

Анизотропия диполь-дипольных взаимодействий в сегнетоэлектрических лэнгмюровских пленках поли(винилиденфторид-трифторэтилена)

Е. М. Аверьянов¹⁾

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

Поступила в редакцию 28 марта 2014 г.

После переработки 8 апреля 2014 г.

Экспериментальные значения компонент L_j тензора Лорентца для сегнетоэлектрической фазы пленок Лэнгмюра–Блоджетт поли(винилиденфторид-трифторэтилена, 70/30) показывают более сильное, чем межслоевое, внутрислоевое диполь-дипольное взаимодействие полимерных звеньев. Это согласуется с отсутствием критической толщины пленок, совместимой с наличием в них сегнетоэлектричества.

DOI: 10.7868/S0370274X14100075

1. В последнее время большой интерес вызывают сегнетоэлектрические свойства низкомерных пленок сополимеров поливинилиденфторида с трифторэтиленом $P(\text{VDF}-\text{TrFE}, m/n)$ со структурой цепи $(\text{CH}_2-\text{CF}_2)_m-(\text{CHF}-\text{CF}_2)_n$, получаемых методом Лэнгмюра–Блоджетт (ЛБ) [1]. Их уникальной особенностью является сохранение сегнетоэлектрических свойств при снижении числа слоев вплоть до одного с толщиной 0.5 нм. Отсутствие для них критической толщины, ниже которой сегнетоэлектричество невозможно, остается интригующей загадкой последнего десятилетия [1–3]. Двумерность монослойных пленок позволила предположить, что их сегнетоэлектрические свойства обусловлены взаимодействием полимерных звеньев в пределах молекулярного монослоя, а взаимодействие между монослоями является слабым [1]. Однако прямые сведения об анизотропии диполь-дипольных взаимодействий полимерных звеньев в сегнетоэлектрических пленках ЛБ пока отсутствуют.

Подобные сведения может дать экспериментальное определение компонент L_j тензора Лорентца, связывающих локальное ($E_j^{(\text{loc})} = E_j + 4\pi L_j P_j$) и макроскопическое (E_j) электрические поля в среде с поляризацией P_j . Анизотропия тензора L характеризует анизотропию диполь-дипольных взаимодействий полимерных звеньев и является индикатором локальной анизотропии среды на мезоскопических масштабах [4]. Известные подходы к определению величин L_j [5] или $E_j^{(\text{loc})}$ [6] в пленках $P(\text{VDF}-\text{TrFE}, m/n)$ основаны на исследовании спек-

тральных особенностей электропоглощения примесных молекул-зондов, неизоморфных молекулам матрицы и искажающих ее локальную структуру. Влияние электродов и электрической проводимости на свойства низкомерных пленок [1], а также анизотропных взаимодействий зонд-матрица на спектральные свойства зонда, осложняют получение корректных значений L_j .

Необходимы бесконтактные методы экспериментального определения компонент L_j для пленок произвольной толщины, чувствительные к химической структуре и конформации полимерной цепи, морфологии и локальной структуре пленок, термодинамическим и полевым воздействиям на пленку. Этим требованиям удовлетворяет метод определения компонент L_j для одноосных молекулярных сред [7] с использованием показателей преломления $n_j(\lambda)$ в области прозрачности, поскольку при контроле указанных свойств пленок широко применяются компоненты их комплексного показателя преломления $\hat{n}_j = n_j + ik_j$ для поляризаций световой волны вдоль ($j = \parallel$) и нормально ($j = \perp$) к оптической оси \mathbf{n} . Указанный метод применялся при исследовании анизотропных полимерных пленок различной природы [7, 8]. В данной работе он используется для определения компонент L_j в сегнетоэлектрической фазе одноосных пленок ЛБ сополимера $P(\text{VDF}-\text{TrFE}, 70/30)$ по значениям $n_j(\lambda)$, измеренным методами эллипсометрии и рефлектометрии [9, 10].

2. Мультиосные пленки $P(\text{VDF}-\text{TrFE}, 70/30)$ [1, 9, 10] с оптической осью \mathbf{n} , направленной вдоль нормали к их поверхности, состоят из мозаики кристаллитов площадью σ_c и толщиной h_c , которая за-

¹⁾e-mail: aver@iph.krasn.ru

висит от толщины h_m номинального монослоя, переносимого на подложку, и термической обработки пленки. Величина h_m изменяется от толщины мономолекулярного слоя 0.45 нм [1, 9] до 1.8 нм [3, 10]. Однородная осевая ориентация полимерных цепей внутри кристаллита задается вектором $\mathbf{l}_c \perp \mathbf{n}$. Рассогласованность направлений \mathbf{l}_c для соседних кристаллитов в соседних монослоях и хаотическое распределение ориентаций \mathbf{l}_c для кристаллитов в каждом монослое обеспечивают оптическую одноосность пленки. При субмикронных размерах кристаллитов [10] в плоскости пленки длины световых волн $\lambda = (0.155 - 1.6)$ мкм в видимом диапазоне прозрачности не удовлетворяют условию $\lambda^2 \gg \sigma_c$ оптической однородности пленок (особенно при поляризации света $\mathbf{E} \perp \mathbf{n}$). Это приводит к значениям $k_{\perp} > k_{\parallel}$ в отсутствие полос поглощения и росту $k_j(\lambda)$ с уменьшением λ [10], что исключает использование зависимостей $n_j(\lambda)$ в видимой области в рамках метода [7].

В инфракрасной области прозрачности, $\lambda = (12.5-35)$ мкм, при $\lambda^2 \gg \sigma_c$ оптическая однородность пленок допускает использование метода [7]. В общем случае наличие физически выделенных направлений \mathbf{n} , \mathbf{l}_c и плоскости $(\mathbf{n}\mathbf{l}_c)$ для кристаллита должно проявляться в различии компонент ε_{ci} его тензора диэлектрической проницаемости для поляризаций световой волны вдоль осей $i = x, y, z$ эллипсоида рефракции кристаллита с $y \parallel \mathbf{n}$, $z \parallel \mathbf{l}_c$. С учетом технологии получения пленок ЛБ [1] в соответствии с данными [9, 10] можно пренебречь зависимостью величин ε_{ci} от σ_c , h_c . В рассматриваемой спектральной области $P_j = E_j(\varepsilon_j - 1)/4\pi$ и $P_i = E_{ci}(\varepsilon_{ci} - 1)/4\pi$, где $\varepsilon_j = n_j^2$, $\varepsilon_{ci} = n_{ci}^2$. Статистическое распределение фрагментов $\text{CH}_2\text{-CF}_2$ и CHF-CF_2 в сополимерной цепи позволяет использовать для пленки (кристаллита) пространственно-однородные величины L_j (L_{ci}). В результате $E_j^{(\text{loc})} = f_j E_j$, $E_{ci}^{(\text{loc})} = f_{ci} E_{ci}$ с компонентами тензоров локального поля $f_j = 1 + L_j(\varepsilon_j - 1)$ для пленки и $f_{ci} = 1 + L_{ci}(\varepsilon_{ci} - 1)$ для кристаллита. В сополимерных пленках имеется несколько сортов α поляризующихся фрагментов с компонентами поляризуемости $\gamma_{\alpha j}$ ($\gamma_{\alpha i}^{(c)}$), усредненными по молекулярному ансамблю в системе эллипсоида рефракции пленки (кристаллита). Для пленки компоненты ε_j даются выражением $\varepsilon_j = 1 + 4\pi N f_j \gamma_j$ [11], где $N = \sum_{\alpha} N_{\alpha}$, N_{α} – число фрагментов сорта α в единице объема, $\gamma_j = \sum_{\alpha} x_{\alpha} \gamma_{\alpha j}$, $x_{\alpha} = N_{\alpha}/N$. Для кристаллита $\varepsilon_{ci} = 1 + 4\pi N f_{ci} \gamma_{ci}$, где $\gamma_{ci} = \sum_{\alpha} x_{\alpha} \gamma_{\alpha i}^{(c)}$. Вследствие однородности диэлектрических и оптических свойств пленки вдоль оси \mathbf{n} , общей для всех кристаллитов, имеем $E_{\parallel} = E_{cy}$ и $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{cy}$, что экви-

валентно равенству $\gamma_{\parallel} f_{\parallel} = \gamma_{cy} f_{cy}$. Отсюда с учетом равенства $\gamma_{\parallel} = \gamma_{cy}$ следует $L_{\parallel} = L_{cy}$. Этой компоненты достаточно для сравнения внутри- и межслоевых диполь-дипольных взаимодействий полимерных звеньев в кристаллите или пленке. Величины L_{cx} , L_{cz} удовлетворяют соотношению $L_{cx} + L_{cz} = 1 - L_{cy} = 2L_{\perp}$.

3.1. Для одноосных пленок P(VDF-TrFE,70/30) с $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} > 0$ в области $\lambda = (12.5-35)$ мкм [9, 10] определение компонент L_{\perp} , $L_{\parallel} = 1 - 2L_{\perp}$ сводится к следующему [7]. Используются параметры $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_{\parallel} + 2\varepsilon_{\perp})/3$, $Q = \Delta\varepsilon/(\bar{\varepsilon} - 1)$ и величины

$$\begin{aligned} r_0 &= 1 - \frac{2Q^2(\bar{\varepsilon} - 1)}{3(3 + Q)(\bar{\varepsilon} + 2)}, \quad b = \frac{3(\bar{\varepsilon} - 1)}{4\pi N \bar{\gamma}(\bar{\varepsilon} + 2)} - r_0, \\ b_1 &= \frac{2r_0 Q^2}{(3 - Q)(3 + 2Q)}, \quad b_2 = b_1[(6 + Q)/Q]^2, \end{aligned} \quad (1)$$

которые зависят от температуры T и λ . Здесь $\bar{\gamma} = \sum_{\alpha} x_{\alpha}(T) \bar{\gamma}_{\alpha}(\lambda, T)$, $\bar{\gamma}_{\alpha} = (\gamma_{\alpha\parallel} + 2\gamma_{\alpha\perp})/3$. Искомое значение $L_{\perp}(T)$ дается выражением [7]

$$\begin{aligned} L_{\perp} &= L_{\perp k} - \frac{\bar{\varepsilon} + 2}{12(\bar{\varepsilon} - 1)} \times \\ &\times \left\{ (b_1 b_2)^{1/2} - b - [(b_1 - b)(b_2 - b)]^{1/2} \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

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

$$b(\lambda, T) = a_0(T) + a_1(T)\lambda + \dots + a_q(T)\lambda^q. \quad (3)$$

Величина $L_{\perp}(T)$ не зависит от λ . Температуре T отвечают $q + 2$ неизвестных $(L_{\perp}^{(q)}, a_0 - a_q)$. Они находятся из системы $q + 2 = p$ уравнений (2), каждое из которых соответствует одному из значений λ_i . Степень используемого в (3) приближения определяется точностью экспериментальных значений $n_j(\lambda, T)$ и шириной интервала аппроксимации $\lambda_1 - \lambda_p$.

Графические зависимости $n_j(\lambda)$ для сегнетоэлектрических пленок P(VDF-TrFE,70/30) со спонтанной поляризацией $\mathbf{P} \parallel \mathbf{n}$ при комнатной температуре представлены в работах [9, 10]. Значения $n_j(\lambda_i)$ приведены в таблице. Для пленок из [9] в интервале λ_{1-3} изложенная процедура дает величину $L_{\perp}^{(1)} = 0.368$ и среднее значение $\langle L_{\perp}^{(0)} \rangle = 0.360 \pm 0.006$ величин $L_{\perp}^{(0)}$ для трех пар реперов из набора λ_{1-3} . Для пленок из [10] в интервале λ_{4-8} получаем $L_{\perp}^{(3)} = 0.367$ и среднее значение $\langle L_{\perp}^{(2)} \rangle = 0.362 \pm 0.006$ величин $L_{\perp}^{(2)}$ для пяти

Значения λ_i и $n_j(\lambda_i)$ для пленок P(VDF-TrFE,70/30) при $i = 1-3$ [9] и 4-8 [10] с величинами $n_j^*(\lambda_i)$

i	λ_i , мкм	n_{\parallel}	n_{\perp}	n_{\parallel}^*	n_{\perp}^*
1	12.5	1.5406	1.4679	1.5688	1.4529
2	14.286	1.4941	1.4553	1.5229	1.4403
3	16.667	1.4795	1.4504	1.5085	1.4354
4	12.5	1.5350	1.4630	1.5632	1.4480
5	15.0	1.4744	1.4480	1.5034	1.4330
6	17.5	1.4624	1.4432	1.4916	1.4282
7	20.0	1.4570	1.4408	1.4862	1.4258
8	25.0	1.4528	1.4402	1.4821	1.4252

сочетаний по четыре репера из набора λ_{4-8} . Согласие величин $L_{\perp}^{(3)}$, $L_{\perp}^{(1)}$ для разных пленок и значений $L_{\perp}^{(q)}$, $\langle L_{\perp}^{(q-1)} \rangle$ для каждой пленки показывает адекватность использованных в (3) приближений. Соотношения $L_{\perp} = 0.367 > 1/3 > L_{\parallel} = 0.266$ для обсуждаемых пленок показывают более сильное, чем межслоевое, внутрислоевое диполь-дипольное взаимодействие полимерных звеньев, что подтверждает предположение [1].

Аппроксимация значений $n_j(\lambda_{4-8})$ функцией [11]

$$n_j(\lambda) = n_{bj} + A\lambda^2\lambda_j^2/(\lambda^2 - \lambda_j^2) \quad (4)$$

дает одинаковые величины $n_{b\parallel} = 1.426 \pm 0.001$, $n_{b\perp} = 1.427 \pm 0.003$ и значения $\lambda_{\parallel,\perp}$, определяемые полосами поглощения с $\lambda_{\max} = 11.287$ и 11.765 мкм [9, 10], которые обуславливают дисперсию $n_j(\lambda_{4-8})$. Это показывает отсутствие влияния электронных переходов и изменения $n_j(\lambda)$ в видимой области на зависимости $n_j(\lambda_{1-8})$ и полученные с их помощью компоненты L_j . С другой стороны, характер изменения $n_j(\lambda)$ в интервале 12.5–35 мкм [10] и спектральная удаленность полос поглощения, связанных с низкочастотной дисперсией компонент $\varepsilon_j(\omega)$ в области десятков килогерц [1], исключают влияние этой дисперсии на зависимости $n_j(\lambda_{1-8})$ и величины L_j .

При $k_j(\omega) = 0$ соотношения (1), (2) не зависят от спектральной области (видимой, инфракрасной или микроволновой) и справедливы также при $\omega = 0$, если при этом отсутствует электрическая проводимость среды. При не зависящих от спектральной области действительных величинах L_j , L_{ci} значения и соотношение компонент $f_j(\omega)$, $f_{ci}(\omega)$ могут существенно изменяться в зависимости от спектральной области. При $k_j(\omega) \neq 0$ в области полос поглощения $f_j(\omega)$, $f_{ci}(\omega)$ являются комплексными вследствие комплексных величин $\varepsilon_j(\omega)$, $\varepsilon_{ci}(\omega)$.

3.2. Известные значения L_j и зависимости $n_j(\lambda)$, $k_j(\lambda)$ в интервале $\lambda = (6.5-12.5)$ мкм [9] для полос поглощения, поляризованных вдоль \mathbf{n} , позволя-

ют оценить максимальное (минимальное) значение L_{\perp}^* (L_{\parallel}^*) для пленки с наиболее упорядоченным состоянием дипольных моментов переходов \mathbf{d}_{μ} , отвечающих этим полосам поглощения. Степень ориентационной упорядоченности векторов \mathbf{d}_{μ} относительно \mathbf{n} характеризуется параметром $S_{\mu} = (3\overline{\cos^2\vartheta_{\mu}} - 1)/2$, где ϑ_{μ} – угол между \mathbf{d}_{μ} и \mathbf{n} , а черта означает усреднение по ориентациям молекулярных фрагментов, с которыми связаны моменты \mathbf{d}_{μ} . Связь S_{μ} с дихроизмом $D_{\mu} = k_{\parallel}(\lambda_{\mu})/k_{\perp}(\lambda_{\mu})$ полосы поглощения в максимуме λ_{μ} имеет вид [11]

$$S_{\mu} = \frac{D_{\mu}g_{\mu} - 1}{D_{\mu}g_{\mu} + 2}, \quad g_{\mu} = \frac{n_{b\parallel}f_{b\perp}^2}{n_{b\perp}f_{b\parallel}^2}. \quad (5)$$

Фоновые значения n_{bj} и $f_{bj} = 1 + L_j(\varepsilon_{bj} - 1)$ в пределах полосы λ_{μ} обусловлены всеми остальными полосами поглощения. Для изолированной полосы с известной зависимостью $n_j(\lambda)$ имеем $n_{bj} \approx [n_j(\lambda') + n_j(\lambda'')]/2$ [11], где значение λ' (λ'') отвечает максимуму (минимуму) функции $n_j(\lambda)$ в пределах данной полосы. Для полосы поглощения с максимальным значением D_{μ} в одноосной пленке можно принять $S_{\mu} = SS_{\beta\mu}$. Здесь $S = (3\overline{\cos^2\theta_{\mu}} - 1)/2$ – параметр ориентационного порядка фрагментов, с которыми связаны моменты \mathbf{d}_{μ} , θ_{μ} – угол между продольной осью фрагмента \mathbf{l}_{μ} и \mathbf{n} , $S_{\beta\mu} = (3\cos^2\beta_{\mu} - 1)/2$, β_{μ} – угол между \mathbf{d}_{μ} и \mathbf{l}_{μ} . С учетом пропорциональности $L_{\perp}(S) - 1/3 \propto S$ для низкомолекулярных и полимерных сред [7, 8] справедливо выражение

$$L_{\perp}^* = 1/3 + [L_{\perp}(S) - 1/3]/S. \quad (6)$$

Для пленок P(VDF-TrFE,70/30) в интервале $\lambda = (6.5-12.5)$ мкм значение $D_{\mu} = 5.227$ максимально для наиболее интенсивной полосы $\lambda_{\mu} = 8.46$ мкм с известной зависимостью $n_j(\lambda)$ [9], из которой получаем $n_{b\parallel} = 1.470$, $n_{b\perp} = 1.443$. Для этой полосы формула (5) дает $S_{\mu} = 0.628$. При $S_{\beta\mu} = 1$ из (6) следует $L_{\perp}^* = 0.387$, $L_{\parallel}^* = 0.226$.

Другой способ оценки L_j^* основан на зависимости $n_j(E)$ показателей преломления пленки от поля $\mathbf{E} \parallel \mathbf{n}$ за счет ориентационного упорядочения фрагментов полимерных цепей относительно \mathbf{n} . Для пленок P(VDF-TrFE,70/30) при максимальных значениях E и минимальных $n_{\perp}^*(E)$ получено изменение $\delta = n_{\perp} - n_{\perp}^* = 0.015$ в области $\lambda = (0.3-0.8)$ мкм [12]. Аппроксимация зависимостей $n_{\perp}(\lambda)$ [10] в области $\lambda = (0.155-0.8)$ мкм функцией (4) дает экстраполированное значение $n_{\perp}^{(\text{ext})}(\lambda_{1-8}) = 1.424$, совпадающее с величиной $n_{b\perp}$ при аппроксимации значений $n_{\perp}(\lambda_{4-8})$ функцией (4). Та же процедура для зависимости $n_{\perp}^*(\lambda) = n_{\perp}(\lambda) - \delta$ дает $n_{\perp}^{*(\text{ext})}(\lambda_{1-8}) = n_{\perp}^{(\text{ext})} - \delta$.

В результате в области λ_{1-8} можно принять $n_{\perp}^*(\lambda_i) = n_{\perp}(\lambda_i) - \delta$. Величины $n_{\parallel}^*(\lambda_i)$ в этой области определяются условием $\varepsilon_{\parallel}^* + 2\varepsilon_{\perp}^* = \varepsilon_{\parallel} + 2\varepsilon_{\perp}$ при каждом значении λ_i и даются выражением

$$n_{\parallel}^* = [\varepsilon_{\parallel} + 2(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\perp}^*)]^{1/2}. \quad (7)$$

Величины $n_j^*(\lambda_{1-8})$ приведены в таблице. Использование значений $n_j^*(\lambda_{1-3})$ дает $L_{\perp}^{*(1)} = 0.386$, $\langle L_{\perp}^{*(0)} \rangle = 0.380 \pm 0.005$. Для интервала λ_{4-8} получаем $L_{\perp}^{*(3)} = 0.386$, $\langle L_{\perp}^{*(2)} \rangle = 0.382 \pm 0.005$. Таким образом, значения $L_{\perp}^* = 0.386$, $L_{\parallel}^* = 0.228$ совпадают с приведенными выше и показывают, что в предельно сильных полях $\mathbf{E} \parallel \mathbf{P} \parallel \mathbf{n}$ внутрислойное диполь-дипольное взаимодействие полимерных звеньев в сегнетоэлектрических пленках P(VDF-TrFE,70/30) усиливается.

В отношении значений L_{\perp} , L_{\perp}^* интересно сравнить обсуждаемые пленки с неполярными молекулярными средами [8], используя параметр $\eta = \langle L_{\perp k}(\lambda_i) \rangle$, усредненный по интервалу λ_{4-8} . Величина η характеризует анизотропию структурной упорядоченности среды. Корреляция $L_{\perp}(\eta)$ для одноосных низкомолекулярных и полимерных сред различной природы описывается функцией [8]

$$P_2(\eta) = \eta + (\eta - 1/3)(0.5 - \eta)(33.617 - 56.337\eta). \quad (8)$$

Для пленок P(VDF-TrFE,70/30) в отсутствие поля (при максимальных полях E) имеем $\eta = 0.342$ ($\eta^* = 0.353$) и формула (8) дает значение 0.361 (0.393), близкое к экспериментальному $L_{\perp} = 0.367$ (0.386). Таким образом, в отношении зависимости компонент L_j от структурной упорядоченности среды исследованные пленки подобны другим средам [8].

4. Установленная здесь связь компонент L_j для одноосной пленки ЛБ с компонентами L_{ci} для составляющих ее двуосных кристаллитов позволила в рамках метода [7] определить значение $L_{\parallel} = L_{cy} = 0.266$ для пленок P(VDF-TrFE,70/30) при ком-

натной температуре и оценить величину $L_{\parallel}^* = L_{cy}^* = 0.226$ при максимальной ориентационной упорядоченности фрагментов пленки. Величина L_{\parallel}^* согласуется со значением $L_{\parallel}^* = 0.228$, полученным здесь с привлечением данных [12] по изменению оптических свойств пленки в электрическом поле $\mathbf{E} \parallel \mathbf{n}$ максимальной величины E . Соотношения $1/3 > L_{\parallel} > L_{\parallel}^*$ показывают более сильное, чем межслойное, внутрислойное диполь-дипольное взаимодействие полимерных звеньев в пленках P(VDF-TrFE,70/30) и усиление этого различия в сильных полях $\mathbf{E} \parallel \mathbf{n}$, что подтверждает предположения [1].

Автор признателен Л.М. Блинову за стимулирующее обсуждение проблемы и результатов работы.

1. Л. М. Блинов, В. М. Фридкин, С. П. Палто, А. В. Буне, П. А. Даубен, С. Дюшарм, УФН **170**, 247 (2000).
2. В. М. Фридкин, УФН **176**, 203 (2006).
3. В. М. Фридкин, Р. В. Гайнутдинов, С. Дюшарм, УФН **180**, 209 (2010).
4. Е. М. Аверьянов, ЖЭТФ **135**, 194 (2009).
5. К. Hasegawa, А. Tomioka, and К. Miyano, Appl. Phys. Lett. **66**, 775 (1995).
6. L. M. Blinov, K. A. Verkhovskaya, S. P. Palto, and A. V. Sorokin, Appl. Phys. Lett. **68**, 2369 (1996).
7. Е. М. Аверьянов, ЖЭТФ **137**, 705 (2010).
8. Е. М. Аверьянов, ФТТ **53**, 1832 (2011).
9. M. Bai, M. Poulsen, A. V. Sorokin, S. Ducharme, C. M. Herzinger, and V. M. Fridkin, J. Appl. Phys. **94**, 195 (2003).
10. M. Bai, A. V. Sorokin, D. W. Tompson, M. Poulsen, S. Ducharme, C. M. Herzinger, S. Palto, V. M. Fridkin, S. G. Yudin, V. E. Savchenko, and L. K. Gribova, J. Appl. Phys. **95**, 3372 (2004).
11. Е. М. Аверьянов, *Эффекты локального поля в оптике жидких кристаллов*, Наука, Н. (1999).
12. Л. М. Блинов, В. В. Лазарев, С. П. Палто, С. Г. Юдин, ЖЭТФ **141**, 790 (2012).