

УДК 538.9

Д. В. Кондратьев^{1,2}, Н. Г. Мигранов³

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ИСКАЖЕНИЯ СЛОЕВ СМЕКТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

¹Академия наук Республики Башкортостан,
ул. Кирова, д. 15, 450008 Уфа, Россия. E-mail: denis.kondratyev@bk.ru

²Башкирский кооперативный институт (филиал) Российского университета кооперации,
ул. Ленина, д. 26, 450000 Уфа, Россия.

³Башкирский государственный медицинский университет,
ул. Ленина, д. 3, 450008 Уфа, Россия.

Исследуется возможность появления периодических искажений в слоях смектика во внешних скрещивающихся магнитном и электрическом полях. Рассматривается теоретическая модель поведения смектического жидкого кристалла (ЖК), ограниченного двумя полубесконечными пластинами со слабой энергией сцепления на границах. В рассматриваемой модели магнитное поле направлено вдоль слоев образца, электрическое поле направлено под углом к оси x в плоскости xOz . Получено соотношение для критических значений магнитного и электрического полей, для которых возможно появление периодических искажений смектических слоев.

Ключевые слова: смектический жидкий кристалл, периодические структуры, углы Эйлера, критические поля.

DOI: 10.18083/LCAppl.2019.1.79

D. V. Kondratyev^{1,2}, N. G. Migranov³

PERIODIC DISTORTIONS OF SMECTIC LIQUID CRISTAL LAYERS IN MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS

¹Academy of Sciences of Republic Bashkortostan,
15 Kirova St., Ufa, 450008, Russia. E-mail: denis.kondratyev@bk.ru

²Bashkir Cooperative Institute (branch) of the Russian Cooperative University,
26 Lenina St., Ufa, 450000, Russia.

³Bashkir State Medical University, 3 Lenina St., Ufa, 450008, Russia.

The possibility of appearance of periodic distortions in smectic layers in external intersecting magnetic and electric fields was investigated. A theoretical model of behavior of a smectic liquid crystal (LC) limited by two semi-infinite plates with a weak anchoring energy at boundaries was considered. In this model, the magnetic field directed along sample layers, the electric field directed at angle to x -axis in xOz -plane. A relation for critical values of the magnetic and electric fields, for which the appearance of periodic distortions of smectic layers is possible was obtained.

Key words: smectic liquid crystal, periodic structures, Euler angles, critical fields.

Введение

Актуальность исследований в данном направлении продиктована тем, что системы отображения информации, создаваемые на основе сегнетоэлектрических жидких кристаллов (С*ЖК), могут существенно превосходить по своим характеристикам современные дисплеи, созданные на основе нематических ЖК (НЖК) и известных смектических ЖК. Результаты исследований экспериментальных образцов ячеек на основе сегнетоэлектрических жидких кристаллов показали, что новые ЖК-материалы позволяют получить более качественную визуализацию 2D и 3D изображений благодаря увеличению в 5 и более раз частоты смены кадров, снижению в 4–5 раз времени оптического отклика и увеличению в 2–3 раза яркости изображения при сниженном энергопотреблении.

Перспектива использования сегнетоэлектрических ЖК опирается на возможность создания широкого спектра быстродействующих низковольтных микродисплеев и проекционных дисплеев, в том числе трехмерных, затворов стереочков, пространственных модуляторов света, элементов и устройств обработки информации, адаптивной оптики, в которых повышенное быстродействие С*ЖК обеспечивает новые функциональные свойства [1].

Можно отметить, что интерес к исследованию С*ЖК в последние годы не только не уменьшается, но и возрастает: например, ряд последних работ посвящен основным электрооптическим эффектам (Кларка – Лагерволла, Керра) рассмотрены с точки зрения их потенциала использования в дисплейных и фотонных устройствах нового поколения [2].

В обзоре [3] приводится описание применений различных типов жидкокристаллических (ЖК) устройств, прежде всего для средств отображения информации и некоторых задач управления светом (фотоники). Дисплей как комплексная ЖК-система обладает богатым разнообразием физических и электрооптических эффектов, что хорошо отражено. Изучение этих эффектов позволяет улучшить их эксплуатационные и визуальные характеристики. Можно констатировать, что среди всех функциональных материалов для дисплейных технологий жидкие кристаллы остаются особенно привлекательным. Хорошо известно, что постоянно ведется работа по совершенствованию и удешевлению известных типов ЖК-дисплеев, по созданию новых устройств и материалов с новыми функцио-

нальными возможностями. Появляется много новых перспективных устройств и технологий для фотоники. А такие материалы и их приложения, как ЖК в органической электронике, ЖК-линзы, экзотические фазы (*TGB* – зернистая фаза с закрученными границами), лиотропные жидкие кристаллы еще требуют своих дальнейших исследований.

Важным этапом в исследовании ЖК-фаз является синтез жидкокристаллических материалов с заданными физическими параметрами, поиск новых химических соединений, которые могут привести к достаточно уникальным физическим свойствам, позволяющим создавать новые приборы с существенно улучшенными характеристиками. Например, в работе [4] показано, что полярные производные 1,3,2-диоксаборинана обладают целым рядом преимуществ по сравнению с другими полярными соединениями и позволяют получать разнообразные ЖК-композиции с низким пороговым напряжением, малыми временами включения и выключения, широким температурным интервалом существования нематической фазы.

Некоторые работы посвящены исследованию поведения тонкого слоя образца смектического ЖК SmC^* в геометрии «*bookshelf*» во внешнем постоянном электрическом поле, прикладываемом под разными углами к смектическим слоям образца. В [5] рассмотрены устойчивые состояния мезофазы и получены решения для периодических по у граничных условий, обнаружены области соизмеримых и несоизмеримых фаз, когда на нижней и верхней границах задаются различные периоды страйп-структур.

Большинство теоретических моделей, описывающих поведение сегнетоэлектрических ЖК, рассматриваются в одноконстантном приближении. В работе [6] поведение тонкого слоя образца, раскрученного хирального смектического жидкого кристалла в геометрии «*bookshelf*» исследуется в одноконстантном приближении во внешнем постоянном электрическом поле, прикладываемом под разными углами к смектическим слоям образца, с учетом периодических граничных условий. Таким образом, продемонстрирован механизм появления периодических макроструктур в объеме образца сегнетоэлектрика.

В данной работе рассмотрен процесс возникновения периодических искажений смектических слоев в скрещенных магнитном и электрическом полях. Исследована возможность появления таких искажений в зависимости от величин полей.

Постановка задачи

Рассмотрим тонкий слой раскрученного сегнетоэлектрического жидкого кристалла SmC* во внешних магнитном и электрическом полях, прикладываемых, как показано на рис. 1.

В общем случае угол θ зависит от температуры: с повышением температуры мезофазы он становится меньше. Запишем директор \vec{n} в виде $\vec{n} = \vec{a} \cos \theta + \vec{c} \sin \theta$,

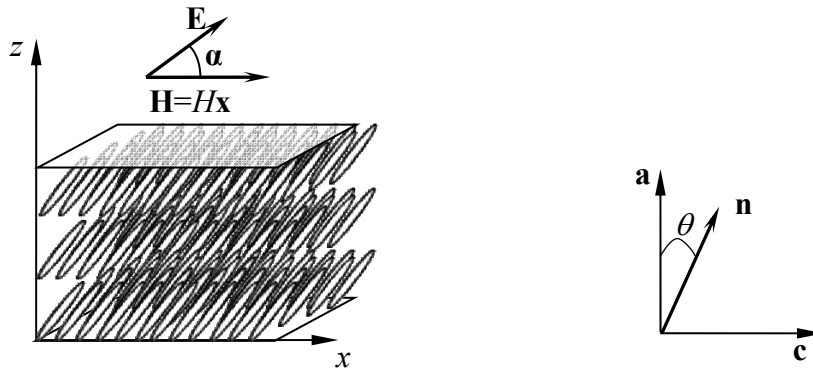


Рис. 1. Геометрия сегнетоэлектрического ЖК во внешних магнитном и электрическом полях

Fig. 1. Geometry of ferroelectric LC in external magnetic and electric fields

В рассматриваемой постановке плотность упругой энергии в объеме образца сегнетоэлектрического жидкого кристалла запишется в виде

$$w_b = \frac{1}{2} A_{21} (\nabla \cdot \vec{a})^2 + \frac{1}{2} B_2 (\nabla \cdot \vec{c})^2 + \frac{1}{2} B_1 (\vec{a} \cdot \nabla \times \vec{c})^2 + \frac{1}{2} B_3 (\vec{c} \cdot \nabla \times \vec{c})^2 + \frac{1}{2} (2A_{11} + A_{12} + A_{21} + B_3) (\vec{b} \cdot \nabla \times \vec{c})^2 - \frac{1}{2} (2A_{11} + 2A_{21} + B_3) (\nabla \cdot \vec{a}) (\vec{b} \cdot \nabla \times \vec{c}) - C_2 (\nabla \cdot \vec{a}) (\nabla \cdot \vec{c}) - B_{13} (\vec{a} \cdot \nabla \times \vec{c}) (\vec{c} \cdot \nabla \times \vec{c}) + (C_1 + C_2 - B_{13}) (\nabla \cdot \vec{c}) (\vec{b} \cdot \nabla \times \vec{c}),$$

где A_{ij} , B_i и C_i – коэффициенты упругости смектической мезофазы. Известно, что коэффициенты упругости удовлетворяют соотношениям [7]

$$A_{12}, A_{21}, B_1, B_2, B_3 > 0,$$

$$A_{12} A_{21} - A_{11}^2 > 0; B_1 B_3 - B_{13}^2 > 0; B_2 A_{12} - C_1^2 > 0;$$

$$B_2 A_{21} - C_2^2 > 0; A_{12} + A_{21} \pm 2A_{11} > 0;$$

$$B_1 + B_3 \pm 2B_{13} > 0; B_2 + A_{12} \pm 2C_1 > 0;$$

$$B_2 + A_{21} \pm 2C_2 > 0.$$

где \vec{a} – нормаль к смектическому слою, \vec{c} – единичный вектор, характеризующий направление проекции директора \vec{n} в слое. При $\theta = 0$ директор \vec{n} будет сонаправлен оси z.

В образце SmC* присутствует спонтанная поляризация \vec{P} , которая всегда перпендикулярна плоскости (\vec{a}, \vec{n}) . Удобно ввести вектор $\vec{b} = \vec{a} \times \vec{c}$ для описания $\vec{P}_s = P_0 \vec{b}$.

Магнитная составляющая в плотности энергии SmC* в системе СИ имеет вид

$$w_m = -\frac{1}{2} \mu_0 \Delta \chi (\vec{n} \cdot \vec{H})^2, \quad (1)$$

где \vec{H} – внешнее магнитное поле, магнитная постоянная $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $\Delta \chi$ – анизотропия магнитной восприимчивости ЖК. При $\Delta \chi > 0$ поле директора стремится выстроиться вдоль направления поля.

Электрическая составляющая плотности энергии SmC* записывается следующим образом:

$$w_e = -\vec{P}_s \cdot \vec{E} - \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_a (\vec{n} \cdot \vec{E})^2, \quad (2)$$

здесь \vec{E} – электрическое поле, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, ϵ_a – диэлектрическая анизотропия, \vec{P}_s – спонтанная поляризация. При $\epsilon_a > 0$ директор ориентируется параллельно направлению поля, при $\epsilon_a < 0$ – перпендикулярно. Первое слагаемое в (2) принимает минимальное значение при $\vec{P}_s \parallel \vec{E}$.

Для исследования возможности появления волнообразных искажений смектических слоев введем в рассмотрение функцию слоя $\Phi(x, y, z)$, тогда смектические слои будут описываться поверхностями $\Phi(x, y, z) = \text{constant}$ в случае отсутствия искажений.

Для малых искажений смектических слоев, которые описываются малым смещением $u(x, y, z)$, функция слоя примет вид

$$\Phi = z - u(x, y, z).$$

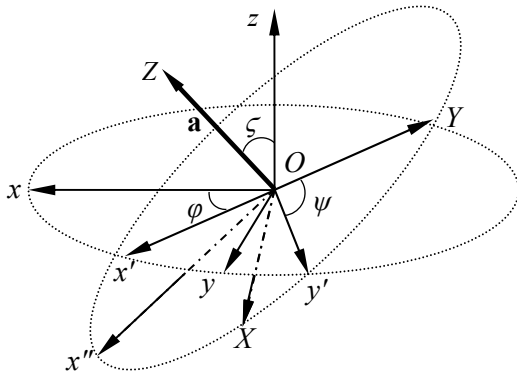


Рис. 2. Описание углов Эйлера ϕ , ζ и ψ для последовательного поворота вокруг осей Oz , Oy' , OZ

Fig. 2. Description of Euler angles ϕ , ζ and ψ for successive rotation around the axes Oz , Oy' , OZ

Нормаль к поверхности рассматриваемого слоя согласно работе [8] можно представить в виде

$$\vec{a} = \frac{\nabla\Phi}{|\nabla\Phi|} = \frac{\nabla\Phi}{1-\varepsilon}, \text{ где } \varepsilon = 1 - |\nabla\Phi|. \text{ Разлагая функ-}$$

цию слоя в ряд по малым смещениям до второго порядка малости, получим следующие выражения

$$\begin{aligned} (\nabla\Phi)^2 &= 1 - 2u_z + (\nabla u)^2, \\ |\nabla\Phi| &= 1 - u_z + \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2), \\ |\nabla\Phi|^{-1} &= 1 + u_z - \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2) + u_z^2. \end{aligned}$$

С учетом этих разложений и принимая во внимание, что нормаль и проекция директора на смектическую плоскость выражаются через углы Эйлера, введенные как показано на рис. 2, имеют следующие компоненты:

$$\begin{aligned} \vec{a} &= (\sin \zeta \cos \phi, \sin \zeta \sin \phi, \cos \zeta), \\ \vec{c} &= \cos \psi (\cos \zeta \cos \phi, \cos \zeta \sin \phi, -\sin \zeta) - \\ &\quad - \sin \psi (\sin \phi, -\cos \phi, 0) \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\sin \zeta = \frac{|\nabla_{\perp}\Phi|}{|\nabla\Phi|}, \quad \cos \zeta = \frac{1-u_z}{|\nabla\Phi|}, \quad \sin \phi = -\frac{u_y}{|\nabla_{\perp}\Phi|}, \quad (4)$$

$$\cos \phi = -\frac{u_x}{|\nabla_{\perp}\Phi|} \text{ и } \nabla_{\perp}\Phi = (-u_x, -u_y, 0).$$

Тогда мы имеем

$$\begin{aligned} \vec{a} &= \frac{\nabla\Phi}{|\nabla\Phi|} = \left(-u_x(1+u_z), -u_y(1+u_z), 1 - \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2) \right), \\ \varepsilon &= u_z - \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2). \end{aligned}$$

Однако существует элемент неопределенности в выборе углов ϕ и ψ при $\zeta \rightarrow 0$. Эту проблему можно решить, выбрав ϕ и ψ такими, чтобы вектор \vec{c} совпал с единичным вектором $(1, 0, 0)$ для невозмущенной конфигурации (см. рис. 1), когда $\zeta = 0$ и $u = 0$. Для

$$\zeta = 0 \text{ и } \phi + \psi = 2\pi \quad (5)$$

мы получим невозмущенную конфигурацию. Далее для малого изменения угла ζ , которое соответствует малому изменению u , можно воспользоваться приближением

$$\begin{aligned} \sin \psi &= -\sin \phi \cos \zeta + \sin \zeta \sin \phi \cos \phi, \\ \cos \psi &= \cos \phi + \tan \zeta \sin^2 \phi, \end{aligned} \quad (6)$$

так что условия (5) выполняются при $\zeta \rightarrow 0$. При этом легко проверить, что $\cos^2 \psi + \sin^2 \psi = 1$ до второго порядка малости по $\zeta \neq 0$.

Подставляя выражения (6) и (4) в (3), получим

$$\begin{aligned} \vec{a} &= \left(-u_x(1+u_z), -u_y(1+u_z), 1 - \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2) \right), \\ \vec{c} &= \left(1 - \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2), -u_y(1+u_z), u_x(1+u_z) - u_y^2 \right), \\ \vec{b} &= \vec{a} \times \vec{c} = \left(u_y(1-u_x+u_z), 1-u_y^2, u_y(1+u_x+u_z) \right). \end{aligned}$$

В отсутствии деформации смектических слоев $\vec{a} = \nabla\Phi$, $\nabla \times \vec{a} = 0$ и $|\nabla\Phi| = 1$. Если Φ немного

меняется, то необходимо учитывать плотность энергии сжатия слоев в виде [8]

$$w_L = \frac{1}{2} B_0 u_z^2,$$

где B_0 – константа сжатия слоев в направлении параллельном вектору \vec{a} .

Подстановка вычисленных выше координат векторов в выражение для плотности упругой энергии в объеме, с учетом слагаемых до второго порядка малости, приведет ее к виду:

$$\begin{aligned} w_b = & \frac{1}{2} A_{12} u_{xx}^2 + \frac{1}{2} (A_{21} + B_2 - 2C_2) u_{yy}^2 + \\ & + \frac{1}{2} (B_1 + B_3 + 2B_{13}) u_{xy}^2 + \frac{1}{2} B_2 u_{xz}^2 + \frac{1}{2} B_3 u_{yz}^2 - \\ & - \frac{1}{2} (2A_{11} + B_3 + 2B_{13} - 2C_1) u_{xx} u_{yy} + \\ & + (B_{13} - C_1) u_{xx} u_{xz} + (C_2 - B_2) u_{yy} u_{xz} + (B_3 + B_{13}) u_{xy} u_{yz}. \end{aligned} \quad (7)$$

Полученное выражение (7) можно упростить, используя следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \int_V u_{xz}^2 dV &= \int_V u_{xx} u_{zz} dV + S_1, \\ \int_V u_{yz}^2 dV &= \int_V u_{yy} u_{zz} dV + S_2, \\ \int_V u_{xy}^2 dV &= \int_V u_{xx} u_{yy} dV + S_3, \\ \int_V u_{xy} u_{yz} dV &= \int_V u_{xz} u_{yy} dV + S_4, \end{aligned}$$

которые получены интегрированием по частям для некоторого объема V . Здесь S_i – поверхностный вклад в общую энергию, который не влияет на ориентацию поля директора в объеме. Можно провести дальнейшее упрощение выражения для плотности энергии, если учесть, что она должна быть инвариантна по отношению к замене знака

$z \rightarrow -z$ [9]. Исходя из вышесказанного, плотность упругой энергии примет вид

$$\begin{aligned} w_b = & \frac{1}{2} A_{12} u_{xx}^2 + \frac{1}{2} (A_{21} + B_2 - 2C_2) u_{yy}^2 + \\ & + \frac{1}{2} (B_1 - 2(A_{11} - C_1)) u_{xx} u_{yy} - (B_2 - B_3 - B_{13} - C_2) u_{yy} u_{xz} + \\ & + (B_{13} - C_1) u_{xx} u_{xz} + \frac{1}{2} (B_2 u_{xx} + B_3 u_{yy}) u_{zz}. \end{aligned}$$

Наличие внешнего магнитного поля $\vec{H} = (H, 0, 0)$ также дает вклад в плотность полной энергии в объеме образца. Магнитная составляющая плотности энергии до второго порядка малости запишется в виде (1)

$$w_m = -\frac{1}{2} \mu_0 \Delta \chi H^2 (u_x^2 \cos(2\theta) + (1 - u_y^2) \sin^2 \theta).$$

Предполагаем, что электрическое поле направлено вдоль плоскости xOz под углом α к оси x , т.е. $\vec{E} = (E \cos \alpha, 0, E \sin \alpha)$. Соответственно электрическая составляющая плотности энергии кирального смектического ЖК выразится в виде

$$\begin{aligned} w_e = & -\frac{1}{2} \varepsilon_a \varepsilon_0 E^2 \left[u_y^2 (1 + \sin^2 \alpha \sin 2\theta) + \right. \\ & \left. + ((2u_x^2 + u_y^2 - 1) \cos^2 \theta + 1 - u_x^2 - 2u_y^2) \cos^2 \alpha \right] + \\ & + (u_y^2 - 1) P_s E \sin \alpha. \end{aligned}$$

Полная плотность энергии в объеме образца сегнетоэлектрического ЖК складывается из упругого, магнитного, электрического вкладов и плотности энергии сжатия смектических слоев. Следовательно, $w = w_b + w_m + w_e + w_L$.

Исключим из рассмотрения слагаемые, дающие вклад в поверхностную энергию образца. Плотность полной энергии в таком случае с учетом того, что $u = f(x)g(y)h(z)$ и $h(0) = h(d) = 0$, выражается соотношением

$$\begin{aligned} w = & \frac{1}{2} A_{12} u_{xx}^2 + \frac{1}{2} (A_{21} + B_2 - 2C_2) u_{yy}^2 + \frac{1}{2} (B_1 - 2(A_{11} - C_1)) u_{xx} u_{yy} - \\ & - \frac{1}{2} \mu_0 \Delta \chi H^2 (u_x^2 \cos(2\theta) + (1 - u_y^2) \sin^2 \theta) - \\ & - \frac{1}{2} \varepsilon_a \varepsilon_0 E^2 \left[u_y^2 (1 + \sin^2 \alpha \sin 2\theta) + ((2u_x^2 + u_y^2 - 1) \cos^2 \theta + 1 - u_x^2 - 2u_y^2) \cos^2 \alpha \right] + \\ & + (u_y^2 - 1) P_s E \sin \alpha + \frac{1}{2} B_0 u_z^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Тогда полная энергия образца выражается через интеграл по объему сегнетоэлектрика V

$$W = \int_V w dV.$$

Периодические искажения слоев

В нашей модели мы ищем решение задачи искажения смектических слоев в виде

$$u = u_0 \sin(kx) \sin(\pi z/d). \quad (9)$$

Для периодической функции f , имеющей период P , можно ввести среднее значение на периоде согласно соотношению $\langle f \rangle$

$$\langle w \rangle = \frac{1}{8} u_0^2 \left[A_{12} k^4 - 2 \cos(2\theta) (\mu_0 \Delta \chi H^2 + \varepsilon_a \varepsilon_0 E^2 \cos^2(\alpha)) k^2 + \frac{B_0 \pi^2}{d^2} \right] - \frac{1}{2} \mu_0 \Delta \chi H^2 \sin^2(\theta) - P_s E \sin \alpha - \frac{1}{2} \varepsilon_a \varepsilon_0 E^2 \sin^2(\theta) \cos^2(\alpha)$$

Минимум энергии в объеме рассматриваемого образца обеспечивается выполнением условия:

$$0 = \frac{\partial}{\partial k} \langle w \rangle = \left(\frac{1}{2} A_{12} k^3 - \frac{1}{4} \cos(2\theta) \times \right. \\ \left. \times (\mu_0 \Delta \chi H^2 + \varepsilon_a \varepsilon_0 E^2 \cos^2(\alpha)) k \right) u_0^2.$$

Отсюда

$$k_x^2 = \frac{1}{2} \frac{\cos(2\theta) (\mu_0 \Delta \chi H^2 + \varepsilon_a \varepsilon_0 E^2 \cos^2(\alpha))}{A_{12}}. \quad (10)$$

Подставив (10) в (11), можно найти соотношение для критических значений электрического и магнитного полей, при которых возникают периодические искажения смектических слоев:

$$(\mu_0 \Delta \chi H^2 + \varepsilon_a \varepsilon_0 E^2 \cos^2(\alpha))^2 = \frac{4\pi^2 B_0 A_{12}}{d^2 \cos^2(2\theta)}. \quad (12)$$

Результаты численного эксперимента

Для значений физических параметров $A_{12} = 3,39 \cdot 10^{-11}$ Н, $\Delta \chi = 1,55 \cdot 10^{-6}$, $B_0 = 8,47 \cdot 10^6$ Н/м², $\theta = \frac{\pi}{8}$, $\alpha = \frac{\pi}{4}$, $d = 10^{-3}$ м проведен расчет в случае положительной диэлектрической анизотропии

$$\langle f \rangle = \frac{1}{P} \int_0^P f(t) dt.$$

При этом $\langle \sin^2 \rangle = \langle \cos^2 \rangle = \frac{1}{2}$; если имеем константу $g = \text{const}$, то ее среднее есть $\langle g \rangle = g$.

Подставим уравнение (9) в (8).

Получим среднее значение энергии на периоде $\langle w \rangle$

Для случая невозмущенного состояния при $u \equiv 0$

$$\langle w(u \equiv 0) \rangle = -\frac{1}{2} \mu_0 \Delta \chi H^2 \sin^2(\theta) - P_s E \sin \alpha - \frac{1}{2} \varepsilon_a \varepsilon_0 E^2 \sin^2(\theta) \cos^2(\alpha)$$

Тогда разность энергий между возмущенным и невозмущенным состояниями выражается соотношением:

$$\Delta \langle w \rangle = \langle w \rangle - \langle w(u \equiv 0) \rangle = \frac{1}{8} u_0^2 \left[A_{12} k^4 - 2 \cos(2\theta) (\mu_0 \Delta \chi H^2 + \varepsilon_a \varepsilon_0 E^2 \cos^2(\alpha)) k^2 + \frac{B_0 \pi^2}{d^2} \right]. \quad (11)$$

$\varepsilon_a = 2$ – результаты приведены на рис. 3 и для случая отрицательной диэлектрической анизотропии $\varepsilon_a = -2$ – результаты приведены на рис. 4.

Полученный диапазон критических значений электрического и магнитного полей хорошо согласуется с результатами, полученными в [9].

При этом видим, что на рис. 3 уменьшение значения одного поля компенсируется увеличением значения второго поля. Для случая отрицательной диэлектрической анизотропии увеличение критического значения одного поля приводит к увеличению критического значения для второго поля. При слабых полях, значения которых меньше критических, они компенсируют друг друга и не вызывают периодических искажений слоев.

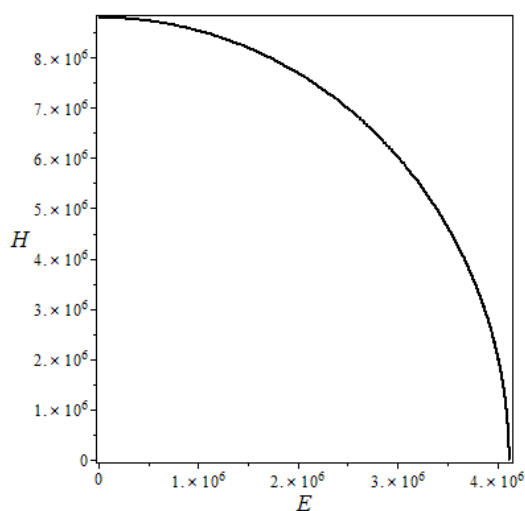


Рис.3. Взаимозависимость критических значений электрического и магнитного полей по (12) для $\varepsilon_a = 2$

Fig. 3. Correlation of critical values of the electric and magnetic fields according to (12) for $\varepsilon_a = 2$

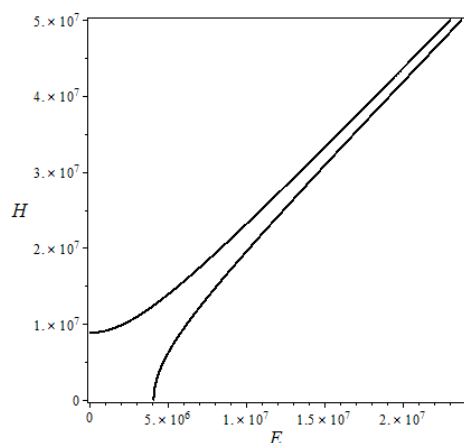


Рис.4. Взаимозависимость критических значений электрического и магнитного полей по (12) для $\varepsilon_a = -2$

Fig. 4. Correlation of critical values of the electric and magnetic fields according to (12) for $\varepsilon_a = -2$

Как следует из графика (рис. 4), появление периодических искажений для $\varepsilon_a = -2$ возможно в двух случаях соотношений между электрическим и магнитным полями. Следовательно, для каждого значения критического электрического поля существуют два значения критического магнитного поля, при которых возможно появление волнообразных искажений смектических слоев. На рис. 4

приведены две кривые, одна из которых соответствует случаю, когда сначала включается магнитное поле и электрическое поле подстраивается под него, во втором случае – наоборот.

Заключение

В данной работе рассмотрен процесс возникновения периодических искажений смектических слоев в скрещенных магнитном и электрическом полях. Исследована возможность появления двумерных искажений слоев в зависимости от величин полей.

Основным результатом являются полученные соотношения для критических напряженностей магнитного и электрического полей, заданных выражением (12), которое указывает на возможность появления волнообразного искажения смектических слоев фазы SmC.

Список литературы / References

1. Андреев А. Л., Компанец И. Н. Применения сегнетоэлектрических жидких кристаллов – реальные и возможные (обзор) // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2015. Т. 15, № 3. С. 28–40. [Andreev A.L., Kompanets I.N. Applications of ferroelectric liquid crystals – real and possible (review). *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2015, **15** (3), 28–40. (in Russ.). DOI: 10.18083/LCAppl.2015.3.28].
2. Чигринов В. Г., Шривастава А. К., Пожидаев Е. П. Сегнетоэлектрические жидкие кристаллы: физика и области применения // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2016. Т. 16, № 1. С. 9–21. [Chigrinov V.G., Srivastava A.K., Pozhidaev E.P. Ferroelectric liquid crystals: physics and applications. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2016, **16** (1), 9–21. (in Russ.) DOI: 10.18083/LCAppl.2016.1.9].
3. Беляев В. В. Перспективные применения и технологии жидкокристаллических устройств отображения информации и фотоники // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2015. Т. 15, № 3. С. 7–27. [Belyaev V.V. Promising applications and technologies of liquid crystal displays and photonics devices. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2015, **15** (3), 7–27. (in Russ.) DOI: 10.18083/LCAppl.2015.3.7].
4. Безбородов В. С., Лапаник В. И., Михалёнок С. Г. Жидкокристаллические соединения с положительной диэлектрической анизотропией // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2015. Т. 15, № 2. С. 6–18. [Bezborodov V.S., Lapanik V.I., Mikhalyonok S.G. Liquid crystalline compounds with positive dielectric anisotropy. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2015, **15** (2), 6–18. (in Russ.)].

5. Мигранова Д. Н., Кондратьев Д. В., Мигранов Н. Г. Исследование устойчивости равновесных состояний наноматериалов на основе сегнетоэлектрических жидких кристаллов во внешнем электрическом поле // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2015. Т. 15, № 3. С. 133–142. [Migranov D.N., Kondratyev D.V., Migranov N.G. Equilibrium states stability investigation of nanomaterials on the bases of ferroelectric liquid crystal in the external electric fields. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2015, **15** (3), 125–133. (in Russ.). DOI: 10.18083/LCAppl.2015.3.125].
6. Мигранова Д. Н., Кондратьев Д. В., Мигранов Н. Г. Метод прямых в решении краевой задачи Пуассона для смектика SmC* во внешнем электрическом поле // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2016. Т. 16, № 3. С. 58–68. [Migranov D.N., Kondratyev D.V., Migranov N.G. The method of lines for solving the Poisson boundary problem for smectic SmC* in an external electric field. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2016, **16** (3), 58–68. (in Russ.). DOI: 10.18083/LCAppl.2016.3.58].
7. Stewart I.W. The static and dynamic continuum theory of liquid crystals: a mathematical introduction. London; New York : Taylor & Francis, 2004. 360 p.
8. Kleman M., Parodi O. Covariant elasticity for smectics A. *Journal de Physique*, 1975, **36** (7–8), 671–681. DOI: 10.1051/jphys:01975003607-8067100.
9. Stewart I.W. Distortions induced by a magnetic field in planar aligned samples of smectic-C liquid crystals. *Mol. Cryst. and Liq. Cryst.*, 2001, **366**, 919–928.

*Поступила в редакцию 15.02.2019 г.
Received 15 February 2019*