

**ДИСКРЕТНОЕ УТОНЫШЕНИЕ СВОБОДНО ПОДВЕШЕННЫХ СМЕКТИЧЕСКИХ ПЛЕНОК В МОДЕЛИ ДЕ ЖЕНА «ПРЕ-СМЕКТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ»**

*Е. Е. Городецкий, Е. С. Пикина, В. Э. Поднек\**

*Институт проблем нефти и газа Российской академии наук  
Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 июля 1998 г.

Показано, что последовательное дискретное утоньшение свободно подвешенных смектических пленок (СПСП), наблюдаемое при их нагревании выше температуры объемного фазового перехода смектик  $A$  — нематик, находит естественное объяснение в рамках феноменологической модели де Жена «пре-смектической жидкости» в предположении, что к свободным поверхностям СПСП приложена достаточно большая внешняя сжимающая сила. В реальной ситуации такой силой является сила, связанная с кривизной окружающего мениска, выступающего в роли объемного резервуара. В рамках указанной модели устойчивость перегретой СПСП обеспечивается балансом внешней сжимающей и упругой сил. При нагревании упругий модуль сжатия пре-смектической решетки уменьшается и по достижении некоторой критической величины перегрева СПСП испытывает длинноволновую толщинную неустойчивость, связанную с невозможностью обеспечить дальнейший баланс внешней сжимающей и упругой сил при заданном числе смектических слоев. При достаточной устойчивости перегретой СПСП к разрыву возможно восстановление нарушенного баланса сил и, соответственно, устойчивости СПСП за счет спонтанного утоньшения последней до толщины, соответствующей меньшему числу смектических слоев. При этом в общем случае нагревание перегретой СПСП сопровождается серией таких переходов утоньшения. В окрестности критических точек нарушения баланса сил опасным может становиться дислокационный механизм спонтанного утоньшения, что, возможно, обеспечивает послынный характер последовательного дискретного утоньшения реальных СПСП.

1. Дискретное утоньшение свободно подвешенных смектических пленок (СПСП), наблюдаемое при их нагревании выше температуры объемного фазового перехода смектик  $A$  — изотропная жидкость [1] и смектик  $A$  — нематик ( $NA$ ) [2, 3], продолжает оставаться одной из нерешенных проблем физики жидких кристаллов. Известно, что СПСП, приготовленные ниже температуры разрушения смектического порядка в объеме, легко перегреваются и выше указанной температуры. Возможность такого перегрева обеспечивается «притягивающим» действием свободных поверхностей и замечательной устойчивостью смектических пленок к образованию сквозных дыр [4]. При нагревании перегретые СПСП испытывают серию разнесенных по температуре спонтанных переходов утоньшения, заканчивающуюся их разрывом [1–3]. При этом величина максимально возможного перегрева СПСП является степенной функцией ее толщины [1–3], коэффициент теплового расширения перегретой СПСП отрицателен [5], а сам процесс дискретного утоньшения носит ярко выраженный монотропный характер [1–3]. В данной работе показано, что весь спектр перечисленных выше явлений находит естественное объяснение в рамках феноменологической модели де Жена «пре-смектической

\*E-mail: vita@fluid.msk.ru

жидкости» [6] в предположении, что к свободным поверхностям СПСП приложена достаточно большая внешняя сжимающая сила. Замечательно, что в реальной ситуации такой силой оказывается сила, связанная с кривизной окружающего мениска, выступающего для перегретой СПСП в роли объемного резервуара (см. [7]).

2. Напомним, что модель де Жена «пре-смектической жидкости» [6] представляет собой упрощенную версию феноменологической модели  $NA$ -перехода [4, 8], описывающую эффекты ближнего смектического порядка выше температуры объемного  $NA$ -перехода. В рамках указанной модели перегретая СПСП представляет собой тонкий слой пре-смектической (нематической) жидкости, ограниченный двумя параллельными свободными поверхностями и соединенный на периферии с окружающим объемным резервуаром. При этом в пространстве между свободными поверхностями индуцируется пре-смектическая волна массовой плотности, что позволяет говорить об указанной системе как о «смектической» пленке.

Пусть для определенности свободные поверхности, ограничивающие перегретую СПСП толщиной  $L$ , находятся при  $z = \pm L/2$ , и пусть пре-смектическая волна массовой плотности параметризована следующим образом:

$$\delta \rho(z) = \sqrt{2} \rho_0(z) \cos[q_0(z + u(z))], \quad (1)$$

где  $\rho_0(z)$  — амплитуда модуляции массовой плотности,  $q_0 = 2\pi/d_0$  — оптимальное волновое число,  $d_0$  — период объемной смектической решетки, а  $u(z)$  — длинноволновая переменная, описывающая упругое смещение смектических слоев.

В гармоническом приближении функционал свободной энергии перегретой СПСП может быть записан в следующем простом виде (ср. [6]):

$$F_{Sm}[\delta \rho] = S \frac{\alpha}{2} \int_{-L/2}^{L/2} dz \left[ \tau \delta \rho^2 + \frac{\xi_{||0}^2}{4q_0^2} [(\nabla_z^2 + q_0^2) \delta \rho]^2 \right], \quad (2)$$

где  $\tau = (T - T_{NA})/T_{NA}$  — безразмерная величина перегрева СПСП, отсчитанная от критической температуры объемного  $NA$ -перехода ( $\tau > 0$ ),  $\xi_{||0}$  — прямая продольная смектическая корреляционная длина,  $\alpha$  — размерная феноменологическая константа,  $S$  — площадь СПСП.

Подстановка (1) в (2) выявляет нетривиальный характер модели де Жена и приводит к следующему выражению для функционала свободной энергии перегретой СПСП [6]:

$$F_{Sm}[\rho_0, u] = S \frac{\alpha \tau}{2} \int_{-L/2}^{L/2} dz \left[ \rho_0^2 + \xi_C^2 \{(\nabla_z \rho_0)^2 + q_0^2 \rho_0^2 (\nabla_z u)^2\} \right], \quad (3)$$

где  $\xi_C = \xi_{||0} \tau^{-1/2}$  — объемное значение продольной смектической корреляционной длины. Здесь и далее предполагается

$$L \gg \xi_C \gg q_0^{-1}, \quad (4)$$

что является совместным условием применимости длинноволнового приближения и «фононной» параметризации пре-смектической волны массовой плотности.

3. В рамках функционала (3) пространственное распределение амплитуды  $\varrho_0(z)$  и смещения  $u(z)$  по толщине СПСП дается следующей системой уравнений Эйлера [6]:

$$\nabla_z [\varrho_0^2 \nabla_z u] = 0, \quad (5)$$

$$\varrho_0 [1 + q_0^2 \xi_C^2 (\nabla_z u)^2] = \xi_C^2 \nabla_z^2 \varrho_0. \quad (6)$$

Следуя де Жёну [6], естественно полагать, что на свободных поверхностях СПСП жестко фиксированы позиции максимумов пре-смектической волны массовой плотности. С учетом инвариантности функционала (3) относительно замены  $\varrho_0$  на  $-\varrho_0$  это означает, что

$$q_0 \left[ L + 2u \left( \frac{L}{2} \right) \right] = 2\pi N, \quad (7)$$

где  $N$  — ближайшее целое к  $L/d_0$  число смектических слоев.

Решение системы уравнений (5), (6) с граничным условием (7) дано в [6]. Там же впервые получено выражение для свободной энергии пре-смектической волны массовой плотности, индуцируемой в пространстве между двумя параллельными «притягивающими» поверхностями. Для случая фиксированного поверхностного значения квадрата амплитуды  $[\varrho_0(\pm L/2)]^2 \equiv \varrho_{0s}^2$ , результат де Жёна для свободной энергии пре-смектической волны массовой плотности имеет следующий вид [9]:

$$F_{Sm}(L) = S\alpha\tau\xi_C\varrho_{0s}^2 \left[ \text{th} \left( \frac{L}{2\xi_C} \right) + \frac{1 - \cos[\phi]_N}{\text{sh}(L/\xi_C)} \right], \quad (8)$$

где  $[\phi]_N = q_0(L - Nd_0)$ . Первый член в (8) описывает обычный для гармонической теории вклад в свободную энергию СПСП, связанный с пространственной неоднородностью амплитуды  $\varrho_0(z)$ , тогда как второй член описывает энергию упругой деформации, неизбежно возникающей при толщинах  $L$ , отличных от «целочисленных» значений  $L_N = Nd_0$ .

Вычитая из (8) чисто поверхностную, не зависящую от  $L$  часть свободной энергии, получаем размерную составляющую свободной энергии перегретой СПСП:

$$\Delta F_{Sm}(L) = S \frac{\alpha\tau\xi_C\varrho_{0s}^2}{\text{sh}(L/\xi_C)} \left[ \exp \left( -\frac{L}{\xi_C} \right) - \cos[\phi]_N \right]. \quad (9)$$

Из (9) следует, что свободная энергия перегретой СПСП имеет бесконечную последовательность локальных минимумов при  $L \approx L_N$ , причем глубина указанных минимумов увеличивается при переходе к меньшим значениям  $N$  [6]. Последнее, в частности, означает, что перегретые СПСП являются системами, находящимися в метастабильном термодинамическом состоянии.

4. Очевидно, что благодаря наличию объемного резервуара, толщина перегретой СПСП  $L$  является свободным термодинамическим параметром. При этом осцилляторная зависимость энергии (9) от  $L$  обуславливает разбиение области значений  $L$  на последовательно чередующиеся «разрешенные» ( $[\Delta F_{Sm}]''_{LL} \geq 0$ ) и «запрещенные» ( $[\Delta F_{Sm}]''_{LL} < 0$ ) зоны, различающиеся знаком эффективного модуля сжатия пре-смектической решетки. При выполнении неравенства (4) ширины чередующихся зон близки к  $d_0/2$ , причем разрешенные зоны (области положительной упругости

пре-сметической решетки) центрированы вблизи «целочисленных» значений  $L$ . Заметим, что положительность эффективного модуля сжатия пре-сметической решетки является необходимым условием устойчивости перегретой СПСП. Таким образом, непрерывное изменение толщины СПСП под действием внешней силы возможно лишь в относительно небольших пределах, в любом случае не выходящих за границы соответствующей разрешенной зоны.

С точностью до членов малых в силу неравенства (4) свободная энергия (9) может быть представлена в следующем простом виде:

$$\Delta F_{S_m}^{(N)}(L) = -S \frac{B_m^{(N)}}{q_0^2 \xi_C} \cos[\phi(L)]_N, \quad (10)$$

где

$$B_m^{(N)} = 2\alpha q_0^2 \xi_{\parallel 0}^2 \rho_{0s}^2 \exp(-L_N/\xi_C) \quad (11)$$

— модуль сжатия центральной (срединной) части пре-сметической волны массовой плотности (см. ниже). В указанном приближении разрешенные зоны центрированы при  $L = L_N$  и определяются следующим неравенством:

$$|L - L_N| \leq d_0/4. \quad (12)$$

Заметим, что обсуждавшиеся де Женом [6] точки «проплавления» середины пре-сметической решетки лежат вне разрешенных зон и, следовательно, в случае перегретых СПСП недостижимы.

5. В присутствии внешней силы, приложенной к свободным поверхностям, в системе возникает упругая возвращающая сила

$$G_{S_m}^{(N)}(L) = -S \frac{B_m^{(N)}}{q_0 \xi_C} \sin[\phi(L)]_N, \quad (13)$$

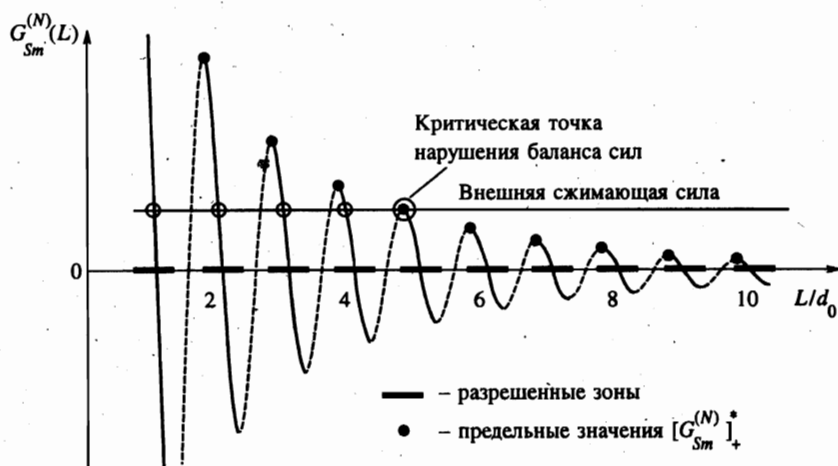
где значения  $L$  не выходят за границы зон, определяемых неравенством (12) (см. рисунок). В окрестности минимумов энергии (10) формула (13) упрощается и принимает следующий вид:  $G_{S_m}^{(N)} \approx -S B_m^{(N)} (\delta L/\xi_C)$ , где  $\delta L = L - L_N$ . Последнее согласуется с тем, что при выполнении неравенства (4) вся упругая деформация сосредоточена в центральной (срединной) части СПСП толщиной порядка  $\xi_C$ , где модуль сжатия пре-сметической волны массовой плотности ( $B_m^{(N)}$ ) минимален (см. [6]).

Очевидно, что в силу чередования разрешенных и запрещенных зон перегретая СПСП обладает разрывной зависимостью своих упругих свойств от толщины  $L$ . В частности, сила (13) ограничена сверху и снизу предельными значениями

$$[G_{S_m}^{(N)}]_{\pm}^* = \pm S \frac{B_m^{(N)}}{q_0 \xi_C}, \quad (14)$$

достигаемыми соответственно на нижних (+) и верхних (−) границах соответствующих разрешенных зон (см. рисунок).

С учетом (11) очевидно, что предельные значения (14) быстро уменьшаются с ростом  $\tau$  и увеличиваются с уменьшением числа смектических слоев  $N$  (см. рисунок). Таким образом, нагревание перегретой СПСП в присутствии внешней силы неизбежно



Упругая сила  $G_{Sm}^{(N)}$  как функция приведенной толщины  $L/d_0$ . Жирными отрезками отмечены разрешенные зоны, центрированные при  $L = Nd_0$ , где  $N$  — число смектических слоев (см. (12)). Штрихами показаны участки, соответствующие термодинамически неустойчивым состояниям. Горизонтальная линия соответствует внешней сжимающей силе  $S\Delta p$ . Точки пересечения внешней сжимающей и упругой сил (o) определяют спектр равновесных значений толщин. Наличие такого спектра обеспечивает возможность восстановления нарушаемого в критической точке (o) баланса внешней сжимающей и упругой сил за счет спонтанного утоньшения перегретой СПСП до равновесной толщины, соответствующей меньшему числу смектических слоев

заканчивается спонтанным нарушением баланса внешней и упругой сил и, как следствие, потерей механической устойчивости СПСП. При этом в случае внешней сжимающей силы возможно восстановление нарушенного баланса сил и, соответственно, устойчивости СПСП за счет спонтанного утоньшения последней до толщины, соответствующей меньшему числу смектических слоев (путем сброса «лишних» смектических слоев в окружающий резервуар). Более того, при достаточной устойчивости к разрыву, нагревание перегретой СПСП в присутствии внешней сжимающей силы должно сопровождаться в общем случае серией разнесенных по температуре спонтанных переходов утоньшения. Очевидно, что конкретный сценарий такого последовательного дискретного утоньшения, включая разрыв СПСП, носит вероятностный характер и требует для своего анализа привлечения динамической теории.

Заметим, что эффект последовательного дискретного утоньшения перегретых СПСП носит явно выраженный монотропный характер. В самом деле, при охлаждении, с одной стороны, не происходит какого-либо нарушения баланса сил, действующих на СПСП, а с другой — переход к большим толщинам является энергетически заведомо невыгодным (см. разд. 3). Что касается нагревания в присутствии внешней растягивающей силы, то в этом случае нарушение баланса сил неизбежно влечет за собой разрыв СПСП.

6. Пусть внешняя сжимающая сила создает дополнительное давление на свободные поверхности  $\Delta p > 0$ . Тогда условие механического равновесия перегретой СПСП (условие баланса сил) имеет следующий вид:

$$-\frac{B_m^{(N)}}{q_0 \xi_C} \sin[\phi(L)]_N = \Delta p, \quad (15)$$

где, как и ранее, значения  $L$  не выходят за границы соответствующей разрешенной зоны. Очевидно, что перегретая СПСП устойчива лишь при  $B_m^{(N)}/(q_0\xi_C) \geq \Delta p$ , что соответствует случаю, когда «верхнее» предельное значение  $[G_{Sm}^{(N)}]_+^*$  не меньше значения внешней сжимающей силы  $S\Delta p$  (см. рисунок).

Из (15) следует, что нагревание перегретой СПСП в присутствии внешней сжимающей силы сопровождается непрерывным смещением равновесного значения  $L$  к нижней границе соответствующей разрешенной зоны (точке, где  $L - L_N = -d_0/4$ ), что соответствует отрицательному коэффициенту теплового расширения перегретой СПСП. Указанный эффект является тривиальным следствием уменьшения эффективного модуля сжатия пре-сметической решетки при нагревании в присутствии неизменной внешней сжимающей силы. При этом сама нижняя граница разрешенной зоны является критической точкой нарушения баланса внешней сжимающей и упругой сил, т.е. точкой потери механической устойчивости СПСП (см. рисунок). Очевидно, что указанная точка достигается при критической величине перегрева  $\tau^*(L_N)$ , определяемой из условия  $B_m^{(N)}/(q_0\xi_C) = \Delta p$ .

Заметим, что нарушение баланса внешней сжимающей и упругой сил означает длинноволновую толщинную неустойчивость перегретой СПСП. В самом деле, вводя смещения свободных поверхностей относительно равновесных позиций  $z = \pm L/2$  и добавляя в (3) члены, явно учитывающие увеличение свободной поверхности (пропорциональные поверхностному натяжению  $\gamma$ ), можно показать, что критические точки нарушения баланса сил являются одновременно точками длинноволновой неустойчивости антисимметричной капиллярной сквизинговой моды, ответственной за тепловые флуктуации толщины [10, 11]. Формально это связано с тем, что роль щели в спектре сквизинговой моды играет вторая производная энергии взаимодействия свободных поверхностей по толщине  $L$  (в данном случае — величина  $[\Delta F_{Sm}]''_{LL}$ ), обращающаяся в нуль в критических точках нарушения баланса сил. Таким образом, приближение к критическим точкам нарушения баланса сил должно сопровождаться аномальным усилением светорассеяния на сквизинговой моде (см. [12]). Можно также показать, что по мере приближения к указанным точкам должен расходиться (оставаясь отрицательным) и коэффициент теплового расширения перегретой СПСП, что отражает естественную для толщинной неустойчивости расходимость изотермической сжимаемости.

7. Очевидно, что при пренебрежении дислокационным механизмом утоньшения (см. ниже) критические точки нарушения баланса сил являются точками максимально возможного перегрева СПСП. При этом огибающая указанных точек определяется следующим уравнением:

$$\exp\left(\frac{L_N}{\xi_C^*}\right) = \frac{2B_s}{q_0\xi_C^*\Delta p}, \quad (16)$$

где  $B_s = \alpha q_0^2 \xi_{||0}^2 \rho_{0s}^2$  — «поверхностное» значение упругого модуля сжатия, а  $\xi_C^*$  — значение объемной смектической корреляционной длины на огибающей.

Из (16) следует, что с логарифмической точностью огибающая точек максимально возможного перегрева СПСП следует простому «скейлинговому» соотношению:

$$L_N/\xi_C^* \approx \text{const}, \quad (17)$$

где константа (логарифм правой части формулы (16)) велика в силу левого неравенства (4). Последнее, в частности, означает, что в окрестности точек максимально возможного перегрева, лежащих на «скейлинговом» участке огибающей, толщина перегретой

СПСП  $L$  должна существенно (как минимум в несколько раз) превышать значение объемной смектической корреляционной длины  $\xi_C$ .

Заметим, что соотношение (17) является тривиальным следствием того, что при выполнении неравенства (4) упругая возвращающая сила является короткодействующей. Поскольку последнее не связано с упрощенным характером модели де Жена, можно надеяться, что соотношение (17) имеет универсальный характер. Тогда при степенной зависимости  $\xi_C(\tau)$  огибающая точек максимально возможного перегрева  $\tau^*(L_N)$  должна быть степенной функцией  $L_N$  с показателем обратным показателю объемной смектической корреляционной длины.

8. Переходя к численным оценкам, заметим, что в качестве «внешней» сжимающей силы, провоцирующей при нагревании последовательное дискретное утоньшение перегретых СПСП, могли бы выступать всегда присутствующая в реальной ситуации сила Ван-дер-Ваальса, сила, связанная с псевдоэффектом Казимира (размерной экранировкой тепловых флуктуаций нематического директора) [13], и, наконец, сила, связанная с разностью давлений снаружи и внутри СПСП, обусловленной кривизной окружающего мениска [7, 14]. Первые две силы являются дальнедействующими и при толщинах  $L \sim 10^{-5}$  см, типичных для известных экспериментов [2, 3], имеют величину порядка 1 дин/см<sup>2</sup>, тогда как последняя сила слабо зависит от  $L$  и обеспечивает характерное значение  $\Delta p \sim 10^3$  дин/см<sup>2</sup> [7, 14]. Столь большое значение «внешней» сжимающей силы вместе с большим значением величины  $q_0 \xi_C^* \sim 10^2$  (для  $\tau \sim 10^{-3}$  см., например, [15]) требуют обеспечения на огибающей критических точек значения  $B_m^{(N)} \sim 10^5$  дин/см<sup>2</sup>. Последнее при условии, что  $B_s \sim 10^7$  дин/см<sup>2</sup> (т. е. порядка типичного значения объемного модуля сжатия  $B$  [4]), дает «разумное» значение отношения  $L_N/\xi_C^* \approx 4-5$ . К сожалению, отсутствие измерений величины максимально возможного перегрева СПСП как функции числа смектических слоев  $N$  и температурной зависимости объемной смектической корреляционной длины  $\xi_C$  для одного и того же вещества вместе с неопределенностью значения упругого модуля  $B_s$  не позволяют в настоящее время более подробно обсудить экспериментальную ситуацию и, в частности, проверить «скейлинговое» соотношение (17).

9. Покажем, что в окрестности критических точек нарушения баланса сил опасным может становиться дислокационный механизм спонтанного утоньшения перегретых СПСП, связанный с рождением петель элементарной краевой дислокации в плоскости центрального (срединного) слоя, где эффективное линейное натяжение такой дислокации минимально. Последнее, очевидно, складывается из «объемной» ( $E_m^{(N)}$ ) и «поверхностной» ( $E_s^{(N)}$ ) частей, связанных соответственно с появлением в объеме СПСП распределенного поля упругой деформации и с выходом на свободные поверхности переходных краевых профилей, обеспечивающих плавное изменение толщины СПСП на величину порядка  $d_0$  (см. [16–18]).

В силу медленности изменения амплитуды  $\rho_0(z)$  в интервале  $|z| \lesssim \xi_C$  можно воспользоваться известной «параболической» формулой де Жена для поля упругой деформации, создаваемого краевой дислокацией [4, 19], и дать следующую качественную оценку для величины  $E_m^{(N)}$ :

$$E_m^{(N)} \sim \frac{(B_m^{(N)})^{3/4} K^{1/4} d_0^2}{\xi_C^{1/2}}, \quad (18)$$

где  $K$  — константа Франка, определяющая энергию поперечного изгиба поля нематического директора [4]. В свою очередь, можно показать, что ширина выходящего на

свободную поверхность СПСП переходного краевого профиля определяется сквизинговой капиллярной длиной  $\lambda_{sq} = (\gamma / [\Delta F_{Sm}]''_{LL})^{1/2}$ . При этом, пользуясь формулой (10), можно дать следующую качественную оценку для величины  $E_s^{(N)}$ :

$$E_s^{(N)} \simeq \gamma \frac{d_0^2}{\lambda_{sq}} \sim \frac{\gamma^{1/2} (B_m^{(N)})^{1/2} d_0^2}{\xi_C^{1/2}} \quad (19)$$

Сравнение (18) с (19) показывает, что при  $\gamma \gg (KB_m^{(N)})^{1/2}$  «поверхностный» вклад в эффективное линейное натяжение краевой дислокации доминирует. Указанное неравенство заведомо выполняется, поскольку в типичной ситуации  $\gamma \simeq 30$  эрг/см<sup>2</sup> [4],  $K \sim 10^{-6}$  дин [4], а  $B_m^{(N)} \sim 10^5$  дин/см<sup>2</sup> (см. разд. 8).

Можно также показать, что в широкой окрестности критической точки нарушения баланса сил, определяемой неравенством  $B_m^{(N)} / (q_0 \xi_C)^2 \ll \Delta p$ , выигрыш в плотности свободной энергии перегретой СПСП, связанный с ее утоньшением на величину порядка  $d_0$ , не превышает соответствующую работу разности давлений  $\Delta p d_0$ . При этом для энергии активации критической дислокационной петли справедлива следующая качественная оценка:

$$W_c \simeq \pi \frac{(E_s^{(N)})^2}{\Delta p d_0} \sim \frac{B_m^{(N)}}{q_0 \xi_C \Delta p} \gamma d_0^2 \quad (20)$$

Заметим, что  $d_0 \sim 10^{-7}$  см [4] и, следовательно,  $\gamma d_0^2 \sim 10 k_B T$ , т. е. является величиной порядка пороговой энергии активации  $W_c^*$  ( $W_c^* \approx 60 k_B T$  [4]). С учетом этого из (20) следует, что вдали от критических точек нарушения баланса сил ( $B_m^{(N)} / (q_0 \xi_C) \gg \Delta p$ ) энергия активации  $W_c \gg W_c^*$  и, соответственно, вероятность спонтанного утоньшения перегретой СПСП за счет нуклеации растущих дислокационных петель исчезающе мала. Напротив, в окрестности критических точек ( $B_m^{(N)} / (q_0 \xi_C) \sim \Delta p$ ) энергия активации  $W_c \sim W_c^*$ , и, следовательно, дислокации могут оказывать существенное влияние на сценарий последовательного дискретного утоньшения перегретой СПСП, определяя, в частности, его послойный характер. К сожалению, чисто качественный характер приведенных оценок вместе с неопределенностью характера спонтанного утоньшения, определяемого сквизинговой неустойчивостью, не позволяют нам сделать однозначное утверждение о действительной природе последовательного дискретного утоньшения перегретых СПСП. На наш взгляд, последнее слово здесь будет принадлежать эксперименту.

В заключение заметим, что дискретное утоньшение перегретых смектических (пре-смектических) пленок должно наблюдаться и в экспериментах типа Израелишвили [9, 20, 21], если при фиксированной внешней нагрузке повышать температуру. Обнаружение указанного эффекта явилась бы дополнительным подтверждением изложенной выше теории.

Выражаем благодарность В. К. Долганову, Е. И. Кацу, В. В. Лебеву и А. Р. Муратову за интерес к работе и полезное обсуждение. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-18235).



## Литература

1. T. Stoebe, P. Mach, and C. C. Huang, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1384 (1994).
2. E. I. Demikhov, V. K. Dolganov, and K. P. Meletov, *Phys. Rev. E* **52**, R1285 (1995).
3. V. K. Dolganov, E. I. Demikhov, R. Fouret, and C. Gors, *Phys. Lett. A* **220**, 242 (1996).
4. P. G. de Gennes and J. Prost, *Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press, Oxford (1993).
5. C. C. Huang, P. Mach, and P. M. Johnson, in *The 6th International Conference on Ferroelectric Liquid Crystals. Conf. Summaries*, Brest, France (1997), p. 280.
6. P. G. de Gennes, *Langmuir* **6**, 1448 (1990).
7. P. Pieranski, L. Beliard, J.-Ph. Tournellec et al., *Physica A* **194**, 364 (1993).
8. P. G. de Gennes, *Solid State Commun.* **10**, 753 (1972).
9. L. Moreau, P. Richetti, and P. Barois, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3556 (1994).
10. A. Vrij, J. G. H. Joosten, and H. M. Fijnaut, *Adv. Chem. Phys.* **48**, 329 (1981).
11. C. Y. Young and N. A. Clark, *J. Chem. Phys.* **74**, 4171 (1981).
12. A. Böttger, D. Frenkel, J. G. H. Joosten, and G. Krooshof, *Phys. Rev. A* **38**, 6316 (1988).
13. A. Ajdari, L. Peliti, and J. Prost, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1481 (1991).
14. J.-C. Géminard, R. Holyst, and P. Oswald, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1924 (1997).
15. R. J. Birgeneau, C. W. Garland, G. B. Kasting, and B. M. Ocko, *Phys. Rev. A* **24**, 2624 (1981).
16. P. S. Pershan, *J. Appl. Phys.* **45**, 1590 (1974).
17. P. S. Pershan and J. Prost, *J. Appl. Phys.* **46**, 2343 (1975).
18. R. Holyst and P. Oswald, *Int. J. Mod. Phys. B* **9**, 1515 (1995).
19. P. G. de Gennes, *C. R. Acad. Sci. Paris B* **275**, 939 (1972).
20. R. G. Horn, J. N. Israelachvili, and E. Perez, *J. de Phys.* **42**, 39 (1981).
21. J. N. Israelachvili, *Intermolecular and Surface Forces*, Academ. Press, London (1992).