Кафедра статистической физики

Исследование изменения ориентационной структуры кирального жидкого кристалла с большим флексоэлектрическим коэффициентом под воздействием внешнего электрического поля

Автор:
Оскирко А.Д.
Научный руководитель:
д. ф.-м.н., проф. Ульянов С. В.

Санкт-Петербург, 2020 г.

Содержание

1. Свободная энергия искажения ориентационной структуры ХЖК
2. Переход Фредерикса в случае отрицательной анизотропии диэлектрической проницаемости
3. Переход между искажёнными ориентационными структурами в случае большого усреднённого флексоэлектрического коэффициента

Часть 1. Свободная энергия искажения ориентационной структуры ХЖК.

Описание системы

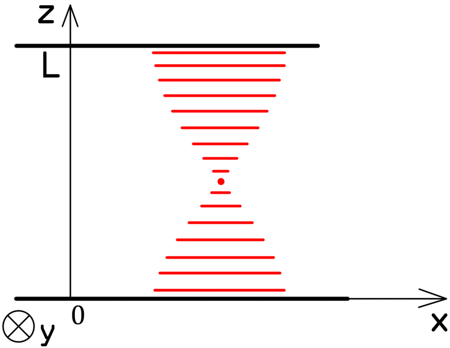


Рис. 1: Планарная геликоидальная структура ХЖК

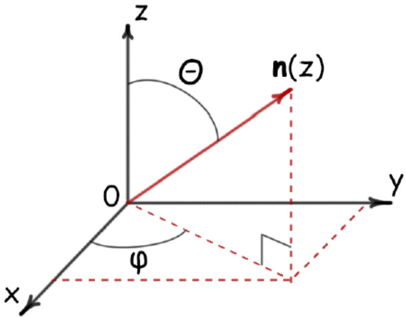


Рис. 2: Ориентация директора n

Свободная энергия ХЖК во внешнем поле

Общий вид выражения

$$\mathcal{F}_{\text{tot}} = \mathcal{F}_{\text{e}} + \mathcal{F}_{\text{sf}} + \mathcal{F}_{\text{f}} \tag{1}$$

Свободная энергия ХЖК во внешнем поле

Общий вид выражения

$$\mathcal{F}_{\mathrm{tot}} = \mathcal{F}_{\mathrm{e}} + \mathcal{F}_{\mathrm{sf}} + \mathcal{F}_{\mathrm{f}} \tag{1}$$

Упругая энергия

$$\mathcal{F}_e = \frac{S_\perp}{2} \int_0^L \left[K_{11} (\operatorname{div} \mathrm{n})^2 + K_{22} (\mathrm{n} \cdot \operatorname{rot} \mathrm{n} + q_0)^2 + K_{33} (\mathrm{n} \times \operatorname{rot} \mathrm{n})^2 \right] dz, \tag{2}$$

$$\mathcal{F}_{\mathrm{sf}} = \frac{S_\perp}{2} \sum_{\alpha=1,2} \left[W_\theta^{(\alpha)} \sin^2 \left(\theta - \theta_0^{(\alpha)} \right) + W_\varphi^{(\alpha)} \sin^2 \left(\varphi - \varphi_0^{(\alpha)} \right) \right] \tag{3}$$

Свободная энергия ХЖК во внешнем поле

Общий вид выражения

$$\mathcal{F}_{\mathrm{tot}} = \mathcal{F}_{\mathrm{e}} + \mathcal{F}_{\mathrm{sf}} + \mathcal{F}_{\mathrm{f}} \tag{1}$$

Вклад флексоэлектричества

$$\mathcal{F}_f = \int_V F_f \, d\mathrm{r}, \;\; F_f = -\frac{1}{4\pi} \int \mathrm{D} d\mathrm{E}, \tag{2}$$

$$\mathrm{D} = \hat{\varepsilon}\mathrm{E} + 4\pi \mathrm{P}_{\mathrm{flex}}, \tag{3}$$

$$\mathcal{F}_f = -\frac{S_\perp}{8\pi} \int_0^L \mathrm{E} \cdot \hat{\varepsilon}\mathrm{E} \, dz - S_\perp \int_0^L \mathrm{P}_{\mathrm{flex}} \cdot \mathrm{E} \, dz \tag{4}$$

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_\perp \delta_{\alpha\beta} + \varepsilon_a n_\alpha n_\beta, \tag{5}$$

$$\mathrm{P}_{\mathrm{flex}} = e_1 \mathrm{n} \operatorname{div} \mathrm{n} + e_3 \operatorname{rot} \mathrm{n} \times \mathrm{n}, \tag{6}$$

Свободная энергия ЖК во внешнем поле

Общий вид выражения

$$\mathcal{F}_{\mathrm{tot}} = \mathcal{F}_{\mathrm{e}} + \mathcal{F}_{\mathrm{sf}} + \mathcal{F}_{\mathrm{f}} \tag{1}$$

Результат

$$\mathcal{F}_f = -\frac{S_\perp}{8\pi} U^2 J + S_\perp \bar{e}_{13} U J J_1 + 2\pi S_\perp \bar{e}_{13}^2 \left(\int_0^L \frac{(\sin 2\theta\, \theta')^2}{\mathcal{E}(\theta)} dz - J J_1^2 \right) \tag{2}$$

$$J_1 = \ln \frac{\mathcal{E}(\theta(0))}{\mathcal{E}(\theta(L))}, \quad J = \left(\int_0^L \frac{1}{\mathcal{E}(\theta)}\, dz \right)^{-1}, \quad \mathcal{E}(\theta) = \varepsilon_\perp + \varepsilon_a \cos^2(\theta)$$

Свободная энергия ХЖК во внешнем поле

Полная энергия, записанная в сферических координатах

$$
\begin{aligned}
\mathcal{F}_{\text{tot}} = \frac{V}{2} K_{22} q_0^2 + \frac{S_\perp}{2} \int_0^L \left[\mathcal{A}(\theta)(\theta')^2 + \mathcal{B}(\theta)(\varphi')^2 - 2\mathcal{C}(\theta)\varphi' \right] dz + \\
+ \frac{S_\perp}{2} \sum_{\alpha=1,2} \left[W_\theta^{(\alpha)} \sin^2\left(\theta - \theta_0^{(\alpha)}\right) + W_\varphi^{(\alpha)} \sin^2\left(\varphi - \varphi_0^{(\alpha)}\right) \right] - \\
- \frac{S_\perp}{8\pi} U^2 J + S_\perp \bar{e}_{13} U J J_1 + 2\pi S_\perp \bar{e}_{13}^2 \left(\int_0^L \frac{(\sin 2\theta\, \theta')^2}{\mathcal{E}(\theta)} dz - J J_1^2 \right)
\end{aligned}
\tag{3}
$$

$$
\begin{aligned}
\mathcal{A}(\theta) &= K_{11} (\sin\theta)^2 + K_{33} (\cos\theta)^2 \\
\mathcal{B}(\theta) &= (\sin\theta)^2 \left(K_{22} (\sin\theta)^2 + K_{33} (\cos\theta)^2 \right) \\
\mathcal{C}(\theta) &= q_0 K_{22} (\sin\theta)^2
\end{aligned}
$$

После варьирования $\mathcal{F}_{\rm tot}$ получаем систему уравнений Эйлера-Лагранжа

$$\frac{d\mathcal{A}}{d\theta}\theta'^2 + 2\mathcal{A}\theta'' = \frac{dB}{d\theta}\varphi'^2 - 2\frac{dC}{d\theta}\varphi' + \frac{\varepsilon_a \mathcal{U}^2 J^2 \sin 2\theta}{4\pi\mathcal{E}^2(\theta)}, \tag{4}$$

$$d\left(B\varphi' - C\right)/dz = 0, \tag{5}$$

и систему граничных условий ($\alpha = 1, 2$)

$$\Big(2(-1)^{\alpha}[\mathcal{A}(\theta)\theta' + \bar{e}\mathcal{U}J\sin 2\theta/\mathcal{E}(\theta)] + W_{\theta}^{(\alpha)}\sin 2(\theta - \theta_0^{(\alpha)})\Big)\Big|_{z=l_\alpha} = 0, \tag{6}$$

$$\Big(2(-1)^{\alpha}(B\varphi' - C) + W_{\varphi}^{(\alpha)}\sin 2(\varphi - \varphi_0^{(\alpha)})\Big)\Big|_{z=l_\alpha} = 0, \tag{7}$$

Окончательные выражение для $\mathcal{F}_{\mathrm{tot}}$

$$\mathcal{F}_{\mathrm{tot}}(\theta) = \mathcal{F}_e^{(0)} + \frac{S_\perp}{2}\Bigg[\int_0^L \left(\mathcal{A}(\theta)\theta'^2 - \frac{C^2(\theta)}{B(\theta)}\right) dz + \\ + W_\theta^{(1)} \sin^2\left(\theta(0) - \theta_0^{(1)}\right) + W_\theta^{(2)} \sin^2\left(\theta(L) - \theta_0^{(2)}\right) + \\ + C_2^2\left(I_1 + \kappa_1/W_\varphi^{(1)} + \kappa_2/W_\varphi^{(2)}\right) - \frac{\mathcal{U}^2 J}{4\pi}\Bigg], \quad (8)$$

и φ:

$$\varphi(z) = \varphi_0^{(1)} + \frac{1}{2}\arcsin\frac{2C_2}{W_\varphi^{(1)}} + \int_0^z \frac{C(\theta) + C_2}{B(\theta)}\, dz. \quad (9)$$

В формулах (8) и (9) используются константы C_2 и $\kappa_{1,2}$. Для $\kappa_{1,2}$ можно привести точное выражение:

$$\kappa_\alpha = 2/\left(1 + \sqrt{1 - \left(2C_2/W_\varphi^{(\alpha)}\right)^2}\right), \tag{10}$$

а на C_2 имеется трансцендентное уравнение:

$$C_2 = (\varphi_{\text{tot}}^{(0)} - I_2)/\left(I_1 + k_1/W_\varphi^{(1)} + k_2/W_\varphi^{(2)}\right), \tag{11}$$

где $k_\alpha = \left(W_\varphi^{(\alpha)}/2C_2\right) \arcsin\left(2C_2/W_\varphi^{(\alpha)}\right)$, $1 \leq k_\alpha \leq \pi/2$.

Часть 2. Влияние флексоэлектричества на переход Фредерикса (случай отрицательной диэлектрической анизотропии)

Результаты опубликованы в статье *A. D. Oskirko, S. V. Ul'yanov and A. Yu. Val'kov* **Effect of flexoelectricity on the Frèedericksz transition in chiral nematics with negative dielectric anisotropy** J. Phys.: Conf. Ser. 1141 012147

$$\delta^2 \mathcal{F}_{\mathrm{tot}} = \delta^2 \mathcal{F}_\theta + \delta^2 \mathcal{F}_\varphi,$$

$$\delta^2 \mathcal{F}_\theta = \frac{S_\perp}{2} \int_0^L \left(K_{11} (\delta\theta')^2 + M (\delta\theta)^2 \right) \, dz + \\ + \frac{S_\perp}{2} \sum_{\alpha=1,2} \mathcal{W}_\theta^{(\alpha)} \delta\theta^2 (l_\alpha), \tag{12}$$

$$\delta^2 \mathcal{F}_\varphi = \frac{S_\perp}{2} \int_0^L \left(K_{22} (\delta\varphi')^2 \right) \, dz + \frac{S_\perp}{2} \sum_{\alpha=1,2} W_\varphi^{(\alpha)} \delta\varphi^2 (l_\alpha), \tag{13}$$

$$M = K_{33} q_0^2 - \varepsilon_a U^2/(4\pi L^2) > 0, \\ \mathcal{W}_\theta^{(\alpha)} = W_\theta^{(\alpha)} - 2(-1)^\alpha \bar{e}_{13} U/L \tag{14}$$

Устойчивость планарной геликоидальной структуры

$$\delta\theta(z) = \delta\psi(z) + \delta\mu(z), \quad \delta^2\mathcal{F}_\theta = Q_\psi + Q_\mu,$$

$$Q_\psi = \frac{S_\perp}{2}\int_0^L \left(K_{11}(\delta\psi'(z))^2 + M(\delta\psi(z))^2\right)\mathrm{d}z + \frac{S_\perp}{2}\sum_{\alpha=1,2}\widetilde{W}_\theta^{(\alpha)}\delta_\alpha^2, \tag{15}$$

$$Q_\mu = \frac{S_\perp}{2}\int_0^L \left(K_{11}(\delta\mu')^2 + M(\delta\mu)^2\right)\mathrm{d}z. \tag{16}$$

$$K_{11}\delta\psi''(z) - M\delta\psi(z) = 0, \quad \delta\psi(0) = \delta_1, \quad \delta\psi(L) = \delta_2.$$

$$\delta\psi = \delta_1\frac{\sinh\xi(L-z)}{\sinh\xi L} + \delta_2\frac{\sinh\xi z}{\sinh\xi L}, \tag{17}$$

$$\xi = \sqrt{M/K_{11}}.$$

Результирующий критерий устойчивости:

$$w^{(1)} w^{(2)} + 2\bar{w} t \coth t + t^2 > 0. \tag{18}$$

где введены безразмерные параметры $t = \xi L$, $w^{(\alpha)} = \mathcal{W}^{(\alpha)} L / K_{11}$, и $\bar{w} = (W_\theta^{(1)} + W_\theta^{(2)}) L / 2K_{11}$.

Уравнение кривой $e_+^*(U)$

$$e_+^*(U) = (K_{11}/4U) \left(\Delta w + 2\bar{w} \operatorname{sgn} U \sqrt{1 + X(U)} \right), \tag{19}$$

$$X(U) = \frac{2}{\bar{w}} \left(t \coth t + t^2 / 2\bar{w} \right). \tag{20}$$

Уравнение вертикальной асимптоты:

$$\bar{e}' = \lim_{U \to \infty} \bar{e}_+^*(U) = \sqrt{\frac{-\varepsilon_a K_{11}}{16\pi}} \tag{21}$$

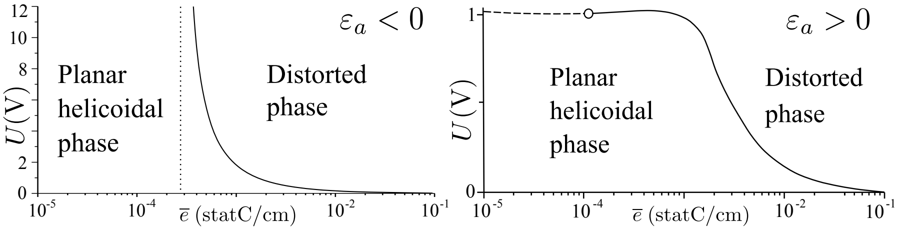


Рис. 3: Фазовые диаграммы для случаев $\varepsilon_a < 0$ и $\varepsilon_a > 0$. Сплошная и пунктирная линии соответствуют межфазным границам, соответственно, для непрерывного и для разрывного перехода; линией из точек обозначена асимптота межфазовой границы при $\varepsilon_a < 0$, а кружок обозначает трикритическую точку.

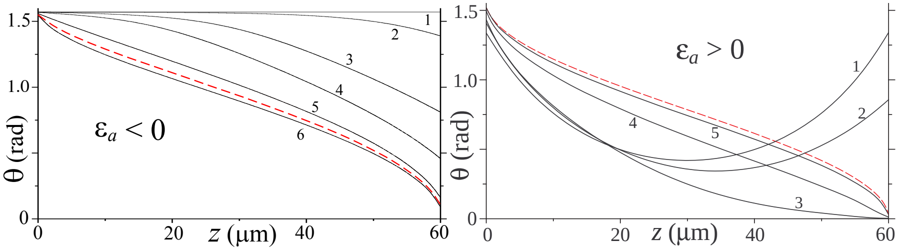


Рис. 4: Профили $\theta(z)$ для $U = 1.2\ V$. Линии для $\varepsilon_a < 0$ соответствуют: 1 – $\bar{e} = 10^{-3}$, 2 – $\bar{e} = 1.5 \times 10^{-3}$, 3 – $\bar{e} = 1.8 \times 10^{-3}$, 4 – $\bar{e} = 2 \times 10^{-3}$, 5 – $\bar{e} = 3 \times 10^{-3}$, 6 – $\bar{e} = 10^{-2}$ в единицах $\mathrm{statC/cm}$; линии для $\varepsilon_a > 0$ соответствуют: 1 – $\bar{e} = 0$, 2 – $\bar{e} = 10^{-4}$, 3 – $\bar{e} = 10^{-3}$, 4 – $\bar{e} = 3 \times 10^{-3}$, 5 – $\bar{e} = 10^{-2}$ в единицах $\mathrm{statC/cm}$. Пунктирные линии соответствуют зависимости $\cos^2\theta(z) \simeq z/L$.

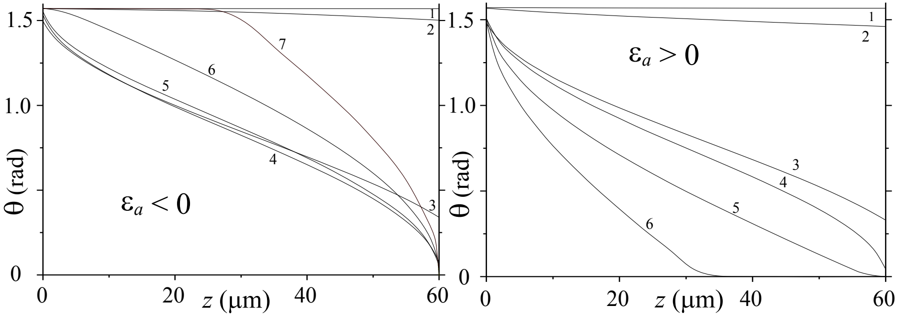


Рис. 5: Равновесные профили $\theta(z)$ для $\bar{e} = 0.01$ statC/cm. Линии в случае $\varepsilon_a < 0$: 1 – $U = 0.15\ V$, 2 – $U = 0.17\ V$, 3 – $U = 0.18\ V$, 4 – $U = 1\ V$, 5 – $U = 2\ V$, 6 – $U = 5\ V$ и 7 – $U = 10\ V$; линии в случае $\varepsilon_a > 0$: 1 – $U = 0.15\ V$, 2 – $U = 0.17\ V$, 3 – $U = 0.18\ V$, 4 – $U = 1\ V$, 5 – $U = 5\ V$ и 6 – $10\ V$.

Основные результаты

1. Показано, что при $\varepsilon_a < 0$ переход Фредерикса возможен при достаточно большом $\bar{e}$, причём он может быть только непрерывным;
2. Было обнаружено, что для достаточно больших $\bar{e}$ напряжение перехода убывает как $1/\bar{e}$;
3. Было обнаружено, что при повышении напряжения выше перехода Фредерикса происходит ещё один переход – из слабоискажённой фазы в сильноискажённую.

Часть 3. Случай большого флексоэлектрического коэффициента и достаточно высокого приложенного напряжения

$$\frac{\bar{e}U}{K} \gg 1 \tag{22}$$

Результаты будут опубликованы в *Journal of Physics: Conference Series*

Свободная энергия

$$\frac{\mathcal{F}_{\mathrm{tot}}}{S_\perp} = -\frac{1}{8\pi}U^2 J + \bar{e}UJJ_1 + 2\pi\bar{e}^2\left(\int_0^L \frac{(\sin 2\theta\theta')^2}{\mathcal{E}(\theta)}\,dz - JJ_1^2\right) + \frac{W_1}{2}\sin^2\left(\theta(0)-\theta_0^{(1)}\right) + \frac{W_2}{2}\sin^2\left(\theta(L)-\theta_0^{(2)}\right) + \mathrm{elastic} \tag{23}$$

Обозначим $y(z) = \frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_a} + \cos^2\theta(z)$, $y(z) \in \left[\frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_a};\ \frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_a}\right]$ $\forall z \in [0;\ L]$

Свободная энергия как функционал $y(z)$

$$\frac{\mathcal{F}_{\mathrm{tot}}}{S_\perp} = -\frac{1}{8\pi}U^2 J + \bar{e}UJJ_1 + 2\pi\bar{e}^2\left(\frac{1}{\varepsilon_a}\int_0^L \frac{(y')^2}{y(z)}\,dz - JJ_1^2\right) + {} + \frac{W_2}{2}y(0) + \frac{W_2}{2}y(L) + \mathrm{elastic} \tag{24}$$

Reminder

$$J^{-1} = \frac{1}{\varepsilon_a}\int_0^L \frac{dz}{y(z)}, \quad J_1 = \frac{1}{\varepsilon_a}\ln\frac{y(0)}{y(L)} \tag{25}$$

Вариация в объёме

$$\frac{\delta \mathcal{F}}{S_\perp \delta y(z)} = \frac{2\pi \bar{e}^2}{\varepsilon_a y^2}\left[-2yy'' + (y')^2 - a^2\right] \tag{26}$$

Уравнение Эйлера-Лагранжа в объёме

$$-2yy'' + (y')^2 - a^2 = 0 \tag{27}$$

Здесь

$$a \equiv J\left(J_1 - \frac{U}{4\pi \bar{e}}\right) \tag{28}$$

Reminder

$$J^{-1} = \frac{1}{\varepsilon_a}\int_0^L \frac{dz}{y(z)}, \quad J_1 = \frac{1}{\varepsilon_a}\ln\frac{y(0)}{y(L)} \tag{29}$$

Решения

$$y(z) = \pm az + b, \tag{30}$$

$$y(z) = \frac{c}{4}(z+b)^2 - \frac{a^2}{c} \tag{31}$$

Произвольные константы: b, c

Вариация на границах

$$\frac{\delta \mathcal{F}}{S_\perp \delta y(0)} = \frac{4\pi \bar{e}^2}{\varepsilon_a y(0)} \left[-y'(0) - a + g_1 y(0) \right] \; (= 0) \tag{32}$$

$$\frac{\delta \mathcal{F}}{S_\perp \delta y(L)} = \frac{4\pi \bar{e}^2}{\varepsilon_a y(L)} \left[y'(0) + a + g_2 y(0) \right] \; (= 0) \tag{33}$$

$$g_i \equiv \frac{\varepsilon_a W_i}{8\pi \bar{e}^2} \tag{34}$$

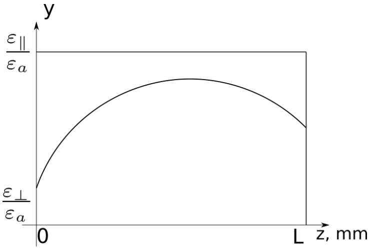


Рис. 6: Профилей такого вида не существует

Формальное требование на экстремаль

$$\delta\mathcal{F} \geq 0$$

для любых допустимых $\delta y(z)$.

Ограниченность функции

$$y(z) \in \left[\frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_a};\ \frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_a}\right] \ \forall z \in [0;\ L]$$

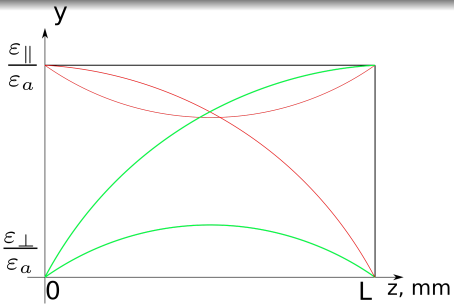


Рис. 7: Примеры профилей с концами в углах

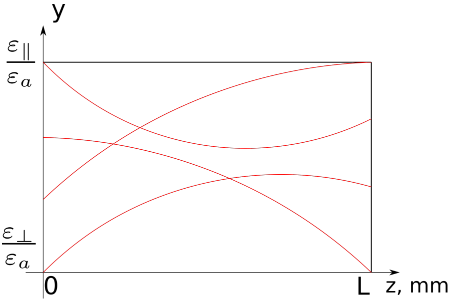


Рис. 8: Примеры профилей, у которых только один конец находится в углу.

Условия существования профиля

1. “Геометрические” условия: нужные точки находятся в углах, а сам профиль – в прямоугольнике $[0; L] \times [\varepsilon_\perp/\varepsilon_a; \varepsilon_\parallel/\varepsilon_a]$
2. Неотрицательность первой вариации $\delta\mathcal{F}/\delta y \geq 0$, в том числе на границах
3. Самосогласование: $a = J(J_1 - U/(4\pi\bar{e}))$

Данные условия позволяют найти уравнение профиля, а также условия на параметры системы, при которых он существует. Данная задача сводится к обобщению условий Куна-Таккера на бесконечномерный случай.

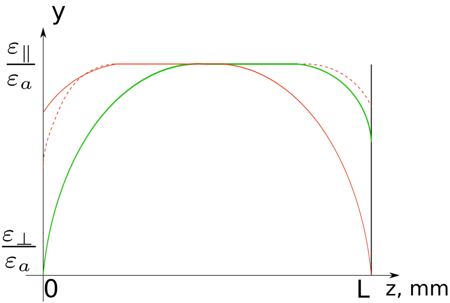
О насыщении

$$\frac{\delta \mathcal{F}}{S_\perp \delta y(z)} = \frac{2\pi \bar{e}^2}{\varepsilon_a y^2}\left[-2yy'' + (y')^2 - a^2\right] \tag{35}$$

Вывод: при $\varepsilon_a > 0$ насыщение в объёме возможно лишь на $y = \varepsilon_\parallel / \varepsilon_a$

Большой $\bar{e}$ и высокое U

Профили с участками насыщения



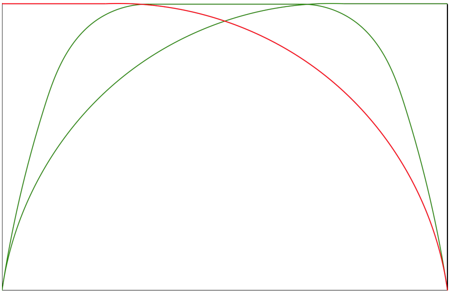


Рис. 9: Варианты профилей с участками насыщения

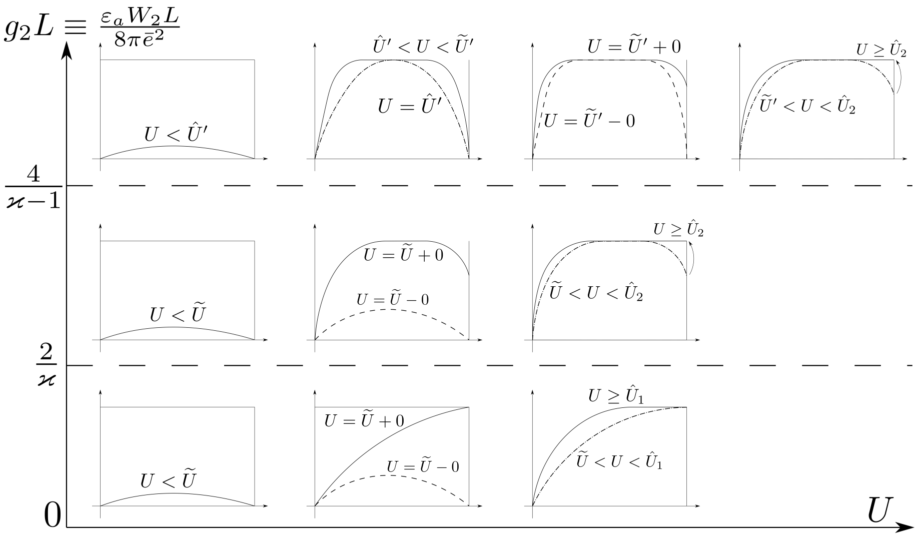


Рис. 10: Схема трансформаций ориентационной структуры

Выражения для характеристических напряжений

$$\widetilde{U} = \frac{8\pi\bar{e}}{\varepsilon_a}\ln\left(1+\frac{g_2 L}{2}\right) \tag{36}$$

$$\hat{U}_1 = \frac{8\pi\bar{e}}{\varepsilon_a}\ln\left(\frac{\varkappa+1}{\varkappa}\right) \tag{37}$$

$$\hat{U}_2 = \frac{8\pi\bar{e}}{\varepsilon_a}\left[\frac{g_2 L}{2}-\frac{1}{\varkappa}+\ln\left(\frac{\varkappa+1}{\varkappa}\right)\right] \tag{38}$$

$$\hat{U}' = \frac{8\pi\bar{e}}{\varepsilon_a}\ln\left(\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}\right) \tag{39}$$

$$\widetilde{U}' = \frac{8\pi\bar{e}}{\varepsilon_a}\left[\frac{g_2 L}{2}\frac{\varkappa-1}{\varkappa}-\frac{2}{\varkappa}+\ln\left(\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}\right)\right] \tag{40}$$

Большой $\bar{e}$ и высокое U

Профили при слабом зацеплении

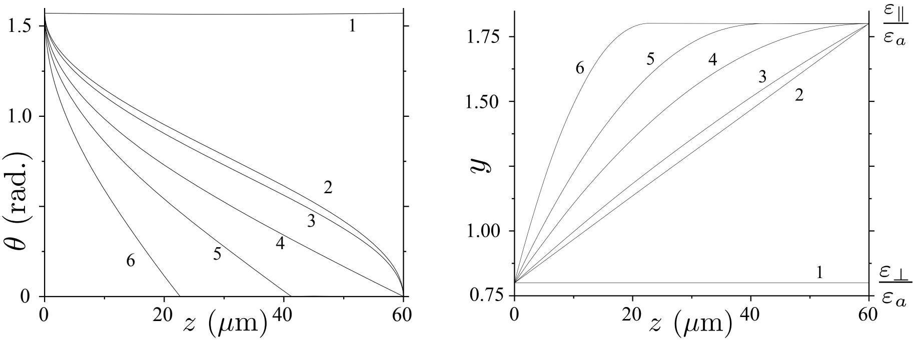


Рис. 11: Профили $\theta(z)$ (слева) и зависимости $y(z)$ (справа), полученные для случая слабого зацепления, когда выполнено $g_2 L < 2/\varkappa$. Модули поверхностного зацепления: $W_\theta^{(1)} = 0.0025\ \mathrm{erg/cm^2}$, $W_\theta^{(2)} = 5 \times 10^{-4}\ \mathrm{erg/cm^2}$ для всех кривых. Приложенное напряжение в соответствии с линиями: 1 – $U = 0.04\,\mathrm{V}$, 2 – $U = 0.05\,\mathrm{V}$, 3 – $U = 1.5\,\mathrm{V}$, 4 – $U = 4.67\,\mathrm{V}$, 5 – $U = 7.5\,\mathrm{V}$, 6 – $U = 15\,\mathrm{V}$.

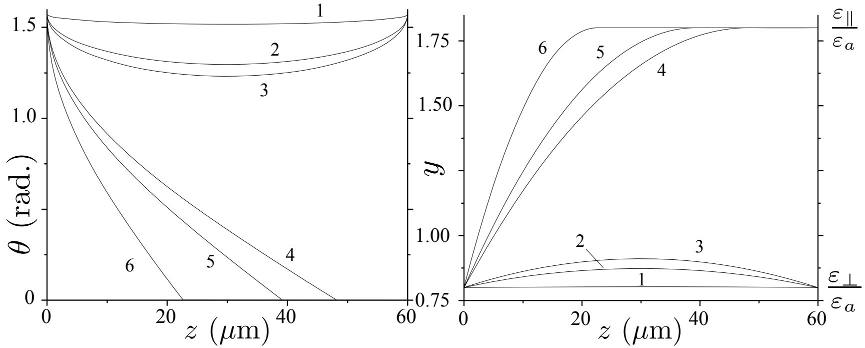


Рис. 12: Профили $\theta(z)$ (слева) и зависимости $y(z)$ (справа), полученные для случая среднего зацепления, когда выполнено $4/(\varkappa - 1) > g_2 L > 2/\varkappa$. Модули поверхностного зацепления: $W_\theta^{(1)} = 0.25\ \mathrm{erg/cm^2}$, $W_\theta^{(2)} = 0.10\ \mathrm{erg/cm^2}$ для всех кривых. Приложенное напряжение в соответствии с линиями: 1 – $U = 1\,\mathrm{V}$, 2 – $U = 5\,\mathrm{V}$, 3 – $U = 6.1\,\mathrm{V}$, 4 – $U = 6.2\,\mathrm{V}$, 5 – $U = 8\,\mathrm{V}$, 6 – $U = 15\,\mathrm{V}$.

Большой $\bar{e}$ и высокое U

Профили при сильном зацеплении

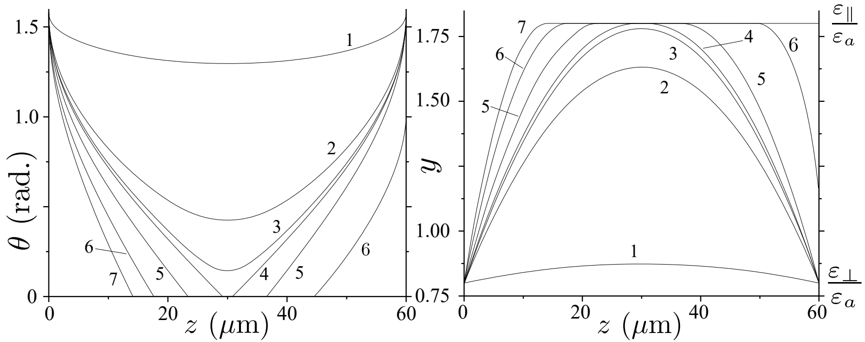


Рис. 13: Профили $\theta(z)$ (слева) и зависимости $y(z)$ (справа), полученные для случая сильного зацепления, когда выполнено $4/(\varkappa - 1) < g_2 L$. Модули поверхностного зацепления: $W_\theta^{(1)} = 1.75\ \mathrm{erg/cm^2}$, $W_\theta^{(2)} = 0.7\ \mathrm{erg/cm^2}$ для всех кривых. Приложенное напряжение в соответствии с линиями: 1 – $U = 5\,\mathrm{V}$, 2 – $U = 15\,\mathrm{V}$, 3 – $U = 16\,\mathrm{V}$, 4 – $U = 16.5\,\mathrm{V}$, 5 – $U = 19.65\,\mathrm{V}$, 6 – $U = 19.75\,\mathrm{V}$, 7 – $U = 65\,\mathrm{V}$.

Основные результаты

1. Для случая большого флексоэлектрического коэффициента, немалого U и $\varepsilon_a > 0$ аналитически расчитаны профили $\theta(z)$;
2. Показано, как изменяется эволючия профилей $\theta(z)$ с изменением U в зависимости материальных параметров