

В. Н. Хмелёв, А. В. Шалунов, Р. Н. Голых, А. В. Шалунова

*Бийский технологический институт АлтГТУ, Россия, 659305, Алтайский край,  
г. Бийск, ул. Трофимова, 27, e-mail: [vnh@bti.secna.ru](mailto:vnh@bti.secna.ru)*

## Выявление оптимальных режимов и условий ультразвукового воздействия для распыления вязких жидкостей

*Получена 09.09.2011, опубликована 27.09.2011*

В статье исследуется процесс кавитационного низкочастотного (до 130 кГц) ультразвукового (УЗ) распыления вязких жидкостей в слое с подведением акустической энергии в рабочей зоне через жидкость. Для выявления оптимальных режимов (частота и амплитуда колебаний) и условий (толщина слоя распыляемой жидкости) 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. Полученные результаты могут быть положены в основу проектирования специализированных УЗ распылителей жидкостей повышенной вязкости.

Ключевые слова: ультразвук, распыление, аэрозоль, вязкость.

### ВВЕДЕНИЕ

Распыление различных жидкостей и напыление покрытий является основой значительного количества технологических процессов в производствах, относящихся, в первую очередь, к высокотехнологичным секторам экономики. Сюда относятся: распылители, предназначенные для работы в составе установок спектрального анализа (для подачи золя в источник) в авиационном двигателестроении, напыления фоторезистов в микроэлектронной промышленности, полирующих жидкостей в оптико-электронном приборостроении, нанесения покрытий в производстве медицинской техники и имплантов, распыление жидкостей при производстве функциональных наноматериалов и многое другое.

Среди множества различных способов наиболее эффективным является УЗ распыление [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; высоким качеством и равномерностью формируемых покрытий; наличием в

каплях жидкости циркуляционных токов, способствующих ускорению процессов теплообмена и массопереноса на поверхности капли.

Для обеспечения максимальной эффективности процесса необходимо понимание механизмов УЗ распыления.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ

На сегодняшний день наиболее распространенной теорией, описывающей механизм ультразвукового распыления жидкостей, является теория кавитационно-волнового распыления жидкостей, предложенная Богуславским [2] и Экнадиосянцем [3] и, впоследствии, развитая Новицким [4]. Эта теория основана на предположении, что распыление осуществляется путем отрыва капелек жидкости с гребней стоячих капиллярных волн, параметрически возбуждаемых на поверхности раздела сред жидкость-воздух вследствие возмущения поверхности жидкости колеблющейся поверхностью излучателя.

Исходя из этого, в ультразвуковом способе распыления жидкостей энергия претерпевает несколько стадий преобразования:

- колебания излучающей поверхности ультразвукового преобразователя создают звуковое давление в распыляемом слое жидкости;
- звуковое давление обуславливает образование кавитационных полостей (пузырьков) в жидкости, и осуществляется запас энергии в кавитационном пузырьке, вызывая его расширение;
- при захлопывании кавитационного пузырька, запасенная в пузырьке энергия преобразуется в энергию ударной волны;
- энергия ударной волны расходуется на образование на поверхности жидкости капиллярной волны;
- энергия капиллярной волны расходуется на увеличение свободной поверхности жидкости, т.е. на образование капель жидкости, вызывающее ее распыление.

Толщина слоя жидкости, покрывающего колеблющуюся поверхность, является конечной величиной и не может превышать половину длины ультразвуковой волны в жидкости, при которой распыление прекращается [1]. Внутри интервала толщины слоя, изменяемого от нуля до половины длины волны существует более тонкая и пока еще не объяснимая зависимость производительности распыления от толщины слоя, поскольку известно, например, что при очень тонких слоях жидкости распыление прекращается [1–3].

Таким образом, одним из основных параметров, влияющих на интенсивность процесса УЗ распыления, является толщина слоя жидкости на колеблющейся поверхности. Для каждой жидкости существует свой, отличный от других диапазон толщин слоя жидкости, при которых происходит распыление. Внутри этого диапазона существует вполне определенная толщина слоя жидкости, при которой интенсивность процесса распыления будет максимальна.

В настоящее время при создании практических конструкций распылителей оптимальная толщина распыливаемого слоя для каждой жидкости определяется путем

многократных экспериментов, поскольку теоретические основы для определения этой «эффективной» толщины отсутствуют.

В статье представлена предложенная и разработанная модель, поэтапно описывающая процесс каплеобразования, позволяющая определить оптимальную «эффективную» толщину слоя жидкости и средний диаметр капель в зависимости от физических свойств распыляемой жидкости (вязкость, плотность и поверхностное натяжение) и параметров акустического воздействия (частоты и амплитуды колебаний поверхности рабочего инструмента).

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА УЛЬТРАЗВУКОВОГО РАСПЫЛЕНИЯ ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ В СЛОЕ

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 практический интерес представляет развитие кавитации в слое, непосредственно граничащем с поверхностью ультразвукового преобразователя [1], то было получено выражение для амплитуды звукового давления непосредственно на поверхности рабочего инструмента:

$$|P(0)| = \rho_0 \omega^2 A h, \quad (1)$$

где  $|P(0)|$  — амплитуда звукового давления вблизи поверхности рабочего инструмента,  $\rho_0$  — равновесная плотность жидкости,  $\omega$  — круговая частота акустических колебаний,  $A$  — амплитуда колебаний поверхности рабочего инструмента,  $h$  — толщина слоя жидкости.

Полученное выражение (1) используется в дальнейшем для анализа развития кавитации в слое распыляемой жидкости и определения давления во фронте ударной волны при схлопывании кавитационного пузырька на следующих этапах рассмотрения модели.

Динамика кавитационного пузырька описывается уравнением Кирквуда-Бете [5], т.е. дифференциальным уравнением относительно радиуса кавитационного пузырька как функции от времени (2):

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

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

Энтальпия жидкости определяется с учётом полученного выражения для амплитуды звукового давления и того, что давление и плотность жидкости связаны между собой уравнением состояния Тэта [5]:

$$H = \frac{n}{n-1} \frac{(p_0 + B)^{\frac{1}{n}}}{\rho_0} \left[ (p_0 - \rho_0 \omega^2 A h \sin(\omega t) + B)^{\frac{n-1}{n}} - \left( p_{zo} \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu}{R} \frac{\partial R}{\partial t} + P_n + B \right)^{\frac{n-1}{n}} \right], \quad (3)$$

где  $n$ ,  $B$  — параметры уравнения состояния жидкости Тэта,  $p_0$  — равновесное давление жидкости,  $p_{zo}$  — равновесное давление газа,  $R_0$  — радиус кавитационного зародыша,  $R$  — текущий радиус кавитационного пузырька,  $\mu$  — динамическая вязкость жидкости,  $P_n$  — давление насыщенных паров жидкости,  $\sigma$  — поверхностное натяжение жидкости.

Численный анализ уравнения Кирквуда-Бете позволяет определить минимальный радиус кавитационного пузырька  $R_{ch}$  и показывает, что при его схлопывании образуется короткий импульс высокого давления длительностью 2...10 нс, при этом происходит распространение ударной волны из центра кавитационного пузырька до свободной поверхности «распыляемая жидкость-воздух».

Для определения величины и длительности импульсного нагружения жидкости, вызывающего увеличение («подкачку») амплитуды капиллярных волн, была предложена следующая модель.

В безграничной идеальной жидкости расположен сферически симметричный взрывающийся заряд радиуса  $R_{ch}$ . Рассматривается изоэнтропическое потенциальное движение жидкости с уравнением состояния Тэта. Начальные условия для продуктов детонации и на границе газовой полости со стороны жидкости определяются из условия распада произвольного разрыва (5). Принимается допущение о мгновенной детонации при постоянном объёме (в момент схлопывания). Процесс предполагается адиабатическим с показателем адиабаты для продуктов взрыва  $\gamma$  (газа внутри пузырька).

При определении поведения границы пренебрегаем внутренними отражениями волн разрежения, распространяющихся в продуктах взрыва после распада.

Задача рассматривается в так называемом «пиковом» приближении [5]. Это означает, что, во-первых, определение параметров ударной волны производится только в области, близкой к фронту. Во-вторых, на границе полости изменение давления  $p(R)$  и энтальпии  $H$  приближенно описывается экспоненциальным законом:

$$H(t) = \int_{p_\infty}^{p(R)} \frac{\partial p}{\rho(p)} = H(0) e^{-\frac{t}{\theta}}, \quad (4)$$

где  $p_\infty$  — давление на больших расстояниях от границы кавитационного пузырька,  $\theta$  — постоянная спада экспоненты, которая определяется из условия равенства на контактной поверхности полных производных от давления и скорости по обе стороны границы:

$$\begin{cases} \frac{dp}{dt} = \frac{dp_g}{dt}, \\ \frac{du}{dt} = \frac{du_g}{dt}, \end{cases} \quad (5)$$

где отсутствие индекса  $g$  соответствует параметрам жидкой среды вблизи поверхности кавитационной полости (скорость и давление  $u$  и  $p$  соответственно), а наличие индекса  $g$  — параметрам продуктов взрыва (газа внутри кавитационного пузырька).

Постоянная спада экспоненты  $\Theta$  представляется следующим выражением:

$$\theta = - \frac{R_{ch} (\rho^0 c^0 + \rho_g^0 c_g^0) H^0}{\rho_g^0 c_g^0 \left( \frac{1}{c_g^0 + u^0} \left[ (c_g^0 - u^0) \left( H_g^0 + \frac{u^{02}}{2} \right) - 2c_g^0 u^{02} \right] - \frac{1}{c^0 - u^0} \left[ (c^0 + u^0) \left( H^0 + \frac{u^{02}}{2} \right) - 2c^0 u^{02} \right] \right)}, \quad (6)$$

где  $H^0$  — энтальпия жидкости,  $H_g^0$  — энтальпия газа,  $c^0$  — локальная скорость звука жидкости,  $c_g^0$  — локальная скорость звука газа,  $\rho^0$  — плотность жидкости,  $\rho_g^0$  — плотность газа,  $u^0$  — скорость движения стенки пузырька, верхний индекс 0 означает использование значений данных величин в момент схлопывания кавитационного пузырька.

Введём функцию расстояния  $r$  от центра кавитационной полости (7):

$$G(r) = r \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (7)$$

где  $r$  — расстояние от центра кавитационной полости,  $\varphi$  — потенциал скорости жидкости.

При этом значение функции  $G$  на границе кавитационного пузырька равно:

$$G(R) = R \left( H(R) + \frac{\dot{R}^2}{2} \right). \quad (8)$$

Функция  $G$  является инвариантной вдоль характеристики

$$\frac{\partial G}{\partial t} + (C + v) \frac{\partial G}{\partial r} = 0, \quad (9)$$

где  $C$  — локальная скорость звука в жидкости,  $v$  — радиальная скорость движения жидкости.

Расчёт давления ударной волны вблизи свободной границы проводится по следующему алгоритму:

1) Задается координата  $r=h$  точки в пространстве на расстоянии от центра пузырька, примерно соответствующем толщине слоя жидкости  $h$ ;

2) С использованием подстановки выражения (4) для энтальпии  $H$  в уравнение Кирквуда-Бете (2) для каждого момента времени находятся значения  $R$  и  $G(R)$ .

3) Далее определяется время задержки с помощью интеграла:

$$t_{del} = \int_{R(t)}^h \frac{dr}{c + \sigma} = \int_{R(t)}^h \frac{dr}{c_0 (1 + 2\beta\sigma)}, \quad (10)$$

где  $c_0$  — равновесная скорость звука в жидкости,  $\sigma$  — функция Римана,  $\beta = \frac{n+1}{4}$ .

Для преобразования интеграла используется соотношение (11), полученное из свойства инвариантности функции  $G$  (8):

$$\sigma(1 + \beta\sigma)dr + r(1 + \beta\sigma)d\sigma + r\beta\sigma d\sigma = 0. \quad (11)$$

Из уравнения можно выразить  $dr$  (12)

$$dr = -\frac{r}{\sigma} \frac{1 + 2\beta\sigma}{1 + \beta\sigma} d\sigma. \quad (12)$$

При этом интеграл (10) приводится к промежуточному виду (13):

$$t_{del} = -\int_{R(t)}^h \frac{rd\sigma}{\sigma c_0 (1 + \beta\sigma)}. \quad (13)$$

Интеграл (13) позволяет определить спектр времён задержек  $t_{del}$ , соответствующий спектру значений  $R$  и  $G(R)$  и соответственно спектр  $t_r = t + t_{del}$  времён прихода в точку с координатой  $r$  возмущений, которые в различные времена  $t$  «возникали» на поверхности полости в процессе её расширения и пробегали расстояние  $R-r$  за  $t_{del}$  со скоростями  $c + \sigma$ .

4) На основании представления скорости движения жидкости в виде функции Римана [5] получено выражение (14), позволяющее определить на поверхности жидкости зависимость давления ударной волны на поверхности пузырька во времени  $p(t_r)$ :

$$\frac{p(t_r) + B}{p_0 + B} = \left( 1 + \frac{n-1}{n-1} \left[ \sqrt{1 + \frac{4\beta G(R(t_r))}{c_0}} - 1 \right] \right)^{\frac{2n}{n-1}}. \quad (14)$$

Амплитудное значение давления ударной волны  $p_m$  определяется следующим образом (15):

$$p_m = \max_{t_r \in [0; \infty]} |p(t_r)|. \quad (15)$$

На рис. 1–4 представлен ряд зависимостей, позволяющих оценить характер влияния амплитуды колебаний распыляющей поверхности (рис. 1) и физических свойств распыляемой жидкости (плотности (рис. 2), вязкости (рис. 3) и поверхностного натяжения (рис. 4)) на зависимость давления ударной волны от толщины слоя.

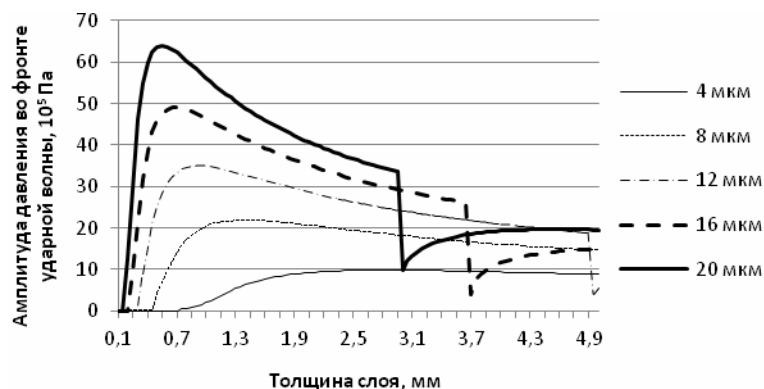


Рис. 1. Зависимости амплитуды давления ударной волны от толщины слоя жидкости при различных амплитудах колебаний (частота – 44 кГц, плотность –  $1000 \text{ кг/м}^3$ , вязкость – 1 сПз, поверхностное натяжение 0,072 Н/м)

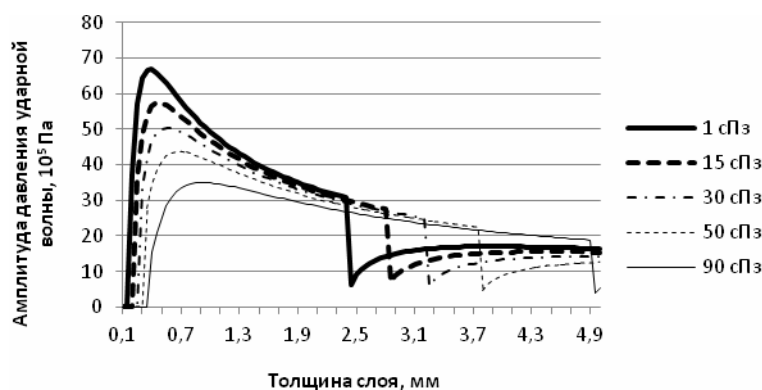


Рис. 2. Зависимости амплитуды давления ударной волны от толщины слоя жидкости при различных вязкостях распыляемой жидкости (частота – 44 кГц, амплитуда – 12 мкм, плотность –  $1000 \text{ кг/м}^3$ , поверхностное натяжение 0,072 Н/м)

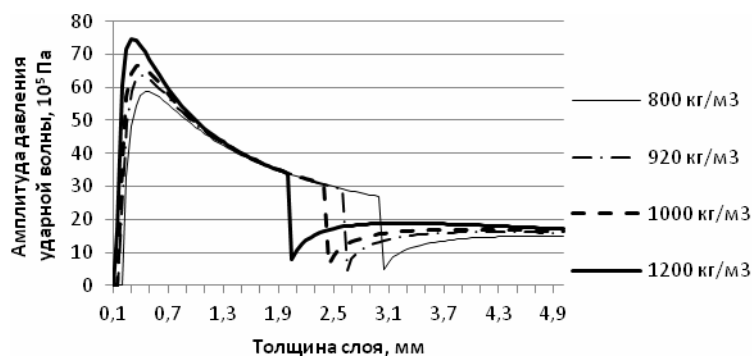


Рис. 3. Зависимости амплитуды давления ударной волны от толщины слоя жидкости при различных плотностях распыляемой жидкости (частота – 44 кГц, амплитуда – 12 мкм, вязкость – 1 сПз, поверхностное натяжение 0,072 Н/м)

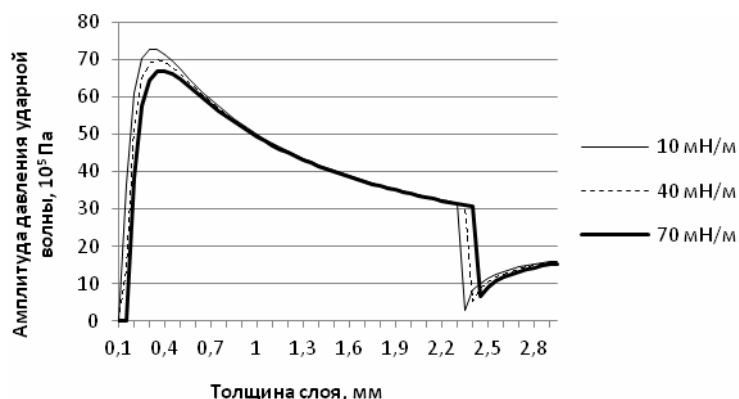


Рис. 4. Зависимости амплитуды давления ударной волны от толщины слоя жидкости при различных поверхностных натяжениях распыляемой жидкости (частота – 44 кГц, амплитуда – 12 мкм, вязкость – 1 сПз, плотность – 1000 кг/м<sup>3</sup>)

Зависимости, представленные на рис. 1–4, позволяют установить, что в широком диапазоне амплитуд ультразвукового воздействия и физических свойств распыляемой жидкости существует оптимальная толщина слоя, при которой амплитуда давления ударной волны будет максимальной. При этом рост вязкости приводит к увеличению оптимальной толщины слоя жидкости, а увеличение амплитуды колебаний — к уменьшению оптимальной толщины слоя. Варьирование плотности жидкости при прочих равных условиях оказывает слабое влияние на оптимальную толщину слоя. Установлена слабая зависимость амплитуды давления ударной волны от поверхностного натяжения (рис. 4). Так уменьшение поверхностного натяжения в 7 раз приводит к увеличению максимальной амплитуды давления ударной волны (при оптимальной толщине слоя) на 10...12 %. Резкое уменьшение давления ударной волны, начиная с определённой толщины слоя, объясняется достижением такой величины звукового давления, при которой расширение и схлопывание кавитационного пузырька начинает происходить более, чем за 1 период акустических колебаний.

На следующем этапе анализа рассматриваемой модели были определены размеры (диаметр) формируемых аэрозольных капель с целью дальнейшего определения производительности распыления.

Диаметр аэрозольных капель напрямую зависит от длины образуемых капиллярных волн, для определения которой осуществлено моделирование динамики свободной поверхности распыляемой жидкости при схлопывании кавитационного пузырька.

Для определения параметров капиллярных волн рассматривается поле движения идеальной несжимаемой жидкости, ограниченной свободной поверхностью и поверхностью газовой полости. Для идеальной несжимаемой жидкости следует считать справедливым потенциальность поля скоростей рассматриваемой жидкой среды в силу отсутствия потерь на вихревые токи, обусловленных вязкостью жидкости. Ввиду указанного предположения скорость движения жидкости в каждой точке представляет



собой градиент потенциала  $\nabla\varphi(\mathbf{r})$ . Потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа (16), вытекающему из уравнения неразрывности:

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}) = 0. \quad (16)$$

Кинематическое граничное условие, определяющее движение свободной поверхности, представлено уравнением движения заданной точки границы области жидкой среды:

$$\frac{D\mathbf{r}}{Dt} = \nabla\varphi(\mathbf{r}), \quad (17)$$

где  $\mathbf{r}$  — радиус вектор точки поверхности.

Поле обтекания жидкости подчиняется закону сохранения импульса в дифференциальной форме (18) с подставленным значением скорости движения жидкой среды  $\vec{u} = \nabla\varphi(\mathbf{r})$ :

$$\rho\left(\frac{\partial}{\partial t}(\nabla\varphi(\mathbf{r})) + (\nabla\varphi(\mathbf{r}), \nabla)\varphi(\mathbf{r})\right) = -\nabla p. \quad (18)$$

Потенциал скорости движения распыляемой жидкости складывается из двух составляющих  $\varphi = \varphi_a + \varphi_c$ , где  $\varphi_a$  — потенциал, обусловленный акустическим давлением в отсутствии капиллярных волн,  $\varphi_c$  — возмущение потенциала скорости, обусловленное наличием капиллярных волн.

Ввиду линейности уравнения Лапласа и граничных условий на свободной поверхности следует считать справедливым, что возмущение потенциала скорости  $\varphi_c$  удовлетворяет уравнению Лапласа с граничными условиями на свободной поверхности ( $z = 0$ ) и на достаточно большой глубине слоя жидкости ( $z = \infty$ ):

$$\Delta\varphi_c = 0, \quad (19)$$

$$\rho\frac{\partial}{\partial t}(\nabla\varphi_c(\mathbf{r})) = -\nabla p, \quad (20)$$

$$-p_c\vec{n}\Big|_{z=0} + 2\mu\sum_{i=1}^3\sum_{j=1}^3D_{ij}n_j\vec{e}_i\Big|_{z=0} = 2\sigma K\vec{n}\Big|_{z=0}, \quad (21)$$

$$\varphi_c\Big|_{z=\infty} = 0, \quad (22)$$

$$\frac{D\mathbf{r}}{Dt} = \nabla\varphi(\mathbf{r}), \quad (23)$$

где  $D_{ij}$  — компоненты тензора вязких напряжений,  $n_i$  — компоненты вектора нормали к поверхности,  $K$  — средняя кривизна поверхности в заданной точке.

Уравнение Лапласа для возмущения потенциала скорости с граничными условиями позволяет определить длину капиллярных волн жидкости. Далее с учётом цилиндрической симметрии задачи из системы уравнений (19–20) с граничными условиями (21–23) получено уравнение для смещения свободной поверхности. Это уравнение после приведения к безразмерному виду полностью совпадает с уравнением Бесселя 0-го порядка. Установлено, что длина капиллярных волн главным образом зависит от частоты колебаний, поверхностного натяжения и вязкости распыляемой жидкости.

Длина капиллярных волн увеличивается с ростом поверхностного натяжения жидкости и уменьшается с ростом частоты. Увеличение вязкости приводит к дополнительному уменьшению длины капиллярных волн. При этом существует пороговая вязкость, при которой длина капиллярной волны достигает некоторого конечного значения, при превышении которого силы вязких напряжений полностью компенсируют силы поверхностного натяжения, и образование капиллярных волн не происходит. Указанный факт проиллюстрирован зависимостями длин капиллярных волн от вязкости жидкости при различных частотах акустических колебаний (рис. 5).

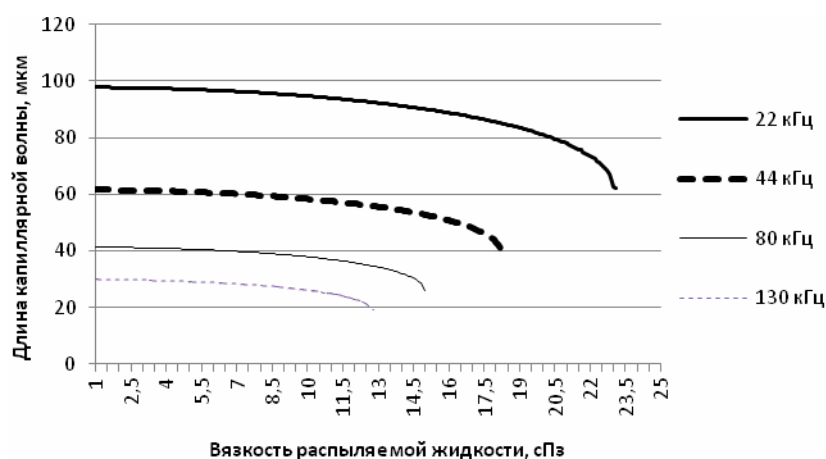


Рис. 5. Зависимость длины капиллярной волны от вязкости жидкости при различных частотах акустических колебаний

Пороговая вязкость, при которой распыление прекращается, не превышает 23,5 сПз (на частоте 22 кГц). Однако многочисленные экспериментальные результаты свидетельствуют о возможности о распыления жидкостей с вязкостью до 90 сПз [1]. Это противоречие может быть объяснено результатами экспериментов по ультразвуковому кавитационному воздействию на вязкие жидкие среды, представленными в работе [6] и позволяющими сделать вывод о том, что кавитация может приводить к снижению вязкости жидкости до 10 раз. По всей видимости, при распылении происходит уменьшение вязкости за счёт мощных кратковременных гидравлических ударов кавитационных пузырьков и за счёт некоторого повышения температуры распыляемой жидкости в зоне, непосредственно граничащей с поверхностью рабочего инструмента, в которой присутствует наиболее развитая кавитация во всей толщине слоя жидкости.

Диаметр капле определяется согласно [2] и в режиме больших амплитуд капиллярных волн составляет примерно половину от длины капиллярной волны. С помощью модели установлено, что основное влияние на диаметр капле оказывают поверхностное натяжение, частота колебаний и вязкость распыляемой жидкости. На рис. 6–7 представлены зависимости наиболее часто встречающегося диаметра формируемых капле от частоты при различных вязкостях (рис. 6) и поверхностных натяжениях (рис. 7) жидкости.

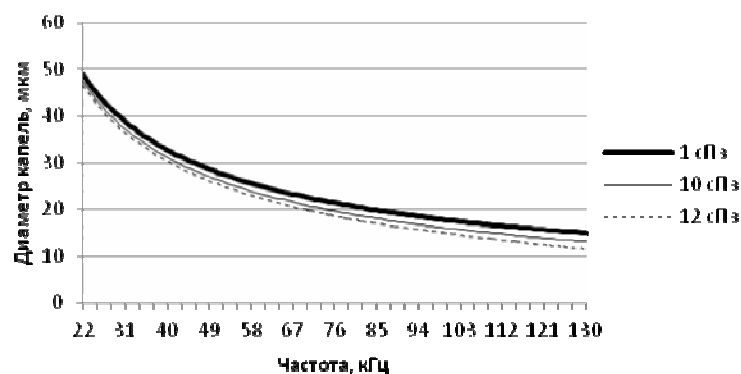


Рис. 6. Зависимости диаметра капле от частоты при различных вязкостях жидкости

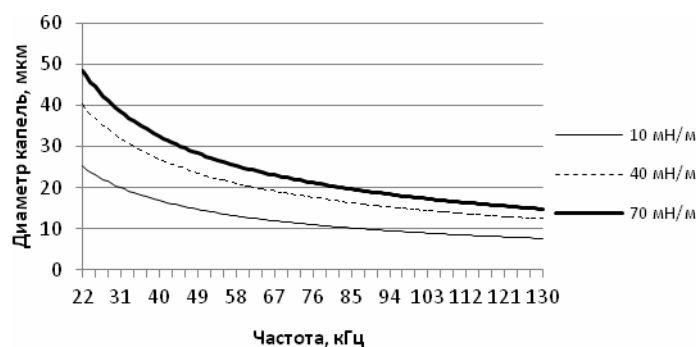


Рис. 7. Зависимости диаметра капле от частоты при различных поверхностных натяжениях жидкости

Представленные зависимости позволяют установить, что для формирования аэрозоля со средним диаметром капле не более 30...40 мкм рабочая частота распылителя должна находиться в диапазоне 35...45 кГц в зависимости от вязкости распыляемой жидкости (45 кГц для жидкости с вязкостью 1 сПз и 38 кГц для жидкости с вязкостью 12 сПз и поверхностным натяжением 0,072 Н/м. Для уменьшения диаметра капле до 10...20 мкм необходимо увеличивать рабочую частоту распылителя уже до 60...130 кГц. Существенное влияние на диаметр формируемых капле оказывает поверхностное натяжение распыляемой жидкости. Рост поверхностного натяжения приводит к увеличению диаметра формируемых капле (рис. 7).

Для определения амплитуды капиллярных волн используется подход к решению задачи динамики жидкости при импульсном нагружении, предложенный в монографии В. К. Кедринского [5]. Согласно этому подходу предполагается, что при импульсном

воздействии на жидкость смещения свободной поверхности жидкости практически не происходит за время прохождения одиночного импульса  $t_u$  высокого давления  $P$ , а изменение потенциала скорости на поверхности жидкости возможно оценить с помощью следующего выражения:

$$\Delta \varphi_c = \frac{1}{\rho} \int_0^{t_u} P dt . \quad (24)$$

Найденное значение потенциала скорости вблизи свободной поверхности жидкости позволяет определить приращение амплитуды капиллярной волны за время длительности одиночного импульса (1 период колебаний). Далее определяется, время, за которое с момента последнего отрыва капли амплитуда достигнет пороговой, достаточной для образования одной капли, т. е. определяется время, необходимое для образования одной капли с одной капиллярной волны, и вычисляется уменьшенная амплитуда капиллярной волны после отрыва капли. Затем определяется количество капель, образуемых с одной капиллярной волны в единицу времени, и соответственно, производительность распыления.

Проведенные расчеты позволили установить, что за время действия импульса ударной волны амплитуда капиллярных волн возрастает не более чем на 14 мкм, при амплитуде колебаний поверхности рабочего инструмента до 20 мкм и частоте до 44 кГц. Полученное значение амплитуды колебаний является недостаточным для отрыва капли за один период расширения и схлопывания кавитационного пузырька, поэтому отрыв капли от капиллярной волны осуществляется более чем за 1 период акустических колебаний. При этом происходит увеличение до порогового значения амплитуды капиллярной волны (при которой начинает происходить отрыв капли) за несколько периодов. После отрыва капли амплитуда капиллярной волны вновь становится ниже пороговой и далее этот процесс периодически повторяется.

Последним этапом рассмотрения модели является определение производительности распыления в зависимости от толщины слоя и физических свойств распыляемой жидкости. На рис. 8 представлены зависимости производительности от толщины слоя жидкости, позволяющие установить характер влияния амплитуды колебаний поверхности рабочего инструмента на оптимальную толщину слоя, при которой производительность распыления максимальна. А на рис. 9 показан характер влияния частоты колебаний на производительность распыления и оптимальную толщину слоя. Зависимостями, представленными на рис. 10, 11 проиллюстрировано влияние физических свойств распыляемой жидкости на оптимальную толщину слоя.

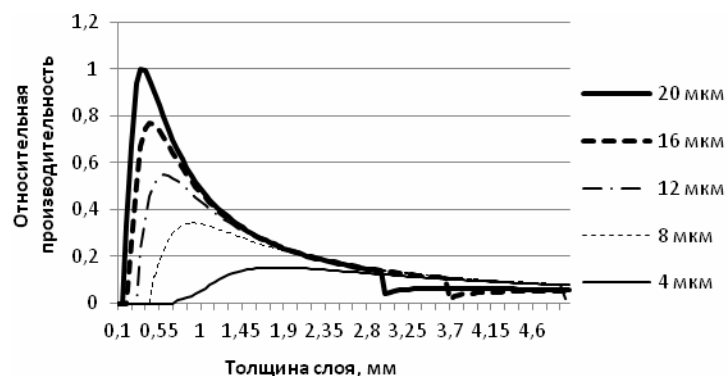


Рис. 8. Зависимость производительности распыления от толщины слоя при различных амплитудах колебаний (частота колебаний – 22 кГц)

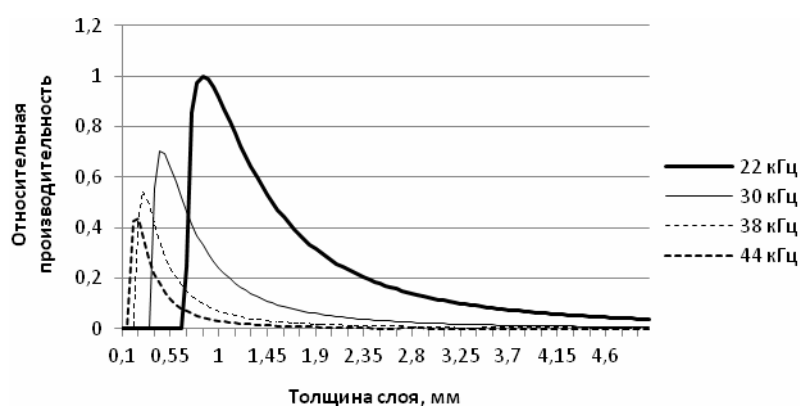


Рис. 9. Зависимость производительности распыления от толщины слоя при различных частотах колебаний (амплитуда колебаний – 12 мкм)

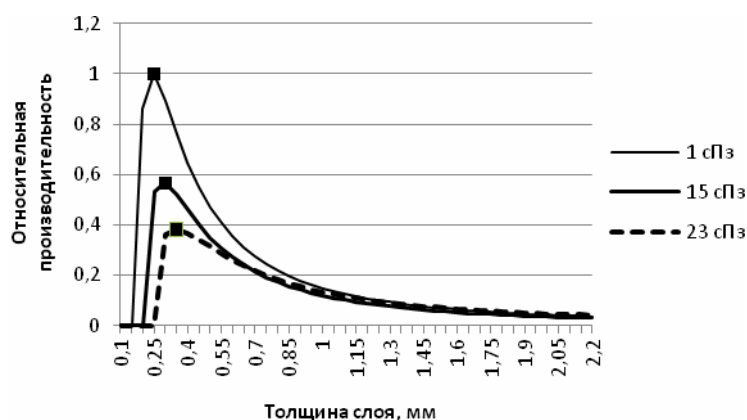


Рис. 10. Зависимости производительности распыления от толщины слоя жидкости при различных вязкостях

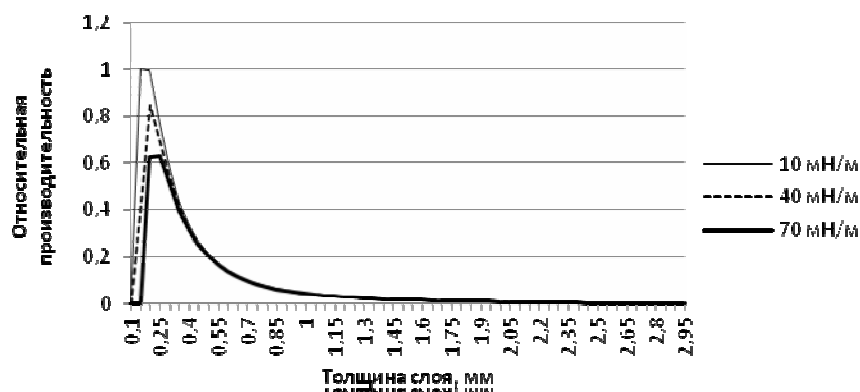


Рис. 11. Зависимости производительности распыления от толщины слоя жидкости при различных поверхностных натяжениях распыляемой жидкости

Из рис. 8 видно, что при амплитуде колебаний поверхности рабочего инструмента 16...20 мкм оптимальная толщина слоя составляет 0,3...0,4 мм, однако снижение амплитуды колебаний до 4...8 мкм приводит к увеличению оптимальной толщины слоя жидкости до 1...1,5 мм. Повышение частоты (рис. 9) приводит к более существенному влиянию толщины слоя на производительность и более выраженному максимуму производительности при оптимальной толщине слоя. Однако рост частоты существенно снижает максимальное значение производительности при оптимальной толщине слоя (при 22 и 44 кГц максимальные значения производительности отличаются более чем в 2 раза) и приводит к уменьшению оптимальной толщины слоя (рис. 9).

Наличие вязкости (рис. 10) приводит к существенному снижению и более слабой зависимости производительности распыления от толщины слоя жидкости. Поверхностное натяжение (рис. 11) при неоптимальной толщине слоя на производительность практически не оказывает влияния. Однако при оптимальной толщине слоя уменьшение поверхностного натяжения с 70 до 10 Н/м приводит к росту производительности примерно на 65 %.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных теоретических исследований была разработана математическая модель процесса кавитационного ультразвукового распыления жидкости в тонком слое, позволяющая определять значения производительности распыления и размер формируемых капель, как от свойств самой жидкости, так и от параметров ультразвукового воздействия.

Проведенный анализ разработанной модели позволил установить взаимосвязь между оптимальной толщиной слоя жидкости (обеспечивающей максимальную производительность распыления), параметрами УЗ воздействия и параметрами самой жидкости. Полученные результаты моделирования обеспечивают выявление оптимальных режимов и условий ультразвукового воздействия и могут быть

рекомендованы к применению при проектировании специализированных УЗ распылителей жидкостей различной вязкости.

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».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Хмелев, В. Н. Ультразвуковое распыление жидкостей [Текст] / В. Н. Хмелёв, А. В. Шалунов, А. В. Шалунова – Барнаул АлтГТУ, 2010. – 272 с.
2. Розенберг, Л. Д. Физика и техника мощного ультразвука. В 3 т. Т. 3: Физические основы ультразвуковой технологии [Текст] / Под редакцией Л. Д. Розенберга. – М.: Наука, 1968. – 270 с.
3. Экнадиосянц, О. К. Получение аэрозолей [Текст] / О. К. Экнадиосянц, // Физические основы ультразвуковой технологии / под ред. Л. Д. Розенберга. – М.: Наука, 1970. – С. 337-395.
4. Новицкий, Б. Г. Применение акустических колебаний в химико-технологических процессах (Процессы и аппараты химической и нефтехимической технологии) [Текст] / Б. Г. Новицкий. – М.: Химия, 1983. – 192 с.
5. Кедринский, В. К. Гидродинамика взрыва [Текст] / В. К. Кедринский. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. – 435 с.
6. Ганиев М. М. Влияние ультразвуковой обработки на физико-механические свойства клеевых соединений и эпоксидных композиций [Текст] / М. М. Ганиев // Известия вузов. Авиационная техника, 2008, № 2. – С. 78–79.