

14,15

Динамика послойного утоньшения свободно подвешенных смектических пленок

© I. Śliwa¹, A.B. Захаров², A.A. Вакуленко²

¹ Institute of Molecular Physics, Polish Academy of Sciences, Poznań, Poland

² Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: alexandre.zakharov@yahoo.ca, avak2vale@mail.ru

(Поступила в Редакцию 13 января 2016 г.)

Предложена динамическая модель, описывающая процесс выдавливания в мениск одного слоя жидкокристаллического (ЖК) материала из N -слойной круговой свободно подвешенной смектической пленки (СПСП). В рамках этой модели основной механизм, ответственный за процесс утоньшения (выдавливания) ЖК-материала из N -слойной СПСП, основан на возникновении пространственного градиента давления, направленного вдоль радиуса круговой СПСП. Этот градиент формируется за счет перепада расклинивающего давления по обе стороны фронта, разделяющего N - и $(N - 1)$ -слойные домены смектической пленки. Предлагаемая модель позволяет учесть влияние мениска на такие динамические характеристики, как время, необходимое для полного выдавливания одного слоя из N -слойной СПСП, и скорость распространения фронта, разделяющего N - и $(N - 1)$ -слойные домены, в процессе утоньшения смектической пленки, образованной молекулами 5- n -алкил-2-(4- n -(перфлуороалкил-метиленоксид))пентила.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00041а).

1. Введение

Одна из интереснейших особенностей смектических жидких кристаллов (ЖК) состоит в том, что они при определенных термодинамических условиях способны образовывать свободно подвешенные смектические пленки (СПСП) [1,2]. Эти СПСП представляют собой уникальные образцы устойчивых квазидвумерных систем в трехмерных пространствах, образующих слоистую структуру, в которой длинные оси молекул в каждом смектическом слое флуктуируют относительно нормали к этим слоям. При этом толщина каждого слоя d составляет величину порядка длины ЖК-молекулы, а вся толщина СПСП $L = Nd$ кратна толщине единичного смектического слоя. Экспериментально с помощью оптических и калориметрических методов было показано, что по мере нагревания N -слойной СПСП происходит выдавливание одного или нескольких ЖК-слоев в мениск, окружающий круговую смектическую пленку [1]. Этот мениск необходим для поддержания стабильного состояния смектической пленки, натянутой на круговой контур [3,4]. При этом было показано, что в процессе нагревания 25-слойной СПСП, образованной молекулами 5- n -алкил-2-(4- n -(перфлуороалкил-метиленоксид))пентила (H10F5MOPP), при температуре выше температуры фазового перехода смектик-А – изотропное состояние в объеме ЖК-фазы $T_{AI}(b)$ начинается процесс послойного выдавливания внутренних слоев пленки в мениск. Сначала выдавливается десять слоев, затем четыре и далее по одному слою до двуслойной СПСП, которая рвется при температуре $T_{AI}(N = 2) \sim 385$ К, что на ~ 27 К выше температуры $T_{AI}(b) \sim 358$ К. При этом

реализуется последовательность послойного утоньшения СПСП $25 \rightarrow 15 \rightarrow 11 \rightarrow 10 \rightarrow \dots \rightarrow 2$ [1]. Оптические и калориметрические измерения показали, что по мере роста температуры процессу выдавливания определенного числа слоев из квазидвумерной (2D) СПСП предшествует процесс внутреннего разупорядочения одного или нескольких смектических слоев, что выражается в резком уменьшении величин как ориентационных, так и трансляционных параметров порядка (ПП), соответствующих выдавливаемым слоям. Такой механизм плавления 2D-СПСП, когда разупорядочение начинается с внутренних слоев пленки и распространяется к ее границам, противоположен традиционному процессу плавления трехмерных (3D) упорядоченных систем, таких как кристаллы или металлы, в которых с ростом температуры разупорядочение начинается с поверхности твердого тела [5]. В таких низкоразмерных системах плавление заменяется серией переходов, при которых толщина пленки уменьшается на один или несколько смектических слоев. По сути дела, роль температуры плавления N -слойной СПСП играет температура $T_{AI}(N)$, при которой начинается процесс послойного выдавливания в мениск одного или нескольких слоев ЖК-материала, а само число N становится дискретным параметром 2D-системы, уменьшение которого позволяет СПСП оставаться устойчивой и трансляционно упорядоченной. Обе поверхности СПСП, граничащие с воздухом, представляют собой физические границы раздела двух сред (смектик/воздух), а поверхностное натяжение этих границ подавляет термофлуктуации молекул в приповерхностных смектических слоях. Возникающая при этом пространственная неоднородность ПП по сечению

СПСП ведет к существенным изменениям физических характеристик этих пленок по сравнению с объемными образцами. Так, наряду с процессом послойного утоньшения СПСП, вызванного ростом температуры, наблюдается аномальное поведение теплоемкости [6] и поверхностного натяжения [7,8].

К настоящему моменту времени предложено несколько теоретических подходов для описания процесса послойного утоньшения смектических пленок [6,9–12]. В основу одного из подходов положена среднеполевая модель в рамках которой процесс послойного утоньшения объясняется разупорядочением нескольких внутренних слоев СПСП при сохранении устойчивого упорядочения в приповерхностных слоях вплоть до момента разрыва двуслойной смектической пленки [6,9,10,12]. В основу другого подхода к описанию процесса утоньшения СПСП положена идея спонтанного роста дислокационных петель в смектической пленке [11]. В рамках первого подхода зависимость числа слоев СПСП N (или ее толщины $L = Nd$) от безразмерной температуры $t = (T - T_{AI}(b))/T_{AI}(b)$ моделируется степенной функцией $N \sim t^{-\nu}$, где ν — величина показателя степени, которая в зависимости от химического состава молекул, образующих смектическую пленку варьируется в пределах $0.6 \leq \nu \leq 0.8$ [1,2]. В рамках второго подхода зависимость N от t моделировалась более сложной функцией, такой как $N \sim t^{-1/2} \sinh^{-1}(\frac{1}{t})$ [11]. Тем не менее оба эти подхода позволяют довольно успешно аппроксимировать экспериментально полученные зависимости числа слоев в СПСП в процессе их утоньшения от безразмерной температуры [1,11].

В отличие от прогресса, достигнутого в исследовании структурных и термодинамических свойств СПСП, динамика послойного утоньшения смектических пленок еще мало исследована. Так, недавно была предложена динамическая модель, описывающая процесс выдавливания в мениск из СПСП одного или нескольких слоев ЖК-материала, вызванного ростом температуры $T > T_{AI}(b)$ [13]. В рамках этой модели основной механизм, ответственный за процесс выдавливания этих слоев, базируется на возникновении пространственного градиента давления ∇P вдоль радиуса круговой свободно подвешенной смектической пленки. Этот градиент формируется за счет перепада расклинивающего давления $\Delta P = P(N) - P(N-1)$ по обе стороны фронта, разделяющего N - и $(N-1)$ -слойные домены смектической пленки. Было показано, что критический зародыш изотропной фазы радиуса ϵ_c , возникающий в круговой СПСП, по мере роста температуры $T > T_{AI}(b)$ расширяется вплоть до края круговой пленки радиуса R за время $t_R = -\frac{\alpha_4}{4\Delta P} \ln(\frac{R}{\epsilon_c})$, где α_4 — коэффициент сдвиговой вязкости изотропной фазы ЖК-материала, а величина $\Delta P = P(N) - P(N-1)$ отрицательна, поскольку $P(N) \sim 1/N$ [14]. Существенным недостатком этой динамической теории является то, что она не учитывает влияние мениска на процесс утоньшения СПСП. В рам-

ках предлагаемой модели будет учтено влияние мениска на такие динамические характеристики, как время, необходимое для полного выдавливания в мениск одного слоя из N -слойной СПСП, и скорость распространения фронта, разделяющего N - и $(N-1)$ -слойные домены, в процессе послойного утоньшения СПСП.

2. Динамическая модель послойного утоньшения и результаты расчетов

В настоящей работе исследуется динамика границы раздела между N - и $(N-1)$ -слойными доменами круговой СПСП в процессе ее послойного утоньшения. Будем полагать, что СПСП находится в контакте с мениском, который служит резервуаром, куда выдавливается ЖК-материал в процессе послойного утоньшения. Геометрия этого динамического процесса проиллюстрирована на рис. 1. Мы полагаем, что начало процесса выдавливания в мениск одного слоя ЖК-материала из N -слойной смектической пленки возможно только лишь при достижении критического значения объема зародыша изотропной фазы $\omega_c = \pi\epsilon_c^2 d$ в центре СПСП, натянутой на круговой контур радиуса R [13]. Критический объем зародыша определяется из условия баланса объемных и поверхностных сил, действующих на единицу объема изотропной фазы [13]. Здесь ϵ_c — величина критического радиуса, отсчитанного от центра круговой смектической пленки. Таким образом, мы будем изучать динамику расширения круговой области $A(t) = \pi r^2(t)$, соответствующей $(N-1)$ -слойному домену СПСП, начиная с момента $t = 0$, когда эта площадь равна $\pi\epsilon_c^2$, и заканчивая моментом t_R , когда фронт, разделяющий N - и $(N-1)$ -слойные домены, достигает кругового контура, т.е. $A_0 = \pi R^2$. Здесь $r(t)$ — текущее положение границы раздела между N - и $(N-1)$ -слойными доменами смектической пленки. В предыдущей работе была исследована

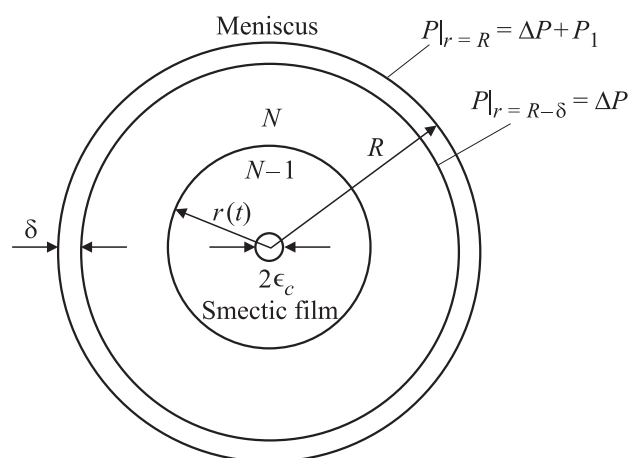


Рис. 1. Вид сверху круговой N -слойной свободно подвешенной смектической пленки в процессе ее послойного утоньшения.

динамика круговой области $A(t)$ без учета влияния мениска, окружающего и поддерживающего N -слойную СПСП [13]. Было показано, что основной механизм, ответственный за выдавливание ЖК-материала из смектической пленки, обусловлен возникновением градиента давления ∇P , формирующегося вдоль радиуса $r(t)$. В свою очередь ∇P формируется благодаря перепаду расклинивающего давления $\Delta P = P(N) - P(N - 1)$ по обе стороны фронта, разделяющего N - и $(N - 1)$ -слойные домены в смектической пленке. Для того чтобы учесть влияние мениска на процесс выдавливания слоя ЖК-материала из смектической пленки в мениск, введем в рассмотрение дополнительное давление $P_1(r)$, которое возникает лишь в узкой области $R - \delta \leq r \leq R$, прилегающей к мениску. Здесь δ — расстояние, на которое простирается влияние мениска, отсчитанное от края кругового контура.

Исследования как структурных, так и термодинамических свойств СПСП, выполненные в рамках средне-полевой модели [6], показали, что по мере нагревания смектической пленки при температурах $T \rightarrow T_{A1}(N)$ во внутренних слоях N -слойной смектической пленки наблюдается как ориентационное, так и трансляционное разупорядочение (плавление) при сохранении достаточно высокого упорядочения в приповерхностных слоях. Это позволяет предположить, что выдавливаемый слой ЖК-материала находится в изотропном состоянии и для динамического описания этого процесса достаточно использовать уравнение Навье–Стокса для изотропной жидкости и уравнение несжимаемости. Поскольку плотность выдавливаемого ЖК-материала не меняется по сечению молекулярного слоя, т.е. $\rho = \text{const}$, условие несжимаемости принимает вид

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \tag{1}$$

в то время как уравнение Навье–Стокса в цилиндрической системе координат может быть записано в виде [13]

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right] = -\nabla_r P(r) + \nabla_r \sigma_{rz}(r, t), \tag{2}$$

где $\mathbf{v} \equiv \mathbf{v}(r, t)$ — скорость распространения фронта, разделяющего N - и $(N - 1)$ -слойные домены смектической пленки, а $\sigma_{rz}(r, t)$ — сдвиговая компонента тензора напряжений, соответствующая вязкой силе. В цилиндрической системе координат вектор скорости \mathbf{v} и градиент давления $\nabla_r P(r)$ могут быть записаны в виде

$$\mathbf{v} = v(r, t) \hat{\mathbf{e}}_r, \tag{3}$$

$$\nabla_r P(r) = \frac{\partial P(r)}{\partial r} \hat{\mathbf{e}}_r, \tag{4}$$

где $\hat{\mathbf{e}}_r$ — единичный радиальный вектор, а $v(r, t)$ — радиальная компонента вектора скорости, направленная вдоль смектических слоев. Подстановка выражений (3) и (4) в (1) и (2) дает

$$\frac{\partial v(r, t)}{\partial r} + \frac{1}{r} v(r, t) = 0, \tag{5}$$

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{\partial v(r, t)}{\partial t} + v(r, t) \frac{\partial v(r, t)}{\partial r} \right] &= -\frac{\partial P(r)}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}(r, t)}{\partial r} + \frac{\sigma_{rz}(r, t)}{r}. \end{aligned} \tag{6}$$

Из уравнения (5) следует, что

$$v(r, t) = \frac{B(t)}{r}, \tag{7}$$

где $B(t)$ — функция времени t . Используя соотношение $r \dot{r} = \frac{1}{2\pi} \frac{dA(t)}{dt}$, получаем, что

$$v(r, t) = \frac{1}{2\pi r} \frac{dA(t)}{dt}. \tag{8}$$

Теперь уравнение (6) можем преобразовать к безразмерному виду [13]

$$\begin{aligned} \ln y(\tau) \frac{d^2 y(\tau)}{d\tau^2} + \frac{2}{y(\tau)} \left[\frac{\alpha_{4tN}}{2\rho A_0} \frac{dy(\tau)}{d\tau} + \left(\frac{y(\tau)}{d\tau} \right)^2 \right] &+ \frac{2\Delta\bar{P}}{\rho A_0} t_N^2 = 0. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь $y(\tau) = \frac{A(\tau)}{A_0}$ — функция, соответствующая безразмерной области, занимаемой круговым $(N - 1)$ -слойным доменом в смектической пленке, $\tau = t/t_N$ — безразмерное время, а t_N — нормировочное время, которое определено далее, а значение $\Delta\bar{P}$ определено таким образом, что в области, удаленной от мениска ($\epsilon_c \leq r < R - \delta$), оно равно $\Delta P = P(N) - P(N - 1)$, а вблизи мениска ($R - \delta \leq r \leq R$) оно будет моделироваться линейной функцией $\frac{P_1}{\delta} (r(t) - R) + \Delta P + P_1$. Если в предыдущей работе [13] $\Delta\bar{P}$ определялось лишь перепадом расклинивающего давления $\Delta P = P(N) - P(N - 1)$, то теперь $\Delta\bar{P}$ равно ΔP всюду, кроме узкой области $R - \delta \leq r \leq R$, примыкающей к мениску, где $\Delta\bar{P}$ линейно возрастает от значения ΔP при $r = R - \delta$ до $\Delta P + P_1$ при $r = R$. Выбор линейной зависимости $\Delta\bar{P}(r)$ от r продиктован тем соображением, что субмикрометровая область, на которую простирается влияние мениска, мала.

Предыдущий анализ уравнения (9) [13] основывался на том, что инерционными и конвективными вкладками в уравнение Навье–Стокса можно пренебречь. При этом главный аргумент, позволяющий упростить уравнение (9), заключался в том, что скорость \mathbf{v} мала и тем самым второй производной функции $y(\tau)$ по времени можно пренебречь на левом конце временного интервала $[0, \tau_R]$, в то время как на правом конце этого временного интервала $\lim_{\tau \rightarrow \tau_R} y(\tau) = 1$.

Далее представим результаты расчета эволюции фронта, разделяющего N - и $(N - 1)$ -слойные домены смектической пленки, полученные решением как полного уравнения (9), так и усеченного уравнения, в котором инерционным и конвективным вкладками пренебрегли, имеющего вид

$$\frac{dy(\tau)}{d\tau} + 8y(\tau) \left[\lambda_1 \left(\sqrt{y(\tau)} - 1 \right) + \lambda_2 \right] = 0, \tag{10}$$

где $\lambda_1 = \frac{t_R P_1 \epsilon_c}{\delta \alpha_4}$, а $\lambda_2 = \frac{t_R (\Delta P + P_1)}{\alpha_4}$. Решение уравнения (10) можно записать в виде

$$-4\tau = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \times \ln \left[\frac{\sqrt{y(\tau)}}{\lambda_1 (\sqrt{y(\tau)} - 1) + \lambda_2} \left(\lambda_1 + \frac{R(\lambda_2 - \lambda_1)}{\epsilon_c} \right) \right]. \quad (11)$$

Безразмерное время τ_R необходимое для того, чтобы полностью выдавить один слой ЖК-материала в мениск из N -слойной СПСП, с учетом противодействия со стороны мениска может быть получено из условия $y(\tau_R) = 1$, которое даст решение

$$-4\tau_R(P_1, \delta) = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \left[\frac{1}{\lambda_2} \left(\lambda_1 + \frac{R(\lambda_2 - \lambda_1)}{\epsilon_c} \right) \right]. \quad (12)$$

Выражение для размерного времени t_R может быть переписано в виде

$$-4t_R(P_1, \delta) = \frac{\alpha_4}{\Delta P + P_1 \left(1 - \frac{\epsilon_c}{\delta} \right)} \times \ln \left[\frac{P_1}{\delta (\Delta P + P_1)} (\epsilon_c - R) + \frac{R}{\epsilon_c} \right]. \quad (13)$$

В предельном случае, когда $P_1 = 0$ и влиянием мениска можно пренебречь, время, необходимое для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала из N -слойной СПСП, равно

$$t_R(P_1 = 0) = -\frac{\alpha_4}{4\Delta P} \ln \left(\frac{R}{\epsilon_c} \right), \quad (14)$$

а выражение для функции $y(\tau) = A(\tau)/A_0$ принимает вид

$$y(\tau) = \frac{\exp[-8(\lambda_2 - \lambda_1)\tau] (\lambda_2 - \lambda_1)^2}{[\lambda_1 \exp[-4(\lambda_2 - \lambda_1)\tau] - \mathcal{A}]}, \quad (15)$$

где $\mathcal{A} = \lambda_1 + \frac{R(\lambda_2 - \lambda_1)}{\epsilon_c}$.

Таким образом, время, необходимое для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала из N -слойной смектической пленки в мениск, прямо пропорционально зависит от коэффициента сдвиговой вязкости α_4 изотропной фазы ЖК-материала и от логарифма отношения радиуса круговой пленки R к радиусу критического зародыша ϵ_c изотропной фазы и обратно пропорционально величине перепада расклинивающего давления.

Скорость движения фронта раздела между N - и $(N - 1)$ -слойными доменами смектической пленки в процессе ее утоньшения может быть записана в виде

$$v(\tau) = \frac{R}{2t_R} \frac{1}{\sqrt{y(\tau)}} \frac{dy(\tau)}{d\tau}. \quad (16)$$

Это выражение было получено из уравнения (8), а время t_R может быть рассчитано с помощью (13).

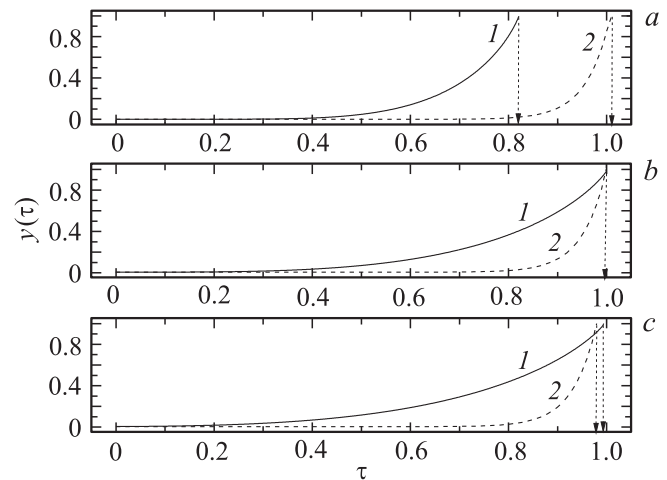


Рис. 2. Динамика расширения безразмерной круговой области $y(\tau) = A(\tau)/A_0$ в зависимости от безразмерного времени $\tau = t/t_R(P_1 = 0)$ для нескольких режимов выдавливания в мениск одного слоя ЖК-материала из 10- (a), 9- (b), и 7-слойных (c) СПСП. Кривые 1 (случай I) и 2 (случай II) — результаты решения уравнений (9) и (10) соответственно. Здесь $\Delta \bar{P} = \Delta P$, т.е. $P_1 = 0$.

2.1. Эволюция фронта раздела между N - и $(N - 1)$ -слойными доменами СПСП без учета взаимодействия с мениском. Вначале исследуем эволюцию границы раздела между N - и $(N - 1)$ -слойными доменами СПСП в процессе ее утоньшения, когда выдавливание одного слоя ЖК-материала в мениск протекает без учета влияния мениска. Это будет означать, что в уравнении (9) $\Delta \bar{P} = \Delta P$. Рассмотрим два случая: первый, когда эволюция описывается полным уравнением (9) (случай I), и второй, когда эволюция описывается усеченным уравнением (10) (случай II). В случае I решение нелинейного дифференциального уравнения второго порядка (9) было получено методом Рунге–Кутты четвертого порядка [15], удовлетворяющим начальным условиям $y(0) = y'(0) = 0$. Необходимые данные для ΔP и ϵ_c были приведены в работе [13] и имеют следующие значения: для случая утоньшения $10 \rightarrow 9$ $\Delta P = -0.66 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$ и $\epsilon_c = 3.43 \text{ nm}$; для случая $9 \rightarrow 8$ $\Delta P = -2.64 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$ и $\epsilon_c = 3.28 \text{ nm}$; для случая $7 \rightarrow 6$ $\Delta P = -3.98 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$ и $\epsilon_c = 3.23 \text{ nm}$. В наших расчетах величина коэффициента сдвиговой вязкости α_4 (H10F5MOPP) не зависит от режима утоньшения и была выбрана равной $0.1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, в то время как радиус $R = 100 \mu\text{m}$. Результаты расчета $y(\tau)$ для режимов утоньшения $10 \rightarrow 9$ (a), $9 \rightarrow 8$ (b) и $7 \rightarrow 6$ (c) представлены на рис. 2. Здесь кривые 1 и 2 соответствуют режимам I и II, а стрелками указаны значения τ_R (I, II), при которых $y(\tau_R) = 1$, т.е. времена, необходимые для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала из N -слойной смектической пленки в мениск. Таким образом, стрелками указаны величины безразмерных времен τ_R , рассчитанные для различных режимов утоньшения: $10 \rightarrow 9$ (рис. 2, a),

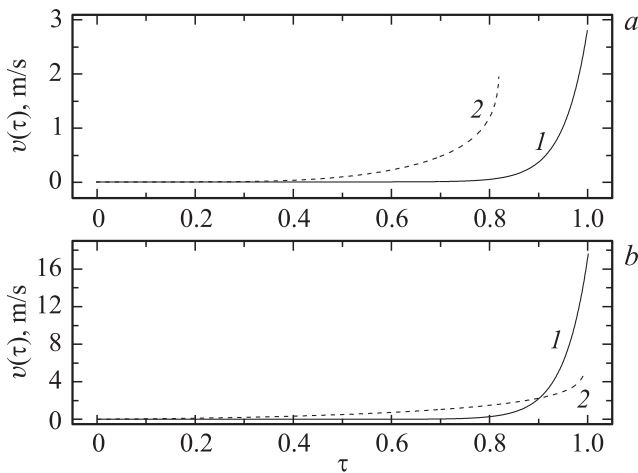


Рис. 3. Размерная скорость $v(\tau)$ движения границы раздела между N - и $(N - 1)$ -слойными доменами круговой СПСП, граничащей с невзаимодействующим ($P_1 = 0$) мениском, для двух режимов выдавливания: $a - 10 \rightarrow 9$ и $b - 7 \rightarrow 6$. Кривые получены с помощью уравнения (8), а функция $y(\tau)$ рассчитана с помощью уравнений (9) (кривые 1) и (10) (кривые 2).

$9 \rightarrow 8$ (рис. 2, b) и $7 \rightarrow 6$ (рис. 2, c). Наши вычисления показали, что времена $\tau_R(I, II)$, необходимые для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала из N -слойной СПСП в мениск, рассчитанные с помощью уравнения (9), в котором учтены (режим I), и уравнения (10), в котором не учтены инерционные и конвективные вклады (режим II), сближаются по мере уменьшения числа слоев N . Так, безразмерное время выдавливания одного слоя ЖК-материала из 10-слойной смектической пленки в мениск, рассчитанное в режиме I, равно $\tau_R(I)(10 \rightarrow 9) \sim 0.82$ ($t_R \sim 38.9 \cdot 10^{-5}$ s), что примерно на 20% меньше времени $\tau_R(II)(10 \rightarrow 9) \sim 1.01$ ($t_R \sim 47.9 \cdot 10^{-5}$ s) (рис. 2, a). Безразмерные времена выдавливания одного слоя ЖК-материала из 9-слойной смектической пленки, рассчитанные в режимах I и II, уже совпадают: $\tau_R(I)(9 \rightarrow 8) = \tau_R(II)(9 \rightarrow 8) \sim 0.996$ ($t_R \sim 47.25 \cdot 10^{-5}$ s), (рис. 2, b). Эта тенденция сохраняется и для более тонких СПСП: например, $\tau_R(I)(7 \rightarrow 6) \sim 0.99$ ($t_R \sim 46.97 \cdot 10^{-5}$ s), в то время как $\tau_R(II)(7 \rightarrow 6) \sim 0.98$ ($t_R \sim 46.5 \cdot 10^{-5}$ s).

Полученные результаты позволяют сделать заключение о том, что усеченное уравнение (10) без учета инерционного и конвективного вкладов хорошо описывает процесс выдавливания ЖК-материала из тонких СПСП (в сравнении с результатами, полученными с помощью полного уравнения (9), в котором эти вклады учтены).

Эволюция профиля размерной скорости $v(\tau)$, соответствующего скорости движения границы раздела N - и $(N - 1)$ -слойных доменов в процессе утоньшения СПСП, рассчитанного с помощью уравнения (16), для режимов утоньшения $10 \rightarrow 9$ и $7 \rightarrow 6$ представлена на рис. 3, a и b соответственно. Кривые 1 и 2 отвечают режимам I и II. Движение границы раздела между N - и $(N - 1)$ -слойными доменами смектической пленки ха-

рактеризуется резким ускорением на конечном участке процесса выдавливания как для режима $10 \rightarrow 9$, так и для режима $7 \rightarrow 6$. При этом средняя скорость $u = R/t_R$ движения границы раздела при выдавливании одного слоя из 10-, 9- и 7-слойных пленок равна 0.26, 1.03 и 1.54 m/s соответственно.

2.2. Эволюция фронта раздела между N - и $(N - 1)$ -слойными доменами СПСП с учетом взаимодействия с мениском. Динамика границы раздела между 10- и 9-слойными доменами 10-слойной СПСП под действием перепада расклинивающего давления с учетом влияния мениска на процесс выдавливания одного слоя из круговой смектической пленки в мениск представлена на рис. 4. Изменение функции $y(\tau)$ в зависимости от безразмерного времени $\tau = t/t_R(P_1 = 0)$ рассчитано с помощью уравнения (15) для нескольких значений давления P_1 и δ : $a - P_1 = -0.9\Delta P$ и $\delta = 600\epsilon_c$ ($\sim 2 \mu m$), $b - P_1 = -0.1\Delta P$ и $\delta = 600\epsilon_c$ ($\sim 2 \mu m$), $c - P_1 = -0.9\Delta P$ и $\delta = 300\epsilon_c$ ($\sim 1 \mu m$), $d - P_1 = -0.1\Delta P$ и $\delta = 300\epsilon_c$ ($\sim 1 \mu m$). Стрелками на рисунке указаны величины безразмерных времен $\tau_R(P_1 \neq 0) = t_R(P_1 \neq 0)/t_R(P_1 = 0)$, необходимых для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала в мениск из 10-слойной СПСП, образованной молекулами Н10F5МОРР. Результаты вычислений показали, что величина давления P_1 сильно влияет на время полного выдавливания одного слоя ЖК-материала в мениск из 10-слойной смектической пленки, в то время как размер области δ , на которую простирается влияние мениска, на величину времени $\tau_R(P_1 \neq 0)$ практически не влияет. Действительно, для $P_1 = -0.9\Delta P$ величина безразмерного времени $\tau_R(P_1 = -0.9\Delta P, \delta = 600\epsilon_c) \sim 9.88$

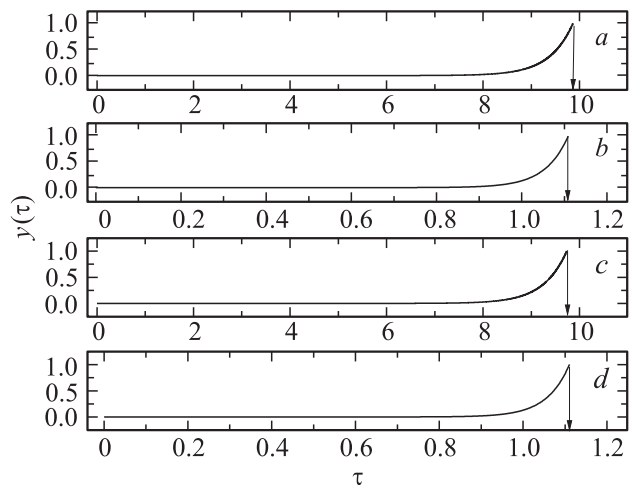


Рис. 4. Динамика расширения безразмерной круговой области $y(\tau) = A(\tau)/A_0$ в зависимости от безразмерного времени $\tau = t/t_R(P_1 = 0)$ для ряда значений внешнего давления P_1 , оказываемого мениском на процесс выдавливания одного слоя ЖК-материала из 10-слойной СПСП, и размеров области δ СПСП, прилегающей к круговому мениску. $a - P_1 = -0.9\Delta P$ и $\delta = 600\epsilon_c$, $b - P_1 = -0.1\Delta P$ и $\delta = 600\epsilon_c$, $c - P_1 = -0.9\Delta P$ и $\delta = 300\epsilon_c$, $d - P_1 = -0.1\Delta P$ и $\delta = 300\epsilon_c$.

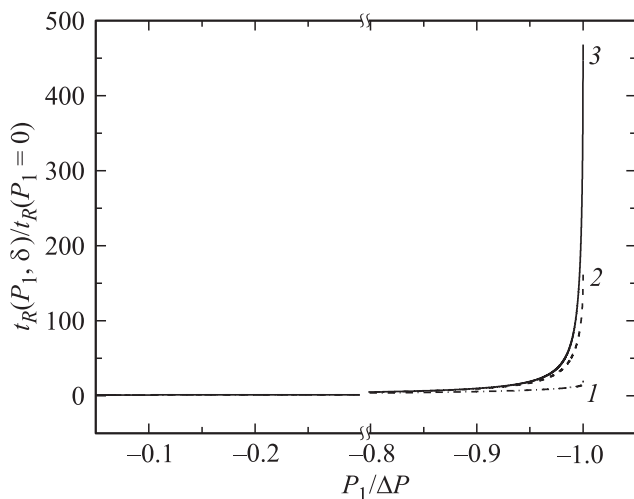


Рис. 5. Зависимость безразмерного времени $\tau_R(P_1 \neq 0) = \frac{t_R(P_1 \neq 0)}{t_R(P_1 = 0)}$ от величины безразмерного внешнего давления $P_1/\Delta P$ для режима $10 \rightarrow 9$ и значений $\delta = 10\epsilon_c$ (1), $100\epsilon_c$ (2), и $300\epsilon_c$ (3).

(рис. 4, а), в то время как при $P_1 = -0.1\Delta P$ величина $\tau_R(P_1 = -0.1\Delta P, \delta = 600\epsilon_c) \sim 1.11$ (рис. 4, б), что практически в 9 раз меньше. При этом размер области, на которую простиралось влияние мениска, в обоих случаях был равен $\delta = 600\epsilon_c$ (или $\sim 2\mu\text{m}$). С уменьшением размера области в 2 раза — с $600\epsilon_c$ ($\sim 2\mu\text{m}$) до $300\epsilon_c$ ($\sim 1\mu\text{m}$) — при неизменных значениях $P_1 = -0.9\Delta P$ величина безразмерного времени практически не изменилась: $\tau_R(P_1 = -0.9\Delta P, \delta = 600\epsilon_c) \sim 9.88$ и $\tau_R(P_1 = -0.9\Delta P, \delta = 300\epsilon_c) \sim 9.76$ (рис. 4, а, с). Та же тенденция сохранилась и с уменьшением величины давления P_1 , оказываемого мениском на процесс утоньшения. Так, при $P_1 = -0.1\Delta P$ времена, необходимые для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала в мениск из 10-слойной СПСП, образованной молекулами Н10F5МОРР, для двух значений δ , равных $600\epsilon_c$ и $300\epsilon_c$, оказались с высокой степенью точности одинаковыми: $\tau_R(P_1 = -0.1\Delta P, \delta = 600\epsilon_c) = \tau_R(P_1 = -0.1\Delta P, \delta = 300\epsilon_c) \sim 1.11$ (рис. 4, б, д). Зависимость безразмерного времени $\tau_R(P_1 \neq 0) = t_R(P_1 \neq 0)/t_R(P_1 = 0)$, необходимого для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала в мениск из 10-слойной СПСП, образованной молекулами Н10F5МОРР, от безразмерного давления $P_1/\Delta P$ представлена на рис. 5 для нескольких значений δ : 1 — $\delta = 10\epsilon_c$ ($\sim 0.033\mu\text{m}$), 2 — $\delta = 100\epsilon_c$ ($\sim 0.33\mu\text{m}$), 3 — $\delta = 300\epsilon_c$ ($\sim 1\mu\text{m}$). Наши вычисления показывают, что время, необходимое для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала в мениск из 10-слойной СПСП, существенно увеличивается, а сам процесс утоньшения сильно замедляется только тогда, когда $P_1 \rightarrow -\Delta P$. Вместе с тем вычисления показали, что при условии $P_1 \rightarrow -\Delta P$ процесс выдавливания одного слоя ЖК-материала практически останавливается лишь в том случае, когда размер области, на которую

простирается влияние мениска, составляет несколько процентов от общей площади круговой пленки. Так, если $\delta = 10\epsilon_c$, что составляет 0.03% от общей площади круговой пленки, при $P_1 = -0.999\Delta P$ безразмерное время, необходимое для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала в мениск из 10-слойной СПСП, равно $\tau_R(P_1 = -0.999\Delta P, \delta = 10\epsilon_c) \sim 13$ (рис. 5, кривая 1), что на порядок меньше, чем в случае $\tau_R(P_1 = -0.999\Delta P, \delta = 100\epsilon_c) \sim 162$ (рис. 5, кривая 2).

3. Заключение

Мы предложили теоретическое исследование динамики выдавливания одного слоя ЖК-материала в мениск из N -слойной круговой смектической пленки. Процесс выдавливания одного слоя (или процесс утоньшения) инициируется только при достижении критического значения объема ω_c зародыша изотропной фазы ЖК-материала в центре СПСП, натянутой на круговой контур радиуса R . Условие возникновения критической области изотропной фазы в центре СПСП определяется балансом объемных и поверхностных сил, действующих на единицу объема изотропной фазы. В рамках предложенной нами теоретической модели основной механизм, ответственный за процесс выдавливания одного слоя ЖК-материала из СПСП в мениск, базируется на возникновении пространственного градиента давления, направленного вдоль радиуса круговой смектической пленки. Этот градиент формируется за счет перепада расклинивающего давления $\Delta P = P(N) - P(N-1)$ по обе стороны фронта, разделяющего N - и $(N-1)$ -слойные домены смектической пленки. В рамках предлагаемой модели было учтено влияние мениска на такие динамические характеристики, как время $t_R(P_1 \neq 0)$, необходимое для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала из N -слойной круговой СПСП в мениск, и скорость $v(t)$ распространения фронта, разделяющего N - и $(N-1)$ -слойные домены, в процессе послыйного утоньшения СПСП. Было показано, что на величину $t_R(P_1 \neq 0)$ прямо пропорционально влияет величина сдвиговой вязкости α_4 изотропной фазы ЖК-материала и обратно пропорционально величина перепада расклинивающего давления ΔP и величина внешнего давления P_1 , которое мениск оказывает на процесс утоньшения. Также показано, что размер области СПСП, прилегающей к круговому мениску, не влияет на время $t_R(P_1 \neq 0)$, необходимое для полного выдавливания одного слоя ЖК-материала из N -слойной СПСП в мениск. В том случае, когда внешнее давление P_1 практически уравновешивалось перепадом расклинивающего давления ΔP , т.е. $P_1 \rightarrow -\Delta P$, процесс утоньшения (или выдавливания) на заключительной стадии резко замедлялся. Согласно нашей теории, при достижении критического значения внешнего давления $P_1 = -\Delta P$ процесс выдавливания останавливается в области $R - \delta$, прилегающей к мениску.

Следует отметить, что к настоящему моменту времени опубликована только одна экспериментальная работа, в которой сообщалось об измерении скорости утоньшения в 5-, 4- и 3-слойных СПСП по мере их нагревания [16]. Было показано, что средняя величина скорости распространения дислокационной петли в СПСП составляет $\sim 10^{-2}$ m/s, в то время как теоретические оценки средних скоростей, выполненные без учета влияния мениска, дают величины $[0.2 \div 1.0]$ m/s. В свою очередь расчет средней скорости распространения фронта, разделяющего 10- и 9-слойные домены в 10-слойной СПСП, образованной молекулами H10F5MOPP, при условии, что величина давления $P_1 = -0.9\Delta P$ и что влияние давления распространяется на область $\delta = 600\epsilon_c$ ($\sim 2\mu\text{m}$), отсчитанную от края мениска, дает величину ~ 0.025 m/s. Эта скорость вполне сопоставима с экспериментальными результатами полученными для средних скоростей распространения дислокационных петель в свободно подвешенных смектических пленках.

Список литературы

- [1] T. Stoebe, P. Mach, C.C. Huang. Phys. Rev. Lett. **73**, 1384 (1994).
- [2] W.H. de Jeu, B.I. Ostrovkii, A.N. Shalaginov. Rev. Mod. Phys. **75**, 181 (2003).
- [3] J.-C. Geminard, R. Holyst, P. Oswald. Phys. Rev. Lett. **78**, 1924 (1997).
- [4] F. Picanò, P. Oswald, E. Kats. Phys. Rev. E **63**, 021 705 (2001).
- [5] Дж. Займан. Принципы теории твердого тела. Мир, М. (1974). 478 с.
- [6] A.V. Zakharov, D.E. Sullivan. Phys. Rev. E **82**, 041 704 (2010).
- [7] M. Veum, E. Kutschera, N. Voshell, S.T. Wang, S.L. Wang, H.T. Nguyen, C.C. Huang. Phys. Rev. E **71**, 020 701(R) (2005).
- [8] A.V. Zakharov, A.A. Vakulenko. Phys. Rev. E **86**, 031 701 (2012).
- [9] L.V. Mirantsev. Phys. Lett. A **205**, 412 (1995).
- [10] Y. Martinez, A.M. Somoza, L. Mederos, D.E. Sullivan. Phys. Rev. E **53**, 2466 (1996).
- [11] S. Pankratz, P.M. Johnson, R. Holyst, C.C. Huang. Phys. Rev. E **60**, R2456 (1999).
- [12] A.A. Canabarro, I.N. de Oliveira, M.L. Lyra. Phys. Rev. E **77**, 011 704 (2008).
- [13] A.V. Zakharov, I. Šliwa. J. Chem. Phys. **142**, 214 703 (2015).
- [14] A.V. Zakharov, I. Šliwa. J. Chem. Phys. **140**, 124 705 (2014).
- [15] И.С. Березин, Н.П. Жидков. Методы вычислений. Физматгиз, М. (1969). 464 с.
- [16] S. Pankratz, P.M. Johnson, A. Paulson, C.C. Huang. Phys. Rev. E **61**, 6689 (2000).