

Dynamiczna metoda wyznaczania dwójłomności substancji ciekłokrystalicznych

WSTĘP

W literaturze [1]-[6] opisano szereg metod pozwalających na wyznaczenie dwójłomności $A = n_e - n_o$ /gdzie n_e i n_o - współczynniki załamania promieni odpowiednio: nadzwyczajnego i zwyczajnego/ substancji ciekłokrystalicznych. W układach tych wykorzystuje się interferencję światła spolaryzowanego liniowo i przechodzącego przez ośrodki dwójłomne. Otrzymane obrazy interferencyjne są uzależnione od charakterystyki źródła światła i kształtu badanej próbki substancji dwójłomnej /np. warstwa równoległa lub klinowa/.

Dla celów teoretycznych i aplikacyjnych ważne są dwa rodzaje charakterystyk dwójłomności ośrodka:

1^o charakterystyka dyspersyjna, tzn. znajomość kształtu funkcji $A = f(\lambda)$ przy $T = \text{const}$,

2^o charakterystyka temperaturowa, czyli znajomość kształtu funkcji $A = f(T)$ przy $\lambda = \text{const}$.

Jedną z dotychczas stosowanych metod wyznaczenia $A = n_e - n_o$ polega na wykorzystaniu klina interferencyjnego [1], [6].

W niniejszej pracy opisana jest modyfikacja tej metody pozwalająca na szybkie i dokładne wyznaczenie charakterystyk dyspersyjnych i temperaturowych dwójłomności A substancji ciekłokrystalicznych. Ta wersja metody, o ile autorom wiadomo, nie była dotychczas nigdzie opisywana.

OPIS METODY

Jak pokazano w pracy [6], w metodzie ciekłokrystalicznego klina interferencyjnego, dwójłomność A oblicza się ze wzoru:

$$A = \frac{\lambda \cdot x_o}{d \cdot \Delta x} \quad /1/$$

gdzie /rys. 1/:

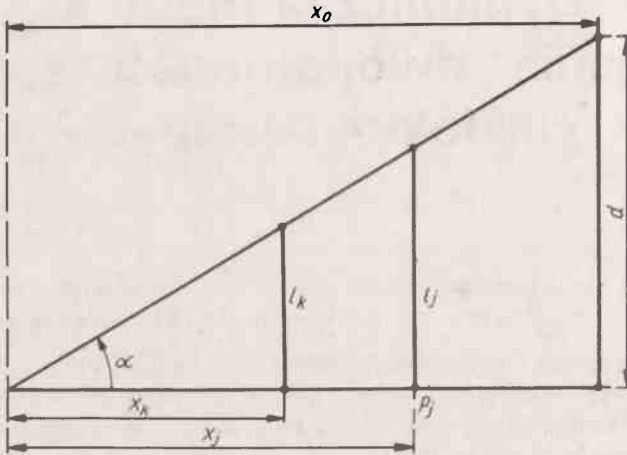
$A = n_e - n_o$ - dwójtomność ośrodka,

λ - długość fali używanego promienia,

x_o - odległość przekładki /"spacera"/ od krawędzi klina,

Δx - odległość sąsiednich prążków interferencyjnych,

d - średnica przekładki.



Rys. 1. Geometria ciekłokrystalicznego klina interferencyjnego

Odległość Δx sąsiednich prążków interferencyjnych wyznacza się mierząc odległość Δx_{jk} między prążkiem j -tym i k -tym / $j > k$ / i dzieląc ją przez / $j - k$ /. Prowadzi to do następującego wyrażenia na A :

$$A = \frac{\lambda \cdot x_o \cdot |j - k|}{d \cdot \Delta x_{jk}} \quad /2/$$

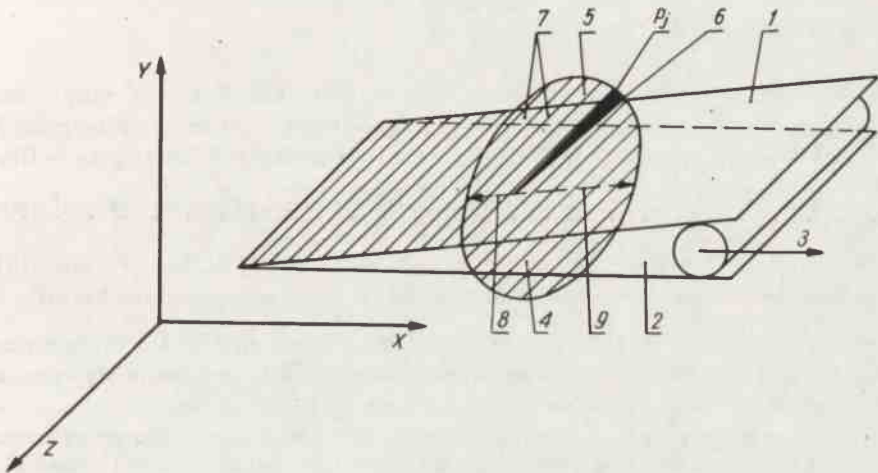
Dotychczas, za każdym razem, przy ustalonym T i λ , liczone ilości prążków znajdujących się na odpowiedniej długości w polu widzenia. W związku z tym metoda miała charakter statyczny, była bardzo pracochłonna i powolna. Cechowało ją duże prawdopodobieństwo popełnienia błędów grubych, spowodowanych pomyłkami w liczeniu ilości prążków interferencyjnych. Ponadto nie dawała ona podstaw do zbudowania urządzenia automatycznego, czy też półautomatycznego, służącego do mierzenia anizotropii współczynnika załamania. Przedstawiona tu modyfikacja tej metody opiera się na sposobie, że jeżeli we wzorze /2/ położyć $k = 0$, tzn. mierzyć Δx_{j0} od wierzchołka klina do punktu P_j , gdzie znajduje się j -ty prążek, wówczas anizotropia A jest wprost

proporcjonalna do j . Mianowicie:

$$A = \frac{\lambda \cdot x_0}{d \cdot x_{j0}} \quad j \quad /3/$$

Gdy więc w wyniku zmiany, np. temperatury próbki dwójtomnej ciekłego kryształu, anizotropia A zmienia się o wartość ΔA , wówczas ilość prążków j zawarta między wierzchołkiem a ustalonym punktem P_j klina, odległym od wierzchołka o x_{j0} , zmienia się o wartość Δj . Tyle właśnie, czyli Δj prążków przesunie się w czasie zmiany temperatury przez punkt P_j .

Zamiast więc, jak to dotychczas robiono, zliczać ilość prążków dla kolejnych wartości temperatury, w opisywanej tu metodzie należy przy ustalonej długości fali λ raz tylko wyznaczyć wartość j dla dowolnie wybranego punktu P_j i temperatury T_0 . Następnie zmieniając w sposób ciągły temperaturę, mierzyć przy jakich kolejnych temperaturach T_1, T_2, \dots, T_n przez ustalony punkt P_j przesuwają się kolejno: 1, 2, 3, ... n prążki interferencyjne. Oznacza to, że zamiast jak dotychczas traktować ilość prążków j jako funkcję λ i T , traktujemy T i λ jako funkcję j . Sytuację tę zilustrowano na rys.2.



Rys. 2. Pole widzenia w okularze układu pomiarowego: 1, 2 – "rubbingowane" płytki, 3 – "spacer", 4 – zorientowany ciekły kryształ, 5 – obraz w okularze, 6 – wskaźnik /punkt P_j , 7 – prążki interferencyjne, 8 – dodatni kierunek przemieszczania się prążków interferencyjnych, 9 – ujemny kierunek przemieszczania się prążków interferencyjnych

Mając raz wyznaczone λ, x_0, j, d , możemy obliczyć A/T dla kolejnych temperatur T_1, T_2, \dots, T_n według wzoru uzyskanego z przekształcenia formuły /3/.

$$A/T = \frac{\lambda \cdot x_0}{d \cdot x_{j0}} \cdot i + \frac{\lambda \cdot x_0}{d \cdot x_{j0}} \cdot \Delta_i = A/T_0 + C \Delta_i \quad /4/$$

gdzie:

$$C = \frac{\lambda \cdot x_0}{d \cdot x_{j0}} \quad ; \quad A/T_0 = C \cdot i$$

W analogiczny sposób można dokonać dynamicznego pomiaru zależności anizotropii A od długości fali λ przy $T = \text{const}$. W tym przypadku korzystamy ze wzoru:

$$A/\lambda = \frac{x_0}{d \cdot x_{j0}} \cdot \lambda/i + \Delta_i = k \cdot \lambda/i + \Delta_i \quad /5/$$

gdzie: $k = \frac{x_0}{d \cdot x_{j0}}$, λ – długość fali, której odpowiada przesunięcie się względem punktu P_j – Δ_j prążków.

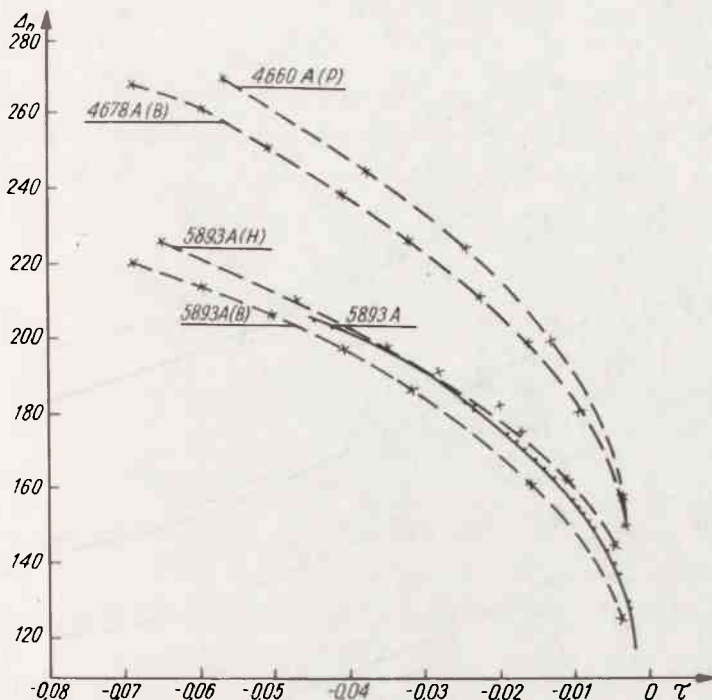
TESTOWANIE METODY

Jako substancję testową wybrano MBBA /p-n-metoksybenzylideno-p'-butylo-anilina/ pomimo tego, że pracuje się z nią dosyć trudno /jest ona nietrwała, różne próbki mają różne temperatury klarowności T_{NI} /. Wybór uwarunkowany był faktem, że w literaturze istnieją liczne dane dotyczące dwójłomności tej substancji uzyskane różnymi metodami [1,8,10].

Do porównania wybrane zostały wyniki prac I. Hallera [1] i M. Burnet-Germain [8]. Stwierdzono, że zmiana temperatury klarowności T_{NI} powoduje zmianę kształtu temperaturowej zależności $A = f/T$. W związku z tym, dla próbek MBBA o różnym stopniu czystości, a tym samym różnych temperaturach klarowności, otrzymuje się krzywe charakteryzujące dwójłomność, których nie można ze sobą porównywać.

Inspirowani przez hipotezę Hallera [9], zgodnie z którą parametr uporządkowania S jest uniwersalną funkcją temperatury zredukowanej τ , zdefiniowanej równością $\tau = T - T_{NI} / T_{NI}$, porównano otrzymane wyniki z danymi literaturowymi, nie dla tych samych temperatur T , lecz dla tych samych temperatur zredukowanych τ . Powyższe porównanie ilustrują rysunki 3 i 4.

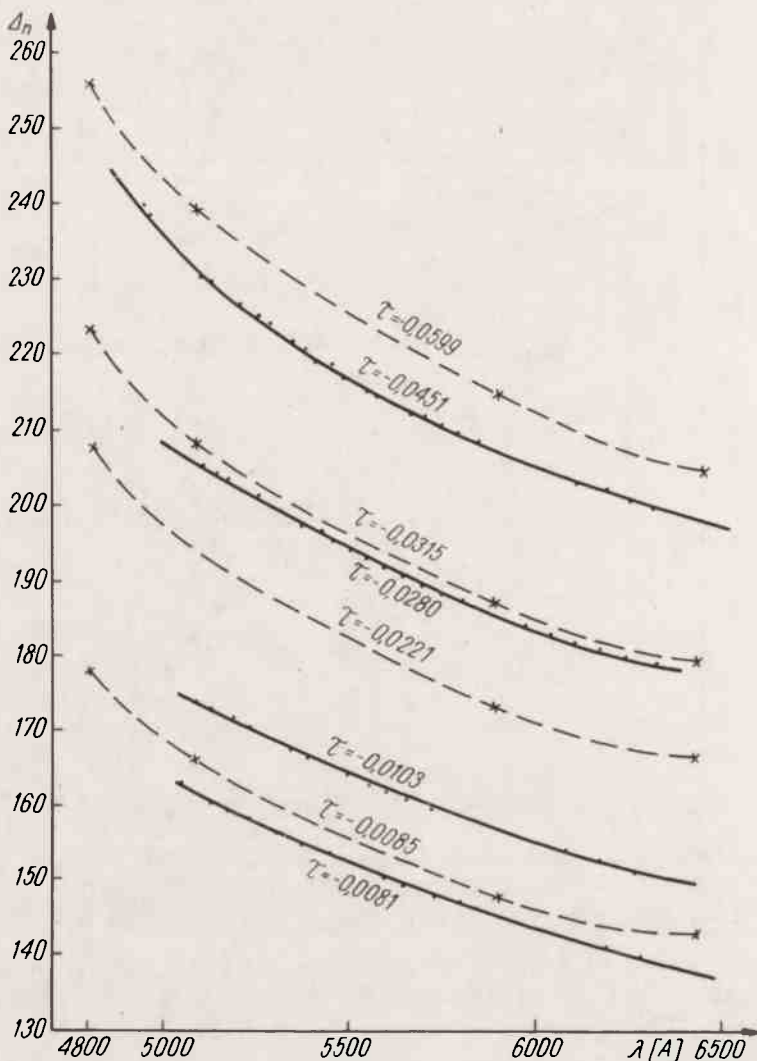
Na rys.3 przedstawione są charakterystyki temperaturowe dwójłomności MBBA dla $\lambda = 5893 \text{ \AA}$. Z rysunku widać, że istnieje dobra zgodność otrzymanych krzywych z charakterystykami uzyskanymi metodami innymi, niż opisywana / [1], [8]/. Przyczyną przesunięć między krzywymi może być niedokładność w wyznaczaniu temperatury klarowania T_{NI} co przesuwają krzywe $A = f/\tau$ w kierunku poziomym. Oprócz tego, na to przesunięcie wpływają błędy systematyczne popełniane przy wyznaczaniu geometrii klina / [6], [1] / lub geometrii pryzmatu / [5], [8] /.



Rys.3. Charakterystyka temperaturowa dwójłomności MBBA. Liniami przerywanymi zaznaczono krzywe z prac: [8], [1], [10]. Linia ciągłą zaznaczono wyniki uzyskane opisywaną metodą

Charakterystyki $A = f/\tau$ dla $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ z pracy [8] leżą poniżej wyników naszych i wyników z pracy [1]. Podobną relację dla $\lambda = 4660 \text{ \AA}$ daje się zauważyć między wynikami z pracy [10] i [8]. Nasuwa to przypuszczenie, że wyniki z [8] obciążone są pewnym błędem systematycznym.

Na rysunku 4 przedstawione są charakterystyki dyspersyjne dwójłomności, czyli krzywe $A = f/\lambda$. Liniami ciągłymi przedstawiono krzywe otrzymane opisywaną metodą, a liniami przerywanymi charakterystyki z pracy [8]. Z tego porównania widać doskonałą zgodność kształtu krzywych. Występujące pewne przesunięcia krzywych z pracy [8] w stosunku do odpowiednich charakterystyk z naszej pracy są spowodowane przyczynami omówionymi przy opisywaniu rys.3. Dzięki temu, że w opisywanej metodzie przy użyciu przeciętnie około 40 prążków każda krzywa jest wyznaczona przez około 20 punktów, to metoda ta pozwala bardzo dokładnie określać kształt krzywych $A = f/\lambda$ i $A = f/T$. Rozrzut punktów pomiarowych jak widać z rysunków jest bardzo niewielki. Przeprowadzone oceny pokazują, że nie przekracza on 0,5%. Stosowany w układzie pomiarowym stolik przedmiotowy pozwalający odczytywać przesunięcia z dokładnością do 0,1 mm może jednak wprowadzać stosunkowo duży błąd systematyczny wynoszący około 2-3%. Z taką też dokładnością uzyskano powtarzalność wyników przy przeprowadzaniu pomiarów, w których stosowano różną geometrię klina. Dla uzyskania lepszej powtarzalności wyników konieczne jest zastosowanie bardziej precyzyjnego stolika mikroskopowego. Przy wyznaczaniu charakterystyk temperaturowych dwójłomności ważny



Rys.4. Charakterystyka dyspersyjna dwójłomności MBBA.
Linie przerywane - dane z pracy [8], linie ciągłe -
- wyniki otrzymane opisywaną metodą

jest pomiar temperatury, zwłaszcza w pobliżu temperatury klarowania. W układzie pomiarowym zastosowano komorę grzejącą wykonaną w Instytucie Fizyki Molekularnej w Poznaniu. Temperaturę mierzono za pomocą termopary miedź - konstantan, dołączonej do woltomierza cyfrowego /dokładność odczytu 0,01 mV/, co pozwalało wyznaczać temperaturę z dokładnością około $0,3^{\circ}\text{C}$. Dokładność ta jest wystarczająca dla temperatur odległych od temperatury T_{NI} , lecz nie pozwala na precyzyjne przeprowadzanie

pomiarów w obszarze przedprzejściowym. Warto podkreślić, że przy wyznaczaniu niniejszą metodą charakterystyk temperaturowych dwójłomności nie jest konieczne zapewnienie stabilizacji temperatury, a jedynie jej monotonicznej zmiany, co pozwala wykonywać pomiary za pomocą mało precyzyjnych urządzeń termostatyzujących.

Autorzy dziękują dr. A.Adamczykowi z Instytutu Fizyki PW za udostępnienie próbek MBBA oraz Pani J.Sikorskiej za pomoc przy pomiarach i graficznym opracowaniu wyników.

Literatura

1. Haller I., Huggins H., Freiser M.: *Mol.Cryst.Liq.Cryst.* 16, 1972, 53
2. Chang R.: *Mol.Cryst.Liq.Cryst.* 28, 1974, 1
3. Balzarini D.: *Phys.Rev.Lett.* 25, 1970, 914
4. Kuczyński W., Stryła B.: *Mol.Cryst.Liq.Cryst.* 31, 1975, 267
5. Chatelein P., Pellet O.: *Bull.Soc.Franc.Miner.Crist.* 73, 1950, 154
6. Baran J.W., Kędziński J., Raszewski Z., Żmija J.: *Biuletyn WAT XXV*, No 10, 1976, 147
7. Born M., Wolff E.: *Principles of Optics*, Mc Millan Co., N.Y. 1964, Chpt. XIV
8. Burnet-Germain M.: *C.R.Acad.Sc.Paris*, t. 271 /23 novembre 1970/, serie B - 1075
9. Haller I., Huggins H.A., Lilienthal H.R., McGurie T.R.: *J.Phys. Chem.* 77, 1973, 950
10. Poggi Y., Robert J., Borel J.: *Mol.Cryst.Liq.Cryst.*, 29, 1975, 311