

# Ориентационный порядок и эволюция свойств биомолекул в анизотропных средах

Е. М. Аверьянов<sup>1)</sup>

Институт физики им. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 1 декабря 2011 г.

Для анизотропных пленок полипептида и ДНК получены экспериментальные значения компонент тензоров Лорентца и локального поля световой волны, которые отвечают возрастанию средней величины и анизотропии поляризуемости биомолекул относительно изотропного раствора. Эти изменения поляризуемости как индикатора отклика биомолекул на внешние воздействия, а также их химической и биологической активности задают направление эволюции свойств биомолекул в ориентационно упорядоченных средах.

1. Конденсированные фазы биомолекул (липидов, полипептидов, белков, нуклеиновых кислот) в живых системах имеют структуры, подобные нематической, холестерической и смектической А-фазам каламитных жидких кристаллов (ЖК) [1–3] и колоночным фазам  $\text{Col}_{h(o,d)}$  дискотических ЖК [4]. Поскольку общей чертой этих структур является их ориентационная упорядоченность, возникают вопросы о роли ориентационного порядка биомолекул в эволюции их свойств в анизотропных средах, физических проявлениях этой эволюции и ее направлении.

В анизотропной среде с достаточно плотной упаковкой молекул межмолекулярные взаимодействия ближнего и дальнего порядков влияют на молекулярные восприимчивости разного ранга, которые характеризуют отклик молекул на внешние воздействия и адаптацию молекул к изменяющемуся окружению. Восприимчивостью низшего ранга является тензор молекулярной поляризуемости  $\gamma$ . Изменение  $\gamma$  в анизотропной среде отражает изменение межмолекулярных взаимодействий, поляризации, электронных свойств и конформации молекул [5, 6], что влияет на химическую, биологическую активность молекул и их функциональные свойства [7]. Для ответа на поставленные вопросы необходима информация об изменении тензора  $\gamma$  биомолекул в анизотропных средах.

Прямой метод определения компонент тензора  $\gamma$  для одноосных молекулярных сред является рефрактометрия, в рамках которой используется связь  $\epsilon_j = 1 + 4\pi N f_j \gamma_j$  [5] компонент диэлектрической проницаемости с усредненными по ансамблю компонентами поляризуемости  $\gamma_j$  для световых волн, поляризованных вдоль ( $j = \parallel$ ) и нормально ( $j = \perp$ ) оптической оси среды  $\mathbf{n}$ . Здесь  $N$  – число молекул в единице

объема,  $f_j = 1 + L_j(\epsilon_j - 1)$  – компоненты тензора локального поля,  $L_j$  – компоненты тензора Лоренца ( $\text{Sp}L = 1$ ). В области прозрачности  $\epsilon_j = n_j^2$ , где  $n_j$  – показатели преломления среды. Для статистически одноосных макромолекул с продольной осью  $\mathbf{l}$  тензор  $\gamma$  характеризуется продольной ( $\gamma_l$ ) и поперечной ( $\gamma_t$ ) компонентами или средним значением  $\bar{\gamma} = (\gamma_l + 2\gamma_t)/3$  и анизотропией  $\Delta\gamma = \gamma_l - \gamma_t$ . До сих пор значения  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$  для биомолекул в анизотропных средах определялись с использованием величины [8, 9]

$$\bar{\gamma}_H = \frac{3(\bar{\epsilon} - 1)}{4\pi N(\bar{\epsilon} + 2)} \quad (1)$$

в качестве  $\bar{\gamma}$  (где  $\bar{\epsilon} = (\epsilon_{\parallel} + 2\epsilon_{\perp})/3$ ), изотропного тензора  $f_V = (\bar{\epsilon} + 2)/3$  [8, 9] или компонент  $L_j = 1/3$  [10, 11]. Эти модели предопределяют значения  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$  и влекут нефизические следствия из спектральных данных [5].

Объективное исследование изменений  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$  для биомолекул в одноосных средах возможно при определении компонент  $L_j$  [12] из экспериментальных данных без априорных предположений о ненаблюдаемых параметрах молекул и свойствах тензоров  $L$ ,  $f$ . В данной работе этот подход используется для случая биомолекул полипептида и ДНК в одноосных пленках для выяснения ограничений, налагаемых на значения  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$  образованием пленки и межмолекулярными взаимодействиями. Эти ограничения дают ответы на поставленные выше вопросы.

2. Рассмотрим одноосную пленку с планарной (параллельно плоскости пленки) или гомеотропной (перпендикулярно пленке) ориентацией оптической оси  $\mathbf{n}$ . Предположим, что пленка состоит из статистически одноосных макромолекул, ориентационная упорядоченность которых относительно  $\mathbf{n}$  характеризуется величиной  $S = \langle 3\cos^2\theta - 1 \rangle / 2$ , где  $\theta$  – угол между осями  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$ , треугольные скобки озна-

<sup>1)</sup> e-mail: aver@iph.krasn.ru

чают усреднение по ансамблю макромолекул. Знак  $S$  определяет осевую ( $0 < S \leq 1$ ) или плоскостную ( $-0.5 \leq S < 0$ ) ориентации макромолекул. Процедура определения компонент  $L_{\perp}$ ,  $L_{\parallel} = 1 - 2L_{\perp}$  зависит от знака  $\Delta n = (n_{\parallel} - n_{\perp}) \sim \Delta\gamma S$  [12].

Для исследуемых здесь пленок с  $\Delta n > 0$  в видимой области прозрачности используем параметры  $\bar{\varepsilon}$ ,  $Q = (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})/(\bar{\varepsilon} - 1)$  и величины

$$r_0 = 1 - \frac{2Q^2(\bar{\varepsilon} - 1)}{3(3 + Q)(\bar{\varepsilon} + 2)}, \quad b = \frac{3(\bar{\varepsilon} - 1)}{4\pi N\bar{\gamma}(\bar{\varepsilon} + 2)} - r_0, \quad (2)$$

$$b_1 = \frac{2r_0Q^2}{(3 - Q)(3 + 2Q)}, \quad b_2 = b_1[(6 + Q)/Q]^2.$$

При состоянии пленки, характеризуемом индексом  $T$ , эти величины являются функциями  $T$  и длины световой волны  $\lambda$ . Искомое значение  $L_{\perp}(T)$  дается выражением [12]

$$L_{\perp} = L_{\perp k} - \frac{(\bar{\varepsilon} + 2)}{12(\bar{\varepsilon} - 1)} \times$$

$$\times \left[ (b_1 b_2)^{1/2} - b - [(b_1 - b)(b_2 - b)]^{1/2} \right], \quad (3)$$

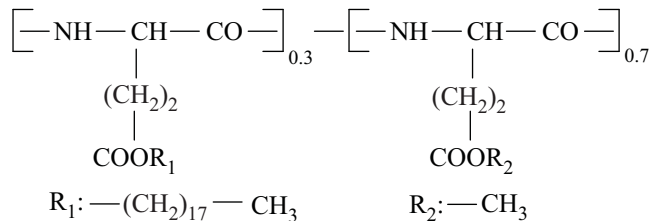
где  $L_{\perp k} = (3 + 2Q)/[3(3 + Q)]$ . Сюда входит функция  $b(\lambda, T)$ , зависящая от неизвестной функции  $\bar{\gamma}(\lambda, T)$ . Определение компоненты  $L_{\perp}(T)$  состоит в следующем. При известных значениях  $n_j(\lambda, T)$  для дискретного набора величин  $\lambda_i$  ( $i = 1 - p$ ) в видимой области функция  $b(\lambda, T)$  в интервале  $\lambda_1 - \lambda_p$  аппроксимируется полиномом

$$b(\lambda, T) = a_0(T) + a_1(T)\lambda + \dots + a_m(T)\lambda^m. \quad (4)$$

Величина  $L_{\perp}(T)$  не зависит от  $\lambda$ , и состоянию  $T$  отвечают  $m + 2$  неизвестных ( $L_{\perp}^{(m)}$ ,  $a_0 - a_m$ ). Они находятся из системы  $m + 2 = p$  уравнений (3), каждое из которых соответствует одному из значений  $\lambda_i$ . Критерием адекватности используемого в (4) приближения является согласие значений  $L_{\perp}^{(m)}$  с величинами  $\langle L_{\perp}^{(m-1)} \rangle$ , усредненными по значениям  $L_{\perp}^{(m-1)}$ , которые отвечают сочетаниям  $p - 1$  реперов  $\lambda_i$  из набора  $\lambda_1 - \lambda_p$  [12].

**3. Полипептидный сополимер полиглутамат (PG)** имеет  $\alpha$ -спиральные стержнеобразные макромолекулы с показанной на рисунке структурой мономеров [13].

Для одноосной нематической пленки PG толщиной 0.5425 мкм с планарной ориентацией  $\mathbf{n}$  и осевой ориентацией молекулярных осей I  $\alpha$ -спиралей относительно  $\mathbf{n}$  показатели преломления  $n_j(\lambda_i)$  табулированы в работе [13] с точностью  $10^{-4}$  при значениях  $\lambda_1 = 0.4762$ ,  $\lambda_2 = 0.4825$ ,  $\lambda_3 = 0.5309$ ,  $\lambda_4 = 0.5682$  и  $\lambda_5 = 0.6471$  мкм в области прозрачности. Боковые



Структурная формула мономера PG

фрагменты мономеров PG ориентационно не упорядочены и не дают заметного вклада в  $\Delta n$ . В результате для молекул PG в пленке имеем  $\Delta\gamma > 0$ ,  $S > 0$  и  $\Delta n > 0$ . Использование значений  $n_j(\lambda_i)$  [13] для пленки PG дает одинаковые величины:  $L_{\perp}^{(3)} = 0.3412$ ,  $\langle L_{\perp}^{(2)} \rangle = 0.3410 \pm 0.0004$ .

Другими объектами исследования являются одноосные пленки DNA<sub>1,2</sub> толщиной 2–4 мкм с гомеотропной ориентацией  $\mathbf{n}$  и плоскостной ориентацией стержнеобразных спиральных макромолекул ДНК природного морского лосося [14]. Пленки DNA<sub>1</sub> (DNA<sub>2</sub>) сушились в вакууме при 35–45 °С (хранились они на воздухе при 21 °С) в течение суток. Их показатели преломления  $n_j(\lambda_i)$ , измеренные при относительной влажности 45% (50–55%), табулированы в работе [14] с точностью  $10^{-4}$  при значениях  $\lambda_1 = 0.6328$  и  $\lambda_2 = 0.8140$  мкм в области прозрачности. Для анизотропии поляризуемости  $\Delta\gamma_m$  мономерного фрагмента ДНК и величины  $\Delta\gamma$  для макромолекулы выполняются соотношения  $\Delta\gamma_m < 0$  и  $\Delta\gamma < 0$  [15], чему при  $S < 0$  для пленок DNA<sub>1,2</sub> отвечает  $\Delta n > 0$ . Для пленок DNA<sub>1</sub> и DNA<sub>2</sub> значения  $n_j(\lambda_i)$  дают близкие величины:  $L_{\perp}^{(0)} = 0.3421$  и  $0.3407$ .

Представим параметры  $\bar{f} = (f_{\parallel} + 2f_{\perp})/3$  и  $\Delta f = f_{\parallel} - f_{\perp}$  в виде

$$\bar{f} = (\bar{\varepsilon} + 2)[1 - A(1 - r_0)]/3, \quad (5)$$

$$\Delta f = Q(\bar{\varepsilon} - 1)(1 - A)/3,$$

где  $A = (L_{\perp} - 1/3)/(L_{\perp k} - 1/3)$ . Для пленок PG и DNA<sub>1,2</sub> в области прозрачности полученные значения  $L_{\perp}$  отвечают неравенствам  $L_{\perp} > L_{\perp k} > 1/3$ ,  $A > 1$  и  $\Delta f < 0$ . Учет неравенства  $S\Delta\gamma\Delta f < 0$  для этих объектов в соотношении

$$\bar{\varepsilon} - 1 = 4\pi N(\bar{\gamma}\bar{f} + 2S\Delta\gamma\Delta f/9) \quad (6)$$

приводит к ограничениям

$$\bar{\gamma} > \frac{\bar{\varepsilon} - 1}{4\pi N\bar{f}} > \frac{3(\bar{\varepsilon} - 1)}{4\pi Nr_0(\bar{\varepsilon} + 2)} \equiv \bar{\gamma}_0. \quad (7)$$

Величина  $S\Delta\gamma$  дается выражением [12]

$$S\Delta\gamma = \bar{\gamma}Q(1 + \sigma), \quad (8)$$

где поправка  $\sigma$  на анизотропию  $\Delta f$  имеет вид

$$\sigma = \frac{\Delta f(Q^2 - 9)(3 + 2Q)}{Q[3(3 + Q)(\bar{\varepsilon} + 2)r_0 + \Delta f(3 - Q)(3 + 2Q)]}. \quad (9)$$

Для обсуждаемых объектов величины  $\sigma > 0$  не малы и существенны для определения значений  $S\Delta\gamma$  по формуле (8). Для PG имеем  $\sigma(\lambda_5) = 0.652$ , для DNA<sub>1</sub> (DNA<sub>2</sub>) получаем  $\sigma(\lambda_1) = 0.305$  (0.245). Из формул (7), (8) следуют ограничения

$$S\Delta\gamma > \frac{\Delta\varepsilon(1 + \sigma)}{4\pi N\bar{f}} > \frac{3\Delta\varepsilon}{4\pi Nr_0(\bar{\varepsilon} + 2)} \equiv S\Delta\gamma_0. \quad (10)$$

Верхние оценки величин  $\bar{\gamma}$ ,  $S\Delta\gamma$  в формулах (7), (10) близки к их точным значениям в (6), (8). Правые части формул (7), (10) отвечают значениям  $\bar{\gamma}_0$ ,  $S\Delta\gamma_0$  при  $\Delta f = 0$  и изотропном тензоре  $f = \bar{f}(A = 1) = r_0(\bar{\varepsilon} + 2)/3$ .

При заданных значениях  $Q$  и  $S$ , определяемых условиями приготовления пленки, ограничения (7), (10) отражают влияние межмолекулярных взаимодействий в пленке на компоненты поляризуемости

$$\gamma_l = \bar{\gamma} \left[ 1 + \frac{2Q(1 + \sigma)}{3S} \right], \quad \gamma_t = \bar{\gamma} \left[ 1 - \frac{Q(1 + \sigma)}{3S} \right], \quad (11)$$

которые изменяются взаимосогласованно с величинами  $n_j(\lambda)$ ,  $L_j$ ,  $f_j(\lambda)$ . Для пленки PG с  $Q > 0$ ,  $S > 0$  экспериментальное значение  $\sigma > 0$  повышает (снижает) величины  $\gamma_l$  и  $\Delta\gamma$  ( $\gamma_t$ ) относительно их значений, отвечающих моделям с  $\sigma \leq 0$ . То же самое справедливо для молекул-липидов в бислоидной липидной мембране и смектиках A [12], а также для молекул с  $\Delta\gamma > 0$  в квазинематическом слое холестерических ЖК [16].

Для пленок DNA<sub>1,2</sub> с  $Q > 0$ ,  $S < 0$  экспериментальные значения  $\sigma > 0$  снижают (повышают) величину  $\gamma_l$  ( $\gamma_t$  и  $|\Delta\gamma|$ ) относительно ее значения, отвечающего моделям с  $\sigma \leq 0$ . Того же самого следует ожидать для квазинематических слоев холестерических дисперсий ДНК [3] и колумнарной гексагональной фазы ДНК [4], подобной фазам Col<sub>h(o,d)</sub> дискотических ЖК с  $Q < 0$ ,  $S > 0$  и  $\sigma > 0$  [12].

Таким образом, для всех известных ориентационно упорядоченных конденсированных фаз биомолекул со структурой каламитных или дискотических ЖК экспериментальные значения  $L_j$  и  $f_j$ , полученные без априорных предположений о ненаблюдаемых молекулярных параметрах и свойствах тензоров  $L$  и  $f$ , отвечают ограничениям снизу (7), (10) на параметры  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$  (или  $|\Delta\gamma|$ ).

4. Сравним полученный результат с данными модельных подходов к определению  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$  в анизотропных биомолекулярных средах. Из формул (1), (7)

видно, что следствием неравенства  $r_0 < 1$  является  $\bar{\gamma}_0 > \bar{\gamma}_H$  и величина  $\bar{\gamma}_H$  занижена по сравнению с  $\bar{\gamma}$ . Из выражения (2) для  $b$  следует, что условие  $\bar{\gamma} = \bar{\gamma}_H$  [8, 9] отвечает величине  $b(\bar{\gamma}_H) = 1 - r_0 = b_H > 0$  и значениям  $L_\perp(b_H) = L_\perp^{(H)} < L_{\perp k}$ ,  $\Delta f(L_\perp^{(H)}) > 0$ . Вместо (8) теперь имеем

$$S\Delta\gamma_H = \bar{\gamma}_H Q(1 + \sigma_H) \quad (12)$$

с  $\sigma_H < 0$ . Для PG  $\sigma_H(\lambda_5) = -0.159$ , для DNA<sub>1</sub> (DNA<sub>2</sub>)  $\sigma_H(\lambda_1) = -0.177$  (-0.170). Из формул (8), (12) следует, что

$$\Delta\gamma_H/\Delta\gamma = \bar{\gamma}_H(1 + \sigma_H)/[\bar{\gamma}(1 + \sigma)] \quad (13)$$

и  $\Delta\gamma_H$  существенно занижено по сравнению с  $\Delta\gamma$ .

Использование тензора  $f_V = (\bar{\varepsilon} + 2)/3$  [8, 9] с  $\Delta f_V = \sigma_V = 0$  в формулах (6), (8), (10) дает  $\bar{\gamma}_V = \bar{\gamma}_H$  и значение  $\Delta\gamma_V = \Delta\gamma\bar{\gamma}_H/[\bar{\gamma}(1 + \sigma)] = \Delta\gamma_0 r_0$ , заниженное относительно  $\Delta\gamma_0$ .

Значениям  $L_j = 1/3$  [10, 11] отвечают величины  $A = 0$ ,  $\bar{f}^* = (\bar{\varepsilon} + 2)/3$ ,  $\Delta f^* = Q(\bar{\varepsilon} - 1)/3$  и соотношение

$$S\Delta\gamma^* = \bar{\gamma}^* Q(1 + \sigma^*) \quad (14)$$

с  $\sigma^* < 0$ . С учетом неравенства  $S\Delta\gamma^*\Delta f^* > 0$  из формулы (6) следует ограничение  $\bar{\gamma}^* < \bar{\gamma}_H$ . Для PG имеем  $\sigma^*(\lambda_5) = -0.294$ , для DNA<sub>1</sub> (DNA<sub>2</sub>) получаем  $\sigma^*(\lambda_1) = -0.324$  (-0.313) и величины  $|\sigma^*|$ , вдвое большие значений  $|\sigma_H|$ . В пределе  $Q \rightarrow 0$  имеем

$$\sigma_{\text{lim}}^* = (1 - \bar{\varepsilon})/(\bar{\varepsilon} + 2), \quad (15)$$

причем  $1 + \sigma^* < 1 + \sigma_{\text{lim}}^* = 3/(\bar{\varepsilon} + 2)$ .

Сравним значение  $\Delta\gamma^*$  для жесткоцепных макромолекул в анизотропной пленке с величиной  $\Delta\gamma_s$  для тех же молекул в растворе. Известно, что для жестких анизотропных молекул величины  $\Delta\gamma_s$  близки к значениям  $\Delta\gamma_V$ , полученным для тех же молекул из показателей преломления анизотропных сред с использованием тензора  $f_V$  [17]. С учетом этого и соотношения  $\bar{\gamma}^* < \bar{\gamma}_H$  получаем

$$\Delta\gamma^*/\Delta\gamma_s \approx \Delta\gamma^*/\Delta\gamma_V < 1 + \sigma^* < 3/(\bar{\varepsilon} + 2). \quad (16)$$

Для изученных в работе [11] одноосных пленок ДНК (*calif thymus* DNA) с гомеотропной ориентацией  $\mathbf{n}$  и плоскостной ориентацией молекул средний показатель преломления  $n = 1.47$  ( $\lambda = 0.55$  мкм) дает ограничение  $\Delta\gamma^*/\Delta\gamma_s < 0.721 = 3/(\bar{\varepsilon} + 2)$ . Эта верхняя оценка согласуется с экспериментальным значением  $\Delta\gamma^*/\Delta\gamma_s \approx 0.61$  [11] и объясняет его величину и причину. Используя приведенные выше значения  $\sigma^*$ , для пленки DNA<sub>1</sub> (DNA<sub>2</sub>) при  $\lambda = \lambda_1$  из (16) получаем

$\Delta\gamma^*/\Delta\gamma_s < 0.676$  ( $\Delta\gamma^*/\Delta\gamma_s < 0.687$ ), что согласуется с данными [11]. Для пленки PG при  $\lambda = \lambda_5$  имеем  $\Delta\gamma^*/\Delta\gamma_s < 0.706$ .

5. Суммируя изложенное, получаем неравенства

$$\begin{aligned} \bar{\gamma}_0 > \bar{\gamma}_H = \bar{\gamma}_V \approx \bar{\gamma}_s > \bar{\gamma}^*, \\ \Delta\gamma_0 > \Delta\gamma_s \approx \Delta\gamma_V > \Delta\gamma_H > \Delta\gamma^*, \end{aligned} \quad (17)$$

которые вместе с ограничениями (7), (10) дают ответ на поставленные вопросы. Повышение значений  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$  в анизотропных биомолекулярных средах задает направление эволюции физико-химических, биологических и функциональных свойств молекул, зависящих от  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$ . Независимо от условий образования природной или искусственной анизотропной молекулярной среды наличие в ней дальнего ориентационного порядка молекул и анизотропии ближнего координационного окружения молекул является фактором, определяющим анизотропные межмолекулярные взаимодействия, которые проявляются в анизотропии тензоров  $L$ ,  $f$  [18] и изменении молекулярных параметров  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$ .

Это выделяет анизотропные биомолекулярные среды в отношении факторов, благоприятствующих биологической эволюции биомолекул, на фоне изотропных конденсированных сред и растворов, поскольку физические и биохимические процессы, приводящие к росту  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$  в анизотропном биомолекулярном ансамбле, повышают его стабильность, что, в свою очередь, способствует протеканию этих процессов. Таким образом, наличие ориентационного порядка достаточно плотно упакованных биомолекул придает автокаталитический характер химическим реакциям и процессам, способствующим росту  $\bar{\gamma}$  и  $\Delta\gamma$ . Так, процесс ренатурации молекул ДНК при снижении температуры протекает более эффективно при их расположении в квазинематических слоях холестерических дисперсий [3], чем в случае изолированных молекул ДНК в растворе, поскольку сопровождается ростом  $\bar{\gamma}$ ,  $\Delta\gamma$  наряду со

стерическими ограничениями со стороны соседних молекул [3].

1. Г. Браун, Дж. Уолкен, *Жидкие кристаллы и биологические структуры*, М.: Мир, 1982.
2. Y. Bouligand, *Liquid Crystalline Order in Polymers* (ed. by A. Blumstein), N.Y.–London: Academic Press, 1978, Ch. 8, p. 262.
3. Ю. М. Евдокимов, В. И. Саянов, С. В. Семенов, С. Г. Скуридин, *Жидкокристаллические дисперсии и наноконструкции ДНК*, М.: Радиотехника, 2008.
4. F. Livolant and A. Leforestier, *Progr. Polym. Sci.* **21**, 1115 (1996).
5. Е. М. Аверьянов, *Эффекты локального поля в оптике жидких кристаллов*, Новосибирск: Наука, 1999.
6. Е. М. Аверьянов, *Стерические эффекты заместителей и мезоморфизм*, Новосибирск: Изд. СО РАН, 2004.
7. А. Н. Верещагин, *Поляризуемость молекул*, М.: Наука, 1980.
8. M. R. Flowers, R. L. Marlowe, S. A. Lee et al., *Biophys. J.* **63**, 323 (1992).
9. P. J. Adams, M. L. VanSteenberg, S. A. Lee, and A. Rupprecht, *J. Biomolec. Struct. Dynam.* **11**, 1277 (1994).
10. А. Е. Грищенко, А. Н. Черкасов, *УФН* **167**, 269 (1997).
11. А. Е. Грищенко, А. И. Кононов, Л. В. Наумова и др., *Высокомолекулярное соединение А* **52**, 47 (2010).
12. Е. М. Аверьянов, *ЖЭТФ* **137**, 705 (2010).
13. A. Mathy, K. Mathauer, G. Wegner, and C. Bubeck, *Thin Solid Films* **215**, 98 (1992).
14. A. Samoc, M. Samoc, J. G. Grote et al., *Proc. SPIE* **6401**, 640106 (2006).
15. В. Н. Цветков, Е. И. Рюмцев, И. Н. Штенникова, *Жидкокристаллический порядок в полимерах* (под ред. В. Н. Цветкова), М.: Мир, 1981, гл. 2, с. 57.
16. Е. М. Аверьянов, *Письма в ЖЭТФ* **89**, 381 (2009).
17. М. Ф. Вукс, *Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах*, Л.: Изд. ЛГУ, 1977.
18. Е. М. Аверьянов, *ЖЭТФ* **135**, 194 (2009).