УДК 534.29

# К РАСЧЕТУ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

*В. И. Тимошенко*

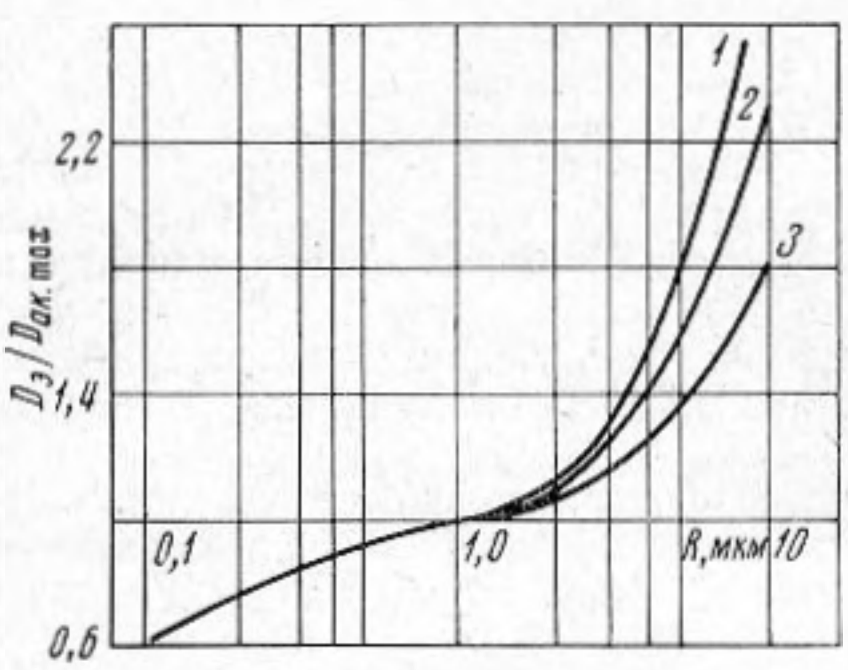
Для описания многих процессов массопереноса в мощных звуковых полях необходимо знать коэффициент диффузии частиц при наличии колебательного движения среды. Вопрос о нахождении коэффициента диффузии аэрозольных частиц в звуковом поле приобретает принципиальное значение при составлении уравнений кинетики процесса акустической коагуляции [1].

При расчетах в настоящее время используют эйнштейновское значение коэффициента диффузии [2]

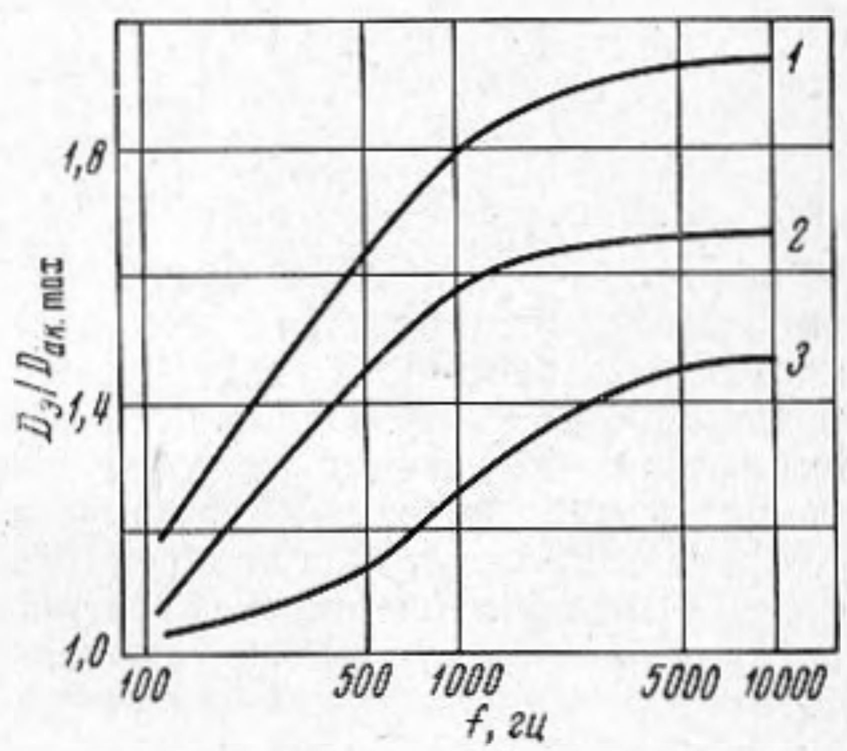
$$D_э = kT\mu, \tag{1}$$

где $k$ — постоянная Больцмана, $T$ — абсолютная температура, $\mu$ — подвижность частицы, определяемая как коэффициент пропорциональности между действующей силой и скоростью частицы. Для сферической частицы радиуса $R$, движущейся в среде с вязкостью $\eta$ в соответствии с законом Стокса, $\mu = {}^1/_6\pi\eta R$.

Для частиц размером $0,1 \div 10$ *мкм* в звуковом поле имеет место определенная специфика движения и ее следует учитывать при определении коэффициента диффузии. Как показано в работе [3], при движении аэрозольных частиц в звуковом поле реализуется осееновский режим обтекания. В квазистационарном приближении с учетом осееновской силы сопротивления подвижность аэрозольных частиц в звуковом поле для установившегося режима принимает значение




Фиг. 1




Фиг. 2

$$\mu_{ак} = {}^1/_6\pi\eta R(1+3\mathrm{Re}/16), \tag{2}$$

гфе $\mathrm{Re} = 2R|V|/\nu$ — число Рейнольдса, $\nu = \eta/\rho$ — кинематическая вязкость, $\rho$ — плотность среды, $V$ — скорость обтекания аэрозольной частицы $V = U - v$, $U$ — скорость движения частичек среды, $v$ — скорость движения аэрозольной частицы. Если $U$ изменяется по закону $U = U_0 \cos \omega t$; $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, то $V = U_0 m \sin(\omega t - \varphi)$, $v = Un \cos(\omega t - \varphi)$, где $m = \sin\varphi = \Omega / (1 + \Omega^2)^{1/2}$ — коэффициент обтекания; $n = \cos\varphi = 1 / (1 + \Omega^2)^{1/2}$ — коэффициент увлечения, $\Omega = \omega\tau$; $r = 2\delta R^2 / 9\eta$ — время релаксации, $\delta$ — плотность материала частицы, $\varphi = \mathrm{arctg}\,\Omega$ — угол сдвига фазы между колебанием среды и частицы.

Расчеты показывают, что для малых частиц размером менее 2 *мкм* поправка Осеена практически не оказывает влияния на подвижность частиц по сравнению со стоксовской. Однако для малых частиц, соизмеримых по размерам с длиной свободного пробега $l$, начинает сказываться прерывистость среды. При этом, используя выражения, полученные Милликеном [4], можно учесть изменение сопротивления движению частицы, а следовательно, и ее подвижности. Поправка Милликена в выражении для силы сопротивления сопровождает радиус частицы $R$ в степени минус единица и равна

$$1 + A\,(l/R) + Q\,(l/R)\exp(-bR/l) = 1 + \alpha, \tag{3}$$

где $A$, $Q$, $b$ — константы, равные $A = 1,246$; $Q = 0,42$; $b = 0,87$; $l = 0,653 \cdot 10^{-7}$ *м*. Для частиц размером более 1 *мкм* поправка Милликена практически не сказывается.

Из формулы (1) с учетом выражений (2) и (3) нетрудно получить выражение для коэффициента диффузии аэрозольных частиц размерами $0{,}1 \div 10$ *мкм*, находящихся в звуковом поле,

$$D_{\text{ак}} = D_{\text{э}}\,(1+\alpha)\,/\,(1+3\mathrm{Re}\,/\,16). \tag{4}$$

Выражение (4) было рассчитано при различных значениях параметров звукового поля и аэрозоля. Результаты расчетов приведены на фиг. 1 и 2. На фиг. 1 представлены графики относительного изменения максимального отклонения коэффициента диффузии $D_{\text{ак}\,\max}$ в звуковом поле в функции от размера частиц с плотностью $\delta = 1.0$ *г/см*$^3$ при значениях амплитуды колебательной скорости $U_0=700$ *см/сек* (кривая *1*), $U_0 = 500$ *см/сек* (кривая *2*) и $U_0 = 300$ *см/сек* (кривая *3*) в воздухе на частоте $f = 1000$ *гц*. Как видно из графиков, с увеличением амплитуды звуковой волны увеличивается отклонение значения $D_{\text{ак}}$ от эйнштейновского значения в правой ветви графиков для частиц больше 2 *мкм*. Отклонение значения $D_{\text{ак}}$ от эйнштейновского значения вызвано изменением подвижности частиц: в правых ветвях графиков — из-за изменения силы сопротивления при осееновском обтекании (осееновская добавка является гармонической функцией времени), в левых ветвях — из-за влияния прерывистости среды.

С ростом частоты увеличивается различие между $D_{\text{ак}}$ и $D_{\text{э}}$. Для иллюстрации на фиг. 2 приведены кривые относительного изменения $D_{\text{ак. max}}$ в функции от частоты для частиц радиуса $R=5$ *мкм*, $\delta=1{,}0$ *г/см*$^3$ при $P_0=700$ *см/сек* (кривая *1*), $U_0 = 500$ *см/сек* (кривая *2*) и $U_0 = 300$ *см/сек* (кривая *3*).

Как видно из представленных результатов, из-за изменения подвижности малых частиц в звуковом поле имеет место значительное отклонение (достигающее двукратного) коэффициента диффузии от эйнштейновского значения. В приведенных расчетах не учитывалось изменение температуры в звуковой волне, так как в работе [2] показано, что влияние этого фактора на коэффициент диффузии незначительно; изменение составляет около 0,1% от значения $D_{\text{э}}$.

## ЛИТЕРАТУРА


1. M. Jessel, V. Timochenko. Sur la dynamique des processus de coagulation acoustique Série Acoustique. C. R. Acad. sci., 1971, **272**, 1457—1460, Sér. B.
2. Физические основы ультразвуковой технологии. Под ред. Л. Д. Розенберга. М., «Наука», 1970, 519—521.
3. В. И. Тимошенко. К расчету относительного движения аэрозольных частиц в акустическом поле. Акуст. ж., 1970, **16**, 4, 570—574.
4. Н. А. Фукс. Успехи механики аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1961.



Таганрогский радиотехнический институт



Поступила 5 июля 1972 г.


---


УДК 534.231.1:539.3


# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ВЯЗКОУПРУГОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЕ


*А. М. Швиданенко*


Рассмотрим прохождение нормально падающей волны через слоистую пластинку, образованную чередующимися слоями из двух различных материалов; два смежных слоя, $a$ и $s$, образуют повторяющийся элементарный слой. Амплитуды волн в слоях $a$ и $s$ можно определить при помощи матриц $\|a\|$ и $\|b\|$. Тогда зависимость между амплитудами падающих, прошедшей и отраженных $i$-м элементарным слоем волн можно задать в виде матрицы $\|d\|$, равной произведению матриц $\|a\|$ и $\|b\|$ [1].

Элементы матрицы $\|d\|$ равны:

$$d_{11} = P_aP_s\frac{(1-2V^2)^2}{1-V^2} - \frac{P_sV^2}{P_a(1-V^2)}, \quad d_{12} = P_aP_s\frac{(1-2V^2)\,V}{1-V^2} + \frac{P_sV}{P_a(1-V^2)},$$
$$d_{21} = -\frac{P_a}{P_s}\frac{V(1-2V^2)}{1-V^2} - \frac{V}{P_aP_s(1-V^2)}, \quad d_{22} = \frac{1}{P_aP_s(1-V^2)} - \frac{P_aV^2}{P_a(1-V^2)}. \tag{1}$$