Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 6, с. 378 – 384 

# Кооперативный транспорт несмачивающей жидкости в случайной системе нанопор

*В. Д. Борман*[1], *А. А. Белогорлов, И. В. Тронин*

*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия*

*Институт нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 декабря 2020 г.
После переработки 7 февраля 2021 г.
Принята к публикации 8 февраля 2021 г.

Предложен новый механизм кооперативного транспорта несмачивающей жидкости в нанопористой среде. Описание транспорта основывается на теории критической динамики многомасштабных явлений в атомных системах. Транспорт описывается как многомасштабный во времени процесс взаимодействия флуктуирующей моды заполнения-вытекания, макроскопической моды самопроизвольного заполнения и моды заполнения, вызванной критическим давлением сжатия динамического перколяционного перехода. Модель строится на основании решения системы кинетических уравнений для функции распределения доступных и заполненных пор, решение которых позволяет вычислить макроскопические величины, описывающие разномасштабные процессы. Рассмотрен случай, когда макроскопические моды транспорта развиваются одновременно в двух различных масштабах времени. Предложена "микроскопическая" (в наномасштабе) модель заполнения нанопор при развитии спонтанной моды с учетом сохранения объема суспензии при равенстве скоростей развития мод в разных масштабах времени. Предсказанные зависимости от времени потока и объема заполненных пор соответствуют бездиссипативному транспорту в системе нанопор. Теоретические зависимости описывают известные и новые экспериментальные данные. Необычные динамические свойства соответствуют свойствам систем с положительной обратной связью.

DOI: 10.31857/S1234567821060045

Проблемы описания транспорта в нанопористых средах остаются актуальным направлением исследований в силу сложностей необходимого учета изменения свойств частиц, взаимодействия частиц с конфайнментом [1–3], а также учета локальных и дальних перколяционных корреляций в различных по расположению элементах конфайнмента и кластеров частиц [4–8]. Транспорт жидкости в нанопористой среде в рамках существующих представлений описывается феноменологическим уравнением Дарси [1, 9]. Это уравнение связывает поток с градиентом давления. Уравнение Дарси позволяет учесть извилистость "транспортных каналов" из пор, пористость и скольжение жидкости по поверхности [9–11]. С учетом этих свойств оказывается возможным объяснить быстрый транспорт жидкости в каналах углеродных нанотрубок [10–12].

В случае несмачивающей жидкости поры могут быть заполнены лишь при повышенном давлении, при котором энергетический барьер флуктуаций заполнения близок к температуре [13–15]. Величину барьера можно оценить по формуле Лапласа. Однако для поры в пористой среде энергетический барьер зависит от "взаимодействия" кластеров жидкости в соседних порах. Энергия этого "взаимодействия" отрицательна. Это уменьшение поверхностной энергии на величину энергии мениска, который исчезает при существовании кластера жидкости в соседней поре. В результате многочастичного "взаимодействия" со всеми соседями – кластерами заполненных пор, энергетический барьер флуктуации заполнения может быть меньше по сравнению с энергией выталкивания несмачивающей жидкости по формуле Лапласа. Как результат, при увеличении давления и степени заполнения возможно изменение знака энергии флуктуации заполнения, что позволяет объяснить возникновение смачивающего состояния несмачивающей жидкости [13, 14] и аномально медленную релаксацию этого состояния [15]. Другим следствием этого взаимодействия должно быть быстрое безбарьерное заполнение нанопор. В случае быстрого достижения критического давления без заполнения пор, при исчезновении барьера заполнения для всех пор, система оказывается в абсолютно неустойчивом состоянии. Транспорт жидкости при таких условиях исследуется в настоящей работе.

[1]e-mail: VDBorman@mephi.ru

В настоящей работе обсуждается предсказанный в работе [16] кооперативный экспоненциально ускоренный транспорт несмачивающей жидкости в случайной нанопористой среде. В [16] было установлено, что в спектре частот релаксации функции распределения по размерам кластеров, состоящих из различного числа пор, существует уединенная положительная низкая частота. Из этого следует, что при достижении нового критического давления $P_c$, большего, чем давление $P_{c0}$ квазистатического заполнения, должен возникать самопроизвольный (спонтанный) транспорт несмачивающей жидкости в нанопористых частицах. Предложенная в работе [16] модель транспорта учитывает возникновение двух мод – растущей спонтанной моды заполнения, соответствующей уединенной положительной частоте, и релаксационнной моды заполнения-вытекания, соответствующей остальным отрицательным частотам. Однако в работе [16] поток жидкости при новом критическом давлении не был вычислен. Кроме того, в работах [16–19], посвященных заполнению нанопористых частиц несмачивающей жидкостью при быстром ударном сжатии, явление самопроизвольного спонтанного транспорта не наблюдалось. Как показано ниже, причина этого заключается в том, что в работе [16] не была учтена мода заполнения, возникающая при внешнем воздействии – мода ударного сжатия. Это приводит к тому, что в рамках предложенной в работе [16] модели спонтанного транспорта описать возникающую в экспериментах [16–19] квадратичную зависимость заполненного объема $V(t)$ при постоянном давлении не представляется возможным.

В настоящей работе получены новые экспериментальные данные по одновременному измерению не только зависимости от времени объема и давления, как в работе [16], но и новой величины – потока жидкости в нанопорах $J(t)$ (см. рис. 1). Установленная линейная зависимость от времени $J(t)$ и квадратичная $V(t)$ соответствуют уменьшению потока при сжатии суспензии критическим давлением удара. Однако эти зависимости наблюдаются при $P =$ const, что отвечает спонтанному заполнению. Такая картина соответствует самопроизвольному бездиссипативному транспорту невязкой жидкости. Задача описания этой, на первый взгляд противоречивой, картины, решается в настоящей работе.

Ниже предложен новый механизм кооперативного транспорта в условиях развития растущей спонтанной моды заполнения при одновременном быстром сжатии суспензии нанопористых частиц в несмачивающей жидкости. Как показано ниже, этот механизм следует из решения системы кинетических

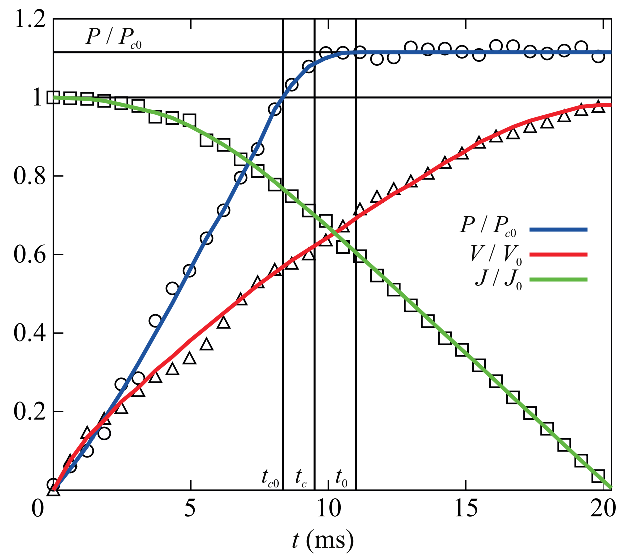


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости от времени обезразмеренных величин потока $\frac{J}{J_0}$ (зеленая кривая), объема заполненных пор $\frac{V}{V_0}$ (красная кривая) и давления $\frac{P}{P_{c0}}$ (синяя кривая), соответствующие обсуждаемой модели кооперативного транспорта ($J_0 = 0.285$ см$^3$/мс, $V_0 = 2.53$ см$^3$, $P_{c0} = 16$ МПа). Точки – экспериментальные данные для системы либерсорб-вода (масса пористого тела 5 г, энергия удара 30 Дж). Характерные точки зависимостей: $t_{c0}$ – время достижения давления $P_{c0}$. При $P_{c0}$ должно начинаться заполнение в квазистатическом режиме; $t_c$ – время достижения давления $P_c$, критического давления динамического перколяционного перехода – начало заполнения отдельных кластеров доступных пор; $t_0 - t_c$ – характерное время запаздывания начала развития неустойчивой моды спонтанного заполнения при $P_0$. После $t = t_0$ зависимости $J(t)$ и $V(t)$ должны соответствовать медленной моде ударного сжатия (5), (6)

уравнений для пространственно-однородных функций распределения $f(n,t)$ кластеров из $n$ доступных пор и кластеров из $k$ заполненных пор $F(k,t)$ и описании транспорта как результат взаимодействия двух макроскопических мод транспорта, развивающихся на двух различных масштабах времени, $\tau_\infty$ – характерного времени самопроизвольного транспорта и $\tau_V$ – характерного времени заполнения пор ($\tau_V \gg \tau_\infty$), вызванного давлением при быстром сжатии.

Как показано в [16], в спектре собственных частот релаксации функции распределения $F(k,t)$ есть уединенная положительная низкая частота $\tau_\infty^{-1}$. Остальные высокие частоты $\omega_k \sim \tau_0^{-1}$ ($\tau_0 \ll \tau_\infty$ – характерное время заполнения кластера доступных пор) отрицательны и зависят от $k$ заполненных пор в кластерах. С учетом этого обстоятельства, из решения системы кинетических уравнений [16] следует:

$$\frac{\partial F(k,t)}{\partial t} = \frac{\theta_0 F(k,t)}{\tau_\infty} + B(k,t). \quad (1)$$

В этом уравнении $\theta_0$ – определяемая давлением доля доступных пор, $B(k,t)$ – слагаемое, описывающее релаксацию функции распределения за счет устойчивых мод с отрицательными собственными частотами. Отрицательные частоты спектра отвечают релаксационным процессам заполнения-вытекания жидкости из кластеров, содержащих различное конечное число заполненных пор. В соответствии с методом исключения быстрых мод [20–22] в уравнении (1) можно опустить второй член в правой части $B(k,t)$, соответствующий высокочастотным процессам заполнения-вытекания и превращающий уравнение в стохастическое. Такой подход соответствует адиабатическому приближению [21]. Наконец, для получения уравнения переноса для макроскопической величины доли заполненных пор, представим функцию распределения $F(k,t)$ в виде $F(k,t) = x(t) A(t) \tilde{F}(k)$, где $x(t)$ – доля заполненных пор, $A(t)$ – амплитуда неустойчивой моды, $\tilde{F}(k)$ – не зависящая от времени функция распределения кластеров по числу пор в них. Такое представление функции распределения соответствует выделению в явном виде быстрой (величина $A(t)$ с характерным временем изменения $\tau_\infty$) и медленной моды (величина $x(t)$ с характерным временем изменения $\tau_V \gg \tau_\infty$). Тогда из (1) получим:

$$\left(\frac{\partial x(t)}{\partial t} A(t) + \frac{\partial A(t)}{\partial t} x(t)\right) \tilde{F}(k) = \frac{\theta_0}{\tau_\infty} x(t) A(t) \tilde{F}(k). \quad (2)$$

Масштаб времени изменения слагаемых в скобках существенно различен – первое слагаемое меняется на временах $\tau_V$, тогда как характерное время изменения второго слагаемого $\tau_\infty \ll \tau_V$. Тогда, пренебрегая первым слагаемым, на временах $\sim \tau_\infty$ для величины $A(t)$ получим:

$$\frac{dA(t)}{dt} = \frac{A(t)\,\theta_0}{\tau_\infty}. \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает рост амплитуды неустойчивой моды заполнения пор. При получении этого уравнения были опущены малые члены, учитывающие возможную зависимость от времени функции $F(k,t)$ через давление $P(t)$ на масштабе $t \sim \tau_\infty \ll \ll \tau_V \ll \tau_P$ ($\tau_P$ – характерное время роста давления). При таком соотношении времен можно полагать, что $\dot{P} = 0$ и определяемая постоянным давлением доля доступных пор $\theta_0 = \text{const}$. В соответствии с уравнением (3), скорость транспорта и степень заполнения жидкости должны описываться экспоненциально растущей зависимостью от времени[2)].

При приближении к критическому давлению $P_0$ увеличивается доля доступных пор, уменьшается барьер локальных флуктуаций заполнения-вытекания и увеличивается число пор, вовлеченных в этот процесс. Как результат, возникает растущая мода быстрого коллективного заполнения. Положительная частота $\omega_\infty = \tau_\infty^{-1}$ неустойчивой развивающейся моды в перколяционном пределе больших размеров частиц $L \gg R$ ($R$ – средний радиус пор) совпадает с найденной в работе [16]:

$$\tau_\infty = \frac{\tau_0}{z(\theta - \theta_c)^\zeta}, \quad (4)$$

где $z \approx 1$, $\zeta = 0.8$, $\theta$ – доля доступных пор, зависящая от давления. В формуле (4) $\theta_c$ – критическая доля доступных пор динамического перколяционного перехода. Вычисленная в [16] величина $\theta_c = \theta_{c0} + 0.1$, $\theta_{c0} = 0.18$ – критическая доля доступных пор в квазистатическом режиме. При доле доступных пор $\theta < \theta_c$, в соответствии с (4), заполнение не должно наблюдаться. Поэтому при давлении $P < P_c$ ($P_c$ – давление, при котором доля доступных пор равна $\theta_c$) зависимость изменения объема суспензии от времени должна определяться упругим сжатием суспензии. При увеличении давления и, соответственно, увеличении доли доступных пор, частота $\tau_\infty^{-1}$ увеличивается от 0 при $\theta = \theta_c$ до максимального значения масштаба $\tau_0^{-1}$ при $\theta = \theta_0$. Как результат, скорость развития неустойчивой моды увеличивается при росте давления от $P_c$ до $P_0$ и с запаздыванием достигает максимального значения при давлении $P_0$. В таком процессе при $P_0$ в окрестности нового критического давления $P_c$ и новой критической доли доступных пор $\theta_0$, средний размер кластера доступных пор, близкий по величине к растущей корреляционной длине, становится порядка размера частиц. Тогда скорость развития неустойчивой моды становится близкой к скорости заполнения $\tau_0^{-1}$ кластера конечного размера. На масштабе времени $t \sim \tau_\infty \ll \tau_P$ скорость роста давления $\dot{P} = 0$ и при постоянном давлении $P_0$ доля доступных пор постоянна, $\theta = \theta_0$, независимо от величины объема пор, занятого жидкостью.

Уравнение (3) не сводится к уравнению Дарси, поскольку не содержит зависимости потока $J = V_0 \frac{dx}{dt}$

[2)]В работе [16] уравнение $\dot{A} \sim A(1-A)$ было получено для противоположного случая малого времени роста давления, когда $\tau_P \ll \tau_V$.

($V_0$ – объем пор всех частиц суспензии, $x\,(t)$ – доля заполненного объема пор, равная амплитуде неустойчивой моды $A\,(t)$) от давления на масштабе $t \sim \tau_\infty$. Время $\tau_\infty$ в (3), (4) пропорционально $(\theta_0 - \theta_c)^\zeta$ и является постоянным минимальным временем развития неустойчивости при $P = P_0 = \text{const}$. Транспорт жидкости, описываемый уравнением (3), является самопроизвольным – спонтанным. Такой результат соответствует кинетической теории, учитывающей в столкновительном интеграле в исходных кинетических уравнениях для функций распределения кластеров "взаимодействие" кластеров доступных пор и перколяционного кластера доступных пор с кластерами заполненных пор. Вероятность этого "взаимодействия" обратно пропорциональна времени заполнения жидкостью кластера доступных пор $\tau_0$ и времени $\tau_\infty$ заполнения перколяционного кластера. Поскольку "взаимодействие" означает перетекание, то в результате образуются новые кластеры заполненных пор. Рост заполненного объема описывается как результат "взаимодействия" кластеров из заполненных пор с перколяционным кластером доступных пор – перетекание жидкости с поверхности частиц через кластеры заполненных пор в перколяционный кластер доступных пор. Характерное время (4) экспоненциального роста развивающейся моды не зависит от числа заполненных пор в таких кластерах. Поэтому "взаимодействие" означает заполнение перколяционного кластера доступных пор, а, значит, и всей системы пор одновременно через все различные кластеры заполненных пор. Такой спонтанный транспорт можно считать кооперативным.

Транспорт жидкости при $t \sim \tau_\infty \ll \tau_P$ описывается в приближении $\dot{P} = 0$ и, следовательно $P = P_0 = \text{const}$. Безразмерная скорость роста давления $\dot{\tilde{P}}$ связана в гидродинамическом пределе со безразмерной скоростью $\tilde{J}$ транспорта и безразмерной сжимаемостью $\tilde{\chi}$, $\tilde{J} = \tilde{\chi}\dot{\tilde{P}}$. Тогда, при конечной величине $\tilde{J}$, и $\dot{\tilde{P}} \to 0$ следует, что $\tilde{\chi} \to \infty$. В опытах [16–18] эффективная безразмерная сжимаемость суспензии без заполнения пор определялась сжимаемостью жидкости и для воды $\tilde{\chi}_{el} \sim 10^{-2}$. Как результат, в процессе роста давления в окрестности критического значения $P = P_c$ и перехода от упругого сжатия суспензии при $\tilde{\chi}_{el} \sim 10^{-2}$ к заполнению на малом интервале времени $t \sim \tau_0$ должен наблюдаться скачок $\dot{P}$.

Транспорт жидкости при развитии растущей коллективной моды исследовался в опытах [16, 19] методом ударного сжатия. При ударном сжатии в режиме постоянного давления изменение объема суспензии происходит за счет заполнения пор без упругого сжатия. Заполнение пор в этом режиме является, в соответствии с (1), результатом двух различных процессов: спонтанного заполнения и заполнения, вызванного уменьшением объема пор при ударном сжатии суспензии в объеме камеры, полностью заполненной суспензией. Чтобы учесть изменение доли $x$ заполненных пор при ударном сжатии при выводе уравнения для $x\,(t)$ в уравнении (1) необходимо, следуя [16], учесть зависимость функции $F\,(k, t, x\,(t))$ от скорости изменения макропараметра $x\,(t)$. Это позволило описать изменение функции распределения на большем, чем $\tau_\infty$, масштабе времени, $t \sim \tau_V \gg \tau_\infty$, $\tau_V \ll \tau_P$. В этом случае, в соответствии с (1), для скорости изменения доли заполненных пор при ударном сжатии имеем:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\dot{V}\,(t)}{V_0}, \tag{5}$$

где $\dot{V}\,(t)$ – скорость изменения доли заполненных пор при ударном сжатии. В опытах [16–19] ударное сжатие суспензии исследовалось на ударном стенде. Груз массы $M$ падал на шток, который входил в камеру, заполненную суспензией. В такой методике при $P = \text{const}$ уменьшение объема суспензии происходит лишь за счет заполнения пор. Тогда можно получить выражение для скорости изменения доли заполненных пор при ударном сжатии в виде:

$$\begin{gathered}\frac{dx}{dt} = \frac{\dot{V}\,(t)}{V_0} = \frac{v_r\,(t)\,S}{V_0},\\ \dot{v}_r = -a = -\frac{PS}{M},\\ v_r\,(t) = v_r\,(0) - at,\end{gathered} \tag{6}$$

где $v_r\,(t)$ – скорость движения штока с грузом массы $M$, $S$ – площадь штока, $x\,(t) = \frac{V(t)}{V_0}$, $V\,(t)$ – заполненный объем пор.

Из (5), (6) следует, что скорость транспорта за счет ударного сжатия уменьшается со временем вследствие торможения груза с ускорением $a$ при постоянном давлении $P_0$. Решения (3) и (6) получены для функции распределения кластеров заполненных пор в виде произведения $F\,(k, t) = x\,(t)\,A\,(t)\,F\,(k)$. В соответствии с уравнением (4) величина $A\,(t)$ изменяется на малом масштабе времени $\tau_\infty$. Величина $x\,(t)$ определяет зависимость доли заполненных пор от времени на большем масштабе $\tau_V$, $\tau_V \gg \tau_\infty$.

Из (3) и (6) следует, что поток жидкости можно представить как состоящий из двух потоков (мод) – спонтанного заполнения и заполнения, вызванного ударным сжатием. Характерное время течения в первом потоке $\tau_\infty$, во втором потоке $\tau_V \sim \left|\frac{v_r S}{V_0}\right|^{-1}$. Величина скорости транспорта тогда должна определяться двумя процессами, происходящими одновременно в двух различных масштабах времени. Эти времена могут быть близкими, в соответствии с (3), (6), при $x \ll 1$ и различаться на порядок при $x \sim 1$. Поэтому для описания нестационарного транспорта необходимо учесть взаимодействие мод. Следует отметить, что такой учет является принципиальным и приводит к качественному изменению модели по сравнению с моделью, предложенной в [16].

Взаимодействие мод и сохранение объема суспензии приводит к равенству скоростей развития мод в разных масштабах времени. В опытах [16–19] взаимодействие мод следует из условия сохранения гидравлического контакта штока с суспензией. Отсутствие постоянного гидравлического контакта и отсутствие взаимодействия между модами привело бы к образованию области вакуума между штоком и суспензией или сжатию суспензии и росту давления. Будем полагать, что характерное время развития быстрой моды спонтанного заполнения $\tau_\infty$ много меньше характерного времени заполнения при ударном сжатии $\tau_V$. Тогда равенство скоростей изменения объема может быть записано как равенство за время $\tau_\infty$ приращения заполнения $\Delta x$, вызванного модой спонтанного заполнения и приращения скорости заполнения, вызванного ударным сжатием:

$$\frac{\Delta x\theta_0}{\tau_\infty} = \frac{\Delta v_r S}{V_0} = a\tau_\infty \frac{S}{V_0} = \frac{PS}{M}\frac{S}{V_0}\tau_\infty. \qquad (7)$$

В соответствии с (7) на интервале времени от 0 до $\tau_\infty$ процесс заполнения описывается уравнением (3) и представляет собой процесс спонтанного заполнения. На большом интервале времени $\tau_V$ процесс заполнения описывается уравнением (6) для моды ударного сжатия. Соотношение (7) представляет собой начальные и конечные граничные условия для уравнения (3) и определяет изменение заполнения на каждом малом интервале $\tau_\infty$. При уменьшении скорости заполнения при ударном сжатии должно уменьшаться изменение доли заполненных пор за время $\tau_\infty$. Таким образом, быстрое спонтанное заполнение следует за медленным ударным сжатием, подстраиваясь на последовательности интервалов времени масштаба $\tau_\infty$. Наблюдаемые в опытах зависимости от времени скорости транспорта жидкости, объема заполненных пор и давления, должны описываться медленной модой ударного сжатия и уравнением (6).

В соответствии с (6) скорость потока в опытах линейно зависит от времени (см. рис. 1). Тогда заполненный объем пор в соответствии с (6), (7) является квадратичной функцией времени на интервале до максимального заполнения пор. Это означает, что транспорт при $P = \mathrm{const}$ эффективно является бездиссипативным, что соответствует наблюдаемой [16, 19] неизменности зависимостей от времени объема и давления при изменении температуры и вязкости жидкости. В силу ограниченности величины заполнения $x < 1$ в режиме $P = \mathrm{const}$, в соответствии с (7), максимальная скорость заполнения $v_r S < \frac{V_0\theta_0}{\tau_\infty}$. При выполнении этого ограничения транспорт жидкости при внешнем воздействии происходит в условиях развития неустойчивой моды. Характерная величина скорости заполнения определяется отношением объема доступных пор и времени $\tau_\infty$. В соответствии с (6), (7) при изменении скорости ударного сжатия можно определить границы величины скорости спонтанного быстрого транспорта жидкости в неустойчивом состояния системы в режиме постоянного давления. В этом режиме, в соответствии с обсуждаемой моделью транспорта, критическое давление определяется структурой пор и взаимодействием кластеров жидкости в порах и не должно зависеть от массы частиц и энергии ударного сжатия. С другой стороны, в силу равенства скоростей транспорта в двух модах (7) зависимость потока от времени должна определяться давлением $P_0$.

В соответствии с (3)–(7) спонтанный транспорт следует на масштабе времени $\tau_\infty$ за быстрым ударным сжатием. При изменении (уменьшении) энергии ударного сжатия за время $\tau_\infty$ изменяется доля заполненных пор и, в соответствии с (3), изменяется скорость спонтанного транспорта. Поэтому можно сказать, что скорость спонтанного транспорта "подстраивается" под изменение скорости внешнего воздействия. При таком свойстве спонтанный транспорт изменяется так, что способствует изменению воздействия. Это соответствует отклику со свойством положительной обратной связи.

На рисунке 1 приведены новые экспериментальные данные по одновременному измерению зависимостей от времени трех величин – потока, заполненного объема и давления для системы нанопористая среда либерсорб 23-вода при энергии удара $E = 30$ Дж и массе пористого тела $m = 5$ мг. Измерения проводились с помощью экспериментального стенда и методики, описанной в [16]. Сплошные кривые соответствуют зависимостям, рассчитанным по формулам (3), (6). Видно, что теоретические кривые описывают экспериментальные данные в пределах погрешностей измерений. На интервале времени до достижения критического давления $P_c$ зависимости

$J(t)$, $V(t)$ и $P(t)$ определяются процессами упругого сжатия суспензии без заполнения пор.

На интервале времени от $t_c$ до $t_0$ давление изменяется до величины $P_0 = 180$ атм спонтанного заполнения пор. На этом интервале скорость заполнения меняется от нуля до максимальной скорости заполнения в соответствии с формулой (4). Заполнение происходит при одновременном изменении объема за счет ударного сжатия суспензии. При $t > t_0$ заполнение происходит при $P = P_0 = \text{const}$ и линейной зависимости потока $J(t)$ в соответствии с уравнениями (5), (6) для медленной моды и условием взаимодействия мод (7). В этом режиме наблюдается квадратичная зависимость объема $V(t) = \int_0^t J(t')\,dt'$ от времени. Процесс завершается в момент полного поглощения импульса удара $\tau_V$. Отметим, что величина $\tau_\infty$ однозначно определяется интервалом времени от $t_c$ до $t_0$ и, в соответствии с рис. 1 составляет $\tau_\infty = \frac{1}{2}(t_c - t_0) \approx 1$ мс. Таким образом, предлагаемая модель свободна от подгоночных параметров.

Процесс заполнения как результат взаимодействия быстрой и медленной мод представлен на рис. 2. В этом процессе, в соответствии с (7), медленная мода транспорта, вызванная ударным сжатием, определяет квадратичную зависимость $x(t)$. Быстрая мода с экспоненциальной зависимостью $A(t)$ подстраивается к медленной моде. Процесс заполнения на большом интервале времени от 0 до $\tau_V$ может быть представлен как последовательность множества подстроек заполнения на малых интервалах времени $\tau_\infty$.

Таким образом, предлагаемая модель взаимодействия двух мод позволяет описать экспериментальные данные для системы либерсорб 23-вода и, тем самым, предложить механизм транспорта в условиях самопроизвольного заполнения нанопористого тела.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 20-08-01003.

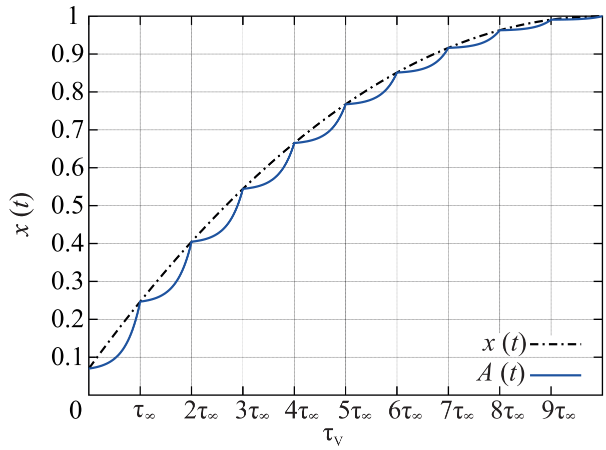


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости от времени доли заполненного объема (3) при ударном сжатии $x(t)$ и амплитуды $A(t)$ неустойчивой моды (5), (6) с учетом их взаимодействия (7). Для наглядности и различимости кривых показатель экспоненты при расчете кривой $A(t)$ был увеличен в 5 раз. На интервале от 0 до $\tau_\infty$ при скорости ударного сжатия, меньшей скорости спонтанного заполнения, быстрая мода спонтанного заполнения подстраивается, в соответствии с (7), к моде ударного сжатия. На каждом малом интервале времени $\tau_\infty \ll \tau_V$ заполнение изменяется по экспоненциальному закону, характерному для быстрой моды, для медленной моды на интервале времени 0–$\tau_V$ характерна квадратичная зависимость объема от времени, а процесс транспорта от 0 до $\tau_V$ представляет собой непрерывную подстройку быстрой моды под медленную на множестве малых интервалов $\tau_\infty$

1. X. Gao, G. Ji, S. Bhatia, and D. Nicholson, Processes **7**(1), 14 (2019).
2. G. Fraux, F. Coudert, A. Boutin, and A.H. Fuchs, Chem. Soc. Rev. **46**(23), 7421 (2017).
3. T.V. Nizkaya, E.S. Asmolov, and O.I. Vinogradova, Phys. Rev. E **96**(3), 033109 (2017).
4. В.В. Прудников, П.В. Прудников, Е.А. Поспелов, П.Н. Маляренко, Письма в ЖЭТФ **107**(9), 595 (2018).
5. В.А. Ткаченко, О.А. Ткаченко, Г.М. Миньков, А.А. Шерстобитов, Письма в ЖЭТФ **104**(7), 501 (2016).
6. Ф.Д. Иудин, Д.И. Иудин, В.Б. Казанцев, Письма в ЖЭТФ **101**(4), 289 (2015).
7. В.Д. Борман, В.В. Тепляков, В.Н. Тронин, И.В. Тронин, В.И. Троян, ЖЭТФ **117**(6), 1094 (2000).
8. В.Д. Борман, В.Н. Тронин, И.В. Тронин, В.И. Троян, ЖЭТФ **125**(1), 114 (2004).
9. F. Feuillebois, M.Z. Bazant, and O.I. Vinogradova, Phys. Rev. Lett. **102**(2), 026001 (2009).
10. M. Majumder, N. Chopra, R. Andrews, and B.J. Hinds, Nature **438**(7064), 44 (2005).
11. J.K. Holt, H.G. Park, Y. Wang, M. Stadermann, A.B. Artyukhin, C.P. Grigoropoulos, A. Noy, and O. Bakajin, Science **312**(5776), 1034 (2006).
12. B. Xu, Y. Qiao, and Xi Chen, J. Mechanics and Physics of Solids **62**, 194 (2014).
13. В.Д. Борман, А.А. Белогорлов, В.А. Быркин, В.Н. Тронин, В.И. Троян, Письма в ЖЭТФ **95**(10), 579 (2012).
14. V.D. Borman, A.A. Belogorlov, V.A. Byrkin, and V.N. Tronin, Phys. Rev. E – Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics **88**(5), 052116 (2013).

15. V. D. Borman, A. A. Belogorlov, and V. N. Tronin, Phys. Rev. E **93**(2), 022142 (2016).
16. В. Д. Борман, А. А. Белогорлов, Г. В. Лисичкин, В. Н. Тронин, В. И. Троян, ЖЭТФ **135**(3), 446 (2009).
17. Y. Sun, Z. Guo, J. Xu, X. Xu, Ch. Liu, and Y. Li, Mater. Des. **66**, 545 (2015).
18. M. Li and W. Lu, Phys. Chem. Chem. Phys. **19**(26), 17167 (2017).
19. V. D. Borman, A. A. Belogorlov, and V. N. Tronin, Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects **537**, 540 (2018).
20. Ш. Ма, *Современная теория критических явлений*, Мир, М. (1980).
21. Г. Хакен, *Синергетика*, Мир, М. (1980).
22. H. A. Kramers, Physica **7**(4), 284 (1940).