

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Нетрадиционные фазовые переходы в жидких кристаллах

Е.И. Кац

Согласно классическим учебникам по термодинамике или статистической физике существует всего два типа фазовых переходов: непрерывные, или фазовые переходы 2-го рода, в которых скрытая теплота L равна нулю, и фазовые переходы 1-го рода, при которых $L \neq 0$. В современных учебниках и монографиях упоминаются также стоящие особняком (и только в мире двумерных систем) фазовые переходы Березинского – Костерлица – Таулеса, имеющие некоторые черты переходов 2-го и 1-го рода. В статье обсуждаются примеры нетрадиционного термодинамического поведения (т.е. противоречащего современной универсальной теоретической парадигме фазовых переходов). Для фазовых переходов в смектических жидких кристаллах предложены и теоретически описаны механизмы нетрадиционного поведения и следующие из рассмотрения новые предсказания.

Ключевые слова: флуктуации, фазовые переходы, жидкие кристаллы

PACS numbers: 61.30.Dk, 61.30.Gd, 64.70.M–

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.12.038027>

Содержание

1. Введение. Постановка проблемы (1022).
 2. Фазовый переход смектик А – смектик С (1023).
 3. Фазовый переход смектик А – гексатический смектик (1024).
 4. Заключение (1026).
- Список литературы (1026).

1. Введение. Постановка проблемы

Основы теории фазовых переходов второго рода были заложены в 1930-е годы Ландау. Центральным понятием в теории Ландау является так называемый параметр порядка [1], который связан с симметрией природой фазовых переходов второго рода. А именно, при понижении температуры в точке фазового перехода происходит спонтанное (самопроизвольное) нарушение (понижение) симметрии системы, связанное с появлением ненулевого среднего значения параметра порядка. Вблизи фазового перехода второго рода существенную роль играют флуктуации параметра порядка, т.е. его самопроизвольные изменения, вызванные тепловым движением. Относительная роль этих флуктуаций возрастает при приближении к точке перехода. В некоторой окрестности точки фазового перехода второго рода флуктуации разрушают простую картину среднего поля. Это происходит, если $|T - T_c|/T_c < Gi$. Здесь Gi — так называемое число Гинзбурга, T_c — температура фазового перехода. Таким образом, для существования области применимо-

сти теории среднего поля необходимо, чтобы число Гинзбурга было мало.

Как предсказывает теория фазовых переходов (см., например, [1–6]) и показывает эксперимент [7, 8], в области сильных флуктуаций имеет место сингулярное поведение различных термодинамических величин. Пространственное поведение параметра порядка характеризуется критическим радиусом r_c , который степенным образом зависит от близости к температуре перехода:

$$r_c \propto |T - T_c|^{-\nu}. \quad (1)$$

Здесь ν — критический индекс. Значение ν положительно, т.е. критический радиус стремится к бесконечности при приближении температуры к точке перехода. В области развитых флуктуаций сингулярный вклад в теплоёмкость ведёт себя как

$$C_{\text{sing}} \propto |T - T_c|^{-\alpha}. \quad (2)$$

Такова современная картина непрерывных фазовых переходов при условии, что радиус корреляции r_c является самым большим пространственным масштабом. В этих условиях метод ε -разложения (где $\varepsilon = d - d_c$, d — размерность системы, d_c — так называемая верхняя критическая размерность, для которой имеются только логарифмические поправки к теории среднего поля Ландау) позволяет вычислить (точнее говоря, оценить) все критические индексы [1–6]. Критические индексы однозначно определяются размерностью пространства и числом компонент параметра порядка, и все они табулированы и приведены в учебниках [1, 7, 8]. Ситуация с фазовыми переходами 1-го рода (например, газ – жидкость или плавление твёрдых тел) выглядит ещё проще, и общие черты теоретической картины остались на уровне, сформулированном в докторской диссертации Ван-дер-Ваальса [9]. Результаты Ван-дер-Ваальса спра-

Е.И. Кац. Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау РАН, просп. Академика Семёнова 1А, 142432 Черноголовка, Московская область, Российская Федерация
E-mail: kats@itp.ac.ru

Статья поступила 9 января 2017 г.

ведливы для большинства модельных и реальных систем, испытывающих сильные фазовые переходы 1-го рода. Термин "сильные фазовые переходы" с количественной точки зрения означает, что теплота перехода L велика, т.е. в пересчёте на одну молекулу порядка или даже больше, чем $k_B T_c$ (где k_B — постоянная Больцмана).

К счастью, для исследователей, работающих в области физики фазовых переходов, история ещё не закончена и ситуация оказывается не такой скучной. Дело в том, что описанная выше парадигма относится к простым системам, а современная физика (в частности, физика мягкой материи) имеет дело со всё более сложными системами. Для таких сложных систем совсем не всегда в интересных для экспериментальных исследований условиях r_c является самой большой длиной. Также отнюдь не всегда фазовый переход 1-го рода обязан быть сильным фазовым переходом. Как возникает такая нетрадиционная картина для фазовых переходов и каковы физические экспериментальные следствия этой нетрадиционности, будет проиллюстрировано ниже на примере фазовых переходов в смектических жидких кристаллах. Разумеется, нетрадиционные фазовые переходы могут иметь место не только в жидких кристаллах. Эти примеры выбраны прежде всего потому, что экспериментальные исследования жидких кристаллов не требуют каких-либо экстраординарных условий и потому кажутся проще реализуемыми.

Дальнейшее изложение структурировано следующим образом. В разделе 2 рассмотрен фазовый переход из ортогонального смектика А в наклонный смектик С, в котором нетрадиционное поведение возникает на пространственных масштабах, где существенную роль играет ориентационная анизотропия. Раздел 3 иллюстрирует нетрадиционное поведение при переходах смектик А — гексатический смектик, связанное с близостью изучаемого непрерывного фазового перехода к другому переходу — слабому переходу 1-го рода — кристаллизации гексатического смектика. В разделе 4 подводятся итоги проведённых исследований и обсуждаются некоторые следствия.

2. Фазовый переход смектик А — смектик С

Жидкими кристаллами называются системы с нарушенной ориентационной симметрией (характеризуемой одной из подгрупп полной вращательной группы симметрии $O(3)$), но не являющиеся трёхмерными кристаллами. Простейший и самый распространённый тип жидких кристаллов называется нематиком (N). Одноосная симметрия N-фазы $D_{\infty h} \times T(3)$ задаётся единичным вектором (директором) \mathbf{n} ($T(3)$ означает полную трёхмерную трансляционную симметрию). При понижении температуры N-фаза обычно превращается в смектический жидкий кристалл, в котором кроме ориентационной симметрии нарушена одномерная трансляционная симметрия. Вследствие этого смектики представляют собой систему эквидистантных слоёв. Если слои смектического жидкого кристалла изотропны (симметрия $D_{\infty h}$ с осью бесконечного порядка в направлении нормали к слоям), то такой смектик называется смектиком А [10, 11].

Для описания смектика А одного директора \mathbf{n} (направленного в этом случае вдоль нормали к слоям)

недостаточно. Для того чтобы описать слоевую структуру смектика, целесообразно ввести скалярную функцию $W(x, y, z)$, такую, что условие $W = \text{const}$ будет задавать эквидистантные слои. Свободная энергия смектика, достигающая в такой системе слоёв минимума, записывается в ковариантном виде как [10–12]

$$F_{\text{sm}} = \frac{1}{2} B [l^2 (\nabla W)^2 - 1]^2, \quad (3)$$

где l — равновесное расстояние между слоями, B — феноменологический упругий модуль сжатия смектических слоёв. Энергия (3) должна быть дополнена энергией ориентационной упругости Франка [10, 11]

$$F_{\text{F}} = \frac{1}{2} [K_1 (\text{div } \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \text{ rot } \mathbf{n})^2 + K_3 (\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2], \quad (4)$$

где K_1, K_2, K_3 — модули упругости Франка.

В терминах функции W нормаль к смектическим слоям задаётся ∇W и в смектике А директор параллелен нормали к слоям: $\mathbf{n} = \nabla W / |\nabla W|$. При понижении температуры слои смектика А утрачивают изотропию. Следовательно, одноосная группа симметрии $D_{\infty h}$ нарушается. Если в слое возникает выделенное направление (традиционно называемое с-директором), то слои приобретают симметрию D_{2h} . Такие смектики называются смектиками С. На рисунке 1 схематически изображены молекулярные структуры в ортогональных смектиках А и наклонных смектиках С. Выделенное направление в смектических слоях может возникать за счёт кооперативного наклона директора относительно нормали к слоям. В смектике С межмолекулярные силы фиксируют только полярный угол наклона (т.е. задают проекцию вектора \mathbf{n} на ∇W). Следовательно, энергия не зависит от азимутального угла между \mathbf{n} и ∇W и последний является голдстоуновской переменной смектиков С. Если ввести вектор ϕ_i , который определяется как

$$\phi_i = \epsilon_{ikj} n_k v_j, \quad (5)$$

($\mathbf{v} \equiv \nabla W / |\nabla W|$ — единичный вектор нормали к слоям, ϵ_{ikj} — полностью антисимметричный тензор), то директор \mathbf{n} может быть выражен как

$$\mathbf{n} = (\nabla W (1 - |\phi|^2) + [\nabla W \times \mathbf{v}]), \quad (6)$$

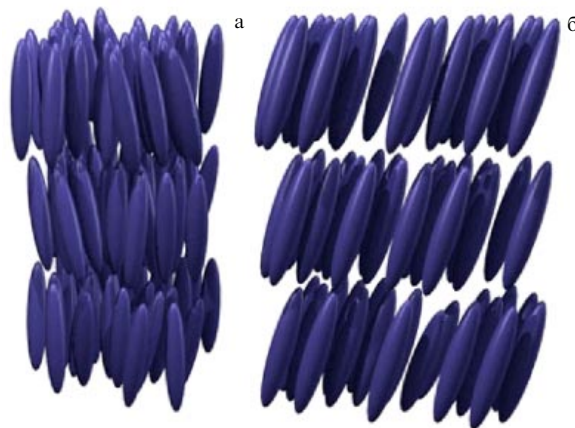


Рис. 1. Схема молекулярного упорядочения в (а) ортогональных смектиках А и (б) наклонных смектиках С.

и тогда энергия Франка (4) примет вид

$$F_F = \frac{1}{2} K_1 (\epsilon_{\alpha\beta} \nabla_\alpha \phi_\beta)^2 + \frac{1}{2} K_2 (\nabla_\alpha \phi_\alpha)^2 + \frac{1}{2} K_3 (\nabla_z \phi_\alpha)^2, \quad (7)$$

где ось z выбрана вдоль нормали к слоям и $\phi_\alpha = (\phi_x, \phi_y)$.

Таким образом, фазовый переход из смектика А в смектик С описывается двухкомпонентным параметром порядка \mathbf{i} , согласно традиционной парадигме фазовых переходов второго рода [1–6], поведение всех термодинамических величин при этом переходе должно следовать тому же самому классу универсальности, что и в случае фазового перехода в сверхтекучее состояние гелия-4. Однако затравочная градиентная энергия (7) анизотропна ($K_1 \neq K_2 \neq K_3$), поэтому универсальное критическое поведение реализуется только в очень узкой окрестности фазового перехода $|T - T_c|/T_c \leq 10^{-3}$, в которой флуктуации (во втором (!) порядке ϵ -разложения) эффективно изотропизируют [13] градиентную энергию. Вне этой области имеет место нетрадиционное поведение с критическими индексами, зависящими от ориентационной упругой анизотропии [13].

Причиной нетрадиционного поведения в рассмотренном примере является анизотропия нематической ориентационной энергии Франка, играющая существенную роль в широкой окрестности точки перехода смектик А – смектик С. Параметр порядка смектика \mathbf{W} и нематический директор \mathbf{n} определены в реальном координатном пространстве, и именно поэтому существенную роль для данного фазового перехода играет анизотропия градиентной энергии (проводя аналогию с магнитными фазовыми переходами, можно сказать, что для данного фазового перехода велико спин-орбитальное взаимодействие). Совсем другая причина нетрадиционного поведения будет проанализирована в разделе 3 на примере фазового перехода смектик А – гексатический смектик. В последнем случае причина нетрадиционного поведения состоит в близости фазового перехода 2-го рода смектик А – гексатический смектик к переходу слабой кристаллизации гексатического смектика.

3. Фазовый переход смектик А – гексатический смектик

Существуют смектические жидкие кристаллы, в которых при понижении температуры симметрия $D_{\infty h}$ изотропных слоёв смектика А понижается до гексагональной D_{6h} (см., например, [10, 11, 14, 15]). Такие смектические жидкие кристаллы называются гексатическими смектиками (или просто гексатиками) (рис. 2). Гексатики не являются только какими-то экзотическими структурами в нескольких жидкокристаллических материалах. Такие фазы (с дальним или квазидальним гексагональным

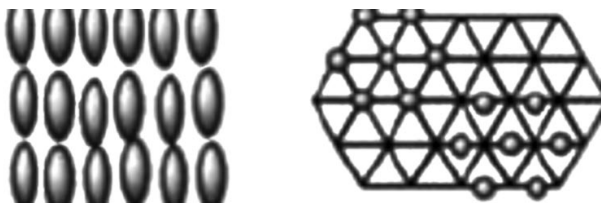


Рис. 2. Схема молекулярного упорядочения в гексатических смектиках.

ориентационным порядком и ближним позиционным порядком), хорошо известные в мире двумерных кристаллов [16], наблюдаются в пылевой плазме [17–20] и липидных мембранах [21, 22].

В настоящей статье выбраны жидкие кристаллы, во-первых, потому, что автор работает в этой области, а во-вторых, потому, что экспериментальные исследования жидких кристаллов не требуют экстремальных условий и в них легче может быть достигнуто состояние термодинамического равновесия.

Естественным параметром порядка для фазового перехода смектик А – гексатик является неприводимый симметричный тензор шестого ранга Q_{ijklm} . Неприводимость этого тензора означает, что свёртка по любой паре индексов даёт нуль, $Q_{iijklm} = 0$. Кроме того, тензорный параметр порядка Q_{ijklm} относится к плоскости смектического слоя \mathbf{i} , следовательно, он ортогонален нормали к слоям. Эти условия оставляют только две независимые компоненты параметра порядка [23], в качестве которых можно выбрать Q_{xxxxxx} и Q_{xxxxxy} или их комплексную комбинацию

$$\Psi = Q_{xxxxxx} + iQ_{xxxxxy}. \quad (8)$$

Вследствие высокой (гексагональной D_{6h}) симметрии гексатика градиентная часть свободной энергии Ландау изотропна (в отличие от анизотропной энергии (7) для фазового перехода из смектика А в низкосимметричный (D_{2h}) смектик С). Поэтому, согласно теории фазовых переходов 2-го рода и парадигме универсальности, термодинамическое поведение при фазовом переходе из смектика А в гексатик должно описываться классом универсальности для сверхтекучего гелия-4. В частности, следует ожидать малого отрицательного критического индекса теплоёмкости: $\alpha = -0,01$, типичного для этого класса универсальности [8, 24]. Однако все калориметрические экспериментальные данные для фазового перехода смектик А – гексатик (см., например, [25–29]) дают большой положительный индекс теплоёмкости: $\alpha = 0,5–0,7$, что представляет собой яркий пример нетрадиционного поведения. Разумеется, последнее не означает, что есть что-то неправильное в удостоенной Нобелевской премии теории фазовых переходов. Также это отнюдь не означает наличия грубых систематических ошибок в экспериментальных данных. Разрешение данного парадокса оказывается менее драматичным. Дело состоит просто в том, что теория и эксперимент относятся к разным областям параметров и условий.

Непосредственное измерение гексатического параметра порядка и гексатической корреляционной длины r_h весьма затруднительно (если вообще возможно). Высокая (с осью шестого порядка) симметрия гексатика практически исключает использование оптических методов, а рассеяние рентгеновских лучей чувствительно к плотности электронов, а не к ориентационному параметру порядка или r_h . Современные прецизионные рентгеновские методы [30–32] дают весьма большое значение позиционной корреляционной длины r_{tr} , — величина r_{tr} , составляющая 1–2 нм в смектической фазе, возрастает до 5–10 нм вблизи фазового перехода смектик А – гексатик и достигает 20–30 нм в глубине гексатической фазы. Для того чтобы гексатическая корреляционная длина r_h достигла таких значений, необходимо, чтобы система находилась в достаточно малой окрестности точки фазового перехода. Теоретическая оценка [33] показывает, что

критерий универсальности фазовых переходов 2-го рода выполняется в окрестности $(T - T_c)/T_c \leq 10^{-3} - 10^{-4}$. Вне этой узкой области температур следует ожидать нетрадиционного критического поведения.

Обсудим такое поведение более подробно. В области, где $r_{tr} \geq r_h$, необходимо учитывать флуктуации не только гексатического, но и трансляционного (позиционного) параметра порядка. Таковым является коротковолновая модуляция плотности $\delta\rho$ (с характерным волновым вектором $q_0 \approx a^{-1}$, где молекулярный размер $a = 0,1 - 0,3$ нм). Отмеченный выше экспериментальный факт $r_{tr} \geq a$ означает, что гексатический смектик (жидкий кристалл!) близок к кристаллизации (переходу в молекулярный кристалл). В свою очередь это обманчиво простое обстоятельство означает применимость теории слабой кристаллизации [34–36].

Согласно теории слабой кристаллизации структурный фактор жидкости $S(\mathbf{q})$ (т.е. фурье-образ парной корреляционной функции $\langle \delta\rho\delta\rho \rangle$) при приближении к точке слабого фазового перехода 1-го рода в кристалл имеет вид

$$S(\mathbf{q}) = \frac{T}{A + b(q_{\perp} - q_0)^2}, \quad (9)$$

где b — коэффициент разложения Ландау свободной энергии при градиентном члене для слабого фазового перехода 1-го рода кристаллизации [36], а параметр A , называемый щелью, удовлетворяет следующему уравнению самосогласования:

$$A = a + \frac{Tq_0\lambda}{4\sqrt{bA}}, \quad (10)$$

(здесь λ — коэффициент разложения Ландау свободной энергии по плотности четвертого порядка $(\Delta\rho)^4$ [36]) описывает мягкость коротковолновых флуктуаций плотности (т.е. такие флуктуации легко возбуждаются) в окрестности полной окружности $q_{\perp} - q_0 = 0$ в обратном пространстве (а не изолированной точки $q_{\perp} = 0$, как при традиционных фазовых переходах 2-го рода с длинноволновым параметром порядка). Из этого, на первый взгляд, тривиального факта и следуют все нетрадиционные черты слабой кристаллизации. Например, уравнение (10) означает, что щель A никогда (при сколь угодно низких температурах (!)) не может обратиться в нуль, т.е. жидкая фаза всегда остаётся по крайней мере метастабильной. Это наблюдение иллюстрирует существенную роль тепловых флуктуаций. Хотя, так сказать, индивидуально флуктуации плотности относительно слабы из-за большого фазового объёма области, в которой такие флуктуации легко возбуждаются (в случае гексатиков — в окрестности окружности $q_{\perp} - q_0 = 0$), эффект от флуктуаций оказывается весьма драматическим.

Имея в виду фазовый переход из смектика А в гексатический смектик, мы теперь должны учесть взаимодействие флуктуаций плотности (позиционного параметра порядка) и гексатического параметра порядка. В первом приближении (считая это взаимодействие слабым) находим следующую поправку к щели A :

$$\delta A = -\frac{1}{2T} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} F(\mathbf{q})S(\mathbf{k} + \mathbf{q}), \quad (11)$$

где волновой вектор \mathbf{k} относится к флуктуациям плотности, т.е. речь идёт о коротковолновых флуктуациях в окрестности окружности (в нашем случае слоистых смектиков — цилиндра) $k_{\perp} = q_0$, в то время как величина волнового вектора q много меньше, $k \gg q$. Используя это неравенство, а также общее условие слабой кристаллизации, находим

$$\delta A = -\frac{1}{8\pi^2\sqrt{bA}} \int dq_z dq_{\perp} F(\mathbf{q}). \quad (12)$$

Для вычисления теплоёмкости нам нужна производная щели по температуре

$$\frac{\partial}{\partial T} A \propto |T - T_h|^{m-1}. \quad (13)$$

Именно эта величина определяет вторую производную свободной энергии, т.е. теплоёмкость,

$$-T \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} = \frac{V}{8} \frac{\partial a}{\partial T} \frac{T^2 q_0}{lb^{1/2} A^{3/2}} \frac{\partial A}{\partial T}. \quad (14)$$

Формула (14) даёт добавочный вклад в теплоёмкость, связанный со взаимодействием флуктуаций ориентационного (гексатического) и трансляционного (позиционного) параметров порядка. Наш вывод показывает, что в рассматриваемой окрестности фазового перехода смектик А–гексатик критический вклад в температурную зависимость теплоёмкости определяется двумя слагаемыми: одно с малым критическим индексом α , согласующимся с соответствующим классом универсальности, и другое с большим индексом (близким к единице, $1 - \nu\eta$), возникающим из-за взаимодействия со слабокристаллизационными флуктуациями позиционного параметра порядка.

Предложенная выше теоретическая схема позволяет представить удельную теплоёмкость при фазовом переходе смектик А–гексатик в следующем виде:

$$C = \begin{cases} \frac{p_1}{|x|^{-0,013}} + \frac{p_3}{|x|} + p_5 & \text{при } x < 0, \\ \frac{p_2}{x^{-0,013}} + \frac{p_4}{x} + p_5 & \text{при } x > 0, \end{cases} \quad (15)$$

где $x = (T - T_h)/T_h$, значение индекса $\alpha = -0,013$ выбрано согласно стандартной теории фазовых переходов 2-го рода с двухкомпонентным параметром порядка. Экспериментальные данные прекрасно описываются формулой (15) при следующих значениях параметров: $T_h = 341,11$ К, $p_1 = -48,09599$, $p_2 = -48,19495$, $p_3 = 0,0008$, $p_4 = 0,00064$ и $p_5 = 91,60242$. Важно отметить, что, хотя параметры p_3 и p_4 весьма малы, они в пределах численной точности процедуры подтверждают сделанное выше предположение о малости взаимодействия между ориентационным и позиционным параметрами порядка. На рисунке 3 проведено сравнение экспериментальных данных [28] по измерению теплоёмкости жидкого кристалла 650BC (кружки) и результатов расчёта по теоретической формуле (15) (сплошная кривая). Согласие кажется почти идеальным (и лучшим, чем можно было бы ожидать от первого порядка теории возмущений). Подобное согласие может быть получено и для измерений на других веществах.

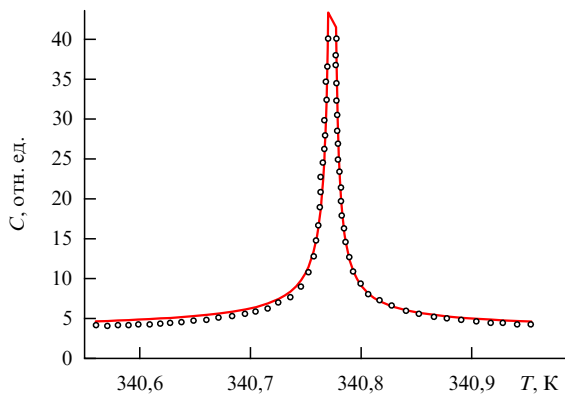


Рис. 3. Экспериментальные калориметрические данные [28] (показанные кружками) и результаты теоретического описания по формуле (15) (сплошная кривая) для жидкокристаллического материала 650BC (n-hexyl-4'-n-pentyloxybiphenyl-4-carboxylate).

4. Заключение

Основное утверждение настоящей статьи заключается в том, что стандартная теоретическая парадигма фазовых переходов способна адекватно описывать фазовые переходы 2-го рода в условиях, когда имеется единственный самый большой масштаб длины — корреляционная длина флуктуаций параметра порядка. Традиционная схема описания фазовых переходов 1-го рода справедлива, если скрытая теплота перехода не мала по сравнению с характерной для фазового превращения, происходящего при температуре T_c , энергией $k_B T_c$. Однако во многих реальных, интересных как с точки зрения фундаментальной науки, так и с точки зрения приложений, системах эти условия традиционного поведения или не выполняются вообще, или выполняются только в очень узкой окрестности фазового перехода, и потому не очень существенной для описания экспериментальных данных.

В данной статье рассмотрены два примера такого нетрадиционного поведения жидких кристаллов. Первый пример — фазовый переход из ортогонального смектика А в наклонный низкосимметричный смектик С. Вследствие анизотропии слоёв смектика С градиентная энергия, существенная для описания тепловых флуктуаций в окрестности непрерывного фазового перехода, оказывается анизотропной (характеризуется тремя различающимися по величине константами Франка ориентационной упругости). Поэтому в широкой области температур критические индексы для фазового перехода из смектика А в наклонный низкосимметричный смектик С оказываются не универсальными (вопреки традиционной теории), а зависят от отношения упругих констант. Только в очень узкой окрестности, $|T - T_c|/T_c \leq 10^{-3}$, фазового перехода происходит флуктуационная изотропизация градиентной энергии и восстанавливается универсальная картина фазовых переходов 2-го рода.

Во втором рассмотренном примере фазового перехода из смектика А в гексатический смектик вследствие высокой (с осью шестого порядка) симметрии гексатика градиентная энергия изотропна. Однако (фактически по той же причине высокой ориентационной симметрии) такие смектики близки к кристаллическому состоянию. Поэтому позиционная корреляционная длина (определяющая меру близости к кристаллическому состоянию)

во всей области существования гексатического смектика оказывается очень велика, много больше характерного атомного или молекулярного масштаба. По этой же причине условие, что корреляционная длина для флуктуаций ориентационного (гексатического) параметра порядка является единственным и самым большим пространственным масштабом, выполняется в очень узкой окрестности перехода. В то же время в широкой области температур (важной для экспериментальных исследований гексатиков) критическое поведение регулируется взаимодействием двух флуктуирующих параметров порядка, а именно ориентационного (гексатического), флуктуации которого определяются соответствующим классом универсальности, и позиционного (кристаллического), флуктуации которого описываются теорией слабой кристаллизации и являются существенными в окрестности округности в фурье-пространстве.

Несомненно, что такого рода причины нетрадиционного термодинамического поведения не определяются каким-то экзотическим свойством жидких кристаллов. Сходные явления должны также наблюдаться и во многих других реальных системах, обладающих достаточно сложным параметром порядка (или несколькими параметрами порядка) и испытывающих фазовые переходы.

Большая часть представленных в настоящей статье результатов получена при сотрудничестве с В.В. Лебедевым и А.Р. Муратовым. Автор благодарен также Б.И. Островскому, И.А. Вартапянцу, И.А. Залужному за обсуждения современного состояния проблемы и С.М. Стишову за полезные вопросы во время доклада автора на Научной сессии Отделения физических наук РАН 21 декабря 2016 г., на основе которого написана данная статья.

Список литературы

1. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Т. 1 (М.: Наука, 1976); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* Vol. 1 (New York: Pergamon Press, 1980)
2. Wilson K G, Kogut J *Phys. Rep.* **12** 75 (1974)
3. Паташинский А З, Покровский В Л *ЖЭТФ* **46** 994 (1964); Patashinskii A Z, Pokrovskii V L *Sov. Phys. JETP* **19** 677 (1964)
4. Паташинский А З, Покровский В Л *ЖЭТФ* **50** 439 (1966); Patashinskii A Z, Pokrovskii V L *Sov. Phys. JETP* **23** 292 (1966)
5. Паташинский А З, Покровский В Л *УФН* **121** 55 (1977); Patashinskii A Z, Pokrovskii V L *Sov. Phys. Usp.* **20** 31 (1977)
6. Patashinskii A Z, Pokrovskii V L *Fluctuation Theory of Phase Transitions* (Oxford: Pergamon Press, 1979)
7. Stanley H E *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena* (New York: Oxford Univ. Press, 1987)
8. Anisimov M A *Critical Phenomena in Liquids and Liquid Crystals* (Philadelphia: Gordon and Breach, 1991)
9. van der Waals J D, Ph.D. Thesis (Leiden: Leiden Univ., 1873)
10. de Gennes P G, Prost J *The Physics of Liquid Crystals* (Oxford: Clarendon Press, 1993)
11. Chaikin P M, Lubensky T C *Principles of Condensed Matter Physics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000)
12. Kats E I, Lebedev V V *Fluctuational Effects in the Dynamics of Liquid Crystals* (New York: Springer-Verlag, 1994)
13. Кац Е И, Лебедев В В *ЖЭТФ* **90** 111 (1986); Kats E I, Lebedev V V *Sov. Phys. JETP* **63** 63 (1986)
14. Pindak R et al. *Phys. Rev. Lett.* **46** 1135 (1981)
15. Brock J D et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 98 (1986)
16. Люкусов И Ф, Наумовец А Г, Покровский В Л *Двумерные кристаллы* (Киев: Наукова думка, 1988); Пер. на англ. яз.: Lyuksyutov I, Naumovets A G, Pokrovsky V *Two-Dimensional Crystals* (Boston: Academic Press, 1992)

17. Фортвов В Е и др. *УФН* **174** 495 (2004); Fortov V E et al. *Phys. Usp.* **47** 447 (2004)
18. Клумов Б А *УФН* **180** 1095 (2010); Klumov B A *Phys. Usp.* **53** 1053 (2010)
19. Цытович В Н *УФН* **185** 161 (2015); Tsytovich V N *Phys. Usp.* **58** 150 (2015)
20. Petrov O F et al. *Europhys. Lett.* **111** 45002 (2015)
21. Nagle J F, Tristram-Nagle S *Biochim. Biophys. Acta BBA Rev. Biomembran.* **1469** 159 (2000)
22. Marrink S J, Risselada J, Mark A E *Chem. Phys. Lipids* **135** 223 (2005)
23. Гурович Е В, Кац Е И, Лебедев В В *ЖЭТФ* **100** 855 (1991); Gurovich E V, Kats E I, Lebedev V V *Sov. Phys. JETP* **73** 473 (1991)
24. Pelissetto A, Vicari E *Phys. Rep.* **368** 549 (2002)
25. Huang C C et al. *Phys. Rev. Lett.* **46** 1289 (1981)
26. Stoebe T et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 2090 (1992)
27. Haga H et al. *Phys. Rev. E* **56** 1808 (1997)
28. Van Roie B et al. *Eur. Phys. J. E* **16** 361 (2005)
29. Mercuri F et al. *J. Chem. Phys.* **138** 074903 (2013)
30. de Jeu W H, Ostrovskii B I, Shalaginov A N *Rev. Mod. Phys.* **75** 181 (2003)
31. Zaluzhnyy I A et al. *Phys. Rev. E* **91** 042506 (2015)
32. Zaluzhnyy I A et al. *Phys. Rev. E* **94** 030701(R) (2016)
33. Kats E I, Lebedev V V, Muratov A R *Phys. Rev. E* **93** 062707 (2016)
34. Landau L D *Phys. Z. Sowjetunion* **11** 26 (1937); Ландау Л Д *ЖЭТФ* **7** 19 (1937)
35. Бразовский С А *ЖЭТФ* **68** 175 (1975); Brazovskii S A *Sov. Phys. JETP* **41** 85 (1975)
36. Kats E I, Lebedev V V, Muratov A R *Phys. Rep.* **228** 1 (1993)

Nontraditional phase transitions in liquid crystals

E.I. Kats

*Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences,
prosp. Akademika Semenova 1A, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation
E-mail: kats@itp.ac.ru*

According to classical textbooks on thermodynamics or statistical physics, there are only two types of phase transitions—continuous, or second-order phase transitions in which the latent heat L is zero, and the first-order phase transitions in which $L \neq 0$. Present day textbooks and monographs also mention yet another, stand-alone type—the Berezinskii–Kosterlitz–Thouless transition, which is relevant only in two dimensions and which shares some features with the former two. This paper discusses examples of nontraditional thermodynamic behavior (i.e., which is inconsistent with the theoretical phase transition paradigm now universally accepted). For phase transitions in smectic liquid crystals, mechanisms for nonconventional behavior are proposed and predictions they imply are examined.

Keywords: fluctuations, phase transitions, liquid crystals

PACS numbers: 61.30.Dk, 61.30.Gd, 64.70.M–

Bibliography — 36 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (9) 1022–1027 (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.12.038027>

Received 9 January 2017

Physics–Uspekhi **60** (9) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.12.038027>