

- 35) Rozpr. Ak. Um., 41, 223, 1901; Bull. Ac., 95, 1901; Phil. Mag., 2, 342, 1901; Zschft. f. ph. Ch., 38, 690, 1901.
- 36) Rozpr. Ak. Um., 41, 306, 1901; Bull. Ac., 161, 1901; Phil. Mag., 2, 469, 1901; Zschft. f. ph. Ch., 39, 355, 1901.
- 37) Rozpr. Ak. Um., 41, 447, 1901; Bull. Ac., 335, 1901.
- 38) Rozpr. Ak. Um., 42, 28, 1902; Bull. Ac., 19, 1902; Zschft. f. ph. Ch., 40, 581, 1902.
- 39) Rozpr. Ak. Um., 42, 70, 1902; Bull. Ac., 137, 1902.
- 40) Rozpr. Ak. Um., 42, 339, 1902; Bull. Ac., 488, 1902; Zschft. f. ph. Ch., 43, 179, 1903; J. de Ph., (4) 2, 702, 1903.
- 41) Rozpr. Ak. Um., 42, 405, 1902; Bull. Ac., 494, 1902; Zschft. f. ph. Ch., 43, 185, 1903.
- 42) Rozpr. Ak. Um., 43, 179, 1903; Bull. Ac., 268, 1903.
- 43) Rozpr. Ak. Um., 43, 595, 915, 1903, 44, 133, 1904; Bull. Ac., 283, 1903, 767, 1904; Rozpr. Ak. Um., 43, 14, 223, 247, 482, 503, 1903, Bull. Ac., 85, 403, 1903; J. de Ph., (4) 3, 606, 1904.
- 44) Rozpr. Ak. Um., 43, 12, 1903; 44, 133, 1904; Bull. Ac., 1, 103, 1904; Journ. de Phys., (4) 4, 183, 783, 1905.
- 45) Mémorial des Sciences mathématiques, fasc. 82, 1937.
- 46) Physikal. Zschft., 4 Jahrg., 541, 1903.
- 47) Bull. Ac., 316, 1907; Zschft. f. ph. Ch., 61, 321, 1907.
- 48) Bull. Ac., 129, 1908.
- 49) Bull. Ac., 764, 1908, 25, 1909; Journ. de Phys., (4) 8, 321, 1909.
- 50) Bull. Ac., 909, 1909.
- 51) Bull. Ac., 915, 1909.
- 52) Bull. Ac., 256, 1910.
- 53) Bull. Ac., 134, 1911; Physik. Zeitschft, 12, 659, 1911.
- 54) Bull. Ac., 95, 1912.
- 55) Bull. Ac., 1, 1914.
- 56) Bull. Ac., 335, 1914.
- 57) Bull. Ac., 221, 1916.
- 58) Bull. Ac., 525, 1916.
- 59) Phil. Mag., 38, 269, 1919.
- 60) Bull. Ac., 193, 1926.
- 61) Roczniki Chemji, 6, 362, 1926; Księga pamiątkowa dla J. J. Boguskiego, Varsovie, 1926.
- 62) Pisma Marjana Smoluchowskiego, 2, 354, Cracovie, 1927.
- 63) Bull. Ac., 213, 1929.
- 64) Bull. Ac., 401, 1929.
- 65) Bull. Ac., 421, 1930.
- 66) Bull. Ac., 612, 1931.
- 67) Bull. Ac., 298, 1933.
- 68) Phil. Mag., 16, 178, 1933.
- 69) Wiadomości matematyczne, 1, 27, 1897.
- 70) Poradnik dla samouków, 1, 2<sup>e</sup> éd., pp. 78, 1901.
- 71) Prace mat-fiz., 24, pp. IV + 88, 1912.
- 72) Prace mat-fiz., 37, pp. 76, 1930.
- 73) The Magnet, 1, 183, Bristol Univ. College, 1899.
- 74) Nature, 109, 278, 1922.
- 75) Oblicze natury. Cracovie, pp. 236, 1924.
- 76) Porządek natury. Cracovie, pp. 208, 1928.
- 77) Widnokrąg nauki. Léopol — Varsovie, pp. 271, 1934.
- 78) Prądy umysłowe w dawnym Islamie. Léopol—Varsovie, pp. IX + 194, 1937.
- 79) W obronie wolności szkół akademickich, 1932.

## Przyczynki do badań nad elektroptycznym efektem Kerra.

Konstanty Zakrzewski.

### I.

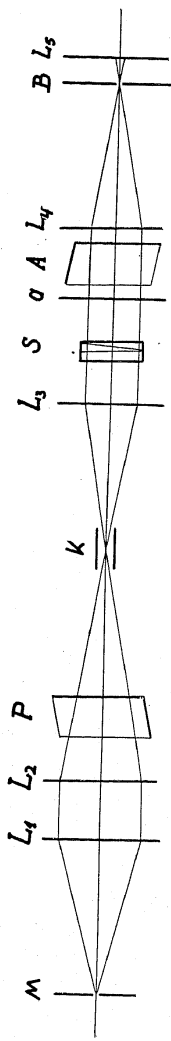
W cieczach jednolitych, tudzież w zwykłych niekoloidalnych roztworach, nie znaleziono dotąd dichroizmu w elektroptycznym efekcie Kerra. Odnosne badania były wykonywane nad cieczami przezroczystymi (dwusiarczek węgla), tudzież nad cieczami sztucznie zabarwionymi małą ilością ciał silnie absorbujących światło<sup>1)</sup>. W dodatku ciecze te posiadały tylko słaby efekt Kerra. Natomiast nie posiadamy zupełnie badań nad przypadkiem cieczy jednolitej albo krystaloidalnego roztworu, który, posiadając silny efekt Kerra, pochłania światło silnie w niektórych dziedzinach widma. Do badań takich w widzialnej części widma nadają się dobrze roztwory w benzolu orto-nitroaniliny. Roztwory te absorbują bardzo silnie niebieską część widma i posiadają efekt Kerra niewiele różny od roztworów nitrobenzolu<sup>2)</sup>. Doświadczenia, jakie zdołałem dotychczas wykonać nad dichroizmem w tych roztworach, dały również wynik ujemny. Niemniej sędzę, że jest wskazanym opis ich przebiegu.

W doświadczeniach mych posługiwałem się aparaturą, którą wyobraża schematycznie ryc. 1.

Wiązka światła wychodzącego ze szczeliny  $M$  Zeissowskiego monochromatora pada najprzód na soczewkę  $L_1$  i zostaje przez nią zamieniona na wiązkę równoległą. Soczewka  $L_2$  wytwarza z tej wiązki wiązkę słabo zbieżną, która po przejściu przez polaryzator  $P$  pada na

<sup>1)</sup> P. Szivessy, Handb. d. Phys. XXI, 782.

<sup>2)</sup> K. Zakrzewski, Acta phys. polon. III, 291.



Ryc. 1.

komórkę  $K$  Kerra, a następnie wchodzi jako wiązka rozbieżna do spektrometru polaryzacyjnego. Soczewka  $L_3$  stanowi obiektyw w kolimatorze tego spektrometru. W bieg równoległej wiązki światła wychodzącego z obiektywu  $L_3$  wstawiony jest kompensator  $S$  (Soleila-Babinet<sup>1)</sup>), tudzież analizator  $A$ , połączony z płytką półcieniową  $a$ . Położenie analizatora można odczytać na skali kątowej z dokładnością  $1'$ . Do lunety spektrometru, składającej się z obiektywu  $L_4$  i okularu  $L_5$ , dołączony jest niewyobrażony na rycinie układ  $F$  dwu soczewek, przy pomocy którego można widzieć ostro i wyraźnie linię graniczną półcieniowej płytki. W płaszczyźnie ogniskowej  $B$  obiektywu  $L_4$  wstawiona jest zasłona zaopatrzona wąskim otworem. Zasłona ta eliminuje z pola widzenia światło boczne, powstające na skutek wielokrotnych odbić w aparaturze.

Używaną przezemnie komórkę Kerra wyobraża schematycznie ryc. 2. Jest ona utworzona ze szklanego czworokątnego naczynia  $N$ , dostarczonego przez firmę Leybolda. Ścianki tego naczynia są spojone za pomocą kitu bardzo opornego na działania chemiczne. W dwu naprzeciwległych ściankach naczynia są wywiercone dwa otworki  $O$ ; otworki te są zamknięte przy pomocy cienkich szkiełek mikroskopowych, które są przyklejone do ścianek żelatyną rozrobioną kwasem octowym. Wiadomo, że kit taki jest po zaschnięciu również odporny na działanie różnych substancji. Komórka jest od góry zamknięta przyklejoną do ścianek płytką szklaną  $P$ . Płytką tą jest zaopatrzone otworkiem  $S$ , w którym po napełnieniu komórki osadzony jest termometr. Okładki  $e_1, e_2$  kondensatora są przymocowane do elektrod  $Q_1, Q_2$ , które są przytwierdzone do płytki  $P$ . Okładki kondensatora są sporządzone z cienkich płytek złotych, o długości 30 mm. Wysokość ich

<sup>1)</sup> Kompensator, w którym jest usunięty szkodliwy wpływ odbić wewnętrznych, został wykonany przez firmę Schmidt & Haensch.

wynosiła 10 mm; są one ustawione w odległości 2.5 mm, możliwie centrycznie względem otworków  $O$ . Odstęp ścianek zawierających te otworki równa się 40 mm. Tyleż wynosi całkowita grubość warstwy cieczy.

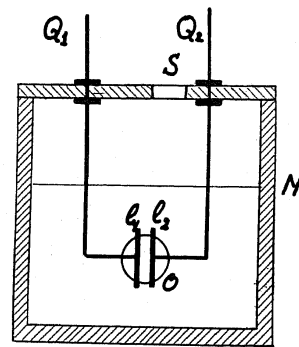
W urządzeniu naszkicowanym na ryc. 1 cała ilość światła (pomijając odbicia), które wychodzi z polaryzatora  $P$ , dostaje się do komórki i do spektrometru polaryzacyjnego, mimo że odległość okładek kondensatora jest mała.

W porównaniu z powszechnie używaną do pomiarów efektu Kerra metodą światła równoległego, zyskujemy przez zastosowanie wiązki skośnej wiele na ilości światła. W badaniu ciał absorbujących światło zysk ten opłaca pewną, nieznaczną zresztą stratę na dokładności pomiarów. Należy jednak przy użyciu takiego urządzenia zwrócić należytą uwagę, by soczewka  $L_3$  była wolna od napięć wewnętrznych i nie wpływała na stan polaryzacji światła. Soczewka używana przezemnie dobrze spełniała ten warunek.

Elektrody komórki łączono ze źródłem bądź stałego, bądź też zmiennego napięcia. Jako źródło napięcia stałego służył agregat utworzony z transformatora, z kondensatora o pojemności  $1 \mu F$  firmy Hydra, tudzież z elektrycznej lampy prostowniczej. Przy pomocy tego agregatu można otrzymywać różne napięcia do 14000 woltów. Napięcia te były mierzone elektrometrem nitkowym Wulfa, dostarczonym wraz z metryką kalibracyjną przez firmę Leybolda. Do wytwarzania napięć zmiennych do wysokości 5000 woltów używałem transformatora mierniczego firmy Siemens. Transformator ten był zasilany prądem miejskim. Celem usunięcia zbyt wielkich wahań napięcia włączono równoległe do pierwszorzędного obwodu transformatora baterję kondensatorów. Pomiar napięcia uskutecziano w pierwszorzędnym obwodzie transformatora, dla którego stosunek transformacji był znany.

Jako źródło światła służyła lampa łukowa Zeissa. Przed szczelną monochromatora był ustawiony odpowiedni filtr, a światło koncentrował na szczelinie odpowiedni kondensator.

Po scentrowaniu możliwie dokładnym wszystkich części aparatury wyobrażonej na ryc. 1 usuwamy z niej kompensator i ustawiamy polaryzator  $P$  tak, iż jego kierunek drgań tworzy kąt  $45^\circ$  z liniami pola



Ryc. 2.

elektrycznego wewnątrz komórki. W tym celu łączymy elektrody komórki ze źródłem napięcia i przez obrót polaryzatora znajdujemy takie jego położenie, że światło wychodzące z komórki staje się spolaryzowanym prostolinijnie. Wtedy kierunek drgań polaryzatora jest równoległy albo prostopadły do linii pola. Wykręciwszy polaryzator z tego położenia o kąt  $45^\circ$ , wprowadzamy go w położenie właściwe.

Rozpoznawanie prostoliniżnej polaryzacji światła, zarówno przy ustawianiu polaryzatora, jak również przy kompensacji eliptyczności, dokonujemy przy pomocy półcieniowego analizatora eliptycznego; staje się nim analizator  $A$  przez dodanie doń krystalicznej płytki  $a_1$ , odpowiednio skierowanej, złożonej z dwu połówek, graniczących z sobą wzdłuż ostrej linii. Połówki te są utworzone z dwu cienkich płytek kwarcowych, wyciętych równoległe do osi optycznej; kierunki powolniejszych i szybszych drgań świetlnych obu połówek są względem siebie prostopadłe<sup>1)</sup>. Jeżeli światło padające na taki analizator jest spolaryzowane prostoliniżnie, wówczas obie jego połówki są zawsze jednakowo oświetlone, nawet wówczas, gdy wraz z nikolem  $A$  przepuszczają tylko bardzo mało światła.

Ustawivszy polaryzator, wprowadzamy do aparatury kompensator i przez obrót ustawiamy go w ten sposób, że jego kierunki główne tworzą kąt  $45^\circ$  z kierunkiem drgań polaryzatora. Wtedy jeden z kierunków głównych kompensatora jest równoległy, drugi zaś prostopadły do linii pola elektrycznego w komórce. Przy ustawianiu kompensatora posługujemy się również analizatorem eliptycznym.

Pomiar eliptyczności światła wzbudzonej działaniem pola w komórce Kerra składa się z następujących części. Gdy pole jeszcze nie działa, ustawiamy kompensator uprzednio skalibrowany, przez zmianę jego grubości, w położenie zerowe. Wtedy nie zmienia on kierunku drgań padającego nań światła. Wzbudziwszy pole, kompensujemy eliptyczność światła i odczytujemy położenie  $d_1$  na skali grubości kompensatora. Usuwamy wówczas z analizatora  $A$  płytkę  $a_1$  i wprowadzamy na jej miejsce płytkę  $a_2$ , używaną przy pomiarach kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji. Jako takiej płytki używałem blaszki z miki, która przykrywa połowę pola widzenia. Przerwawszy działanie pola, ustawiamy kompensator w położenie zerowe i obracając analizator  $A$  wyznaczamy na jego podziałce kątowej pozycję  $A_1$  kierunku drgań światła. Ustawivszy następnie kompensator powtórnie w położeniu  $d_1$ , wzbudzamy znowu pole i wyznaczamy przez obrót analizatora kierunek  $A_2$ , który posiada drganie świetlne po dokonaniu kompensacji eliptyczności światła. Jeżeli

<sup>1)</sup> K. Zakrzewski, Bul. de l'Ac., d. Sc. de Cracovie 1907, p. 1016.

ciecz poddana badaniu nie posiada dichroizmu w efekcie Kerra, wówczas amplitudy drgań równoległych do dwu kierunków głównych kompensatora są jednakowe nawet i w tym przypadku, gdy działa pole elektryczne. Wtedy położenie  $A_2$  jest identyczne z położeniem  $A_1$ . Jeżeli natomiast ciecz posiada dichroizm, amplitudy przy działaniu pola są różne, położenie analizatora  $A_2$  jest różne od  $A_1$ ; kąt  $\alpha$  pomiędzy temi położeniami jest miarą dichroizmu.

Opisaną powyżej aparaturę wypróbowałem najprzód, napełniając komórkę kolloidalnym roztworem paragumy w benzolu<sup>1)</sup>. Znajdująca się w handlu paraguma w roztworze została przemityta w alkoholu, wysuszona i rozpuszczona w benzolu. Otrzymamy w ten sposób roztwór o składzie około 1.5% gumy po odstaniu się i wyklarowaniu posiada zabarwienie ciemno żółte i silnie opalizuje; posiada on wielki efekt Kerra połączony z silnym dichroizmem. Właściwość tę spostrzegałem zarówno przy użyciu napięć stałych jak przemiennych o wysokości około 5000 woltów. Być może, że silny dichroizm był spowodowany obecnością w roztworze jakich większych obcych cząstek.

Przy sporządzenia roztworu nitroaniliny posługiwałem się preparatem dostarczonym przez firmę Th. Schuchardta. Preparat ten poddawano krystalizacji z roztworu benzolowego. Pomiarów dokonano nad roztworem zawierającym 7.5% ortonitroaniliny w benzolu. Przed przesączeniem roztworu do komórki poddawano go czyszczeniu przy pomocy wyżarzonego tlenku glinu. Do pomiarów używałem światła o długości fali 512 m $\mu$ . Ten rodzaj światła ulega już silnej absorbcji przez komórkę (grubość warstwy roztworu — 40 mm). Pomiar orientacyjny stopnia absorbcji, wykonany przy pomocy komórki fotoelektrycznej, wprowadzonej do aparatury w miejsce układu soczewek  $F$ , okazał, że komórka przepuszcza około 1% natężenia światła padającego na nią. Trudno było posunąć się jeszcze dalej w dziedzinę silniejszej absorbcji; natężenie światła staje się za słabe dla pomiarów eliptyczności, w dodatku występuje zbyt silna fluorescencja roztworu.

Roztwory nitroaniliny sporządzane w opisany powyżej sposób posiadają pewien stopień przewodnictwa elektrycznego. Przy wysokich stałych napięciach w komórce zdradzał się on zaburzeniami w rozkładzie pola elektrycznego, które powodują, że różnica faz w różnych punktach pola widzenia nie jest jednakowa. Jednakowóz przy dostatecznym ograniczeniu pola widzenia otrzymałem wyraźny półcień przy kompensowaniu eliptyczności. W jednym z doświadczeń przy użyciu napięcia

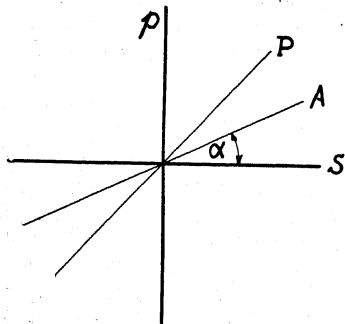
<sup>1)</sup> W tem doświadczeniu używałem innej komórki o grubości całkowitej 25 mm. Długość elektrod wynosiła 20 mm, ich odstęp — 2 mm.

stałego 6300 woltów (natężenie elektr. pola  $25000 \frac{\text{volt}}{\text{cm}}$ ) różnica faz wynosiła  $9.3^\circ$ . Natomiast kąt  $\alpha$  wyznaczony z dokładnością około  $2'$  był równy zeru. Inaczej mówiąc dichroizmu w badanym przypadku wykryć nie można.

## II.

W pomiarach efektu Kerr'a, pole zewnętrzne, które ten efekt wywołuje, może być stałe lub też przemienne. Użycie pola przemiennego jest szczególnie korzystne w przypadku, gdy ciecz badana posiada pewien stopień przewodnictwa elektrycznego. Znajduje również zastosowanie w badaniach nad roztworami koloidalnymi.

Pole zewnętrzne przemienne wywołuje efekt optyczny, który ulega szybkim zmianom czasowym. W badaniu eliptyczności światła, które w tym przypadku wychodzi z komórki Kerr'a, oko obserwatora dostrzega przy dostatecznej szybkości zmian pola pewien efekt optyczny przeciętny, którego wielkość zależy od nastawienia kompensatora i analizatora. K. Hoffmann udowodnił<sup>1)</sup>, że ustawiając kompensator i analizator w zwykły sposób na minimum przepuszczonego światła, znajdujemy różnicę faz, która odpowiada skutecznej wartości zastosowanego przemiennego napięcia. Wynik ten jest ważny tylko w przypadku, gdy różnica faz jest proporcjonalna do kwadratu natężenia pola i tylko dla małych wartości natężenia i różnicy faz. Hoffmann nie uwzględnił w swym rachunku przypadku, gdy ciało badane absorbuje światło, a zatem przypadku, w którym może wystąpić dichroizm w efekcie Kerr'a. Tę właśnie lukę uzupełniamy w rachunku, który tutaj przeprowadzamy.



Ryc. 3.

Na rycinie 3  $p$  i  $s$  oznaczają kierunki równoległy i prostopadły do kierunku zewnętrznego pola. Niechaj  $d'_p$  i  $d'_s$  oznaczają składowe drgań świetlnych, które padają na komórkę. Jeżeli drganie wypadkowe jest spolaryzowane pod kątem  $45^\circ$  do kierunku pola, możemy napisać:

$$d'_p = d'_s = \sin 2\pi \frac{t}{T};$$

przez  $T$  jest oznaczony okres fali świetlnej.

W chwili  $t$  napięcie  $V$ , które działa w komórce, posiada wartość:

$$V = V_0 \sin 2\pi \frac{t}{\Theta};$$

$V_0$  oznaczona amplitudę napięcia,  $\Theta$  jest okresem zmienności napięcia. Napięcie to wytwarza w chwili  $t$  różnicę faz  $\Delta$ . Zakładamy, że w komórce następuje również zmiana amplitud drgań, naskutek absorpcji. Po wyjściu z komórki drgania będą następujące:

$$d''_s = a \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} + \Delta \right),$$

$$d''_p = b \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Drgania te padają w dalszym ciągu na kompensator. Zakładamy, że jego kierunki główne są równoległe do kierunków  $p$  i  $s$ , tudzież, że wytwarza on różnicę faz  $\delta$  pomiędzy drganiami równoległymi do tych kierunków. Po wyjściu z kompensatora drgania te posiadają następujące wartości:

$$d_s = a \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} + \Delta + \delta \right),$$

$$d_p = b \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Oznaczmy przez  $\alpha$  kąt, jaki kierunek drgań analizatora tworzy z kierunkiem  $s$ . Analizator przepuszcza drganie  $d$ ; mamy:

$$\begin{aligned} d &= d_s \cos \alpha + d_p \sin \alpha = \\ &= a \cos \alpha \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} + \Delta + \delta \right) + b \sin \alpha \sin 2\pi \frac{t}{T}. \end{aligned}$$

Na natężenie  $I$  światła, które wychodzi z analizatora, znajdujemy w znany sposób wyrażenie następujące:

$$I = a^2 \cos^2 \alpha + b^2 \sin^2 \alpha + ab \sin 2\alpha \cos 2\pi \varphi \quad \dots (1)$$

Przez  $\varphi$  oznaczono sumę  $\Delta + \delta$ .

W przypadku, gdy napięcie  $V$  jest stałe w czasie, natężenie  $I$  światła jest również niezmiennie. Jeżeli natomiast  $V$  jest zmienne, war-

<sup>1)</sup> Phys. Zeitsch. 31, 841, 1930.

tości  $a, b$  i  $\varphi$  zmieniają się nieustannie. Wówczas oko obserwatora doznaje wrażenia natężenia przeciętnego  $\bar{I}$ , którego wartość daje wzór:

$$\bar{I} = \frac{1}{\Theta} \int_t^{t+\Theta} I dt.$$

Przy pomocy wzoru (1) znajdujemy:

$$\bar{I}\Theta = \int_t^{t+\Theta} a^2 \cos^2 \alpha dt + \int_t^{t+\Theta} b^2 \sin^2 \alpha dt + \int_t^{t+\Theta} ab \sin 2\alpha \cos 2\pi\varphi dt \quad \dots (2)$$

W pomiarach eliptyczności światła zmieniamy  $\alpha$  i  $\delta$  dopóki  $I$ , względnie  $\bar{I}$ , nie przyjmie minimalnej wartości (nastawienie na minimum, względnie na równość natężeń dwu połówek pola widzenia w aparatach półcieniowych).

W przypadku napięcia stałego warunki ekstremum  $I$  są następujące:

$$\frac{\partial I}{\partial \varphi} = -2\pi ab \sin 2\alpha \sin 2\pi\varphi = 0$$

$$\frac{\partial I}{\partial \alpha} = (b^2 - a^2) \sin 2\alpha + 2ab \cos \alpha = 0.$$

Z tych równań znajdujemy:

$$\varphi = 0, \quad \operatorname{tg} 2\alpha = -\frac{2ab}{b^2 - a^2} \quad \dots (3)$$

W przypadku napięcia przemiennego równania  $\frac{\partial \bar{I}}{\partial \varphi} = 0, \frac{\partial \bar{I}}{\partial \alpha} = 0$  dają następujące warunki ekstremum  $\bar{I}$ :

$$\int_t^{t+\Theta} ab \sin 2\pi\varphi dt = 0 \quad \dots (4)$$

$$\operatorname{tg} 2\alpha = -\frac{\int_t^{t+\Theta} ab \cos 2\pi\varphi dt}{\int_t^{t+\Theta} (b^2 - a^2) dt} \quad \dots (5)$$

Żeby równania (4) i (5) rozwinąć dalej, należy do nich wprowadzić związki, które łączą wielkości  $a, b$  i  $\varphi$  z natężeniem pola. Związki te daje nam przyjęta ogólnie teoria zjawiska Kerra, oparta na hipotezie orientacji cząstek asymetrycznych. Teorię, która uwzględnia absorbcję światła w ciele poddanem działaniu pola elektrycznego rozwinął W. Voigt. Teoria ta, w założeniu, że działanie pola jest nieznaczne, doprowadza do następujących wzorów<sup>1)</sup>.

$$\left. \begin{aligned} \frac{6\bar{n}(\bar{n}_p - \bar{n})}{(\bar{n}^2 + 2)^2} &= q \\ \frac{6\bar{n}(\bar{n}^s - \bar{n})}{(\bar{n}^2 + 2)^2} &= -\frac{1}{2}q \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

W tych wzorach  $q$  oznacza wielkość urojoną  $= q_1 + iq_2$ , którą Voigt oblicza szczegółowo w przypadku, gdy cząsteczki są adipolowe; wielkość ta jest proporcjonalna do kwadratu natężenia pola. Nie ulega jednak wątpliwości, że proporcjonalność wielkości  $q$  do kwadratu natężenia stosuje się również w przypadku ogólnym cząstek dipolowych.

Wielkości  $\bar{n}, \bar{n}_p, \bar{n}_s$  są urojonymi współczynnikami załamania; mamy zatem:

$$\begin{aligned} \bar{n} &= n(1 - ik) \\ \bar{n}_p &= n_p(1 - ik_p) \\ \bar{n}_s &= n_s(1 - ik_s) \end{aligned} \quad \dots (7)$$

W tych wzorach wielkości  $n, n_p, n_s$  są zwykłymi współczynnikami załamania, natomiast wielkości  $k, k_p, k_s$  są współczynnikami pochłaniania światła.

Z tych wzorów wynika, że w przypadku, gdy absorbcja jest tak mała, że kwadraty współczynników absorbcji są małe wobec jedności, mamy związek:

$$\frac{n(n_p - n_s)}{(\bar{n}^2 + 2)^2} = \frac{1}{4}q_1;$$

w tym wzorze  $q_1$  jest wielkością rzeczywistą, proporcjonalną do kwadratu natężenia pola. Inaczej mówiąc, w przypadku małej absorbcji stosuje się, również jak w przypadku ciał przezroczystych, reguła pro-

<sup>1)</sup> Szivessy: Handb. d. Phys. XXI p. 753.

porcjonalności różnicy faz  $\Delta$  do kwadratu natężenia pola. Mamy zatem związek:

$$\Delta = Bl \frac{V^2}{h^2} \quad \dots \quad (8)$$

w którym  $l$  oznacza długość okładek kondensatora, zaś  $h$  ich odstęp.

Ze wzorów 6) i 7) wynika dalej, że w przypadku małej absorpcji zmiany współczynników absorpcji, wywołane działaniem pola, są proporcjonalne do wielkości  $q_2$ , która znowu jest proporcjonalna do kwadratu natężenia pola: Możemy zatem napisać:

$$\begin{aligned} n_p k_p - nk &= p_p E^2 = p_p \frac{V^2}{h^2} \\ n_s k_s - nk &= p_s E^2 = p_s \frac{V^2}{h^2} \end{aligned} \quad \dots \quad (9)$$

Przy pomocy równań (9) rozwijamy dalej równania (4) i (5). Mamy mianowicie w przypadku małej absorpcji:

$$\begin{aligned} a &= e^{-2\pi \frac{l}{\lambda} n_s k_s} = 1 - \frac{2\pi l}{\lambda} (nk + p_s E^2), \\ b &= e^{-2\pi \frac{l}{\lambda} n_p k_p} = 1 - \frac{2\pi l}{\lambda} (nk + p_p E^2), \\ b^2 - a^2 &= \frac{4\pi l}{\lambda} (p_s - p_p) E^2, \\ ab &= 1 - \frac{4\pi l}{\lambda} nk - \frac{2\pi l}{\lambda} (p_s + p_p) E^2. \end{aligned}$$

W przypadku małej absorpcji możemy przy dostatecznie małych natężeniach pola założyć, że  $ab = 1$ .

Z równań (3) otrzymujemy w przypadku pola stałego:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= 0, \quad \text{czyli } \delta^* = -Bl \frac{V^2}{h^2} \\ \text{tg } 2\alpha &= -\frac{2}{\frac{4\pi l}{\lambda} (p_s - p_p) \frac{V^2}{h^2}} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (10)$$

W tych równaniach  $\delta^*$  oznacza różnicę faz wytwarzaną przez kompensator w przypadku ekstremum natężenia światła.

W przypadku napięcia przemiennego równania (4) (5) i (9) prowadzą do następujących równań:

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\theta} \sin 2\pi\varphi dt &= 0, \\ \text{tg } 2\alpha &= -\frac{\int_t^{t+\theta} \cos 2\pi\varphi dt}{\int_t^{t+\theta} \frac{4\pi l}{\lambda} (p_s - p_p) E^2 dt}. \end{aligned}$$

Przy małych natężeniach pola można przyjąć, że  $2\pi\varphi = \sin 2\pi\varphi$ ,  $\cos 2\pi\varphi = 1$ . Wprowadzając te wartości, tudzież równanie 8), otrzymujemy:

$$\left. \begin{aligned} \delta^* &= -\frac{Bl}{h^2} \int_t^{t+\theta} \frac{V^2 dt}{\theta}, \\ \text{tg } 2\alpha &= -\frac{2}{\frac{4\pi l}{\lambda} \frac{(p_s - p_p)}{h^2} \int_t^{t+\theta} \frac{V^2 dt}{\theta}} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (11)$$

Lecz

$$\int_t^{t+\theta} \frac{V^2 dt}{\theta} = \frac{V_0^2}{2} = \bar{V}^2,$$

gdzie  $\bar{V}$  oznacza wartość napięcia skutecznego.

Jeżeli zatem przy stosowaniu napięcia przemiennego do pomiarów efektu Kerra wprowadzamy do rachunku wartość napięcia skutecznego, wówczas z tym stopniem przybliżenia, jaki użyty został w niniejszych rachunkach, warunki ekstremum natężenia światła w pomiarach eliptyczności są takie same, jak przy użyciu napięcia stałego — również w przypadku, gdy ciało badane absorbuje światło.

Kraków, Zakład Fizyczny U. J.

## Beiträge zur Kenntniss des elektrooptischen Kerreffektes.

Der erste Teil dieser Arbeit ist der Beschreibung der Apparatur gewidmet, die zu Untersuchungen des elektrooptischen Kerreffektes in den das Licht absorbierenden Flüssigkeiten geeignet ist. Der Gegenstand der Messung ist der Phasenunterschied und das Amplitudenverhältniss der Schwingungen, welche parallel und senkrecht zum äusseren elektrischen Felde gerichtet sind. Um sich zu überzeugen, ob in der Nähe des Absorptionsbandes in den einen starken Kerreffekt aufweisenden Flüssigkeiten, auch Dichroismus in diesem Effekte auftritt, hat der Verfasser eine Lösung der Ortonitroanilin im Benzol der Untersuchung unterworfen. Diese Lösung absorbiert stark den blauen Teil des Spektrums. Die Messungen waren in einem Felde von der Stärke 25000 Volt/cm ausgeführt. Der Phasenunterschied betrug circa 9°. Die Messergebnisse weisen in diesem Falle auf das Fehlen des Dichroismus hin.

In dem zweiten Teile dieser Arbeit sind die Rechnungen durchgeführt, aus deren folgt, das bei den Untersuchungen des Kerreffektes in nicht allzu stark absorbierenden Körpern bei der Benutzung kleiner elektrischer Feldern auch die Wechselfelder angewandt werden können. In diesem Falle ist nämlich für die Grösse des Kerreffektes die Grösse der effektiven Spannung massgebend.

## Efekt Kerra w mieszaninach cieczy, ze szczególnem uwzględnieniem punktu krytycznego.

Ludwik Kozłowski

### Wstęp.

Badania A. Piekary nad polaryzacją dielektryczną<sup>1)</sup> oraz nad dwójłomnością magneto-optyczną<sup>2)</sup> mieszanin heksanu i nitrobenzenu stwierdziły wyraźne anomalje w zachowywaniu się mieszaniny krytycznej w miarę zbliżania się do punktu krytycznego. Mianowicie, w okolicy punktu krytycznego polaryzacja dielektryczna silnie maleje wraz temperaturą, zaś podwójne załamanie magnetyczne nienormalnie wzrasta. Autor tych prac stawia dwie hipotezy, mające na celu wytłumaczenie powyższych anomalij. Przyjmuje on, że wewnętrzne pola molekularne i ścisłe z nimi związane sprzężenie cząsteczek nitrobenzenu (asocjacja nitrobenzenu) powodują wzrost anizotropji magneto-optycznej. W miarę zbliżania się do punktu krytycznego, fluktuacje gęstości, które wówczas stają się coraz silniejsze, powodują duże fluktuacje natężenia pól molekularnych; one zaś pociągają za sobą zwiększenie anizotropji magneto-optycznej. Piekara podaje ponadto inne możliwe wytłumaczenie wpływu asocjacji na podwójne załamanie magnetyczne. Przypuszcza mianowicie, że agregaty zasocjowane skierowują się w polu przyłożonym zewnętrznie łatwiej, niż pojedyncze cząsteczki, ponieważ są większe i uderzenia pochodzące od ruchu cieplnego cząstek mniej na te agregaty wpływają. Dokładne wytłumaczenie tych efektów nastęrcza jednak pewne trudności.

<sup>1)</sup> A. Piekara: Bull. de l'Acad. Pol., A, p. 319, 1933.

<sup>2)</sup> A. Piekara: Journal d. Phys. T. V, nr. 10, p. 541, 1934.