

- 35) J. A. Prins; *Naturwiss*, 19, 435; 1931.  
 36) J. A. Prins i H. Petersen; *Physica*, 3, 147; 1936.  
 37) P. P. Ewald i C. Hermann; „Strukturbericht”, Leipzig 1928.  
 38) G. P. Finch i A. G. Quarrell; *Proc. Roy. Soc. A.*, 141, 398; 1933.  
 39) C. H. Desch; „The Chemistry of Solids”, Ithaca 1934, str. 55.  
 40) M. Born; „Atomtheorie des festes Zustandes”, str. 538.  
 41) J. E. Lennard-Jones i B. M. Dent; *Proc. Roy. Soc. A.*, 121, 247; 1928.  
 42) B. M. Dent; *Phil. Mag.*, 7, 530; 1929.  
 43) J. S. Dunn; *J. Inst. Met.*, 46, 42; 1931.  
 44) W. H. J. Vernon; *Trans. Farad. Soc.*, 19, 884; 1924.  
 45) U. R. Evans; „Metallic Corrosion. Passivity and Protection”, London 1937, str. 372.  
 46) J. S. Dunn; *J. Inst. Met.*, 46, 25; 1931.  
 47) A. Krupkowski i Jaszczurowski; *Rev. Met.*, 33, 652; 1936.  
 48) G. D. Preston i L. K. Bircumshaw; *Phil. Mag.*, 20, 706; 1935.  
 49) Department of Scientific and Industrial Research: „Review of Oxidation and Scaling of Heated Metals”, London 1935, str. 77.  
 50) I. Iitakai S. Miyake; *Nature* 136, 437; 1935.  
 51) I. Iitakai S. Miyake; *Nature*, 137, 457; 1936.  
 52) G. Hevesyi i A. Obrutshewa; *Nature*, 115, 674; 1925.  
 53) J. W. Gibbs; „Scientific Papers”, 1, 230; 1878.  
 54) J. J. Thomson; „Applications of Dynamics to Physics and Chemistry”, 190; 1888.  
 55) W. C. M. Lewis; *Phil. Mag.*, 15, 499; 1908.  
 56) W. C. M. Lewis; *Phil. Mag.*, 17, 466; 1909.  
 57) W. C. M. Lewis; *ZS. f. phys. Chem.*, 73, 129; 1910.  
 58) W. M. C. Lewis; *J. A. C. S.*, 2230; 1927.  
 59) F. G. Donnan i Barker; *Proc. Roy. Soc. A.*, 85, 557; 1911.  
 60) Według Descha: „The Chemistry of Solids”, str. 54, 56.  
 61) J. A. M. van Liempt; *Rec. trav. chim.*, 51, 114; 1932).  
 62) G. P. Thomson i C. G. Fraser; *Proc. Roy. Soc. A.*, 128, 641; 1930.  
 63) T. Yamaguti; *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.*, 16, 95; 1930.  
 64) G. I. Finch, A. G. Quarrelli i H. Wilman; *Trans. Farad. Soc.*, 31, 1051; 1935.  
 65) G. P. Thomson; *Trans. Farad. Soc.*, 31, 1049; 1935.  
 66) L. H. Germer; *Rev. Sc. Instr.*, 6, 138; 1935.  
 67) J. A. Darbyshire i E. R. Cooper; *Journ. Sc. Instr.*, 12, 10; 1935.

Kraków, Zakład Fizyczny Uniwersytetu Jagiellońskiego.

M. Mięśowicz

## Z badań nad ciekłymi kryształami

Przez ciekłe kryształy rozumie się zwykle ciecz, które bez wpływu czynników zewnętrznych okazują anizotropję jakichś wielkości fizycznych. Jeżeli weźmiemy pod uwagę jedną z typowych substancji z pośród ciekłych kryształów, para-azoksyanizol, to po stopieniu się (temp. ok. 116°C) przechodzi on w ciecz o wyglądzie mętnym, by dopiero po osiągnięciu pewnej określonej temperatury (ok. 135°C) przejść w ciecz zupełnie przezroczystą. Oglądana pod mikroskopem polaryzacyjnym ciecz, w zakresie wyżej wymienionych temperatur, okazuje silne podwójne załamanie. Wygląda jak zbiór drobnych kryształków ciała stałego optycznie jednoosiowego. Poza to posiada własności charakterystyczne dla typowych cieczy. Lepkość p-azoksyanizolu jest rzędu lepkości wody (w temp. ok. 120°C współczynnik lepkości wynosi ok. 0,02 jedn. c.g.s.) napięcie powierzchniowe również leży w granicach napięć powierzchniowych najpospolitszych cieczy. (W temp. ok. 120°C napięcie pow. wynosi ok. 40 jedn. c.g.s.). Powyżej temperatury, w której p-azoksyanizol staje się przezroczystym, przestaje być podwójnie łamiącym i nie wyróżnia się niczym szczególnym z pośród innych cieczy. Para-azoksyanizol posiada więc niejako dwie ciekłe fazy, t. j. fazę ciekłą anizotropową i fazę ciekłą izotropową. Obecnie znamy już bardzo wiele, bo ponad 2000 substancji wykazujących fazę ciekłą anizotropową. Substancje te dzielimy według Friedla<sup>1)</sup> na dwie zasadnicze grupy, a to: ciała nematyczne i ciała smektyczne. Według Friedla niektóre ciała prócz stanu stałego, ciekłego w zwykłym sensie i gazowego mogą występować jeszcze w dwóch nowych stanach. Te nowe stany nazywa Friedel mezomorfowemi i odróżnia wśród nich stan nematyczny-mezomorfowy i smektyczny-mezomorfowy. Substancje występujące w obu tych stanach mają drobiny wydłużone, wykazujące ten-

dencję zbierania się w grupy. W danej grupie w przypadku fazy nematycznej, drobinę zajmują położenie równoległe do pewnego kierunku określonego dla danej grupy, w fazie smektycznej prócz tego wyróżnionego kierunku istnieje jeszcze wyróżniona płaszczyzna, w której leżą środki ciężkości molekuł danej grupy. Istnieją ciała, które występują w obu tych stanach. Wtedy dla dotychczas znanych takich ciał, z reguły stan smektyczny leży w niższych temperaturach niż stan nematyczny. Zarówno faza nematyczna jak i smektyczna występują między ściśle określonymi temperaturami przejścia, przyczem przejścia są odwracalne i związane z pobraniem lub wydzielaniem ciepła. Naogół substancje smektyczne odznaczają się większą lepkością niż nematyczne. W starszych publikacjach autorowie używali zwykle terminów wprowadzonych przez jednego z odkrywców cieczy anizotropowych, O. Lehmana. Lehmann przez „ciekłe kryształy” (flüssige Kristalle) rozumie te ciała, które w klasyfikacji Friedla nazywają się nematycznymi. Ciałom smektycznym odpowiadają w klasyfikacji Lehmana t. zw. „płynne kryształy” (fließende Kristalle). W tym artykule będziemy się zajmowali cieczami w fazie nematycznej, czyli ciekłymi kryształami w znaczeniu Lehmana. Klasycznym przedstawicielem tych ciał jest wymieniony już paraksozanizol.

Ciecze w fazie nematycznej wykazują bardzo charakterystyczne własności. Przedewszystkiem pole magnetyczne wywiera silny wpływ na ich własności optyczne i elektryczne. Po włączeniu pola magnetycznego równoległe do kierunku promienia świetlnego, charakterystyczna dla fazy nematycznej mętność zmniejsza się. Pole widzenia rozjaśnia się (Ch. Mauguin<sup>2</sup>). Pole magnetyczne włączone prostopadle do okładek kondensatora wypełnionego cieczą nematyczną, powoduje zmniejszenie pojemności kondensatora (M. Jeżewski<sup>3</sup>). Warto już tu podkreślić, że efekty te silnie zależą od tego czy warstwa cieczy badanej ma dużą grubość (rzędu n.p. kilku mm.) czy też jest to cienka warstewka grubości rzędu dziesiętnych mm.

Efekty wyżej wymienione tłumaczymy przy pomocy teorii zespołów drobin, wprowadzonej jeszcze przez E. Bosego<sup>4</sup>), a rozwiniętej w ostatnich latach przez L. S. Ornsteina<sup>5</sup>). Według tej teorii, drobinę cieczy wywierają na siebie nie tylko siły centralne przyciągające lub odpychające lecz także działają na siebie wzajemnie momentami obrotowymi. Wielkości tych momentów sił zależą od kąta jakie zawierają z sobą jakieś wyróżnione w drobinach kierunki i od odległości drobin od siebie. Oczywiście w przypadku kulistej symetrii drobin, założenia powyższego nie dałoby się utrzymać. Ponieważ jednak, z reguły, drobinę cieczy występujących w fazie nematycznej odznaczają się pod względem stereochemicz-

nym bardzo wydłużoną budową, założenie powyższe jest do przyjęcia. Jeżeli weźmiemy pod uwagę pewną drobinę, to kierunek osi tej drobinę wpływa na kierunek osi innych drobin, znajdujących się w sąsiedztwie. Jeżeli momenty sił obracających drobin są tego rodzaju, że usiłują one ustawić drobinę równoległe do siebie, to wtedy w cieczy mogą się tworzyć zespoły drobin równoległe względem siebie ułożonych. Zespoły drobin są na tyle małe, że możliwe są ruchy cieplne tych zespołów drobin jako całości. Skutkiem działania tego ruchu cieplnego jest bezładne rozmieszczenie przestrzenne kierunków osi drobin w rozmaitych zespołach w nieobecności sił zewnętrznych. Założywszy możliwość owych zespołów łatwo zrozumieć, że względem czynników zewnętrznych będą się one pod pewnymi względami zachowywać jak odrębne twory. Ciecze nematyczne są z reguły diamagnetycznymi. Jeżeli przyjmiemy założenie anizotropii przenikliwości magnetycznej i symetrię osiową drobin (a więc tylko dwa współczynniki przenikliwości magn.) i założymy, że os najmniejszej przenikliwości magn. jest identyczna z kierunkiem osi drobin, to w danym zespole drobin będą tak ułożone, że osie najmniejszego diamagnetyzmu będą do siebie równoległe. Stąd już wynika, że stosunkowo słabe pole magnetyczne (już rzędu kilkuset gaussów), które nie wystarczyłoby do skierowania poszczególnych drobin, może skierowywać zespoły drobin. Jeżeli prócz anizotropii diamagnetycznej drobin, przyjmiemy anizotropię współczynnika załamania, oraz anizotropję dielektryczną drobin, to zrozumiemy już wpływ pola magnetycznego na własności optyczne i na stałą dielektryczną cieczy nematycznych. Z wymienionych prac Mauguin<sup>2</sup>) i Jeżewskiego<sup>3</sup>) wynika, że os drobin zbiega się z osią optyczną i z osią najmniejszej stałej dielektrycznej. Ornstein<sup>5</sup>) w swojej teorii podaje formułę wyrażającą zależność zmiany stałej dielektrycznej w polu magnetycznym od natężenia tego pola, przy pomocy której można ocenić wielkość takiego zespołu drobin, znając różnicę przenikliwości magnetycznych  $\mu_1 - \mu_2$  odpowiadających osi podłużnej drobin i osi prostopadłej do niej oraz znając różnicę stałych dielektrycznych  $\epsilon_1 - \epsilon_2$  odpowiadających tym kierunkom. Wartość różnicy  $\mu_1 - \mu_2$  jest rzędu  $5 \cdot 10^{-4}$  co wiemy z doświadczeń G. Foex'a i L. Royer'a<sup>6</sup>), a wartość  $\epsilon_1 - \epsilon_2$  jest równa — 0,17 na podstawie pomiarów prof. Jeżewskiego<sup>3</sup>). Z tych wartości oraz z doświadczalnie znalezionych zależności zmiany stałej dielektrycznej w polu magnetycznym od natężenia pola można na podstawie wzmiankowanej formuły L. S. Ornsteina ocenić liczbę drobin w jednym zespole na  $10^5$ , a średnicę jednego zespołu na  $1 \mu$ .

Teoria zespołów drobin tłumaczy również ową charakterystyczną dla cieczy mętność. Jeżeli bowiem zespoły drobin leżą nieuporządkowane, t. zn. osie drobin w różnych zespołach biegną w różnych kierunkach, wów-

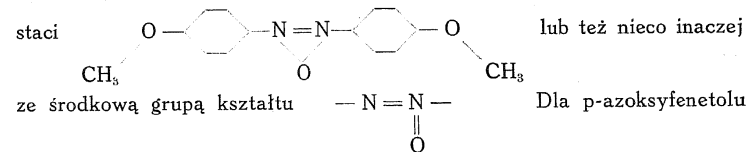
czas padający promień światła widzialnego doznaje rozproszenia przez załamywanie się na bezładnie rozrzuconych zespołach o średnicach rzędu długości fali światła.

Badanie wpływu pola magnetycznego na własności cieczy w fazie nematycznej wykazały, że wpływ ten jest zawsze wyraźniejszy, jeżeli badana ciecz znajduje się w naczyniu, którego ścianki są stosunkowo odległe od siebie, jest natomiast mniejszy w przypadku gdy ścianki naczynia są zbliżone do siebie t. zn. gdy grubość warstewki badanej cieczy jest bardzo mała. Tłumaczymy to wpływem ścian na orientację drobin cieczy nematycznych. (Por. n. p. artykuł L. S. Ornsteina<sup>5</sup>). Orientujące działanie ścianek nie jest jeszcze całkiem dobrze zbadane i wyjaśnione. Z dotychczasowych badań wynika, że w cieczach nematycznych drobin czy owe zespoły drobin, ustawiają się zwykle swymi osiami równoległe do płaszczyzny ścian. To orientujące działanie ścianek przenosi się dość daleko w głąb cieczy, to też pomiary n.p. stałej dielektrycznej w nieobecności pola magnetycznego nie dają na wynik średniej wartości stałej dielektrycznej odpowiadającej zupełnie bezładnemu rozrzuconiu kierunków osi drobin w przestrzeni, lecz dają wartość większą, odpowiadającą pewnemu stopniowi orientacji osi drobin w kierunku prostopadłym do szybkozmiennego pola elektrycznego w mierniczym kondensatorze, a więc równoległym do okładek kondensatora. To działanie ścian występuje szczególnie silnie w warstewkach o nieznacznej grubości.

Jeżeli zwrócimy uwagę na anizotropię dielektryczną drobin i posłużymy się teorią zespołów drobin, to stosując zupełną analogię do rozumowania w przypadku orientacji drobin przez pole magnetyczne, dojdziemy do wniosku, że również pole elektryczne powinno skierowywać drobin w pewnych kierunkach. Wydawałoby się, że zespoły drobin powinny w dostatecznie silnym polu elektrycznym ustawiać się osią największej stałej dielektrycznej równoległe do pola. Zadanie doświadczalne zbadanie tej kwestji podjął prof. J. Że w s k i<sup>7</sup>). Zbadał on wpływ pola elektrycznego na stałą dielektryczną cieczy w fazie nematycznej. Według przewidywań teorii należało spodziewać się wzrostu stałej dielektrycznej w polu elektrycznym. Doświadczenia te wykazały, że wbrew przewidywaniom otrzymujemy podobnie jak w polu magnetycznym zmniejszenie stałej dielektrycznej. Znaczyłyby to, że pole elektryczne orientuje drobinę ich osiami równoległe do linii. Wyniki te potwierdzone później przez W. Kasta<sup>8</sup>) stały w sprzeczności z wynikami Friedela<sup>1</sup>), według którego w cieczach nematycznych drobin o symetrycznej budowie, takiego typu jak p-azoksyanizol ustawiają się w polu elektrycznym osiami prostopadle do kierunku pola. Ponieważ jednak Friedel dokonał swych obserwacji dla cienkich warstewek cieczy, można było przypuszczać, że

wpływ ścianek niweczy tutaj właściwy efekt pola elektrycznego. Pozostałoby więc wyjaśnić tylko co jest powodem ustawiania się drobin rozważanych cieczy równoległe do kierunku pola. Fakt ten można by wytłumaczyć przyjmując istnienie stałego momentu elektrycznego danego zespołu drobin o kierunku równoległym do osi zespołu. Pole elektryczne ustawiałoby drobinę osiami równoległe do pola, czyli osiami najmniejszej stałej dielektrycznej równoległe do zmiennego pola mierniczego. Oczywiście miałyby to miejsce tylko wtedy, gdyby działanie orientujące pola, wskutek istnienia tego momentu, przeważało nad orientacją wynikłą z anizotropii dielektrycznej. Mogłoby to zachodzić tylko przy dużej wielkości momentu elektrycznego jednego takiego zespołu. Według L. S. Ornsteina i W. Kasta<sup>8</sup>) musiałyby ten moment elektryczny być rzędu  $10^{-4}$  jedn. el. st. Moment drobin p-azoksyanizolu jest znany i wynosi  $2,3 \cdot 10^{-8}$  jedn. el. st.<sup>9</sup>); mogłoby to więc mieć miejsce tylko w przypadku gdyby wszystkie drobin były w danym zespole spolaryzowane w jednym kierunku. Jak już bowiem wspominałem liczbę drobin w jednym takim zespole ocenia się na  $10^4 - 10^5$ .

Tłumaczenie to ma jednak poważne braki, które uwidaczniają się, po rozważeniu stereochemicznej budowy drobin p-azoksyanizolu, czy p-azoksyfenetolu. Formułę chemiczną p-azoksyanizolu można napisać w po-



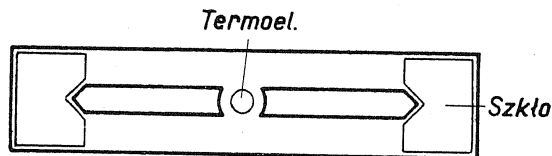
mamy tę różnicę, że zamiast grupy końcowej  $\text{OCH}_3$  mamy  $\text{OC}_2\text{H}_5$ . Z formuł tych widać, że w żadnym razie strukturze p-azoksyanizolu, czy p-azoksyfenetolu nie można przypisać momentu elektrycznego równoległego do osi drobin.

W latach 1933 do 1936 w Zakładzie Fizyki Akademii Górniczej zostały zbadane pewne nieznane dotąd właściwości cieczy nematycznych, których wyniki będą przedmiotem niniejszego artykułu.

Pierwsza z tych prac<sup>10</sup>) dotyczy anizotropii przewodnictwa elektrycznego cieczy w fazie nematycznej. Badania w tym kierunku przeprowadził już The Svedberg<sup>11</sup>). Badał on przewodnictwo nie czystych cieczy nematycznych, lecz cieczy z dodatkiem zwiększających przewodnictwo elektrolitów. W jego badaniach nie chodziło mu właściwie o własności cieczy anizotropowych, lecz raczej z badań swych chciał wnioskować o budowie drobin owych dodawanych do cieczy nematycznych sub-

stancj. W każdym razie z badań The Svedberga widocznym było, że i przewodnictwo elektryczne cieczy nematycznych wykazuje własności anizotropji. The Svedberg uważa, że anizotropia przewodnictwa elektrycznego wynika z anizotropji tarcia wewnętrznego, która objawia się w ten sposób, że ruch jonów w kierunku osi drobin jest łatwiejszy, natomiast ruch w kierunku prostopadłym do osi drobin — trudniejszy. Stąd też wynika obserwowany przez The Svedberga wzrost przewodnictwa elektrycznego w przypadku pola magnetycznego równoległego do kierunku prądu. Jakościowo obserwował to zjawisko również W. Kast<sup>12)</sup>.

Aby uzupełnić wiadomości, jakie w tej dziedzinie posiadamy i porównać je z tym co o innych własnościach cieczy nematycznych wiemy, wykonaliśmy szereg pomiarów z możliwie czystymi substancjami nematycznymi. Nasze pomiary przeprowadziliśmy dla typowych przedstawicieli ciał wykazujących fazę nematyczną, t. j. dla p-azoksyanizolu i dla p-azoksyfenetolu i to tak dla prądu stałego jak też dla prądu zmiennego. Zbadaliśmy wpływ pola magnetycznego jak też elektrycznego na przewodnictwo oraz wpływ równocześnie działających pól magnetycznego i elektrycznego. P-azoksyanizol ma fazę nematyczną między temperaturami od około 116°C do ok. 135°C, p-azoksyfenetol między temperaturami od ok. 136°C do ok. 167°C. W tych więc temperaturach pomiary nasze musiały być wykonane. Badana ciecz znajdowała się w mosiężnym prostopadłościennym naczyniu, w środku którego znajdowała się płytka mosiężna, będąca jedną elektrodą, podczas gdy naczynie samo było drugą elektrodą (Rys. 1). Płytkę była umieszczona równoległe do ścianek naczynia i w

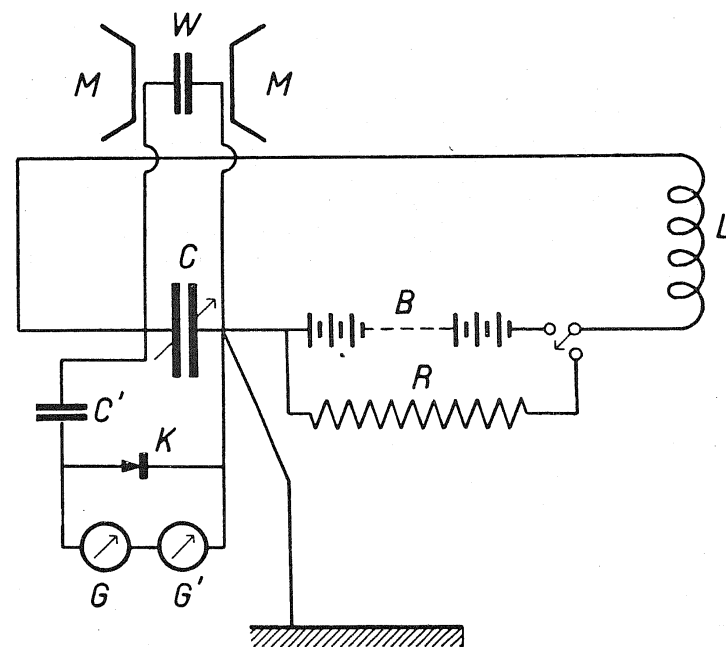


Ryc. 1.

tem położeniu utrzymywana przez odpowiedni szlif szklany, który zapobiegał równocześnie biegnięciu linii prądu od brzegu elektrody wewnętrznej do bocznych ścian naczynia. Odległość elektrody wewnętrznej od ścian naczynia wynosiła 2 mm. Powierzchnia płytki wynosiła ok. 15 cm.<sup>2</sup>. Płytkę środkową miała podłużne nacięcie, w którym osadzony był termoelement do pomiaru temperatury. Naczynie umieszczone było w odpowiednim termostacie wypełnionym oliwą. Temperatura była regulowana automatycznie regulatorem rtęciowym, tak, że wahania temperatury były bar-

dzo małe; nieprzekraczały one 0,1<sup>0</sup>. Termostat wraz z naczyniem mierzonym umieszczony był między biegunami silnego elektromagnesu. Naczynie mierznicze można było obracać względem kierunku pola magnetycznego, tak, że możliwym było badanie wpływu pola magnetycznego na przewodnictwo, w zależności od kierunku pola względem linii prądu.

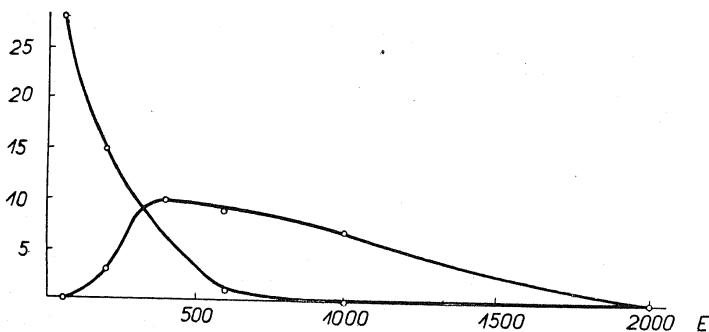
Pomiary przewodnictwa zostały wykonane dla prądu stałego oraz dla prądu zmiennego o częstotliwości ok. 10<sup>5</sup> na sek. Ponieważ pomiary wykonane prądem stałym dały naogół podobne wyniki co pomiary wykonane prądem zmiennym, podam przeto tutaj tylko wyniki dla prądu zmiennego.



Ryc. 2.

Pomiary te wykonane zostały przy pomocy odpowiednio dostosowanej metody rezonancyjnej. Wykorzystaliśmy znaną własność obwodów strojonych, polegającą na tem, że opór omowy włączony równoległe do kon-

densatora obniża krzywą rezonancji. Obwód strojony można przy pomocy znanych oporów wykalibrować i później z wysokości maksimum krzywej rezonancji wnioskować o wielkości badanego oporu. W naszym przypadku pomiaru oporu kondensatora napełnionego stopionym p-azoksyanizolem, czy p-azoksyfenetolem, opory mierzone były rzędu kilku milionów omów. Obwód prądu przedstawiony jest na ryc. 2. Cewka L, o 300 zwojach była połączona w szereg ze zmiennym kondensatorem C firmy Spindler i Hoyer o pojemności 100 — 300  $\mu\text{p.F}$ . Równolegle do niego dołączone było miernicze naczynie W. Prócz tego, równolegle do kondensatora C dołączony był obwód galwanometru. Składał się on z kondensatora sprzęgającego C' połączonego szeregowo z kuprytowym prostownikiem K (odznaczającym się wielką stałością wychyleń), do którego równolegle były dołączone galwanometry G i G'. Galwanometr G' strunowy Edelmana służył do szybkiego nastawienia rezonancji na maximum, galwanometr G Siemens służył do odczytania wysokości krzywej rezonancji. Obwód rezonancyjny kalibrowany był w ten sposób, że równolegle do kondensatora C załączane były różne opory od kilkuset tysięcy omów do kilkunastu milionów omów. Za każdym razem obwód został dostrojony do rezonancji i odczytana wysokość krzywej rezonancji. Krzywą kalibracji otrzymywało się wykreślając zależność wychyleń galwanometru przy dostrojeniu, od oporu. Do kalibracji służyły opory radjowe o małej impedancji, pomierzone prądem stałym.



Ryc. 3.

Przy pomocy tej aparatury badaliśmy również wpływ stałego pola elektrycznego na przewodnictwo mierzone tą metodą. W tym celu w obwód strojony włączać było można baterję akumulatorów B (ryc. 3) albo opór manganinowy R o tym samym oporze dla danego prądu zmiennego

co bateria B. W ten sposób można było badać opór substancji wypełniającej naczynie miernicze, do którego elektrod załączone było napięcie elektryczne. Naczynie miernicze znajdowało się podobnie jak przy pomiarach prądem stałym między biegunami elektromagnesu.

Przy pomocy więc opisanej aparatury można było mierzyć opór badanego ciała dla prądu zmiennego w stałym polu elektrycznym, w stałym polu magnetycznym lub przy równoczesnym działaniu pola elektrycznego i magnetycznego.

W ten sposób mierzone przewodnictwa wynosiły:

p-azoksyanizol	$4,42 \times 10^{-9} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ w temp. 121,0° C
p-azoksyfenetol	$2,60 \times 10^{-9} \Omega^{-1} \text{dm}^{-1}$ w temp. 140,0° C

Stale pole elektryczne powodowało spadek mierzonego prądem zmiennym przewodnictwa, przyczem ustalenie się wartości przewodnictwa w stałym polu elektrycznym trwało kilka godzin. Krzywa, która przedstawia ten czasowy spadek przewodnictwa pod wpływem pola stałego jest podobną do krzywej zależności czasowej prądu stałego przy stałym napięciu, znanej dla wszystkich cieczy dielektrycznych (por. np.<sup>13</sup>). Wartość przewodnictwa zmierzona w obecności pola stałego już w tym stacjonarnym stanie jest zależną od wielkości pola stałego. Dla wyższych pól przewodnictwo to jest mniejsze. Tabela I. podaje odpowiednie wartości liczbowe.

T a b e l a I.

p-azoksyanizol. Temp. 121,0° C	
Stale pole elektryczne w voltach na cm.	Przewodnictwo prądu zmiennego w $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$
0	$4,42 \cdot 10^{-9}$
400	$3,00 \cdot 10^{-9}$
600	$2,64 \cdot 10^{-9}$
1000	$2,32 \cdot 10^{-9}$
2000	$2,13 \cdot 10^{-9}$

Pole magnetyczne podłużne wywołuje przyrost przewodnictwa, który początkowo ze wzrostem natężenia pola magnetycznego rośnie. Dla pola magnetycznego ok. 1800 gaussów osiągnięty zostaje stan nasycenia dla tego efektu; dalszy wzrost pola nie powoduje już wzrostu efektu. Wszystkie niżej opisane pomiary zostały wykonane już w tym zakresie niezależności efektu od natężenia pola magnetycznego, a mianowicie dla pola magne-



tycznego 2400 gaussów. Poprzeczne pole magnetyczne wywołuje spadek przewodnictwa prądu zmiennego.

Stałe pole elektryczne „nałożone” na zmienne pole prądu mierniczego wywiera duży wpływ na zjawiska powodowane przez pole magnetyczne. Ze wzrostem pola elektrycznego maleje wpływ pola magnetycznego podłużnego, a rośnie wpływ pola magnetycznego poprzecznego. Dla pola elektrycznego ok. 400 V/cm. efekt pola magnetycznego poprzecznego osiąga maximum, by dla silniejszych jeszcze pól elektrycznych zmniejszać się. Dla pola elektrycznego 2000 V/cm. zarówno podłużne jak i poprzeczne pole magnetyczne nie wywierają wpływu na przewodnictwo. Wyniki tych pomiarów zebrane są w tabeli II. Ryc. 3 przedstawia wyniki te graficznie.

T a b e l a II.

Napięcie na elektrodach w woltach	Natężenie pola elektrycznego w woltach na cm	Wzrost przewodnictwa prądu zmiennego w podłużnym polu magnet. 2400 gaussów w %	Spadek przewodnictwa prądu zmiennego w poprzecznym polu magnet. 2400 gaussów w %
p-azoksyanizol. Temp. 121,0° C			
10	50	28	0
40	200	15	3
80	400	10	10
120	600	1	9
200	1000	0	7
400	2000	0	0
p-azoksyfenetol. Temp. 140,0° C			
10	50	38	0
40	200	28	4
80	400	13	14
120	600	4	12
200	1000	2	2
400	2000	1	0

Opisane powyżej efekty pola magnetycznego zależą od temperatury. W miarę wzrostu temperatury maleją. Powyżej temperatury przejścia cieczy w fazę izotropową znikają zupełnie.

Wszystkie te napozór dość skomplikowane zjawiska tłumaczymy w następujący sposób. Przewodnictwo elektryczne cieczy nematycznych zależy od kierunku orientacji drobin względem kierunku prądu. (Wiadomo to zresztą z prac The S v e d b e r g a<sup>11</sup>). Przewodnictwo jest większe w przypadku, gdy osie drobin ustawione są równoległe do kierunku prądu niż w przypadku gdy osie drobin ustawione są prostopadłe do kierunku prądu. Pole magnetyczne i elektryczne wywierają na drobinny podobne działanie orjentujące t. j. ustawiają osi drobin równoległe do linii pola. W przypadku więc gdy drobin są już skierowane przez odpowiednio silne pole elektryczne, pole magnetyczne nie wywiera na orientację drobin wpływu. W przypadku natomiast gdy pole magnetyczne i elektryczne są prostopadłe do siebie, wtedy jedno pole usiłuje ustawić drobin prostopadłe do linii sił drugiego pola. Do działania obu pól dodają się jeszcze działania ścian usiłujących ustawić drobin równoległe do ścian. To działanie ścian przenosi się dość daleko w głąb cieczy. W naszym przypadku w nieobecności pola magnetycznego i elektrycznego większość drobin jest zorjentowana równoległe do ścian, czyli prostopadłe do linii prądu. Stąd też bardzo mały wpływ poprzecznego pola magnetycznego na przewodnictwo w nieobecności pola elektrycznego. Pole podłużne orjentuje drobin w kierunku równoległym do linii prądu, a więc w kierunku korzystnym dla zwiększenia przewodnictwa. Ze wzrostem natężenia pola magnetycznego efekt ten rośnie. Począwszy od natężenia 1800 gaussów, wzrost przewodnictwa ustala się. Dalsze zwiększanie pola magnetycznego nie wpływa już widocznie na orientację drobin. Praktycznie, wszystkie drobin są już ustawione prostopadłe do ścianek naczyń.

Pole elektryczne (oczywiście podłużne) powinno wywoływać ten sam efekt co pole magnetyczne, powinno więc zwiększać przewodnictwo. Stwierdzenie jednak doświadczalnie tego zjawiska, nie jest możliwe, ponieważ wchodzi tutaj w grę inne jeszcze zjawisko, zachodzące również w fazie izotropowej (znane dla wszystkich cieczy dielektrycznych), a mianowicie, spadek przewodnictwa wynikający z działania pola. Efekt ten jest tak duży, że niknie przy nim ewentualny efekt anizotropji. Ze pod wpływem pola elektrycznego drobin istotnie zostają zorjentowane, można o tem wnioskować z doświadczeń nad równoczesnym działaniem stałego pola elektrycznego i magnetycznego. Ze wzrastającym natężeniem pola elektrycznego maleje wpływ pola magnetycznego podłużnego na przewodnictwo. Dla p-azoksyanizolu n. p. pole magnetyczne nie wywiera już żadnego wpływu na przewodnictwo, gdy działa równocześnie pole elektryczne o natężeniu 1000 woltów na cm. Najwidoczniej w tak silnym polu elektrycznym wszystkie drobin są już zorjentowane równoległe do pola, tak, że podłużne pole magnetyczne nie wywiera już żadnego wpływu na orienta-

cję. Poprzeczne pole magnetyczne, działające w nieobecności pola elektrycznego, powoduje bardzo małe zmniejszenie się przewodnictwa. Drobiny są już przez ścianki naczyń zorientowane prostopadle do kierunku prądu. Pole magnetyczne poprzeczne wzmacnia więc tylko tę orientację. Jeżeli natomiast działa pole elektryczne, to orientuje drobiny w kierunku równoległym do pola. Pole magnetyczne poprzeczne działające wtedy, zmienia tę orientację. W miarę wzrostu natężenia pola elektrycznego, średni kierunek ustawienia drobin coraz bardziej zbliża się do kierunku równoległego do tego pola, stąd też dostatecznie silne pole magnetyczne poprzeczne powoduje coraz większe efekty; zmniejszenie przewodnictwa jest coraz większe. Dla pewnej wartości pola elektrycznego efekt ten osiąga maksimum, poczem maleje. Silne pole elektryczne wywiera tak duże siły na zespoły drobin, że pole magnetyczne o stosowaniu przez nas natężeniu nie wystarcza, by zorientować zespoły osiami drobin prostopadle do pola elektrycznego.

Tak więc doświadczenia tutaj opisane między innymi potwierdziły poprzednie wyniki prof. J e ż e w s k i e g o, wykazując, że pole elektryczne wywiera wpływ orientujący na drobiny cieczy nematycznych i kierunek orientacji osi drobin jest równoległy do kierunku pola elektrycznego. Należy podkreślić, że wyniki nasze odnoszą się do warstw cieczy stosunkowo grubych (ok. 2 mm.). Dla bardzo cienkich warstw bowiem pole elektryczne wywierać może inne działanie orientujące.

Interesującym przyczynkiem do kwestji orientacji drobin cieczy nematycznych przez pole magnetyczne i elektryczne, jak również do kwestji działania orientującego ścian, jest praca, którą wykonaliśmy wspólnie z prof. J e ż e w s k i m<sup>14)</sup>, dotycząca pewnego efektu cieplnego, znalezionego w r. 1919 przez L. S. O r n s t e i n a i W. H. M o l l ' a<sup>15)</sup>. Zauważyli oni, że płytki zanurzona do ciekłego p-azoksyaniolu w fazie nematycznej ogrzewa się, jeżeli prostopadle do niej załączy się dostatecznie silne pole magnetyczne. Zjawisko to jest odwracalne; wyłączenie pola magnetycznego powoduje oziębienie płytki. Przy sposobności wyżej opisanych pomiarów przewodnictwa zauważyliśmy również powyższe zjawisko, to też postanowiliśmy zbadać je dokładniej, a w szczególności zbadać wpływ pola elektrycznego na przebieg tego zjawiska.

Doświadczenia zostały wykonane w następujący sposób. Ciekły p-azoksyaniol znajdował się w prostopadłościennym naczyniu, które opisane było przy sposobności opisu pomiarów przewodnictwa. Przekrój tego naczynia przedstawia ryc. 1. Termoelement z drutu żelaznego i konstantanowego o średnicy 0,2 mm. znajdował się w nacięciu płytki zanurzonej w p-azoksyaniolu. Termoelement umieszczony był w cienkościennej ka-

pilarze szklanej, tak że w porównaniu z urządzeniem O r n s t e i n a i M o l l ' a, których termoelement był przyłutowany do zanurzonej płytki, miał stosunkowo małą pojemność cieplną. Był on połączony z precyzyjnym kompensatorem i galwanometrem o czułości  $10^{-9}$  A/mm., to też urządzeniem tem dało się odczytywać zmiany temperatury o  $0,02^{\circ}\text{C}$ . Dzięki czułemu regulatorowi temperatury, w czasie potrzebnym na dokonanie jednego pomiaru, t. j. ok. 10 min. wahania temperatury nie przekraczały  $0,02^{\circ}\text{C}$ . Jak i w poprzednio opisanych pomiarach naczynie znajdowało się między biegunami elektromagnesu i kierunek płytki względem linii pola magnetycznego można było zmieniać. Pomiarów wykonaliśmy z p-azoksyaniolem.

Co do efektu pola magnetycznego, to naogół nasze doświadczenia potwierdzają pod względem jakościowym, doświadczenia M o l l ' a i O r n s t e i n a. My otrzymaliśmy jednak efekt ok. 10 razy większy od tych badaczy. W temperaturze nieco wyższej od temperatury topnienia p-azoksyaniolu dla pola magnetycznego ok. 2300 gaussów (gdzie efekt osiąga już nasycenie), ogrzanie termoelementu w polu magnetycznym prostopadłym do płytek wynosiło u nas ok.  $1^{\circ}\text{C}$ . W miarę wzrostu temperatury efekt malał i po przekroczeniu temperatury przejścia do fazy izotropowej efekt znikał zupełnie. Włączenie pola magnetycznego równoległego do ścianek nie wywoływało żadnego efektu.

T a b e l a III.

Pole magnetyczne 2300 gaussów prostopadle do ścianek. Temperatura $121,2^{\circ}\text{G}$	
Natężenie pola elektrycznego w woltach na cm	Wzrost temperatury w polu magnetycznym w stopniach
0	1,05
100	0,95
200	0,63
400	0,37
600	0,25
800	0,20
1000	0,13
1200	0,10
1400	0,08
2000	0,07

Pole elektryczne wywierało wpływ na przebieg tego zjawiska. W obecności pola elektrycznego, efekt pola magnetycznego podłużnego, czyli prostopadłego do ścianek, był mniejszy niż w nieobecności pola elektrycznego. Wyniki odpowiednich pomiarów zebrane są w tabeli III. Interesujący jest wpływ pola elektrycznego na efekt cieplny pola magnetycznego równoległego do ścianek. Jeżeli mianowicie ciecz znajduje się w polu elektrycznym, to włączenie pola magnetycznego równoległego do ścianek powoduje ochłodzenie się substancji. Tabela IV podaje szczegółowe wyniki tych obserwacji.

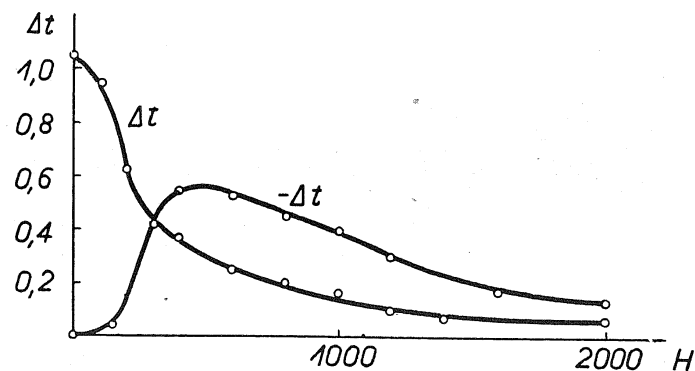
T a b e l a IV.

Pole magnetyczne 2300 gaussów równoległe po ścianek. Temperatura 121,2° C	
Natężenie pola elektrycznego w woltach na cm	Spadek temperatury w polu magnetycznym w stopniach
0	0
150	0,04
200	0,10
300	0,42
400	0,55
600	0,53
800	0,45
1000	0,40
1200	0,30
1600	0,17
2000	0,13

Rycina 4 przedstawia graficznie opisane efekty dla obu kierunków pola magnetycznego w zależności od natężenia pola elektrycznego.

Zjawiska te tłumaczymy w następujący sposób. Jak wiadomo ścianki naczyń orientują zespoły drobin ich osiami równoległe do ścianek. Przy ściankach tworzy się warstwa drobin zorjentowanych równoległe do ścianek. Z badań A. van Wyk'a<sup>16)</sup> wiemy, że nawet dla najsilniejszego pola magnetycznego prostopadłego do ścianek istnieje warstewka przysięcienna o grubości zależnej od natężenia pola, w której orientacja drobin nie zostaje zmieniona przez pole, lecz drobin pozostają równoległe do ścianek. W miarę postępowania w głąb cieczy, średni kąt osi drobin ze

ścianką silnie rośnie. Załączenie więc pola magnetycznego prostopadłego do ścianek powoduje coś w rodzaju elastycznej deformacji warstwy przysięciennej. Ta deformacja przebiega adyabatycznie. Przy włączeniu pola magnetycznego prostopadłego do ścianek powiększa się energia wewnętrzna układu kosztem pracy pola. Przejściu z orientacji równoległej względem ścianek do orientacji prostopadłej odpowiada wzrost temperatury, przejściu odwrotnemu odpowiada spadek temperatury. Przy tej interpretacji zjawiska można wyjaśnić wszystkie opisane powyżej fakty o ile się tylko przyjmie, że pole elektryczne orientuje drobin osiami równoległe do linii pola.



Ryc. 4.

Zarówno więc z pomiarów przewodnictwa elektrycznego, jak też z obserwacji opisanego wyżej efektu cieplnego oraz z dawniej wykonanych prac (M. Jeżewski<sup>7)</sup>, L. S. Ornstein i W. Kast<sup>8)</sup> wynika więc równoległa do pola elektrycznego orientacja drobin. Jak już wspominałem, hipotezą, która zdawała się zjawisko to tłumaczyć, jest przyjęcie istnienia dipola elektrycznego dla zespołów drobin o wielkości rzędu  $10^{-14}$  jedn. e. s., równoległego do osi drobin. Hipoteza powyższa miała jednak tę słabą stronę, że nie uwzględniała ona struktury drobin rozważanych cieczy. Wyjaśnienie, które po raz pierwszy podał K. Hermann<sup>17)</sup>, a później V. Frederiks i V. Zwetkoff<sup>18)</sup> oddaje, zdaje się, lepiej właściwy stan rzeczy. K. Hermann przypuszcza mianowicie, że orientacja drobin cieczy namatycznych w polu elektrycznym jest pewnym efektem wtórnym. Jak wiemy przewodnictwo elektryczne cieczy nematycznych jest rzędu  $10^{-9} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ , czyli



że leżą one na granicy między przewodnikami a dielektrykami. (Za ciecz dielektryczne uważa się ciecze o przewodnictwie co do rzędu wielkości mniejszym niż  $10^{-10}$ ). W każdym więc doświadczeniu z polem elektrycznym przez ciecz przepływa prąd. Prąd ten powoduje pewną konwekcję, pewien ruch samej cieczy. Ale sam ruch cieczy może orientować drobiny. Z doświadczeń H. Z o c h e r a<sup>19)</sup> wynikałoby, że drobiny cieczy nematycznej przez ruch cieczy ulegają orientacji osiami równoległe do kierunku ruchu. Ponieważ cząstki cieczy w polu elektrycznym poruszają się równoległe do linii pola, przeto i orientacja drobin, któraby z tego ruchu cieczy wynikała, byłaby też ustawianiem się osi drobin równoległe do linii pola elektrycznego.

C. W. O s e e n<sup>20)</sup> i A. A n z e l i u s<sup>21)</sup> w swych teoretycznych pracach pierwsi zwrócili uwagę na to, że ruch cieczy nematycznych powinien powodować orientowanie się drobin cieczy. A. A n z e l i u s uogólnia równania ruchu cieczy lepkich N a v i e r a - S t o k e s'a, wychodząc z założenia, że do składowych tensora ciśnień w cieczy anizotropowej wchodzi wyrazy, które zależą od kierunku orientacji drobin w danym punkcie cieczy. Na drobiny działają prócz sił występujących w „zwykłych”, izotropowych cieczach dwa inne jeszcze rodzaje sił. Jeżeli weźmiemy na uwagę jakąś drobinę cieczy anizotropowej, będącej w ruchu, wówczas wskutek występowania gradientu prędkości, wzięta na uwagę drobina ma inną prędkość niż sąsiednie drobiny. A n z e l i u s wykazuje, że w tym przypadku działanie sąsiednich drobin daje w wyniku pewien moment siły obracający daną drobinę względem jej środka ciężkości. Prócz tych sił wynikających ze zderzeń molekularnych drobin, występuje tu jeszcze drugi rodzaj sił, wpływających na wzajemną orientację drobin, wynikających stąd, że energia potencjalna dwu drobin zależy od kąta zawartego między osiami tych drobin. Dla opisanego ruchu cieczy anizotropowych łączy więc A n z e l i u s założenie orientacji drobin przez ruch cieczy, z założeniem zależności składowych tensora ciśnień od kierunku osi drobin w uważanym punkcie. To ostatnie założenie jest jednak równoważne założeniu anizotropii współczynnika lepkości. Anizotropię tę należy rozumieć w tym znaczeniu, że przy pomiarze lepkości cieczy n. p. metodą przepływu cieczy przez kapilarę, nie jest obojętne jaki jest kierunek osi drobin względem kierunku płynięcia cieczy. Należałoby się więc spodziewać, że jakkolwiek czynnik zewnętrzny orientujący drobiny cieczy, n. p. pole magnetyczne, powinien mieć wpływ na wartość zmierzonego współczynnika lepkości. Dotychczas wpływ ten nie był znany. Jedyna praca doświadczalna nad wpływem pola magnetycznego na lepkość cieczy anizotropowych wykonana przez M. W. N e u f e l d a<sup>22)</sup> dała wynik negatywny. N e u f e l d stwierdził, że pole magnetyczne prostopadłe do kierunku

ku płynięcia cieczy nie wywiera wpływu na współczynnik lepkości cieczy nematycznych. Ponieważ, zdaniem autora, aparatura N e u f e l d a jest nieodpowiednią do tych pomiarów, opracował więc autor metodę przy pomocy której zbadał tę kwestję<sup>23)</sup>.

W ostatnich czasach mało stosunkowo uwagi poświęcono lepkości cieczy nematycznych, pomimo, że pewne anomalje, jakie okazuje lepkość tych cieczy znane były oddawna. W pracach E. B o s e g o<sup>4)</sup> i R. S c h e n c k a<sup>24)</sup> omawiana jest obszernie pewna anomalja lepkości cieczy nematycznych, polegająca na tem, że lepkość tych cieczy nie maleje stale w miarę wzrostu temperatury, jak to ma miejsce dla cieczy „zwykłych” (izotropowych), lecz w punkcie przejścia z fazy anizotropowej do izotropowej lepkość nagle wzrasta, by po przejściu cieczy w fazę izotropową znowu maleć normalnie. B o s e i S c h e n c k tłumaczą to zjawisko, przyjmując prócz wówczas znanej anizotropji optycznej drobin, również anizotropję lepkości z uwzględnieniem wprowadzonej do nauki przez B o s e g o teorii zespołów drobin. Według tych autorów dla cieczy nematycznych istnieje kierunek najmniejszego i kierunek największego tarcia wewnętrznego. Współczynnik lepkości jest mniejszy, gdy wszystkie zespoły są zorjentowane osiami drobin w jednym kierunku i gdy ruch odbywa się w tym kierunku, niż w wypadku ruchu prostopadłego do kierunku orientacji drobin. Stąd zdaniem B o s e g o wynika fakt, że w fazie nematycznej lepkość jest mniejsza niż w fazie izotropowej, chociaż faza nematyczna odpowiada temperaturom niższym. Prawdopodobnie bowiem w cieczy przepływającej przez kapilarę drobiny przemieszczają się w ten sposób, że ich osie pozostają w położeniu równoległym do kierunku ruchu. Obserwowany przez R. S c h e n c k a<sup>24)</sup> fakt, że w fazie nematycznej ruch burzliwy zaczyna się przy znacznie niższych prędkościach niż w fazie izotropowej ma też świadczyć o anizotropji lepkości. Gdy prędkość przepływu osiąga bowiem pewną wartość krytyczną, równoległa do kierunku ruchu orientacja zmienia się na bardziej bezładne ułożenie drobin, wskutek czego czas przepływu przez kapilarę rośnie, chociaż prędkość płynięcia jest znacznie mniejsza niż prędkość krytyczna wyznaczona przez odpowiednią liczbę R e y n o l d s a, dla której to prędkości występuje już turbulencja w zwykłym sensie. Zjawiska te uważa B o s e za mechaniczny dowód występowania w cieczach anizotropowych stanów zorjentowanych.

Dzisiaj wiemy już, że fakty obserwowane przez B o s e g o i S c h e n c k a nie mogą być uważane za dowody wpływu orientacji na lepkość cieczy nematycznych. Podobne bowiem zjawiska jak wyżej opisane zachodzą również w mieszaninach cieczy w pobliżu krytycznego punktu rozpuszczalności oraz w zawiesinach koloidalnych.

Po stwierdzeniu istnienia wpływu pola magnetycznego na własności optyczne cieczy nematycznych (E. Bose<sup>4</sup>), Ch. Mauguin<sup>2</sup>) (na sunęło się już Bose'emu przypuszczenie, że pole magnetyczne powinno mieć wpływ na lepkość tych cieczy. Odpowiednie pomiary wykonał za inicjatywą Bose'go M. W. Neufeld<sup>22</sup>). Zbadał on wpływ pola magnetycznego na czas przepływu stopionego p-azoksyanizolu i anizaldazyny przez kapilarę w viskozymetrze Ostwalda. Pomiary swe wykonał Neufeld zarówno w fazie anizotropowej, jak też i w fazie izotropowej. Pole magnetyczne było prostopadłe do osi kapilary; jego natężenie wynosiło ok. 8000 gaussów. Srednica użytej przez Neufelda kapilary wynosiła ok. 0,1 mm. Według przewidywań Bose'go, należało się spodziewać, że w tych warunkach w fazie anizotropowej włączenie pola magnetycznego spowoduje zwiększenie się czasu przepływu badanych substancji przez kapilarę. Tymczasem Neufeld stwierdził, że zarówno w fazie izotropowej, jak i w fazie anizotropowej pole magnetyczne nie wywiera żadnego wpływu na czas przepływu badanych cieczy.

Negatywny wynik tych doświadczeń wydawał się dziwnym tem więcej, że równocześnie The Svedberg<sup>11</sup>) wykonał omawianą już pracę, nad przewodnictwem elektrycznym cieczy nematycznych, wyniki której tłumaczył anizotropją lepkości tych cieczy. The Svedberg uważa, że znalezienie przez niego zjawisko anizotropji przewodnictwa elektrycznego omawianych cieczy, wynika wprost z anizotropji ich lepkości. Uważa on, że anizotropja przewodnictwa elektrycznego jest anizotropją tarcia wewnętrznego, która objawia się w ten sposób, że ruch jonów w kierunku osi drobin jest łatwiejszy, natomiast ruch w kierunku prostopadłym do osi drobin — trudniejszy. Widzimy więc, że przy tej interpretacji wyników The Svedberga powinniśmy się spodziewać wpływu pola magnetycznego na lepkość cieczy w fazie nematycznej.

Jak zrozumieć wobec tego negatywny wynik doświadczeń Neufelda?

Aby odpowiedzieć na to pytanie, musimy zdać sobie sprawę z tego, jakie siły działają na drobiny cieczy nematycznych w obecności pola magnetycznego. Jak wiemy na orientację drobin tych cieczy, prócz pola magnetycznego czy elektrycznego wywierają wpływ ściany naczynia. Działanie to jest tego rodzaju, że usiłuje ono ustawić drobiny cieczy nematycznych ich osiami równoległe do ścian. Jak już wyżej wspominałem, działanie to występuje szczególnie silnie w warstewkach cieczy o nieznaczej grubości. V. Frederiksz i A. Repiewa<sup>25</sup>) wykazali, że w odpowiednio cienkich warstewkach cieczy anizotropowych, nawet najsilniejsze pole magnetyczne jakie mieli do dyspozycji t. j. 25000 gaussów, nie wywiera żadnego wpływu na orientację drobin. Wykazali oni, że dla da-

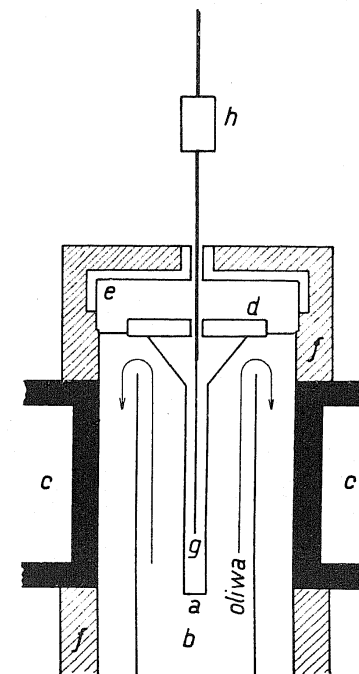
nego pola magnetycznego istnieje określona grubość warstwy danej cieczy anizotropowej, którą można uważać za graniczną grubość warstwy w tem znaczeniu, że gdy warstwa cieczy posiada grubość mniejszą od tej granicznej grubości, pole magnetyczne wcale niezmienia orientacji drobin w tej warstwie. Z formuły jaką Frederiksz i Repiewa podają dla obliczenia tej granicznej grubości warstwy wynika, że dla p-azoksyanizolu w temperaturze ok. 120<sup>0</sup> C, dla pola magnetycznego 8000 gaussów (pole stosowane przez Neufelda) grubość ta wynosi ok. 0,01 mm. Wydawałoby się więc, że w kapilarach o grubości 0,1 mm., jakich używał Neufeld, powinna nastąpić zmiana orientacji cząstek pod działaniem pola magnetycznego. Chcąc wyjaśnić brak tego efektu musimy uwzględnić jeszcze jeden czynnik orientujący drobiny cieczy nematycznych. Czynnikiem tym może być, jak już wspominałem, ruch cieczy. O ile ruch cieczy orientuje drobiny osiami równoległe do kierunku ruchu, to podczas płynięcia cieczy w kapilarze występują dwa czynniki orientujące drobiny cieczy równoległe do kierunku kapilary. Temi dwoma zgodnie działającymi czynnikami są: wpływ orientujący ścian i wpływ orientujący ruchu. Widocznie pole magnetyczne prostopadłe do kapilary, usiłujące obrócić drobiny prostopadłe do kierunku orientacji tamtych dwu czynników, nie może przewyciężyć ich działania, co objawia się brakiem wpływu pola magnetycznego na współczynnik lepkości cieczy nematycznych, mierzony metodą przepływu.

Widzimy więc, że doświadczeń Neufelda nie można uważać za decydujące w kwestji, czy pole magnetyczne wywiera wpływ na lepkość cieczy nematycznych czy nie. Trzeba dla zbadania tej kwestji zastosować metodę, w którejby wpływ omawianych wyżej czynników niweczących działanie pola magnetycznego, był bodaj częściowo wyeliminowany. Aby to osiągnąć należało użyć metody, w której ruch ogarniałby grubsze warstwy cieczy niż w metodzie przepływu przez kapilary. Istnieją metody spełniające ten warunek; są to metody wahających cylindrów czy krążków. Metody te są teoretycznie i doświadczalnie opracowane i stosowane były z powodzeniem do pomiarów lepkości stopionych metali. (Por. n. p. <sup>26</sup>). Metody te nie są jednak najodpowiedniejsze do naszego zadania. Jeżeli bowiem należy spodziewać się wpływu pola magnetycznego na lepkość cieczy nematycznych, to należy również oczekiwać zależności tego efektu od kierunku pola magnetycznego względem kierunku ruchu. Wpływ bowiem pola magnetycznego na lepkość może występować tylko dzięki jej kierunkowej anizotropji. W wymienionych metodach jednorodne pola magnetyczne działałoby na różne cząstki cieczy, pod różnymi kierunkami względem kierunku ruchu. Gdyby szukany efekt miał miejsce, to przy stosowaniu jednej z tych metod, znaleziony wynik byłby efektem całkowym dla pól o różnych kierunkach względem kierunku ruchu.

Wobec tego zmodyfikowałem te metody w ten sposób, że przy pomocy przezemnie stosowanej metody mierzyłem współczynnik lepkości w polu magnetycznym o kierunku stałym względem kierunku ruchu wszystkich cząstek cieczy i tem samym (przynajmniej w przybliżeniu) dla wszystkich cząstek cieczy. Prócz tego przy pomocy mojej metody kąt między płaszczyzną tarcia a kierunkiem pola magnetycznego mogłem dowolnie zmieniać.

Zasada tej metody jest następująca. Na jednym ramieniu wagi analitycznej zawieszona jest cienka płytka szklana zanurzona w badanej cieczy i zrównoważona na drugim ramieniu. Po zwolnieniu wagi płytka może wykonywać wahań w kierunku pionowym w swej płaszczyźnie. Dekrement logarytmiczny zanikania tych wahań zależy od lepkości cieczy, w której płytka jest zanurzona. Mierząc dekrement zanikania wahań płytki w badanej substancji i stwierdzając, że po włączeniu pola magnetycznego dekrement tych wahań zmienił się, można stąd wnioskować o zmianie współczynnika lepkości pod wpływem pola magnetycznego. Oczywiście wniosek ten będzie poprawny, o ile inne własności danej substancji, które mogłyby mieć wpływ na zanikanie wahań płytki nie zmienią się po załączeniu pola magnetycznego.

Szczegóły zastosowanej przezemnie aparatury są następujące. Badana ciecz znajdowała się w mosiężnym prostopadłościennym naczyniu *a* na ryc. 5). Prostopadły przekrój poziomy naczynia miał rozmiary 6 mm × 28,5 mm. Wysokość prostopadłościennej części naczynia wynosiła 56,4 mm. Naczynie z badaną cieczą wstawione było w termostat *b*. W celu uzyskania lepszej izolacji cieplnej naczynie od góry osłonięte było grubą płytką szklaną *d* oraz przykrywką ebonitową *e*, a wszystko razem z termostatem osłonięte było grubą warstwą filcu *f*. Naczynie z badaną cieczą ustawione było dokładnie pionowo, przyczem podobnie jak w poprzednich pomiarach można je było obracać względem osi pionowej, tak że kąt jaki równoległe jego ściany tworzyły z kierunkiem pola magnetycznego można było dowolnie zmieniać. W badanej cieczy zanurzona była prostokątna płytka szklana *g* 20 mm. × 32 mm. o grubości 0,1 mm. Płytkę tę przytopiono do cienkiej nici szklanej, zawieszona była na ramieniu wagi analitycznej, tak, że jej płaszczyzna była pionowa. Zawieszenie było tego rodzaju, że płaszczyznę płytki można było obracać względem pionowej osi i w ten sposób ustawić płytkę równoległą do ścian naczynia przy dowolnym kącie między kierunkiem pola magnetycznego a ścianami naczynia. Aby zmniejszyć nieregularne ruchy płytki, wynikające z ciepłych prądów cieczy, płytka została ponad naczyniem obciążona odpowiednim ciężarkiem *h*, którego bezwładność zapobiegała tym ruchom. Po zwolnieniu wagi, płytka zanurzona w badanej cieczy mogła wykonywać wahań w swej

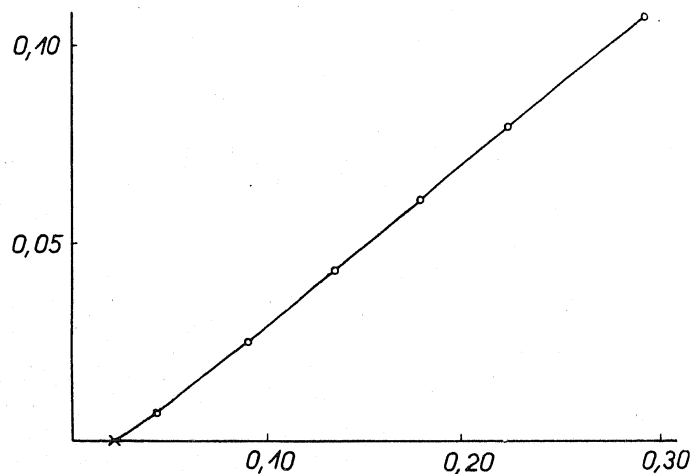


Ryc. 5.

własnej płaszczyźnie w kierunku pionowym. Dekrement logarytmiczny zanikania tych wahań wyliczony był ze stosunku kolejnych amplitud. Odczyty amplitud uskuteczniały przy pomocy lunety, skali i odpowiednio z wagą analityczną połączonego zwierciadła. Urządzenie to dawało dużą dokładność odczytu, ponieważ 1 mm ruchu płytki dawał ok. 40 mm wychylenia na skali. Dekrement obliczałem zwykle jako średnią z ok. 10-ciu amplitud. Oczywiście można w ten sposób postępować tylko wtedy, gdy dekrement nie zależy od wielkości amplitudy. To też przedewszystkiem należało zbadać, czy stosunek kolejnych amplitud zmienia się w miarę zmniejszania się amplitudy. Okazało się, że w dużym zakresie amplitud stosunek ten jest stały. Wszystkie pomiary zostały wykonane w tym zakresie amplitud. Waga użyta do tych pomiarów była dostosowana do nich w ten sposób, że zarówno jej okres wahań, jak

też i dekrement zanikania tych wahań można było w dość szerokich granicach zmieniać, zmieniając jej moment bezwładności. Dekrement wahań był tak dobrany, by metodą można było stosować do cieczy o lepkościach od ok. 0,01 do ok. 0,1 jedn. c.g.s. Dekrement ten wynosił dla płytki w powietrzu w temp. pokojowej 0,022. Okres wahań wynosił ok. 5 sek, a maksymalna amplituda ok. 0,3 cm. Dokładność odczytu dekrementu wynosiła ok. 2%.

Aby przy pomocy powyżej opisanej aparatury określić liczbowe wartości współczynników lepkości, trzeba znać zależność dekrementu zanikania wahań płytki w danej substancji od jej lepkości. Dla ustalenia tej zależności sporządziłem kilka roztworów parafiny ciekłej w benzolu o znacznie różniących się lepkościach, mianowicie od lepkości czystego benzolu t. j. 0,0064 jedn. c.g.s. (20° C), aż do lepkości 0,106 jedn. c.g.s. Dla tych roztworów wyznaczyłem dekrementy zanikania wahań płytki. Zależność dekrementu od współczynnika lepkości tych roztworów wyobraża graficznie rycina 6. Na osi odciętych zaznaczone są dekrementy, a na osi rzęd-



Ryc. 6.

nych odpowiadające im lepkości. Punkty zaznaczone kołeczkami odpowiadają poszczególnym roztworom, punkt zaznaczony krzyżykiem odpowiada wahaniom płytki w powietrzu. W dalszym ciągu stwierdziłem, że w granicach dokładności pomiarów gęstość cieczy nie ma wpływu na dekrement

TABELA V.

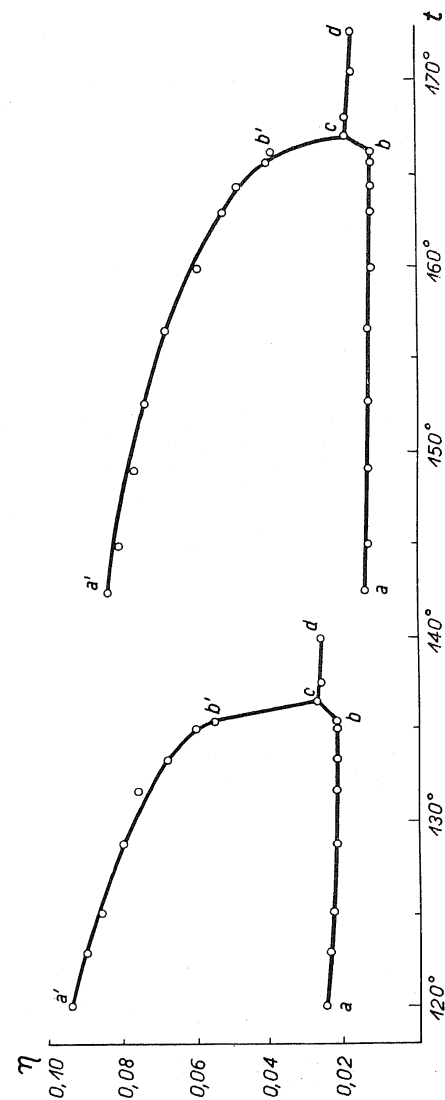
Pole magnetyczne H 3800 gaussów, prostopadłe do płytki.

1	2	3	4	5	
Temperatura	Dekrement w nieobecności pola magnetycznego	Dekrement w obecności pola magnetycznego	Współczynnik lepkości odpowiadający dekrementowi z kolumny 2	Współczynnik lepkości odpowiadający dekrementowi z kolumny 3	
Para - azoksyfenetol					
FAZA NEMATYCZNA	142,5°C	0,063	0,246	0,014	0,084
	145,0	0,060	0,240	0,013	0,081
	149,0	0,060	0,229	0,013	0,077
	152,7	0,059	0,221	0,013	0,074
	156,6	0,059	0,207	0,012	0,068
	159,9	0,057	0,184	0,012	0,059
	162,9	0,058	0,166	0,012	0,052
	164,3	0,057	0,155	0,012	0,048
	165,6	0,057	0,134	0,012	0,040
	166,1	0,057	0,131	0,012	0,039
FAZA IZOTROPOWA	167,4	0,077	0,077	0,019	0,019
	168,0	0,077	0,077	0,019	0,019
	170,5	0,071	0,071	0,017	0,017
	172,6	0,071	0,071	0,017	0,017
	175,2	0,068	0,068	0,016	0,016
Para - azoksyanizol					
FAZA NEMATYCZNA	120,0	0,094	0,270	0,025	0,094
	122,9	0,090	0,260	0,024	0,090
	125,5	0,088	0,251	0,023	0,086
	128,8	0,085	0,236	0,022	0,080
	131,7	0,085	0,226	0,022	0,076
	133,4	0,085	0,207	0,022	0,068
	135,0	0,085	0,186	0,022	0,060
	135,4	0,085	0,174	0,022	0,055
FAZA IZOTROPOWA	136,5	0,099	0,099	0,027	0,027
	137,5	0,096	0,096	0,026	0,026
	139,9	0,096	0,096	0,026	0,026

wahań płytki. Punkty należące do cieczy o różnych gęstościach leżą na krzywej, wykreślonej dla wymienionych roztworów. Okazało się natomiast, że pewien wpływ na zanikanie wahań ma napięcie powierzchniowe danej cieczy, o ile jest znaczne. Przy pomocy roztworów wodnych alkoholu etylowego stwierdziłem, że o ile napięcie powierzchniowe cieczy jest większe od wartości 60 dyn/cm., wówczas lepkość wyznaczona z wartości dekrementu przy pomocy krzywej z ryc. 6, obarczona jest pewnym błędem. Jak wiadomo współczynniki napięcia powierzchniowego p-azoksyanizolu i p-azoksyfenetolu, z którymi to substancjami pracowałem, są znacznie mniejsze od wartości 60 dyn/cm. Anizotropia sił kapilarnych tych substancji jest bardzo mała, tak że i pole magnetyczne niewiele na te siły może wpływać. To też czynnik ten jako ewentualne źródło błędu jest w moich doświadczeniach nieistotny.

Badania przeprowadzałem (jak już wspomniałem) nad typowymi substancjami, występującymi w fazie nematycznej, a mianowicie nad para-azoksyanizolem oraz nad para-azoksyfenetolem. Przedewszystkiem zmierzylem dekrementy wahań dla tych substancji bez pola magnetycznego, i wyliczyłem odpowiadające im współczynniki lepkości, aby porównać je z wynikami otrzymanymi przez innych autorów metodą przepływu przez kapilary. Pomiaru wykonałem dla szeregu temperatur w fazie nematycznej i izotropowej. W tabeli V, w kolumnie 2-giej zebrane są dekrementy odpowiadające temperaturom kolumny 1-ej. W kolumnie 4-tej zebrane są współczynniki lepkości znalezione z dekrementów kolumny 2-ej na podstawie krzywej z ryc. 6. Jeżeli porównamy wyniki otrzymane w ten sposób dla p-azoksyfenetolu bez działania pola, z wynikami otrzymanymi metodą przepływu przez E i c h w a l d a (Landolt-Börnstein, I. Ergänzungsbd. 1927) oraz dla p-azoksyanizolu z wynikami F. D i c k e n s c h i e d a (Landolt-Börnstein, I. Bd. 1923), to możemy stwierdzić, że w granicach błędów pomiarów wyniki te są zgodne zarówno w fazie nematycznej, jak i w fazie izotropowej. Zależność lepkości cieczy nematycznych od temperatury znaleziona metodą stosowaną przezemnie odpowiada zupełnie zależności znalezionej metodą przepływu. Zależność tę wyobrażają graficznie krzywe a, b, c, d na rycinie 7) (na podstawie danych liczbowych tabeli V). Krzywe te są takie same jak krzywe otrzymane metodą przepływu. Anomalję, o której pisałem na wstępie obserwujemy tu wyraźnie w postaci „skoku” krzywej między punktami b, c. Ta identyczność stanowi sprawdzian poprawności użytej przezemnie metody pomiarów.

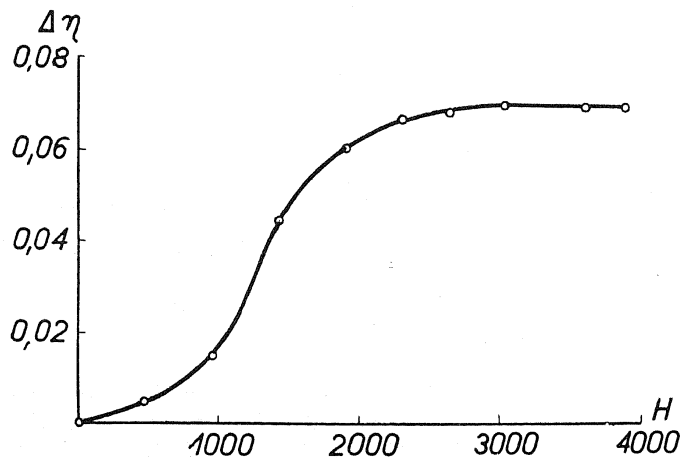
Wpływ pola magnetycznego na dekrement wahań płytki okazał się niespodziewanie wielki. Np. w temp. 145° C dla p-azoksyfenetolu dekrement zanikania w nieobecności pola magnetycznego wynosił 0,060, a po załączeniu pola magnetycznego, prostopadłego do płaszczyzny płytki,



Ryc. 7.



o natężeniu 3800 gaussów, dekrement wzósł do wartości 0,240. Odpowiada to wzrostowi współczynnika lepkości z wartości 0,013 do wartości 0,081. W dalszym ciągu zmierzyłem ten efekt w rozmaitych temperaturach w fazie nematycznej, jak też i w fazie izotropowej i szczegółowe wyniki tych pomiarów zebrane są w tabeli V. Krzywe a' b' c d na rycinie 7 wyobrażają graficznie przebieg tego efektu w zależności od temperatury na podstawie danych z tabeli V. Krzywe a b c d przedstawiają jak, już wiemy, zależność lepkości od temperatury bez pola magnetycznego, krzywe a' b' c d dają nam lepkości w polu magnetycznym (3800 gaussów prostop. do płytki). Z kształtu krzywych widzimy, że zależność badanego efektu od temperatury jest tego typu co zależność innych znanych efektów pola magnetycznego występujących w cieczach nematycznych. W miarę wzrostu temperatury efekt maleje. Krzywa a' b' spada zrazu łagodnie, by w okolicy temperatury przejścia w fazę izotropową, nagle połączyć się z krzywą c d. Powyżej więc tej temperatury efekt, jak to było do przewidzenia, znika zupełnie.



Ryc. 8.

Wzrost lepkości cieczy nematycznych pod wpływem pola magnetycznego zależy oczywiście od natężenia pola. Zależność tę zbadałem i wyniki otrzymane dla p-azoksyfenetolu w temp. 143,0° C zebrane są w tabeli VI. Rycina 8 wyobraża tę zależność graficznie. Na osi odciętych zaznaczone są natężenia pola, na osi rzędnych odpowiednie przyrosty lepkości. Wi-

TABELA VI.

para-azoksyfenetol. Temp. 143,0° C Pole magnetyczne prostopadłe do płytki			
1	2	3	4
Natężenie pola magnetycznego w gaussach	Dekrement	Spółczynnik lepkości odpowiadający dekrementowi z kol. 2	Przyrost współczynnika lepkości
0	0,064	0,014	0,005
460	0,077	0,019	0,015
960	0,104	0,029	0,042
1440	0,176	0,056	0,060
1920	0,221	0,074	0,066
2320	0,235	0,080	0,068
2660	0,241	0,082	0,070
3040	0,246	0,084	0,070
3620	0,246	0,084	0,070
3900	0,246	0,084	0,070

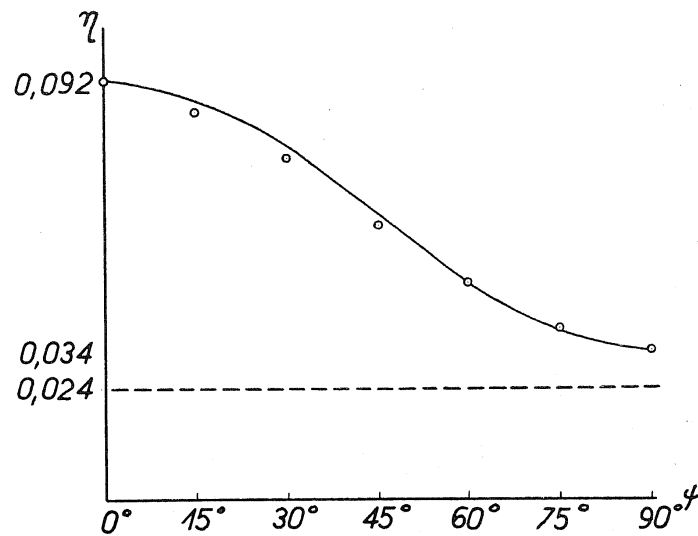
TABELA VII.

Pole magnetyczne 3800 gaussów				
	para-azoksyfenetol temp. 144,2° C		para-azoksyanizol temp. 122,0° C	
1	2	3	4	5
Kąt między polem mag. a normalną do płytki (φ)	Dekrement	Spółcz. lepkości odpowiadający dekrementowi z kol. 2	Dekrement	Spółczynnik lepkości odpowiadający dekrementowi z kol. 4
0°	0,241	0,082	0,265	0,092
15°	0,231	0,078	0,248	0,085
30°	0,198	0,064	0,224	0,075
45°	0,173	0,055	0,189	0,061
60°	0,136	0,041	0,158	0,049
75°	0,104	0,029	0,131	0,039
90°	0,094	0,025	0,117	0,034

dzimy, że w miarę wzrostu natężenia pola magnetycznego, efekt rośnie zrazu powoli, później szybko i wreszcie w polu magnetycznym ok. 3000 gaussów osiągnięty zostaje stan nasycenia. Dalsze zwiększanie natężenia pola, nie powoduje zwiększania się efektu. I ta krzywa podobna jest do krzywych, które wyobrażają zależności innych efektów pola magnetycznego od natężenia tego pola.

Przejdziemy obecnie do zależności zmiany lepkości w polu magnetycznym od kąta między kierunkiem pola a płaszczyzną wahaającej płytki. Ponieważ pole magnetyczne było stale poziome, a kierunek wahań płytki jest pionowy, przeto pomiary były możliwe tylko dla pola magnetycznego prostopadłego do kierunku ruchu. Kąt  $\varphi$  natomiast, zawarty między normalną do płytki a kierunkiem pola, mogłem dowolnie zmieniać. Okazało się, że badany efekt zależy silnie od kąta  $\varphi$ . Efekt ten jest największy gdy pole jest prostopadłe do płaszczyzny płytki ( $\varphi = 0^\circ$ ). W miarę zwiększania kąta  $\varphi$  efekt maleje, by dla położenia pola równoległego do płaszczyzny płytki osiągnąć wartość najmniejszą. ( $\varphi = 90^\circ$ ). I w tym jednak położeniu pola względem płytki mamy dość silne zwiększenie lepkości, wynoszące kilkanaście procent zwiększenia lepkości w polu magnetycznym prostopadłym do płytki. Szczegółowe wyniki pomiarów dla p-azoksyfenetolu w temp.  $144,2^\circ\text{C}$  i dla p-azoksyanizolu w temp.  $122,0^\circ\text{C}$  zestawione są w tabeli VII. Na rycinie 9 na osi odciętych są zaznaczone kąty  $\varphi$ , a na osi rzędnych współczynniki lepkości. Punkty zaznaczone kółkami odpowiadają wartościom tabeli VII dla p-azoksyanizolu. Linja ciągła jest wykresem funkcji  $\eta = \eta_1 \sin^2 \varphi + \eta_2 \cos^2 \varphi$ , gdzie  $\eta_1$  jest współczynnikiem lepkości w polu magnetycznym równoległym do płytki, a  $\eta_2$  jest współczynnikiem lepkości w polu prostopadłym do płytki. Przy tych pomiarach, w których naczynie wraz z płytką ulegało obrotowi względem kierunku pola magnetycznego, dokładność pomiaru była znacznie mniejsza niż dla innych pomiarów. Wartości lepkości są wtedy wyznaczone z dokładnością 10%. W zakresie tej dokładności zależność  $\eta = \eta_1 \sin^2 \varphi + \eta_2 \cos^2 \varphi$  jest spełniona.

Po tym przeglądzie uzyskanych wyników, musimy jeszcze zająć się pewną kwestją, która ma znaczenie w całej metodyce pomiarów lepkości cieczy anizotropowych. Moje pomiary polegały na tem, że z dekrementów wahań płytki znajdowałem współczynniki lepkości na podstawie kalibracji aparatury przy pomocy cieczy o znanych lepkościach. Ciecze, któremi aparaturę kalibrowałem były zwykłymi cieczami izotropowymi, to też postępowanie moje byłoby bez zarzutu, gdyby i pomiar tyczył się lepkości cieczy izotropowych. W wypadku gdy chodzi o pomiary z cieczami anizotropowymi, sprawa jest więcej skomplikowana, to też pewne rzeczy wymagają tutaj wyjaśnienia.



Ryc. 9.

Jak już wspomniałem wyżej, ruch cieczy anizotropowych jest czynnikiem, który obok takich czynników jak pole magnetyczne lub elektryczne czy też działanie ścian, wywiera wpływ na orientację drobin w tych cieczach. Czynnikiem ten został przez Anzeliusa wprowadzony do teorii ruchu cieczy anizotropowych. Jak już wspomniałem Anzelius uogólnił równania Naviera-Stokesa'a i otrzymał równania, które różnią się od ostatnich przede wszystkim tem, że dla cieczy nieściśliwych zawierają wyrażenia zależne od orientacji drobin. W przypadku jednak płaskiego ruchu laminarnego (który możemy uważać za wyidealizowany obraz naszego zjawiska) gdy poza tem przyjmie się, że orientacja przestrzenna jest dla wszystkich drobin ta sama i niezmienna w czasie, wówczas równania Anzeliusa przechodzą w równania Naviera-Stokesa'a. Współczynnik lepkości w zwykłym sensie tego pojęcia, określony newtonowskim założeniem proporcjonalności ciśnienia stycznego do odpowiedniego gradientu prędkości, ma więc dla cieczy anizotropowych sens jedynie w przypadku trwałej orientacji drobin w określonym kierunku.

W wypadku moich pomiarów okazało się, że zarówno w nieobecności pola magnetycznego, jak też i w polu magnetycznym, dekrement zanikania wahań płytki nie zależał od amplitudy wahań. (Przynajmniej w tak wielkim zakresie amplitud w jakim zachodziło to dla cieczy izotropowych). Zarówno w jednym jak i w drugim przypadku mamy więc do czynienia z ruchem cieczy o określonym współczynniku lepkości. Stąd wniosek, że w obu przypadkach mamy do czynienia z trwałą orientacją drobin, która to orientacja nie zmienia się w czasie ruchu cieczy. W nieobecności pola magnetycznego mamy orientację równoległą do kierunku ruchu. Wyjaśnia się w ten sposób fakt otrzymania moją metodą wyników identycznych z wynikami otrzymanymi metodą przepływu przez kapilary; w obu przypadkach mamy widocznie orientację drobin osiami równoległą do kierunku ruchu. W obecności pola magnetycznego orientacja jest równoległa do kierunku pola. Oczywiście, jeżeli mówię tutaj o trwałej orientacji drobin, to mam na myśli pewną przeciętną orientację, której zmiany są tak nieznaczne, że nie uwidacznia się to występowaniem jakiejś anomalii w zachowaniu się cieczy.

Można więc powiedzieć, że w opisanych tutaj doświadczeniach w zakresie stosowanych prędkości, zarówno bez pola magnetycznego, jak i w jego obecności, badane ciecze w granicach dokładności pomiarów zachowywały się w sposób, który uprawnia do obliczania współczynników lepkości z krzywej kalibracji znalezionej dla cieczy izotropowych. Niemniej jednak trzeba o tem pamiętać, że zachodzi to tylko w określonych warunkach zależnych od użytej aparatury oraz prędkości ruchu cieczy.

Niezależnie jednak od tego, czy zmierzonym dekrementom przypiszemy konkretne wartości współczynnika lepkości w tem znaczeniu jak cieczom izotropowym, czy nie, pomiary opisane tutaj wykazały istnienie bardzo silnego wpływu pola magnetycznego na lepkość cieczy nematycznych w przeciwieństwie do wyników otrzymanych metodą przepływu przez M. W. Neufelda. Tem samym stwierdzona została anizotropia współczynnika lepkości cieczy nematycznych.

Prawie równocześnie z pierwszą moją publikacją na ten temat<sup>27)</sup> ukazała się praca Y. Björnstahla<sup>28)</sup> o wpływie pola elektrycznego na lepkość cieczy nematycznych. Autor ten znalazł również, metodą podobną zresztą do mojej, w polu elektrycznym prostopadłym do kierunku ruchu cieczy, wzrost współczynnika lepkości cieczy nematycznych rzędu wielkości 100%. Wobec tego, że pole elektryczne orientuje drobiny równoległe do linii pola (przynajmniej w tak grubych warstwach cieczy jak w pomiarach Björnstahla) możnaby więc efekt ten uważać za równoważny efektowi dla pola magnetycznego i porównywać otrzymane wyniki. Sprawa nie jest jednak tak prosta z tego powodu, że orientacja dro-

bin czy zespołów drobin cieczy przez pole elektryczne jest zjawiskiem znacznie więcej skomplikowanym niż orientacja przez pole magnetyczne. W polu elektrycznym mamy bowiem jak wiadomo zawsze do czynienia z ruchem cieczy, który dodaje się do właściwego ruchu cieczy. Poza to pole elektryczne wywiera również wpływ na lepkość cieczy izotropowych, przyczem dla pewnych cieczy mamy zwiększenie, dla innych zmniejszenie współczynnika lepkości przyczem zmiany lepkości o 100% nie należą tu do rzadkości (S. Dobiniński<sup>29)</sup>, P. Sokółow i S. Sosiniński<sup>30)</sup>) Björnstahl stwierdza dla p-azoksyfenetolu również w fazie izotropowej zmianę (zmniejszenie) współczynnika lepkości w polu elektrycznym. W tym przypadku trudno jest więc oddzielić efekt dla cieczy anizotropowych od efektu dla cieczy izotropowych. Przyczyny zmiany lepkości w polu elektrycznym w cieczach izotropowych nie są znane. P. Sokółow i S. Sosiniński jako argument przeciw możliwości tłumaczenia zmiany lepkości w polu elektrycznym zmianą orientacji drobin podają brak efektu pola magnetycznego na lepkość ciekłych kryształów, cytując pracę M. W. Neufelda. Oczywiście wobec wyników moich doświadczeń tego argumentu podawać nie można. W naszym przypadku zmiana współczynnika lepkości jest spowodowana zmianą orientacji drobin czy zespołów drobin względem kierunku ruchu.

Na zakończenie pragnąłbym i na tem miejscu podziękować P. Prof. Dr. M. Jęzewskiemu za wprowadzenie mnie w badania nad ciekłymi kryształami i za życzliwość jaką stale mi okazuje.

## Spis literatury.

1. G. Friedel, Ann. de Phys. 18, 274, 1922.
2. Ch. Mauguin, Compt. Rend. 152, 1680, 1911.
3. M. Jeżewski, Journ. de Phys. et le Rad. Ser. VI. 5, 59, 1924.
4. E. Bose, Phys. ZS. 8, 513, 1907; 9, 708, 1908; 10, 230, 1909.
5. L. S. Ornstein, ZS. f. Kristallographie. 79, 90, 1931.
6. G. Foex i L. Royer, Compt. Rend. 180, 1912, 1925.
7. M. Jeżewski, ZS. f. Phys. 51, 159, 1928; 52, 878, 1929.
8. L. S. Ornstein i W. Kast, Trans. Faraday Soc. 1933, 931.
9. J. Errera, Phys. ZS. 29, 426, 1928.
10. M. Jeżewski i M. Mięśowicz, Acta Phys. Pol. IV. 97, 1935.
11. The Svedberg, Ann. d. Phys. 44, 1121, 1914; 49, 437, 1916.
12. W. Kast, Ann. d. Phys. 73, 145, 1924.
13. A. Nikuradse, Phys. ZS. 34, 97, 1933.
14. M. Mięśowicz i M. Jeżewski, Phys. ZS. 36, 107, 1935.
15. W. H. Moll i L. S. Ornstein, Proc. Acad. Amsterdam. 21, 259, 1919.
16. A. van Wyk, Ann. d. Phys. 3, 879, 1929.
17. K. Hermann, A. H. Krummacher i K. May, ZS. f. Phys. 73, 419, 1932.
18. V. Freederiksz i V. Zwetkoff, Acta Physicochimica U. R. S. S. III. 880, 1935.
19. H. Zocher, Phys. ZS. 28, 790, 1927.
20. C. W. Oseen, Trans. Faraday Soc. 1933, 882.
21. A. Anzelius, Upsala Universitets Arsskrift, 1931.
22. M. W. Neufeld, Phys. ZS. 14, 645, 1913.
23. M. Mięśowicz, Bull. de l'Acad. Pol. Ser. A. 1936, 228.
24. R. Schenck, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik. 6, 572, 1909.
25. V. Freederiksz i A. Repiewa, ZS. f. Phys. 42, 532, 1927.
26. C. H. Fawcitt, Proc. Roy. Soc. A80, 290, 1908.
27. M. Mięśowicz, Nature. 136, 261, 1935.
28. Y. Björnstaahl, Physics. 6, 257, 1935.
29. S. Dobiński, Phys. ZS. 14, 509, 1935.
30. P. Sokołowski i S. Sosiński, Acta Physicochimica U. R. S. S. V, 433, 1936.

## Zusammenfassung.

Nach einer Einführung in die Probleme der anisotropen Flüssigkeiten, beschreibt der Verfasser die Untersuchungen der elektrischen Leitfähigkeit der reinen nematischen Substanzen, p. Azoxyanisols und p-Azoxyphe-nols. Es wurde der Einfluss des magnetischen und elektrischen Feldes, wie auch der gleichzeitig wirkenden elektrischen und magnetischen Felder auf die Wechselstromleitfähigkeit untersucht. Weiter beschreibt der Verfasser ein neuer Effekt des elektrischen Feldes, nämlich den Einfluss des elektrischen Feldes auf den thermischen vom magnetischen Feld hervorgerufenen Effekt. Aus diesen Messungen folgt im Einklang mit den älteren Ergebnissen von Prof. Jeżewski und Anderen, dass in der dicken Schichten der untersuchten Substanzen das elektrische Feld orientiert die Moleküle dieser Substanzen mit ihren Achsen dem Felde parallel. Als Ursache der Orientierung der Moleküle nimmt man heute die Bewegung der Flüssigkeit, die in allen leitenden Flüssigkeiten in Anwesenheit des elektrischen Feldes vorkommt, an. Die Orientierung der Moleküle infolge der Bewegung der Flüssigkeit ist von der Anisotropie des Viskositätskoeffizienten verursacht. Bis jetzt wurde die Anisotropie der Viskosität noch nicht experimentell beobachtet. Die einzigen Versuche von Neufeld, der mit der Durchflussmethode den Einfluss des magnetischen Feldes auf die Viskosität der anisotropen Flüssigkeiten untersuchte, haben ein negatives Ergebnis gegeben. Der Verfasser hat mit Hilfe der Methode der schwingenden Platte sehr bedeutende Zunahme der Viskosität unter dem Einflusse des magnetischen Feldes gefunden. Der Einfluss des magnetischen Feldes auf die Viskosität der untersuchten Substanzen wurde bei verschiedenen von der Richtung des Feldes und der Reibungsebene gebildeten Winkeln untersucht. Die grösste Zunahme der Viskosität beobachtet man bei dem zur Platte senkrechten, die kleinste bei dem zur Platte parallelen Felde. Auf diese Weise ist die Anisotropie des Viskositätskoeffizienten experimentell bewiesen und die Orientierung der Moleküle infolge der Bewegung erklärt worden.