

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АКУСТИЧЕСКОЙ КОАГУЛЯЦИИ ГАЗОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

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

Бийский технологический институт, г. Бийск

Для анализа процесса коагуляции твердых и жидких частиц в газовых средах под действием акустических колебаний высокой интенсивности предложена математическая модель, учитывающая вязкость газовой среды. В статье представлены результаты теоретических расчётов, позволившие установить зависимости скорости коагуляции при различных начальных концентрациях частиц от параметров акустического воздействия (интенсивности, частоты). В результате исследований показана высокая эффективность применения акустических колебаний с частотами, лежащими в ультразвуковом диапазоне, для коагуляции мелкодисперсных аэрозолей (до 10 мкм).

Ключевые слова: коагуляция, вязкость, аэрозоль, система уравнений Смолуховского, ультразвук.

ВВЕДЕНИЕ

Необходимость искусственного разрушения различных газодисперсных систем, образующихся природным или техногенным путем (туманов, смога, пылей, аэрозолей вредных и ядовитых веществ, взрывоопасных аэрозолей, радиоактивных аэрозолей) выросла в проблему мирового характера.

Одним из эффективных решений проблемы является коагуляция частиц ультразвуковыми (УЗ) колебаниями высокой интенсивности для последующего осаждения или удаления традиционными способами. Метод ультразвуковой коагуляции обеспечивает [1] осаждение мелкодисперсных аэрозолей, применим для коагуляции в агрессивных газах, при высоких температурах и давлениях.

Необходимым условием эффективной коагуляции твердых и жидких частиц малого размера (до 10 мкм) является обеспечение оптимальных (по частоте и интенсивности) параметров акустического воздействия. Для выявления условий, при которых сближение и укрупнение взвешенных в газе жидких капелек или частиц будет происходить с максимальной эффективностью, необходимо исследовать процесс коагуляции при различных частотах и интенсивностях акустического воздействия.

Ввиду сложности реализации натурального эксперимента возникает необходимость в теоретическом исследовании процесса коагуляции под действием акустических колебаний различных частот и интенсивностей.

Для выявления оптимальных режимов акустического воздействия требуется нахождение зависимости времени разрушения газодисперсной системы от величин, характеризующих ультразвуковое воздействие, таких как частота создаваемого акустического поля и

интенсивность колебаний. Эта зависимость определяется физическими свойствами двухфазной среды, такими как плотность и давление несущей (газовой) фазы, плотность жидкой фазы и дисперсный состав обрабатываемого аэрозоля.

Для выявления зависимостей, необходимо построить модель, позволяющую описать процесс акустической коагуляции под действием упругих колебаний в газовой среде.

Моделирование процесса акустической коагуляции на макроскопическом уровне осуществлялось ранее [2]. Построенные модели основывались на системе уравнений Смолуховского, описывающих кинетику процесса коагуляции. Однако при нахождении компоненты вероятности парного столкновения частиц определённых размеров, обусловленной их взаимодействием, авторами принималось допущение об отсутствии вязкости газа.

Поскольку, при использовании акустического воздействия наибольший интерес представляет коагуляция мелкодисперсных аэрозолей с размерами частиц до 10 мкм, при осаждении которых возникают трудности с применением других способов, необходимо исследовать процесс коагуляции именно при таких аэрозольных частиц. Однако, при таких размерах вязкость газа оказывается очень существенной в силу малости числа Рейнольдса. Более того, при коагуляции аэрозолей с размерами частиц до 3 мкм число Рейнольдса остаётся малым даже при очень высоких уровнях звукового давления (до 155 дБ).

Таким образом, для определения модифицированной вероятности столкновения возникает необходимость анализа взаимодействия частиц в газе с учётом его вязкости.

Поскольку в проведённых ранее

исследованиях [2] процесса акустической коагуляции при нахождении компоненты ядра коагуляции, обусловленной гидродинамическим взаимодействием частиц, предполагалось полное отсутствие вязкости газа, целью работы явилось построение модели взаимодействия частиц в вязком газе и определение на её основе модифицированной вероятности столкновения частиц. Выявление модифицированной вероятности столкновения позволит исследовать процесс акустической коагуляции при различных режимах акустического воздействия и физических свойствах газодисперсной среды путём численного решения системы уравнений Смолуховского и установить оптимальные условия и режимы УЗ коагуляции.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

На начальном этапе воспользуемся известным и подтверждённым экспериментально подходом к построению модели процесса акустической коагуляции на макроскопическом уровне [2], заключающемся в следующем.

Предположим, что масса каждой частицы пропорциональна m_0 , то есть каждая отдельно взятая частица имеет массу km_0 ; где k — целое число, большее либо равное 1. Далее введем величины n_k , каждая из которых суть концентрация частиц, имеющих массу km_0 , или k -мер.

Кинетика коагуляции в предположении, что коагуляция происходит главным образом за счёт парных столкновений, описывается уравнением Смолуховского[2]:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \beta_{i,k-i} n_i n_{k-i} - n_k \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{i,k} n_i, \quad (1)$$

где $n_k(t)$ — концентрация k -мер в момент времени t ;

$\beta_{i,k}$ — ядро коагуляции, характеризующее интенсивность столкновения i -мер и k -мер.

Первое слагаемое правой части характеризует интенсивность увеличения концентрации k -мер, за счёт столкновения i -мер и $(k-i)$ -мер, а второе слагаемое — убыль концентрации k -мер за счёт столкновения k -мер с любыми другими частицами.

Ядро коагуляции симметрично (2):

$$\beta_{i,k} = \beta_{k,i}, \quad (2)$$

Легко проверить, что уравнение (1) подчиняется закону сохранения массы (3):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{k=1}^{\infty} k n_k \right) = 0, \quad (3)$$

Задача, в которой нужно найти зависимости концентраций частиц разных размеров от времени

сводится к задаче Коши для уравнения Смолуховского (4):

$$\begin{cases} \frac{\partial n_k}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \beta_{i,k-i} n_i n_{k-i} - n_k \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{i,k} n_i \\ n_k \big|_{t=0} = n_{k0} \end{cases} \quad (4)$$

При расчете зависимостей концентраций от времени рассматривались только частицы от 1-мер от N -мер, в предположении, что концентрации частиц, начиная с N мер достаточно малы (5):

$$\begin{cases} \frac{\partial n_k}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \beta_{i,k-i} n_i n_{k-i} - n_k \sum_{i=1}^N \beta_{i,k} n_i \\ n_k \big|_{t=0} = n_{k0} \end{cases} \quad (5)$$

Для вычисления вероятности столкновения частиц во внимание обычно принимаются два механизма взаимодействия частиц: ортокинетиического и гидродинамического взаимодействия. Численные оценки показывают, что при сильном различии частиц по размерам доминирующим является ортокинетиический механизм. А для частиц близких по размеру, наоборот, доминирует механизм гидродинамического взаимодействия. Поэтому результирующее ядро коагуляции можно приближённо представить в виде суммы двух компонент[2]:

$$\beta = \beta_O + \beta_H, \quad (6)$$

где β_O — компонента ядра коагуляции, характеризующая сближение частиц за счёт механизма ортокинетиического взаимодействия; β_H — компонента ядра коагуляции, характеризующих сближении частиц за счёт механизма гидродинамического взаимодействия.

Имеется ряд известных исследований, посвящённых определению компонент ядра коагуляции[2,3,4]. Эти компоненты определяются следующим образом[2,3,4]:

$$\beta_{O_{i,j}} = 2 \left(\frac{1}{a_i} + \frac{1}{a_j} \right) U_0 H_{i,j} \quad (7)$$

$$\beta_{H_{i,j}} = \frac{2}{3\mu} \left(\frac{1}{a_i} + \frac{1}{a_j} \right) \int_0^{\pi} \left[h_{21} \left(\frac{2}{a_i + a_j} \right) \right]_{21} \sin \theta d\theta \quad (8)$$

$$\beta_{H_{i,j}} = \frac{2\sqrt{3}\pi \rho_0 U_0^2 a_i^2 a_j^2}{9\mu (a_i + a_j)}, \quad (9)$$

где a_i, a_j — радиус i -меры и j -меры соответственно; μ — вязкость несущей (газовой) фазы; $H_{i,j} = |H_i - H_j|$ — комплексный коэффициент увлечения i -меры, модуль которого определяет отношение амплитудного значения колебательной скорости частицы к колебательной скорости среды, а аргумент — сдвиг по фазе колебаний частицы относительно колебаний среды; U_0 — амплитуда колебательной скорости газовой среды в отсутствие аэрозольных частиц;

θ – угол между волновым вектором акустической волны и линией центров частиц (в выражении (4.8) при вычислении вероятности столкновения интеграл берётся по всем углам, т.е. суммируются вероятности столкновения j -мер, линии центров которых с i -мерами расположены под различными углами к волновому вектору акустического поля); f_{21} – сила взаимодействия частиц, которая авторами [2] определялась по формуле Кёнига для силы взаимодействия между сферами, помещёнными в идеальную несжимаемую жидкость.

Для нахождения ортокинетической компоненты используется уравнения движения частицы в нестационарном потоке вязкой жидкости Бассета-Буссинеска-Осеена (10):

$$m_p \frac{\partial u_p}{\partial t} = \delta m_p \frac{\partial u}{\partial t} + 6\pi\mu a \left[-u_p \right] + \frac{1}{2} \delta m_p \frac{\partial \left[-u_p \right]}{\partial t} + 6a^2 \sqrt{\pi\mu\rho_0} \int_{-\infty}^t \frac{\partial \left[-u_p \right]}{\partial z} \frac{\partial z}{\sqrt{t-z}} \quad (10)$$

где m_p – масса аэрозольной частицы; $u(t)$ – скорость движения набегающего потока газа в момент времени t ; $u_p(t)$ – скорость движения частицы в момент времени t ; δ – отношение плотности газовой среды к плотности частицы; a – радиус частицы.

Выражения для комплексных коэффициентов увлечения H_i и H_j каждой из частиц получаются с помощью подстановок гармонических функций с комплексными амплитудами для скоростей движения частицы $u_p = U_p e^{-i\omega t}$ и среды $u = U_0 e^{-i\omega t}$ с неизвестной амплитудой скорости частицы U_p . А $H_{i,j}$ находится следующим образом:

$$H_{i,j} = |H_i - H_j| = \quad (11)$$

$$= \frac{\left| 1 + \frac{3}{2} \sqrt{\delta\omega\tau_i} - i \left(\frac{3}{2} \delta\omega\tau_i + \frac{3}{2} \sqrt{\delta\omega\tau_i} \right) \right|}{\left| 1 + \frac{3}{2} \sqrt{\delta\omega\tau_i} - i \left(\left(1 + \frac{1}{2} \delta \right) \omega\tau_i + \frac{3}{2} \sqrt{\delta\omega\tau_i} \right) \right|} - \frac{\left| 1 + \frac{3}{2} \sqrt{\delta\omega\tau_j} - i \left(\frac{3}{2} \delta\omega\tau_j + \frac{3}{2} \sqrt{\delta\omega\tau_j} \right) \right|}{\left| 1 + \frac{3}{2} \sqrt{\delta\omega\tau_j} - i \left(\left(1 + \frac{1}{2} \delta \right) \omega\tau_j + \frac{3}{2} \sqrt{\delta\omega\tau_j} \right) \right|} \quad (12)$$

$$\tau_i = \frac{2\rho_p a_i^2}{9\mu} \quad (13)$$

$$\delta = \frac{\rho_0}{\rho_p}$$

где ρ_p – плотность дисперсной (жидкой фазы); ω – круговая частота акустического поля.

При нахождении вероятности столкновения, обусловленного силами взаимодействия частиц, авторами [2] не учитывалось влияние вязкости

среды, поэтому необходимо проанализировать взаимодействие частиц с учётом вязкости газа.

При вычислении вероятности столкновения частиц рассматривается их взаимодействие практически при непосредственном контакте. При малых числах Рейнольдса можно принять допущение о стоковом режиме обтекания.

На больших расстояниях от частиц скорость набегающего потока жидкости, обусловленного акустическим воздействием равна

$$U_i = U_{i0} \sum_{j=1}^3 E_{ij} \mathbf{x}_j \quad (14)$$

При построении модели использован подход, аналогичный подходу, рассмотренному в работе [5]. Сущность подхода заключается в построении модели процесса коагуляции двух частиц в звуковой волне в идеальной, как сжимаемой, так и несжимаемой среде (жидкости или газе).

Необходимо отметить, что такая модель [5] также не пригодна для рассмотрения процесса коагуляции мелкодисперсных аэрозолей (до 10 мкм) в воздушной среде, так как не предполагает наличия вязкости несущей (газовой или жидкой) фазы.

В связи с этим возникла необходимость предложить новый подход, позволяющий учесть влияние вязкости. Этот подход заключается в следующем. В силу сжимаемости газа скорость практически линейно (в силу малых размеров рассматриваемой области) зависит от координат,

причём $\sum_{i=1}^3 E_{ii} t \neq 0$. При этом динамика газа описывается линеаризованными уравнениями гидродинамики с учётом вязкости и сжимаемости. В силу их линейности тем же уравнениям будут удовлетворять возмущения скорости и давления среды. Но так как размеры частиц много меньше длины волны, а возмущения скорости и давления достаточно быстро затухают, можно применять все рассуждения, проводимые для несжимаемой среды. При этом линейная зависимость скорости от координаты учитывается в граничных условиях.

При анализе движения двух частиц А и В, их скорости равны \mathbf{V}_A и \mathbf{V}_B , соответственно. Скорость движения в каждой точке среды можно представить в виде $\mathbf{V} = \mathbf{u} + \mathbf{U}$. Где \mathbf{U} – скорость на бесконечности. Давление на бесконечности есть p_0 . Давление в каждой точке среды можно представить в виде $P = p + p_0$.

В силу линейности системы уравнений гидродинамики возмущения скорости и давления среды будут удовлетворять уравнениям (14), (15):

$$\text{div } \mathbf{u} = 0, \quad (14)$$

$$-\nabla p + \eta \Delta \mathbf{u} = 0. \quad (15)$$

На больших расстояниях от частиц p стремится к нулю, а также u стремится к нулю.

Далее вводятся величины $\mathbf{v}_A = \mathbf{V}_A - \mathbf{U}$;
 $\mathbf{v}_B = \mathbf{V}_B - \mathbf{U}$.

На границе этих двух частиц справедливы условия прилипания:

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_A + \Gamma(\mathbf{x} - \mathbf{X}_A), \quad (16)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_B + \Gamma(\mathbf{y} - \mathbf{Y}_A), \quad (17)$$

где Γ – матрица коэффициентов, позволяющая в граничных условиях учесть линейную зависимость от координаты скорости среды на бесконечности. Причём $\Gamma_{ij} = -E_{ij}$. Также эта матрица коэффициентов даёт возможность учесть вращательное движение частиц помимо поступательного путём простого вычитания тензора вращения.

Силы, действующие на частицы А и В соответственно в вязкой жидкости, определяются следующим образом[6]:

$$F_{A_i} = \oint_{S_A} \left(-p n_i + \sum_{j=1}^3 \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) n_j \right) dS \quad (18)$$

$$F_{B_i} = \oint_{S_B} \left(-p n_i + \sum_{j=1}^3 \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) n_j \right) dS \quad (19)$$

После применения дивергенции к обеим частям уравнения (15) с учётом уравнения (14) получается, что возмущение давления жидкости удовлетворяет уравнению Лапласа (20):

$$\Delta p = 0 \quad (20)$$

Для решения уравнений (17), (22) использовалось мультипольное разложение скорости и давления:

$$\begin{aligned} p \llbracket \approx & \sum_{i=1}^3 H_i^A \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{X_A} \right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 H_{ij}^A \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\frac{1}{X_A} \right) + \\ & + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{ijk}^A \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \left(\frac{1}{X_A} \right) + \\ & + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 H_{ijkh}^A \frac{\partial^4}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k \partial x_h} \left(\frac{1}{X_A} \right) + \dots \\ & \dots + \sum_{i=1}^3 H_i^B \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{X_B} \right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 H_{ij}^B \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\frac{1}{X_B} \right) + \\ & + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{ijk}^B \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \left(\frac{1}{X_B} \right) + \\ & + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 H_{ijkh}^B \frac{\partial^4}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k \partial x_h} \left(\frac{1}{X_B} \right) + \dots \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \eta u_i \llbracket \approx & -\frac{2}{3} H_i^A \frac{1}{X_A} - \frac{3}{5} \sum_{j=1}^3 H_{ij}^A \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{X_A} \right) - \\ & - \frac{4}{7} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{ijk}^A \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \left(\frac{1}{X_A} \right) - \dots - \\ & - \frac{1}{6} \sum_{j=1}^3 H_j^A \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\frac{1}{X_A} \right) \cdot X_A^2 - \\ & - \frac{1}{10} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{jk}^A \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \left(\frac{1}{X_A} \right) \cdot X_A^2 - \dots - \\ & - \frac{2}{3} H_i^B \frac{1}{X_B} - \frac{3}{5} \sum_{j=1}^3 H_{ij}^B \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{X_B} \right) - \\ & - \frac{4}{7} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{ijk}^B \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \left(\frac{1}{X_B} \right) - \dots - \\ & - \frac{1}{6} \sum_{j=1}^3 H_j^B \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\frac{1}{X_B} \right) \cdot X_B^2 - \\ & - \frac{1}{10} \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 H_{jk}^B \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \left(\frac{1}{X_B} \right) \cdot X_B^2 - \dots \end{aligned} \quad (22)$$

где H_i^A, H_{ij}^A, \dots и H_i^B, H_{ij}^B, \dots – постоянные коэффициенты разложения, X_A и X_B – координаты точки среды относительно центров частиц А и В соответственно.

Для нахождения коэффициентов разложения скорости и давления среды выражение (22) подставлялось в граничные условия (16), (17) и решалась получившаяся система линейных уравнений для коэффициентов после линеаризации выражения (22) по координатам относительно центров частиц. После нахождения сил взаимодействия рассчитывалась модифицированная вероятность столкновения частиц по формуле (11). С использованием модифицированного ядра коагуляции система уравнений Смолуховского (5) решалась с помощью численного интегрирования методов Рунге-Кутты.

Расчёты были направлены на выявление зависимостей изменения концентрации частиц (скорости коагуляции) в газовой среде при различных условиях и режимах акустического воздействия.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Выявленный характер влияния уровня звукового давления на процесс коагуляции представлен на рис. 1, 2. На рис. 1 приведены зависимости изменения концентрации частиц от времени УЗ воздействия (частота колебаний 25 кГц) при различных уровнях звукового давления для аэрозоля с радиусом частиц 5 мкм и начальной концентрацией 10^{12} м^{-3} . На рис. 1 показана зависимость скорость коагуляции от уровня звукового давления (частота колебаний 20 кГц) при различных концентрациях аэрозоля с радиусом частиц 3 мкм.

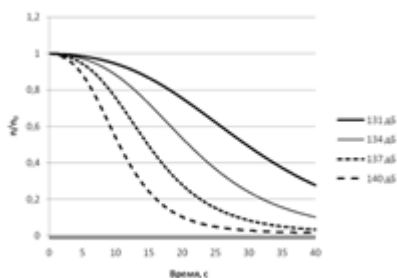
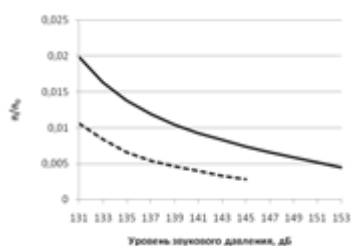


Рис. 1. Зависимости концентрации от времени при различных уровнях звукового давления

На рис. 2 приведены результаты определения скорости коагуляции n/n_0 при различных начальных концентрациях через 15 с с момента начала процесса.



1 – концентрация $3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$; 2 – концентрация $9 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$

Рис. 2. Зависимости концентрации от уровня звукового давления в момент времени 15 секунд при различных значениях начальной концентрации концентрации

Результаты расчётов подтверждают рост скорости коагуляции при увеличении уровня звукового давления (УЗД). Так, повышение УЗД от 130 до 140 дБ позволяет сократить время коагуляции более чем в 3 раза. Кроме того, зависимости на рис. 2 подтверждают факт, что коагуляция аэрозолей под действием акустических колебаний происходит более интенсивно при высоких концентрациях аэрозоля.

На следующем рисунке приведены зависимости эффективности коагуляции от частоты для аэрозолей с различными размерами частиц при средней концентрации $6 \cdot 10^{11} \text{ г/м}^3$. Расчёты проводились при постоянном уровне звукового давления 133 дБ и эффективность коагуляции определялась на основе значения отношения концентрации частиц n через 30 с с момента начала процесса к начальной n_0 .

Из рис. 3 следует, что оптимальная частота (10 кГц) для аэрозоля с начальными размерами частиц порядка 10 мкм лежит ниже границы ультразвукового диапазона при незначительном снижении эффективности коагуляции на частоте 20 кГц, в то время как аэрозоли с размерами частиц 5 мкм и менее наиболее эффективно коагулируются в ультразвуковом диапазоне частот (рис. 4, 5).

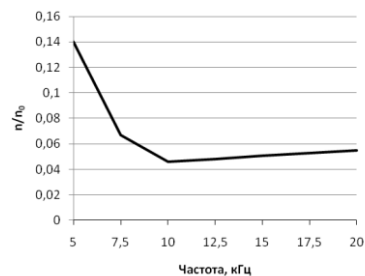


Рис. 3. Зависимость отношения концентрации к начальной n/n_0 от частоты для аэрозолей с размером частиц 9 мкм

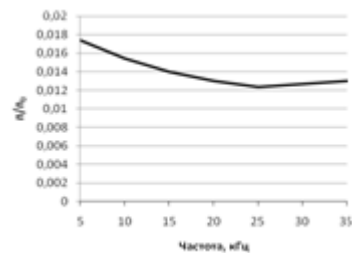


Рис. 4. Зависимость отношения концентрации к начальной n/n_0 от частоты для аэрозолей с размером частиц 9 мкм

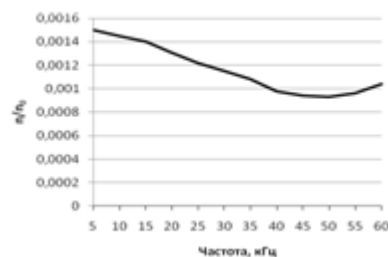


Рис. 5. Зависимость отношения концентрации к начальной n/n_0 от частоты для аэрозолей с размером частиц 9 мкм

Обобщение результатов расчетов позволило получить зависимость оптимальной частоты ультразвукового воздействия для частиц различного размера (рис. 6).

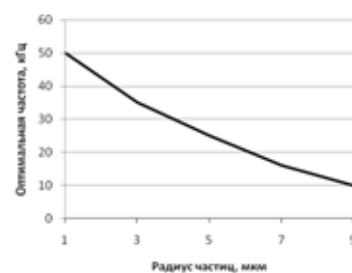


Рис. 6. Зависимость оптимальной частоты от радиуса частиц

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые теоретические расчеты позволили установить, что оптимальные частоты акустического воздействия для реализации процесса коагуляции лежат в области

ультразвуковых частот, т.к. в этом случае обеспечивается высокая эффективность коагуляции мелкодисперсных аэрозолей (менее 5 мкм) при незначительном снижении эффективности коагуляции грубодисперсных аэрозолей (10 мкм и более). При этом желательно обеспечивать как можно более высокий уровень звукового давления. Полученные зависимости могут быть использованы при проектировании акустических излучателей (определении рабочей частоты), для УЗ коагуляции аэрозолей.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы, г/к № П2518.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Розенберг, Л.Д. Физические основы ультразвуковой технологии [Текст] / Л.Д.Розенберг – М.: «Наука», 1970.
2. Sheng, C. D. Modelling Acoustic Agglomeration Processes Using Direct Simulation Monte Carlo Method [Текст] / C.D. Sheng, X.L. Shen – J. Aerosol Sci. 37: 16–36, 2006. (in English)
3. Hoffmann, T.L. An Extended Kernel for Acoustic Agglomeration Simulation Based on the Acoustic Wake Effect [Текст] / T. L. Hoffmann – J. Aerosol Sci.: 28:919–936, 1997. (in English)
4. Song, L. Modelling of Acoustic Agglomeration of Fine Aerosol Particles [Текст] / L. Song – Ph. D Thesis, The Pennsylvania State University, 1990. (in English)
5. Борискина, И.П. Влияние гидродинамического взаимодействия на движение частиц в идеальной жидкости [Текст] / И. П. Борискина, С. И. Мартынов – Труды СВМО, 2003.
6. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика, Том VI. Гидродинамика [Текст] / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 736 с.

Хмельёв 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, доцент кафедры методов и средств измерений и автоматизации, Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ, тел. (3854) 432570, e-mail: shalunov@bti.secna.ru.

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

Шалунова Ксения Викторовна – аспирант кафедры методов и средств измерений и автоматизации, Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ, тел. (3854)435323, e-mail: shkv@bti.secna.ru.