

*Maria Kottowska, Stanisław Kielich*

## ZASTOSOWANIE METODY ANIZOTROPOWEGO ROZPRASZANIA ŚWIATŁA DO OKREŚLANIA OPTYCZNYCH I ELEKTRYCZNYCH WŁASNOŚCI BIOMAKROMOLEKUŁ

### 1. WSTĘP

Przy badaniu dyspersyjnych roztworów biomakromolekuł wykorzystuje się wiele metod opartych na różnych zjawiskach fizycznych. Jedną z najbardziej rozpowszechnionych jest metoda rozpraszania światła [1]. Pozwala ona na wyznaczenie masy **cząsteczkowej, odpowiednich** parametrów geometrycznych, elektrycznych i optycznych rozpraszających światło biomakromolekuł.

Nasze rozważania ograniczymy głównie do informacji, jakie o parametrach optycznych i elektrycznych daje metoda rejlejoskiego rozproszenia światła. W związku z tym omówimy zjawisko anizotropowego rozproszenia światła przez dyspersyjne roztwory biomakromolekuł zorientowanych w zewnętrznym polu elektrycznym.

Po raz pierwszy zmiany w natężeniu światła rozproszonego przez dyspersyjne układy poddane działaniu stałego pola elektrycznego zostały zaobserwowane w 1908 r. przez Blocha i w 1912 r. przez Zemana.

W latach 1953–1957 Wippler [2, 3] w serii artykułów wyjaśnił teoretycznie to zjawisko i wykonał pomiary potwierdzające tę teorię. Rozważał tu, przede wszystkim częściową orientację makromolekuł w stałym polu elektrycznym o kierunku pokrywającym się z płaszczyzną obserwacji światła rozproszonego. Weber [4] rozwinął dalej teorię Wipplera, ograniczając się głównie do orientacji trwałego momentu dipolowego. W 1962 r. Wallach i Benoit [5] opublikowali wyniki badań poli-L-glutanianianu benzylu (PBLG), interpretując je w oparciu o teorię Wipplera.

Stoylov [6–11] rozszerzył teorię omawianego efektu, włączając przypadek pola elektrycznego prostopadłego do płaszczyzny obserwacji i uwzględniając po raz pierwszy pełną orientację makromolekuł w kierunku pola.

Szereg prac eksperymentalnych zawierających wyniki badań względnych zmian natężenia światła rozproszonego w zależności od kwadratu pola przedstawił Jennings i wsp. [12–14].

Kielich [15–18] opracował teorię rozpraszania światła przez dyspersyjne roztwory biomakromolekuł o liniowych wymiarach mniejszych od długości fali światła padającego, zorientowanych w stałym polu elektrycznym oraz w polu elektrycznym wiązki laserowej. Podał również, opartą na badaniu zjawiska nasycenia elektrycznego, metodę wyznaczania znaku i wartości liczbowej anizotropii optycznej takich biomakromolekuł.

Ravey [19–23] rozważał wyżej wymieniony efekt dla biomakromolekuł w kształcie pałeczki, dysku i kłęбка gaussowskiego, o wymiarach liniowych rzędu długości fali. Pole orientujące było tu równoległe do płaszczyzny obserwacji.

W oparciu o wyżej wymienione prace oraz o wyniki dotychczas nie publikowane, przedstawimy krótko teorię anizotropowego rozproszenia światła przez roztwory biomakromolekuł zorientowanych w stałym polu elektrycznym oraz podamy zależności, które pozwolą wyznaczyć wartość ich optycznej i elektrycznej anizotropii.

## 2. TEORIA

Rozpatrzmy procesy składające się na rozproszenie światła przez rozcieńczone, monodispersyjne roztwory sztywnych, anizotropowych biomakromolekuł. Zakładamy, że nie oddziałują one ze sobą oraz z molekułami rozpuszczalnika, które przyjmujemy jako optycznie izotropowe. Przede wszystkim będziemy zajmować się roztworami naturalnie optycznie nieaktywnymi i nieabsorbującymi energii. Oś symetrii elektrycznych i optycznych własności biomakromolekuł będzie pokrywać się z ich osią geometryczną.

Rozważania teoretyczne przedstawimy najpierw dla przypadku biomakromolekuł o liniowych wymiarach  $l$  mniejszych od długości fali  $\lambda$  światła padającego. Następnie przedyskutujemy przypadek biomakromolekuł o liniowych wymiarach  $l$  rzędu długości fali  $\lambda$ .

### 2.1. BIOMAKROMOLEKUŁY MAŁE $\left( l < \frac{1}{20} \lambda \right)$

Ograniczamy tu temat naszych rozważań do rozproszenia elektrycznego, dipolowego. Nie uwzględniamy rozproszenia pochodzącego od interferencji wewnątrzcząsteczkowej.

Tensor natężenia  $I_{ij}^s$  światła rozproszonego przez roztwory o gęstości  $\rho$  biomakromolekuł w laboratoryjnym układzie współrzędnych  $O(x,y,z)$  można określić następująco [18]:

$$I_{ij}^s = \frac{\rho}{c^4} \left\langle \frac{d^2 m_i(t)}{dt^2} \frac{d^2 m_j(t)}{dt^2} \right\rangle_{\Omega, t}, \quad (1)$$

gdzie symbol  $\langle \rangle_{\Omega, t}$  oznacza średniowanie po wszystkich możliwych orientacjach  $\Omega$  biomakromolekuł i po okresie oscylacji pola elektrycznego  $E(t) = E_0 \cos \omega t$  fali świetlnej oscylującej z częstotliwością  $\omega$ ;  $c$  – prędkość światła.

Przyjmijmy natężenie pola elektrycznego  $E(t)$  tak małe, by powodowało ono tylko liniową polaryzację biomakromolekuł. I-ta składowa indukowanego momentu dipolowego wynikającego z tej polaryzacji dana jest przez związek:

$$m_i(t) = a_{ik} E_k(t), \quad (2)$$

gdzie  $a_{ik}$  są składowymi symetrycznego tensora optycznej polaryzowalności izolowanej biomakromolekuły.

Transformujemy tensor  $a_{ik}$  od laboratoryjnego układu współrzędnych do układu odniesienia osi głównych 1, 2, 3 makromolekuły:

$$a_{ik} = \sum_{s=1}^3 a_s c_{is} c_{ks}, \quad (3)$$

gdzie:  $c_{is}$  – cosinus kąta między  $i$ -tą osią laboratoryjną i  $s$  – osią główną.

Niech  $a_3$  będzie polaryzowalnością równoległą do osi symetrii i  $a_1 = a_2$  polaryzowalnościami prostopadłymi do  $a_3$ . Wówczas równanie (3) przyjmie prostszą postać:

$$a_{ik} = a\delta_{ik} + \kappa(3c_{i3}c_{k3} - \delta_{ik}), \quad (4)$$

gdzie:

$$a = \frac{a_3 + 2a_1}{3} \quad \text{i} \quad \kappa = \frac{a_3 - a_1}{a_3 + 2a_1} \quad (5)$$

będą oznaczać kolejno średnią polaryzowalność optyczną i anizotropię optyczną biomakromolekuły;  $\delta_{ik}$  – tensor jednostkowy Kroneckera:

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1, & i=k \\ 0, & i \neq k \end{cases}$$

Podstawiając zależności (2) i (4) do równania (1), otrzymujemy [18]:

$$I_{ij}^s = \left\{ \delta_{ik}\delta_{jl} + \kappa \langle 3c_{i3}c_{k3}\delta_{jl} + 3\delta_{ik}c_{j3}c_{l3} + 2\delta_{ik}\delta_{jl} \rangle_{\Omega} + \right. \\ \left. + \kappa^2 \langle 9c_{i3}c_{j3}c_{k3}c_{l3} - 3c_{i3}c_{k3}\delta_{jl} + 3\delta_{ik}c_{j3}c_{l3} + \delta_{ik}\delta_{jl} \rangle_{\Omega} \right\} I_{kl}^{is}, \quad (6)$$

gdzie:

$$I_{kl}^{is} = \rho \left( \frac{\omega}{c} \right)^4 a^2 \langle E_k E_l \rangle_t \quad (7)$$

jest tensorem natężenia izotropowego rozproszenia światła.

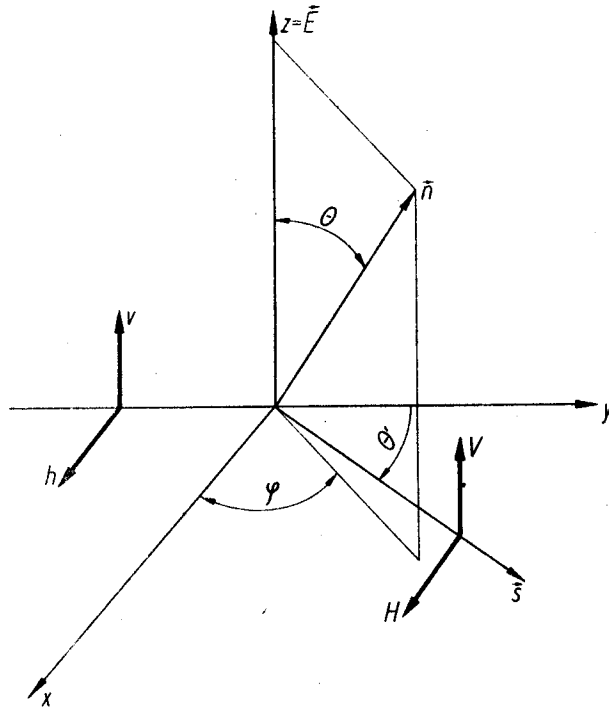
Rozważany przez nas roztwór poddajemy teraz działaniu zewnętrznego, stałego pola elektrycznego  $\vec{E}$  skierowanego prostopadle do płaszczyzny obserwacji. Pole to powoduje reorientację biomakromolekuł, a tym samym wartość składowych natężenia światła rozproszonego ulega zmianie. Względną zmianę natężenia światła rozproszonego w obecności pola orientującego można zdefiniować następująco [6]:

$$\delta I^E = \frac{I^E - I^0}{I^0}, \quad (8)$$

gdzie  $I^E$  i  $I^0$  oznaczają kolejno natężenie światła rozproszonego w obecności pola  $\vec{E}$  i bez pola.

Korzystając z równania (6), definicji (8) oraz uwzględniając warunki doświadczenia przedstawione na rys. 1, otrzymamy wyrażenia na względne zmiany składowej wertykalnej i horyzontalnej światła rozproszonego, przy uwzględnieniu odpowiedniej polaryzacji światła padającego (indeks dolny):

$$\delta V_v^E = \frac{1}{V_v^0} \langle 1 + 2\kappa(3\cos^2\theta - 1) + \kappa^2(9\cos^4\theta - 6\cos^2\theta + 1) \rangle_{\Omega, E} - 1, \quad (9)$$



Rys. 1. Określenie warunków doświadczenia

Wiązka światła pada w kierunku  $y$ , jej wektor elektryczny  $\vec{E}(\omega)$  oscyluje w płaszczyźnie  $xz$  (kierunki oscylacji elektrycznej definiują odpowiednio kierunki polaryzacji,  $v$  – wertykalna,  $h$  – horyzontalna). Światło rozproszone obserwujemy w kierunku  $\vec{s}$ , gdzie  $V, H$  oznaczają odpowiednio wertykalną i horyzontalną składową światła rozproszonego,  $\theta'$  – kąt obserwacji,  $\theta$  – kąt między osią  $z$  a osią symetrii  $\vec{n}$  biomakromolekuły,  $\varphi$  – azymut osi symetrii  $\vec{n}$ . Orientujące stałe pole elektryczne  $\vec{E}$  jest skierowane w kierunku osi  $z$

$$\delta V_h^E = \frac{1}{V_h^0} \langle \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \rangle_{\Omega, E} - 1, \quad (10)$$

$$\delta H_v^E = \frac{1}{H_v^0} \langle \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos^2(\varphi + \theta') \rangle_{\Omega, E} - 1, \quad (11)$$

$$\delta H_h^E = \frac{1}{H_h^0} \langle \cos^2 \theta' + 2\kappa[3 \sin^2 \theta \cos(\varphi + \theta') \cos \varphi \cos \theta' + \cos^2 \theta'] + \kappa^2[9 \sin^4 \theta \cos^2 \varphi \cos^2(\varphi + \theta') + 6 \sin^2 \theta \cos(\varphi + \theta') \cos \varphi \cos \theta' + \cos^2 \theta'] \rangle_{\Omega, E} - 1, \quad (12)$$

gdzie

$$V_v^0 = \left( 1 + \frac{4}{5} \kappa^2 \right) I_{zz}^{is},$$

$$\frac{H_v^0}{I_{zz}^{is}} = \frac{V_h^0}{I_{xx}^{is}} = \frac{3}{5} \kappa^2, \quad (13)$$

$$H_h^0 = \left\{ \cos^2 \theta' + \kappa^2 \left[ \frac{4}{5} \cos^2 \theta' + \frac{3}{5} \sin^2 \theta' \right] \right\} I_{xx}^{is}$$

są odpowiednimi składowymi światła rozproszonego przy braku pola zewnętrznego. Symbol  $\langle \rangle_{\Omega, E}$  oznacza średniowanie po orientacjach biomakromolekuł w polu  $\vec{E}$  z funkcją rozkładu  $f(\theta, \vec{E})$  w postaci:

$$f(\theta, \vec{E}) = \frac{4\pi \exp(p \cos \theta + q \cos^2 \theta)}{2\pi \int_0^\pi \exp(p \cos \theta + q \cos^2 \theta) \sin \theta \, d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi}, \quad (14)$$

przy czym

$$p = \frac{\mu E}{kT} \quad \text{i} \quad q = \frac{(\alpha_3 - \alpha_1)}{2 kT} E^2 \quad (15)$$

przedstawiają kolejno bezwymiarowe parametry orientacji trwałego momentu dipolowego  $\mu$  oraz elipsoidy polaryzowalności elektrycznych ( $\alpha_3, \alpha_1$  – odpowiednie polaryzowalności elektryczne w kierunku osi symetrii i w kierunku do niej prostopadłym,  $k$  – stała Boltzmanna,  $T$  – temperatura bezwzględna).

Przedyskutujemy obecnie wyrażenia (9)–(12) dla przypadku pola orientującego o małych wartościach natężenia, tzn. gdy  $(p \cos \theta + q \cos^2 \theta) < 1$ . Możemy wówczas funkcję rozkładu (14) rozwinąć w szereg potęgowy [18]:

$$f(\theta, \vec{E}) = f_0 + f_1 + f_2 + \dots, \quad (16)$$

gdzie  $f_0 = \frac{1}{4\pi}$  oznacza funkcję rozkładu w nieobecności pola;  $f_1, f_2, \dots$  – kolejne przybliżenia funkcji rozkładu zależne od odpowiednich potęg natężenia  $E$  pola orientującego. Ponieważ będziemy rozważać zależność względnych zmian światła rozproszonego od kwadratu natężenia pola, ograniczymy się tylko do pierwszego i drugiego przybliżenia funkcji rozkładu. Mają one postać:

$$f_1 = f_0 \left\{ p \cos \theta + q \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \right\},$$

$$f_2 = \frac{1}{2} f_0 p^2 \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right). \quad (17)$$

Stosowanie pola o małym natężeniu jest bardzo korzystne przy wyznaczaniu anizotropii elektrycznej ( $\alpha_3 - \alpha_1$ ) niedipolowych biomakromolekuł. W tym przypadku względne zmiany  $\delta V_h^E, \delta H_v^E, \delta H_h^E$  można wyrazić następująco:

$$\delta V_h^E(E^2) = \delta H_v^E(E^2) = \frac{(\alpha_3 - \alpha_1)}{21 kT} E^2, \quad (18)$$

$$\delta H_h^E(E^2) = \frac{-2(\alpha_3 - \alpha_1)}{21 kT} E^2 \quad \text{przy } \theta = 90^\circ.$$

Ponieważ w wyrażeniach (18) nie występuje zależność od anizotropii optycznej, z nachylenia prostej  $\delta V_h^E(E^2) = \delta H_v^E(E^2)$  przy dowolnym kącie obserwacji oraz prostej  $\delta H_h^E(E^2)$  przy obserwacji pod kątem  $90^\circ$  możemy bezpośrednio określić znak i wartość liczbową anizotropii elektrycznej.

Informacji o optycznej anizotropii dostarczają badania względnych zmian światła rozproszonego w obecności zjawiska nasycenia elektrycznego [18], tzn. wówczas, gdy niedipolowe biomakromolekuły pod wpływem działania pola o dużym natężeniu ustawią się swoimi osiami największej polaryzowalności w jego kierunku. Wyrażenia (9)–(12) dla biomakromolekuł o małej anizotropii ( $\alpha \leq 0, 1$ ), przyjmują tu postać ( $p = 0, q \rightarrow \pm \infty$ ):

$$\delta V_v^E(0, +\infty) = 4\alpha,$$

$$\delta V_h^E(0, +\infty) = \delta H_v^E(0, +\infty) = -1, \quad (19)$$

$$\delta H_h^E(0, +\infty) = -1 \quad \text{przy } \theta = 90^\circ$$

$$\text{dla } \alpha_3 - \alpha_1 > 0;$$

$$\delta V_v^E(0, -\infty) = -2\alpha$$

$$\delta V_h^E(0, -\infty) = \delta H_v^E(0, -\infty) = -1, \quad (20)$$

$$\delta H_h^E(0, -\infty) = \frac{7}{8} \quad \text{przy } \theta = 90^\circ$$

$$\text{dla } \alpha_3 - \alpha_1 < 0.$$

Tak więc badając  $\delta H_h^E(0, \pm\infty)$  przy  $\theta' = 90^\circ$  uzyskujemy informację o znaku anizotropii elektrycznej, natomiast badając  $\delta V_v^E(0, \pm\infty)$  przy dowolnym kącie obserwacji możemy wyznaczyć wartość liczbową i znak anizotropii optycznej.

## 2.2. BIOMAKROMOLEKUŁY DUŻE ( $1 \sim \lambda$ )

Rozważając rozproszenie światła przez biomakromolekuły o liniowych wymiarach rzędu długości fali światła padającego, należy dodatkowo uwzględnić wpływ interferencji wewnątrzcząsteczkowej na osłabienie jego natężenia. W związku z tym wyrażenia (9)–(12) będą zawierały pewną funkcję parametrów geometrycznych, której postać zależy od kształtu biomakromolekuł. Ograniczamy się głównie do biomakromolekuł w kształcie wydłużonego cylindra. Zależność (9)–(12) będą przyjmowały teraz postać [24]:

$$\begin{aligned}
 \delta V_v^E &= \frac{1}{V_v^0} \langle I_m(\theta, \varphi) F(K, \beta) \rangle_{\Omega, E} - 1, \\
 \delta H_v^E &= \frac{1}{H_v^0} \langle I_m(\theta, \varphi, \theta') F(K, \beta) \rangle_{\Omega, E} - 1, \\
 \delta V_h^E &= \frac{1}{V_h^0} \langle I_m(\theta, \varphi) F(K, \beta) \rangle_{\Omega, E} - 1, \\
 \delta H_h^E &= \frac{1}{H_h^0} \langle I_m(\theta, \varphi, \theta') F(K, \beta) \rangle_{\Omega, E} - 1,
 \end{aligned} \tag{21}$$

gdzie  $I_m$  są odpowiednimi wyrażeniami stojącymi pod znakiem średniej dla biomakromolekuł małych;  $V_h^0, V_v^0, H_v^0, H_h^0$  oznaczają składowe światła rozproszonego przy braku pola, zależnie od parametru geometrycznego  $K$  oraz kąta  $\theta'$  [25].

Funkcję  $F(K, \beta)$  w przybliżeniu Rayleigha-Debye'a-Gansa, określa się następująco:

$$F(K, \beta) = \frac{\sin^2(K \cos \beta)}{K^2 \cos^2 \beta},$$

przy czym  $[K = \frac{4\pi L}{\lambda} \sin \frac{\theta'}{2}]$  ( $L$  – długość biomakromolekuły,  $\lambda$  – długość fali światła padającego,  $\beta$  – kąt między dwusieczną zewnętrzną kąta obserwacji  $\theta'$  a osią symetrii  $\vec{n}$  biomakromolekuły).

Wykonując średniowanie wyrażen (21) należy przedstawić  $\cos \beta$ , w zależności od funkcji trygonometrycznych kątów  $\theta', \varphi, \theta$  [11].

Podobnie jak w przypadku biomakromolekuł małych można z nachylenia prostej  $\delta V_h^E(E^2)$  przy dowolnym kącie obserwacji lub prostej  $\delta H_h^E(E^2)$  przy  $\theta' = 90^\circ$ , oszacować wartość liczbową i znak anizotropii elektrycznej ( $\alpha_3 - \alpha_1$ ) niedipolowych, dużych biomakromolekuł o danej długości  $L$ . Na przykład  $\delta V_h^E$  przyjmuje tu postać:

$$\delta V_h^E(E^2) = \frac{F'(K)}{V_h^0} \frac{(\alpha_3 - \alpha_1)}{2 kT} E^2, \tag{22}$$

gdzie

$$\begin{aligned}
 F'(K) &= \left[ -\frac{3j_2(2K)}{4K^4} + \frac{j_1(2K)}{12K^3} + \frac{13}{90K^2} \right] + \sin^2 \frac{\theta'}{2} \left[ \frac{Si(2K)}{12K} + \frac{j_3(2K)}{4K^3} + \frac{3j_2(2K)}{2K^4} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{j_2(2K)}{12K^2} + \frac{j_1(2K)}{6K^3} - \frac{j_1(2K)}{12K} - \frac{13}{45K^2} \right],
 \end{aligned}$$

przy czym  $j_m(2K) = \sqrt{\frac{\pi}{4K}} J_{m+\frac{1}{2}}$  oznacza sferyczną funkcję Bessela rzędu  $m$ ,

$$Si(2K) = \int_0^{2K} \frac{\sin x}{x} dx.$$

Mierząc stopień depolaryzacji  $D_n$  światła rozproszonego przy naturalnym świetle padającym, w obecności nasycenia, możemy wyznaczyć wartość liczbową anizotropii optycznej oraz określić jej znak. Tak więc, przy  $q \rightarrow +\infty$ ,  $p = 0$  otrzymujemy:

$$D_n(0, \infty) = \frac{H_n^{\epsilon}(0, \infty)}{V_n^{\epsilon}(0, \infty)} = \left( \frac{1 - \kappa}{1 + 2\kappa} \right)^2 \cos^2 \theta'. \quad (23)$$

Stąd:

$$\kappa_1 = \frac{1 - m}{1 + 2m}, \quad \left( \kappa_2 = \frac{1 + m}{1 - 2m} \right), \quad (24)$$

gdzie:

$$m = \frac{\sqrt{D_n(0, \infty)}}{\cos \theta'}, \quad (25)$$

Fizyczne znaczenie ma jedynie rozwiązanie  $\kappa_1$  ( $\kappa_2 > 1$  przy  $m < 0,5$ ;  $\kappa_2 < 0$  przy  $m > 0,5$ ). Wyrażenie (24) jest również słuszne dla małych biomakromolekuł, ponieważ w zależności (23) nie występuje parametr  $K$ . W związku z powyższym, badając zależność  $D_n(0, \infty) = f(\cos^2 \theta')$ , możemy wyznaczyć wartość liczbową i określić znak anizotropii optycznej biomakromolekuł (gdy  $m < 1$ ,  $\kappa > 0$ ;  $m > 1$ ,  $\kappa < 0$ ). Metoda ta jest słuszna tylko w przypadku gdy  $\alpha_3 - \alpha_1 > 0$ , ponieważ  $\alpha_3 - \alpha_1 < 0$  zależność  $D_n(0, \infty) = f(\cos^2 \theta')$  jest bardziej złożona. Ma ona jednak tę zaletę, że nie wymaga żadnych ograniczeń dotyczących wartości  $\kappa$ .

### 3. WNIOSKI

Podsumowując nasze rozważania możemy stwierdzić, że stosowanie stałego pola elektrycznego o małej wartości natężenia pozwala nam z zależności (18) i (22) określić wartość liczbową i znak anizotropii elektrycznej biomakromolekuł o określonej długości. Takie badania były wykonywane eksperymentalnie przez Jenningsa [12-14] i Stoylova [11] dla wirusa mozaiki tytoniu, PBLG i szeregu innych makromolekuł.

Natomiast stosowanie pól o dużych wartościach natężeń, tzn. przy występowaniu zjawiska nasycenia, pozwala na określenie z zależności (19), (20) i (24) wartości liczbowej i znaku anizotropii optycznej. Zjawisko nasycenia występuje głównie w roztworach biomakromolekuł o dużych wartościach  $q/E^2$  (np. dla wirusa mozaiki tytoniu  $q/E^2$  jest rzędu 0,4) oraz przy stosowaniu pól impulsowych [9, 18]. Przy małych wartościach  $q/E^2$  należy stosować większe pola, a tym samym istnieje większe prawdopodobieństwo wystąpienia przebiecia elektrycznego.



Względne zmiany światła rozproszonego maleją ze wzrostem parametru  $K$ . Nasycenie, przy ustalonej wartości  $(\alpha_3 - \alpha_1)$ , występuje przy tym większej wartości pola, im większa jest wartość  $K$  [26].

Rozważana przez nas teoria jest również słuszna, w przypadku gdy polem orientującym jest stałe pole magnetyczne lub pole elektryczne wiązki laserowej [17, 18]. Jedyne odpowiednie parametry reorientacji będą zależały od wielkości charakteryzujących biomakromolekuły przy działaniu tych pól. Tym samym, przy stosowaniu małych natężeń pól magnetycznych będziemy mogli wyznaczyć wartość anizotropii magnetycznej  $(\chi_3 - \chi_1)$  ( $\chi_3, \chi_1$  – odpowiednie polaryzowalności magnetyczne w kierunku osi symetrii i w kierunku do niej prostopadłym). Podobnie przy małych natężeniach wiązki laserowej można określić wartość anizotropii optycznej  $(a_3^{\omega_L} - a_1^{\omega_L})$  przy częstotliwości laserowej  $\omega_L$ .

Informacji o anizotropii optycznej  $(a_3 - a_1)$  dostarcza także nasycenie elektryczne efektu Kerra [27]. Mierząc zmiany przenikliwości elektrycznej przy nasyceniu elektrycznym, możemy również uzyskać informacje o elektrycznej anizotropii makromolekuł [28, 29].

W ogólnym przypadku należy brać pod uwagę fakt, że większość biomakromolekuł jest optycznie aktywna [30, 31].

W ostatniej chwili *Jennings i Coles* [32] donieśli o pierwszej obserwacji orientacji makromolekuł w polu elektrycznym wiązki laserowej.

#### LITERATURA

- [1] Cwietkow W. N., Eskin, W. Je., Frenkel S. Ja., *Struktura makrocząstek w roztworach*, WNT, Warszawa 1968.
- [2] Wippler C., *J. Chim. Phys.*, 51, 123 (1954).
- [3] Wippler C., *J. Chim. Phys.*, 53, 316 (1956).
- [4] Weber R., *Helv. Chim. Acta*, 37, 2 (1954).
- [5] Wallach M. L., Benoit H., *J. Polym. Sci.*, 57, 41 (1962).
- [6] Scheludko A., Stoylov S., *Kolloid Z., Z. Polym.*, 199, 36 (1964).
- [7] Stoylov S., *Collection Czech. Chem. Commun.*, 31, 2866 (1966); *J. Coll. Inter. Sci.*, 22, 203 (1966).
- [8] Stoylov S., *J. Polym. Sci.*, C16, 2435 (1967).
- [9] Stoylov S., *Izv. Otd. Khim. Nauki, Bulgar. Akad. Nauk*, 2, 453 (1969).
- [10] Stoylov S., Sokerov S., *European Polym. J.*, 6, 1125 (1970).
- [11] Stoylov S., *Adv. Coll. Inter. Sci.*, 3, 45 (1971); Stoylov S., Stoimenova M. V., *J. Coll. Inter. Sci.*, 40, 154 (1972); Stoylov S., Petkanchin I., *Ibid.*, 40, 159 (1972).
- [12] Jennings B. R., Plummer H., *J. Coll. Inter. Sci.*, 27, 377 (1968); *Biopolymers*, 9, 1361 (1970).
- [13] Jennings B. R., *Br. Polym. J.*, 1, 70 (1969).
- [14] Schweitzer J. F., Jennings B. R., *J. Phys.*, D5, 297 (1972); Jennings B. R., Schweitzer J. F., *European Polym. J.*, 10, 459 (1974); Jennings B. R., Morris V. J., *J. Coll. Inter., Sci.* 50, 352 (1975); Morris V. J., Rudd P. J., Jennings B. R., *ibid.*, 50, 379 (1975).
- [15] Kielich S., *Acta Phys. Polon.*, 23, 321, 819 (1963).
- [16] Kielich S., *Appl. Phys. Lett.*, 13, 371 (1968).
- [17] Kielich S., *J. Coll. Inter. Sci.*, 27, 432 (1968); 28, 214 (1968); 34, 228 (1970).
- [18] Kielich S., *Acta Phys. Polon.*, A37, 447, 719 (1970); *Optics Communications*, 1, 345 (1970).
- [19] Ravey C., *J. Chim. Phys.*, 67, 1787 (1970).
- [20] Ravey C., *J. Polym. Sci., Symposium*, No 42, 1131 (1973); *J. Chem. Phys.*, 59, 5221 (1973).
- [21] Ravey C., *European Polym. J.*, 9, 47 (1973).
- [22] Ravey C., *J. Coll. Inter. Sci.*, 46, 139 (1974).
- [23] Ravey C., *Polym. J.*, 6, 279 (1974).
- [24] Stoimenova M. V., Dębska M., *J. Coll. Inter. Sci.* (w druku).

- [25] Horn P., *Thèse*, Strasbourg 1954.  
 [26] Dębska M., *Materiały z Konferencji EKON*, D10, Poznań 1974.  
 [27] O'Konski C. T., Yoshioka K., Orttung W. H., *J. Phys. Chem.*, **63**, 1558 (1959); O'Konski C. T. (ed.), *Molecular Electro-optic*, Dekker, New York 1975.  
 [28] Gregson M., Perry Jones G., Davies M., *Trans. Faraday Soc.*, **67**, 1630 (1971).  
 [29] Kielich S., *Dielectric and Related Molecular Processes* (Ed. M. Davies), *Chem. Soc.*, vol. 1, London 1972, p. 192.  
 [30] Deželić G., Šegudovič N., Petres J., *J. Coll. Inter. Sci.*, **49**, 481 (1974).  
 [31] Kielich S., *Podstawy optyki nieliniowej*, cz. 1, UAM, Poznań, 1972.  
 [32] Jennings B. R., Coles H. J., *Nature*, **252**, 33 (1974).

*Maria Kotłowska, Stanisław Kielich*

DETERMINATION OF THE OPTICAL AND ELECTRIC PROPERTIES OF BIOMACROMOLECULES  
 BY THE METHOD OF ANISOTROPIC LIGHT SCATTERING

S u m m a r y

Anisotropic light scattering by solutions of biomacromolecules, arrayed in an external DC electric field, is a source of data concerning their dipole moment and anisotropy, both optical and electric. A theory of the effect is proposed for biomacromolecules of linear dimensions  $l$  less than incident light wavelength  $\lambda$  ( $l < \frac{1}{20} \lambda$ ) as well for ones of linear dimensions of wavelength order ( $l \sim \lambda$ ). Formulae are derived for the relative changes in scattered light intensity *versus* the square of the external field strength permitting to determine the sign and numerical value ( $\alpha_3 - \alpha_1$ ) of the electric anisotropy ( $\alpha_3$  - the electric polarizability of the biomacromolecule in the direction of its symmetry axis,  $\alpha_1$  - that perpendicular to the latter). Very high external field strengths lead to electric saturation (the biomacromolecules are completely oriented with their axis of maximal polarizability into the field direction). Relative changes in intensity, scattered at electric saturation, are considered, and formulae are proposed permitting to determine the sign and numerical value of the optical anisotropy of such biomacromolecules. Cases of reorientation by other external agents (a magnetic field, or the electric field of a laser beam) are also discussed.

mgr MARIA KOTŁOWSKA  
 prof. dr hab. STANISŁAW KIELICH  
 Zakład Optyki Nieliniowej, Instytut Fizyki  
 Uniwersytetu im. A. Mickiewicza  
 ul. Grunwaldzka 6  
 60-780 Poznań