личной объемной плотности пенополиуретанов. Кривая на этой фигуре соответствует зависимости $E^* = Rv^2$ при значениях $R = 4{,}07 \cdot 10^9$ *н/м²* и $\gamma = 1{,}2 \cdot 10^3$ *кг/м³*.

4. Логарифмический декремент затухания свободных продольных колебаний стержней из полученных материалов при температуре 20° на частоте 1000 *гц* составляет 0,04—0,08 и почти не зависит от плотности и направления. Лишь у некоторых образцов затухание слабо зависело от частоты. Максимальный прирост декремента составил около 20% на октаву частоты. У большей же части образцов этот прирост лежит в пределах 10%.

Ленинград

Поступило в редакцию
21 марта 1967 г.

УДК 534.138

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ ОЗВУЧИВАЕМЫХ АЭРОЗОЛЕЙ ПРИ ВЫСОКОМ СТАТИЧЕСКОМ ДАВЛЕНИИ

Е. П. Медников, А. М. Сиротин

Недавно авторами настоящей заметки был обнаружен факт интенсивной акустической коагуляции грубодисперсного тумана, образующегося при дросселировании природного газа до давления порядка 50 *ати* [1]. Этот факт примечателен тем, что число Рейнольдса, характеризующее режим обтекания капель тумана озвученной средой, $\mathrm{Re} = 2ru_{gp}\rho_g / \eta$ (r — радиус, капли, u_{gp} — скорость ее обтекания средой; ρ_g и η — плотность и вязкость среды), было весьма значительным ($\mathrm{Re} > 100$) и поэтому имело место скорее потенциальное, а не вязкое обтекание частиц, которое обычно возникает при акустической коагуляции тонкодисперсных аэрозолей, находящихся при нормальном атмосферном давлении [2].

Другая особенность обнаруженного явления состоит в том, что подавляющее большинство капель в силу грубодисперсности тумана ($r > 20$ *мк*) практически не увлекалось колебательным движением среды при применявшейся частоте звука* ($f = 4{,}5$ *кгц*). В этом нетрудно убедиться, рассчитав степень увлечения капель ($\rho_p = 0{,}65$ *г/см³*) колеблющейся средой ($\rho_g = 0{,}040$ *г/см³*) по формуле Кёнига [4]

$$\mu_p = \sqrt{\frac{1 + 3b + \frac{9}{2}b^2 + \frac{9}{2}b^3 + \frac{9}{4}b^4}{a^2 + 3ab + \frac{9}{2}b^2 + \frac{9}{2}b^3 + \frac{9}{4}b^4}}, \tag{1}$$

где

$$a = \frac{2}{3}\frac{\rho_p}{\rho_g} + \frac{1}{3} \approx \frac{2}{3}\frac{\rho_p}{\rho_g}; \quad b = \frac{1}{r}\sqrt{\eta/\pi\rho_g f}$$

(упрощенная формула Брандта, Фройнда и Хидемана [5], выведенная в предположении вязкого обтекания аэрозольных частиц, здесь непригодна). Для капель диаметром $2r = 20$ *мк* мы имеем $\mu_p = 0{,}174$, для капель $2r = 40$ *мк* $\mu_p = 0{,}128$ и т. д.

При таких обстоятельствах взаимодействие, обусловленное силами Стокса и Осеена [6—8], не может иметь места, а ортокинетическое взаимодействие хотя и возникает, но не может объяснить наблюдаемой интенсивной коагуляции тумана ввиду небольшой разности в скоростях движения капель и незначительного количества малых, ощутимо колеблющихся капель тумана (1,5—3,0%).

Анализ приводит к выводу, что при данных условиях становится существенным взаимодействие, обусловленное силами Бернулли, которые при нормальном давлении в озвученных аэрозолях не возникают или имеют слишком незначительную величину. К такому заключению приводит расчет времени сближения капелек в звуковом поле под действием сил Бернулли при высоких давлениях газообразной среды. Согласно Кёнигу [9], сила, действующая в звуковом поле между двумя равновеликими сферическими частицами при потенциальном обтекании, будет

$$F_\rho = \frac{2}{2}\frac{\pi\rho_g r^6}{l^4} u_{gp}^2 (1 + 3\cos 2\theta), \tag{2}$$

где l — расстояние между центрами сфер, θ — угол между линией центров частиц и направлением колебательной скорости.

Величина средней скорости обтекания частиц колеблющейся средой u_{gp} находится по формуле $u_{gp} = \mu_g u_g$, где u_g — колебательная скорость газа, равная $u_g = \sqrt{I / \rho_g c_g}$ (I — интенсивность звука, c_g — скорость звука), μ_g — степень обтекания частиц, связанная со степенью их увеличения μ_p простым соотношением: $\mu_p^2 + \mu_g^2 =$

---

* Звук генерировался самим же природным газом с помощью модифицированного свистка системы Куркина [3], выполнявшего одновременно роль дросселя.

$= 1$. В оптимальном случае ($\theta = -\pi / 2$; $\mu_g = 1$)

$$F_\rho = \frac{3}{2} \frac{\pi \rho_g r^6}{l^4} u_g^2. \qquad (2')$$

Приравнивая силу притяжения частиц силе сопротивления среды при их сближении, подчиняющейся, ввиду малости скорости, закону Стокса $F_{st} = 6\pi\eta r\left(\frac{1}{2}\frac{dl}{dt}\right)$, и интегрируя полученное уравнение от $l = l_0$ при $t = 0$ до $l = 2r$ при $t = t_{сбл}$, Брандт, Фройнд и Хидеман [5] получили формулу для времени сближения двух сферических частиц до соприкосновения в оптимальном случае, которая в упрощенном виде выглядит так:

$$t_{сбл} \cong \frac{2}{5} \frac{\eta}{\rho_g u_g^2} \left(\frac{l}{r}\right)^5. \qquad (3)$$

Согласно работе [2], среднее приведенное расстояние между частицами аэрозоля l_0 / r определяется простой формулой:

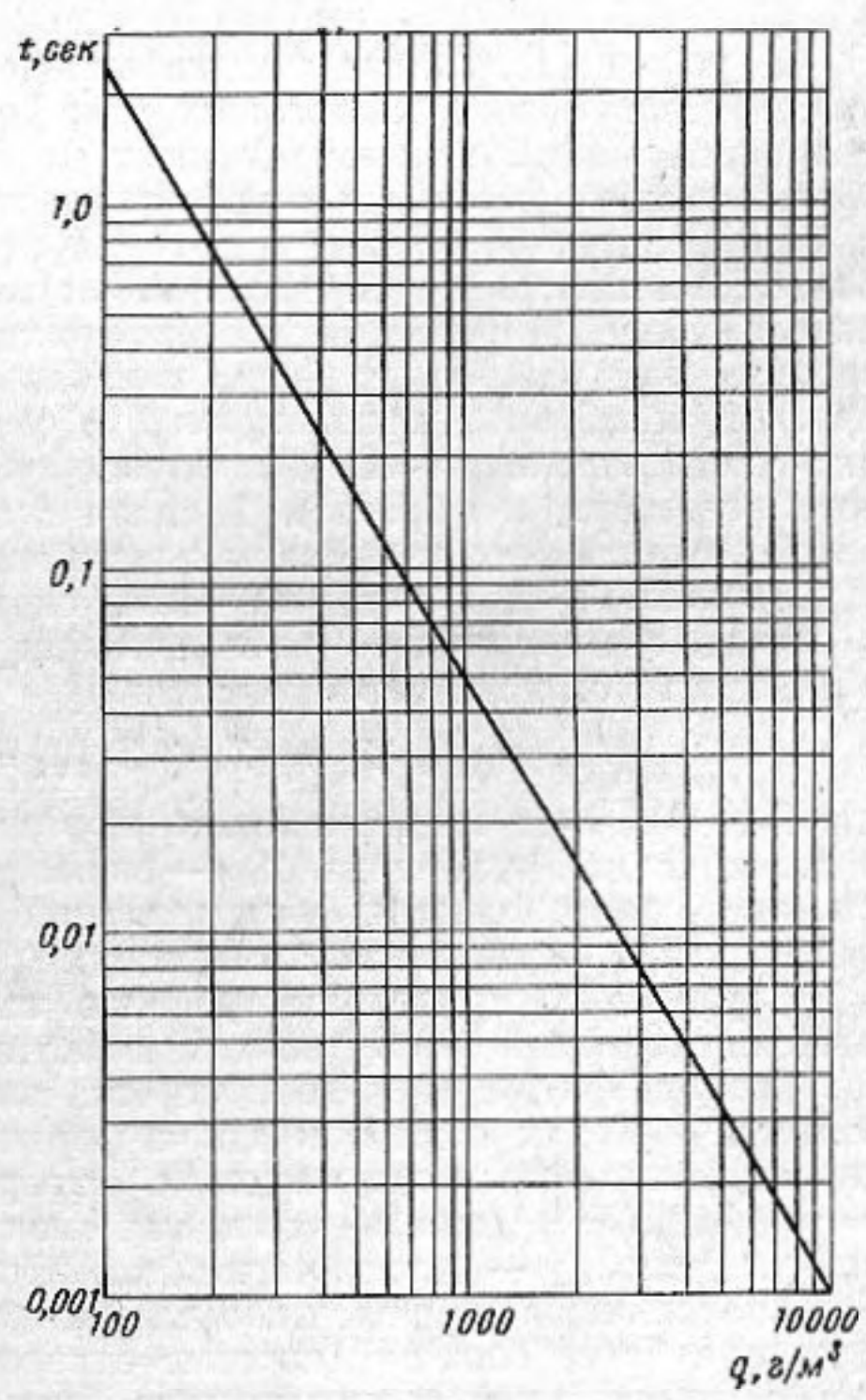
$$\frac{l_0}{r} \cong 160 \sqrt[3]{\frac{\rho_p}{q}}, \qquad (4)$$

где q — весовая концентрация аэрозольных частиц, *г/м*³. Подставляя выражение в формулу (3), имеем

$$t_{сбл} \cong 4{,}2 \cdot 10^{10} \frac{\eta}{\rho_g u_g^2} \left(\frac{\rho_p}{q}\right)^{5/3}. \qquad (5)$$

Из этой формулы видно, что время сближения частиц под действием сил Бернулли не зависит от их размера, а определяется их общей весовой концентрацией, будучи одновременно обратно пропорциональным давлению газа. Средняя скорость сближения частиц при этом равна $w_{ср} = l_0 / t_{сбл}$, а мгновенная скорость

$$w = 0{,}1 w_{ср} \left(\frac{l_0}{l}\right)^4. \qquad (6)$$



На фигуре приведены значения времени сближения $t_{сбл}$ капель углеводородного тумана в звуковом поле с интенсивностью $I = 1$ *вт/см*² в зависимости от концентрации капель тумана q при обычном для промысловых сепараторов давлении газа $p = 50$ *ати*. Видно, что при существующей в промысловых сепараторах огромной концентрации капель конденсата (100—10 000 *г/м*³) время их сближения составляет от 0,001 до 2 *сек*. Фактически время сближения капель будет бо́льшим в связи с тем, что: 1) режим обтекания капель колеблющейся средой несколько отличается от принятого в расчетах потенциального обтекания; 2) сопротивление среды сближению крупных капель, особенно в конце процесса, больше определяемого законом Стокса; 3) сближению капель препятствует акустическая турбулентность среды; 4) линии центров капель расположены относительно направления колебаний под различными углами, при которых сила притяжения капель меньше оптимальной и даже сменяется силой отталкивания. Тем не менее, ясно, что за время озвучивания природного газа (2,5—12,7 *сек*) при интенсивности много больше 1 *вт/см*² благоприятно расположенные капли имеют возможность не один раз сблизиться до соприкосновения и слиться вместе под влиянием сил Бернулли.

Таким образом, можно считать, что повышение статического давления в среде изменяет характер гидродинамического взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле, выдвигая на передний план, вместо сил Стокса и Осеена, силы Бернулли.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. П. Медников, А. М. Сиротин. Влияние акустических колебаний на процесс низкотемпературной сепарации природного газа. Газ. промышлен., 1965, **10**, 16—21.
2. Е. П. Медников. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1963.
3. В. П. Куркин. Газоструйный излучатель звука с косым скачком уплотнения. Акуст. ж., 1962, **8**, 4, 438—441.
4. W. König. I. Hydrodynamisch-akustische Untersuchungen. Ann. Phys. Chem., 1891, **42**, 3, 353—370.
5. O. Brandt, H. Freund, E. Hiedemann. Zur Theorie der akustischen Koagulation. Kolloid. Z., 1936, **77**, 1, 103—115.
6. С. В. Пшенай-Северин. О сближении аэрозольных частиц в звуковом поле под действием гидродинамических сил Осеена. Докл. АН СССР, 1959, **125**, 4, 775—778.
7. В. И. Тимошенко. О сближении аэрозольных частиц в звуковом поле при стоксовском режиме обтекания. Акуст. ж., 1965, **11**, 2, 222—225.
8. А. А. Подольский, В. И. Турубаров. К теории сближения аэрозольных частиц в звуковом поле при стоксовском режиме обтекания. Акуст. ж., 1966, **12**, 2, 266—269.
9. W. König. II. Hydrodynamisch-akustischen Untersuchungen. Ann. Phys., 1891, **42**, 4, 549—563.

Физико-химический институт
им. Л. Я. Карпова
Москва

Поступило в редакцию
21 июля 1966 г.

УДК 534.232

К ВОПРОСУ О СООТВЕТСТВИИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ВЕЛИЧИН СОПРОТИВЛЕНИЯ ТОНКОГО СЛОЯ ВОЗДУХА

И. Г. Петрицкая, Ф. В. Семякин

В работе [1] решена задача определения сопротивления тонкого слоя воздуха при гармонических колебаниях диафрагмы. Рассмотренная модель соответствует устройству колебательной системы электростатических преобразователей, а именно объем воздуха в слое ограничен жесткими цилиндрическими боковыми стенками и в неподвижной пластине, которая противолежит диафрагме, существует ряд небольших отверстий с определенными значениями входных импеданцев. Приведенные в работе [1] формулы дают возможность определить сопротивление тонкого слоя воздуха для различных форм колебания диафрагмы. Форму колебаний натянутой круглой мембраны, используемой в электростатических преобразователях, на низких частотах можно считать параболической [2] (при $f < f_р$, где $f_р$ — частота первого резонанса мембраны). В связи с этим интересно найти поправку к величине сопротивления слоя воздуха для параболической деформации диафрагмы.

Выражение для сопротивления слоя воздуха на низких частотах ($S / \omega \gg Z_1$) в случае симметричного расположения одинаковых отверстий по одному кольцу в неподвижной пластине имеет вид [1]

$$Z_с = Z_1 + Z_{доп1} = Z_\mu(1) + Z_{м1} + Z_{доп1},$$

где Z_μ — элемент сопротивления протеканию воздуха между плоской диафрагмой и неподвижной пластины, $Z_{м1}$ — механический импеданц суммы отверстий, $Z_{доп1}$ — элемент сопротивления, учитывающий отличие формы колеблющейся диафрагмы от плоской, S — упругость слоя воздуха.

В работе [1] приведены графики зависимости Z_μ (1) от радиуса расположения и числа отверстий в неподвижной пластине.

График фиг. 1 дает возможность определения поправочного элемента сопротивления $Z_{доп\,1}$ для параболической формы колебаний диафрагмы при различных радиусах расположения кольцевого отверстия r_1. Постоянная C графика равна $C = \pi h^3 / 12\mu(\pi a^2)^2$, где h — толщина слоя воздуха, a — радиус мембраны и неподвижной пластины, μ — динамический коэффициент вязкости.

Аналогичные поправочные члены имеются в формулах сопротивления слоя воздуха при более сложной системе отверстий в неподвижной пластине. Для двух колец с отверстиями сопротивление слоя воздуха на низких частотах определяется выражением

$$Z_с = [Z_1 Z_2 - Z_\mu^2(1, 2) + Z_1 Z_{доп2} + Z_2 Z_{доп1} - \\ - Z_\mu(1, 2)(Z_{доп1} + Z_{доп2})][Z_1 + Z_2 - 2Z_\mu(1, 2)]^{-1},$$

где $Z_i = Z_\mu(i) + Z_{мi}$, i — индекс кольца с отверстиями ($i = 1, 2$). Физический смысл элементов сопротивлений $Z_\mu(i)$, $Z_{мi}$, $Z_{доп\,i}$ сохраняется прежним; $Z_\mu(1, 2)$ —