

РАСКРУТКА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ В ТОНКИХ СЛОЯХ СМЕКТИКА C^* ПРИ МЯГКОМ И ЖЕСТКОМ ПОВЕРХНОСТНОМ СЦЕПЛЕНИИ МОЛЕКУЛ

П. В. Долганов^a, В. М. Жилин^{a}, В. К. Долганов^a, Е. И. Кац^{b,c}*

^a *Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^b *Laue-Langevin Institute
F-38042, Grenoble, France*

^c *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 21 марта 2008 г.

В работе теоретически изучена раскрутка электрическим полем спиральной структуры в тонких пленках сегнетоэлектрических смектиков. Используется дискретная модель, в которой каждый слой жидкого кристалла характеризуется двумерным вектором ξ_i , описывающим ориентацию молекул, и поляризацией P_i . Найдено, что раскрутка спирали в тонких пленках существенно отличается от известного поведения толстых образцов. В тонких пленках, например, дискретные промежуточные состояния, различающиеся целым или полуцелым числом витков спирали, образуются как при слабом, так и при сильном сцеплении молекул с поверхностью. Физическим фактором, определяющим такое поведение, является наличие приповерхностных областей с толщиной меньше шага спирали и соответствующей нескомпенсированной поляризацией.

PACS: 61.30.Cz, 64.70.Md

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы повышенный интерес вызывают сегнетоэлектрические жидкие кристаллы [1] благодаря необычным физическим свойствам и возможности их использования в системах отображения информации. В первую очередь как для фундаментальной физики, так и для приложений представляет интерес поведение сегнетоэлектрических жидких кристаллов в электрическом поле. Хотя поведение объемных (неограниченных) систем хорошо изучено, наше понимание структуры и фазовых переходов в тонких пленках сегнетоэлектрических жидких кристаллов (т. е. в ограниченной геометрии) менее полное.

В отсутствие электрического поля хиральное

межслоевое взаимодействие приводит к образованию спиральной структуры в направлении, перпендикулярном плоскости смектических слоев. Взаимодействие электрического поля со слоевой поляризацией стремится образовать плоскую структуру с поляризацией во всех смектических слоях параллельной направлению электрического поля. В области электрических полей, в которой спиральная структура переходит в плоскую, конкуренция между хиральным и электростатическим взаимодействиями приводит к фрустрации, вследствие чего раскрутка спирали происходит путем образования неоднородной геликоидальной структуры и солитонных состояний [2]. В отличие от перпендикулярного оси спирали магнитного поля, которое приводит к образованию π -солитонной структуры, электрическое поле индуцирует 2π -солитонные решетки. В такой структуре имеются домены с однородной поляриза-

*E-mail: zhilin@issp.ac.ru

цией вдоль поля, разделенные доменными стенками, в которых поляризация поворачивается на 360° . При увеличении поля размер однородных доменов растет, а толщина стенок уменьшается до полного раскручивания спиральной структуры в некотором критическом поле E_c .

Электрооптические эффекты в сверхтонких образцах, в которых поверхностная ориентация молекул приводит к раскрутке сегнетоэлектрической спирали, подробно анализировались ранее как теоретически, так и экспериментально (см., например, [3]). Для неограниченного сегнетоэлектрика раскрутка спирали рассматривалась в ряде теоретических работ [4–8]. Были получены аналитические выражения, описывающие переход геликоидальной структуры в плоскую. В образцах конечных размеров переход от геликоидальной структуры к плоской существенно усложняется. Изменение шага спирали p зависит от размеров образца, граничных условий и может происходить как непрерывно, так и скачкообразно. Электростатическая энергия сегнетоэлектрического жидкого кристалла может быть разделена на объемную часть, которая включает в себя энергию F_b целого числа n витков спирали, и энергию F_s приповерхностной области толщиной s , меньшей шага спирали ($s < p$). Переходы в электрическом поле между различными состояниями зависят от соотношения между F_b и F_s . Случай, когда приповерхностной энергией F_s можно пренебречь, рассматривался ранее [9]. Он реализуется для достаточно толстых пленок толщиной порядка 100 и более периодов спирали. В настоящей работе рассматриваются тонкие пленки, когда энергия F_s приповерхностной области оказывает существенное влияние на поведение сегнетоэлектрика в электрическом поле. Расчеты проведены для мягкого и жесткого сцепления молекул с поверхностью кюветы. Не скомпенсированная поляризация приповерхностной части образца существенно видоизменяет переходы в электрическом поле. В зависимости от используемой геометрии в электрическом поле могут происходить переходы с изменением числа полувитков спирали в ячейке на один или два. Наш критерий тонких или толстых пленок основан на сравнении свободной энергии F_b внутренних областей пленки, в которых укладывается целое число витков сегнетоэлектрической спирали, и энергии F_s приповерхностных областей толщиной меньше шага спирали. Этот критерий отличается от принятого в теории фазовых переходов, где тонкими пленками считаются такие, у которых толщина меньше объемной корреляционной длины.

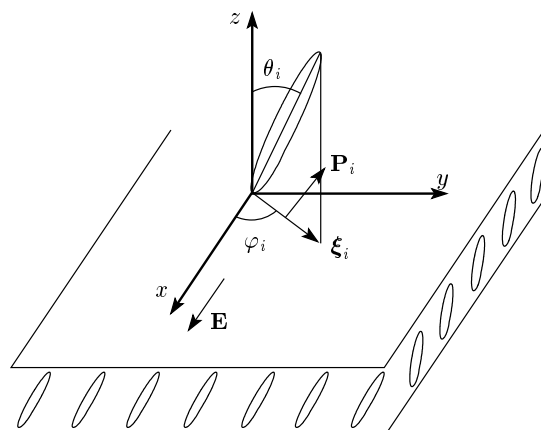


Рис. 1. Ориентация молекул и слоевая структура в сегнетоэлектрической SmC^* -фазе; θ_i и φ_i — полярный и азимутальный углы ориентации молекул. Двухкомпонентный вектор ξ_i характеризует азимутальную ориентацию молекул. Слоеая поляризация P_i перпендикулярна ξ_i . Ось геликоида перпендикулярна смектическим слоям. Электрическое поле параллельно оси x

2. ДИСКРЕТНАЯ МОДЕЛЬ ПОЛЯРНОГО СМЕКТИКА

Сегнетоэлектрический жидкий кристалл моделируется набором смектических слоев, в каждом из которых азимутальная ориентация молекул описывается единичным двумерным вектором ξ_i , где индекс « i » нумерует смектические слои (рис. 1). В расчетах мы использовали дискретную модель полярного смектика [10–16], в которой внутрислоевые взаимодействия формируют структуру с молекулами, наклоненными по отношению к нормали к смектическим слоям. Межслоевые взаимодействия приводят к образованию сегнетоэлектрических или анти-сегнетоэлектрических структур. Свободная энергия в дискретной модели сегнетоэлектрического жидкого кристалла в электрическом поле может быть записана в виде

$$F = \sum_i \left[\frac{1}{2} a \xi_i \xi_{i+1} + f [\xi_i \times \xi_{i+1}]_z + \mathbf{E} \cdot \mathbf{P}_i \sin \varphi_i \right]. \quad (1)$$

Первый член описывает межслоевое ориентационное взаимодействие молекул соседних слоев. При отрицательном a скалярное произведение $a \xi_i \xi_{i+1}$ минимизирует свободную энергию для синклинной ориентации, $\varphi_{i+1} - \varphi_i = 0$, где угол φ_i характеризует ориентацию ξ_i в плоскости слоя (рис. 1). Хиральное взаимодействие слоев (так называемый член Лифшица $f[\xi_i \times \xi_{i+1}]$) в отсутствие электрического по-

ля приводит к образованию спиральной структуры вдоль оси z . Электрическое поле \mathbf{E} , направленное вдоль оси x , взаимодействует со слоевой поляризацией \mathbf{P}_i . В сегнетоэлектрическом жидком кристалле слоевая поляризация \mathbf{P}_i перпендикулярна ξ_i . Энергия электростатического взаимодействия описывается последним членом в формуле (1). Так как мы интересуемся только раскруткой сегнетоэлектрической спирали, а не фазовыми переходами между различными смектическими структурами, нелинейные слагаемые, пропорциональные ξ^4 , не включены в наше рассмотрение. Отметим формальную аналогию энергии (1) с широко используемыми для описания магнитных и магнитоэлектрических явлений гамильтонианами, учитывающими, наряду с обменными взаимодействиями (первое слагаемое в формуле (1)), также эффекты релятивистского происхождения, приводящие к взаимодействию типа Дзялошинского–Мория [17, 18] (второе слагаемое в формуле (1)) и зеemanовскую энергию (последний член в формуле (1)).

Равновесные структуры сегнетоэлектрика в электрическом поле находились путем минимизации свободной энергии (1) по ориентациям ξ_i во всех слоях смектика. Метод минимизации свободной энергии описан в работе [16]. Минимизация энергии проводилась путем изменения ξ_i во всех слоях пленки. Чтобы найти структуру, отвечающую глобальному минимуму энергии, минимизация проводилась от 50 до 300 раз для различных начальных структур со случайными ориентациями ξ_i . Из полученных структур выбиралась структура с минимальной энергией. Проводилась дополнительная проверка того, что полученная структура отвечала минимуму энергии. При данной величине поля сравнивались энергии найденной структуры с энергией структур, отличающихся на полувиток и виток сегнетоэлектрической спирали. При расчетах мы пользовались безразмерными значениями параметров a , f и произведения EP_i . Без потери общности можно положить $a = -1$. При сопоставлении с экспериментом величины электрических полей переходов могут быть получены с использованием значений упругой константы кручения K_{22} [1] и слоевой поляризации $P_i = P_0 d$, где P_0 — поляризация сегнетоэлектрика, d — толщина смектического слоя. Дискретная модель (1) соответствует реальной структуре сегнетоэлектрика, состоящего из дискретных смектических слоев, ориентационное взаимодействие между молекулами которых меньше внутрислоевого взаимодействия. Дискретная модель позволяет проводить численные расчеты для образцов с числом смектических слоев N ,

реально исследующихся экспериментально. В расчетах число смектических слоев бралось примерно равным 500, шаг спирали в отсутствие поля p_0 от 30 до 100 смектических слоев. В работе приводятся данные для шага спирали $p_0 \approx 37.7$ слоев, что при толщине смектического слоя $d = 3.5$ нм соответствует селективному отражению при наклонном падении света в области примерно 400 нм. В электрическом поле шаг спирали увеличивается и селективное отражение смещается в длинноволновую область.

В континуальной теории межслоевому взаимодействию $(1/2)a(\xi_i \cdot \xi_{i+1})$ соответствует энергия $(1/2)K_{22}(\partial\varphi/\partial z)^2$ [1], хиральному взаимодействию $f[\xi_i \times \xi_{i+1}]_z$ — энергия $\Lambda\partial\varphi/\partial z$, где Λ — параметр Лифшица [1]. Полученное ранее в континуальной модели [4–8] критическое поле раскрутки спирали E_c можно переписать, используя параметры дискретной модели:

$$E_c = \frac{\pi^2}{8} \frac{f^2}{|a| P_i} \quad (2)$$

При получении формулы (2) производная $\partial\varphi/\partial z$, фигурирующая в континуальной модели, получена из величин дискретного изменения φ_i от слоя к слою (1). При используемых значениях параметров системы спираль полностью раскручивается при $E_c P_i \approx 8.7 \cdot 10^{-3}$. В дальнейшем величины электрических полей будем приводить по отношению к полю раскрутки спирали E/E_c .

3. РАСКРУТКА СПИРАЛИ ПРИ МЯГКОМ И ЖЕСТКОМ ПОВЕРХНОСТНОМ СЦЕПЛЕНИИ МОЛЕКУЛ

Рассмотрим вначале случай предельно мягкого сцепления молекул с ограничивающими поверхностями, когда взаимодействие с ограничивающими поверхностями не влияет на поведение жидкого кристалла в электрическом поле. Такая ситуация реализуется при специальной обработке поверхностей кювет или в свободно подвешенных пленках [19], две поверхности которых граничат с воздухом. В общем случае поведение жидкого кристалла зависит от толщины приповерхностного слоя s . Рассмотрим подробно два случая: (а) в отсутствие электрического поля в образце толщиной H укладывается полуцелое число витков спирали, $H = p_0(n + 0.5)$, т. е. толщина приповерхностного слоя равна половине шага спирали, $s = p_0/2$; (б) размер образца H равен или близок к $p_0 n$, где n — целое число витков в образце. Рассмотрение образцов таких размеров позволя-

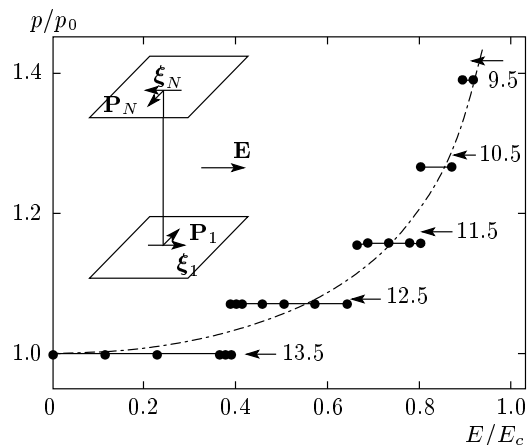


Рис. 2. Стабильные состояния сегнетоэлектрической спирали с двумя свободными поверхностями в электрическом поле. Темными точками приведены результаты расчета равновесного периода спиральной структуры по отношению к периоду в отсутствие поля p/p_0 . В начальном состоянии (в отсутствие электрического поля) образец имеет полуцелое число витков спирали ($n = 13.5$). Непрерывное изменение шага спирали в электрическом поле для неограниченного образца, следующее из континуальной теории [3–7], приведено штрихпунктирной кривой; E_c — критическое поле раскрутки спирали в объемном образце, $f = 0.084$. Ориентация \mathbf{P}_1 , ξ_1 и \mathbf{P}_N , ξ_N на двух границах образца показана на вставке

ет понять поведение сегнетоэлектрика в электрическом поле при других толщинах приповерхностного слоя.

На рис. 2 для образца толщиной $13.5p_0$ темными точками приведены результаты расчета равновесного периода спиральной структуры по отношению к периоду в отсутствие поля p/p_0 . Непрерывное изменение шага спирали в зависимости от поля, следующее из континуальной теории [4–8], приведено штрихпунктирной кривой на рис. 2. В нашем случае в образце конечных размеров переходы происходят дискретно с изменением числа витков спирали в образце на единицу. На рис. 3 приведена ориентация векторов ξ_i (азимутальный угол φ_i) для фрагмента спирали. Без поля (рис. 3а) φ_i равномерно изменяется от слоя к слою (гармоническая спираль). В электрическом поле спираль деформируется. Количество плоскостей, поляризация которых имеет компоненту, ориентированную по направлению электрического поля, становится больше числа плоскостей, поляризация которых имеет компоненту, ориентированную против направления электрического поля.

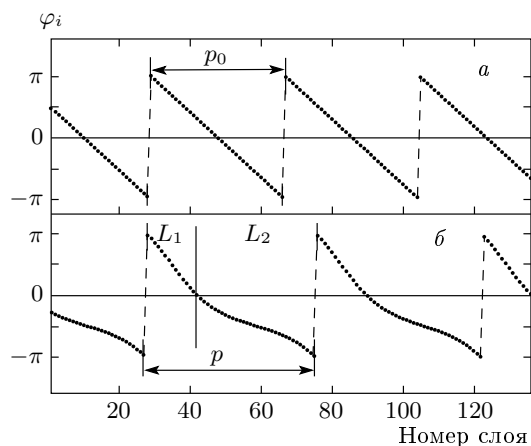


Рис. 3. Азимутальная ориентация молекул φ_i сегнетоэлектрической спирали в отсутствие электрического поля (а) и в электрическом поле $E/E_c \approx 0.8$ (б); L_1 и L_2 — части спирали с компонентой поляризации, направленной против поля и по полю

На рис. 3б для одного из периодов структуры указаны области, поляризация в которых имеет компоненту, антипараллельную (L_1) и параллельную (L_2) полю. При величине электрического поля $E/E_c \approx 0.8$ (рис. 3б) L_2 более чем в 2 раза превышает L_1 . Ориентация образца происходит за счет приповерхностной области толщиной s . Энергетически выгодными являются структуры с полуцелым числом витков спирали, поскольку дополнительный полуцелый виток ориентируется как L_2 . Направление поляризации \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_N в поверхностных слоях близко к перпендикулярному по отношению к направлению электрического поля (см. вставку на рис. 2).

На рис. 2 стрелками показаны величины относительных периодов структуры $H/p_0(n + 0.5)$, соответствующих полуцелому числу витков ($n + 0.5$) (цифры у стрелок). Следует отметить, что периоды, получающиеся в результате минимизации энергии (1), меньше $H/p_0(n + 0.5)$ (точки на рис. 2 находятся ниже стрелок). Это различие связано с тем, что приповерхностная часть образца (s) имеет энергетически выгодную ориентацию, и ее размер больше $p/2$. Различие между p и $H/(n + 0.5)$ увеличивается с увеличением поля. Переход между состояниями с различным шагом спирали происходит, когда равновесный период в объемном образце несколько меньше H/n .

Рассмотрим теперь хиральный сегнетоэлектрик, в котором в отсутствие поля толщина образца равна или близка к целому числу витков спирали $H \approx p_0n$ (рис. 4). Ориентация спирали в электрическом поле

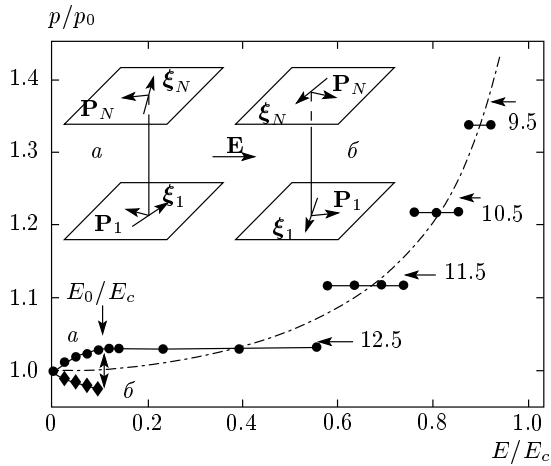


Рис. 4. Стабильные состояния сегнетоэлектрической спирали с двумя свободными поверхностями в электрическом поле. Образец в начальном состоянии (в отсутствие электрического поля) имеет число витков спирали n несколько меньше (*a*) и несколько больше (*б*) целого числа (13). Параметры модели: $f = 0.084$, $N = 489$ (*a*), $N = 492$ (*б*); E_c — критическое поле раскрутки спирали в объемном образце, E_0 — поле, при котором закрутка спирали становится энергетически невыгодной и происходит переход в состояние с меньшим числом витков (из состояния с $p/p_0 < 1$ в состояние с $p/p_0 > 1$). На вставках показана ориентация векторов ξ_1 , ξ_N и поляризации P_1 , P_N в слабом поле $E_i \ll E_0$ для n несколько меньше 13 (*a*) и n несколько больше 13 (*б*)

происходит путем образования в образце полуцелого числа витков ($n \pm 0.5$). В слабом поле поведение сегнетоэлектрика зависит от того, больше или меньше толщина образца $p_0 n$. Если H несколько меньше $p_0 n$, то в слабом электрическом поле поляризация P_1 и P_N в поверхностных слоях 1 и N ориентируется в направлениях, почти противоположных электрическому полю (вставка *a* на рис. 4). Такая ориентация энергетически выгодна, так как в этом случае суммарная поляризация образца направлена по полю. При увеличении электрического поля молекулы на поверхности и соответственно поляризация P_1 и P_N поворачиваются, раскручивая спираль (кружки на рис. 4). Когда количество витков становится близко к полуцелому ($n - 0.5$), период спирали стабилизируется (плато на рис. 4). Ориентация поляризации на поверхности становится близка к перпендикулярной по отношению к направлению электрического поля (такая ориентация показана на вставке рис. 2). Если H несколько больше $p_0 n$, то в слабом электрическом поле P_1 и P_N на поверхно-

сти образца ориентируются в направлениях почти совпадающих с направлением электрического поля (вставка *б* на рис. 4). Эта ориентация энергетически выгодна, так как в приповерхностных избыточных по отношению к $p_0 n$ смектических слоях поляризация ориентирована в направлении электрического поля. При увеличении поля молекулы на поверхности и соответственно поляризации P_1 и P_N поворачиваются, закручивая спираль (ромбы на рис. 4). При некотором поле E_0/E_c , зависящем от разности ($H - p_0 n$), закрутка спирали становится энергетически невыгодной и образец скачкообразно переходит в состояние с меньшим числом витков, рис. 4. Поведение сегнетоэлектрика в сильном поле (рис. 4) аналогично поведению сегнетоэлектрика с полуцелым числом витков (рис. 2). Нами подробно рассмотрено поведение сегнетоэлектрика, который в отсутствие поля имеет полуцелое число витков (рис. 2), и когда число витков спирали близко к целому (рис. 4). В общем случае электрическое поле изменяет шаг спирали так, что число витков становится полуцелым. При дальнейшем увеличении поля переходы происходят скачкообразно с изменением числа витков в образце на единицу.

Нами до сих пор рассматривались случаи отсутствия преимущественной ориентации молекул поверхностью кюветы. Энергетически выгодная азимутальная ориентация молекул вблизи поверхности происходила за счет ориентации в электрическом поле приповерхностного слоя. Рассмотрим далее влияние ориентирующего действия поверхности на переходы в электрическом поле. Если направление E совпадает с направлением ориентирующего действия поверхности (т. е. с направлениями ξ_1 и ξ_N), то это не приводит к существенным изменениям переходов в электрическом поле. Для образца с нечетным числом полувитков спирали при большой силе сцепления образуются метастабильные состояния, в которых шаг спирали определяется толщиной кюветы: $p = H/n$. Однако характер переходов между стабильными состояниями не изменяется. В образце с целым числом витков спирали ориентирующее действие кюветы приводит к изменениям в малых полях (рис. 5). Непрерывный переход в состояние с полуцелым числом витков (рис. 4) заменяется скачкообразным изменением периода (рис. 5).

Более существенные изменения наблюдаются, когда первоначальное число витков спирали в образце близко к целому, а поверхностная ориентация ξ_1 и ξ_N перпендикулярна электрическому полю или близка к такой ориентации. В этом случае возникает конкуренция между ориентирующим действием по-

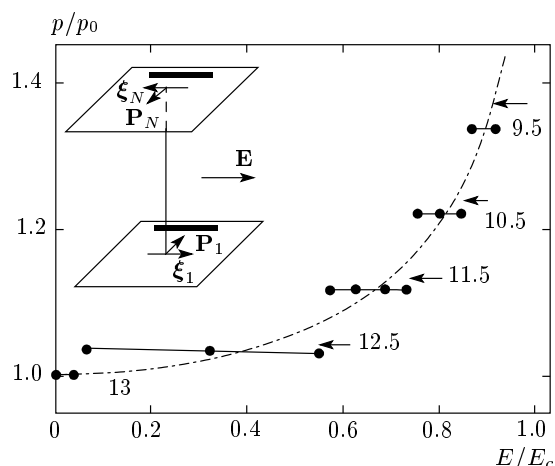


Рис. 5. Стабильные состояния сегнетоэлектрической спирали с жесткими граничными условиями на поверхности образца. Направления ориентирующего действия поверхности ячейки показаны на вставке жирными линиями. Направления векторов ξ_1 , ξ_N и поляризации P_1 , P_N на поверхности кюветы приведены для структур в сильном поле. В начальном состоянии (в отсутствие электрического поля) число витков спирали $n = 13$, $f = 0.084$

верхности и электрического поля, ориентирующего приповерхностные слои. Становится существенным даже небольшое отличие числа витков в образце от целого числа. Такое различие может возникнуть естественным образом из-за дискретности смектических слоев. Для образца с селективным отражением света при наклонном падении в области 400 нм различие азимутального угла ориентации молекул в соседних слоях составляет $\Delta\varphi = \varphi_{i+1} - \varphi_i \approx 9.5^\circ$. Конечную величину $\Delta\varphi$ следует учитывать, когда толщина образца $H \approx p_0 n$. На рис. 6 приведены результаты расчета равновесных состояний спирали для случая, когда на двух поверхностях направления преимущественной ориентации совпадают (а) и различаются на $\Delta\varphi = 9.5^\circ$ (б). В последнем случае (б) переходы происходят между состояниями с целым и полуцелым количеством витков. Это связано с тем, что в данной геометрии в приповерхностном полувитке есть слои с компонентой поляризации, направленной по полю, и слои с компонентой поляризации против поля. В результате этого электростатическая энергия полувитка равна половине энергии витка спирали в объеме образца. Переходы происходят в результате конкуренции объемной энергии структур с целым и полуцелым числом витков. Отметим также, что в отличие от ранее рассмотрен-

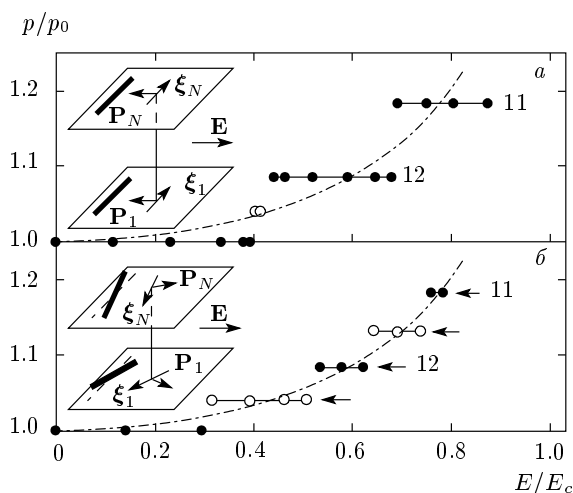


Рис. 6. Стабильные состояния сегнетоэлектрической спирали с жесткими граничными условиями на границах образца. Направления ориентирующего действия поверхности ячейки показаны на вставках жирными линиями. а — Направления ориентирующего действия поверхностей параллельны. Образец в начальном состоянии (в отсутствие электрического поля) имеет целое число витков спирали $n = 13$. б — Две поверхности ориентируют ξ_1 и ξ_N под углом $\Delta\varphi = 2\pi/p_0 = 9.5^\circ$ друг к другу. Ориентации ξ_1 , ξ_N и P_1 , P_N показаны на вставках для структур, соответствующих темным точкам, E_c — критическое поле раскрутки спирали в объемном образце. Параметры модели: $f = 0.084$, $N = 491$ (а), $N = 490$ (б)

ных случаев (рис. 2, 4, 5) в данном случае в структуре с нецелым числом витков шаг спирали совпадает с $H/(n + 0.5)$ (стрелки и точки, полученные в результате численного расчета, соответствуют одному и тому же значению p/p_0). При параллельной азимутальной ориентации молекул на поверхностях (рис. 6а) поляризация в секторе углов $\Delta\varphi$ оказывается нескомпенсированной. Электростатическая энергия сегнетоэлектрика с $H/p \approx n$ при ориентации поляризации, показанной на рис. 6а, уменьшается, что приводит к расширению области полей, в которых такая структура является стабильной (темные кружки на рис. 6а). В общем случае переходы могут происходить между стабильными состояниями, различающимися на половину витка спирали или на целый виток. Проведенный расчет (рис. 6а,б) демонстрирует, что когда число витков спирали в образце близко к целому числу, даже небольшое изменение направлений ориентации на поверхности может приводить к существенным изменениям стабильных состояний образца.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассчитаны состояния тонких пленок хирального сегнетоэлектрика в электрическом поле. Даже при отсутствии поверхностного сцепления (две свободные поверхности) переходы между дискретными состояниями в тонких пленках требуют преодоления потенциального барьера. Переходы с изменением шага спирали в поле могут происходить под влиянием внешнего воздействия, вследствие флуктуаций, новая структура может зарождаться на дефектах или на торцевых границах образца, в том числе на электродах. Для описания переходов необходимо использовать модели, учитывающие ориентационную динамику смектического жидкого кристалла, что выходит за рамки данной работы. Отметим только, что добавочные степени свободы, возникающие в электрическом поле из-за солитонной структуры массивных образцов (фазонные и амплитудные возбуждения) существенным образом модифицируются в тонких пленках.

Раскрутка спирали сегнетоэлектрика в тонких и толстых образцах существенно различается. В толстых образцах со свободными поверхностями шаг спирали в электрическом поле изменяется непрерывно. Азимутальная ориентация молекул поверхностью кюветы может приводить к дискретным переходам между состояниями, различающимися на полувиток спирали [9]. Характер переходов между этими состояниями не зависит от ориентации молекул на поверхности ячейки и направления электрического поля в плоскости смектических слоев [9].

В тонких образцах дискретные состояния образуются как в случае свободных поверхностей, так и при ориентирующем действии поверхности. Последовательность стабильных состояний при ориентирующем действии поверхности существенным образом зависит от соотношения между шагом спирали p_0 и толщиной ячейки H , а также от ориентации электрического поля по отношению к направлениям, в которых молекулы ориентируются поверхностями. В зависимости от используемой геометрии стабильные состояния могут различаться как на половину витка, так и на виток сегнетоэлектрической спирали.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00827), гранта МК-2382-2007.2, ИНТАС (грант № 06-1000014-6462) и Фонда содействия отечественной науке.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon, Oxford (1994).
2. R. D. Kamien and J. V. Selinger, *J. Condens. Matter* **13**, R1 (2001).
3. С. П. Палто, *Кристаллография* **48**, 130 (2003).
4. A. Michelson, L. Benguigui, and D. Cabib, *Phys. Rev. A* **16**, 394 (1977).
5. H. Takezoe, K. Furuhashi, T. Nakagiri, A. Fukuda, and E. Kure, *J. Appl. Phys.* **17**, 1219 (1978).
6. С. А. Пикин, В. Л. Инденбом, *УФН* **125**, 251 (1978).
7. В. Е. Дмитриенко, В. А. Беляков, *ЖЭТФ* **78**, 1568 (1980).
8. N. Baytch, R. L. B. Selinger, J. V. Selinger, and R. Shashidhar, *Phys. Rev. E* **68**, 041702 (2003).
9. В. А. Беляков, Е. И. Кац, *ЖЭТФ* **120**, 430 (2001).
10. H. Sun, H. Orihara, and Y. Ishibashi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 2706 (1993).
11. M. Čepič and B. Žekš, *Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci. Technol., Sect. A* **263**, 61 (1995).
12. T. Qian and P. L. Taylor, *Phys. Rev. E* **60**, 2978 (1999).
13. A. Roy and N. V. Madhusudana, *Eur. Phys. J. E* **1**, 319 (2000).
14. M. Čepič and B. Žekš, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 085501 (2001).
15. L. A. Parry-Jones and S. J. Elston, *Phys. Rev. E* **63**, 050701(R) (2001).
16. P. V. Dolganov, V. M. Zhilin, V. K. Dolganov, and E. I. Kats, *Phys. Rev. E* **67**, 041716 (2003).
17. И. Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **46**, 1420 (1964).
18. Ю. А. Изюмов, *УФН* **144**, 439 (1984).
19. P. Pieranski et al., *Physica A* **194**, 364 (1993).