

МЕХАНИЗМ РЕЛАКСАЦИИ ЛАНДАУ – ХАЛАТНИКОВА В СМЕКТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

*Е. И. Кац**

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

Поступила в редакцию 18 ноября 2018 г.,
после переработки 18 ноября 2018 г.
Принята к публикации 5 апреля 2019 г.

Идея, предложенная и реализованная в работах Ландау и Халатникова для описания дисперсии и поглощения звука в сверхтекучем гелии, применяется к смектическим жидким кристаллам. Параметр порядка Φ , описывающий фазовый переход между ортогональным смектиком SmA и наклонным смектиком SmC , является двухкомпонентным комплексным скаляром и в этом смысле похож на параметр порядка сверхтекучего гелия. Взаимодействие распространяющихся в системе звуковых волн с параметром порядка Φ приводит к периодической модуляции физических характеристик и параметров системы (в частности температуры). Однако из-за наличия пространственных корреляций параметра порядка (дальнодействующих в окрестности фазового перехода) параметр порядка не может следовать за индуцированными звуковой волной осцилляциями температуры. Именно это запаздывание и приводит к зависящей от частоты звука динамической теплоемкости. В данной работе вычислена эта динамическая теплоемкость для фазового перехода $SmA-SmC$ для так называемых смектиков де Вриза (SmD_V), с сильно развитым ближним порядком. В свою очередь, проведен анализ зависимости динамической теплоемкости от частоты и температуры, найдены дисперсия и поглощение звука в окрестности фазового перехода SmD_V-SmC .

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию И. М. Халатникова

DOI: 10.1134/S0044451019100237

1. ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

Для меня участие в этом юбилейном выпуске ЖЭТФ (как и для всех других приглашенных) — не только большая честь, но и уникальное событие в жизни. Не так часто мы встречаемся с такими событиями: 100-летний юбилей находящегося в хорошей форме выдающегося ученого, академика РАН И. М. Халатникова, почетного директора созданного им Института теоретической физики им. Л. Д. Ландау. Значение большей части работ И. М. Халатникова далеко выходит за рамки, как правило, конкретных задач, поставленных и решенных им. Так, например, знаменитый цикл работ 1949 и 1954 гг. ([1–3], см. также учебную версию работы [4]) Л. Д. Ландау и И. М. Халатникова, в которых было изучено поглощение звука в гелии, продемон-

стрировал существование нового механизма релаксационных явлений Ландау – Халатникова в физике конденсированных сред. Одно из таких приложений эффекта Ландау – Халатникова в физике жидких кристаллов и есть предмет настоящей работы.

Жидкие кристаллы давно перестали быть просто курьезными промежуточными (не жидкость, но и не твердое тело) состояниями некоторых экзотических органических веществ. К настоящему времени накопленный огромный массив экспериментальных и теоретических исследований по жидким кристаллам систематизирован и хорошо изложен в многочисленных монографиях и обзорных статьях (см., например, работы [5–9] и цитированную там литературу). Прогресс в изучении жидких кристаллов был связан отчасти с интересной фундаментальной физикой жидких кристаллов (а также с глубокими и полезными аналогиями с внешне никак не связанными другими физическими системами и явлениями). Однако главной мотивацией для тако-

* E-mail: efim.i.kats@gmail.com

го научного прогресса были, конечно, многообещающие (потенциальные и частично уже реализованные на технологическом уровне) практические приложения жидких кристаллов. Сначала использовались в основном в качестве различного рода дисплеев простейшие (нематические) жидкие кристаллы, но постепенно в центре внимания оказались и другие более сложно устроенные жидкие кристаллы (в первую очередь полярные, киральные смектики C^*). На этом фоне небольшая заметка А. де Вриза (А. de Vries), опубликованная в 1977 г. [10], посвященная некоторым смектическим жидким кристаллам, в которых при фазовом переходе смектик A -смектик C (SmA - SmC) имеет место аномально малое изменение межслоевого расстояния, долгое время оставалась практически не замеченной. Интерес к этой работе возродился в 1990-х гг., когда стало ясно, что характерное для большинства смектиков заметное уменьшение межслоевого расстояния $\delta l = l_0(1 - \cos \theta)$ (где θ — угол кооперативного наклона директора \mathbf{n} по отношению к нормали к смектическим слоям ν , l_0 — межслоевое расстояние в SmA) при переходе в наклонную фазу SmC — явление далеко не безобидное для приложений. Сжатие смектических слоев затрудняет получение однородных в плоскости слоя бездефектных текстур, важных для практического использования полярных смектиков. Возобновленные исследования смектиков с аномально малым значением δl [11–17] показали, что аномально малая величина δl в изученных де Вризом [10] материалах не является следствием случайной компенсации каких-то материальных параметров. Явление аномально малой сжимаемости слоев при фазовом переходе SmA - SmC связано со специфической физикой таких жидких кристаллов. Именно чтобы подчеркнуть это обстоятельство, такие смектики называются теперь смектиками де Вриза ($Sm d_V$). В этих исследованиях было установлено также, что в веществах, в которых возникает фаза $Sm d_V$, аномально мал модуль S ориентационного (нематического) параметра порядка

$$Q_{\alpha\beta} = S \left(n_\alpha n_\beta - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} \right). \quad (1)$$

Более того, на фазовых диаграммах в таких веществах обычно отсутствует область стабильности нематического жидкого кристалла N и имеет место прямой фазовый переход первого рода I - $Sm d_V$ (I — изотропная жидкость).

Таким образом, ориентационный порядок, обязательно имеющий место во всех смектиках, в $Sm d_V$ не возникает из-за уже существующего нематика, а яв-

ляется следствием самого смектического упорядочения. Если, как обычно, [5] ввести коротковолновую компоненту плотности $\delta\rho$, описывающую периодическую структуру смектических слоев,

$$\delta\rho = \Psi \cos(q_0 z + \varphi), \quad (2)$$

где $q_0 = 2\pi/d$ — волновой вектор периодической модуляции плотности, ось z выбрана вдоль нормали ν к смектическим слоям, а φ — фаза модуляции плотности, то естественным первичным параметром порядка в $Sm d_V$ является комплексная (двухкомпонентная) функция

$$\Psi = A \exp(i\varphi), \quad (3)$$

где A — модуль смектического параметра порядка, φ — фаза. В свою очередь, вторичный (ориентационный) параметр порядка в $Sm d_V$ индуцируется следующим вкладом в свободную энергию $Sm d_V$:

$$F_{int} = \gamma_{int} Q_{ik} \nabla_i \Psi \nabla_k \Psi^*, \quad (4)$$

что в приближении среднего поля сводится к известной формуле де Жена [5]

$$F_{int}^{mf} = \gamma_{int} q_0^2 S |\Psi|^2. \quad (5)$$

Микроскопическая природа необычных свойств $Sm d_V$ все еще не установлена и активно обсуждается в литературе (см., например, диссертацию [18] и цитированную там литературу). Наиболее популярные модели [16, 18] предполагают, что уже в фазе $Sm d_V$ молекулы наклонены, однако только полярный угол наклона $\langle \theta \rangle \neq 0$ задается стерическими молекулярными характеристиками, в то время как распределение азимутальных углов наклона φ изотропно, т. е. $\langle \varphi \rangle = 0$. Другие модели [17, 18] предполагают, что речь идет не о кооперативном наклоне молекул, а о двухосности ориентационного упорядочения в фазах $Sm d_V$ (ближний порядок) и SmC (дальний порядок):

$$Q_{ik} = s \left(n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right) + \eta_b [(l_i l_k - m_i m_k) + (l_i m_k + l_k m_i)], \quad (6)$$

где η_b задает величину двухосности, а единичные взаимно ортогональные векторы \mathbf{n} , \mathbf{m} , \mathbf{l} образуют правый единичный репер. В таком случае параметром порядка для фазового перехода $Sm d_V$ - SmC является не так называемый \mathbf{c} -директор, определяемый углами наклона директора,

$$\mathbf{c} \equiv \{ \sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi \}, \quad (7)$$

а симметричный и бесследовый тензор второго ранга

$$Q_{ik}^{(b)} = \eta_b [(l_i l_k - m_i m_k) + (l_i m_k + l_k m_i)]. \quad (8)$$

Оба параметра порядка характеризуются только двумя независимыми степенями свободы: θ и φ для с-директора и η_b и углом поворота χ вокруг директора \mathbf{n} взаимно ортогональных единичных векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} . И в одном, и в другом случае двухкомпонентный параметр порядка можно выбрать в виде комплексной скалярной функции

$$\Phi = |\Phi| \exp(2i\chi), \quad (9)$$

где выбор фазового множителя обеспечивает инвариантность упорядоченного состояния по отношению к повороту на угол π . Полезно сравнить (7) со смектическим параметром порядка Ψ (3), где период модуляции плотности соответствует изменению фазы на угол 2π . Таким образом, минимально допустимое взаимодействие обоих параметров порядка имеет вид $\Psi^2 \Phi$.

Приведем план дальнейшего изложения нашей работы. В разд. 2 мы обсудим условия применимости теории Ландау к фазовому переходу $\text{Sm}d_V\text{--Sm}C$ (или $\text{Sm}d_V\text{--Sm}A_b$). Затем в разд. 3 в рамках теории Ландау–Халатникова [1–4] изучим распространение и поглощение звука в смектиках $\text{Sm}d_V$, $\text{Sm}C$ (или $\text{Sm}A_b$) вблизи точек фазовых переходов между этими жидкими кристаллами. Наконец, в заключительном разд. 4 мы суммируем результаты работы и обсудим возможные обобщения и некоторые открытые вопросы.

2. ПРИМЕНИМОСТЬ ТЕОРИИ ЛАНДАУ К СМЕКТИКАМ ДЕ ВРИЗА

Отметим (и это будет существенно для дальнейшего), что, независимо от микроскопических деталей устройства $\text{Sm}d_V$, наблюдаемое экспериментально аномально малое изменение межслоевого расстояния при фазовом переходе из $\text{Sm}d_V$ в наклонный смектик $\text{Sm}C$ или двухосный ортогональный смектик $\text{Sm}A_b$ означает развитый ближний порядок Φ уже в фазе $\text{Sm}d_V$. Корреляционная длина согласно теории фазовых переходов второго рода (или слабых фазовых переходов первого рода) [19–21]

$$\xi \propto \xi_0 \left| \frac{T - T_c}{T_c} \right|^{-\nu}, \quad (10)$$

где ν — универсальный критический индекс, ξ_0 — характерный масштаб ближнего ориентационного порядка в макроскопически изотропных смектических слоях. Именно этот параметр

$$D_V \equiv \frac{\xi_0}{a} \quad (11)$$

(где a — микроскопический, молекулярный масштаб) позволяет количественно отделить обычные смектики, где $D_V \simeq 1$, от смектиков де Вриза $\text{Sm}d_V$, где $D_V \gg 1$ (и, следовательно, $\xi_0 \gg a$). В этом отношении $\text{Sm}d_V$ напоминают так называемые френкелевские жидкости [22] с развитым ближним позиционным порядком.

Как известно [19, 20], в некоторой окрестности точки фазового перехода второго рода флуктуации разрушают простую картину среднего поля Ландау. Это происходит, если $|T - T_c|/T_c < Gi$, где Gi — так называемое число Гинзбурга. Таким образом, для существования области применимости теории среднего поля необходимо, чтобы число Гинзбурга было мало. Это действительно так для классических сверхпроводников, и потому теория Гинзбурга–Ландау имеет широкую область применимости. Однако для критических точек простых жидкостей (или большинства слабых переходов первого рода в жидких кристаллах) число Гинзбурга оказывается порядка единицы, т. е. для них отсутствует область применимости теории среднего поля.

Проанализируем критерий Гинзбурга для смектиков де Вриза $\text{Sm}d_V$. Рассмотрим ситуацию ниже точки перехода. Флуктуации параметра порядка ведут к его неоднородности, т. е. связаны с увеличением энергии системы. В то же время имеется огромное число конфигураций, связанных с флуктуациями, т. е. флуктуации ведут к увеличению энтропии системы. Поэтому мы должны сравнить между собой проигрыш в энергии и выигрыш в энтропии. Очень трудно создать неоднородность параметра порядка на масштабах, меньших корреляционной длины ξ . Поэтому следует рассмотреть флуктуации с масштабом порядка ξ . Можно сказать, что типичная флуктуация разбивает весь объем исследуемого образца на ячейки размером ξ , каждую из которых можно рассматривать как отдельную степень свободы. Энтропия такой степени свободы оценивается как k_B . Избыточная же энергия на одну такую ячейку может быть оценена как $\sigma \xi^2$, где σ — поверхностное натяжение доменной стенки, поскольку эта избыточная энергия связана с различными значениями параметра порядка в соседних ячейках. Таким образом, условием применимости теории среднего

поля является неравенство $k_B T < \sigma \xi^2$. Подставляя сюда [10] для ξ и известную [19] оценку для коэффициента поверхностного натяжения σ , а также заменяя T на T_c , приходим к заключению, что в критерий Гинзбурга для фазовых переходов в $\text{Sm}d_V$ в знаменатель входит квадрат большого параметра D_V . Таким образом, число Гинзбурга Gi для $\text{Sm}d_V$ оказывается значительно меньше (в D_V^{-2} раз) такового для обычных жидких кристаллов. Эта простая оценка и оправдывает применимость теории среднего поля для описания фазовых переходов в $\text{Sm}d_V$. Приведенные выше рассуждения применимы и выше точки перехода, где флуктуации порождают ненулевое значение параметра порядка, неоднородное в пространстве.

Таким образом, можно ожидать, что для смектиков де Вриза с $D_V \gg 1$ число Гинзбурга $Gi \ll 1$ и имеется широкая область температур, в которой применима теория среднего поля Ландау. В этой области связанная с параметром порядка часть свободной энергии (или любого другого термодинамического потенциала, подходящего для описания системы при тех или иных внешних условиях) может быть представлена в виде степенного разложения по параметру порядка Φ . Согласно симметрии Φ (9) разложение содержит только четные степени параметра порядка:

$$F_L = \int d^3r \left(\frac{1}{2} a \Phi^2 + \frac{\lambda}{24} \Phi^4 + \frac{\zeta}{720} \Phi^6 \right), \quad (12)$$

где, как обычно, $a = a'(T - T^*)$, а T^* совпадает с температурой фазового перехода T_c , если $\lambda > 0$ и имеет место фазовый переход второго рода, или близка к T_c , если $\lambda < 0$ и система близка к трикритической точке $\lambda = 0$. При $\lambda < 0$ и $\zeta > 0$ имеет место фазовый переход первого рода и параметр порядка $\Phi = 0$ при $T > T_c$ и

$$|\Phi|^2 = -\frac{10\lambda}{\zeta} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{6a\zeta}{5\lambda^2}} \right\} \quad (13)$$

при $T < T_c$.

Поскольку при $\lambda < 0$ имеет место фазовый переход первого рода, существует минимальное (ненулевое) значение параметра порядка. Простой анализ выражения (13) дает

$$|\Phi|_{min}^2 = -\frac{10\lambda}{\zeta}. \quad (14)$$

В гармоническом (квадратичном) приближении парная корреляционная функция (см. [19, 20])

$G \propto \langle \Phi(r_1) \Phi(r_2) \rangle$ подчиняется закону Орнштейна – Цернике

$$\propto \frac{\exp(-r_{12}/\xi)}{r_{12}},$$

где корреляционная длина при $\lambda < 0$ не обращается в бесконечность в точке перехода, а достигает некоторого максимального значения, соответствующего величине $|\Phi|_{min}^2$. Для дальнейшего нам еще понадобится выражение (см. [19, 20]) для связанного с параметром порядка аномального вклада в теплоемкость:

$$\Delta C_P(|T - T_c|/T_c) \propto \int d^3r_{12} (\Phi^2(r_1) \Phi^2(r_2)). \quad (15)$$

При чисто релаксационной динамике параметра порядка

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\Gamma \frac{\delta F_L}{\delta \Phi} + \Xi, \quad (16)$$

где Γ — кинетический коэффициент, описывающий релаксацию параметра порядка, Ξ — гауссовский случайный шум. В этом случае можно определить так называемую динамическую теплоемкость $\Delta C_P(|T - T_c|/T_c, \omega)$, которая определяется таким же коррелятором, как обычная термодинамическая теплоемкость (15), но вычисленным для конечной частоты ω .

Отметим, что если $\lambda = 0$, то фазовый переход происходит в трикритической точке (ТСР). В этом случае, как известно, [19, 20] поведение системы (с точностью до малых логарифмических поправок) описывается приближением среднего поля. И этот факт не зависит от величины параметра де Вриза D_V . ТСР-индекс параметра порядка ($|\Phi| \propto ((T - T_c)/T_c)^\beta$) $\beta = 1/4$, а индекс теплоемкости ($\Delta C_P \propto ((T - T_c)/T_c)^{-\alpha}$) $\alpha = 0.5$.

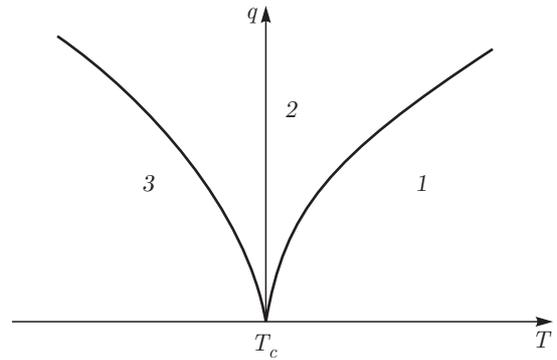
Прежде чем закончить этот раздел, необходимо сделать еще одно замечание. До сих пор мы говорили только о фазовом переходе $\text{Sm}d_V$ – $\text{Sm}C$ (или $\text{Sm}A_b$). Как это почти всегда имеет место в существующих при комнатных температурах жидких кристаллах, температурная область стабильности фазы $\text{Sm}d_V$ весьма невелика (≤ 10 К) при характерной температуре 300 К. Поэтому два фазовых перехода $\text{Sm}d_V$ – $\text{Sm}C$ (или $\text{Sm}A_b$) и I – $\text{Sm}d_V$ могут существенным образом влиять друг на друга. Однако если фазовый переход I – $\text{Sm}d_V$ является сильным фазовым переходом первого рода (количественно это означает, что скрытая теплота перехода в расчете на одну молекулу много больше $k_B T$), то этим влиянием можно пренебречь. Именно таково большинство материалов, в которых существует $\text{Sm}d_V$

(сильные смектики де Вриза) [16–18]. Тем не менее, существуют вещества, где этот фазовый переход $I-Smd_V$ является слабым переходом первого рода (кандидатом на слабый смектик де Вриза является, например, изученное в работе [18] вещество с коммерческим названием DR133, где скрытая теплота перехода $\simeq k_B T$). В этом случае сам факт прямого перехода $I-Smd_V$ свидетельствует о сильных флуктуациях и фазовом переходе слабой кристаллизации (см. [23]). Теория слабой кристаллизации [21, 23] позволяет связать между собой температурные изменения структурных и термодинамических характеристик системы.

3. ТЕОРИЯ ЛАНДАУ – ХАЛАТНИКОВА ДЛЯ СМЕКТИКОВ ДЕ ВРИЗА

Идея, предложенная и реализованная в работах Ландау и Халатникова [1–4], выглядит обманчиво просто. Взаимодействие распространяющихся в системе звуковых волн с параметром порядка Φ (и флуктуациями параметра порядка, описываемыми корреляционной функцией $G(r_{12})$) приводит к периодической модуляции физических характеристик и параметров системы (в частности температуры). Однако из-за наличия пространственных корреляций параметра порядка (дальнедействующих в окрестности фазового перехода) параметр порядка (и флуктуации параметра порядка) не может следовать за индуцированными звуковой волной осцилляциями температуры. Именно это запаздывание и приводит к зависящей от частоты звука динамической теплоемкости. Прежде чем перейти к реализации этой идеи для смектических жидких кристаллов, полезно напомнить основные понятия для применения общих соображений теории фазовых переходов к описанию непрерывных (или слабых) фазовых переходов первого рода в жидких кристаллах (мы следуем в дальнейшем изложении разработанному в работах [24–26] подходу).

На плоскости температура (T) – волновой вектор (q) удобно выделить три области с качественно различным поведением системы (см. рисунок). В области 1 ($T > T_c$) параметр порядка равен нулю и его флуктуации малы и в главном приближении ими можно пренебречь. В области 2 (называемой критической) флуктуации всех компонент параметра порядка Φ важны, и именно это обстоятельство приводит к универсальному критическому поведению. В свою очередь, взаимодействие критических флуктуаций параметра порядка с остальными длинно-



В области 1, $T > T_c$, флуктуациями можно пренебречь. Область 2 – критическая, где существенны флуктуации всех компонент параметра порядка Φ и их взаимодействие с длинноволновыми степенями свободы системы. В области 3, $T < T_c$, модуль параметра порядка заморожен $\langle |\Phi| \rangle = \text{const}$ и сильно флуктуирующей переменной является только его фаза (голдстоуновская часть параметра порядка)

волновыми степенями свободы системы (не критическими и, следовательно, затравочно слабо флуктуирующими) приводит к нетривиальному температурному поведению физических характеристик системы (включая, например, скорость звука или его затухание). Как уже отмечалось выше, характерной чертой смектиков де Вриза является аномальная (по параметру $1/D_V \ll 1$) температурная узость этой области. В области 3, где $T < T_c$, модуль параметра порядка заморожен, $\langle |\Phi| \rangle = \text{const}$, и сильно флуктуирующей переменной является только фаза параметра порядка.

В простейшем однопетлевом приближении [20] через динамическую теплоемкость и выражается дисперсия (и поглощение) звука. Особенно просто выглядит дисперсия скорости звука (которая в главном приближении изотропна в жидких кристаллах):

$$\frac{\Delta u}{u_0} \propto \Delta C_P (|T - T_c|/T_c) f_1(x), \quad (17)$$

где $x \equiv \omega_0/\omega$ и ω_0 – частота релаксации самой длинноволновой моды (в пределе бесконечной макроскопической системы с нулевым волновым вектором $q = 0$). ΔC_P – это аномальная (избыточная) часть теплоемкости, связанная с флуктуациями параметра порядка. Функция $f_1(x)$ в приближении Орнштейна – Цернике (теория среднего поля) имеет следующий вид:

$$f_1(x) = \sqrt{2x} [x + (1 + x^2)^{1/2}]^{-1/2}. \quad (18)$$

Разумеется, это выражение справедливо только при $x \gg 1$ ($\omega \ll \omega_0$). В противоположном пределе в игру вступают коротковолновые флуктуации параметра порядка (с волновыми векторами, много большими ξ^{-1}) и теория Орнштейна – Цернике неприменима.

В линейном (гармоническом) приближении время релаксации флуктуаций параметра порядка имеет следующую скейлинговую зависимость (для $T > T_c$):

$$\tau_{>} \propto \frac{T^*}{T - T^*}. \quad (19)$$

Для фазового перехода первого рода эта величина достигает своего максимального значения при

$$a'(T - T^*) = T^* \frac{10\lambda}{\zeta}. \quad (20)$$

Ниже точки перехода необходимо также включить в рассмотрение конечное (ненулевое) значение $\langle \Phi \rangle$. В этом случае

$$\tau_{<}^{-1} \propto \text{const} \cdot \langle |\Phi| \rangle + a' \frac{T_c - T}{T_c}. \quad (21)$$

Следовательно, ниже точки перехода имеет место более медленная (чем при $T > T_c$) релаксация параметра порядка.

Приведенные выше простые соображения и оценки времен релаксации в рамках подхода Ландау – Халатникова подставляются в выражение для динамической теплоемкости (15):

$$\Delta C_P \propto \left| \frac{T - T_c}{T_c} \right|^{-\alpha} \propto \tau^{\alpha/2\nu}, \quad (22)$$

или в терминах частоты ω :

$$\Delta C_P \propto (-i\omega)^{-\alpha/2\nu} \propto (-i)^{-\alpha/2\nu} f(\omega\tau). \quad (23)$$

Здесь скейлинговая функция f в главном (однопетлевом) приближении находится из вычисления следующего интеграла:

$$\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{p^2 + \xi^{-2}} \frac{1}{1 - i\omega\tau}, \quad (24)$$

мнимая часть которого определяет затухание звука, а вещественная часть (см. приведенные выше формулы (17), (18)) — дисперсию скорости звука.

Формулы для поглощения звука в анизотропных смектических жидких кристаллах значительно более громоздки и содержат большое число феноменологических коэффициентов вязкости. Не имея целью в данной работе провести количественное сравнение предсказаний теории Ландау – Халатникова с

детальными экспериментальными данными по поглощению звука в смектиках де Вриза (которые к тому же, насколько это известно автору, до настоящего времени отсутствуют), мы представим формулу для коэффициента поглощения звука γ на единицу длины (нормированную на длину волны звука λ) в следующей схематической форме. При $T > T_c$

$$\gamma\lambda = \frac{A}{|(T - T_c)/T_c|^\alpha} f_2(x), \quad (25)$$

где $f_2(x)$ в приближении Орнштейна – Цернике (теория среднего поля) имеет следующий вид:

$$f_2(x) = \sqrt{2x} \left[x + (1 + x^2)^{1/2} - \sqrt{2x} \right]. \quad (26)$$

Все анизотропные (зависящие от углов) факторы содержатся в функции A , явный вид которой для дальнейшего нам не существен.

При $T < T_c$ к выражению (26), учитывающему диссипацию звука на флуктуациях параметра порядка, должен быть добавлен вклад от релаксации самого параметра порядка (механизм Ландау – Халатникова):

$$(\gamma\lambda)_{LK} \propto \frac{\omega\tau_{LK}}{1 + \omega^2\tau_{LK}^2}, \quad (27)$$

где время релаксации τ_{LK} (см. (15), (17) и (21)) определяется как

$$\tau_{LK} = \frac{1}{\Gamma\xi^{-2}}. \quad (28)$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были изучены особенности фазовых диаграмм и фазовых переходов в так называемых смектиках де Вриза. Поскольку микроскопическая теория таких смектиков все еще не разработана, в этой работе используется феноменологический подход в духе теории Ландау фазовых переходов. В рамках такого подхода главной специфической характеристикой смектиков де Вриза является развитый ближний порядок. Развитый ближний порядок для параметра порядка Φ , описывающего фазовый переход из смектика де Вриза $\text{Sm}d_V$ в наклонный смектик $\text{Sm}C$ (или в ортогональный двухосный смектик $\text{Sm}A_b$), количественно характеризуется параметром де Вриза $D_V = \xi_0/a$ (где a — микроскопический, молекулярный масштаб, ξ_0 — характерный размер флуктуационного кластера упорядоченной фазы). Величина этого параметра позволяет количественно отделить обычные смектики, где $D_V \simeq 1$, от истинных смектиков де Вриза $\text{Sm}d_V$,

где $D_V \gg 1$ (и, следовательно, $\xi_0 \gg a$). В этом отношении $\text{Sm}d_V$ напоминают так называемые френкелевские жидкости [22] с развитым ближним позиционным порядком.

Кроме того, смектики де Вриза различаются также по тому, насколько силен фазовый переход первого рода $I\text{--Sm}d_V$. В случае, если этот переход является слабым фазовым переходом первого рода (слабые смектики де Вриза), он полностью контролируется флуктуациями смектического параметра порядка $\Psi = A \exp(i\varphi)$ (3) и описывается теорией слабой кристаллизации [21].

Все рассмотрение в данной работе ограничено теорией среднего поля. Справедливость такого приближения для смектиков де Вриза обеспечивается большой величиной параметра де Вриза, $D_V \gg 1$. Касательно механизма релаксации Ландау–Халатникова имеется еще одно общее обстоятельство, отмеченное впервые в работе Покровского и Халатникова [27]. В этой работе (на примере фазового перехода в сверхтекучем гелии, во многом изоморфного фазовому переходу из $\text{Sm}d_V$ в наклонный смектик $\text{Sm}C$) коэффициент при $\omega\tau$, описывающий вклад в поглощение звука за счет релаксации параметра порядка, не зависит от фактического значения критического индекса теплоемкости (можно сказать, что механизм Ландау–Халатникова является более универсальным, чем теория среднего поля, в которой он впервые был получен Ландау и Халатниковым [1]).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. D. Landau and I. M. Khalatnikov, *ЖЭТФ* **19**, 637 (1949).
2. L. D. Landau and I. M. Khalatnikov, *ЖЭТФ* **19**, 709 (1949).
3. L. D. Landau and I. M. Khalatnikov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **96**, 469 (1954).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*; Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
5. P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press, Oxford (1993).
6. P. Oswald and P. Pieranski, *Smectics and Columnar Liquid Crystals*, Taylor & Francis, New York (2006).
7. М. Клеман, О. Д. Лаврентович, *Основы физики частично упорядоченных сред*, Физматлит, Москва (2007).
8. I.-C. Khoo, *Liquid Crystals*, Wiley, New York (2007).
9. L. M. Blinov, *Structure and Properties of Liquid Crystals*, Springer, New York (2011).
10. A. de Vries, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **41**, 27 (1977).
11. J. Iannacchione, S. Mang, S. Kumar, and D. Finotello, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2708 (1994).
12. A. Bellini, N. Rappaport, N. Clark, and B. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2507 (1996).
13. K. Ramazanoglu, P. Clegg, R. J. Birgeneau, C. W. Garland, M. E. Neubert, and J. M. Kim, *Phys. Rev. E* **69**, 061706 (2004).
14. G. Leys, G. Sinha, C. Glorieux, and J. Thoen, *Phys. Rev. E* **71**, 051709 (2005).
15. K. Ema, K. Takekoshi, H. Yao, S. T. Wang, and C. C. Huang, *Phys. Rev. E* **71**, 031706 (2005).
16. G. Chahine, A. V. Kityk, K. Knorr, R. Lefort, and M. Guendouz, *Phys. Rev. E* **81**, 031703 (2010).
17. K. P. Sigdel and G. S. Iannacchione, *J. Chem. Phys.* **133**, 174501 (2010).
18. V. Swaminathan, *Molecular Organisation in “de Vries” Smectic Liquid Crystals: Characterisation and Theory*, A Thesis, Trinity College Dublin, Univ. Dublin (2018).
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Курс теоретической физики*, т. 5, *Статистическая физика*, ч. 1, Наука, Москва (1995) [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics, Statistical Physics, Part 1*, Pergamon Press, New York (1980)].
20. A. Z. Patashinskii and V. L. Pokrovskii, *Fluctuation Theory of Phase Transitions*, Pergamon Press, New York (1979).
21. E. I. Kats, V. V. Lebedev, and A. R. Muratov, *Phys. Rep.* **228**, 1 (1993).
22. В. В. Бражкин, А. Г. Ляпин, В. Н. Рыжов, К. Траченко, Ю. Д. Фомин, Е. Н. Циок, *УФН* **182**, 1137 (2012).
23. С. А. Бразовский, *ЖЭТФ* **68**, 175 (1975).
24. Е. И. Кац, В. В. Лебедев, *ЖЭТФ* **90**, 111 (1986) [*Sov. Phys. ЖЭТФ* **63**, 63 (1986)].
25. Е. В. Гурович, Е. И. Кац, В. В. Лебедев, *ЖЭТФ* **100**, 855 (1991) [*Sov. Phys. ЖЭТФ* **73**, 473 (1991)].
26. Е. В. Гурович, Е. И. Кац, В. В. Лебедев, *ЖЭТФ* **94**, 167 (1988) [*Sov. Phys. ЖЭТФ* **67**, 741 (1988)].
27. В. Л. Покровский, И. М. Халатников, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 255 (1969).