

Выявление Оптимальных Режимов Ультразвукового Воздействия для Распыления Вязких Жидкостей Методом Математического Моделирования

[Владимир Н. Хмелёв](#), *Senior Member, IEEE*, [Роман Н. Голых](#), *Student Member, IEEE*,
[Андрей В. Шалунов](#), Анна В. Шалунова, [Дмитрий В. Генне](#)

ООО «Центр ультразвуковых технологий», Бийск, РФ

Бийский технологический институт (филиал) Алтайского государственного технического
университета им. И.И. Ползунова, Бийск, РФ

Аннотация – В статье исследуется процесс кавитационного низкочастотного (до 250 кГц) ультразвукового (УЗ) распыления вязких жидкостей в слое, с подведением акустической энергии в рабочей зоне через жидкость. Для выявления оптимальных режимов ультразвукового воздействия в зависимости от физических свойств распыляемой жидкости (вязкость, поверхностное натяжение и т. д.) предложена и разработана модель, описывающая поэтапное преобразование энергии механических колебаний ультразвуковой частоты в энергию капиллярных волн, обеспечивающих образование капель. Впервые предложено теоретическое объяснение существенной зависимости диаметра капель от амплитуды колебаний распылительной поверхности, основанное на изменении средней толщины гребней капиллярных волн в зависимости от их амплитуды за счёт возникновения нелинейных эффектов. Полученные результаты могут быть положены в основу проектирования специализированных УЗ распылителей жидкостей повышенной вязкости для формирования аэрозолей с заданной производительностью и дисперсными характеристиками.

Ключевые слова – Ультразвук, распыление, аэрозоль.

I. ВВЕДЕНИЕ

Распылители различных жидкостей составляют основу значительного количества технологических процессов в производствах, относящихся, в первую очередь, к высокотехнологичным секторам экономики [1].

К ним относятся: распылители, предназначенные для работы в составе установок спектрального анализа (для подачи золя в источник) в авиационном двигателе; строение, системы напыления фоторезистов в микроэлектронной промышленности, полирующих жидкостей в оптико-электронном приборостроении, устройства нанесения покрытий в производстве медицинской техники и имплантов, распылители жидкостей при производстве функциональных наноматериалов и др.

Среди множества различных распылителей, наиболее эффективными являются ультразвуковые (УЗ) рас-

пылители [1], обладающее уникальными преимуществами: низкой энергоёмкостью и высокой производительностью процесса; возможностью обеспечения мелкодисперсного и монодисперсного распыления; отсутствием необходимости использования распыляющего агента; возможностью распыления высоковязких жидкостей без добавления растворителей; возможностью распыления расплавов металлов; возможностью формирования высококачественных покрытий; наличием в каплях жидкости циркуляционных токов, способствующих ускорению процессов теплообмена и массопереноса на поверхности капли.

Многообразие приложений УЗ распылителей порождает необходимость в выявлении режимов их работы в соответствии с множеством критериев оптимальности, каждый из которых индивидуален для определенного процесса.

Например, при предварительном распылении жидкокапельного аэрозоля для коагуляции твёрдых частиц необходимо обеспечить максимальную дисперсию функции распределения частиц по размерам, поскольку полидисперсный аэрозоль коагулируется гораздо эффективнее монодисперсного, согласно ортокинетическому механизму взаимодействия частиц. Для нанесения равномерных покрытий необходимо обеспечить минимально возможный диаметр формируемых капель с минимально возможным его средне-квадратичным отклонением от среднего значения с требуемой производительностью.

Таким образом, при решении различных технологических задач возникает необходимость обеспечения УЗ распыления жидкости с максимальной эффективностью для данного процесса. При этом эффективность процесса определяется следующими основными характеристиками:

– дисперсным составом факела аэрозоля (средний диаметр капель и дисперсность аэрозоля);

– производительностью формирования аэрозоля с заданным факелом распыления.

Поскольку физические явления в тонком слое жидкости при УЗ распылении, возникающие и протекающие под действием УЗ колебаний, быстротечны и происходят на микроуровне, их прямое экспериментальное исследование для выявления оптимальных режимов воздействия затруднено. Однако существуют научные подходы, основанные на использовании математических моделей, позволяющие описать эти явления. Поэтому, наиболее целесообразным, на первом этапе исследований, является исследование методами математического моделирования физических явлений, возникающих под действием УЗ колебаний, с учетом их взаимного влияния и не исследованных ранее, влияющих факторов для выявления оптимальных параметров УЗ воздействия на тонкий слой жидкости.

II. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При УЗ воздействии на тонкие слои жидкости колебания излучающей поверхности ультразвукового преобразователя создают переменное звуковое давление в слое жидкости, которое при достижении определенных значений может приводить к образованию кавитационных полостей (пузырьков) в жидкости, в которых осуществляется запас энергии, сопровождающийся мгновенным её высвобождением при схлопывании пузырька.

Возникновение кавитации обуславливает появление ударных волн, которые при выполнении определенных условий (толщина слоя, вязкость и поверхностное натяжение жидкости, амплитуда УЗ воздействия) приводит, согласно наиболее распространенной на сегодняшний день кавитационно-волновой теории, впервые предложенной Богуславским и Экнадиосянцем [2] и впоследствии развитой Новицким [3], к образованию поверхностных явлений на границе на границе раздела жидкости с газовой средой – капиллярных волн

Капиллярные волны обеспечивают значительное увеличение свободной поверхности раздела жидкости с газовой средой, что может иметь важное прикладное значение, например, для интенсификации процессов абсорбции или теплопередачи. При достижении капиллярными волнами некоторой пороговой амплитуды происходит их распад на отдельные капли, что обеспечивает УЗ распыление жидкостей.

Попытка целостного рассмотрения процесса УЗ распыления, поэтапно описывающая процесс образования капель при ультразвуковом воздействии, впервые предложена в работе [4]. Однако она не позволяла определить дисперсные характеристики формируемого аэрозоля при влияющих параметрах, таких как частота и амплитуда колебаний, поверхностное натяжение и плотность распыляемой жидкости. Анализ множества работ современных отечественных и зарубежных исследователей показал, что в настоящее время отсутствует теоретическое объяснение зависимости диаметра формируемых капель от амплитуды колебаний при низкочастотном

распыления, а все известные модели образования капиллярных волн на поверхности жидкости не учитывают её вязкость. Кроме того, в настоящее время отсутствуют теоретические основы для определения характеристик факела распыления.

Поэтому для определения оптимальных режимов УЗ воздействия на тонкие пленки жидкости, обеспечивающих ее распыление с формированием капель с заданными дисперсными характеристиками и производительностью была разработана модель, описывающая процесс каплеобразования, состоящий из следующих этапов:

1. Определение давления во фронте ударной волны на свободной поверхности при схлопывании кавитационного пузырька на колеблющейся поверхности.
2. Определение профиля образующихся капиллярных волн.
3. Определение среднего диаметра формируемых капель.
4. Определение производительности распыления.
5. Определение скорости отрыва капель и высоты факела.

Для выявления этих зависимостей далее осуществляется поэтапное исследование процесса методом математического моделирования.

III. АНАЛИЗ РАЗВИТИЯ КАВИТАЦИИ В СЛОЕ РАСПЫЛЯЕМОЙ ЖИДКОСТИ

Определение звукового давления в слое распыляемой жидкости в зависимости от толщины этого слоя осуществляется на основании анализа системы линеаризованных уравнений Навье-Стокса в одномерном случае с принятием допущения об отсутствии интерференционных максимумов ближнего поля поверхности ультразвукового преобразователя.

Поскольку звуковое давление достигает наибольшей величины на поверхности преобразователя, практический интерес представляет развитие кавитации в слое, непосредственно граничащим с поверхностью ультразвукового излучателя [1]. Амплитуда звукового давления непосредственно на распыляющей поверхности, для случая тонких слоёв $kh \ll 1$:

$$|P(0)| = \rho_0 \omega^2 Ah \quad (1)$$

где $|P(0)|$ — амплитуда звукового давления вблизи поверхности рабочего инструмента, ρ_0 — равновесная плотность жидкости, ω — круговая частота акустических колебаний, A — амплитуда колебаний поверхности рабочего инструмента, h — толщина слоя жидкости.

Наиболее важным параметром кавитационной области является размер кавитационного пузырька в стадии его наибольшего расширения. С этим параметром непосредственно связаны остальные значимые параметры кавитационной области – скорость захлопывания и давление во фронте ударной волны, образующейся при захлопывании кавитационного пузырька.

Поскольку моделирование динамики совокупности нескольких кавитационных пузырьков сопряжено с ма-

тематическими трудностями, целесообразно рассмотреть модель процесса расширения и схлопывания одиночного кавитационного пузырька.

Динамика кавитационного пузырька описывается уравнением Кирквуда-Бете [5], т.е. дифференциальным уравнением относительно радиуса кавитационного пузырька как функции от времени при известном звуковом давлении (1):

$$R \left(1 - \frac{\dot{R}}{C} \right) \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\dot{R}}{3C} \right) \left(\frac{\partial R}{\partial t} \right)^2 = \left(1 + \frac{\dot{R}}{C} \right) H + \frac{R}{C} \left(1 - \frac{\dot{R}}{C} \right) \frac{\partial H}{\partial t}$$

где C — локальная скорость звука в жидкости, H — энтальпия жидкости, R — радиус пузырька.

Для определения величины амплитуды давления во фронте ударной волны, образующейся при захлопывании кавитационного пузырька и распространяющейся в жидкости, можно воспользоваться результатами исследования явления подводного взрыва, выполненного Коулум [3], на модели, представляющей взрыв как расширение сферы под действием заполняющего ее газа. Согласно теории подводного взрыва давления ударной волны при схлопывании кавитационного пузырька в тонких слоях жидкости на границе раздела «жидкость-воздух» составляет несколько десятков атмосфер.

Давление ударной волны позволяет определить профиль образуемых капиллярных волн.

IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ОБРАЗУЕМЫХ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН

Динамика жидкости при образовании капиллярных волн описывается известными уравнениями Навье-Стокса, связывающими поля скоростей и давлений жидкой среды:

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}, \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{u} \quad (3)$$

Граничные условия на свободной поверхности выглядят следующим образом:

а) динамическое условие для напряжений на свободной поверхности

$$-p \mathbf{n} + 2\mu \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) n_i \mathbf{e}_j = \sigma \frac{\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}}{\left(1 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \mathbf{n} \quad (4)$$

$$u_1 = v; u_2 = u; x_1 = x; x_2 = y$$

б) кинематическое условие для смещения свободной поверхности

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial \xi}{\partial x} v = u \quad (5)$$

в) условия на бесконечности (на достаточно большом расстоянии от свободной поверхности жидкости)

$$p|_{y=-\infty} = 0 \quad (6)$$

$$\mathbf{u}|_{y=-\infty} = 0 \quad (7)$$

Поскольку амплитуда капиллярной волны, доста-

точная для распыления, сопоставима с длиной волны, и составляет не менее 0,73 от её длины [5], будет происходить отклонение профиля капиллярной волны от синусоидальной формы за счёт нелинейных эффектов.

Ввиду нелинейного развития капиллярных волн, поверхностная волна при больших амплитудах будет состоять из суммы нескольких гармоник, каждая соответствующего порядка малости $\xi^{(n)}$ — n -ая гармоника смещения свободной поверхности, $p^{(n)}$ — n -ая гармоника давления жидкости, $\mathbf{u}^{(n)}$ — n -ая гармоника скорости жидкости, каждая гармоника будет иметь различную длину.

Граничные условия для первой гармоники выглядят следующим образом:

а) кинематическое условие

$$\frac{\partial \xi^{(1)}}{\partial t} = u^{(1)} \quad (8)$$

б) динамические условия

$$-p^{(1)} + 4\mu \frac{\partial u^{(1)}}{\partial y} = \sigma \frac{\partial^2 \xi^{(1)}}{\partial x^2} \quad (9)$$

$$\frac{\partial v^{(1)}}{\partial y} + \frac{\partial u^{(1)}}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

Линеаризованная система уравнений Навье-Стокса, связывающая поля скоростей и давления среды 1-го порядка выглядит следующим образом:

$$\operatorname{div} \mathbf{u}^{(1)} = 0 \quad (11)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}^{(1)}}{\partial t} = -\nabla p^{(1)} + \mu \Delta \mathbf{u}^{(1)} \quad (12)$$

Решение уравнения для скорости ищем в следующем виде

$$\mathbf{u}^{(1)} = \nabla \varphi^{(1)} + \mathbf{w}^{(1)}; \quad (13)$$

где $\varphi^{(1)}$ — потенциал скорости движения жидкости, $\mathbf{w}^{(1)}$ — соленоидальная составляющая скорости движения жидкости, $\mathbf{u}^{(1)}$ — скорость движения жидкости.

Потенциал скорости определяется следующим соотношением:

$$\varphi^{(1)} = -\frac{1}{\rho} \int p^{(1)} \partial t \quad (14)$$

С учётом уравнения неразрывности потенциал скорости удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\Delta \varphi^{(1)} = 0 \quad (15)$$

Из соотношений (14-15) и уравнений (11-12) следует, что соленоидальный вектор удовлетворяет следующей системе уравнений:

$$\operatorname{div} \mathbf{w}^{(1)} = 0 \quad (16)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{w}^{(1)}}{\partial t} = \mu \Delta \mathbf{w}^{(1)} \quad (17)$$

В предположении, что капиллярная волна имеет длину λ , введём следующее обозначение (18):

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad (18)$$

где k — волновое число капиллярной волны.

Решение уравнения Лапласа для потенциала скоро-

сти ищется в следующем виде (19):

$$\varphi^{(1)} = B e^{ky} e^{\pm ikx - i\omega t} \quad (19)$$

где B – константа, определяемая из граничных условий.

Решения системы уравнений (16-17) для соленоидального вектора ищем в следующем виде:

$$\mathbf{w}^{(1)} = \mathbf{W}_A^{(1)} e^{k\sqrt{1-i\frac{\rho\omega}{\mu k^2}}y} e^{\pm ikx - i\omega t} = \begin{pmatrix} W_{A1}^{(1)} \\ W_{A2}^{(1)} \end{pmatrix} e^{k\sqrt{1-i\frac{\rho\omega}{\mu k^2}}y} e^{\pm ikx - i\omega t}; \quad (20)$$

где $W_{A1}^{(1)}$, $W_{A2}^{(1)}$ – постоянные величины, которые связаны между собой через постоянный коэффициент.

Смещение свободной поверхности представимо в следующем виде:

$$\zeta^{(1)} = H^{(1)} e^{\pm ikx - i\omega t} \quad (21)$$

где $H^{(1)}$ – амплитуда первой гармоники капиллярной волны.

Возмущение давления жидкости выражается через потенциал скорости следующим образом (22):

$$p^{(1)} = -\rho \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial t} = i\omega \rho B e^{ky} e^{\pm ikx - i\omega t} \quad (22)$$

После подстановки выражений для соленоидальной и потенциальной составляющих вектора скорости (19-20), смещения свободной поверхности (21) и давления среды (22) в кинематическое и динамическое граничные условия (8-10), и выражения смещения амплитуды смещения свободной поверхности $H^{(1)}$ через постоянные величины B и C в итоге получается система уравнений, связывающая постоянные величины B , C и волновое число капиллярной волны (38, 39):

$$\omega^2 \rho B + 4i\omega \mu \left(k^2 B + k \sqrt{1 - i \frac{\rho \omega}{\mu k^2}} C \right) = \sigma k^2 (kB + C) \quad (23)$$

$$2ik^2 B + ik \left(1 - i \frac{\rho \omega}{\mu k^2} \right) C + ikC = 0 \quad (24)$$

Из системы уравнений (23-24) получается комплексное алгебраическое уравнение, позволяющее однозначно определить волновое число капиллярной волны:

$$\omega^2 \rho \left(1 - i \frac{\rho \omega}{2\mu k^2} \right) \frac{1}{k} - 4i\omega k \mu \left(-1 + i \frac{\rho \omega}{2\mu k^2} + \sqrt{1 - i \frac{\rho \omega}{\mu k^2}} \right) = -i\sigma \frac{\rho \omega}{2\mu} \quad (25)$$

Найденное волновое число k позволяет определить длину первой гармоники капиллярной волны.

Зависимости длины капиллярной волны от вязкости жидкости при различных частотах акустических колебаний представлены на рис. 1.

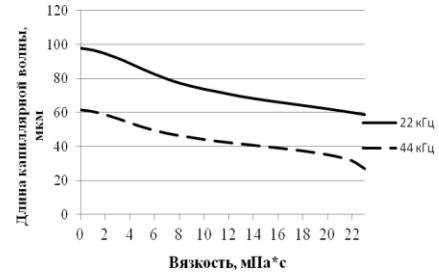


Рис. 1. Зависимости длины капиллярных волн от вязкости жидкости при различных частотах акустических колебаний

Таким образом, разработана модель позволяет определять длину капиллярной волны с учётом влияния вязкости, как при больших, так и при малых числах Рейнольдса.

Для определения амплитуды капиллярной волны, используется подход, основанный на использовании закона сохранения энергии.

При использовании закона сохранения энергии предполагается, что вся энергия ударной волны переходит в энергию капиллярной волны на поверхности жидкости.

Суммарная кинетическая энергия жидкости при образовании капиллярной волны определяется согласно следующему выражению:

$$E_k = \frac{\rho}{2} \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \int_0^0 v_0^2 r \cos^2(kr) e^{2kz} \partial z \partial r = \frac{\rho f^2 \lambda^3 A^2}{16\pi} \left(\frac{\pi^2}{2} - \frac{1}{4} \right) \quad (26)$$

где ρ – плотность жидкости, ω – круговая частота, A – амплитуда колебаний капиллярной волны, λ – длина капиллярной волны, k – волновое число капиллярной волны, v_0 – колебательная скорость жидкости.

На следующем этапе необходимо определить энергию ударной волны. Энергия ударной волны определяется скоростью движения жидкости, приобретаемой за время прохождения её фронта.

Скорость движения жидкости, приобретаемую за время действия ударной волны, можно оценить по формуле, исходя из выражения (27):

$$v = \frac{P_m h}{\rho r^2} \theta; \quad (27)$$

где P_m – давление ударной волны вблизи свободной поверхности, h – толщина слоя жидкости, r – расстояние, на котором вычисляется скорость движения жидкости, θ – время действия импульса ударной волны.

При вычислении скорости движения свободной поверхности на расстоянии, равном толщине слоя жидкости выражение преобразуется следующим образом:

$$v = \frac{P_m}{\rho h} \theta \quad (28)$$

Энергия ударной волны полностью переходит в энергию капиллярной волны и определяется согласно следующему выражению, означающему суммарную кинетическую энергию жидкости, в окрестности фронта ударной волны ($h, h+c\Theta$):

$$E_{уд} = 2\pi h^2 \int_h^{h+c\theta} \rho v^2 \partial r = 2\pi c \frac{P_m^2}{\rho} \theta^3 \quad (29)$$

где P_m – давление во фронте ударной волны, θ – время действия импульса давления ударной волны, c – скорость звука в жидкости.

Энергия ударной волны полностью переходит в энергию капиллярной волны:

$$E_k = E_{уд}$$

Исходя из этого получено следующее выражение для амплитуды капиллярной волны:

$$A = \frac{4\pi P_m \theta}{\rho f \lambda} \sqrt{\lambda \left(\frac{\pi^2}{4} - \frac{1}{8} \right)} \quad (30)$$

Проведённые предварительные расчёты показали, что величина амплитуды капиллярной волны (при амплитудах колебаний распылительной поверхности, применяемых на практике для распыления жидкостей [1]) превышает значения 100 мкм, которое является сопоставимым с её длиной.

При таких значительных амплитудах происходит отклонение профиля капиллярной волны от синусоидальной формы. Поскольку для дальнейшего анализа процесса каплеобразования необходимо получить информацию о реальном профиле капиллярной волны, далее производится рассмотрение нелинейных возмущений второго порядка смещения свободной поверхности, т.е. определяются вторые гармоники полей скоростей и давлений жидкости, а также смещения свободной поверхности.

Для определения величины второй гармоники капиллярной волны используются известные решения уравнений Навье-Стокса с динамическими граничными условиями для первой гармоники капиллярной волны:

Искомая система уравнений Навье-Стокса для возмущений второго порядка выглядит следующим образом:

$$\text{div } \mathbf{u}^{(2)} = 0 \quad (31)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}^{(2)}}{\partial t} + (\mathbf{u}^{(1)}, \nabla) \mathbf{u}^{(1)} \right) = -\nabla p^{(2)} + \mu \Delta \mathbf{u}^{(2)}; \quad (32)$$

Граничные условия для возмущений второго порядка выглядят следующим образом:

а) динамические условия для напряжений на свободной поверхности:

$$\rho^{(1)} \frac{\partial \xi^{(1)}}{\partial x} + 2\mu \left(\frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} + \frac{\partial u^{(2)}}{\partial x} - 2 \frac{\partial v^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \xi^{(1)}}{\partial x} \right) = \quad (33)$$

$$= -\sigma \frac{\partial^2 \xi^{(1)}}{\partial x^2} \frac{\partial \xi^{(1)}}{\partial x}$$

$$-p^{(2)} + 2\mu \left(2 \frac{\partial u^{(2)}}{\partial y} - \left(\frac{\partial v^{(1)}}{\partial y} + \frac{\partial u^{(1)}}{\partial x} \right) \frac{\partial \xi^{(1)}}{\partial x} \right) = \quad (34)$$

$$= \sigma \frac{\partial^2 \xi^{(2)}}{\partial x^2}$$

б) кинематическое условие для смещения свободной поверхности

$$\frac{\partial \xi^{(2)}}{\partial t} + \frac{\partial \xi^{(1)}}{\partial x} v^{(1)} = u^{(2)} \quad (35)$$

в) условия на бесконечности (на достаточно большом расстоянии от свободной поверхности жидкости)

$$p^{(2)} \Big|_{y=-\infty} = 0 \quad (36)$$

$$\mathbf{u}^{(2)} \Big|_{y=-\infty} = 0 \quad (37)$$

В этом случае решение системы уравнений Навье-Стокса для второй гармоники можно искать в следующем виде:

$$\mathbf{u}^{(2)} = \nabla \varphi_2 \quad (38)$$

После подстановки выражений для первых гармоник потенциала скорости и смещения свободной поверхности в граничные условия получаются следующие уравнения (49-51):

$$\frac{\partial \xi^{(2)}}{\partial t} (x, t) + k^2 AB \sin^2(kx) e^{-2i\omega t} = \quad (39)$$

$$= -k^2 AB \cos^2(kx) e^{-2i\omega t} + \frac{\partial \varphi_2}{\partial y} (x, 0, t)$$

$$\frac{\partial \xi^{(2)}}{\partial t} (r, t) + k^2 A B e^{-2i\omega t} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial y} (x, 0, t) \quad (40)$$

$$\frac{-i\omega k A B}{2} (1 + \cos(kr)) e^{-2i\omega t} + \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} (r, 0, t) = \frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial^2 \xi^{(2)}}{\partial x^2}; \quad (41)$$

где A – амплитуда первой гармоники смещения свободной поверхности, B – амплитуда первой гармоники потенциала скорости.

С учётом выражения (58) для функции f профиль капиллярной волны в итоге представим следующим соотношением:

$$\xi(x, t) \approx A \sin(\omega t) \left(\cos(kx) - \left(\frac{Ak}{3} \cos(2kx) + 2Ak \right) \cos(\omega t) \right) \quad (42)$$

Следующий этап рассмотрения модели заключается в определении диаметра аэрозольных капель на основании известного профиля капиллярной волны.

IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИАМЕТРА ФОРМИРУЕМЫХ КАПЕЛЬ

Найденный профиль капиллярной волны с учётом 2-й гармоники позволяет определить диаметр формируемых аэрозольных капель. Для этого, на основании найденного профиля капиллярной волны определяется средний диаметр по высоте $D_{кан.сп.}$ локального подъёма жидкости:

$$D_{кан.сп.} = 2 \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \left(\xi(x) - \xi\left(\frac{\lambda}{2}\right) \right) dx \quad (43)$$

$$\xi(0) - \xi\left(\frac{\lambda}{2}\right)$$

При вязкостях распыляемых жидкостей до 30 сПз и поверхностных натяжениях больше 0,03 Н/м, и радиусе струи больше 10 мкм число Рейнольдса $Re > 10$, поэтому диаметр капель можно считать только зависящим от средней толщины капиллярной волны и определять согласно следующему выражению [7]:

$$D = 1,89D_{\text{кап.ср.}} \quad (44)$$

Полученные зависимости диаметра капель от амплитуды колебаний для различных по вязкости жидкостей и при различных частотах акустического воздействия, представлены на рис. 2. Все зависимости получены при оптимальных толщинах слоя жидкости, т.е. при которых амплитуда капиллярных волн максимальна.

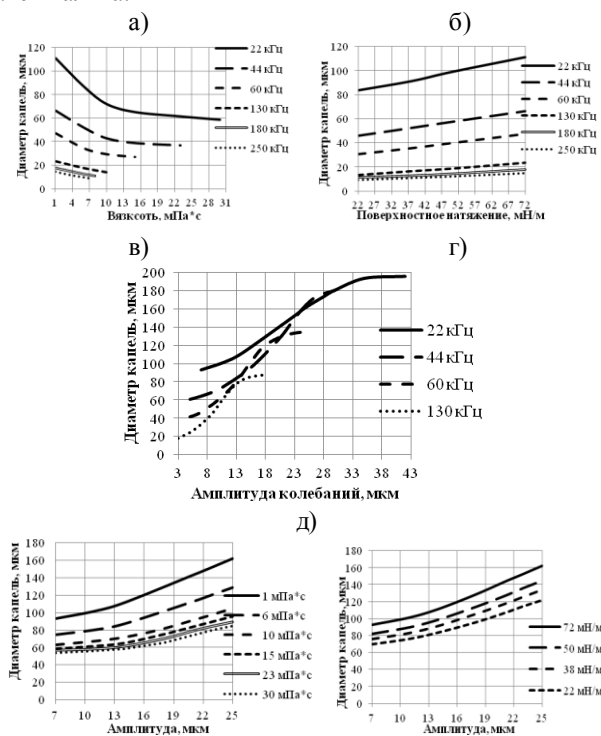


Рис. 2. Зависимости диаметра капель от различных влияющих факторов: амплитуда колебаний при различных вязкостях (а) и поверхностных натяжениях (б), от вязкости при различных частотах (в), от поверхностного натяжения при различных частотах (г), от амплитуды при различных частотах (д)

Из представленных зависимостей следует, что амплитуда колебаний распылительной поверхности существенным образом влияет на диаметр формируемых капель жидкости. Причем, чем меньше вязкость распыляемой жидкости, тем сильнее проявляется зависимость диаметра формируемых капель от амплитуды (до 1,4 раз при вязкости $1 \cdot 10^{-3}$ Па*с).

Наличие вязкости жидкости приводит к уменьшению диаметра формируемых капель. При этом наибольшее влияние проявляется до значений вязкости порядка $10 \dots 15 \cdot 10^{-3}$ Па*с, после чего уменьшение диаметра капель практически прекращается.

Установлена линейная, прямо пропорциональная зависимость диаметра формируемых капель от поверхностного натяжения жидкости, причем коэффициент пропорциональной уменьшается с ростом частоты.

Выявлено, что зависимость диаметра формируемых капель от амплитуды колебаний распылительной поверхности носит нелинейный характер. При этом скорость возрастания диаметра формируемых капель от амплитуды УЗ воздействия тем выше, чем больше частота УЗ колебаний. Полученная зависимость свидетельствует о перспективности применения исследуемого метода УЗ распыления жидкостей в области высоких частот и необходимости разработки новых конструкций высокочастотных УЗ колебательных систем для распыления жидкостей. Это позволит формировать аэрозоли со средним диаметров 10 мкм и менее.

В целом, полученные зависимости могут быть использованы для определения технических требований (частоты и амплитуды УЗ воздействия) к распылителям, обеспечивающим формирование аэрозоля с заданными характеристиками.

IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ РАСПЫЛЕНИЯ

На следующем этапе рассмотрения модели необходимо определить производительность распыления. Как было сказано в начале раздела, образование капель происходит из гребней капиллярной волны, которая образуется над захлопывающимся кавитационным пузырьком. При этом, за время, равное периоду ультразвуковых колебаний, над кавитационным пузырьком образуется одна капиллярная волна. С одной капиллярной волны может образовываться несколько капель, суммарный объём которых не превышает объём жидкости заключенной внутри гребня капиллярной волны. Точное количество жидкости, перешедшие в капли с одной капиллярной волны, учитывается путем введения коэффициента a :

$$V = a \frac{\lambda^2 A}{2\pi} \left(\frac{\pi^2}{2} - 2 \right) \quad (45)$$

где A – амплитуда капиллярной волны; λ – длина капиллярной волны; a – поправочный коэффициент, учитывающий долю объёма капиллярной волны, распадающейся на капли.

Амплитуда и длина капиллярной волны были определены на предыдущем этапе рассмотрения модели.

Удельная производительность (масса распылённой жидкости с поверхности единичной площади) определится по формуле:

$$\Pi = V f N_s = a \frac{\lambda^2 A}{2\pi} \left(\frac{\pi^2}{2} - 2 \right) f N_s; \quad (46)$$

где N_s – количество капиллярных волн на единице площади поверхности, которое принимается равным количеству кавитационных пузырьков, f – частота колебаний рабочего инструмента.

Объёмное содержание кавитационных пузырьков N_V составляет $15 \cdot 10^6$ см⁻³ [8] в режиме развитой кавитации, что определено экспериментально в большом технологическом объёме с учётом образования вторичных ядер кавитации при схлопывании пузырьков. Поскольку,

радиусы кавитационных пузырьков сравнимы с толщиной слоя жидкости, образование вторичных ядер можно не учитывать, т. е. объёмное содержание зародышей в 10^5 раз меньше, т.е. порядка 150 для воды в одном кубическом сантиметре. Таким образом, количество кавитационных пузырьков на одном сантиметре площади N_5 при толщинах слоя жидкости, применяемых для распыления (не более 2 мм) можно принять равным 20 [8].

Получены зависимости производительности распыления от толщины слоя жидкости (рис. 2), оптимальная толщина слоя жидкости (при которой производительность максимальна) совпадает с толщиной слоя, при которой амплитуда капиллярных волн максимальна, поскольку производительность линейно зависит от амплитуды волн.

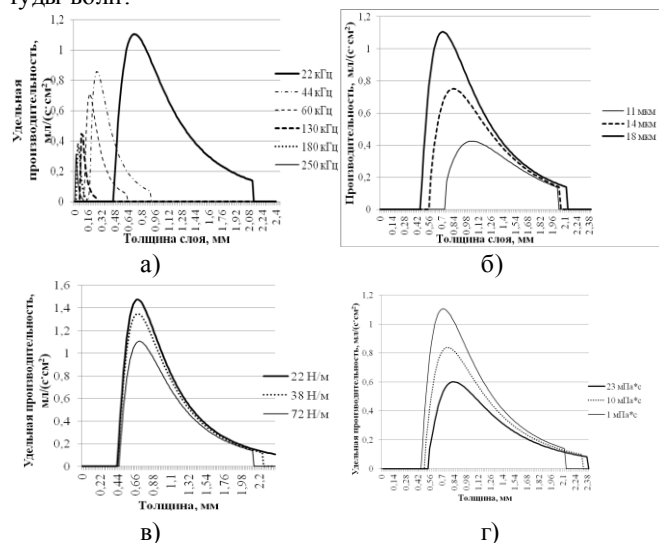


Рис. 2. Зависимости производительности распыления от толщины слоя жидкости при различных параметрах: частотах (а), амплитудах (б), поверхностных натяжениях (в), вязкостях (г)

Из зависимостей, представленных на рис. 2 следует, что наибольшее влияние на толщину слоя жидкости оказывает амплитуда и частота колебаний, а также вязкость жидкости. Поверхностное натяжение на толщину слоя практически не влияет. Все зависимости получены для значения коэффициента $a=1$.

Представленная на рис. 2а зависимость производительности распыления при различных частотах УЗ воздействия согласуется с известным фактом уменьшения значения производительности распыления с ростом частоты. Однако, даже на частотах порядка 250 кГц значение удельной производительности распыления достигает достаточных для практического использования значений ($\sim 0,3$ мл/с/см², т.е. увеличение частоты в 10 раз с 22 кГц до 250 кГц приводит к уменьшению удельной производительности распыления менее чем в 5 раз с 1,1 до 0,3 мл/с/см²). Это подтверждает необходимость разработки УЗ колебательных систем с рабочими частотами до 250 кГц для распыления жидкостей.

Описанные выше результаты теоретических исследований позволили определить оптимальные режимы УЗ воздействия, обеспечивающие формирование капель с заданными дисперсными характеристиками.

V. СКОРОСТЬ ОТРЫВА КАПЕЛЬ И ВЫСОТА ФАКЕЛА РАСПЫЛА

Для экспериментального определения зависимости оптимальной толщины слоя распыляемой жидкости (при которой обеспечивается максимальная производительность распыления) от параметров УЗ воздействия и свойств самой жидкости необходим параметр, обеспечивающий наибольшую простоту и наглядность измерения.

Таким параметром является высота формируемого факела, обеспечиваемая при распылении, направленном вертикально вверх. Ее измерение сопряжено с наименьшими практическими трудностями, и как будет показано далее, высота формируемого факела распыла и производительность распыления достигают максимального значения при одинаковых толщинах слоя распыляемой жидкости.

Основное влияние на высоту факела распыления оказывает скорость, приобретаемая каплями при отрыве от капиллярных волн. Поскольку кинетическая энергия жидкости в стадии максимального развития капиллярной волны переходит в энергию поверхностного натяжения, более удобным является использование следующего выражения для кинетической энергии капиллярной волны в момент отрыва капли:

$$E(t_0) = \int_0^{\frac{\lambda}{2}} 2\sigma\pi x \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{\lambda} A\right)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)} dx \cos^2(\omega t_0) \quad (47)$$

В результате преобразований было получено следующее выражение для скорости отрыва капли (48):

$$v = \sqrt{\frac{3\sigma\lambda A}{8D^3\rho} \cos\left(\omega\sqrt{\frac{\rho\lambda^3}{64\sigma}}\right)} \quad (48)$$

Для определения высоты факела используется 2-й закон Ньютона:

$$\frac{4}{3}\rho\pi r^3 \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{C_x \rho_e \pi r^2 u^2}{2} - \frac{4}{3}\rho\pi r^3 g, \quad (49)$$

где ρ – плотность жидкости капли, u – скорость движения жидкости, r – радиус капли, ρ_e – плотность воздуха, C_x – коэффициент обтекаемости, которые для сферы равен 0,3, g – ускорение свободного падения.

Зависимости высоты факела распыла от различных параметров представлены на рис. 3.

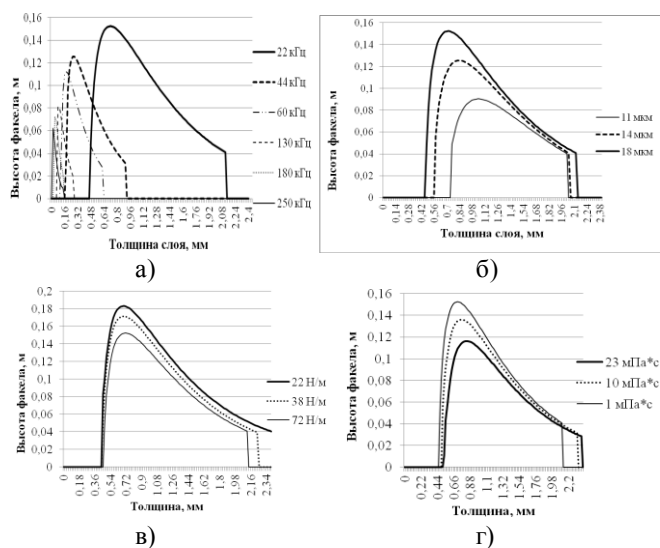


Рис. 3. Зависимости высоты факела распыла от толщины слоя жидкости при различных параметрах: частотах (а), амплитудах (б), поверхностных натяжениях (в), вязкостях (г)

Оптимальные толщины слоя жидкости совпадают с толщинами, при которых высота факела максимальна. Полученные значения высот факела соответствуют скоростям отрыва капель не более 3 м/с на 22 кГц, которая уменьшается до 1,1 м/с на частоте 130 кГц. Представленная модель может быть использована для определения характеристик формируемого факела в целом.

VI. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложено комплексное математическое описание процессов, происходящих при формировании и распространении УЗ колебаний в тонких жидкостных пленках на границе раздела с газовой средой.

Разработанное математическое описание процесса кавитационного ультразвукового распыления жидкости в тонком слое впервые позволило определять значения производительности распыления и размер формируемых капель при изменении свойств жидкости и параметров ультразвукового воздействия.

Впервые представлено теоретическое обоснование зависимости диаметра формируемых капель распыляемой жидкости от амплитуды колебаний и вязкости жидкости, а также получены зависимости значения производительности распыления от толщины этого слоя при различных параметрах УЗ воздействия для различных по свойствам жидкостей.

Выявленные режимы воздействия позволяют осуществлять проектирование специализированных УЗ распылителей для формирования аэрозоля с заданными дисперсными характеристиками и производительностью. Полученные теоретические результаты позволили сформулировать ряд практических рекомендаций по проектированию УЗ распылителей:

1) Для обеспечения возможности регулирования диаметра капель достаточно выбрать единую рабочую частоту УЗ преобразователя, а изменять только его амплитуду (например, на 22 кГц возможно варьировать диаметр капель в пределах 90-180 мкм, на 44 кГц – 60-120 мкм, на 130 кГц – 20-50 мкм). Это избавит от необходимости проектирования многочастотных рабочих инструментов, поскольку распыление возможно только при работе преобразователя на его собственной резонансной частоте.

2) Для получения аэрозолей с высоким разбросом капель по размерам (СКО) необходимо выбирать более высокую частоту колебаний на высоких амплитудах, поскольку известно, что дисперсность с ростом частоты возрастает, а теория показывает возможность получения одного и того же среднего диаметра капель на разных частотах при достаточно высоких амплитудах.

3) При разработке системы автоматического установления и поддержания толщины слоя распыливаемой жидкости, допустимо не учитывать поверхностное натяжение жидкости, а только её вязкость, что значительно упростит задачу проектирования.

4) Для распыления более вязких жидкостей необходимо выбирать пониженную частоту или повышенную амплитуду колебаний для получения заданного среднего диаметра капель.

5) Для экспериментального определения оптимальной толщины слоя, при которой производительность максимальна, допустимо измерять только высоту факела, что необходимо для разработки систем автоматического поддержания оптимальной толщины.

6) Для мелкодисперсного распыления целесообразно разрабатывать высокочастотные колебательные системы (до 250 кГц), поскольку в диапазоне частот 130-250 кГц производительность практически не меняется, при этом диаметр капель существенно уменьшается.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № МК-369.2011.8 «Разработка и исследование мелкодисперсных распылителей вязких жидкостей на основе новых физических принципов многократного поверхностного и высокочастотного ультразвукового воздействия».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Хмельёв В.Н, Шалунов А.В., Шалунова К.В. Ультразвуковое распыление жидкостей. – Барнаул: АлтГТУ, 2010. – 272 р. (in Russian)
- [2] Розенберг Л.Д. Физика и техника мощного ультразвука. – Т. 3. Физические основы ультразвуковой технологии [Текст] – М.: Наука, 1970. – 688 с.
- [3] Новицкий, Б.Г. Применение акустических колебаний в химико-технологических процессах [Текст] / Б.Г. Новицкий. – М.: Химия, 1983. – 192 с.
- [4] V.N. Khmelev, A.V. Shalunov, E.S. Smerdina. The cavitation spraying of the viscous liquids // International Conference and Seminar on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices. EDM2006: Conference Proceedings. - Novosibirsk: NSTU, 2006. pp.269-273.

- [5] Келринский, В.К. Гидродинамика взрыва. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. – 435 с.
- [6] Goodridge C. L., Tao Shi W., Hentschel H. G. E., Lathrop D.P. Viscous effects in droplet-ejecting capillary waves // Physical review, 1997, vol. 6, number 1, pp. 472-475.
- [7] Rayleigh J. W. S., Lindsay R.B. The theory of sound, Volume One. – Britain: MacMillan, 1894. – 500 p.
- [8] Розенберг Л.Д. Мощные ультразвуковые поля. – М: Наука, 1968. – 265 с.



Владимир Н. Хмелев (SM'04) – заместитель директора по научной работе Бийского технологического института, профессор, доктор технических наук, заслуженный изобретатель РФ, лауреат премии Правительства в области науки и техники, IEEE member с 2000, IEEE Senior Member с 2004. Область научных интересов - применение ультразвука для интенсификации различных технологических процессов. Биография опубликована в 7-ой и 10-й редакции сборника «Marquis How's How in Science and Engineering».



Роман Н. Голых (S'10) – студент Бийского технологического института, член IEEE с 2010 г. Область научных интересов: ультразвуковые технологии аппараты, математическое моделирование технологических процессов под воздействием ультразвуковых колебаний в различных средах.



Андрей В. Шалунов закончил Бийский технологический институт в 2003 г., в 2006 году защитил кандидатскую диссертацию. Является ведущим специалистом по построению интерфейсных для ультразвуковых технологических аппаратов, доцент и преподаватель Бийского технологического института, лауреат премии Правительства РФ в области науки и техники. Область научных интересов - разработки ультразвукового технологического оборудования, применение ультразвуковых колебаний высокой интенсивности для интенсификации технологических процессов и изменения свойств веществ и материалов.



Анна В. Шалунова (S'09) закончила Бийский технологический институт в 2008 г. по специальности "Информационно-измерительная техника и технологии". Область научных интересов - исследование процессов и создания аппаратов для ультразвукового распыления жидких сред.