

Механизмы кавитационного дробления капель аэрозоля в ультразвуковом поле

© О.Б. Кудряшова,¹ А.В. Шалунов,² С.С. Титов,² Н.В. Титова²

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

²Бийский технологический институт Алтайского государственного технического университета им. Ползунова, 659305 Бийск, Россия
E-mail: olgakudr@inbox.ru

Поступило в Редакцию 17 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 21 июля 2025 г.

Принято к публикации 4 августа 2025 г.

В аэрозольных технологиях часто требуется повысить дисперсность капель, уже существующих в воздухе.

Предложена математическая модель и исследованы механизмы ультразвукового кавитационного дробления капель аэрозоля. Получены выражения для минимального радиационного давления, необходимого для дробления капель.

Ключевые слова: аэрозоль, ультразвук, кавитация, дробление.

DOI: 10.61011/JTF.2025.12.61800.217-25

Дисперсность и концентрация частиц являются основными характеристиками аэрозолей, обусловливающими эффективность реализации технологических процессов. Аэрозольные технологии находят применение в различных областях науки, промышленности и медицины. Частицы аэрозоля могут быть использованы для доставки лекарственных веществ [1], очистки воздуха [2], в сельском хозяйстве [3], нанотехнологиях [4] и в других задачах. С развитием аэрозольных технологий все более востребованы аэрозоли с высокой дисперсностью. При этом часто требуется повысить дисперсность уже существующих в воздухе частиц. Например, для эффективного удаления вредных соединений из атмосферы за счет химических и фотохимических реакций на аэрозольных частицах необходимо, чтобы частицы аэрозоля оставались в воздухе максимально долго и имели большую удельную площадь поверхности [5].

Известно, что ультразвуковое воздействие может как способствовать укрупнению частиц, так и их дроблению. Так, например, ультразвуковое дробление частиц в водной среде известно и используется в технологиях гомогенизации, диспергирования порошков и т.п. Применение же ультразвука для дробления частиц в воздушной среде затруднено тем, что высоки потери мощности при передаче из воздушной среды в вещества частицы, следовательно, нужны мощные источники ультразвука и специальные способы фокусировки излучения для реализации именно дробления капель, а не их коагуляции. Такие приборы уже создаются [2], поэтому для практической реализации важно подробнее рассмотреть механизмы ультразвукового дробления капель аэрозоля. В теоретической работе [6] предложен критерий, определяющий преимущественный механизм воздействия ультразвука на капельный аэрозоль (дробление или коагуляция).

Процессы ультразвуковой коагуляции хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально. Также хорошо исследованы процессы ультразвукового диспергирования жидкости (превращение сплошной жидкой среды в аэрозоль). Но вторичное дробление капель аэрозоля, уже существующего в воздухе, в ультразвуковом поле пока исследовано недостаточно. Цель настоящей работы — теоретически рассмотреть механизмы дробления взвешенных в воздухе капель аэрозоля в мощных ультразвуковых полях.

Рассмотрим каплю радиуса R_d , содержащую пузырек газа (зародыш кавитации) радиуса R_b . Модель колебания пузырька в капле была получена Обрешковыми др. [7]. Модифицируя этот подход для случая ультразвукового воздействия, получим уравнение пульсации кавитационного пузырька в виде

$$R_b(1-\alpha)\frac{d^2R_b}{dt^2} + \left(\frac{3}{2} - 2\alpha + \frac{\alpha^4}{2}\right) \left(\frac{dR_b}{dt}\right)^2 + \frac{1}{\rho} \left[P_a - P_s - P \sin(\omega t) + \frac{2\sigma}{R_b} + \frac{4\eta}{R_b} \frac{dR_b}{dt} - \left(P_a + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R_b}\right)^{3\gamma} \right] = 0. \quad (1)$$

Пузырек и капля считаются сферическими, $\alpha = R_b(t)/R_d(t)$, $R_d(t) = R_d(0) + R_b(t) - R_b(0)$, P_s — давление насыщенных паров, σ — поверхностное натяжение, η — динамическая вязкость жидкости, ρ — ее плотность, P — амплитуда звукового давления, ω — угловая частота ультразвука ($\omega = 2\pi f$, f — частота, [Hz]), R_0 — начальный радиус пузырька. При $\alpha = 0$ уравнение (1) сводится к классическому уравнению динамики пузырька в сплошной среде („капли“ бесконечного размера).

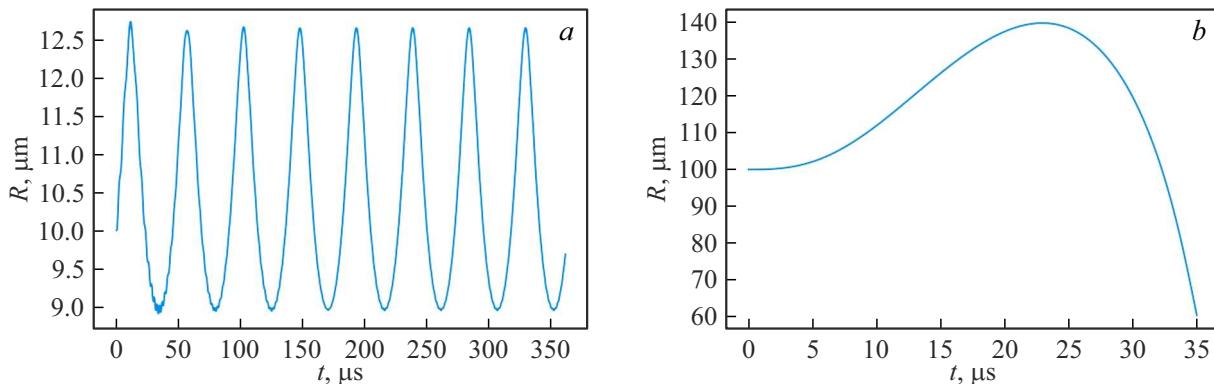


Рис. 1. Зависимость радиуса кавитационного пузырька от времени в различных сценариях: *a* — колебания без схлопывания, радиус капли 0.1 mm; *b* — схлопывание пузырька (радиус капли 1 mm).

Уравнение (1) решалось численно методом Эйлера (код на языке Python). Результаты решения показали, что в поведении пузырька в зависимости от условий про-сматриваются следующие сценарии: колебания пузырька около равновесного положения, схлопывание пузырька (рис. 1, расчет для воды, $f = 22 \text{ kHz}$, уровень звука 190 dB). Во всех сценариях возможно разрушение капли. В первом сценарии можно рассмотреть накопление энергии ультразвука газом в пузырьке за время, пока можно пренебречь диссипативными процессами. Это характерное время взаимодействия капли с окружающей средой,

$$t_0 = \frac{R_d}{R_b f} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho_g}} = \frac{\alpha}{f} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho_g}},$$

где ρ_d и ρ_g — плотность капли и воздуха соответственно. Если за это время пары в пузырьке накопят энергию, превышающую поверхностную энергию капли, она разрушится. Условия для оценки минимального давления звука P_{cr} , способного вызвать разрушение капли, в этом случае выглядят так:

$$\frac{P_{\text{cr}}^2 \alpha^2 t_0}{8 \cdot c_g \rho_g \sigma} = 1, \quad (2)$$

где c_g — скорость звука в воздухе. Это выражение получено из условия равенства энергии ультразвука, поглощенной пузырьком, — $E_{uz} = \frac{P^2}{2c_g \rho_g} \int_0^{t_0} \pi R_b(t)^2 dt$ и энергии поверхности капли $E_\sigma = 4\sigma \pi R_d^2$.

Второй порог звукового давления, соответствующий механизму разрушения при схлопывании пузырька, найдем из следующих соотношений. Поглощение ультразвуковой энергии паром, содержащимся в кавитационном пузырьке, возможно путем изменения его внутренней энергии, мерой которой является температура: $dE = \nu C_V dT$, где E — внутренняя энергия пара, ν — количество молей, T — абсолютная температура, C_V — теплоемкость при постоянном объеме. В приближении идеального газа для трехатомного газа $C_V = 5/2R$, где

R — универсальная газовая постоянная. В изоэнтропийном процессе (учитывая высокие скорости) температура связана с объемом газа V соотношением (γ — показатель адиабаты): $T \cdot V^\gamma = \text{const}$. Уравнение (1) определяет в каждый момент времени t радиус пузырька и соответственно его объем. Тогда в каждый момент времени мы можем определить температуру газа и его внутреннюю энергию. Если в некоторый момент времени эта энергия превысит поверхностную энергию капли, произойдет разрушение капли. Расчеты показывают, что при небольшом повышении давления сверх критического наступает режим схлопывания пузырька, или импульсного нарастания температуры (внутренней энергии пара), при этом энергии окажется достаточно для разрушения капли. С дальнейшим повышением давления может наступить и стремительное расширение пузырька со взрывным разрушением капли.

Для аналитической оценки порога разрушения по механизму схлопывания воспользуемся уравнением Менделеева–Клапейрона, считая давление в пузырьке в момент схлопывания пропорциональным амплитуде звуковой волны $P_{\text{max}} \sim a P_{\text{cr}} : a P_{\text{cr}} V_{\text{cr}} = \nu R T_{\text{cr}}$, где a — коэффициент пропорциональности. Существует эмпирическое выражение для давления в пузырьке в момент схлопывания, характеризующейся газосодержанием α^3 : $P_{\text{max}} \sim P_a / (81\alpha^3)$. Тогда коэффициент пропорциональности a в задаче о схлопывании пузырька в капле можно оценить как $a \sim P_a / (81\alpha^3)$. Следующая система уравнений определяет критическое давление звука для разрушения капли по второму сценарию:

$$\begin{aligned} E_{drop} &= \nu C_V (T_{\text{cr}} - T_0), \\ P_{\text{cr}} &= \nu R T_{\text{cr}} / a V_{\text{cr}}, \\ T_{\text{cr}} \cdot V_{\text{cr}}^\gamma &= T_0 \cdot V_0^\gamma. \end{aligned} \quad (3)$$

На рис. 2 приведены значения адиабатического времени (рис. 2, *a*) и значения критического уровня звуковой энергии (рис. 2, *b*). Чем больше α (относительный размер пузырьков по отношению к размеру капли),

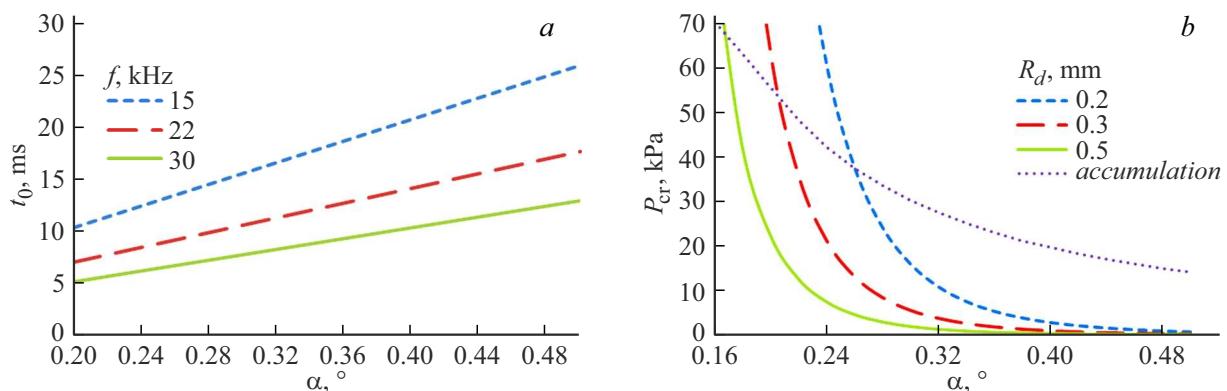


Рис. 2. Критические условия разрушения капли: *a* — адиабатическое время; *b* — критический уровень звукового давления — разрушение капли за это время в режиме накопления и в режиме схлопывания.

тем меньше требуемый уровень внешнего давления для разрушения капли.

Как показывают расчеты по уравнению (1), с учетом изменения во времени температуры и энергии пара могут реализоваться и „накопительный“, и „катастрофический“, импульсный сценарии разрушения капли. При этом пороговые значения давления звука для разрушения капли зависят от размера капли и от некоторых других параметров, входящих в уравнение (1). Для относительно крупных капель и относительно больших пузырьков реализуется, скорее, режим схлопывания, чем накопления энергии (уровень критического давления ниже для режима схлопывания). Для более мелких капель и/или относительно маленьких пузырьков критический режим будет определяться накоплением энергии.

Таким образом, впервые предложена и исследована математическая модель ультразвукового кавитационного дробления капель аэрозоля. Расчеты показывают существования двух сценариев разрушения капли — накопления энергии в процессе колебаний кавитационного пузырька или схлопывание. Реализация конкретного сценария зависит от физико-химических свойств капель, их размеров, газосодержания жидкости, интенсивности ультразвукового поля. Найдены критические условия кавитационного разрушения в соответствии с различными сценариями.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00875, <https://rsrf.ru/project/23-19-00875/>

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] X. Feng, Y. Shi, Y. Zhang, F. Lei, R. Ren, X. Tang. Intern. J. Nanomedicine, **19**, 1509 (2024). DOI: 10.3390/ph17081059
- [2] A. Shalunov, O. Kudryashova, V. Khmelev, D. Genne, S. Terentiev, V. Nesterov. Appl. System Innovation, **7** (6), 126 (2024). DOI: 10.3390/asi7060126
- [3] S.E. Law. J. Electrostatics, **51**, 25 (2001). DOI: 10.1016/S0304-3886(01)00040-7
- [4] E.L. Septiani, T. Ogi. Langmuir, **40** (51), 26789 (2024).
- [5] В.Б. Федосеев. Письма в ЖТФ, **49** (8), 32 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.08.55135.19469
- [6] О.Б. Кудряшова, А.В. Шалунов, А.Д. Абрамов. ПМТФ, в печати (2025).
- [7] D. Obreschkow, P. Kobel, N. Dorsaz, A. De Bosset, C. Nicollier, M. Farhat. Phys. Rev. Lett., **97** (9), 094502 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.094502