

УДК 538.91

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТИ НА РАЗВИТИЕ И ДИНАМИКУ КОАЛЕСЦЕНЦИИ КАПЕЛЬ В ОПТИЧЕСКИХ ЯЧЕЙКАХ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ИЗОТРОПНАЯ ЖИДКОСТЬ–ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ

© 2025 г. П. В. Долганов^a, *, Н. А. Спириденко^a, В. К. Долганов^a

^aИнститут физики твердого тела им. Ю.А. Осипяна Российской академии наук,
Московская область, Черноголовка, 142432 Россия

*e-mail: pauldol@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 26.06.2024 г.

После доработки 22.08.2024 г.

Принята к публикации 22.08.2024 г.

В работе представлены результаты исследований слияния капель нематического жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости. С помощью оптической микроскопии высокого разрешения и высокоскоростной видеорегистрации изучено слияние капель в тонких оптических ячейках. Используются ячейки с планарными и с гомеотропными граничными условиями для единичного вектора преимущественной ориентации (директора) жидкого кристалла. Показано, что в зависимости от граничных условий на поверхности ячейки процесс слияния на начальном этапе развивается по-разному. В ячейке с планарными граничными условиями на начальном этапе наблюдали линейную зависимость ширины перешейка между каплями от времени. На последующих этапах влияние поверхностей приводит к более медленной динамике. Заключительный этап слияния характеризуется экспоненциальной релаксацией капли к равновесной форме. При слиянии капель, диаметр которых превышает толщину ячейки, наблюдали промежуточный этап со степенной зависимостью ширины перешейка от времени. Длительность этого этапа увеличивается с увеличением размера капель. Определены капиллярная скорость и характерные времена на различных этапах слияния капель. Характерные времена для начального этапа увеличиваются линейно с увеличением размера капель. Для среднего этапа характерные времена увеличиваются пропорционально кубу радиуса капель.

Ключевые слова: коалесценция, поверхностная энергия, вязкость, течение Пуазейля.

DOI: 10.31857/S1028096025010027, **EDN:** ABTOLN

ВВЕДЕНИЕ

Слияние (коалесценция) капель жидкости представляет существенный интерес с точки зрения физики поверхности. Теоретические и экспериментальные исследования слияния капель проводили в течение десятилетий; среди них следует отметить пионерские теоретические работы Френкеля [1] и Хоппера [2]. Значительный объем работ посвящен экспериментальному исследованию слияния в различной геометрии. Исследовано слияние капель жидкости в воздухе или в другой жидкости, пузырьков в жидкости

[3–10], островов и капель в свободно подвешенных жидкокристаллических пленках [11–13], капель на поверхности другой жидкости [14, 15]. Изучение влияния окружения на слияние капель является одной из наиболее актуальных тематик [16–18]. В образцах с малым зазором между двумя твердыми пластинами ограничение пространства и характеристики поверхности могут играть определяющую роль в динамике слияния жидкостей [10, 19, 20]. Ранее нами были проведены исследования динамики слияния капель в плоских ячейках [21–23]. Показано, что при слиянии могут происходить нетривиальные процессы, может

реализоваться нестабильность перешейка между каплями, приводящая к каскадному разрыву перешейка с образованием сателлитных капель меньшего размера [21, 24].

В настоящей работе исследовано слияние капель в ограниченной геометрии в двухфазной области при фазовом переходе изотропная жидкость—нематический жидкий кристалл. Нематический жидкий кристалл (нематик) образован анизотропными органическими молекулами. Длинные оси молекул в нематической фазе преимущественно ориентированы в одном направлении [25]. Выбор данной системы для исследования обусловлен несколькими причинами. Во-первых, проведение исследований в двухфазной области позволяет легко получить капли различного размера, контролировать их размер и форму. Другая особенность связана с характеристиками межфазной границы. Одним из параметров, характеризующих динамику слияния, является капиллярная скорость $v_c = \gamma/\mu$, где γ — поверхностная энергия границы раздела между каплями и окружающей средой, μ — динамическая вязкость жидкости [8]. При исследовании слияния капель в воздухе или в другой жидкости энергия γ может быть порядка 10^{-2} Н/м [5–9]. Временное разрешение, требуемое для количественного исследования ранних этапов коалесценции, порядка 10^{-5} – 10^{-6} с [5, 7–9]. В экспериментах для достижения такого разрешения необходимо использовать специализированные видеокамеры либо задействовать косвенные методы [7–9]. Энергия границы раздела между нематической и изотропной фазами существенно меньше энергии границы между различными жидкостями и составляет порядка 10^{-5} Н/м [20, 26]. В результате процесс слияния происходит значительно медленнее, и нет необходимости использовать аппаратуру со сверхвысоким временным разрешением.

В работе проведены детальные исследования слияния капель нематика в окружении изотропной фазы в ячейках с обработанной разными способами поверхностью. Продемонстрировано, что поверхность ячеек существенно влияет на протекание раннего этапа слияния капель. Проанализирована зависимость геометрических параметров капель от времени. Определены капиллярная скорость, характерные времена на различных этапах слияния, их зависимость от размера капель.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследования проводили с использованием жидкого кристалла E7 (Synthon Chemicals), на-

ходящегося в нематической фазе при комнатной температуре. При нагреве до $T \approx 57^\circ\text{C}$ происходит фазовый переход первого рода нематик—изотропная жидкость. На границе нематика с изотропной фазой E7 реализуются наклонные (конические) граничные условия для единичного вектора преимущественной ориентации (директора) жидкого кристалла [27, 28]. В исследованиях использовали оптические ячейки (Instec Inc., США) двух типов, отличающиеся обработкой внутренних поверхностей (на внутренние поверхности нанесены различные ориентирующие покрытия). В ячейке первого типа (ячейка 1) покрытие способствовало ориентации длинных осей молекул в нематической фазе параллельно поверхности (планарные граничные условия). Направления ориентации на двух противоположных поверхностях были параллельны. В ячейке этого типа в двухфазной области изотропная жидкость смачивала поверхность. В ячейке второго типа (ячейка 2) длинные оси молекул в нематической фазе ориентировались перпендикулярно поверхности (гомеотропные граничные условия). Эксперименты проводили на образцах толщиной $h = 20$ мкм. В ячейке 1 с планарными граничными условиями нематик обладает оптической анизотропией в плоскости ячейки, что может быть установлено с помощью наблюдений в скрещенных поляризаторах. В ячейке 2 оптическая ось жидкого кристалла ориентирована перпендикулярно плоскости ячейки, анизотропия в плоскости образца отсутствует. Ячейки помещали в термостатирующее устройство Linkam LTS120, установленное на столике оптического микроскопа Olympus BX51. Образцы изучали в проходящем свете с высоким пространственным разрешением. Регистрацию изображений осуществляли видеокамерами Baumer VCXU-2C и Optronis Sprinter с частотой до 1000 кадров в секунду. Для получения капель нематической фазы образец нагревали до перехода в изотропную фазу, а затем медленно охлаждали с типичной скоростью 0.05 – $0.2^\circ\text{C}/\text{мин}$. В образце при таком подходе зарождались и росли капли нематика, при контакте капель происходило слияние. Для анализа слияния выбирали пару капель близкого размера.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рис. 1 схематически иллюстрирует слияние пары капель одинакового радиуса R (рис. 1а). После начала слияния между каплями появляется перешеек, который быстро растет (рис. 1б). На этом этапе капля, образованная двумя соединившимися исходными каплями, имеет форму гантели или восьмерки. Скорость роста перешей-

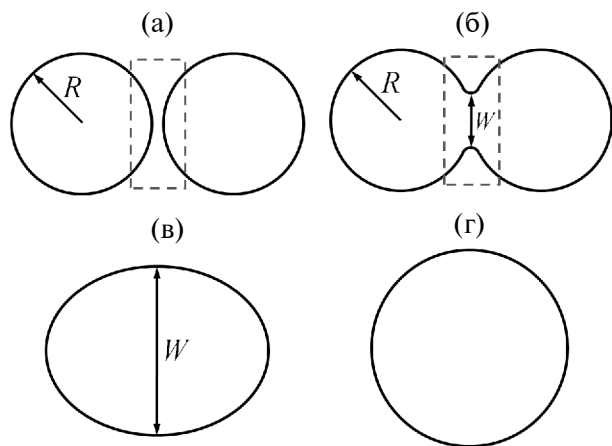


Рис. 1. Схематическое изображение этапов слияния пары круглых капель: капли перед слиянием (а); гантелеобразная капля на начальном этапе слияния (б); эллиптическая капля (в); конечное состояние после релаксации, капля круглой формы (г). Пунктиром показана область перешейка между каплями. W — ширина перешейка (б), трансформирующегося в короткую ось эллиптической капли (в).

ка со временем уменьшается. Затем форма капли становится выпуклой, близкой к эллиптической (рис. 1в). В дальнейшем происходит релаксация капли к круглой форме (рис. 1г). Градиент кривизны границы в этой капле существенно меньше, чем в капле гантелеобразной формы, процесс занимает более длительное время по сравнению с переходом от гантелеобразной к эллипсоидной капле.

Наибольшее внимание в теоретических и экспериментальных исследованиях слияния капель жидкости уделяют начальному этапу роста перешейка между каплями (рис. 1б). В настоящей работе наблюдали ряд особенностей на этом этапе. Изображения области перешейка (участок, отмеченный пунктиром на рис. 1а, 1б) показаны на рис. 2 (ячейка 1) и рис. 3 (ячейка 2). В ячейке 1 слияние происходит без существенных особенностей (рис. 2). Перед слиянием капли находятся в контакте друг с другом (рис. 2а). Затем образуется перешеек, размер которого увеличивается со временем (рис. 2б–2г). В ячейке 2 процесс развивается по-другому. Вплоть до начала слияния между видимыми границами капель (темные контуры) имеется промежуток (рис. 3а). После начала слияния происходит движение вещества между темными контурами (рис. 3б). Со временем темные контуры сближаются, между ними образуется более светлая область, которая представляет собой прослойку изотропной фазы. Ширина прослойки становится неоднородной, она утоняется у краев (рис. 3в). Затем прослойка разрывается

в двух местах и в центре перешейка образуются капли жидкости. В результате каскадного разрыва, помимо центральной капли, образуются более мелкие сателлитные капли с двух сторон от нее (рис. 3г). Дальнейшая эволюция формы капли происходит похожим образом в ячейках обоих типов. Образование сателлитных капель наблюдали ранее при разрыве струй жидкости, тонких пленок жидкости или жидкого кристалла, отрыве капель от твердой поверхности [14, 24, 29].

В ячейке 2 нами обнаружена нетривиальная, не наблюдавшаяся ранее временная зависимость величины промежутка Δ_l между видимыми границами капель (скачок с увеличением Δ_l на начальном этапе слияния, рис. 4). До начала слияния капель величина промежутка практически постоянна. В этом состоянии капли могут находиться продолжительное время. При начале слияния, когда процесс становится необратимым, наблюдается скачок с увеличением Δ_l . Через 0.2 с после начала слияния величина Δ_l достигает максимума и начинает уменьшаться. Между границами капель формируется узкая прослойка изотропной фазы. Ее ширина начинает уменьшаться у краев и увеличиваться в центре (рис. 3в). Повторное

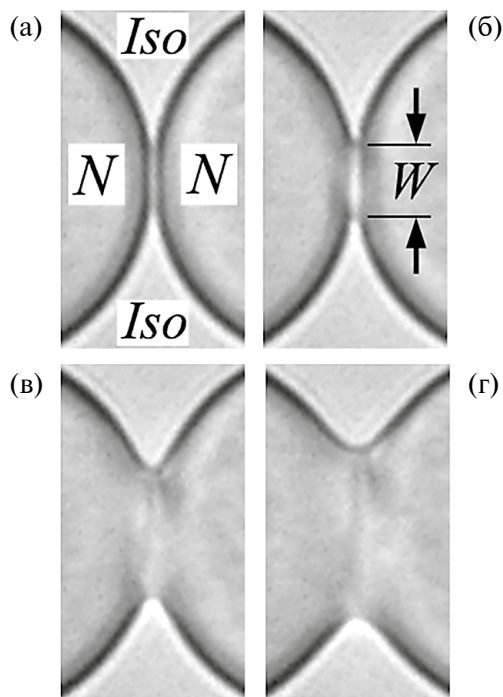


Рис. 2. Участки двух капель нематика (N) в области их контакта и слияния в окружении изотропной жидкости (Iso) при планарных граничных условиях (ячейка 1): капли за 0.01 с до начала слияния (а); образование перешейка между каплями, через 0.01 (б), 0.02 (в) и 0.03 с (г) после начала их слияния. Горизонтальный размер изображений — 20 мкм.

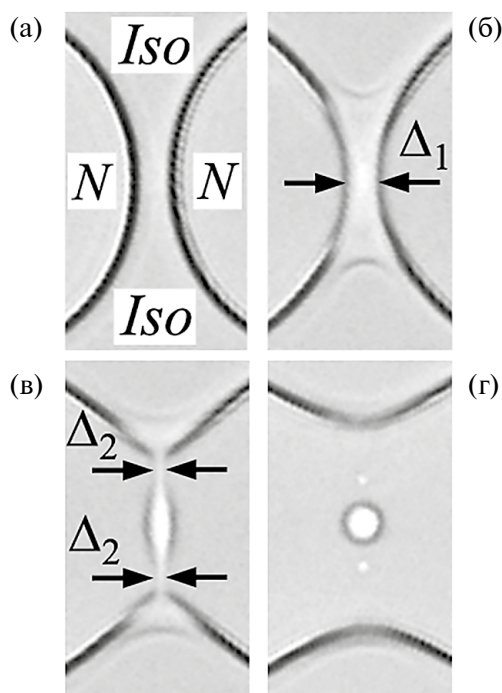


Рис. 3. Участки двух капель нематика (N) в окружении изотропной жидкости (Iso) при гомеотропных граничных условиях (ячейка 2): капли перед слиянием, видимые границы капель находятся на значительном расстоянии друг от друга (а); капли после начала слияния, расстояние между видимыми границами капель Δ_1 остается конечным (б); формирование прослойки изотропной фазы между границами капель, толщина участка изотропной фазы Δ_2 с двух сторон от центра уменьшается (в); разрыв участка изотропной фазы с образованием центральной капли и сателлитов (г). Изображения (в) и (г) получены, соответственно, через 0.3 и 0.6 с после (б). Горизонтальный размер изображений — 32 мкм.

увеличение Δ_1 на рис. 4 при $t - t_0 > -0.25$ с отвечает формированию утолщения в центре (момент $t = t_0$ соответствует разрыву прослойки изотропной фазы). Пустыми символами на рис. 4 показана зависимость ширины прослойки Δ_2 с двух сторон от центра (рис. 3в). Ширина Δ_2 уменьшается приблизительно линейно со временем, что согласуется с теорией, описывающей неустойчивость и разрыв струй вязкой жидкости [29], с экспериментальными данными по неустойчивости мостиков вязкой жидкости [30] и эволюции прослойки между каплями жидкости большого размера [24].

Различия, наблюдающиеся на раннем этапе слияния в ячейках 1 и 2, мы связываем с ориентирующим действием поверхности, которое может привести к различному смачиванию. Можно предположить, что нетривиальное поведение на начальном этапе слияния в ячейке 2 (рис. 3, 4) связано с тем, что у капель имеется смачивающий

поверхность ячейки мениск. Слияние начинается с того, что мениски капель соединяются, при этом видимые границы капель находятся на заметном расстоянии друг от друга. Соединение менисков приводит к образованию прослойки нематика, перетеканию туда вещества капель и увеличению на первом этапе расстояния между видимыми границами капель (рис. 4).

Основным параметром, характеризующим динамику капель на различных этапах их слияния, является ширина перешейка между каплями W (рис. 1б), который трансформируется в короткую ось эллиптической капли (рис. 1в). Зависимости W от времени показаны на рис. 5 для ячейки 1 (сплошные символы) и для ячейки 2 (пустые символы). В ячейке 1 нам удалось провести измерение W как на начальном этапе образования и трансформации перешейка (в дальнейшем мы будем называть его начальным этапом коалесценции), так и на этапе формирования эллиптической капли (будем называть его средним этапом). На начальном этапе коалесценции в ячейке 1 размер перешейка увеличивается линейно со временем. Скорость роста перешейка у капель разного размера близка и составляет порядка 7×10^2 мкм/с. Линейная зависимость $W(t)$ для капель радиусом $R \gtrsim h$ наблюдается до величины W несколько меньше 20 мкм (толщины ячейки). В дальнейшем наблюдается переход к более медленной зависимости. На среднем этапе коалесценции в ячейках

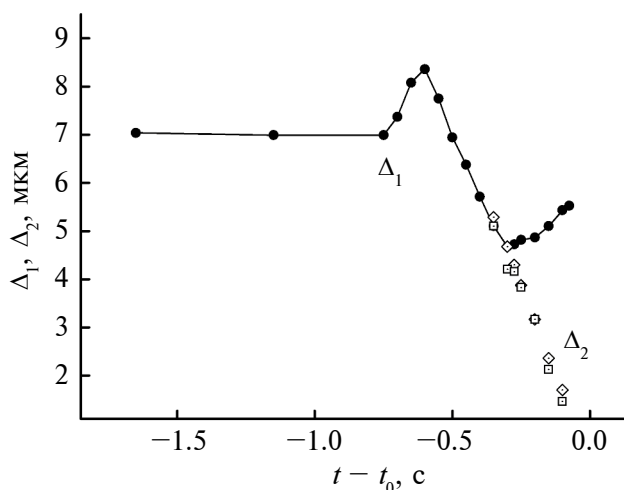


Рис. 4. Зависимость от времени величины промежутка между видимыми границами капель Δ_1 в ячейке 2 (сплошные символы). Момент $t = t_0$ соответствует разрыву прослойки изотропной фазы. Пустые символы — ширина прослойки в наиболее тонких участках с двух сторон от центра Δ_2 (рис. 3в). Скорость уменьшения ширины перед разрывом ~ 15 мкм/с. Увеличение Δ_1 при $t - t_0 > -0.25$ с связано с образованием центральной капли.

1 и 2 у капель близкого размера зависимости $W(t)$ близки друг к другу. Ранее в экспериментах по слиянию круглой капли вязкой жидкости с плоской границей той же жидкости [19] и при слиянии капель большого поперечного размера по сравнению с толщиной ячейки ($R > 1.5h$ [21, 23]) наблюдали степенную зависимость $W(t)$ с показателем $1/4$. Это поведение согласуется с теорией, предполагающей в ячейке течение Пуазейля с обращением в ноль скорости жидкости на поверхности (градиентом скорости в направлении перпендикулярно плоскости ячейки) [19]. В нашем случае на среднем этапе коалесценции зависимость $W(t)$ может быть аппроксимирована степенной функцией с показателем, близким к $1/5$ (0.20 ± 0.01). Такую зависимость ранее наблюдали в ячейке с гомеотропными граничными условиями при слиянии капель изотропной фазы в окружении нематика при размерах капель $0.5h < R < 1.5h$ [23]. Наблюдение аналогичной зависимости в разных экспериментах может указывать на универсальность поведения. Продолжительность среднего этапа коалесценции уменьшается с уменьшением размера капель. У капель малого размера ($R < h/2$) зависимости $W \sim t^{1/5}$ не наблюдали. Линейная зависимость $W(t)$ на начальном этапе коалесценции сразу трансформируется в экспоненциальную релаксацию капель к круглой форме (рис. 1г).

Зависимость геометрических параметров капель от времени при слиянии определяется поверхностной энергией границы, которая является движущей силой коалесценции, и конкуренцией вязких и инерционных сил [9, 18]. Относительное влияние вязких и инерционных сил характеризует безразмерное число Онезорге $Oh = \sqrt{\mu^2 / \gamma \rho r}$, где ρ — плотность жидкости; r — характерный масштаб расстояний, на которых происходит движение жидкости [9, 18, 31]. Значения $Oh \gg 1$ отвечают доминированию вязких сил. Верхней оценкой для характерного масштаба длины можно считать диаметр капель. Когда происходит слияние капель в окружении жидкости близкой вязкости, в качестве эффективной вязкости μ можно принять сумму вязкостей капли и внешней среды [20]. Взяв типичные значения в двухфазной области нематик–жидкость $\mu \sim 5 \times 10^{-2}$ Па·с и $\gamma \sim 10^{-5}$ Н/м [20], получаем, что для характерных масштабов $r \leq 100$ мкм число Онезорге $Oh \sim 50$. Таким образом, можно утверждать, что динамика в нашем случае соответствует вязкому режиму.

С помощью анализа масштабирования [8, 19] для ячейки 1 нами определены характерные времена на начальном и среднем этапе коалесценции. Согласно теории, в вязком режиме

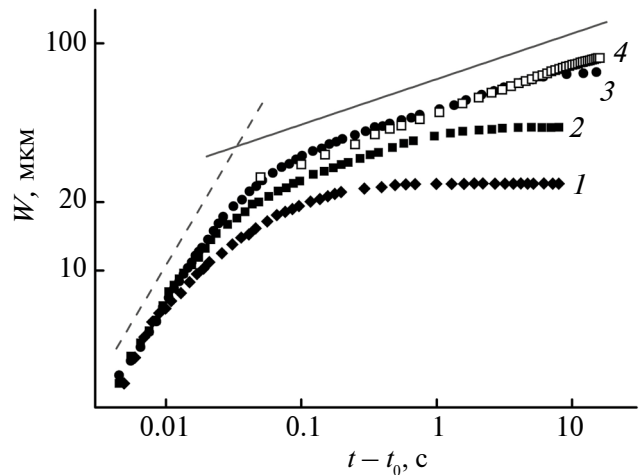


Рис. 5. Зависимость от времени ширины перешейка между сливающимися каплями при планарных (сплошные символы) и гомеотропных (пустые символы) граничных условиях. Радиусы капель 9.3 мкм (1), 15.5 мкм (2), 27.1 мкм (3), 32.8 мкм (4). Пунктирная линия — аппроксимация линейной зависимостью, сплошная линия — степенной зависимостью с показателем $1/5$.

ширина перешейка между каплями на начальном этапе увеличивается пропорционально времени; безразмерная ширина перешейка $W/2R$ обратно пропорциональна “вязкому” (френкелевскому) времени слияния капель $\tau = \mu R / \gamma$ [10]. Для каждой зависимости $W(t)$ ширина перешейка нами нормирована на диаметр капель $2R$, а время — на характерное время τ , которое выбирали так, чтобы на начальном этапе данные ложились на универсальную зависимость $W/2R = (t/\tau)$. Характерные времена для различного размера капель приведены на рис. 6. Время τ увеличивается пропорционально R . Наклон зависимости $\tau(R)$ отвечает капиллярной скорости $\gamma/\mu = 3.4 \times 10^{-4}$ м/с, что находится в неплохом согласии с ранее полученными данными в экспериментах по слиянию изотропных капель [23]. Для результатов на среднем этапе коалесценции проведена аналогичная процедура. Исходя из наблюдаемой нами зависимости $W \sim t^{1/5}$, проведена нормировка t на характерное время τ_s , выбираемое таким образом, чтобы на среднем этапе данные укладывались на зависимость $W/2R = (t/\tau_s)^{1/5}$. Согласно теории, в которой течение Пуазейля в ячейке приводит к зависимости $W/2R \sim (t/\tau_s)^{1/4}$, характерное время τ_s должно быть пропорционально R^3 [19]. Зависимость $\tau_s \sim R^3$ наблюдали в тонких ячейках [21] для капель размером $R > 1.5h$ (начальный этап слияния капель в этих экспериментах не исследовали). В нашем случае показатель степени отличается ($1/5$ вместо $1/4$), однако характерные

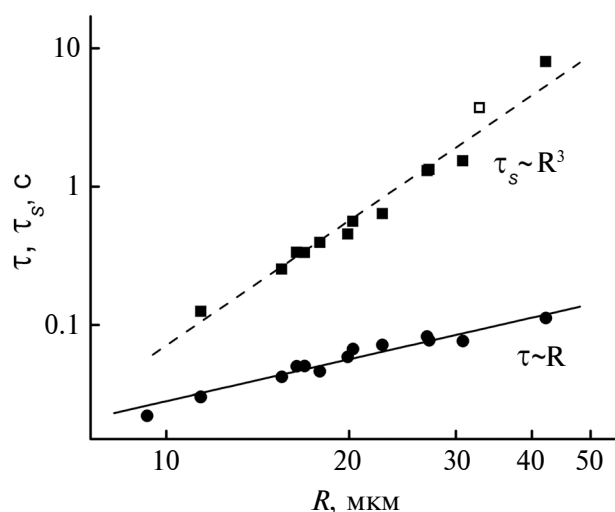


Рис. 6. Характерные времена слияния капель на начальном (точки) и среднем (квадраты) этапах коалесценции при планарных граничных условиях. Сплошная линия — аппроксимация линейной зависимостью $\tau \sim R$, пунктирная линия — зависимостью $\tau_s \sim R^3$.

времена могут быть описаны зависимостью $\tau_s \sim R^3$ (рис. 6). Следует отметить, что теория, которая объясняла бы наблюдаемую зависимость $W \sim t^{1/5}$, к настоящему времени отсутствует. Наши эксперименты могут инициировать проведение таких теоретических исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано слияние капель нематического жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости в плоских ячейках с планарными и гомеотропными граничными условиями. Показано, что ориентирующее действие поверхности ячеек может играть определяющую роль в развитии процесса слияния на начальном этапе. В ячейке с планарными граничными условиями наблюдаются два последовательных режима со степенной зависимостью размера перешейка между каплями от времени. Характерные времена для начального этапа увеличиваются линейно с увеличением размера капель, характерные времена для более позднего этапа — пропорционально кубу радиуса капли.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 23-22-00434).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Frenkel J. // J. Phys. (Moscow). 1945. V. 9. P. 385.
2. Hopper R.W. // J. Am. Ceram. Soc. 1984. V. 67. P. 262. <https://www.doi.org/10.1111/j.1151-2916.1984.tb19692.x>
3. Menchaca-Rocha A., Martinez-Davalos A., Nunez R., Popinet S., Zaleski S. // Phys. Rev. E. 2021. V. 63. P. 046309. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevE.63.046309>
4. Wu M., Cubaud T., Ho C.H. // Phys. Fluids. 2004. V. 16. P. L51. <https://www.doi.org/10.1063/1.1756928>
5. Aarts D.G.A.L., Lekkerkerker H.N.W., Guo G.H., Wegdam D.B. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 164503. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.164503>
6. Yao W., Maris H.J., Pennington P., Seidel G.M. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 016309. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevE.71.016309>
7. Case S.C., Nagel R.S. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 084503. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.084503>
8. Paulsen J.D., Burton J.C., Nagel S.R. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 114501. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.114501>
9. Paulsen J.D., Carmigniani R., Kannan A., Burton J.C., Nagel S.R. // Nat. Commun. 2014. V. 5. P. 3182. <https://www.doi.org/10.1038/ncomms4182>
10. Rahman M., Lee W., Iyer A., Williams S.J. // Phys. Fluids. 2019. V. 31. P. 012104. <https://www.doi.org/10.1063/1.5064706>
11. Shuravin N.S., Dolganov P.V., Dolganov V.K. // Phys. Rev. E. 2019. V. 99. P. 062702. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevE.99.062702>
12. Nguyen Z.H., Harth K., Goldfain A.M., Park C.S., MacLennan J.E., Glaser M.A., Clark N.A. // Phys. Rev. Res. 2021. V. 3. P. 033143. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevResearch.3.033143>
13. Klopp C., Eremin A. // Langmuir. 2020. V. 36. P. 10615. <https://www.doi.org/10.1021/acs.langmuir.0c02139>
14. Delabre U., Cazabat A.M. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. P. 227801. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.227801>
15. Hack A.M., Tewes W., Xie Q., Datt C., Harth K., Harting J., Snoeijer J.H. // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P. 194502. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.194502>
16. Ryu S., Zhang H., Anuta U.J. // Micromachines. 2023. V. 14. P. 2046. <https://www.doi.org/10.3390/mi14112046>
17. Beatty E., Lister J.R. // J. Fluid Mech. 2024. V. 984. P. A77. <https://www.doi.org/10.1017/jfm.2024.295>
18. Eggers J., Sprittles J.E., Snoeijer J.H. // Annual Review of Fluid Mechanics. 2024. V. 57. <https://www.doi.org/10.1146/annurev-fluid-121021-044919>

19. Yokota M., Okumura K. // PNAS 2011. V. 108. P. 6395.
<https://www.doi.org/10.1073/pnas1017112108>
20. Oswald P., Poy G. // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. P. 062512.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevE.92.062512>
21. Dolganov P.V., Zverev A.S., Baklanova K.D., Dolganov V.K. // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. 014702.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevE.104.014702>
22. Долганов П.В., Зверев А.С., Спириденко Н.А., Бакланова К.Д., Долганов В.К. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2022. № 8. С. 30.
23. Dolganov P.V., Spiridenko N.A., Zverev A.S. // Phys. Rev. E. 2024. V. 109. P. 014702.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevE.109.014702>
24. Долганов П.В., Спириденко Н.А., Долганов В.К., Кац Е.И., Бакланова К.Д. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 118.
<https://www.doi.org/10.31857/S1234567823140094>
25. Де Жен П.-Ж. Физика жидких кристаллов, пер. с англ. М.: Мир, 1977. 400 с.
26. Faetti S., Palleschi V. // J. Chem. Phys. 1984. V. 81. P. 6254.
<https://www.doi.org/10.1063/1.447582>
27. Kim Y.K., Shiyanovskii S.V., Lavrentovich O.D. // J. Phys. Condens. Matter. 2013. V. 25. P. 404202.
<https://www.doi.org/10.1088/0953-8984/25/40/404202>
28. Haputhanthrige N.P., Paladugu S., Lavrentovich M.O., Lavrentovich O.D. // Phys. Rev. E. 2024. V. 109. P. 064703.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevE.109.064703>
29. Eggers J. // Rev. Mod. Phys. 1997. V. 69. P. 865.
<https://www.doi.org/10.1103/RevModPhys.69.865>
30. McKinley G.H., Tripathi A. // J. Rheology. 2000. V. 44. P. 653.
<https://www.doi.org/10.1122/1.551105>
31. Eggers J., Villermaux E. // Rep. Prog. Phys. 2008. V. 71. P. 036601.
<https://www.doi.org/10.1088/0034-4885/71/3/036601>

Influence of Surface on the Development and Dynamics of Droplet Coalescence in Optical Cells at the Isotropic Liquid–Liquid Crystal Phase Transition

P. V. Dolganov^{1,*}, N. A. Spiridenko¹, V. K. Dolganov¹

¹*Osipyan Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, 142432 Russia*

**e-mail: pauldol@issp.ac.ru*

The work presents results of studies of coalescence of nematic liquid crystal droplets surrounded by isotropic liquid. With the aid of high-resolution optical microscopy and high-speed video recording coalescence of droplets in thin optical cells has been studied. Cells with planar and homeotropic boundary conditions for the liquid crystal director were used. It is shown that depending on boundary conditions at the cell surface the coalescence process at the initial stage develops in a different manner. In a cell with planar boundary conditions at the initial stage we observe linear dependence of the width of the neck between droplets on time. At subsequent stages the influence of surface leads to slower dynamics. The final stage of coalescence is characterized by exponential relaxation of the droplet to the equilibrium shape. At coalescence of droplets whose diameter exceeds the cell thickness, we observed an intermediate stage with power-law dependence of the neck width on time. The duration of this stage increases with increasing the droplet size. Capillary velocity and characteristic times at different stages of coalescence were determined. Characteristic times for the initial stage increase linearly with increasing the droplet size. For the middle stage the characteristic times increase proportionally to the third power of the droplet radius.

Keywords: coalescence, surface energy, viscosity, Poiseuille flow.