

УДК 534-8-14:532.66:532.528

ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ В КАПИЛЛЯРЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Е. Ю. РОЗИНА

Одесская государственная академия холода

Получено 26.02.2001 ♦ Пересмотрено 5.06.2001

Исследованы особенности звукокапиллярного эффекта в докавитационном режиме. Показано, что причиной малого смещения мениска вглубь капилляра в этом режиме является сильное ослабление ультразвукового поля на входе в капилляр. Экспериментально определена величина коэффициента ослабления. Установлено, что формирующийся на срезе капилляра пульсирующий пузырек способен сконцентрировать энергию ультразвуковой волны и направить ее в канал капилляра. При этом глубина заполнения капилляра увеличивается более чем на один–два порядка. Показано, что стабильный подъем жидкости в капилляре может наблюдаться в отсутствие кавитации.

Досліджено особливості звукокапілярного ефекту в докавітаційному режимі. Показано, що причиною малого зсуву мениска всередину капіляра в цьому режимі є сильне ослаблення ультразвукового поля на вході в капіляр. Експериментально визначено величину коефіцієнта ослаблення. Встановлено, що пульсуюча бульбашка, що формується на зрізі капіляра, здатна сконцентрувати енергію ультразвукової хвилі й направити її в канал капіляра. При цьому глибина заповнення капіляра збільшується більш, ніж на один–два порядки. Показано, що стабільний підйом рідини в капілярі може спостерігатись за відсутності кавітації.

The peculiarities of the sonocapillary effect in precavitational regime are investigated. It is shown, that the cause of a small meniscus displacement into the capillary in this regime is the strong attenuation of the ultrasonic field on the capillary entrance. The attenuation coefficient's value is determined experimentally. It is shown, that a pulsatory bubble, forming on the capillary cut is able to concentrate the energy of ultrasonic wave and to direct it in the capillary canal. Herewith a capillary filling depth increases more by that on one–two order. It is shown, that stable liquid increase in capillary can be observed in absence of a cavitation.

ВВЕДЕНИЕ

Звукокапиллярный эффект характеризуется тем, что в ультразвуковом поле на микронеоднородность, расположенную у среза капилляра, действует аномально большое постоянное давление, на несколько порядков превышающее значения акустического давления [1, 2]. Проявления этого эффекта в докавитационном и кавитационном режимах существенно различаются. В частности, при малых амплитудах звукового давления P_m результирующее давление действует на мениск, вытесненный к срезу капилляра, и существенного подъема жидкости в нем не наблюдается [3]. При возбуждении же кавитационного процесса у среза капилляра такое постоянное давление, действующее на облако кавитационных полостей, обеспечивает мощный стабильный подъем жидкости по капилляру со скоростями до нескольких метров в секунду [1, 2, 4]. Такое существенное различие двух режимов звукокапиллярного эффекта обусловило независимость их исследования, что впоследствии привело к отсутствию четких и бесспорных представлений о роли кавитации при формировании потока жидкости в капилляре. Естественной представлялась трактовка этого

процесса с точки зрения чисто кавитационных проявлений (ударных волн или кумулятивных струй, сопровождающих схлопывание кавитационных полостей). При этом ультразвуковое поле рассматривалось лишь как средство возбуждения кавитации [1, 4, 5]. Критический обзор существующих представлений приведен в работе [2]. В этой же работе на основании результатов экспериментальных исследований была высказана гипотеза о том, что специфические кавитационные эффекты не играют существенной роли при формировании потока жидкости в капилляре. Непосредственным экспериментальным подтверждением этого служит обнаруженное явление формирования стационарного потока в сильновязких жидкостях, в которых ни ударные волны, ни высокоскоростные струйки возникнуть не могут [6]. Проведенные исследования движения маловязкой жидкости в капилляре в докавитационном режиме являются, с нашей точки зрения, еще одним аргументом в пользу того, что при формировании потока жидкости в капилляре перечисленные выше специфические кавитационные проявления не играют определяющей роли.

Прикладной аспект настоящего исследования связан с тем, что современные технологии требу-

ют разработки насосных устройств принципиально нового типа. Этим объясняется интерес к акустическим эффектам, которые могут обеспечить перекачивание жидкости. К подобным эффектам относится радиационное давление, действующее на границу раздела газ – жидкость в трубе [7]. В работе [8] исследуется начальная стадия формирования экартовского течения в цилиндрической трубе и обсуждается возможность создания акустического насоса. Цикл теоретических и экспериментальных работ [9 – 11] посвящен исследованиям колебательного движения газовых пузырьков в трубках, в частности, в капиллярах. Результаты исследований, по мнению авторов, могут стать основой для разработки микроустройств, в которых жидкость приводится в движение такими колеблющимися пузырьками. Как отмечалось выше, звукокапиллярный эффект в режиме кавитации характеризуется формированием мощного потока жидкости в капилляре, и установка, реализующая его, уже является своеобразным кавитационным насосом. Однако кавитационное воздействие может в некоторых случаях изменять не только физико-химические свойства жидкостей, но и их химический состав [12]. Поэтому возрастает интерес к исследованию докавитационного режима звукокапиллярного эффекта и поиску условий, при которых возможно перемещение жидкости в отсутствие кавитации.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

До настоящего времени в большинстве случаев исследования звукокапиллярного эффекта в докавитационном и кавитационном режимах проводились независимо. В частности, в докавитационном режиме методом отрыва пузырька исследовалось звукокапиллярное давление [3]. Кроме того, изучалось смещение мениска в вязких малоподвижных кавитационно стойких жидкостях [13]. В режиме кавитации измерения компенсирующего противодавления и скорости потока проводились в маловязких жидкостях (преимущественно, воде), в которых относительно просто возбудить кавитацию [1,2,4].

Установка, использованная в данной работе (рис. 1), предполагала проведение измерений в широком диапазоне амплитуд звукового давления, охватывающем как докавитационный, так и кавитационный режимы. При этом ставилась задача одновременного измерения параметров, характеризующих звукокапиллярный эффект, и оптической регистрации процессов, протекающих у сре-

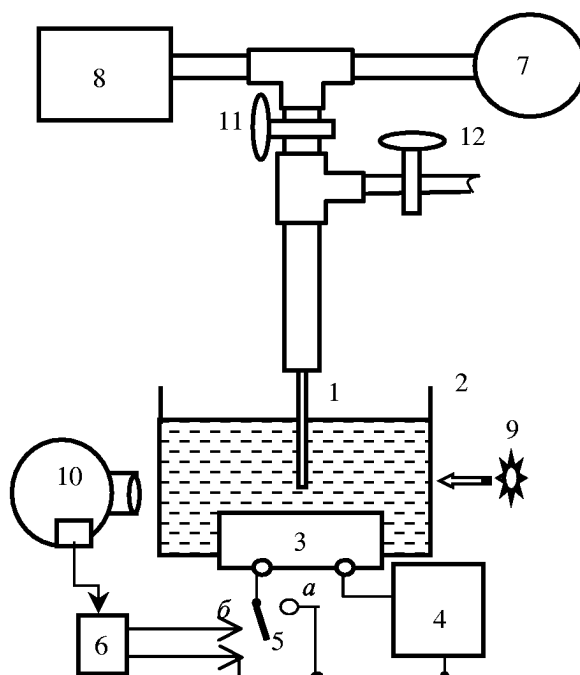


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

за капилляра. Капилляр 1 был погружен в рабочую жидкость, заполняющую ультразвуковую ванну 2, так, что его срез располагался на высоте $10 \div 12$ мм над поверхностью плоского излучателя 3 с рабочей частотой порядка 20 кГц. Электрический сигнал на излучатель подавался от генератора 4. Переключение тумблера 5 позволяло изменять режим включения ультразвукового поля: в положении а напряжение на излучателе изменялось плавно, отслеживая изменения напряжения на выходе генератора 4, а переключение тумблера в положение б позволяло, предварительно задавая необходимую амплитуду выходного сигнала, внешним импульсом включать ультразвуковое поле при замыкании электромагнитного ключа 6. Стекланный капилляр через расширительную трубку соединялся с манометром 7 и микрокомпрессором 8. Источник сфокусированного света 9 освещал область у среза капилляра, и процессы, которые там происходили, выводились на экран или фоторегистратор 10 (фотоаппарат или скоростную кинокамеру). При использовании кинокамеры включение ультразвукового поля могло осуществляться импульсом, подаваемым с кинокамеры в тот момент, когда она была готова к съемке.

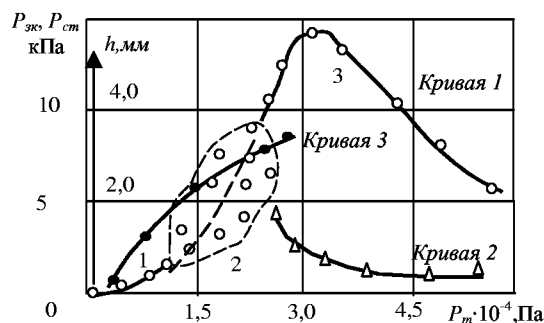


Рис. 2. Влияние амплитуды P_m на величину звукокапиллярного давления в трех режимах (кривая 1), на $P_{ст}$ (кривая 2) и на смещение h мениска в канал капилляра (кривая 3). Данные приведены для капилляра с внутренним диаметром 0.512 мм

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Основная серия экспериментов была проведена в дистиллированной воде, в интервале амплитуд звукового давления $(0 \div 6) \cdot 10^4$ Па, в котором можно наблюдать особенности проявления как докавитационного, так и кавитационного режимов звукокапиллярного эффекта. Характерным параметром во всем диапазоне амплитуд является величина наибольшего постоянного давления в капилляре $P_{эк}$ (звукокапиллярного). В докавитационном режиме $P_{эк}$ – это давление, которое измерено непосредственно перед отрывом пузырька или серии пузырьков. В режиме кавитации $P_{эк}$ – это давление, которое останавливает поток жидкости в капилляре (так называемое, компенсирующее противодействие). Превышение его приводит к срыву кавитации, вытеканию жидкости из капилляра и отрыву серии пузырьков. На рис. 2 приведен график зависимости звукокапиллярного давления $P_{эк}$ от амплитуды P_m (кривая 1). При малых P_m на участке 1 этой кривой звукокапиллярное давление изменяется по закону

$$P_{эк} = \alpha P_m^2, \quad (1)$$

где α – безразмерный коэффициент. Полученная зависимость согласуется с результатами работы [3], где описаны исследования докавитационного режима для вязких органических жидкостей.

При увеличении P_m наблюдаются отклонения от зависимости (1): значения звукокапиллярного давления получаются с большим разбросом, можно говорить только о преимущественном увеличении P_m при увеличении амплитуды звукового давления. Поэтому естественным образом выделяется

режим 2 звукокапиллярного эффекта, для которого зависимость $P_{эк}(P_m)$ графически представлена не кривой, а областью значений, в которую попадали экспериментальные точки. Причины неустойчивости этого режима были исследованы в работе [14], где показано, что в этом переходном режиме под срезом капилляра в момент измерения давления может сформироваться короткоживущее кавитационное облако (со временем жизни порядка $1 \div 2$ мс), пульсирующий пузырек, который вследствие растворения изменяет свои размеры, или несколько мелких пульсирующих пузырьков. Величина звукокапиллярного давления изменяется случайным образом в зависимости от того, какой объект находится под срезом капилляра непосредственно перед вытеснением жидкости из капилляра.

При дальнейшем увеличении P_m достигается порог стимулированной кавитации, и начинается устойчивый режим 3, в котором можно возбудить стационарный кавитационный процесс под срезом капилляра, вследствие чего наблюдается стабильный подъем жидкости по капилляру. Этот режим характеризуют две кривые, изображенные на рис. 2 – зависимости для $P_{эк}(P_m)$ (участок 3 кривой 1) и для $P_{ст}(P_m)$ (кривая 2). Понятие стимулированной кавитации подразумевает следующее. Если в жидкости созданы ультразвуковые колебания с амплитудой P_m , принадлежащей режиму 3, то в объеме жидкости и на поверхности излучателя самопроизвольного возбуждения кавитации не наблюдается. При повышении статического давления в капилляре мениск смещается к срезу, происходит его разрушение, локально повышается газосодержание жидкости, вследствие чего кавитационный процесс возникает именно под каналом капилляра. Характерно, что для каждого значения P_m существует минимальное статическое противодействие в капилляре, при котором формируется устойчивое кавитационное облако и начинается стабильный подъем жидкости в капилляре. Это минимальное стимулирующее противодействие $P_{ст}$ убывает с увеличением амплитуды P_m в соответствии с кривой 2, рис. 2.

При заданном значении P_m повышение противодействия в капилляре ведет к изменению структуры, размера и формы кавитационного облака. При этом нетривиальным образом изменяется скорость потока (существуют условия, при которых увеличение противодействия в капилляре ведет к возрастанию скорости потока). С приближением к компенсирующему противодействию скорость потока убывает. Когда статическое противодействие достигает значения $P_{эк}$, жидкость в

капилляре останавливается. Таким образом, кривые для $P_{\text{эк}}(P_m)$ и $P_{\text{ст}}(P_m)$ (см. рис. 2) ограничивают область условий, при которых наблюдается стационарный поток жидкости в капилляре. Параметры кавитационного облака и скорость потока однозначно определяются величинами P_m и статического противодавления. Стабильность кавитационного процесса, возбужденного под срезом капилляра, и детерминированное изменение его параметров определяют малый разброс и хорошую повторяемость результатов в этом режиме для обеих кривых.

С учетом особенностей каждого из выделенных режимов целесообразно назвать их:

- 1 – линейным докавитационным, так как формула (1) выражает линейную зависимость величины звукокапиллярного давления от плотности энергии ультразвукового поля;
- 2 – неустойчивым предкавитационным переходным режимом;
- 3 – кавитационным.

Дальнейшие результаты исследования движения жидкости в капилляре и процессов, протекающих у среза капилляра, будем сопоставлять с кривой 1.

2.1. Смещение мениска в капилляре под действием звукокапиллярного давления

При ультразвуковом воздействии в режиме 1 добавочного заполнения капилляра, погруженного в жидкость, не наблюдается. Поэтому в указанном диапазоне P_m смещение мениска в капилляре может быть измерено только при ударном включении ультразвукового поля. Для этого при проведении экспериментов в отсутствие ультразвука ключ 5 (см. рис. 1) устанавливали в положение 6. Повышая статическое давление в капиллярной системе до значения P_0 , полусферический мениск вытесняли к срезу капилляра так, чтобы его вершина находилась на уровне среза капилляра. Генератором 4 задавали напряжение U на излучателе 3, которое в отсутствие кавитации однозначно определяет величину P_m в жидкости. При замыкании ключа 6 мениск смещался в канал капилляра под действием ультразвука. Процесс смещения мениска регистрировался скоростной кинокамерой со скоростью съемки 4500 кадр/с. Сигнал на замыкание ключа подавался самой кинокамерой, когда достигалась выбранная скорость съемки. Камера регистрировала процесс смещения мениска, а фотоаппаратом с выдержкой 1/500

снималась форма мениска на новом стационарном уровне h .

В явном виде зависимость $h(P_m)$ для капилляра с внутренним диаметром $d=0.512$ мм приведена на рис. 2 (кривая 3). Обращает на себя внимание тот факт, что эта кривая выходит далеко за пределы линейного докавитационного режима 1, не изменяет своего характера в предкавитационном режиме 2 и заходит в диапазон P_m , соответствующий режиму развитой кавитации 3. Следовательно, время смещения мениска вглубь капилляра порядка нескольких миллисекунд (значение определено по кинограммам) оказывается недостаточным для формирования пульсирующих пузырьков или кавитационного облака под срезом капилляра. На новом стационарном уровне мениск может находиться неограниченное время и кавитация не возникает. Таким образом, на уровне расположения мениска амплитуда звукового давления P_m значительно ниже порога кавитации. Свидетельством того, что ультразвуковое поле все же проникает в капилляр, является деформация мениска на новом стационарном уровне, наблюдаемая при любых значениях P_m (рис. 3). Как следует из кривой 3 на рис. 2, во всем диапазоне P_m глубина заполнения капилляра не превосходит нескольких миллиметров. Следовательно, на длине порядка нескольких диаметров капилляра акустическое поле претерпевает значительное ослабление.

В общем случае ослабление поля в канале капилляра, независимо от природы коэффициента ослабления β , описывается экспоненциальным законом [15]

$$P_m^h = P_m \exp(-\beta h), \quad (2)$$

где P_m^h – амплитуда звукового давления на глубине h в канале капилляра. В отсутствие ультразвука мениск устанавливается на срезе капилляра. При этом выполняется условие

$$\rho g H + 2\sigma/r = P_0, \quad (3)$$

где H – глубина погружения среза капилляра в жидкость; $2\sigma/r$ – давление Лапласа, обусловленное полусферической формой мениска. При воздействии ультразвука мениск смещается в капилляр на высоту h , и, как видно из рис. 3, его форма существенно отличается от полусферической. Поэтому условие равновесия мениска на новом стационарном уровне может быть записано в виде

$$P_{\text{эк}}^h + \rho g (H - h) + 2\sigma/r + \Delta P_\sigma = P_0, \quad (4)$$

где ΔP_σ – изменение капиллярного давления, обусловленное деформацией мениска. Естественно

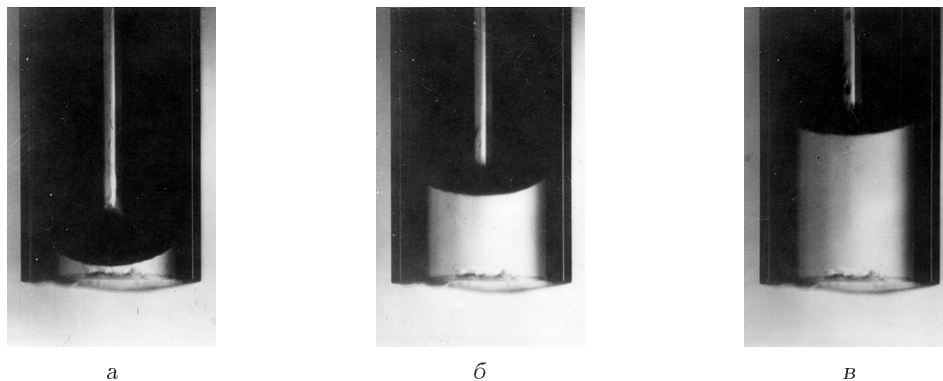


Рис. 3. Стационарное положение мениска в канале капилляра ($d_{\text{кап}} = 1.87$ мм) при различных значениях P_m :
а – $0.4 \cdot 10^4$ Па, б – $1.4 \cdot 10^4$ Па, в – $2.0 \cdot 10^4$ Па

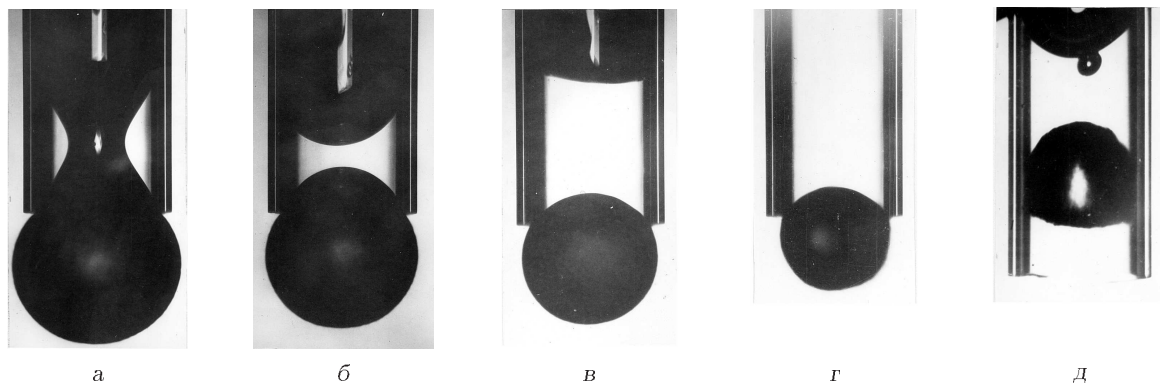


Рис. 4. Поведение пузырька и движение жидкости в капилляре при непрерывном ультразвуковом воздействии:
а – образование пузырька, б, в, г – увеличение столба жидкости над пульсирующим пузырьком (диаметр пузырька уменьшается за счет его растворения), д – смещение частично растворенного пузырька в канал капилляра

предполагать, что это изменение пропорционально действующему на мениск звукокапиллярному давлению, то есть

$$\Delta P_\sigma = k P_{\text{эк}}^h. \quad (5)$$

Вычитая из уравнения (4) уравнение (3), а затем подставляя в полученное равенство соотношения (1), (2) и (5), получаем уравнение для нового стационарного уровня мениска:

$$\alpha(1+k)P_m^2 \exp(-2\beta h) = \rho g h. \quad (6)$$

Путем логарифмирования оно приводится к линейному выражению относительно коэффициента ослабления β . Ввиду наличия в нем трех неизвестных параметров α , β , k , по нескольким экспериментальным точкам кривой 3 рис. 2 была составлена система линейных уравнений, позволяющая вычислить их значения.

В результате решения этой системы для коэффициента ослабления было получено значение порядка 10^3 1/м. В работе [13] описаны аналогичные исследования для вязкой жидкости – дибутилфталата (ДБФ). Для нее экспериментально определенный коэффициент ослабления для капилляров близкого диаметра имел тот же порядок – $(2 \div 3) \cdot 10^3$ 1/м. Если учесть, что вязкость ДБФ в 20 раз превышает вязкость воды, можно сделать вывод, что ослабление поля определяется не вязкостными эффектами, а связано с закономерностями проникновения акустического поля в канал капилляра. Следовательно, если исключить ослабление поля на срезе капилляра, и ввести источник поля непосредственно внутрь капилляра, можно ожидать увеличения высоты поднятия жидкости. Это предположение не лишено основания, и согласуется с постановкой задачи в теоретической работе [7]. Однако его реализация сопряже-

на со значительными экспериментальными трудностями, так как необходимо создать микроизлучатель достаточной мощности и разместить его внутри капилляра, соблюдая жесткие геометрические требования (в частности, обеспечение свободного подтекания жидкости).

2.2. Движение жидкости в капилляре под действием пульсирующего пузырька

Указанные трудности можно преодолеть, если использовать не самостоятельный микроизлучатель, а переизлучатель основного низкочастотного поля, расположенный у среза капилляра. Таким переизлучателем, вторичным источником поля, может быть колеблющийся газовый пузырек, зафиксированный у среза капилляра. Проведенные эксперименты показали, что создавая условия для формирования стабильного пузырька на срезе капилляра, высоту поднятия жидкости в капилляре можно существенно увеличить. Для этого задают неизменную амплитуду P_m и, повышая давление в капиллярной системе, мениск вытесняют к срезу капилляра. В процессе медленного смещения под действием ультразвукового поля он деформируется, образуется узкий перешеек (рис. 4, а), и от столба воздуха отделяется пузырек (рис. 4, б). Наблюдать такой стабильный пузырек под срезом капилляра можно только при непрерывном ультразвуковом воздействии, причем, как видно из серии фотографий (рис. 4, в–д) пузырек удерживается там только звукокапиллярным давлением и никакой дополнительной фиксации не требует. При отключении ультразвука он мгновенно отрывается от капилляра и всплывает.

В ультразвуковом поле такой пузырек совершает непрерывное пульсационное движение, то есть является вторичным источником звука. Это вторичное ультразвуковое поле переизлучается во всех направлениях, в том числе и в канал капилляра, создавая при этом акустическое давление на мениск, расположенный над пульсирующим пузырьком. Свидетельством действия этого давления является деформация мениска столба жидкости в капилляре (см. рис. 4, в) и его смещение вглубь капилляра. Таким образом, при неизменном статическом противодействии в капилляре жидкостный столб над пульсирующим пузырьком растет (см. рис. 4, г). Колебания пузырька сопровождаются его растворением, поэтому процесс поднятия жидкости происходит только до тех пор, пока не произойдет частичного растворения пузырька. Когда диаметр пузырька становится меньше диаметра капилляра, звукокапиллярное

давление смещает его в канал, где ультразвуковое поле существенно ослаблено (см. рис. 4, д). Нижняя стенка пузырька значительно деформирована, как и мениск в сходных условиях (см. рис. 3), а верхняя стенка совершает колебания столь малой амплитуды, что переизлучаемое поле не может создать достаточного давления на мениск и обеспечить дальнейший подъем жидкости над пузырьком. Таким образом, пузырек перестает быть источником вторичного поля, и жидкость вытесняется из капилляра внешним противодействием. Происходит слияние пузырька со столбом воздуха в глубине капилляра.

Даже простое сравнение высоты поднятия по фотографиям рис. 3 и 4 показывает, что пульсирующий газовый пузырек обеспечивает глубину заполнения капилляра, значительно большую, чем действие звукокапиллярного давления непосредственно на мениск. Приведенные на рис. 5 кривые позволяют более предметно оценить роль пульсирующего пузырька под срезом капилляра. Для удобства обсуждения здесь рассмотрен узкий диапазон амплитуд P_m , ограниченный линейным докавитационным режимом. Кривая 1 представляет собой начальный участок кривой 3, рис. 2, описывающей смещение мениска вглубь капилляра под действием звукокапиллярного давления при включении поля, и схематически показано стационарное положение мениска при некотором значении P_m^* . Очевидно, что для очередного вытеснения мениска к срезу капилляра необходимо повышать статическое давление в капилляре. Если процесс осуществляется при амплитудах P_m , меньших порогового значения P_m' , указанного на рис. 5, можно наблюдать отрыв пузырька при достижении давления в капилляре, определяемого кривой 2. Если же амплитуда P_m превышает пороговое значение, то медленное вытеснение мениска к срезу приводит к формированию пузырька и установлению описанного выше стабильного периодического процесса, основные фазы которого представлены на рис. 4.

Статическое давление, необходимое для стимулирования этого процесса, также определяется точками кривой 2 на рис. 5. Для удобства величина этого давления выражена на графике в мм водяного столба. При амплитудах, превышающих пороговое значение P_m' , эта кривая имеет двоякий смысл. При быстром вытеснении жидкости и отрыве пузырька она характеризует величину звукокапиллярного давления, действующего на мениск. Если повышать давление в капилляре 1 до указанного значения, удерживая мениск на срезе так, чтобы в течение времени τ (порядка

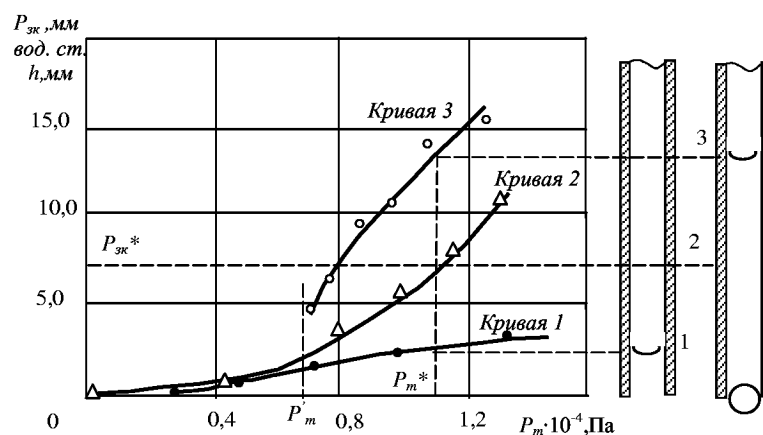


Рис. 5. Влияние амплитуды P_m на смещение мениска h (кривая 1), на величину звукокапиллярного давления, действующего на мениск у среза капилляра (кривая 2), на глубину заполнения капилляра при наличии пульсирующего пузырька (кривая 3)

1÷2 мин при выбранном значении P_m^*) произошло формирование пузырька, то это давление стимулирует развитие более эффективного процесса, то есть является аналогом стимулирующего противодействия $P_{ст}$, описанного в предыдущем разделе. Заметим, что время формирования пузырька τ и его последующего растворения в сильной степени определяются амплитудой P_m . При увеличении амплитуды менее чем вдвое – до значений $(1.5 \div 2) \cdot 10^4$ Па – время образования пузырька уменьшается до десятков миллисекунд, т.е. на несколько порядков.

Эффективность процесса закачки жидкости пульсирующим пузырьком демонстрируется кривой 3 на рис. 5. Пульсирующий пузырек переизлучает звуковую волну в канал капилляра. Если бы он был пассивным переизлучателем, то обеспечил бы подъем жидкости на уровень 2, определяемый величиной звукокапиллярного давления при данном P_m . Сопоставление кривых 2 и 3 рис. 5 показывает, что реальная высота подъема жидкости в капилляре (уровень 3) значительно превышает это предполагаемое значение. Таким образом, пульсирующий пузырек является не просто пассивным переизлучателем ультразвуковой энергии, но он может трансформировать ультразвуковое поле, сконцентрировав и направив его энергию в капилляр.

Увеличение амплитуды звукового поля приводит к тому, что процесс образования пузырька начинается в капилляре, на высоте порядка его диаметра. При этом возрастает скорость образования и растворения пузырька, и, соответственно, ча-

стота повторения полного цикла. Одновременно с этим увеличиваются скорость закачки жидкости и максимальная высота ее подъема на заключительной стадии существования пузырька. Для диапазона P_m , соответствующего режиму 2 звукокапиллярного эффекта, эти значения на графике не приведены, так как характеризуются значительным разбросом экспериментальных точек. Одной из его причин, как и в случае измерений величины звукокапиллярного давления, является случайное возбуждение кратковременного (порядка нескольких миллисекунд) кавитационного процесса.

Возвращаясь к одному из принципиальных вопросов, возникающих при исследованиях звукокапиллярного эффекта, а именно, о механизме формирования стационарного потока в режиме кавитации, обратим внимание на следующее. В предкавитационном режиме 2 экспериментально наблюдается поднятие жидкости в капилляре на высоту до 100÷150 мм на заключительной стадии растворения пузырька. Подчеркнем, что при любых значениях P_m в режиме 2 подъем жидкости в капилляре был обусловлен не кавитационными эффектами, а пульсациями крупной газовой полости с диаметром, не меньшим, чем внутренний диаметр капилляра. Подъем жидкости прекращался не потому, что оказывалось недостаточным давление, создаваемое пульсирующим пузырьком, а потому, что он растворялся, то есть исчезал источник переизлучаемого поля. Следовательно, существование под срезом капилляра стационарного переизлучателя может обеспечить стабильный подъем жидкости на значительно большую высо-

ту.

Стационарность газового переизлучателя можно обеспечить либо его “подпиткой”, чтобы компенсировать потери газа за счет растворения, либо стабилизировав его объем, препятствуя процессу растворения. Именно последняя ситуация была реализована при проведении экспериментов с силиконовым маслом. Вязкость этой жидкости в 250 раз превышает вязкость воды ($0.250 \text{ Па} \cdot \text{с}$), поэтому в ней невозможно возбудить истинный кавитационный процесс, когда схлопываются микрополости с образованием ударных волн или высокоскоростных микроструек. Тем не менее, в экспериментах наблюдался подъем силиконового масла по капиллярам с внутренним диаметром из диапазона $1.0 \div 2.0 \text{ мм}$. Это происходило при том условии, что под срезом капилляра возникала крупная пульсирующая полость, физически эквивалентная изображенному на рис. 4 пульсирующему газовому пузырьку. Существенная отличительная черта этой полости состоит в том, что вследствие высокой вязкости не происходит ее быстрого растворения по капиллярно-волновому или аэрозольному механизму, который имеет место при растворении газовых пузырьков в воде [14]. Поэтому такое образование является практически стационарным переизлучателем и обеспечивает стабильный подъем силиконового масла на высоту до $250 \div 300 \text{ мм}$ в отсутствие кавитации. При этих же условиях наблюдалась непрерывная перекачка этой жидкости в отдельный сосуд в течение нескольких часов. Таким образом, для формирования стационарного потока жидкости нет необходимости в возбуждении ударных волн под каналом капилляра или формировании высокоскоростных микроструек. Этот вывод согласуется с предложенным в работе [2] представлением о роли кавитации в звукокапиллярном эффекте. Трактовка кавитационного облака как концентрирующего переизлучателя имеет экспериментальное подтверждение, но требует отдельного детального обоснования.

Эксперименты с силиконовым маслом свидетельствуют о том, что ультразвуковая перекачка сильновязких жидкостей осуществима, поскольку в них может быть сформирована стационарная пульсирующая полость. В маловязких жидкостях, где процессы растворения газа в ультразвуковом поле протекают интенсивно, задача перекачки жидкости также может быть решена. Вновь обратимся к рис. 4, на котором представлены последовательные стадии одного цикла непрерывного периодического процесса. В капилляре непрерывно поддерживалось повышенное статиче-

ское давление, поэтому после растворения пузырька (см. рис. 4, д) и его смещения в канал капилляра процесс не прекращается. Мениск снова смещается к срезу капилляра и наблюдается начало нового цикла: образуется пузырек (см. рис. 4, а, б), обеспечивающий акустическую подкачку жидкости в капилляр (см. рис. 4, в, г), затем происходит растворение пузырька и вытекание жидкости. Таким образом, при непрерывном ультразвуковом воздействии и создании статического давления в капиллярной системе процесс закачки жидкости в капилляр носит периодический характер. Понятно, что такой периодический процесс, в принципе, может быть положен в основу работы ультразвукового докавитационного насоса.

ВЫВОДЫ

По результатам проведенных исследований могут быть сделаны следующие выводы.

1. Незначительная глубина смещения мениска в канал капилляра под действием звукокапиллярного давления в докавитационном режиме связана с чрезвычайно высоким ослаблением ультразвуковых колебаний на входе в капилляр, причем величина коэффициента ослабления практически не зависит от вязкости жидкости.
2. Колеблющийся в ультразвуковом поле пузырек, сформированный под срезом капилляра в воде, является вторичным источником ультразвуковых колебаний, концентрирующим энергию ультразвукового поля, и направляющим ее в капилляр. За время своего существования этот пузырек на порядок увеличивает глубину проникновения жидкости в канал капилляра.
3. Создание под срезом капилляра стационарного вторичного источника колебаний (в частности, нерастворимой газовой полости в сильновязкой жидкости или стационарного кавитационного облака) обеспечивает формирование стабильного потока жидкости в капилляре.
4. Процесс образования пузырька и заполнение капилляра жидкостью носят периодический характер, следовательно имеется реальная возможность организовать перекачку жидкости под действием акустических сил, не подвергая жидкость кавитационному воздействию.

1. Ультразвук. Маленькая энциклопедия.– М.: Сов. энцикл, 1979.– 400 с.
2. Розин Ю. П., Розина Е. Ю. О едином подходе при рассмотрении звукокапиллярного эффекта в докавитационном и кавитационном режимах // Укр. физ. ж.– 1985.– **30**, N 2.– С. 235–240.
3. Розин Ю. П. Экспериментальное исследование постоянных давлений, возникающих у мениска в капилляре в ультразвуковом поле.– Одесса: Дис. канд. физ.-мат. наук, 1968.– 196 с.
4. Прохоренко П. П., Дежкунов Н. В., Коновалов Г. Е. Ультразвуковой капиллярный эффект.– Минск: Наука и техника, 1981.– 136 с.
5. Кувшинов Г. И., Прохоренко П. П. Акустическая кавитация у твердых поверхностей.– Минск: Наука и техника, 1990.– 112 с.
6. Rozina E. Yu. The separation of charges in dielectric liquids near the capillary cut in ultrasonic field // Proc. Int. Conf. "Special problems in physics of liquids". Abstracts.– Odessa, 1999.– P. 118–119.
7. Луковський О. І., Тимоха О. М. Про акустичне транспортування рідини в трубі // Доповіді АН УРСР.– 1991.– N 9.– С. 82–84.
8. Руденко О. В., Сухоруков А. А. Нестационарное экартовское течение и перекачка жидкости в ультразвуковом поле // Акуст. ж.– 1998.– **44**, N 5.– С. 565–568.
9. Ouz H. N., Prosperetti A. The natural frequency of oscillation of gas bubbles in tubes // J. Acoust. Soc. Amer.– 1998.– **103**, N 6.– С. 3301–3308.
10. Chen X. M., Prosperetti A. Thermal processes in the oscillations of gas bubbles in tubes // J. Acoust. Soc. Amer.– 1998.– **104**, N 3.– С. 1389–1398.
11. Geng X., Yuan H., Ouz H. N., Prosperetti A. The oscillation of gas bubbles in tubes: Experimental results // J. Acoust. Soc. Amer.– 1999.– **106**, N 1.– P. 190–194.
12. Маргулис М. А. Основы звукохимии.– М.: Высшая школа, 1984.– 271 с.
13. Розин Ю. П., Розина Е. Ю., Тихонова В. С. О перемещении мениска в капилляре под действием ультразвука // Укр. физ. ж.– 1984.– **29**, N 10.– С. 1522–1525.
14. Розіна О. Ю., Розін Ю. П. Дослідження передкавітаційного режиму звукокапілярного ефекту та умов прискорення розчинення газів у рідині в ультразвуковому полі // Укр. фіз. ж.– 1995.– **40**, N 6.– С. 553–558.
15. Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука.– М.: Из-во Моск. ун-та, 1960.– 334 с.