

Физика

Научная статья

УДК: 535.31, 535.343.2, 535.555, 539.22, 539.216.2

ПЛОТНОСТЬ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ И ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПОРЯДОК МОЛЕКУЛ
(МОНОМЕРОВ) В ОДНООСНОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ (ПОЛИМЕРНОЙ) ПЛЕНКЕ

Евгений Михайлович Аверьянов*

Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН,
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

ИНФОРМАЦИЯ

История статьи:

Поступила 22.01.2024

Одобрена 26.02.2024

Принята 4.03.2024

Ключевые слова:

молекулярные пленки,
полимерные пленки,
сопряженные полимеры,
F8BT,
ориентационный порядок,
плотность поляризуемости,
спектральные инварианты

АННОТАЦИЯ

Для адекватных представлений о природе спектральных и оптических свойств одноосных молекулярных (полимерных) пленок необходимы данные об энергетической структуре молекул (мономерных звеньев полимерной цепи – мономеров) и дальнем ориентационном порядке дипольных моментов \mathbf{m}_q электронных/колебательных переходов. Этот порядок характеризуется параметрами порядка U_q моментов \mathbf{m}_q относительно оптической оси \mathbf{n} пленки. До сих пор опосредованными источниками таких данных служили компоненты $n_j(\omega)$, $k_j(\omega)$ показателей преломления $N_j(\omega) = n_j(\omega) - ik_j(\omega)$ или компоненты $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$ диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_j(\omega) = \varepsilon_{1j}(\omega) - i\varepsilon_{2j}(\omega)$ пленки для поляризаций световой волны вдоль ($j = \parallel$) и нормально ($j = \perp$) оси \mathbf{n} . Непосредственная информация об энергетической структуре молекул (мономеров) и параметрах U_q содержится в компонентах $\gamma_{(1,2)j}(\omega)$ средних по ансамблю поляризуемостей $\gamma_j(\omega) = \gamma_{1j}(\omega) - i\gamma_{2j}(\omega)$ молекул (мономеров). В настоящей работе для получения этой информации используются компоненты $P_{(1,2)j}(\omega)$ плотностей поляризуемости $P_j(\omega) = [\varepsilon_j(\omega) - 1]/f_j(\omega) = 4\pi N\gamma_j(\omega) = P_{1j}(\omega) - iP_{2j}(\omega)$. Здесь $f_j(\omega) = 1 + L_j[\varepsilon_j(\omega) - 1]$ – компоненты тензора локального поля световой волны в пленке; компоненты тензора Лорентца L_j определяются с использованием зависимостей $n_j(\omega)$ в области прозрачности пленки; N – число молекул (мономеров) в единице объема пленки. Развита методика определения параметров U_q для молекулярных переходов с использованием зависимостей $P_{(1,2)j}(\omega)$ в пределах изолированных полос поглощения, отвечающих данным переходам. Эти методы подтверждены для одноосных пленок сопряженного полимера F8BT с преимущественной ориентацией макромолекул в плоскости пленки XZ , оптической осью $\mathbf{n} \parallel Z$ и известными зависимостями $n_j(\omega)$, $k_j(\omega)$ в областях прозрачности и низкочастотного электронного поглощения. Установлены спектрально-инвариантные соотношения, связывающие функции $P_{(1,2)j}(\omega)$ и $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$.

DOI:

10.18083/LCAppl.2024.2.54

Для цитирования:

Аверьянов Е. М. Плотность поляризуемости и ориентационный порядок молекул (мономеров) в одноосной молекулярной (полимерной) пленке // Жидк. крист. и их практич. использ. 2024. Т. 24, № 2. С. 54–63.

© Аверьянов Е. М., 2024

*Автор для переписки: aver@iph.krasn.ru

Physics

Research Article

POLARIZABILITY DENSITY AND ORIENTATION ORDER OF MOLECULES (MONOMERS) IN UNIAXIAL MOLECULAR (POLYMER) FILM

Evgeniy M. Aver'yanov*

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch RAS, Krasnoyarsk, Russia

ARTICLE INFO:

ABSTRACT

Article history:

Received 22 January 2024
 Approved 26 February 2024
 Accepted 4 March 2024

Key words:

molecular films,
 polymer films, conjugated
 polymers,
 F8BT,
 orientation order,
 polarizability density,
 spectral invariants

In order to gain an adequate understanding about the nature of spectral and optical properties of uniaxial molecular (polymer) films, the data about the energy structure of molecules (monomers) and the long-range orientation order of dipole moments \mathbf{m}_q of electronic/vibrational transitions are needed. This order is characterized by the order parameters U_q of moments \mathbf{m}_q with respect to the optical axis \mathbf{n} of the film. Until now, components $n_j(\omega)$, $k_j(\omega)$ of refractive indices $N_j(\omega) = n_j(\omega) - ik_j(\omega)$ or components $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$ of dielectric constants $\varepsilon_j(\omega) = \varepsilon_{1j}(\omega) - i\varepsilon_{2j}(\omega)$ of the film for the light-wave polarizations along ($j = \parallel$) and across ($j = \perp$) the axis \mathbf{n} had been used as indirect sources of such data. The direct information about the energy structure of molecules (monomers) and parameters U_q is contained in the components $\gamma_{(1,2)j}(\omega)$ of ensemble-averaged polarizabilities $\gamma_j(\omega) = \gamma_{1j}(\omega) - i\gamma_{2j}(\omega)$ of molecules (monomers). In this work, components $P_{(1,2)j}(\omega)$ of polarizabilities densities $P_j(\omega) = [\varepsilon_j(\omega) - 1]/f_j(\omega) = 4\pi N\gamma_j(\omega) = P_{1j}(\omega) - iP_{2j}(\omega)$ are used for receiving such information. Here, $f_j(\omega) = 1 + L_j[\varepsilon_j(\omega) - 1]$ are the local-field tensor components for the light wave in the film; the Lorentz-tensor components L_j are obtained using the dependences $n_j(\omega)$ in the transparency region of the film; N is the number of molecules (monomers) per unit volume of the film. Methods for determining parameters U_q for molecular transitions were developed using the dependences $P_{(1,2)j}(\omega)$ within the isolated absorption bands corresponding to the transitions. The methods were confirmed for the uniaxial films of the conjugated polymer F8BT with the preferred orientation of macromolecules in the film plane XY with the optical axis $\mathbf{n} \parallel Z$ and the known dependences $n_j(\omega)$, $k_j(\omega)$ in the transparency and low-frequency electronic absorption ranges. The spectral-invariant correlations connecting functions $P_{(1,2)j}(\omega)$ and $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$ were established.

DOI:

10.18083/LCAppl.2024.2.54

For citation:

Aver'yanov E. M. Polarizability density and orientation order of molecules (monomers) in uniaxial molecular (polymer) film. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2024, **24** (2), 54–63 (in Russ.).

Введение

Спектральные и оптические свойства одноосных молекулярных (полимерных) пленок, используемых в устройствах оптоэлектроники и фотоники, определяются энергетической структурой и дальним ориентационным порядком дипольных моментов \mathbf{m}_q электронных/колебательных переходов в молекулах (мономерных звеньях полимерной цепи – мономером). Этот порядок характеризуется параметрами порядка $U_q = \langle 3\cos^2\theta_q - 1 \rangle / 2$ моментов \mathbf{m}_q относительно оптической оси \mathbf{n} пленки. Здесь θ_q – угол между направлениями \mathbf{m}_q и \mathbf{n} , скобки $\langle \dots \rangle$ означают статистическое усреднение по всем молекулам (мономерам) в единице объема пленки.

До сих пор опосредованными источниками информации об энергетической структуре молекул (мономеров) и параметрах U_q служили макроскопические оптические характеристики пленки: компоненты $n_j(\omega)$, $k_j(\omega)$ показателей преломления $N_j(\omega) = n_j(\omega) - ik_j(\omega)$ [1–3] или компоненты $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$ диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_j(\omega) = \varepsilon_{1j}(\omega) - i\varepsilon_{2j}(\omega)$ пленки [4–6], измеренные методами эллипсометрии для поляризаций световой волны вдоль ($j = \parallel$) и нормально ($j = \perp$) оси \mathbf{n} . При этом получение корректной количественной информации усложнено следующими обстоятельствами. Во-первых, использование максимальных значений k_j^{\max} и дихроизма $D_k = k_{\parallel}^{\max} / k_{\perp}^{\max}$ изолированной полосы поглощения для определения параметра U [2] корректно при $k_j^{\max} < 1,5$ [3] и учете поправок на анизотропию фоновых (*background*) показателей преломления n_{bj} и компонент $f_{bj} = 1 + L_j(n_{bj}^2 - 1)$ тензора локального поля световой волны в пределах данной полосы поглощения [3]. Компоненты L_j тензора Лорентца для пленки подлежат экспериментальному определению [7]. Использование максимальных значений ε_{2j}^{\max} и дихроизма $D_\varepsilon = \varepsilon_{2\parallel}^{\max} / \varepsilon_{2\perp}^{\max}$ изолированной полосы поглощения [4], как и экстремальных значений функций $\varepsilon_{1j}(\omega)$ в пределах этой полосы [5, 6], для определения параметра U также корректно при учете поправок на анизотропию величин n_{bj} и f_{bj} . Во-вторых, для близких изолированных или частично перекрытых полос поглощения спектральные характеристики функций $k_j(\omega)$ и $\varepsilon_{2j}(\omega)$ (относительная интенсивность, дихроизм, положения максимумов, формы контуров и полуширины) могут быть существенно искажены в результате спектральных проявлений смешивания молекулярных возбуждений за счет эффектов локального поля [8, 9]. Неучет этого об-

стоятельства может приводить к существенно измененным и даже нефизическим определяемым значениям U_q . Многочисленные экспериментальные примеры этих эффектов рассмотрены в работах [8, 9].

Это определяет актуальность развития новых методов исследования энергетической структуры молекул (мономеров) и параметров U_q в одноосных молекулярных (полимерных) пленках при использовании зависимостей $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$, но без необходимости учета поправок на анизотропию величин n_{bj} , f_{bj} и смешивание молекулярных возбуждений. Это возможно при использовании поляризуемостей $\gamma_j(\omega)$ молекул (мономеров), усредненных по их ансамблю в единице объема пленки. Функции $\gamma_j(\omega)$ или безразмерные плотности поляризуемостей [9]

$$P_j(\omega) = 4\pi N \gamma_j(\omega) = [\varepsilon_j(\omega) - 1] / f_j(\omega) \quad (1)$$

содержат непосредственную информацию об энергетической структуре молекул (мономеров) и параметрах U_q . Здесь N – число молекул (мономеров) в единице объема пленки, причем $N = 1/v$, v – объем, приходящийся на молекулу (мономер) в пленке,

$$f_j(\omega) = 1 + L_j[\varepsilon_j(\omega) - 1]. \quad (2)$$

В области поглощения света компоненты функций $\gamma_j(\omega) = \gamma_{1j}(\omega) - i\gamma_{2j}(\omega)$ и $P_j(\omega) = P_{1j}(\omega) - iP_{2j}(\omega)$ связаны выражениями

$$P_{1j}(\omega) = 4\pi N \gamma_{1j}(\omega), \quad P_{2j}(\omega) = 4\pi N \gamma_{2j}(\omega). \quad (3)$$

Цели настоящей работы: развитие новых методов определения параметра U для молекулярных переходов с использованием зависимостей $P_{(1,2)j}(\omega)$ в пределах изолированных полос поглощения, отвечающих данным переходам; проверка этих методов для одноосных пленок сопряженного полимера *poly(9,9'-dioctylfluorene-co-benzothiadiazole)* (F8BT) [1]; установление спектрально-инвариантных соотношений, связывающих функции $P_{(1,2)j}(\omega)$ и $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$.

Связь зависимостей $P_{(1,2)j}(\omega)$ с параметром U

Рассмотрим молекулярный переход с частотой ω_0 . Использование функций $P_{(1,2)j}(\omega)$ при определении параметра U для дипольного момента \mathbf{m} данного перехода предполагает конкретную форму зависимости $P_j(\omega)$ в области изолированной полосы поглощения, отвечающей этому переходу.

Будем использовать функцию

$$P_j(\omega) = P_{bj} + A_{0j}/(\omega_{0j}^2 - \omega^2 + i\Gamma_j\omega), \quad (4)$$

которая отвечает стандартному квантово-механическому выражению для $\gamma_j(\omega)$ [9] при дополнительной зависимости ω_{0j} и Γ_j от индекса j для одноосных аморфных пленок сопряженных полимеров [6]. Фоновые компоненты $P_{bj} = 4\pi N\gamma_{bj} = (\epsilon_{bj} - 1)/f_{bj}$ обусловлены другими переходами, $A_{0j} = F_j\omega_p^2$, $F_{\parallel} = F(1 + 2U)/3$, $F_{\perp} = F(1 - U)/3$, F – сила осциллятора перехода, $\omega_p^2 = 4\pi Ne^2/m$, N – число молекул (мономеров) в единице объема пленки, e и m – заряд и масса электрона. Из формулы (4) следуют выражения:

$$P_{1j}(\omega) = P_{bj} + A_{0j}(\omega_{0j}^2 - \omega^2)/[(\omega_{0j}^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2\omega^2],$$

$$P_{2j}(\omega) = A_{0j}\Gamma_j\omega/[(\omega_{0j}^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2\omega^2]. \quad (5)$$

Корни $\omega_{1j}^{\pm} = (\omega_{0j}^2 \pm \Gamma_j\omega_{0j})^{1/2}$ уравнения $dP_{1j}(\omega)/d\omega = 0$ позволяют определить величины:

$$2\omega_{0j}^2 = (\omega_{1j}^+)^2 + (\omega_{1j}^-)^2,$$

$$\mu_j = \Gamma_j/2\omega_{0j} = [(\omega_{1j}^+)^2 - (\omega_{1j}^-)^2]/4\omega_{0j}^2. \quad (6)$$

Корням ω_{1j}^{\pm} отвечают значения

$$P_{1j}^{\max} = P_{1j}(\omega_{1j}^-) = P_{bj}[1 + 2q_j/(1 - \mu_j)],$$

$$P_{1j}^{\min} = P_{1j}(\omega_{1j}^+) = P_{bj}[1 - 2q_j/(1 + \mu_j)], \quad (7)$$

где $q_j = A_{0j}/(4\Gamma_j\omega_{0j}P_{bj})$. Отсюда получаем:

$$P_{bj} = [P_{1j}^{\max} + P_{1j}^{\min} - \mu_j(P_{1j}^{\max} - P_{1j}^{\min})]/2, \quad (8)$$

$$q_j = (P_{1j}^{\max} - P_{1j}^{\min})(1 - \mu_j^2)/4P_{bj}. \quad (9)$$

Из-за сильной дисперсии $P_{1j}(\omega)$ в окрестности ω_{0j} формула (8) более предпочтительна для определения P_{bj} , чем соотношение $P_{bj} = P_{1j}(\omega_{0j})$ при известном из выражения (6) значении ω_{0j} .

Параметр $q_j \propto A_{0j} \propto F_j$ характеризует интенсивность полос поглощения и изменение функций $P_{1j}(\omega)$ в области этих полос. Величины $q_j \ll 1$ соответствуют полосам низкой интенсивности с $P_{1j}^{\min} > 0$. Корни ω_{cj}^{\pm} уравнения $P_{1j}(\omega) = 0$ выражаются формулой:

$$(\omega_{cj}^{\pm})^2 = \omega_{0j}^2 + \Gamma_j\omega_{0j}[w_j \pm (w_j^2 - 1)^{1/2}], \quad (10)$$

где $w_j = 2q_j - \mu_j$. Полосам средней интенсивности отвечают значения $w_j = 1$ и $q_j = (1 + \mu_j)/2$, при которых выполняется равенство $P_{1j}^{\min} = 0$ в точке $\omega_{cj}^- = \omega_{cj}^+ = \omega_{1j}^+$. Более высоким значениям q_j отвечает спектральный интервал $\omega_{cj}^- < \omega < \omega_{cj}^+$, в котором $P_{1j}(\omega) < 0$. При $\mu_j \ll 1$ величины $q_j \approx 1$ характерны для интенсивных полос поглощения с $P_{1j}^{\min} < 0$ и $|P_{1j}^{\min}| \approx P_{1j}^{\max}/3$.

Связь $q_j \propto A_{0j} \propto F_j$ позволяет использовать для определения U измеряемые величины, пропорциональные величине q_j . Использование отношения $\rho_1 = (P_{\parallel}^{\max} - P_{\parallel}^{\min})/(P_{\perp}^{\max} - P_{\perp}^{\min})$ с учетом (9) дает

$$U_1 = \frac{\rho_1 r_1 - 1}{\rho_1 r_1 + 2}, \quad r_1 = \frac{\omega_{0\parallel}\Gamma_{\parallel}(1 - \mu_{\parallel}^2)}{\omega_{0\perp}\Gamma_{\perp}(1 - \mu_{\perp}^2)}. \quad (11)$$

Максимум ω_{2j} полосы $P_{2j}(\omega)$ выражается формулой

$$\omega_{2j}^2 = (\omega_{0j}^2/3)[1 - 2\mu_j^2 + 2(1 - \mu_j^2 + \mu_j^4)^{1/2}]. \quad (12)$$

При $\mu_j^2 \ll 1$ отсюда следует:

$$\omega_{2j} = \omega_{0j}(1 - \mu_j^2)^{1/2}. \quad (13)$$

В том же приближении для $P_{2j}^{\max} = P_{2j}(\omega_{2j})$ имеем:

$$P_{2j}^{\max} = 4q_j P_{bj}/(1 - \mu_j^2)^{1/2}. \quad (14)$$

С учетом этого отношение $\rho_2 = P_{2\parallel}^{\max}/P_{2\perp}^{\max}$ позволяет записать:

$$U_2 = \frac{\rho_2 r_2 - 1}{\rho_2 r_2 + 2}, \quad r_2 = \frac{\omega_{0\parallel}\Gamma_{\parallel}(1 - \mu_{\parallel}^2)^{1/2}}{\omega_{0\perp}\Gamma_{\perp}(1 - \mu_{\perp}^2)^{1/2}}. \quad (15)$$

Согласие значений $U_{1,2}$ определяется точностью связи

$$P_{2j}^{\max} = (P_{1j}^{\max} - P_{1j}^{\min})(1 - \mu_j^2)^{1/2}, \quad (16)$$

следующей из (8), (14). Равенство $P_{2j}(\omega_{0j}) = 4q_j P_{bj}$ и отношение $\rho_3 = P_{2\parallel}(\omega_{0\parallel})/P_{2\perp}(\omega_{0\perp})$ дают

$$U_3 = \frac{\rho_3 r_3 - 1}{\rho_3 r_3 + 2}, \quad r_3 = \frac{\omega_{0\parallel}\Gamma_{\parallel}}{\omega_{0\perp}\Gamma_{\perp}}. \quad (17)$$

Используя отношение $\rho_4 = q_{\parallel}/q_{\perp}$, имеем

$$U_4 = \frac{\rho_4 r_4 - 1}{\rho_4 r_4 + 2}, \quad r_4 = \frac{\omega_{0\parallel}\Gamma_{\parallel}P_{b\parallel}}{\omega_{0\perp}\Gamma_{\perp}P_{b\perp}}. \quad (18)$$

Для изолированной полосы поглощения можно определить интегральное значение

$$I_j = \int P_{2j}(\omega) \omega d\omega. \quad (19)$$

Для определения I_j с функцией $P_{2j}(\omega)$ (5) заметим, что при $\omega \gg \omega_{0j}$ зависимость $P_{1j}(\omega)$ имеет вид:

$$P_{1j}(\omega) = P_{bj} - A_{0j}/\omega^2. \quad (20)$$

С другой стороны, функции $P_{1j}(\omega)$ и $P_{2j}(\omega)$ связаны соотношением Крамерса – Кронига, которое в пределах рассматриваемой полосы можно представить следующим образом:

$$P_{1j}(\omega) = P_{bj} + \frac{2}{\pi} P \int \frac{\omega' P_{2j}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (21)$$

Здесь $P \int$ означает главное значение интеграла. При $\omega \gg \omega_{0j} > \omega_{2j}$ отсюда следует зависимость

$$P_{1j}(\omega) = P_{bj} - 2I_j/\pi\omega^2. \quad (22)$$

Сравнение формул (20) и (22) дает

$$I_j = \pi A_{0j}/2. \quad (23)$$

Используя отношение $\rho_5 = I_{\parallel}/I_{\perp}$, имеем:

$$U_5 = (\rho_5 - 1)/(\rho_5 + 2). \quad (24)$$

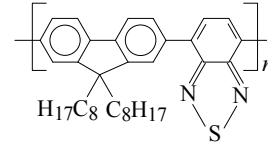
Рассмотренные методы определения U не требуют дополнительных поправок на анизотропию фоновых значений n_{bj} и f_{bj} в пределах изолированной полосы поглощения в отличие от методов, использующих зависимости $n_j(\omega)$, $k_j(\omega)$ [3] или $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$ [5, 6]. Причина этого заключается в следующем. Подстановка выражения (4) в (1) и учет связи $P_{bj} = (\varepsilon_{bj} - 1)/f_{bj}$ дает соотношения:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1j}(\omega) &= \varepsilon_{bj} + A_j(\omega_j^2 - \omega^2)/[(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2\omega^2], \\ \varepsilon_{2j}(\omega) &= A_j\Gamma_j\omega/[(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2\omega^2], \end{aligned} \quad (25)$$

где $A_j = A_{0j}f_{bj}^2$, $\omega_j^2 = \omega_{0j}^2 - A_{0j}L_j/f_{bj}$. Сравнение формул (5) и (25) устанавливает связь поправок r_{1-4} с аналогичными поправками, учитывающими дополнительно анизотропию компонент n_{bj} , $\varepsilon_{bj} = n_{bj}^2$ и f_{bj} при определении U с использованием зависимостей $n_j(\omega)$, $k_j(\omega)$ [3] или с использованием $\varepsilon_{1j}(\omega)$ вместо $P_{1j}(\omega)$ и $\varepsilon_{2j}(\omega)$ вместо $P_{2j}(\omega)$ [5, 6].

Сравнение с экспериментом

Проверка представленных результатов проведена для одноосных полидоменных пленок сопряженного полимера F8BT:



с преимущественной ориентацией макромолекул в плоскости пленки XY , оптической осью пленки $\mathbf{n} \parallel Z$ и известными зависимостями $n_j(\lambda)$ и $k_j(\lambda)$ [1] от длины световой волны λ в областях прозрачности и низкочастотного электронного поглощения. Эти пленки толщиной 150 нм получены методом центрифугирования (*spin-coating*) на изотропных кварцевых (*spectrosil B*) подложках с последующим отжигом в вакууме в течение полутора десятков часов при температуре 115 °C ниже температуры стеклования $T_g \approx 140$ °C и быстрым охлаждением до комнатной температуры [1]. Данной процедуре отвечает средний размер $a < 100$ нм [10] одноосных нематических доменов, оптические оси которых \mathbf{n}_d хаотично ориентированы в плоскости пленки.

Подстановка функции $\varepsilon_j(\omega) = \varepsilon_{1j}(\omega) - i\varepsilon_{2j}(\omega)$ в (1), (2) дает выражения

$$\begin{aligned} P_{1j} &= \frac{\varepsilon_{1j} - 1 + L_j[(\varepsilon_{1j} - 1)^2 + \varepsilon_{2j}^2]}{(L_j\varepsilon_{2j})^2 + [1 + L_j(\varepsilon_{1j} - 1)]^2}, \\ P_{2j} &= \frac{\varepsilon_{2j}}{(L_j\varepsilon_{2j})^2 + [1 + L_j(\varepsilon_{1j} - 1)]^2}. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь для краткости опущен аргумент функций $P_{(1,2)j}(\omega)$, $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$. Отсюда следует сильная зависимость формы функций $P_{(1,2)j}(\omega)$ от компонент L_j при заданных (экспериментальных) функциях $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$, а также зависящие от L_j отличия функции $P_{1j}(\omega)$ от $\varepsilon_{1j}(\omega) - 1$ и функции $P_{2j}(\omega)$ от $\varepsilon_{2j}(\omega)$.

Для пленки F8BT компоненты L_{\perp} , $L_{\parallel} = 1 - 2L_{\perp}$ определялись методом [7] по зависимостям $\varepsilon_j(\lambda) = n_j^2(\lambda)$ в видимой области прозрачности [1, 11]. С учетом соотношения $\varepsilon_{\perp} > \varepsilon_{\parallel}$ использовались параметры $\varepsilon_m = (\varepsilon_{\parallel} + 2\varepsilon_{\perp})/3$, $Q = (\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel})/(\varepsilon_m - 1)$, $\gamma_m = (\gamma_{\parallel} + 2\gamma_{\perp})/3$ и величины

$$\begin{aligned} r_0 &= 1 - \frac{2Q^2(\varepsilon_m - 1)}{3(3 - Q)(\varepsilon_m + 2)}, \quad d = \frac{3(\varepsilon_m - 1)}{4\pi N\gamma_m(\varepsilon_m + 2)} - r_0, \\ d_1 &= \frac{2r_0Q^2}{(3 + Q)(3 - 2Q)}, \quad d_2 = d_1[(6 - Q)/Q]^2. \end{aligned} \quad (27)$$

Искомая величина L_{\perp} дается выражением

$$L_{\perp} = L_{\perp}^* + [(\varepsilon_m + 2)/12(\varepsilon_m - 1)] \times \{ (d_1 d_2)^{1/2} + d - [(d_1 - d)(d_2 - d)]^{1/2} \}. \quad (28)$$

Значение $L_{\perp}^* = (3 - 2Q)/[3(3 - Q)]$ отвечает равенству $f_{\parallel} = f_{\perp}$ компонент $f_j = 1 + L_j(\varepsilon_j - 1)$. При заданном состоянии пленки, помеченном индексом T , в формулы (27) входит неизвестная функция $d(\lambda, T)$, зависящая от неизвестной функции $\gamma_m(\lambda, T)$. При известных значениях $\varepsilon_j(\lambda_i, T)$ для реперов λ_i ($i = 1 - p$) в видимой области прозрачности функция $d(\lambda, T)$ в интервале $\lambda_1 - \lambda_p$ аппроксимируется полиномом

$$d(\lambda, T) = a_0(T) + a_1(T)\lambda + \dots + a_s(T)\lambda^s. \quad (29)$$

Величина $L_{\perp}(T)$ не зависит от λ , а состоянию T отвечают $s + 2$ неизвестных $\{L_{\perp}^{(s)}, a_0 - a_s\}$. Они находятся из системы $s + 2 = p$ уравнений (28), каждое из которых соответствует одному из реперов λ_i . Критерием адекватности используемого в (29) приближения служит согласие значений $L_{\perp}^{(s)}$ с величинами $\langle L_{\perp}^{(s-1)} \rangle$, усредненными по значениям $L_{\perp}^{(s-1)}$, которые отвечают возможным сочетаниям $p - 1$ реперов λ_i из набора $\lambda_1 - \lambda_p$. Использование приведенных в таблице значений $n_j(\lambda_i)$ [1, 11] дало величины $L_{\perp}^{(3)} = 0,186 \pm 0,010$ и $\langle L_{\perp}^{(2)} \rangle = 0,171 \pm 0,010$, согласующиеся между собой в пределах ошибок их определения. Значение $L_{\perp}^{(3)}$ для данной пленки F8BT совпадает со значениями $L_{\perp}^{(3)} = 0,183 \pm 0,008$ и $\langle L_{\perp}^{(2)} \rangle = 0,187 \pm 0,023$, полученными ранее [11] из зависимостей $n_j(\lambda)$ в работах [12] и [13] для близких по толщине и аналогичных по структуре пленок F8BT с другими наборами реперов λ_i . В

формулах (26) использованы значения $L_{\perp} = 0,186$ и $L_{\parallel} = 0,628$.

Таблица. Реперы λ_i (мкм) и значения $n_j(\lambda_i)$ [1, 11] для определения компоненты L_{\perp} ; значения $E_{1j}^{\pm} = \hbar\omega_{1j}^{\pm}$, $E_{2j} = \hbar\omega_{2j}$ (эВ), $P_{1\parallel}(E_{1j}^{\pm})$, P_{2j}^{\max} для пленки F8BT и параметры, рассчитанные по формулам (6)–(9), (11)–(18)

Table. Reference points λ_i (μm) and values of $n_j(\lambda_i)$ [1, 11] for determining the component L_{\perp} ; values of $E_{1j}^{\pm} = \hbar\omega_{1j}^{\pm}$, $E_{2j} = \hbar\omega_{2j}$ (eV), $P_{1\parallel}(E_{1j}^{\pm})$, P_{2j}^{\max} for the F8BT film and parameters calculated by the equations (6)–(9), (11)–(18)

λ_i	0,532	0,615	0,696	0,777	0,858
n_{\parallel}	1,600	1,586	1,583	1,580	1,577
n_{\perp}	1,940	1,786	1,743	1,718	1,710
$E_{1\parallel}^-$	$E_{1\parallel}^+$	$E_{0\parallel}$	μ_{\parallel}	$E_{2\parallel}$	$\hbar\Gamma_{\parallel}$
2,556	3,024	2,800	0,083	2,790	0,465
$P_{1\parallel}^{\max}$	$P_{1\parallel}^{\min}$	$P_{b\parallel}$	q_{\parallel}	$P_{2\parallel}^{\max}$	$-U_{1,3,4}$
0,859	0,756	0,803	0,032	0,170	0,435
$E_{1\perp}^-$	$E_{1\perp}^+$	$E_{0\perp}$	μ_{\perp}	$E_{2\perp}$	$\hbar\Gamma_{\perp}$
2,505	2,952	2,738	0,081	2,729	0,444
$P_{1\perp}^{\max}$	$P_{1\perp}^{\min}$	$P_{b\perp}$	q_{\perp}	$P_{2\perp}^{\max}$	$-U_2$
2,164	0,952	1,509	0,200	1,186	0,393

Зависимости $n_j(\lambda)$ и $k_j(\lambda)$ [1] были оцифрованы нами и использованы для получения зависимостей $\varepsilon_{1j}(\lambda) = n_j^2(\lambda) - k_j^2(\lambda)$ и $\varepsilon_{2j}(\lambda) = 2n_j(\lambda)k_j(\lambda)$ [14], которые здесь преобразованы в зависимости $\varepsilon_{(1,2)j}(E)$ от энергии фотона $E = \hbar\omega$ и использованы в формулах (26). Зависимости $P_{(1,2)j}(E)$ представлены на рис. 1.

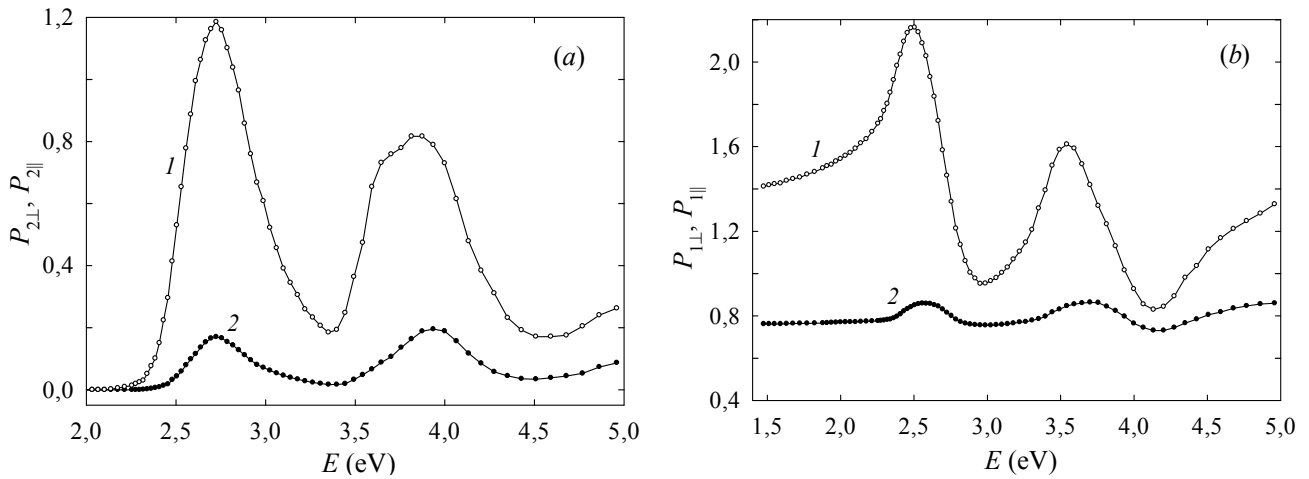


Рис. 1. Зависимости величин P_{2j} (a) и P_{1j} (b) от энергии фотона $E = \hbar\omega$ для обыкновенной ($j = \perp, 1$) и необыкновенной ($j = \parallel, 2$) световых волн в полидоменной пленке F8BT [1]

Fig. 1. Dependences of P_{2j} (a) and P_{1j} (b) on the photon energy $E = \hbar\omega$ for the ordinary ($j = \perp, 1$) and extraordinary ($j = \parallel, 2$) light waves in the polydomain F8BT film [1]

Низкочастотные полосы $P_{2j}(E)$ с максимумами $E_{2\parallel}^{\text{exp}} = E_{2\perp}^{\text{exp}} = 2,725$ эВ являются огибающими двух спектрально-неразрешенных перекрытых полос близкой интенсивности [14], которым отвечают близкие значения углов $\theta_{1(2)}$ между дипольными моментами $\mathbf{m}_{1(2)}$ электронных переходов и оптической осью \mathbf{n}_d домена. Направления $\mathbf{m}_{1(2)}$ составляют наименьшие углы $\beta_{1(2)}$ с осью \mathbf{l} электронного сопряжения мономеров полимерной цепи внутри домена, а силы осцилляторов $F_{1(2)}$ данных переходов наиболее чувствительны к этому сопряжению. Асимметричная форма низкочастотных полос $P_{2j}(E)$ обусловлена перекрытием их высокочастотных крыльев с низкочастотными крыльями более высокочастотных полос $P_{2j}(E)$. Как следует из рис. 1, a, последние также состоят из двух перекрытых полос близкой интенсивности, а моменты $\mathbf{m}_{3(4)}$ соответствующих переходов образуют близкие углы $\theta_{3(4)}$ с осью \mathbf{n}_d при ограничениях $\theta_{1(2)} < \theta_{3(4)} < \theta_M$ [14]. Здесь угол $\theta_M \approx 54,7^\circ$ отвечает значению $\cos^2\theta_M = 1/3$. Максимум $E_{2\perp}^{\text{exp}} \approx 3,845$ эВ более интенсивной из двух перекрытых высокочастотных компонент $P_{2\perp}(E)$ смещен на $\delta E_2^{\text{exp}} = 0,091$ эВ в низкочастотную область относительно максимума $E_{2\parallel}^{\text{exp}} = 3,936$ эВ симметричной компоненты $P_{2\parallel}(E)$. Это говорит о более сильной чувствительности обсуждаемых высокочастотных переходов к ориентационной упорядоченности их

моментов $\mathbf{m}_{3(4)}$ относительно оптической оси \mathbf{n} пленки.

Табличные величины, рассчитанные по формулам (6)–(9) и (11)–(18), относятся к низкочастотным полосам $P_{(1,2)j}(E)$. Для более надежной зависимости $P_{1\perp}(E)$ из формулы (13) следует значение $E_{2\perp} \approx E_{2j}^{\text{exp}}$. При близких величинах $\mu_{\parallel,\perp} \ll 1$ неравенству $E_{0\perp} < E_{0\parallel}$ отвечает соотношение $E_{2\perp} < E_{2\parallel}$, причем для данной полосы $P_{2\perp}(E)$ разность $\delta E_2 = E_{2\parallel} - E_{2\perp} = 0,061$ эВ несколько меньше, чем δE_2^{exp} для высокочастотных компонент $P_{2\perp}(E)$. При учете $\mu_j \ll 1$ с точностью до кубических по μ_j слагаемых имеем

$$\omega_{1j}^{\pm} = \omega_0 [1 \pm \mu_j - \mu_j^2/2 \pm \mu_j^3/2]. \quad (30)$$

Отсюда следуют соотношения:

$$\begin{aligned} \omega_{1j}^+ - \omega_{1j}^- &= 2\omega_0 \mu_j [1 + \mu_j^2/2], \\ \omega_{1j}^+ + \omega_{1j}^- &= 2\omega_0 [1 - \mu_j^2/2]. \end{aligned} \quad (31)$$

Их сравнение с (6), (13) при $\mu_j^2 \ll 1$ дает выражения:

$$\Gamma_j = \omega_{1j}^+ - \omega_{1j}^-, \quad \omega_{2j} = (\omega_{1j}^+ + \omega_{1j}^-)/2, \quad (32)$$

которые подтверждаются табличными значениями E_{1j}^{\pm} и $\hbar\Gamma_j, E_{2j}$.

Для низкочастотного электронного перехода в обсуждаемой пленке F8BT [1] величина U_2 сов-

падает со значением $U(D_k)$ [11], полученным из дихроизма $D_k = k_{\parallel}^{\max}/k_{\perp}^{\max}$ полосы поглощения, отвечающей этому переходу. Следствием соотношений $\rho_1 r_1 = \rho_3 r_3 = \rho_4 r_4$ являются равенства $U_1 = U_3 = U_4$. При фактическом выполнении неравенства $\mu_j^2 \ll 1$ отличие U_2 от $U_{1,3,4}$ указывает на несоответствие связи (16) экспериментальным данным для обсуждаемого электронного перехода, что следует из табличных данных, особенно для компоненты $j = \parallel$. Причина этого – в завышенных значениях $P_{1j}(E_{1j}^+) = P_{1j}^{\min}$ (особенно для $j = \parallel$) и заниженных значениях разности $P_{1j}^{\max} - P_{1j}^{\min}$ из-за перекрытия полос $P_{(1,2)j}(E)$ для низко- и высокочастотных электронных переходов. При этом значения $U_{1,3,4}$ лежат в пределах интервала величин $U(D_k)$ [11], полученных из дихроизма D_k низкочастотной полосы поглощения в других полидоменных пленках F8BT [12, 13] с плоскостной ориентацией оптических осей \mathbf{n}_d доменов.

Спектральные инварианты комбинаций $P_{(1,2)j}(\omega)$ и $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$

Установим не зависящие от ω спектральные инварианты, связывающие функции $P_{(1,2)j}(\omega)$ и $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$. Запишем формулу (1) с учетом (2) в виде:

$$L_j = 1/P_j - 1/(\varepsilon_j - 1). \quad (33)$$

Для области прозрачности здесь $\gamma_{1j}(\omega) = \gamma_j(\omega)$, $P_j(\omega) = 4\pi N\gamma_j(\omega)$ и $\varepsilon_j(\omega) = n_j^2(\omega)$. Для области поглощения подстановка в (33) комплексных функций $\varepsilon_j(\omega)$, $P_j(\omega)$ дает выражения

$$L_j = \frac{P_{1j}}{P_{1j}^2 + P_{2j}^2} - \frac{\varepsilon_{1j} - 1}{(\varepsilon_{1j} - 1)^2 + \varepsilon_{2j}^2}, \quad (34)$$

$$\frac{P_{2j}}{P_{1j}^2 + P_{2j}^2} = \frac{\varepsilon_{2j}}{(\varepsilon_{1j} - 1)^2 + \varepsilon_{2j}^2}. \quad (35)$$

Суммированием левых и правых частей формулы (34) по j с учетом $\sum_j L_j = L_{\parallel} + 2L_{\perp} = 1$ получаем

$$1 = \sum_j \left[\frac{P_{1j}}{P_{1j}^2 + P_{2j}^2} - \frac{\varepsilon_{1j} - 1}{(\varepsilon_{1j} - 1)^2 + \varepsilon_{2j}^2} \right]. \quad (36)$$

Из отношения левых и правых частей формул (26) следует связь

$$L_j = \frac{\varepsilon_{2j}}{(\varepsilon_{1j} - 1)^2 + \varepsilon_{2j}^2} \left(\frac{P_{1j}}{P_{2j}} - \frac{\varepsilon_{1j} - 1}{\varepsilon_{2j}} \right). \quad (37)$$

Соотношения (26), (33)–(37) не зависят от формы функций $\gamma_{(1,2)j}(\omega)$, $P_{(1,2)j}(\omega)$ и распределения полос поглощения в исследуемой спектральной области. Вследствие $L_j \neq L_j(\omega)$ правые части формул (33), (34), (36), (37) являются спектральными инвариантами.

В области изолированной полосы поглощения из (5), (25) следуют выражения:

$$P_{1j}^2 + P_{2j}^2 = \frac{(\varepsilon_{bj} - 1)^2 [(\Omega_j^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2 \omega^2]}{f_{bj}^2 [(\omega_{0j}^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2 \omega^2]}, \quad (38)$$

$$(\varepsilon_{1j} - 1)^2 + \varepsilon_{2j}^2 = \frac{(\varepsilon_{bj} - 1)^2 [(\Omega_j^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2 \omega^2]}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2 \omega^2}, \quad (39)$$

Частоты $\Omega_j > \omega_{0j} > \omega_j$ связаны соотношениями $\Omega_j^2 = \omega_{0j}^2 + A_{0j} f_{bj} / (\varepsilon_{bj} - 1) = \omega_j^2 + A_j / (\varepsilon_{bj} - 1)$. Формулы (5), (38) и (25), (39) приводят к функциям:

$$\frac{P_{1j}}{P_{1j}^2 + P_{2j}^2} = \frac{f_{bj}}{\varepsilon_{bj} - 1} - \frac{A_j (\Omega_j^2 - \omega^2)}{(\varepsilon_{bj} - 1)^2 [(\Omega_j^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2 \omega^2]}, \quad (40)$$

$$\frac{\varepsilon_{1j} - 1}{(\varepsilon_{1j} - 1)^2 + \varepsilon_{2j}^2} = \frac{1}{\varepsilon_{bj} - 1} - \frac{A_j (\Omega_j^2 - \omega^2)}{(\varepsilon_{bj} - 1)^2 [(\Omega_j^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2 \omega^2]}, \quad (41)$$

обеспечивающим связь (34). Учет выражений

$$\frac{\varepsilon_{2j}}{(\varepsilon_{1j} - 1)^2 + \varepsilon_{2j}^2} = \frac{A_j \Gamma_j \omega}{(\varepsilon_{bj} - 1)^2 [(\Omega_j^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2 \omega^2]}, \quad (42)$$

$$\frac{P_{1j}}{P_{2j}} - \frac{\varepsilon_{1j} - 1}{\varepsilon_{2j}} = \frac{L_j (\varepsilon_{bj} - 1)^2}{A_j \Gamma_j \omega} [(\Omega_j^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_j^2 \omega^2] \quad (43)$$

дает связь (37). Из (5), (38), (42) следует соотношение (35), обе части которого зависят от L_j через параметры $A_j = A_{0j} f_{bj}^2$ и Ω_j .

Выводы

Представленные результаты показывают возможности исследования энергетической структуры и ориентационной упорядоченности одноосных молекулярных (полимерных) пленок нанометровой толщины при использовании зависимостей

$\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$ в отсутствие данных по плотности таких пленок. Здесь для одноосной пленки сопряженного полимера F8BT с плоскостной ориентацией макромолекул зависимости $\varepsilon_{1j}(\omega) = \varepsilon_j(\omega)$ в видимой области прозрачности пленки дали возможность найти компоненты L_j , а их использование вместе с зависимостями $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$ в области электронного поглощения пленки позволило впервые определить зависимости $P_{(1,2)j}(\omega) = 4\pi N\gamma_{(1,2)j}(\omega)$. В отличие от функций $\varepsilon_{2j}(\omega)$ и $k_j(\omega)$, которые обычно служат источниками информации об энергетической структуре молекул (мономеров полимерной цепи) и искажены из-за смешивания молекулярных возбуждений за счет эффектов локального поля, функция $P_{2j}(\omega)$ непосредственно связана с энергетической структурой молекул (мономеров) в конденсированной среде и свободна от искажений указанного типа. В результате открывается возможность корректного сопоставления данных квантово-химических расчетов энергетической структуры и компонент $\gamma_{(1,2)j}(\omega)$ для изолированных молекул (мономеров) с экспериментальными зависимостями $P_{(1,2)j}(\omega)$ этих структурных элементов в одноосных средах. Это позволяет выяснить изменение физико-химических свойств структурных элементов в результате их самоорганизации в анизотропной конденсированной среде.

Предложенные здесь новые методы использования зависимостей $P_{(1,2)j}(\omega)$ в области изолированной электронной (колебательной) полосы поглощения позволяют определить ее фундаментальные характеристики (величины ω_{0j} , Γ_j , μ_j , P_{bj} , q_j) с классификацией интенсивности по значениям параметров q_j , а также найти параметр ориентационного порядка U дипольных моментов \mathbf{m} переходов, отвечающих данной полосе поглощения. Эти методы проверены и подтверждены для низкочастотной полосы электронного поглощения пленки F8BT.

Установленные здесь спектральные инварианты, связывающие функции $P_{(1,2)j}(\omega)$ и $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$ в области произвольного распределения полос поглощения и в частном случае изолированной полосы поглощения, отражают фундаментальную связь характеристик структурной упорядоченности системы (компонент L_j), свойств структурных элементов системы (компонент $P_{(1,2)j}(\omega)$ или $\gamma_{(1,2)j}(\omega)$) и оптических свойств системы (компонент $\varepsilon_{(1,2)j}(\omega)$). Эти инварианты можно использовать для исследования взаимосогласованного изменения упорядо-

ченности и свойств структурных элементов анизотропной среды.

Благодарность: работа выполнена в рамках научной тематики Государственного задания Института физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН.

Acknowledgments: the work was carried out within the framework of scientific topics of the State assignment of the Kirensky Institute of Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences

Список источников / References

- Ramsdale C.M., Greenham N.C. Ellipsometric determination of anisotropic optical constants in electroluminescent conjugated polymers. *Adv. Mater.*, 2002, **14** (3), 212–215.
DOI: 10.1002/1521-4095(20020205)14:3<212:AID-ADMA212>3.0.CO;2-V.
- Campoy-Quiles M., Etchegoin P.G., Bradley D.D.C. On the optical anisotropy of conjugated polymer thin films. *Phys. Rev. B*, 2005, **72** (4), 045209.
DOI: 10.1103/PhysRevB.72.045209.
- Аверьянов Е. М. Комплексные показатели преломления и ориентационный порядок молекул в органических пленках с вакуумным напылением // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2021. Т. 21, № 2. С. 82–91. [Aver'yanov E.M. Complex refractive indices and orientation order of molecules in vacuum-deposited organic films. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2021, **21** (2), 82–91 (In Russ.).
DOI: 10.18083/LCAppl.2021.2.82].
- Zhokhavets U., Goldhahn R., Gobsch G., Schlierfke W. Dielectric function and one-dimensional description of the absorption of poly(3-octylthiophene). *Synth. Met.*, 2003, **138** (3), 491–495.
DOI: 10.1016/S0379-6779(02)00502-7.
- Аверьянов Е. М. Новые методы исследования ориентационного порядка одноосных молекулярных пленок на основе оптических данных // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2020. Т. 20, № 1. С. 41–46. [Aver'yanov E.M. New methods for studying the orientation order of uniaxial molecular films on the base of optical data. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2020, **20** (1), 41–46 (in Russ.).
DOI: 10.18083/LCAppl.2020.1.46].
- Аверьянов Е. М. Оптическая анизотропия и ориентационный порядок одноосных пленок сопряженных полимеров // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2020. Т. 20, № 2. С. 53–63. [Aver'yanov E.M. Optical anisotropy and orientation order of uniaxial films of conjugated polymers. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2020, **20** (2), 53–63 (in Russ.).
DOI: 10.18083/LCAppl.2020.2.53].

7. Аверьянов Е. М. Анизотропия локального поля световой волны в квазидвумерных объектах «мягкой материи» // *ЖЭТФ*. 2010. Т. 137, № 4. С. 705–720. [Aver'yanov E.M. Local-field anisotropy of a light wave in quasi-two-dimensional soft-matter objects. *JETP*. 2010, **110** (4), 622–636. DOI: 10.1134/S1063776110040102].
 8. Аверьянов Е. М. Смешивание молекулярных возбуждений в одноосном жидком кристалле // *ЖЭТФ*. 1995. Т. 108, № 1. С. 258–280. [Aver'yanov E.M. Mixing of molecular excitations in a uniaxial liquid crystal // *JETP*, 1995, **81** (1), 139–150.].
 9. Аверьянов Е. М. Эффекты локального поля в оптике жидких кристаллов. Новосибирск : Наука, 1999. 552 с. [Aver'yanov E.M. Effects of local field in optics of liquid crystals. Novosibirsk : Nauka, 1999, 552 p. (in Russ.). DOI: 10.13140/RG.2.1.4720.6882].
 10. Watts B., Schuettfort T., Mac Neil C.R. Mapping of domain orientation and molecular order in polycrystalline semiconducting polymer films with soft X-ray microscopy. *Adv. Funct. Mater.*, 2011, **21** (6), 1122–1131. DOI: 10.1002/adfm.201001918.
 11. Аверьянов Е. М. Молекулярно-оптическая и структурная анизотропия одноосных монодоменных/полидоменных пленок сопряженного полимера F8BT с аксиальной/плоскостной ориентацией макромолекул // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2023. Т. 23, № 1. С. 68–77. [Aver'yanov E.M. Molecular-optical and structural anisotropy of uniaxial single-domain/polydomain films of conjugated polymer F8BT with axial/planar orientation of macromolecules. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2023, **23** (1), 68–77 (in Russ.). DOI: 10.18083/LCAppl.2023.1.68].
 12. Ramsdale C.M., Greenham N.C. The optical constants of emitter and electrode materials in polymer light-emitting diodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2003, **36** (1), L29–L34. DOI: 10.1088/0022-3727/36/4/101.
 13. Winfield J.M., Donley C.L., Kim J.-S. Anisotropic optical constants of electroluminescent conjugated polymer thin films determined by variable-angle spectroscopic ellipsometry. *J. Appl. Phys.*, 2007, **102** (6), 063505. DOI: 10.1063/1.2778744.
 14. Аверьянов Е. М. Эффективная диэлектрическая проницаемость и показатель преломления квазидвумерной полидоменной пленки сопряженного полимера в области поглощения света // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2023. Т. 23, № 2. С. 81–89. [Aver'yanov E.M. Effective dielectric constant and refractive index of quasi-two-dimensional polydomain film of conjugated polymer in absorption region. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2023, **23** (2), 81–89 (in Russ.). DOI: 10.18083/LCAppl.2023.2.81].
- Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.*
The author declares no conflicts of interests.
- Аверьянов Е.М. – ORCID: 0000-0002-8245-8589*
- Поступила 22.01.2024, одобрена 26.02.2024, принята 4.03.2024.*
Received 22.01.2024, approved 26.02.2024, accepted 4.03.2024.