

РОСТ СОИЗМЕРИМЫХ И НЕСОИЗМЕРИМЫХ СМЕКТИКОВ НА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

В.Г.Каменский, Е.И.Кац

*Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 28. марта 1996 г.

Исследуется переход нематик - смектик вблизи кристаллической подложки, обладающей периодическим потенциальным рельефом. Показано, что в зависимости от значений физических параметров системы и температуры возможно образование как соизмеримых, так и несоизмеримых с потенциалом подложки структур. Обсуждается возможность реализации и наблюдения таких структур.

PACS: 61.30.Cz, 64.70.Md

Несоизмеримые структуры наблюдаются во многих физических системах и им посвящено большое число исследований. Однако, как правило, во всех рассмотренных случаях речь идет об адсорбированных на подложках атомных или простых молекулярных кристаллах, поэтому характерные периоды модуляции плотности имеют атомные масштабы, и для наблюдения несоизмеримых структур требуется достаточно сложная и тонкая экспериментальная техника [1]. С другой стороны, существуют жидкие кристаллы с одномерной (смектики) и двумерной (дискотики) модуляцией плотности, в которых характерные модули упругости на два-три порядка меньше, чем в типичных атомных или молекулярных кристаллах, и потому переходы, связанные с изменением периода модуляции, должны осуществляться значительно легче. Кроме того, и само наблюдение модулированных структур в таких системах представляет собой значительно более простую задачу, так как любая модуляция плотности в жидких кристаллах сопровождается соответствующим изменением анизотропии оптических свойств, легко наблюдаемым экспериментально. Имеется еще одно специфическое именно для жидких кристаллов свойство, связанное с взаимодействием жидких кристаллов с подложкой. Дело в том, что из-за присущей всем жидким кристаллам анизотропии имеются два типа взаимодействий: 1) адсорбционное, чувствительное к рельефу потенциала подложки и поэтому линейное по модулированной части плотности жидкого кристалла; 2) анизотропное ориентационное, практически не чувствительное к этому типу рельефа и, следовательно, квадратичное по модулированной части плотности жидкого кристалла. Отметим, что такая конкуренция линейных и квадратичных по параметру порядка вкладов во взаимодействие с поверхностью является довольно типичной для всех типов жидких кристаллов и связана с аномальной "мягкостью" жидких кристаллов, приводящей к дополнительной малости линейного взаимодействия.

В данной работе исследуется более простая для аналитического решения одномерная задача для смектика. Процесс роста смектика из нематической фазы на кристаллической подложке может рассматриваться как аналог адсорбции, используемой для получения атомных или молекулярных пленок на подложке. Однако существенным отличием этого процесса является большее

число управляющих параметров (близость к температуре объемного фазового перехода, линейное и квадратичное взаимодействия с поверхностью). Рассмотрим нематический жидкий кристалл, находящийся вблизи точки объемного фазового перехода в смектик. В качестве параметра порядка такого перехода естественно выбрать [2] модуляцию плотности $\phi = \rho_{sh}/\rho_l$, где ρ_l - длинноволновая компонента плотности, а ρ_{sh} - коротковолновая. В нематической фазе $\langle \phi \rangle = 0$, а в смектической фазе возникает одномерная модуляция плотности и $\langle \phi \rangle \neq 0$. Этот переход является фазовым переходом второго рода или очень слабым переходом первого рода, поэтому вблизи перехода $\langle \phi \rangle \ll 1$, и мы можем использовать разложение Ландау для свободной энергии:

$$F = F_0 + F_{grad}, \quad (1)$$

где

$$F_0 = \int d^3r \left[\frac{\tau \phi^2}{2} - \frac{\mu \phi^3}{6} + \frac{\lambda \phi^4}{24} \right] \quad (2)$$

- однородная часть энергии, а

$$F_{grad} = \int d^3r \left[\frac{\alpha_{\perp}}{8q_0^2} ((\nabla^2 + q_0^2)\phi)^2 + \frac{\alpha_{\parallel} (n \nabla \phi)^2}{2} \right] \quad (3)$$

- градиентная часть. Здесь $\tau, \mu, \lambda, \alpha_{\perp}$ and α_{\parallel} - коэффициенты разложения, n - директор, $q_0 = 2\pi/l$ - волновой вектор равновесной структуры с периодом l . В окрестности перехода коэффициент τ должен быть мал. Если в системе имеется подложка, то к энергии (1) должна быть добавлена энергия взаимодействия с подложкой. В достаточно общем виде ее также можно представить в виде разложения по параметру порядка:

$$F_S = - \int d^2\rho \left[V(\rho)\phi + \frac{V_0 \phi^2}{2} \right]. \quad (4)$$

Здесь $V(\rho)$ и V_0 - коэффициенты разложения, причем $V(\rho)$ характеризует влияние потенциального рельефа подложки (расположенной в плоскости $z = 0$) на жидкий кристалл (занимающий область $z < 0$), $r = (\rho, z)$, ось z направлена по нормали к поверхности и вектор n параллелен этой оси. Коэффициент $V(\rho)$ должен иметь характерные периоды порядка l (в противном случае при усреднении по x этот член будет исчезать). Потенциал V_0 , как уже отмечалось, в главном приближении не зависит от рельефа подложки.

Рассмотрим сначала простейший случай, когда $V = V(\rho) = 0$. В этом случае период смектической модуляции определяется объемной энергией (3) и в качестве пробной функции, соответствующей смектической модуляции плотности вдоль оси x в плоскости подложки (в выбранной таким образом геометрии вдоль оси y модуляция отсутствует), возьмем $\phi = 2a \cos(q_0 x)$. Подставляя это выражение в (1)-(4) и производя замену переменных

$$z = 2w \sqrt{\alpha_{\parallel}/\lambda}, \quad v_0 = 2V_0/\sqrt{\lambda \alpha_{\parallel}}, \quad t = 4\tau/\lambda, \quad f = 2F/\sqrt{\lambda \alpha_{\parallel}},$$

получим выражение свободной энергии на единицу площади подложки:

$$f = \int_{-\infty}^0 dw \left[ta^2 + a^4 + \left(\frac{\partial a}{\partial w} \right)^2 - v_0 a^2 \delta(w) \right]. \quad (5)$$

Решение соответствующего этому функционалу уравнения Эйлера–Лагранжа имеет вид

$$a = \frac{\sqrt{t}}{\sinh[(w_0 - w)\sqrt{t}]}, \quad (6)$$

где w_0 определяется граничными условиями

$$a_s \equiv a(w = 0) = \frac{\sqrt{t}}{\sinh(w_0\sqrt{t})} = \sqrt{v_0^2 - t}. \quad (7)$$

Как следует из (7), квадратичное взаимодействие с подложкой индуцирует смектический порядок при выполнении условия $v_0^2 > t$. Это условие определяет температуру T_c , ниже которой в системе возникает смектическая фаза:

$$T_c = T_0 + V_0^2 / A\alpha_{\parallel},$$

где T_0 – температура объемного перехода нематик – смектик, A – константа в коэффициенте τ .

Явный вид параметра порядка (6), (7) позволяет найти вклад в упругую энергию поверхностного слоя, связанный с возникновением смектической фазы. Подставляя в (3) выражение для параметра порядка $\phi = 2a \cos q_0(x + u)$, где u – смещение смектических слоев, получим в главном приближении известное выражение для упругой энергии:

$$E_{el} = B \int \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 dx, \quad (8)$$

где

$$B = \alpha q_0^2 \int_{-\infty}^0 a^2 dz = \frac{4\alpha q_0^2}{\lambda} (V_0 - \sqrt{\tau\alpha_{\parallel}}) \quad (9)$$

(из-за быстрого убывания выражения под интегралом можно распространить в нем интегрирование до $-\infty$). Найденная в (9) величина имеет смысл двумерного модуля упругости.

Рассмотрим другой предельный случай, когда $V_0 = 0$, а $V(\rho) \neq 0$. В качестве функции, минимизирующей свободную энергию, выберем $\phi = \cos px$, где период p сам должен быть найден в результате минимизации. Отметим, что период кристаллической модуляции плотности в подложке значительно меньше, чем характерный период смектика. Это означает, что взаимодействие $V(\rho)$ будет ориентировать растущий смектик в направлении, в котором период модуляции p близок к q_0 ($|p - q_0| = \delta \ll q_0$). Именно это направление в дальнейшем принято за ось x . Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательное выражение для модуля упругости в этом случае:

$$B_1 = \alpha_{\perp} V^2 q_0^2 \xi^3 / 4\alpha_{\parallel}, \quad (10)$$

где ξ – объемная корреляционная длина. Очевидно, что в общем случае, когда V_0 и $V(\rho)$ одного порядка, выражение для модуля упругости имеет более сложный вид, что, однако, не существенно для качественного анализа.

Таким образом, из предыдущего рассмотрения видно, что в результате адсорбции смектика из нематической фазы на подложке образуется структура

с одномерной модуляцией плотности, упругий модуль которой задается формулой (9) или (10) в зависимости от соотношения между параметрами V_0 и $V(\rho)$ взаимодействия жидкого кристалла с подложкой. Легко показать, что задача об определении адсорбированной структуры и исследовании ее свойств сводится к хорошо изученной проблеме адсорбции атомных кристаллических субмонослойных пленок [3, 4]. Действительно, упругая энергия образовавшегося двумерного смектика в терминах смещения слоев u имеет вид

$$E_{el} = \int dx dy \left[B \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{K}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2 \right], \quad (11)$$

где B – соответствующий модуль упругости, а модуль K характеризует изгиб слоев. В этом выражении учтены лишь главные члены, соответствующие различным физическим механизмам [2]. Энергия взаимодействия смектика с подложкой в этих переменных имеет вид

$$E_s = - \int dx dy V \cos(\delta x + q_0 u). \quad (12)$$

Здесь опущено не зависящее от смещения u квадратичное взаимодействие, не существенное в дальнейшем, а в потенциале $V(\rho)$ выделена основная гармоника, период которой предполагается слабо отличающимся от q_0 ($\delta \ll q_0$). Полагая, что u не зависит от y и производя замену переменных $\theta = x\delta + q_0 u$, получим для $E = E_{el} + E_s$:

$$E \sim \int dx \left[B \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} - \delta \right)^2 + V \cos \theta \right]. \quad (13)$$

Таким образом, задача об определении адсорбированной структуры свелась к известной задаче об адсорбции кристаллических субмонослойных пленок [3, 4]. Формула (13) соответствует несоизмеримой структуре ($\delta \neq 0$), а аргумент косинуса является фазой этой структуры, возникающей за счет разности периодов равновесного смектика и подложки и смещения u адсорбированной структуры относительно равновесных позиций. Как было показано в [3], характер решения определяется параметром

$$h = (B\delta^2/2V)^{1/2}. \quad (14)$$

Не останавливаясь на полном описании возникающих решений, отметим их наиболее существенные особенности. В случае $h < h_c = 4q_0/\pi$ минимуму (13) соответствует постоянное значение θ , и, таким образом, существует соизмеримая фаза с периодом, навязанным подложкой. Из (14) видно, что такая ситуация имеет место при $V \gg B$. С увеличением h в системе возникают упругие напряжения, стремящиеся сместить смектические слои из минимумов потенциала $V(\rho)$. При $h = h_c$ возникает нарушение соизмеримости в виде узкого участка (солитона), разделяющего области соизмеримой фазы. При дальнейшем увеличении h возникают все новые солитоны и, наконец, в пределе бесконечно большого h в системе возникнет идеальная однородная несоизмеримая фаза.

Оптические свойства смектика дают возможность визуально наблюдать области несоизмеримости, а зависимость h от параметров взаимодействия и близости к точке перехода дает дополнительные возможности для экспериментального изучения рассмотренных явлений. Подробное исследование вида решений, устойчивости возникающих структур и динамика их образования будут представлены в расширенном варианте этой работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований грант 96-02-18316.

-
1. Л.А.Большов, А.Л.Напартович, А.Г.Наумовец, А.Г.Федорус, УФН **122**, 125 (1977).
 2. P.G.de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press, Oxford, 1974.
 3. В.Л.Покровский, А.Л.Талапов, ЖЭТФ **75**, 1151 (1978).
 4. В.Л.Покровский, А.Л.Талапов, ЖЭТФ **78**, 269 (1980).