 0,95 na współczynnik  $\gamma$  prowadzi do wartości S. D., zgodnych z danymi innych autorów.

§ 2. F e l l i n g e r zwrócił uwagę na fakt, iż istniejąca w kwarcu oprócz piezoelektryczności *własność pyroelektryczności* może powodować duże błędy w pomiarach przy użyciu metody sił ponderomotorycznych. Stosował on bowiem, celem usunięcia z powierzchni badanych obiektów kwarcowych przygodnych ładunków elektrycznych, związanych z wilgocią, tłuszczem i innymi zanieczyszczeniami powierzchni, „pendzlowanie” płomykiem i przy tej czynności zauważył silne ładowanie się kwarcu, które utrzymywało się przez szereg godzin. Podczas moich kontrolnych obserwacji okazało się, iż zaburzenia, objawiające się silnie zwiększonym wychyleniem, powstają normalnie wtedy tylko, gdy powietrze posiada duży stopień wilgotności. Tworząca się wówczas na powierzchni kwarcowego krążka warstewka wilgoci działa zakłócająco. Użycie pięciotlenku fosforu usuwa zakłócenia prawie natychmiast. Nie należy zatem przypisywać zjawisku pyroelektryczności jakiejś roli w tego rodzaju zakłóceniach, jak to uczynił F e l l i n g e r. Zmiany temperatury w pokoju były tak nieznaczne, iż nie mogły wywołać pyroelektrycznych ładunków.

§ 3. W przypadku kwarcu, jako ciała anizotropowego (aeolotropowego), nie możemy stosować podanego w I-szej części zasadniczego wzoru (6), natomiast musimy użyć bardziej zawiłych wzorów, jakie dla tego przypadku podaje teoria (F e l l i n g e r). Odpowiednie wielkości  $L$  będą się, oczywiście, wyrażały w dalszym ciągu przy pomocy tego samego wzoru (10), podanego w części I.

Celem pomiaru S. D.  $\varepsilon_{\perp}$  należy zawiesić krążek w ten sposób, by osi

<sup>13)</sup> Drgania te wzbudzamy, jak wiadomo, przy pomocy odwrotnego zjawiska piezoelektrycznego (ang. „inverse piezoelectric effect”), polegającego właściwie na elektrostrykcji.

<sup>14)</sup> Por. stosunki, jakie zachodzą w przypadku soli S e i g n e t t e 'a (18).



optyczna leżała dokładnie w kierunku pionowym. Wówczas stosujemy wzór, który również odnosi się do przypadku ciał izotropowych:

$$z_1 = \frac{(A+B) + \sqrt{(A+B)^2 + 2R}}{R} \quad (1)$$

We wzorze tym  $R$  oznacza wyrażenie następujące:

$$R = L_1 \cdot (A - B) - 2AB. \quad (2)$$

Z wielu pomiarów otrzymałem jako wartość średnią:

$$L_1 = 14,45 \pm 0,20,$$

zatem z błędem średniej równym około 1,5%.

Stosując współczynnik  $\gamma = 0,95 \pm 0,05$ , otrzymujemy ostatecznie

$$L_1 = 13,73 \pm 0,70.$$

Błąd wzrósł teraz do 6%, ze względu na niepewną w wysokości 5% wartość współczynnika  $\gamma$ .

Ostatecznie znajdujemy:

$$\epsilon_1 = 4,55 \pm 0,20$$

(zatem z błędem pomiaru równym 5%).

W dalszym ciągu, celem pomiaru S. D.  $\epsilon_{||}$ , należy zawiesić ten sam krążek w ten sposób, by oś optyczna przypadła z kolei poziomo.

Wówczas stosujemy wzór, podany przez Fellingera:

$$z_{||} = \frac{z_1 \cdot (2A + L_{||}) + 2}{z_1 \cdot [L_{||}(A - B) - 2AB] + L_{||} - 2B} \quad (3)$$

Podstawiając liczby:  $L_{||} = 13,95 \pm 0,20$

oraz  $\gamma = 0,95 \pm 0,05$

czyli ostatecznie, stosując wartość

$$L_{||} = 13,25 \pm 0,70,$$

otrzymujemy

$$\epsilon_{||} = 4,66 \pm 0,20.$$

Powyżej podane wartości S. D.  $\epsilon_1$  i  $\epsilon_{||}$  odnoszą się do częstości 50 cykli.

§ 4. Załączona poniżej tablica zawiera zebrane wyniki pomiarów S. D. kwarcu, wykonanych przez różnych autorów:

TABLICA.  
(wszystkie wartości odnoszą się do temp. pokojowej).

Autor	Rok	częstość w cyklach (c) lub megacyklach (Mc)	Długość $\lambda$ fali elektrycznej tejże częstości	$\epsilon_{\perp}$	$\epsilon_{  }$	U w a g i
Autor niniejszej pracy	1937	50 c	—	4,55	4,66	
Romichi Nowak	1874	0	—	4,6		
Curie	1889	0	—	4,49	4,55	
Ferry	1897	20 c	—	4,46	4,38	
Fellinger	1902	50 c	—	4,69	5,06	
Thornton	1909	80 c	—	4,55	4,60	
Owen	1912	?	—	4,58		
Richardson	1915	?	—	4,6		
Müller	1926	0,16—0,3 Mc	2000—1000 m	4,45	4,68	
Jäger	1917	0,1—30 Mc i 250 c	3000—10 m		4,57	
Gagnebin	1924	?	—	4,27	4,5	
Hée	1934	1,15 Mc	260 m	4,88	4,65	prostopadle do osi elektrycznej
					4,77	nie prostopadle do osi elektrycznej
Autor niniejszej pracy	1937	5 Mc	60 m	4,41	4,58	
Ferry	1897	33 Mc	9,1 m	4,34	4,27	
Schmidt	1902	4,10 <sup>2</sup> Mc	75 cm	4,32	4,60	
Liebisch i Rubens	1919	10 <sup>6</sup> Mc	3,10 <sup>-2</sup> cm	4,4	4,7	optycznie <sup>15)</sup>

Widzimy, iż wartości, znalezione przeze mnie, są zupełnie zgodne, w granicach dokładności pomiarów, z wartościami, otrzymanymi przez innych autorów przy użyciu innych metod, prawie wyłącznie kondensatorowych. Widać również wyraźnie z tablicy, że liczby, otrzymane przez Fellingera, są bezwątpienia za duże.

<sup>15)</sup> Mamy, iż  $n_{\infty} = 1,45$ , a więc  $n_{\infty}^2 = 2,1$  ( $n_{\infty}^2 = 2,35$  według Engla); dla promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego zachodzą bardzo małe różnice.

Powyższe wyniki potwierdzają zatem przypuszczenie, iż przyjęcie liczby 0,95 jako wartości współczynnika  $\gamma$  jest usprawiedliwione i trafne.

§ 5. Jak widać z przytoczonej tablicy, dyspersja kwarcu w szerszym zakresie częstości badana była dotychczas właściwie jedynie przez Ferr'y'ego i Jaegera. Podjąłem zatem szczegółowe badanie dyspersji w zakresie częstości od 50 cykli do 5 megacykli ze szczególnym uwzględnieniem zakresu od 0,1 do 5 megacykli. Miałem na celu głównie zbadanie zachowania się krążka kwarcowego dla częstości, leżących blisko częstości własnych drgań mechanicznych<sup>16)</sup>. Wówczas do polaryzacji zwykłej, wywołanej działaniem pola zewnętrznego, dołącza się i towarzyszy jej „piezopolaryzacja”, spowodowana elastyczną deformacją krążka. Osiąga ona maksimum swej bezwzględnej wartości dla stanu rezonancji (współdrgania kryształu), t. zn., gdy częstość zewnętrznego przemiennej pola zrówna się z piezoelektryczną częstością własną<sup>17)</sup>. Całość opisanych powyżej zjawisk obejmujemy czasem nazwą „dyspersji anomalnej”, chociaż wydaje się, iż nazwa ta nie jest odpowiednia ze względu na inny charakter zjawisk, związanych z właściwą dyspersją. Również nie jest chyba rzeczą właściwą mówić o „ujemnej” stałej dielektrycznej (por. 12). Jednak konieczną jest rzeczą zbadanie zakresów częstości, w których występują te charakterystyczne dla wszystkich ciał piezoelektrycznych zaburzenia w obrazie dyspersji S. D.. Chcemy bowiem w ten sposób rozpoznać, zbadać i wyodrębnić te zakresy, w których ujawnia się już tylko właściwa dyspersja.

Dla krążków znalazł Hund trzy rodzaje podłużnych drgań własnych, o częstościach danych przy pomocy wzorów:

1) dla drgań w kierunku grubości:

$$n = \frac{2,87 + 0,005}{d} \text{ megacykli} \quad (4)$$

( $d$  oznacza grubość w mm),

2) dla drgań w kierunku średnicy:

$$n = \frac{2,715}{D} \text{ megacykli} \quad (5)$$

<sup>16)</sup> W tych badaniach, w celu otrzymania większych wychyleń  $\delta$ , stosowałem wyjątkowo odstęp  $d$  płytek kondensatora mniejszy od 2,5 cm. Natężenie pola wynosiło — licząc wzdłuż obu głównych osi obiektu — 92, 0,707 = 65 V/cm.

<sup>17)</sup> Por. badania Buscha oraz Zeleny'ego i Valasek'a w analogicznym przypadku soli Seignette'a (III cz.).

3) oraz dla drugiego rodzaju drgań w kierunku średnicy:

$$n = \frac{3,83}{D} \text{ megacykli}^{18)},$$

przyczem  $D$  oznacza średnicę w mm.

Dla badanego krążka należało się zatem spodziewać wystąpienia zaburzeń, spowodowanych drganiami własnymi o częstościach 1,913 Mc ( $\lambda = 157 m$ )<sup>19)</sup> oraz 0,226 Mc ( $\lambda = 1327 m$ ) i 0,319 Mc ( $\lambda = 940 m$ ).

§ 6. Obraz dyspersji, otrzymany dla pierwszego przypadku zawieszenia krążka (osią optyczną Z pionowo), znajdujemy na rysunkach 3 i 4. Na osi odciętych są zaznaczone długości  $\lambda$  w  $m$  fal elektrycznych, odpowiadające użytym częstościom mierniczym, na osi rzędnych znalezione wartości  $\delta$  w  $mm$ . Podłużna linia prosta, przebiegająca przez oba rysunki 3 i 4, odpowiada wychyleniu przy częstości 50 cykli. Analizując przebieg krzywej, wyobrażonej na rys. 3, spostrzegamy m. in., iż, począwszy od częstości równej około 1,62 megacykla ( $\lambda = 185 m$ ), zachodzi, przy przejściu od częstości mniejszych ku większym, szybki wzrost wychylenia  $\delta$ . Przy dalszym wzroście częstości mierniczej staje się ono bardzo duże, potem nagle silnie maleje i po przejściu przez wartość 0 osiąga dużą wartość ujemną. *W tym stanie krążek zachowuje się rzeczywiście w ten sposób, jakgdyby posiadał ujemną stałą dielektryczności  $\epsilon_1$ , gdyż objawia tendencję ustawienia się nie wzdłuż, lecz w poprzek pola elektrycznego*<sup>20)</sup>.

Przy dalszym zwiększaniu częstości wychylenie  $\delta$  staje się z powrotem dodatnie, lecz posiada tylko niewielką wartość; w miarę jak częstość

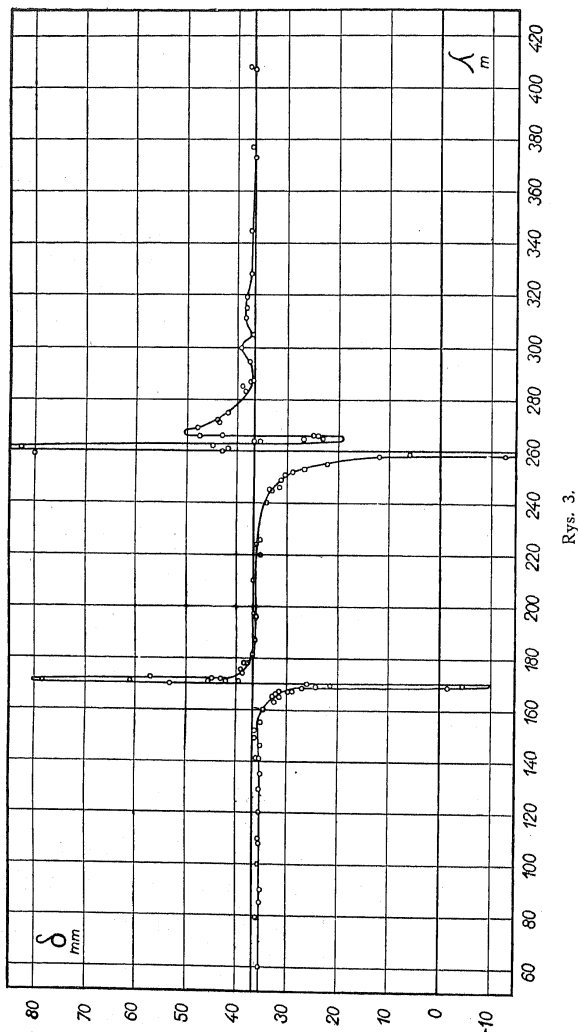
<sup>18)</sup> Por. także 36. W praktyce często się zdarza, iż nie podajemy częstości własnej krążka, lecz długość ( $\lambda$ ) fali elektrycznej (nie elastycznej!), odpowiadającej drganiu elektrycznemu tejże częstości. Pierwszy wzór Hunda podaje zatem dla drgań poprzecznych w odniesieniu do 1 mm grubości długości fali elektrycznej równą 104,5 m. Harrison znajduje 110 m/mm; Hitchcock podaje odpowiednie wartości w szerszym zakresie od 105 — 115 m/mm. Podane w dalszym ciągu tekstu liczby w nawiasach odnoszą się właśnie do wartości długości fal elektrycznych, odpowiadających danym częstościom.

<sup>19)</sup> 1,818 Mc ( $\lambda = 165 m$ ) według Harrisona i 1,739 — 1,905 Mc ( $\lambda = 157,5 — 172,5 m$ ) według Hitchcocka.

<sup>20)</sup> Ponieważ  $\epsilon_1 = 1 + 4\pi\alpha_1$ , więc  $\epsilon_1 < 0$  wtedy, gdy  $\alpha_1 < 0$  i jednocześnie  $|\alpha_1| > \frac{1}{4\pi}$ . Jak łatwo widzimy z wzoru (1), musi  $L_1$  spełniać następujący warunek, aby  $\alpha_1$  było ujemne:

$$0 < L_1 < 2AB/A-B \text{ t. zn.}$$

dodatnie wychylenie  $\delta$  musi być stosunkowo duże. Inny jeszcze warunek jest następujący:  $L_1 < 0$  t. zn. wychylenie  $\delta$  ma mieć wartość ujemną.



dalej wzrasta, wychylenie wraca powoli prawie do poprzedniej wartości, ale nie osiąga jej jednak w zupełności. To charakterystyczne zaburzenie jest zjawiskiem występującym w formie bardzo wyrazistej — graficzny jego obraz zaznacza się bardzo ostro. Częstość drgania, odpowiadająca stanowi maksimum zaburzenia, wynosi 1,765 megacykla ( $\lambda = 170 \text{ m}$ ), a więc 2,647 megacyklu ( $\lambda = 113 \text{ m}$ ) w odniesieniu do 1 mm grubości krążka. W ten sposób potwierdziłem na zupełnie odmiennej drodze spostrzeżenie C a d y ' e g o, który pierwszy zauważył, iż umieszczony w obwodzie drgającym kondensator, pomiędzy którego okładkami znajduje się drgająca płytką z kwarcu, posiada ujemną pojemność dynamiczną w przypadku, gdy obwód zostaje dokładnie dostrojony do częstości własnych drgań płytki.

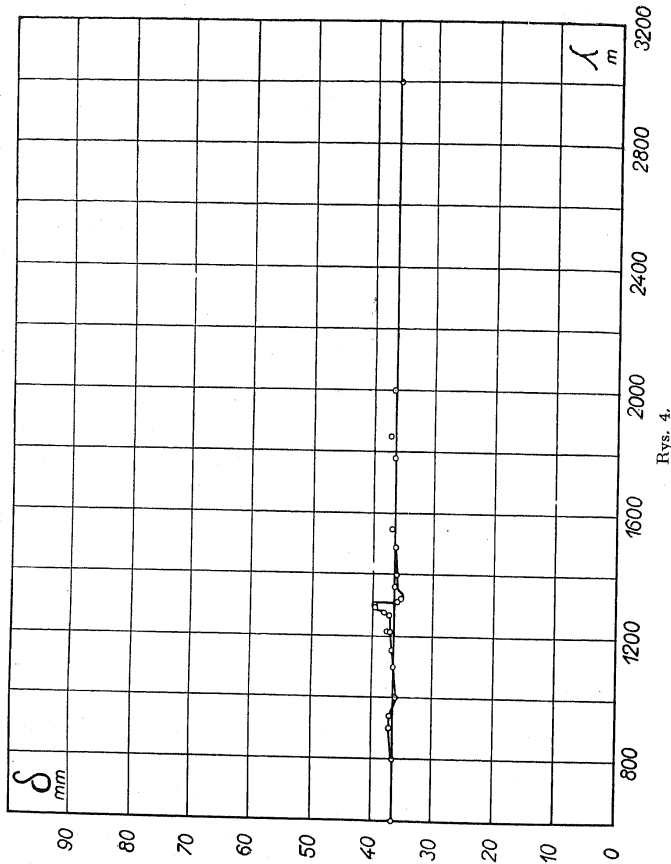
Drugie zupełnie podobne zaburzenie występuje nieoczekiwanie przy częstości 1,158 megacykla ( $\lambda = 259 \text{ m}$ ). Jak widać z rysunku 3, jest ono nawet silniejsze od poprzedniego, gdyż wychylenia, odpowiadające stanowi maximum zaburzenia, są wyraźnie większe. Świadczy o tem również okoliczność, że i w polu o mniejszym natężeniu ( $58.0,707 = 41 \text{ V/cm}$ ) mogłem z łatwością uzyskać ujemne wychylenie, podczas gdy w przypadku drgania pierwszego można doprowadzić krążek badany w tem słabszym polu jedynie do stanu stosunkowo niewielkiego ujemnego wychylenia  $\delta$ . Przejście wychylenia do wartości, odpowiadającej 50 cyklom, nie odbywa się dla częstości, leżących poniżej tego drugiego zaburzenia [1,158 Mc ( $\lambda = 259 \text{ m}$ ) czyli 1,737 Mc ( $\lambda = 173 \text{ m}$ ) na 1 mm grubości] monotonicznie, lecz poprzez kilka miejsc rezonancji (niem. „mehrere Resonanzstellen“), w których drgania są jednak już o wiele słabsze, aniżeli w zaburzeniach poprzednich. Najsilniejszemu z tych drgań „podrzędnych” odpowiada częstość 1,132 Mc ( $\lambda = 265 \text{ m}$ ) czyli 1,698 Mc ( $\lambda = 177 \text{ m}$ ) w odniesieniu do 1 mm grubości.

Obraz dyspersji, podobny naogół do uzyskanego przeze mnie, otrzymał B u s c h w przypadku soli S e i g n e t t e ' a (por. III cz.). Dwu- i wielo-falowość (niem. „Doppel- und Mehrwelligkeit” drgań kwarcu krystalicznego jest zjawiskiem rzadko występującym oraz mało jeszcze zbadanym i wyjaśnionym; warunki jego powstawania nie są dobrze znane (m. in. 23, 24, 30, 31 oraz B a l z e r).

W ostatnich czasach B e r g m a n n zajmował się wyznaczeniem częstości wielu harmonicznych drgań własnych płytki kwarcowej w kierunku grubości. M e i s s n e r oraz B e c h m a n rozważali zupełnie ogólnie podłużne drgania płytek.

Jak widać z rysunku 4, pewne nieznaczne zaburzenia, w których odpowiednie wychylenia  $\delta$  nie przybierają ujemnych wartości, zaznaczają się dla częstości około 0,229 Mc ( $\lambda = 1310 \text{ m}$ ) i około 0,326 Mc ( $\lambda = 920 \text{ m}$ ),

a więc zgodnie z przewidywaniami wartościami. Drugie zaburzenie okazuje się jednak bardzo słabe. Odpowiadające tym zaburzeniom częstotliwości drgań



Rys. 4.

w kierunku średnicy wynoszą, w odniesieniu do 1 mm średnicy, 2,748 Mc ( $\lambda = 109$  m) i 3,912 Mc ( $\lambda = 76,7$  m). Stosunek tych częstotliwości równa się 1,42 (por. 26).

Wychylenia, odnoszące się do częstości, leżących poniżej wartości 0,2 Mc ( $\lambda = 1500$  m), są w granicach dokładności pomiaru równe wychyleniu przy częstości 50 cykli, a zatem dyspersja w tym obszarze nie występuje. Natomiast przy najwyższych mierniczych częstościach, powyżej 2 Mc ( $\lambda = 150$  m), w zakresie, w którym już nie stwierdziłem występowania jakichkolwiek bądź zaburzeń (jak to widać z rys. 3), wychylenie jest wyraźnie mniejsze od tego, które odpowiada częstości 50 cykli. Posiada ono tutaj oznaczoną stałą wartość, niezależną od częstości. Fakt ten przemawia za istnieniem właściwej dyspersji w tym zakresie częstości. Jak już wspominałem, najwyższa częstość, przy której dokonywałem pomiarów, wynosiła 5 Mc ( $\lambda = 60$  m). Zmierzywszy dla tej częstości odpowiednią wartość wychylenia  $\delta$ , otrzymałem następującą wartość S. D.  $\epsilon_{||}$ :

$$4,41 \pm 0,20^{21}).$$

§ 7. Z kolei rozważmy drugi przypadek zawieszenia krążka, w którym oś optyczna ma kierunek poziomy. W tym przypadku, który stosujemy celem pomiaru S. D.  $\epsilon_{||}$ , nie można było zupełnie zauważyć występowania zmian wychylenia  $\delta$  w całym badanym zakresie częstości z wyjątkiem częstości najwyższych. Mianowicie jedynie dla częstości 4 — 5 megacykli ( $\lambda = 75 — 60$  m) stwierdziłem wyraźne, choć nieznaczne, zmniejszenie się wartości wychylenia (odpowiednich wykresów nie podaję). W miejscach, odpowiadających częstościom drgań własnych przy zawieszeniu poprzednim, nie zdradzają się nawet ślady zmian wartości wychylenia. Sposób zawieszenia krążka wpływa zatem w zasadniczy sposób na występowanie stanu drgania i obraz dyspersji.

S. D.  $\epsilon_{||}$  wykazuje niemniej dyspersję, którą ujawniamy na innej drodze. Mianowicie widać wyraźnie z wzoru (3), iż na wartość wielkości  $\epsilon_{||}$  ma wpływ nie tylko wielkość  $L_{||}$ , ale również  $\epsilon_{\perp}$ , o której wiemy, na zasadzie pomiarów wykonanych w przypadku pierwszego zawieszenia, iż wykazuje ona wyraźną dyspersję. Otrzymujemy wtedy dla częstości 5 megacykli:

$$\epsilon_{||} = 4,58 \pm 0,2.$$

<sup>21)</sup> Aczkolwiek błąd podany wynosi więcej niż różnica pomiędzy wartościami S. D.  $\epsilon_{\perp}$  dla niskiej i wysokiej częstości, to jednakże istnienie tej różnicy nie wydaje się ulegać żadnej wątpliwości. Widać to wyraźnie z rys. 3. Nie należy zapominać przytem, iż podany błąd w wysokości 0,20 w o wiele większej mierze pochodzi z niedokładnego wyznaczenia współczynnika  $\gamma$ , aniżeli z błędu właściwego pomiaru S. D.

Należy zatem wyciągnąć wniosek, iż w badanym zakresie częstości dyspersja S. D.  $\epsilon_{\parallel}$  okazuje się około dwóch razy mniejsza od dyspersji S. D.  $\epsilon_{\perp}$ .

§ 8. Jak już wspomniałem, przedstawiony na rys. 3 przebieg dyspersji jest typowy dla kryształów piezoelektrycznych (4, 12). Powyżej częstości, dla których zachodzą zaburzenia, S.D. prawdopodobnie zaczyna powoli i stopniowo zmniejszać swą wartość w miarę wzrostu częstości aż do stanu, kiedy dla częstości bardzo wysokich osiągnie wartość optyczną  $n^2$ . Taki przebieg odpowiada normalnemu zachowaniu się ciał krystalicznych wogóle.

Jednakże w tym przebiegu mogą jeszcze wystąpić pewne dalsze zaburzenia, spowodowane wpływem polaryzacji atomowej (która sprawia, iż  $\epsilon \neq n^2$ ). Jej częstość własna przypada w części podczerwonej widma (por. 12, str. 439 — 455; 15; 21) <sup>22)</sup>.

Widzimy zatem, że metoda sił ponderomotorycznych okazuje się bardzo przydatnym i dogodnym narzędziem w badaniu zjawisk związanych z piezoelektrycznymi własnościami kryształów (prócz korzyści, wymienionych w cz. I pracy, jakie przedstawia jej stosowanie do pomiaru S.D.). Z powodu braku okładek, a zatem i niepożądanych wpływów, jakie one mogą wywierać, oraz ze względu na możliwie swobodne zawieszenie, tłumienie drgań badanego ciała jest nadzwyczaj małe. Naskutek tego wszelkie drobne szczegóły piezoelektrycznych zaburzeń występują wyraźnie i ostro w uzyskanych obrazach dyspersyjnych S.D..

### Część III.

#### Stała dielektryczna soli *Seignette'a*.

§ 1. W najogólniejszym przypadku ciała dielektrycznego anizotropowego (aeolotropowego), mianowicie w przypadku kryształu dwuosiowego istnieją trzy t. zw. główne kierunki (osi) dielektryczne, wzajemnie do

<sup>22)</sup> Jäger i Güntherschulze podkreślają fakt, iż na zasadzie dotychczasowego materiału doświadczalnego nie można sobie wyrobić właściwego sądu w kwestji istnienia wyraźnej dyspersji S. D. w ciałach stałych wogóle. W ciałach tych, jeśli są zbudowane z cząsteczek adipołowych, nie występują wogóle żadne godne uwagi zjawiska dyspersji (12, str. 447). Porównywanie wyników różnych autorów, osiągniętych w pomiarach nad różnymi próbkami przy różnych częstościach dla ciała napozór identycznego, należy zgóry uważać za chybające celu. Jäger sądzi, iż do częstości rzędu  $10^6$  Mc w większości wypadków dyspersja nie występuje. W ostatnich czasach wzrósł bardzo materiał doświadczalny, odnoszący się do danego tematu, ale wyniki są naogół rozbieżne (1, 22 oraz 16, 28 z cz. I).

sobie prostopadłe. Każdemu z tych kierunków (oznaczamy je literami a, b, c) odpowiada pewna wartość S.D.. Mamy zatem do czynienia z trzema t. zw. głównymi S.D.:

$$\epsilon_a = 1 + 4\pi \chi_a, \quad (1)$$

$$\epsilon_b = 1 + 4\pi \chi_b, \quad (2)$$

$$\epsilon_c = 1 + 4\pi \chi_c. \quad (3)$$

Fellinger wykazał, że i do tego przypadku można zastosować metodę sił ponderomotorycznych pomiaru S.D.. Jeśli posługujemy się krążkami, wówczas wzór zasadniczy Fellingera ma postać następującą:

$$\chi_i = \frac{\chi_j \cdot (2A + L) + 2}{\chi_j \cdot [L \cdot (A - B) - 2AB] - 2B + L} \quad (4)$$

Przy pomocy tego wzoru wyznaczamy stałe dielektryzacji  $\chi_a$ ,  $\chi_b$ ,  $\chi_c$ . Indeks „i” odnosi się do kierunku leżącego w płaszczyźnie krążka i skierowanego poziomo (mówimy wtedy krótko: „zawieszenie względem osi „i”), indeks „j” — do kierunku prostopadłego do płaszczyzny krążka (oznaczamy wtedy krążek „Lj”). Wielkość L jest wyznaczona, jak zawsze, przy pomocy wzoru (10) cz. I.

Celem pomiaru S.D.  $\epsilon_a$  i  $\epsilon_c$  zawieszamy krążek „L<sub>a</sub>” w ten sposób, by oś c z możliwie największą dokładnością została ustawiona poziomo. Następnie umieszczamy krążek w aparacie w środku pola (również możliwie dokładnie) i ustawiamy go pod kątem  $45^\circ$  do linii tego pola. Niech do badanego krążka w uważanym zawieszeniu odnoszą się wielkości A', B',  $\delta'$ , L'.

Mamy wówczas według wzoru (4):

$$\chi_c = \frac{\chi_a \cdot (2A' + L') + 2}{\chi_a \cdot [L' \cdot (A' - B') - 2A'B'] - 2B' + L'} \quad (5)$$

Następnie zawieszamy drugi krążek (L<sub>c</sub>) tak, by oś a przypadła w kierunku poziomym (odp. wartości niech będą A'', B'',  $\delta''$ , L''). Otrzymamy:

$$\chi_a = \frac{\chi_c \cdot (2A'' + L'') + 2}{\chi_c \cdot [L'' \cdot (A'' - B'') - 2A''B''] - 2B'' + L''} \quad (6)$$

Z wzorów (5) i (6) obliczamy  $\chi_a$  i  $\chi_c$ .



Następnie zawieszamy krążek  $1a$  w ten sposób, by oś  $b$  przypadła z kolei poziomo i obliczamy przy pomocy odpowiedniego wzoru stałą dielektryczności  $\epsilon_b$ . Wreszcie dla kontroli zawieszamy raz jeszcze krążek  $1c$  tak, by oś  $b$  przypadła poziomo i znajdujemy poraz drugi  $\epsilon_b$ , tym razem z wzoru, który łączy  $\epsilon$  z  $\epsilon_c$ .

§ 2. Z pomiędzy ogółu ciał stałych odrębne, wybitnie anomalne zachowanie się pod względem dielektrycznym wykazuje grupa ciał, które nazywamy seignetto — elektrycznymi (4b, 5). Ich głównym przedstawicielem jest sól *S e i g n e t t e'a* (ang. Rochelle Salt), którą będziemy oznaczać dalej w tekście literami S.S.. Jest to sól sodowo-potasowa prawoskrętnego kwasu winowego o wzorze chemicznym  $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 + 4\text{H}_2\text{O}$ , która krystalizuje jako kryształ dwuosiowy klasy rombowo-bisfenoidalnej (ortorombowo-hemihedrycznej — V)<sup>23</sup>. Anomalne własności dielektryczne tego ciała polegają głównie, jak wiadomo, na bardzo wysokiej wartości stałej dielektrycznej, mianowicie rzędu  $10^3$  —  $10^4$ , w kierunku krystalograficznej osi  $a$ <sup>24</sup>. Ta wysoka wartość występuje jedynie w zakresie temperatur od około  $-18^\circ\text{C}$  (t. zw. dolny p. Curiego) do około  $+24^\circ\text{C}$  ( $23^\circ$  —  $26^\circ\text{C}$ ; t. zw. górny p. Curiego) dla natężeń pola elektrycznego od kilkunasstu do stu kilkudziesięciu woltów na cm i przy niskich częstotliwościach. Poza punktami Curiego S.D. jest rzędu  $10^2$ <sup>25</sup>. Dla kierunków krystalograficznych osi  $b$  i  $c$  wartości S.D. wynoszą około 10; dla tych kierunków zachowanie się

dielektryczne S.S. jest zupełnie normalne (V a l a s e k; 1, 8, 12, 24c, 36a i b).

Ponieważ S.S. jest ciałem chemicznie niezbyt trwałem, które łatwo oddaje słabo związaną wodę krystalizacyjną czyli ulega dehydratacji, przeto wspomniane na wstępie do I cz. pracy trudności pomiarów kondensatorowych mogą właśnie w tym przypadku, z wysokim stopniem prawdopodobieństwa, wystąpić w zwiększonej mierze. *Te trudności wiążą się głównie z możliwością ewentualnych zaburzeń czy zakłóceń, jakie mogą być spowodowane przez okładki* (por. 7b, str. 448); powstaje zagadnienie, czy na wysoką wartość S.D. mogą mieć wpływ (a jeśli tak, to jakiego rodzaju i wielkości) niezbrane jeszcze bliżej czynniki elektrochemiczne, mające swą siedzibę na granicy okładek i S.S.? Większość autorów prac, odnoszących się do danego tematu, zwraca zgodnie uwagę na niebezpieczeństwo zaburzeń, jakie może wprowadzać (obok różnego rodzaju okładek — 7b str. 447, 20a str. 802, 24c, 25) przedewszystkiem cienka warstwa odwodnionej (lub wogóle zmienionej) soli, znajdująca się na powierzchni kryształu (m. in. głównie 21a oraz 28, 40). Również warstewka użytego środka wiążącego (kleju), znajdująca się pomiędzy powierzchnią kryształu a okładką, szczególnie o większej grubości, (7b str. 447; 40) oraz, w innych przypadkach, warstewka oddanej przez S.S. wody krystalizacyjnej mogą wpływać ujemnie na dokładność pomiarów i poprawność ich wyników (7b, 13, 20, 34, 36b). Niemal wszyscy autorzy prac, mających za temat badanie właściwości S.S. zwracają uwagę na zasadniczy wpływ cząsteczek wody krystalizacyjnej na własności fizyczne S.S., tudzież podkreślają istnienie silnej zależności tych własności od stopnia wilgotności (V a l a s e k; 7b str. 435 i 482; 20a str. 803 — 806; 36b str. 33 — 38; 38). Usuwanie istniejącej wilgoci z powierzchni badanych obiektów z S.S. (a więc i przewodnictwa powierzchniowego) musi być dokonywane jednak bardzo ostrożnie, gdyż w przeciwnym razie mogą zachodzić trwałe zmiany i uszkodzenia (o sposobach suszenia p. 20a str. 803 — 806; 24c; 34 str. 674 — 675; 36b; 38).

B o r e l, który pierwszy (w r. 1893) zmierzył S.D. S.S.  $\epsilon_a, \epsilon_b, \epsilon_c$  przy pomocy metody sił ponderomotorycznych, będącej odmianą metody B o l t z m a n n a (a zatem metody, w której okładki wogóle zastosowania nie znajdują), nie znalazł anomalnie wysokiej wartości S.D.  $\epsilon_a$ , otrzymał bowiem

$$\epsilon_a = 8,84, \quad \epsilon_b = 6,92, \quad \epsilon_c = 6,70$$

(przy częstotliwości 116 cykli)<sup>26</sup>.

<sup>26</sup>) Nie jest wykluczona pomyłka B o r e l a w oznaczeniu osi, względnie inдексы  $a, b, c$  u B o r e l a mogą nie odpowiadać oznaczeniom powszechnie dziś przyjętym.

<sup>23</sup>) W przypadku układu rombowego główne kierunki dielektryczne zbiegają się z kierunkami osi krystalograficznych. Oś  $a$  jest dwusieczną ostrego kąta osi optycznych, oś  $c$  dwusieczną rozwartą (naturalna krawędź kryształu), oś  $b$  jest normalną optyczną, prostopadłą do pł.  $ac$ . Oprócz  $a, b, c$ , używane są jeszcze inne oznaczenia następujące:  $a, \bar{b}, c; x, y, z$  lub 11, 22, 33.

<sup>24</sup>) Wszystkie pomiary statyczne prowadzą bez wyjątku do bardzo dużych wartości S. D., zawierających się w granicach od  $2 \cdot 10^3$  do  $1,2 \cdot 10^4$  (otrzymano nawet  $2 \cdot 10^5$  w przypadku grubych kryształów) — 13, 18, 20b, 21a i b, 26, 36b str. 36. Przy użyciu napięć przemiennych niskiej częstotliwości od 2,5 do  $2 \cdot 10^3$  cykli stwierdzono występowanie również wysokich wartości S. D.  $\epsilon_a$  rzędu  $10^3$  —  $10^4$  (V a l a s e k, 1, 4a, 10, 21b, 24, 28, 31, 40). Należy tu podkreślić zasadniczy fakt, wiążący się ściśle z wynikami mojej pracy, iż kilku autorów otrzymało jednak wartości S.D. mniejsze, rzędu  $10^2$ , mianowicie B. K u r t s c h a t o w i I. K u r t s c h a t o w (21b) oraz inni (7b, 28, 31) w pewnych szczególnych przypadkach.

<sup>25</sup>) W ostatnich czasach ukazała się praca J a f f é g o, w której autor twierdzi, iż pomiędzy punktami Curiego S.S. należy do układu jednoskośnego (klasy hemimorficznej), poza temi punktami natomiast do rombowego. H e d v a l l i P a u l y uważają p. Curiego za temperatury chemicznych przemian w S.S., Por. również 37.

§ 3. Powyższe okoliczności skłoniły mnie do podjęcia próby zastosowania do przypadku S.S. metody sił ponderomotorycznych. Odrazu na wstępie należy jednak podkreślić występującą tu pewną nieprzyjazną okoliczność. Otóż metoda sił ponderomotorycznych nie nadaje się zasadniczo do pomiaru dużych S.D., co wynika z faktu, iż kąt skrzywienia nie rośnie proporcjonalnie do wartości S.D.. Przeważającym widziemy już z zasadniczego wzoru, odnoszącego się do wzajemnej zależności stałej dielektryczności  $\kappa = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$  (w przypadku ciała izotropowego) i kąta skrzywienia  $\alpha$ :

$$\frac{2[\kappa^2 \cdot A \cdot B + \kappa \cdot (A + B) + 1]}{\kappa^2 \cdot (A - B)} = \frac{V \cdot E^2}{M \cdot \alpha} = L, \quad (7)$$

iż ma on charakter wzoru asymptotycznego. W miarę bowiem jak stała dielektryczności  $\kappa$  wzrasta i dąży w granicy do  $\infty$ , kąt skrzywienia  $\alpha$  zdąży asymptotycznie do pewnej granicznej, maksymalnej wartości, danej przy pomocy wzoru:

$$\alpha_{\max} = \frac{V \cdot E^2}{M \cdot L_{\min}} \quad (8)$$

przyczem  $L_{\min} = 2AB/A - B$ . (9)

Przy dużych zatem wartościach S.D. pomiar kąta skrzywienia  $\alpha$ , chociażby bardzo dokładny, nie może prowadzić do dokładnego wyznaczenia odpowiedniej wartości S.D.. Metoda sił ponderomotorycznych, która naogół oddaje dobre usługi w przypadku niewielkich S.D., staje się zatem niedokładna w pomiarach dużych stałych dielektrycznych. Odpowiednie wzory są „nieczułe” na wysoką wartość S.D.  $\varepsilon_a$ . Weźmy mianowicie na uwagę krążek  $1c$ , zawieszony względem anomalnej osi  $\alpha$  (zawieszenie najważniejsze). Wówczas zachodzi wzór (6), przyczem dla przejrzystości odrzucmy podwójne apostrofy przy  $A$ ,  $B$ ,  $\delta$  i  $L$ . Wielkość  $\kappa_a$  przybiera wartość  $\infty$  dla wartości  $L$  danej przy pomocy wzoru:

$$L_{\min} = \frac{2B \cdot (1 + A \cdot \kappa_c)}{1 + (A - B) \cdot \kappa_c} \quad (10)$$

<sup>27)</sup> O kąt tej wartości wykręciłaby się zawieszona spłaszczona elipsoida z metalu o tych samych wartościach współczynników  $A$  i  $B$ .

Jest to wartość graniczna, asymptotyczna; wzór (10) jest uogólnieniem wzoru (9).

§ 4. *Pomiary bezwzględne.* Natężenie pola wynosiło w moich pomiarach 58 V/cm czyli w kierunku osi głównych zawieszonych krążków 58,0707 = 41 V/cm. Temperatura wynosiła 18,5° ± 1°C.

Na podstawie wyników prac wielu autorów wiemy, iż S.D.  $\varepsilon_a$  wykazuje zależność od natężenia pola  $E$  (przy większych jego wartościach). Należy zatem wprowadzić uogólnioną S.D. (niem. „Dielektrizitätszahl”), daną przy pomocy wzoru:

$$\varepsilon \cong \varepsilon - 1 = 4\pi \cdot \frac{dP}{dE} = \frac{dD}{dE} \quad (11)$$

Zachodzi więc związek

$$D = 4\pi \cdot P + E \cong 4\pi \cdot P, \quad (12)$$

przyczem  $P$  oznacza polaryzację,  $D$  indukcję elektryczną. Rozróżniamy na zasadzie wyczerpujących badań D a v i d a (7b) i innych autorów następujące trzy zakresy natężenia pola, w których wartości uogólnionej S.D.  $\varepsilon_a$  są zupełnie odmienne (dla temperatury pokojowej t. zn. poniżej górnego p. Curiego i częstości niskiej 50 cykl/):

A) dla  $E$  od 0 do 50 V/cm mamy obszar odwracalności, w którym polaryzacja  $P$  rośnie proporcjonalnie do  $E$  i S.D.  $\varepsilon_a$  ma zatem stałą wartość, zawartą w granicach od 400 do 500.

B) Dla większych natężeń następuje silny wzrost polaryzacji i S.D.-ej w bardzo wąskim zakresie natężenia pola (mniej więcej przy 100 V/cm); S. D.  $\varepsilon_a$  jest wówczas rzędu 10<sup>4</sup> — 10<sup>5</sup>.

C) Powyżej tego krytycznego natężenia pola występuje obszar nasycenia, w którym daje się zauważyć dalszy powolny wzrost polaryzacji oraz powolne opadanie wartości S.D.. Jako wartość natężenia pola, przy którym występuje już wyraźne nasycenie, przyjmujemy 200 do 220 V/cm. Dla 500 V/cm S.D. wynosi jeszcze 5.10<sup>3</sup>, a dla bardzo już wysokich natężeń pola okazuje się równa w przybliżeniu 200 (7b, 18). Przebieg zależności polaryzacji od natężenia pola w zupełności jest analogiczny do odpowiedniej zależności w przypadku ciał ferromagnetycznych.

Jednak w innych wypadkach stosunki są bardziej zawiłe; głównie dla grubszych kryształów wyniki mogą być zupełnie różne od tych, które

wyszczególniliśmy powyżej (18, 21a str. 203, 40). Wogóle należy podkreślić fakt, iż różni autorzy znajdują wyniki nieraz zupełnie odmienne<sup>28)</sup>.

Ponieważ natężenie pola wynosiło w mych pomiarach 41 V/cm, przeto mogła zachodzić okoliczność, iż pracując w zakresie A, nie mogłem jeszcze otrzymać zbyt dużych wartości S.D.  $\epsilon_a$ . Dla uzupełnienia wykonałem zatem jeszcze kilka pomiarów przy natężeniach pola mniejszych i większych od 41 V/cm. Otóż przy natężeniach — liczonych już w kierunkach osi głównych krążka — w wysokości  $40,2/\sqrt{2} = 28,4$ ;  $116/\sqrt{2} = 82$  i  $139,2/\sqrt{2} = 98,4$  V/cm, wielkości  $E^2/\delta$  pozostały niezmiennie w granicy 2%. Zakres 30 — 100 V/cm jest właśnie tym, w którym wielu autorów znalazło b. wysoką wartość  $\epsilon_a$ , chociaż, jak to już wyżej wspomniałem, wielkość zakresu anomalnie dużej S.D.  $\epsilon_a$  jest różna u różnych badaczy, podobnie jak sama wartość S.D.  $\epsilon_a$ . Nie wydaje się zatem, by natężenie pola mierniczego odgrywało w mych pomiarach rolę decydującą.

Posługiwałem się w mych pomiarach dwiema parami krążków z S.S. o różnym pochodzeniu i o różnych rozmiarach, przyczem w każdej parze jeden krążek był wycięty  $\perp$  do osi *a*, drugi  $\perp$  do osi *c*. Jednej pary dostarczyła mi firma dr. Steeg i Reuter w Bad Homburg:

średnica obu krążków 13,87 mm, grubość 1,2 mm;  
stosunek osi  $m = 11,56$ .

Drugą parę sporządził p. doc. dr. L. Chrobak po odpowiednim wyhodowaniu kryształów i wycięciu z nich krążków przy pomocy mokrej nitki:

$\perp a$ : średnica 11,66 mm, grubość 1,48 mm,  $m = 7,9$ ,  
 $\perp c$ : „ 10,75 mm, „ 1,24 mm,  $m = 8,67$ .

Gęstość wynosiła 1,73 — 1,74 gr/cm<sup>3</sup>; błąd w podaniu kierunku osi nie przewyższał 2<sup>0</sup>.

Zakłócenia, spowodowane wpływem wilgoci, usuwałem przy pomocy pięciotlenku fosforu (por. cz. I i II). Należało jednak postępować b. ostrożnie, by uniemożliwić zbyt energiczne działanie tego środka, mogłaby bowiem wystąpić wyraźna dehydratacja, której skutki są niebezpieczne dla poprawności pomiarów. W tym celu puszka *P* była niezupełnie szczelna (por. 30a str. 701). W puszcze tej znajdowała się również duża ilość krysz-

<sup>28)</sup> Duże różnice, jakie różni autorzy znajdują w dielektrycznych własnościach S.S. pochodzących mają, według wyników najnowszych badań (7b str. 482), przedewszystkiem od wpływu wewnętrznych zniekształceń (niem. „innere Verzerrungen“) w badanych próbkach krystalicznych. Zniekształcenia te, sprawione różnym postępowaniem przy otrzymywaniu i badaniu obiektów, nie są jeszcze bliżej poznane.

tałków S.S.. Podczas wykonywania pomiarów nie zauważyłem białego nalotu pochodzącego z dehydratacji. Specjalnych sposobów konserwacji badanych krążków nie stosowałem, gdyż okazują się one zbędne, o ile tylko krążki nie są wystawione na działanie zbyt wilgotnego powietrza (25, 38). Można próbować pokryć krążki (uprzednio starannie osuszone) balsamem kanadyjskim z roztworu w ksylolu (por. 20). Krążki jednak takie ujawniały dokładnie takie same kąty skręcenia  $\alpha$  jak zwykłe suche, niepokryte balsamem. Widać zatem, iż na powierzchni krążków, niepokrytych warstwą ochronną, osadzanie się wilgoci nie występuje jednak zbyt łatwo.

W wyniku wykonanych pomiarów otrzymałem następujące wartości S.D.  $\epsilon_b$  i  $\epsilon_c$  (w założeniu, iż współczynnik  $\gamma$  ma wartość  $0,95 \pm 0,05$ ):

T a b e l a I.

S. D.	Pierwsza para (krążki większe)	Druga para (krążki mniejsze)	Wartości średnie
$\epsilon_b$	$8,9 \pm 0,5$	$8,7 \pm 0,5$	$8,8 \pm 0,5$
$\epsilon_c$	$9,25 \pm 0,5$	$9,3 \pm 0,6$	$9,3 \pm 0,6$

Otrzymane wartości są naogół zgodne z przybliżeniami danymi Müllerera. Autor ten znajduje bowiem w 25°C i dla częstości 1 kc:

$\epsilon_b = 10,0$ ;  $\epsilon_c = 9,6$ , przyczem odpowiednie współczynniki temperaturowe wynoszą:

$$\frac{1}{\epsilon_b} \cdot \frac{d\epsilon_b}{dt} = +0,007 \text{ i } \frac{1}{\epsilon_c} \cdot \frac{d\epsilon_c}{dt} = +0,003.$$

Pomiary statyczne Körrera, wykonane niedawno, prowadzą do wartości rzędu 10<sup>3</sup>, które są według wszelkiego prawdopodobieństwa niedoprzjęcia i dowodzą, jak w pomiarach S.D. zawodne co do dokładności są metody statyczne.

Jako wartość S.D.  $\epsilon_b$  (oraz  $\epsilon_c$ ) Schwartz znajduje około 60. Okoliczność, iż wartości, znalezione przezemnie, spełniają nierówność  $\epsilon_b < \epsilon_c$ , podczas gdy Müllerer znalazł relację przeciwną, należy zapewne przypisać omyłce w oznaczeniu osi (przemienienie *b* z *c*) przez tego autora<sup>29)</sup>.

<sup>29)</sup> Pomiary kontrolne  $\epsilon_b$  dały wyniki, różniące się znikomo mało od wartości otrzymanych podczas zasadniczych oznaczeń. W wypadku, gdy temp. pokojowa była nieco wyższa (około 22°C), mogłem stwierdzić wyraźny — choć niewielki — wzrost wychyleń  $\delta_b$  i  $\delta_c$ , a więc i wartości S.D.  $\epsilon_b$  i  $\epsilon_c$ . Zatem współczynniki temperaturowe tych S.D. są rzeczywiście dodatnie.

Dla S.D.  $\varepsilon_a$  otrzymałem wartości:

T a b e l a II.

$\gamma$	Pierwsza para	Druga para	Średnia wartość
1,00 (górną granicą)	103	89	$96 \pm 7$
0,95	158	141	$150 \pm 8$
0,90 (dolną granicą)	313	325	$319 \pm 6$

Widać zatem, iż nie możemy podać wartości S.D.  $\varepsilon_a$  jako pewnej dokładnie oznaczonej liczby, lecz musimy ograniczyć się z konieczności jedynie do stwierdzenia, iż jej rząd wielkości wynosi  $10^2$  (wartość  $\varepsilon_a$ , średnio biorąc, równa się około 200). Wszystkie powyżej podane liczby odnoszą się do częstotliwości 50 cykli.

§ 5. *Dyskusja wyników.* Jest rzeczą oczywistą, iż najważniejszy punkt w dyskusji wyników stanowi sprawa wartości bezwzględnej S.D.  $\varepsilon_a$ , którą daje pomiar metodą dynamiczną. Osobliwość w zachowaniu się dielektrycznym S.S. polegająca, jak wspominałem, głównie na fakcie, iż S.D.  $\varepsilon_a$  ma wartość b. dużą, powyżej  $10^2$  (pomiędzy punktami Curiego), znajduje potwierdzenie zatem i na drodze pomiarów metodą dynamiczną, bez użycia okładek. Jednakże zachodzi ta różnica, że rząd wielkości „dynamicznej” wartości S.D.  $\varepsilon_a$  wypada jedynie  $10^2$  (dana B o r e l a jest zatem błędna).

Bliższego omówienia wymaga przede wszystkim sprawa, o ile asymptotyczny charakter użytych wzorów posiada wpływ na wielkość wyrachowanej S.D.  $\varepsilon_a$ . Przytem należy rozważyć zagadnienie, w jakim stopniu zależy wynik ostateczny obliczenia S.D.  $\varepsilon_a$  od wyboru odpowiedniej wartości współczynnika  $\gamma$ .

Dla większego krążka  $\perp c$  współczynniki  $A$  i  $B$  posiadały wartości następujące:

$$A = 11,02925, \quad B = 0,76856;$$

na  $\%_c$  otrzymałem z pomiarów wartość około 0,7 (zresztą wartość  $\%_c$  bardzo nieznacznie wpływa na wartość wielkości  $\%_a$ ). Na wielkość  $L$  otrzymałem z pomiaru liczbę 1,92 dla  $\gamma = 1$ . Następująca tablica III (będąca rozszerzeniem tablicy II), wskazuje, jak wybór wielkości  $\gamma$  wpływa na rezultat obliczenia wielkości S.D.  $\varepsilon_a$ :

T a b e l a III.

$\gamma$	$L$	$\%_a$	$\varepsilon_a$	Wychylenie $\delta$ w mm	U w a g i:
1,00	1,92	8,08	103	$\delta_{obs}$	Założmy, iż powinno być $\varepsilon_a = \infty$ ; wtedy $L = 1,64$ . Stąd w przyp I. dla $\gamma = 1$ $\delta_{max} = 121,8$ mm, czyli powinno być o 17% większe od $\delta_{obs}$ . Przyp. II.: dla $\gamma = 0,95$ $L$ bezpośrednio z pomiaru powinno być równe 1,73, a więc $\delta_{max} = 115,4$ mm, czyli o 11 mm (10%) większe od $\delta_{obs}$ .
0,95	1,82	12,51	158	wynosiło	
0,90	1,73	24,84	313	104,0 mm	
0,83	1,60	ujemna	ujemna		
(L o m - b a r d i)	(za mało)				
	1,64 wartość graniczna [wzór(10)]	$\infty$	$\infty$		

Jeszcze przejrzyściej omawiane stosunki wyraża dyskusja zależności  $L$  od  $\%_a$  przy pomocy wzoru (7). Rozwiążmy równanie (7) na  $L$  i podstawmy różne wartości na  $\%_a$ . Otrzymujemy w ten sposób tablicę IV.

T a b e l a IV.

$\%_a$	$\varepsilon_a$	$L$	$\delta$ w mm	U w a g i:
1	13,57	4,12	48,5	dokładność pomiaru wychylenia wynosi około $\pm 0,5$ mm; $\delta_{obs} = 104,0$ mm.
10	126,66	1,87	106,8	
20	252	1,75	114,1	
50	629	1,68	118,9	
79,5	1000	1,67	119,6	
100	1258	1,66	120,3	
$\infty$ (jak dla metal)	$\infty$	1,64	$\delta_{max} = 121,8$ (skończone wychylenie maksymalne)	

Widzimy zatem, iż dla  $\%_a > 79,5$  t. zn.  $\varepsilon_a > 1000$ ,  $L$  przybiera już, praktycznie biorąc, wartość graniczną, asymptotyczną (różnice w wychyleniach, wynoszące 1 — 2 mm, aczkolwiek większe od błędu pomiaru, nie



mogą mieć zasadniczego znaczenia). Wspomnieć należy jeszcze nawiasem, iż na wielkości  $\varepsilon_b$  i  $\varepsilon_c$  wartość  $\varepsilon_a$  wpływa b. mało, jak to wynika z odpowiednich wzorów  $\varepsilon_b = f(\varepsilon_a)$  i  $\varepsilon_c = \varphi(\varepsilon_a)$ , jeśli tylko  $\varepsilon_a > 10$ , t. zn.  $\varepsilon_a > 127$ . Zatem niedokładna znajomość wielkości  $\varepsilon_a$  w zakresie  $10 < \varepsilon_a < \infty$  niema już, praktycznie biorąc, wpływu na wartości obliczonych wielkości  $\varepsilon_b$  i  $\varepsilon_c$ .

Widać tedy, iż do wartości  $\varepsilon_a$ , wynoszącej około 80 ( $\varepsilon_a = 10^3$ ), pomiar S.D.  $\varepsilon_a$  metodą dynamiczną jest jeszcze możliwy; błąd współczynnika  $\gamma = 0,95$  w wysokości  $\pm 0,05$  nie wpływa w zasadniczy sposób na rząd wielkości  $\varepsilon_a$ , który pozostaje równy  $10^2$ . Jednak należy pamiętać, że współczynnik  $\gamma$  (w założeniu, iż  $\gamma < 1$ ) zawsze obniża wartość wielkości  $L$  i powoduje w ten sposób wzrost obliczonej wielkości  $\varepsilon_a$ . Gdyby więc zachodził fakt, iż  $\gamma < 0,90$  (np.  $\gamma = 0,87; 0,83$  już jest zbyt małą wartością), to wówczas obniżenie wartości wielkości  $L$  byłoby tak duże, że nawet tylko ocena rzędu wielkości S.D.  $\varepsilon_a$  byłaby bardzo utrudniona, albo wręcz niemożliwa. Przeszlibyśmy bowiem do zakresu, w którym wartości  $\varepsilon_a$  i  $\varepsilon_b$  wogóle już nie dają się dokładnie wyznaczyć. Również ważną rolę gra w tej samej sprawie zasadniczy problem, czy ta sama wartość współczynnika  $\gamma$ , jaką przyjąłem (0,95), odnosić się będzie zarówno do krążka wyciętego z ciała izotropowego, jak i do krążka, zrobionego z ciała anizotropowego (kryształu jedno- lub dwuosowego) o tej samej liczbie  $m$ . W przypadku kwarcu wybór wartości 0,95 na współczynnik  $\gamma$  okazał się trafny i usprawiedliwiony. Nie wiadomo natomiast, czy w przypadku S.S., w którym zachodzi tak rażąca różnica w wysokości S.D., mierzonych w dwu prostopadłych do siebie kierunkach, leżących w płaszczyźnie krążka ( $a$  i  $b$  lub  $a$  i  $c$ ) lub, gdy mamy do czynienia z b. dużą wartością S.D. w przypadku krążka izotropowego, wolno stosować tę samą wartość (0,95) współczynnika  $\gamma$ . Można by raczej przypuszczać, iż wartość ta będzie bliższa 1, a nawet może większą od 1 (p. cz. I, odnośnik 3 na str. 188).

Dla bliższego, chociażby tylko częściowego, wyjaśnienia tych zasadniczych kwestyj oraz dla bezpośredniego porównania dokonałem również pomiaru kąta skręcenia  $\alpha$  zawieszonoego krążka metalowego o tych samych rozmiarach co rozmiary krążka  $\perp c$  od firmy dr. Steeg i Reuter. Wychylenie okazało się równe 107,8 mm czyli było o 4% większe od wychylenia, jakie zaobserwowałem przy krążku z S.S.  $\perp c$ , zawieszonym względem osi  $a$ <sup>30</sup>). *Krążek ten, wycięty z ciała dielektrycznego, w tem*

<sup>30</sup>) Liczbie tej nie można jednak przypisywać zbyt dużego znaczenia, gdyż w innych pomiarach, z innymi krążkami, różnica wychyleń w przypadku metalu i S.S. okazała się bądź to trochę mniejsza (krążek  $\perp c$  zawieszony względem osi  $a$  od doc. Chrobak a), bądź też większa (dochodziła do około 8%), pozostając stale w wysokości kilku %. L o m b a r d i, jak wspominałem w I. cz. pracy, zajmował się w wycerpu-

*jednym szczególnym zawieszeniu zachowuje się zatem — w przybliżeniu — tak, jakgdyby był z metalu. Ten fakt stanowi bezpośredni, niewątpliwy dowód, bez wykonywania obliczeń, iż wartość S.D.  $\varepsilon_a$  jest bardzo duża.*

Należało następnie, przynajmniej w przypadku krążka  $\perp c$  (dla pomiaru w zawieszeniu względem osi  $a$ ), dokonać próby zaokrąglenia brzegów, gdzie, w myśl naszych przypuszczeń, zaburzenia są najsilniejsze, by móc zbliżyć się możliwie dokładnie do kształtu spłaszczonej elipsoidy obrotowej. *Doc. Chrobak zniósł tedy zupełnie ostre krawędzie brzegów w krążku  $\perp c$  (mniejszym) przy pomocy odpowiedniego oszlifowania, tak, iż powstała stąd „quasielipsoida“ („owoid“),  $m = 8,53$ . Przyjmując dla niej  $\gamma = 1$  i wprowadzając do wzorów odpowiednią wartość objętości, obliczoną dokładnie z gęstości i masy znalazłem wartość  $\varepsilon_a = 110$ , którą otrzymałbym z pomiaru nad krążkiem przed przerobieniem, zakładając  $\gamma = 0,98$  (p. tablica II).*

Używałem również w mych pomiarach napięcia stałego. Wielkości wychyleń  $\delta$ , zasadniczo biorąc, nie odbiegały dużo od tych, jakie znalazłem przy częstotści 50 cykli napięcia przemiennego. Można by zatem próbować użytkować uzyskane w tych „pseudostatycznych“ pomiarach wartości wychyleń  $\delta$  do odpowiednich obliczeń S.D.  $\varepsilon_a$  gdyby nie fakt, iż przy zmianie kierunku napięcia występowały duże różnice w tych wychyleniach. Średnia z obu wychyleń była naogół zawsze mniejsza od wychylenia przy 50 cyklach. Różnica wynosiła od 2 do 4%, przyczem niewykluczony był wpływ różnicy we wskazaniach woltmetru elektrostatycznego dla napięć stałych i przemiennych. W pomiarach z krążkiem  $a$ , zawieszonym względem osi  $b$ , stwierdziłem wybitną tendencję ciągłego zwiększania się wychylenia z biegiem czasu; było ono przytem wyraźnie większe niż przy 50 cyklach (por. obserwacje Thorna, wspomniane w I. cz. — odnośnik 7 na str. 192).

Wszystkie powyżej wymienione i omówione okoliczności, które odnoszą się do zasadniczych wad metody (przedewszystkiem niepewność war-

jący sposób pomiarami z krążkami metalowymi oraz ich teoretyczną interpretacją (str. 184, 185, 189 — 193, 210). Badał on m. in. zagadnienie, w jakim stopniu można metal uważać za ciało wzorcowe t. zn. o znanej S.D. i czy można przy pomocy krążka z metalu mierzyć bezwzględnie i w bezpośredni sposób moment kierujący  $M$ . L o m b a r d i doszedł do przekonania, iż pomiary z krążkami metalowymi wtedy tylko mogą prowadzić do zadawalniających wyników w tym względzie, gdy użyte krążki (o tej samej stałej wartości średnicy) będą możliwie cienkie (w granicy ekstrapolujemy do grubości 0) t. zn. gdy liczba  $m$  będzie możliwie duża. Wówczas stopień przybliżenia do spłaszczonej elipsoidy obrotowej o tej samej liczbie  $m$  jest również duży — z dwu ostrych krawędzi powstaje tylko jeden zaokrąglony brzeg. Właściwie należałoby zatem używać w pomiarach wykonywanych dla celów porównawczych elipsoid z metalu, a nie krążków.



tości współczynnika  $\gamma$ , asymptotyczność wychylenia  $\delta$  przy dużych S.D., zakłócający wpływ brzegów w krążkach) sprawiają, iż znaleziona wartość S.D.  $\epsilon_a$  nie jest zbyt dokładna. Jednakże S.D.  $\epsilon_a$ , obliczone z pomiarów statycznych kondensatorów, są niepewne w o wiele wyższym stopniu. Metoda, użyta przezermnie, nie osiągnęła jeszcze w obecnej chwili takiego stopnia rozwoju, by można było jej wyniki uważać za zupełnie zadawalające.

§ 6. *Dyspersja.* Dyspersję S.D.  $\epsilon_a, \epsilon_b, \epsilon_c$  badałem dokładnie dla obu par krążków we wszystkich przypadkach zawieszonych (8) w granicach częstości od 0,1 do 5 megacykli (długości  $\lambda$  fal elektrycznych tych częstości zawierają się w granicach od 3000 do 60 m.)<sup>31)</sup> W tych badaniach, jako drogowskaz, służyły mi wyniki moich badań nad dyspersją S.D. kwarcu krystalicznego, podane w II. cz. pracy. Główną bowiem uwagę należało zwrócić na obszary zaburzeń, w których dla częstości, odpowiadających częstościom drgań własnych kryształów S. S., występują zaburzenia piezoelektryczne jako objawy „anomalnej” dyspersji. Te zaburzenia mogą zakłócać w sposób nader istotny badanie dyspersji S.D.S.S.. Jedynie Zeleny i Valasek zbadali bez zakłóceń piezoelektrycznych dyspersję S.S. w b. szerokim zakresie częstości.<sup>32)</sup>

Evans znajduje na S.D.  $\epsilon_a$  dla częstości w zakresie od 0,3 do 2 megacykli w temperaturze 16—17°C stałą wartość 114, nie napotykając na trudności ze strony nieznacznych zaburzeń piezoelektrycznych. Dyspersję S.D.  $\epsilon_a$  i jednocześnie zakłócenia, spowodowane drganiami piezoelektrycznymi, zbałał poprawnie dotychczas jedynie Busch (por. 12). Autor ten oznaczył dla szeregu kryształów te zakresy częstości, w których występują zaburzenia piezoelektryczne, objawiające się, jak wiadomo, na-

<sup>31)</sup> Mierzyłem również i przy pomocy napięcia przemiennego o częstości 9.10<sup>2</sup> cykli, otrzymywanego z odpowiedniego alternatora. Pomiaru te dały dokładnie te same wartości S.D. co przy  $n = 50$  cykli. Jednak wspomnieć należy nawiasem, iż, jak wiadomo na podstawie wyników niektórych badań (25, 31), również dla stosunkowo niskich częstości rzędu 10 i 10<sup>2</sup> cykli zachodzą w S.S. ciekawe efekty rezonancyjne (głównie dla grubych kryształów).

<sup>32)</sup> Fraayne otrzymał w 0°C dla  $n$  od 8 do 40 kc wartość S.D.  $\epsilon_a = 120$  oraz stwierdził istnienie b. szerokiego obszaru zaburzeń, rozciągającego się aż do 350 kc; powyżej tego obszaru  $\epsilon_a = 70$ . Errera znalazł obszar zaburzeń od 10 do 150 kc (por. też 13). Zeleny i Valasek nie mieli tych zaburzeń z powodu zastosowania silnego tłumienia i użycia słabego pola (8,75 V/cm).

Ponadto jeszcze kilku innych autorów mierzyło S.D.  $\epsilon_a$  przy pomocy napięć przemiennych wysokich częstości. Stwierdzili oni zgodnie istnienie dużej dyspersji, mianowicie S.D. maleje szybko wraz ze wzrostem częstości. Niektórzy autorzy twierdzą, iż silna dyspersja S.S. spowodowana jest wpływem wody krystalizacyjnej (13, por. również prace Errera, Graniera, Wintcha i Oplatki dotyczące dyspersji lodu). Dla częstości zawartych w granicach od 0,1 do 10 megacykli wartość S.D.  $\epsilon_a$  jest już tylko rzędu 10<sup>2</sup>, mianowicie wynosi około 100 (2, 4a, 9, 10, 40).

głym wzrostem S.D., następnie stromym spadkiem do 0 i wreszcie przybliżaniem pozornie ujemnych wartości (natężenie pola wynosiło 50 V/cm). Również Buschowi (zawdzięczać należy stwierdzenie fundamentalnego faktu, iż długości fali (elektrycznej)  $\lambda_{rez}$ , odpowiadająca częstości rezonancyjnej ( $n_{rez}$ ), rośnie wraz ze wzrostem rozmiarów badanych próbek (płytek) krystalicznych. Należy zatem tłumaczyć obserwowane zjawiska rezonancyjnym efektem Cady'ego, znanym dobrze w przypadku kwarcu (por. II. cz.). Nie mamy tu więc do czynienia z „anomalną” dyspersją S.D., związaną z siatką krystaliczną S.S., ale z objawem drgań mechanicznych całego kryształu, wzbudzonych na drodze piezoelektrycznej.

Uzyskane przeze mnie obrazy dyspersyjne są zupełnie podobne do tych, jakie otrzymałem dla kwarcu. Zachodzi jedynie ta różnica, iż bogactwo drgań własnych w przypadku S.S. jest o wiele większe. Moje wyniki są potwierdzeniem i rozszerzeniem materiału doświadczalnego, jaki uzyskał poprzednio Busch. Podobnie jak w przypadku kwarcu, tak również i w przypadku S.S. ostrość uzyskanych krzywych, obrazujących przebieg piezoelektrycznej rezonancji, szczególnie wyraźnie występuje przy zastosowaniu metody sił ponderomotorycznych. Oddaje ona zatem i w tym przypadku dobre usługi w badaniu zjawiska piezoelektryczności i przy pomiarze częstości drgań własnych.

Rys. 5 i 6 wyobrażają formy zależności wychylenia  $\delta$  w mm skali od częstości lub długości fali elektrycznej  $\lambda$ , odpowiadającej danej częstości drgań elektrycznych, użytych do pomiaru. Dla częstości leżących poniżej 0,3 megacykla ( $\lambda > 1000$  m) wychylenie  $\delta$  ma tę samą wielkość co i dla częstości 50 cykli (linja podłużna, przebiegająca przez oba rysunki równolegle do osi  $\lambda$ ). Wykresy na rysunkach 5 i 6 obejmują zakres  $\lambda$  rozciągający się tylko do 1300 m, ale szczegółowe badanie dyspersji wykonałem dochodząc do  $\lambda = 3000$  m, z tym wynikiem, iż nie zauważyłem nigdzie w tym zakresie zaburzeń w linjowym przebiegu, t. zn.  $\delta = \text{Const}(\lambda)$ . Natomiast dla częstości wyższych od 0,3 megacykla, występuje kilka kolejnych rezonancyjnych zaburzeń piezoelektrycznych; krążek badany znajduje się wówczas w stanie drgania z pewną ściśle określoną częstością  $n_{rez}$  (odp.  $\lambda_{rez}$ ). Największe bogactwo i różnorodność drgań własnych otrzymujemy w przypadku zawieszenia krążka zarówno  $\perp$  a jak i  $\parallel$  c względem osi  $b$  (rys. 6), przyczem pomiar  $\lambda$  był tak dokładny, iż niema wątpliwości co do istnienia oddzielnych drgań własnych o częstościach bardzo blisko siebie leżących<sup>33)</sup>. Busch pierwszy zauważył (w jednym tylko

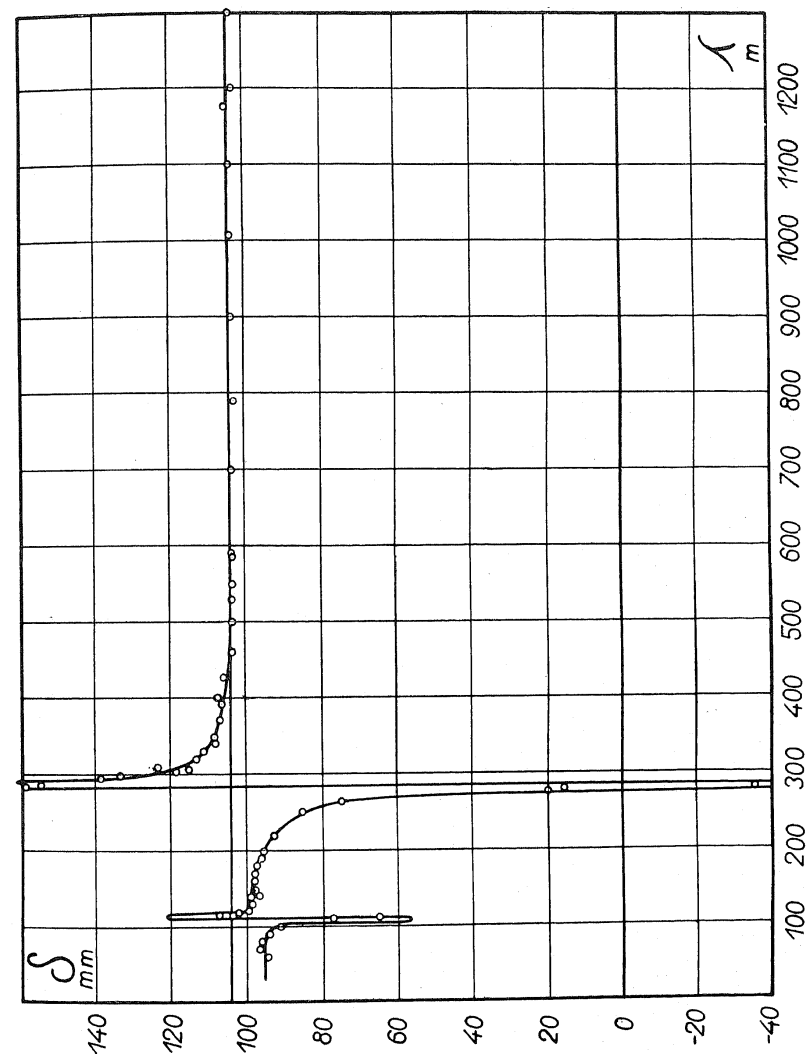
<sup>33)</sup> Nie wydaje się rzeczą prawdopodobną, by występowanie drgań własnych o bardzo blisko siebie leżących częstościach spowodowane było nieznacznie klinowatym kształtem krążków, gdyż były one płasko-równoległe z dużym stopniem dokładności (por. 39 w przypadku kwarcu).

coprawda wypadku) występowanie takich kilku miejsc rezonancji (4a; niem. „mehrere Resonanzstellen“). W mych badaniach występują one jeszcze wyraźniej i są zjawiskiem normalnym, zawsze zachodzącym.

W przypadku krążka  $\perp c$  w zawieszeniu względem osi  $b$  możemy otrzymać drganie zasadnicze ( $\lambda_{rez} = 530$  m) bardzo silne. Dla tej częstotliwości wychylenie ujemne dochodziło nawet do 350 mm skali; jest to najsilniejsze z drgań, jakie znalazłem przy badaniu S.S.. Widać stąd, że S.S. pobudzona na drodze piezoelektrycznej, drga o wiele silniej, niż kwarc w tych samych warunkach pobudzenia<sup>34)</sup>.

Rys. 5 odnosi się do przypadku krążka  $\perp c$  zawieszonoego względem osi  $a$ , a rys. 6 do tegoż krążka zawieszonoego względem osi  $b$ . Obrazy dyspersyjne przy krążku  $\perp a$  w zawieszeniu względem osi  $b$  i  $c$  są zupełnie podobne do tych, jakie daje krążek  $\perp c$  i dlatego odpowiednich wykresów nie podaję, ograniczając się jedynie do wzmianki, iż *najstańsze zauważone zaburzenia, objawiające się b. małymi dodatnimi wychyleniami, występują przy zawieszeniu względem osi c*. Załączone tabele V a i b zawierają wykaz drgań własnych we wszystkich zbadanych przypadkach.

Jeśli porównamy krzywe dyspersyjne dla S.S. z krzywą, jaką otrzymałem w przypadku kwarcu dla drgań podłużnych w kierunku grubości (drgania podłużne w kierunku średnicy ledwo się zaznaczały — p. rys. 3 i 4 w II cz.), wówczas spostrzeżemy daleko idącą analogię w odniesieniu do ich kształtu i przebiegu. Ta okoliczność mogłaby skłaniać do przypuszczenia, iż mamy w przypadku krążków z S.S. zapewne również do czynienia z podłużnymi drganiami w kierunku grubości, podobnie jak w przypadku krążka z kwarcu. Jednakże, według teoretycznych rozważań Hilt s c h e r a, płytki z S.S. nie mogą wogóle drgać w kierunku swej grubości<sup>36)</sup>. Nie wnikając bliżej w kwestję rodzaju występujących drgań, obliczyłem jednak ze swych pomiarów, w każdym z badanych przypadków,  $\lambda_{rez}$  w odniesieniu do 1 mm grubości krążka. Opierałem się bowiem na stwierdzonym przez B u s c h a fakcie istnienia zależności (najprawdopodobniej jednak nie linijowej)  $\lambda_{rez}$  od rozmiarów użytych w jego badaniach grubych i dużych płytek krystalicznych, ciętych  $\perp a$ <sup>37)</sup>, oraz wzorowałem się na Z e l e n y m i V a l a s k u (tudzież na innych autorach), którzy obliczają  $n_{rez} =$  około 2,5 megacykla (odp.  $\lambda_{rez} =$  około 120 m) na 1 mm



Rys. 5.

<sup>34)</sup> Porównanie własności piezoelektrycznych i rodzajów drgań kwarcu i S.S. p. 11 str. 322 i 16.

<sup>36)</sup> por. również 6 i 37.

<sup>37)</sup> B u s c h używał prostokątnych płytek  $\perp a$  o grubości 3,3 — 5,9 mm oraz o długości krawędzi od 9,7 — 18,3 mm i znalazł  $\lambda_{rez}$  w granicach od 1700 do 3000 m. Stwierdził on, iż  $\lambda_{rez}$  zależy od wszystkich trzech rozmiarów, mianowicie rośnie wraz z ich wzrostem; od grubości zależy stosunkowo niewiele.

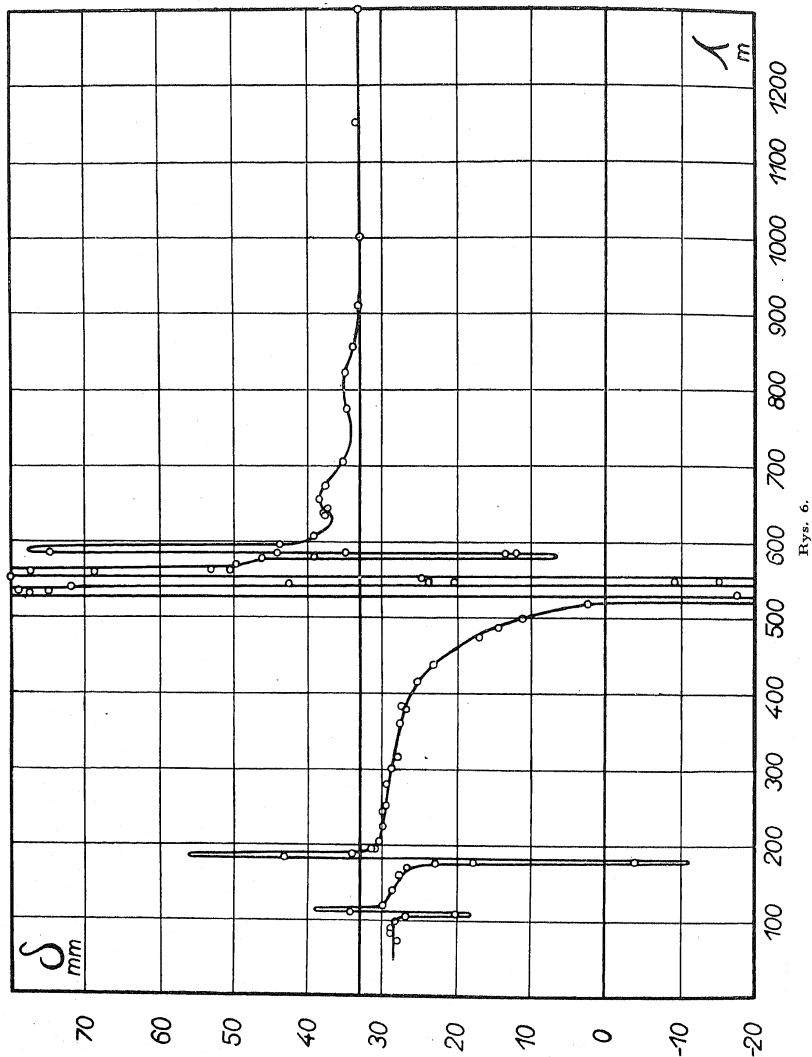


Tabela Va.  
Pierwsza para krążków.

Krażek	zawieszony względem osi	$\lambda_{rez}$ w metrach	$\lambda_{rez}$ na 1 mm grubości w metrach	$n_{rez}$ na 1 mm grubości w $M_c$	UWAGI
1 c ( $h = 1,2$ mm) ( $D = 13,87$ mm)	a (rys. 5)	283	236	1,271	zaburzenie główne
		110	92	3,261	zab. b. słabe
	b (rys. 6)	585	487	0,616	dość silne, ale bez uj. wych. b. silne najsilniejsze z ujemn. wych. słabe, bez uj. wych.
		550	458	0,655 <sup>35)</sup>	
		530	442	0,679	
		180	150	2,000	
110	92	3,261			
1 a ( $h = 1,205$ mm) ( $D = 13,87$ mm)	c	296	246	1,220	zaburzenie główne, ale b. słabe (bez uj. wych.)
		100	83	3,614	zaburzenie b. słabe, słabsze od poprzedniego
	b	537	446	0,673	zab. silne
		około 552	433	0,693	najsilniejsze
		około 508	422	0,711	silne
		492	408	0,735	słabsze, ale jeszcze z uj. wych.
181	150	2,000	b. słabe, bez uj. wych.		
110	91	3,297	jeszcze słabsze, bez uj. wych.		

<sup>35)</sup> Grupa silnych drgań leżących b. blisko siebie.

T a b e l a Vb.

Druga para krążków (podane są tylko drgania główne t. zn. najsilniejsze).

Krażek	zawieszony względem osi	$\lambda_{rez}$ w m	$\lambda_{rez}$ na 1 mm grubości w m	$n_{rez}$ na 1 mm grubości w Mc	UWAGI
1 c ( $h =$ = 1,24 mm) ( $D =$ = 10,75 mm)	a	279	225	1,333	zaburzenie słabe, bez uj. wych.
	b	535	431	0,696	zaburzenie silne, z ujemn. wych.
1 a ( $h =$ = 1,48 mm) ( $D =$ = 11,66 mm)	c	358	242	1,240	zab. b. słabe, bez ujemn. wych.
	b	około 666	450	0,667	zaburzenie sto- sunkowo silne — uj. wych. jest.

grubości płytki krystalicznej w kierunku osi  $a$ . Obliczając  $\lambda_{rez}$  w odniesieniu do 1 mm grubości krążka, miałem na celu głównie porównanie wartości  $\lambda_{rez}$ , otrzymanych z pomiarów nad dwoma krążkami różnej grubości, któremi rozporządzałem. Należało bowiem zbadać, w jakim stopniu obliczone dla obu krążków różnej grubości  $\lambda_{rez}$  na 1 mm grubości zgadzają się ze sobą, oczywiście w zawieszaniu względem tej samej określonej osi. Zgodność okazała się stosunkowo dobra; odpowiednie liczby zebrane są w 4 kolumnie tablic  $V a$  i  $b$ . Zbadane przezemnie silniejsze czyli główne drgania (odp. liczby podane są tłustym drukiem) posiadają częstotści, które zawierają się w granicach od 1,333 Mc ( $\lambda = 225$  m) do 0,655 Mc ( $\lambda = 458$  m) w odniesieniu do 1 mm grubości.

Analizując rys. 5 (dla krążka 1c zawieszono względem osi  $a$ ), zwróćmy przede wszystkim uwagę na częstotści, leżące poniżej tych, przy których zaczynają pojawiać się zaburzenia, t. zn. na odpowiednie długości fali, począwszy od 500 aż do 3000 m. Otóż spostrzegamy, iż w tym zakresie wartość wychylenia  $\delta$  jest prawie równa wychyleniu, odpowiadającemu 50 cyklom (może nieco, chociaż bardzo niewiele, mniejsza, tak, iż ewentualna różnica zawiera się w granicach dokładności pomiarów i na wykresie nie można jej zauważyć). Podobne stosunki zachodzą w przypadku za-

wieszenia tegoż krążka względem osi  $b$  dla fal powyżej 900 m (p. rys. 6). Natomiast dla częstotści wyższych od tych, przy których zachodzą zaburzenia (t. zn. dla  $\lambda$  krótszych od  $\lambda_{rez}$ , przypadających w obszarach zaburzeń) wychylenia  $\delta$  — zatem również i odpowiednie wartości S.D. — stają się z powrotem dodatnie, ale nie powracają już do tych wartości, jakie odpowiadają niskiej częstotści 50 cykli, zupełnie podobnie jak w przypadku kwarcu. Jest to zatem charakterystyczne zjawisko dla kryształów piezoelektrycznych wogóle (por. 12). Aczkolwiek w zasadzie nie jest wykluczone wystąpienie b. słabych zaburzeń i dla fal o długości poniżej 60 m ( $n = 5$  megacykli)<sup>38)</sup>, to jednak można twierdzić z dużym stopniem pewności (kierując się m. in. analogją z kwarcem), iż w tym obszarze częstotści, który leży powyżej obszaru głównych, zasadniczych drgań, a więc od 4 Mc w górę ( $\lambda$  od około 75 m w dół), występuje już tylko właściwa dyspersja<sup>39)</sup>. Dla częstotści  $n = 5$  Mc znajdujemy następujące wartości S.D.  $\epsilon_b$  i  $\epsilon_c$ :

T a b e l a VI.

S. D.	Pierwsza para krążków (większe)	Druga para krążków (mniejsze)	Średnie wartości
$\epsilon_b$	$7,8 \pm 0,4$	$7,5 \pm 0,4$	$7,65 \pm 0,4$
$\epsilon_c$	$8,9 \pm 0,5$	$8,8 \pm 0,55$	$8,85 \pm 0,5$

Dla stałej  $\epsilon_a$  znajdujemy:

T a b e l a VII.

$\gamma$	Pierwsza para	Druga para	Wartości średnie
1	63	49	$56 \pm 7$
0,95	80	60	$70 \pm 10$
0,90	115	81	$98 \pm 17$

<sup>38)</sup> Częstotść własna, charakterystyczna dla siatki krystalicznej S.S., wynosi według Z e l e n y' e g o i V a l a s e k a 14 Mc (czyli  $\lambda = 21$  m), lecz w ostatnich czasach B a n t l e i B u s c h (2) podają w wątpliwość ten fakt, podobnie jak i inny ważny wynik badań wspomnianych autorów, mianowicie jakoby dla  $\lambda = 3,5$  m ( $n = 85,7$  Mc) zachodził już nagły spadek wartości  $\epsilon_a$  do wartości optycznej ( $n \cong 1,5$ , więc  $\epsilon_{opt.} \cong 2,25$ ).

<sup>39)</sup> Por. 4a str. 330 i 9 str. 77.

Widzimy zatem, iż znów otrzymaliśmy bliżej nieoznaczoną wartość  $\epsilon_a$ , niewiele jednak różną od 100. Jest ona napewno mniejsza od wartości, odpowiadającej częstości 50 cykli, lecz różnica nie jest duża — nie przekracza napewno jednego rzędu wielkości.

Na podstawie uzyskanego przezemnie w niniejszej pracy materiału liczbowego (przedwzyszkim duże znaczenie wolno przypisać wynikom, uzyskanym w pomiarach z „quasielipsoidą”) dochodzę do wniosku, iż S.D.  $\epsilon_a$ , zmierzona metodą dynamiczną z dokładnością, na jaką pozwala Jzisiejszy jej stopień rozwoju, jest rzędu  $10^2$ , ma bowiem wartość, zawierającą się prawdopodobnie w granicach 100 — 300. Wniosek ten wydaje się znajdować potwierdzenie z zupełnie innej strony. Mianowicie znaleziona przeemnie podczas badania dyspersji dla częstości około 5 megacykli wartość S.D.  $\epsilon_a$  jest bliska 100, podczas gdy Busch, Zeleny i Valasek, Evans oraz inni autorzy znajdują w wyniku swych pomiarów przy użyciu wysokich częstości również wartości niewiele różne od 100. Mamy zatem podstawę do przypuszczenia, iż pomiary bezwzględne, wykonane metodą dynamiczną, w uważanym przypadku wysokich częstości prowadzą do godnych zaufania wyników, chociażby dawały jedynie rząd wielkości. Dalej widzimy wyraźnie na rys. 5, odnoszącym się do dyspersji S.D.  $\epsilon_a$ , iż wychylenie  $\delta_a$  przy wysokich częstościach dla długości fali, przypadających tuż powyżej obszaru zaburzeń, oraz wychylenie odpowiadające 50 cyklom, są sobie równe w granicach dokładności metody. W tym zakresie zatem wyraźnej właściwej dyspersji nie znajdujemy przy użyciu metody dynamicznej. Z tych dwóch faktów możemy wyciągnąć ostateczny wniosek, iż rząd wielkości S.D.  $\epsilon_a$  w wysokości  $10^2$ , właściwy wysokim częstościom wogóle, odnosi się również i do częstości 50 cykli. Na zasadzie powyższych rozważań wolno nam zatem do wyników pomiarów przy niskiej częstości mieć ten sam stopień zaufania, co i do pomiarów przy wysokiej częstości, które jak się okazuje, prowadzą do właściwych rezultatów. Natomiast fakt, iż krzywa dyspersji S.D.  $\epsilon_a$  u Zelenyego i Valaseka wykazuje silny wzrost tej S.D. w miarę, jak częstość maleje, spowodowany jest, być może (przynajmniej częściowo), zależnością od częstości domniemanego, ale nieznanego jeszcze co do swej natury wpływu okładek na wartość S.D.  $\epsilon_a$ <sup>40)</sup>. Również zależność od częstości pewnych czynników dielektrycznych (jak n. p. ładunki pozostałe, ang. „resi-

<sup>40)</sup> Zeleny i Valasek znajdują w 0°C dla  $n = 30$  cykli rząd wielkości  $10^4$  ( $\epsilon_a = 62000$ ) w przypadku użycia okładek z rtęci i nasyconego roztworu wodnego S.S., względnie  $10^3$  ( $\epsilon_a = 3000$ ) dla elektrod ze srebra. Natomiast przy  $n = 10$  megacykli rząd wielkości  $\epsilon_a$  wynosi  $10^2$  ( $\epsilon_a = 220$  względnie 100). Por. krytykę pomiarów tych autorów ze strony Müllera (24) oraz Bantle'go i Buscha (2)

dual charges”, niem. „Rückstandsladungen” — por. Valasek — lub trwała polaryzacja — niem. „permanente Polarisation” i inne), które ten wpływ okładek warunkują, może odgrywać tu rolę.

§ 7. W zakończeniu chciałbym poruszyć sprawę następującą: gdyby rzeczywiście okazało się, iż S.D.  $\epsilon_a$  jest tylko rzędu  $10^2$ , czy fakt ten stałby w sprzeczności z naszymi dotychczasowymi — uzasadnionymi — poglądami, że S.S. jest dielektrycznym analogiem ciał ferromagnetycznych? Nie możemy, oczywiście, podawać w wątpliwość wogóle istnienia wysokiej polaryzacji w S.D., stwierdzonego wielokrotnie na różnej drodze. Ta duża polaryzacja jest sprawiona wewnętrznymi zniekształceniami (niem. „innere Verzerrungen”), które warunkują napewno własności dielektryczne S.S.. Cząsteczki wody krystalizacyjnej grają ważną rolę w tych zniekształceniach, choć wykluczoną jest rzecz, by były one jedyną przyczyną wysokiej polaryzacji (7b, 29, 36b). Pamiętajmy przytem, iż, po pierwsze, za kryterjum „seignetto — elektryczności” nie przyjmujemy dziś (por. 4b, 5) występowania w danem ciele b. wysokiej wartości S.D., lecz raczej istnienie dwóch wyraźnych punktów Curiego (przytem dla temperatur, leżących pomiędzy temi punktami, S.D. jest rzędu  $10^2$ ).

Po drugie wartość wielkości elektrycznego pola wewnętrznego charakterystycznego dla istniejącej spontanicznej orientacji i polaryzacji (pole analogiczne do „pola Weiss’a” w ciałach ferromagnetycznych), dana przy pomocy wzoru

$$E_{wew} = \nu \cdot P_s, \quad (13)$$

gdzie  $\nu$  jest stałą pola wewnętrznego, czyli t. zw. czynnikiem Lorentza ( $\nu = 3$  według Müllera), zaś  $P_s$  polaryzacją spontaniczną, nie jest jeszcze zbyt dokładnie znana, by mogła służyć jako decydujące kryterjum i drogowskaz w rozważaniach o wysokości wartości S.D.  $\epsilon_a$ . Wartości natężenia tego pola, znalezione przez różnych autorów, są zebrane w poniższej tablicy (por. 27, str. 53).

Z przytoczonej tabelki wynika, iż raczej duże wartości S.D.  $\epsilon_a$  są bardziej prawdopodobne, jednak materiał doświadczalny jest jeszcze zbyt szczupły i jednocześnie odpowiednie liczby są za bardzo niezgodne pomiędzy sobą, by można było już dziś rozstrzygnąć tę sprawę w sposób decydujący.

Wypełniam miły obowiązek, składając Panu Profesorowi Dr. Konstantemu Zakrzewskiemu, dyrektorowi Zakładu Fizycznego Un. Jag., serdeczne podziękowanie za udzielenie mi tematu, którego rozwiniecie stanowi treść pracy, za wskazówki podczas wykonywania wszystkich trzech części pracy, tudzież za żywe interesowanie się jej wynikami.



T a b e l a VIII.

<i>E<sub>wew</sub></i> w <i>V/cm</i>	Metoda pomiaru:	Praca:
10 <sup>7</sup>	efekt elektrokaloryczny	18
4—8 · 10 <sup>6</sup> średnio 5 · 10 <sup>6</sup>	efekt K e r r a	24 a
5 · 10 <sup>5</sup>	ciepło właściwe	27
5 · 10 <sup>5</sup>	S. D. ε <sub>a</sub> — statycznie	24, 28 i praca
		O p l a t k i (26). Autor ten znajduje dla <i>E<sub>wew</sub></i> = 400 <i>V/cm</i> ε <sub>a</sub> = 5000, a wtedy <i>P<sub>s</sub></i> = 530 jedn. el. stat. bezwzgl.
2 · 10 <sup>5</sup>	zależność naturalnego podwójnego załamania od temperatury	24 b

Panu doc. dr. L u d w i k o w i C h r o b a k o w i dziękuję uprzejmie za wykonanie z dużym nakładem pracy i staranności w Zakładzie Mineralogicznym Un. Jag. dwóch krążków i „quasielipsojdy“ z S.S..

Kraków, Zakład Fizyczny Uniwersytetu Jagiellońskiego.

## MESSUNGEN DER DIELEKTRIZITÄTSKONSTANTE FESTER KÖRPER MIT HILFE DER METHODE PONDEROMOTORISCHER KRÄFTE

TEIL I. Allgemeine Bemerkungen über die Methode und die Messungen der Dielektrizitätskonstante des Quarzglas.

TEIL II. Die Dielektrizitätskonstante des kristallinischen Quarzes.

TEIL III. Die Dielektrizitätskonstante des Seignettesalzes.

### Zusammenfassung.

Die Anwendung der üblichen Methoden zur Messung der Dielektrizitätskonstante (D.K.) fester Körper, bei welchen Kondensatoren mit dem zu untersuchenden Körper als Dielektrikum benutzt werden, kann in einigen Fällen keine verlässlichen Ergebnisse liefern. An der Grenzoberfläche des Dielektrikums und der aufgeklebten Belegungen können nämlich verschiedene Effekte, wohl elektrochemischer Natur, auftreten, die speziell bei statischen Messungen störend einwirken. Besonders wenn der untersuchte

Körper eine chemisch nicht allzu beständige (auch hygroskopische u. desgl.) Substanz bildet (z. B. Seignettesalz), kommen diese Störungen deutlich vor. Die Art der benutzten Belegungen (Elektroden) ist dabei von grosser Bedeutung.

Aus diesen Gründen verwendete der Verfasser zu Vergleichszwecken die bekannte, doch seit einigen Jahren nicht mehr benutzte, dynamische Messmethode in der die Anwendung der Belegungen nicht stattfindet.

Diese Methode beruht auf der Tatsache, dass ein verlängertes oder abgeplattetes Rotationsellipsoid (in Praxis ein Stäbchen oder eine Scheibe) vom Volumen *V*, das aus dem zu untersuchenden Körper ausgeschnitten und zwischen den vertikalen Platten eines Kondensators an einem elastischen Draht aufgehängt wird, beim Anlegen der Spannung *W* eine Drehung erfährt. Bevor die Feldwirkung angewandt wird, schliesst die Längsachse des Ellipsoids mit den Plattenebenen einen Winkel von 45° ein. Das Drehmoment der ponderomotorischen Kräfte, die das elektrische Feld auf das aufgehängte Ellipsoid ausübt, wird durch die elastischen Deformationskräfte des Aufhänge drahtes (vom Torsionsmoment *M*) kompensiert. Der Wert des Drehungswinkels α der dem Gleichgewichtszustand entspricht, ist für den zu bestimmenden Wert der D.K. ε massgebend. Bei der Untersuchung isotroper Körper lautet für Scheibchen die Grundformel der Methode folgendermassen:

$$\frac{2 \cdot [\alpha^2 \cdot A \cdot B + \alpha \cdot (A + B) + 1]}{\alpha^2 \cdot (A - B)} = \frac{V \cdot W^2}{9 \cdot 10^4 \cdot d^2 \cdot M \cdot \alpha} \cdot \gamma.$$

Die in dieser Formel benutzten Bezeichnungen haben folgende Bedeutung:

$\alpha = \frac{\epsilon - 1}{4\pi}$  — die sog. Dielektrisierungskonstante;

*m* — das Verhältnis des Durchmessers der Scheibe zu ihrer Dicke;

*A* u. *B* — die nur von der Grösse *m* abhängige, für eine bestimmte Scheibe charakteristischen Konstanten;

*d* — der Plattenabstand;

$\gamma$  — der Volumenreduktionskoeffizient (gleich nach der Abschätzung des Verfassers 0,95 ± 0,05) der eingeführt werden soll falls statt des Ellipsoids eine Scheibe benutzt wird.

Für anisotrope Körper sollen die von F e l l i n g e r angegebene, mehr verwickelte Formeln angewandt werden. Auch das ganze Messverfahren ist dann mehr kompliziert. Bei der Anwendung der dynamischen Methode, die besonders für relative Messungen gut geeignet ist, können die Dispersionsmessungen der D.K. im bequemer Weise in ziemlich breitem Frequenzbereich ausgeführt werden.

Der Verfasser fand bei Zimmertemperatur und bei geringer Feuchtigkeit der Luft folgende Werte:

für Quarzglas bei 50 Hertz Wechselfspannung  $\epsilon = 3,92 \pm 0,20$  dabei ist im Frequenzbereich 0,1 — 5 MHz keine Dispersion vorhanden.

Für Quarz bei 50 Hz ergaben sich folgende Zahlen:

für die Richtung der optischen Achse  $\epsilon_{\parallel} = 4,66 \pm 0,20$ ,

senkrecht zu dieser  $\epsilon_{\perp} = 4,55 \pm 0,20$ ;

bei der Frequenz von 5 MHz

$\epsilon_{\parallel} = 4,58 \pm 0,20$  und  $\epsilon_{\perp} = 4,41 \pm 0,20$ .

Für das Seignettesalz werden folgende Werte gefunden: bei der Feldstärke 30 — 100 V/cm und bei 50 Hertz für die Richtung der  $a$ -Achse kann nur die Grössenordnung  $10^2$  der D.K.  $\epsilon_a$  festgestellt werden (der richtige Wert liegt, jeder Wahrscheinlichkeit nach, zwischen 100 und 200). Für eine Scheibe mit stark abgerundeten Rändern („Ovoid“) wurde der Wert  $\epsilon_a = 110$  bei  $\gamma = 1$  gefunden. Bei 5 MHz ist der Wert der D.K.  $\epsilon_a$  sicher kleiner als bei 50 Hz und weicht nicht viel von 100 ab (ca. 80).

Dabei muss bemerkt werden, dass die dynamische Methode zur Messung von hohen D.K. (grösser als  $10^3$ ) prinzipiell nicht geeignet ist, denn mit zunehmender und im Grenzfall nach  $\infty$  strebender Grösse  $\alpha$  nähert sich der Winkel  $\alpha$  asymptotisch einem endlichen Maximalwert. Dieser kann mittels einer aufgehängten Metallscheibe aufgefunden werden. Für die Richtungen der  $b$ - und  $c$  Achse ergaben sich für entsprechende D.K. folgende Werte:

bei 50 Hz  $\epsilon_b = 8,8 \pm 0,5$ ,  $\epsilon_c = 9,3 \pm 0,6$

und bei 5 MHz  $\epsilon_b = 7,65 \pm 0,4$ ,  $\epsilon_c = 8,85 \pm 0,5$ .

Gleichzeitig lässt sich die dynamische Methode zur Untersuchung der bei den piezoelektrischen Körpern auftretenden Resonanzstörungen verwenden. Sie beruhen bekanntlich auf plötzlichen Änderungen des Wertes der D.K. und zwar plötzlicher Zunahme und darauf folgender Abnahme bis zum Nullwert, ja sogar einem Auftreten scheinbar negativer Werte. Der Verfasser hat nämlich festgestellt, dass für die untersuchten Scheiben aus Quarz und Seignettesalz charakteristische Eigenfrequenzen (die von den Ausmassen der Scheiben abhängig sind) mit Hilfe der dynamischen Methode leicht und bequem aufgefunden und gemessen werden können. Für diese Frequenzen wird nämlich der Drehungswinkel  $\alpha$  zuerst sehr gross, sinkt dann plötzlich bei geringer Erhöhung der Messfrequenz sehr schroff ab,

fällt unter den Wert Null und nimmt einen beträchtlichen negativen Wert an. In diesem Zustande verhält sich die untersuchte Scheibe tatsächlich so, als ob sie eine negative Konstante  $\alpha$  besässe: sie zeigt die Tendenz, sich nicht längs des elektrischen Feldes, sondern quer zu diesem einzustellen. Die untersuchte Quarzscheibe erwies zwei Eigenschwingungen von den entsprechenden Wellenlängen 113 m und 173 auf 1 mm der Dicke bezogen. Die Scheiben aus Seignettesalz werden durch stärkere Schwingungen und grössere Reichhaltigkeit an Eigenschwingungen gekennzeichnet; es treten mehrere Resonanzstellen nebeneinander auf. Die stärksten Schwingungen haben die entsprechenden zwischen den Grenzen 225 und 458 m (auf 1 mm der Dicke bezogen) liegenden Wellenlängen.

Obwohl bei der Messung der D.K.  $\epsilon_a$  des Seignettesalzes die dynamische Methode Resultate ergibt, die nicht für völlig befriedigend angenommen werden dürfen, doch erwies sie sich bei der Untersuchung der mit den piezoelektrischen Eigenschaften der Kristalle zusammenhängenden Erscheinungen als sehr brauchbar und bequem. Es muss auch betont werden, dass sie bei der Bestimmung nicht allzu grosser D.K. (beim absoluten Messverfahren) recht brauchbar und ziemlich genau ist (der Messfehler beträgt ca 5%; bei relativen Messungen höchstens ca 2,5%).

## Bibliografia.

## Do cz. I.

- 1) Anderson, Phil. Mag., 13, 986, 1931.
- 2) Beaulard, Journ. de Phys., 5, 165, 1906.
- 3) Bloch, „Précis d'électricité théorique”, Paris 1933, (2 ed), 102.
- 4) Cohn, „Das elektromagnetische Feld”, Leipzig 1900 (1 Aufl.), 53.
- 5) Fellingner, Ann. d. Phys., 7., 333, 1902 i 60, 181, 1919.
- 6) Fuchs i Wolf, „Dielektrische Polarisaton”, Leipzig 1935, 447.
- 7) Fürth, ZS. f. Phys., 22, 98, 1924 i 44, 256, 1927.
- 8) Gagnebin, Arch. Sc. phys. nat., 6, 161, 1924.
- 9) Grätzi Fomm, Wied. Ann., 53, 85, 1894 i 54, 626, 1895.
- 10) Güntherschulze, Handbuch der Physik (Geiger-Scheel), XII, 1927, 538 — 544 i XVI, 1927, 540.
- 11) Havelock, Proc. Roy. Soc. (A), 79, 40, 1907.
- 12) Hoyer, Arch. f. Elektrotechnik, 27, 707, 1933.
- 13) Jaffé, ZS. f. Phys., 66, 143 i 172, 1930.
- 14) Jäger, Ann. d. Phys., 53, 453, 1917.
- 15) Kohlrausch, „Praktische Physik”, 17. Aufl., 1935, 609 — 611.
- 16) Kühlewein, ZS. f. techn. Phys., 10, 280, 1929.
- 17) Lombardi, Memorie della Reale Accademia delle Scienze di Torino (II) 45, 171, 1895; Nuovo Cimento (4), 2, 360, 1895.
- 18) Mann, Handbuch d. Physik (Geiger-Scheel), XVI, 1927, 699.
- 19) Maxwell, „A treatise on Electricity and Magnetism”, Oxford 1873, par. 438 i 439.
- 20) Möller, Arch. f. Elektrotechnik, 15, 16, 192f.
- 21) Neumann, Crelle's Journ., 37, 44, 1848.
- 22) Oplatka, Diss. Zürich; Helv. Phys. Acta, 6, 244, 1933.
- 23) Palm, ZS. f. techn. Phys., 15, 117, 1934.
- 24) Rayleigh, Sc. Papers, Vol. II., 547, 1900 i Vol. IV., 560, 1903.
- 25) Schulze, Ann. d. Phys., 14, 384, 1904.
- 26) Schupp, ZS. f. Phys. 75, 84, 1932.
- 27) Thornton, Phil. Mag., 19, 390, 1910 i Proc. Roy. Soc. (A), 82, 422, 1909.
- 28) Weber, ZS. f. Phys., 70, 706, 1931.
- 29) Wintsch, Helv. Phys. Acta., 5, 126, 1932.

## Do cz. II.

- 1) Anderson, Phil. Mag., 13, 986, 1931.
- 2) Bechmann, ZS. f. techn. Physik, 16, 525, 1935 (ogólne uwagi o rodzajach drgań płytek).
- 3) Bergmann, Ann. d. Phys., 21, 553, 1935.
- 4) Busch, Acta Phys. Helv., 6, 315, 1933, głównie str. 329 — 330.
- 5) Cady, Phys. Rev., 19, 38 — 382, 1922 i Rev. Sc. Inst., 7, 475, 1925. Proc. Inst. Rad. Eng., 10, 83, 1922 i 16, 521, 1928.
- 6) Curie, Ann. d. Phys., 17, 385, 1889.
- 7) Dye, Proc. Phys. Soc. London, 38, 399, 1926.
- 8) Engl, Ann. d. Phys., 25, 600, 1936.
- 9) Falkenhagen, Handbuch d. Physik (Geiger-Scheel) XIII, 1928, 291 — 331.
- 10) Fellingner, Ann. d. Phys., 7, 333, 1902.
- 11) Ferry, Phil. Mag., 44, 104, 1897.
- 12) Fuchs & Wolf, „Dielektrische Polarisaton”, Leipzig 1935, str. 446, 448 — 452, 455.
- 13) Gagnebin, Arch. Sc. phys. et nat., 6, 161, 1924.
- 14) Gramont, C. R., 196, 1705, 1933 (obrót walca z kwarcu w polu elektrycznym).
- 15) Güntherschulze, Handbuch d. Physik (Geiger-Scheel) XII, 1927, 538 — 554.
- 16) Harrison, ZS. f. Hochfrequenztechnik, 32, 105, 1928 (referat).
- 17) Heé, Journ. d. Phys., 5, 24, 1934.
- 18) Hiltscher, ZS. f. Phys., 104, 672, 1937.
- 19) Hitchcock, ZS. f. Hochfrequenztechnik, 32, 106, 1928 (referat).
- 20) Hund, ZS. f. Hochfrequenztechnik, 28, 101, 1926 (referat) i Proc. Inst. Rad. Eng., 14, 447, 1926 oraz 16, 1072, 1928.
- 21) Jäger, Ann. d. Phys., 53, 409, 1917.
- 22) Kessler, ZS. f. Hochfrequenztechnik, 45, 91 — 100, 1935.
- 23) Kobzarev, Phys. Ber., 1463, 1930.
- 24) Kohlrausch, „Praktische Physik”, 17. Aufl., 1935, 739 — 741.
- 25) Liebisch & Rubens, Berl. Sitzber., 876, 1919 i 211, 1921.
- 26) Meissner, ZS. f. Phys., 65, 145 i 158, 1930 (własności fizyczne kwarcu piezoelektrycznego).
- 27) Moeller, Arch. f. Elektrotechnik 15, 16, 1926.
- 28) Osterberg i Cookson, Rev. Scient. Instr., 6, 347, 1935.
- 29) Owen, Electrician, 68, 505, 1912.
- 30) Perkin, Phys. Ber., 939, 1933.
- 31) Petřílka, Ann. d. Phys., 11, 623, 1931 i 23, 156, 1935; ZS. f. Phys., 97, 436, 1935.
- 32) Richardson, Proc. Roy. Soc., 92, 41, 1915.
- 33) Romich & Nowak, Sitzber. Akad. Wien., 70, II. Abt., 380, 1874.
- 34) Scheibe, ZS. f. Hochfrequenztechnik, 28, 15, 1926 (monografia o rezonancji piezoelektrycznej kwarcu).
- 35) Schmidt, Ann. d. Phys., 9, 919, 1902.
- 36) Tawil, C. R., 193, 725, 1931.
- 37) Zeleny & Valasek, Phys. Rev., 46, 450, 1934.

Oprócz tego:

- 38) Dieterich, Ann. d. Phys., 81, 523, 1926 (S. D. kwarcu w wysokich temperaturach).  
 39) Kiyosi Nakamura, Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ., 21, 411, 1932 i 22, 614, 1933, (S. D. kwarcu w wysokich temperaturach i dla dużych pól elektrycznych).  
 Praca, która ukazała się już podczas druku:  
 Balzer, ZS. f. techn. Phys. 18, 169, 1937 p. t. „Ein Beitrag zum Mehrwelligkeitsproblem von piezoelektrischen Quarzscheiben”.

### Do cz. III.

- 1) Anderson, Reports of the Nat. Res. Council, May 1918.  
 2) Bantle i Busch, Helv. Phys. Acta 10, 262, 1937.  
 3) Borel, Arch. de Sc. nat. et phys. Genève 30, 131, 1893; C. R. 116, 1509, 1893.  
 4) Busch, Helv. Phys. Acta (a) 6, 234 i 315; 1933; (b) 10, 261, 1937.  
 5) Busch i Scherrer, Naturwissenschaften 23, 737, 1935 (ciała seignetto-elektryczne).  
 6) Cady, Phys. Rev. 39, 862, 1632 i 51, 596, 1937.  
 7) David, Helv. Phys. Acta (a) 7, 647, 1934; (b) 8, 431, 1935.  
 8) Debye i Sack, „Quantenmechanik der Materie und Strahlung”, Handbuch d. Radiologie (Marx) Band VI, Teil II, {2 Aufl.}, Leipzig 1934, str. 172.  
 9) Evans, Phil. Mag. 24, 70, 1937.  
 10) Errera, Phys. ZS. 32, 369, 1931.  
 11) Falkenhagen, Handbuch d. Phys. (Geiger-Scheel), Band XIII, 1928, str. 291, 322.  
 12) Fuchs i Wolf, „Dielektrische Polarisation”, Leipzig 1935, str. 446 i 451.  
 13) Gödecke, ZS. f. Phys. 94, 574, 1935.  
 14) Hablützel, Helv. Phys. Acta 8, 498, 1935.  
 15) Hedvall i Pauly, ZS. f. phys. chem. (B), 29, 225, 1935.  
 16) Hiltsher, ZS. f. Phys. 104, 672, 1937.  
 17) Jaffe, Phys. Rev. 51, 43, 1937.  
 18) Kobeko i Kurtschatow, ZS. f. Phys. 66, 192, 1930.  
 19) Kobeko i Nelidow, Phys. ZS. d. Sowjetunion 1, 140, 382, 1932.  
 20) Körner, ZS. f. Phys. (a) 94, 801, 1935; (b) 103, 170, 1936.  
 21a) I. Kurtschatow, Phys. ZS. d. Sowjetunion 5, 200, 1934.  
 21b) B. Kurschatow i I. Kurschatow, Phys. ZS. d. Sowjetunion 3, 321, 1933.  
 22) Maxwell, „A Treatise on Electricity and Magnetism”, vol. II, par. 438, p. 66, 1873.  
 23) Michailow, Phys. Ber., 2012, 2177, 1936 (zależność częstości własnych od temperatury).  
 24) Müller, Phys. Rev. (a) 40, 1051, 1932; (b) 44, 855, 1933; (c) 47, 175, 1935 (monografia na temat własności S. S.).  
 25) Norgorden, Phys. Rev. (a) 49, 820, 1936; (b) 50, 782, 1936.  
 26) Oplatka, Helv. Phys. Acta 6, 198, 1933.  
 27) Rusterholz, Helv. Phys. Acta 8, 39, 1935.  
 28) Sawyer i Tower, Phys. Rev. 35, 269, 1930.

- 29) Scherer, Verh. d. Deutsch. phys. Ges. 18, 63, 1937.  
 30) Schulwas-Sorokin, ZS. f. Phys. (a) 73, 700, 1932 i (b) 77, 541, 1932.  
 31) Schulwas-Sorokin i Posnov, Phys. Rev. 47, 166, 1935.  
 32) Schwartz, Elektr. Nachrichten — Technik 9, 481, 1932.  
 33) Seidl, ZS. f. Phys. 101, 234, 1936.  
 34) Seidl i Huber, ZS. f. Phys. 97, 671, 1935.  
 35) Stamford, Proc. Inst. Radio Eng. 25, 465, 1937 (drżania podłużne w S. S.).  
 36) Staub a), Naturwissenschaften 23, 728, 1935 (monografia na temat własności S. S.); (b) Helv. Phys. Acta 7, 1 i 480, 1934; c) Phys. ZS. 34, 292, 1933; (d) 35, 720, 1934.  
 37) Taschek i Osterberg, Phys. Rev. 50, 572, 1936 (drżania powstające przy skręcaniu).  
 38) Vigness, Phys. Rev. (a) 46, 255, 1934; (b) 48, 198, 1935.  
 39) Začeki Petržilka, Phys. Ber. 554, 1936.  
 40) Zelenyi Valasek, Phys. Rev. 46, 450, 1934.  
 Starszych prac Frayne'a i Valaska, nie cytuję.  
 Już podczas druku ukazała się praca Buscha, Hablützela i Scherrera (Helv. Phys. Acta. 10, 330 — 331, 1937) według której w —  $180^{\circ} C$   $\epsilon_b = 6$ ,  $\epsilon_c = 5$  i w +  $50^{\circ} C$   $\epsilon_b = \epsilon_c = 10$ .