

ВЫЯВЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ И УСЛОВИЙ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ДЛЯ РАСПЫЛЕНИЯ ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ

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

Бийский технологический институт АлтГТУ, г. Бийск

В статье исследуется процесс кавитационного низкочастотного (до 180 кГц) ультразвукового (УЗ) распыления вязких жидкостей в слое с подведением акустической энергии в рабочей зоне через жидкость. Для выявления оптимальных режимов (частота и амплитуды колебаний) и условий (толщина слоя распыляемой жидкости) ультразвукового воздействия в зависимости от физических свойств распыляемой жидкости (вязкость, поверхностное натяжение и т. д.) предложена модель, описывающая поэтапное преобразование энергии механических колебаний ультразвуковой частоты в энергию капиллярных волн, обеспечивающих образование капель, и позволяющая определять оптимальные режимы и условия УЗ распыления. Полученные результаты могут быть положены в основу проектирования специализированных УЗ распылителей жидкостей повышенной 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».

Ключевые слова: ультразвук, распыление, вязкость, аэрозоль.

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), авиационное двигателестроение, микроэлектронная промышленность, опто-электронное приборостроение, производство медицинской техники и имплантов, производство функциональных наноматериалов и многое другое.

Среди множества различных способов распыления жидкостей наиболее эффективным является ультразвуковое распыление, обладающее уникальными преимуществами: низкой энергоёмкостью; высокой производительностью процесса; возможностью получения мелкодисперсного и монодисперсного распыления; отсутствием распыляющего агента; возможностью распыления высоковязких жидкостей без предварительного снижения вязкости; возможностью мелкодисперсного распыления расплавов металлов; высоким качеством и равномерностью получаемых покрытий; наличием в каплях жидкости циркуляционных токов, способствующих ускорению процессов теплообмена, массопереноса на поверхности капли.

Способ ультразвукового (УЗ) распыления жидкости [1], основан на распаде неустойчивых гребней капиллярных поверхностных волн с

образованием капель. Возбуждение капиллярных волн осуществляется с помощью ударных волн, присутствующих при схлопывании кавитационных пузырьков, образующихся под воздействием акустических колебаний на слой распыляемой жидкости.

Для определения режимов, при которых будет происходить образование аэрозоля требуемого дисперсного состава с заданной производительностью, необходимо осуществить математическое моделирование процесса каплеобразования в зависимости от частоты и амплитуды колебаний поверхности электроакустического преобразователя, толщины слоя и физических свойств распыляемой жидкости.

На сегодняшний день наиболее распространенной теорией, описывающей механизм акустического распыления жидкостей, является теория кавитационно-волнового распыления жидкостей, предложенная Богуславским [2] и Экнадиосянцем [3] и, в последствии, развитая Новицким [4], основанная 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 при захлопывании кавитационных пузырьков.

Исходя из этого, для разработки теоретической основы применения кавитационного способа возбуждения капиллярных волн предлагается рассмотреть модель, состоящую из УЗ преобразователя, слоя

жидкости конечной толщины h , покрывающей рабочую поверхность преобразователя, кавитационных пузырьков возникающих в этом слое жидкости и капиллярных волн.

Разработанная модель кавитационного распыления высоковязких жидкостей в слое представлена в настоящей работе.

АНАЛИЗ ПРОЦЕССА УЛЬТРАЗВУКОВОГО РАСПЫЛЕНИЯ ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ В СЛОЕ

Определение звукового давления распыляемой жидкости в слое, 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 (1):

$$\begin{cases} \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \\ \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \end{cases}, \quad (1)$$

где c и ρ_0 – скорость звука и равновесная плотность распыляемой жидкости соответственно, p и u – возмущения давления и скорости распыляемой жидкости, соответственно, обусловленные акустическими колебаниями поверхности рабочего инструмента, t – момент времени, x – координата по толщине слоя жидкости.

Для случая гармонических колебаний возмущения скорости и давления жидкости представимы в следующем виде (2,3):

$$p(x, t) = P e^{-i\omega t} \quad (2)$$

$$u(x, t) = U e^{-i\omega t} \quad (3)$$

где P и U – комплексные амплитуды скорости и давления жидкости соответственно, ω – круговая частота акустических колебаний.

Граничные условия для системы уравнений (1) на поверхности рабочего инструмента ($x=0$) и на границе раздела жидкость-воздух ($x=h$) запишутся следующим образом:

$$\begin{cases} \omega A = U_1 = U_2 \\ 0 = P_1 e^{ikh} + P_2 e^{-ikh} \end{cases}, \quad (4)$$

где k – волновое число распыляемой жидкости.

Поскольку при возбуждении короткого импульса высокого давления вблизи поверхности жидкости с помощью схлопывающихся кавитационных пузырьков согласно работе [1], практический интерес представляет развитие кавитации в слое, непосредственно граничащем с поверхностью ультразвукового преобразователя, получено выражение для амплитуды звукового давления непосредственно на поверхности рабочего инструмента:

$$|P_0| = \rho_0 \omega^2 A h. \quad (5)$$

На основании полученного выражения (5) возможно определить амплитуду ультразвукового давления в зависимости от вязкости и толщины слоя жидкости для различных жидкостей. Полученное выражение (5) 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 (6):

$$\begin{aligned} R \left(1 - \frac{\dot{R}}{C} \right) \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\dot{R}}{3C} \right) \left(\frac{\partial R}{\partial t} \right)^2 = \\ = \left(1 + \frac{\dot{R}}{C} \right) H + \frac{R}{C} \left(1 - \frac{\dot{R}}{C} \right) \frac{\partial H}{\partial t}, \end{aligned} \quad (6)$$

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

Энтальпия жидкости определяется следующим образом, с учётом полученного выражения для амплитуды звукового давления и того, что давление и плотности жидкости связаны между собой уравнением состояния Тэта:

$$\begin{aligned} H = \frac{n}{n-1} \frac{P_0 + B}{\rho_0} \left(p_0 - \rho_0 \omega^2 A h \sin \omega t + B \right)^{\frac{n-1}{n}} - \\ - \left(P_{zo} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta}{R} \frac{\partial R}{\partial t} + P_n + B \right)^{\frac{n-1}{n}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Численный анализ уравнения Кирквуда-Бете позволяет определить минимальный радиус кавитационного пузырька при его схлопывании R_{ch} в зависимости от параметров ультразвукового воздействия и физических свойств обрабатываемой жидкости.

Численный анализ уравнения Кирквуда-Бете показывает, что при достижении кавитационным пузырьком минимального радиуса 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 предлагается для использования 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 для мгновенной детонации при постоянном объёме и адиабатичности процесса с показателем адиабаты для продуктов взрыва γ .

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 и H даётся экспоненциальным законом:

$$H(t) = H(0)e^{-\frac{t}{\theta}}, \quad (10)$$

где θ – постоянная спада экспоненты, которая определяется из условия равенства на контактной поверхности полных производных от давления и скорости по обе стороны границы:

$$\begin{cases} \frac{dp}{dt} = \frac{dp_g}{dt} \\ \frac{du}{dt} = \frac{du_g}{dt} \end{cases}, \quad (11)$$

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

Введём функцию (12)

$$G(r) = r \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (12)$$

где r – расстояние от центра кавитационной полости, φ – потенциал скорости жидкости.

При этом значение функции G на границе кавитационного пузырька равно:

$$G(R) = R \left(H(R) + \frac{\dot{R}}{2} \right). \quad (13)$$

Функция G является инвариантой вдоль характеристики

$$\frac{\partial G}{\partial t} + C + v \frac{\partial G}{\partial r} = 0. \quad (14)$$

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

1) Задание координаты $r=h$ точки в

пространстве – на расстоянии от центра пузырька, примерно равном толщине слоя жидкости h ;

2) Из решения уравнения Кирквуда-Бете (11) получаем для каждого момента времени значения R и $G(R)$.

3) Далее определяется время задержки с помощью интеграла:

$$t_{del} = \int_{R_i}^h \frac{dr}{c + \sigma} = \int_{R_i}^h \frac{dr}{c_0 + 1 + 2\beta\sigma} \quad (15)$$

Для преобразования интеграла используется свойство инвариантности функции G ($dG = 0$):

$$\sigma + 1 + \beta\sigma \frac{dr}{r} + \beta\sigma \frac{d\sigma}{\sigma} + r\beta\sigma d\sigma = 0.$$

Из уравнения можно выразить dr

$$dr = -\frac{r}{\sigma} \frac{1 + 2\beta\sigma}{1 + \beta\sigma} d\sigma$$

При этом интеграл приводится к промежуточному виду:

$$t_{del} = -\int_{R_i}^h \frac{rd\sigma}{\sigma c_0 + \beta\sigma} \quad (16)$$

Интеграл (16) 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 «возникли» на поверхности полости в процессе её расширения и пробежали расстояние $R-r$ за t_{del} со скоростями $c + \sigma$.

4) На основании полученного выражения:

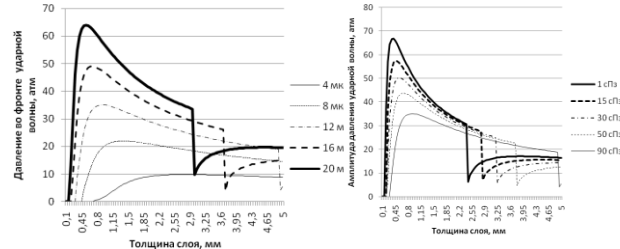
$$\frac{p + B}{p_0 + B} = \left(1 + \frac{n-1}{n-1} \left[\sqrt{1 + \frac{4\beta G R}{c_0}} - 1 \right] \right)^{\frac{2n}{n-1}} \quad (17)$$

строится в данной точке пространства зависимость давления ударной волны на поверхности пузырька во времени $p(t_r)$.

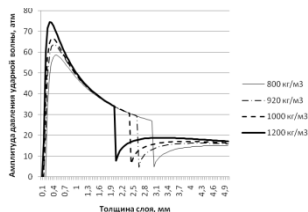
Амплитудное значение давления ударной волны определяется следующим образом.

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

На рис. 1 представлен ряд зависимостей амплитуды давления ударной волны от толщины слоя жидкости, позволяющих оценить характер влияния амплитуды колебаний поверхности рабочего инструмента и физических свойств распыляемой жидкости (плотность и вязкость) на зависимость давления ударной волны от толщины слоя.



- а) при различных амплитудах колебаний (частота – 44 кГц, плотность 1000 кг/м³, вязкость – 1 сПз)
 б) при различных вязкостях распыляемой жидкости (частота – 44 кГц, амплитуда – 12 мкм, плотность 1000 кг/м³)



- в) при различных плотностях распыляемой жидкости (частота – 44 кГц, амплитуда – 12 мкм, вязкость – 1 сПз)

Рис. 1. Зависимости амплитуды давления ударной волны от толщины слоя распыляемой жидкости

Зависимости, представленные на рис. 1, позволяют установить, что в широком диапазоне параметров акустического воздействия и физических свойств распыляемой жидкости существует оптимальная толщина слоя, при которой давление ударной волны максимально. 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, однако с ростом плотности происходит некоторое снижение требуемой толщины слоя. Резкое уменьшение давления ударной волны, начиная с определённой толщины слоя объясняется достижением звукового давления такой величины, при которой расширение и схлопывание кавитационного пузырька начинает происходить более, чем за 1 период акустических колебаний.

На следующем этапе рассмотрения модели необходимо определить длину и амплитуду капиллярных волн, с целью дальнейшего определения производительности распыления.

При моделировании динамики свободной поверхности при схлопывании газового 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. Ввиду указанного предположения скорость движения жидкости в каждой точке представляет собой градиент потенциала $\nabla\phi$. Потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа, вытекающему из уравнения неразрывности:

$$\Delta\phi = 0 \quad (18)$$

Кинематика и динамика граничных условий, определяющих движение газового пузырька при отсутствии сил Архимеда и свободной поверхности представлена следующим выражением, определяющим движение заданной

точки границы области жидкой среды:

$$\frac{Dr}{Dt} = \nabla\phi \quad (19)$$

Поле обтекания жидкости подчиняется закону сохранения импульса в дифференциальной форме с подставленным значением скорости движения жидкой среды $\vec{u} = \nabla\phi$:

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} \nabla\phi + \nabla\phi \cdot \nabla\phi \right) = -\nabla p \quad (20)$$

Потенциал скорости движения распыляемой жидкости складывается из двух составляющих $\phi = \phi_a + \phi_c$, где ϕ_a – потенциал, обусловленный акустическим давлением в отсутствие капиллярных волн, ϕ_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 ϕ_c удовлетворяет уравнению Лапласа с граничными условиями на свободной поверхности ($z = 0$) и на достаточно большой глубине слоя жидкости ($z = \infty$):

$$\begin{aligned} \Delta\phi_c &= 0 \\ -p_c \vec{n} \Big|_{z=0} + 2\mu \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 D_{ij} n_j \vec{e}_i \Big|_{z=0} &= 2\sigma K \vec{n} \Big|_{z=0} \\ \phi_c \Big|_{z=\infty} &= 0 \end{aligned}$$

Уравнение Лапласа для возмущения потенциала скорости с граничными условиями позволяет определить длину капиллярных волн жидкости и диаметр формируемых капель.

С помощью модели установлено, что основное влияние на длину капиллярных волн оказывают поверхностное натяжение, частота колебаний и вязкость распыляемой жидкости. На рис. 2 представлены зависимости длины капиллярных волн от частоты и вязкости жидкости.

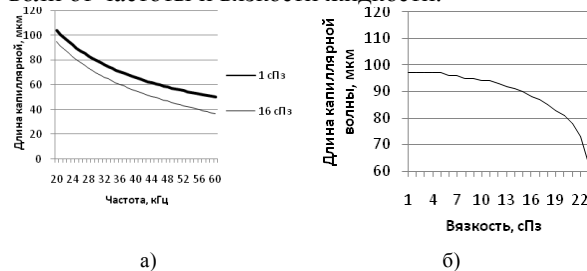


Рис. 2. Зависимости длины капиллярных волн : а) от частоты при различных вязкостях жидкости; б) от вязкости распыляемой жидкости при частоте акустических колебаний 22 кГц

Представленные зависимости позволяют установить, что для формирования аэрозоля со средним диаметром капель не более 30...40 мкм (что соответствует длине капиллярной волны примерно 60 мкм) рабочая частота распылителя должна находиться в диапазоне 35.45 кГц в зависимости от вязкости распыляемой жидкости (45 кГц для воды и 36 кГц для жидкости с вязкостью 16 сПз), превышение указанной

частоты является нежелательным, так как это приводит к росту потерь в материале ультразвуковой колебательной системы и снижению КПД аппарата. Однако для уменьшения диаметра капель до 10...20 мкм необходимо увеличивать рабочую частоту распылителя до 60 кГц и выше.

Для определения амплитуды капиллярных волн используется подход к решению задачи динамики жидкости при импульсном нагружении, предложенный в монографии В.К. Кедринского [5]. Согласно данному подходу при импульсном нагружении жидкости предполагается, что за время прохождения одиночного импульса высокого давления смещения свободной поверхности жидкости практически не происходит, а изменение потенциала скорости на поверхности жидкости возможно оценить с помощью следующего выражения:

$$\Delta\varphi_c = \frac{1}{\rho} \int_0^{t_n} P dt$$

Представленная модель позволяет произвести оценку, что за время длительности 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. Данное 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 за несколько периодов амплитуды капиллярной волны до пороговой, при которой начинает происходить отрыв капли. После отрыва капли чего амплитуда капиллярной волны становится ниже пороговой после образования капли, далее этот периодический процесс повторяется.

Последним этапом рассмотрения модели является определение производительности распыления в зависимости от толщины слоя и физических свойств распыляемой жидкости. На рис. 3 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.4 показан характер влияния вязкости жидкости на производительность распыления и оптимальную толщину слоя.

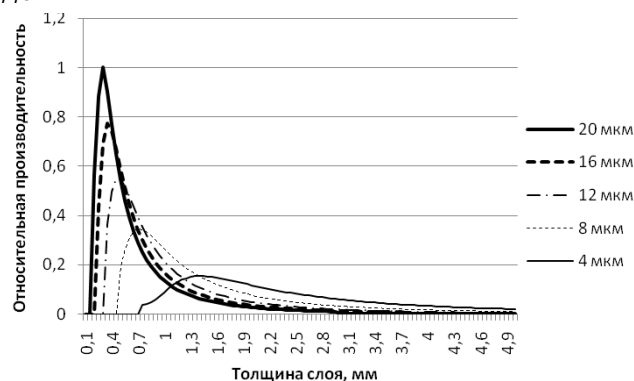


Рис.3. Зависимости производительности распыления от толщины слоя жидкости при различных амплитудах колебаний рабочего инструмента (частота – 44 кГц, распыляемая жидкость – вода)

Из рис. 3 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. Наличие же вязкости (рис. 4) приводит к существенному росту оптимальной толщины слоя и более слабой зависимости производительности распыления от толщины слоя жидкости.

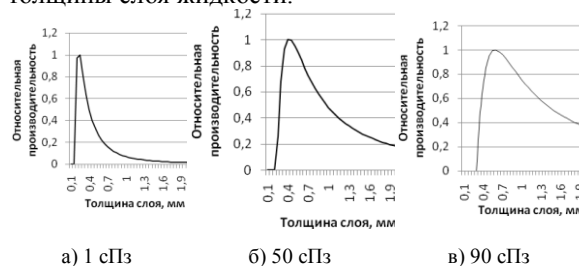


Рис.4. Зависимости производительности распыления от толщины слоя жидкости при различных вязкостях

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных теоретических исследований была установлена взаимосвязь между толщиной слоя жидкости, параметрами УЗ воздействия и параметрами самой жидкости. Найден способ определения оптимальной толщины слоя, при которой производительность УЗ кавитационного распыления будет максимальной для каждой конкретной жидкости. Полученные результаты моделирования для выявления оптимальных режимов и условий ультразвукового воздействия могут быть рекомендованы при проектировании специализированных УЗ распылителей жидкостей повышенной 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».

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Шалунова А.В. Ультразвуковое распыление жидкостей. – 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.

Хмелев Владимир Николаевич – д.т.н., профессор, заместитель директора по научной работе, Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ, тел. (3854)432581, e-mail: vnh@bti.secna.ru.

Шалунов Андрей Викторович – к.т.н., доцент кафедры методов и средств измерений и автоматизации, Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ, тел. (3854)432570, e-mail: shalunov@bti.secna.ru.

Гольх Роман Николаевич – студент, Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ, тел. (3854)432570, e-mail: grn@bti.secna.ru.

Шалунова Анна Викторовна – аспирант кафедры методов и средств измерений и автоматизации, Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ, тел. (3854)432570, e-mail: shav@bti.secna.ru.