

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Е. П. МЕДНИКОВ

АКУСТИЧЕСКАЯ  
КОАГУЛЯЦИЯ  
И ОСАЖДЕНИЕ  
АЭРОЗОЛЕЙ



А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р  
И Н С Т И Т У Т Г О Р Ю Ч И Х И С К О П А Е М Ы Х

*Е. П. Медников*

АКУСТИЧЕСКАЯ  
КОАГУЛЯЦИЯ  
И ОСАЖДЕНИЕ  
АЭРОЗОЛЕЙ

---

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
АКАДЕМИИ НАУК СССР  
*Москва 1963*

В монографии рассматриваются физические основы коагуляции и осаждения аэрозолей в звуковом поле и обсуждаются основные вопросы практического использования этих процессов при очистке промышленных дымов, пылей и туманов.

Кратко рассмотрены также вопросы испарения, конденсации, горения и дегазации капель туманов и сушки осаждаемых твердых продуктов в звуковом поле.

Книга рассчитана на научных и инженерно-технических работников, соприкасающихся с вопросами осаждения и использования аэрозолей.

Ответственный редактор  
Доктор химических наук профессор

*Л. В. РАДУШКЕВИЧ*

Почти все природные и искусственные газы, с которыми соприкасается человек в своей практической деятельности, содержат то или иное количество взвешенных примесей твердых или жидких веществ и, следовательно, являются аэродисперсными системами, или кратко — *аэрозолями*. Вдыхаемый нами атмосферный воздух содержит обычно незначительное (по весу) количество взвешенных примесей, однако в густых туманах и облаках, забоях шахт и рудников их содержание достигает подчас нескольких граммов на  $1 \text{ м}^3$  воздуха и более. В природных углеводородных газах нефтяных, газовых и газоконденсатных месторождений содержание взвешенных продуктов нередко исчисляется килограммами на  $1 \text{ м}^3$  газа. Значительное количество взвешенных примесей содержат также искусственные газы, в первую очередь газы технологии топлива. Таковы горючие газы — коксовый, доменный, генераторный и др., дымовые газы промышленных топков и печей, отходящие газы сажевых заводов и других производств, вентиляционный воздух предприятий горной и топливоперерабатывающей промышленности. Из прочих газов, содержащих взвешенные примеси, назовем туманы различных кислот, радиоактивные аэрозоли, маскирующие дымы и т. д.

Наличие взвешенных примесей в большинстве перечисленных газов является нежелательным фактом, и на определенном этапе возникает необходимость осаждения и извлечения того или иного количества дисперсной фазы, либо, в отдельных случаях, ее качественного изменения, либо, наконец, ее полного или частичного уничтожения.

Одним из путей, способствующих решению двух первых задач, является искусственная коагуляция аэрозолей, т. е. агрегирование (слипание или слияние) аэрозольных частиц с помощью тех или иных физических средств. Наиболее обещающими из этих средств являются высокоинтенсивные звуковые и ультразвуковые колебания, открывшие замечательные возможности во многих отраслях науки и техники.

Укрупнение взвешенных частиц, происходящее в ходе акустической коагуляции аэрозолей, приводит к существенному

изменению физических характеристик аэрозоля. С одной стороны, вследствие сокращения суммарной наружной поверхности дисперсной фазы понижается рассеяние света, в результате чего резко возрастает прозрачность системы, вплоть до полной ее видимости. С другой стороны, вследствие увеличения размера и массы частиц резко возрастает их склонность к выпадению из газообразной среды под действием собственной силы тяжести или возбуждаемых искусственно сил инерции, электрического притяжения и т. п.

Это представляет чрезвычайно большой интерес для техники пыле-каплеулавливания, занимающей видное место в современной промышленности. Современные пыле-каплеулавливающие устройства — отстойные камеры, циклоны, скрубберы, электрофильтры и т. п. — отличаются той общей особенностью, что эффективность осаждения в них взвешенных частиц сильно зависит от степени их дисперсности. Чем выше дисперсность частиц, тем ниже эффективность их осаждения. Особенно плохо осаждаются мельчайшие частицы размером в несколько микрон и ниже, которые в том или ином количестве присутствуют в большинстве промышленных дымов, пылей и туманов.

Предварительная акустическая коагуляция таких частиц дает возможность существенно повысить эффективность их осаждения в пыле-каплеулавливающих устройствах.

Воплотить эту идею в жизнь впервые удалось в конце 40-х гг., после того как были созданы мощные источники акустических колебаний — звуковые сирены.

К сожалению, первые, весьма благоприятные результаты, достигнутые в новом, оригинальном направлении, оказали плохую услугу делу развития акустического метода интенсификации очистки газов. Вместо предварительного, более обстоятельного изучения механизма нового процесса и его возможностей, совершенствования генераторов звука сразу же стали предприниматься, часто невпопад, попытки внедрения метода в различные производства, нуждающиеся в улучшении операции очистки газов.

Во многих технических и особенно научно-популярных журналах в те годы появилось немало рекламных статей, превозносящих метод акустической коагуляции аэрозолей как панацею от всех бед, связанных с загрязнением атмосферы.

Между тем, метод акустической коагуляции аэрозолей отнюдь не универсален (как, впрочем, и все другие физические методы, используемые в технике пыле-каплеулавливания).

Это — специальный метод. Области его применения сравнительно узки; зато в этих областях он способен дать то, чего не в состоянии обеспечить ни один другой метод. В последние годы это положение стало вырисовываться с все большей и большей отчетливостью.

В то же время выяснилось, что с помощью акустических колебаний можно интенсифицировать не только процесс коагуляции взвешенных частиц, но непосредственно и сам процесс их осаждения, причем это подчас является более эффективным и экономичным решением задачи интенсификации очистки газов.

В особенности это относится к недавно открытому методу звуковой фильтрации аэрозолей, позволяющему, судя по первым публикациям, снизить остаточную концентрацию частиц до долей  $мг/м^3$  газа при весьма умеренном удельном расходе энергии на озвучивание и просасывание газа. Если эти, совершенно исключительные результаты в дальнейшем подтвердятся, то границы применения акустических колебаний в технике пыле-каплеулавливания сильно расширятся.

Рассматривая процессы коагуляции и осаждения аэрозолей в звуковом поле, нельзя не коснуться сопутствующих им физических и физико-химических процессов. Установлено, что при озвучивании туманов происходит ускорение процессов испарения, конденсации и дегазации капель, а при озвучивании увлажненных дымов и пылей и продуктов их осаждения — подсушка твердой дисперсной фазы. Перечисленные процессы оказывают определенное влияние на кинетику процессов коагуляции и осаждения аэрозолей, а в грубодисперсных системах подавляют их и выступают на передний план.

Это представляет большой практический интерес с точки зрения успешного решения таких важных проблем, как рассеяние природных туманов, сепарация конденсата из природных газов, извлечение попутных газов из сырой нефти, интенсификация горения распыленного жидкого и твердого топлива, сушка теплочувствительных порошкообразных продуктов и др.

В настоящее время в области акустической коагуляции аэрозолей и смежных процессов накоплен значительный теоретический и экспериментальный материал, отличающийся, однако, крайней отрывочностью и противоречивостью фактов. В большой степени это связано с чрезвычайной специфичностью нового метода, требующего познаний из довольно отдаленных друг от друга областей науки — гидродинамики, акустики, механики аэрозолей, физической химии, химической технологии (и притом наименее разработанных их разделов). Другой причиной является исключительная трудность экспериментирования в этой области, обусловленная, с одной стороны, отсутствием необходимой акустической аппаратуры, а с другой — необычайной подвижностью аэрозольных частиц в звуковом поле, затрудняющей непосредственное наблюдение элементарных актов.

Не удивительно, что в этих условиях многим исследователям не удалось избежать ошибочных заключений в отношении механизма исследуемых процессов, их рентабельности, областей применения и т. п.

В настоящей монографии сделана попытка систематизации и обобщения накопленных материалов в области акустической коагуляции и осаждения аэрозолей. При этом уделено внимание как физической сущности рассматриваемых процессов, так и их практическим приложениям в технике. В дополнение кратко рассмотрены процессы испарения, конденсации, горения и дегазации жидкой дисперсной фазы, а также сушки осажденных твердых продуктов в звуковом поле.

Автор считает своим приятным долгом выразить признательность доктору химических наук Б. Б. Кудрявцеву, докторам физико-математических наук В. Ф. Ноздреву и С. Н. Ржевкину и кандидату химических наук И. Ф. Богданову за внимание к проводимой автором работе и полезные советы. Автор весьма признателен доктору химических наук Л. В. Радушкевичу, взявшему на себя труд по просмотру и редактированию рукописи. Автор выражает также благодарность З. В. Григорьевой и А. М. Тимошенко за помощь в оформлении графического материала.

## ВВЕДЕНИЕ

### § 1. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Коагулирующее действие звука на аэрозоли и другие физические и биологические эффекты озвучивания в газообразных средах наблюдаются лишь при очень высокой интенсивности звука, уровень которой намного превосходит порог болевого ощущения человеческого уха. Такие высокоинтенсивные звуковые колебания характеризуются рядом специфических особенностей, которые отличают их от звуковых колебаний обычного уровня.

Под звуковыми колебаниями или просто звуком в физике, как известно, подразумевается механическое возвратно-поступательное движение упругой среды (в нашем случае — газа), волнообразно распространяющееся от источника звука. Источником звука обычно является вибрирующее или пульсирующее твердое, жидкое или газообразное тело, приводимое в действие аэрогидромеханическим или электромеханическим путем. Вибрации или пульсации тела вызывают чередующиеся сжатия и разрежения в примыкающем слое газа, а это влечет за собой возвратно-поступательное смещение соседних частиц газа. Последнее вызывает в этом слое знакопеременное изменение давления, что приводит к колебательному смещению частиц в следующем слое газа; таким путем, от слоя к слою, колебания распространяются все дальше и дальше от источника звука со скоростью, называемой скоростью звука.

Если за начало отсчета времени ( $t = 0$ ) принять момент, когда в рассматриваемой точке пространства среда пришла в равновесие и ее частицы начинают движение по ходу волны, то при синусоидальном характере вибраций источника звука смещение частиц среды  $x_g$ , их колебательная скорость  $u_g$  и звуковое, т.е. избыточное, давление  $p_g$  изменяются во времени следующим образом:

$$x_g = A_g \sin \omega t, \quad (1.1)$$

$$u_g = U_g \cos \omega t, \quad (1.2)$$

$$p_g = P_g \cos \omega t, \quad (1.3)$$

где  $A_g$ ,  $U_g$  и  $P_g$  — амплитуды соответственно колебательного смещения, колебательной скорости и звукового давления;  $\omega$  — угловая скорость, равная  $2\pi f$  ( $f$  — частота колебаний в герцах \*).

Колебательная скорость и звуковое давление, таким образом, сдвинуты во времени относительно колебательного смещения на  $1/4$  периода колебания  $T$ .

Встречая на пути то или иное препятствие, достаточно большого по сравнению с длиной волны  $\lambda$  размера, звуковая волна отражается от него по законам геометрической оптики и взаимодействует с прямой волной. В результате интерференции в одних точках происходит усиление, а в других — ослабление амплитуды колебательного движения. Если препятствием является плоская поверхность, расположенная перпендикулярно направлению распространения звуковой волны на расстоянии от источника звука, кратном  $\lambda/2$ , то в



Рис. 1. Распределение звукового давления, колебательной скорости и смещения в стоячей звуковой волне

а — в момент времени  $t$ ; б — в момент времени  $t + 1/2 T$

результате интерференции прямой и обратной волн образуется так называемая *стоячая волна* (рис. 1). В этом случае изменение величин  $x_g$ ,  $u_g$  и  $p_g$  описывается уравнениями:

$$x_g = 2A_g \sin kx_0 \sin \omega t, \quad (1.4)$$

$$u_g = 2U_g \sin kx_0 \cos \omega t, \quad (1.5)$$

$$p_g = 2P_g \cos kx_0 \cos \omega t, \quad (1.6)$$

где  $k$  — волновое число, равное  $k = \frac{\omega}{c_g} = \frac{2\pi}{\lambda}$ , а  $x_0$  — расстояние до ближайшего узла колебаний (УК), т. е. точки, где колебательное смещение и колебательная скорость среды неизменно равны нулю (точка, где указанные величины достигают максимума, называется пучностью колебаний (ПК)).

В отличие от описанной ранее *бегущей* волны колебательное смещение, колебательная скорость и звуковое давление являются здесь функциями не только времени, но и пространства.

При высоких интенсивностях звука описанная картина распространения звуковых волн дополняется рядом новых явлений, так называемых эффектов второго порядка [133, 7, 10, 46, 72, 205].

\* 1 герц (гц) = 1 колебанию в секунду; 1000 гц = 1 килогерцу (кгц).

Эти эффекты связаны с тем обстоятельством, что звуковое давление, а с ним колебательная скорость и колебательное смещение частиц среды достигают необычайно высоких значений, при которых имеют место новые закономерности, не охватываемые уравнениями классической акустики (акустики малых амплитуд).

Большинство вопросов излучения и распространения звука классическая акустика решает при помощи уравнения колебательного движения среды, известного под названием волнового уравнения, которое для плоской волны имеет вид [7, 62, 105]

$$\frac{\partial^2 u_g}{\partial t^2} = c_g^2 \frac{\partial^2 u_g}{\partial x^2}, \quad (1.7)$$

где  $x$  — расстояние от источника звука;  $c_g$  — скорость звука, определяемая для газов известным выражением

$$c_g = \sqrt{\frac{P_{ст}}{\rho_g \gamma}} \quad (1.8)$$

( $P_{ст}$  — статическое давление в среде;  $\rho_g$  — плотность газа;  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей,  $C_p/C_v$ ).

Волновое уравнение выводится из уравнения движения идеальной жидкости с добавлением уравнения неразрывности среды и уравнения состояния газа, причем эти уравнения «линеаризируются», т. е. принимаются в расчет лишь члены первого порядка, а члены высших порядков опускаются [105]. Это допустимо, если звуковое давление пренебрежимо мало в сравнении со статическим давлением среды, что позволяет пренебречь различием плотности среды на участках сжатия и разрежения. Указанное условие эквивалентно тому, что колебательная скорость пренебрежимо мала в сравнении со скоростью звука (это позволяет пренебречь различием в скоростях распространения возмущений на участках сжатия и разрежения) или что колебательное смещение пренебрежимо мало по сравнению с длиной волны (это позволяет считать его прямо пропорциональным звуковому давлению, согласно закону Гука).

На рис. 2 приведены значения амплитуды колебательной скорости  $U_g$  и соответствующие значения амплитуды звукового давления  $P_g$  при высоких интенсивностях звука  $J^*$  для различных газов, резко отличающихся по своему акустическому сопротивлению  $\rho_g c_g$ : водорода, воздуха и сжатого метана (основного компонента природного газа).

---

\* Под интенсивностью или силой звука  $J$  (или  $I$ ) подразумевается поток акустической энергии, проходящий через  $1 \text{ см}^2$  фронта звуковой волны в  $1 \text{ сек}$ . Единицей интенсивности звука в системе CGS является  $1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ , а в практической системе —  $1 \text{ вт/см}^2$ , равный  $10^7 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ .

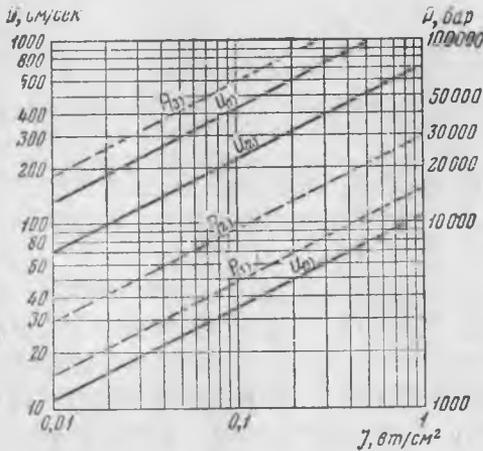


Рис. 2. Амплитудные значения колебательной скорости и звукового давления для некоторых газов при высокой интенсивности звука

1 — водород при 760 мм в. с. и 20°С ( $\rho_g c_g = 11,5 \text{ г} \cdot \text{се}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ); 2 — воздух при 760 мм в. с. и 20°С ( $\rho_g c_g = 41,3 \text{ г} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ); 3 — метан при 50 ата и 20°С ( $\rho_g c_g = 1550 \text{ г} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ )

золей, амплитуда колебательной скорости  $U_g$  достигает в воздухе 2,2—7,0 м/сек, что составляет 0,65—2,1% скорости звука; амплитуда звукового давления  $P_g$  достигает 9000—29 000 бар, что составляет 0,9—3,0% атмосферного давления.

Необычайно высокие значений достигает при указанной интенсивности звука и амплитуда колебательного смещения  $A_g$ , о чем свидетельствует рис. 3. Для вычисления значений  $A_g$  использовано известное соотношение [7]

$$A_g = \frac{U_g}{\omega} = \frac{1}{2\pi f} \sqrt{\frac{2J}{\rho_g c_g}} \quad (1.11)$$

\* Звуковое давление измеряется в акустических барах (1 бар=дин/см²);

оно связано с интенсивностью звука зависимостью  $J = \frac{P_g^2}{\rho_g c_g}$ , где под  $\rho_g$  подразумевается эффективное значение звукового давления, получаемое, например, при экспериментальных измерениях звукового поля с помощью акустических зондов (индекс  $g$  при  $\rho$  и  $P$  в дальнейшем тексте нами опущен).

Значения амплитуды колебательной скорости  $U_g$  вычислены по известной формуле для плоской волны [7]:

$$U_g = \sqrt{\frac{2J}{\rho_g c_g}} \quad (1.9)$$

а значения амплитуды звукового давления вычислены по формуле\*

$$P_g = \rho_g c_g U_g \quad (1.10)$$

Эффективные значения колебательной скорости  $u_g$  и звукового давления  $p_g$  находятся делением величин  $U_g$  и  $P_g$  на  $\sqrt{2}$ .

Как видно из рис. 2, в диапазоне интенсивностей звука  $J = 0,1 \div 1,0 \text{ вт/см}^2$ , в котором наблюдается быстрая коагуляция аэро-

В диапазоне 1000—5000 гц, чаще всего используемом при акустической коагуляции аэрозолей, амплитуда колебательного смещения  $A_g$  при  $J = 0,1—1,0$  вт/см<sup>2</sup> лежит в пределах 70—1100 м, что намного превосходит размеры аэрозольных частиц и представляет собой величину того же порядка что и среднее расстояние между частицами (см. § 9).

При приведенных значениях звукового давления, колебательной скорости и колебательного смещения пренебрегать в исходных уравнениях членами высших порядков уже нельзя, а появление их знаменует собой резкое усиление некоторых ранее известных акустических эффектов и возникновение ряда новых эффектов.

К таким эффектам относятся:

- 1) сильная неоднородность звукового поля — наличие высоких градиентов звукового давления и колебательной скорости, в особенности вблизи источника звука;
- 2) искажение формы звуковой волны в процессе ее распространения и как результат — появление гармоник;
- 3) повышенное звукопоглощение среды;
- 4) усиление радиационного давления звука до ощутимых размеров;
- 5) появление в среде сильного поступательного потока (или серии замкнутых вихрей), называемого акустическим «звуковым» ветром или течением;
- 6) турбулизация среды.

Рассмотрим кратко перечисленные акустические эффекты.

Неоднородность звукового поля. При решении

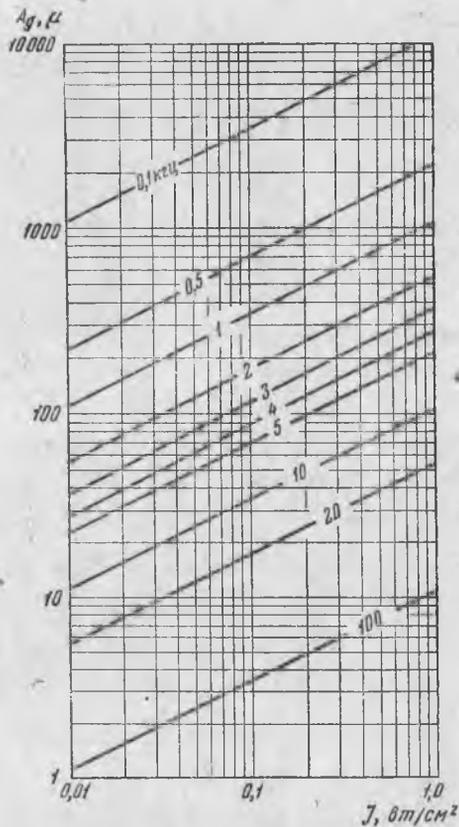


Рис. 3. Амплитуды колебаний частиц воздуха при высокой интенсивности звука

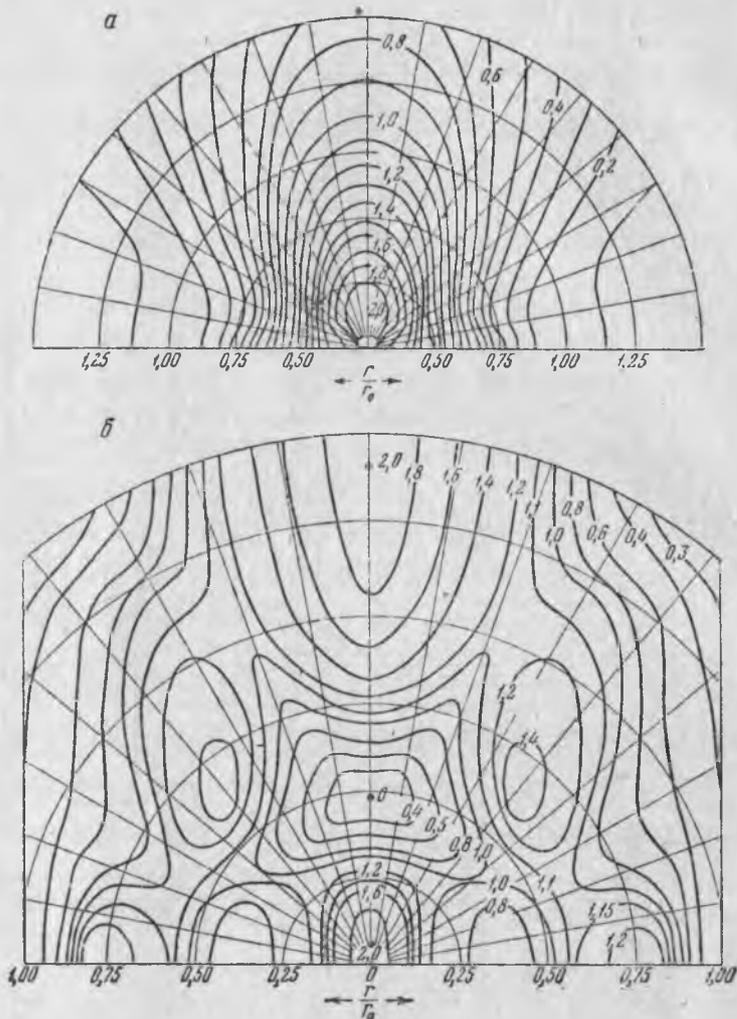


Рис. 4. Распределение звукового давления вблизи поршневого излучателя (по Штенцелю)

$$a - D/\lambda = \frac{4}{\pi}; \quad b - D/\lambda = \frac{10}{\pi}$$

многих задач акустики звуковое поле идеализируется, а именно фронт волны принимается абсолютно плоским. Это предположение облегчает решение задач, однако в большинстве случаев оно не соответствует действительности.

Установлено [72, 105], что ближнее поле даже идеально плоских излучателей исключительно неоднородно и не имеет ничего

общего с плоской волной. Для иллюстрации на рис. 4 представлено распределение звукового давления вблизи поршневого излучателя, вычисленное Штенцелем путем суммирования в каждой точке пространства сферических волн, излучаемых, по принципу Гюйгенса, каждой точкой поверхности поршня. Как видим, ближе звуковое поле неоднородно как в поперечном, так и в продольном направлении, причем неоднородность возрастает с увеличением частоты звука. Правда, среднее давление в поперечном направлении, как показал С. Н. Ржевкин [105], примерно одинаково во всех сечениях, и этим объясняется возможность образования стячей волны.

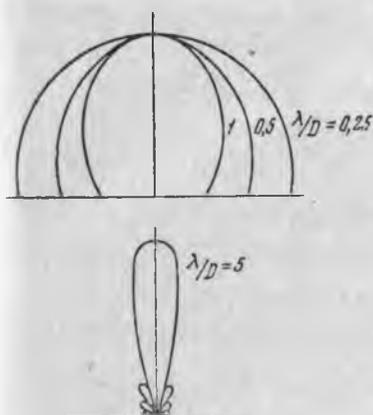


Рис. 5. Направленность поршневых излучателей звука при различных отношениях  $D/\lambda$

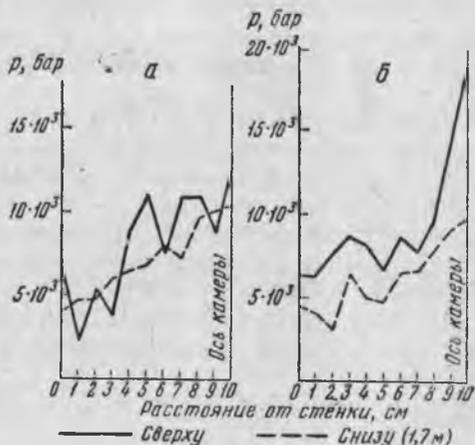


Рис. 6. Распределение звукового давления в коагуляционной камере

а — при частоте 3,6 кГц, б — при частоте 6,0 кГц

С удалением от источника звука фронт звуковой волны постепенно выравнивается, однако сохраняет все еще такую неоднородность, что может считаться плоским лишь на небольшом центральном «пятачке». На рис. 5 для иллюстрации представлены так называемые диаграммы направленности поршневых излучателей звука, показывающие распределение звукового давления при излучении в свободное пространство.

Из рис. 5 видно, что с увеличением частоты (при неизменном диаметре излучателя  $D$ ) звуковой пучок сужается, однако неоднородность по фронту звуковой волны при этом отнюдь не уменьшается.

Еще неоднороднее фронт звуковой волны при распространении ее в ограниченном пространстве, в частности трубе. Плоская звуковая волна здесь может иметь место лишь в тех редких случаях, когда диаметр трубы  $D$  невелик в сравнении с

длиной волны  $\lambda$ . В противном случае возникают моды колебаний в поперечном направлении.

Критерием возникновения поперечных колебаний в трубе является следующее неравенство [105]:

$$f_0 > \frac{1,84 c_g}{\pi D}. \quad (1.12)$$

На рис. 6 показано распределение звукового давления в поперечном сечении коагуляционной камеры диаметром  $D=20$  см [85]. Видно, что в центре камеры имеет место ярко выраженный пик звукового давления, который с удалением от источника звука несколько ослабляется. Ввиду отражения косых звуковых лучей от стенок трубы и интерференции их с прямыми лучами звуковое давление понижается вдоль трубы, периодически возрастающая и вновь спадающая [97, 126, 298].

Все описанное выше имеет место при любой интенсивности звука, однако при высоких значениях интенсивности звука градиенты звукового давления, а следовательно и колебательной скорости, приобретают огромную величину, что не может не сказаться на гидродинамической устойчивости звукового поля в целом.

Искажение формы звуковой волны. В процессе распространения звуковая волна, возбуждаемая синусоидально колеблющимся источником звука, постепенно превращается из синусоидальной в пилообразную, «ударную» волну (рис. 7, а). Это обусловлено тем, что при больших амплитудах звукового давления различные части волны движутся с разной скоростью. Участки повышенного давления (сжатия), где частицы среды движутся в направлении распространения волны, перемещаются с увеличенной скоростью, и, наоборот, участки пониженного давления (разрежения), где частицы движутся в обратном направлении, перемещаются с пониженной скоростью. Вследствие этого профиль волны в интервале между наибольшим сжатием и наибольшим разрежением становится все более и более крутым. В конечном счете происходит «захлестывание» волны и образование разрыва [46, 124, 133]. Наступление этого момента несколько притормаживается благодаря неизбежному затуханию колебательной скорости в среде.

Несинусоидальная, пилообразная волна может быть представлена, по Фурье [11], в виде совокупности волн, состоящей из синусоидальной волны основной частоты  $\omega_0$  (первой гармоники) и гармонических составляющих с частотами  $2\omega_0$ ,  $3\omega_0$  и т. д. Для иллюстрации на рис. 7, б графически показана схема разложения искаженной волны с выделением второй гармоники [6].

Таким образом, можно констатировать, что искажение формы звуковой волны практически означает появление гармонических составляющих, и притом весьма значительных,

По теории Римана относительная величина амплитуды давления для второй гармоники  $P_2/P_1$ , характеризующая собой степень искажения формы звуковой волны, дается выражением [46, 124, 6]

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{\gamma + 1}{2\sqrt{2} \rho_g c_g^3} \omega_0 P x. \quad (1.13)$$

Из этого уравнения можно заключить, что степень искажения формы звуковой волны линейно возрастает с увеличением частоты  $\omega_0$ , звукового давления основной частоты  $P_1$  и проходимо-го волной расстояния  $x$ .

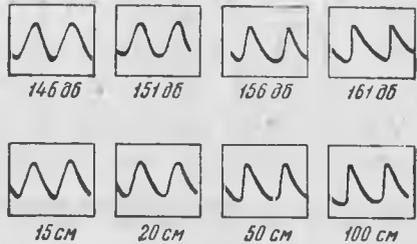
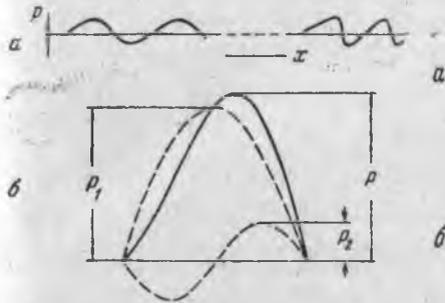


Рис. 7. Искажение формы звуковой волны в процессе распространения

*a* — общая схема; *б* — разложение искаженной волны на две гармоники

Рис. 8. Изменение формы звуковой волны ( $f_0 = 15$  кГц)

*a* — при повышении уровня силы источника звука на неизменном расстоянии от него, равном 50 см; *б* — при удалении от источника звука с уровнем силы звука, равным 156 дБ

На рис. 8 показаны осциллограммы, иллюстрирующие изменение формы звуковой волны частотой  $f_0 = 15$  кГц в воздухе с увеличением уровня силы звука при фиксированном расстоянии от источника звука (*a*) и с увеличением расстояния при фиксированном уровне силы звука излучателя (*б*), равном 156 дБ\* (развертка во времени) [205].

На рис. 9 приведен график, показывающий уровень звукового давления первых шести гармоник звуковой волны частотой  $f_0 = 15$  кГц в зависимости от уровня силы источника звука [205]. Пользуясь этим графиком, можно, учитывая соотношение (1, 13), найти уровень звукового давления любой из первых шести гармоник при любом значении звукового давления, частоты и расстояния от источника звука.

\* Уровень силы звука, выражаемый в децибелах (дБ), связан с интенсивностью звука  $J$  следующей зависимостью:  $L = 10 \lg J/J_0$ , где  $J_0$  — стандартная интенсивность звука, равная  $10^{-16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

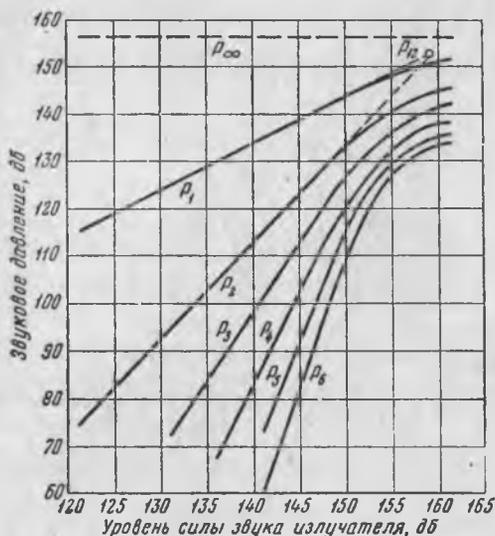


Рис. 9. Уровень звукового давления первых шести гармоник в зависимости от уровня силы источника звука ( $f_0 = 15$  кГц)

Критерием существования разрыва для воздуха, по З. А. Гольдбергу [25], является неравенство  $p_{бар} \geq 2\pi f_{0кГц}$ , которое в газах всегда выполняется. Расстояние до места разрыва при этом определяется следующим выражением [25, 88]:

$$x_{кр} \leq \frac{2\rho_g c_g^3}{(\gamma + 1)\omega_0 p_x} \quad (1.14)$$

В стоячей звуковой волне искаженная форма волны изменяется во времени [133], в результате чего звуковое давление получает в ПК некоторое конечное значение. Число, показывающее во сколько раз это значение меньше,

чем в УК, носит название коэффициента стоячей волны.

Повышенное звукопоглощение среды. Если звуковая волна обладает малой начальной амплитудой колебаний  $A_{g0}$  или давления  $P_0$ , то в процессе распространения вдоль оси  $x$  ее амплитуда уменьшается, как показывает эксперимент, по экспоненциальному закону [7, 72]:

$$\begin{aligned} A_g &= A_{g0} e^{-\alpha_g x}, \\ P &= P_0 e^{-\alpha_g x}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

где  $\alpha_g$  — так называемый коэффициент поглощения звука в газе, выражаемый в  $см^{-1}$  (если коэффициент поглощения выражен в  $дБ/м$ , то для пересчета число, выражающее  $\alpha_g$  в  $см^{-1}$ , нужно умножить на 868,6).

Интенсивность звука уменьшается с расстоянием по закону

$$J = J_0 e^{-\alpha_g' x} \quad (1.15')$$

К этому закону приводит предположение, что теряемая в слое среды доля подводимой энергии пропорциональна толщине слоя:

$\frac{dJ}{J} = \alpha'_g dx$ . Коэффициент поглощения звука  $\alpha'_g$  характеризует собой долю акустической энергии, теряемой на отрезке  $x = 1$ . Очевидно, что  $\alpha'_g = 2\alpha_g$ .

Поглощение акустической энергии газообразной средой при малых амплитудах обусловлено в первую очередь внутренним трением, или вязкостью среды и ее теплопроводностью (так как возникает теплообмен между участками сжатия и разрежения среды). Исходя из этого теория звука дает для коэффициента поглощения в сжимаемой среде следующее выражение [7, 46, 233]:

$$\alpha_{g0} = \alpha_g^\eta + \alpha_g^\lambda + \alpha_g^{\eta'} = \frac{b\omega^2}{2\rho c_g^3}, \quad (1.16)$$

где

$$b = \frac{4}{3}\eta + \frac{\gamma-1}{C_p}\lambda_q + \eta' \quad (1.17)$$

( $\eta$  — динамическая вязкость;  $\lambda_q$  — коэффициент теплопроводности;  $\eta'$  — объемная вязкость). Для воздуха второй член в (1.17) равен  $0,554\eta$  и поэтому приблизительно  $b \approx 2\eta + \eta'$ . В практических расчетах для воздуха можно принимать  $b \approx 2,5\eta$  [233].

Согласно уравнению (1.16) для сухого воздуха, находящегося при нормальных условиях, коэффициент поглощения оказывается ничтожно малым; так, в диапазоне 3—10 кгц  $\alpha_{g0} = 10^{-3} \div 10^{-2}$  дб/м.

Измерения в атмосферных условиях дают гораздо большую величину. Это обусловлено наличием паров воды в воздухе [6, 7, 46, 267]. Кнудсен проверил это на частотах 1,5, 3, 6 и 10 кгц и установил, что коэффициент звукопоглощения имеет наименьшее значение в сухом воздухе, затем резко возрастает, достигая максимума при относительной влажности 12—20%, и снова падает. В диапазоне 3—10 кгц максимальное значение коэффициента поглощения звука достигает  $\alpha_{g0}^3 = 0,17 \div 0,56$  дб/м.

Наличие стенок вызывает дополнительные вязкие и тепловые потери акустической энергии.

В случае трубы радиуса  $R$  дополнительный коэффициент поглощения, по Кирхгофу [6, 7], равен:

$$\alpha_{ст} = \frac{1,1}{c_g R} \sqrt{f}. \quad (1.18)$$

Как видим, с уменьшением размера отверстия звукопоглощение быстро растет.

В высокоинтенсивном звуковом поле коэффициент поглощения звука на несколько порядков выше приведенных величин  $\alpha_{g0}$ . Это объясняется в основном появлением гармонических составляющих, которые поглощаются, согласно (1.16), гораздо сильнее основной гармонической составляющей.

Согласно теории, развитой З. А. Гольдбергом [25], локальный коэффициент поглощения звука при пилообразной форме волны выражается следующей формулой:

$$\alpha_g = \alpha_{g0} \frac{\gamma + 1}{\pi} \frac{P_x}{b\omega_0}, \quad (1.19)$$

где  $P_x$  — амплитуда звукового давления в точке  $x$ . Таким образом, коэффициент поглощения при высокой интенсивности звука прямо пропорционален частоте колебаний [если учесть (1.16)] и локальному звуковому давлению.

В воздушной среде формула (1.19) приобретает вид

$$\alpha_g = 3,6 \cdot 10^{-8} f P_x (\text{дб/м}), \quad (1.19')$$

что в диапазоне частот  $f = 1-10$  кГц дает:

$$\begin{array}{ll} \text{при } J = 0,1 \text{ вт/см}^2 & \alpha_g = 0,23 \div 2,3 \text{ дб/м,} \\ \text{» } J = 1,0 \text{ вт/см}^2 & \alpha_g = 0,73 \div 7,3 \text{ » .} \end{array}$$

Линейный характер зависимости  $\alpha_g$  от  $p$  получил экспериментальное подтверждение в работе [97], результаты которой иллюстрирует рис. 10 ( $f = 13$  кГц;  $R = 6$  см). Эти результаты описывает линейное уравнение

$$\alpha_g^3 = \alpha_{g0}^3 + mp_x, \quad (1.20)$$

где  $\alpha_{g0}^3$  — экспериментальный коэффициент поглощения звука при нулевом звуковом давлении, включающий помимо потерь энергии в газе потери в стенках сосуда;  $m$  — коэффициент пропорциональности.

Абсолютная величина  $mp_x$ , однако, намного ниже (в 6—7 раз) теоретических значений  $\alpha_g$ , получаемых по формуле (1.19), что, по-видимому, нельзя объяснить одним лишь несовершенством измерений.

Ввиду зависимости коэффициента поглощения звука от величины звукового давления затухание звука с расстоянием происходит не по экспоненциальному закону, а определяется следующей формулой [98]:

$$p = p_0 \frac{\alpha_{g0}}{\alpha_{g0} e^{\alpha_{g0} x} - mp_0 (1 - e^{\alpha_{g0} x})}, \quad (1.21)$$

оправдывающейся только при плоской звуковой волне.

В заключение заметим, что в открытом пространстве ослабление звука с удалением от источника звука обуславливается не только поглощением акустической энергии средой, но и чисто геометрическими факторами, а именно расширением звукового пучка (см. рис. 5), при котором интенсивность звука уменьшается в соответствии с увеличением площади поперечного сечения пучка.

Радиационное давление звука. Встречая препятствие, звуковые волны оказывают на него определенное силовое воздействие. В бегущей волне сила радиационного давления направлена в сторону распространения волны, а в стоячей волне — от узла к пучности колебаний (где звуковое давление стремится к нулю).

Наглядному объяснению это явление поддается с трудом.

В. А. Красильников в популярной книге «Звуковые и ультразвуковые волны» [46] приводит следующее объяснение:

«В участках сжатия скорость частиц направлена по направлению движения волны, в участках разрежения — в обратном направлении. Легко видеть поэтому, что сопротивление движению частиц будет меньше, когда частицы движутся из области сжатия в область разрежения, чем в случае, когда частицы движутся из области разрежения в область сжатия. Поскольку давление определяется произведением скорости частиц на удельное сопротивление среды [см. уравнение (1. 10)], то давление по направлению распространения волны будет несколько больше, чем в обратном направлении. Так возникает постоянное давление звука в направлении распространения волны».

Решение волнового уравнения с учетом квадратичных членов (второе приближение) показывает, что у препятствия звуковое давление изменяется не точно по синусоидальному закону; его среднее по времени значение становится не равным нулю, как предполагается в акустике малых амплитуд (доказательство этого положения хорошо изложено в работах [72, 205]).

Радиационное давление есть среднее по времени значение давления, развиваемого звуковой волной у препятствия, вычисленное с учетом взаимодействия между звуковым полем и невозмущенной средой.

Величину радиационного давления легко получить, следуя рассуждениям Поля [100], который пишет:

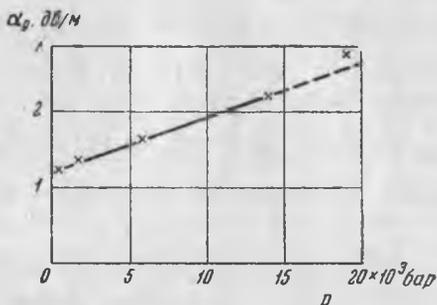


Рис. 10. Зависимость коэффициента затухания звука от звукового давления ( $f = 13$  кГц)

«Пусть обе прямые линии обозначают границы параллельно ограниченного пучка волн. Частички воздуха колеблются в нем туда и сюда синусообразно в направлении двойных стрелок с наибольшей скоростью  $U_g$  (обозначение здесь и ниже наше. — *Е. М.*). Вследствие этого статическое давление  $P_{ст}$  внутри пучка уменьшается по уравнению Бернулли на величину  $\frac{1}{2} \rho_g U_g^2$ . Поэтому в волновой пучок втекает наружный воздух. Пучок падает на стенку направо. При этом скорость становится равной нулю, а давление возрастает на величину  $p_R = \frac{1}{2} \rho_g U_g^2$ . Это и есть давление излучения. Но величина  $\frac{1}{2} \rho_g U_g^2$  в то же время равна частному:

$$\frac{\text{кинетическая энергия в объеме } V \text{ звукового поля}}{\text{объем } V \text{ звукового поля}}$$

т. е. равна плотности  $\bar{E}$  звуковой энергии. Тем самым звуковое давление  $p_R$  равно пространственной плотности  $\bar{E}$  энергии излучения»:

$$p_R = \bar{E} = \frac{J}{c_g}. \quad (1.22)$$

Такова величина радиационного давления у полностью поглощающего препятствия, размер которого намного больше длины волны. При полном отражении звука радиационное давление вдвое больше:

$$p_R = 2\bar{E} = \frac{2J}{c_g}. \quad (1.22')$$

В общем случае, когда препятствие обладает коэффициентом отражения  $\beta$ , величина радиационного давления определяется уравнением

$$p_R = (1 + \beta^2) \bar{E} = (1 + \beta^2) \frac{J}{c_g}. \quad (1.23)$$

Величина силы радиационного давления на препятствие зависит, с одной стороны, от плотности кинетической энергии колебательного движения, усредненной по времени и пространству, а с другой — от формы, размеров и отражающей способности препятствия.

В высокоинтенсивном звуковом поле, где плотность энергии весьма значительна (при  $J=0,1-1,0$  *вт/см<sup>2</sup>* в воздухе  $E=30-300$  *эрг/см<sup>3</sup>*), силы радиационного давления на не слишком малые объекты приобретают весьма ощутимые размеры. Свидетельством является «плавание» стеклянных шариков, монет и тому подобных предметов, наблюдаемое в высокоинтенсивном звуковом поле стоячей волны [137, 179].

Акустический ветер. При высокой интенсивности звука колебательное движение сопровождается поступательный (непериодический) акустический поток среды.

В бегущей волне возникает поток газа, направленный в центре звукового пучка от источника звука, а на периферии — в обратном направлении, как показано на рис. 11, а. В стоячей волне, ограниченной продольными стенками, наблюдается серия замкнутых (в цилиндре — тороидально замкнутых) вихрей, имеющих близ стенок направление от пучностей к узлам колебаний, как показано на рис. 11, б.

По общепризнанному в настоящее время мнению, акустический ветер порождается наличием перепада радиационного давления, обусловленного поглощением звуковых волн средой.

Небезынтересно отметить, что явление акустического ветра впервые обнаружено с помощью аэрозольных частиц при наблюдении пылевых фигур Кундта (Дворжак, 1887). Вскоре

на это явление обратил внимание Рэлей, который, учтя вязкость среды, вывел следующие уравнения для составляющих непериодической скорости в стоячей волне [107]:

для скорости, параллельной плоской поверхности (оси  $x$ ),

$$u_2 = - \frac{3U_g^2 \sin 2kx}{16c_g} \left[ 1 - \frac{3(y_1 - y)^2}{y_1^2} \right]; \quad (1.24)$$

для скорости, перпендикулярной плоской поверхности,

$$v_2 = - \frac{3U_g^2 2k \cos 2kx}{16c_g} \left[ y_1 - y - \frac{(y_1 - y)^3}{y_1^2} \right], \quad (1.25)$$

где  $x$  и  $y$  — расстояния от пучности колебаний соответственно вдоль поверхности и перпендикулярно поверхности;  $y_1$  — расстояние от стенки до плоскости симметрии.

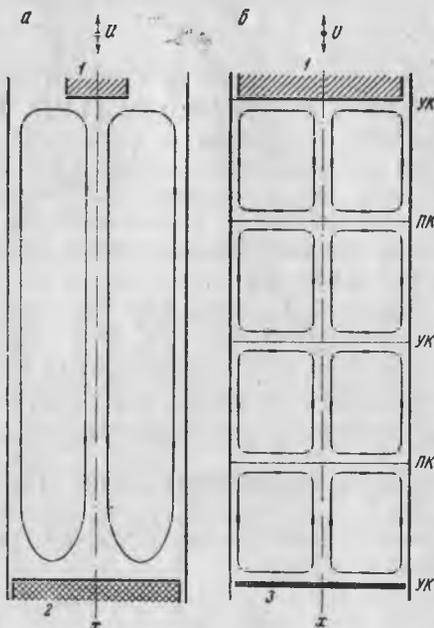


Рис. 11. Акустические течения (звуковой ветер), возникающие в звуковом поле а — в бегущей волне, б — в стоячей волне 1 — излучатель звука; 2 — звукопоглощающий материал; 3 — отражатель звука (рефлектор) Длина участка УК — ПК равна  $\lambda/4$ .

Линии тока акустического вихря при этом можно определить при помощи следующей функции тока [73]:

$$\psi = \sin 2kx - \frac{1}{y^3 - 3y_1y^2 + 2y_1^2y}. \quad (1.26)$$

Эпюры скоростей и линии тока акустических вихрей, получающиеся по уравнениям (1.24), (1.25) и (1.26), можно найти в работе [73]. Отметим, однако, что при высокой интенсивности звука наблюдается значительное расхождение эксперимента с теорией. Экспериментальные линии тока отличаются меньшей «угловатостью», т. е. имеют более плавный, скругленный вид, причем степень скругленности тем больше, чем выше интенсивность звука [140].

Скорость прямого акустического потока в бегущей волне по оси цилиндрического сосуда по Эккарту [187] равна

$$(u_2)_{\text{макс}} = \frac{\omega^2 J_0 R^2}{\rho_g c_g^4} \left( 2 + \frac{\eta'}{\eta} \right) \Phi(R_{\text{пр}}), \quad (1.27)$$

где  $J_0$  — интенсивность звука непосредственно у излучателя;  $\Phi(R_{\text{пр}})$  — множитель, определяемый отношением радиуса  $R$  звукового пучка к радиусу трубы  $R_0$ , вдоль оси которой распространяется звук

$$\Phi(R_{\text{пр}}) = \frac{1}{2} \left( \frac{R^2}{R_0^2} - 1 \right) - \log \frac{R}{R_0}.$$

Уравнение Эккарта, как и уравнение Рэлея, справедливо лишь для случая предельно малых поглощений звука, пока коэффициент звукопоглощения независим от интенсивности звука. Неприменимо это уравнение также при низких звуковых частотах, так как оно выведено в предположении, что длина волны много меньше размеров сосуда.

В связи с этим в последние годы были проведены новые теоретические исследования акустического ветра, среди которых заслуживает особого упоминания работа Уэстервелта [287].

Недавно А. И. Ивановский [36] провел обстоятельное теоретическое исследование проблемы акустических потоков и нашел общее решение задачи, дающее значение скорости при любых значениях коэффициента звукопоглощения  $\alpha_g$  и длины сосуда  $L$  с точностью до множителя  $\Phi(R_{\text{пр}})$ .

При  $\alpha_g L \ll 1$  скорость акустического ветра равна

$$u_2 = \frac{2\alpha_{g0} J_0}{c_g \eta} R^2 \Phi(R_{\text{пр}}). \quad (1.28)$$

Это выражение совпадает с формулой Экарта (1.27), если подставить в него значение  $\alpha_{g0}$  из (1.16) с учетом (1.17), в котором  $b \approx 2\eta + \eta'$ .

При  $\alpha_g L \approx 1$  скорость акустического ветра равна

$$u_2 = \frac{2J_0}{c_g \eta} \frac{1 - e^{-\alpha_g L}}{L} R^2 \Phi(R_{пр}). \quad (1.29)$$

При  $\alpha L \gg 1$ , т. е. когда звук целиком поглощается в сосуде, скорость акустического ветра равна

$$u_2 = \frac{2J_0}{c_g \eta} \frac{1}{L} R^2 \Phi(R_{пр}). \quad (1.30)$$

Из этих уравнений вытекает, что скорость акустического ветра пропорциональна доле звуковой энергии, остающейся в сосуде за счет поглощения среды (в аэрозолях необходимо учитывать также поглощение акустической энергии аэрозольными частицами, рассматриваемое далее в § 8).

Экспериментальная проверка приведенных формул применительно к газам пока отсутствует. Более того, почти полностью отсутствуют вообще какие-либо конкретные сведения о значениях скорости акустического ветра в газах. Некоторым исключением является работа [233], проводившаяся, к сожалению, при очень высокой частоте ( $f = 185$  кГц); к тому же в ней не производились абсолютные измерения интенсивности звука.

Известно, однако, что в газах скорость акустического ветра значительно выше, чем в жидкостях, и в очень сильных звуковых полях достигает нескольких метров в секунду [137].

**Акустическая турбулентность.** Визуальные наблюдения поведения аэрозолей при интенсивном озвучивании приводят к заключению, что газообразная среда находится в турбулизованном состоянии. С особой отчетливостью это проявляется при впускании тонкой струйки или облачка дыма в озвученную газообразную среду; включившись в регулярное акустическое течение, они одновременно быстро расширяются в стороны.

Турбулизованный акустический поток можно себе представить как результат наложения на возвратно-поступательное течение среды непрерывного спектра пульсаций различного масштаба и направления.

Возникновение акустической турбулентности связывается с описанной выше необычайной неоднородностью ближнего звукового поля [10, 46], приводящей при высокой интенсивности звука к образованию вихрей, уносимых далее акустическим ветром. В бегущей волне к этому присовокупляется взаимодей-

ствии прямого и возвратного потоков [36], на границе которых, как показал Квек [219], возникает вращательное движение. В стоячей волне этому же способствует циркуляционное движение на участках УК-ПК, а также аэродинамическое перемешивание, обнаруженное Майкелсоном и Болдвином [236].

Все перечисленные эффекты поддерживаются за счет энергии колебательного движения среды. Поэтому число Рейнольдса, характеризующее процесс распространения звука в газообразной среде, как указал В. А. Красильников [46], может быть записано в виде

$$\text{Re}^{\text{ак}} = \frac{u_g \lambda}{b/\rho_g} \quad (1.31)$$

Роль средней скорости течения здесь играет эффективная колебательная скорость  $u_g$ , масштаба движения — длина волны  $\lambda$  и кинематической вязкости — постоянная  $b$  [см. (1.17)], деленная на плотность среды  $\rho_g$ .

Учитывая соотношение  $\lambda = c_g/f$  и равенство (1.11), выражение для  $\text{Re}^{\text{ак}}$  можно представить в следующем виде:

$$\text{Re}^{\text{ак}} = \pi \sqrt{2} \frac{\rho_g c_g}{b} A_g, \quad (1.31')$$

откуда следует, что число Рейнольдса прямо пропорционально акустическому сопротивлению и амплитуде колебаний среды и обратно пропорционально ее вязкости.

Если  $A_g$  выразить через посредство параметров  $J$  и  $f$ , то выражение (1.31) можно записать так:

$$\text{Re}^{\text{ак}} = \frac{(\rho_g c_g)^{1/2}}{b} \frac{J^{1/2}}{f} \quad (1.31'')$$

Экспериментальные данные о критическом числе Рейнольдса  $\text{Re}_{\text{кр}}^{\text{ак}}$ , при котором акустический поток теряет гидродинамическую устойчивость и становится турбулизированным, отсутствуют. Единственная проведенная в этом направлении работа Каствнера и Ши [209] относится к низкочастотным колебаниям (до 30 гц) и не дает возможности определить ход изменения  $\text{Re}_{\text{кр}}^{\text{ак}}$  с повышением частоты.

В. А. Красильников [46], опираясь на опыт озвучивания жидкостей, полагает, что  $\text{Re}_{\text{кр}}^{\text{ак}}$  примерно на порядок ниже, чем для течения в трубах (в которых  $\text{Re}_{\text{кр}} = 2300$ ).

Полностью отсутствуют также какие-либо сведения о внутренней структуре акустической турбулентности, без знания которой невозможно оценить роль этого явления в интенсифицируемых звуком физико-химических процессах.

Нам представляется [83], что в том случае, когда акустическая турбулентность достаточно развита, сведения о ее микроструктуре вдалеке от излучателя звука и граничных поверхностей можно получить исходя из теории изотропной турбулентности, развитой А. Н. Колмогоровым

Согласно этой теории, энергия первичных, крупномасштабных вихрей постепенно преобразуется в энергию мелкомасштабных вихрей (по закону «двух третей»). Затем по достижении так называемого «внутреннего» масштаба  $l_0$ , в котором преобладают силы вязкости ( $Re < 1$ ), энергия диссипируется (переходит в тепло); внутри этого масштаба взаимодействие пульсаций прекращается, и поэтому все свойства среды становятся изотропными, т. е. независимыми от направления потока. В частности, становится независимой от масштаба движения частота пульсаций, которая постоянна и равна наивысшему значению.

Поскольку теория изотропной турбулентности не оговаривает механизма возникновения и преобразования вихрей, ее выводы могут быть перенесены и на случай акустической турбулентности, если при этом учтена при посредстве формулы (1.17) сжимаемость среды.

А. Н. Колмогоров постулировал [44], что свойства турбулентного движения в участках, малых в сравнении с внутренним масштабом  $l_0$ , определяют две величины: диссипация энергии  $\epsilon$  и вязкость среды  $\gamma$  (роль которой в акустическом поле играет величина  $b/\rho$ ).

Для диссипации энергии исходя из теории размерностей [62] можно написать

$$\epsilon \sim \frac{u_g^3}{\lambda} \sim \frac{J^{3/2} f}{\rho_g^{3/2} c_g^{3/2}} \left[ \frac{\text{эрг}}{\text{г.сек}} \right]. \quad (1.32)$$

С другой стороны, диссипацию энергии можно вычислить, используя сведения о поглощении звука в газообразной среде, по простой формуле:

$$\epsilon = \frac{\alpha_g' J}{\rho_g}, \quad (1.33)$$

где  $\alpha_g'$  — коэффициент поглощения звука за вычетом молекулярного поглощения, идущего «в обход» турбулентности.

Подставляя в это уравнение найденное З. А. Гольдбергом выражение для коэффициента поглощения звука при конечных амплитудах колебаний (1.19) и учитывая при этом (1.16) и (1.17), получаем:

$$\epsilon = 2\sqrt{2}(\gamma + 1) \frac{u_g^3}{\lambda} = 2\sqrt{2}(\gamma + 1) \frac{J_x^{3/2} f}{\rho_g^{3/2} c_g^{3/2}}. \quad (1.34)$$

Как видим, это уравнение идентично с соотношением (1.32). Это говорит о том, что исходные характеристики акустической турбулентности выбраны правильно и метод размерностей приемлем, если перед выведенным уравнением (1.32) проставить коэффициент  $\xi = 2\sqrt{2}(\gamma + 1)$ , который равен для воздушной среды 6,8.

Если сопоставить теоретические и экспериментальные значения диссипации энергии на примере работы [99], результаты которой иллюстрирует рис. 10, то можно прийти к выводу, что лучшее согласие получается при гораздо меньшем коэффициенте  $\xi$ .

По-видимому, это обусловлено недостаточной развитостью акустической турбулентности и, следовательно, ее неполной изотропностью при подобных параметрах звука.

Впрочем, для наших дальнейших выкладок, имеющих целью показать лишь порядок величин локальных характеристик акустической турбулентности, все это не столь существенно, тем более что величина  $\varepsilon$  входит во все дальнейшие формулы в дробной степени, благодаря чему влияние величины коэффициента  $\xi$  сильно скрадывается.

Согласно уравнению (1.34), в диапазоне частот  $f = 1-10$  кГц получаются следующие значения диссипации энергии:

$$\begin{array}{ll} \text{при интенсивности звука } J = 0,1 \text{ вт/см}^2 & \varepsilon = 7,3 \cdot 10^5 - 7,3 \cdot 10^6; \\ \text{»} & \text{»} & J = 1,0 \text{ вт/см}^2 & \varepsilon = 2,3 \cdot 10^7 - 2,3 \cdot 10^8. \end{array}$$

Следовательно, можно констатировать, что акустическая турбулентность не отличается особенно высокой интенсивностью; она эквивалентна обычной турбулентности, возникающей в трубе диаметра  $D$ , равного  $\lambda/\xi$ , при скорости течения, равной по величине колебательной скорости газа ( $w_g = u_g$ ).

В соответствии с теорией размерностей [62] для внутреннего масштаба акустической турбулентности получается следующее выражение:

$$l_0 \sim \left[ \frac{(b/\rho_g)^3}{\varepsilon} \right]^{1/4} \sim \frac{b^{3/4} c_g^{3/4}}{\xi^{1/4} \rho_g^{3/4}} J^{-3/8} f^{-1/4}. \quad (1.35)$$

Из этого уравнения видно, что зависимость  $l_0$  от интенсивности звука  $J$  и особенно частоты колебаний  $f$  очень слаба. В диапазоне  $f = 1-10$  кГц при  $J = 0,1$  вт/см<sup>2</sup> имеем:  $l_0 \approx 180-100 \mu$ , а при  $J = 1,0$  вт/см<sup>2</sup>  $l_0 \approx 75-45 \mu$ .

Относительная пульсационная скорость частиц газа, находящихся друг от друга на расстоянии  $l$ , не выходящем за пределы внутреннего масштаба турбулентности ( $l < l_0$ ), равна

$$v_l = \sigma_1 \left( \frac{\varepsilon}{b/\rho_g} \right)^{1/2} l \approx \frac{1}{4} \frac{\xi^{1/2} J^{3/4} f^{1/2}}{b^{1/2} \rho_g^{1/2} c_g^{3/4}} l, \quad (1.36)$$

а за пределами внутреннего масштаба ( $l > l_0$ ):

$$v_l = \sigma_2 (\varepsilon l)^{1/3} = \frac{\varepsilon^{1/3} J^{1/2} f^{1/3}}{\rho_g^{1/2} c_g^{2/3}} l^{1/3}, \quad (1.37)$$

где  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  — коэффициенты пропорциональности, принимаемые обычно равными соответственно  $\frac{1}{\sqrt{15}} \approx \frac{1}{4}$  и 1.

Величина относительной пульсационной скорости частиц не зависит от того обстоятельства, что течение имеет волнообразный характер, так как предполагается, что  $l \ll \lambda$ , и поэтому обе частицы среды находятся практически в одной фазе колебательной скорости.

Максимальная скорость пульсаций внутри масштаба  $l < l_0$ , получающаяся для пульсаций  $l = l_0$ , при  $J = 0,1$  *вт/см<sup>2</sup>* и  $f = 1-10$  *кГц* лежит в пределах  $v_{l_0} = 5,8 \div 10,4$  *см/сек*, что составляет 3,7—6,6% колебательной скорости газа.

Нижний предел частоты турбулентных пульсаций, развивающихся внутри акустического потока, дается соотношением

$$\omega_\lambda \sim \frac{u_g}{\lambda} \sim \frac{J^{1/2} f}{\rho_g^{1/2} c_g^{3/2}}, \quad (1.38)$$

Порядок величины верхнего предела частотного спектра турбулентных пульсаций, лежащего внутри масштаба  $l_0$ , таков:

$$\omega_{l_0} \sim \frac{v_{l_0}}{l_0} \approx \sigma_1 \left( \frac{\varepsilon}{b/\rho_g} \right)^{1/2} \approx \frac{1}{4} \frac{\varepsilon^{1/2} J^{3/4} f^{1/2}}{b^{1/2} \rho_g^{1/4} c_g^{3/4}}. \quad (1.39)$$

При нормальной интенсивности звука,  $J = 0,1$  *вт/см<sup>2</sup>*, частотный спектр турбулентных пульсаций таков:

при частоте  $f = 1$  *кГц*  $f_l = 1,5 \div 60$  *Гц*;

» »  $f = 10$  *кГц*  $f_l = 15 \div 190$  *Гц*.

При повышенной интенсивности звука,  $J = 1$  *вт/см<sup>2</sup>*, частотный спектр несколько выше:

при частоте  $f = 1$  *кГц*  $f_l = 5,0 \div 340$  *Гц*;

» »  $f = 10$  *кГц*  $f_l = 50 \div 1050$  *Гц*.

Таким образом, можно констатировать, что частотный спектр турбулентных пульсаций сравнительно не широк и находится всегда в области низких частот, лежащих гораздо ниже основной частоты колебаний.

В заключение приведем некоторые сведения о характере движения в пограничном слое больших препятствий и стенок.

Толщина пограничного слоя при колебательном движении среды при условии  $A_g \ll L$  ( $L$  — длина поверхности) равна «глубине проникновения» колебательного движения, определяемой выражением [62]

$$\delta \sim \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \approx \sqrt{\frac{\nu}{\pi f}} \quad (1.40)$$

Таблица 1

Эффект	Потребная интенсивность звука $J$ , $вт/см^2$	Соответствующий уровень силы звука $L$ , $дб$
Порог болевого ощущения человеческого уха [110]	0,00001—0,001	110—130
Начало коагулирующего действия звука на аэрозоли (медленная коагуляция) [156]	0,003—0,01	135—140
Начало интенсифицирующего действия звука на процесс сушки волокнистых, сыпучих и порошкообразных материалов [8]	0,01—0,03	140—145
Быстрая коагуляция аэрозолей [184]; ускоренная сушка волокнистых и порошкообразных материалов [8]; разрушение пен [157]; фильтрация аэрозолей [301]	0,1—1,0	150—160
Медленный нагрев звукопоглощающих материалов (вата, хлопок, сукно и т. п.) [137, 253]	1,0	160
Ощущение ожога между сдвинутыми пальцами. Смерть насекомых (осы, шмели, пауки) и грызунов (крысы, белые мыши) [137, 252, 253]	1—3	160—165
Сильный акустический ветер (несколько $м/сек$ ) [137]	3—10	165—170
Плавание под влиянием давления звука стеклянных шариков, монет и других предметов в поле стоячей волны [137, 179]	3—30*	165—175
Быстрое воспламенение звукопоглощающих материалов (несколько $сек$ ) [137]	10—30	170—175
Максимальная интенсивность звука, достигнутая по расчетам в горловине звуковой сирены [208]	300—1000	185—190

\* В поле стоячей звуковой волны понятие «интенсивность звука» теряет силу, поскольку здесь потока акустической энергии нет. В этом случае правильнее оперировать величиной звукового давления, однако на практике часто используются (условно) и единицы измерения интенсивности звука.

В диапазоне частот  $f_0 = 1-10$  кГц  $\delta = 70-22\mu$ .

Диссипация энергии в этом слое на несколько порядков выше, чем в остальном объеме и в соответствии с [62] может быть вычислена по формуле

$$\varepsilon_{\text{погр}} = \frac{1}{4} \omega U_G^2. \quad (1.41)$$

Однако, в отличие от акустической турбулентности, возникающей во всем объеме звукового поля, в пограничном слое дело ограничивается лишь вихревым движением; изотропия пульсаций здесь не может иметь места, поскольку толщина пограничного слоя того же порядка, что и внутренний масштаб турбулентности, определяемый по формуле (1.35) при  $\varepsilon = \varepsilon_{\text{погр}}$ .

Рассмотренные специфические особенности высокоинтенсивных акустических колебаний явились источником целого ряда физических и биологических эффектов, наблюдаемых в озвученных газообразных средах. Наиболее важные из них приводятся в табл. 1.

## § 2 ИСТОЧНИКИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ЗВУКА

Для получения высокоинтенсивных звуковых колебаний в газообразных средах применяются специальные источники звука. В установках промышленного масштаба нашли применение пневматические излучатели звука типа сирен; в лабораторной практике используются также отдельные свистки, электродинамические и изредка магнитострикционные излучатели звука.

Известны два типа звуковых сирен: динамические (вращающиеся) и статические (свистковые).

До последнего времени в промышленной практике находили применение главным образом динамические сирены. Они охватывают широкий диапазон частот колебаний и плавно перекрывают его, имеют высокий коэффициент преобразования энергии сжатого воздуха (газа, пара) в энергию акустических колебаний (акустический к. п. д.) при практически неограниченной излучаемой акустической мощности.

Динамическая звуковая сирена состоит из статора (корпуса) с отверстиями, расположенными по окружности, и вращающегося ротора с зубцами в виде перфорированного диска или цилиндра. В картер статора от специального компрессора подается сжатый воздух (пар, газ). При вращении ротора зубцы периодически перекрывают поток сжатого воздуха, выходящего

из отверстий статора, и создают пульсации давления воздуха, приводящие газовую среду в колебательное движение.

Известны две конструктивные разновидности динамических сирен — аксиальные и радиальные.

В сиренах первого типа (рис. 12, а) отверстия, через которые истекает пульсирующий поток воздуха, расположены аксиально и звук направляется на объект специальным, обычно экспоненциальным рупором. В сиренах второго типа (рис. 12, б) отверстия расположены радиально, и звук направляется на объект специальным, обычно параболическим рефлектором.

Аксиальные сирены более конструктивны при небольших габаритах, радиальные сирены — при значительных габаритах.

Основная частота излучаемых звуковых колебаний равна

$$f_0 = \frac{zn_c}{60}, \quad (2.1)$$

где  $z$  — число зубцов в роторе, а  $n_c$  — число оборотов ротора в минуту. Помимо этой частоты динамические сирены излучают (если не принять специальные меры) довольно сильные гармонические колебания; методика их расчета приведена в работе Иноуэ [37].

Акустическая мощность, генерируемая динамической сиреной, определяется следующим образом:

$$W_{\text{ак}} = \alpha_c (1 + \delta) \frac{10 Q_m L_{\text{ад}}}{102} \eta_{\text{ак}} \text{ кВт}, \quad (2.2)$$

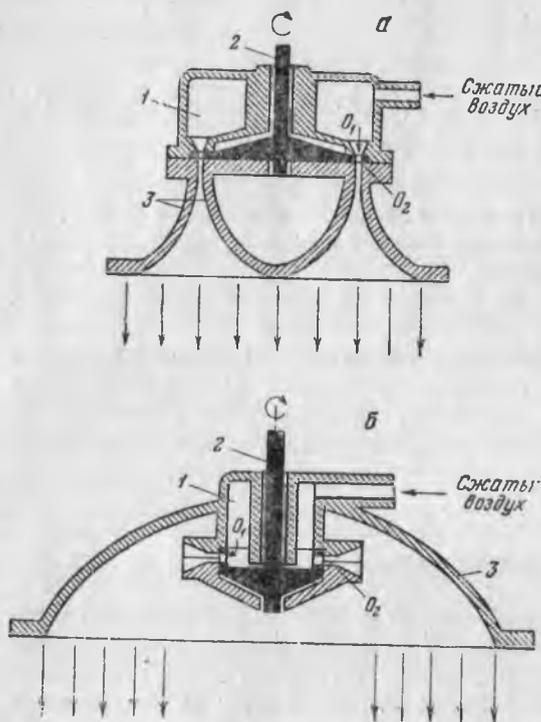


Рис. 12. Схемы звуковых динамических сирен  
а — аксиальный тип (1 — статор с отверстиями  $O_1$ ; 2 — ротор с отверстиями  $O_2$ ; 3 — рупор); б — радиальный тип (1 — статор с отверстиями и воронками  $O_1$ ; 2 — ротор с отверстиями  $O_2$ ; 3 — рефлектор)

где  $Q_m$  — теоретический расход воздуха через отверстия сирены,  $м^3/сек$ ;  $\alpha_c$  — коэффициент сужения струи воздуха, отсекаемой зубцом;  $\delta$  — коэффициент, указывающий долю воздуха, перетекающего через зазор между статором и ротором; произведение  $\alpha_c(1 + \delta)$  лежит в пределах  $0,7 \div 1,4$  [247];  $L_{ад}$  — теоретическая работа адиабатического расширения  $1 м^3$  сжатого воздуха (в  $кгм/м^3$ )  $\eta_{ак}$  — акустический к. п. д. сирены.

Величины  $Q_m$  и  $L_{ад}$  определяются по формулам

$$Q_m = (\varepsilon_0 S_0) \omega, \quad (2.3)$$

$$L_{ад} = \frac{\gamma_k}{2g} \omega^2, \quad (2.4)$$

где  $S_0$  — общая площадь сечения отверстий сирены (в  $м^2$ );  $\varepsilon_0$  — коэффициент перекрытия отверстий зубцами (приблизительно 0,5);  $\gamma_k$  — удельный вес воздуха при давлении  $p_k$  (в  $кг/м^3$ );  $\omega$  — скорость истечения воздуха, определяемая уравнением [112]:

$$\omega = \sqrt{2g \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_c}{\gamma_c} \left[ 1 - \left( \frac{p_k}{p_c} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right]} \text{ м/сек} \quad (2.5)$$

[ $p_c$  — абсолютное давление сжатого воздуха в камере сирены (в  $кг/м^2$ );  $p_k$  — абсолютное давление в облучаемой среде (в  $кг/м^2$ );  $\gamma_c$  — удельный вес сжатого воздуха (в  $кг/м^3$ );  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $C_p/C_v$ , равный для воздуха 1,4, природного газа и водяного пара 1,3].

При малых значениях разности  $\Delta p = p_c - p_k$  в сравнении с  $p_k$  скорость  $\omega \approx \sqrt{2g \frac{\Delta p}{\gamma_c}}$  и  $L_{ад} \approx \Delta p$ .

Акустический к. п. д. сирены  $\eta_{ак}$  зависит от геометрической формы и соотношения размеров отверстий в статоре и зубцов в роторе, определяющих форму излучаемых импульсов давления; давления сжатого воздуха; частоты колебаний; наличия и формы рупора; технологических характеристик сирены (зазора между ротором и статором в местах перекрытия отверстий, биения ротора и т. п.).

Методика расчета акустического к. п. д. сирен, снабженных рупорами, приведена в работе Джонса [208], использовавшего метод электромеханической аналогии. Кратко эта методика изложена в книге Хютера и Болта [205].

При прямоугольной форме импульсов давлений, получающейся в том случае, когда отверстия и зубцы прямоугольны и ширина

зубцов намного больше ширины отверстий, акустический к. п. д. сирены приближенно равен [208, 205]:

$$\eta_{\text{ак}} \approx \varphi(y) = \frac{(1 + 2y)^{1/2} - 1}{y}, \quad (2.6)$$

где  $y$  — параметр, приближенно равный  $\frac{4\Delta p}{\gamma \rho_k}$ . В работе [205] предложена другая формула:

$$\eta_{\text{ак}} \approx \frac{\varphi(y)}{1 + 0,5(ka)^2 + 0,42\beta a} \quad (2.6')$$

( $k$  — волновое число,  $2\pi/\lambda$ ;  $a$  — ширина отверстия;  $\beta$  — коэффициент расширения экспоненциального рупора сирены); эта формула лучше согласуется с опытом.

Для воздуха значения функции  $\varphi(y)$  приведены в табл. 2. Эта таблица дает наглядное представление о примерной величине акустического к. п. д. сирен с прямоугольной формой импульсов сжатого воздуха. Видно, что высокая экономичность сирены ( $\eta_{\text{ак}} \geq 75\%$ ) достигается лишь при низких давлениях воздуха ( $p_c \leq 0,3$  атм); исключение — сирены с отверстиями в виде сопел Лаваля [17].

Таблица 2

$\Delta p$	$y$	$\varphi(y)$	$\Delta p$	$y$	$\varphi(y)$
0,00	0	1,000	0,90	2,570	0,577
0,10	0,286	0,888	1,00	2,860	0,556
0,20	0,572	0,813	1,25	3,570	0,518
0,30	0,858	0,758	1,50	4,285	0,488
0,40	1,144	0,712	1,75	5,000	0,463
0,50	1,430	0,675	2,00	5,720	0,442
0,60	1,714	0,642	3,00	8,575	0,380
0,70	2,000	0,618	4,00	11,420	0,340
0,80	2,288	0,595	5,00	14,300	0,309

Акустический к. п. д. сирен падает также с возрастанием частоты излучаемого звука, что следует из формулы (2.6'). При этом на основную частоту приходится не более 81% излучаемой мощности.

При синусоидальной форме излучаемых импульсов давления, получающейся приближенно (на 96%) при круглых отверстиях и прямоугольных зубцах и равенстве ширин отверстий и зубцов, акустический к. п. д. сирены равен лишь половине значений, вычисляемых по формулам (2.6) и (2.6') и приведенных

в табл. 2. Следовательно, максимальный к. п. д. сирен с синусоидальной модуляцией давления не превышает 50%; практически же достижимой величиной является  $\eta_{ак} = 35-40\%$ , так как применение давлений ниже 0,2—0,3 *ати* связано с конструктивными неудобствами. Наибольшее распространение получили сирены, снабженные отверстиями круглой формы как в роторе, так и в статоре; при равенстве диаметров этих отверстий на основной частоте излучается около 82% акустической энергии.

Напомним, что все приведенные выше величины акустического к. п. д. относятся к динамическим сиренам, снабженным экспоненциальным рупором (конические рупоры неконструктивны), т. е. рупором, площадь поперечного сечения которого возрастает по закону [124]

$$S_x = S_0 e^{\beta x}, \quad (2.7)$$

где  $S_0$  — начальная площадь поперечного сечения рупора;  $x$  — расстояние рассматриваемой плоскости от начальной плоскости;  $\beta$  — коэффициент расширения рупора.

При отсутствии экспоненциального рупора акустический к. п. д. сирен резко понижается, в особенности на низких частотах [137]. Теория и расчет «безрупорных» сирен, применяющихся для сигнализации, приведены в работах М. И. Карновского [41, 42]; акустический к. п. д. таких сирен не превышает 1—2%, что объясняется отсутствием согласованности между источником звука и озвучиваемой средой.

Каждый экспоненциальный рупор имеет свою критическую частоту, ниже которой звук не проходит; величина ее зависит от коэффициента расширения рупора [124]:

$$f_{кр} = \frac{\beta c}{4\pi}. \quad (2.8)$$

Этим обстоятельством можно воспользоваться, когда требуется отключить звук, не прекращая подачи сжатого воздуха в сирену: нужно лишь снизить  $n_c$  сирены ниже  $n_p$ .

Ротор динамических звуковых сирен приводится во вращение коллекторным электродвигателем или пневматической турбиной. Потребная мощность привода невелика и достигает для экспериментальных сирен 100—400 *вт* и промышленных сирен 1—2 *квт* (меньшие значения относятся к низким частотам, большие — к повышенным частотам). В сравнении с мощностью компрессора сиренного воздуха эта мощность незначительна.

Промышленные образцы звуковых динамических сирен выпущены пока лишь фирмой «Ультрасоник корпорейшн» (США). Модели U-1, U-2, U-3, U-4 и др. обеспечивают, по литературным данным [6, 7, 47, 184, 240, 254, 272, 291], акустический к. п. д. до 50—70%, что, на наш взгляд, явно завышено.

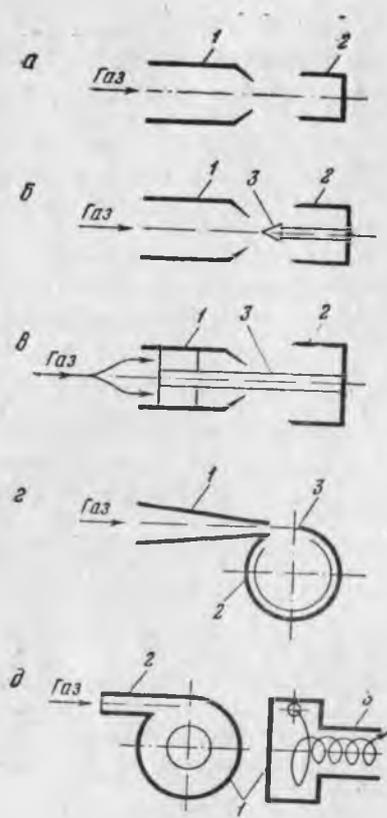


Рис. 13. Схемы газоструйных излучателей звука (свистков)

а — ударноструйный свисток Гартмана (1 — сопло; 2 — резонатор); б — ударноструйный свисток Куркина (1 — сопло; 2 — резонатор, 3 — конус); в — стержнеструйный свисток (1 — сопло; 2 — резонатор; 3 — стержень); г — виброструйный свисток (1 — щелевидное сопло; 2 — цилиндрический (или тороидальный) резонатор с лезвием 3); д — вихревой свисток (1 — цилиндрическая камера; 2 — тангенциальный вход; 3 — выходной цилиндр)

В литературе [1, 6, 7, 92, 137, 227, 229, 246, 252, 253, 259, 274, 291] описаны также другие конструкции динамических сирен, применявшиеся в работах лабораторного и опытно-промышленного масштаба за рубежом.

Ряд конструкций динамических сирен создан в Советском Союзе. Первыми действующими моделями были сирена ЛИОТ и сирена МЭИ [73, 74, 75]. Позже были созданы сирены в ИГИ АН СССР [60, 75], ВНИТИ [17, 18], Гинцветмете [126], Промэнерго [299], Институте прикладной геофизики АН СССР [20] и др.

В последние годы внимание исследователей привлекли статические сирены, отличающиеся большой простотой, отсутствием вращающихся частей и специального привода к ним. Статическая сирена представляет собой совокупность свистков, расположенных радиально в единой кольцевой резонирующей камере, снабженной на выходе экспоненциальным рупором (когда возможно ограничиться одним свистком, вместо кольцевой камеры применяется параболический рефлектор).

Известны пять типов свистков, способных в совокупности создать большую акустическую мощность (рис. 13)\*:

а) ударноструйный свисток Гартмана [199, 7], в котором звуковые колебания генерируются путем удара движущейся со сверхзвуковой скоро-

\* Приводимая ниже терминология отличается от применяемой в литературе терминологии, в основе которой зачастую лежат малопоказательные признаки. Например, ударноструйный свисток Гартмана именуется «газоструйным» излучателем звука, что приложимо и к виброструйному свистку, который именуется за рубежом «полицейским» или «губным» свистком [190].

стью струи газа в цилиндрический резонатор; при этом в струе возникают прямые скачки уплотнения;

б) ударноструйный свисток конструкции Куркина [53, 55, 56], отличающийся от предыдущего свистка наличием на пути газа конического штифта, приводящего, по мнению изобретателя, к возникновению косога скачка уплотнения;

в) стержнеструйный свисток [221], отличающийся от свистка Гартмана наличием концентрического стержня, исклещающего малоэффективную центральную зону в струе газа;

г) виброструйный свисток [190], в котором звуковые колебания генерируются путем направления плоской струи газа на острые стенки цилиндрического (или тороидального) резонатора; в результате обратного действия на струю газа собственных колебаний полости резонатора струя, если она достаточно тонка, вибрирует;

д) вихревой свисток [282, 47], в котором звуковые колебания генерируются движущейся вихревой спиралью, создающей разрежение в центре камеры, периодически нарушаемое обратным прорывом газа; в результате на выходе образуется наклонно пульсирующая струя газа.

Акустические и геометрические параметры ударноструйных свистков Гартмана, приводимых в действие сжатым воздухом, определяют следующие восемь эмпирических формул ( $d_c$  — диаметр сопла в см;  $p_c$  — избыточное давление в ати).

I. Максимальная достижимая частота

$$f_0^{\text{макс}} = \frac{5860}{d_c} \text{ гц.} \quad (2,9)$$

II. Относительный диапазон изменения частоты

$$R = \frac{f_0^{\text{макс}} - f_0^{\text{мин}}}{f_0^{\text{макс}}} 100 = 8,85 (p_c - 0,93)\%. \quad (2,10)$$

III. Расстояние от сопла до начала первой области неустойчивости (в которую помещается резонатор)

$$a_1 = [1 + 0,04 (p_c - 0,93)^2] d_c \text{ см.} \quad (2,11)$$

IV. Длина участка первой области неустойчивости

$$a_2 - a_1 = 0,43 d_c \sqrt{p_c - 1,86} \text{ см.} \quad (2,12)$$

V. Общая акустическая мощность (совместно с гармоническими составляющими):

$$W_{ак} = (295 \sqrt{p_c - 0,93} d_c^2) \text{ вт.} \quad (2.13)$$

VI. Мощность, необходимая для поддержания воздушного потока

$$W_e = 5250 (p_c + 1,033) [(p_c + 1,033)^{0,291} - 1,01] d_c^2 \text{ вт.} \quad (2.14)$$

VII. Коэффициент полезного действия отдельного свистка

$$\eta_{ак} = \frac{W_{ак}}{W_e} 100 \%. \quad (2.15)$$

VIII. Объем воздуха, потребляемого свистком

$$Q = 0,852 (p_c + 1,033) d_c^2 \text{ м}^3/\text{мин.} \quad (2.16)$$

В табл. 3 приведены экспериментальные данные ударно-струйных свистков различных размеров с соотношением  $d_p = d_c = l$  ( $l$  — глубина резонатора).

Таблица 3

$d_c$ , мм	$p_c$ , атм	$\lambda$ , мм	$f$ , кгц	$W_e^*$ , вт	$W_{ак}$ , вт	$\eta_{ак}$ , %
2	2,61	11,7	28,2	335	13,4	3,99
3	2,61	18,2	16,3	694	38,2	5,40
4	2,74	24,6	13,4	1380	73,1	5,29
5	3,44	32,7	10,0	2920	103,0	3,52
6	3,16	37,0	8,9	3570	145,0	4,00

Из табл. 3 можно заключить, что акустический к. п. д. ударно-струйных свистков невысок (4—5%), а излучаемая акустическая мощность сравнительно невелика, в особенности на повышенных частотах (что связано не с повышением частоты, а с понижением поперечного сечения сопла и соответственно расхода воздуха). По этим причинам применение свистков без резонирующей камеры и рупора, т. е. «вне сирены», ограничивается в основном установками лабораторного масштаба.

Отметим, что в связи с расширением струи газа по выходе из сопла ныне рекомендуется диаметр резонатора  $d$  принимать несколько большим, чем диаметр сопла  $d_c$ , а именно  $d_p = (1,25 \div 1,33) d_c$  [158, 172]. Более того, во избежание быстрого износа кромок резонатора рекомендуется доводить  $d_p$  до  $1,65 d_c$ . К. п. д. свистка при этом повышается втрое и больше.

На рис. 14 показана статическая сирена конструкции НИИОГАЗа, оснащенная свистками Гартмана. Она отличается от аналогичной сирены Буше [148, 149, 150, 151, 158, 172] наличием передвижного (нарезного) торца, позволяющего регулировать глубину и объем резонирующей камеры, и кольцевой

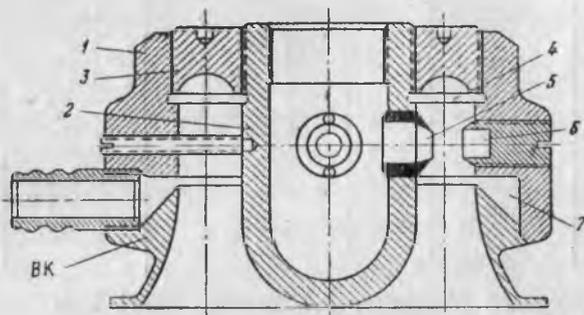


Рис. 14. Статическая сирена НИИОГАЗа с вакуумным коллектором

1 — корпус с внешним куполом рупора ВК; 2 — внутренний купол рупора с входным патрубком; 3 — передвижной торец; 4 — кольцевая резонирующая камера; 5 — сопло и 6 — резонатор (несколько комплектов); 7 — кольцевая щель для отсоса воздуха

щелью для отсоса воздуха [52]. Акустический к. п. д. этой сирены на частоте 4,5 кгц составляет около 10%.

Сведения об ударноструйных свистках конструкции В. П. Куркина, более экономичных, чем свистки Гартмана, еще весьма скупы. В отличие от свистков Гартмана эти свистки работают на сравнительно небольших избыточных давлениях, порядка 1 атм и ниже. Диаметр резонатора равен или больше диаметра сопла. Частота, излучаемая свистками В. П. Куркина, заметно ниже, чем у свистков Гартмана равного диаметра. Свисток монтируется в горловине специального рупора, который имеет эллипсоидное или круглое поперечное сечение, экспоненциально расширяющееся к выходу.

Как и в статической сирене НИИОГАЗа, в этой сирене предусмотрен вакуумный коллектор, обеспечивающий сброс воздуха из сирены после преобразования его скоростной энергии в звуковые колебания. Результаты, достигаемые в ударноструйном свистке конструкции В. П. Куркина с диаметром сопла, равным 10 мм, характеризует табл. 4.

Стержнеструйные свистки впервые опробированы Севори [47], но получили распространение как источники высокоинтенсивного звука лишь в последние годы в результате исследований, про-

Таблица 4

Угол раствора стержня $2\beta$ , град	Давление $p$ , <i>ати</i>	Расход воздуха $Q$ , м <sup>3</sup> /час	Частота звука $f$ , кгц	Акустическая мощность $W_{ак}$ квт	Акустический к. п. д. $\eta_{ак}$ , %
0 (без стержня)	3,8	255	5,3	1,410	10,4
20	1,0	177	3,5	1,380	38,9
40	1,0	177	3,4	0,473	13,3
44	1,0	177	3,5	1,005	28,2
44,5	1,0	177	4,0	0,670	18,8
47,0	1,0	177	4,0	0,734	20,7
51,0	1,0	177	4,0	0,667	18,7
80,6	1,0	177	3,8	0,915	25,7

веденных фирмой Демистер (Швеция) [221]. Эти свистки эффективно работают на низком давлении газа, вплоть до 0,3—0,5 *ати*, так что скорость истечения газовой струи лежит в них ниже скорости звука. Диаметр резонатора принимается гораздо больше диаметра сопла,  $d_p = 2,5d_c$ . Эффективный диапазон частот 6—15 кгц. На низких частотах расход воздуха примерно в три раза ниже, чем в свистках Гартмана. Свистки просты в изготовлении, а также в настройке (так как менее чувствительны к точности расстояния между соплом и резонатором).

Виброструйные свистки известны давно (они представляют собой, в сущности, развитие идеи свистка Гальтона), однако теория их разработана лишь в последние годы [190].

Основная частота колебаний, излучаемых виброструйным свистком, определяется следующей формулой, представляющей собой развитие известной формулы Гельмгольца для собственной частоты объемных резонаторов, выведенной Рэлеем [107]:

$$f_0 = \frac{c_g}{2\pi} \sqrt{\frac{Kb}{V}}, \quad (2.17)$$

где  $b$  — длина открытого отверстия резонатора вдоль оси цилиндра;  $K$  — постоянная, являющаяся функцией ширины  $\delta$  того же отверстия (при  $\delta = 7,3$  мм  $K = 0,713$ );  $V$  — объем резонатора. Так как  $V/b$  есть поперечное сечение резонатора, то частота свистка определяется площадью поперечного сечения.

Акустический к. п. д. виброструйного свистка, согласно Гавро [190], определяется выражением

$$\eta_{ак} = \frac{\rho_c^2 a^2 b^3 \delta}{\rho_g c_g q_0^2} \left[ \frac{(V + 2q_0/\omega_0)^Y - V^Y}{(V + 2q_0/\omega_0)^Y + V^Y} \right]^2, \quad (2.18)$$

где  $a$  — ширина струи (в  $m$ );  $q_0$  — секундный расход воздуха (в  $лм^3/сек$ );  $p_c$  — давление воздуха в ( $кг/м^2$ ).

На принципе виброструйного свистка построены многосвистковая сирена Гавро [190, 150], тороидальная сирена Левавассера [224, 7] и «торцевая» сирена Яна [206, 150, 151].

Вихревые свистки описаны Воннегатом [282]. Как указал Грегуш [28, 196], для эффективной работы вихревого свистка радиус камеры  $R_k$ , радиус сопла  $r_c$  и радиус цилиндра  $r_{ц}$  должны быть связаны следующим соотношением:

$$R_k = \frac{r_c^2 r_m}{r_{ц}^2 z} + r_c, \quad (2.19)$$

где  $\alpha_m$  — внутренний радиус квазитвердого цилиндра, производимого вращательным движением газа ( $r_m \approx r - 0,07 \text{ см}$ ), а  $z$  — постоянная, зависящая от коэффициента трения газа о стенку цилиндра и кинематической вязкости газа ( $z \approx 0,1$ ).

Основная частота колебаний, излучаемых вихревым свистком, определяется формулой [282, 235, 47]

$$f_0 = \frac{\alpha_{тр} c_g}{\pi D} \left( \frac{p_c - p_k}{p_c} \right)^{1/2}, \quad (2.20)$$

где  $\alpha_{тр}$  — постоянная, учитывающая снижение скорости вращения вихря, вызванное трением о стенку камеры. Диаграмма направленности вихревого свистка, в отличие от всех ранее рассмотренных источников звука, имеет «двухлепестковый» вид; по оси свистка излучение практически отсутствует.

Акустический к. п. д. статических сирен достигает значений, указанных выше для динамических сирен с синусоидальной модуляцией давления, т. е. равен половине значений функции  $\varphi(y)$ , приведенных в табл. 2. Для сирен, оборудованных ударноструйными свистками Гартмана, устойчиво работающими лишь при давлении воздуха порядка 2,5—3  $ати$ , максимально достижимым акустическим к. п. д., в соответствии с табл. 2, является  $\eta_{ак} = 19$ —20%. Для сирен, оборудованных свистками Куркина, устойчиво работающими при давлении 1  $ати$  и ниже, максимальный к. п. д. выше  $\eta_{ак} = 28$ —29%. Максимальный акустический к. п. д. сирен, основанных на принципе виброструйного и вихревого свистков, которые работают также на низких давлениях, может достигать 35—38%. Следовательно, можно констатировать, что в сравнении с высокоэкономичными динамическими сиренами статические сирены обладают вдвое-втрое пониженным акустическим к. п. д.

Другие недостатки статических сирен следующие: необходимость наладки, отсутствие регулировки частоты и усиленный износ рабочих элементов. Поэтому применение статических

сирен оправдано при наличии газа или пара с неиспользуемым избыточным давлением, при небольших масштабах установки и т. п.

Общим недостатком применявшихся доныне динамических и статических сирен является наличие потока сиренного воздуха, поступающего в озвучиваемую среду (если не проставлена специальная диафрагма, отделяющая поток, которая, однако, снижает интенсивность звука). Однако в последние годы найдена возможность устранения этого недостатка путем организации отсоса сиренного воздуха непосредственно у выхода струи. Это предложено в патентах Шауфлера [260] и Левавассера [225]. В Советском Союзе на этом принципе созданы «двухкамерная» динамическая сирена ВНИТИ [18] и статическая сирена с вакуумным коллектором НИИОГАЗа, показанная на рис. 14.

В лабораторной практике помимо звуковых сирен находят применение мощные электродинамические громкоговорители и специальные электродинамические излучатели с резонирующим сердечником, разработанные Сент-Клером [178, 47]. Первые обеспечивают небольшую акустическую мощность на низких звуковых частотах (менее 1—2 кгц); вторые, наоборот, обладают высоким акустическим к. п. д. (20—30%) и более значительной мощностью лишь на повышенных частотах (свыше 10 кгц). Те и другие отличаются от звуковых сирен большей чистотой и стабильностью тона, что в лабораторных исследованиях бывает иногда крайне необходимо.

Созданы также так называемые электропневматические излучатели звука [157], в которых звуковые колебания генерируются с помощью электрически модулируемого воздушного потока. При незначительной затрате электрической энергии на модуляцию колебаний (20 вт) электропневматический излучатель ЕР6786 обеспечивает 2,5 квт акустической мощности на частоте 0,5 кгц и 1 квт на частоте 1 кгц (при  $p_c = 1,75$  атм,  $Q = 4,3$  нм<sup>3</sup>/мин).

В заключение несколько слов о методике акустических измерений. Основная частота акустических колебаний, излучаемых динамической сиреной, обычно определяется путем измерения числа оборотов двигателя сирены с помощью стационарного или переносного тахометра с последующим пересчетом полученной величины на частоту по формуле (2.1). Частота колебаний, излучаемых статической сиреной, определяется с помощью акустического анализатора (например, анализатора гармоник типа АН-1-50 или анализатора спектра типа АС-3 или АСЧХ-1 [113]). Такого рода прибор необходим и при определении гармонических составляющих звука динамических сирен. Частотомеры типа ИЧ для данной цели малопригодны. Для определения звукового спектра можно также использовать осциллограф (типа ЭО-7 и др.), на вход которого помимо измеряемых колебаний

подаются в качестве эталона соответствующие колебания от звукового генератора (типа ЗГ-12 и др.). Анализ производится по фигурам Лиссажу.

Звуковое давление определяется с помощью калиброванного микрофона (приемника), связанного с ламповым усилителем; интенсивность звука определяется пересчетом по формуле, приведенной в примечании на стр. 10.

Для уровней силы звука свыше 130—140 дБ пригодны конденсаторные микрофоны с титановой мембраной и пьезоэлектрические приемники звука. Особенно удобны миниатюрные приемники из керамики титаната бария, выполненные в виде небольших полых цилиндриков или шариков. В этом случае часто удается обойтись без усилителя, подавая электрические колебания непосредственно на вход лампового милливольтметра (типа МВЛ-2 и др.). Следует, однако, иметь в виду, что чувствительность данных приемников сильно зависит от температуры среды. Поэтому для измерений звукового давления в средах с повышенной температурой необходим специально охлаждаемый или обдуваемый зонд. Недавно созданы пьезоэлектрические приемники из специальной керамики (марки ЦТС и др.), пригодные для повышенных температур, порядка 200°С и выше. Калибровка приемника сводится к определению его чувствительности (*мкв/бар*) при разных частотах. Наиболее надежна методика, описанная Н. Н. Писаревским и Т. В. Смышляевой [91].

Пьезоэлектрические приемники обладают слабой зависимостью от частоты, поэтому их применение предпочтительнее, чем конденсаторных и других приемников, поскольку в высокоинтенсивном звуковом поле всегда присутствуют сильные гармонические составляющие, могущие исказить результаты измерений звукового давления.

Более подробные сведения о технике акустических измерений можно найти в монографии Беранека [6] и отдельных статьях, помещаемых в «Акустическом журнале» Академии наук СССР.

### **§ 3. КРАТКИЙ ОЧЕРК РАЗВИТИЯ ПРОБЛЕМЫ АКУСТИЧЕСКОЙ КОАГУЛЯЦИИ И ОСАЖДЕНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ**

В 1926—1927 гг. известный физик Р. Вуд и богатый меценат Лумис поставили серию опытов по исследованию свойств мощных ультразвуковых колебаний в жидких средах и обнаружили ряд весьма любопытных физических и биологических эффектов [294], вызвавших живейший интерес в мире науки. Эти опыты послужили толчком к постановке аналогичных исследований в газообразных средах и вскоре Паттерсон и Кэвуд [249] установили, что при ультразвуковом облучении аэродисперсных систем наблюдается агрегирование взвешенных частиц и локальное

скопление их в узловых точках стоячей волны, наподобие пылевых фигур в знаменитых опытах Кундта [218]. Это явление, получившее название акустической или звуковой коагуляции аэрозолей, привлекло внимание исследователей, и в последующие годы в Англии, Германии и Советском Союзе были поставлены специальные исследования.

Андрاده провел экспериментальное исследование поведения взвешенных частиц в звуковом поле [141] и установил, что мельчайшие частицы принимают активное участие в колебательном движении газообразной среды, а более крупные частицы, наоборот, обтекаются ею, превращаясь при больших размерах в центры вихревого движения среды и совершая при этом своеобразные спиральные и зигзагообразные движения в коагуляционном сосуде. Одновременно аэрозольные частицы участвуют в циркуляционном движении газообразной среды, возникающем на участках узлов колебаний — пучность колебаний (УК — ПК). При этом наблюдается локальное скопление частиц не только в узлах колебаний близ стенок сосуда, но также в пучностях колебаний, где частицы концентрируются в виде своеобразных дисков [142]. Автор пришел к убеждению, что движущей силой процесса акустической коагуляции аэрозолей является гидродинамическое притяжение частиц, теоретически исследованное еще Кёнигом [215] и затем отмеченное Рэлеем [107] в качестве одной из причин образования пылевых «гребней» в трубке Кундта. Опираясь на уравнения Кёнига для сил притяжения, выведенные в предположении потенциального режима обтекания сфер акустическим потоком, и экспериментальное исследование кинетики процесса акустической коагуляции аэрозоля окиси магния при высоких ультразвуковых частотах, проведенное Паркером [90], Андрاده [2] сделал попытку дать математическую теорию процесса акустической коагуляции аэрозолей, однако допустил серьезные принципиальные ошибки, ввиду чего его теория была отвергнута тотчас же после появления [34].

Наиболее обстоятельными были исследования Брандта, Фройнда и Хидемана [1, 9, 163, 167, 168, 170, 200]. Авторы провели экспериментальное исследование коагуляции аэрозолей (табачного дыма, хлористого аммония, тумана парафинового масла) в статическом и текущем состоянии при различных звуковых частотах и установили, что при слышимых частотах коагуляции этих аэрозолей происходит несравненно интенсивнее, чем при высоких ультразвуковых частотах, которыми пользовались в своих опытах Андрاده и Паркер.

Применяя кинематографическую съемку, авторы подтвердили зависимость амплитуды колебательного движения частиц от их размера и теоретически вывели приближенное уравнение для степени увлечения частиц в колебательное движение

среды, установив расчетным путем, что обтекание аэрозольных частиц в звуковом поле носит преимущественно вязкий характер.

Благодаря большей наглядности, чем соответствующее уравнение Кёнига [214], новое уравнение вскрыло зависимость амплитуды колебаний частиц и сдвига их фазы от размера и плотности частиц, вязкости среды и частоты ее колебаний. Это помогло авторам указать на другой эффект, способствующий коагуляции аэрозолей в звуковом поле,— соударения малых, активно колеблющихся частиц с более крупными, но менее подвижными частицами (*ортокинетический эффект*). Авторы предположили, что именно этот эффект играет ведущую роль в процессе и выдвинули свою теорию ортокинетической коагуляции аэрозолей в звуковом поле [I, 167].

Один из авторов, Брандт, в своей диссертации показал [161], что скорость акустической коагуляции аэрозолей находится в линейной зависимости от счетной концентрации частиц, что было веским доводом в пользу ортокинетической теории.

Советские ученые С. В. Горбачев и А. Б. Северный [26, 195] провели оригинальное исследование элементарного процесса гидродинамического взаимодействия водяных капелек, подвешенных на стеклянных нитях в звуковом поле. Авторы установили, что под действием звука между капельками возникают пондеромоторные силы притяжения или отталкивания, аналогичные силам, возникающим в потоке. На крупных телах в жидкой среде пондеромоторное действие звуковых волн было экспериментально исследовано, как известно, еще П. Н. Лебедевым [64].

А. Б. Северный [109] попытался подойти к расчету пондеромоторного взаимодействия капель в звуковом поле, исходя из гидродинамической теории Бьеркнесса [146], учитывающей их виртуальные пульсации. Однако при этом автор не учел всех обстоятельств дела, вследствие чего выведенное им уравнение для времени сближения капелек тумана оказалось лишенным теоретической и практической ценности.

После проведенных в 30-х годах исследований, внесших определенный вклад в теорию акустической коагуляции аэрозолей и показавших высокую эффективность процесса, интерес к теоретическим исследованиям ослабевает и внимание исследователей переключается на выяснение конкретных практических возможностей использования открытого явления.

Первая возможность — использование коагулирующего действия звука для рассеяния природных водяных туманов — была указана Эми в 1931 г., а в 1934 г. автор получил на этот способ патент США [139]. В последующие годы была закреплена соответствующими патентами и вторая возможность — использование коагулирующего действия звука для интенсификации

очистки промышленных дымов, пылей и туманов [164, 165, 166, 169, 177, 204].

В 1938 г. Гис (фирма Лурги, Германия) провел опыты по очистке запыленных промышленных газов [193], используя в качестве источника звука свистки и магнитоэлектрический излучатель, однако получил малоутешительные результаты: удельный расход энергии на озвучивание аэрозолей в десятки и сотни раз превышал расход энергии на очистку газов другими известными методами. Основной причиной столь низкой экономичности процесса являлся крайне малый акустический к. п. д. применяемых источников звука (несколько процентов).

В эти годы Сент-Клер (Горное бюро США), занимаясь исследованиями акустической коагуляции аэрозолей, главным образом хлористого аммония [179, 181], разработал новый вид электродинамического генератора звука (с резонирующим сердечником), позволившего получить на высоких частотах акустический к. п. д. порядка 20—30% [178]. Однако для промышленных целей этот генератор звука был мало пригоден, так как на более низких частотах резко снижал свою эффективность и обладал другими недостатками, ограничившими применение его лишь в установках лабораторного масштаба.

В последующие годы, совпавшие со Второй мировой войной, в США были предприняты энергичные усилия по созданию мощных высокоэкономичных звуковых генераторов типа сирен для специальных целей, выдвинутых Военно-морскими силами США, а именно акустического рассеяния туманов на аэродромах.

Джонс [208], используя метод электромеханической аналогии, разработал теорию звуковых динамических сирен, указавшую на реальную возможность достижения очень высоких акустических к. п. д. К сожалению, эта работа не была оценена по достоинству в других странах, в результате чего в последующие годы сплошь и рядом создавались образцы звуковых сирен не выдерживающие в экономическом отношении никакой критики.

На основе теории и расчетов Джонса фирмой «Крайслер Корпорейшн» были созданы звуковые сирены «Victory», излучаемая акустическая мощность которых достигала 50 лс при акустическом к. п. д. 70—90% [208]. С помощью этих сирен в 1943 г. Ламером и Синклером [266, 156] были проведены опыты по акустическому рассеянию природного тумана на аэродроме Ланкен (Цинциннати, Огайо, США), давшие положительный результат при безветренной погоде и озвучивании взлетной дорожки в течение примерно одной минуты.

Предварительно теми же исследователями был проведен ряд опытов лабораторного и более крупного масштаба по рассеянию искусственных водяных туманов, давших как положительные, так и отрицательные результаты (при неудачном выборе

частоты звука). В качестве источников звука использовались громкоговорители и небольшие звуковые сирены Федеральной электрической компании.

В том же году Ламером, Синклером и Брешиа [156] были проведены опыты акустического рассеяния морского тумана (Сандберг, Калифорния) при высоких скоростях ветра (5—6 м/сек), однако акустической мощности восьми сирен «Victory» оказалось недостаточно для достижения необходимой видимости при столь неблагоприятных условиях.

В послевоенные годы фирмой «Ультрасоник корпорейшн» (США) был выпущен ряд промышленных моделей звуковых сирен с акустическим к. п. д. порядка 40—60%, и это позволило перейти к опытным работам по интенсификации очистки промышленных газов. В 1947 г. этой фирмой была сооружена первая опытная установка для улавливания высокодисперсной газовой сажи [254, 184, 272]. Она состояла из звуковой коагуляционной камеры и двух последовательно включенных за ней инерционных осадителей — циклонов. Такого рода комбинированные пыле-каплеулавливающие установки именуются нами в дальнейшем *звукоинерционными*.

Результаты опытов на первой звукоинерционной установке оказались обнадеживающими, и в последующие годы были развернуты опыты по улавливанию других промышленных продуктов — серноокислотного тумана, кальцинированной соды, сульфита молибдена, цементной пыли, пыли мартеновского газа, летучей золы и др. [183, 184, 186, 216, 240, 241, 269, 273, 281].

В ходе этих работ были установлены акустические параметры — интенсивность звука, частота колебаний, время озвучивания, которые определяют эффективность процесса акустической коагуляции различных промышленных аэрозолей.

В частности, выяснилось, что для каждого аэрозоля существует оптимальная частота колебаний, при которой процесс протекает наиболее эффективным образом. Была обнаружена сильная зависимость эффективности звукоинерционного осаждения от физических характеристик аэрозоля — степени дисперсности, весовой концентрации частиц и т. п. Выяснилось, что высокодисперсные аэрозоли обладают наилучшей акустической коагулируемостью, однако требуют повышенной интенсивности звука, чтобы в короткое время достичь укрупнения первичных частиц до размеров, эффективно осаждаемых инерционными осадителями; что слабokonцентрированные аэрозоли обладают пониженной акустической коагулируемостью, но в этом случае сильное интенсифицирующее действие оказывает впрыскивание в аэрозоль распыленной воды («орошение»), которое, конечно, не всегда приемлемо; что остаточная концентрация частиц довольно значительна и т. п.

Перечисленные обстоятельства сильно ограничивали рамки применения звукоинерционного метода осаждения аэрозолей в промышленности, однако серьезных попыток усовершенствования процесса сделано не было [203, 204, 264]. Это в значительной мере объясняется тем, что работы приняли узкопрактическую направленность, при полном забвении теоретических исследований, без которых, как известно, немислимо планомерное совершенствование технологических процессов. Достаточно сказать, что в этот период в США почти не проводилось работ по теории акустической коагуляции аэрозолей. Исключением является работа Сент-Клера с сотрудниками о дрейфе аэрозольных частиц под действием радиационного давления звука [179, 181]. Опираясь на уравнение Кинга для силы радиационного давления на сферу, погруженную в вязкую среду [212], Сент-Клер вывел уравнение движения сферы, происходящего в сторону ближайшей пучности колебаний. Автор пришел к заключению [179], что именно радиационное давление звука является решающим фактором интенсивной коагуляции аэрозолей в звуковом поле. Однако элементарные расчеты не подтверждают данного положения [73]. Более того, вышедшая вскоре работа Уэстервелта о неперiodических («постоянных») силах, действующих на взвешенные частицы в звуковом поле [286], поставила под сомнение и само уравнение автора. Уэстервелт показал, что помимо радиационного давления на взвешенные частицы действуют гораздо более значительные вязкие силы, обусловленные периодическим изменением температуры среды, а также силы, связанные с неизбежным искажением формы звуковых волн конечной амплитуды.

Ввиду значительных ограничений в применении звукоинерционного метода осаждения аэрозолей, выявившихся в ходе опытных работ, метод получил промышленное воплощение лишь в отдельных случаях (серноокислотный туман, зола кальцинированной соды, сернистый молибден). Это сильно понизило интерес к постановке опытных работ среди промышленников США, и после 1951—1952 гг. работы в этом направлении были почти полностью прекращены.

Однако в других странах интерес к новому методу стал с каждым годом все более и более возрастать. Были поставлены опытные работы в Советском Союзе, Венгрии, ФРГ, Японии, Польше, Австрии, Франции и Чехословакии.

В Советском Союзе первая работа по звукоинерционному осаждению промышленных аэрозолей была поставлена в 1950—1951 гг. П. А. Коузовым в Ленинградском институте охраны труда (ЛИОТ). Были проведены опыты по осаждению агрегированной летучей золы, улавливаемой электрофильтрами котлоагрегатов электростанций и вводимой в воздушную среду путем механического распыления. Эти опыты, как и другие [193, 73],

показали со всей очевидностью, что агрегированные аэрозоли обладают незначительной акустической коагулируемостью, вследствие чего исследования коагулирующего действия звука должны проводиться лишь на натуральных аэрозолях.

В свете этих фактов нельзя считать обоснованными резко отрицательные выводы Шницлера (фирма Лурги, ФРГ) о методе [262], базирующиеся на опытах звукоинерционного осаждения агрегированных аэрозолей окиси магния и окиси алюминия.

После неудачных попыток постановки опытов по акустической коагуляции сажи, предпринятых Бакинским филиалом ВНИИГАЗа (Х. Григорян [29]), автором настоящих строк в Московском энергетическом институте (1953—1955 гг.) были поставлены опыты по звукоинерционному осаждению искусственного масляного тумана, давшие весьма положительные результаты [73, 74].

В Венгрии коагулирующее действие звука было опробовано для интенсификации гравитационного осаждения цементной пыли непосредственно в газоходе (Тарноци и Грегуш [275]). Обширные испытания звукоинерционного метода осаждения промышленных аэрозолей были проведены в 1950—1954 гг. в Японии (Ояма, Иноуэ, Савахата и Окада [246, 38]). Были поставлены опыты звукоинерционного осаждения окиси цинка, газовой сажи, серной кислоты, смолы коксового газа, конденсата крекинг-газа и получены высокие результаты для двух последних аэрозолей. В результате опытов авторами были установлены некоторые эмпирические зависимости, характеризующие процесс звукоинерционного осаждения аэрозолей. В частности, была установлена экспоненциальная зависимость остаточной концентрации частиц от удельного расхода энергии и времени озвучивания. При участии авторов в 1952 г. в Токио была сооружена промышленная звукоинерционная установка для очистки крекинг-газа [259].

Значительный интерес вызвала работа по звукоинерционному осаждению возгонов окиси цинка, проведенная в эти же годы в Польше на металлургическом заводе в г. Шопеницы (Мончевский-Ровинский и др. [227, 228, 229, 92]). Опыты показали хорошую акустическую коагулируемость возгонов окиси цинка, однако выявили, что вследствие периодического снижения их концентрации в печных газах средняя остаточная концентрация частиц превышает допустимые нормы для токсичных аэрозолей.

В Австрии были проведены опыты звукоинерционного осаждения окиси железа, окиси кобальта и других продуктов (Ян [206]), в ходе которых была выявлена необходимость поддержания в инерционных осадителях некоторой критической скорости, выше которой начинается интенсивное разрушение образовавшихся сухих агрегатов частиц.

Позже были проведены некоторые опыты акустического рассеяния искусственных водяных туманов и звукоинерционного осаждения дымов во Франции. В опытах звукоинерционного осаждения дыма карбидных печей (Буше [150, 151]) было показано благоприятное влияние озвучивания аэрозолей совокупностью звуковых волн различной частоты (создававшихся статической сиреной типа «Мультисвисток», сконструированной Буше [148, 149, 150, 151]).

В Чехословакии объектом звукоинерционного метода осаждения явились дымовые газы, искусственный водяной туман и др. (Тараба, Брзица [274]).

Перечисленные опытные работы расширили сведения об акустической коагулируемости промышленных аэрозолей, однако одновременно внесли еще большую неопределенность в вопрос о рентабельности процесса ввиду пониженной экономичности применявшихся звуковых сирен. Кроме того, и эти работы в большинстве случаев имели часто практическую направленность. Механизм процесса акустической коагуляции аэрозолей оставался по-прежнему неясным, и это тормозило совершенствование процесса.

В последующие годы благодаря главным образом работам советских ученых был достигнут определенный прогресс в выяснении механизма процесса.

В 1954—1955 гг. автор провел критический анализ теоретических гипотез о механизме акустической коагуляции аэрозолей на основе имевшихся в то время материалов и пришел к выводу [73, 74], что ни одна из них в отдельности не может дать удовлетворительного объяснения явлению. Единственно жизнеспособной схемой коагуляции было признано ортокинетическое взаимодействие в сочетании с наблюдающимся в аэрозолях беспорядочным движением частиц. Эта схема сохранила преемственность поныне, несмотря на то что многие прежние представления о закономерностях поведения аэрозольных частиц в звуковом поле утратили свою силу.

С. В. Пшеная-Северин показал [103], что при рассмотрении взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле необходимо исходить из картины вязкого обтекания, описываемой гидродинамической теорией Осена, частично учитывающей инерционные члены в уравнении движения среды. По этой причине используемые ранее формулы Бьеркнесса и Кёнига для сил гидродинамического взаимодействия сфер, выведенные в предположении потенциального обтекания, непригодны для вычисления сил притяжения между аэрозольными частицами, находящимися в звуковом поле. С. В. Пшеная-Северин установил, что в звуковом поле между аэрозольными частицами возникает продольное притяжение, аналогичное гидродинамическому притяжению облачных капель [101, 102, 104, 250]. Этот

вид взаимодействия именуется нами в дальнейшем *аттракцион-ным* взаимодействием.

Автор настоящей книги, исходя из осееновской картины обтекания аэрозольных частиц в звуковом поле, установил [81], что при обтекании малых препятствий имеет место гистерезис обтекания, в результате которого частицы колеблющейся среды совершают зигзагообразное передвижение относительно обтекаемых частиц. При этом вокруг каждой обтекаемой аэрозольной частицы возникает своеобразное акустическое течение. В другой работе автора [82] показано, что при ортокинетическом взаимодействии аэрозольных частиц в звуковом поле имеет место явление самоцентрирования частиц, благодаря которому вероятность их захвата друг другом возрастает.

Наряду с этим явлением при определенном взаиморасположении возможно и обратное явление названное нами саморасцентрированием аэрозольных частиц. Оба эти явления составляют содержание нового вида взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле, получившего в данной работе название *паракинетического* взаимодействия частиц и обвязанного, с одной стороны, гистерезису обтекания частиц средой, а с другой — инерции самих частиц.

Скоростная микрокиносъемка поведения аэрозольных частиц в звуковом поле, проведенная недавно в Акустическом институте Академии наук СССР О. К. Экнадиосянцем и Л. И. Буравовым [12], в ходе которой установлено явление образования пространственных агрегатов частиц, косвенно свидетельствует о наличии именно такого рода взаимодействия частиц.

Представляет интерес экспериментальное исследование акустической коагуляции высокодисперсного тумана диоктилфталата, выполненное Б. Ф. Подошевниковым [94]. Им установлено наличие экспоненциальной зависимости счетной концентрации капелек от произведения звукового давления на время озвучивания, что согласуется с выводами Иноуэ [37], базировавшимися на экспериментальном исследовании акустической коагуляции табачного дыма, выполненного Брандтом, Фройндом и Хидеманом. Прослежено изменение дисперсного состава капелек, происходящее в ходе акустической коагуляции тумана [95]. Совместно с В. А. Гудемчуком и Б. Д. Тартаковским автором установлено [30] отрицательное влияние продольных перегородок в коагуляционной камере на скорость акустической коагуляции тумана (что связывается авторами с наблюдающимся при этом уменьшением турбулизации среды). Это наблюдение окончательно опровергает идею П. Н. Кубанского о целесообразности развития осадительных поверхностей в коагуляционных камерах [48, 49], которая была ранее теоретически отвергнута в нашей работе [73]. Однако, вопреки утверждению автора работ [30, 93], его эксперименты не ставят под сомнение

ведущую роль ортокинетического взаимодействия частиц в процессе акустической коагуляции аэрозолей. Ввиду различия в углах сдвига фаз колебаний частиц относительно среды мгновенные скорости движения аэрозольных частиц ощутимо различаются даже при незначительной разнице в степени их увлечения в колебательное движение среды. Поскольку все аэрозоли более или менее полидисперсны, это означает, что ортокинетическое и паракинетическое взаимодействия частиц в звуковом поле являются не исключением, а правилом.

Из другой нашей работы [83], в которой развита теория акустической турбулентности, следует, что возникающие в звуковом поле турбулентные пульсации способны обеспечить быстрое сближение аэрозольных частиц до таких расстояний, когда вступает в действие явление самоцентрирования, а затем ортокинетический эффект (идея о броуновском движении как ведущем факторе диффузии в агрегационный объем частиц нами отвергнута еще в работе [76]).

Для более полного понимания поведения аэрозольных частиц в звуковом поле представляет интерес работа С. С. Духина [35], давшего теорию дрейфа аэрозольных частиц в узловые точки стоячей волны, обусловленного возникающей в этом случае асимметрией колебательного движения частиц среды. Приблизительно эта задача была решена ранее А. Д. Багриновским [4], который, однако, необоснованно считал этот эффект ведущим фактором процесса акустической коагуляции аэрозолей.

Наряду с перечисленными работами теоретического характера в Советском Союзе в последние годы поставлен ряд опытных работ по акустической коагуляции и осаждению промышленных аэрозолей, в которых опробуются некоторые новые схемы. Одной из таких схем является комбинация акустического коагулятора с матерчатым фильтром, позволяющая получить низкую остаточную концентрацию частиц при повышенной скорости фильтрации газа. Эта схема впервые опробована при осаждении буровой пыли Р. Ш. Школьниковой («Гипроникель», Ленинград) [130, 131, 132, 300] и получила положительную оценку промышленности.

В. П. Куркин (НИИОГАЗ), занимаясь акустической коагуляцией высокодисперсной форсуночной сажи, исследовал следующую схему: акустический коагулятор — два последовательно включенных циклона — стеклотканевый фильтр [54, 57, 298] — и установил, что она более выгодна, чем известная «канадская» схема. В процессе исследования автор разработал новую конструкцию газоструйного излучателя [53, 55, 56], акустический к.п.д. которого намного выше, чем у созданных ранее излучателей подобного типа. В настоящее время на одном из сажевых заводов СССР заканчивается сооружение опытно-промыш-

ленной установки, спроектированной по указанной схеме. Эта схема уже проверена на опытно-промышленной установке «Промэнерго», сооруженной на бронзо-латунном заводе для извлечения возгонов окиси цинка [23, 299].

Акустические коагуляторы ныне предложено вынести в особый класс пылеулавливающей аппаратуры — класс коагуляторов, в который входят также турбулентные, конденсационные и электрические коагуляторы [59].

Большой интерес представляют звукофицированные газосепараторы для низкотемпературной сепарации конденсата природного газа [79, 84], которые проходят опытную проверку. Для генерирования звука используется часть собственного избыточного давления природного газа, поэтому вопрос экономичности здесь не имеет существенного значения. Первое подтверждение эта идея уже получила на одном из газоконденсатных месторождений Волгоградской области [86].

Перспективы применения акустического метода в газовой промышленности весьма значительны, однако требуются серьезные усилия, чтобы преодолеть стоящие на этом пути трудности.

Интересные возможности открывает ступенчатый способ ведения акустической коагуляции аэрозолей [77, 78]. Согласно этому способу коагулируемый аэрозоль пропускается через ряд коагуляционных камер, в которых подвергается последовательному воздействию акустических колебаний ступенчато спадающей частоты, являющейся оптимальной на каждой ступени укрупнения частиц.

Не лишен интереса и другой способ, описанный нами в [76]. При этом способе аэрозоль озвучивается в электрической камере, в которую предварительно вводятся заряженные капельки воды или другой жидкости, транспортирующие осаждающуюся на них пыль к осадительным электродам. Таким образом, при этом методе, названном *электроакустическим* методом осаждения аэрозолей, достигается совмещение зон коагуляции и осаждения частиц.

Оригинальны опыты использования коагулирующего действия звука для вызывания дождя, выполненные Эльбрусской комплексной высокогорной экспедицией [32].

В СССР выполнен также ряд других исследований по рассматриваемым вопросам [13, 14, 15, 33, 89].

Из зарубежных работ в области акустической коагуляции аэрозолей представляют определенный практический интерес два предложения: патент Смита [268] на способ каталитического пиролиза углеводородов с возвратом взвешенных катализаторов с помощью их акустической коагуляции и предложение Славика [24], согласно которому извлечение вредных газообразных химических примесей производится путем введения хи-

мических реагентов, способных к образованию с примесями взвешенных твердых или жидких веществ, осаждаемых затем с помощью их акустической коагуляции.

Большой практический интерес представляют предприятия в последние годы попытки использования акустических колебаний для интенсификации непосредственно самого процесса осаждения аэрозольных частиц.

Первым предложением в этом направлении является патент Уэстервелта и Сика [290], в котором описывается способ сепарации аэрозолей с помощью специально профилированных сирен, создающих искажение формы звуковой волны, при котором скорость дрейфа частиц достигает наивысшего значения.

Асклофф предложил звукофицированный каплеуловитель [301], в котором путем озвучивания интенсифицируется процесс фильтрации тумана через пористую насадку. Это предложение открывает новую страницу в акустическом пылекаплеулавливании, так как позволяет снизить остаточную концентрацию аэрозольных частиц до долей  $мг/м^3$  газа при вполне приемлемом расходе энергии.

Буше [147, 157] предложил интенсифицировать процесс осаждения аэрозолей в существующих пыле-каплеулавливающих устройствах — скруббере Вентури и циклоне.

Озвучивание способно помочь и рукавным фильтрам; Эббауд [135, 157] предложил способ их очистки от пыли с помощью звуковых волн.

Интересные идеи появились за рубежом также в области акустического рассеяния природных туманов. Буше предложил новый, так называемый термоакустический метод рассеяния туманов на аэродромах [152], представляющий собой комбинацию озвучивания с тепловым нагревом тумана. Он же предложил звукохимический метод рассеяния туманов [156], представляющий собой комбинацию озвучивания с распылением гигроскопических веществ в тумане. Этот метод проходит проверку в целом ряде стран (Франция, Англия, Швеция, США и др.).

Оба метода представляют собой примеры использования звука для интенсификации процесса испарения жидкой дисперсной фазы. Эта возможность указана еще в 1938—1942 гг. и основана на том предположении, что при озвучивании происходит обтекание аэрозольных частиц звуковыми и турбулентными пульсациями.

Исходя из этого представления, Хорсли и Дансер [202] еще в 1947 г. предложили способ распылительной сушки влажных продуктов (например, мыльного раствора) в звуковом поле, который пока не получил, насколько нам известно, промышленного воплощения.

Однако по инициативе Грегуша (1955 г.) получил развитие способ звукофицированной сушки влажных порошкообразных

материалов. Интересные опыты в этом направлении провел Буше [172, 153, 154, 155, 157], а ныне продолжают Акустический институт АН СССР [8] и другие научно-исследовательские учреждения у нас и за рубежом.

Отличительной особенностью нового метода является то, что здесь сушка достигается «холодным» способом, без повышения температуры материала, что крайне ценно в случае необходимости сушки термочувствительных материалов.

К настоящему времени опробована звукофицированная сушка таких трудносохнувших материалов, как карбоксилметилцеллюлоза, двуокись титана, коллоидная гидроокись циркония, силикагель, термочувствительные ферменты и гормоны, этилцеллюлоза и др. Высокие результаты, достигаемые при звукофицированной сушке материалов, позволяют уже сейчас рекомендовать этот метод для промышленного использования.

Грегуш [28, 196] провел интересные опыты по интенсификации процесса горения распыляемого жидкого топлива в металлургической печи для выплавки ковкого чугуна, используя при этом сконструированный им комбинированный свисток-форсунку. Получены весьма положительные результаты.

Предпринимались попытки интенсификации и других физико-химических процессов, происходящих между дисперсной фазой и газообразной средой. Так, еще в 1947 гг. Ричардсон [256] предложил использовать ультразвуковые колебания для интенсификации синтеза аммиака, протекающего со взвешенным железным катализатором. Карлстрём [7] указал на возможность интенсификации процесса конденсации амальгамы, требующейся в зуборачебном деле. Сотрудники Всеобщей анилиновой компании США [192] предложили процесс формирования тонкодисперсного карбонильного железа при термическом разложении пентакарбонила железа в звуковом поле. Однако эти предложения, насколько нам известно, практического приложения пока не нашли.

С помощью вибраций звукового и ультразвукового диапазона проводились опыты флюидизации порошкообразных продуктов (гипс и др.) [237, 217], а также получения аэрозолей [134, 207, 270]. Однако в основе этих процессов лежат совершенно иные физические эффекты, и поэтому на них мы не останавливаемся. Точно так же мы не имеем возможности остановиться на примерах применения озвучивания аэрозолей в практике физических исследований. Озвучивание аэрозолей применялось для определения амплитуды колебаний газообразной среды [226, 173, 140, 141, 143, 263], определения формы звуковой волны [191], исследования акустических течений [140], звукового поля близ звукопоглощающей поверхности [234], определения дисперсного состава аэрозолей [174, 198], определения концентрации аэрозольных частиц и для ряда других целей.

### ДВИЖЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

#### § 4. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ

Твердые или жидкие частицы, взвешенные в газообразных средах, отличаются большой подвижностью. Если частицы достаточно малы ( $r < 1 \mu$ ), они совершают интенсивное броуновское движение, а если не слишком малы, то более или менее быстро оседают вниз под действием собственной силы тяжести. При наличии в среде температурных неоднородностей, чего, вообще говоря, избежать в больших объемах невозможно, взвешенные частицы также увлекаются в конвекционные течения среды. В турбулированном потоке частицы, кроме того, увлекаются еще в турбулентные пульсации среды. В длинных цилиндрических газоходах наблюдается спиральное движение частиц, а также движение частиц к периферии [121].

В озвучиваемой газообразной среде, кроме перечисленных форм движения, частицы совершают еще ряд движений несравненно более сложного и интенсивного характера. Это обусловливается тем, что частицы

- 1) принимают то или иное участие в колебательном движении газа;
- 2) продвигаются поступательным образом, совершают «дрейф» под действием некоторых эффектов второго порядка (радиационное давление, асимметрия формы звуковой волны и др.);
- 3) увлекаются в поступательное («циркуляционное») движение озвученной среды, называемое акустическим ветром, принимая в то же время участие в ее турбулентных пульсациях;
- 4) совершают сложное передвижение, обусловленное гидродинамическим (паракинетическим и аттракционным) взаимодействием с соседними частицами.

Кроме того, взвешенные частицы, несомненно, совершают и вращательное движение, однако это явление нами здесь опускается, как не имеющее самостоятельного значения для рассматриваемой проблемы.

В последующих параграфах настоящей главы рассматриваются по порядку закономерности первых трех видов движе-

ния аэрозольных частиц в звуковом поле. Передвижение частиц, обусловленное их взаимодействием друг с другом, рассматривается особо в § 11 и 12 следующей главы.

В настоящей главе, таким образом, рассматриваются только такие виды движения аэрозольных частиц в звуковом поле, которые совершаются в условиях, не стесненных их взаимным присутствием, что практически может иметь место лишь в «бесконечно разбавленных», т. е. слабоконцентрированных аэрозолях.

Прежде чем перейти к конкретному рассмотрению каждого вида движения аэрозольных частиц в звуковом поле, отметим следующее. Конечной задачей последующих разделов главы является вывод и анализ соответствующих уравнений движения аэрозольной частицы, определяющих ее перемещение в пространстве и времени в зависимости от физических параметров частицы и среды. Основой для этого во всех случаях служит, как и повсюду в гидродинамике, дифференциальное уравнение второго закона Ньютона

$$m_p \frac{d^2 x_p}{dt^2} = F' + F'', \quad (4.1)$$

где  $m_p$ ,  $x_p$  и  $t$  — соответственно масса, абсолютное перемещение и время перемещения частицы;  $F'$  — «статическая» сила на частицу, возникающая вне связи с ее перемещением; такова сила, обусловленная наличием градиента давления в звуковой волне, сила радиационного давления звука и т. д.;  $F''$  — «кинематическая» сила, связанная с появлением относительно движения среды и частицы, возникновением неизбежного отставания или опережения частицей движения среды. Эта сила существенно зависит от характера обтекания частицы средой. Последний, как известно, определяет число Рейнольдса  $Re = \frac{2ru_{gp}}{\nu}$ , характеризующее соотношение между силами инерции (числитель) и силами вязкости (знаменатель) (см. [100], стр. 209).

При малых числах Рейнольдса ( $Re < 1$ ), когда силы инерции малы по сравнению с силами вязкости среды, тормозящее действие поверхности обтекаемого тела распространяется в среду на значительную глубину. Вокруг тела образуется своеобразная оболочка из заторможенного, «пограничного» слоя газа, толщина которого, как будет показано в § 9, может намного превосходить размеры аэрозольной частицы. Такова физическая картина так называемого *вязкого* обтекания тел.

С увеличением числа Рейнольдса, когда силы инерции начинают превалировать над силами вязкости среды, описанная картина начинает изменяться: пограничный слой газа все

более и более утоньшается и в конечном итоге сходит на нет. В этом случае вязкими потерями и связанными с ними вихревыми эффектами можно пренебречь. Наступает режим обтекания, носящий название *потенциального* обтекания тел. Различие между вязким и потенциальным режимами обтекания сферических тел хорошо иллюстрирует рис. 45 в известной монографии Н. А. Фукса [121].

Выясним, каков режим обтекания аэрозольных частиц, который возникает в колеблющейся среде при обычно применяемых параметрах звукового поля. Максимально возможной скоростью обтекания аэрозольных частиц в звуковом поле является амплитудное значение колебательной скорости среды. Все остальные формы движения имеют заведомо меньшую скорость, поскольку вызываются вторичными эффектами, «питающимися» за счет энергии колебательного движения.

Амплитуда колебательной скорости  $U$  при «нормальной» интенсивности звука, порядка  $0,1 \text{ вт/см}^2$ , составляет  $220 \text{ см/сек}$ . Соответствующий этой скорости максимальный радиус частицы, для которой  $Re=1$ , равен в воздухе ( $\gamma=0,15$ )  $r \approx 3,5 \text{ м}$ . Радиус аэрозольных частиц, нуждающихся в укрупнении, обычно меньше  $r=3 \div 5 \text{ м}$ , чему, большую часть периода колебания соответствует  $Re < 1$ .

Следовательно, при обсуждении всех рассматриваемых ниже форм движения аэрозольных частиц в звуковом поле можно обычно исходить из картины вязкого обтекания. Лишь в звуковом поле очень высокой интенсивности необходимо принимать обтекание крупных аэрозольных частиц приближающимся к потенциальному.

Все рассматриваемые ниже формы движения аэрозольных частиц в звуковом поле носят, вообще говоря, неравномерный характер. Для этого случая гидродинамическая теория дает следующее общее выражение для силы  $F''$ , обусловленной относительным движением сферической частицы в вязкой среде с произвольно изменяющейся скоростью  $u_{gp}$  ([160]), стр. 224; [61], стр. 121; [111], стр. 349; [121], стр. 76; [108]):

$$F'' = \frac{2}{3} \pi r^3 \rho_p \frac{du_{gp}}{dt} + 6\pi \eta r u_{gp} + 6 \sqrt{\pi \eta \rho_g} r^2 \int_{-\infty}^t \frac{du_{gp}}{dt_i} \frac{dt_i}{\sqrt{t-t_i}}. \quad (4.2)$$

В этом уравнении первый член выражает ту часть силы, которая обусловлена прямым обменом импульсами движения частицы со средой, совершающимся без участия вязких сил, т. е. так же, как в идеальной среде; по величине этот член равен  $1/2$  силы инерции массы среды, вытесненной частицей ([61], стр. 52—53). Ввиду малой плотности газа по сравнению с плотностью частиц этим членом почти всегда можно прене-

бречь (исключением являются аэрозоли, находящиеся под очень высоким давлением, например природный газ).

Второй член уравнения (4.2) представляет силу, обусловленную относительным движением вязкой среды со скоростью, равной ее значению в данный момент времени  $t$ . Это обычно главная составляющая силы  $F''$ . Третий, интегральный член уравнения (4.2) выражает инерционную часть силы  $F''$ , которая обусловлена неравномерностью относительного движения вязкой среды; величина ее существенно зависит от предшествующего хода движения частицы, а именно от ускорений в предшествующие моменты времени  $t_i$ . При медленно изменяющейся скорости, когда ускорение  $\frac{du_{gp}}{dt}$  невелико, интегральным членом можно пренебречь. В этом случае выражение для «кинетической» силы, действующей на частицу, принимает вид

$$F'' = 6\pi\eta r u_{gp}, \quad (4.3)$$

что представляет известную формулу Стокса, выведенную в предположении стационарного обтекания сферы вязкой средой. При повышенных значениях числа Рейнольдса ( $Re > 1$ ) к этой формуле должен быть присоединен поправочный множитель Осена  $\left(1 + \frac{3}{16}Re\right)$ , что, однако, по возможности избегается, так как означает появление квадрата скорости, чрезвычайно усложняющего решение дифференциального уравнения движения частицы.

Под «медленным» изменением действующей силы подразумевается такое изменение, продолжительность которого  $T$  много больше времени релаксации частицы  $\tau$ , определяемого выражением

$$\tau = \frac{2}{9} \frac{\rho_p}{\eta} r^2. \quad (4.4)$$

Этот параметр, широко применяемый в механике аэрозолей, характеризует скорость восстановления равновесного состояния в системе «частица — среда», определяет чувствительность частицы к изменениям силы, действующей на частицу, что и не удивительно, так как приведенное выражение представляет результат деления приобретаемого частицей импульса движения  $m_p u_{gp}$  на силу Стокса  $F_{c\tau} = 6\pi\eta r u_{gp}$ .

Для коагулируемых аэрозольных частиц время релаксации очень невелико. При единичной плотности ( $\rho_p = 1$ ) в атмосферном воздухе ( $\eta = 1,85 \cdot 10^{-4}$ ) оно составляет следующие значения:

для	$r = 0,1 \mu$	$\tau = 1,2 \cdot 10^{-7}$ сек;
»	$r = 1,0 \mu$	$\tau = 1,2 \cdot 10^{-5}$ »
»	$r = 10 \mu$	$\tau = 1,2 \cdot 10^{-3}$

Чем меньше время релаксации частицы, тем, следовательно, быстрее она принимает то новое значение скорости по отношению к среде, которое соответствует мгновенному значению действующей на нее силы.

Если время релаксации невелико по сравнению с периодом изменения скорости среды, то это означает, что частица движется почти не отступая от мгновенных значений скоростей среды, соответствующих изменяющейся во времени действующей силе. Такое движение в гидродинамике носит название квазистационарного.

Общее решение интегро-дифференциального уравнения неравномерного движения сферических частиц в неравномерно движущейся среде (получающегося после подстановки выражений для  $F'$  и  $F''$  в уравнение (4.1)) дано сравнительно недавно Ченом [175, 122].

## § 5. КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Частицы, взвешенные в колеблющейся газообразной среде, увлекаются, если они достаточно малы, в ее движение. Степень увлечения каждой частицы, под которой подразумевается отношение амплитуды колебаний (или — скорости) частицы к амплитуде колебаний (или — скорости) среды, существенно зависит от физических параметров частицы и среды. Точное теоретическое решение этой задачи впервые дано Кёнигом [214]. Позже этот вопрос кратко затронут Сьюэллом в Дополнении к работе [265]. Эта задача была рассмотрена также С. М. Рытовым, В. В. Владимирским и М. Д. Галаниным [108]. Применительно к реальным аэрозолям, коагулируемым в звуковом поле, задача заново пересмотрена Брандтом, Фройндом и Хидеманом [167]. Обстоятельный анализ проблемы колебательного движения аэрозольных частиц в звуковом поле дан в монографии Н. А. Фукса [121], некоторые дополнения и поправки к которой содержатся в его обзоре [122].

Составим соответствующее уравнение движения аэрозольной частицы.

«Статической» силой, действующей на частицу, в данном случае является сила, обусловленная наличием в среде градиента давления. Величина этой силы, как нетрудно понять, совершенно не зависит от плотности самой частицы. Положим, что плотность частицы точно равна плотности среды. В этом случае частица должна двигаться как одно целое со средой, обладающей скоростью  $u_g$ . Сила, которая способна вызвать такое движение частицы, равна произведению массы частицы на ее ускорение. Масса нашей частицы равна массе вытесненной ею среды  $m_g$ , а ускорение равно ускорению среды  $du_g/dt$ ,

в соответствии с чем искомая нами «статическая» сила оказывается равной

$$F' = m_g \frac{du_g}{dt} \quad (5.1)$$

Для «кинематической» силы, периодически изменяющейся с частотой  $\omega$ , вместо общего уравнения (4.2) получается следующее уравнение, выведенное Стоксом ([61], стр. 811; [121], стр. 85):

$$F'' = -m_g \left( \frac{1}{2} + \frac{9}{4} b \right) \left( \frac{du_p}{dt} - \frac{du_g}{dt} \right) - \frac{9}{4} m_g \omega b (1 + b) (u_p - u_g), \quad (5.2)$$

где

$$b = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} = \frac{\delta_{\text{погр}}}{r}$$

(вместо абсолютной скорости частицы, фигурирующей в [61] и [121], здесь поставлена лишь относительная скорость частицы и среды).

Уравнение движения частицы в колеблющейся среде, учитывая (5.1) и (5.2), имеет вид

$$m_p \frac{du_p}{dt} = \frac{3}{2} m_g \frac{du_g}{dt} - \frac{1}{2} m_g \frac{du_p}{dt} - \frac{9}{4} m_g \omega b (1 + b) (u_p - u_g) - \frac{9}{4} m_g b \left( \frac{du_p}{dt} - \frac{du_g}{dt} \right). \quad (5.3)$$

Введем обозначения:

$$M = m_p + \frac{9}{4} m_g b \quad (M \text{ — «приведенная масса»),}$$

$$\frac{1}{B} = \frac{9}{4} m_g \omega b (1 + b) = \frac{9}{4} m_g \omega b + 6\pi\eta r \quad (B \text{ — «приведенная подвиж-}$$

ность»). Подставляя эти обозначения и пренебрегая членом  $\frac{1}{2} m_g \frac{du_p}{dt}$  (поскольку  $m_g \ll m_p$ ), получаем:

$$M \frac{du_p}{dt} + \frac{u_p}{B} = \frac{9}{4} m_g \omega b (1 + b) u_g + \left( \frac{9}{4} m_g b + \frac{3}{2} m_g \right) \frac{du_g}{dt}. \quad (5.4)$$

Если колебания среды выражаются уравнением

$$u_g = U_g \sin \omega t, \quad (5.5)$$

то уравнение (5.4) после ряда преобразований принимает вид

$$M \frac{du_p}{dt} + \frac{u_p}{B} = \frac{3}{2} m_g \omega U_g \sqrt{1 + 3b + \frac{9}{2} b^2 + \frac{9}{2} b^3 + \frac{9}{4} b^4} \sin(\omega t + \theta), \quad (5.6)$$

где

$$\theta = \arctg \frac{2/3 + b}{b(1+b)}. \quad (5.7)$$

Решение этого уравнения таково [39]:

$$u_p = U_g \sqrt{\frac{1 + 3b + \frac{9}{2} b^2 + \frac{9}{2} b^3 + \frac{9}{4} b^4}{a^2 + 3ab + \frac{9}{2} b^2 + \frac{9}{2} b^3 + \frac{9}{4} b^4}} \sin[\omega t - (\varphi - \theta)], \quad (5.8)$$

где

$$a = \frac{2}{3} \frac{m_p}{m_g} + \frac{1}{3} \approx \frac{2}{3} \frac{\rho_p}{\rho_g}.$$

При  $\sin[\omega t - (\varphi - \theta)] = 1$  скорость частицы достигает своего амплитудного значения  $u_p = U_p$ ; отсюда следует, что степень увлечения частицы определяется уравнением

$$\mu_p = \frac{U_p}{U_g} = \sqrt{\frac{1 + 3b + \frac{9}{2} b^2 + \frac{9}{2} b^3 + \frac{9}{4} b^4}{a^2 + 3ab + \frac{9}{2} b^2 + \frac{9}{2} b^3 + \frac{9}{4} b^4}} \quad (5.9)$$

Сдвиг фаз между колебаниями частицы и среды равен

$$\operatorname{tg}(\varphi - \theta) = \frac{\frac{3}{2}(a-1)(b+b^2)}{a\left(1 + \frac{3}{2}b\right) + \frac{3}{2}b + \frac{9}{2}b^2 + \frac{9}{2}b^3 + \frac{9}{4}b^4}. \quad (5.10)$$

Как видим, выражения, получаемые при точном решении задачи о колебательном движении аэрозольных частиц, крайне громоздки и малонаглядны, ввиду чего связь степени увлечения

частиц и сдвига фазы колебаний с физическими параметрами частицы и среды остается неясной. Поэтому весьма полезным оказывается данное Брандтом, Фройндом и Хидеманом приближенное решение задачи, которое, кстати сказать, дает вполне достаточную для практических расчетов точность. При приближенном решении задачи, составляя уравнение движения аэрозольной частицы, ограничиваются учетом лишь силы вязкости, определяемой уравнением Стокса (4.3):

$$m_p \frac{du_p}{dt} = 6\pi\eta r (u_g - u_p). \quad (5.11)$$

Учитывая (5.5) и (4.4), получаем следующее уравнение:

$$\tau \frac{du_p}{dt} + u_p = U_g \sin \omega t. \quad (5.12)$$

Общее решение этого уравнения имеет вид [36]

$$u_p = \frac{U_g \sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} + \frac{\omega \tau U_g}{1 + \omega^2 \tau^2} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (5.13)$$

где угол сдвига фазы  $\varphi$  определяется уравнением

$$\operatorname{tg} \varphi = \omega \tau. \quad (5.14)$$

Наличие угла сдвига между колебаниями среды и увлекаемой ею частицы физически объясняется тем, что всякая частица обладает инертностью, в силу которой увлекается в движение среды с тем или иным запазданием, характеризуемым углом  $\varphi$ . Второй, непериодический член уравнения (5.13), соответствующий начальной, неустановившейся стадии колебаний, быстро стремится к нулю, и поэтому колебательное движение частицы происходит по уравнению

$$u_p = \frac{U_g}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \sin(\omega t - \varphi). \quad (5.15)$$

Отсюда вытекает, что степень (или — коэффициент) увлечения частицы в колебательное движение среды дается выражением\*

$$\mu_p = \frac{U_p}{U_g} = \frac{A_p}{A_g} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (5.16)$$

---

\* Как отметили авторы, это выражение, как и (5.19), может быть получено также из формулы Кёнига (5.9), если в ней пренебречь некоторыми членами. Так, пока величина  $\mu_p$  близка к единице, можно пренебречь всеми членами

Уравнение колебательного движения частицы в этом случае имеет вид

$$u_p = \mu_p U_g \sin(\omega t - \varphi). \quad (5.17)$$

Заметим, что параметр  $\mu_p$  представляет собой не что иное, как косинус угла сдвига фаз колебаний частицы и среды

$$\mu_p = \cos \varphi, \quad (5.18)$$

в чем нетрудно убедиться, учтя (5.14).

Если в уравнения (5.16) и (5.14) подставить выражение (4.4) и учесть, что  $\omega = 2\pi f$ , то получаем следующие полные уравнения:

$$\mu_p = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\rho_p r^2 f}{9\eta}\right)^2}}, \quad (5.19)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{4\pi\rho_p r^2 f}{9\eta}. \quad (5.20)$$

Если частицы очень малы ( $r < 1 \mu$ ), то в эти уравнения вместо  $\eta$  подставляется  $\eta/C_u$ , где  $C_u$  — поправочный множитель Кеннингема на дискретность среды,  $C_u = \left(1 + A \frac{l_m}{r}\right)$  (где  $A$  — коэффициент,  $l_m$  — средний пробег молекул газа [121]). Для капелек  $r = 1 \mu$   $C_u = 1,086$ ; для  $r = 0,1 \mu$   $C_u = 1,86$  (для меньших  $r$  формула Кеннингема непригодна).

Из уравнения (5.19), выведенного Брандтом, Фройндом и Хидеманом [167], следует, что частицы, взвешенные в озвученной газообразной среде, тем точнее следуют за колебаниями среды, чем меньше радиус и плотность частиц, чем больше вязкость среды и ниже частота колебаний.

При неизменных физических характеристиках частицы и среды ( $\rho_p$  и  $\eta = \text{const}$ ) степень увлечения частицы определяется произведением  $r^2 f$ .

уравнения в сравнении  $b^4$ . Когда  $\mu_p$  становится меньше единицы, значение  $b^2$  начинает приближаться к порядку величины  $a$ . Тогда в первом приближении можно всеми членами, кроме  $a^2$  и  $b^4$ , пренебречь. При этом формула Кёнига принимает вид (5.16) или (5.19). Она остается действительной до тех пор, пока  $\mu_p$  не становится равным примерно 0,5, когда пренебрежение членом  $3ab$  приводит к заметным ошибкам.

По мнению авторов, ниже этой границы становятся сомнительными теоретические положения, на которых основана формула Кёнига. По их наблюдениям, как только в ходе коагуляции амплитуда колебаний укрупнившихся частиц снижается до нескольких десятых долей амплитуды колебаний газа, частицы неожиданно вообще перестают колебаться и двигаются по неправильным, часто сильно изогнутым путям (для сферических частиц показательны зигзагообразные, а для остальных — спиралевидные траектории).

На рис. 15 представлена графически зависимость степени увлечения частиц плотностью  $\rho_p = 1$  от их радиуса в воздухе при различных частотах. Из этого графика наглядно видно, что при каждой частоте имеются малые частицы, которые практически полностью следуют за колебаниями среды ( $\mu_p \approx 1$ ), и крупные частицы, которые почти не увлекаются колеблющейся средой ( $\mu_p \rightarrow 0$ ).

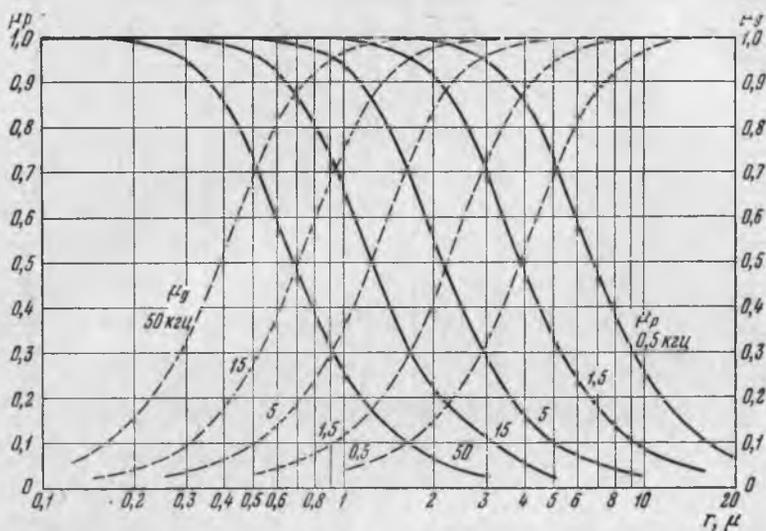


Рис. 15. Степень увлечения  $\mu_p$  и степень обтекания  $\mu_g$  аэрозольных частиц в воздухе при различных частотах ( $\rho_p = 1$  г/см<sup>3</sup>)

Абсолютно полного увлечения взвешенных частиц в колебательное движение среды, однако, не может быть, так как частицы увлекаются в него главным образом благодаря силам вязкости, которые проявляют себя лишь при наличии относительной скорости среды.

Отличие в степени увлечения, подсчитываемой по упрощенной формуле (5.19) от результатов, получаемых по точному уравнению (5.9), обычно невелико. Это иллюстрирует заимствованный из монографии Н. А. Фукса [121] рис. 16, на котором сплошной линией 1 показана зависимость степени увлечения  $\mu_p$  от отношения  $\tau/T$ , полученная по точной формуле (5.9), а пунктирной линией — полученная по упрощенной формуле (5.19). На этом же графике показана зависимость для степени обтекания  $\mu_g$  (см. ниже). Снизу графика даны соответствующие  $\tau/T$  значения  $r\sqrt{\omega}$ .

Максимальное расхождение, получающееся в диапазоне  $\tau/T = = 0,2-2$ , в том и другом случае не превышает 4%.

На рис. 17 представлена графически зависимость угла сдвига (отставания) фазы колебаний частиц от колебаний воздушной среды при идентичных частотах. Для частиц, полностью увлекаемых в колебательное движение среды, угол сдвига равен нулю, а для частиц, не увлекаемых в движение среды, сдвиг достигает  $\frac{\pi}{2}$ .

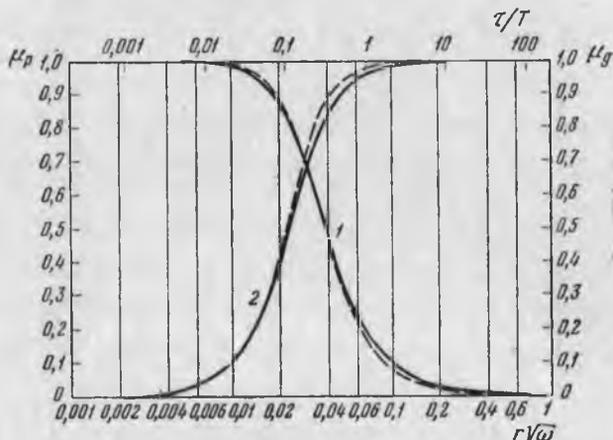


Рис. 16. Зависимость степени увлечения и степени обтекания аэрозольных частиц в воздухе от отношения  $\tau / T$  ( $\rho_p = 1 \text{ г/см}^3$ )

1 — степень увлечения частиц; 2 — степень обтекания частиц

Поскольку между колебаниями частицы и колебаниями среды имеется сдвиг фаз, скорость обтекания частиц средой  $u_{gp}$  определяется в момент времени  $t$  следующим выражением:

$$u_{gp} = U_g \cdot \sin \omega t - U_g \mu_p \sin (\omega t - \varphi). \quad (5.21)$$

Учитывая (5.18), получаем после несложных преобразований:

$$u_{gp} = \mu_g U_g \cos (\omega t - \varphi), \quad (5.22)$$

где  $\mu_g$  — коэффициент обтекания частицы средой, равный

$$\mu_g = \sin \varphi = \frac{\omega \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (5.23)$$

Амплитуда скорости обтекания частицы средой равна

$$U_{gp} = \mu_g U_g. \quad (5.24)$$

Значения коэффициента обтекания частиц при различных частотах даны на рис. 15 пунктиром. Обращает на себя внимание тот факт, что даже для мельчайших частиц, степень увлечения которых  $\mu_p \rightarrow 1$ , коэффициент обтекания  $\mu_g$  представ-

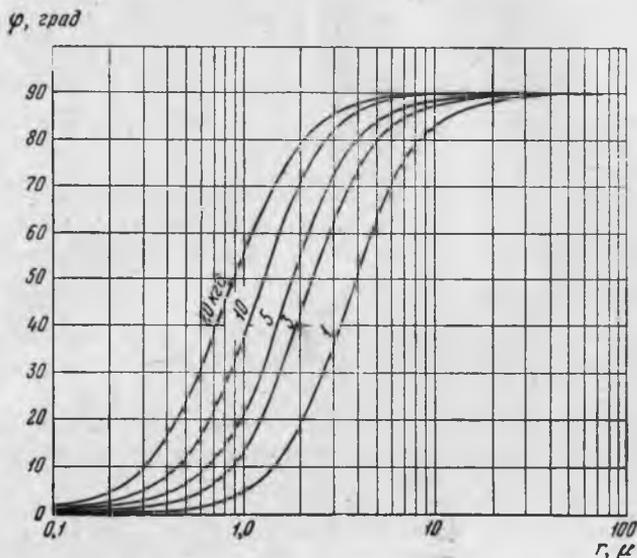


Рис. 17. Угол сдвига фазы колебания  $\varphi$  аэрозольных частиц в воздухе при различных частотах ( $\rho_p = 1 \text{ г/см}^3$ )

ляет вполне ощутимую величину. При  $\omega\tau \ll 1$  коэффициент обтекания равен

$$\mu_g \approx \omega\tau. \quad (5.25)$$

Можно показать, что крупные частицы, для которых  $\omega\tau \gg 1$ , не остаются в полном покое, а увлекаются в колебательное движение среды в следующей степени:

$$\mu_p \approx (\omega\tau)^{-1}. \quad (5.26)$$

Между коэффициентом увлечения частицы  $\mu_p$  и коэффициентом обтекания частицы  $\mu_g$  имеется простая связь:

$$\mu_g = \omega\tau\mu_p, \quad (5.27)$$

$$\mu_p^2 + \mu_g^2 = 1. \quad (5.28)$$

Для наглядности все изложенное иллюстрирует рис. 18. Жирная кривая представляет синусоидально изменяющуюся во времени скорость колебательного движения воздуха (с нею совпадает движение мельчайших частиц с  $\mu_p = 1$ ). Тонкая кривая представляет колебательное движение взвешенной частицы, степень увлечения которой равна  $\mu_p = 0,8$ ; оно отстает от колебательного движения

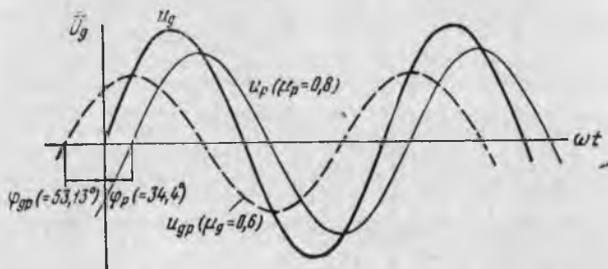


Рис. 18. График, иллюстрирующий различие фаз абсолютной колебательной скорости среды ( $u_g$ ), абсолютной колебательной скорости аэрозольной частицы ( $u_p$ ) и относительной колебательной скорости частицы и среды

среды на угол сдвига фазы, составляющий  $\varphi = \arccos \mu_p \approx 34,4^\circ$ . Пунктирная кривая представляет относительную скорость среды, обтекающей частицу; коэффициент обтекания составляет при этом величину  $\mu_g = \sqrt{1 - \mu_p^2} = 0,6$ . Эта скорость опережает движение частицы на угол  $90^\circ$ , так что угол сдвига ее фазы относительно колебательного движения среды составляет  $\varphi - 90^\circ = -53,13^\circ$ .

Уравнения (5.9) и (5.19) получили достаточное экспериментальное подтверждение. Качественное подтверждение получено неоднократно во многих опытах. На рис. 19 приведены микрофотографии из работы Брандта, Фройнда и Хидемана [9, 168], сделанные с выдержкой времени, значительно превышающей период колебания газообразной среды. На снимке изображены капельки тумана парафинового масла, озвучиваемого на частоте 10 кгц. Видно, что наиболее крупные частицы при озвучивании сохраняют спокойствие ( $\mu_p = 0$ ), а малые частицы ( $r < 1 \mu$ ), наоборот, принимают активное участие в колебательном движении среды, свидетельством чего является то, что они вычерчивают продольные следы («треки»), равные по длине удвоенной амплитуде их колебания.

Первое, сравнительно грубое количественное подтверждение формул (5.9) и (5.19) для степени увлечения аэрозольных частиц в колебательное движение среды получено Вагеншай-

ном [283], который провел измерение амплитуд колебаний спор ликоподия ( $r = 15,85 \mu$ ,  $\rho_p = 1,1$ ) на частоте 85 гц при амплитудах колебаний от 0,58 до 2,40 мм. Колебания среды создавались по способу Зернова: легкий герметический сосуд с аэрозолем прикреплялся к вибрирующей ножке камертона, возбуждаемого электромагнитным путем. Амплитуда колебаний сосуда, а вместе с ним и газа и амплитуда колебаний частиц фотографировались через микроскоп. Выбор спор ликоподия в качестве объекта исследования не был удачным из-за наличия на их поверхности ребрышек, искажающих подвижность частиц. По этой причине экспериментальные результаты вначале дали расхождение с теоретическими расчетами до 25—30%, и лишь после скорректирования подвижности частиц по скорости их падения расхождение ограничилось 5%.

В последние годы поставлены эксперименты по определению степени увлечения частиц на более высоких частотах, близким частотам, которые применяются при акустической коагуляции аэрозолей (конечная цель этих опытов — разработка акустического метода определения дисперсного состава аэрозолей). Таковы предварительные эксперименты Кассела и Шульца [174] и недавние обстоятельные эксперименты Гакера и Дойла [198].

На рис. 20 дано сравнение экспериментальных результатов Гакера и Дойла с теоретическими данными. Результаты получены в опытах с капельками тумана диоктилфталата («Флексоль» ДОР и 39Н) радиусом от 0,8 до 3,9  $\mu$  при частоте звука 4,85 кгц, излучаемого электродинамическим вибратором Сент-Клера. Измерения амплитуды колебаний частиц производились микрофотографически в пучности колебаний стоячей волны. Измерения размера частиц производились путем микро-

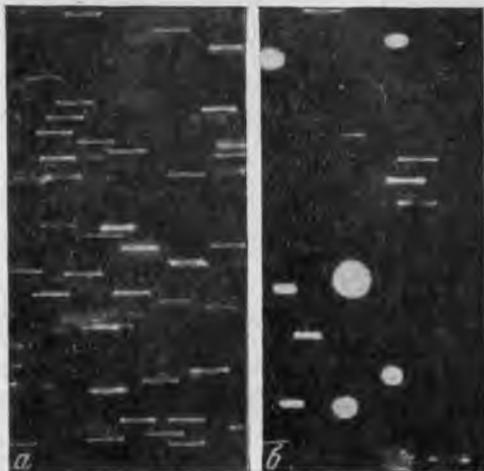


Рис. 19. Фотоснимки, иллюстрирующие различие в степени увлечения аэрозольных частиц (капелек тумана парафинового масла) в колебательное движение среды ( $f=10$  кгц; время экспозиции —  $1/250$  сек;  $\times 80$ )

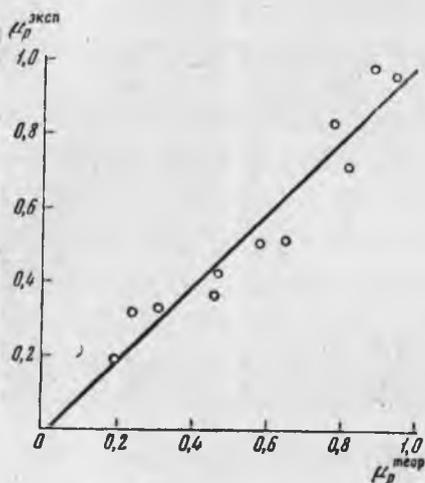
а — частицы радиусом 0,3—0,6  $\mu$ ; б — частицы радиусом от 0,3 до 4,5  $\mu$

фотографического измерения скорости падения и последующего вычисления по формуле Стокса с поправкой Кенингема. Как видно из рис. 20, эксперименты показывают хорошее совпадение с теорией.

В заключение кратко остановимся на вопросе устойчивости аэрозольных частиц в колеблющейся газообразной среде. Известно, что позади некоторых обтекаемых препятствий, в частности подвешенных стержней и клиньев, образуется система вихрей, срывающихся поочередно с каждой стороны препятствия и приводящих при определенных условиях к потере устойчивости и возникновению поперечных колебаний тела. Подобное явление, носящее автоколебательный характер [125], наблюдается и при обдувании сферических препятствий [114], позади которых образуется, как предполагается, винтовой вихрь.

Как отмечено в подстрочном примечании на стр. 61, интенсивно обтекаемые в звуковом поле аэрозольные частицы совершают некое неупорядоченное движение с поперечной составляющей скорости. Не является ли это следствием потери устойчивости взвешенных частиц в акустическом потоке?

Рис. 20. Экспериментальные значения степени увеличения капелек тумана диаметром октилфталата (по Гакеру и Дойлу)



Теория показывает, что в поступательном потоке, характеризуемом числом Рейнольдса  $Re$ , потеря устойчивости наступает при условии [111]

$$Re > \frac{9}{2} \left( \frac{h}{r} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{k_2(1-k_2)}}, \quad (5.29)$$

где  $h$  — ширина потока;  $k_2$  — безразмерный коэффициент, не превышающий единицы.

Как будет показано в § 9, обтекание аэрозольных частиц в звуковом поле носит квазистационарный характер, из чего следует, что неравенство (5.29) пригодно и для наших целей. Из этого неравенства можно заключить, что устойчивость взвешенных частиц нарушается лишь при  $Re \gtrsim 10^7$ , что в звуковом поле исключается.

Следовательно, причиной неупорядоченного движения аэрозольных частиц в звуковом поле служат иные явления, на которых мы еще остановимся в своем месте.

## § 6. ДРЕЙФ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Частицы, взвешенные в озвученной газообразной среде, в ходе своего колебательного движения совершают некоторое поступательное перемещение, «дрейф», относительно среды в продольном направлении.

Имеется, по крайней мере, четыре фактора, способствующих возникновению дрейфа аэрозольных частиц в звуковом поле:

1. радиационное давление звука на частицы;
2. периодическое изменение вязкости колеблющейся среды;
3. искажение (асимметрия) формы звуковой волны;
4. асимметрия колебательного движения среды в стоячей звуковой волне.

Помимо перечисленных факторов дрейфу аэрозольных частиц в звуковом поле способствует также присутствие других частиц, обладающих развитым пограничным слоем, что носит, однако, неупорядоченный характер и поэтому здесь не рассматривается.

Дрейф, обусловленный радиационным давлением звука на частицы. Этот вид дрейфа частиц длительное время являлся единственно известным и для его количественной оценки использовались уравнения Кинга для силы радиационного давления на неподвижное сферическое препятствие произвольной плотности, радиус которого намного меньше длины волны:  $kr \ll 1$ . По Кингу [212] в бегущей волне:

$$F_R = 4 (kr)^4 (\pi r^2) G (\rho_g/\rho_p) E, \quad (6.1)$$

в стоячей волне:

$$F_R = 2 (kr) (\pi r^2) G (\rho_g/\rho_p) E \sin 2kx_0, \quad (6.2)$$

где  $k$  — волновое число;  $G (\rho_g/\rho_p)$  — фактор плотности, определяемый выражением:

$$G (\rho_g/\rho_p) = \left[ 1 + \frac{2}{3} (1 - \rho_g/\rho_p) \right] / (2 + \rho_g/\rho_p)$$

(для аэрозольных частиц, у которых  $\rho_p \gg \rho_g$ ,  $G (\rho_g/\rho_p) \simeq 5/6$ );  $x_0$  — расстояние до ближайшего узла колебаний стоячей волны.

Метод вывода этих уравнений состоял в точном решении задачи об обтекании сферического тела в звуковом поле. Вязкость и теплопроводность среды при этом не принимались во внимание.

Более прост и нагляден метод, примененный позже Уэстервелтом [286], а также Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем [62]. Сущность этого метода заключается в следующем.

Если на пути распространения звуковой волны находится то или иное тело, то при падении ее на это тело происходит отражение и рассеяние волны во все стороны. При этом рассеянную волну можно представить себе просто как волну, излучаемую телом. Импульс, передаваемый телу падающей волной больше импульса, рассеиваемого телом в направлении распространения падающей волны. Отсюда возникает некоторая избыточная сила, родственная силам радиационного давления в звуковой волне.

Из падающей звуковой волны рассеивается поток энергии, равный  $\Pi_s c_g E$ , где  $\Pi_s$  — так называемое полное эффективное сечение, под которым подразумевается отношение полной интенсивности рассеяния к плотности энергии падающего потока энергии, в качестве которого для частиц, увлекаемых в колебательное движение среды, следует подставлять величину  $E_{gp} = \frac{1}{2} \rho_g U_{gp}^2 = \mu_g^2 \bar{E}$  ( $\bar{E}$  — абсолютная плотность энергии, равная  $J/c_g$ ).

Поток импульса в падающей звуковой волне равен  $\Pi_s E_{gp}$ , а в рассеянной волне, в пределах телесного угла  $d\theta$ , равен  $E_s r^2 d\theta = E_{gp} d\Pi_s$ . Проектируя последний на направление распространения падающей волны, имеем:

$$F_R = E_{gp} \int_0^\pi (1 - \cos \theta) d\Pi_s \quad (6.3)$$

( $\theta$  — угол между направлением падающей волны и направлением рассеяния).

Дифференциальное эффективное сечение, согласно [62], равно

$$d\Pi_s = \frac{1}{9} \left( \frac{\omega}{c_g} \right)^4 r^6 \left( 1 - \frac{3}{2} \cos \theta \right) d\theta.$$

Подставляя это выражение в (6.3) и интегрируя, получаем следующее выражение для силы радиационного дрейфа сферы в бегущей звуковой волне\*:

$$F_R = \frac{11}{9} \pi \left( \frac{\omega}{c_g} \right)^4 r^6 \mu_g^2 \bar{E}. \quad (6.4)$$

\* Уэстервелт в своей работе [286] вместо выражения для силы дрейфа  $F$  приводит во всех рассматриваемых им случаях выражение для приведенного удельного давления  $F/\pi r^2 \bar{E}$ , которое он обозначает индексом  $d$  и называет «коэффициентом сопротивления». Этот показатель представляет некоторый интерес при сравнительной оценке различных видов дрейфа, однако недостаточен для их практической оценки, так как не включает значения степени обтекания частиц  $\mu_g$ .

Майданик [230], а затем Л. П. Горьков [27] решили эту задачу в более общем виде (с учетом сжимаемости сферы и преломления падающей волны на ее поверхности), приводящем в случае аэрозольных частиц к совершенно идентичному выражению.

Сопоставляя выведенное уравнение (6.4) с уравнением (6.1), нетрудно убедиться, что они отличаются лишь числовым коэффициентом, который в уравнении Кинга примерно в 2,7 раза выше. Направление силы  $F_R$  в обоих случаях идентичное — в сторону распространения звуковой волны.

В поле стоячей волны сила радиационного дрейфа на много порядков выше. При вычислении ее приходится учитывать импульсы как прямой, так и обратной волны, величины которых зависят от места расположения сферы в звуковой волне. В конечном итоге получается следующее уравнение для силы радиационного давления на сферу в стоячей звуковой волне:

$$F_R = \frac{8}{3} \pi \left( \frac{\omega}{c_g} \right) r^3 \mu_g^2 \bar{E} \sin 2kx_0 \quad (6.5)$$

Это выражение (без множителя  $\mu_g$ ) получено впервые Уэстервелтом [286]. В более общем виде данная задача решена недавно Л. П. Горьковым [27], у которого, однако, числовой коэффициент перед формулой получился на 25% выше.

Сопоставляя уравнение (6.5) с уравнением Кинга (6.2), нетрудно убедиться в их идентичности. Исключением является лишь числовой коэффициент, который в первом случае в 1,6 раза выше, чем во втором случае, получившем экспериментальное подтверждение в опытах Рудника [258] с пробковыми шариками радиуса  $r \sim 1$  мм, подвешенными на нитях в поле стоячей звуковой волны частотой 400—2800 гц.

Величина силы радиационного давления на аэрозольные частицы в стоячей звуковой волне, как видно из (6.5), является функцией их координат. В узлах колебаний ( $x_0 = 0, \frac{\lambda}{2}$  и  $\lambda$ ) и в пучностях колебаний ( $x_0 = \frac{\lambda}{4}$  и  $\frac{3}{4}\lambda$ ) сила  $F_R$  равна нулю. При этом в узле колебаний положение частиц устойчиво, а в пучности колебаний, наоборот, неустойчиво. Максимальное значение сила  $F_R$  имеет на середине участка УК — ПК, т. е. при  $x_0 = \frac{1}{8}\lambda, \frac{3}{8}\lambda, \frac{5}{8}\lambda$  и  $\frac{7}{8}\lambda$ .

Найдем выражения для скорости радиационного дрейфа аэрозольной частицы. Поскольку речь идет о поступательном движении частицы, период изменения которого огромен в сравнении со временем релаксации частицы, можно положить, что сила радиа-

ционного давления  $F_R$ , определяемая уравнениями (6.4) или (6.5), уравнивается в каждый момент времени силой сопротивления среды, определяемой уравнением Стокса  $F_{Ст} = 6\pi\eta r V_R$ . Отсюда получаем для бегущей волны;

$$V_R = \frac{11}{54\eta} \left( \frac{\omega}{c_g} \right)^4 r^5 \mu_g^2 \bar{E} \quad (6.6)$$

и для стоячей волны:

$$V_R = \frac{4}{9\eta} \left( \frac{\omega}{c_g} \right) r^3 \mu_g^2 \bar{E} \sin 2kx_0 \quad (6.7)$$

В первом случае движение частицы является равномерным, во втором случае — неравномерным, совершающимся по уравнению:

$$\operatorname{tg} kx = e^{Bt} \operatorname{tg} kx_0. \quad (6.8)$$

где

$$B = \frac{8}{9\eta} (kr)^2 \mu_g^2 \bar{E}.$$

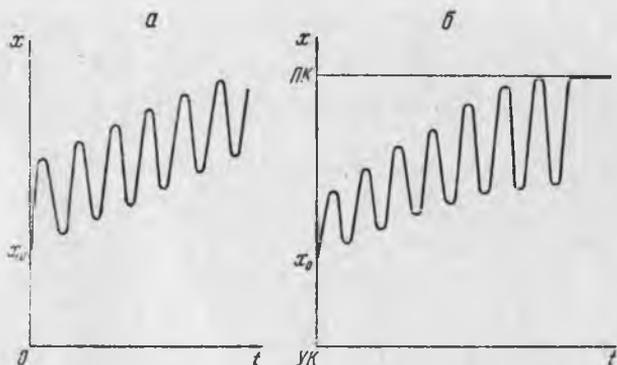


Рис. 21. Графики, иллюстрирующие явления дрейфа аэрозольной частицы в звуковом поле  
а — в бегущей волне; б — в стоячей волне

К уравнению (6.8), выведенному впервые Сент — Клером [179, 181], нетрудно прийти, проинтегрировав уравнение (6.7) с начальным условием  $x = x_0$  при  $t = 0$ . При наличии радиационного дрейфа движение аэрозольных частиц в звуковом поле приобретает своеобразный характер, который иллюстрирует рис. 21.

Все приведенные нами уравнения действительны при соблюдении двух условий.

Первое условие: амплитуда колебаний среды мала по сравнению с радиусом сферы (в противном случае движение среды теряет потенциальный характер).

Второе условие: вязкие потери энергии звуковой волны в окружающей среду пограничном слое сравнительно невелики (иначе звуковая волна не достигает поверхности сферы и не рассеивается на ней). Согласно [61], доля акустической энергии, поглощаемой в пограничном слое малой сферы ( $kr \ll 1$ ) в расчете на  $1 \text{ см}^2$  ее поперечного сечения, равна  $6\nu/c_{gr}$ . Отсюда следует, что второе условие соблюдается при следующих неравенствах:

$$\frac{11}{9} (kr)^4 > 6\nu/c_{gr} \quad (6.9a)$$

для бегущей волны и

$$\frac{8}{3} (kr) > 6\nu/c_{gr} \quad (6.9б)$$

для стоячей волны.

В воздушной среде при частоте  $f = 10 \text{ кгц}$  это дает:  $r > 700 \mu$  в бегущей волне и  $r > 25 \mu$  в стоячей волне. При более низких частотах размеры аэрозольных частиц должны быть еще выше.

Следовательно, у первичных частиц коагулируемых аэрозолей, обладающих меньшими размерами, энергия падающей волны не столько рассеивается, сколько поглощается в окружающей их вязком пограничном слое. Результатом этого является возникновение новых видов дрейфа, рассматриваемых ниже. Радиационный же дрейф является уделом только сильно укрупнившихся аэрозольных частиц в поле стоячей волны.

Дрейф, обусловленный периодическим изменением вязкости среды. Происходящие в звуковом поле адиабатические сжатия и разрежения среды имеют своим результатом периодическое повышение и понижение ее температуры. Используя уравнение адиабаты  $p v^\gamma = \text{const}$  и уравнение состояния идеальных газов  $p v = R_g T$ , нетрудно показать, что при синусоидальном изменении звукового давления, когда давление в рассматриваемой точке среды изменяется по закону  $p = P_{ст} + P_g \sin \omega t$ , абсолютная температура среды изменяется, в первом приближении, следующим образом:

$$T \approx T_0 \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{P_g}{P_{ст}} \sin \omega t \right), \quad (a)$$

где  $T_0$  — абсолютная температура среды в окружающей пространстве при статическом давлении  $P_{ст}$ .

При интенсивности звука  $J = 0,1 - 1,0 \text{ вт/см}^2$ , чему соответствует  $P_g/P_{ст} = 0,009 - 0,030$ , температура воздуха ( $\gamma = 1,4$ ) в фазах сжатия и разрежения отклоняется при нормальных условиях на  $\Delta T = \pm 0,75 \div 2,5^\circ \text{С}$ .

Такое существенное изменение температуры газообразной среды вызывает соответствующее изменение ее вязкости. Для идеальных (в термодинамическом смысле) газов между вязкостью и температурой среды существует простая взаимосвязь:

$$\eta \sim T^{1/2}. \quad (6)$$

К этой закономерности нетрудно прийти, припомнив две следующие зависимости кинетической теории газов [116]:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho_g l_m v_m, \quad (в)$$

$$\frac{m_m v_m^2}{2} = \frac{3}{2} k_B T \quad (г)$$

$m_m$ ,  $v_m$  и  $l_m$  — усредненные масса, скорость и свободный пробег молекул газа;  $k_B$  — постоянная Больцмана).

В соответствии с (6) в фазе сжатия, когда температура среды возрастает, происходит повышение ее вязкости, а в фазе разрежения, когда температура среды падает, — понижение ее вязкости.

Различие в вязкости среды в фазах сжатия и разрежения обуславливает определенное различие в величине силового воздействия, оказываемого ею, в соответствии с законом Стокса, на взвешенную частицу при прямом и обратном движении. Результатом этого является возникновение избыточной силы, силы дрейфа  $F_\eta$ , действующей на частицу в направлении источника звука в бегущей волне или УК — в стоячей волне.

Эта сила дрейфа теоретически предсказана Уэстервелтом в работе [285] о среднем статическом давлении и средней скорости частиц газообразной среды в плоской звуковой волне. В этом исследовании автор принял во внимание факт изменения параметров частиц колеблющейся среды, обусловленного изменением их координат при конечных амплитудах колебаний. С помощью соответствующего преобразования координат автор получил следующие выражения для мгновенных значений скорости звука  $c_g$  и скорости частиц среды  $u_g$  в неподвижных (эйлеровых) координатах:

$$c_g = c_{g0} \left[ 1 + \frac{\rho_{g0}}{c_{g0}} \frac{dc_g}{d\rho_g} (-\xi_x + \xi_x^2 + \xi\xi_{xx}) + \frac{\rho_{g0}^2}{2c_{g0}} \frac{d^2c_g}{d\rho_g^2} \xi_{xx}^2 \right], \quad (6.10)$$

$$u_g = \xi_t - \xi\xi_{xt}, \quad (6.11)$$

где  $c_{g0}$  — скорость звука в окружающей среде плотностью  $\rho_{g0}$ ;  $\xi$  — смещение частицы среды;  $\xi_x$  и  $\xi_{xx}$  — первая и вторая производные смещения частицы среды в точке  $x$ ;  $\xi_t$  и  $\xi_{xt}$  — лагранжева скорость частицы среды и ее производная в точке  $x$ .

На основании выражения (в), в котором произведение трех первых величин,  $\frac{1}{3}\rho_g l_m$ , не зависит от температуры, а четвертая величина,  $v_m$ , пропорциональна скорости звука  $c_g$ , определяемой уравнением (6.10), можно написать следующее выражение для мгновенной вязкости среды в первом приближении:

$$\eta = \frac{c_g}{c_{g0}} \eta_0 \approx \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \xi_x\right) \eta_0, \quad (6.12)$$

где  $\eta_0$  — вязкость окружающей среды.

Произведение мгновенных значений переменных  $u_g$  и  $\eta$ , фигурирующих в формуле Стокса (4.3), определяется выражением

$$u_g \eta = (\xi_t - \xi \xi_{xt}) \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \xi_x\right) \eta_0.$$

Среднее за период колебания значение этого произведения равно

$$(u_g \eta)_{\text{cp}} = \frac{\gamma-3}{4} \eta_0 \frac{U_g^2}{c_{g0}}. \quad (6.13)$$

Подставляя выражение (6.13) в формулу Стокса и учитывая при этом степень обтекания аэрозольной частицы коэффициентом  $\mu_g$ , получаем следующее выражение для силы дрейфа, обусловленной периодическим изменением вязкости среды\*:

$$F_\eta = 3\pi (\gamma - 3) \frac{v_0}{c_{g0}} r \mu_g^2 \bar{E}. \quad (6.14)$$

При стоячей волне это выражение дополняется множителем  $\sin 2kx_0$ .

Приравнявая выражение для силы дрейфа (6.14) и выражение для силы сопротивления  $F_{\text{ст}} = 6\pi\eta r V_\eta$ , получаем следующее уравнение для скорости дрейфа:

$$V_\eta = \frac{\gamma-3}{2\rho_{g0}c_{g0}} \mu_g^2 \bar{E}. \quad (6.15)$$

\* В последующей работе Уэстервелта [286], а также в книге Хютера и Болта [205], эта сила именуется «силой стоксовского типа».

При этом выводе молчаливо предполагается, что мгновенная температура частицы следует за температурой среды.

Дрейф, обусловленный искажением (асимметрией) формы звуковой волны. Если звуковая волна имеет искаженную, пилообразную форму, подобную изображенной на рис. 7 то это означает, что частицы среды совершают несинусоидальное колебательное движение (см. рис. 8). В фазе сжатия, знаменующей собой прямое движение (по ходу волны), частицы среды набирают скорость быстрее, а теряют ее, наоборот, медленнее, чем при синусоидальном движении. В фазе разрежения, когда совершается обратное движение, происходит противоположное явление: частицы среды набирают скорость медленнее, чем теряют ее. Эти обстоятельства не могут не сказаться на характере движения частицы, взвешенной в среде.

В период замедленного подъема скорости, сопровождающего обратное движение среды, аэрозольная частица увлекается в ее движение полнее, чем при «нормальном», синусоидальном подъеме скорости, и в силу этого приобретает более высокую скорость. Обладая повышенным количеством движения, частица при последующем спаде скорости среды «проскальзывает» мимо частиц среды несколько дальше, чем обычно. Этому весьма способствует более резкий, чем обычно, характер спада скорости среды. При прямом движении среды происходит противоположное явление: аэрозольная частица отстает от движения частиц среды на ту же величину смещения. В результате, закончив цикл колебания, аэрозольная частица не возвращается в исходное положение, а попадает в смещенную против движения точку.

Найдем выражение силы дрейфа, обусловленного асимметрией формы звуковой волны. Для этого, следуя Уэстервелту [286, 205], воспользуемся уравнением Стокса во втором приближении, данном Осенем:

$$F_{Oc} = 6\pi\eta u_{gp} \left( 1 + \frac{3}{16} \text{Re} \right). \quad (6.16)$$

Второе слагаемое поправочного множителя в этом уравнении дает добавочную силу  $\Delta F$ , которая, в отличие от основной, стоксовской силы  $F_{Ст}$ , связана со скоростью обтекания сферы квадратичной зависимостью

$$\Delta F = \frac{9}{4} \pi r^2 \rho_g \bar{u}_{gp} |u_{gp}|, \quad (6.17)$$

где  $\bar{u}_{gp}$  — вектор скорости обтекания, а  $|u_{gp}|$  — его абсолютная величина.

При синусоидальном изменении скорости обтекания усреднение этой силы по каждому полупериоду колебания дает нуль, из чего

следует, что введение его не нарушает периодичности движения частицы. Однако при асимметрично искаженной форме волны, обуславливающей появление гармоник (см. § 1), положение изменяется: усреднение силы  $\Delta F$  дает непериодическую, однонаправленную силу  $F_h$ .

Ограничиваясь рассмотрением второй гармоники, можно написать для колебательной скорости обтекания частицы:

$$u_{gp} = \mu_g U_g [\sin \omega t + h_2 \sin (2\omega t + \psi)], \quad (6.18)$$

где  $h_2 = u_2/U_g$  — относительная величина амплитуды второй гармонической составляющей, а  $\psi$  — угол ее сдвига (равный на рис. 7, б  $\psi = -\frac{\pi}{2}$ ).

Возводя это выражение в квадрат и подставляя в уравнение (6.17), имеем

$$\Delta F = \frac{9}{4} \pi r^2 \rho_g \mu_g^2 U_g^2 [\sin^2 \omega t + 2h_2 \sin \omega t \sin (2\omega t + \psi) + h_2^2 \sin^2 (2\omega t + \psi)]. \quad (6.19)$$

Усреднение слагаемых, заключенных в квадратные скобки, по первому полупериоду дает:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \omega t d(\omega t) &= \frac{1}{2}, \\ \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} 2h_2 \sin \omega t \sin (2\omega t + \psi) d(\omega t) &= \frac{4h_2}{3\pi} \sin \psi, \\ \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} h_2^2 \sin^2 (2\omega t + \psi) d(\omega t) &= \frac{h_2^2}{2}. \end{aligned}$$

Усреднение тех же слагаемых по второму полупериоду (от  $\omega t = \pi$  до  $\omega t = 2\pi$ ), характеризующемуся обратным направлением вектора скорости, дает идентичные результаты, за исключением второго слагаемого, которое получает отрицательный знак. Последнее свидетельствует о том, что только связанная с этим слагаемым составляющая силы  $\Delta F$  направлена против вектора скорости, т. е. сохраняет прежнее направление. В результате этого получается однонаправленная сила, сила дрейфа\*:

$$F_h = -6h_2 \sin \psi r^2 \mu_g^2 \bar{E}. \quad (6.20)$$

\* В работах Уэстервелта [285, 286] эта сила дрейфа носит название «силы осееновского типа».

Направление этой силы совпадает с направлением распространения звуковой волны, если угол сдвига  $\psi$  второй гармоники отрицателен (как на рис. 7, б); оно изменяется на противоположное, если угол  $\psi$  положителен, как это обычно бывает (см. рис. 8).

Приравнивая выражение для силы дрейфа (6.20) и выражение для силы сопротивления  $F_{\text{ст}} = 6\pi\eta rV_h$ , получаем следующее уравнение для скорости дрейфа:

$$V_h = -\frac{h_2 \sin \psi}{\pi\eta} r\mu_g^2 \bar{E}. \quad (6.21)$$

Как видим, скорость дрейфа  $V_h$  прямо пропорциональна степени искажения формы звуковой волны и синусу угла сдвига второй гармоники, т. е. асимметрии формы волны.

Математическое решение задачи дрейфа частиц в стоячей волне представляет серьезные трудности, связанные с тем, что при конечных амплитудах колебаний форма волны изменяется во времени [133]. Однако из графика, приведенного в работе [286], можно заключить, что максимальные значения силы  $F_h$  и скорости  $V_h$  в стоячей волне того же порядка, что и в бегущей.

Дрейф, обусловленный асимметрией колебательного движения в стоячей волне. Отличительной особенностью стоячих звуковых волн является, как мы знаем, то, что колебательное смещение и колебательная скорость, а равно и звуковое давление суть функции не только времени, но и пространства [см. рис. 1 и уравнения (1.4) — (1.6)]. На каждом участке УК-ПК амплитуда колебательного смещения и амплитуда колебательной скорости синусоидально возрастают с удалением от узла колебаний. В связи с этим при колебательном смещении в сторону пучности колебаний среды попадают в зону повышенных амплитуд колебаний, а при обратном смещении — в зону пониженных амплитуд колебаний (по сравнению с исходной амплитудой колебаний, относящейся к началу каждого смещения). Иначе говоря, при колебательном смещении в сторону пучности частицы среды движутся с некоторым ускорением, а при обратном смещении, наоборот, с некоторым замедлением в сравнении с «нормальным», синусоидальным движением, начинающимся из каждого крайнего положения. Налицо асимметрия колебательного движения среды, обязанная конечной величине амплитуды колебаний.

Если в колеблющейся описанным образом среде находится взвешенная частица, обладающая ощутимой массой, то в силу инерции она несколько отстает от описанной линии поведения частиц среды.

Именно, при смещении в сторону пучности колебаний, когда наблюдается ускорение среды, аэрозольная частица более

значительно отстает от движения частиц среды, чем при синусоидальном ее движении. При обратном же смещении, когда наблюдается замедление среды, аэрозольная частица более значительно опережает движение частиц среды, чем при синусоидальном ее движении.

В результате в обоих случаях аэрозольная частица оказывается ближе к узлу колебаний, чем соколеблющиеся с нею частицы среды. С каждым циклом колебания указанный сдвиг аэрозольной частицы относительно частиц среды возрастает, и это вскоре привело бы аэрозольную частицу в узел колебаний, если бы на нее одновременно не действовали другие силы, имеющие прямо противоположное направление.

Описанный вид дрейфа аэрозольных частиц теоретически предсказан С. С. Духиным. Упрощенное математическое решение задачи дрейфа дал А. Багриновский [4]. Недавно С. С. Духиным получено точное решение задачи [35]. Приведем оба этих решения.

В первом приближении уравнение движения аэрозольной частицы, помещенной в поле стоячей волны, учитывая (6.2), имеет вид

$$m_p \frac{d^2 x_p}{dt^2} = 6\pi\eta r \left( U_g \sin kx \sin \omega t - \frac{dx_p}{dt} \right), \quad (6.22)$$

или

$$\tau \frac{d^2 x_p}{dt^2} + \frac{dx_p}{dt} = U_g \sin kx \sin \omega t. \quad (6.22')$$

Если, избегая трудностей точного интегрирования этого уравнения, воспользоваться формулами приближенного интегрирования

$$\frac{dx_p}{dt} \approx \frac{x_{n+1} - x_n}{\Delta t}, \quad \frac{d^2 x_p}{dt^2} \approx \frac{x_{n+1} - 2x_n + x_{n-1}}{\Delta t^2},$$

то из уравнения (6.22') можно получить следующее выражение для  $(n+1)$ -й ординаты:

$$x_{n+1} = \frac{x_n \left( \frac{2\tau}{\Delta t^2} + \frac{1}{\Delta t} \right) + U_g \sin kx_n \sin \omega t - x_{n-1} \frac{\tau}{\Delta t^2}}{\frac{\tau}{\Delta t^2} + \frac{1}{\Delta t}} \quad (6.23)$$

При помощи этого уравнения, задавшись начальными условиями движения аэрозольной частицы, можно последовательным путем построить график ее дрейфа в отсутствие других форм поступательного движения. Такого рода график имеет вид, обратный показанному на рис. 21,б.

Чтобы получить точное решение задачи о дрейфе аэрозольной частицы, рассмотрим, следуя С. С. Духину, уравнение колебательного движения частицы во втором приближении. Учитывая, что дрейф частицы носит ангармонический характер, мы должны при этом отталкиваться от общего выражения (4.2) для силы  $F''$ , действующей в вязкой среде с произвольно изменяющейся скоростью. Это приводит к следующему уравнению движения аэрозольной частицы:

$$\begin{aligned} \left( m_p + \frac{m_g}{2} \right) \frac{d^2 x_p}{dt^2} + 6\pi\eta r \left( \frac{dx_p}{dt} + \frac{r}{V\pi v} \int_{-\infty}^t \frac{d^2 x_p}{dt_i^2} \frac{dt_i}{\sqrt{t-t_i}} \right) = \\ = \frac{3}{2} m_g \frac{d^2 x_g}{dt^2} + 6\pi\eta r \left( \frac{dx_g}{dt} + \frac{r}{V\pi v} \int_{-\infty}^t \frac{d^2 x_g}{dt_i^2} \frac{dt_i}{\sqrt{t-t_i}} \right), \quad (6.24) \end{aligned}$$

где  $x_g$  и  $x_p$  — расстояние от узла колебаний соответственно для среды и частицы, а  $\frac{dx_g}{dt} = U_g \sin kx_0 \sin \omega t$ .

Уравнение (6.24) описывает движение в быстро осциллирующем поле, что позволяет использовать при его решении описанный в работе [63] метод П. Капицы. Поскольку амплитуда колебаний  $A_g$  много меньше длины волны, значение  $x_g$  в правой части уравнения можно считать постоянным в течение одного цикла колебания  $x_g = x_0$ . В этом случае решением уравнения (6.24) является уравнение для гармонического колебания частицы относительно точки  $x_p = x_0$ , а именно

$$x_p - x_0 = \mu_p A_g \sin kx_0 \cos [\omega t + (\varphi - \theta)], \quad (6.25)$$

где степень увлечения частицы  $\mu_p$  и угол сдвига фаз колебаний  $(\varphi - \theta)$  определяются выведенными ранее уравнениями соответственно (5.9) и (5.10).

Правую часть уравнения (6.24) можно рассматривать как квазипериодическую силу с медленно меняющейся амплитудой колебаний среды, под влиянием которой частица колеблется и одновременно несколько смещается за каждый цикл; поэтому вместо нее можно взять выведенное Стоксом уравнение (5.2). Поскольку нас интересует только дрейф частицы, усредним уравнение (5.2) по циклу колебания. Предварительно разложим  $\sin kx_p$  в ряд относительно точки  $x_0$ :

$$\sin kx_p = \sin kx_0 + k \cos kx_0 (x_p - x_0), \quad (6.26)$$

где  $x_p - x_0$  определяется выражением (6.25).

После подстановки этого ряда в выражения для  $u_p$  и  $\frac{au_p}{dt}$ , входящее в уравнение (5.2), и усреднения его по периоду колебания, при котором периодическое движение дает нуль, получается следующее уравнение движения аэрозольной частицы\*:

$$\begin{aligned} & \left( m_p + \frac{m_g}{2} \right) \frac{d^2 x_0}{dt^2} + 6\pi\eta r \left( \frac{dx_0}{dt} + \frac{r}{V\pi v} \int_{-\infty}^t \frac{d^2 x_0}{dt_i^2} \frac{dt_i}{Vt-t_i} \right) = \\ & = \frac{k}{4} \mu_p U_g^2 m_g \left[ \sin(\varphi - \theta) \cdot \frac{9}{4} (b^2 + b) - \cos(\varphi - \theta) \left( \frac{3}{2} + \frac{9}{4} b \right) \right] \sin 2kx_0. \end{aligned} \quad (6.27)$$

Как уже указывалось, первое и третье слагаемые в левой части этого уравнения малы по сравнению со вторым слагаемым (см. § 4). Поэтому уравнение (6.27) можно написать в следующем виде:

$$\begin{aligned} 6\pi\eta r u_0 &= \frac{k}{4} \mu_p U_g^2 \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_g \times \\ & \times \left[ \sin(\varphi - \theta) \frac{9}{4} (b^2 + b) - \cos(\varphi - \theta) \left( \frac{3}{2} + \frac{9}{4} b \right) \right] \sin 2kx_0. \end{aligned} \quad (6.28)$$

Учитывая зависимости (5.23), (5.18) и (4.4) и то, что левая часть данного выражения имеет смысл усредненной по периоду колебания силы, т. е. силы дрейфа  $F_a$ , имеем

$$F_a = \frac{\pi}{3} k r^3 \mu_p \left[ \frac{9}{2} (b^2 + b) \mu_g - \left( 3 + \frac{9}{2} b \right) \mu_p \right] \bar{E} \sin 2kx_0. \quad (6.29)$$

Приравнивая выражение для силы дрейфа (6.29) и выражение для силы сопротивления  $F_{ст} = 6\pi\eta r V_a$ , получаем следующее уравнение для скорости дрейфа:

$$V_a = \frac{k}{18\pi} r^2 \mu_p \left[ \frac{9}{2} (b^2 + b) \mu_g - \left( 3 + \frac{9}{2} b \right) \right] \bar{E} \sin 2kx_0. \quad (6.30)$$

Как видим, характер изменения силы и скорости данного вида дрейфа частиц на участке УК — ПК идентичен с характером изменения силы и скорости радиационного дрейфа. В остальном же сходства нет никакого. Характерная деталь: каждому размеру частиц здесь соответствует своя «излюбленная» частота колеба-

\* Уравнение, приведенное в статье С. С. Духина [35], содержит опечатку: вместо  $m_g$  проставлено  $m_p$ .

ний, при которой скорость дрейфа достигает максимального значения (см. рис. 23).

В табл. 5 приведена сводка формул для силы и скорости всех рассмотренных видов дрейфа аэрозольных частиц в

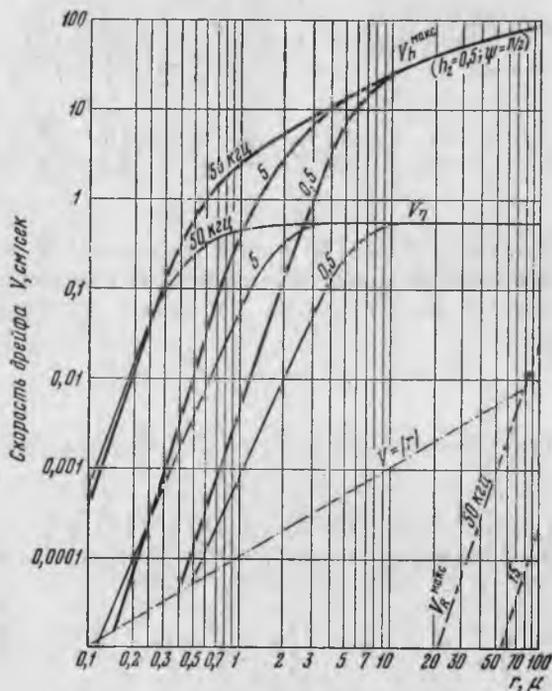


Рис. 22. Скорость дрейфа аэрозольных частиц в бегущей звуковой волне при  $J = 0,1 \text{ вт/см}^2$  ( $\rho_p = 1 \text{ г/см}^3$ , среда — воздух)

$V_R$  — скорость дрейфа, обусловленного радиационным давлением звука;  $V_n$  — скорость дрейфа, обусловленного периодическим изменением вязкости среды;  $V_h$  — скорость дрейфа, обусловленного искажением формы волны ( $\psi = \pm \pi/2$ ;  $h_2 = 0,5$ )

звуковом поле. В отношении формул для скорости дрейфа заметим, что, поскольку все они выведены из выражений для силы дрейфа при посредстве формулы Стокса (4.3), они точны лишь до тех пор, пока соответствующее число Рейнольдса  $Re = \frac{2rV}{\nu}$  не превышает 1. В противном случае (при больших размерах

частиц или повышенной интенсивности звука) следует скорректировать скорость по Осену, пользуясь формулой:

$$V_{0c} = -\frac{4v}{3r} + \sqrt{\left(\frac{4v}{3r}\right)^2 + \frac{8v}{3r} V_{Cr}}. \quad (6.31)$$

К этой формуле нетрудно прийти, приравняв правые части выражений для силы сопротивления сферы в обычной форме, данной Стоксом, и в уточненной форме, данной Осену.

Ниже представлены вычисленные по приведенным выше формулам значения абсолютной скорости дрейфа сферических аэрозольных частиц единичной плотности ( $\rho_p = 1$ ) в атмосферном воздухе при  $J = 0,1$  *вт/см<sup>2</sup>* для бегущей волны (рис. 22) и неискаженной стоячей волны (рис. 23).

Рассматривая представленные графики, можно сделать ряд важных выводов.

1. В неискаженной бегущей волне преобладает дрейф, обусловленный периодическим изменением вязкости среды, причем абсолютная величина его скорости невелика ( $V_{\eta}^{\max} = 0,55$  *см/сек*). Скорость дрейфа, обусловленного радиационным давлением звука, ничтожна и ею во всех случаях можно пренебречь.

2. В искаженной бегущей волне обычно преобладает дрейф, обусловленный искажением формы волны, причем абсолютная величина его скорости, если степень искажения и асимметрия достаточно значительны, может достигать высоких значений (до  $V_h^{\max} \approx 10$  *см/сек* и выше).

3. В неискаженной стоячей волне при малых размерах частиц преобладает дрейф, обусловленный асимметрией колебательного движения среды, при средних размерах — дрейф, обусловленный периодическим изменением вязкости среды, а при больших размерах — дрейф, обусловленный радиационным давлением звука. При этом абсолютная величина скорости дрейфа в первом и втором случаях невелика ( $V_a^{\max} \approx 0,17$  *см/сек*;  $V_{\eta}^{\max} \approx 0,55$  *см/сек*), а в третьем может достигать высоких значений (для  $r = 100$   $\mu$   $V_R^{\max} = 7-40$  *см/сек* при  $f = 5-50$  *кГц*).

4. В сильно искаженной стоячей волне при очень малых размерах частиц преобладает дрейф, обусловленный асимметрией колебательного движения среды, а при более значительных размерах — дрейф, обусловленный искажением формы звуковой волны. При этом абсолютная величина скорости последнего вида дрейфа частиц может достигать высоких значений [для  $r > 5$   $\mu$   $V_h^{\max} > 10$  *см/сек*], превосходя скорость радиационного дрейфа частиц. Направление этого вида дрейфа зависит от угла сдвига гармонических составляющих.

5. На величину скорости дрейфа аэрозольных частиц сильное влияние оказывают размер частиц и частота колебаний.

Как правило, высокие скорости дрейфа достигаются лишь при повышенных размерах частиц, либо повышенных ультразвуковых частотах.

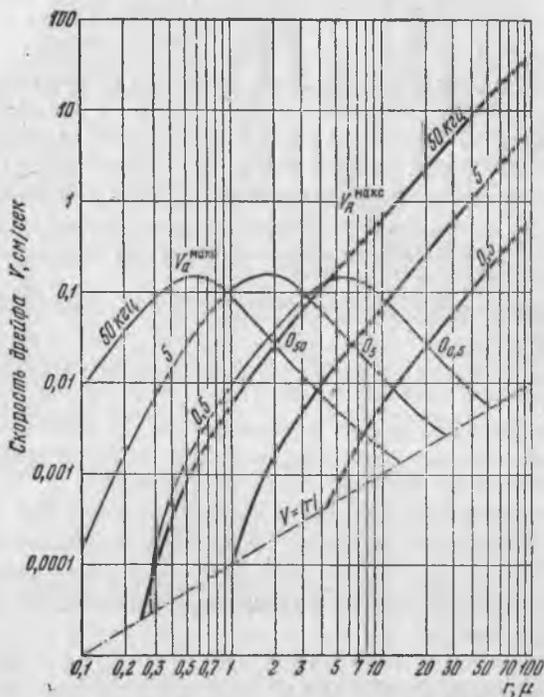


Рис. 23. Амплитудные значения скорости дрейфа аэрозольных частиц в неискаженной стоячей звуковой волне при  $J = 0,1 \text{ вт/см}^2$  ( $\rho_p = 1 \text{ г/см}^3$ ; среда — воздух)

$V_R^{\text{макс}}$  — скорость дрейфа, обусловленного радиационным давлением звука;  $V_a^{\text{макс}}$  — скорость дрейфа, обусловленного асимметрией колебательного движения среды (значения скорости дрейфа, обусловленного периодическим изменением вязкости среды,  $V_\eta^{\text{макс}}$ , определяются по рис. 22)

6. Величина скорости всех видов дрейфа аэрозольных частиц прямо пропорциональна плотности звуковой энергии, а следовательно, интенсивности звука. При повышении интенсивности звука до  $J=1 \text{ вт/см}^2$  скорость дрейфа частиц увеличивается в 10 раз, если число Рейнольдса не превышает при этом 1. В противном случае скорость дрейфа возрастает более умеренно.

Таблица 5

Причина дрейфа частицы	Сила и скорость дрейфа частицы	
	в бегущей волне	в стоячей волне
Радикационное давление звука	$F_R = \frac{11\pi}{9} \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^4 r^3 \mu_g^2 \bar{E}$ $V_R = \frac{11}{54\eta} \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^4 r^5 \mu_g^2 \bar{E}$	$F_R = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^3 r^3 \mu_g^2 \bar{E} \sin 2kx_0$ $V_R = \frac{4}{9\eta} \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^3 r^5 \mu_g^2 \bar{E} \sin 2kx_0$
Периодическое изменение вязкости среды	$F_\eta = 3\pi \frac{(\gamma-3)}{c_g} \nu r \mu_g^2 \bar{E}$ $V_\eta = \frac{\gamma-3}{2\rho_g c_g} \mu_g^2 \bar{E}$	$F_\eta = 3\pi \frac{(\gamma-3)}{c_g} \nu r \mu_g^2 \bar{E} \sin 2kx_0$ $V_\eta = \frac{\gamma-3}{2\rho_g c_g} \mu_g^2 \bar{E} \sin 2kx_0$
Искажение формы звуковой волны	$F_h = -6h_2 \sin \psi r^2 \mu_g^2 \bar{E}$ $V_h = -\frac{h_2 \sin \psi}{\pi \eta} r \mu_g^2 \bar{E}$	Аналитическое решение отсутствует
Асимметрия колебательного движения		$F_a = \frac{\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^3 r^3 \mu_p \left[ \frac{9}{2}(b^2 + b)\mu_g - \left(3 + \frac{9}{2}b\right)\mu_p \right] \bar{E} \sin 2kx_0$ $V_a = \frac{1}{18\eta} \left(\frac{\omega}{c_g}\right)^3 r^3 \mu_p \left[ \frac{9}{2}(b^2 + b)\mu_g - \left(3 + \frac{9}{2}b\right)\mu_p \right] \bar{E} \sin 2kx_0$

## § 7. ЦИРКУЛЯЦИОННОЕ И ПУЛЬСАЦИОННОЕ ДВИЖЕНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Циркуляционным движением аэрозольных частиц мы называем движение, которое частицы совершают под действием акустического ветра. Период изменения скорости акустического ветра намного больше времени релаксации аэрозольных частиц. Поэтому, как и в случае дрейфа, правомерно считать, что частицы приобретают скорость среды практически мгновенно и, следовательно, полностью следуют за ее движением. Чтобы это положение стало более ощутимым, рассмотрим уравнение движения частицы под действием силы, действующей со стороны среды. Если скорость акустического ветра составляет  $w_a$ , то, пренебрегая ради простоты вторым и третьим членами в уравнении (4.2), можно написать уравнение движения аэрозольной частицы в следующем виде:

$$m_p \frac{dw_p}{dt} = 6\pi\eta r (w_a - w_p), \quad (7.1)$$

или

$$\frac{dw_p}{dt} + \frac{w_p}{\tau} - \frac{w_a}{\tau} = 0. \quad (7.1')$$

Положим, что в рассматриваемый промежуток времени скорость ветра неизменна:  $w_a = \text{const}$ . В этом случае решением уравнения (7.1'), обращаясь в нуль при  $t=0$ , является [39]

$$w_p = w_a(1 - e^{-t/\tau}). \quad (7.2)$$

Согласно этому решению, в момент времени  $t=\tau$  скорость аэрозольной частицы отличается от скорости акустического ветра на 37%, в момент  $t=5\tau$  она отличается лишь на 0,6%, а в момент  $t=10\tau$  — менее чем на 0,005%. Отсюда вытекает, что аэрозольные частицы практически полностью приобретают скорость акустического ветра в следующие доли секунды:

при $r=0,1 \mu$	$t \approx 10^{-6}$ сек
» $r=1 \mu$	$t \approx 10^{-4}$ »
» $r=10 \mu$	$t \approx 10^{-2}$ »
» $r=100 \mu$	$t \approx 1$ »

Если учитывать третий, интегральный член в уравнении (4.2), то поправка составит не более 4%, что не изменяет порядка величин.

Можно показать, что аналогичное положение имеет место и при движении аэрозольных частиц под действием любой другой медленно изменяющейся силы, в том числе сил дрейфа, рассмотренных в предыдущем параграфе. С такой же быстротой увлекаются аэрозольные частицы и в общий поток газа через камеру озвучивания.

Рассмотрим поведение аэрозольных частиц на поворотах акустического течения в стоячей звуковой волне. Здесь на каждую аэрозольную частицу дополнительно действует центробежная сила, вследствие чего частица продвигается в радиальном направлении со скоростью, которая может быть определена по известной формуле [121]

$$V_c = \frac{\omega_a^2 \tau}{R}, \quad (7.3)$$

где  $R$  — радиус кривизны на повороте акустического течения. Величина радиального смещения частицы на повороте с углом  $\varphi$  (радиан) равна

$$\Delta R = V_c t_w, \quad (7.4)$$

где  $t_w$  — время движения на повороте, равно  $t_w = \frac{\varphi R}{\omega_a}$ .

Подставляя в (7.4) последнее выражение, а также выражение (7.3), имеем

$$\Delta R = \varphi \tau \omega_a. \quad (7.5)$$

В работе автора [73], где рассмотрен данный вопрос и приведены вычисленные по формулам Рэлея (1.24) — (1.26) эпюры скоростей и траектории движения акустического течения в поле стоячей волны частотой 4,25 кГц, видно, что скорость течения на поворотах имеет пониженную величину (при  $J = 1$  вт/см<sup>2</sup> не превышает  $\omega_a = 1$  см/сек). Отсюда вытекает, что радиальное смещение частиц на повороте  $\varphi = \pi/2$  по порядку величины не превышает величины времени релаксации, которое, как мы знаем, для первичных частиц озвучиваемых аэрозолей ( $r = 0,1$ — $10$  м) лежит в пределах  $\tau \approx 1,2 \cdot (10^{-7} \div 10^{-3})$  сек. Следовательно, радиальным смещением аэрозольных частиц на поворотах акустического смещения можно смело пренебречь, если частицы предварительно не укрупнены путем коагуляции в агрегаты значительных размеров.

Обстоятельные экспериментальные исследования циркуляционного движения аэрозольных частиц в звуковом поле проведены Андраде [140], который получил с помощью аэрозолей прекрасные «отпечатки» траекторий движения акустического ветра на участках УК — ПК стоячей звуковой волны с  $\lambda =$

$=56,5$  и  $\lambda=91,8$  см. В дальнейшем это явление наблюдалось многими исследователями, работавшими в области акустической коагуляции аэрозолей.

Представляет интерес сопоставить направление циркуляционного движения аэрозольных частиц с направлением их дрейфа, рассмотренного в предыдущем параграфе.

В неискаженной бегущей волне направление циркуляционного движения аэрозольных частиц, обусловленного акустическим ветром, противоположно направлению дрейфа частиц в центральной части звукового пучка, так что результирующая скорость частиц представляет собой арифметическую разницу скорости акустического ветра и скорости дрейфа в рассматриваемой точке. На периферии звукового пучка направления сопоставляемых видов движения частиц совпадают, вследствие чего величина результирующей скорости частиц равна сумме скоростей акустического ветра и дрейфа частиц. Если форма волны существенно не искажена, то скорость акустического ветра обычно преобладает над скоростью дрейфа и, следовательно, движение частиц направлено в этом случае от источника звука.

В стоячей звуковой волне направление результирующей скорости аэрозольных частиц зависит от их размера. Малые частицы, дрейф которых обуславливается преимущественно асимметрией колебательного движения среды и имеет малую скорость, движутся в центральной части звукового пучка и на его периферии в сторону пучности колебаний соответственно с пониженной и повышенной на величину  $V_a$  скоростью акустического течения в рассматриваемой точке. Крупные частицы, дрейф которых обуславливается преимущественно радиационным давлением звука, в центральной части движутся в сторону пучности колебаний, а на периферии — в УК, либо в ПК, если  $V_R$  очень велика.

В промежуточной части звукового поля, где акустическое течение направлено преимущественно поперек направления дрейфа аэрозольных частиц, величина и направление движения частиц в продольном направлении целиком определяются величиной и направлением скорости дрейфа, а в поперечном направлении — скорости акустического течения. В результате аэрозольные частицы здесь совершают движение под некоторым углом к направлению звуковой волны. Участвуя в колебательном и циркуляционном движении среды, аэрозольные частицы одновременно принимают участие в пульсациях акустического потока, обусловленных акустической турбулентностью. Визуально это отмечалось многими исследователями [167, 76, 30, 156, 231, 232].

Какова степень увеличения аэрозольных, частиц и турбулентные пульсации озвученной среды? Экспериментально этот вопрос еще не исследован, однако представление об этом

можно получить исходя из теории акустической турбулентности, развитой нами в § 1.

Представляя, по примеру Н. А. Фукса [121], турбулентные пульсации среды как гармонические колебания с угловой частотой  $\omega_l$ , нетрудно сообразить, что для вычисления степени увлечения аэрозольных частиц в указанные пульсации можно воспользоваться выведенным ранее уравнением (5.9).

Учитывая, что частотный спектр турбулентных пульсаций лежит в области низких частот [см. уравнения (1.38) и (1.39)] и поэтому  $\omega\tau \ll 1$ , можно пользоваться упрощенным уравнением (5.16). В соответствии с этим уравнением степень обтекания аэрозольных частиц турбулентными пульсациями частоты  $\omega_l$  равна

$$\mu_g^l = \omega_l \tau. \quad (7.6)$$

Среднеквадратичная скорость относительного движения частицы и среды равна

$$v_{pg} = \mu_g^l v_l = \omega_l v_l \tau, \quad (7.7)$$

где  $v_l$  — среднеквадратичная пульсационная скорость среды.

Учитывая, что произведение  $\omega_l v_l$  есть не что иное, как ускорение пульсаций среды  $a_l$ , уравнение (7.7) можно также написать так:

$$v_{pg} = a_l \tau. \quad (7.8)$$

Относительное движение частицы и среды возможно только для пульсаций масштаба  $l < l_0$ , частота которых, как видно из (1.39), не зависит от масштаба.

Наибольшее ускорение имеют, естественно, пульсации масштаба  $l_0$ , которые, согласно (1.36), обладают наивысшей пульсационной скоростью

$$v_{l_0} \approx \frac{1}{4} \left( \frac{\varepsilon b}{\rho_g} \right)^{1/4} \approx \frac{1}{4} \frac{\xi^{1/4} b^{3/4}}{(\rho_g c_g)^{1/4}} J^{3/4} f^{1/4}. \quad (7.9)$$

Учитывая это, для максимального ускорения пульсаций можно написать:

$$(a_l)_{\max} = \omega_{l_0} v_{l_0} \approx \frac{v_{l_0}^2}{l_0} \approx \frac{1}{15} \frac{\varepsilon^{3/4}}{(b/\rho_g)^{1/4}}. \quad (7.10)$$

В соответствии с (7.8) и (7.10) максимальное значение относительной пульсационной скорости частицы и среды равно

$$(v_{pg})_{\max} \approx \frac{2}{135} \frac{\rho_p}{\eta} \frac{\varepsilon^{3/4}}{(b/\rho_g)^{1/4}} r^2 \approx \frac{2}{135} \frac{\pi^{3/4} \rho_p J^{3/4} / \eta^{1/4}}{b^{1/4} \rho_g^{3/4} c_g^{10/9} \eta} r^2 \quad (7.11)$$

В. Г. Левич [68, 69], ссылаясь на вычисления Яглома, принимает числовой коэффициент в (7.10) равным  $\sqrt{3}$ , в соответствии с чем вместо уравнения (7.11) получается следующее уравнение:

$$(v_{pg})_{\max} \approx \frac{2\sqrt{3}}{9} \cdot \frac{\rho_p}{\eta} \frac{\varepsilon^{3/4}}{(b/\rho_g)^{1/4}} r^2 \quad (7.11')$$

Однако это уравнение, выведенное в предположении, что  $v_{pg} \ll v_{l_0}$ , приводит к сильно завышенным значениям относительной скорости частицы и среды, а тем самым и к сильно завышенной абсолютной скорости пульсаций, которая превосходит подчас даже значения колебательной скорости, что совершенно невероятно (это можно показать, приравнявая (7.11) и (7.7) и находя отсюда значение  $v_l$ ). Поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться исключительно уравнением (7.11). Нас укрепляет в этом решении простой экспериментальный факт: частицы, взвешенные в звуковом поле, как правило, прочерчивают густо набегающие друг на друга треки, а не растянутую синусоиду, которая должна бы получиться, если бы скорость пульсаций была более значительной.

В табл. 6 приведены вычисленные по уравнениям (7.6) и (7.11) значения степени обтекания аэрозольных частиц и мак-

Таблица 6

r, м	τ, сек.	ω <sub>l<sub>0</sub></sub> , рад/сек	l <sub>g</sub>		v <sub>l<sub>0</sub></sub> , см/сек	(v <sub>pg</sub> ) <sub>макс</sub> , см/сек
			по точной формуле (5.9)	по упрощенной формуле (5.16)		
1	1,2·10 <sup>-5</sup>		0,0017	0,0017		0,012
			0,0055	0,0055		0,067
3	1,08·10 <sup>-4</sup>	370	0,0151	0,0151	5,8	0,100
			0,0497	0,0497		0,567
5	3,0·10 <sup>-4</sup>	1200	0,0420	0,0420	10,4	0,282
			0,1366	0,1380		1,680
10	1,2·10 <sup>-3</sup>		0,1655	0,1680		1,130
			0,4830	0,5520		5,850

симальной относительной пульсационной скорости частиц и среды в звуковом поле с частотами  $f=1$  кгц и 10 кгц при нормальной интенсивности звука  $J=0,1$  вт/см<sup>2</sup> (числители «дробей» соответствуют  $f=1$  кгц, а знаменатели —  $f=10$  кгц).

Как видно из табл. 6, относительная пульсационная скорость частиц и среды в диапазоне 1—10 кгц умеренна и для частиц  $r < 5$  м не превышает  $0,28 \div 1,26$  см/сек, что составляет  $0,2 \div 1,1\%$  колебательной скорости среды. Эти значения верны с точностью до множителя  $\xi$ .

## § 8. О РАССЕЯНИИ И ПОГЛОЩЕНИИ АЭРОЗОЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Каждая аэрозольная частица, как бы ни мала она была, представляет собой определенное препятствие для звуковых волн, на преодоление которого затрачивается некоторая часть энергии колебательного движения среды. Это обусловлено тем, что частица, во-первых, рассеивает в окружающем пространстве падающий на нее пучок звуковых волн, во-вторых, поглощает в своем пограничном слое энергию колебательного движения среды и, в-третьих, служит источником необратимых потерь тепла среды, связанных с периодическим изменением ее температуры. В результате этого при прохождении звуковых волн через аэрозоль интенсивность звука уменьшается заметно больше, чем при прохождении их через чистую газообразную среду.

Теория рассеяния звуковых волн на препятствиях сферической и цилиндрической формы рассмотрена Рэлеем [107] и развита затем в трудах Ламба [61], Ржевкина [105] и других авторов.

Как показывает теория [62], энергия, уносимая рассеянными сферической частицей волнами в 1 сек, при условии  $r \ll \lambda$  равна

$$J_s = \frac{7\pi}{9} \frac{\omega^4}{c_g^3} r^6 E_{gp}. \quad (8.1)$$

Общий поток энергии, переносимой звуковыми волнами за 1 сек через 1 см<sup>2</sup> фронта волны, согласно (1.22), равен

$$J = \bar{E} c_g. \quad (8.2)$$

Теряемая в слое аэрозоля на рассеяние доля подводимой энергии, как и в случае поглощения звука средой, пропорциональна толщине слоя:

$$\frac{J_s n dx}{J} = \alpha_p^s dx, \quad (8.3)$$

где  $\alpha_p^s$  — коэффициент рассеяния акустической энергии аэрозольными частицами.

Подставляя выражения (8.1) и (8.2) и учитывая, что  $E_{gp} = \mu_g^2 \bar{E}$  имеем

$$\alpha_p^s = \frac{112\pi^6 f^4 r^6 \mu_g^2}{9 c_g^4} n. \quad (8.4)$$

Практичнее вместо счетной концентрации подставлять значение весовой концентрации частиц; тогда, учитывая соотношение (9.1), получаем следующее выражение для коэффициента рассеяния акустической энергии аэрозольными частицами:

$$\alpha_p^s = \frac{28}{3} \left( \frac{\pi f}{c_g} \right)^4 \frac{r^3}{\rho_p} \mu_g^2 k 10^{-6}. \quad (8.5)$$

Для частиц с единичной плотностью, взвешенных в воздухе, имеем

$$\alpha_p^s \approx 0,68 \cdot 10^{-21} k r_\mu^3 \cdot \mu_{gl}^2 k_{gl} \quad (8.5')$$

( $r_\mu$  — радиус частиц в  $\mu$ ;  $f_{kgl}$  — частота колебаний в  $kgl$ ).

Нетрудно убедиться, что в обычных условиях коэффициент рассеяния акустической энергии аэрозольными частицами представляет ничтожно малую величину, порядка  $\alpha_p^s \approx 10^{-20}$ , которой в практических расчетах всегда можно пренебречь.

Теория поглощения акустической энергии неподвижными препятствиями сферической и цилиндрической формы впервые развита Сьюэллом [265]. Согласно этой теории, коэффициент поглощения акустической энергии сферическими частицами за счет вязких потерь определяется с учетом степени обтекания частиц следующим выражением:

$$\alpha_p^v = \frac{6\pi\nu r n}{c_g} \mu_g^2 \left( 1 + r \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \right), \quad (8.6)$$

или при замене  $n$  на  $k$  по формуле (9.1)

$$\alpha_p^v = 4,5 \frac{\nu k 10^{-6}}{c_g \rho_p r^2} \mu_g^2 \left( 1 + r \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \right). \quad (8.7)$$

Второй член в скобках в обоих выражениях при оптимальных условиях коагуляции (когда, согласно § 16, большим  $r$  соответствуют малые  $\omega$ ) обычно намного меньше 1, и этим членом мож-

но пренебречь. В этом случае для коэффициента поглощения акустической энергии получаются следующие формулы:

$$\alpha_p^v = \frac{6\pi\nu r \eta}{c_g} \mu_g^2, \quad (8.8)$$

$$\alpha_p^v = 4,5 \frac{\nu k 10^{-6}}{c_g \rho_p f^2} \mu_g^2. \quad (8.9)$$

Для частиц с единичной плотностью, взвешенных в воздухе, последняя формула приобретает вид

$$\alpha_p^v \approx 1,73k \frac{\mu_g^2}{r_\mu^2} \partial \delta / \mu \quad (8.9')$$

( $r_\mu$  — радиус частиц в  $\mu$ ).

К этим формулам нетрудно придти следующим элементарным путем, указанным Брандтом, Фройндом и Хидеманом [162, 168].

Энергия, которая поглощается при обтекании аэрозольной частицы вязкой средой, численно равна работе сил сопротивления, оказываемых частицей движению среды. Положив, что сила сопротивления в каждый момент времени определяется формулой Стокса (4.3), а относительная скорость среды изменяется во времени по синусоидальному закону (5.22), найдем, что энергия, поглощаемая частицей за 1 сек, равна

$$J_a = \int_0^1 F_{C\tau} u_{gp} dt = 6\pi\eta r \mu_g^2 U_g^2 \int_0^1 \cos^2(\omega t - \varphi) dt = 3\pi\eta r \mu_g^2 U_g^2. \quad (8.10)$$

Отношение поглощенной энергии к определяемому формулой (8.2) общему потоку энергии, проходящему через слой аэрозоля толщиной  $dx$ , выражается формулой, идентичной с формулой (8.3), откуда после подстановки (8.10) получается формула (8.8), а после учета (9.1) — формула (8.9).

На рис. 24 представлены вычисленные по формуле (8.9) значения коэффициента вязкого поглощения звука аэрозольными частицами единичной плотности в воздушной среде в зависимости от их радиуса при  $k = 1 \text{ г/м}^3$  (для частиц  $r < 1\mu$  учтена поправка Кеннингема на дискретность среды).

Как видим, для каждой частоты колебаний имеется критический радиус частиц, при котором поглощение звука максимально. Значение критического радиуса нетрудно найти, приравняв произ-

водную  $\frac{d\alpha_p^v}{dr}$  нулю:

$$r_{кр} = \sqrt{\frac{9\eta}{4\pi\rho_p f}}. \quad (8.11)$$

Для воздушной среды при  $\rho_p = 1$  формула приобретает вид

$$r_{кр} = \frac{3,65}{\sqrt{f}}. \quad (8.11')$$

При критическом значении радиуса степень обтекания  $\mu_g$  равна  $\frac{\sqrt{2}}{2}$ ; учитывая это, для максимального коэффициента вязкого

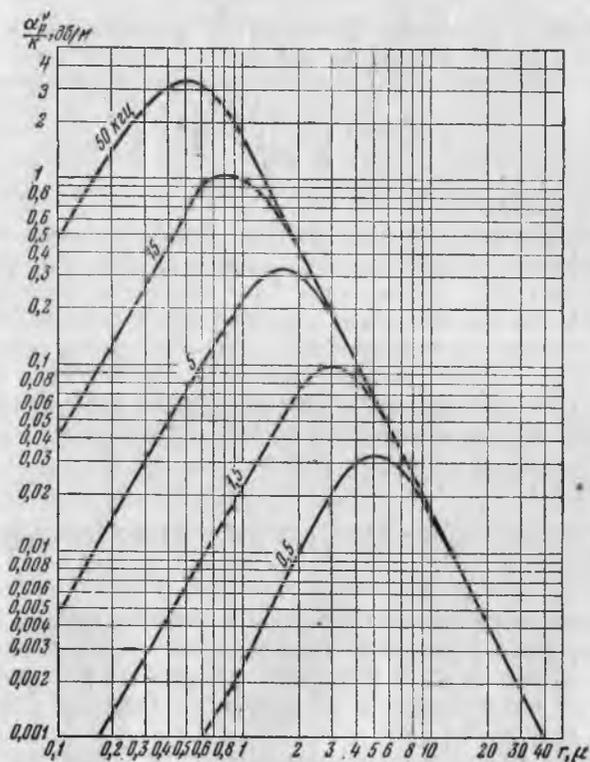


Рис. 24. Теоретические значения приведенного коэффициента поглощения звука аэрозолями при различных частотах

поглощения можно в соответствии с (8.9) написать следующее выражение:

$$(\alpha_p^y)_{\max} = k \frac{f_{квц}}{15,4} \text{ дб/м}. \quad (8.12)$$

В диапазоне 0,5 — 50 кГц  $(\alpha_p^y)_{\max}$  составляет от 0,0325 до 3,25 дб/м на 1 г аэрозольных частиц. Отсюда можно заключить, что даже

при сравнительно невысокой весовой концентрации частиц критического размера коэффициент поглощения  $\alpha_p^v$  может намного превышать коэффициент поглощения звука газообразной средой  $\alpha_g$ , достигая при повышенных частотах огромных значений. Снизить  $\alpha_p^v$  можно, лишь изменив частоту колебаний так, чтобы она оказалась в стороне от критической частоты, определяемой из соотношения (8.11) или (8.11').

Для коэффициента поглощения звука, обусловленного периодическим необратимым переходом тепла от частицы к среде и обратно и соответствующим приращением энтропии среды и убылью свободной энергии, Эпштейн и Кархарт [188, 122] вывели следующее выражение:

$$\alpha_p^x = \frac{4\pi\chi rn}{c_g} (\gamma - 1) \left( 1 + r \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \right) \mu_{gx}^2, \quad (8.13)$$

где  $\chi$  — коэффициент температуропроводности среды,  $\frac{\lambda_g}{\rho_g c_g}$ ;  $\mu_{gx}$  — степень выравнивания температур частицы и среды, определяемая уравнением, идентичным с уравнением для степени обтекания частиц, в котором только вместо  $b = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$  стоит  $\theta = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2\chi}{\omega}}$ :

$$\mu_{gx} = \sqrt{\frac{a^2}{a^2 + 3a\theta + \frac{9}{2}\theta^2 + \frac{9}{2}\theta^3 + \frac{9}{4}\theta^4}}. \quad (8.14)$$

Заменяя в (8.13)  $n$  на  $k$  и учитывая, что обычно  $r \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \ll 1$ , можно написать следующее выражение:

$$\alpha_p^x = \frac{3\chi k \cdot 10^{-6}}{c_g \rho_p r^3} (\gamma - 1) \mu_{gx}^2. \quad (8.15)$$

Для частиц с единичной плотностью, взвешенных в воздухе ( $\chi \approx 0,2$ ;  $\gamma = 1,4$ ), последняя формула приобретает вид

$$\alpha_p^x \approx \frac{6 \cdot 10^3 k}{r_\mu^3} \mu_{gx}^2 \partial b / \mu \quad (8.15')$$

( $r_\mu$  — радиус частиц в  $\mu$ ).

При больших  $\theta$  температура частицы и среды почти совпадают, уменьшение свободной энергии ничтожно и поэтому  $\mu_{gx} \approx 0$ . При очень малых  $\theta$  температура частицы почти не изменяется, пере-

пад температуры и убыль свободной энергии практически достигает максимально возможной величины и поэтому  $\mu_{gX} \approx 1$ .

Общий коэффициент затухания звука, обусловленного наличием аэрозольных частиц, равен

$$\alpha_p = \alpha_p^s + \alpha_p^v + \alpha_p^x \approx \alpha_p^v + \alpha_p^x. \quad (8.16)$$

Аддитивность величин всех рассмотренных коэффициентов соблюдается вплоть до концентрации частиц  $n < 10^6$  и при условии  $(\gamma - 1) \frac{\omega \lambda}{c_g} \ll 1$ , что для воздуха дает:  $\omega \ll 4 \cdot 10^5$ .

В водяном тумане величина  $\alpha_p^x$  составляет примерно 40% величины  $\alpha_p^v$ .

Общий коэффициент затухания звука в аэрозолях, учитывая поглощение его средой, выражается суммой

$$\alpha' = \alpha_g^* + \alpha_p. \quad (8.17)$$

При этом изменение интенсивности звука с расстоянием определяется той же экспоненциальной зависимостью (1.15'), или (1.21), что и для чистой среды.

При прохождении звуковых волн через аэрозоли с жидкой дисперсной фазой (туманы) помимо рассмотренных явлений происходит, как указал еще Оствальд, периодически чередующееся испарение капелек и конденсация на них пара. Испарение обусловлено повышением температуры среды в фазе сжатия, а конденсация — понижением ее температуры в фазе разрежения.

Испарение и конденсация, отстающие по фазе от температурных колебаний среды, представляют собой термодинамически необратимые процессы, приводящие к переходу механической энергии звуковых колебаний в теплоту и, следовательно, к потере энергии. Вследствие этого затухание звука в туманах соответственно выше, чем затухание звука в дымах и пылях. Экспериментально это установил для низких звуковых частот (33 гц) Махе, а также Шмаус [3].

Коэффициент поглощения звука в тумане, обусловленный указанными процессами испарения и конденсации, сильно зависит от частоты акустических колебаний, а также от наличия ядер конденсации и того, через какие фазовые превращения будет проходить туман при распространении звуковых волн (переход из влажной области в сухую или из влажной области в стадию воды).

При малом числе ядер конденсации должна происходить только диффузия водяного пара к ядрам и от них, в то время

как при большом числе ядер должны происходить и конденсация и испарение.

Теория затухания звука в туманах подробно рассмотрена Осватичем [245]. Из этой теории следует, что дополнительное поглощение звука имеет максимум, лежащий в диапазоне нескольких десятков герц. На более низких частотах, заходящих в область инфразвука, время изменения температуры среды велико, и поэтому успевает установиться равновесное состояние между капельками и паром. На более высоких частотах, наоборот, время изменения температуры слишком мало, вследствие чего процессы испарения и конденсации не успевают развернуться, и состояние оказывается адиабатически сухим (аналогичное состояние получается и при малом числе ядер конденсации); коэффициент поглощения звука оказывается незначительным.

Для иллюстрации последнего приводим результаты расчета добавочного коэффициента затухания звука  $\Delta\beta$  для водяного тумана, содержащего капельки со средним радиусом  $r_{cp} = 6,25 \mu$  для  $k = 2 \text{ г/м}^3$  [213]:

$f = 25$	$50$	$100$	$500$	<i>гц</i>
$\Delta\beta = 4$	$3$	$2$	$0,2$	<i>дб·сек<sup>-1</sup></i>

Как показал Вэй Жун-цзюэ [21, 22], теория Осватича дает заниженные результаты. Тем не менее можно считать установленным, что уже при частоте  $0,5 \text{ кгц}$  добавочным затуханием звука можно вполне пренебречь по сравнению с обычным затуханием звука в тумане, подсчитанным по формулам для твердой фазы (см. ниже табл. 7).

В практике акустической коагуляции аэрозолей, как правило, применяются более высокие частоты, поэтому можно считать, что дополнительное затухание звука в коагулируемых туманах не имеет места и пользоваться приведенными выше формулами для аэрозолей с твердой дисперсной фазой.

Присутствие взвешенных частиц наряду с увеличением затухания звука вызывает также некоторое уменьшение скорости распространения звука. Зинк и Дельсассо [297] вывели следующую формулу для уменьшения скорости звука  $\Delta c_g$ , обусловленного присутствием аэрозольных частиц:

$$\Delta c_g = \frac{1}{2} c_g \frac{M_p}{M_g} \left( \mu_p^2 + \gamma_{pg} \frac{\mu_{pg}^2}{C_{pg}} R_g \right), \quad (8.18)$$

где  $M_p/M_g$  — отношение масс дисперсной и дисперсионной фаз;  $\gamma_{pg}$  — отношение их удельных теплоемкостей  $C_{vp}/C_v$ ;  $C_{pg}$  — молярная теплоемкость газа при постоянном давлении;  $R_g$  — газовая постоянная.

Первый член уравнения определяет уменьшение скорости звука, обусловленное возрастанием плотности системы, а второй член — уменьшение, обусловленное увеличением теплоемкости системы. Как видно из уравнения, эти факторы сказываются на скорости звука лишь в случае, когда аэрозольные частицы принимают участие в колебательном движении среды ( $\mu_p > 0$ ), поглощают и отдают тепло ( $\mu_{gx} > 0$ ). Таким образом, эффекты затухания звука и уменьшения его скорости являются дополнительными друг к другу.

Любопытно отметить, что первые, чисто качественные экспериментальные исследования затухания звука в аэрозолях (природных туманов), описанные Тиндалем [117], не выявили отрицательного влияния взвешенных частиц на прохождение звука. Наоборот, было замечено, что в густых туманах звук распространяется на большее расстояние, чем в прозрачной атмосфере. Причина этого, на первый взгляд парадоксального явления, как выяснилось много позже (см. § 1), кроется в том, что поглощение звука зависит от влагосодержания воздуха, которое с образованием тумана сильно изменяется. Вообще надо отметить, что экспериментальные измерения затухания звука в природных туманах крайне ненадежны, так как в этих условиях звук сильно ослабляется от расширения фронта волны и атмосферных неоднородностей плотности и влажности среды, что не поддается строгому учету.

Первые количественные измерения поглощения звука аэрозолями были проведены Альтбергом и Гольцманом [138]. опыты проводились на частотах 5—22 кгц. В качестве аэрозоля использовался табачный дым. Размеры его частиц не определялись; кроме того, в табачном дыме содержится много углекислого газа, сильно повышающего поглощающую способность среды. Поэтому полученные авторами результаты трудно сопоставить с теорией затухания звуковых волн в аэрозолях, изложенной выше.

Лайдлер и Ричардсон [220] экспериментально исследовали на высоких ультразвуковых частотах (42, 98 и 695 кгц) поглощение в дымах окиси магния и стеариновой кислоты, а также аэрозоля из спор ликопердона. Два первых аэрозоля были сильно полидисперсны, однако споры ликопердона были довольно однородны; их средний радиус составлял  $r \approx 2,5 \mu$ , а счетная концентрация достигала  $n = 1,5 \cdot 10^6$ . Степень обтекания частиц составляла  $\mu_g \approx 1$ , т. е. частицы были практически неподвижными.

Были получены следующие значения коэффициента поглощения звука аэрозольными частицами из спор ликопердона: при частоте 42 кгц  $\alpha_p = 0,029$ , при частоте 98 кгц  $\alpha_p = 0,031$ . Теоретические значения коэффициентов составляют, по расчетам Н. А. Фукса [121], соответственно 0,038 и 0,042. Как видим,

различие в результатах теоретических расчетов и экспериментальных данных достигает 30—35%. На причинах этого мы остановимся позже.

В экспериментальной работе Кнудсена, Вильсона и Андерсона [213] измерялась скорость затухания звука в резонирующей камере, заполненной водяным или масляным туманом (полученным путем механического распыления жидкости), а также дымом хлористого аммония. При этом определялся коэффициент затухания звука  $\beta$  (в  $дб \cdot сек^{-1}$ ), который связан с  $\alpha_p$  следующим образом:

$$\beta_p = 10 \lg e \cdot \alpha_p c_g. \quad (8.19)$$

Для водяного тумана, содержащего капельки со средним радиусом  $r_{cp} = 6,25 \mu$  в количестве  $k = 2 \text{ г/м}^3$ , были получены результаты, приведенные в табл. 7.

Таблица 7

Частота колебаний, гц	Коэффициент затухания $\beta$ , $дб \cdot сек^{-1}$		
	Эксперимент	Теория	
		по Кнудсену и др. [213]	по Эпштейну и Кархарту [188]
0,5	5	10,1	5,0
1,0	7	13,8	5,7
2,0	9,4	16,0	6,3
4,0	10,1	17,1	6,9
6,0	12,0	18,2	7,5
8,0	13,2	18,8	7,7

Для тумана минерального масла ( $r_{cp} = 5 \mu$ ;  $k = 1,17 \text{ г/м}^3$ ) и дыма хлористого аммония ( $r_{cp} = 0,5 - 1,0 \mu$ ;  $k = 0,26 - 1,03 \text{ г/м}^3$ ) были получены результаты, помещенные соответственно в табл. 8 и 9.

Кроме приведенных опытов, были поставлены измерения затухания звука в водяном тумане на более низких частотах. Результаты этих измерений приведены ниже.

Частота колебаний, гц	Коэффициент затухания $\beta$ , $дб \cdot сек^{-1}$
27,5	4,8
58,0	3,5
112,0	2,8
150,0	3,6
200,0	6,7
350,0	7,2

Выявлено уменьшение затухания звука в области 112 гц.

Таблица 8

Частота колебаний, кгц	Коэффициент затухания $\beta$ , дб·сек <sup>-1</sup>			
	первая серия опытов	вторая серия опытов	средний результат	теоретические вычисления
0,25	—	0,5	0,5	2,3
0,50	1,5	1,8	1,6	6,3
1,0	3,6	4,0	3,8	11,2
2,0	7,7	7,7	7,7	14,4
4,0	13,6	12,8	13,2	16,3
6,0	15,0	14,4	14,7	17,3
8,0	21,2	20,6	20,9	18,3

Таблица 9

Частота колебаний, кгц	Коэффициент затухания $\beta$ , дб·сек <sup>-1</sup>					Вычисленный коэффициент при $k=1,03$ г/м <sup>3</sup>
	$k=0,26$ г/м <sup>3</sup>	$k=0,46$ г/м <sup>3</sup>	$k=0,52$ г/м <sup>3</sup>	$k=0,86$ г/м <sup>3</sup>	$k=1,03$ г/м <sup>3</sup>	
0,5	0,2	0,4	0,3	0,2	1,0	0,7
1,0	0,5	0,8	1,5	3,0	3,0	2,8
2,0	2,0	4,6	6,0	11,0	12,6	10,4
4,0	7,0	15,5	16,0	30,5	37,0	35,8
6,0	11,0	25,0	26,0	51,0	58,0	65,5

Как видно из табл. 7, 8 и 9, расхождения теоретических расчетов Кнудсена и др. с экспериментом весьма значительны. Это объясняется следующим. Во-первых, вычисляя теоретические значения коэффициента затухания звука, Кнудсен и др. не учитывали затухания звука, обусловленного необратимыми потерями тепла среды на нагрев и охлаждение аэрозольных частиц, что было теоретически исследовано лишь позже. Во-вторых, как указал Н. А. Фукс [121], авторы не учли сильного влияния полидисперсности аэрозольных частиц на результаты теоретических вычислений коэффициента затухания звука. В качестве расчетного значения радиуса частиц авторы приняли среднеарифметическое значение  $\bar{r}$ , получаемое из соотношения  $\sum_i n_i r_i = n \bar{r}$ , в то время как вместо входящей в уравнение (8.9) величины  $1/r^2$  следует принимать отношение среднеарифметического радиуса  $\bar{r}$  к среднекубическому радиусу, взятому в третьей степени  $\bar{r}/r_3^3$ . Так как в полидисперсных

аэрозолях среднекубический радиус всегда больше среднеарифметического,  $r_3 > \bar{r}$ , то недоучет указанного обстоятельства приводит обычно к сильно завышенным результатам.

Эпштейн и Кархарт провели теоретические вычисления коэффициента затухания звука, представленные в последней графе табл. 7, отдельно по фракциям и с учетом теплопроводности среды по формуле (8.13). Однако результаты оказались заниженными. По всей видимости, это объясняется недоучетом эффектов испарения и конденсации пара на капельках тумана.

Вэй Жун-цзюэ [22] провел измерения коэффициента затухания низкочастотного звука в искусственном водяном тумане, содержащем капельки с преобладающим радиусом порядка  $r=5-9 \mu$  в количестве  $n=0,5 \cdot 10^4-1,5 \cdot 10^4$ . Частота колебаний изменялась в пределах 25—250 гц. Измерения проводились методом стоячих волн с помощью звукового регистратора уровня. Значения коэффициента затухания звука оказались в пределах  $\beta=8,8-20,8 \text{ дб} \cdot \text{сек}^{-1}$  (наибольшее поглощение получено при 35—50 гц). Эти значения намного превосходят значения коэффициента затухания звука, получающиеся по теории Осватича.

Исключительно хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных о затухании звука в аэрозолях при звуковых частотах получено в работе Зинка и Дельсассо [297]. Методика измерений основывалась на сопоставлении звукового импульса, прошедшего через аэрозоль, с импульсом, прошедшим через чистый газ. Импульс состоял из нескольких десятков синусоидальных волн. По отношению амплитуд колебаний определялся коэффициент затухания, а по расстоянию между синусоидами, определяющему изменение времени прихода импульса,— скорость звука в аэрозоле.

Исследовалась зависимость затухания и изменения скорости звука от частоты колебаний для различных газообразных сред — воздуха, аргона, кислорода, гелия. В качестве аэрозольных частиц использовался порошок окиси алюминия, состоящий из сферических частиц радиусов  $r=2,5-7,5 \mu$  в количестве  $n=3 \cdot 10^4$ . При вычислении теоретических значений

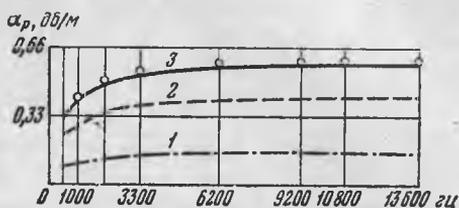


Рис. 25. Поглощение звука в аэрозоле окиси алюминия (по Зинку и Дельсассо)

1<sup>п</sup> — теоретический коэффициент поглощения звука, обусловленного всякими потерями ( $\alpha_p^v$ );  
2 — теоретический коэффициент поглощения звука, обусловленного необратимым переходом тепла от частицы к среде и обратно ( $\alpha_p^x$ ); 3 — суммарный теоретический коэффициент поглощения звука

$$\alpha_p = \alpha_p^v + \alpha_p^x;$$

кружки — экспериментальные значения

коэффициента затухания звука частицы разбивались на четыре группы с радиусами соответственно 2,5; 3,75; 5 и 7,5  $\mu$ .

На рис. 25 представлены значения коэффициента затухания звука в аэрозоле с воздушной средой, полученные авторами экспериментально и теоретическим расчетом. Как видим, экспериментальные и теоретические данные почти полностью совпадают. Такое же совпадение получено в гелии; в аргоне и кислороде экспериментальные точки лежат несколько выше теоретических кривых (на 5—10%). Одновременно получено хорошее согласие экспериментальных данных о скорости звука в аэрозолях с теоретическими расчетами скорости, произведенными по формуле (8.18).

Опыты Зинка и Дельсассо свидетельствуют о том, что теория затухания звука в аэрозолях с твердой дисперсной фазой (дымах и пылях) в настоящее время доведена до высокой степени совершенства и может служить надежной основой для практических расчетов.

Из других экспериментальных исследований в области затухания звука в аэрозолях упомянем работу Б. Ф. Подошевникова и Б. Д. Тартаковского [97], измеривших коэффициент затухания звука на частоте 13 *кГц* в высокодисперсном тумане диоктилфталата ( $r_{cp} = 0,28 \mu$ ), частицы которого очень сильно увлекаются в колебательное движение среды (подробности см. § 15). Коэффициент затухания и в этом случае оказался выше, чем в чистом воздухе в среднем на 2,7 *дБ/м*. Существенной зависимости результатов от концентрации капелек не замечено, что несомненно является следствием несовершенства измерений.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

### § 9. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ

В предыдущей главе были рассмотрены закономерности движения отдельных аэрозольных частиц без учета их взаимодействия друг с другом. В реальных условиях такое положение не имеет места. Среднее расстояние между частицами коагулируемых аэрозолей таково, что в силу различия в скоростях колебательного движения частицы могут достигать друг друга или же воздействовать через посредство среды друг на друга и искажать рассмотренную выше идеальную картину движения частиц.

Известно, что аэрозоли чрезвычайно сильно отличаются друг от друга по своим физическим характеристикам, в частности дисперсному составу, плотности и весовой концентрации частиц. В силу этого в широких пределах изменяется число аэрозольных частиц в единице объема газа, среднее расстояние между частицами, удельная поверхность частиц, условный средний радиус частиц, объем дисперсной фазы и т. п. Перечисленные геометрические параметры оказывают весьма существенное влияние на кинетику коагуляционных процессов вообще и акустической коагуляции аэрозолей в особенности. Менее значительно, но все же вполне ощутимо их влияние и на процессы испарения, сушки, десорбции и горения дисперсной фазы в акустическом поле.

Рассмотрим геометрию идеальной аэродисперсной системы — монодисперсного неиспаряющегося тумана, капельки которого строго сферичны и при слиянии друг с другом образуют вновь сферу большего радиуса, но прежней плотности. Пользуясь выведенными для этого случая зависимостями, нетрудно получить представление и о геометрических параметрах полидисперсных систем (в том числе с агрегатами твердых частиц, характеризующихся рыхлой, неплотной упаковкой первичных частиц), если вести расчет пофракционно.

Если известны весовая концентрация  $k$  (г/м<sup>3</sup>), радиус  $r$  и плотность  $\rho_p$  частиц монодисперсного аэрозоля, то число частиц в 1 см<sup>3</sup> — «счетная» концентрация частиц — определяется формулой

$$n = \frac{k \cdot 10^{-6}}{\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_p} \approx 0,24 \cdot 10^{-6} \frac{k}{r^3 \rho_p}. \quad (9.1)$$

При очень малых размерах частиц счетная концентрация достигает очень высоких значений, порядка  $10^{10}$  и выше. Однако ввиду интенсивной броуновской коагуляции первичных частиц уже в первые секунды «появления на свет» частицы высокодисперсных аэрозолей объединяются в агрегаты и счетная концентрация снижается до величин порядка  $10^7$ — $10^8$ . Покажем это на примере. Пусть радиус первичных частиц, образующихся в результате конденсации или возгонки вещества, составляет  $r = 0,02 \mu = 2 \cdot 10^{-6}$  см, а весовая концентрация равна  $k = 10$  г/м<sup>3</sup>. Согласно уравнению (9.1), этому соответствует  $n_0 \approx 3,5 \cdot 10^{11}$ . Скорость броуновской коагуляции аэрозолей, согласно Смолуновскому, определяется квадратичной зависимостью [121]:

$$\frac{dn}{dt} = -K_{бр} n^2, \quad (9.2)$$

которая в интегральной форме имеет вид

$$n = \frac{n_0}{1 + K_{бр} n_0 t}, \quad (9.3)$$

где  $K_{бр}$  — константа коагуляции, равна для рассматриваемых частиц  $1,8 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>·сек<sup>-1</sup>.

Расчет по этой формуле показывает, что счетная концентрация частиц понижается с течением времени следующим образом:

через $t = 1$ сек	$n = 5,5 \cdot 10^8$ (т. е. в 640 раз),
через $t = 10$ сек	$n = 5,5 \cdot 10^7$ (т. е. в 6400 раз),
через $t = 100$ сек	$n = 5,5 \cdot 10^6$ (т. е. в 64000 раз).

Радиус частиц при этом возрастает соответственно до  $r = 0,17$ ,  $0,5$  и  $1,5 \mu$  (т. е. в 8,5; 25 и 75 раз). Отсюда, между прочим, следует, что самые высокодисперсные промышленные туманы лишь в редких случаях содержат капельки радиусом менее  $0,2$ — $0,5 \mu$ , а тонкодисперсные дымы, как правило, состоят из агрегатов еще более значительных размеров.

Представим, что  $n$  частиц размещены в  $1$  см<sup>3</sup> равномерно, и разобьем этот объем на ряд кубиков таким образом, что в каждом кубике окажется одна аэрозольная частица. В этом случае на стороне каждой грани разместится  $\sqrt[3]{n}$  частиц, и, следовательно, среднее расстояние между частицами  $s_m$  составит величину

$$s_m = \frac{1}{\sqrt[3]{n}}. \quad (9.4)$$

Подставляя в это уравнение выражение (9.1), получаем после несложных преобразований выражение для «приведенного» «расстояния»  $s_m = s_m/r$  [73, 74]:

$$s_m \simeq 160 \sqrt[3]{\frac{\rho_p}{k}}. \quad (9.5)$$

Это фундаментальное уравнение геометрии аэрозолей. На рис. 26 приведены вычисленные по формуле (9.5) значения приведенно

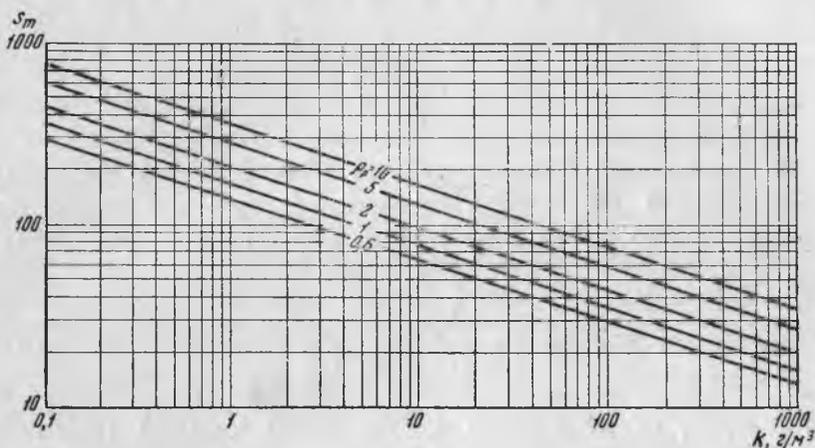


Рис. 26. Среднее приведенное расстояние между аэрозольными частицами при различной их весовой концентрации и плотности

го среднего расстояния  $s_m$  между частицами аэрозолей в зависимости от весовой концентрации  $k$  при различных плотностях  $\rho_p$ . Как видим, с изменением весовой концентрации и плотности частиц приведенное среднее расстояние между частицами изменяется сравнительно слабо.

В диапазоне весовых концентраций  $k = 1 \div 100 \text{ г/см}^3$  приведенное среднее расстояние при  $\rho_p = 1$  лежит в пределах  $s_m = 160 \div 35$ . Уравнение (9.5), пригодное, строго говоря, лишь для монодисперсных аэрозолей, позволяет наглядно проследить, как изменяется среднее расстояние в ходе укрупнения частиц, происходящего при коагуляции аэрозолей (при условии сохранения монодисперсности). В самом деле, при коагуляции идеальных аэрозолей  $\rho_p$  и  $k = \text{const}$  и, следовательно,

$$s_m = \text{const}. \quad (9.6)$$

Отсюда вытекает, что на любом этапе укрупнения частиц среднее расстояние между частицами связано с текущим радиусом  $r$

линейно:

$$S_m = S_m r. \quad (9.7)$$

Радиус капелек идеального аэрозоля в ходе слияния их друг с другом изменяется следующим образом. При слиянии равновеликих капелек радиуса  $r_0$  друг с другом, в результате которого начальная счетная концентрация  $n_0$  понижается до  $n$ , исходя из материального баланса:  $\frac{3}{4} \pi r_0^3 \rho_p n_0 = \frac{3}{4} \pi r^3 \rho_p n$ , имеем

$$r = r_0 \sqrt[3]{\frac{n_0}{n}}. \quad (9.8)$$

При полном слиянии  $n_2$  малых капелек радиуса  $r_2$  с  $n_1$  больших капелек радиуса  $r_1$ , являющихся центрами коагуляции, исходя из материального баланса:  $\frac{3}{4} \pi r_2^3 \rho_p n_2 + \frac{3}{4} \pi r_1^3 \rho_p n_1 = \frac{3}{4} \pi r^3 \rho_p n_1$ , имеем

$$r = r_1 \sqrt[3]{\frac{n_2}{n_1} r_{2\text{пр}}^3 + 1}, \quad (9.9)$$

где  $r_{2\text{пр}} = r_2/r_1$  («приведенный» радиус малых капелек). Если весовая концентрация малых капелек  $k_2$  много больше весовой концентрации крупных капелек  $k_1$ , то можно пренебречь единицей, и тогда формула (9.9) сводится к формуле (9.8), где  $r_0 = r_2$ ,  $n_0 = n_2$ ,  $n = n_1$ .

Твердые частицы образуют рыхлые агрегаты с пониженной плотностью  $\rho_p'$ . Если агрегаты примерно сферичны, формулы (9.8) и (9.9) получают вид:

$$r = r_0 \sqrt[3]{\frac{n_0}{n} \frac{\rho_p}{\rho_p'}}, \quad (9.8')$$

$$r = r_1 \sqrt[3]{\left(1 + \frac{n_2}{n_1} r_{2\text{пр}}^3\right) \frac{\rho_p}{\rho_p'}}. \quad (9.9')$$

Перейдем к теории вязкого обтекания сферических тел.

При вязком режиме обтекания тел поток газа претерпевает весьма существенные изменения, которые не ограничиваются ближним полем, а распространяются и на дальние расстояния, превосходящие средние расстояния между частицами аэрозоля.

Рассмотрим поле скоростей, возникающее в окружающей среде при обтекании сферического препятствия радиуса  $r$  поступательным потоком газа с невозмущенной относительной скоростью  $u_{gp}$ , направленной параллельно оси  $x$  (рис. 27). Пусть начало координат находится в центре шара и координаты рассматриваемой точки поля скоростей определяются полярной  $\rho$  и углом  $\theta$ , образуемым ею с положительной осью  $x$ .

Обозначим радиальную составляющую вектора скорости в данной точке через  $v_\rho$  и тангенциальную составляющую через  $v_\theta$ . Согласно теории Осена [243, 244, 45, 111], частично учитывающей, в отличие от теории Стокса, инерцию набегающего на сферу потока газа, эти составляющие скорости обтекания определяются следующими выражениями:

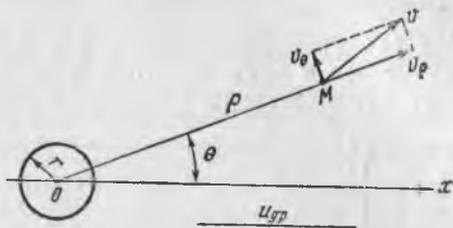


Рис. 27. Расчетная схема для поля скоростей вокруг обтекаемой частицы

где  $m = \frac{u_{gp}}{2\nu}$ . Последние члены в этих уравнениях представляют дополнение к уравнениям, приведенным в цитированной литературе, обусловленное тем, что наш случай диаметрально противоположен рассмотренному теорией случаю движения шара в покоящейся вязкой среде (см. [45], стр. 393).

$$v_\rho = \frac{3}{4} \frac{u_{gp} r}{m \rho^2} \{ 1 - [1 + m\rho(1 + \cos \theta)] e^{-m\rho(1 - \cos \theta)} \} + u_{gp} \cos \theta, \quad (9.10)$$

$$v_\theta = \frac{3}{4} \frac{u_{gp} r}{\rho} \sin \theta e^{-m\rho(1 - \cos \theta)} - u_{gp} \sin \theta, \quad (9.11)$$

Преобразуем уравнения (9.10) и (9.11), положив  $\rho_{np} = \rho/r$  («приведенная» полярная, отнесенная к радиусу частицы); при этом  $m\rho = \frac{1}{4} \text{Re } \rho_{np}$ . После подстановки этих величин уравнения (9.10) и (9.11) приобретают также «приведенный», безразмерный вид:

и (9.11) приобретают также «приведенный», безразмерный вид:

$$v_{\rho np} = \frac{v_\rho}{u_{gp}} = \frac{3}{\text{Re } \rho_{np}^2} \left\{ 1 - \left[ 1 + \frac{1}{4} \text{Re } \rho_{np} (1 + \cos \theta) \right] e^{-\frac{1}{4} \text{Re } \rho_{np} (1 - \cos \theta)} \right\} + \cos \theta, \quad (9.12)$$

$$v_{\theta np} = \frac{v_\theta}{u_{gp}} = \frac{3}{4 \rho_{np}} \sin \theta e^{-\frac{1}{4} \text{Re } \rho_{np} (1 - \cos \theta)} - \sin \theta. \quad (9.13)$$

В этой форме уравнения для составляющих скорости обтекания шара несравненно удобнее для теоретического анализа.

Результирующая «приведенная» скорость обтекания определяется обычной формулой

$$v_{пр} = \sqrt{v_{рпр}^2 + v_{\theta пр}^2}. \quad (9.14)$$

На рис. 28 представлена картина поля скоростей среды, получающегося в эквивалентном нашему случаю движении шара при  $Re=1$ , вычисленная Пирси и Макью [251] на основании

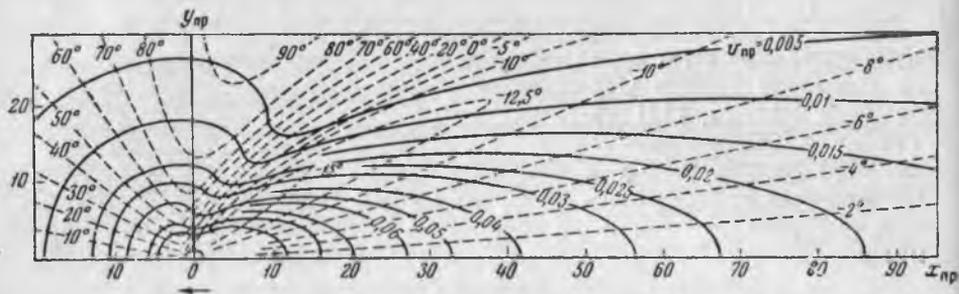


Рис. 28. Поле скоростей вокруг движущейся сферической частицы на больших расстояниях при  $Re = 1$

уточненного решения исходных уравнений Осена, выполненного Гольдштейном [194]. Сплошные линии показывают месторасположение точек среды с одинаковым значением приведенной скорости, т. е. скорости, отнесенной к максимальному ее значению, которым обладает сам шар. Пуктирные линии показывают направление приведенной скорости (угол, проставленный возле каждой линии, обозначает тот угол, который образует скорость с направлением движения шара в бесконечности). Расстояния, которые проставлены по горизонтали и вертикали, представляют собой «приведенные» расстояния, т. е. отнесенные к радиусу шара.

Рассматривая рис. 28, можно сделать ряд важных выводов. Первый вывод, который напрашивается уже при самом беглом взгляде на рисунок, таков: поле скоростей, возникающее вокруг шара, отличается сильной *асимметрией* в направлении движения; позади шара (в нашем случае — впереди шара) образуется длинный параболаобразный «след» (в нашем случае — «застойная» зона, характеризующаяся пониженным значением скорости обтекания). Второй вывод: «пограничный» слой, образующийся вокруг шара, необычайно развит; скорость ощутимо отличается от скорости в бесконечности на расстояниях, превосходящих радиус сферы в десятки раз, а в районе «следа» — в

сотни раз. На приведенном рисунке видно, что 1% скорости шара имеет место на расстоянии около  $20 r$  спереди и по сторонам от шара и около  $150 r$  — позади шара, в районе «следа». Третий вывод, вытекающий из совместного анализа рисунка и уравнений (9.12) и (9.13): с уменьшением числа Рейнольдса пограничный слой вокруг шара расширяется, а асимметрия уменьшается; однако и при более низких  $Re$  асимметрия дает о себе знать вплоть до  $Re=0$  и на более значительных расстояниях, чем показанные на рисунке.

Для иллюстрации последнего положения дополним приведенные сведения следующим расчетом: пользуясь уравнениями (9.12) и (9.13), определим значение приведенной скорости обтекания шара при более низких  $Re$  впереди шара ( $\theta = 180^\circ$ ), по сторонам шара ( $\theta = 90$  и  $270^\circ$ ) и позади шара ( $\theta = 0^\circ$ ) на расстоянии  $\rho_{np} = 75$  (что соответствует средней величине приведенного расстояния между аэрозольными частицами  $s_m$  при  $k = 10 \text{ г/м}^3$ ).

Для этого заметим, что при больших значениях  $\rho_{np}$  и фиксированных углах  $\theta$  уравнения (9.12) и (9.13) могут быть существенно упрощены\*.

При  $\theta = 0^\circ$ :

$$v_{x_{np}} = 1 - \frac{3}{2x_{np}} \quad v_{y_{np}} = 0; \quad (9.15)$$

при  $\theta = 90$  и  $270^\circ$ :

$$\begin{aligned} v_{y_{np}} = 0, \quad v_{x_{np}} = \frac{-3}{4y_{np}} + 1 \quad (\text{при } Re \rightarrow 0), \\ v_{y_{np}} = \frac{3}{Re y_{np}^2}, \quad v_{x_{np}} = +1 \quad (\text{при } \frac{1}{4} Re |y_{np}| > 5); \end{aligned} \quad (9.16)$$

при  $\theta = 180^\circ$ :

$$\begin{aligned} v_{x_{np}} = +1, \quad v_{y_{np}} = 0 \quad (\text{при } Re \rightarrow 0), \\ v_{x_{np}} = \frac{-3}{Re x_{np}^2} + 1, \quad v_{y_{np}} = 0 \quad (\text{при } \frac{1}{4} Re |x_{np}| > 5). \end{aligned} \quad (9.17)$$

Как видим, скорость обтекания впереди шара убывает как  $\frac{1}{x_{np}}$ , а позади него как  $\frac{1}{x_{np}^2}$ , т. е. быстрее. Результаты подсчетов сведены в табл. 10.

Как видно из табл. 10, даже при  $Re \rightarrow 0$  разность скоростей обтекания перед шаром и позади шара составляет 2% скорости обтекания.

\* В отличие от уравнений (9.12) и (9.13) здесь направление скорости  $v_x$  принято совпадающим с осью  $x$ .

Таблица 10

Число Рейнольдса Re	Позади шара		По сторонам шара		Впереди шара	
	$(\theta=180^\circ)$		$(\theta=90 \text{ и } 270^\circ)$		$(\theta=0^\circ)$	
	$v_{x\text{пр}}$	$v_{y\text{пр}}$	$v_{y\text{пр}}$	$v_{x\text{пр}}$	$v_{x\text{пр}}$	$v_{y\text{пр}}$
0	} 1,00	0	0	} 0,99	} 0,98	0
0,25						
0,50						
0,75						
1,00						

Четвертый вывод, вытекающий из совместного рассмотрения рис. 28 и уравнений (9.12) и (9.13), таков: на больших расстояниях от обтекаемого шара течение впереди сферы и в узкой области позади шара имеет радиальное направление, так что при  $\theta \rightarrow 0$  и  $\theta \rightarrow 180^\circ$  тангенциальными составляющими практически можно пренебречь:  $v_\theta \approx 0$ , а радиальные составляющие определять по упрощенным уравнениям (9.15) и (9.17).

Рассмотрим теперь траектории движения частиц среды вокруг шара. Этот случай специально рассмотрен Томотика и Аои [280], которые на основании приближенного решения уточненного Гольдштейном уравнения Осена дают следующее выражение для приведенной функции тока  $\psi_{\text{пр}} = \Psi/r^2 u_{gp}$ :

$$\psi_{\text{пр}} = - \left\{ \frac{3}{4} \left( \rho_{\text{пр}} - \frac{1}{\rho_{\text{пр}}} \right) - \frac{16 + 3\text{Re}}{32} \left( \rho_{\text{пр}}^2 - \frac{1}{\rho_{\text{пр}}} \right) + \frac{3\text{Re}}{32} \left( \rho_{\text{пр}}^2 - \frac{1}{\rho_{\text{пр}}} \right) \cos \theta \right\} \sin^2 \theta. \quad (9.18)$$

При  $\text{Re} \rightarrow 0$  это уравнение превращается в функцию тока для стоксовского течения (являющегося, в сущности, абстракцией):

$$\psi_{\text{пр}} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{3}{2\rho_{\text{пр}}} + \frac{1}{2\rho_{\text{пр}}^3} \right) \rho_{\text{пр}}^2 \sin^2 \theta. \quad (9.19)$$

На рис. 29 приведены линии тока для случая обтекания шара при  $\text{Re} = 1$ , вычисленные в цитированной работе [280]. Из рисунка видно, что линии тока имеют ощутимую асимметрию даже вблизи от шара.

Выясним, насколько изложенные закономерности, выведенные в предположении стационарного обтекания тел, уместны в нашем случае, случае обтекания частиц колеблющимся газом.

Обтекание аэрозольных частиц в высокоинтенсивном звуковом поле характеризуется двумя особенностями. Во-первых, размер частиц мал по сравнению с толщиной  $\delta$  пограничного слоя

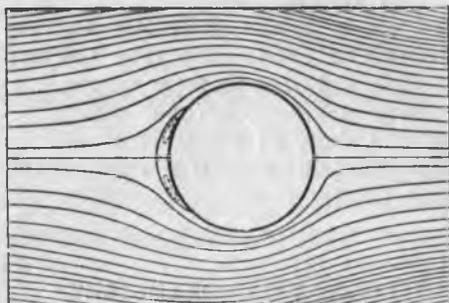


Рис. 29. Линии тока вблизи обтекаемой сферической частицы при  $Re = 1$  ( $\psi_{пр} = 0,005; 0,05; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5$  и т. д.)

(«глубиной проникновения» вихревого движения), определяемого уравнением (1.40), т. е. выполняется условие

$$(2r)^2 \omega \ll v. \quad (9.20)$$

Во-вторых, число Рейнольдса мало:  $Re < 1$ , т. е. выполняется условие

$$\frac{2r\omega A_{gp}}{v} \ll 1. \quad (9.21)$$

Как указывается в [62], это есть случай малых частот колебаний, при котором движение среды вокруг препятствия можно рассматривать в каждый момент времени как стационарное. В этом случае уравнение (1.40) теряет свою силу и толщина пограничного слоя вокруг сферы определяется с помощью уравнений для стационарного обтекания (9.12) и (9.13), в которых отсутствует зависимость от частоты колебаний (это обстоятельство иногда не учитывается исследователями, см., например, [12]).

При многократном обтекании аэрозольных частиц колеблющимся газом выявляются новые, специфические особенности, которые будут рассмотрены особо в § 11.

Различие в скоростях колебательного движения аэрозольных частиц, наличие обширных полей их обтекания и, наконец,

общая турбулизация озвученной среды не могут не сказаться на поведении частиц. Между аэрозольными частицами возникает сложное гидродинамическое взаимодействие, уяснить которое можно, лишь расчленив его на элементарные виды взаимодействия. Такowymi являются:

- 1) ортокинетическое взаимодействие частиц;
- 2) паракинетическое взаимодействие частиц;
- 3) аттракционное взаимодействие частиц;
- 4) пульсационное взаимодействие частиц.

В последующих разделах рассматриваются по порядку все перечисленные элементарные виды взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле.

## § 10. ОРТОКИНЕТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Если две частицы расположены друг за другом и отличаются по своим размерам (или плотности), в силу чего обладают различием в скорости движения, то в ходе этого движения они сближаются либо расходятся друг с другом. Такого рода продольное сближение или расхождение частиц носит название ортокинетического \* взаимодействия частиц. Оно возникает при колебательном движении, дрейфе и пульсационном движении частиц.

Наибольший интерес представляет ортокинетическое взаимодействие, возникающее в ходе колебательного движения частиц. Этим видом взаимодействия завершаются, в конечном счете, все остальные виды ортокинетического взаимодействия, поскольку скорость колебательного движения несравненно выше скорости дрейфа и пульсационного движения частиц. Рассмотрим условия, при которых становится возможным ортокинетическое сближение двух частиц до соприкосновения, т. е. соударение частиц при колебательном движении.

Нередко полагают [167], что ортокинетическое соударение двух колеблющихся частиц становится возможным, когда меньшая частица попадает в «агрегационный объем» большей частицы, представляющей собой цилиндр радиусом, равным сумме радиусов обеих частиц  $r_a = r_1 + r_2$ , и высотой, равной удвоенной разности амплитуд колебательных смещений частиц  $h_a = 2(A_{p_2} - A_{p_1}) = 2(\mu_{p_2} - \mu_{p_1})A_g$  с полусферами на концах. Однако эта схема нуждается в существенном уточнении. Во-первых, в ней

---

\* Этот термин (по гречески *orthos* — прямой, *kinetikos* — относящийся к движению) более точно отражает существо явления, чем предложенный в [121] термин «кинематическое» (по гречески *kinema* — движение), что станет особенно очевидным из изложенного в § 11.

не учитывается различие в фазах колебаний взаимодействующих частиц; во-вторых, игнорируется явление обтекания частиц средой, в результате которого частицы при сближении несколько отклоняются в сторону друг от друга.

Рассмотрим оба эти вопроса по порядку.

Если скорость колебательного движения среды изменяется по закону  $u_g = U_g \sin \omega t$ , то абсолютное значение разности в скоростях двух сферических частиц 1 и 2, обладающих радиусами соответственно  $r_1$  и  $r_2$  в момент времени  $t$ , может быть определено следующим образом:

$$\Delta u_p = u_{p_1} - u_{p_2} = \mu_{p_1} U_g \sin(\omega t - \varphi_1) - \mu_{p_2} U_g \sin(\omega t - \varphi_2), \quad (10.1)$$

где  $\mu_{p_1}$  и  $\mu_{p_2}$  — степень увлечения соответственно первой и второй частицы в колебательное движение среды, находимая по уравнению (5.16), а  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — углы сдвига фазы колебания тех же частиц, находимые по (5.14).

Максимальное (амплитудное) значение разности колебательных скоростей частиц  $\Delta U_p$  достигается в момент  $t_0$  при угле сдвига  $\varphi_0$ , который можно найти, взяв производную  $\frac{d(\Delta u_p)}{dt}$  и приравняв ее нулю:

$$\operatorname{tg} \omega t_0 = \operatorname{tg} \left( \frac{\pi}{2} + \varphi_0 \right) = \frac{\mu_{p_2}^2 - \mu_{p_1}^2}{\mu_{p_1} \mu_{g_1} - \mu_{p_2} \mu_{g_2}}. \quad (10.2)$$

Отношение амплитудного значения разности колебательных скоростей частиц к амплитуде колебательной скорости среды  $U_g$ , или иначе — степень относительного движения частиц,  $\mu_{12} = \frac{\Delta U_p}{U_g}$ , определяется следующим выражением:

$$\mu_{12} = \{ \mu_{p_1}^2 + \mu_{p_2}^2 - 2\mu_{p_1} \mu_{p_2} (\mu_{p_1} \mu_{p_2} + \mu_{g_1} \mu_{g_2}) \}^{1/2}. \quad (10.3)$$

На рис. 30 приведены значения  $\mu_{12}$  в зависимости от радиуса большей частицы  $r_1$  и приведенного радиуса меньшей частицы  $r_{2\text{пр}} = r_2/r_1$  при различных частотах. Из рисунка можно заключить, что для каждой пары частиц существует своя оптимальная частота звука, при которой  $\mu_{12}$  принимает максимальное значение. Чтобы найти указанную частоту, возьмем производную  $\frac{d\mu_{12}}{d\omega}$  и приравняем ее нулю. В результате получается следующее равенство:

$$\omega_{\text{опт}} = \frac{1}{r_{2\text{пр}} \tau_1}, \quad (10.4)$$

или в раскрытом виде

$$\dot{f}_{\text{опт}} = \frac{9\eta}{4\pi\rho r_2^2} r_{2\text{пр}} \quad (10.5)$$

Для частиц с единичной плотностью, взвешенных в воздухе, эта

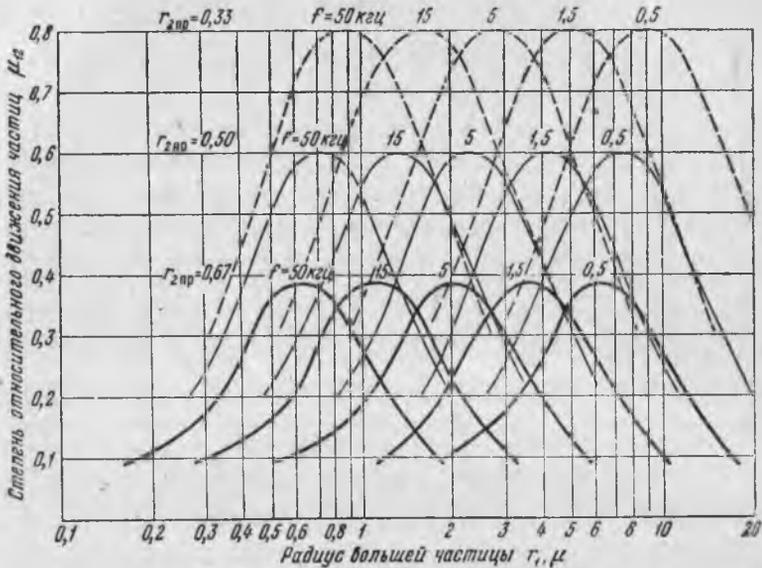


Рис. 30. Степень относительного движения двух аэрозольных частиц  $\mu_{12}$  при различных частотах и соотношении размеров

формула, если выразить  $r$  в  $\mu$ , а  $\dot{f}_{\text{опт}}$  в кГц, имеет следующий вид

$$\dot{f}_{\text{опт}} = \left( \frac{13,2}{r_{2\mu}^2} \right) r_{2\text{пр}} \text{ кГц}. \quad (10.5')$$

При оптимальной частоте параметры колебательного движения частиц и среды даются выражениями:

$$\mu_{p_1} = \mu_{g_2} = \cos \varphi_1 = \frac{r_{2\text{пр}}}{\sqrt{1 + r_{2\text{пр}}^2}}, \quad (10.6)$$

$$\mu_{p_2} = \mu_{g_1} = \cos \varphi_2 = \frac{1}{\sqrt{1 + r_{2\text{пр}}^2}}, \quad (10.7)$$

$$\text{tg } \varphi_1 = \frac{1}{r_{2\text{пр}}}, \quad \text{tg } \varphi_2 = r_{2\text{пр}}, \quad (10.8)$$

$$\omega t_0 = \frac{\pi}{2}, \quad \varphi_0 = 0, \quad (10.9)$$

$$\mu_{12} = \frac{1 - r_{2пр}^2}{1 + r_{2пр}^2}. \quad (10.10)$$

В момент достижения амплитудного значения относительной скорости частиц коэффициенты обтекания частиц среды равны:

$$\mu_{g_1}^0 = \mu_{g_1}^2 = \frac{1}{1 + r_{2пр}^2}, \quad (10.11)$$

$$\mu_{g_2}^0 = \mu_{g_2}^2 = \frac{r_{2пр}^2}{1 + r_{2пр}^2}. \quad (10.12)$$

Аналогичные выражения получаются и для относительного смещения частиц, поскольку смещение и скорость пропорциональны [см. уравнение (1.11)]. В соответствии с этим можно констатировать, что предельное расстояние между частицами (в направлении колебательного потока), при котором возможно ортокинетическое соударение, равно

$$A_{12} = \mu_{12} A_g, \quad (10.13)$$

и, следовательно, высота агрегационного объема равна

$$h_a = 2\mu_{12} A_g. \quad (10.14)$$

Вычисляемая по этой формуле высота агрегационного объема существенно превосходит удвоенную разность амплитуд колебательных смещений частиц (если оставить без внимания факт торможения частиц, обусловленного наличием вокруг них развитых пограничных слоев).

Рассмотрим траекторию движения меньшей частицы при подходе ее к большей частице.

Если меньшая частица ничтожно мала по абсолютной и относительной величине, то она «покорно» следует за движением газа по исходной линии тока и возможность захвата ее большей частицей равна нулю, так как все линии тока огибают большую частицу, не пересекаясь с нею (исключением является центральная линия).

Однако размеры и масса аэрозольных частиц конечны, поэтому меньшая частица в силу инерции отклоняется от исходной линии тока, как показано на рис. 31. Агрегационный объем имеет при этом форму, очерченную пунктиром.

Коэффициент захвата частиц, как известно [66, 121, 122, 129], характеризуется отношением

$$\mathcal{E} = \left( \frac{y}{r_1} \right)^2 = y_{\text{пр}}^2. \quad (10.15)$$

К сожалению, для вычисления коэффициента захвата существующие формулы, в частности известная формула Ленгмюра [120], здесь непригодны. Во-первых, формула относится к случаю, когда собственный размер частиц мал по сравнению с размером

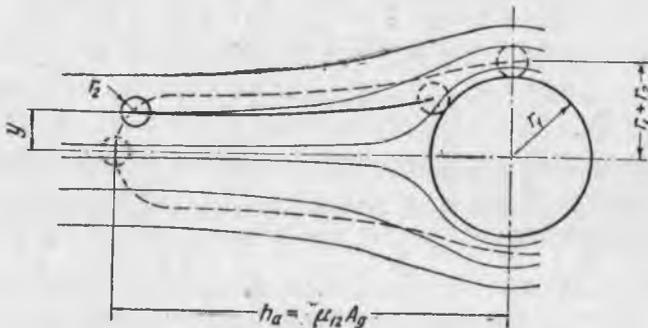


Рис. 31. Схема ортокинетического соударения аэрозольных частиц

Пунктиром показан «агрегационный» объем при однократном сближении частиц

обтекаемой сферы; в нашем же случае обе частицы, как правило, соизмеримы, и поэтому эффект «зацепления» [121] весьма значителен. Во-вторых, предполагается, что движение частиц имеет равномерный характер, в то время как наши частицы совершают неравномерное движение по синусоидальному или более сложному закону и притом с различного исходного положения. В-третьих, предполагается, что толщина пограничного слоя вокруг обтекаемой сферы пренебрежимо мала по сравнению с ее размером; в нашем же случае толщина пограничного слоя значительно превосходит размеры взаимодействующих частиц, в связи с чем при подходе к большей частице малая притормаживает свое движение.

Строгое математическое решение задачи о коэффициенте захвата аэрозольных частиц при их однократном ортокинетическом сближении в звуковом поле представляет значительные трудности. К счастью, преодолевать их нет особой необходимости, так как в звуковом поле, где имеет место *многократное* ортокинетическое сближение и расхождение частиц, понятие коэффициента захвата, как будет показано позже (§ 11), утрачивает свой обычный смысл. Однако для того, чтобы дорисовать

картину агрегационного объема, мы приведем приближенный расчет предельных значений «однократного» коэффициента захвата, характеризующих минимальное и максимальное значения площади поперечного сечения объема.

Инерционное отклонение частицы от исходной линии тока совершается главным образом на ближних подступах к обтекаемой сфере, где радиус кривизны линий тока имеет очень малые значения (см. рис. 29). На более отдаленных участках линий тока величина инерционного смещения частицы за цикл сближения невелика, так как линии тока искривлены здесь несравненно слабее.

Из этого можно заключить, что минимальное значение коэффициента захвата  $\mathcal{E}_{\text{мин}}$  получается в случае, когда частица находится вдали от сферы и достигает ее в момент спадания ее относительной скорости до нуля, причем при ориентировочных расчетах можно положить, что частица движется, не отклоняясь от исходной линии тока.

Если приведенный радиус частицы составляет  $r_{2\text{пр}}$ , то в момент соприкосновения ее со сферой длина поляры равна  $\rho_{\text{пр}} = 1 + r_{2\text{пр}}$ . Для простоты положим, что соприкосновение происходит при  $\theta = 90^\circ$  (фактически  $\theta \approx 98^\circ$ , однако на наших расчетах это сказывается мало). Функция тока для линии тока, проходящей через точку  $\rho_{\text{пр}} = 1 + r_{2\text{пр}}$  и  $\theta = 90^\circ$ , согласно (9.22), будет следующей:

$$\Psi_{\text{пр}} = \frac{r_{2\text{пр}}}{2(1+r_{2\text{пр}})} \left[ r_{2\text{пр}}^2 + \frac{3}{2} r_{2\text{пр}} + \frac{3\text{Re}}{16} (r_{2\text{пр}}^2 + 3r_{2\text{пр}} + 3) \right]. \quad (10.16)$$

Для того чтобы вычислить  $\mathcal{E}_{\text{мин}}$ , необходимо, пользуясь уравнением (9.18), отыскать значение ординаты точки линии тока, находящейся на расстоянии  $\rho_{\text{пр}} = h_a = 2\mu_{12} A_g$ .

На больших расстояниях от сферы ( $\rho_{\text{пр}} > 10$ ) членами  $\frac{1}{\rho_{\text{пр}}^2}$  и  $\frac{1}{\rho_{\text{пр}}}$  в уравнении (9.18) можно пренебречь; тогда уравнение для функции тока принимает вид

$$\Psi_{\text{пр}} = \left[ \frac{1}{2} \rho_{\text{пр}}^2 - \frac{3}{4} \rho_{\text{пр}} + \frac{3\text{Re}}{32} (1 - \cos \theta) \rho_{\text{пр}}^2 \right] \sin^2 \theta. \quad (10.17)$$

Поскольку вопрос касается линий тока, проходящих вблизи центральной линии, можно положить  $\rho_{\text{пр}} \approx x_{\text{пр}}$  и  $\sin^2 \theta = \left( \frac{y_{\text{пр}}}{\rho_{\text{пр}}} \right)^2 \approx \left( \frac{y_{\text{пр}}}{x_{\text{пр}}} \right)^2$ .

Кроме того, при этих условиях угол  $\theta$ , образуемый полярной с центральной линией, невелик, так что для левой ветви линии тока, где  $\theta \rightarrow \pi$ , можно положить  $\cos \theta \approx -1$ , а для правой ветви, где  $\theta \rightarrow 0$ , можно положить  $\cos \theta \approx +1$ .

В результате этих упрощений уравнение для функции тока получает следующий вид:

$$\Psi_{\text{пр}} = \left( \frac{1}{2} - \frac{3}{4} |x_{\text{пр}}^{-1}| + \frac{3\text{Re}}{16} \right) y_{\text{пр}}^2 \quad (\text{при } \theta \rightarrow \pi), \quad (10.18)$$

$$\Psi_{\text{пр}} = \left( \frac{1}{2} - \frac{3}{4} |x_{\text{пр}}^{-1}| \right) y_{\text{пр}}^2 \quad (\text{при } \theta \rightarrow 0). \quad (10.19)$$

Рассматривая сближение частиц, необходимо пользоваться первым уравнением, а расхождение частиц — вторым, которое представляет собой не что иное, как уравнение для функции стоксовской линии тока. Обычно расстояние  $x_{\text{пр}}$  настолько велико, что можно положить  $x_{\text{пр}}^{-1} \approx 0$ ; тогда уравнения (10.18) и (10.19) еще более упрощаются:

$$\Psi_{\text{пр}} = \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{16} \text{Re} \right) y_{\text{пр}\infty}^2 \quad (\text{при } \theta \rightarrow \pi), \quad (10.18')$$

$$\Psi_{\text{пр}} = \frac{1}{2} y_{\text{пр}\infty}^2 \quad (\text{при } \theta \rightarrow 0). \quad (10.19')$$

Приравнивая уравнения (10.16) и (10.18') и учитывая (10.15) получаем

$$\mathcal{E}_{\text{мин}} = \frac{8r_{2\text{пр}}}{(1 + r_{2\text{пр}})(8 + 3\text{Re})} \left[ r_{2\text{пр}}^2 + \frac{3}{2} r_{2\text{пр}} + \frac{3\text{Re}}{16} (r_{2\text{пр}}^2 + 3r_{2\text{пр}} + 3) \right]. \quad (10.20)$$

Это выражение приобретает минимальное значение при  $\text{Re} \rightarrow 0$ . Следовательно, для расчета  $\mathcal{E}_{\text{мин}}$  нужно пользоваться следующей формулой:

$$\mathcal{E}_{\text{мин}} = \frac{r_{2\text{пр}} + 1,5}{r_{2\text{пр}} + 1} r_{2\text{пр}}^2 \simeq (1,25 \div 1,50) r_{2\text{пр}}^2. \quad (10.20')$$

Поскольку при выводе этой формулы мы полностью пренебрегли инерционным отклонением частицы от исходной линии тока, формула дает несколько заниженные значения.

Максимальное значение коэффициента захвата  $\mathcal{E}_{\text{макс}}$  получается в случае, когда малая частица находится вблизи сферы и достигает ее с максимальной (амплитудной) относительной скоростью. Приближенно подсчитать  $\mathcal{E}_{\text{макс}}$  можно следующим образом.

Пусть нам известна величина коэффициента захвата без учета эффекта зацепления, вычисленная по формуле Ленгмюра,  $\mathcal{E}_L$ . При этом ордината начальной точки траектории движения частицы имеет, согласно (10.15), следующее значение:

$$y_{\text{пр}}^L = \sqrt{\mathcal{E}_L}. \quad (10.21)$$

При конечном размере частицы траектория ее движения, несколько видоизменяясь, перемещается вверх. Рассматривая рис. 29, где приведены линии тока близ обтекаемой сферы, можно прийти к выводу, что если  $y_L$  не слишком мало ( $y_L \geq 0,4 \div 0,5$ , или, что то же,  $\mathcal{A}_L \geq 0,16 \div 0,25$ ), то прирост ординаты начальной точки траектории движения частицы равен, грубо говоря, радиусу частицы  $r_{2пр}$ . Следовательно, с учетом эффекта зацепления начальная ордината траектории движения частицы приближенно равна

$$y_{пр} \approx y_{пр}^L + r_{2пр} \approx \sqrt{\mathcal{A}_L} + r_{2пр}, \quad (10.22)$$

а коэффициент захвата, учитывая (10.15), равен

$$\mathcal{A}_{\max} \approx (\sqrt{\mathcal{A}_L} + r_{2пр})^2. \quad (10.23)$$

Формула Ленгмюра, по которой должны вычисляться значения коэффициента захвата без учета эффекта зацепления  $\mathcal{A}_L$ , имеет вид [120, 121]\*

$$\mathcal{A}_L = \left( 1 + \frac{0,75 \ln 2k}{k - k_{кр}} \right)^{-2}, \quad (10.24)$$

где  $k$  — коэффициент инерции малой частицы:

$$k = \frac{u_{21} \tau_2}{r_1} \quad (10.25)$$

( $u_{21}$  и  $\tau_2$  — относительная скорость и время релаксации малой частицы;  $r_1$  — радиус крупной частицы);  $k_{кр}$  — критический коэффициент инерции, определяемый при осееновском режиме обтекания, согласно Л. М. Левину [66], по формуле

$$k_{кр} = 1,49 \sqrt{\frac{16 - 3Re}{24 + 12Re}}. \quad (10.26)$$

В табл. 11 приведены вычисленные по описанной методике минимальный и максимальный коэффициенты захвата для однократного ортокинетического сближения частиц в звуковом поле нормальной интенсивности ( $J = 0,1 \text{ вт/см}^2$ ,  $U_g = 220 \text{ см/сек}$ ) при оптимальной для каждой пары частиц частоте. Относительная скорость малой частицы  $u_{21}$  определялась по формуле  $u_{21} = \mu_{12} v_{0пр} U_g$ , где  $v_{0пр}$  — поправка на торможение в пограничном слое, принимаемая равной

\* Упрощенная формула Н. С. Шишкина [129] дает при наших сравнительно высоких значениях  $k$  слишком завышенные результаты.

Таблица 11

$r_1$ , $\mu$	$r_2$ , $\mu$	$r_{зпр}$	$\tau_1$ , сек	$\mu_0$	$\mu_{гор}$ см/сек	$Re_1$	$k_{кр}$	$\mu_{11}$	$\tau_{впр}$	$\mu_0$ см/сек	$i_0$	$\Sigma_{L}$ Эмакс	$\Sigma_{зв}$ Эмин	$\Sigma_{макс}$ Эмакс
1,0	0,25	0,25	$7,5 \cdot 10^{-7}$	0,94	207	0,276	1,110	0,88	0,496	96,0	0,72	0	0,09	0,09
	0,50	0,50	$3 \cdot 10^{-6}$	0,80	176	0,235	1,125	0,60	0,580	76,5	2,29	0,255	0,33	1,00
2,0	0,5	0,25	$3 \cdot 10^{-6}$	0,94	207	0,552	1,020	0,88	0,575	111,2	1,67	0,175	0,09	0,45
	1,0	0,50	$1,2 \cdot 10^{-5}$	0,80	176	0,470	1,045	0,60	0,650	85,8	5,15	0,492	0,33	1,45
	1,5	0,75	$2,7 \cdot 10^{-5}$	0,64	141	0,376	1,076	0,28	0,692	42,6	5,75	0,041	0,72	0,90
3,0	1,0	0,33	$1,2 \cdot 10^{-5}$	0,90	198	0,792	0,951	0,80	0,668	117,5	4,70	0,478	0,15	1,05
	1,5	0,50	$2,7 \cdot 10^{-5}$	0,80	176	0,705	0,976	0,60	0,705	93,0	8,37	0,607	0,33	1,65
	2,0	0,67	$4,8 \cdot 10^{-5}$	0,69	152	0,608	1,004	0,38	0,730	61,0	9,76	0,637	0,58	2,15
4,0	1,0	0,25	$1,2 \cdot 10^{-5}$	0,94	207	1,104	0,874	0,88	0,700	135,4	4,06	0,450	0,09	0,85
	2,0	0,50	$4,8 \cdot 10^{-5}$	0,80	176	0,940	0,912	0,60	0,753	99,4	11,93	0,678	0,33	1,75
	3,0	0,75	$1,08 \cdot 10^{-4}$	0,64	141	0,752	0,963	0,28	0,777	47,9	12,91	0,690	0,72	2,50
5,0	1,0	0,20	$1,2 \cdot 10^{-5}$	0,96	211	1,410	0,800	0,92	0,731	148,0	3,55	0,426	0,06	0,75
	2,0	0,40	$4,8 \cdot 10^{-5}$	0,86	189	1,260	0,835	0,72	0,778	123,2	11,82	0,676	0,22	1,50
	3,0	0,60	$1,08 \cdot 10^{-4}$	0,73	160	1,067	0,880	0,47	0,799	81,6	22,10	0,778	0,47	2,20
	4,0	0,80	$1,92 \cdot 10^{-4}$	0,61	134	0,893	0,925	0,22	0,814	39,4	15,12	0,719	0,82	2,70

приведенной скорости на расстоянии  $y_{\text{пр}} = 1 + r_{2\text{пр}}$  и  $\theta = 90^\circ$ , согласно (9.16):

$$v_{\text{пр}} = \frac{0,75}{1 + r_{2\text{пр}}} e^{-\frac{1}{4} \text{Re}(1+r_{2\text{пр}})} - 1. \quad (10.27)$$

Число Рейнольдса  $\text{Re}$  определялось для абсолютной скорости обтекания средой крупной частицы, равной  $u_{\text{гр}} = \mu_{\text{г1}}^0 u_{\text{г}}$ , где  $\mu_{\text{г1}}^0$  — коэффициент обтекания частицы в момент достижения амплитудного значения невозмущенной колебательной скорости, определяемый по формуле (10.11).

Из табл. 11 можно заключить, что для частиц радиуса  $r_1 = 0,5 \div 1 \mu$   $\mathcal{E} = 0,3 - 0,7$ , а для более крупных  $\mathcal{E} = 0,7 - 1,5$ . Следовательно, агрегационный объем крупной частицы представляет собой длинный цилиндр, имеющий по концам сечение  $\mathcal{E}_{\text{мин}} \pi r_1^2$ , а затем утолщающийся к середине и достигающий близ сферы сечения  $\mathcal{E}_{\text{макс}} \pi r_1^2$ . Еще больше сечение непосредственно на уровне центра частицы; здесь оно равно  $(1 + r_{2\text{пр}})^2 \pi r_1^2$ .

Таким образом, величина агрегационного объема при этом получается всякий раз существенно меньшей объема цилиндра радиуса  $r_1 + r_2$ , для достижения которого коэффициент захвата должен был бы иметь величину  $\mathcal{E}_{\text{цил}} = (1 + r_{2\text{пр}})^2$ .

Ортокинетическое взаимодействие, возникающее в ходе дрейфа частиц, характеризуется незначительными скоростями, поэтому можно считать, что коэффициенты захвата частиц здесь близки к значениям  $\mathcal{E}_{\text{мин}}$ , лежащего в пределах 0,09—0,82.

## § 11. ПАРАКИНЕТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Если две аэрозольные частицы разного размера (или плотности) расположены так, что линия их центров не совпадает с направлением колебательного движения, то между ними устанавливается поперечное, или, точнее, радиально-поперечное взаимодействие, называемое *паракинетическим* \* взаимодействием.

Этот вид взаимодействия рассмотрен впервые в нашей работе [82]. Возникновение такого взаимодействия обусловлено, с одной стороны, осееновской асимметрией линий тока, образующихся при обтекании частиц средой, а с другой — инерцией самих частиц, способствующей некоторому отклонению частиц от предшествующей траектории движения. Поскольку обтекающие аэрозольных частиц в звуковом поле носит многократный

\* По гречески пара — возле, около, мимо: kinetikos — относящийся к движению.

возвратно-поступательный характер, за первым отклонением следует второе отклонение, за вторым — третье, и так цикл за циклом. В результате за короткое время частицы быстро перемещаются друг относительно друга.

Геометрическая картина паракинетического перемещения частиц довольно сложна. Для ее понимания необходимы дополнительные сведения по теории обтекания, касающиеся линий стационарного тока на больших расстояниях от обтекаемой сферы, порядка среднего расстояния между частицами натуральных аэрозолей. В этом случае при построении линий тока оказывается возможным использовать упрощенное уравнение (10.17) для функции тока.

Для линий тока, проходящих близ центральной линии (оси  $x$ ), можно воспользоваться, если исключить ближнее поле ( $x_{\text{пр}} < 10$ ), еще более упрощенными уравнениями для функции тока (10.18) и (10.19), решая которые относительно  $y_{\text{пр}}$ , получаем следующие уравнения:

$$y_{\text{пр}} = \left( \frac{\psi_{\text{пр}}}{\frac{1}{2} + \frac{3}{4} x_{\text{пр}}^{-1} + \frac{3\text{Re}}{16}} \right)^{1/2} \quad \text{при } x < 0. \quad (11.1)$$

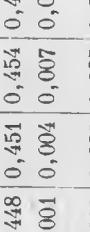
$$y_{\text{пр}} = \left( \frac{\psi_{\text{пр}}}{\frac{1}{2} - \frac{3}{4} x_{\text{пр}}^{-1}} \right)^{1/2} \quad \text{при } x > 0. \quad (11.2)$$

Второе уравнение является уравнением стоксовской линии тока; оно может быть получено из первого уравнения подстановкой  $\text{Re} = 0$ . Отправные ординаты этих линий тока,  $y_{\text{пр} \rightarrow \infty}$ , получаются подстановкой  $x_{\text{пр}} = \infty$ .

В табл. 12 приведены вычисленные по уравнениям (11.1) и (11.2) значения  $y_{\text{пр}}$  и  $\Delta y_{\text{пр}} = y_{\text{пр}} - y_{\text{пр} \rightarrow \infty}$  для  $\psi_{\text{пр}} = 0,1$  и  $\psi_{\text{пр}} = 1$  при  $\text{Re} = 0$  и  $\text{Re} = 1$ . На рис. 32 представлены построенные по полученным численным значениям линии тока в сильно утрированном виде (масштаб приращений  $\Delta y_{\text{пр}}$  в 100 раз больше масштаба расстояний по оси  $x$ ). Для них соответственно  $y_{\text{пр} \rightarrow \infty} = 0,381 \div 0,447$  и  $y_{\text{пр} \rightarrow \infty} = 1,205 - 1,415$ . В дополнение снизу рис. 32 даны значения приведенных радиусов кривизны представленных линий тока,  $R_{1\text{пр}} = \frac{R_1}{r_1}$ , вычисленные по формуле (см., например, [11])

$$R_{1\text{пр}} = \frac{(1 + y_{\text{пр}}^2)^{3/2}}{y_{\text{пр}}''} = \frac{- \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} x_{\text{пр}}^{-1} + \frac{3\text{Re}}{16} \right)^{3/2} x_{\text{пр}}^3}{\frac{3}{4} \psi_{\text{пр}}^{1/2} \left[ 1 - \frac{9}{16} x_{\text{пр}}^{-1} \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} x_{\text{пр}}^{-1} + \frac{3\text{Re}}{16} \right)^{-1} \right]} \quad (11.3)$$

Таблица 12

$x_{np}$	$-\infty$	$-200$	$-100$	$-50$	$-25$	$-15$	$-10$	$0$	$+10$	$+15$	$+25$	$+50$	$+100$	$+200$	$+\infty$
<b>I. <math>\Psi_{np} = 0,1</math></b>															
$Re = 0 \left\{ \begin{array}{l} y_{np} \\ \Delta y_{np} \end{array} \right.$	0,447 0	0,448 0,001	0,451 0,004	0,454 0,007	0,461 0,014	0,471 0,024	0,485 0,038		0,485 0,038	0,471 0,024	0,461 0,014	0,454 0,007	0,451 0,004	0,448 0,001	0,447 0
$Re = 1 \left\{ \begin{array}{l} y_{np} \\ \Delta y_{np} \end{array} \right.$	0,381 0	0,382 0,001	0,383 0,002	0,385 0,004	0,390 0,009	0,395 0,014	0,404 0,023		0,404 0,023	0,395 0,014	0,390 0,009	0,385 0,004	0,383 0,002	0,382 0,001	0,381 0
<b>II. <math>\Psi_{np} = 1</math></b>															
$Re = 0 \left\{ \begin{array}{l} y_{np} \\ \Delta y_{np} \end{array} \right.$	1,415 0	1,418 0,003	1,424 0,009	1,435 0,020	1,455 0,040	1,486 0,071	1,533 0,118		1,533 0,118	1,486 0,071	1,455 0,040	1,435 0,020	1,424 0,009	1,418 0,003	1,415 0
$Re = 1 \left\{ \begin{array}{l} y_{np} \\ \Delta y_{np} \end{array} \right.$	1,205 0	1,206 0,001	1,210 0,005	1,216 0,011	1,233 0,028	1,249 0,044	1,278 0,073		1,278 0,073	1,249 0,044	1,233 0,028	1,216 0,011	1,210 0,005	1,206 0,001	1,205 0

( $y'_{\text{пр}}$  и  $y''_{\text{пр}}$  — первая и вторая производные, из которых первой можно пренебречь ввиду малости).

Для линий тока, проходящих вдали от центральной линии, мы воспользуемся уравнением (10.17), решая которое относительно  $\rho_{\text{пр}}$ ,

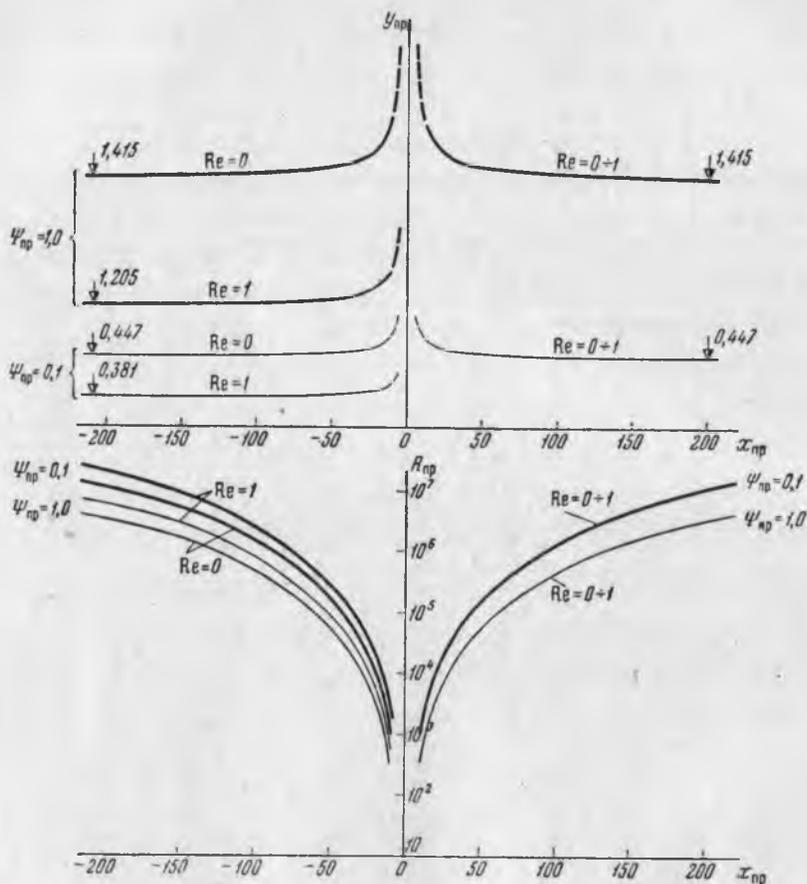


Рис. 32. Линии стационарного тока и радиусы их кривизны для сферической частицы близ центральной линии ( $\psi'_{\text{пр}} = 0,1$  и  $\psi''_{\text{пр}} = 1,0$ )

получаем уравнение для линии тока в явной форме; при больших значениях  $\psi_{\text{пр}}$  с большой степенью приближения оно может быть представлено в виде

$$\rho_{\text{пр}} = 12G^{-1} + \sqrt{32\psi_{\text{пр}} G^{-\frac{1}{2}} \sin^{-1} \theta}, \quad (11.4)$$

где  $G = 16 + 3Re(1 - \cos \theta)$ .

На рис. 33 в утрированном виде (масштаб приращений  $\Delta y_{\text{пр}}$  в 20 раз больше масштаба расстояний по оси  $x_{\text{пр}}$ ) представлены

вычисленные по уравнению (11.4) линии тока для  $\psi_{np} = 100$  и  $\psi_{np} = 1000$  при двух «граничных» режимах обтекания: а)  $Re = 0$  и б)  $Re = 1$  (пунктиром показаны линии обратного тока).

Все линии тока проходят на значительном расстоянии от центральной линии (ось  $x$ ). Их отправные ординаты (в бесконечности), проставленные на каждой линии слева, найдены, согласно (11.4), по формуле

$$y_{np-\infty} = \left( \frac{2\psi_{np}}{1 + 0,375Re} \right)^{1/2}. \quad (11.5)$$

При  $\psi_{np} = 100$   $y_{np-\infty} = 12 \div 14$ , а при  $\psi_{np} = 1000$   $y_{np-\infty} = 38 \div 45$ .

Для полноты картины снизу рис. 33, а и рис. 33, б даны значения приведенных радиусов кривизны линий тока,  $R_{1np} = R_1/r_1$ . Они вычислены по известной формуле [11]

$$R_{1np} = \frac{(\rho_{np}'^2 + \rho_{np}''^2)^{3/2}}{\rho_{np}'^2 + 2\rho_{np}''^2 - \rho_{np}'\rho_{np}''}, \quad (11.6)$$

где  $\rho_{np}'$  и  $\rho_{np}''$  — первая и вторая производные поляры, полученные дифференцированием уравнения (11.4):

$$\begin{aligned} \rho_{np}' &= -36Re \sin \theta G^{-2} - \sqrt{32\psi_{np}} G^{-\frac{1}{2}} \left( \sin^{-2} \theta \cos \theta + \frac{3}{2} Re G^{-1} \right), \\ \rho_{np}'' &= 36 Re G^{-2} (6Re G^{-1} \sin^2 \theta - \cos \theta) + \\ &+ \sqrt{32\psi_{np}} G^{-\frac{1}{2}} \sin \theta \left[ 2\sin^{-4} \theta - \sin^{-2} \theta + \right. \\ &\left. + \frac{3}{2} Re G^{-1} \left( \sin^{-2} \theta \cos \theta + \frac{9}{2} Re G^{-1} \right) \right]. \end{aligned}$$

Из изложенного можно сделать вывод, что линии тока, проходящие близ центральной линии, претерпевают сравнительно небольшую деформацию (исключая ближнее поле), которой при однократном обтекании можно пренебречь. Однако для нас важнее следующее:

а) линии тока, возникающие при осееновском режиме обтекания ( $Re > 0$ ), ощутимо *асимметричны*, причем правая ветвь заметно *круче*, чем левая. Так, на участке  $x_{np} = 10-50$  при  $Re = 1$  приращение ординаты  $\Delta y_{np}$  справа больше, чем слева, на  $(0,003 - 0,015) r_1$  для  $\psi_{np} = 0,1$  и на  $(0,009 - 0,045) r_1$  для  $\psi_{np} = 1$  (см. табл. 12);

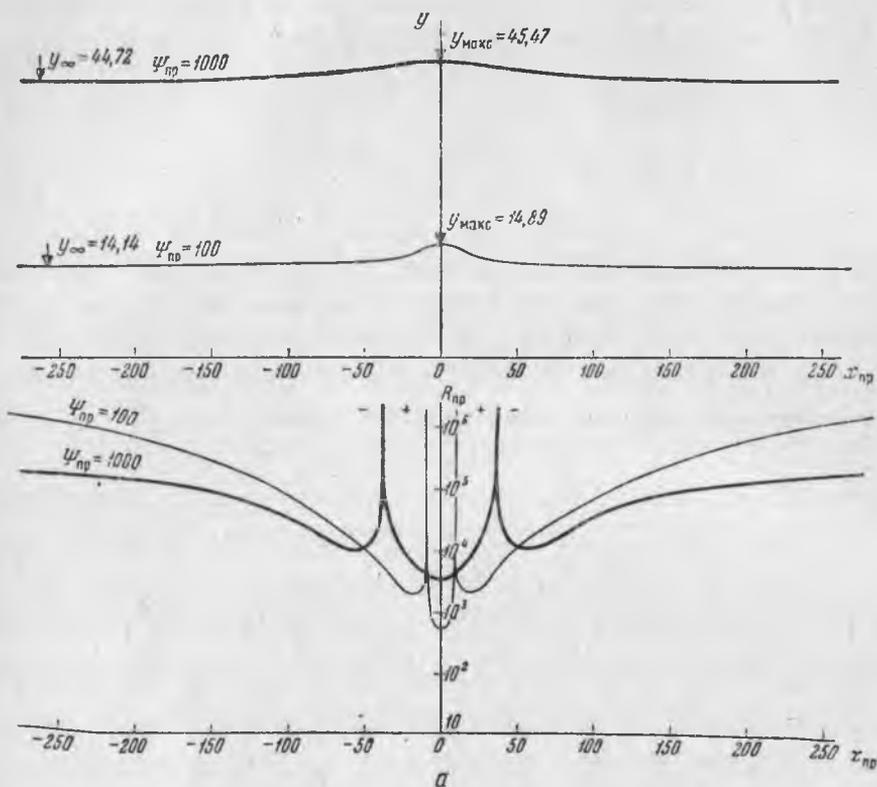


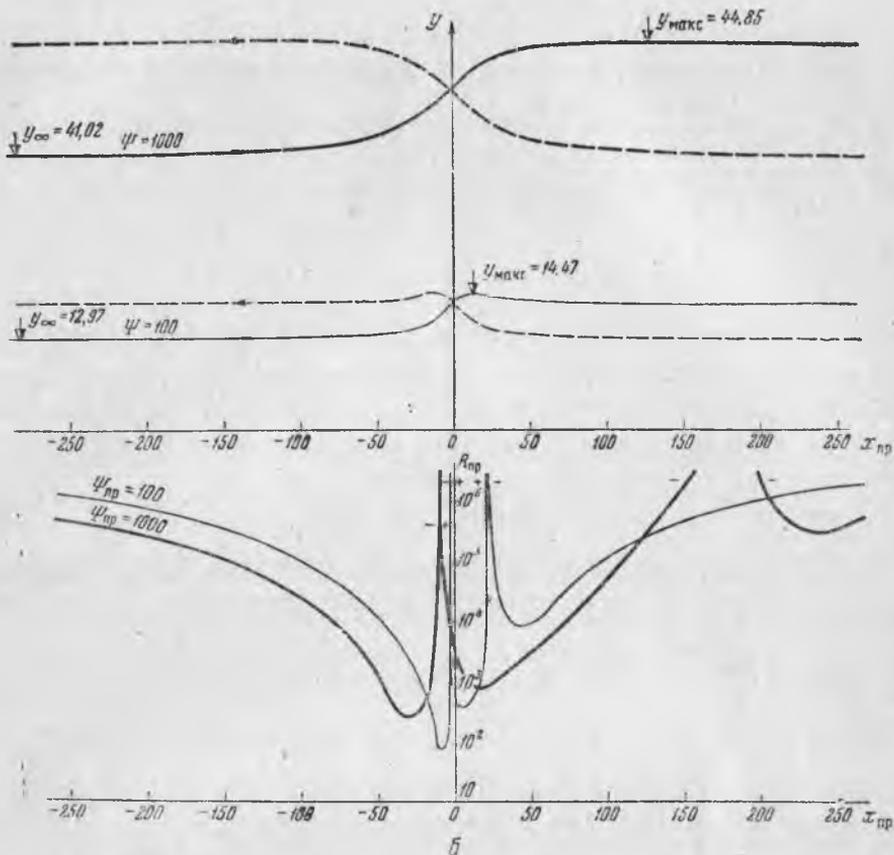
Рис. 33. Линии стационарного тока и радиусы их кривизны для сферической  
 а — при  $Re = 0$ ; б — при  $Re = 1$  (пунктиром)

б) радиус кривизны линий тока, за исключением слишком удаленных участков, невелик и находится преимущественно в пределах  $(10^3 - 10^5) r_1$ , что даже при «предельном» радиусе сферы  $r_1 = 3,5 \mu$  дает  $R_1 = 0,35 - 35$  см;

в) асимметрия, крутизна и кривизна линий тока быстро возрастают с приближением к обтекаемой сфере.

В отношении линий тока, проходящих вдали от центральной линии, можно констатировать, что они претерпевают гораздо более значительную деформацию, чем линии тока близ сферы (ср. рис. 29).

Асимметрия линий тока здесь принимает большие размеры. По мере удаления от центральной линии набегающий поток газа



частицы на дальних расстояниях от центральной линии ( $\psi_{пр} = 100$  и  $\psi_{пр} = 1000$ ) показаны линии обратного обтекания)

огibaет сферу с все возрастающим запозданием и крутизной, причем линия тока после подъема уже не опускается до прежнего уровня (в пределах рисунка), вследствие чего правая ветвь всегда *положе*, чем левая. Радиус кривизны линий тока, за исключением участков перегиба, примерно того же порядка, что и в первом случае. Такова картина стационарного обтекания аэрозольных частиц на больших расстояниях.

Представим теперь, что среда совершает колебательное движение с амплитудой  $A$ , и проследим поведение частицы среды, колеблющейся:

1) вблизи центральной линии, на дальних подступах к обтекаемой сфере, где линии стационарного тока имеют характер,

описываемый уравнениями (11.1) и (11.2) и показанный на рис. 32;

2) вдали от центральной линии, симметрично в отношении обтекаемой сферы, где линии стационарного тока имеют характер, описываемый уравнением (11.4) и показанный на рис. 33.

Эти положения примечательны тем, что в них с наибольшей силой выступают две диаметрально противоположные тенденции вязкого возвратно-поступательного обтекания препятствий,

составляющих вместе одну из сторон паракинетического взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле.

Чтобы сразу же стала видна суть и подоплека этих тенденций, положим поначалу, что колебательное движение среды совершается по прямоугольному закону, так что скорость прямого потока газа  $|\vec{u}_g|$  и скорость обратного потока  $|\vec{u}_g|$  по абсолютной величине равны и неизменны:

$$|\vec{u}_g| = |\vec{u}| = \text{const.}$$

В таком случае, рассматривая прямое движение той или иной частицы среды, можно руководствоваться картиной стационарного тока, характеризуемой рисунками 32 и 33, а рассматривая обратное движение, — картиной, представляющей их

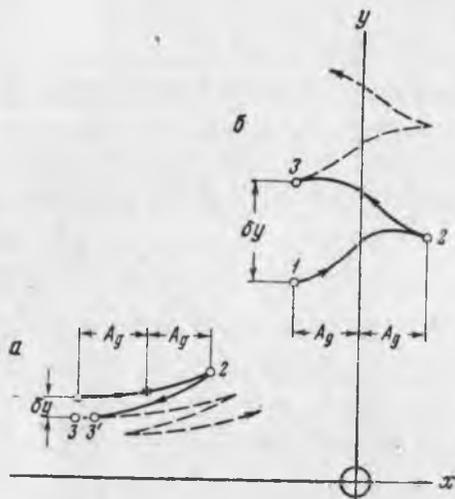


Рис. 34. Гистерезис обтекания аэрозольных частиц в звуковом поле

*a* — близ центральной линии; *b* — вдали от центральной линии

зеркальное отображение относительно оси  $y$ .

Проследим поведение частицы среды, которая в начальный момент колебательного движения находится в точке 1, расположенной близ центральной линии далеко слева от оси  $y$  (рис. 34, *a*). Если величина колебательной скорости, а с нею числа  $Re$  конечна, то прямое движение рассматриваемая частица совершает по прямой осееновской линии тока, изображенной на рис. 32. Двигаясь по этой линии, частица в конце пути достигает точки 2. Обратное движение частицы совершается по линии тока, представляющей зеркальное отображение стоксовской линии тока, проходящей через симметричную точку 2. Как отмечалось ранее, эта линия тока круче осееновской линии. В силу этого при обратном движении частица среды движется в направлении точки 3, смещенной ниже исходной точки 1 на некоторую малую, но

конечную  $\delta y$ . Однако известно, что скорость позади обтекаемого препятствия ниже, чем впереди него (см. § 9 и 12). В связи с этим наша частица вместо точки  $Z$  достигает точки  $Z'$ , расположенной несколько ближе к центру препятствия.

В последующие циклы колебания процесс смещения многократно повторяется, в результате частица зигзагообразно *приближается* к центральной линии сферы.

Если рассматриваемая частица среды в начальный момент колебательного движения находится в точке 1, расположенной вдали от центральной линии, слева от оси  $y$  (рис. 34, б), то поведение частицы принимает иную направленность. При прямом движении частица среды перемещается по прямой осееновской линии тока, типа изображенной на рис. 33, б и в результате попадает в конце пути в точку 2. При обратном же движении частица следует по линии тока, представляющей зеркальное отображение прямой осееновской линии, проходящей через точку 2. Эта линия тока приводит частицу среды в конце обратного пути в более высокую точку 3, смещенную относительно исходной точки на некоторую величину  $\delta y$ . В последующие циклы колебания это явление повторяется вновь и вновь, и в результате рассматриваемая частица зигзагообразно *удаляется* все дальше и дальше от центральной линии. Причина этого явления [81] та же, что и осееновской асимметрии обтекания — инерция среды (о предрасположении колеблющейся среды к гистерезису обтекания свидетельствует и само поле скоростей, приведенное на рис. 28: угол наклона скорости в точке справа всегда отличается от идентичного угла в симметричной точке слева).

Практически колебательная скорость озвученной среды не постоянна, а изменяется по синусоидальному или более сложному закону. Однако нетрудно видеть, что и в этих случаях рассмотренное явление сохраняет свою силу. Правда, при этом проявляются специфические особенности. Если колебательная скорость

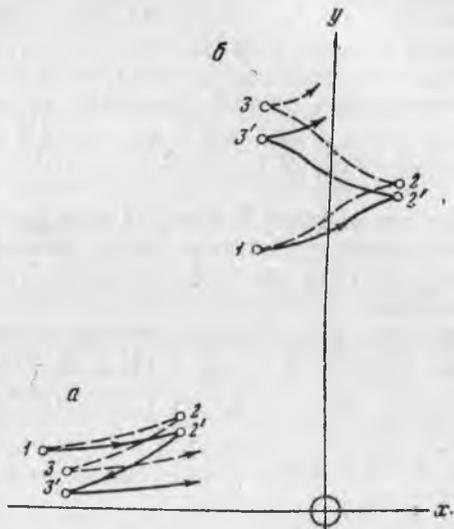


Рис. 35. Схема возникновения явлений самоцентрирования (а) и саморасцентрирования (б) аэрозольных частиц в звуковом поле

среды изменяется по синусоидальному закону  $u_g = U_g \sin \omega t$ , то эти особенности сводятся к следующему.

Пусть частица, колеблющаяся близ центральной линии, в начальный момент находится в той же точке слева от оси  $y$  (рис. 35, а). Тогда в начале смещения, пока колебательная скорость, а с нею число  $Re$  незначительны, частица, естественно, двинется по стационарной стоксовской линии. Однако по мере нарастания скорости потока, а следовательно, и числа  $Re$  частица начинает идти все выше и выше, так как переходит на все более резко выраженную осееновскую линию. Затем, по достижении амплитудного значения скорости (в точке, через которую проходит «амплитудная» осееновская линия), крутизна траектории начинает возрастать в обратном порядке и в конечную точку 2 частица вписывается по новой стоксовской линии. Обратное движение частицы среды совершает с начала и до конца по новой стоксовской линии тока и попадает в точку 3, которая расположена ниже исходной точки 1 на несколько меньшую величину, чем по рис. 34, а. Уравнение траектории частицы среды при описанном «синусоидально развивающемся» осееновском обтекании сферы может быть получено, если пренебречь тормозящим действием пограничного слоя (т. е. вдали от сферы), из уравнений (11.1) и (11.2) путем подстановки  $Re = Re \sin \omega t$  с

учетом, что  $\sin \omega t = \sqrt{1 - \cos^2 \omega t}$ , где  $\cos \omega t = \frac{x_1 - A_g - x}{A_g} = 1 - \frac{x_{np} - x_{1np}}{A_{g_{np}}}$  ( $Re$  — «амплитудное» число Рейнольдса, равное  $\frac{2r_1 U_g}{\nu}$ ;  $A_{g_{np}}$  — приведенная амплитуда колебаний, равная  $A_g / r_1$ ).

Уравнение (11.1), относящееся к прямому движению, получает следующий вид:

$$y_{np} = \left\{ \frac{\Psi_{np}}{2 + \frac{3}{4} x_{np}^{-1} + \frac{3Re}{16} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{x_{np} - x_{1np}}{A_{g_{np}}} \right)^2 \right]} \right\}^{1/2} \quad (11.7)$$

Уравнение (11.2), относящееся к обратному движению, остается без изменений.

Частица среды, синусоидально колеблющаяся вдали от центральной линии, слева от оси  $y$ , начинает свое движение также по стоксовской линии (рис. 35, б). Однако по мере нарастания скорости потока, а следовательно и числа  $Re$ , частица начинает идти все более и более круто, так как переходит на более и более резко выраженную осееновскую линию тока. Затем, по достижении амплитудного значения скорости (в точке, через которую проходит «амплитудная» осееновская линия), крутизна начинает спадать в обратном порядке и в конечную точку 2, на-

ходящуюся справа от оси  $y$ , частица вписывается по новой стоксовской линии.

Уравнение траектории движения частицы среды при описанном «синусоидально развивающемся» осееновском обтекании сферы (если пренебречь торможением потока) может быть получено из уравнения (10.17) путем прежней подстановки  $Re = Re \sin \omega t$  с учетом соотношения

$$\cos \omega t = \frac{x_1 - A_g - \rho \cos \theta}{A_g} = 1 - \frac{\rho_{np} \cos \theta - x_{1np}}{A_{gnp}}$$

В результате имеем:

$$\psi_{np} = \left\{ \frac{1}{2} \rho_{np}^2 - \frac{3}{4} \rho_{np} + \frac{3 Re}{32} \rho_{np}^2 (1 - \cos \theta) \left[ 2 \frac{\rho_{np} \cos \theta - x_{1np}}{A_{gnp}} - \left( \frac{\rho_{np} \cos \theta - x_{1np}}{A_{gnp}} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (11.8)$$

Обратное движение частица начинает по той же стоксовской линии, но затем переходит на все более и более резко выраженную обратную осееновскую линию (типа, представленного на

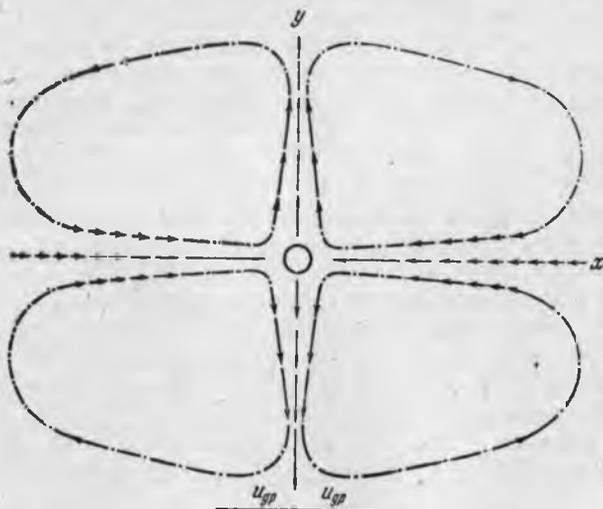


Рис. 36. Схема акустического течения вокруг аэрозольной частицы, взвешенной в звуковом поле

рис. 33, б пунктиром), имеющую большую крутизну. Вследствие этого частица в конце обратного пути попадает, пройдя новую «амплитудную» точку, в более высокую точку  $Z$ , через которую проходит новая стоксовская линия. Таким образом, здесь налицо та же тенденция к удалению от центральной линии сферы.

В результате описанного гистерезиса обтекания вокруг сферы устанавливается своеобразное акустическое течение, имеющее близ координатных осей направление, показанное стрелками на рис. 3б (замыкающие линии нанесены условно). Своеобразие этого течения заключается в том, что масштаб его вихрей сопоставим с амплитудой колебаний, а направление вихрей прямо противоположно наблюдавшемуся при  $A_g \ll r$  Андраде [140], который установил, что условием возникновения вихрей является  $Re > 5$ . Позже Шлихтинг [261] показал, что в этих условиях близ поверхности препятствия должны возникнуть также внутренние обратные потоки, предсказанные еще Карье [173]. Это положение получило экспериментальное подтверждение в опытах Веста [284], проводившихся при  $Re > 40$ .

Последующие теоретические и экспериментальные исследования, проведенные Андре и Ингардом [144], Гольтсмарком с соавторами [201], Уэстервелтом с соавторами [255], а также Лейном [222], показали, что с переходом к вязкому режиму обтекания масштаб внутренних вихрей быстро возрастает, вытесняя внешние вихри вдаль и тем самым сводя их на нет (поскольку далее вихри размываются турбулентными пульсациями среды). Последнее, собственно говоря, и имеет место в нашем случае,  $A_g \gg r$ , который, однако отличается тем, что:

а) масштаб вихрей не связан с частотой колебаний среды (это вытекает из принятого нами условия квазистационарности обтекания) и

б) конфигурация вихрей зависит от величины амплитуды колебаний среды (это можно показать пока лишь геометрически, поскольку аналитическое решение задачи об акустических течениях вокруг малых препятствий при  $A_g \gg r$  представляет серьезные математические трудности).

Теперь представим, что в описанном поле обтекания сферической частицы на месте частицы среды находится другая аэрозольная частица радиуса  $r_2$ . Положим вначале для простоты, что степень увлечения этой частицы в колебательное движение близка к единице и поэтому частица лишена своего поля обтекания, которое могло бы исказить описанную картину обтекания сферы.

Если наша аэрозольная частица ничтожно мала, то ее поведение не будет практически ничем отличаться от поведения частиц среды; вместе с ними она будет совершать в ходе колебательного движения зигзагообразное перемещение, рассмотренное выше. Если же наша частица обладает ощутимой инерцией, то ее поведение в поле обтекания приобретает новые особенности. Двигаясь по изогнутым участкам линии тока, частица будет испытывать действие более или менее значительных центробежных сил и вследствие этого отклоняться от исходной линии тока в сторону выпуклости.

В связи с этим в первом случае (рис. 35, а) аэрозольная частица при прямом обтекании попадает не в точку 2, а в точку 2', расположенную ниже, и так цикл за циклом. Таким образом, можно констатировать, что инерция частицы способствует гистерезисному приближению ее к центральной линии.

Во втором случае (рис. 35, б) частица вследствие действия центробежной силы попадает не в точку 2, а в точку 2', расположенную ниже точки 2. При обратном движении частица попадает в точку 3', расположенную ниже точки 3, и так цикл за циклом. Таким образом, можно констатировать, что здесь инерция частицы сдерживает ее отход от центральной линии, обусловленный гистерезисом обтекания.

Явление зигзагообразного приближения колеблющейся аэрозольной частицы к центральной линии обтекаемой частицы, обусловленное, с одной стороны, гистерезисом обтекания, а с другой — инертностью частицы, получило в нашей работе [82] название *самоцентрирования* частиц. В противовес этому явлению отхода частиц от центральной линии может быть названо *саморасцентрованием* частиц.

Теоретически мыслимо также явление паракинетического *противостояния*, когда частицы в ходе движения попадают в положение, где ни одна из отмеченных диаметрально противоположных тенденций не имеет перевеса. Все эти явления вместе и составляют содержание паракинетического взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле.

В какой из рассмотренных форм выступает паракинетическое взаимодействие частиц в каждом конкретном случае?

Это зависит от взаиморасположения аэрозольных частиц, их размеров и плотности, вязкости среды и режима ее озвучивания. К сожалению, общее аналитическое решение этой задачи, по-видимому, невозможно без привлечения вычислительной техники.

Однако оценить величины скорости паракинетического взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле можно без особого труда, если ограничиться случаем изменения колебательной скорости по закону  $|\vec{u}_g| = \overleftarrow{u}_g = \text{const}$ . При синусоидальном изменении колебательной скорости все значения будут соответственно меньше.

Гистерезисная составляющая скорости паракинетического смещения колеблющейся аэрозольной частицы может быть подсчитана по формуле

$$V_g = f \delta y_g, \quad (11.9)$$

где  $\delta y_g$  — величина гистерезиса линий прямого и обратного тока вокруг обтекаемой частицы за цикл колебания.

Инерциальная составляющая скорости паракинетического смещения колеблющейся аэрозольной частицы может быть определена

при помощи формулы (7.3)

$$V_c = \frac{u_{p2}^2 \tau_2}{R_1} = \frac{\mu_{12}^2 U_g^2 \tau_2}{R_{1пр} r_1}, \quad (11.10)$$

где  $u_{p2}$  и  $\tau_2$  — относительная скорость и время релаксации малой частицы, а  $R_1$  и  $R_{1пр}$  — абсолютный и приведенный радиусы кривизны линии тока вокруг крупной частицы в рассматриваемой точке.

Для случая самоцентрирования частиц (рис. 35, а) величину  $V_g$  можно оценить аналитически, используя формулу

$$\delta y_{пр} = \sqrt{\frac{\Psi_{пр}}{\frac{1}{2} + \frac{3Re}{16}}} - \sqrt{\frac{\Psi_{пр} \left(1 - \frac{3}{2} x_{2пр}^{-1}\right)}{\frac{1}{2} - \frac{3}{4} x_{2пр}^{-1} + \frac{3Re}{16}}}, \quad (11.11)$$

которую нетрудно вывести из уравнений (11.1) и (11.2), положив в них, что  $x_{1пр}^{-1} \approx 0$ .

Если  $Re = 1$ , а  $x_{2пр} = -10$ , то имеем: при  $\psi_{пр} = 0,1$   $\delta y_{13} = 0,0095 r_1$ , при  $\psi_{пр} = 1$   $\delta y_{13} = 0,030 r_1$ . Для частиц с «предельным» радиусом  $r_1 = 3,5 \mu$  при частоте  $f = 1 - 10$  кгц получаются следующие значения скорости:

$$V_g^{\max} = 0,03 - 0,30 \text{ см/сек при } \psi_{пр} = 0,1,$$

$$V_g^{\max} = 0,10 - 1,00 \text{ см/сек при } \psi_{пр} = 1.$$

Величина и знак  $V_c$  для каждой точки траектории колеблющейся частицы различны. Для частицы с приведенным радиусом  $r_{2пр} = 0,33$  ( $\mu_{12} = 0,8$ ) и  $r_1 = 3,5 \mu$  при  $U_g = 220 \text{ см/сек}$  ( $J = 0,1 \text{ вт/см}^2$ ) в диапазоне  $R_{1пр} = 10^3 - 10^5$  получаем следующие значения инерциальной скорости расхождения частиц:

$$V_c = 0,015 - 1,5 \text{ см/сек.}$$

Для второго случая, случая расхождения частиц (рис. 35, б), величину  $V_g$  оценим графоаналитическим путем, руководствуясь рис. 33, б. Если  $Re = 1$ , то при  $A_{gпр} = 50$  имеем: для  $\psi_{пр} = 100$   $\delta y_{gпр} \approx 1$ , а для  $\psi_{пр} = 1000$   $\delta y_{gпр} \approx 3$ . В соответствии с этим для частиц с «предельным» радиусом  $r_1 = 3,5 \mu$  при частоте  $f = 1 - 10$  кгц получаются следующие максимальные величины скорости гистерезисного расхождения частиц:

$$V_g^{\max} \approx 0,35 - 3,5 \text{ см/сек при } \psi_{пр} = 100,$$

$$V_g^{\max} \approx 1,05 - 10,5 \text{ см/сек при } \psi_{пр} = 1000.$$

Порядок величины  $V_c$  лежит в тех же пределах, что и в первом случае, если радиусы кривизны равновелики.

Для более наглядной характеристики скорости паракинетического самоцентрирования частиц целесообразно ввести понятие «приведенной» скорости взаимодействия, под которой имеется в виду отношение абсолютной скорости к преодолеваемому расстоянию, в данном случае отношение  $V_g / y_{-\infty}$ . Этот параметр показывает, сколько раз преодолеваемое расстояние может быть пройдено за 1 сек при имеющемся значении абсолютной скорости взаимодействия. Обратная величина,  $y_{-\infty} / V_g$ , характеризует время, за которое может быть достигнуто полное совмещение центральных линий частиц при том же значении абсолютной скорости взаимодействия.

Для приведенной скорости гистерезисного самоцентрирования, исходя из уравнений (11.1), (11.2) и (11.5), можно вывести следующую формулу:

$$\frac{V_g}{y_{-\infty}} = \left[ 1 - \sqrt{\frac{\left(\frac{1}{2} + \frac{3Re}{16}\right) \left(1 - \frac{3}{2} x_{2np}^{-1}\right)}{\frac{1}{2} - \frac{3}{4} x_{np}^{-1} + \frac{3Re}{16}}} \right] f. \quad (11.12)$$

На рис. 37 даны значения приведенной скорости гистерезисного самоцентрирования частиц в зависимости от  $Re$  при неизменном  $x_{2np} = 10$ . Из этого графика можно заключить, что гистерезисное совмещение центральных линий обеих частиц может быть завершено, если  $Re \neq 0$ , за десятые или сотые доли секунды (расхождение происходит еще быстрее).

Если положить, что паракинетическое взаимодействие происходит при оптимальной для данной пары частиц частоте колебаний, так что значение  $\mu_{12}$  определяется уравнением (10.10), то приведенная скорость инерционного самоцентрирования  $V_c / y_{-\infty}$ , учитывая (11.10) и (11.5), может быть определена по следующей

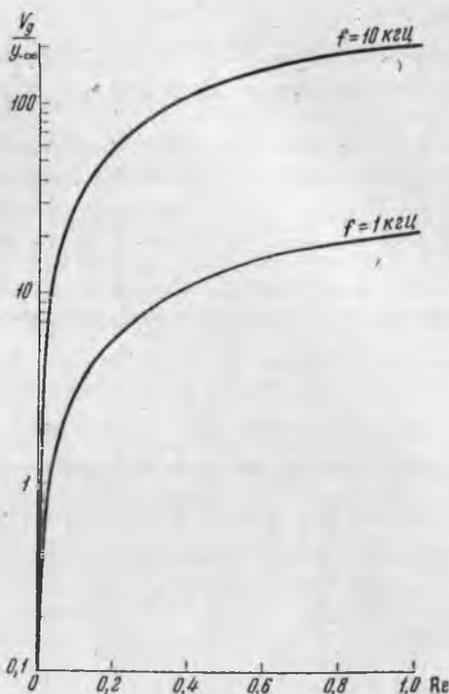


Рис. 37. Приведенная скорость гистерезисного самоцентрирования аэрозольных частиц в звуковом поле при  $J = 0,1$  вт/см<sup>2</sup>

формуле:

$$\frac{V_c}{y_{-\infty}} = \frac{\sqrt{2} \rho_D}{9 \eta} \left( r_{2пр} \frac{1 - r_{2пр}^2}{1 + r_{2пр}^2} \right)^2 \frac{U_g^2}{V \psi_{пр}} \frac{\sqrt{1 + 0,375 Re}}{R_{1пр}} \quad (11.13)$$

На рис. 38 представлены значения приведенной скорости инерционного самоцентрирования в зависимости от приведенного радиуса

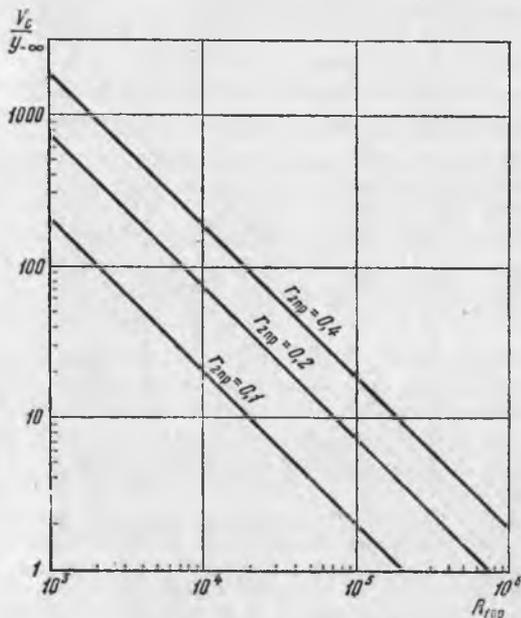


Рис. 38. Приведенная скорость инерционного самоцентрирования аэрозольных частиц в звуковом поле при  $J=0,1$  вт/см<sup>2</sup>

кривизны линий тока  $R_{1пр}$  при различных значениях приведенного радиуса колеблющейся частицы  $r_{2пр}$  для  $U_g = 220$  см/сек ( $J = 0,1$  вт/см<sup>2</sup>) при  $\psi = 1$  и  $Re = 0$ . Из этого графика можно заключить, что инерционное совмещение центральных линий достигается еще быстрее, а именно за сотые и тысячные доли секунды, хотя по абсолютной величине скорость  $V_c$  сравнительно невелика. Из всего изложенного следует, что паракинетическое взаимодействие аэрозольных частиц отличается необычайно высокой интенсивностью. В связи с этим понятие коэффициента захвата в звуковом поле теряет свой обычный смысл и значение. Благодаря опи-

санному явлению самоцентрирования соудариться ортокинетическим путем теперь могут не только те колеблющиеся частицы, которые находятся в начальный момент в агрегационном объеме обтекаемой частицы, но и частицы, находящиеся далеко за его пределами.

Величина коэффициента захвата, если только этот термин можно применить в данном случае, здесь определяется в первую очередь временем озвучивания, причем даже за самое короткое время она принимает значения, превосходящие предельные значения коэффициента захвата для стационарного обтекания тел (например, величины коэффициента захвата падающих капель, вычисленные с учетом осееновских сил притяжения Пирси и Хиллом [250]).

Экспериментальные данные о паракинетическом взаимодействии аэрозольных частиц в звуковом поле пока отсутствуют. Исключением является работа О. К. Экнадиосянца и Л. И. Буравова [12], в которой с помощью скоростной киносъемочной камеры удалось заснять явление «противостояния» аэрозольных частиц. В качестве аэрозольных частиц использовался порошок алюминиевой краски, радиус частиц которого лежал в пределах 1,5—15  $\mu$ . Частота колебаний составляла 0,7—3,0 кГц, скорость киносъемки — от 300 до 5000 кадров в секунду. Исследователи наблюдали образование и совместное передвижение по полю зрения пространственных комплексов, состоящих из 2, 3, 4 и более колеблющихся частиц.

## § 12. АТТРАКЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Под аттракционным\* взаимодействием аэрозольных частиц в звуковом поле мы подразумеваем их сближение друг с другом, которое совершается под действием гидродинамических сил, возникающих вследствие взаимного нарушения полей обтекания частиц и называемых условно силами притяжения. К таковым причислялись поочередно силы Бернулли [2], силы Бьеркнесса [109] и, наконец, силы Осена [103]. Первые две из них были привлечены к явлению акустической коагуляции аэрозолей без достаточных оснований, поэтому на них мы кратко остановимся в конце параграфа и лишь постольку, поскольку они упоминаются во многих ранее опубликованных работах.

Основу аттракционного взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле составляют, как показал С. В. Пшеная-Северин [103], гидродинамические силы Осена. Своим возникновением эти силы обязаны асимметрии поля скоростей, образующегося вокруг каждой или одной из взаимодействующих частиц.

В отличие от ранее рассмотренных видов взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле аттракционное взаимодействие не требует для своего возникновения различия в размерах (или плотности) частиц. Поэтому физическую сущность этого вида взаимодействия мы рассмотрим ради простоты изложения на примере двух равновеликих сферических частиц (это избавит нас от необходимости учета разности в фазах колебаний взаимодействующих частиц, что сильно усложняет понимание сути явления).

В § 9 показано (см. рис. 28), что поле скоростей, возникающее вокруг каждой обтекаемой частицы, обладает асимметрией в

---

\* От латинского *attractio* — притяжение. В литературе этот вид взаимодействия часто именуют «гидродинамическим», что, на наш взгляд, менее удачно, так как данный термин слишком всеобъемлющ и неконкретен.

направлении движения акустического потока; позади частицы имеется обширная параболообразная «застойная» зона, в каждой точке которой скорость среды ощутимо ниже, чем в симметричной точке слабо заторможенной «лобовой» зоны, образующейся перед частицей.

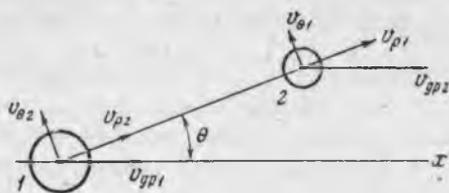


Рис. 39. Схема наложения полей скоростей двух аэрозольных частиц

Представим, что две аэрозольные частицы 1 и 2 (рис. 39) движутся по действию акустического потока таким образом, что одна из них, а именно частица 2, совершает свой путь в застойной зоне другой частицы 1; последняя в этом случае оказывается в слегка заторможенной лобовой зоне частицы 2. Нетрудно понять, что при таком взаиморасположении частицы притормаживают движение друг друга. При этом «головная» частица 1, естественно, замедляет свое движение гораздо меньше, чем «хвостовая» частица 2, вследствие чего происходит некоторое их сближение, частицы как бы притягиваются друг к другу. При обратном движении среды частицы меняются ролями: роль «головной» частицы переходит к частице 2, а «хвостовой» становится частица 1. Расстояние между ними вновь сокращается, и так повторяется цикл за циклом колебательного движения среды.

Учитывая, что гидродинамическое уравнение Осеена линейно, при рассмотрении аттракционного взаимодействия частиц можно исходить из предположения о суперпозиции полей обтекания частиц. В этом случае величина силы, действующей на рассматриваемую частицу в направлении акустического потока, может быть приближенно оценена по формуле

$$F_x = 6\pi\eta r (u_{gp} - \Delta v_x), \quad (12.1)$$

где  $u_{gp}$  — невозмущенная скорость обтекания рассматриваемой частицы, определяемая уравнением (5.22), а  $\Delta v_x$  — возмущение скорости обтекания в точке расположения центра этой частицы, вызываемое присутствием второй частицы; оно равно разности между той же невозмущенной скоростью обтекания частицы  $u_{gp}$  и скоростью обтекания второй частицы в данной точке  $v_x$ , определяемой на основании уравнений (9.10) и (9.11) или (9.12) и (9.13).

Следовательно, выражение в скобках в (12.1) представляет собой не что иное, как скорость обтекания второй частицы  $v_x$  в центре рассматриваемой частицы, так как  $(u_{gp} - \Delta v_x) = u_{gp} - (u_{gp} - v_x) = v_x$ .

В соответствии с изложенным можно написать для силы, действующей вдоль линии центров на «головную» частицу 1

$$F_p^{(1)} = 6\pi\eta r v_{p_2}^{(1)} \quad (12.2)$$

и на «хвостовую» частицу 2 того же радиуса

$$F_p^{(2)} = 6\pi\eta r v_{p_1}^{(2)}, \quad (12.3)$$

где  $v_{p_2}^{(1)}$  — радиальная составляющая скорости обтекания частицы 2 в точке расположения центра частицы 1, определяемая по уравнению (9.10) при  $\rho = \rho_{12}$  и  $\theta = \theta_{12} + \pi$ ;  $v_{p_1}^{(2)}$  — радиальная составляющая скорости обтекания частицы 1 в точке расположения центра частицы 2, определяемая по уравнению (9.10) при  $\rho = \rho_{12}$  и  $\theta = \theta_{12}$ .

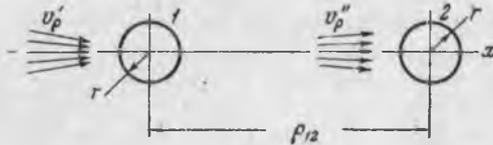


Рис. 40. Упрощенная схема аттракционного взаимодействия частиц, расположенных на большом расстоянии друг за другом

Разность в скоростях движения обеих частиц численно равна разности в скоростях их обтекания средой; следовательно, для их скорости аттракционного сближения частиц можно написать:

$$V_{\text{аттр}} = v_{p_1}^{(2)} - v_{p_2}^{(1)} = (v_{p_1\text{пр}}^{(2)} - v_{p_2\text{пр}}^{(1)}) u_{gp}. \quad (12.4)$$

Если частицы расположены друг за другом, так что  $\theta \rightarrow 0$ , то на больших расстояниях  $\rho_{12}$  скорости  $v_{p_1}^{(2)}$  и  $v_{p_2}^{(1)}$  направлены близ оси  $x$  радиально, как показано на рис. 40, и определяются выражениями соответственно (9.15) и (9.17); в этом случае

$$V_{\text{аттр}}^x = \left( \frac{3}{2x_{\text{пр}}} - \frac{3}{\text{Re } x_{\text{пр}}} \right) u_{gp}. \quad (12.5)$$

В соответствии с этим уравнением скорость  $V_{\text{аттр}}$  при непосредственном соприкосновении частиц ( $x_{\text{пр}}=2$ ), при  $\text{Re}=1$ , равна нулю (так как условие  $V_{\text{аттр}} < 0$ , возникающее при  $x_{\text{пр}} < 2/\text{Re}$ , означает отсутствие всякого взаимодействия, свойственное стоксовскому обтеканию при  $r_1=r_2$ ).

В звуковом поле, как мы знаем, скорость обтекания частиц меняется по величине и направлению, в связи чем меняется число Рейнольдса, а с ним, согласно (12.5), и скорость аттракционного сближения частиц.

В начале колебательного движения среды, когда  $Re$  мало, второй член в скобках уравнения (12.5) сопоставим с первым членом, вследствие чего скорость  $V_{аттр}^x$  близка к нулю (или больше его), затем с ростом колебательной скорости  $Re$  быстро растет, и, когда достигает амплитудного значения, скорость  $V_{аттр}^x$  приобретает максимальное значение.

Когда произведение  $Re x_{пр} \gg 2$ , то в уравнении (12.5) можно пренебречь вторым членом в скобках (представляющим скорость  $v_{р2}$ ), и тогда выражение для скорости аттракционного сближения частиц предельно упрощается:

$$V_{аттр} \simeq \frac{3}{2x_{пр}} u_{гр}. \quad (12.6)$$

При этом мы приходим к схеме одностороннего гидродинамического воздействия «головной» частицы на «хвостовую» частицу

Пользуясь уравнением (12.6), оценим порядок величины мгновенной скорости аттракционного сближения частиц при среднем расстоянии между частицами  $x_{пр} = 100$  и наиболее близком расстоянии, порядка  $x_{пр} = 10$ , на котором уравнение еще сохраняет силу. Имеем:

$$\begin{aligned} \text{при } x_{пр} = 100 & \quad V_{аттр}^x = 0,015 u_{гр}; \\ \text{при } x_{пр} = 10 & \quad V_{аттр}^x = 0,15 u_{гр}. \end{aligned}$$

Как видим, величина мгновенной скорости аттракционного сближения частиц составляет сравнительно небольшую долю мгновенной скорости их обтекания. По абсолютной величине, однако, получаются довольно солидные цифры; так, при скорости обтекания  $u_{гр} = 100$  см/сек скорость аттракционного сближения частиц  $V_{аттр}^x$  составляет соответственно 1,5 и 15 см/сек.

Вычислим величину средней скорости аттракционного сближения частиц за полупериод колебания для случая, изображенного на рис. 39, т. е. при  $\theta = 0$ . Использование для этих целей формулы (12.5), куда входит переменная  $Re$ , ведет к непреодолимым трудностям при интегрировании уравнения сближения частиц (из-за наличия переменной  $x$  в квадрате). Чтобы обойти эти трудности, С. В. Пшенай-Северин [103] предложил воспользоваться формулой (12.6), положив, что сближение частиц происходит, начиная с некоторого момента времени  $t_1$ , когда  $Re$  достигает определенного, достаточно ощутимого значения  $Re_{кр}$ .

До момента времени  $t = t_1$  скорость обтекания обеих частиц

меняется по закону (5.22), а при  $t_1 \ll t \ll \frac{1}{2} T$  скорость обтекания  $v_x^{(1)}$  «головной» частицы 1 продолжает изменяться по формуле (5.22), а скорость обтекания «хвостовой» частицы 2 изменяется по закону

$$v_x^{(2)} = (u_g - u_p) - \frac{3}{2x_{np}} v_x^{(1)}. \quad (12.7)$$

Уравнения движения частиц при этом таковы:  
для головной частицы 1

$$m_p \frac{du_p^{(1)}}{dt} = 6\pi\eta r (u_g - u_p^{(1)}), \quad (12.8)$$

для хвостовой частицы 2

$$m_p \frac{du_p^{(2)}}{dt} = 6\pi\eta r (u_g - u_p^{(2)}). \quad (12.9)$$

Вычитая второе уравнение из первого и переходя к безразмерным переменным  $V_{аттр} = \frac{V_{аттр}}{U_g}$  и  $t_{np} = \frac{t}{\tau}$ , имеем

$$\frac{d(V_{аттр}^{np})}{dt_{np}} + V_{аттр}^{np} = \frac{3\mu_g}{2x_{np}} \cos(\omega\tau t_{np} - \varphi). \quad (12.10)$$

Начальные условия таковы:  $V_{аттр}^{np} = 0$  и  $\Delta x_{np} = 0$  при  $t_{np} = t_{1np}$ . Интегрирование выражения (12.10) позволяет получить смещение  $\Delta x_{12}$  за промежуток времени  $\Delta t = \frac{1}{2} T - t_1$  в виде

$$\begin{aligned} \frac{\Delta x_{12}}{A_g} = & -1,5 \frac{\mu_p \mu_g}{x_{np}} \{ [2\mu_p \mu_g \cos \omega\tau t_{np1} - (\mu_p^2 - \mu_g^2) \sin \omega\tau t_{np2}] - \\ & - \frac{\mu_g}{\mu_p} \left[ 2\mu_p \mu_g \sin \omega\tau t_{np1} + (\mu_p^2 - \mu_g^2) \cos \omega\tau t_{np1} \right] e^{-\left(\frac{1}{2} \tau_{1-1}\right)} + \\ & + \left( \sin \omega\tau t_{np1} - \frac{\mu_g}{\mu_p} \cos \omega\tau t_{np1} \right) \}. \end{aligned} \quad (12.11)$$

На рис. 41 приведены результаты проведенных Пшенай-Севериним на основании уравнения (12.11), вычислений  $\Delta x_{12}$  для капелек водяного тумана при  $x_{np} = 100 = \text{const}$ . Критическое число Рейнольдса принято очень высоким, а именно  $Re_{кр} = 1$ , что вынудило автора произвести расчет аттракционного сближения частиц в звуковом поле при повышенных интенсивностях звука.

Полученные величины аттракционного смещения  $\Delta x_{12}$  отнесены автором к радиусу частицы  $r$  и умножены для получения сравнимых при различных частотах величин на произведение  $f x_{np}$ . В результате по оси ординат оказались отложенными значения приведенной скорости аттракционного сближения частиц  $\frac{V_{аттр}}{\Delta x_{12}}$ , что и проставлено нами на графике.

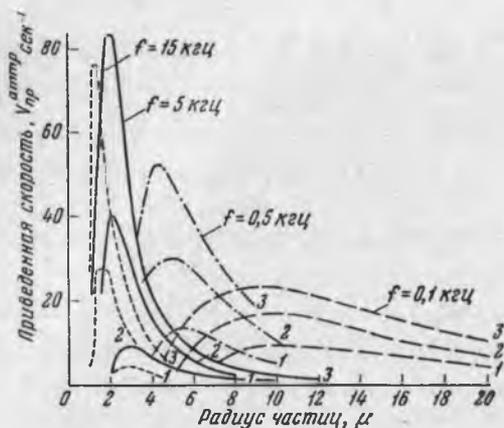


Рис. 41. Приведенная скорость аттракционного сближения аэрозольных частиц при повышенных значениях колебательной скорости

- 1 — при  $U_g = 400$  см/сек ( $J \approx 0,33$  ат/см<sup>2</sup>);  
 2 — при  $U_g = 700$  см/сек ( $J \approx 1,0$  ат/см<sup>2</sup>); 3 — при  
 $U_g = 1000$  см/сек ( $J \approx 2,0$  ат/см<sup>2</sup>)

колебаний; для каждого размера частиц имеется оптимальное значение частоты колебания, при котором скорость аттракционного сближения частиц имеет максимально возможное значение. Значение оптимальной частоты колебаний тем выше, чем выше дисперсность частиц; для частиц радиусом  $r = 5-15$  мк эффективны низкие звуковые частоты порядка нескольких сот герц, а для частиц меньшего радиуса  $r < 5$  мк — в несколько килогерц. Сопоставить эти значения частоты колебаний с наблюдаемыми на опыте оптимальными значениями частот довольно трудно, так как акустическая коагуляция промышленных аэрозолей проводится, как правило, при более низких интенсивностях звука, чем те, которые выбраны автором.

На наличие оптимума частоты указывает непосредственно само уравнение (12.5), из которого видно, что аттракционное сближение частиц отсутствует ( $V_{аттр} = 0$ ) в двух случаях:

- а) при полном увлечении частиц в колебательное движение среды, когда  $u_{gp} = 0$  и  $Re = 0$ ;  
 б) при полном обтекании частиц средой, когда частицы совсем не сдвигаются с места.

Отсюда вытекает, что сближение частиц происходит лишь в промежуточном случае, когда имеет место неполное их увлечение, достигаемое лишь при определенных значениях частоты колебаний.

Заслуживают внимания еще две особенности представленных

Рассматривая рис. 41, можно заключить, что скорость аттракционного сближения частиц весьма значительна; даже при наиболее низкой интенсивности звука получающееся при ней смещение в секунду в десятки раз перекрывает расстояние между частицами. Из этого следует, что аттракционное сближение частиц до их соприкосновения может быть завершено в десятые доли секунды и менее.

Из графика видно, что скорость аттракционного сближения аэрозольных частиц сильно зависит от частоты

кривых: сжатие кривых по оси абсцисс, т. е. значений радиуса частиц, по мере увеличения их дисперсности и сдвиг оптимума в сторону меньших значений радиуса частиц по мере увеличения интенсивности звука.

Некоторые ограничения выводов автора указаны Н. А. Фуком в его обзоре [122].

Нетрудно показать, что аттракционное взаимодействие частиц возникает и при  $\theta \rightarrow 90^\circ$ , однако здесь дело сводится к отталкиванию, которое интересует нас в гораздо меньшей степени. Аттракционное взаимодействие частиц возникает также и при различии в их размерах, но соприкосновение частиц здесь обычно происходит ортокинетическим путем, поскольку его скорость значительно выше.

Представляет интерес случай аттракционного сближения частиц, одна из которых полностью обтекается средой, а вторая полностью увлекается ею. Последняя, как нетрудно понять, колеблясь, будет приближаться к обтекаемой частице со скоростью акустического течения среды, описанного в § 11. Однако это обстоятельство, к сожалению, нельзя использовать для определения траекторий вихрей, что практикуется исследователями в случае более крупных препятствий:  $r \gg A_g$  (см. [140, 261] и др.). Длинные треки частиц, сопоставимые с масштабом вихрей, набегая друг на друга, образуя на фотоснимке сплошной фон. Решить задачу определения траекторий вихрей в случае  $r \ll A_g$  можно лишь с помощью синхронизированной с источником звука импульсной съемки.

В качестве экспериментального подтверждения реальности описанного выше аттракционного взаимодействия частиц в звуковом поле сошлемся на опыты С. В. Горбачева и А. Б. Северного [26, 195]. Авторы исследовали элементарный процесс взаимодействия двух подвешенных на стеклянных нитях водяных капелек радиусом  $r=100 \mu$  при приведенном расстоянии между ними, равном  $\rho_{12пр}=26$ , в звуковом поле низкой частоты, создававшемся с помощью громкоговорителя типа «Аккорд». Колебательная скорость среды была, естественно, очень невелика, так что можно с уверенностью утверждать, что имел место вязкий режим обтекания капелек.

Авторы установили, что при расположении капелек друг за другом ( $\theta=0^\circ$ ) происходит притяжение, а при расположении рядом ( $\theta=90^\circ$ ), наоборот, — отталкивание. Такой характер взаимодействия частиц в звуковом поле свойствен именно аттракционному взаимодействию, обусловленному осееновской асимметрией обтекания частиц, чего сами исследователи и последующие комментаторы их работы не усмотрели.

В заключение настоящего параграфа кратко остановимся на упомянутых вначале гидродинамических силах Бернулли и Бьеркнесса. Силами Бернулли именуется силы, возникающие

между двумя телами вследствие сужения протекающего между ними потока и потери в результате этого некоторой части статического давления в суженном пространстве.

Если вязкие потери в среде ничтожны, а это бывает при безвихревом, потенциальном обтекании тел, то на всем протяжении потока, как мы знаем, сохраняется равенство

$$p + \frac{1}{2} \rho_g u_g^2 = \text{const}, \quad (12.12)$$

известное под названием закона, или интеграла Бернулли, представляющего собой не что иное, как математическое выражение закона сохранения энергии для идеальной жидкости.

Согласно равенству (12.12), в пространстве между частицами, где происходит сужение трубок тока и вследствие этого увеличение скорости движения, давление среды несколько ниже, чем давление извне. В результате этого между двумя телами возникают силы, стремящиеся их сблизить.

Опираясь на гидродинамическую теорию Бьеркнесса [146], Кёниг вывел следующее уравнение для силы, действующей в звуковом поле между сферическими телами вдоль линии центров [215]:

$$F_p = \frac{3}{2} \frac{\pi \rho_g r_1^3 r_2^3}{\rho_{12}^4} U_{gp}^2 (3 \cos^2 \theta_{12} + 1), \quad (12.13)$$

где  $\theta_{12}$  — угол между линией центров и направлением колебательной скорости\*.

Это уравнение получило довольно хорошее экспериментальное подтверждение в ранних опытах Томаса [279], исследовавшего взаимодействие шариков радиусом 2,8—7,8 мм в звуковом поле очень низкой частоты, создававшемся, как и в работе [283] (см. § 5), по методу Зернова. Вместе с тем в некоторых опытах было обнаружено значительное расхождение с теоретическими вычислениями. Андраде [141] на основании экспериментального изучения обтекания сферических тел в звуковом поле пришел к выводу, что причиной указанного расхождения является образование вихрей вокруг тел, которое наступает при условии  $u_{gp} r > 0,35$ . Автор отметил так же, ссылаясь на наблюдения Кука [182], что на близких расстояниях между шариками, линия центров которых перпендикулярна направлению акустического потока, вместо притяжения возможно появление сил отталкивания.

\* В работе [215] даны выражения для сил  $X$  и  $Y$ , представляющих собой проекции результирующей приведенной нами «радиальной» силы  $F_p$  и перпендикулярной к ней «тангенциальной» силы  $F_\theta$  на оси  $x$  и  $y$ .

Недавно Сташевский [271] экспериментально подтвердил и уточнил это положение в опытах с шариками из воска и стекла диаметром от 0,34 до 5,45 мм. Опыты проводились в стеклянной трубке диаметром 35—40 мм при частоте от 184 до 533 гц и различной интенсивности звука. Несколько позже Адамчик и Сташевский [136] установили сходное явление при расположении шариков друг за другом: отталкивание при некоторых малых значениях расстояния здесь сменялось притяжением. Дёрр [185] экспериментально установил, что угловая зависимость силы притяжения выражается множителем  $(6 + 4\sin^2\theta)$ , вместо приведенного в формуле Кёнига (12.13). Эксперименты проводились со стеклянными пустотельными шариками диаметром от 2,75 до 4,95 мм, подвешенными на тонких нитях на расстоянии порядка 7—10 мм. Амплитуда колебательной скорости достигала 40 см/сек.

Андрате [2] в свое время сделал попытку привлечь силы Бернулли для объяснения механизма акустической коагуляции аэрозолей, однако потерпел неудачу.

Как уже указывалось, для аэрозольных частиц, находящихся в звуковом поле, характерен вязкий режим обтекания, который весьма далек от идеальных условий, для которых выведено уравнение (12.13).

Вязкие потери уменьшаются и могут быть с определенной оговоркой не приняты во внимание лишь при больших числах Рейнольдса, что наступает при повышенной интенсивности звука и больших размерах частиц. Последнее может иметь место лишь в очень грубодисперсных аэрозолях, не нуждающихся, как правило, в дополнительном укрупнении частиц, либо в результате длительной коагуляции тонкодисперсных аэрозолей. Появление на этой конечной стадии коагуляции аэрозоля сил притяжения Бернулли, однако, уже малополезно, тем более что величина их и в данном случае незначительна.

Для доказательства этого положения Брандт, Фройнд и Хидеман [167] вывели следующую формулу для времени сближения двух равновеликих сферических частиц до соприкосновения при их оптимальном взаиморасположении относительно акустического потока ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ) и полном обтекании ( $\mu_g = 1$ ):

$$t_{\text{сбл}} \approx \frac{2}{5} \frac{\eta}{\rho_g} \frac{(\rho_{12\text{сп}})^3}{U_{\text{гд}}^2}. \quad (12.14)$$

К этой формуле авторы пришли, приравняв определяемую формулой (12.13) силу притяжения  $F_p$  силе сопротивления движению среды, равной, по Стоксу,  $F_{\text{Ст}} = 6\pi\eta r \left( \frac{1}{2} \frac{d\rho_{12}}{dt} \right)$ , и интегрируя полученное уравнение от  $\rho_{12}$  при  $t=0$  до  $\rho_{12} = 2r$  при  $t = t_{\text{сбл}}$ . Строго говоря, такой прием ошибочен: ведь при  $\text{Re} > 1$

сила сопротивления связана с радиусом не линейной зависимостью, отражаемой формулой Стокса, а квадратичной или близкой к ней.

Однако посмотрим, к каким результатам приводит формула (12.14), допуская, что  $Re$  не слишком велико. Среднее приведенное расстояние между частицами в аэрозолях лежит в пределах  $s_m = 35—160$ ; в соответствии с этим при интенсивности звука  $J = 0,1$  вт/см<sup>2</sup> ( $U \approx 250$  см/сек) получаем в воздухе при единичной плотности частиц:

$$t_{\text{сбл}} = 138 + 2,76 \cdot 10^5 \text{ сек.}$$

Как видим, даже при высокой концентрации частиц (порядка  $k = 100$  г/м<sup>3</sup>) время их сближения до соприкосновения превышает 2 мин., а при низких концентрациях ( $k = 1$  г/м<sup>3</sup> и ниже) измеряется многими десятками часов. Отсюда напрашивается вывод, что существованием сил Бернулли в коагулируемых в звуковом поле аэрозолях можно вполне пренебречь и на конечной стадии их укрупнения.

Силами Бьеркнесса именуется силы притяжения (или отталкивания), которые возникают между двумя колеблющимися или пульсирующими под действием внешней силы телами. Как отметил еще Кельвин, колебательная скорость частиц среды позади находящегося в звуковом поле тела всегда несколько меньше, чем впереди него. Это обусловлено рассеянием части энергии на лобовой поверхности тела и верно лишь в случае идеальной среды. Согласно принципу Бернулли получается, что позади тела давление несколько выше, чем впереди, и, следовательно, в этом случае на тело действует некоторая сила, стремящаяся приблизить его к колеблющемуся объекту. Таким объектом может служить другое колеблющееся или пульсирующее тело или оба одновременно. В последнем случае между телами в зависимости от фазы колебаний могут возникать как силы притяжения, так и силы отталкивания.

Описанные пондеромоторные силы взаимодействия, возникающие при колебательном или пульсационном движении тел, теоретически исследованы Бьеркнессом [146]. П. Н. Лебедев [64] экспериментально исследовал характер пондеромоторных сил в случаях электромагнитных, гидродинамических и акустических колебаний и пришел к выводу, что законы действия этих сил идентичны, т. е. не зависят от природы волнового поля.

А. Б. Северный [109], исследуя взаимодействие, возникающее в звуковом поле между двумя каплями воды, предположил, учитывая наблюдения Оливье [242], что капли совершают виртуальные пульсации: каждая капля из эллипсоида, вытянутого по отношению к двум осям, превращается в эллипсоид, сжатый

и симметричный по отношению к тем же осям. Пульсирующие капли, по мысли автора, воздействуют друг на друга, откуда и возникает притяжение или отталкивание капель.

Опираясь на выведенные Бьеркнессом уравнение для силы взаимодействия двух радиально пульсирующих сфер

$$F = \frac{1}{\rho_g} \frac{\Omega_1 \Omega_2}{4\pi r_{12}} \quad (12.15)$$

( $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  — средние квадратичные значения скорости изменения объема соответственно первой и второй сфер) и преобразовав его для виртуальных пульсаций, А. Б. Северный путем сложных выкладок вывел следующее выражение для силы взаимодействия между равновеликими каплями, находящимися в плоскости звуковой волны ( $\theta = 90^\circ$ ):

$$F = -K \frac{u_g^2}{\rho_{12}^3}, \quad (12.16)$$

где  $K = -6,19 \cdot 10^3 \frac{r^4}{\rho_p} c_g \frac{6 + (kr)^2}{12 + (kr)^2} \approx -(3,1 \div 6,2) 10^3 c_g r^4$ .

Здесь  $k = \frac{2\pi}{T_p}$ , где  $T_p$  — период эллипсоидальных и симметричных пульсаций, определяемый по Оливье [242] выражением

$$T_p = \sqrt{\frac{3\pi m}{8\sigma}} \quad (12.17)$$

( $m_p$  — масса капли,  $\sigma$  — поверхностное натяжение, равное для воды при  $20^\circ\text{C}$   $\sigma = 73$  *дин/см.*)

Используя уравнение (12.17) и пренебрегая сопротивлением среды, А. Б. Северный вывел следующее уравнение для времени сближения капель до соприкосновения:

$$t_{\text{сбл}} = \frac{\rho_{12}}{u_{gp}} \sqrt{\frac{(1 + \rho_{12})(2 + \rho_{12}) m_p}{2K\rho_{12}}} \approx \frac{1}{U_{gp}} \sqrt{\frac{\rho_{12} m_p}{2K}}. \quad (12.18)$$

Для капелек радиусом  $r = 10 \mu$  отношение  $\frac{m_p}{K} \approx 0,01$ , откуда при расстоянии между капельками порядка  $\rho_{12} = 1$  мм и интенсивности звука  $J = 0,1$  *вт/см<sup>2</sup>* ( $u_{gp} \approx 150$  *см/сек*) имеем  $t_{\text{сбл}} = 0,0014$  *сек*, чему соответствует средняя скорость сближения  $V_{\text{сбл}} = 70$  *см/сек*.

Как видим, результаты более чем благоприятные. Однако они получены при помощи уравнений, которые для реальных озвучиваемых аэрозолей, где имеет место вязкий режим обтекания

частиц, не применимы. Более того, выведенные уравнения не имеют силы и на конечной стадии длительной коагуляции аэрозолей, когда вязкий режим обтекания уступает место потенциальному режиму.

Если подсчитать, пользуясь формулой (12.17), собственную частоту пульсаций капель реального водяного тумана, то можно убедиться, что она огромна по сравнению с частотами колебаний звукового поля, которые применяются на практике. В этих далеких от резонанса условиях «раскачать» каплю и заставить ее совершать виртуальные пульсации невозможно. О несостоятельности теории свидетельствует простой экспериментальный факт: твердые аэрозольные частицы, не способные к виртуальным пульсациям, коагулируют не менее успешно, чем жидкие частицы (если они не слишком грубодисперсны и по этой причине плохо слипаемы).

Из всего изложенного следует, что силами Бьеркнесса и Бернулли в коагулируемых в звуковом поле аэрозолях можно пренебречь и совершенно не принимать их во внимание при рассмотрении механизма акустической коагуляции аэрозолей. То же самое можно сказать и об исследованных Эмблетоном [302] новых силах взаимодействия, родственных силам радиационного дрейфа частиц.

### § 13. ПУЛЬСАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Как показано в § 7, аэрозольные частицы, если они не слишком велики, принимают то или иное участие в турбулентных пульсациях озвученной среды. В силу этого они получают возможность сближаться друг с другом с той или иной конечной скоростью.

В теории турбулентной коагуляции коллоидов, развитой Левичем [67, 68, 69], указываются два механизма сближения коллоидных частиц:

1) *диффузионный* механизм, при котором сближение частиц совершается чисто диффузионным путем, а именно благодаря их участию в различных разнонаправленных пульсациях среды;

2) *ортокинетический* механизм, возникающий между разновеликими частицами вследствие совместного участия в пульсациях масштаба, не превышающего внутренний масштаб турбулентности.

Рассмотрим оба механизма применительно к условиям, возникающим в турбулизованном акустическом поле.

*Диффузионный механизм.* Этим путем могут сближаться как равновеликие, так и разновеликие частицы. Сбли-

жение равновеликих частиц в турбулизованном акустическом поле практически ничем не отличается от исследованного Левицем [67] сближения в обычном турбулентном потоке, поскольку все частицы принимают совершенно одинаковое участие в колебательном движении среды.

Поместим некую аэрозольную частицу радиуса  $r$  в начало сферических координат и рассмотрим диффузионный поток на эту частицу, возникающий в турбулизованном акустическом поле.

Уравнение стационарной диффузии к поверхности поглощающей сферы радиуса  $a = R$ , окружающей частицу радиуса  $r \ll R$ , имеет вид

$$j = D_3 \left( \frac{\partial n}{\partial a} \right)_{a=R} \left[ \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}} \right], \quad (13.1)$$

где  $D_3$  — эффективный коэффициент диффузии частиц, равный сумме двух коэффициентов:  $D_3 = D_{\text{турб}} + D_{\text{бр}}$ .

Граничные условия таковы:

$$\begin{aligned} n &= n_0 & \text{при } a \rightarrow \infty, \\ n &= 0 & \text{при } a \rightarrow R. \end{aligned} \quad (13.2)$$

Турбулентная диффузия частиц преобладает при радиусе сферы, удовлетворяющем неравенству [69]

$$R > \left( \frac{D_{\text{бр}}}{\sigma_2} \sqrt{\frac{2\nu}{\varepsilon}} \right)^{1/2}. \quad (13.3)$$

Для аэрозольных частиц это приводит к условию:  $r > 0,1 \mu$ , откуда вытекает, что коэффициентом броуновской диффузии частиц  $D_{\text{бр}}$  можно практически всегда пренебречь по сравнению с коэффициентом турбулентной диффузии частиц и положить  $D_3 \approx D_{\text{турб}}$ . При этом коэффициент турбулентной диффузии аэрозольных частиц можно положить равным коэффициенту турбулентной диффузии частиц среды. Для аэрозольных частиц, увлекаемых в турбулентные пульсации нацело, это положение самоочевидно. Для частиц же, увлекаемых в турбулентные пульсации частично, это положение не столь очевидно, однако Чен [175] убедительно доказал, что и в этом случае коэффициенты турбулентной диффузии аэрозольных частиц и среды равны [122].

На основании общего выражения  $D \approx l^2/t \approx v_l l$  ( $l$  — длина «шага», а  $t$  — время, затраченное на этот шаг) для коэффициента турбулентной диффузии за счет пульсаций масштаба  $l$  можно написать, учитывая выражения (1.36) и (1.37):

$$D_{\text{турб}} \sim v_l l \sim \begin{cases} \frac{1}{4} \left( \frac{\varepsilon}{b/\rho_g} \right)^{1/2} l^2 & \text{при } l < l_0, \\ (\varepsilon l)^{1/2} l & \text{при } l > l_0. \end{cases} \quad (13.4)$$

$$(13.5)$$

Как видим, скорость диффузионного сближения двух частиц быстро убывает с сокращением расстояния между ними.

Для градиента концентрации  $\left(\frac{\partial n}{\partial a}\right)_{a=R}$  у поверхности поглощающей сферы при условии  $t_D \gg R^2/D_{\text{турб}}$  теория дает простое выражение [121, 69]:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial a}\right)_{a=R} = \frac{3n}{R}, \quad (13.6)$$

где  $n$  — счетная концентрация аэрозоля, принимаемая равной средней концентрации частиц в  $1 \text{ см}^3$ . Подставляя это выражение, а также выражение (13.4) в уравнение (13.1) и учитывая, что  $l = R + r \approx R$ , получаем следующее уравнение для удельного потока аэрозольных частиц к сфере:

$$j \approx \frac{3}{4} \left(\frac{e}{b/\rho_g}\right)^{1/2} Rn. \quad (13.7)$$

Полный поток частиц на поверхность сферы, если учесть уравнения (1.32) и (9.1), равен

$$N = 4\pi R^2 j = \frac{9}{4} \left(\frac{R}{\rho_p}\right)^3 \frac{k}{r} \frac{z^{1/2} J^{3/4} f^{1/2}}{b^{1/2} \rho_g^{1/4} c_g^{1/4}} \cdot 10^{-6}. \quad (13.8)$$

При весовой концентрации диффундирующих частиц, равной  $k = 10 \text{ г/м}^3$ , и нормальных акустических параметрах ( $J = 0,1 \text{ вт/см}^2$  и  $f = 1 \div 10 \text{ кгц}$ ) поток частиц плотностью  $\rho_p = 1$ , оседающих на частице того же радиуса ( $R = 2r$ ), получается равным

$$N \approx 0,18 \div 0,60 \frac{1}{\text{сек}}.$$

Как видим, этот поток очень незначителен и практически им всегда можно пренебречь.

Диффузионное взаимодействие *разновеликих* частиц в турбулизованном акустическом поле отличается гораздо большей интенсивностью.

С каждой крупной частицей могут соприкоснуться все те малые частицы, которые попадают в ее агрегационный объем, очерченный на рис. 42,  $a$  пунктиром, т. е. скругленный по концам цилиндр высотой  $2A_{12}$  с поперечным сечением, равным  $\mathcal{E}\pi r_1^2$ , где  $A_{12}$  — амплитуда относительного движения частиц, а  $\mathcal{E}$  — коэффициент захвата малых частиц.

На большей части длины цилиндра коэффициент захвата имеет величину, определяемую уравнением (10.20'). Поэтому, пренебре-

гая некоторым вздутием посередине и скругленностью на концах, можно ограничиться рассмотрением диффузионного потока частиц в нормальный цилиндр высотой  $2A_{12}$  с проницаемыми стенками радиуса  $R = \sqrt{\varepsilon} r_1$ . Для большей наглядности лучше всего представить схему диффузионного взаимодействия так, что крупная частица колеблется с амплитудой  $A_{12}$ , а малые частицы совершают диффузионное перемещение в агрегационный цилиндр. При этом крупная частица непрерывно «опорожняет» впереди себя агрегационный цилиндр от диффундировавших в него малых частиц.

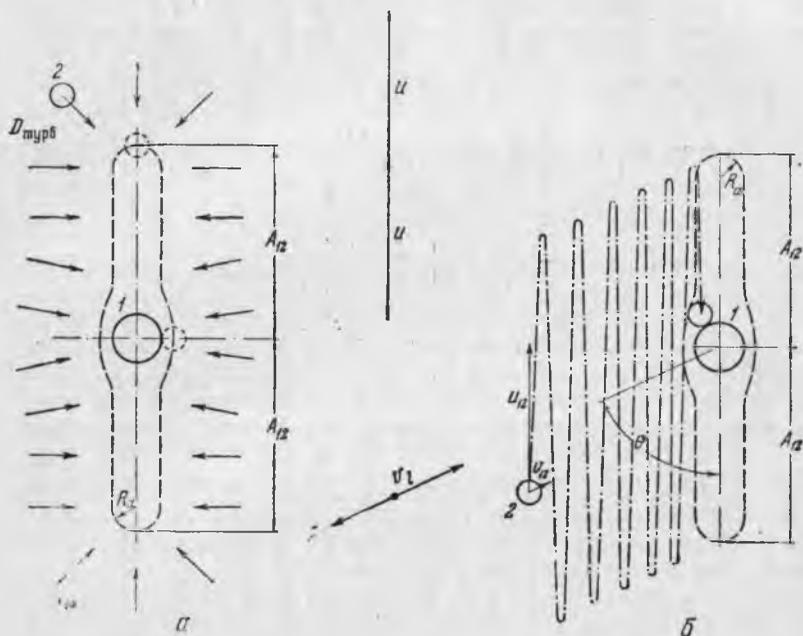


Рис. 42. Пульсационное взаимодействие аэрозольных частиц в звуковом поле

*a* — диффузионный механизм; *b* — ортокинетический механизм

Процесс диффузии малых частиц в агрегационный цилиндр совершается короткими актами, длительность которых  $t_D$  зависит от ординаты диффундировавшей частицы  $x$  и изменяется от 0 до  $T$ , где  $T$  — период колебания, равный  $1/f$ .

Рассматривая график  $x = F(t)$ , нетрудно убедиться, что средняя длительность диффузионного акта равна

$$(t_D)_{\text{ср}} = \frac{1}{2} T = \frac{1}{2f}.$$

Дифференциальное уравнение диффузии малых частиц для цилиндра имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{\text{турб}} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial a^2} + \frac{1}{a} \frac{\partial n}{\partial a} \right). \quad (13.9)$$

Начальные и краевые условия таковы:

$$\left. \begin{aligned} n(a, 0) = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial n}{\partial a}(0, t) = 0 \quad \text{при} \quad a < R, \\ n(a, 0) = n_2 \quad \text{и} \quad \frac{\partial n}{\partial a}(\infty, t) = 0 \quad \text{при} \quad a > R. \end{aligned} \right\} \quad (13.10)$$

В теории теплопроводности [70] дается следующее решение для неограниченного цилиндра при  $a < R$ :

$$n = n_2 \left[ 1 - \frac{4}{\pi^2} \int_0^{\infty} B_{\mu} J_0 \left( \mu \frac{a}{R} \right) J_1(\mu) e^{-\mu^2 \text{Fo}} d\mu \right], \quad (13.11)$$

где

$$B_{\mu} = \frac{1}{\mu^2 [J_1(\mu) Y_0(\mu) - J_0(\mu) Y_1(\mu)]};$$

$J_0(\mu)$  и  $J_1(\mu)$  — функции Бесселя первого рода соответственно нулевого и первого порядка;  $Y_0(\mu)$  и  $Y_1(\mu)$  — функции Бесселя второго рода соответственно нулевого и первого порядка;  $\mu$  — переменная характеристического уравнения  $J_0(\mu) = 0$ ;  $\text{Fo}$  — критерий Фурье,  $\frac{D_{\text{турб}} t_D}{R^2}$ .

Полученное строгое, но громоздкое решение, содержащее неэлементарные функции, мало пригодно для практических расчетов, поэтому найдем приближенное решение.

Анализ выражения (13.11) показывает, что, допуская небольшую погрешность, можно ограничиться интегрированием в пределах от 0 до  $\mu_n = 2,4$  (первого корня характеристического уравнения). При этом величину  $B_{\mu}$ , которая мало зависима от значения  $\mu$ , можно положить равной  $B_{\mu} = \pi^2/4$ , а функции  $J_0\left(\mu \frac{a}{R}\right)$ ,  $J_1(\mu)$  и  $e^{-\mu_n^2 \text{Fo}}$  разложить в степенные ряды:

$$J_0\left(\mu \frac{a}{R}\right) = 1 - \frac{\mu^2}{2^2} \left(\frac{a}{R}\right)^2 + \frac{\mu^4}{2^2 \cdot 4^2} \left(\frac{a}{R}\right)^4 - \frac{\mu^6}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2} \left(\frac{a}{R}\right)^6, \quad (a)$$

$$J_1(\mu) = \frac{\mu}{2} - \frac{\mu^3}{2^2 \cdot 4} + \frac{\mu^5}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6} - \frac{\mu^7}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8}, \quad (б)$$

$$e^{-\mu_n^2 \text{Fo}} = 1 - \mu_n^2 \text{Fo} + \frac{\mu_n^4 \text{Fo}^2}{1 \cdot 2} - \frac{\mu_n^6 \text{Fo}^3}{1 \cdot 2 \cdot 3} + \frac{\mu_n^8 \text{Fo}^4}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4}. \quad (в)$$

Подставляя (а), (б) и (в) в (13.11) и ограничиваясь при этом первыми четырьмя-пятью членами каждого ряда, имеем:

$$n = (0,50 + 0,78 Fo - 0,99 Fo^2 + 1,03 Fo^3 - 0,99 Fo^4 + \dots) n_2. \quad (13.12)$$

Градиент концентрации у стенки цилиндра равен

$$\left(\frac{\partial n}{\partial a}\right)_{a=R} = (0,78 - 2,52 Fo + 4,86 Fo^2 + \dots) \frac{n_2}{R}. \quad (13.13)$$

Если интенсивность звука не слишком высока ( $J \leq 0,1$  *вт/см<sup>2</sup>*), а частота не слишком низка ( $f > 1-2$  *кГц*), то в первом приближении можно ограничиться первым членом в скобках. Величина  $Fo$  в среднем такова:

$$(Fo)_{cp} = \frac{D_{\text{турб}} (t_D)_{cp}}{R^2} = \frac{1}{8f} \left(\frac{\varepsilon}{b/\rho_g}\right)^{1/2} = \frac{1}{8} \frac{\xi^{1/2} J^{3/4}}{b^{1/2} \rho_g^{1/4} c_g^{3/4} f^{1/2}},$$

что при  $J=0,1$  *вт/см<sup>2</sup>* для воздушной среды дает

$$(Fo)_{cp} = \frac{4,67}{\sqrt{f}}.$$

В диапазоне частот  $f=1 \div 10$  *кГц*  $(Fo)_{cp}=0,148 \div 0,047$  и, следовательно, второй член по величине менее  $48 \div 15\%$  величины первого, а третий член — менее  $6,1 \div 0,7\%$ .

Таким образом, в первом грубом приближении

$$\left(\frac{\partial n}{\partial a}\right)_{a=R} \approx 0,78 \frac{n_2}{R}. \quad (13.14)$$

Если же ограничиться диапазоном  $f=1 \div 10$  *кГц*, то лучшее приближение ( $\pm 15\%$ ) дает формула

$$\left(\frac{\partial n}{\partial a}\right)_{a=R} = \frac{2}{3} \frac{n_2}{R}, \quad (13.14')$$

которой мы и воспользуемся в дальнейшем.

Диффузионный поток частиц к  $1$  *см<sup>2</sup>* поверхности цилиндра в *сек* (учитывая, что время диффузии в среднем равно  $1/2$  общего времени озвучивания) равен

$$j = \frac{1}{2} D_{\text{турб}} \left(\frac{\partial n}{\partial a}\right)_{a=R} = \frac{1}{12} \left(\frac{\varepsilon}{b/\rho_g}\right)^{1/2} R n_2, \quad (13.15)$$

Полный поток частиц к поверхности цилиндра, если учесть уравнения (1.32) и (9.1), равен:

$$N' = 4\pi R A_{12} j = \frac{10^{-6}}{4\pi \sqrt{2}} \frac{\mu_{12} k_2}{\rho_p r^2} \left(\frac{R}{r_2}\right)^2 \frac{\xi^{1/2}}{b^{1/4} \rho_g^{3/4} c_g^{5/8}} \frac{J^{3/4}}{f^{1/2}}. \quad (13.16)$$

Отношение этого потока к потоку на сферу, определяемому формулой (13.8), с учетом (10.20') равно

$$\frac{N'}{N} \approx 0,1 \frac{A_{12}}{r_2}, \quad (13.17)$$

Обычно  $A_{12}/r_2 > 50$  и, следовательно,  $N'/N > 5$ .

Абсолютная величина потока малых частиц, диффундирующих в агрегационный объем крупной частицы, однако, невелика. Так, при оптимальных условиях, когда  $f$  определяется формулой (10.5),  $\mu_{12}$  — формулой (10.10), а  $\mathcal{E}$  — с помощью формулы (10.20'), для частицы радиуса  $r_1 = 3,5 \mu$  при нормальной интенсивности звука ( $J = 0,1 \text{ вт/см}^2$ ) имеем:

$$\text{при } r_{2\text{пр}} = 0,2 (f_{\text{опт}} = 5,4 \text{ кгц}; \mu_{12} = 0,92; \mathcal{E}_{\text{мин}} = 1,41) \quad N' = 0,8;$$

$$\text{при } r_{2\text{пр}} = 0,5 (f_{\text{опт}} = 2,2 \text{ кгц}; \mu_{12} = 0,60; \mathcal{E}_{\text{мин}} = 1,33) \quad N' = 0,3.$$

Такой поток обеспечивает только частичное заполнение агрегационного объема малыми частицами во время каждого диффузионного акта, в силу чего средняя концентрация частиц внутри указанного объема всегда намного ниже средней концентрации их в окружающем объеме. Полное заполнение агрегационного объема малыми частицами обеспечивается при гораздо большем значении диффузионного потока, а именно

$$N'_{\text{полн}} = 2 \mathcal{E}_{\text{мин}} \pi r_1^2 A_{12} f n_2 = \frac{075 \sqrt{2} \cdot 10^6}{\pi} \frac{\mu_{12} k_2}{\rho_g r^2} \frac{J^{1/2}}{(\rho_g c_g)^{1/2}}. \quad (13.18)$$

Согласно этой формуле имеем:

$$\text{при } r_{2\text{пр}} = 0,2 \quad N' = 9,8, \quad \text{при } r_{2\text{пр}} = 0,5 \quad N' = 2,4,$$

что примерно на порядок выше соответствующих значений  $N'$ .

Однако из уравнения (13.16) видно, что диффузионный поток частиц быстро возрастает с увеличением радиуса опустошаемого цилиндра. Подсчитаем, при каком радиусе  $R_{\text{диф}}$  обеспечивается полное заполнение агрегационного цилиндра малыми частицами диффузионным путем. Приравнявая выражения (13.16) и (13.18), получаем:

$$\frac{R_{\text{диф}}}{r_1} = \sqrt{6} \mathcal{E}^{1/2} \left(\frac{b/\rho_g}{\varepsilon}\right)^{1/4} f^{1/2} = \sqrt{6} \left(\frac{1,5 + r_{2\text{пр}}}{1 + r_{2\text{пр}}}\right)^{1/2} r_{2\text{пр}} \frac{b^{1/4} \rho_g^{1/4} c_g^{5/8}}{\xi^{1/4} f^{1/4} J^{3/8}}. \quad (13.19)$$

При прежних условиях имеем:

при  $r_{2\text{пр}}=0,2$   $R_{\text{диф}}/r_1=0,81$  или  $R_{\text{диф}}/(r_1+r_2)=0,68$ ;  
 при  $r_{2\text{пр}}=0,5$   $R_{\text{диф}}/r_1=1,57$  или  $R_{\text{диф}}/(r_1+r_2)=1,05$ ,  
 т. е. обычно  $R_{\text{диф}} \leq r_1+r_2$ .

В расчетах мы полностью пренебрегли броуновской диффузией частиц (ее необходимо учитывать лишь при  $r_2 \leq 0,1$ ).

ОртокINETический механизм. Частицы, расстояние между которыми меньше внутреннего масштаба турбулентности ( $l < l_0$ ), обтекаются едиными пульсациями, и если эти частицы разновелики, то между ними возникает различие в скоростях движения и они получают возможность сближаться (а при обратном движении — расходиться).

Относительная скорость двух частиц радиусов  $r_1$  и  $r_2$  в направлении пульсации, учитывая (7.11), равна:

$$v_{12} = (\mu_{g1} - \mu_{g2}) v_l = a_l (\tau_1 - \tau_2) = \frac{2}{135} \frac{\rho_p}{\eta} \frac{\varepsilon^{3/4}}{(b/\rho_g)^{1/4}} (r_1^2 - r_2^2) \quad (13.20)$$

Поскольку одновременно частицы увлекаются в колебательное движение среды также в различной степени, причем частота этого движения гораздо выше частоты пульсаций, сближение частиц происходит синусоидальным путем, как показано на рис. 42,б.

«Шаг» синусоиды обычно намного меньше радиуса малой частицы:  $v_{12}/4f \ll r_2$ . Поэтому можно принять, что соудариться с крупной частицей за 1 сек могут все малые частицы, которые находятся в скругленном параллелепипеде высотой  $2A_{12}$ , длиной  $v_{12} \sin \theta$  (где  $\theta$  — угол между направлениями колебаний и рассматриваемой пульсации;  $(\sin \theta)_{\text{ср}} = 2/\pi$ ) и толщиной  $2\mathcal{E}_{\text{мин}}^{1/2} r_1$ . В соответствии с этим поток малых частиц, оседающих на крупной частице, при оптимальных условиях равен

$$N'' = \frac{8}{\pi} A_{12} v_{12} \mathcal{E}_{\text{мин}}^{1/2} r_1 n_2 \simeq 2 \cdot 10^{-9} \frac{\xi^{3/4} k_2}{b^{1/4} \rho_g^{11/4} c_g^{10/4} \eta} \frac{1 - r_{2\text{пр}}^2}{r_{2\text{пр}}^2} \left( \frac{1,5 + r_{2\text{пр}}}{1 + r_{2\text{пр}}} \right)^{1/2} \frac{J^{13/8}}{f_{\text{опт}}^{1/4}} \quad (13.21)$$

В воздушной среде имеем

$$N'' \simeq 8 \cdot 10^{-12} k_2 \frac{1 - r_{2\text{пр}}^2}{r_{2\text{пр}}^2} \left( \frac{1,5 + r_{2\text{пр}}}{1 + r_{2\text{пр}}} \right)^{1/2} \frac{J^{13/8}}{f_{\text{опт}}^{1/4}} \quad (13.21')$$

Отношение этого потока к потоку на сферу в обычном турбулентном поле равно

$$\frac{N''}{N} = \frac{8/\pi A_{12} v_{12} \mathcal{E}_{\text{мин}}^{1/2} r_1 n_2}{\pi r_1^2 v_{12} n_2} \simeq \frac{A_{12}}{r_1} \quad (13.22)$$

Обычно  $A_{12}/r_1$  и, следовательно,  $N''/N > 20$ .

Абсолютная величина потока малых частиц, поступающих в агрегационный объем крупной частицы ортокинетическим путем, также невелика. Так, для частицы радиуса  $r_1 = 3,5\mu$  при нормальной интенсивности звука в соответствии с (13.21') имеем:

$$\text{при } r_{\text{зпр}} = 0,2 \quad N'' = 1,5,$$

$$\text{при } r_{\text{зпр}} = 0,5 \quad N'' = 0,2.$$

Однако наличие ортокинетического потока приводит к заметному уменьшению радиуса  $R_{\text{диф}}$ , на котором обеспечивается диффузионный поток частиц, достаточный для полного заполнения агрегационного объема радиуса  $R_a$  в течение каждого диффузионного акта.

При  $r_{\text{зпр}} = 0,2$ , чему соответствует  $R_a = 0,24(r_1 + r_2)$ ,  $R_{\text{диф}} \simeq 0,40(r_1 + r_2)$ ; при  $r_{\text{зпр}} = 0,5$ , чему соответствует  $R_a = 0,58(r_1 + r_2)$ ,  $R_{\text{диф}} \simeq 0,83(r_1 + r_2)$ .

Как видим, в обоих случаях  $R_{\text{диф}} > R_a$ . Из этого следует, что при нормальной интенсивности звука на пути частиц к агрегационному объему имеется некий «барьер» толщиной  $\Delta R \simeq R_{\text{диф}} - R_a$ , преодолеть который пульсационным путем большинство частиц не в состоянии. Этот «барьер» частицы преодолевают с помощью явления самоцентрирования частиц, рассмотренного нами в § 11. При повышенной интенсивности звука необходимость в помощи этого явления, естественно, отпадает, так как благодаря стремительному возрастанию ортокинетического потока [см. формулу (13.21)] достигается  $R_{\text{диф}} < R_a$ .

### МЕХАНИЗМ И ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ АКУСТИЧЕСКОЙ КОАГУЛЯЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ

#### § 14. СХЕМА ПРОТЕКАНИЯ ПРОЦЕССА АКУСТИЧЕСКОЙ КОАГУЛЯЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ

Как явствует из изложенного в двух предыдущих главах, поведение аэрозольных частиц в акустическом поле существенным образом отличается от их поведения в невозмущенной среде, а также турбулентном потоке. В силу этого процесс акустической коагуляции аэрозолей протекает совершенно специфично. Это проявляется даже при простом визуальном наблюдении рассматриваемого процесса невооруженным глазом.

При включении источника звука аэрозоль вначале приходит в некое «напряженное» состояние, которое трудно охарактеризовать словами, но легко понять, если вспомнить, что в этот момент аэрозольные частицы приходят в колебательное движение, а также совершают дрейф и движутся поступательным образом под действием акустического ветра. Возникает своеобразная, можно сказать, «ориентация» аэрозоля. При этом детали поведения отдельных частиц, разумеется, не ясны, так как первичные частицы в силу своей малости неразличимы невооруженным глазом (человеческий глаз начинает различать отдельные объекты лишь при размерах порядка 100  $\mu$ ).

Далее аэрозоль начинает светлеть, а вслед за тем появляются видимые образования частиц, совершающие хаотическое перемещение наряду с дрейфом и участием в циркуляционном движении среды. Жидкие частицы образуют капли, а сухие твердые частицы — хлопьевидные и нитеобразные структуры, более плотно слипшиеся, чем при естественной (броуновской) коагуляции. Последнее иллюстрирует рис. 43, на котором показан аэрозоль саж, осажденный на предметное стекло до озвучивания и после озвучивания [272].

В стоячей звуковой волне в момент просветления начинают возникать локальные явления. Просветление происходит правильно чередующимися поперечными полосами, которые постепенно расширяются, охватывая все большее пространство. Появляющиеся при этом агрегаты частицы скапливаются в виде поперечных «дисков», или, точнее, «колец» в пучностях колебаний, иногда продольных «втулок» [277], откуда затем уносятся в узлы колебаний близ стенок сосуда, по периметру которого

и осаждаются в виде поперечных гребешков. Расстояния между смежными гребешками тем меньше, чем выше частота колебаний. Иногда на стенках можно различить промежуточные гребешки, соответствующие гармоническим составляющим звуковой волны.

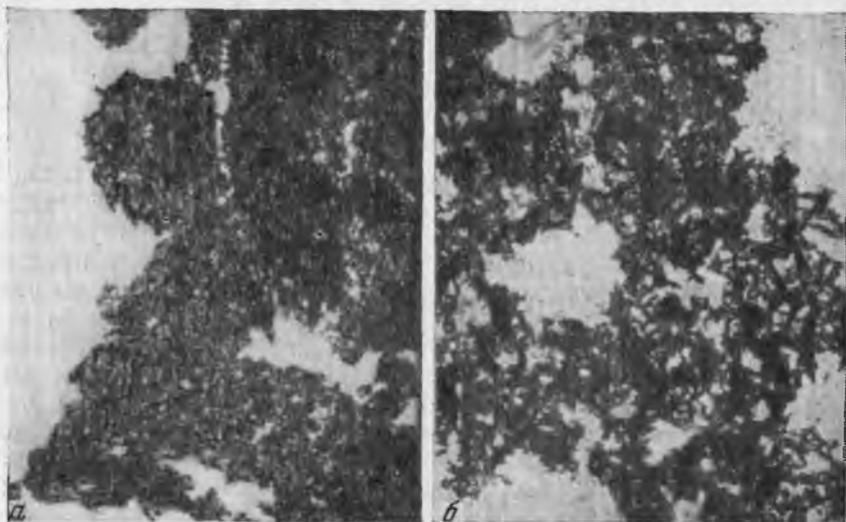


Рис. 43. Аэрозоль газовой сажи до озвучивания (а) и после озвучивания в течение 4 сек (б).  $\times 100$

В бегущей волне, где локальные явления отсутствуют, образовавшиеся агрегаты частиц осаждаются гравитационным путем на дно камеры озвучивания и отчасти на ее стенках. После осаждения агрегатов частиц камера озвучивания выглядит практически очищенной от аэрозоля.

Такова типичная картина коагуляции высокодисперсных аэрозолей (типа хлористого аммония, окиси магния, четыреххлористого титана, газовой сажи и т. п.), озвучиваемых в стационарном состоянии при умеренной интенсивности звука. Для иллюстрации на рис. 44 приведены фотоснимки четырех последовательных стадий коагуляции дыма хлористого аммония в поле стоячей звуковой волны частотой 10 кгц [179]. На первом снимке показан аэрозоль до начала озвучивания, на двух следующих — аэрозоль в ходе озвучивания и на последнем — скоагулированный и осажденный аэрозоль после отключения источника звука.

Продолжительность процесса коагуляции и последующего осаждения скоагулированных частиц при умеренной интенсивности звука составляет несколько десятков секунд. При очень

высокой интенсивности звука коагуляция завершается в течение нескольких секунд, однако из-за неустойчивости звукового поля крупные хлопья не образуются. На определенных промежутках вдоль камеры возникают крутящиеся туманообразные гроздя частиц дыма, а вдоль стенок появляются и исчезают гребешки\*.

Если аэрозоль просасывается через камеру озвучивания, т. е. находится в *текущем* состоянии, то описанная выше картина просветления аэрозоля и образования и хаотического перемещения агрегатов частиц разворачивается не во времени, а в пространстве, т. е. по ходу движения аэрозоля через камеру озвучивания. На входе в камеру озвучивания мы видим первичный аэрозоль, а на выходе — скоагулированный, просветленный аэрозоль. При этом все описанные локальные явления отсутствуют не только при бегущей, но и при стоячей волне. Это объясняется, во-первых, тем, что время прохождения аэрозолем участков УК — ПК очень незначительно, а во-вторых, тем, что вектор скорости дрейфа частиц и вектор акустического течения попеременно меняют свой знак на обратный при переходе от одного участка УК — ПК к другому.

При наблюдении коагулирующего в звуковом поле аэрозоля через ультрамикроскоп удается заметить несколько большие детали поведения частиц. Видно, что они принимают участие в колебательном движении среды, хотя, впрочем, и этот факт трудно заметить, так как частицы стремительно уносятся из поля зрения. Несколько избежать последнего можно, рассматривая аэрозоль близлучности колебаний, где скорость дрейфа частиц приближается к нулю. Однако и в этом случае непосредственно наблюдать элементарный акт сближения и



Рис. 44. Аэрозоль хлористого аммония на различных стадиях коагуляции в стоячей звуковой волне ( $f = 10$  кгц)

\* Осевшие гребешки нетрудно «смыть» со стенок, изменяя частоту колебаний.

агрегирования частиц друг с другом не удается из-за чрезмерной быстроты и сложности движения частиц в звуковом поле, за которым человеческий глаз не в состоянии уследить.

Большие возможности в этом отношении предоставляет кино съемка процесса. Такого рода исследование было проведено еще Брандтом, Фройндом и Хидеманом [9, 170]. Скорость кино съемки составляла 25 кадров в секунду. На рис. 45 представлены заимствованные из указанной работы восемь последовательно снятых по методу темного поля микрофотографий процесса акустической коагуляции табачного дыма, выбранных авторами из полной серии снимков. На первом кадре (а) изображен аэрозоль до начала озвучивания. Второй кадр (б) снят тотчас после включения источника звука — магнитострикционного излучателя, работающего от лампового генератора на частоте 10 кГц; видно что частицы пришли в колебательное движение. Четыре следующих кадра (в, г, д и е) изображают последовательные стадии процесса акустической коагуляции аэрозоля; отчетливо видно, что частицы участвуют в циркуляционном движении среды и совершают, кроме того, еще какое-то движение, детали которого не ясны (об этом свидетельствует размытость снимка). От снимка к снимку частицы становятся все крупнее и крупнее и пробегают по все большей части поля зрения. Последние два кадра (ж и з) сняты после отключения источника звука; они отражают процесс осаждения скоагулированных частиц под действием силы тяжести.

На основании проведенных исследований авторы подразделяют процесс акустической коагуляции аэрозолей на две стадии. В первой стадии частицы колеблются под действием звука и участвуют в общей циркуляции газа, возрастая в размерах путем соударений друг с другом. Во второй стадии, когда частицы достигают такого

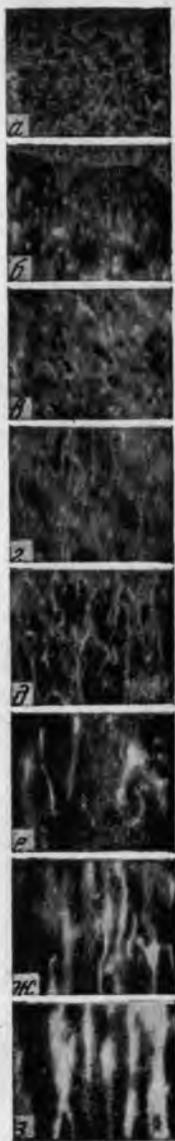


Рис. 45. Микрокиноснимки последовательных стадий процесса акустической коагуляции дыма (время экспозиции 0,04 сек)

а — перед озвучиванием; б — в момент включения звука; в, г, д, е — последовательные фазы укрупнения частиц; ж, з — оседание укрупнившихся частиц после выключения звука

укрупнения, что амплитуда их колебаний снижается до малых долей амплитуды колебаний газа, они внезапно перестают вообще колебаться и начинают двигаться по неправильным, часто сильно изогнутым зигзагообразным (в случае сферических частиц) или спиралеобразным (в случае частиц неправильной формы) траекториям. На этой стадии процесса (если дело доходит до нее) коагуляция аэрозоля происходит вследствие сближения неколеблущихся частиц, а также соударений между неколеблущимися и оставшимися колеблющимися частицами.

Авторы утверждают, что своими исследованиями им удалось зафиксировать элементарные процессы коагуляции аэрозолей в звуковом поле. С этим трудно согласиться, так как в каждом кадре укладывалось около 400 циклов колебаний, что, естественно, не давало возможности проследить траектории движения взаимодействующих частиц\*. Тем не менее, опираясь на сведения об элементарных процессах взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле, полученные в предыдущей главе, можно воспроизвести схему протекания процесса акустической коагуляции аэрозолей с достаточной степенью достоверности.

Из упомянутых сведений прежде всего можно заключить, что будь аэрозоли монодисперсны, озвучивание дало бы весьма незначительный эффект. Действительно, в этом случае имеют место лишь два вида взаимодействия: аттракционное и диффузионное. Однако скорость аттракционного взаимодействия при непосредственной близости частиц ( $s = 2r$ ) равна нулю, и, следовательно, оно не может служить причиной соприкосновения, а значит, и агрегации частиц. Скорость же диффузионного взаимодействия равновеликих частиц в звуковом поле того же порядка, что и скорость диффузионного взаимодействия частиц в обычном турбулентном потоке, т. е. незначительна.

Между тем опыт показывает, что в звуковом поле коагуляция аэрозольных частиц происходит несравненно быстрее, чем в турбулентном потоке (при тех же значениях турбулентных характеристик). Это свидетельствует о том, что интенсифицирующее действие звука на процесс коагуляции аэрозолей в большей степени обязано тому обстоятельству, что все аэрозоли полидисперсны и, следовательно, между их частицами существует различие в размерах, а тем самым и различие в скоростях колебательного движения. При этом заметим следующее: как бы ни была мала разница в размерах двух разновеликих частиц, при озвучивании между ними обычно возникает вполне ощутимое

---

\* В Акустическом институте АН СССР недавно была сделана попытка скоростной микрокиносъемки процесса акустической коагуляции аэрозолей со скоростью до 5000 кадров в секунду. Однако в первых опытах удалось заснять лишь процесс образования пространственных комплексов частиц, о чем уже сообщено в § 11.

различие в скоростях колебательного движения (если частицы достаточно активно увлекаются в колебательное движение среды). Покажем это на конкретном примере.

Наиболее изодисперсным аэрозолем, опробованным в качестве объекта коагулирующего действия звука, является, по-видимому, описанный в работах [94, 95] высокодисперсный туман диоктилфталата; радиус его капелек лежал в пределах 0,16—0,48  $\mu$ , средний радиус составлял 0,28  $\mu$ . Частота колебаний равнялась 13 кгц. При этих условиях степень увлечения частиц была очень высока, составляя для частиц наименьшего, среднего и наибольшего размеров соответственно  $\mu_{\rho_1} = 1,0$ ,  $\mu_{\rho_2} = 0,997$  и  $\mu_{\sigma_3} = 0,975$ , так что арифметическое различие в амплитудах колебаний этих частиц не превышало  $\mu_{13} = 2,5\%$ . Это дало повод автору работы утверждать [93], что в данном аэрозоле практически отсутствовало различие в скоростях колебательного движения частиц, а следовательно, исключалось ортокинетическое взаимодействие частиц. Между тем подсчет степени относительного движения частиц по формуле (10.3), учитывающей различие в сдвиге фаз колебаний частиц, дает иные результаты:  $\mu_{12} = 7,7\%$ ,  $\mu_{23} = 15\%$  и  $\mu_{13} = 22,4\%$  колебательной скорости газа. Это весьма большие значения, в особенности, если учесть, что избранная частота колебаний была крайне далека от определяемых по формуле (10.10) оптимальных значений частоты (296, 99 и 17 кгц).

В полидисперсных аэрозолях имеют место все рассмотренные нами виды взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле, причем роль каждого из них специфична. Для лучшего понимания этого заметим, что для того, чтобы из первичных частиц образовался агрегат радиуса порядка  $r = 10—20 \mu$ , частицы должны преодолеть расстояние порядка 500—1000  $\mu$  [это вытекает из формулы (9.5)]. Как видим, это расстояние весьма значительно и притом гораздо больше среднего расстояния между первичными частицами, а также амплитуды колебательного движения среды. Обеспечить приближение так далеко отстоящих от центра коагуляции частиц может только диффузионное взаимодействие, обусловленное турбулизацией озвученной среды. Однако по мере уменьшения расстояния между частицами скорость их диффузионного сближения, как мы знаем, быстро падает и на ближних подступах к агрегационному объему крупной частицы становится ничтожно малой. Здесь на сцену выступает явление самоцентрирования малых частиц близ крупной частицы, и поэтому скорость приближения малых частиц к агрегационному объему резко повышается (за исключением средней части агрегационного объема, где частицы отталкиваются и затем подаются акустическим течением и диффузионным путем в крайние части объема). Скорость самоцентрирования малых частиц такова, что они достигают агрегационного объема в малые

доли секунды, тем более что этому содействует аттракционное взаимодействие частиц и ортокинетический механизм пульсационного взаимодействия.

Когда малая частица вступает в агрегационный объем крупной частицы, ее движение мгновенно (в течение периода колебания или менее) завершается ортокинетическим соударением с крупной частицей. Как видим, заполнение агрегационного объема совершается непрерывно, а опорожнение периодически.

Описанная схема протекания процесса акустической коагуляции аэрозолей в приложении к модели бидисперсного аэрозоля приведена на рис. 46. Здесь цифрой 1 обозначена крупная частица, являющаяся центром коагуляции, а остальными цифрами — малые равновеликие частицы, расположенные в различных характерных точках окружающего пространства, колеблющиеся относительно крупной частицы с амплитудой  $A_{12}$ . Точечным пунктиром обозначены контуры агрегационного объема крупной частицы, а пунктирной линией — условные контуры предагрегационного объема, в котором имеет силу явление самоцентрирования частиц ( $R_{\text{диф}}$  — усредненный радиус этого объема). Зигзагообразными стрелками с индексом  $V_{\text{сц}}$  обозначен подвод малых частиц путем самоцентрирования в агрегационный объем, а аналогичными стрелками с индексом  $V_{\text{рц}}$  — явление саморасцентрирования частиц. Прямыми стрелками с индексом  $V_{\text{атт р}}$  обозначен аттракционный подвод малых частиц, совместно с акустическим течением, а стрелками с индексом  $V_{\text{орт}}$  — подвод частиц по ортокинетическому механизму пульсационного взаимодействия. Стрелки с индексом  $D_{\text{турб}}$  обозначают диффузионный подвод малых частиц в предагрегационный объем. Такова схема протекания *быстрой* коагуляции аэрозолей, наблюдающейся в оптимальном диапазоне частот, когда имеет место ощутимое различие в скоростях колебательного движения частиц\*.

Если указанное различие отсутствует, а это неизбежно при озвучивании грубодисперсных и коагулированных тонкодисперсных аэрозолей, агрегирование частиц протекает по иной схеме. В данном случае сохраняется определенное различие лишь в скоростях дрейфа частиц и последние агрегируют друг с другом

\* Недавно А. И. Гуляев и В. М. Кузнецов [31] установили факт коагуляции аэрозолей под действием периодических ударных волн (одиночная ударная волна, как показал Е. Ричардсон [257], ощутимого эффекта не дает). Механизм коагуляции аэрозолей в этом случае, по-видимому, сходен с описанным выше. Мы заключаем это из того, что интенсивность турбулентности при примененной авторами амплитуде давления (0,3 атм) достигала примерно тех же значений, что и в акустическом поле (4—6%) и, следовательно, эффективность коагуляции по чисто турбулентному механизму, описанному В. Г. Левичем [68, 69], недостаточна для объяснения полученных высоких результатов. Утверждать же, что могло иметь какое-то особое значение наличие косых скачков уплотнения, по-видимому, нет оснований.

по ортокинетическому механизму, одновременно осаждаюсь под действием собственного веса. В стоячей волне при этом происходит локальное скопление частиц на стенках в узлах колебаний. Оно обусловлено тем, что в этих местах образуется «мертвая»

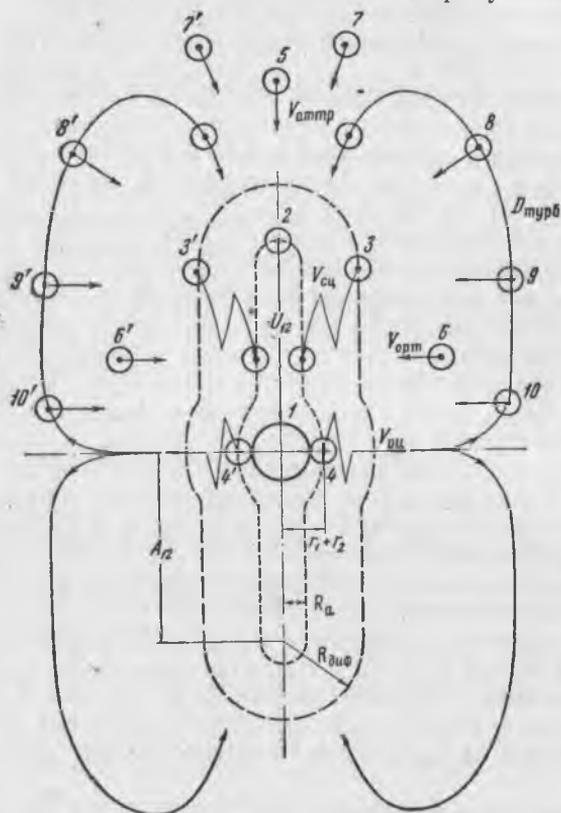


Рис. 46. Схема протекания процесса акустической коагуляции аэрозолей

зона между двумя встречными акустическими течениями и движущиеся совместно с ними крупные частицы, совершая поворот, выпадают под действием центробежной силы в указанную зону.

Поскольку скорость дрейфа частиц незначительна по сравнению с колебательной скоростью, скорость описанной ортокинетической коагуляции аэрозолей очень невелика. В связи с этим данную разновидность коагуляции аэрозолей в звуковом поле мы называем в дальнейшем *медленной коагуляцией аэрозолей*. Этим же термином мы обозначаем также коагуляцию равно-великих частиц, для которой характерен замедленный темп протекания актов агрегирования.

## § 15. УРАВНЕНИЕ КИНЕТИКИ ПРОЦЕССА

Положив в основу схемы протекания процесса акустической коагуляции аэрозолей взаимодействие разновеликих частиц, мы тем самым устанавливаем, что скорость рассматриваемого процесса связана линейной зависимостью со счетной концентрацией частиц. Покажем это на примере бидисперсного аэрозоля.

Модель бидисперсного аэрозоля, конечно, не является полным эквивалентом полидисперсной системы, однако она содержит ее главную отличительную особенность — различие в размерах частиц, и всякий полидисперсный аэрозоль, вообще говоря, можно представить в виде комбинации подобного рода бидисперсных систем.

Пусть в нашем бидисперсном аэрозоле в начальный момент содержится  $n_{10}$  крупных частиц и  $n_{20}$  малых частиц на единицу объема. При этом предполагается, что  $n_{20} \gg n_{10}$ , так как иначе невозможно сколько-нибудь ощутимое укрупнение частиц (см. § 9).

В соответствии со сказанным в предыдущем параграфе предполагается, что частицы равных размеров не агрегируют между собой и уменьшение счетной концентрации частиц в ходе процесса коагуляции достигается лишь за счет налипания малых частиц на крупные.

Чтобы составить кинетическое уравнение процесса акустической коагуляции нашего аэрозоля, достаточно обратиться к формальной кинетике гомогенных химических реакций, которая утверждает следующее [43]: скорость реакции пропорциональна произведению концентраций реагирующих веществ, причем каждая из концентраций участвует в степени, в простейших случаях равной коэффициенту перед формулой данного вещества в уравнении реакции. Механизм реагирования веществ при этом, как известно, совершенно не оговаривается. Это позволяет распространить приведенное правило на случай коагуляции нашего бидисперсного аэрозоля, который, кстати сказать, формально весьма сходен со случаем реагирования молекул двух газобразных веществ. Специфической особенностью нашего случая является то, что концентрация одного из «веществ», а именно крупных частиц, в ходе процесса остается неизменной:  $n_1 = n_{10} = \text{const}$ . Учитывая это и то, что «коэффициенты перед формулой каждого вещества» в нашем случае равны единице, выражение для скорости процесса акустической коагуляции аэрозоля должно быть записано так:

$$\frac{dn}{dt} = -K_a n, \quad (15.1)$$

где  $n$  — концентрация частиц (учитывая, что  $n_2 \gg n_1$  можно считать, что общее число частиц  $n$  и число малых частиц  $n_2$  суть

одно и то же);  $t$  — время озвучивания;  $K_a$  — коэффициент акустической коагуляции аэрозоля, являющийся функцией физических характеристик аэрозоля и параметров звукового поля. Как видим, уравнение процесса акустической коагуляции аэрозолей по форме совпадает с уравнением мономолекулярной химической реакции.

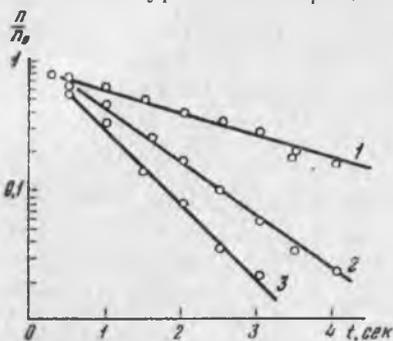


Рис. 47. Зависимость скорости акустической коагуляции парафинового тумана от счетной концентрации частиц ( $f=10$  кгц)

1 — при  $J=0,0066$  вт/см<sup>2</sup>; 2 — при  $J=0,06$  вт/см<sup>2</sup>; 3 — при  $J=0,10$  вт/см<sup>2</sup>

Заметим, что если бы в основе процесса акустической коагуляции аэрозолей лежало взаимодействие равновеликих частиц, то скорость процесса была не в линейной, а в квадратичной зависимости от текущей концентрации частиц. Соответствующее уравнение кинетики совпадало бы с уравнением бимолекулярной химической реакции, подобно тому как это имеет место при броуновской коагуляции аэрозолей [см. уравнение (9.2)]. Это противоречило бы всем экспери-

ментальным данным по кинетике процесса акустической коагуляции аэрозолей, к рассмотрению которых мы переходим. Однако прежде проинтегрируем уравнение (15.1), приняв, что в начальный момент времени  $t=0$  счетная концентрация частиц равна  $n=n_0$ :

$$n = n_0 e^{-K_a t} \quad (15.2)$$

Устанавливаемая этим уравнением экспоненциальная зависимость счетной концентрации частиц от коэффициента коагуляции и времени озвучивания находится в хорошем согласии с экспериментальными данными по акустической коагуляции аэрозолей.

Впервые зависимость (15.2) экспериментально выявлена Брандтом [161] в опытах акустической коагуляции тумана парафинового масла, проведенных на частоте 10 кгц. Радиус капелек тумана лежал в пределах 0,2—1,9  $\mu$  (преимущественно 0,8—0,9  $\mu$ ), а их весовая концентрация составляла 15—20 г/м<sup>3</sup>. Результаты этих опытов приведены на рис. 47. Согласно представленным кривым, для коэффициента коагуляции получаются следующие значения:

при $J=0,0067$ вт/см <sup>2</sup>	$K_a=0,43,$
» $J=0,06$ вт/см <sup>2</sup>	$K_a=0,92,$
» $J=0,11$ вт/см <sup>2</sup>	$K_a=1,28.$

Чтобы иметь возможность сравнивать между собой коэффициенты коагуляции различных аэрозолей, мы будем в дальнейшем относить их к нормальной интенсивности звука  $J=0,1$  вт/см<sup>2</sup> и называть такой коэффициент «нормальным» коэффициентом коагуляции аэрозоля. В данном случае нормальный коэффициент коагуляции равен  $K_a \approx 1,25$ .

Иноуэ [37] приводит как подтверждение зависимости (15.2) также результаты опытов Сент-Клера [179, 181], проведенных с дымом хлористого аммония на частоте 10—20 кгц. Однако нам представляется, что это не вполне правомерно, так как в опытах контролировался не непосредственно размер коагулирующих частиц, а изменение интенсивности рассеиваемого ими света, что в данном случае отнюдь не равнозначно.

С большой убедительностью демонстрируют зависимость (15.2) опыты по акустической коагуляции тумана диоктилфталата, проведенные недавно Б. Ф. Подошевиным [94, 96]. Туман диоктилфталата получался в аэрозольном генераторе Ламера. Радиус капелек тумана лежал в пределах 0,16—0,48 м (преимущественно 0,28 м). Весовая концентрация составляла 1,8—2,1 г/м<sup>3</sup>, частота акустических колебаний (излучаемых электродинамическим излучателем типа Сент-Клера) — 13 кгц.

В результате опытов автор получил следующую зависимость счетной концентрации капелек от экспозиции озвучивания  $pt_0$  ( $p$  — звуковое давление в килобарах):

$$\frac{n}{n_0} = e^{-0,08pt_0 + 0,0002 (pt_0)^2} \quad (15.3)$$

Второй, квадратичный член показателя экспоненты при нормальной и даже повышенной интенсивности звука ( $J = 0,1—1,0$  вт/см<sup>2</sup>) и умеренном времени озвучивания ( $t \leq 15—20$  сек) крайне мал по сравнению с первым членом. Поэтому практически вторым членом можно пренебречь, после чего получается зависимость вида (15.2). Нормальный коэффициент коагуляции получается при этом равным  $K_a = 0,08$   $p = 0,08 \cdot 6,4 \approx 0,5$ .

Изменение дисперсного состава в ходе озвучивания характеризуют кривые распределения размеров частиц по числу, представленные на рис. 48. Как видим, в ходе коагуляции максимум перемещается сравнительно мало, несмотря на то, что доля крупных частиц возросла весьма значительно.

Об экспоненциальном характере уравнения, описывающего кинетику процесса акустической коагуляции аэрозолей, свидетельствуют также результаты обширных опытов полупромышленного масштаба по звукоинерционному осаждению различных промышленных аэрозолей, проведенных Ояма, Иноуэ, Савахата и Окада. Сведения об этих опытах приведены нами в § 20 (см. рис. 68 и табл. 18).

Наиболее подробно исследована авторами акустическая коагулируемость тумана крекинг-газа. Радиус частиц этого аэрозоля лежал в пределах  $0,5—5,0\mu$  (преимущественно  $3,0—3,5\mu$ ), весовая концентрация колебалась в пределах  $6—15\text{ г/м}^3$ . Оптимальная частота колебаний составляла  $4\text{ кгц}$ . По расчетам авторов [259], нормальный коэффициент коагуляции данного аэрозоля в созданной ими промышленной установке составлял  $K_a=0,35—0,37$ .

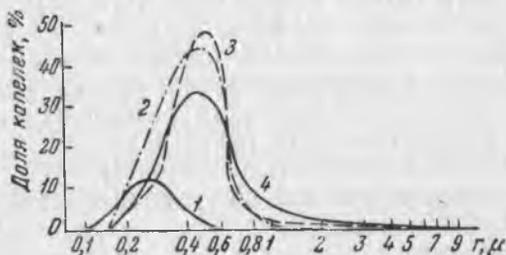


Рис. 48. Изменение дисперсного состава тумана диоктилфталата при озвучивании ( $f=13\text{ кгц}$ ;  $p=8600\text{ бар}$ )

1— начальное распределение размеров капелек ( $n=1,82\text{ г/м}^3$ ); 2— после озвучивания в течение  $t_0=2,3\text{ сек}$ ; 3— то же,  $t_0=8,75\text{ сек}$ ; 4— то же,  $t_0=14,8\text{ сек}$

Кратко остановимся на физическом содержании коэффициента акустической коагуляции аэрозолей  $K_a$ . Формальная кинетика дает возможность установить лишь одно: коэффициент пропорционален счетной концентрации  $n_{10}$  крупных частиц, являющихся центрами коагуляции:

$$K_a = K_{a1}n_{10}. \quad (15.4)$$

Однако, опираясь на схему протекания процесса, описанную в предыдущем параграфе, можно дополнить это представление, хотя следует заметить, что ввиду сложности движения малых частиц законченное аналитическое решение задачи пока затруднительно.

На каждую крупную частицу осаждаются, как мы уже знаем, все те малые частицы, которые попадают в агрегационный объем крупной частицы, очерченный на рис. 46 точечным пунктиром. Этот объем можно приблизительно представить себе в виде нормального кругового цилиндра, сечение которого равно  $\Delta\pi r_1^2$ , а высота —  $2A_{12}$ , так что объем его составляет величину  $Q = 2\Delta\pi r_1^2 A_{12}$ .

Концентрация малых частиц  $n_a$ , заполняющих агрегационный объем, прямо пропорциональна средней концентрации частиц в окружающем пространстве:  $n_a = \beta n$ , где  $\beta$  — коэффициент запол-

нения, не поддающийся пока аналитическому определению ( $\beta < 1$ ). Общее количество малых частиц  $\Delta n$ , захватываемых крупными частицами за время  $\Delta t$ , равно

$$\Delta n = -2Q_a \beta n n_{10} f \Delta t = -2\beta n_{10} r_1^2 \mu_{12} \beta U_g n \Delta t. \quad (15.5)$$

Отсюда вытекает, что скорость акустической коагуляции аэрозоля можно выразить уравнением (15.1), если положить коэффициент  $K_a$  равным

$$K_a = 2\beta n_{10} r_1^2 \mu_{12} U_g. \quad (15.6)$$

Из всего изложенного следует, что коэффициент акустической коагуляции бидисперсного аэрозоля представляет собой долю малых частиц, захватываемых всеми крупными частицами в единицу времени.

Процесс *медленной* коагуляции аэрозолей, обусловленной различием в скоростях дрейфа, определяется также уравнением (15.1), но коэффициент акустической коагуляции выражается при этом так:

$$K_a = \mathcal{E} \pi r_1^2 (V_1 - V_2) n_{10}, \quad (15.7)$$

где  $V_1$  и  $V_2$  — скорость дрейфа соответственно крупной и малой частиц. К этому уравнению нетрудно прийти, приняв, что каждая крупная частица в ходе дрейфа захватывает те малые частицы, которые находятся в цилиндре сечением  $\mathcal{E} \pi r_1^2$  и высотой, равной разности  $V_1 - V_2$ .

## § 16. ВЛИЯНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НА КИНЕТИКУ ПРОЦЕССА

Рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные о влиянии физических характеристик аэрозоля и параметров звукового поля на кинетику рассматриваемого процесса, присовокупив к ним отдельные теоретические соображения по данному вопросу.

Агрегатное состояние, плотность и структура аэрозольных частиц. Твердые частицы укрупняются несколько быстрее, чем жидкие частицы равной дисперсности, плотности и концентрации. Это обусловлено тем, что твердые частицы агрегируют в более объемистые, чем капельки, хаотические рыхлые скопления частиц в виде хлопьев, цепочек и т. п. Осадительная способность образующихся агрегатов частиц, несмотря на сильное понижение кажущейся плотности, выше, чем осадительная способность капелек равного веса. Это вытекает непосредственно из выражения для времени релаксации частиц

(4.4), в которое размер частицы входит в квадрате, а ее плотность только в первой степени.

Однако сухие агрегаты твердых частиц обладают пониженной устойчивостью в турбулизованном потоке, вследствие чего могут частично разрушаться, поступая позже в циклон или иной инерционный осадитель [206], где интенсивность турбулентности очень высока ( $\epsilon = 10^9 \div 10^{10}$ ). В особенности это относится к аэрозольным частицам низкой дисперсности, которые слипаются друг с другом, в соответствии с теоретическими исследованиями Б. В. Дерягина, несравненно слабее, чем высокодисперсные частицы.

Если интенсивность звука очень высока ( $J \geq 1,0 \text{ вт/см}^2$ ), то сухие агрегаты частиц могут частично разрушаться и непосредственно в звуковом поле, однако к этому склонны лишь очень крупные конгломераты, на концах которых создается достаточно ощутимое различие в величине звукового давления или скорости турбулентных пульсаций. На результатах последующего осаждения указанное сказывается, по-видимому, мало, поскольку образующиеся при разрыве агрегата «осколки» еще настолько крупны, что осаждаются с не меньшим успехом. Об этом свидетельствует тот факт, что с повышением интенсивности звука эффективность осаждения коагулируемых аэрозолей неизменно возрастает, а не падает (ср., например, результаты звукоинерционного осаждения газовой сажи при интенсивностях 0,5 и 1,0  $\text{вт/см}^2$ , приведенные ниже в § 20).

Плотность первичных частиц, видимо, не играет значительной роли, хотя прямых экспериментальных доказательств этого не имеется. Наверное, это объясняется тем, что изменение плотности вызывает прямо противоположные явления. С одной стороны, с повышением плотности происходит, согласно (11.13), повышение скорости инерционного самоцентрирования частиц, а тем самым коэффициента коагуляции; кроме того, оптимальное значение частоты сдвигается в сторону низших частот, при которых звукопоглощение среды меньше. С другой стороны, повышение плотности частиц означает, согласно (9.1), понижение счетной концентрации частиц, которая входит в кинетическое уравнение процесса непосредственно и косвенно, как множитель в выражении для коэффициента коагуляции.

Не отмечено также специфического влияния формы первичных частиц на скорость процесса. С примерно одинаковым успехом коагулируют в звуковом поле частицы сферической формы (капельки тумана, сажа), кубической формы (окись магния), иглообразной формы (окись цинка) и т. п. В целом можно констатировать, что физические характеристики аэрозольных частиц оказывают сравнительно небольшое влияние на кинетику процесса акустической коагуляции аэрозолей.

Дисперсный состав и весовая концентрация аэрозольных частиц. Высокодисперсные аэрозоли коагу-

лируют несравненно интенсивнее, чем аэрозоли средней и тем более низкой дисперсности. Это вытекает непосредственно из кинетического уравнения процесса (15.1), рассматриваемого с учетом данных о коэффициенте акустической коагуляции, приведенных в предыдущем параграфе, и соотношения (9.1) для счетной концентрации частиц.

С уменьшением размера частиц коэффициент акустической коагуляции изменяется сравнительно мало, зато счетная концентрация частиц резко возрастает, что и предопределяет ускорение процесса. Физически это можно объяснить следующим: с увеличением дисперсности частиц суммарная площадь поперечных сечений частиц резко возрастает (экспериментальным свидетельством является резкое уменьшение прозрачности аэрозоля); с нею резко возрастает объем, «прочесываемый» колеблющимися частицами, вследствие чего возрастает и вероятность соударений частиц друг с другом.

Однако для укрупнения частиц высокодисперсных аэрозолей до размеров, эффективно осаждаемых гравитационным или инерционным путем, требуется огромное число актов агрегации. Например, для укрупнения капелек радиуса  $r_0 = 0,1 \mu$  до радиуса  $r = 10 \mu$  требуется, согласно (9.8),  $\left(\frac{10}{0,1}\right)^3 = 1\,000\,000$  актов.

Для такой операции необходимо значительное время озвучивания, а следовательно, и расход энергии. Если известен коэффициент акустической коагуляции, то потребное время озвучивания может быть найдено исходя из (15.2) по следующим формулам:

для туманов

$$t_0 = \frac{3}{K_a} \ln \left( \frac{r}{r_0} \right), \quad (16.1)$$

для дымов и пылей (требующих поправки на снижение плотности агрегатов частиц).

$$t_0 = \frac{3}{K_a} \ln \left[ \left( \frac{\rho_p}{\rho_p'} \right) \frac{r}{r_0} \right]. \quad (16.2)$$

Из этих формул видно, что с увеличением дисперсности частиц потребное время озвучивания быстро возрастает. Например, для укрупнения капелек высокодисперсного тумана диоктилфталата ( $r_0 = 0,28 \mu$ ) до улавливаемого в циклонах радиуса ( $r = 5 \div 6 \mu$ ) при нормальной интенсивности звука  $J = 0,1 \text{ вт/см}^2$ , когда  $K^2 = 0,50$ , требуется, согласно (16.1),  $t_0 \approx 18 - 20 \text{ сек}$ .

Снизить время озвучивания можно, повысив интенсивность звука. Так, при повышении интенсивности звука до  $J=1 \text{ вт/см}^2$  коэффициент коагуляции повышается, согласно (15.6), до  $K_a=1,6$ , благодаря чему время озвучивания сокращается до  $t_0 \approx 6$  сек. Для практики это время более или менее приемлемо, однако обуславливает увеличение расхода энергии на озвучивание единицы объема аэрозоля более чем в три раза [см. формулу (20.8)].

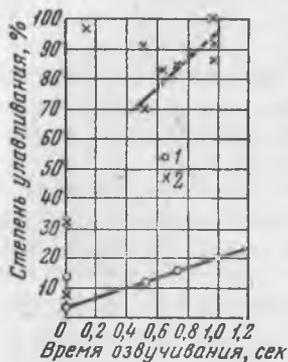


Рис. 49. Влияние добавки водяного тумана на эффективность акустической коагуляции газовой сажи ( $p_c = 0,35 \text{ ат.м.}$ ;  $f = 2,1 \text{ кгц}$ )  
1 — в сухом виде; 2 — после введения водяного тумана

каждый агрегат из меньшего объема аэрозоля, т. е. преодолевая меньшие расстояния к центру коагуляции.

Установлено, что при концентрации ниже  $2-5 \text{ г/м}^3$  эффективность процесса резко снижается. В этих случаях хороший эффект производит впрыскивание в слабоконцентрированный аэрозоль распыленной воды — орошение аэрозоля. При этом эффективность коагуляции и последующего осаждения частиц резко возрастает, что видно из рис. 49, на котором представлены результаты звукоинерционного осаждения аэрозоля газовой сажи в натуральном и орошаемом виде [273].

Интенсифицирующее действие орошения аэрозоля обусловлено в первую очередь тем, что при этом в аэрозоль вводится дополнительное число крупных центров коагуляции, улавливаемых в осадителе нацело, и лишь во вторую очередь — смачиванием сухих агрегатов частиц (если таковые имеются). Очень высокая концентрация частиц (свыше  $100 \text{ г/м}^3$ ) нежелательна, так как

В связи с изложенным для промышленной коагуляции наиболее благоприятной аэрозоли средней дисперсности, в особенности с радиусом частиц порядка  $r=2-4 \text{ м}$ . Аэрозоли, не содержащие частиц радиусом менее  $5-7 \text{ м}$ , коагулируют очень малоэффективно, в особенности это относится к аэрозольям с твердой фазой, отличающимся слабой слипаемостью частиц. Примерами могут служить летучая зола, минеральные пыли, получаемые путем механического распыления искусственные туманы и т. п., а также взвеси порошков («агрегированные» аэрозоли).

Сильное влияние на скорость процесса акустической коагуляции аэрозолей оказывает также весовая концентрация частиц. Чем выше весовая концентрация частиц, тем интенсивнее коагулирует аэрозоль, как это следует из уравнения (15.1) и соотношения (9.1). Физически это обусловлено тем, что при более высокой концентрации частицы образуют

при этом получается чрезмерно большое ослабление интенсивности звука с расстоянием и, как следствие, резкое падение скорости процесса акустической коагуляции аэрозоля.

Вязкость, температура и давление газобразной среды. Чем выше вязкость среды, тем выше значение оптимальной частоты колебаний [см. уравнение (10.5)] и тем ниже значение скорости инерционного самоцентрирования частиц [см. уравнение (11.13)]. Отсюда следует, что повышенные значения вязкости газобразной среды менее благоприятны для процесса акустической коагуляции аэрозолей.

Повышение температуры газобразной среды означает (см. уравнение (б) на стр. 74) повышение ее вязкости со всеми вытекающими отсюда последствиями, т. е. определенным понижением скорости акустической коагуляции аэрозоля. В остальном процесс протекает нормально, поэтому повышенные температуры не являются препятствием для использования процесса при очистке горячих газов.

Известны случаи успешной коагуляции аэрозолей при температуре 300—500°С и выше. Однако при этом необходимо серьезно позаботиться о том, чтобы доставить всю излучаемую акустическую энергию в аэрозоль, так как на границе смешения холодного сиренного воздуха и горячего аэрозоля происходит сильное отражение и рассеяние звуковых волн.

Повышение давления среды означает повышение ее плотности, а тем самым и ее акустического сопротивления. Это вызывает понижение колебательной скорости среды [см. уравнение (1.9)], которая, как будет показано ниже, связана с коэффициентом акустической коагуляции прямой пропорциональностью. Величина последнего резко понижается, а с нею понижается и скорость процесса. Чтобы сохранить коэффициент коагуляции на прежнем уровне, необходимо повысить интенсивность звука примерно во столько же раз, во сколько давление среды отличается от нормального давления. Экспериментально акустический метод коагуляции аэрозолей опробирован при высоких давлениях порядка 10 *ати* [86] и 50 *ати* [80].

В большинстве аэрозолей вязкость, температура и давление газобразной среды примерно идентичны, а именно близки к атмосферным условиям; поэтому эти характеристики, как правило, не определяют наблюдаемого различия в скорости акустической коагуляции аэрозолей.

Ч а с т о т а к о л е б а н и й. Экспериментально установлено, что частота колебаний оказывает очень существенное влияние на процесс акустической коагуляции аэрозолей. Об этом свидетельствуют лабораторные исследования процесса, а также описываемые в следующей главе крупномасштабные испытания акустического метода рассеяния туманов и звукоинерционного метода осаждения промышленных пылей, дымов и туманов.

Для иллюстрации на рис. 50 приведена установленная в лабораторных опытах Хорсли и Сиви (Ультразвуковая корпорация, США [156]) частотная зависимость уровня звука, необходимого для 50%-ного просветления искусственного водяного тумана, а на рис. 51 — частотная зависимость степени звукоинерционного осаждения некоторых промышленных аэрозолей, полученная Иноуэ совместно с Ояма, Савахата и Окада [38].

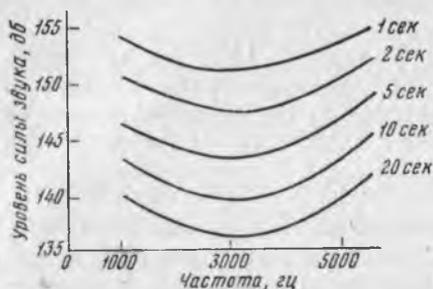


Рис. 50. Уровень силы звука, необходимый для 50%-ного просветления искусственного водяного тумана при различном времени озвучивания и частоте колебаний

Как видно из представленных графиков, для каждого аэрозоля существует оптимальная частота колебаний, при которой процесс акустической коагуляции протекает наиболее эффективно. Даже сравнительно небольшое отклонение частоты от оптимального значения резко сказывается на эффективности процесса. Так, в первом случае (рис. 50) сдвиг частоты на 2 кГц сверх оптимального значения (3,0—3,5 кГц) приводит к необходимости повышения уровня звука на 4 дБ или увеличения времени озвучивания тумана вдвое. Во втором случае (рис. 51) аналогичный сдвиг частоты влечет за собой повышение остаточной концентрации в полтора-два раза.

Из рис. 50 можно заключить, что значение оптимальной частоты не зависит ни от интенсивности звука, ни от времени озвучивания и, следовательно, является функцией лишь аэрозольных характеристик. При этом следует сразу же оговориться, что весовая концентрация аэрозольных частиц также не влияет на величину оптимальной частоты колебаний. Это показал Кавамура [210], который провел довольно обстоятельное исследование влияния акустических характери-

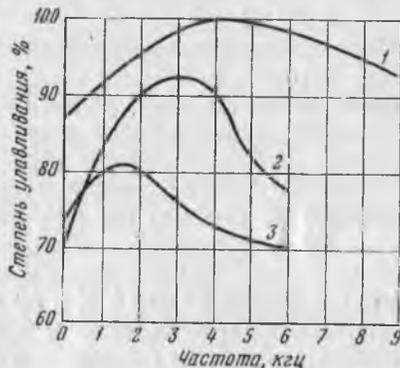


Рис. 51. Частотная зависимость звукоинерционного осаждения различных промышленных аэрозолей

- 1 — смола коксового газа ( $r = 0,5-5 \mu$ );
- 2 — агрегированная сажа ( $r = 0,5-15 \mu$ );
- 3 — туман разбавленной серной кислоты ( $r = 2,5-50 \mu$ )

Таблица 13

Аэрозоль	Радиус частиц* $r, \mu$	Оптималь- ная частота колеба- ний** $f_{\text{опт}}, \text{кГц}$	Автор
I. Лабораторные исследования			
Табачный дым	$\frac{0,2+2,5}{0,8}$	7—8	Кавамура [210]
Дым хлористого аммония	$\frac{0,3+2,6}{1,2}$	5—8	
Искусственный водный туман	—	5—6	Н. П. Тверской [115]
»           »           »	2,0	3—3,5	Хорсли и Сивн [156]
II. Промышленные испытания			
Печная газовая сажа	0,03—0,07	3,5—4,0	Стокс [272]
Агрегированная сажа	0,5—15,0	3,0	
Возгоны окиси цинка	$\frac{0,5+5,0}{2,5}$	3,0—3,5	Иноуз и др. [38, 246]
Туман коксового газа	$\frac{0,5+5,0}{2,5}$	3,5—4,0	
Туман крекинг-газа	$\frac{0,5+5,0}{3,0}$	3,5÷4,0	
Туман разбавленной серной кислоты	2,5—50	1,0—2,0	

\* В числителе указаны предельные значения радиуса, в знаменателе—преобладающий радиус.

\*\* Эффективность коагуляции аэрозолей в лабораторных исследованиях определялась по степени рассеяния света частицами, а в промышленных испытаниях—по степени инерционного осаждения частиц в циклонах.

стик на процесс акустической коагуляции табачного дыма и дыма хлористого аммония. К сожалению, в этом исследовании частотная зависимость процесса определялась по степени рассеяния света аэрозольными частицами, между тем как для проверки теоретических положений необходимо знание непосредственно скорости коагуляции  $dn/dt$ .

В табл. 13 приведены сводные данные о значениях оптимальной частоты процесса акустической коагуляции различных аэрозолей. Рассматривая эти данные, можно прийти к важному выводу: чем ниже дисперсность аэрозоля, тем ниже значение оптимальной частоты колебаний.

Этот вывод перекликается с выводом относительно степени увлечения аэрозольных частиц в колебательное движение среды, что дало повод Хютеру и Болту предложить для определения

Таблица 14

Тип тумана и место озвучивания	Преобладающий радиус капель $r, \mu$	Примененная частота колебаний $f, \text{кГц}$	Оценка результатов испытания	Коэффициент увлечения $\mu_p, \%$	Коэффициент обтекания $\mu_g, \%$
Искусственный неподвижный туман (вертикальная труба ( $\varnothing 150 \times 1000 \text{ мм}$ ))	4,0	0,5	Успех	85,5	52,0
Искусственный подвижный туман (горизонтальная труба ( $\varnothing 75 \times 3600 \text{ мм}$ ))	4,0	0,5	»	85,5	52,0
Искусственный неподвижный туман (прямоугольная камера $7400 \text{ см}^3$ ) . . . . .	2,0	3,5	»	68,8	72,9
То же (туннель $1,2 \times 2,1 \times 30 \text{ м}$ ) . . . . .	4,5	0,6	»	73,6	67,8
Искусственный туман (опыты Пальме)	7,5	8,5	Неудача	2,8	99,9
Искусственный неподвижный туман (плавательный бассейн $5600 \text{ м}^3$ ) . . . . .	1,0	0,7	»	99,8	5,3
Искусственный подвижный туман (камера $12,8 \times 14 \times 18 \text{ м}$ ) . . . . .	0,5	33	Успех	84,7	52,9
То же . . . . .	4,0	33	Неудача	2,7	99,9
» » . . . . .	0,5	9,5	»	98,4	17,9
То же, в ограниченной части камеры ( $400 \text{ м}^3$ ) . . . . .	4,0	9,5	Медленное просветление	8,7	99,6
Природный континентальный мало-подвижный туман (аэропорт Ланкен, США) . . . . .	6,0	0,44	Успех	64,1	76,7
Природный континентальный туман (Арката и Брейси-Коув, США) . . . . .	15	3,5	Неудача	1,7	99,98
Природный морской подвижный туман (Сандберг, США) . . . . .	5,0	0,44	Успех	77,0	64,0

оптимального значения частоты колебаний в воздушной среде следующую формулу [205]:

$$f_{\text{опт}} = \frac{22,4}{\rho_p r_m^2} \text{ кГц,}$$

где  $r_m$  — преобладающий радиус частиц в  $\mu$ . Это уравнение авторы получили из выражения для степени увлечения частиц (5.19), положив  $\mu_p = 0,50$ , для чего не было никаких сколько-нибудь серьезных оснований.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим данные о степени увлечения и заодно степени обтекания аэрозольных частиц в колебательное движение газа для различных коагулированных в звуковом поле аэрозолей.

В табл. 14 приведены сведения о степени увлечения и степени обтекания капелек природных и искусственных туманов, явив-

шихся объектами акустического метода рассеяния, рассматриваемого нами в § 18. Из этой таблицы видно, что в успешных опытах степень увлечения обычно лежала гораздо выше  $\mu_p=0,50$ , а именно составляла  $\mu_p=0,65-0,85$ . Этот факт Буше интерпретирует в работе [156] как веский довод в пользу ортокинетического взаимодействия частиц как основы процесса акустической коагуляции аэрозолей.

Опыты звукоинерционного осаждения промышленных туманов, рассматриваемые в § 20, дают иные значения коэффициентов увлечения, а следовательно, и коэффициентов обтекания капелек (табл. 15).

Таблица 15

Аэрозоль	Преобладающий радиус капле г, м	Плотность капле $\rho_p$ , г/м <sup>3</sup>	Вязкость газа $\eta$ , г·см <sup>-1</sup> ·сек <sup>-1</sup>	Оптимальная частота колебаний $f_{\text{опт}}$ , кгц	Теоретический коэффициент увлечения $\mu_p$ , %	Теоретический коэффициент обтекания $\mu_g$ , %
Сернокислотный туман . . . . .	7,5	1,7	$1,8 \cdot 10^{-4}$	1,0	15	99,0
Угледородный туман крекинга газа . . . . .	3	1,1	$1,0 \cdot 10^{-4}$	4,0	18	98,0
Смоляной туман коксового газа	2,5	1,2	$0,9 \cdot 10^{-4}$	3,5	27	96,5

Как видим, в этих опытах при оптимальной частоте колебаний степень увлечения лежала гораздо ниже  $\mu_p=0,50$ , а именно составляла  $\mu_p=0,15-0,27$ .

Из изложенного видно, что исходное положение, принятое при выводе предложенной формулы для оптимальной частоты колебаний процесса акустической коагуляции аэрозолей, произвольно, и не удивительно, что формула дает большие расхождения с опытом.

Еще большие расхождения с опытом дает формула Выжиковского  $f_{\text{опт}} = 7,64/\rho_p r^2 m$ , выведенная автором на основе слишком упрощенных представлений о процессе акустической коагуляции аэрозолей [295].

В том и другом случае имеется в виду расхождение с результатами главным образом лабораторных исследований процесса, поскольку в установках промышленного масштаба на величину оптимальной частоты колебаний оказывает влияние, как мы увидим ниже, не только дисперсность аэрозоля, но и фактор геометрического порядка.

Рассмотрим выражение (15.6) для коэффициента акустической коагуляции бидисперсных аэрозолей. Из входящих в это вы-

ражение величин зависит от частоты колебаний только степень относительного движения частиц  $\mu_{12}$  и, возможно, коэффициент заполнения агрегационного объема  $\beta$ . Если предположить, что последний слабо связан с частотой колебаний, то для определения ее оптимального значения можно бы использовать формулу (10.5)

$$f_{\text{опт}} = \frac{9\eta}{4\pi\rho_p r_2^2} r_{2\text{пр}}, \quad (16.3)$$

выведенную из условия максимального значения  $\mu_{12}$ . Для воздушной среды эта формула имеет вид

$$f_{\text{опт}} = \frac{13,2}{\rho_p r_2^2 \mu} r_{2\text{пр}}. \quad (16.3')$$

Практическое использование формулы (16.3), однако, встречает серьезные трудности, связанные прежде всего с тем, что реальные аэрозоли полидисперсны. Даже располагая кривой распределения размеров частиц аэрозоля, нелегко решить, какие цифры подставлять в формулу в качестве  $r_2$  и  $r_{2\text{пр}}$  (ясно лишь, что  $r_2 < r_m$ , а  $r_1 < r_{\text{макс}}$ ). При этом надо иметь в виду, что размеры частиц в ходе коагуляции возрастают, а это означает в соответствии с (16.3) непрерывное снижение значения оптимальной частоты колебаний. Отсюда вытекает, что значение оптимальной частоты колебаний зависит не только от начальных, но и от конечных размеров частиц.

Наблюдаемая в опытах оптимальная частота колебаний есть нечто *среднее* между мгновенными значениями оптимальной частоты колебаний в начале и конце процесса. В дополнение ко всему сказанному следует добавить, что в установках промышленного масштаба на величину оптимальной частоты колебаний начинает оказывать серьезное влияние геометрический фактор, а именно длина коагуляционной камеры. Особенно это сказывается при коагуляции высокодисперсных аэрозолей, в частности сажи.

Теоретическое значение оптимальной частоты колебаний в начальной стадии укрупнения частиц этих аэрозолей, получаемое по формуле (16.3), составляет десятки и сотни килогерц. Такие высокочастотные колебания, однако, с удалением от источника звука, затухают в газах настолько быстро, что протекающий через камеру аэрозоль большую часть времени фактически не озвучивается. Поэтому на практике более эффективными оказываются низкочастотные колебания, порядка 3—4 кгц и ниже, которые затухают несравненно слабее. Коагуляция первичных частиц, для которой требуются более высокие частоты, осуществляется при этом за счет гармоник, появляющихся при рас-

пространении звуковой волны, а частично содержащихся в спектре излучения применяемых источников звука. Такое мнение подтверждает отмеченный Буше [150, 151] и другими исследователями факт интенсифицирующего действия «добавки» высокочастотных колебаний в коагулятор.

Геометрический фактор сильно сказывается также в опытах акустического рассеяния природных туманов, где протяженность озвучиваемой зоны особенно велика. Значение оптимальной частоты колебаний здесь, как правило, еще ниже, чем в промышленных коагуляторах.

Связать все перечисленные факторы в одно единое целое в виде определенной функции крайне затруднительно. Поэтому пока что единственно надежным способом определения оптимальной частоты колебаний процесса акустической коагуляции аэрозолей является непосредственный эксперимент с натуральным аэрозолем и в рабочих условиях.

В работе [33] утверждается, что скорость акустической коагуляции аэрозолей вообще не зависит от значения применяемой частоты и рекомендуется поэтому проводить процесс при самых низкочастотных, а следовательно, очень слабо затухающих колебаниях [89]. Однако это является недоразумением, возникшим в связи с тем, что в опытах применялся не натуральный аэрозоль окиси цинка, а распыляемый порошок цинковых белил. Приготавливаемые таким образом аэрозоли содержат слипшиеся, скоагулированные агрегаты первичных частиц и в силу грубодисперсности агрегирование частиц в них происходит по типу *медленной* коагуляции (см. § 14), т. е. путем ортокинетических соударений разновеликих частиц, обусловленных различием в скорости их дрейфа. Об этом свидетельствует полученная авторами зависимость  $p^2 t_0 = \text{const}$ . При любом виде дрейфа скорость частицы  $V \sim p^2$  (см. табл. 5 в § 6), откуда вытекает, что  $p^2 t_0 \sim (V_1 - V_2) t_0 = L_{12} = \text{const}$  ( $L_{12}$  — длина пути крупных частиц относительно мелких).

Интенсивность звука. Установлено, что коэффициент акустической коагуляции находится в степенной зависимости от интенсивности звука. При не слишком высоких значениях интенсивности звука и времени озвучивания имеет место следующая пропорциональность:

$$K_a \sim J^{1/2}. \quad (16.4)$$

Впервые эту важную зависимость отметил Иноуэ [37], опираясь на экспериментальные данные Брандта и Фройнда [161, 163] и Неймана и Нортонна [239].

Учитывая соотношения (1.9) и (1.10), вместо пропорциональности (16.4) можно также написать:

$$K_a \sim \rho_g \sim u_g. \quad (16.4')$$

На рис. 52 представлена зависимость счетной концентрации частиц табачного дыма от произведения  $A_g t_0$  пропорционального  $J^{1/2} t_0$  и  $U_g t_0$ , заимствованная из опытов Брандта и Фройнда, на рис. 53 — зависимость степени укрупнения частиц хлористого титана от  $J^{1/2}$ , полученная в опытах Неймана и Нортон. Поскольку значения функции отложены по оси ординат каждого рисунка в логарифмическом масштабе, постольку связь между показателем экспоненты, в который входит коэффициент коагуляции, и значениями величин, отложенных по оси абсцисс, линейна.

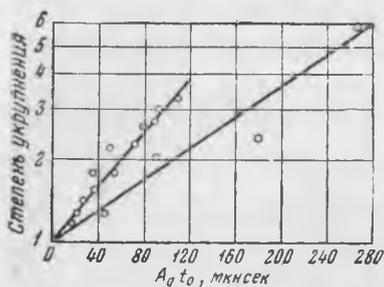


Рис. 52. Зависимость степени укрупнения частиц табачного дыма от произведения  $A_g t_0$  ( $f=10$  кгц)

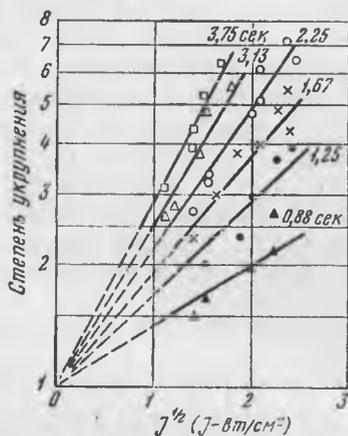


Рис. 53. Зависимость степени укрупнения частиц четыреххлористого титана от величины  $J^{1/2}$  ( $f=1,6$  кгц)

На наличие приведенных зависимостей указывают также результаты опытов Б. Ф. Подошвенникова по акустической коагуляции тумана диоктилфталата, о которых уже говорилось выше [формула (15.4)]. Согласно формуле (15.4), при увеличении экспозиции озвучивания  $pt_0$  свыше 400—500 килобарсек коэффициент акустической коагуляции растет все медленнее и медленнее. При этом, как мы знаем (см. § 1), одновременно быстро возрастает звукопоглощение среды. По этим причинам использование очень высоких интенсивностей звука при промышленной коагуляции аэрозолей экономически нецелесообразно. Чаще всего используется интенсивность звука порядка 0,1  $вт/см^2$ , или, что то же, звуковое давление порядка 6400 бар.

Структура звукового поля. В поле стоячей звуковой волны укрупнение аэрозольных частиц протекает несомненно несколько более ускоренным образом, чем в поле бегущей волны. Это обусловлено тем, что в стоячей волне амплитуда колебательной скорости выше (при той же мощности излучателя звука) и происходит некоторое, пусть незначительное (см. § 17), увеличение счетной концентрации частиц. Кроме того, в поле

стоячей звуковой волны можно достичь большего укрупнения частиц, что, правда, в практике не требуется. Все сказанное относится, естественно, лишь к случаю акустической коагуляции неподвижных аэрозолей, так как в противном случае локальные явления, как мы знаем (см. § 14), не возникают.

Можно утверждать, что если длина камеры озвучивания достаточно велика, то при движении аэрозоля против источника звука достигаются лучшие результаты, чем при прямом движении. Это вытекает из того, что при обратном движении аэрозоль подвергается вначале действию гармонических составляющих звуковой волны, т. е. более высоких частот. Экспериментальное подтверждение указанного факта пока отсутствует. Работа [94], в которой была сделана попытка решить этот вопрос, не показала различия в результатах озвучивания «прямого» и «обратного» аэрозоля, что, по-видимому, объясняется малой длиной камеры озвучивания.

Геометрические размеры камеры озвучивания, а тем самым звукового поля оказывают влияние на скорость процесса акустической коагуляции аэрозолей не только в случае их реверса. Чем длиннее камера озвучивания, тем больше гармонических составляющих в звуковой волне и сильнее затухание звука, посылаемого в камеру, а следовательно, тем меньше значение средней интенсивности звука в камере по сравнению с ее номинальной интенсивностью, относимой, как правило, к выходному сечению источника звука. В соответствии с (16.4) это означает, что с увеличением длины камеры озвучивания значение коэффициента акустической коагуляции аэрозолей, при всех прочих равных условиях, падает. Под этим углом зрения следует и рассматривать данные о коэффициенте акустической коагуляции аэрозолей, приведенные в § 15.

Из опытов Б. Ф. Подошевникова и др. [30] вытекает, что коэффициент акустической коагуляции зависит также от поперечного сечения камеры озвучивания. В этих опытах в камеру озвучивания вводились продольные перегородки ( $d=1-2$  см) и при этом наблюдалось оптическим путем некоторое уменьшение скорости процесса (см. рис. 57). Однако мы сомневаемся, чтобы при больших сечениях камеры озвучивания это положение сохраняло силу.

## **§ 17. О НЕКОТОРЫХ РАНЕЕ ВЫСКАЗАННЫХ ГИПОТЕЗАХ В ОБЛАСТИ АКУСТИЧЕСКОЙ КОАГУЛЯЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ**

Из общего обзора проблемы акустической коагуляции аэрозолей, данного в § 3, видно, что ранее неоднократно предпринимались попытки дать картину протекания процесса или даже математическую теорию процесса.

На первых двух попытках создания схемы протекания процесса акустической коагуляции аэрозолей, предпринятых Андраде [2] и А. Б. Северным [109], можно не останавливаться вовсе; как показано в § 12, теоретические выкладки авторов были

основаны на фиктивных эффектах, и поэтому предложенные ими схемы протекания процесса полностью несостоятельны. Добавим только, что если бы в основе процесса акустической коагуляции аэрозолей лежали, как предполагают и поныне отдельные исследователи, какие-либо силы притяжения, не требующие различия в размерах частиц, то скорость процесса находилась бы в *квадратичной* зависимости от счетной концентрации частиц, что противоречит опыту.

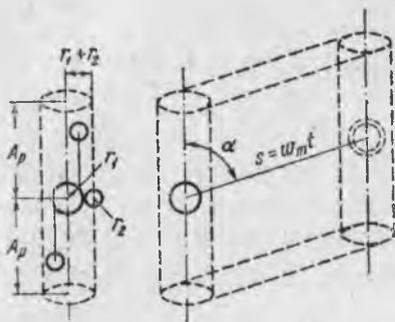


Рис. 54. Расчетная схема ортокинетического взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле по Брандту, Фройнду и Хидеману

Третья попытка создания

схемы протекания процесса, предпринятая Брандтом, Фройндом и Хидеманом [167], содержала в себе правильные отправные посылки, и лишь недостаточный уровень имевшихся на то время теоретических знаний о поведении аэрозольных частиц в звуковом поле не позволил авторам довести дело до правильного конца.

В основу своей схемы авторы положили ортокинетическое взаимодействие аэрозольных частиц в совокупности с неким неупорядоченным перемещением, которое совершают крупные частицы относительно малых частиц. Расчетная схема авторов представлена на рис. 54. Пунктиром в ней обозначены контуры агрегационного объема крупной, практически не колеблющейся частицы; как видим, он представлен авторами в виде цилиндра радиусом  $r_1 + r_2$  и высотой  $2A_2$ . Индексом  $w_m$  в схеме обозначена поперечная составляющая скорости неупорядоченного перемещения большей частицы. Охватываемый при этом общий агрегационный объем представляет собой скругленный параллелепипед высотой, равной удвоенной амплитуде колебаний малых частиц, и длиной, равной произведению  $w_m t$ . Основная мысль авторов, что в основе процесса акустической коагуляции аэрозолей лежит взаимодействие разновеликих частиц, реалистична и, как видно из § 14, использована нами при построении общей схемы протекания процесса.

Еще большего одобрения заслуживает то, что ортокинетическое взаимодействие частиц взято авторами теории в совокуп-

ности с относительным перемещением частиц в поперечном направлении. В отсутствие относительного поперечного перемещения крупной и малой частиц ( $\omega_m = 0$ ) агрегационный объем ограничивался бы цилиндром (см. пунктир на рис. 54 слева), который оказался бы опустошенным от малых частиц тотчас после первого же цикла их ортокинетического сближения.

Однако сама схема авторов, показанная на рис. 54, представляет собой примитив, удобный лишь для наглядного показа агрегационных возможностей ортокинетического взаимодействия колеблющихся частиц, сочетаемого с их поперечным перемещением относительно друг друга. Введение в схему неупорядоченного движения крупных частиц авторами теоретически не обосновано, а ссылка на визуальное наблюдение такого рода движения мало убедительна, поскольку не представлено никаких доказательств того, что это движение совершается только крупными частицами, а не совместно с малыми частицами.

Удлиненные треки укрупнившихся частиц, которые видны на снимках авторов (см. рис. 45), и обусловлены увеличением сил тяжести и сил дрейфа, искривлены под действием турбулентных пульсаций, которые на ближних расстояниях почти не способствуют сближению частиц и более показательны для малых частиц.

\* \* \*

Ряд исследователей связывал явление акустической коагуляции аэрозолей, отчасти или полностью, с явлением дрейфа аэрозольных частиц в стоячей звуковой волне.

Сент-Клер [179, 181], например, придавал большое значение тому факту, что благодаря радиационному дрейфу (остальные виды дрейфа в то время еще не были известны) происходит увеличение концентрации частиц в направлении пучности колебаний, где колебательные скорости к тому же выше. Пользуясь уравнением (6.8), автор для иллюстрации своей мысли графическим путем построил кривые распределения концентрации частиц радиуса  $r = 1 \mu$  на участках УК—ПК звуковой волны через различные промежутки времени озвучивания при частоте 10 кгц

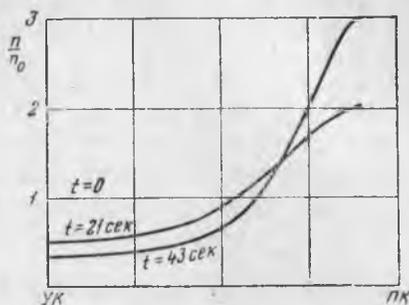


Рис. 55. Распределение концентрации частиц радиусом  $r = 1 \mu$  ( $\rho_p = 1 \text{ г/см}^3$ ) на участке УК—ПК по Сент-Клеру ( $\bar{E} = 300 \text{ эрг/см}^3$ ;  $f = 10 \text{ кгц}$ )

(рис. 55). В дополнение автор указал, что благодаря появлению гармоник фактически должно достигаться более значительное, чем на рисунке, повышение концентрации частиц.

Однако использование уравнения (6.8) для вычисления дрейфа мельчайших аэрозольных частиц совершенно неправомерно, как это показано нами в § 6. Кроме того, все сказанное автором относится только к случаю стоячей волны и притом в стационарных аэрозолях. Более того, из графика, представленного автором, видно, что даже в этих условиях роль указанного им эффекта невелика. Ведь согласно графику за 21 сек (что недопустимо долго) концентрация частиц в пучности колебаний повышается лишь вдвое, за 42 сек — втрое, а это дает не столь уж много с точки зрения скорости процесса коагуляции высокодисперсных аэрозолей. Если учесть при этом наличие дрейфа, обусловленного асимметрией колебательного движения в стоячей волне и имеющего обратное направление, то повышение концентрации окажется еще меньше, чем показано на графике.

Ян [206] пытался обосновать локальными явлениями, сопутствующими дрейфу частиц в стоячей волне, выгоду применения слышимых частот, рассуждая следующим образом: «В ультразвуковом поле частотой в 22 кгц узлы, где агломерируется пыль, расположены друг от друга на расстоянии 0,87 см. В звуковой камере емкостью в 1 м<sup>3</sup> при высоте в 1 м образуются 128 узлов с общей поверхностью в 128 м<sup>2</sup>. На этих поверхностях пыль собирается и коагулирует. Если объемная скорость проходящего через камеру аэрозольного потока с концентрацией 8 г/м<sup>3</sup> составляет, примерно, 3 м<sup>3</sup>/сек, то на поверхности 128 м<sup>2</sup> распределится 24 г пыли. При этих условиях размер полученных агломератов очень невелик.

Однако если в этой же камере при той же запыленности газа создаются звуковые колебания частотой 1,5 кгц, то расстояние между узлами приблизительно равно 12 см. Тогда 24 г пыли распределятся в восьми узловых плоскостях с суммарной поверхностью 8 м<sup>2</sup>. В результате будут получены агломераты пыли значительно большего размера».

Это объяснение не выдерживает никакой критики: ведь в бегущей волне, где нет локальных явлений, низкие частоты также более эффективны.

А. Д. Багриновский [4] во главу угла ставил ортокинетическое взаимодействие частиц в ходе дрейфа, обусловленного асимметрией колебательного движения среды в стоячей звуковой волне. Чтобы показать несостоятельность этой точки зрения, определим максимальное число малых частиц, захватываемых в ходе дрейфа каждой крупной частицей.

Максимальная длина агрегационного цилиндра в стоячей волне равна длине участка УК—ПК, т. е.  $\lambda/4$ . Примем, что захватываемые частицы настолько малы, что их перемещением в

том же направлении можно пренебречь и, следовательно, считать, что их концентрация в среднем неизменна на всем пути дрейфа крупной частицы.

На основании уравнений (15.1) и (15.7) для максимального числа малых частиц, захватываемых каждой крупной частицей, с учетом уравнений (10.20) и (9.1), получаем следующее выражение:

$$N_{\text{макс}} = \mathcal{E} \pi r_1^2 \frac{\lambda}{4} n_2 = \frac{(2,3 \div 2,8) c_g k}{\rho_p r_2 f} \cdot 10^{-7}. \quad (17.1)$$

Минимальное время, затрачиваемое крупной частицей на преодоление участка УК—ПК, может быть подсчитано по формуле

$$t_{\text{мин}} = \frac{\lambda}{4V_d} = \frac{c_g}{4fV_d}, \quad (17.2)$$

где  $V_d$  — результирующая скорость дрейфа крупной частицы.

Пользуясь этими формулами и графиком на рис. 23, получаем на частоте  $f=5000$  гц при  $\rho_p=1$  и  $k=10$  г/м<sup>3</sup> следующие значения:

при $r_1=0,1$ м	$N_{\text{макс}}=1,6$	$-1,9$	за $t_{\text{мин}} \rightarrow \infty$ ,
при $r_1=1$ м	$N_{\text{макс}}=0,16$	$-0,19$	за $t_{\text{мин}}=2$ мин,
при $r_1=10$ м	$N_{\text{макс}}=0,016$	$-0,019$	за $t_{\text{мин}}=6,7$ мин.

Как видим, даже в лучшем случае крупная частица не захватывает за короткое время ни одной малой частицы. Правда, если учесть, что благодаря турбулентной диффузии частиц коэффициент захвата  $\mathcal{E}$  будет гораздо больше  $\mathcal{E}_{\text{мин}}$ , то получатся цифры примерно на порядок выше. Однако и это не дает удовлетворительного объяснения интенсивной коагуляции аэрозолей в звуковом поле.

\* \* \*

Некоторые исследователи, в особенности те из них, которые проводили опыты коагуляции аэрозолей в звуковых полях повышенной интенсивности, придавали первостепенное значение турбулизации озвученной газообразной среды.

Наиболее категорическое высказывание принадлежит Матуле, который в своей диссертации [232] пишет: «Не подлежит сомнению, что турбулентность звукового поля играет основную роль в процессе коагуляции аэрозоля». Поводом для такого за-

ключения послужил тот экспериментальный факт, что быстрая коагуляция аэрозолей наблюдается лишь по достижении достаточно высокой интенсивности звука, когда одновременно начинает рельефно проявляться турбулентность газообразной среды.

Этот факт отмечает также Буше [156], который указывает, кроме того, на большое сходство результатов экспериментальных исследований коагуляции аэрозолей в турбулентном и акустическом полях, проведенных ранее Е. Ричардсоном [257]. Эти исследования проводились в камере объемом  $1 \text{ м}^3$ , заполняемой дымом хлористого аммония ( $r \approx 1 \text{ м}$ ). Турбулентность создавалась с помощью вентилятора, а звуковые колебания — с помощью громкоговорителя. Достижимый эффект коагуляции определялся по изменению степени поглощения пучка света, проходящего сквозь аэрозоль. Результаты опытов в турбулентном поле показаны на рис. 56, а, где дано относительное изменение степени поглощения света во времени при различных скоростях пульсаций газа (весовая концентрация дыма  $0,25 \text{ г/м}^3$ ). Результаты опытов в акустическом поле показаны на рис. 56, б, где даны аналогичные зависимости при различных частотах колебаний (весовая концентрация дыма —  $0,50 \text{ г/м}^3$ ;  $n = 9,2 \cdot 10^4$ ).

Еще большее сходство результатов коагуляции аэрозолей в турбулентном и акустическом полях отмечено в опытах НИИОГАЗа. В этих опытах исследовалась зависимость скорости коагуляции аэрозолей в турбулентном газопромывателе (скруббере Вентури) и акустическом коагуляторе от числа Рейнольдса. В первом случае принималось число Рейнольдса, характеризующее поступательный поток, во втором — колебательный поток. Было установлено, что скорость коагуляции в обоих случаях находится в линейной зависимости от соответствующего числа Рейнольдса, а тем самым от скорости потока газа.

Все приведенные факты сходства не дают, конечно, никаких оснований для утверждения, что турбулентность озвученной среды является первоосновой процесса акустической коагуляции аэрозолей. Они лишь свидетельствуют о том, что в обоих процессах агрегирование частиц происходит по общему, ортокинетическому механизму. Отличие заключается лишь в том, что в турбулентном поле ортокинетические соударения частиц обусловлены, как показал В. Г. Левич [68, 69] и другие исследователи [122], различием в степени увлечения частиц в турбулентные пульсации среды, а в акустическом поле — различием в степени их увлечения в колебательное движение среды (являющееся, по образному выражению Е. Ричардсона, образцом «монохроматической» турбулентности среды).

Однако турбулентность озвучиваемой среды играет также немаловажную роль в процессе акустической коагуляции аэро-

золей, так как именно она обеспечивает транспортирование отдаленных частиц в зону агрегирования. Всякое искусственное подавление степени турбулентности озвученной среды должно привести к снижению коагулирующего эффекта акустических колебаний. Это подтверждают опыты Б. Ф. Подошевникова и др. [30], в которых было показано, что установка частых продольных перегородок в камере, уменьшающих масштаб вихрей, приводит

к существенному снижению (в 1,8 раза) эффективности коагуляции аэрозоля (тумана диоктилфталата). Результаты этих опытов приведены на рис. 57, где параметр  $K$  обозначает отношение интенсивности

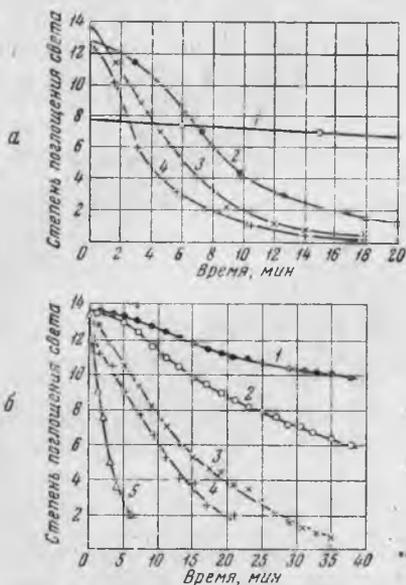


Рис. 56. Эффективность коагуляции аэрозоля хлористого аммония (по Е. Ричардсону)

а — в турбулентном поле при различных значениях пульсационной скорости  $u'$  (1 — при  $u' = 0$ ; 2 — при  $u' = 6$  см/сек; 3 — при  $u' = 8$  см/сек; 4 — при  $u' = 12$  см/сек); б — в акустическом поле (1 — без звука; 2 — при  $f = 0,5$  кГц и  $u_g = 0,5$  см/сек; 3 — при  $f = 2,0$  кГц и  $u_g = 2,0$  см/сек; 4 — при  $f = 7,0$  кГц и  $u_g = 2,0$  см/сек; 5 — при  $f = 0,5$  кГц в стоячей волне)

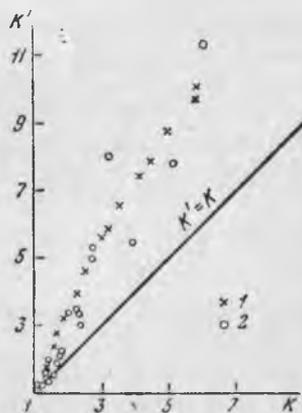


Рис. 57. Эффективность акустической коагуляции тумана диоктилфталата при установке продольных перегородок по Б. Ф. Подошевникову и др.

$K$  — отношение интенсивностей света в трубе с перегородками;  $K'$  — то же, в трубе без перегородок (1 — для  $k = 1,8$  г/м<sup>2</sup>; 2 — для  $k = 2,5$  г/м<sup>2</sup>)

рассеянного аэрозолем света до и после коагуляции. Нам представляется, что такие разительные результаты получены благодаря тому, что просвет между перегородками был меньше масштаба  $\lambda$  распространяющихся из ближнего поля излучателя первичных вихрей.

\* \* \*

Отдельные авторы (Уайт [291], Мюллер [238]) высказали мнение о необходимости привлечь электрические силы. Однако пребывание аэрозольных частиц в звуковом поле не влечет за собой появления на них зарядов или диполей, поэтому упоминание их беспредметно.

До сих пор никем из исследователей вообще не обнаружено какого-либо влияния электрических характеристик частиц на эффективность их коагуляции в звуковом поле. Это и понятно, так как акустическая коагуляция аэрозолей представляет собой, вне всякого сомнения, чисто гидродинамический процесс.

### ПРАКТИКА АКУСТИЧЕСКОЙ КОАГУЛЯЦИИ И ОСАЖДЕНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ

#### § 18. АКУСТИЧЕСКОЕ РАССЕЙНИЕ ПРИРОДНЫХ И ИСКУССТВЕННЫХ ТУМАНОВ

Известно, что природные туманы, образующиеся в результате самопроизвольного охлаждения влажного воздуха у земной поверхности, сильно понижают прозрачность атмосферы. Это затрудняет или вовсе исключает зрительную связь и ориентировку людей, производство открытых работ, движение транспорта. Особенно большие неудобства испытывает воздушный транспорт. Посадка современных самолетов на аэродромы в туманную погоду, несмотря на наличие радиолокационных устройств, и поныне сопряжена с известным риском, вследствие чего гражданские аэродромы часто отказывают самолетам в приеме. Эти обстоятельства побудили ученых заняться поисками средств для искусственного рассеяния туманов. Были исследованы и получили известное распространение следующие методы искусственного рассеяния переохлажденных туманов:

1) нагрев приземного слоя воздуха до температуры, при которой капельки тумана испаряются; это так называемый *термический* метод рассеяния туманов, осуществленный, например, в системе рассеяния ФИДО с помощью форсунок типа J-33, J-47 и др.;

2) распыление в тумане гигроскопических веществ (хлористый кальций, сульфат алюминия), которые поглощают влагу воздуха и создают тем самым условия для испарения капелек тумана; эта система рассеяния, по предложению Ленгдона, была осуществлена, например, в аэропорте Сан-Диего (Калифорния, США);

3) распыление в тумане сильно переохлажденных кристаллических веществ (твердая углекислота, пропан), способствующих зарождению вокруг них новых ядер конденсации влаги и последующей кристаллизации воды;

4) введение в туман специальных дымов (йодистое серебро, йодистый свинец), представляющих собой готовые ядра конденсации влаги и кристаллизации воды.

Последние три метода представляют собой разновидности *физико-химического* метода рассеяния туманов, проверенного

также на облаках [120] и получившего известное распространение в некоторых странах.

Повышение прозрачности атмосферы в первых двух методах рассеяния туманов достигается путем уничтожения капелек, а в двух последующих, наоборот,— путем их укрупнения\*, производимого с помощью конденсации и кристаллизации влаги.

Увеличение прозрачности атмосферы с укрупнением капелек тумана обусловлено уменьшением производимого системой рассеяния света. В природных туманах размер капелек обычно намного больше длины волны видимого спектра света ( $\lambda_c = 0,40—0,76 \mu$ ), поэтому здесь имеет место в основном рассеяние света по законам геометрической оптики. Для коэффициента рассеяния света теория дает в этом случае следующее выражение [16]:

$$\alpha_c = \pi r^2 n = \frac{0,75 \cdot 10^{-9} k}{P_p r} \quad (18.1)$$

Из этой формулы следует, что рассеяние света туманом тем больше, чем выше весовая концентрация капелек и меньше их радиус.

Для более тонкодисперсных туманов, в которых геометрическое рассеяние уступает место сначала диффузионному, а затем так называемому рэлеевскому рассеянию, в формулу (18.1) вводится множитель, зависящий от радиуса капелек и длины волны света. В предельном случае, когда  $r \ll \lambda_c$ , коэффициент рассеяния света оказывается пропорциональным произведению  $\frac{k r^3}{\lambda_c^4}$ ,

т. е. наблюдается прямо противоположная зависимость рассеяния света от размера капелек.

Интенсивность потока света, проходящего через туман, уменьшается с расстоянием так же, как и интенсивность звука, т. е. по экспоненциальному закону:

$$J_c = J_{c_0} e^{-k_c x}, \quad (18.2)$$

где  $k_c$  — коэффициент ослабления света, равный  $k_c = \alpha_c + \beta_c \approx \alpha_c$  ( $\beta_c$  — коэффициент поглощения света, величиной которого в туманах можно пренебречь).

\* По этой причине определение искусственных методов рассеяния туманов и облаков как методов *удален* капелек тумана, даваемое многими авторами (см., например, БСЭ, т. 30, стр. 314), неточно. На самом деле искусственное рассеяние туманов ставит своей целью не удаление капелек как таковых, а лишь уменьшение их рассеивающей способности, что может быть достигнуто как удалением, так и укрупнением капелек.

Увеличение видимости атмосферы при рассеянии тумана, регистрируемое в опытах с помощью фотоэлемента, характеризуется относительным уменьшением коэффициента рассеяния света  $\Delta a_c/a_c$  в %, что равносильно относительному увеличению расстояния, на котором сохраняется прежняя сила света  $\Delta x/x \cdot 100\%$ .

Практика показала, что существующие методы рассеяния туманов обладают существенными недостатками, которые крайне ограничивают их применение. Так, термический метод требует необычайно больших затрат тепла, что в большой степени обусловлено тем, что при нагреве приземного слоя атмосферы возникают сильные конвекционные потоки, вовлекающие массы холодного тумана. Метод рассеяния туманов путем распыления гигроскопических веществ требует весьма значительного количества этих веществ. Так, хлористого кальция требуется около 25 г на 1 м<sup>3</sup> тумана; при этом передозировка ведет к обратному явлению — снижению прозрачности атмосферы. Имеют недостатки и остальные методы рассеяния туманов.

Открытие интенсифицирующего действия звука на процесс коагуляции аэрозолей, а также на процесс испарения капель вселило новые надежды в решение проблемы рассеяния туманов. Первоначально предполагалось ограничиться простым озвучиванием природных туманов для коагуляции капелек, ведущей, как и в случае конденсации, к их укрупнению, а тем самым к уменьшению степени рассеяния света туманом. Этот метод получил название *акустического* метода рассеяния туманов. Он был впервые предложен Эми еще в 1931 г. и закреплен патентом США № 1980171 в 1934 г. Автор предложил рассеивать туманы путем их озвучивания с помощью огромного генератора звука, передвигающегося по летному полю или иной площади и мгновенно, по мысли автора, коагулирующего и осаждающего попадающие в звуковой луч капельки тумана. Описываемый в патенте Эми звуковой генератор представлял собой совокупность ультразвуковых свистков Гартмана, смонтированных на общей панели, поворачивающейся в разные стороны, наподобие военного прожектора.

Этот проект так и не был осуществлен в США (по-видимому, из-за отсутствия соответствующих лабораторных работ, подтверждающих предложенный принцип). Однако в Германии, как сообщил недавно в частной беседе Брандт [156], в 1940 г. были поставлены пробные опыты по рассеянию природного тумана с помощью ультразвуковых свистков Гартмана с центральным стержнем (свисток Севори). Заметное просветление можно было наблюдать в радиусе примерно 10 м вокруг источника звука.

В 1943—1944 гг. в США Ламером и Синклером [156] были поставлены более обстоятельные испытания акустического ме-

тода рассеяния туманов. Вначале авторы провели в стенах Колумбийского университета пробные лабораторные опыты по рассеянию искусственных туманов, создаваемых с помощью форсунок. Средний радиус капелек составлял  $4\mu$ , весовая концентрация  $14\text{ г/м}^3$ , что намного выше концентрации капелек в природных туманах ( $0,2\text{—}1\text{ г/м}^3$ ). Опыты, проведенные в вертикальной трубе диаметром  $150\text{ мм}$  и длиной около  $1\text{ м}$  с помощью громкоговорителя, работавшего на частоте  $0,5\text{ кгц}$ , показали, что при средней интенсивности звука в  $150\text{ дб}$  озвучиваемый объем очищался при стоячей волне менее чем за  $15\text{ сек}$ . Опыты, проведенные в длинной горизонтальной трубке диаметром  $75\text{ мм}$  и длиной  $3,6\text{ м}$  с тем же источником звука, показали, что озвучивание тумана в поточном состоянии также дает положительный эффект. Так, при скорости потока порядка  $0,5\text{ м/сек}$  (чему соответствовало время озвучивания, равное  $70\text{ сек}$ ) видимость тумана возрастала на  $30\%$ . Подобного рода лабораторные опыты были проведены впоследствии также Ультразвуковой корпорацией США, Тараба в Чехословакии и др.

Опыты Ультразвуковой корпорации США (1948 г.) проводились в прямоугольном стеклянном сосуде объемом около  $7400\text{ см}^3$ , снабженном снизу звуковой динамической сиреной типа U-1, работавшей в диапазоне от  $1$  до  $6\text{ кгц}$ . Сирена отделялась от сосуда тонкой резиновой диафрагмой толщиной около  $25\mu$ . Средний радиус капелек тумана составлял  $2\mu$ , весовая концентрация — около  $4,5\text{ г/м}^3$ . Как и во всех опытах по рассеянию туманов, контроль производился по изменению яркости узкого пучка света, проходящего через аэрозоль и улавливаемого фотоэлектрическим измерителем. Результаты опытов помещены на рис. 50. Из рисунка видно, что оптимальной частотой колебаний являлась частота, равная  $3,5\text{ кгц}$  (при этом не учитывался, как указывает Буше [156], тот факт, что излучаемая сиреной мощность падает на высоких частотах). Для достижения  $50\%$ -ного просветления тумана требовалось в зависимости от интенсивности звука ( $152\text{—}137\text{ дб}$ ) от  $1$  до  $20\text{ сек}$ .

Тараба [156, 274] проводил опыты рассеяния искусственного тумана в горизонтальной трубе диаметром около  $400\text{ мм}$  при длине порядка  $4,5\text{ м}$ , снабженной динамической сиреной с максимальной мощностью около  $11\text{ квт}$ . После трубы для улавливания скоагулированных капелек были установлены два параллельно соединенных циклона. Весовая концентрация капелек тумана составляла  $5\text{—}10\text{ г/м}^3$  (размеры капелек не контролировались). Скорость просасывания тумана достигала  $0,9\text{ м/сек}$ . Частота колебаний изменялась в пределах  $4\text{—}17\text{ кгц}$ . За несколько секунд удавалось рассеять и уловить скоагулированные капли тумана на  $99\%$ .

Ламер и Синклер не ограничились опытами лабораторного

масштаба и провели опыты рассеяния искусственных туманов в больших объемах — в туннеле и в помещении плавательного бассейна Колумбийского университета [156, 266]. Туннель имел сечение  $1,2 \times 2,1$  м и длину около 30 м. Туман производился батареей из 12 форсунок. Средний радиус капелек составлял 4,5  $\mu$ , концентрация была от 3 до 6  $г/м^3$ . Источник света располагался в средней точке туннеля на высоте 0,6 м от пола. Наблюдения производились снаружи туннеля через стеклянные окна в двери на одном из торцов. Сирена типа HOR, излучающая 120 *вт* акустической энергии на частоте 0,6—0,7 *кГц*, размещалась на полпути между наблюдателем и источником света. При интенсивности звука близ сирены порядка 137 *дБ* в одном случае наблюдалось 75%-ное, в другом случае 50%-ное улучшение видимости. Опыты в плавательном бассейне объемом свыше 5600  $м^3$  оказались безрезультатными. В опытах использовалась динамическая сирена Федеральной электрической компании США номинальной мощностью 2,4 *квт*. При частоте 0,7 *кГц* не было замечено никаких признаков рассеяния тумана, что следует объяснить высокой дисперсностью тумана ( $r_{ср} \approx 1 \mu$ ), все капельки которого при избранной частоте полностью увлекались в колебательное движение среды и поэтому не соударялись друг с другом (см. § 16).

Подобного же масштаба опыты были проведены Буше во Франции (г. Шатильон, 1956 г.) [156]. Экспериментальная камера имела размеры  $12,8 \times 14 \times 18$  м. В качестве источника звука использовалась статическая сирена («мультисвисток») системы автора, подверженная к пстолку камеры. Озвучиванию подвергались два вида тумана: грубодисперсный, близкий по своим характеристикам к природному тумана (радиус  $r = 2-10 \mu$ , концентрация  $1-2 г/м^3$ ), и тонкодисперсный (радиус  $r_{ср} = 0,5 \mu$ , концентрация  $1-2 г/м^3$ ). Сирена работала на двух частотах: 9,5 и 32—33 *кГц*. Грубодисперсный туман хорошо рассеивался (2 *мин*) при низкой частоте (9,5 *кГц*); при высокочастотном озвучивании (32—33 *кГц*) не было отмечено никакого результата даже при значительно более высокой мощности (600 *вт*). Тонкодисперсный туман, наоборот, хорошо рассеивался при высокой частоте (32—33 *кГц*) и показывал отрицательный эффект при низкой частоте (9,5 *кГц*). Это снова вполне согласуется с теми выводами относительно зависимости оптимальной частоты колебаний от степени дисперсности, которые были сделаны нами в § 16.

В этом же 1943 г. Ламер и Синклер по контракту с Военно-воздушными силами США провели испытания акустического метода рассеяния туманов в натуральных условиях [156, 266]. Наибольшую известность получили испытания на аэродроме Ланкен (Цинциннати, штат Огайо), проведенные в марте 1943 г. Природный туман состоял из капелек радиусом 4—16  $\mu$  (пре-

Место испытания	Средний радиус капель $r$ , $\mu$	Весовая концентрация $g/cm^3$	Характеристика очищаемого объема
<b>Лабораторные испытания*</b>			
Вертикальная труба $\varnothing 150 \times 1000$ мм, Колумбийский университет, США . . . . .	4	14	Неподвижная масса; стоячие волны
Горизонтальная труба $\varnothing 75 \times 3600$ мм, Колумбийский университет, США . . . . .	4	14	Непрерывный поток со скоростью 5 см/сек
Прямоугольная камера 7400 см <sup>3</sup> , Ультразвуковая корпорация, США . . . . .	2	4,5	Неподвижная масса; стоячие волны
Горизонтальная труба $\varnothing 400 \times 4500$ мм (с циклонами), Чехословакия . . . . .	—	5—10	Непрерывный поток 0,9 м/сек
<b>Камерные испытания*</b>			
Туннель 1,2×2,1×30 м, Колумбийский университет, США . . . . .	4,5	3—6	94 м <sup>3</sup> ; непрерывный поток, стоячие волны
Помещение плавательного бассейна, Колумбийский университет, США . . . . .	1	—	5600 м <sup>3</sup> ; неподвижная масса
Экспериментальная камера 12,8×14×18 м, Шатильон, Франция . . . . .	2—10 (преобл. 4)	1—2	400 м <sup>3</sup> ; непрерывный поток, стоячие волны
То же . . . . .	0,5	1—2	100 м <sup>3</sup>
» . . . . .	2—10 (преобл. 4)	1—2	2600 м <sup>3</sup> ; неподвижная масса, нестоячие волны
» . . . . .	0,5	1—2	2600 м <sup>3</sup>
<b>Натурные испытания</b>			
Аэропорт Ланкен, Цинциннати, Огайо, США . . . . .	4—16 (преобл. 6)	1—2	5100 м <sup>3</sup> ; безветрие, бегущие волны
Открытое море, Сандберг, Калифорния, США . . . . .	5	1	100 000 м <sup>3</sup> ; ветер 5—6 м/сек, бегущие волны
Открытая местность близ Арката и Брейси Гроув, США . . . . .	15	1	Бегущие и стоячие волны
Открытая местность близ шахтной вышки, Чехословакия . . . . .	5	1	Безветрие; бегущие волны
Эльбрусская высокогорная комплексная экспедиция АН СССР, Баксанское ущелье, Кавказ (см. § 19)	—	—	Дождевая туча; бегущие волны

\* Все искусственные туманы получены распылением воды форсунками.

Таблица 16

Источник звука и его мощность	Частота колебаний, кГц	Удельная мощность, $\text{вт}/\text{м}^3$ газа	Время рассеяния	Исследователи, год
Громкоговоритель (150 дБ)	0,5	—	15 сек	Ламер и Синклер, 1943 г. [156, 266]
То же	0,5	—	15 сек	Ламер и Синклер, 1943 г. [156]
Динамич. сирена (152—137 дБ)	3,5	Несколько $\text{квт}/\text{м}^3$	1—20 сек (см. рис. 50)	Хорсли и Сиви, 1948 г. [156]
Динамич. сирена (11 квт)	4—17	—	Несколько сек. (99%)	Тараба, 1956—1957 гг. [156, 274]
Динамич. сирена (120 вт)	0,6—0,7	1,2	1 мин. (просветл. на 50%)	Ламер и Синклер, 1943 г. [156, 266]
Динамич. сирена (2,4 квт)	0,7	—	Опыты безрезультатны	То же
Статич. сирена (60—100 вт)	9,5	0,15	2 мин	Буше, 1956—1957 гг. [156]
Статич. сирена (60—100 вт)	32—33	4	2 мин	То же
Статич. сирена (60 вт)	9,5	0,02	15 мин	» »
Статич. сирена (400 вт)	32—33	0,15	15 мин	» »
4 динамич. сирены (по 35 квт)	0,44	2,35	1 мин	Ламер и Синклер, 1943 г. [156, 266]
8 динамич. сирен (по 35 квт)	0,44	—	Медленное просветление до 50%	Ламер, Синклер и Бресшиа, 1943—1944 гг. [156]
Динамич. сирена	3,5—4,0	—	Опыты безрезультатны	Ультразвук. корпорация США, 1946 г. [156]
Динамич. сирена (11 квт)	4—17	—	Неизвестно	Тараба («Комсомольская правда», 8 мая 1957 г.)
Динамич. сирены (по 25 квт)	<0,3	—	—	ГеоФИАН СССР, 1960 г. [32]

имущественно  $6 \mu$ ) с концентрацией  $1 \text{ г/м}^3$ . Ветер полностью отсутствовал. Для озвучивания тумана использовались четыре динамические сирены «Victory» фирмы «Крайслер Белл корпорейшн» мощностью по  $35 \text{ кВт}$  каждая. Избранная частота составляла  $0,44 \text{ кгц}$ . Схема этих испытаний приведена на рис. 58. Сирены озвучивали пространство длиной свыше  $120 \text{ м}$  и шириной порядка  $23 \text{ м}$  при высоте около  $15 \text{ м}$ . Во время испытаний установлено, что прояснение тумана наступало через  $1 \text{ мин}$  и видимость атмосферы увеличивалась при этом с  $65$  до  $130 \text{ м}$ .

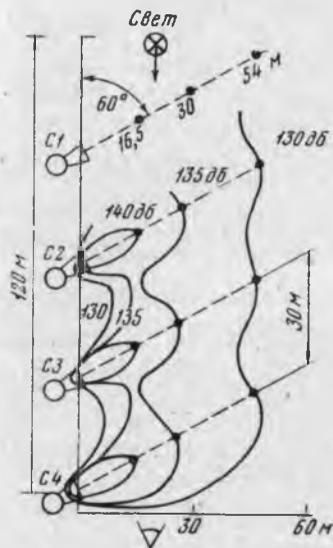


Рис. 58. Схема испытаний акустического метода рассеяния тумана на аэродроме Ланкен (США)

В декабре 1943 г. Ламер, Синклер и Бресшиа провели испытания акустического метода рассеяния тумана в скрытом море близ Сандберга (штат Калифорния). Радиус капелек тумана составлял  $5 \mu$ . Применялись восемь сирен фирмы «Крайслер Белл корпорейшн» мощностью по  $35 \text{ кВт}$ , размещенные через каждые  $30 \text{ м}$  в линию длиной  $210 \text{ м}$  под углом  $10\text{--}15^\circ$  к направлению преобладающего ветра. Скорость ветра достигала  $5\text{--}6 \text{ м/сек}$ . Несмотря на столь неблагоприятные условия, было достигнуто почти  $50\%$ -ное просветление тумана, однако чувствовалось, что для ветровых условий излучаемая акустическая мощность недостаточна и метод вряд ли приемлем.

В 1946 г. попытку рассеяния природных туманов повторила Ультразвуковая корпорация США, освоившая производство мощных динамических сирен типа U2 и др. Сначала были проведены испытания на открытой местности близ Арката, затем близ Брейси Гроув. Однако обе попытки закончились безуспешно: туман был очень грубодисперсен (средний радиус  $15 \mu$ ) и при применяемой частоте колебаний ( $3,5\text{--}4 \text{ кгц}$ ) не коагулировал, поскольку совершенно не увлекался в колебательное движение среды. Недавно опыты рассеяния туманов повторены в Дании (Ingeniøren, 1959, 4).

Сводные данные по всем видам проведенных испытаний акустического метода рассеяния туманов приведены в табл. 16. Общие выводы таковы.

1. Коагуляция, а вслед за тем просветление искусственных и природных туманов происходят не мгновенно, а требуют некоторого времени. Даже в малых объемах, где удастся обеспечить высокий уровень звука, время озвучивания составляет в лучшем

случае несколько секунд; для больших объемов потребное время озвучивания достигает 1 мин и выше.

2. Большое значение для эффективности акустического рассеяния туманов имеет правильный выбор частоты. Для грубодисперсных туманов необходимы низкие звуковые частоты, а для тонкодисперсных — более высокие звуковые частоты, не превосходящие в случае природных туманов обычно 0,5—0,7 кгц.

3. Вследствие значительного затухания звука в открытом пространстве дальность эффективного рассеяния природных туманов ограничена 25—30 м (в направлении звукового луча). Поэтому для озвучивания больших пространств требуется установка множества звуковых сирен.

4. В связи с последним обстоятельством расход энергии на акустическое рассеяние туманов довольно высок, хотя и не превышает расхода энергии, получающегося, например, при термическом методе рассеяния туманов.

Неприятное действие на человеческое ухо звука сирен не является препятствием для применения метода, поскольку за пределами рассеиваемой зоны уровень шума быстро снижается до обычных для аэродромов значений.

Перечисленные недостатки акустического метода рассеяния туманов затруднили его использование в условиях аэродромов и привели к попыткам решения проблемы путем интенсификации процесса испарения капель (см. Приложение I).

### § 19. ЗВУКОГРАВИТАЦИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ПРОМЫШЛЕННЫХ ПЫЛЕЙ, ДЫМОВ И ТУМАНОВ

Некоторые промышленные пыли и туманы настолько грубодисперсны, что при их осаждении (для извлечения и реализации взвешенных продуктов или исключительно очистки газа) используется естественное свойство взвешенных частиц — выпадать из газообразной среды под действием собственного веса. С другой стороны, отдельные тонкодисперсные промышленные дымы и туманы обладают настолько высокой температурой или давлением, взрывоопасны, липки или же реакционноспособны, что применение таких высокоэффективных осадительных устройств, как электрические и матерчатые фильтры и даже циклоны, исключается и остается лишь один, гравитационный путь осаждения аэрозольных частиц.

Скорость гравитационного оседания сферических частиц, называемая также скоростью витания частиц, определяется известной формулой [11]

$$V_g = \tau g = \frac{2}{9} g \frac{\rho_p}{\eta} r^2, \quad (19.1)$$

которую нетрудно получить, приравняв выражение для силы тяжести частицы и выражение для силы сопротивления среды, определяемой формулой Стокса.

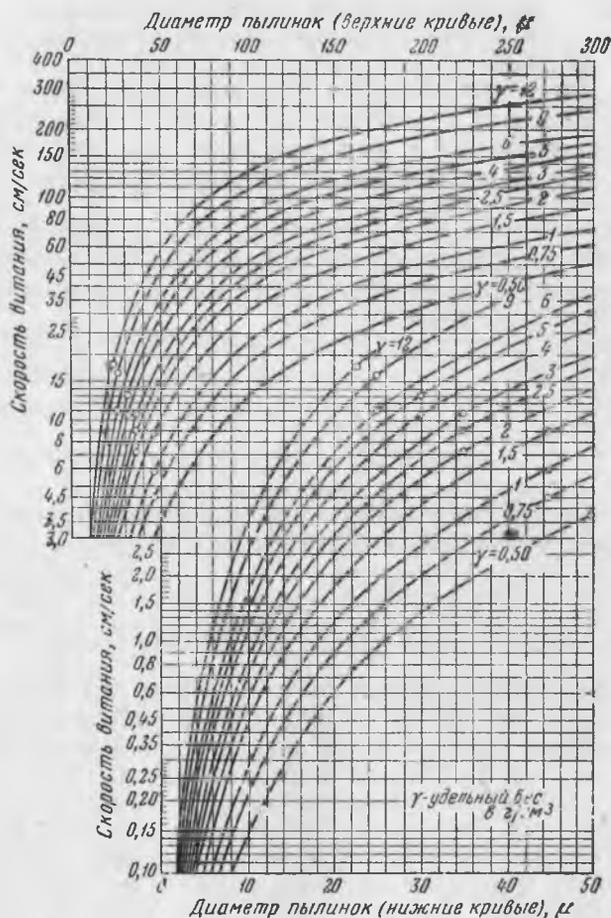


Рис. 59. Скорость гравитационного оседания (витания) взвешенных сферических частиц

На рис. 59 приведены вычисленные по формуле (19.1) значения скорости гравитационного оседания в зависимости от радиуса частиц при различной их плотности [119]. Как можно заключить из графика, абсолютная величина скорости гравитационного оседания частиц достаточно значительна лишь у частиц радиусом свыше 25—50  $\mu$ .

Более мелкие частицы, которые в некотором количестве содержатся в любых промышленных аэрозолях, осаждаются крайне медленно. Это обстоятельство привело исследователей к идее озвучивания отстойных камер для коагуляции тонкодисперсных фракций и тем самым увеличения скорости их гравитационного осаждения.

Первые опыты звукогравитационного осаждения промышленных пылей были поставлены в 1950 г. Тарноци и Грегушем [275], которые провели озвучивание газоходов печи для обжига цемента с целью увеличения количества осаждаемой в них цементной пыли. Этот аэрозоль очень грубодисперсен: радиус его частиц лежит в пределах от 5 до 100  $\mu$  и выше (превалирующий радиус составлял 15—25  $\mu$ ). В качестве источника звука в этих опытах использовался обычный свисток Гартмана, встроенный в параболический рефлектор. Результаты опытов характеризует табл. 17. Как видно из таблицы, с помощью озвучивания удавалось осадить пыли в газоходах печи в 1,6—7,1 раза больше, чем при простом гравитационном отстое. Это, безусловно, положительные результаты, однако достичь их можно более простым и экономичным способом, а именно установкой после газоходов обычных циклонов, которые обеспечат в этом случае даже более низкую остаточную концентрацию пыли в отходящих газах.

В Советском Союзе были поставлены обширные опыты звукогравитационного осаждения буровой пыли, образующейся при горных разработках. Таковы опыты, проведенные Р. Ш. Школьниковой [130, 131, 132] в институте «Гипроникель» (Ленинград). Лабораторные опыты звукогравитационного осаждения буровой пыли в статических условиях проводились в пылевой камере объемом 0,45 м<sup>3</sup>. Пыль, полученная при бурении на медноколчеданных рудниках Урала, содержала до 40% свободной двуокиси кремния и имела следующий дисперсный состав: частицы радиусом  $r=2,5 \mu$ —56,8%;  $r=2,5 \div 5,0 \mu$ —19,8%;  $r=5 \div 26 \mu$ —33,4%. Длительность опытов — до 60 мин. Счетная концентрация микроскопических фракций пыли определялась с помощью счетчика типа СН-2, а субмикроскопических — с помощью счетчика конструкции Е. А. Вигдорчик. Интенсивность звука, генерируемого свистком Гартмана, составляла около 0,1 вт/см<sup>2</sup>. В результате опытов было установлено, что счетная концентрация пылинок понижается благодаря озвучиванию в 2—3 раза. Наиболее благоприятной оказалась частота 7 кГц (другие частоты — 10 и 13,8 кГц — дали худшие результаты).

Лабораторные опыты звукогравитационного осаждения буровой пыли в динамических условиях проводились с пылью, имевшей следующий дисперсный состав:  $r=0,5 \div 2,5 \mu$  — 46,9%;  $r=2,5 \div 26 \mu$  — 10,5% и  $r=26 \div 150 \mu$  — 42,7%. Весовая концентрация пыли была огромна, а именно составляла от 66 до

Таблица 17

Место осаждения	Частота колебаний, кгц	Пункт сбора пыли	Количество осажде- ной пыли		Степень увеличения количества осажден- ной пыли
			без озву- чивания, кг	при озву- чивании, кг	
Первый газоход	4,6	Дверь № 3	4	28,4	7,1
Второй »	1,2	Нижняя дверь	43	70,3	1,6
» »	3,0	» »	43	145,0	3,4
Первый »	3,0	Дверь № 1	2,00	5,75	
		» № 2	2,75	5,00	
		» № 3	3,50	2,40	
			<u>8,25</u>	<u>13,15</u>	1,6
» »	3,0	» № 1	2,00	7,50	
		» № 2	2,75	12,00	
		» № 3	3,50	2,30	
			<u>8,25</u>	<u>21,80</u>	2,7
» »	4,6	» № 1	4,20	18,00	
	(генератор направлен косо вниз)	» № 2	5,60	12,00	
		» № 3	16,50	137,00	
			<u>26,30</u>	<u>167,00</u>	6,3
» »	5,5	» № 1	3,00	7,85	
		» № 2	3,80	2,75	
		» № 3	0,80	10,75	
			<u>7,60</u>	<u>21,35</u>	2,8
» »	3,9	» № 1	3,00	4,20	
		» № 2	3,80	2,90	
		» № 3	0,80	4,90	
			<u>7,60</u>	<u>12,00</u>	1,6
» »	4,0	» № 1	3,00	10,30	
	(генератор направлен косо вниз)	» № 2	3,80	4,80	
		» № 3	0,80	4,40	
			<u>7,60</u>	<u>19,50</u>	2,6

1189 г/м<sup>3</sup>. Объемная скорость воздуха изменялась от 0,004 до 0,016 м<sup>3</sup>/сек. При озвучивании были получены следующие результаты:

$$\begin{array}{lll}
 \text{при } k_{\text{вх}} = 66 \text{ г/м}^3 & k_{\text{вых}} = 39,1 \text{ г/м}^3, & \eta_{\text{эг}} = 99,29\%; \\
 \text{при } k_{\text{вх}} = 453 \text{ г/м}^3 & k_{\text{вых}} = 41,3 \text{ г/м}^3, & \eta_{\text{эг}} = 99,82\%; \\
 \text{при } k_{\text{вх}} = 753 \text{ г/м}^3 & k_{\text{вых}} = 21,3 \text{ г/м}^3, & \eta_{\text{эг}} = 99,93\%.
 \end{array}$$

Степень осаждения, как видно из приведенных значений, была весьма высока, однако остаточная концентрация, хотя и была

примерно в пять раз ниже, чем в отсутствие озвучивания, сильно превышала санитарные нормы для предельной концентрации пыли в воздухе ( $10 \text{ мг/м}^3$ ). Исследования, проведенные в рабочих условиях на руднике III Интернационала, показали степень осаждения пыли, равную 99,8%, однако остаточная концентрация достигала  $k_{\text{вых}} = 115,4 \text{ мг/м}^3$ , что намного выше допустимых норм.

Эти опыты привели исследователей к заключению, что звукоинерционное осаждение буровой и других минеральных пылей может применяться лишь в сочетании с последующей фильтрацией газа. После установки фильтра из стеклянной ваты с волокнами диаметром до 40  $\mu$  при диаметре фильтра 190 мм и высоте 50 мм (гидравлическое сопротивление 40—50 мм в. ст.) удалось снизить остаточную концентрацию до 2—6  $\text{мг/м}^3$ .

Пылевая нагрузка на фильтры в этом случае оказывается пониженной, что позволяет повысить скорость фильтрации и тем самым компенсировать затраты энергии на озвучивание. Такого рода комбинация процессов представляет переходную ступень к звукоинерционному осаждению аэрозолей, рассматриваемому в следующем параграфе. По этому пути ныне и ведутся работы по осаждению буровой пыли, проводимые «Гипроникелем» [300].

Описанные опыты приводят к заключению, что чисто звукогравитационное осаждение промышленных пылей, дымов и туманов приемлемо и имеет перспективу применения в тех случаях, когда очищаемые объемы газов невелики (несколько сотен  $\text{м}^3$  в час и менее), либо когда осаждаемые продукты представляют особую ценность или использование других методов осаждения исключается. Такие случаи в современной промышленности, отличающейся огромным разнообразием условий и требований, встречаются. Пример — фталевый ангидрид [88] и др.

Если объем обрабатываемых газов невелик, то абсолютная величина расхода энергии на осаждение продуктов незначительна даже при невысоком акустическом к. п. д. применяемых пневматических излучателей звука и отделении их от озвучиваемого объема газа разделительной диафрагмой, устраняющей разбавление газа сиренным воздухом.

Ни высокая температура или давление газа, ни взрывоопасность или высокая реакционная способность дисперсной фазы не являются в этом случае препятствием для применения звукогравитационного метода осаждения аэрозолей. Это является чрезвычайно редким и ценным достоинством, не имеющим прецедента в технике пыле-каплеулавливания.

Интересные возможности открываются, на наш взгляд, перед звукогравитационным и звукоинерционным методами осаждения аэрозолей при сепарации конденсата из попутных и особенно природных газов. Эти газы обладают высоким избыточным

давлением (100—200 атм) [112], часть которого может быть без всякого ущерба для экономики производства использована для генерирования акустических колебаний; поэтому вопрос о расходе энергии на озвучивание в данном случае не имеет существенного значения.

В газообразном состоянии здесь находятся не только легкие углеводороды — метан и этан, но и тяжелые высококипящие углеводороды, имеющие температуру кипения до 300—400° С.

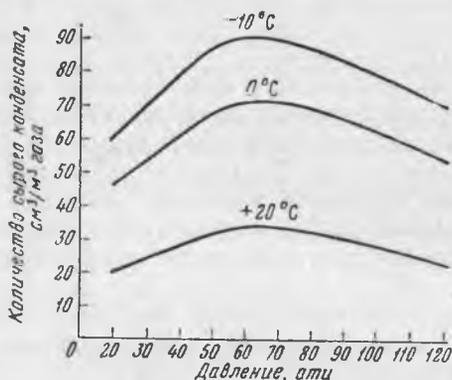


Рис. 60. Содержание конденсата в природном газе в зависимости от давления при различных температурах дросселирования (Ленинградское месторождение Краснодарского края)

Количество таких углеводородов довольно значительно (до 4—5% и выше).

Ввиду понижения давления и температуры газа при движении по стволу скважины в нем содержится значительное количество сконденсированных тяжелых углеводородов, а также влаги — «пленочный» конденсат. Извлечь этот конденсат не представляет особого труда. Однако во избежание выпадения конденсата, а также газогидратов при дальнейшем транспортировании в газопроводах газ дополнительно дросселируется на месте добычи. При этом температура газа резко снижается (эффект Джоуля — Томсона) и происходит дополнительная конденсация углеводородов и влаги, переходящих в туман, который тут же осаждается гравитационным путем в отстойниках, называемых «объемными сепараторами».

Изотермы конденсации природных газов (именуемой обратной или ретроградной конденсацией) имеют вид, показанный на рис. 60. Давление, при котором в конденсат переходит наибольшее количество углеводородов, носит название давления максимальной конденсации; оно лежит обычно в пределах 55—70 атм. Благодаря высокой степени пересыщения при этом дав-

лении конденсируется в туман в некоторых случаях до 100—200 г на 1 м<sup>3</sup> газа, что в пересчете на физический м<sup>3</sup> при давлении 55—70 атм дает величину порядка 5,5—14 кг/м<sup>3</sup>.

В этих условиях процессы конденсации, изотермической перегонки и коагуляции углеводородов протекают весьма интенсивно (см. Приложение I), однако для укрупнения капель до размеров, эффективно осаждаемых гравитационным путем ( $r > 35\text{--}50 \mu$ ), требуется все же значительное время пребывания газа в сепараторе (не менее 15 сек).

С целью интенсификации процессов конденсации, перегонки и коагуляции конденсирующихся углеводородов и влаги в дросселируемом газе и тем самым повышения пропускной и улавливающей способности сепарационных установок нами было предложено использовать звуковые колебания [80].

В отличие от существующего способа, при котором природный газ дросселируется с помощью калиброванной цилиндрической насадки («штуцера»), устанавливаемой перед сепаратором, предложено [79] производить дросселирование газа внутри сепаратора с помощью встроенного в него специального штуцер-свистка (рис. 61, а).

Благодаря наличию огромного перепада давления и повышенной плотности газа с помощью штуцер-свистка может быть получена любая наперед заданная акустическая мощность (до 10 квт и выше). В данном случае это весьма кстати, так как сжатые газы обладают повышенным акустическим сопротивлением  $\rho_g c_g$  (обусловленным в основном возрастанием плотности газа  $\rho_g$ ), что имеет своим результатом снижение колебательной скорости газа  $u_g$  [см. уравнение (1.9)]. Сохранить значение колебательной скорости на обычном уровне можно, лишь соответственно повысив интенсивность звука (по сравнению с применяемой в атмосферных условиях). Учитывая небольшие размеры озвучиваемого пространства и повышенную концентрацию капель в газосепараторах, для эффективной интенсификации протекающих в них процессов достаточно обеспечить интенсивность звука порядка 0,5—1,0 вт/см<sup>2</sup> или даже ниже. В этих условиях уровень силы звука близ стенки сепаратора достигает 125—130 дб, однако уже на расстоянии 5—10 м он снижается до допустимых норм\*.

\* Допустимый уровень шума зависит от частоты наивысшей составляющей спектра звука  $f_0$  и согласно принятым нормам [110] имеет следующие значения:

Частота $f_0$ , гц	Допустимый уровень силы звука $L$ , дб	Частота $f_0$ , гц	Допустимый уровень силы звука $L$ , дб
350	90	3 000—4 000	70
800	85	5 000	75
1600	80	6 000	80
2000	75	10 000	85

Во втором варианте звукофицированного газосепаратора (рис. 61, б) дросселирование газа производится обычным путем, а его самоозвучивание раздельно с помощью встроенной на выходе сепаратора статической сирены, в рупор которой подается отходящий отсепарированный газ. Можно показать, что при обратном питании сирены излучение акустических колебаний происходит в обычном размере и направлении, т. е. в сторону расширения рупора (излучающим элементом сирены является пульсирующая струя газа, представляющая собой акустический диполь, излучающий звук в основном в направлении расположения рупора). Как показал опыт, озвучивание газа позволяет повысить пропускную способность газосепараторов в несколько раз. Однако ввиду развивающейся при этом сильной турбулизации газа, препятствующей выпадению капель, целесообразно перенести их осаждение в отдельный отстойник или прямоточный циклон (снизив заодно частоту генерируемых колебаний до минимума).

Иной вариант озвучивания газосепараторов опробован на Коробковском месторождении (Волгоградская область) [86]. В качестве источника звука здесь использовалась турбодинамическая сирена, встраиваемая между фланцами входного патрубка сепаратора. Частота колебаний, по утверждению исследователей, составляла 6 кгц (по нашим расчетам эта цифра завышена раз в десять!). Интенсивность звука не замерялась; известно лишь, что перепад давления, расходуемого на вращение ротора сирены, генерирование звука и гидродинамические потери, составлял 1,5—2,0 атм.

Были проведены испытания на двух сепараторах — попутного и природного газов — при давлении, равном в обоих случаях 10 атм. В первом случае содержание влаги и конденсата на выходе сепаратора составляло соответственно 0,2 и 0,1 см<sup>3</sup>/нм<sup>3</sup>. Благодаря озвучиванию остаточное содержание влаги уменьшилось втрое, а конденсата — в 17 раз. Во втором случае количество конденсата, улавливаемого сепаратором, возросло с 19,5 до 25,6 см<sup>3</sup>/нм<sup>3</sup>, т. е. на 30%.

Ввиду присутствия в газе влаги в объеме газосепаратора наряду с капельками конденсата образуются кристаллики газогидратов, а на его стенках — массивные наросты газогидратов, нарушающие дальнейшую нормальную эксплуатацию газосепаратора. С целью предотвращения гидратообразования на стенках газосепараторов, а также предварительной стабилизации и подогрева извлекаемого конденсата предложена конструкция самообогреваемого звукофицированного газосепаратора [84], в котором устранены отмеченные выше недостатки сепарационных устройств (рис. 62). Вихревой свисток-труба 2 отличается от описанного в § 2 вихревого свистка тем, что его внутренняя камера ВК несколько более развита и снабжена на обратном

конце дополнительным кольцевым выходом — редуцирующим клапаном *РК*, как труба Ранка. Благодаря этому газовый вихрь является одновременно возбудителем акустических колебаний газа и разделителем газа на холодный и горячий потоки. Холодный озвученный поток выходит из верхнего отверстия *ОХГ*, горячий же поток газа в количестве 10—20% выходит из нижнего

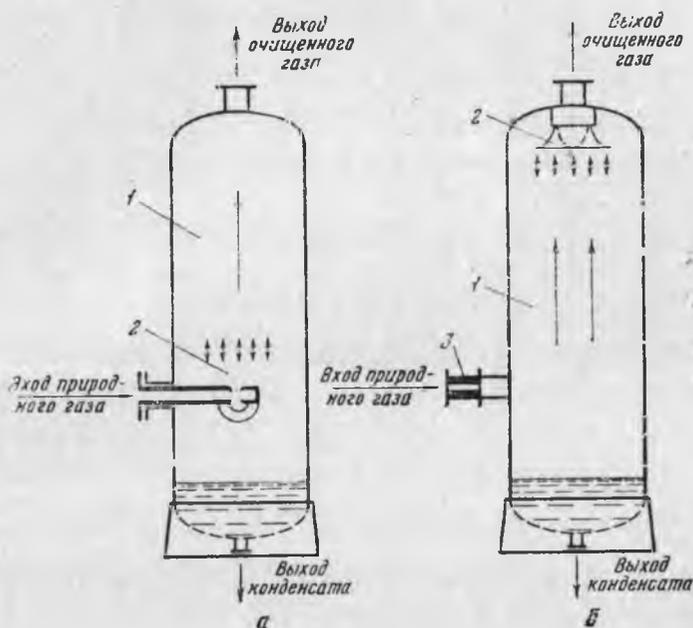


Рис. 61. Схемы звукофицированных газосепараторов для природного газа

*а* — газосепаратор со штуцер-свистком (*1* — корпус; *2* — штуцер-свисток); *б* — газосепаратор со звуковой сиреной обратного питания (*1* — корпус; *2* — звуковая сирена обратного питания; *3* — штуцер)

конца камеры через редукционный клапан *РК*, поступает под зонт, обогревает его и пространство под ним, выходит в кольцевое пространство между зонтом и стенкой в виде тепловой завесы *ТЗ*, обогревающей стенку и предотвращающей таким образом образование на ней наростов газогидратов. Поднимаясь еще выше, горячий газ, содержащий, как уже отмечалось, основную массу конденсирующихся углеводородов, смешивается с выходящим из свистка озвученным холодным потоком. Сконденсированные при этом капельки конденсата, а также кристаллики газогидратов осаждаются на нагретый зонт, где кристаллики

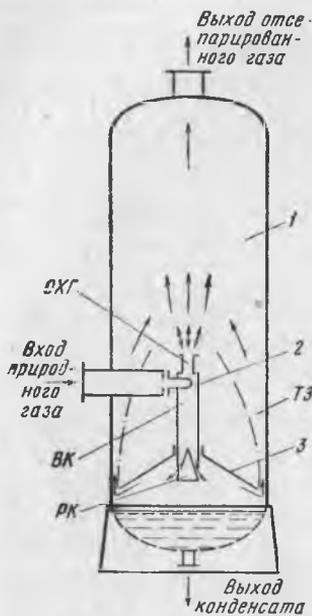


Рис. 62. Схема самообогревающего газосепаратора для природного газа

1 — корпус; 2 — вихревой свисток-труба; 3 — зонт; ВК — вихревая камера свистка-трубы; ОХГ — выход озвученного холодного газа; РК — редукционный клапан горячего газа; ТЗ — тепловая завеса

плавятся, а растворенные в конденсате более легкие углеводороды испаряются и уходят с газом из сепаратора.

При описанной конструкции вертикального газосепаратора отпадает необходимость в сооружении котельной, устройстве обогревательных змеевиков и теплоизоляции. Не исключено, однако, что турбулизация озвучиваемого газа и здесь затормозит выпадение капель; тогда придется поискать иное конструктивное решение правильной в принципе идеи самообогрева.

Оригинальные опыты звукогравитационного осаждения аэрозолей проведены недавно в Чехословакии Славиком и Гейдом [24]. Исследователи поставили своей целью использовать коагулирующее действие звука для борьбы с вредными газообразными примесями, для чего предложили вводить в газ соответствующие газообразные реагенты, которые, соединяясь химически с вредными примесями газов, образуют взвешенные твердые или жидкие частицы. Если, например, идет речь об очистке атмосферы от сернистого газа  $\text{SO}_2$ , то в качестве реагента можно вводить аммиак  $\text{NH}_3$ . При наличии влаги сернистый газ будет взаимодействовать с аммиаком по уравнению



образуя твердый серноокислый аммоний во взвешенном состоянии.

Этот способ удаления сернистого газа был опробован в литейном цехе, где производились отливки из легкого сплава электрона. По окончании литья форму закрыли крышкой, на которой были установлены в ряд четыре свистка Гартмана, работающие на частоте 8—11 кгц. Под свистками поместили небольшие сосуды с аммиаком. По истечении нескольких минут удушливый газ был удален из формы и больше не отравлял атмосферу цеха.

В заключение упомянем об опытах использования коагулирующего действия звука для искусственного осаднения облаков с целью выпадения осадков, что представляет определенный интерес для метеорологов и работников сельского хозяйства.

Радиус водяных капель в облаках изменяется в широких пределах — от 1—2 до 70—100  $\mu$ ; средний радиус составляет 10—20  $\mu$  [120].

Опыты искусственного вызывания дождя с помощью звука проводились сотрудниками Эльбрусской высокогорной экспедиции Академии наук СССР [32]. На склоне гор Баксанского ущелья были установлены мощные низкочастотные звуковые сирены. Излучаемая мощность каждой сирены около 25 квт. Каждая сирена была снабжена рупором, выходное сечение которого достигало 9 м<sup>2</sup>. Сирены направлялись на нависшее над ущельем дождевое облако; под влиянием звука происходило слияние облачных капелек, а вслед за тем выпадение дождя.

## § 20. ЗВУКОИНЕРЦИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ПРОМЫШЛЕННЫХ ПЫЛЕЙ, ДЫМОВ И ТУМАНОВ

Звукоинерционный метод осаднения аэрозолей отличается от рассмотренного в предыдущем параграфе звукогравитационного метода тем, что здесь процесс осаднения скоагулированных частиц переносится в отдельный, несравненно более эффективный, чем отстойник, осадитель инерционного действия, обычно циклон.

Скорость осаднения сферических частиц под действием сил инерции, развивающихся в циклоне с внутренним радиусом кривизны  $R$ , определяется формулой [121]

$$V_c = \frac{\omega_t^2 \tau}{R} = \frac{2 \rho_p}{9 \eta} \frac{\omega_t^2}{R} r^2, \quad (20.1)$$

где  $\omega_t$  — тангенциальная скорость движения аэрозоля. Отношение скорости инерционного осаднения к скорости гравитационного осаднения, определяемой выражением (19.1), равно

$$\frac{V_c}{V_g} = \frac{\omega_t^2}{R}. \quad (20.2)$$

Обычно  $\omega_t = 15—25$  м/сек, а  $R = 0,1—1,0$  м, откуда получается, что скорость инерционного осаднения частиц превышает скорость их гравитационного осаднения в 25—600 раз.

Типовая схема установки для звукоинерционного осаднения промышленных пылей, дымов или туманов показана на рис. 63.

Запыленный газ (аэрозоль) поступает вначале в коагуляционную камеру 1. При прохождении камеры газ подвергается воздействию акустических колебаний, излучаемых звуковой сиреной 2, которая питается сжатым воздухом от компрессора 5; при этом происходит укрупнение взвешенных частиц и осаждение некоторой их части. Далее газ поступает в инерционный осадитель 3.

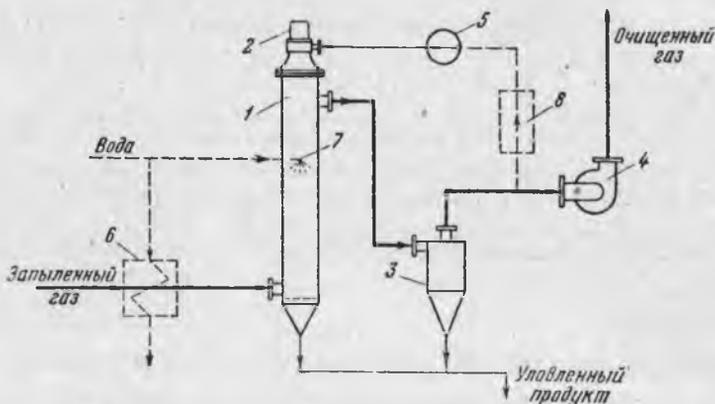


Рис. 63. Принципиальная схема звукоинерционной пыле-каплеулавливающей установки

1 — коагуляционная камера; 2 — звуковая сирена; 3 — инерционный осадитель; 4 — вентилятор; 5 — компрессор; 6 — охладитель; 7 — распылительная форсунка; 8 — фильтр

осадитель 3, в котором происходит отделение укрупнившихся частиц от газа. Очищенный газ вентилятором 4 отводится в атмосферу или подается для технологических целей. Уловленная пыль поступает в пылесборник.

При необходимости снижения температуры газа перед коагуляционной камерой устанавливается охладитель 6, а при необходимости орошения газа камера снабжается жидкостными распылительными форсунками 7 или паровыми соплами. Если сирена проводится в действие газом, вместо воздуха, перед компрессором устанавливается фильтр 8.

Коагуляционная камера, или просто коагулятор, выполняется в виде вертикальной цилиндрической башни, облицованной снаружи звукоизоляционным материалом (стеклянная вата и др. [110]). Звуковая сирена обычно располагается в верхней части камеры. Для отражения падающей волны в нижней части камеры имеется плоское днище или конус с углом касательной  $45^\circ$ . Диаметр коагуляционных камер обычно не превышает 2,5 м. Геометрическая высота цилиндрической части камер находится в пределах 6—9 м, достигая иногда 11 м.

Скорость движения газа  $\omega$  связана с высотой озвучивания камеры  $H_0$  элементарной зависимостью  $\omega = H_0/t_0$ , где  $t_0$  — время озвучивания аэрозоля. При обычно применяемой высоте камер и времени озвучивания промышленных аэрозолей скорость  $\omega$  оказывается в пределах 1,5—2,0 м/сек. Это значительно выше скоростей, применяемых в электрофильтрах тонкого улавливания,

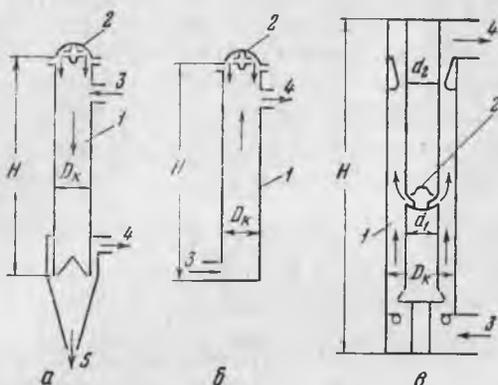


Рис. 64. Типы коагуляционных камер

*a* — прямоточная; *b* — противоточная; *v* — комбинация (1 — корпус; 2 — сирена; 3 — вход газа; 4 — выход газа)

ния, чем в основном и объясняются меньшие габариты коагуляционных установок.

На рис. 64, *a* изображена схема коагуляционной камеры первой опытной звукоинерционной установки, предназначенной для улавливания сажи [272]. Запыленный газ подается в камеру сверху и, смешиваясь с воздухом, поступающим из сирены, проходит камеру донизу. Такая схема может быть названа *прямоточной*. Недостаток этой схемы состоит в том, что аэрозоль разбавляется воздухом сирены при входе аэрозоля в камеру. В промышленных установках доля сиренного воздуха составляет 7—10 %, в установках же лабораторного типа количество воздуха, поступающего от сирены, может даже превышать количество аэрозоля.

Более рациональна *противоточная* схема (рис. 64, *b*). Здесь аэрозоль разбавляется воздухом сирены лишь по завершении процесса коагуляции частиц. Эта схема обычно и применяется на практике. Путем сброса сиренного воздуха до смешения с газом [73, 260, 225] можно резко снизить разбавление газа. Возможна также *комбинированная* схема, при которой радиальная сирена размещается внутри камеры, как показано на

рис. 64, в. Размеры одной из выполненных камер следующие:  $D_k = 2,4 \text{ м}$ ,  $d_1 = 1,17 \text{ м}$ ,  $d_2 = 1,3 \text{ м}$ ,  $H_0 = 9,0 \text{ м}$  [269].

Степень очистки газа в звукоинерционной установке зависит, с одной стороны, от степени укрупнения частиц, достигаемой в коагуляторе, а с другой — от эффективности осаждения укрупненных частиц в инерционном осадителе.

Эффективность осаждения частиц, как известно [119], характеризуется степенью улавливания (очистки)  $\eta$ , либо непосредственно остаточной весовой концентрацией частиц  $k_{\text{вых}}$  ( $г/м^3$ ), которые связаны между собой простой зависимостью:

$$\eta = \left(1 - \frac{k_{\text{вых}}}{k_{\text{вх}}}\right) 100 \% \quad (20.3)$$

( $k_{\text{вх}}$  — входная концентрация частиц,  $г/м^3$ ).

В качестве осадителей в звукоинерционных установках опробованы различные устройства: простые циклоны, мультициклоны, дезинтеграторы, ротоклоны, барботажные ванны, мокрые проволочные фильтры, матерчатые фильтры и др.

На рис. 65 показана компоновка коагуляционной камеры с мультициклонами, осуществленная «Промэнерго» в звукоинерционной установке для улавливания окиси цинка из отходящих газов бронзо-латунного завода.

На рис. 66 приведены фракционные к. п. д. некоторых инерционных осадителей при  $\rho_p = 1$ . Из графика видно, что для получения высоких показателей звукоинерционной очистки промышленных газов необходимо укрупнять частицы до  $r = 5-7 \text{ м}$  — при использовании мультициклонов и не менее, чем до  $r = 10-15 \text{ м}$  — при использовании простых циклонов.

Результаты, достигаемые при звукоинерционном осаждении промышленных дымов, пылей и туманов, опубликованы в оригинальных статьях, а также в ряде обзорных работ отечественных и зарубежных авторов [7, 58, 78, 127, 150, 151, 157, 183, 184, 240, 241, 248, 269, 292]. Наиболее важные из зарубежных работ помещены в сборнике переводов «Акустическая коагуляция аэрозолей» [1], выпущенном недавно Госхимиздатом.

Учитывая это, мы ограничимся здесь конспективным изложением результатов звукоинерционного осаждения промышленных аэрозолей, отсылая читателей за более подробными сведениями к оригинальной литературе.

В табл. 18 приведены сводные данные испытаний звукоинерционного метода осаждения промышленных аэрозолей, проведенных в Советском Союзе и за рубежом.

В таблицу не включены следующие продукты, об опытах звукоинерционного осаждения которых в литературе не имеется достаточных сведений.

1. Пыль кальцинированной соды из отходящих газов котла-утилизатора бумажной фабрики, улавливаемая в промышленной звукоинерционной установке производительностью 85 000 м<sup>3</sup>/час [184].

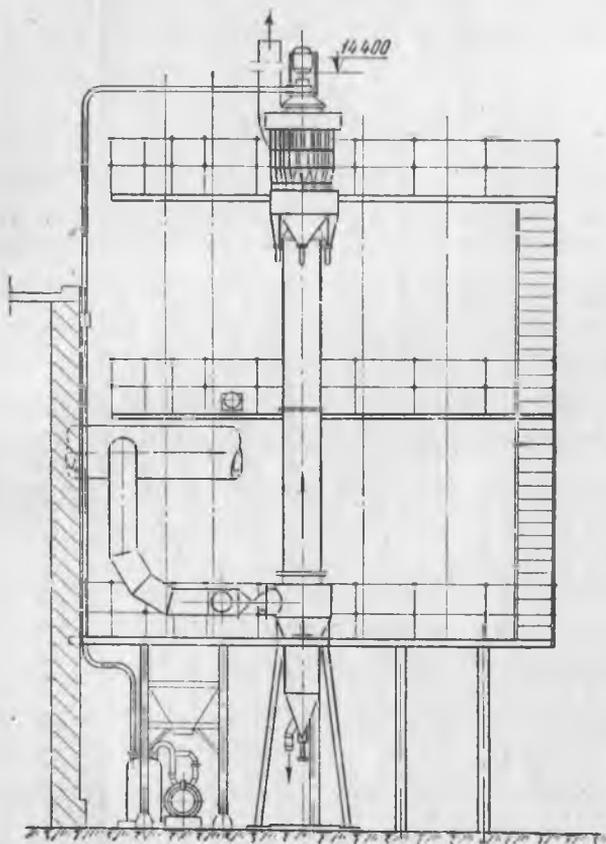


Рис. 65. Компоновка коагуляционной камеры с мультициклонами, осуществленная «Промэнерго»

2. Сернистый молибден, удовлетворительно улавливаемый в сухом виде в звукоинерционной установке промышленного масштаба [269].

3. Цементная пыль из газов печи для обжига цемента, успешно улавливаемая лишь при орошении водой (что не приводит к затвердеванию ее в осадителе) [269].

4. Летучая зола дымовых газов котельных установок [186,

Наименование	Аэрозоль				Коагуляци
	Радиус частиц r, м	Весовая концентрация K, г/м <sup>3</sup>	Температура, t, °C	Обрабатываемый объем Q, м <sup>3</sup> /час	Тип и габариты (D <sub>K</sub> × H <sub>K</sub> , м)
Сажа газовая печная	0,03—0,07	1,2—12,6	40	1 700—2 000	Опытная; прямоток Ø 1,1×6,6
» » »	0,03—0,07	1,2—2,1	40	1 700—2 000	То же, с орошением
Сажа газовая агрегированная	0,5—15	0,5—2,5	—	600	Опытная; противоток, с орошением Ø 0,5×9
Сажа форсуночная	0,1—0,2	26	82	45	Опытная; восходящий поток Ø 0,29×1,9
Сажа каменноугольная	0,5—1,0	0,5—2,4	80—90	90—100	Опытная; противоток Ø 0,2×2,5
Туман серной кислоты	0,5—5,0	5—40	180	1 700	То же Ø 0,4×4
Туман серной кислоты натуральной	0,25—2,5	1	50	40 000	Промышленная; комбинированный ток Ø 2,4×10,5 (2 компл.)
Туман серной кислоты разбавленной	2,5—50 (преобл. 7,5)	0,5—1,2	20	1 800	Опытная; противоток Ø 0,64×11
Масляный туман (искусств.)	0,5—5,0	10—40	35—40	25	Лабораторная; противоток Ø 0,125×2,6
Возгоны окиси цинка при обжиге цинковой руды	0,5—5,0 (преобл. 2,5)	1—2	40—100	1 600	Опытная; прогивоток Ø 0,75×10
Возгоны окиси цинка при выплавке меди	0,5—4,0	0,5—20	50—350	1 300—2 160	То же, Ø 1,0×9
Возгоны окиси цинка при выплавке латуни	0,4—0,6	10	400	7000	То же, Ø 0,7×10
Коксовый газ (смола)	0,5—5,0 (преобл. 2,5)	30—70	40—60	1 300—2 100	То же, Ø 0,5/0,64×9
Крекинг-газ (конденсат)	0,5—5,0	5—70	35	1 200	То же, Ø 0,5×9
» » »	0,5—5,0 (преобл. 3,0—3,5)	6—15	40	12 000	Промышленная; противоток Ø 1,16×11 (2 компл.)
Дым маргеновских печей	2,5 (55%)	2	150	5 000	Опытная; противоток с орошением
Дым карбидных печей	0,5—15 (преобл. 0,5)	0,25—2,8	120	500	Опытная; противоток
» » »	То же	0,25—2,8	120	500	То же, с орошением (5 г/м <sup>3</sup> )

\* В скобках результат без тканевого фильтра.

\*\* В скобках результат при орошении аэрозоля.

\*\*\* Сходные результаты получены в работе [293].

Таблица 18

онная камера				Осадитель			Место и год исследования
Звуковая сирена	Частота колебаний $f$ , кГц	Сила звука $J$ , Вт/см <sup>2</sup>	Время озвучивания $t$ , сек	Тип	Степень улавливания без озвучивания $\eta_{\text{д}}$ , %	Степень улавливания с озвучиванием $\eta_{\text{дз}}$ , %	
Динамич. радиальная	4	0,5—1,0	4,5	2 циклона $\varnothing 1,3$ м (последовательно)	40	83—90	США, 1947—1949 гг. [272, 273, 269, 183]
То же	2—4	0,5—1,0	1,2	То же	8—32	99	То же
Динамич. аксиальная	3	0,1	10	1 или 4 циклона (параллельно)	68—72	95	Япония, 1950—1954 гг. [38, 246]
Статич. с отсосом	4,6	1,0	7	2 циклона и стеклотканевый фильтр (последовательно)	(30)*	99,98 (97)*	СССР, НИИОГАЗ, 1959 г. [54, 57]
Динамич. аксиальная	3,6	0,10—0,14	3—4	Циклон $\varnothing 0,15$ м	68—74 (81)**	87 (97)**	СССР, ИГИ, 1959 г. [85]
То же	2,15	0,1	3	Мультициклоны (параллельно)	84	99,6—99,9	США, 1949 г. [218, 241, 248]
Динамич. радиальная	2,25	0,1	4	2 циклона (параллельно)	—	90	США, Нью-Йорк, 1948 г. [184]
Динамич. аксиальная	1—2	0,1	7	4 циклона (параллельно)	69—72	78—12	Япония, 1950—1954 гг. [38, 246]
То же	2—4	0,1—0,2	2,4	Циклон $\varnothing 0,15$ м	93—95	99,0—99,8	СССР, МЭИ, 1954—1955 гг. [73, 74]
» »	3—3,5	0,1	10	Циклон	84—87	94—98	Япония, 1950—1954 гг. [38, 246]
Динамич. радиальная	3—9	0,13	10	Циклон $\varnothing 1,35$ м	70	90—95	Польша, г. Шопеницы, 1954—1955 гг. [227, 228]***
Динамич. аксиальная	0,7	0,6	2,5	Циклоны $\varnothing 0,15$ — $0,30$ м и фильтры (последовательно)	—	99,8	СССР, Промэнерго, 1958—1961 гг. [299]
То же	4	0,1	5—8,5	2 циклона (параллельно)	88	—	Япония, 1950—1954 гг. [38, 246]
» »	4	0,1	5	То же	76—82	97,5—99,3	Япония, 1950—1954 гг. [38, 246]
» »	3,5	0,1	6	2 пелузы (параллельно)	73	95	Япония, Токио, 1954 г. [259]
Динамич.	2,2	—	—	Мокрый ротоклон типа W	45	90,7	США, 1951 г. [281, 269]
Статич.	7+10+26	—	4—6	Мультициклоны (параллельно)	11	94	Франция, 1954 г. [150, 151]
»	10,5	—	4—6	»	—	86	

193, 216, 254], показавшая слабую коагулируемость в сухом виде (из-за низкой дисперсности).

5. Сера из отходящих газов контактной камеры, в которой реагируют сернистый газ и сероводород, образуя элементарную серу; степень улавливания серы достигала 93% [183].

6. Окись железа из газов конвертора для выплавки стали с кислородным дутьем, а также окись кобальта, улавливавшиеся

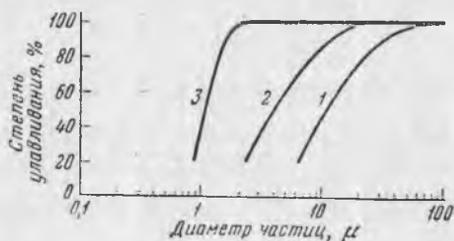


Рис. 66. Фракционные к. п. д. некоторых инерционных осадителей

1 — циклон большого диаметра; 2 — циклон малого диаметра; 3 — лабораторный осадитель ударноструйного действия

на 90% в опытной установке производительностью 3000 м<sup>3</sup>/час при частоте 1—3 кгц [206].

7. Окись сурьмы, показавшая, по сообщению Буше, еще лучшие результаты [150, 151].

8. Окись свинца, улавливаемая в промышленной установке производительностью 10 000 м<sup>3</sup>/час на 95—98% (Чехословакия).

9. Различные «агрегированные» аэрозоли, получаемые путем механического распыления ранее осажденных (порошкообразных) продуктов в газе, дающие заведомо отрицательные результаты (агрегированные угольная пыль и зола [73], окись магния и окись алюминия [262] и др.).

В таблицу не включены также сведения о продуктах, акустическая коагулируемость которых определялась не по степени инерционного осаждения, а по другим показателям и при том на установках лабораторного масштаба. Таковы ферромарганцевая пыль доменного газа [171], оксим циклогексана [87], фтористые соединения [15] и др.

Рассматривая табл. 18 с перечисленными выше дополнениями к ней, можно сделать следующие выводы.

Высокодисперсные аэрозоли, типа газовой и форсуночной сажи, дают степень укрупнения, достаточную для эффективного осаждения в инерционных осадителях, только при повышенной интенсивности звука (или времени озвучивания) порядка

1  $\text{вт/см}^2$  и выше. Исчерпывающее осаждение достигается лишь при использовании в качестве конечной ступени матерчатых фильтров, которые могут при этом, благодаря укрупнению частиц и пониженной запыленности, работать с повышенной скоростью фильтрации газа.

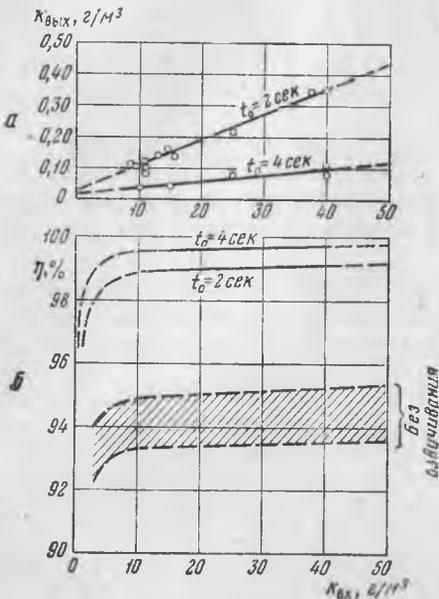


Рис. 67. Зависимость эффективности звукоинерционного осаждения масляного тумана от исходной массовой концентрации ( $f=2,4 \text{ кгц}$ ;  $J=0,1-0,2 \text{ вт/см}^2$ )

*a* — остаточная концентрация; *б* — степень улавливания

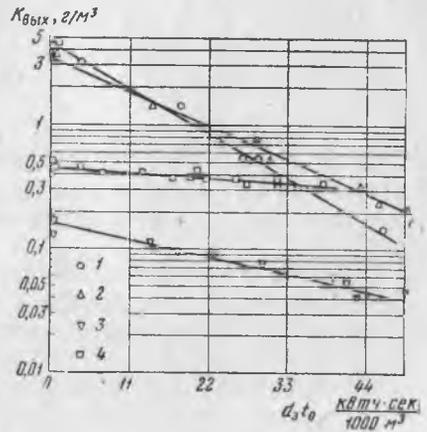


Рис. 68. Зависимость остаточной концентрации частиц при звукоинерционном осаждении некоторых промышленных аэрозолей от произведения  $d_3 t_0$  (по Ояма, Иноуэ, Савахата и Окада

1 — смола коксового газа ( $r = 0,5-5 \text{ м}$ ;  $k_{\text{ВХ}} = 30-70 \text{ г/м}^3$ ); 2 — конденсат крекинг-газа ( $r = 0,5-5 \text{ м}$ ;  $k_{\text{ВХ}} = 5-70 \text{ г/м}^3$ ); 3 — агрегированная сажа ( $r = 0,5-15 \text{ м}$ ;  $k_{\text{ВХ}} = 0,5-2,4 \text{ г/м}^3$ ); 4 — туман разбавленной серной кислоты ( $r = 2,5-60 \text{ м}$ ;  $k_{\text{ВХ}} = 0,5-1,2 \text{ г/м}^3$ )

Менее высокодисперсные аэрозоли, типа возгонов оксида цинка, сернистого молибдена и др., дают достаточное укрупнение при нормальной интенсивности звука ( $0,1 \text{ вт/см}^2$ ), обеспечивая степень улавливания порядка 90—95%. Однако остаточная концентрация частиц ( $20-200 \text{ мг/м}^3$ ) превышает допустимые нормы для токсичных веществ, вследствие чего в этом случае, как и в предыдущем, возникает необходимость установки матерчатых фильтров. Последнее, естественно, оправдывает себя лишь при высокой стоимости улавливаемых продуктов или небольшом объеме газов.

Различные полидисперсные пыли (пыль мартеновских и доменных печей, печей для обжига цемента и др.), отличающиеся низким весовым содержанием высокодисперсных фракций, дают высокую степень извлечения лишь при орошении газа водой в коагуляционной камере с последующим осаждением в мокром осадителе (что обеспечивает остаточную концентрацию порядка  $100 \text{ мг/м}^3$ ), либо при использовании в качестве конечной ступени матерчатых фильтров (что обеспечивает остаточную концентрацию  $5\text{—}10 \text{ мг/м}^3$  и ниже при повышенной их пропускной способности).

Различные натуральные туманы (коксовый газ, крекинг-газ и др.) осаждаются звукоинерционным путем весьма эффективно ( $95\text{—}99,8\%$ ), если они не слишком слабоконцентрированы или грубодисперсны; остаточная концентрация капелек составляет при этом  $30\text{—}300 \text{ мг/м}^3$ .

В ходе испытаний звукоинерционного метода осаждения промышленных аэрозолей выявлены некоторые эмпирические зависимости. Установлено, что остаточная весовая концентрация частиц находится в линейной зависимости от исходной весовой концентрации частиц в газе, что иллюстрирует рис. 67, а. При этом зависимость степени улавливания от исходной концентрации изображается типичной кривой, показанной на рис. 67, б. Из этого рисунка можно заключить, что степень улавливания при некоторой «критической» концентрации, порядка  $3\text{—}5 \text{ г/м}^3$ , резко понижается, а при высокой концентрации, свыше  $10\text{—}15 \text{ г/м}^3$ , почти не возрастает. Последнее объясняется тем [см. формулу (20.31)], что с увеличением  $k_{\text{вх}}$  отношение  $k_{\text{вых}}/k_{\text{вх}}$  уменьшается, как это видно из рис. 67, а, все медленнее и медленнее.

Установлено, что остаточная концентрация частиц при звукоинерционном осаждении находится в экспоненциальной зависимости от произведения удельного расхода энергии сжатого воздуха, расходуемого звуковой сиреной, на время озвучивания  $\xi' = d_s t_0$  [246]

$$k_{\text{вых}} = k_{\text{вх}} e^{-m\xi'}, \quad (20.4)$$

где  $m$  — постоянная, зависящая от вида аэрозоля. Это иллюстрирует рис. 68, на котором приведены результаты звукоинерционного осаждения различных промышленных аэрозолей, полученные Ояма, Иноуэ, Савахата и Окада [246]. Для постоянной  $m$ , (связанной с приводимой у авторов постоянной  $n$  зависимостью:  $m = n/27,3$ ) получаются следующие значения: коксовый газ —  $0,077$ , крекинг-газ —  $0,059$ , агрегированная газовая сажа —  $0,033$ , туман разбавленной серной кислоты —  $0,009$ .

Удельный расход энергии пропорционален произведению интенсивности звука на время озвучивания  $d_s \sim J t_0$  [см. уравнение

(20.8)], так что  $\xi' \sim (\sqrt{Jt_0})^2$ . Отсюда, сопоставляя уравнение (20.4) с уравнениями (15.2) и (16.4), получаем следующее соотношение:

$$\frac{k_{\text{вых}}}{k_{\text{вх}}} = \left(\frac{n}{n_0}\right)^2. \quad (20.5)$$

Из этого равенства следует, что весовая концентрация скоагулированных частиц после осаждения их в инерционном осадителе снижается значительно быстрее, чем счетная концентрация частиц в ходе акустической коагуляции. Это вполне закономерно, так как в инерционном осадителе осаждаются наиболее тяжелые из скоагулированных частиц.

В соответствии с (20.4) для степени улавливания получается следующее выражение:

$$\eta_{\text{зи}} = 100 - (100 - \eta_{\text{и}}) e^{-m\xi'} \%, \quad (20.6)$$

где  $\eta_{\text{и}}$  — к. п. д. инерционного осадителя, достигаемый при очистке неозвученного аэрозоля. Уравнение справедливо при условии укрупнения частиц до размеров улавливаемых осадителем нацело и неразрушаемости в нем укрупнившихся частиц, что соблюдается полностью лишь для туманов.

Для газовой сажи Киду [211] на основании экспериментальных данных Стокса и Вивиана [273] предложил иное экспоненциальное уравнение для степени улавливания:

$$\eta_{\text{зи}} = 100 - e^{-\frac{M}{K\sqrt{Jt_0}}} \%, \quad (20.7)$$

где  $M$  — коэффициент, зависящий от вида сажи и эффективности коагуляционной и осадительной аппаратуры.

Для правильной оценки звукоинерционного метода осаждения аэрозолей важен вопрос об энергетических затратах. Они складываются из затрат на процесс коагуляции аэрозоля и затрат на процесс его осаждения. Величина удельного расхода энергии на осаждение аэрозолей хорошо известна для каждого существующего вида осадителя. Например, для циклонов она равна в среднем  $0,5 \text{ квт} \cdot \text{ч}$  на  $1000 \text{ м}^3$  газа; для ротоклонов достигает нескольких киловатт-часов.

Если необходимая интенсивность звука, излучаемого в коагуляционную камеру сечением  $S_{\text{к}}$ , составляет  $J \text{ вт/см}^2$  и время озвучивания  $t_0 \text{ сек}$ , то, учитывая, что общее количество потребной акустической энергии равно  $W_{\text{ак}} = JS_{\text{к}}$ , а количество обрабатываемого газа равно  $Q_{\text{г}} = \omega S_{\text{к}} = \frac{H_0}{t_0} S_{\text{к}}$ , получаем следующее выра-

жение для удельного расхода энергии на коагуляцию аэрозоля [74]:

$$d_3 = \frac{J t_0}{0,36 \eta_c \eta_{к,у} \eta_{к,к} H_0} \frac{\text{квт} \cdot \text{ч}}{1000 \text{ м}^3}, \quad (20.8)$$

где  $\eta_c$  — акустический к. п. д. звуковой сирены,  $\eta_{к,у}$  — общий к. п. д. компрессорной установки, питающей звуковую сирену,  $\eta_{к,к}$  — коэффициент использования акустических колебаний в коагуляционной камере, учитывающий потери, связанные с неоднородностью акустического поля камеры, поглощение акустической энергии аэрозолем, утечки через отверстия и стенки камеры, выход из резонансного состояния и т. п. (определяется опытным путем);  $H_0$  — высота озвучивания коагуляционной камеры в метрах.

Мерой акустических затрат на процесс коагуляции аэрозолей, таким образом, является произведение интенсивности звука на время озвучивания  $J t_0$ , которое носит название *индекса озвучивания*.

Рассматривая уравнения (15.2) и (20.8) с учетом зависимости (15.6), можно заключить, что увеличение  $J$  сказывается на эффективности процесса менее ощутимо, чем увеличение  $t_0$ ; на удельный же расход энергии  $J$  и  $t_0$  влияют в равной мере. Отсюда следует, что акустические затраты получаются меньшими при малых значениях  $J$ , а капитальные затраты на аппаратуру, наоборот, при малых значениях  $t_0$  (поскольку с его уменьшением растет пропускная способность камеры). Оптимальные значения  $J$  и  $t_0$  устанавливаются технико-экономическим расчетом на основании опытных данных.

Нейман, Содерберг и Фаул (Ультразвуковая корпорация, США) указывают [240] следующие пределы удельного расхода энергии:  $d_3 = 0,65$ — $2,0$  *квт·ч* на  $1000 \text{ м}^3$  газа. Другие авторы приводят более высокие значения. Так, в опытах полупромышленного масштаба, проведенных Ояма, Иноуэ, Савахата и Окада [246], получены следующие значения: агрегированная сажа и окись цинка —  $4,2$  *квт·ч\**, разбавленная серная кислота —  $5,6$  *квт·ч*, коксовый газ —  $8,4$  *квт·ч* и крекинг-газ —  $7,0$  *квт·ч* (вычислены нами, исходя из  $\eta_{к,у} = 0,65$ ). При звукоинерционной очистке крекинг-газа в спроектированной теми же авторами промышленной установке [259] расход энергии составил всего лишь  $2,5$  *квт·ч*. Причина различия заключается в том, что в опытных установках использовались малоэкономичные звуковые сирены, акустический к. п. д. которых не превышал  $10$ — $15\%$ . По этой причине в опытах звукоинерционного осаждения

\* В работе [89] приводится величина удельного расхода энергии на озвучивание окиси цинка, равная лишь  $0,6$  *квт·ч*, что, однако, требует серьезной проверки

возгонов окиси цинка, проведенных ЦИОТ (ПНР) [227, 228], получено значение — 8 квт·ч, а при осаждении дыма карбидных печей [150, 151] — значения 3,9 и 7,0 квт·ч.

Шницлер (фирма Лурги, ФРГ), ссылаясь на проведенные им опыты [262], указал еще более высокое значение: 10 квт·ч, оставляя в тени то обстоятельство, что оно получено при звукоинерционном осаждении агрегированных, т. е. слабо коагулирующих продуктов.

Обобщая накопленный опыт звукоинерционного осаждения промышленных аэрозолей, можно констатировать, что источниками повышенных удельных расходов энергии на процесс могут быть в общем следующие факторы:

1) слабая акустическая коагулируемость аэрозоля (обусловленная чрезмерной крупностью частиц или их низкой весовой концентрацией и т. п.);

2) сильная звукопоглощающая способность аэрозоля (обусловленная «критической» дисперсностью частиц, их чрезмерной концентрацией и т. п.);

3) отклонение частоты колебаний от оптимального значения (обусловленное ограниченными возможностями генератора звука, колебаниями скорости вращения его привода, изменениями дисперсного состава частиц аэрозоля и т. п.);

4) низкий акустический к. п. д. генератора звука (результат его недостаточной конструктивной завершенности или тщательности изготовления, износа и т. п.);

5) малоэкономичный режим работы коагуляционной камеры (результат неотрегулированного резонанса системы, неудачного выбора высоты камеры, высоких утечек акустической энергии через входной и выходной патрубки, непостоянства температуры газа и т. п.);

6) значительное разбавление аэрозоля отработанным воздухом сирены (что снижает коагулируемость аэрозоля и повышает расходы на тягу);

7) пониженная экономичность работы компрессорной установки (вследствие больших отклонений от номинального режима работы, дросселирования воздуха и других обстоятельств);

8) неудачный выбор типа инерционного осадителя или работа его в неоптимальном режиме (занижение входной скорости ведет к необходимости увеличения степени укрупнения частиц, а превышение скорости — к усиленному разрушению сухих укрупненных агрегатов частиц; по данным Яна [206], критической скоростью в циклонах является 10—12 м/сек).

Не все из перечисленных источников повышенных расходов энергии устранимы до конца. Поэтому реально достижимой величиной общих расходов на звукоинерционную очистку газов следует пока считать 2—4 квт·ч на 1000 м<sup>3</sup> газа. Лишь при необходимости подсушки уловленного продукта удельный рас-

ход энергии может достигать более высоких значений (например, для пыли мартеновского газа  $d = 6,5 \text{ квт} \cdot \text{ч}$  [269]).

Перечислим мероприятия, способствующие повышению экономичности звукоинерционного осаждения промышленных аэрозолей:

1) введение в сухие или слабозапыленные газы капелек распыленной воды или конденсирующегося пара [189], а в случае туманов — капелек улавливаемой жидкости (рециркуляция тумана) в надлежащем количестве. Заслуживает рассмотрения введение в аэрозоли заряженных капелек воды или другой жидкости;

2) снижение температуры газа (для увеличения фактической концентрации частиц, стабилизации температуры конденсации вводимого пара и уменьшения объема газов, ведущего к повышению пропускной способности коагулятора) или, наоборот, поддержание высокой температуры газа (для сохранения жидкого состояния частиц);

3) повышение или, наоборот, снижение высоты коагуляционной камеры (для наиболее рационального подбора режима озвучивания данного аэрозоля);

4) применение высокоэкономичных звуковых сирен (динамические сирены с прямоугольной формой импульсов давления), а также сирен с внутренней циркуляцией воздуха;

5) использование для питания звуковых сирен очищаемого газа, если он обладает избыточным давлением (как, например, доменный газ), или имеющегося пара низкого давления (например, отработанного пара паровых двигателей);

6) многочастотная звуковая обработка аэрозоля (на благоприятное действие этого мероприятия указывают, например, опыты Буше [150, 151]);

7) установка специальных акустических фильтров на входе и выходе газа из коагуляционной камеры, возвращающих акустическую энергию обратно в камеру [180];

8) использование более эффективных пылеосадителей, в частности мокрых проволочных фильтров [184, 239, 240]. Заслуживает внимания также использование электрофильтров.

Опыт комбинации турбулентного коагулятора с электрофильтром при очистке доменного газа [119] показал чрезвычайную ее выгоду: остаточная концентрация была снижена до  $5-10 \text{ мг/м}^3$  вместо  $20 \text{ мг/м}^3$ , а пропускная способность электрофильтра возросла при этом в 1,5—2 раза.

Еще лучших результатов можно ожидать при комбинации акустического коагулятора с электрофильтром. Сократится время озвучивания (так как для электрофильтров допустимо гораздо меньшее укрупнение частиц, чем для циклонов), повысится пропускная способность электрофильтров. Это даст уменьшение капитальных затрат и расхода энергии на озвучивание.

Перед турбулентным коагулятором акустический коагулятор имеет также то важное преимущество, что коагуляция может проводиться в сухом виде (за исключением слабозапыленных газов), так как нет опасности, что в электрофильтрах скоагулированные агрегаты будут разрушаться (скорость газа невелика!).

Звукоинерционный метод пыле-каплеулавливания, как и прочие методы, имеет свои достоинства и недостатки.

Достоинства звукоинерционного метода пыле-каплеулавливания таковы:

1) высокая степень очистки различных промышленных газов, в первую очередь туманов, а также дымов, для которых мокрое улавливание не противопоказано;

2) неограниченно малые размеры улавливаемых частиц туманов, дымов и пылей;

3) независимость эффективности очистки газов от электрических свойств частиц;

4) применимость для агрессивных газов, а также газов с повышенной температурой или давлением;

5) взрывобезопасность и электробезопасность звукоинерционных установок;

6) простота устройства коагуляторов, в особенности при использовании статических сирен и центробежных компрессоров;

7) более умеренные габариты и капитальные затраты, чем у электрофильтров и матерчатых фильтров.

Недостатки звукоинерционного метода пыле-каплеулавливания следующие:

1) повышенный удельный расход энергии на очистку газов, в особенности для дымов и пылей; он всегда выше, чем у электрофильтров, но, как правило, ниже, чем у дезинтеграторов, турбулентных труб — распылителей и матерчатых фильтров;

2) необходимость увлажнения некоторых дымов и пылей и снижения в связи с этим температуры газов;

3) ограниченная остаточная концентрация частиц (не ниже  $30 \text{ мг/м}^3$  для туманов и  $100 \text{ мг/м}^3$  для увлажняемых дымов и пылей) в случае, если установка матерчатых фильтров неприемлема;

4) при использовании обычных звуковых сирен — некоторое разбавление очищаемого газа воздухом (газом, паром) сирены;

5) наличие вращающихся агрегатов — звуковой сирены (если она динамического типа) и компрессора.

Наиболее существенным недостатком является повышенный удельный расход энергии на процесс, проявляющийся в наибольшей степени при коагуляции высокодисперсных аэрозолей

(типа газовой сажи и т. п.). В этой связи представляют интерес предложенные нами две новые схемы коагуляции аэрозолей в звуковом поле: ступенчатая многочастотная коагуляция аэрозолей [77, 78] и электроакустическая коагуляция аэрозолей [76, 78]. Кратко остановимся на физической сущности этих схем.

В § 16 было отмечено, что для каждого коагулируемого аэрозоля существует своя оптимальная частота колебаний, при которой процесс коагуляции протекает наиболее эффективным образом. Значение оптимальной частоты колебаний тем ниже,

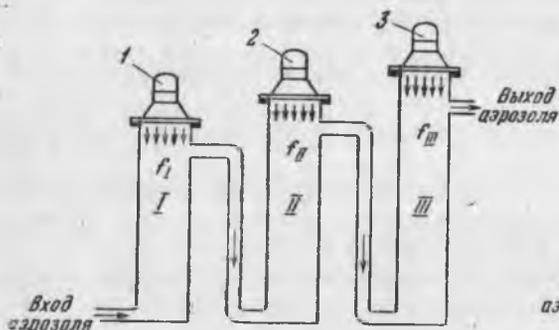


Рис. 69. Схема ступенчатой коагуляционной установки

*I*, *II* и *III* — коагуляционные камеры и 1, 2 и 3 — звуковые сирены соответственно первой, второй и третьей ступени ( $f_I > f_{II} > f_{III}$ )

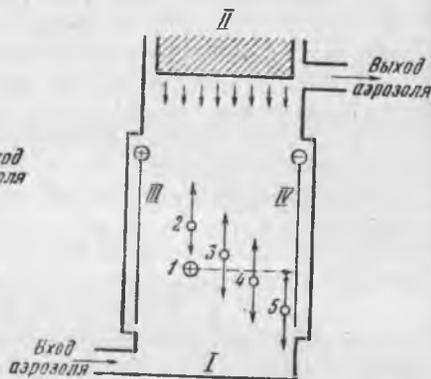


Рис. 70. Схема электроакустического метода коагуляции и осаждения аэрозолей

*I* — электроакустическая камера; *II* — излучатель звука; *III* и *IV* — электроды; 1 — капля тумана 2, 3, 4 и 5 — частицы пыли

чем грубее аэрозоль, т. е. больше размеры его частиц. Это вытекает из теоретических исследований, приведенных в § 10, 11 и 12 (см. рис. 30 и 41), а также обширных экспериментальных исследований (см. § 16, рис. 51 и табл. 13).

В ходе коагуляции аэрозолей происходит постепенное укрупнение частиц, а это означает, что частота колебаний должна снижаться, если желательно вести процесс при оптимальных условиях. Особенно это требуется при коагуляции высокодисперсных аэрозолей, требующих огромного укрупнения частиц. Следовательно, существующая методика проведения акустической коагуляции аэрозолей есть примитив.

Взамен существующей схемы акустической коагуляции аэрозолей предлагается более совершенная схема, представленная на рис. 69. По этой схеме аэрозоль проходит ряд камер с понижающейся частотой колебаний соответственно изменению дисперсного состава частиц. Это не означает, однако, увеличе-

ния капитальных затрат и расхода энергии на сиренный воздух, так как скорости протекания через камеры увеличиваются в соответствующее число раз (при трех камерах в 3 раза и т. д.).

Сущность электроакустического метода коагуляции аэрозолей заключается в том (рис. 70), что к озвучиваемому аэрозолю подмешиваются в качестве центров коагуляции предварительно заряженные капельки воды (или иной жидкости) и процесс озвучивания проводится в электрической камере, внешне представляющей некоролирующий электрофильтр. Будучи заряжены, капельки движутся к осадительному электроду и в ходе движения подвергаются «бомбардировке» колеблющихся поляризованных пылинок, которые проникают в капельку и вместе с нею переносятся к осадительному электроду.

Таким образом здесь в одном аппарате совмещаются процессы коагуляции и осаждения аэрозолей. Однако процесс коагуляции протекает по новой схеме (продольное колебательное движение частиц достигается акустическим путем, а поперечное поступательное движение — электрическим путем).

Если применяется переменный электрический ток, то происходит только коагуляция пылинок и капелек без их осаждения на поверхности электродов.

## § 21. ЗВУКОВАЯ СЕПАРАЦИЯ И ФИЛЬТРАЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ

Акустические колебания позволяют интенсифицировать процесс осаждения аэрозолей не только через посредство процесса коагуляции аэрозольных частиц, но и прямым путем. Это может быть осуществлено прежде всего с помощью сил дрейфа, которые оказывают на аэрозольные частицы воздействие, препятствующее их перемещению совместно с газообразной средой и способствующие тем самым сепарации частиц из газового потока. Другой возможностью является использование ортокинетического эффекта, с помощью которого можно осаждать аэрозольные частицы на крупных, быстро оседающих каплях жидкости, удаляемой затем из запыленного газа. Наконец, третья возможность заключается в использовании вихревого движения газообразной среды, возникающего в пограничном слое препятствий (см. § 1), как фактора ускорения турбулентной диффузии и инерционного осаждения па них аэрозольных частиц.

Рассмотрим предложенные схемы возбуждения и использования осадительного действия звука. Весьма оригинален способ звуковой сепарации аэрозолей, предложенный Уэстервелтом совместно с Сиком [290]. В основу этого способа положена уже цитированная нами в § 6 теоретическая работа Уэстервелта

[286] о силах дрейфа аэрозольных частиц в звуковом поле, в которой автор описал новый вид дрейфа частиц, обусловленного искажением формы звуковой волны. Как показано в § 6, при сильном искажении формы волны скорость этого вида дрейфа на несколько порядков превосходит скорость всех остальных видов дрейфа и, в частности, радиационного дрейфа.

С целью ускорения отделения взвешенных частиц от дисперсионной среды Уэстервелт и Сик предложили облучать среду звуковыми волнами с искусственно искаженной (асимметрич-

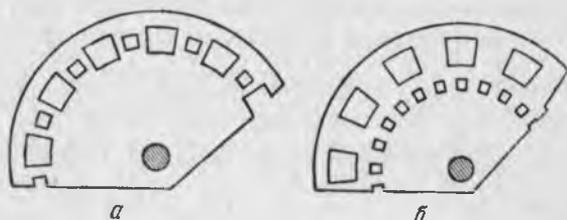


Рис. 71. Профиль отверстий в роторе динамической сирены устройства для звуковой сепарации аэрозолей (по Уэстервелту и Сик)

ной) формой волны. В газообразной среде последнее может быть достигнуто с помощью специально конструируемой динамической сирены, профиль отверстий ротора которой выполняется по одному из вариантов, показанных на рис. 71.

Сепарационное устройство представляет собой вертикальную полую камеру, снабженную снизу излучателем, в которой тем или иным путем обеспечивается образование бегущей звуковой волны. Обрабатываемый газ подается снизу камеры и движется вверх, а содержащиеся в нем взвешенные частицы притормаживаются силами дрейфа и затем выпадают вниз.

Скорость просасывания газа через сепаратор определяется минимальным размером частиц, которые предполагается осадить. Из рис. 22 можно заключить, что для осаждения мельчайших частиц необходимо поддерживать очень небольшую скорость газа.

Однако можно предполагать, что если концентрация частиц не слишком мала, то они быстро создадут взвешенный фильтрующий слой, который сможет задерживать более мелкие частицы при повышенных скоростях просасывания газа. К сожалению, экспериментальных данных, подтверждающих это мнение, пока не имеется.

Нам представляется, что описанный способ сепарации аэрозолей имеет перспективу применения главным образом для обеспыливания небольших закрытых пространств, где допусти-

мо длительное озвучивание запыленного газа. Такое положение имеет место, например, при производстве взрывных работ во время проходки штреков шахт и рудников.

Время, отпускаемое на проветривание штреков, исчисляется десятками минут. Как показал опыт, обычное озвучивание горных выработок не позволяет сколько-нибудь существенно сократить указанное время. Использование для озвучивания штреков специальных сирен с искаженной формой импульсов давления, по-видимому, позволит сократить время озвучивания в несколько раз. Энергетические затраты при этом будут невелики, поскольку озвучивание здесь будет иметь эпизодический характер и никаких мероприятий по подавлению звука в окружаю-

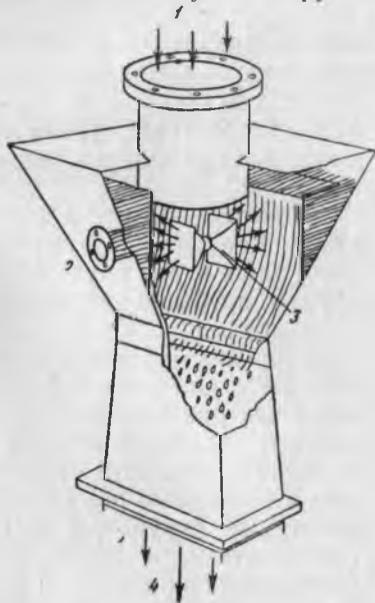


Рис. 72. Звукофицированный скруббер Вентури (предложение Буше)

1 — вход газа; 2 — вход воды;  
3 — излучатель звука; 4 — выход газа

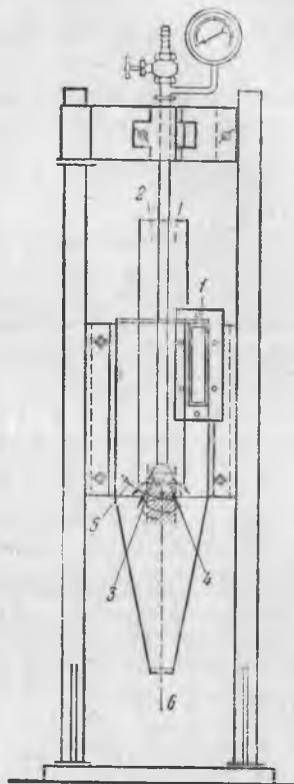


Рис. 73. Звукофицированный циклон (предложение Буше)

1 — выпускной тангенциальный патрубков; 2 — выход газа;  
3 — стержнеструйный свиток;  
4 — акустическое поле; 5 — траектория движения частиц;  
6 — выход пыли

щем пространстве не потребуется (по условиям техники безопасности взрывных работ присутствие людей в озвучиваемой зоне исключается).

Буше [157] предложил интенсифицировать процесс осаждения аэрозольных частиц непосредственно в существующих пыле-каплеулавливающих устройствах, встраивая в определенные места последних компактные газоструйные излучатели звука. Эта идея подкупает тем, что для ее осуществления требуются незначительные капитальные затраты (в особенности при наличии на производстве сети сжатого воздуха).

На рис. 72 показан предложенный автором звукофицированный скруббер Вентури [149, 157]. Жидкость в нем стекает вниз вдоль наклонных стенок

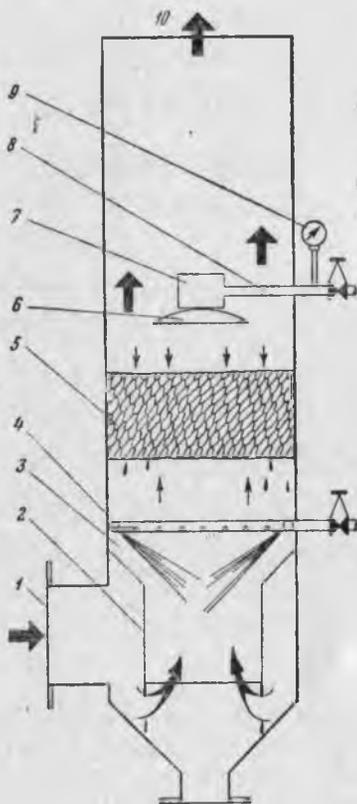


Рис. 74. Схема акустического фильтра-каплеуловителя, предложенного Асклофом

1 — впускной тангенциальный патрубок; 2 — выходной патрубок внутреннего циклона; 3 — выход в оросительный скруббер; 4 — распылительное кольцо; 5 — насадка; 6 — рефлектор излучателя звука; 7 — излучатель звука; 8 — вход сжатого воздуха; 9 — манометр; 10 — выход газа

вниз вдоль наклонных стенок сплошной пленкой и направляется отклоняющимися порогами через горловину трубы, а затем распыляется запыленным газом, движущимся с большой скоростью. Газоструйный свисток, встроенный внутрь трубы, озвучивает образующийся смешанный аэрозоль и благодаря усилению ортокинетического взаимодействия и турбулизации способствует увеличению численности соударений с каплями воды.

Естественно, что озвучивание может дать ощутимый эффект лишь в том случае, когда время пребывания смеси в озвучиваемой зоне достаточно значительно. По этим соображениям для звукофикации мало пригодны различные скоростные газопромыватели и, наоборот, являются подходящими объектами обычные оросительные скрубберы и газопромыватели, в которых скорость движения газа сравнительно невелика.

Это мнение подтверждают результаты первых опытов, проведенных Буше и Вайнером [159]. Авторы исследовали влияние звука частотой 11 кгц на эффективность улавливания слабоконцентрированного аэрозоля триэтиленгликоля ( $r_m = 25 \mu$ ;  $k_{вх} = 79 \div 136 \text{ мг/м}^3$ )

в газопромывателе фирмы «Шмиг индастриз» производительностью 850 м<sup>3</sup>/час. Уровень интенсивности звука, создаваемого стержнеструйными свистками, составлял 150 дб. На основании проведенных опытов исследователи утверждают, что озвучивание водяной завесы позволяет повысить к. п. д. газопромывателей минимум на 10—15% даже при очень низкой концентрации аэрозольных частиц.

На рис. 73 показан предложенный Буше [157] звукофицированный конический циклон. Излучатель звука (стержнеструйный свисток) встроены здесь в зону разрежения, расположенную под выходным патрубком циклона. Благодаря отталкивающему действию сил дрейфа звуковые волны создают звуковой барьер на пути следования малых частиц, захватываемых газом. Размер зоны разрежения сравнительно невелик, и поэтому в ней легко достигается высокая интенсивность звука при умеренном расходе энергии. Объем сжатого воздуха, сбрасываемого свистком в крупные циклоны, незначителен по сравнению с объемом обрабатываемых газов.

Нам представляется, что хороший эффект в звукофицированном циклоне может быть достигнут лишь при условии, что излучатель звука генерирует звуковые волны с резко асимметричной формой волны, как в сепараторе Уэстервелта и Сика. Совершенно иной физический принцип лежит в основе способа звуковой фильтрации туманов, предложенного Асклофом [301]. Сконструированный автором фильтр-каплеуловитель схематично показан на рис. 74. Обрабатываемый газ, содержащий капельки тумана (или их смесь с пылью), подается в аппарат снизу. Пройдя предварительную сепарацию от крупных капель во внутреннем циклоне, газ поступает под пористую насадку, озвучиваемую сверху стержнеструйным свистком с рефлектором. Здесь под действием звука происходит интенсивная фильтрация газа от капелек, так что сверху выходит хорошо очищенный газ.

Физическую сущность звуковой фильтрации Буше, описавший этот способ в работе [157], излагает следующим образом: «Давно уже замечено, что при излучении интенсивного звука над металлической сеткой последняя действует как акустическая решетка, пропускающая и преломляющая звуковые волны на большой площади. Изменяя отношение  $\lambda/D$  (отношение длины звуковой волны к среднему диаметру отверстий сетки), можно усилить и концентрировать звук в каком-либо пространстве или же пропустить излучаемый звук под большим телесным углом. При этом каждое отверстие можно считать точечным источником звука. Может также иметь место явление интерференции звуковых волн.

При работе с мощным генератором звука сетка пропускает значительное количество акустической энергии. Например, уль-

тразвуковой газоструйный свисток (мощность 80 *вт*), находящийся на расстоянии 0,3 *м* выше фильтрующей насадки толщиной 5,4 *см*, может дегазировать поверхностный слой водопроводной воды, расположенной на 0,3 *м* ниже отверстий. Радиационное давление настолько значительно, что силовые поля, прошедшие через отверстия, способны отклонять к нитям или отталкивать от насадки взвешенные частицы аэрозолей». И далее: «При работе с жидким аэрозолем высокоинтенсивное звуковое поле отталкивает одни частицы, сталкивает другие (ортокинетическая коагуляция) и сбрасывает жидкостную пленку, покрывающую металлические нити сетки».

Нам представляется, что главную роль в предложенном процессе звуковой фильтрации туманов играет не радиационное давление, которое для малых частиц очень невелико, а вихревое движение газообразной среды в пограничном слое фильтрующей элементной насадки, способствующее турбулентной диффузии и инерционному осаждению на них аэрозольных частиц.

По утверждению Асклофа [301], при фильтрации тонкого углеводородного тумана через сетчатую насадку толщиной 100 *мм* со скоростью 3 *м/сек* путем озвучивания ( $f=8$  *кГц*;  $J=0,05$  *вт/см<sup>2</sup>*) удалось снизить остаточную концентрацию капелек примерно с 10 *мг/м<sup>3</sup>* до 0,5 *мг/м<sup>3</sup>* газа, т. е. в двенадцать раз.

Во столько же раз автору удалось снизить остаточную концентрацию частиц при звуковой фильтрации радиоактивного аэрозоля трехоксида урана, образующегося при выпаривании 0,5%-ного раствора азотистого урана и последующем осушении капелек [301, 303]. Производительность фильтра составляла 6000 *м<sup>3</sup>* радиоактивного газа в час, перепад давления 25—50 *мм* в. с. (при высоте насадки — 900 *мм*). При этом расход энергии на озвучивание ( $f=10$  *кГц*;  $J=0,1$  *вт/см<sup>2</sup>*) и просасывание газа составил всего лишь 0,4 *кВт·ч* на 1000 *м<sup>3</sup>* газа (в других случаях расход энергии достигает 1,2 *кВт·ч* [157]).

Способ звуковой фильтрации аэрозолей заслуживает серьезного внимания, поскольку позволяет осуществить тончайшую очистку промышленных газов (в частности, вентиляционного воздуха различных производств) при повышенной скорости их фильтрации.

Известный интерес представляет использование звуковых волн для очистки рукавных фильтров от осевшей пыли. По первоначальному замыслу, описанному в патенте Эббауда [135], звуковой генератор встраивается в фильтр таким образом, что облучает ткань группы фильтрующих рукавов с чистой стороны.

Однако оказалось [157], что облучение загрязненной стороны ткани по схеме, приведенной на рис. 75, является более эффективным и дешевым методом очистки фильтров. На наш взгляд, отрицательное действие звука объясняется тем, что благодаря

наличию резонирующих пластинок внутри каждого рукава устанавливается стоячая волна, вследствие чего в узлах колебаний происходит ощутимое периодическое изменение давления газа, принуждающее ткань вибрировать (если частота колебаний невысбка).

В заключение несколько слов о предложенном П. Н. Кубанским способе интенсификации процесса осаждения аэрозольных частиц с помощью продольных перегородок, устанавливаемых внутри коагуляционной камеры. Идея способа базируется на ошибочном заключении автора [48, 49], что возникающие на участках УК—ПК стоячей волны вихреобразные акустические течения якобы способствуют коагуляции аэрозольных частиц. На самом деле коагулирующее действие акустических течений очень незначительно, поскольку их скорость на поворотах невелика, и малые частицы в силу этого не выпадают в «мертвые» зоны, образующиеся близ стенки на стыке двух смежных вихрей в каждом узле колебания (см. § 7). В эти зоны имеют возможность выпасть лишь скоагулированные агрегаты малых частиц либо крупные первичные частицы (таковыми и были в опытах [48] частицы ликоподия, радиус которых превышает 10 м).

Это обстоятельство отметили еще Брандт, Фройнд и Хидеман [167], которые указали, что локальное осаждение аэрозольных частиц в узлах колебаний есть *вторичный* эффект озвучивания, следующий за процессом коагуляции частиц.

В дополнение ко всему сказанному заметим, что в соответствии с уравнением Рэлея (1.25) скорость акустического течения в направлении стенки линейно падает с уменьшением просвета между стенками. По этой причине введение дополнительных перегородок не может увеличить количества осаждающихся в узлах колебаний даже скоагулированных агрегатов частиц.

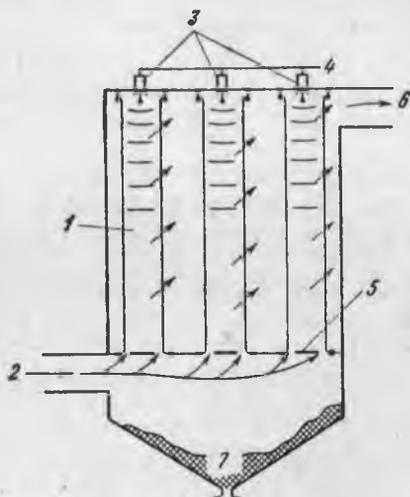


Рис. 75. Звукофицированный рукавный фильтр (предложение Эббауда)

1 — рукавный фильтр; 2 — вход запыленного газа; 3 — излучатели звука; 4 — линия сжатого воздуха (к излучателям); 5 — резонирующие пластинки; 6 — выход чистого газа; 7 — осажденная пыль

## 1. ИСПАРЕНИЕ И КОНДЕНСАЦИОННЫЙ РОСТ КАПЕЛЬ ОЗВУЧИВАЕМЫХ ТУМАНОВ

При озвучивании туманов наряду с ускорением процессов коагуляции и осаждения капель наблюдается также ускоренное протекание свойственных этим системам фазовых переходов. Если газообразная среда не полностью насыщена парами жидкости, то озвучивание тумана способствует ускорению протекающего в системе процесса испарения капель. Если же газообразная среда пересыщена парами жидкости, и притом в достаточной степени, то озвучивание, наоборот, способствует ускорению протекающего при этом конденсационного роста капель тумана (если последние не слишком малы) \*.

При определенных условиях указанные процессы подавляют процессы коагуляции и осаждения капель и выступают на передний план, что позволяет использовать звуковые колебания как средство интенсификации процессов рассеяния природных туманов, сушки распыленных растворов, разделения углеводородных газов и др.

Рассмотрим теоретические предпосылки, лежащие в основе интенсифицирующего действия звука на процессы испарения и конденсационного роста капель тумана.

Процесс испарения капель, как известно, складывается из двух элементарных процессов [16]: а) отрыва молекул от жидкой поверхности и образования слоя насыщенного пара и б) диффузии молекул из насыщенного слоя в окружающую среду.

Исходя из этих представлений, Максвелл дал следующее уравнение для скорости испарения с поверхности капли в неподвижной среде [16, 123]:

$$J_f = 4\pi D r (c_n - c_\infty), \quad (\text{П. 1})$$

где  $D$  — коэффициент диффузии пара [128];  $c_n$  — концентрация насыщенного пара вещества;  $c_\infty$  — концентрация пара в окружающей среде.

\* Опыты В. В. Базилевича и Н. П. Тверского [5] показали, что озвучивание содействует также замерзанию капель переохлажденных туманов, однако на этом явлении, представляющем меньший интерес, мы здесь не останавливаемся.

Для системы капель, которой является туман, можно с хорошим приближением принять, что каждая капля испаряется с той же скоростью, как если бы она находилась в сосуде с непоглощающими стенками, объем которого равен среднему объему, приходящемуся на одну каплю в системе. Исходя из этого теория дает следующее выражение для скорости испарения капель тумана [123]:

$$J_f \simeq 4\pi D r c_n \exp \left[ - \frac{3rD}{(b-r)^2} t \right], \quad (\text{П}1.2)$$

где  $b$  — радиус сосуда,  $t$  — время.

В движущейся среде вследствие некоторого «сдувания» диффузионного пограничного слоя скорость испарения капель выше, чем в неподвижной среде в  $f_w$  раз, где  $f_w$  — так называемый *ветровой* множитель:

$$f_w = 1 + \beta \text{Sc}^{1/3} \text{Re}^{1/2}. \quad (\text{П}1.3)$$

Здесь  $\beta$  — постоянная, равная примерно 0,276;  $\text{Sc}$  — число Шмидта, представляющее собой отношение  $\nu/D$ , равное для водяного пара в воздухе в обычных условиях примерно 0,7;  $\text{Re}$  — число Рейнольдса, характеризующее обтекание капель:

$\text{Re} = \frac{2ru_{gp}}{\nu}$ . В этом случае скорость испарения капель определяется, если обозначить  $K = \beta \text{Sc}^{1/3}$ , уравнением

$$J_f = 4\pi r D (c_n - c_\infty) (1 + K \sqrt{\text{Re}}), \quad (\text{П}1.4)$$

называемым уравнением Фресслинга.

Из этого уравнения можно заключить, что скорость испарения капель в потоке возрастает с увеличением числа Рейнольдса относительно медленно. Более того, опыты Кинцера и Ганна [123] показали, что при  $\text{Re} < 1$ , т. е. при вязком режиме обтекания капель, скорость их испарения вообще не зависит от скорости относительного движения среды, а тем самым от  $\text{Re}$ . Это объясняется тем, что концентрационное и температурное поля вокруг капли при вязком обтекании мало искажаются движением среды. Циркуляция внутри капли, вызванная трением капли о газообразную среду и способствующая выравниванию температуры в капле, при малых  $\text{Re}$  также не играет существенной роли. Зато с увеличением числа Рейнольдса от  $\text{Re} = 1$  до  $\text{Re} = 1,75$  происходит быстрое повышение скорости испарения, примерно вдвое, после чего скорость испарения возрастает гораздо медленнее (при  $\text{Re} = 3$ ,  $f_w = 2,5$  и т. д.).

Если исходить из того, что промотирующее действие движения среды на процесс испарения капель сказывается начиная с  $\text{Re}_{кр} = 1$ , то можно прийти к выводу, что повышение скорости

испарения начинает проявляться лишь при следующем критическом значении скорости относительного движения среды:

$$u_{кр} = \frac{v}{2r}. \quad (\text{П.5})$$

Как видим, критическая скорость движения среды быстро растет с увеличением дисперсности капель и притом составляет, вообще говоря, весьма внушительную величину. Так, для капель радиуса  $r = 7,5 \mu$  критическая скорость составляет  $100 \text{ см/сек}$ , а для капель с  $r = 1,5 \mu$  —  $500 \text{ см/сек}$ . Для сравнения укажем, что скорость свободного падения тех же капель составляет соответственно всего лишь  $0,66$  и  $0,026 \text{ см/сек}$ .

Характерной особенностью звуковых колебаний является то, что с их помощью создаются сравнительно высокие скорости движения газообразной среды относительно любых мельчайших частиц, взвешенных в данной среде. В предельном случае, возникающем при повышенных значениях частоты колебаний, обеспечивающих  $\mu_g = 1$ , скорость обтекания капель становится равной колебательной скорости газа.

Минимальный радиус водяных капель, при котором обеспечивается хорошее их обтекание воздушной средой ( $\mu \approx 0,8$ ), колеблющейся с предельной для крупных промышленных установок частотой ( $3,5$ — $4,0 \text{ кгц}$ ), составляет около  $r = 2 \mu$ .

Теория доказывает [123], что если капли не слишком велики, то испарение их в нестационарных условиях можно рассматривать как квазистационарный процесс. Отсюда можно заключить, что приведенные выше уравнения (П.3) и (П.4) сохраняют свою силу и при колебательном движении среды, если амплитуда колебаний велика по сравнению с радиусом капель:  $A_g \gg r$ .

Критический уровень силы звука, при котором начинает проявляться интенсифицирующее действие звуковых колебаний на процесс испарения капель в воздушной среде, в соответствии с (П.5) равен

$$L_{кр} = 164 - 20 \log(\mu_g r) \text{ дб}. \quad (\text{П.6})$$

При таких уровнях звука газообразная среда, как правило, турбулизована, в силу чего капли обтекаются турбулентными пульсациями среды. Кроме того, как установлено в § 11, вокруг каждой взвешенной в звуковом поле частицы, даже при  $Re < 1$ , возникает своеобразное акустическое течение, масштаб вихрей которого сопоставим с амплитудой колебаний.

Каково влияние этих явлений на процесс испарения капель в звуковом поле?

Нам представляется, что как первое, так и второе явления дополнительного влияния на процесс испарения капель прак-

тически не оказывают, поскольку скорости турбулентных пульсаций и акустических течений, как правило, намного ниже критической скорости, определяемой уравнением (П.5).

Р. С. Тюльпанов [118] сделал попытку приближенного определения изменения радиуса капель в ходе их испарения в пульсирующем потоке, исходя из следующей идеализированной схемы процесса. Автор предположил, что за первую половину полупериода колебания среды происходит накопление паров в пограничном слое капли и только частичное испарение с его внешней поверхности. За следующую же половину полупериода колебания происходит как бы «сдувание» части пограничного слоя и соответствующий молярный отвод паров, накопившихся вблизи поверхности капли. Исходя из этих представлений, автор получил для радиуса капли следующее выражение:

$$r = \sqrt{0,328 \frac{D}{f} + \left( r_0^2 - 0,328 \frac{D}{f} \right) e^{-\frac{c_{\text{н}}}{\rho p} t}} \quad (\text{П.7})$$

( $r_0$  — начальный радиус капли). Пользоваться этой формулой, однако, можно лишь для весьма крупных капель.

В ходе испарения размер капель, как мы знаем, уменьшается, а с ним одновременно уменьшается и скорость обтекания, в результате чего понижается и значение числа Рейнольдса. Следствием этого является постепенное понижение скорости испарения капель, и в конечном итоге, когда  $Re$  становится  $< 1$ , происходит полное прекращение интенсифицирующего действия. Затормозить наступление этого момента может лишь параллельно протекающий процесс коагуляции капель, который, однако, имеет высокую эффективность лишь при достаточно высокой весовой концентрации капель.

В связи с этим может показаться, что озвучивание грубодисперсных туманов должно дать больший эффект, чем озвучивание менее дисперсных туманов. На самом деле это не так.

Суммарное количество влаги, испаряемой всеми каплями, учитывая (9.1) и (П.4), равно

$$G = J_f n \cdot 10^6 = \frac{3kD}{\rho p^2} (c_{\text{н}} - c_{\infty}) (1 + K \sqrt{Re}) \frac{r^2}{\text{м}^3 \cdot \text{сек}}, \quad (\text{П.8})$$

где  $n$  — счетная, а  $k$  — весовая концентрация капель.

Учитывая, что второй множитель в скобках растет с увеличением  $r$  гораздо медленнее, чем  $1/r^2$ , нетрудно заключить, что чем грубодисперснее туман, тем меньше общее количество испаряемой влаги (при той же весовой концентрации капель и, конечно, условии, что  $Re > 1$ , а  $\mu_g \rightarrow 1$ ).

Интенсифицирующее действие звука на процесс испарения впервые было предложено использовать для решения проблемы рассеяния природных туманов.

Из § 18 мы знаем, что акустический метод рассеяния туманов обладает ограниченной дальностью рассеяния, высоким расходом энергии и некоторыми другими недостатками. В связи с этим возникла идея применить озвучивание в сочетании с тепловым нагревом тумана и решить таким образом проблему рассеяния туманов путем испарения капель в звуковом поле. На это впервые указал еще в 1943 г. Родебуш в отчете об испытаниях акустического метода рассеяния туманов.

Новый, комбинированный метод рассеяния туманов, усиленно развиваемый в последние годы Буше [156], получил название *термоакустического* метода.

Как уже указывалось, термический метод рассеяния туманов требует больших затрат тепла, обусловленных тем, что при нагреве атмосферы возникают сильные конвекционные потоки воздуха: более теплая масса воздуха поднимается вверх, а на смену ей приходит окружающий более холодный воздух, также содержащий капельки тумана. В результате этого расходуется большое количество топлива не только на нагревание воздуха и испарение капелек на участке, где производится рассеяние тумана, но и на нагревание дополнительных масс окружающего воздуха. Отсюда вытекает, что испарение капелек тумана должно производиться возможно скорее, чтобы избежать притока больших масс холодного воздуха. Этому как раз и должно способствовать, по мысли автора, озвучивание тумана.

Первые опыты термоакустического рассеяния туманов, проведенные в Аркате (США) в 1950 г., были довольно обнадеживающими. В качестве нагревателя воздуха использовался турбореактивный двигатель типа J-33 с дожигателем ( $3 \cdot 10^8$  BTU/час), а в качестве источника звука — динамические сирены типа U-2 и U3A-1, развивавшие при частоте 3,5 кгц около 5 квт акустической энергии.

Рассеянию подвергался туман на расстоянии около 300 м при высоте от 90 до 150 м. На основании полученных результатов Дауни и Смит вычислили, что десять турбореактивных двигателей типа J-47 в сочетании с озвучиванием сделают работу, выполняемую установкой ФИДО ( $10^9$  BTU/час), в 5 мин., что эквивалентно тепловому выходу 50 машин типа J-47. Таким образом, получается пятикратное уменьшение расхода тепла по сравнению с термическим методом.

Большое значение имеет при этом тот факт, что большое количество акустической энергии генерируется как побочный продукт самой турбореактивной струей. Предполагается, что двигатель J-47 излучает от 10 до 25 квт акустической энергии, основная часть которой находится в очень благоприятной для

процесса области низких частот, порядка 0,3—0,6 кгц (для малых двигателей—0,15 кгц). Это привело Буше к мысли отказаться вообще от установки звуковых сирен и перейти к использованию в качестве генераторов звука самих реактивных форсунок, с помощью которых производится нагрев воздуха. Считается, что по крайней мере 1% реактивной энергии преобразуется в энергию звуковых колебаний, однако путем установки резонатора, закрепляемого на пути струи, можно увеличить эту цифру до 5—10%. В этом случае выхлопная труба будет сходна с ударноструйным свистком типа Гартмана. Вместо сконструированных таким образом реактивных форсунок можно также использовать вихревые свистки, описанные Грегушем.

Еще более эффективной представляется комбинация озвучивания с лучистым тепловым нагревом тумана. Дело в том, что горячие выхлопные газы, вырабатываемые тепловыми установками ФИДО, так же как и реактивными двигателями, содержат в себе значительное количество водяного пара, который повышает влагосодержание туманного воздуха и тем самым затрудняет испарение капелек тумана (в особенности в безветренную погоду). В тех случаях, когда нагрев в целях экономии попеременно включается и отключается, иногда получается, что содержание водяных паров превышает начальное влагосодержание атмосферы. Это, вероятно, и имело место, например, в 1953 г. в Лос-Анжелосе с установкой ЛАКС—ФИДО, с помощью которой не удавалось повысить видимость сверх 180 м (правда, тепловой выход здесь был невелик).

Использование инфракрасного излучения нагретых тел для испарения тумана, который является достаточно хорошим абсорбером этого вида энергии, будет исключать такие ненормальные случаи. Экспериментально доказано, что атмосферный туман, смешанный с водяным паром, поглощает на расстоянии 90 м около 50% энергии, излучаемой черным телом с температурой от 300 до 1100°С. Все изложенное, однако, требует тщательной проверки, поскольку при разработке этих предложений не принято во внимание наличие отмеченной нами критической скорости обтекания капель [уравнение (П.5)].

Буше было предложено также комбинировать озвучивание с распылением гигроскопических и других химических веществ, указанных в начале раздела. Этот метод рассеяния туманов, именуемый нами в дальнейшем *звукохимическим* методом, описан в журнале «Интеравиа» [152].

Целью озвучивания, в случае распыления гигроскопических веществ, является ускорение конденсации водяного пара на вносимых ядрах конденсации и испарения капель тумана. Схема осуществления этого метода для взлетно-посадочной дорожки показана на рис. 76. Как видим, при этом методе по обе стороны дорожки попеременно размещаются распылители и

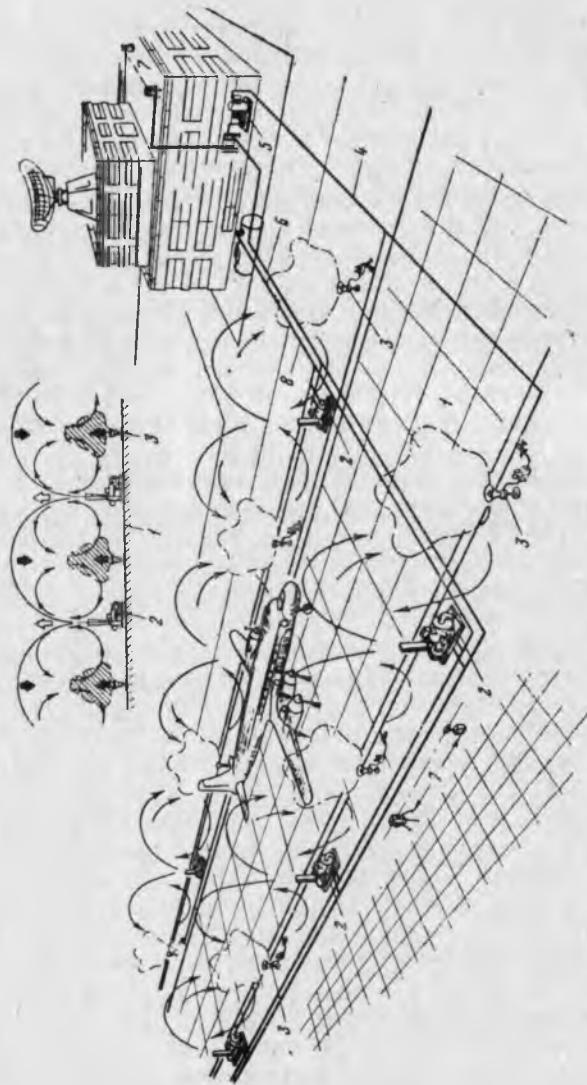


Рис. 76. Схема термоакустического метода рассеяния тумана на аэродромах (по Буше)  
 1 — залетная дорожка; 2 — термораспылитель; 3 — звуковая сирена; 4 — трубопровод сжатого воздуха; 5 — компрессор; 6 — электролиния; 7 — измеритель видимости; 8 — топливopровод

звуковые сирены, направленные вертикально вверх. Гигроскопические ядра вступают в сферу влияния звукового поля, следуя за конвекционным потоком воздуха. Предполагается, что в этом случае удастся сократить высоту, на которую вдуваются гигроскопические ядра, на что расходовалось ранее огромное количество энергии. Вместо гигроскопических веществ в туман могут вдуваться с помощью холодного воздуха также такие вещества, как йодистое серебро и др.

Согласно расчетам Общества применений ультразвука (Франция) для дорожки длиной 1000 м достаточно установить 30 распылителей и 30 статических сирен системы Буше. Стоимость такой установки намного меньше стоимости установки ФИДО. Каждый распылитель (включая форсунку и вентилятор) требует около 7 квт, что в сумме составляет 210 квт. Воздушный компрессор для питания звуковых сирен требует приблизительно 250 квт. По сравнению с системой термического рассеяния туманов ФИДО получается весьма внушительная экономия.

Сообщается, что звукохимический метод рассеяния туманов, закрепленный Буше соответствующими патентами, опробуется в ряде зарубежных стран: во Франции (Общество применений ультразвука), в Англии (фирма «Аэроджет», Лондон), Швеции (фирма «Аэроджет Вентури АВ», Вексьо) и США (фирма «Гальтон индастриз», Метичен, штат Нью-Джерси).

Наряду с природными туманами имеется множество промышленных аэрозолей, в процессе обработки или использования которых возникает необходимость ускорения процесса испарения жидкости с поверхности дисперсной фазы. Так обстоит дело при распылительной сушке вязких растворов в производстве мыла, сухого молока и других продуктов; охлаждении горячих газов распыленной водой в скрубберах и других устройствах; сжигании распыленного жидкого топлива в двигателях внутреннего сгорания, жидкостных реактивных двигателях и промышленных печах и т. д. Некоторые из перечисленных приложений оформлены патентами [202, 207].

Сотрудники Ультразвуковой корпорации США Хорсли и Дансер еще в 1951 г. получили патент на звуковой метод рассеяния влажных продуктов [202], сформулированный следующим образом.

1. Метод обработки влажных веществ, заключающийся во впрыскивании различного размера частиц влажного вещества в горячий газ с целью образовать аэрозоль и облучении сформированного таким образом аэрозоля высокоинтенсивными звуковыми волнами с уровнем силы звука по крайней мере 150 дБ при частоте около 3,5 кГц, при посредстве чего звуковые волны не только промотируют испарение влаги, но также формируют сухие агрегаты частиц.

2. Метод обработки влажных веществ, заключающийся во впрыскивании различного размера частиц влажного вещества в поток горячего сухого газа, генерировании в нем звуковых волн частотой около 3,5 кгц с уровнем звука по крайней мере 150 дб, с целью сообщить частицам скорости, различающиеся в соответствии с размером частиц, и затем сепарации вещества из газа.

Это предложение предполагалось использовать для сушки мыльного раствора и подобных целей, однако сведений о его реализации так и не поступило в печать. По-видимому, затраты энергии на озвучивание сушильной камеры, необходимые для получения хороших результатов сушки, оказались слишком высокими для таких непрехотливых производств, как мыловаренные заводы. Однако имеется немало других производств, в которых звукофицированная сушка распылением найдет успешное применение.

Перейдем к рассмотрению интенсифицирующего действия звука на процесс конденсационного роста капель тумана.

Первое указание на возможность интенсификации процесса конденсации с помощью вибраций содержится в малодоступной работе Карлстрёма (Svensk Tandlak Tskg, 1950, 43, 285), предложившего использовать этот эффект при производстве амальгамы, требующейся в зубоврачебном деле.

Большой практический интерес представляет предпринятая нами совместно с работниками газовой промышленности Кубани попытка интенсификации конденсационного и коагуляционного роста капель при сепарации природных газов. Предложенные для этой цели звукофицированные газосепараторы [79, 84, 80] уже описаны нами в § 19. Поэтому здесь мы кратко остановимся лишь на теоретических предпосылках, касающихся интенсифицирующего действия звука на процесс конденсационного роста капель углеводородного тумана в указанных газосепараторах.

Процесс конденсационного роста капель, как известно [123], подчиняется тем же закономерностям, что и процесс их испарения. Отсюда вытекает, что все приведенные нами выше уравнения и соображения сохраняют свою силу и в данном случае.

Однако в газосепараторах условия таковы, что позволяют надеяться на больший успех при проведении озвучивания тумана, чем в других случаях.

Образующийся в газосепараторах углеводородный туман находится под высоким избыточным давлением ( $p = 50—55 \text{ атм}$ ), а это означает, что число Рейнольдса, характеризующее обтекание капель газовым потоком определенной скорости, примерно в  $p$  раз выше, чем при атмосферных условиях (поскольку  $\eta$  почти не изменяется, а  $\rho_g$  возрастает в  $p$  раз).

При колебательной скорости порядка  $u_{gp} = 100$  см/сек число Рейнольдса для капель конденсата радиусом  $r$  от 1 до 100  $\mu$  оказывается в пределах  $Re = 7 \div 700$ , а число Шмидта  $Sc$  остается в обычных пределах. В соответствии с этим ветровой множитель, характеризующий ускорение процесса конденсационного роста капель, оказывается в пределах примерно  $f_w = 2 \div 10$ , что весьма значительно.

В заключение заметим, что все приведенные ранее рассуждения о кинетике процесса испарения капель в звуковом поле имеют силу также и в отношении теплоотдачи от капель к среде и обратно. В этом случае при  $Re < 100$  имеет место следующее равенство [123]:

$$Nu = 2(1 + \beta Pr^{1/3} Re^{1/2}), \quad (\text{П.9})$$

где  $Nu$  — число Нуссельта,  $\frac{Q_f}{2\pi r \lambda_q (T_\infty - T_0)}$ , а  $Pr$  — число Прандтля:  $\nu/\lambda_q$ , равное в воздухе при обычных условиях примерно 0,8 ( $Q_f$  — количество тепла, отданное каплей в среду за единицу времени;  $\lambda_q$  — коэффициент теплопроводности среды;  $T_\infty - T_0$  — разность температур тела и среды;  $\beta \approx 0,3$ ).

В этой связи представляют интерес работы [223, 289].

## II. ВЛИЯНИЕ ЗВУКА НА ПРОЦЕССЫ ГОРЕНИЯ И ДЕГАЗАЦИИ КАПЕЛЬ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

Известно, что жидкое топливо эффективно сжигается только в распыленном виде, т. е. в аэрозольном состоянии. В подобном же виде освобождается сырая нефть от растворенных в ней газообразных углеводородов. Озвучивание таких аэродисперсных систем приводит к существенному ускорению протекающих в них процессов — горения или дегазации, коагулирующее же действие звука в силу грубодисперсности капель практически не проявляется. В физико-химическом отношении процессы горения и дегазации капель жидкого топлива имеют мало общего, поэтому мы рассмотрим их порознь.

Горение капель жидкого топлива в факеле сводится, как известно, к испарению отдельных капель и выгоранию получающихся паров близ капель и в окружающем их пространстве — по законам горения газообразного топлива.

Как мы уже знаем, звуковые колебания ускоряют процесс испарения капель, и это дает первое объяснение интенсифицирующего действия звука на процесс горения капель. Помимо этого, звуковые колебания, по-видимому, оказывают влияние и на процесс горения паров жидкого топлива, поскольку вызывают сильную турбулизацию газообразной среды. Во всяком случае, приведенные в работе Буше [157] сведения об акустиче-

ской интенсификации горения твердого реактивного топлива приводят к такому заключению.

Экспериментальные исследования интенсифицирующего действия звука на процесс горения распыленного жидкого топлива пока что исчерпываются лишь работой Грегуша [28, 196].

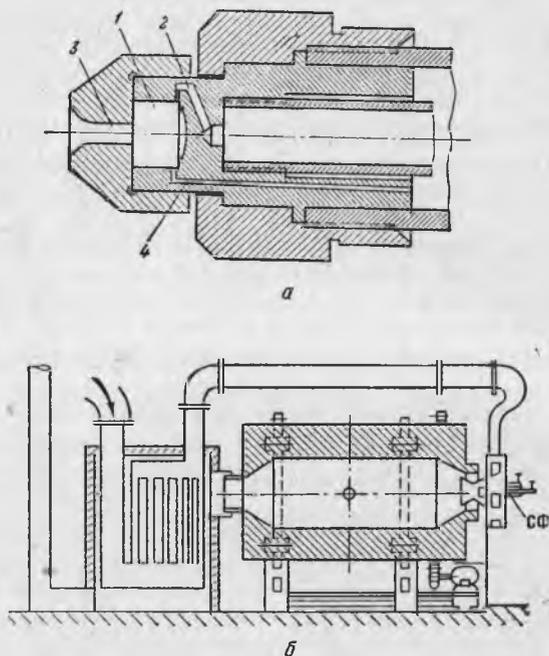


Рис. 77. Опыты Грегуша по интенсификации горения распыленного жидкого топлива в печи для выплавки ковкого чугуна

*а* — устройство вихревого свистка-форсунки (1 — вихревая камера; 2 — тангенциальный вход воздуха; 3 — выход; 4 — подвод топлива); *б* — схема печи с встроенным вихревым свистком-форсункой (СФ)

Автор исследовал влияние звуковых колебаний на процесс горения нефти во вращающейся печи для выплавки ковкого чугуна на литейно-механическом заводе в Будапеште.

Неудача опытов Тарноци и Шомхеда [276] по интенсификации горения газового пламени путем его внешнего озвучивания привела Грегуша к мысли осуществить озвучивание горючей смеси изнутри. С этой целью автор сконструировал специальный «акустический горелочный насадок», представляющий собой обычный вихревой свисток, снабженный лишь дополнительным отверстием для ввода жидкого топлива (рис. 77, *а*). При

этом звуковые колебания генерируются непосредственно в горючей смеси, благодаря чему удается избежать отражения звуковых волн от границ пламени (что имело место в опытах Тарноци и Шомхеда). Кроме того, пламя приобретает вращательный характер, что оказывает стабилизирующее влияние на процесс горения.

На рис. 77, б показана установка свистка-форсунки (СФ) в печи. Частота колебаний, генерируемых свистком-форсункой, составляла 4 кгц, а уровень силы звука достигал 150 дб. Акустический к. п. д. свистка, по мнению автора, составлял 10—15%.

Благодаря озвучиванию необходимая температура плавления достигалась за 40—50 мин. вместо 1 часа; расход топлива снизился на 10%. Кроме того, металлурги утверждают, что полученное после этого литье имело значительно лучшую структуру и было более пригодно для термообработки.

Повышение эффективности горения распыленного жидкого топлива Грегуш объясняет тем, что при использовании свистка-форсунки:

- 1) обеспечивается более высокая степень распыления жидкого топлива;
- 2) интенсифицируется процесс испарения капель жидкого топлива;
- 3) повышается вероятность столкновений капель и молекул жидкого топлива с окисляющими молекулами, чем обеспечивается лучшее приближение к стехиометрическим соотношениям;
- 4) происходит более равномерное распределение температур вокруг вращающегося пламени, обеспечивающее более однородный коэффициент диффузии;
- 5) повышается стабильность границ фронта пламени, увеличивающая полноту сгорания капель топлива.

Количественные зависимости, характеризующие процесс звукофицированного горения распыленного жидкого топлива, отсутствуют.

Несомненно, что акустические колебания оказывают интенсифицирующее действие и на процесс горения взвешенных частиц твердого топлива, однако соответствующие публикации пока отсутствуют.

В заключение отметим, что возможности акустических колебаний в интенсификации процесса горения распыленных топлив не исчерпываются изложенным.

При горении топлив, в том числе распыленного жидкого топлива, в результате взаимодействия пламени и воздуха нередко возникают автоколебательные процессы. Первоисточником их является пульсирующий характер процесса горения топлив. Этот вид горения, носящий название *вибрационного* (реже *пульсационного*), возникает почти во всех тепловых и теплосиловых установках и в большинстве случаев играет отрицательную

роль, поскольку нарушает нормальный ход протекания процесса горения, вызывает шум, вибрации, а иногда и разрушение топок и камер сгорания.

Вместе с тем этот вид горения отличается повышенной скоростью и его применение сулит большие выгоды в увеличении теплонпряженности пылеугольных топок, жидкостных реактивных двигателей и промышленных печей, в которых топливо сжигается в распыленном виде. Однако принципы, лежащие в основе вибрационного горения, не связаны с аэрозольным состоянием топлива, поэтому рассмотрение этого процесса выходит за рамки книги. Интересующихся этой проблемой мы отсылаем к обзорам [106] и [71] и монографии Б. В. Раушенбаха «Вибрационное горение».

Обезгаживающее действие звука на жидкость, находящуюся в газообразной среде, основано на том же принципе, что и вакуумная сушка. Последняя опирается на тот факт, что с понижением давления среды количество испаряемой жидкости возрастает. Это вытекает из закона Дальтона, который устанавливает, что скорость испарения связана с давлением пара в окружающей среде следующей зависимостью [128]:

$$J_p = kS \frac{p_n - p_\infty}{H}, \quad (\text{II.1})$$

где  $p_n$  — давление насыщенного пара при температуре жидкости;  $p_\infty$  — давление пара в окружающей среде;  $H$  — барометрическое давление газа;  $S$  — площадь поверхности испарения;  $k$  — коэффициент, зависящий от характера обтекания поверхности средой.

При прохождении звуковой волны в моменты сжатия каких-либо изменений на поверхности капель жидкости не происходит, поскольку среда недонасыщена парами жидкости. Зато в моменты разрежения, когда давление в среде понижается, происходит дополнительное выделение (десорбция) газа из жидкости. При этом малая величина разрежения, возникающая у поверхности капель, компенсируется многократностью повторения процесса.

Важное экспериментальное подтверждение обезгаживающего действия звука на распыленные жидкости получено недавно при добыче попутного газа из нефти на Коробковском месторождении Волгоградской области. Попутный газ — это легкие углеводороды, которые в огромном количестве растворены в нефти и выделяются из нее при сбросе давления, происходящем в ходе движения нефти по стволу скважины, а затем в специальном сепараторе, называемом трапом.

С целью исследования влияния озвучивания на процесс обезгаживания распыляемой нефти на входном патрубке трапа

была встроена турбодинамическая сирена. Нефтегазовая смесь подавалась через сирену, приводила ее во вращение, генерировала звук и выбрасывала получающуюся при этом распыленную нефть вместе с газом в трап.

В результате опытов было установлено, что выделение попутного газа из нефти при озвучивании возрастает на 13—32% по сравнению с обычным способом распыления нефти. Не исключено, однако, что в этих опытах сыграло роль улучшенное распыление нефти, достигаемое сиреной. Если дальнейшие исследования подтвердят приведенные результаты, то звукофицированные трапы найдут широкое применение в нефтегазовой промышленности. При этом придется, конечно, вместо турбодинамической сирены применить более надежный, невращающийся генератор звука, вероятнее всего вихревой свисток-форсунку.

### III. ПОВЕДЕНИЕ ОСАЖДЕННЫХ ТВЕРДЫХ ПРОДУКТОВ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ («АКУСТИЧЕСКАЯ СУШКА»)

Вещества, перешедшие из взвешенного состояния в порошкообразное, вообще говоря, не являются аэродисперсными системами (в особенности если их поры заполнены влагой). Однако, учитывая, что многие порошки и пасты представляют собой продукты осаждения аэрозолей и содержат скоагулированную дисперсную фазу, представляет интерес рассмотреть и их поведение в звуковом поле.

Сухие порошки реагируют на озвучивание лишь периодическим «взмучиванием» слоя в такт с биением статического давления газа над его поверхностью, либо образованием гребней в узлах колебаний. Это наблюдается не только при параллельном озвучивании слоя порошка, как в трубке Кундта [218], но и при перпендикулярном, когда возникают поперечные моды колебаний. Причиной локального скопления порошков являются в обоих случаях акустические течения, возникающие на участках УК — ПК; они увлекают осевшие частицы с обеих сторон к узловой линии, а наиболее легкие частицы даже отрывают от слоя, создавая небольшие облачка пыли.

Влажные порошки в звуковом поле подсушиваются и притом без ощутимого повышения температуры, что привлекло к этому, *акустическому* способу сушки особое внимание.

Рассмотрим существующие гипотезы о механизме акустической сушки материалов. Известно, что сушка влажных пористых материалов включает в себя две стадии: испарение жидкости с поверхности и переход ее из внутренних пор на поверхность.

Буше [154, 155] полагает, что акустические колебания оказывают воздействие лишь на первую стадию, т. е. повышают

скорость испарения жидкости. При этом он ссылается на закон Дальтона (ПШ.1), считая, что при прохождении звуковой волны вдоль смоченной поверхности в местах сжатия не происходит никаких изменений, зато в местах разрежения происходит ускоренное испарение жидкости, подобно тому как это имеет место при дегазации капель, описанной выше. Испарению влаги способствует, по Буше, также турбулизация озвученной среды.

Грегуш, допуская описанный механизм на начальной стадии сушки, на основании опытов по сушке продуктов с малой влажностью полагает, что звуковая волна также способствует перемещению влаги из внутренних пор на поверхность [197].

Известно, что по мере высыхания скорость сушки падает из-за уменьшения теплопроводности материала. Акустические колебания среды у поверхности, по Грегушу, увеличивают теплопроводность материала благодаря:

а) уменьшению вязкости жидкости, получающемуся, по данным Альтенбурга, при их озвучивании и способствующему ускорению диффузии жидкости из пор;

б) пульсациям находящихся в порах и капиллярах пузырьков при периодическом изменении давления и температуры среды, способствующим выдавливанию жидкости из пор и капилляров;

в) радиационному давлению, направленному в порах и капиллярах из жидкости в газ, которое перемещает столбики жидкости наружу.

Влияние на процесс сушки повышения температуры в поверхностных капиллярах, происходящего вследствие поглощения в них энергии падающих звуковых волн [см. формулу (1.18)], оба исследователя, как и все последующие, исключают, ссылаясь на тот факт, что акустическая сушка происходит «холодным» способом.

Ю. Я. Борисов на основании первых исследований процесса сушки, проведенных совместно с Н. М. Гынкиной ([8]; см. также Акуст. ж., 1962, 8, № 1), высказал предположение, что решающее влияние на ускорение сушки оказывают акустические течения, возникающие в озвученной газообразной среде. Поводом для такого заключения послужил тот экспериментальный факт, что начало интенсифицирующего действия звука совпадает примерно с началом взмучивания сухих порошков в узловых точках стоячей волны, что, как известно, обусловлено влиянием акустических течений на участках УК — ПК. Однако в дальнейшем эта гипотеза, как и предыдущие, не нашла подтверждения.

Специально поставленными в лаборатории ультразвука Акустического института АН СССР опытами было показано, что наибольшее ускорение сушки происходит в пучностях колебательной скорости; в узлах же колебательной скорости, где ско-

рость акустических течений сохраняет конечную величину. ускорение сушки отсутствует.

Поскольку в пучностях колебательной скорости звуковое давление минимально (теоретически равно нулю), это означает, что акустическая сушка материалов протекает не по принципу вакуумной сушки, как полагал Буше, а по принципу конвективной сушки.

Опытами установлено также, что эффект сушки в звуковом поле примерно эквивалентен эффекту конвективной сушки, достигаемому при скорости потока воздуха, равной колебательной скорости. Этот вывод переключается с выводами относительно распылительной сушки в звуковом поле (см. Приложение I), что вполне закономерно.

В свете изложенного становится понятным тот экспериментально установленный факт, что скорость акустической сушки мало зависит от частоты применяемых колебаний.

Первые опыты акустической сушки материалов были поставлены в 1955 г. Грегушем, который с помощью динамической сирены получил на частоте 25 кгц почти 10-кратное ускорение сушки сырого хлопкового волокна.

Сушка порошкообразных продуктов была обстоятельно исследована Буше. Были подвергнуты сушке следующие трудносохнущие продукты: карбоксилметилцеллюлоза, паста двуокиси титана и коллоидная гидроокись циркония, а также силикагель, ферменты, гормоны.

Результаты, полученные при сушке первых трех продуктов, характеризует рис. 78, из которого видно, что озвучивание обеспечило 6—8-кратное ускорение сушки.

Силикагель, имевший начальную влажность 25%, полностью высушивался при уровне силы звука 152 дб и частоте 8 кгц за 15 мин.; при вакуумном методе сушки и термической сушке нагретым до 92°С воздухом за это время удается извлечь лишь 10—15% содержащейся влаги.

Ферменты, не выдерживающие нагревания свыше 40°С, высушивались за 14 мин., а скорость сушки термочувствительных гормонов увеличивалась по сравнению с вакуумным методом в 3—4 раза.

Кроме этих материалов, Буше была исследована сушка ряда волокнистых материалов — промокательной бумаги, асбестового картона и др. [154, 155, 157], однако на результатах этих экспериментов мы не имеем возможности здесь останавливаться.

В Акустическом институте АН СССР были проведены опыты сушки этилцеллюлозы [8]. Этот материал был выбран для первых экспериментов по тем соображениям, что он легко окисляется и не может сохнуть при высокой температуре; при температуре же 80°С он сохнет в течение нескольких часов. Ввиду вы-

сокой дисперности этилцеллюлозы озвучивание материала производилось в слое, рассыпанном на дне небольшой ванночки.

На рис. 79 представлены полученные результаты. Видно, что при уровне силы звука 152 дБ материал полностью высыхает за 60 мин. при нормальной температуре (20°С) и за 45 мин. при температуре 32°С. Изменение звукового давления на 3 дБ (что

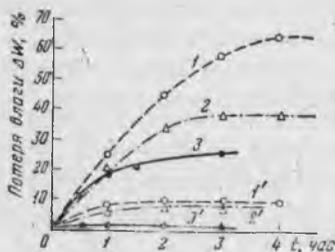


Рис. 78. Результаты акустической сушки некоторых порошкообразных продуктов (по Буше)

1 — коллоидная гидроокись циркония при  $f=10$  кгц; 2 — карбоксиметилцеллюлоза при  $f=34$  кгц; 3 — двуокись титана при  $f=9,5$  кгц; 1', 2', 3' — те же продукты при естественной сушке

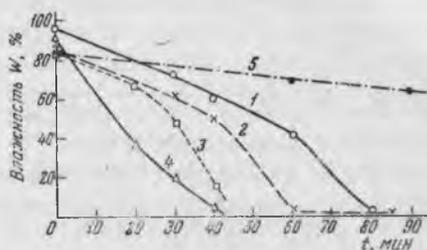


Рис. 79. Результаты акустической сушки этилцеллюлозы по опытам Акустического института АН СССР

1 — при  $f=6,7$  кгц,  $L=152$  дБ,  $t=20^{\circ}\text{C}$ ; 2 — при  $f=2,8$  кгц,  $L=152$  дБ,  $t=20^{\circ}\text{C}$ ; 3 — при  $f=2,8$  кгц,  $L=152$  дБ,  $t=32^{\circ}\text{C}$ ; 4 — при  $f=2,8$  кгц,  $L=156$  дБ,  $t=20^{\circ}\text{C}$ ; 5 — в отсутствие звука при  $t=32^{\circ}\text{C}$

соответствовало увеличению плотности звуковой энергии вдвое) ускоряет процесс примерно в полтора раза.

На основании накопленных экспериментальных сведений можно констатировать, что на скорость акустической сушки оказывают влияние: начальная влажность, форма связи влаги с материалом, толщина и структура слоя, наличие перемешивания материала и, конечно, интенсивность звука. При этом существует пороговая интенсивность звука (140—145 дБ), ниже которой процесс сушки почти не ускоряется.

Установлено, что при распространении звуковой волны вдоль поверхности высушиваемого материала процесс сушки идет примерно в два раза медленнее, чем при прямом падении волны. На наш взгляд, это объясняется тем, что при прямом падении звуковая волна частично проникает в глубь слоя материала и слегка обтекает отдельные его элементы (расстояние между элементами намного выше их размера; это видно хотя бы из того, что пористость многих материалов достигает 80—85% и выше). Подтверждено также, что скорость сушки мало зависит от частоты колебаний; все же на более низких частотах процесс идет несколько активнее (в силу, по-видимому, меньшего поглощения звука средой).

Это идет вразрез с первоначальным утверждением Буше [172], который указывал, что процесс сушки хорошо идет лишь при частотах свыше 10 кгц и что 9 кгц — нижний предел, при котором еще заметно ускорение сушки. В дальнейшем им было установлено, что и более низкие частоты способствуют ускорению сушки; наиболее эффективными были названы частоты 6—10 кгц [155].

По данным Акустического института АН СССР, где был исследован процесс сушки в диапазоне частот 3—15 кгц, результаты, полученные на частоте 2,8 кгц, оказались выше, чем при 6,7 кгц (см. рис. 79).

Наиболее перспективной областью применения акустического метода сушки, отличающегося довольно высокими затратами энергии, является сушка легкоокисляющихся, легкоплавких, теплочувствительных и взрывоопасных материалов, для которых другие методы противопоказаны или же дают на конечной стадии сушки низкий результат. Наиболее целесообразным представляется проведение акустической сушки порошкообразных продуктов не в неподвижном слое, а в барабанных сушилках или во взвешенном состоянии.

1. Акустическая коагуляция аэрозолей. Сб. пер. статей. М., Госхимиздат, 1961.
2. Е. Н. Андраде. Коагуляция дыма под действием ультразвуковых колебаний. В сб. «Аэрозоли». М., Изд. Акад. РККА, 1937.
3. В. И. Арабаджи. О поглощении акустических колебаний во влажном воздухе и тумане. В инф. сб. «Метеорология и гидрология», № 3. Гидрометеоздат, 1947.
4. А. Д. Багриновский. Дифференциальное уравнение движения взвешенной в воздухе пылинки под действием стоячих звуковых волн. Труды Ин-та горн. дела АН СССР, т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1955.
5. В. В. Базилевич, Н. П. Тверской. Замерзание капель переохлажденного водяного тумана в акустическом поле. Ж. техн. физ., 1957, 27, № 8, 1826—1829.
6. Л. Беранек. Акустические измерения. М., ИЛ, 1952.
7. Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., ИЛ, 1956.
8. Ю. Я. Борисов. Интенсификация процессов сушки в акустическом поле. В сб. докл. «Применение ультразвука в хим.-технол. процессах». М., Изд. ЦИНТИ ЭП и П, 1960.
9. О. Брандт, Е. Хидеман. Агрегация взвешенных частиц в газах при действии звуковых и ультразвуковых волн. В сб. «Аэрозоли». М., Изд. Акад. РККА, 1937.
10. Л. М. Бреховских, В. А. Красильников, Л. Д. Розенберг. Физические основы промышленного применения ультразвука. В сб. «Применение ультразвука в промышленности» (МДНТП им. Ф. Э. Дзержинского). М., Машгиз, 1959.
11. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. Справочник по математике. М., Гостехиздат, 1953.
12. Л. И. Буравов, О. К. Экнадиосянц. О поведении частиц аэрозоля в акустическом поле. Акуст. ж., 1961, 7, № 4, 492—493.
13. М. Л. Варламов, Е. Л. Кричевская, Г. А. Манакин, Л. М. Козакова, А. Н. Господинов. Акустическая коагуляция тумана серной кислоты. Ж. прикл. химии, 1960, 33, № 1, 14—20.
14. М. Л. Варламов, Е. Л. Кричевская, Г. А. Манакин, А. А. Эннан, Л. М. Козакова, Л. С. Зброжек. Исследование акустической коагуляции аэрозолей, образующихся в химических производствах. В сб. «Применение ультраакустики к исследованию вещества», вып. 12. М., Изд. МОПИ, 1960.
15. М. Л. Варламов, Е. Л. Кричевская, А. А. Эннан, Л. М. Козакова, Г. А. Манакин. Акустическая коагуляция тумана, содер-

\* Помимо оригинальных работ в список литературы включены (в скобках) сведения об имеющихся в Советском Союзе рефератах и переводах этих работ.

- жащего соединения фтора. Ж. прикл. химии, 1961, 34, № 1, 78—84 (РЖФиз., 1961, 7Ж624).
16. Ю. И. Вейцер, Г. П. Лучинский. Химия и физика маскирующих дымов. М.—Л., Оборонгиз, 1938.
  17. В. А. Веллер, К. П. Троицкий. Ультразвуковой генератор типа сирены. Авт. свид. СССР № 111446, 1956.
  18. В. А. Веллер, К. П. Троицкий. Ультразвуковые и звуковые генераторы типа сирен. В сб. докл. «Источники ультразвуковой энергии». М. Изд. ЦИНТИ ЭП и П, 1960.
  19. В. В. Владимировский. К теории распространения звука в дисперсных системах. В научн. сб. студ. МГУ «Физика», вып. 10, кн. 2. Изд-во МГУ, 1939.
  20. В. В. Вьяльцев, В. Г. Хоргуани. Мощная низкочастотная звуковая сирена. Акуст. ж., 1961, 7, № 3, 377—378.
  21. Вэй Жун-цзюэ. Теория затухания звука в тумане, обусловленного процессами испарения и конденсации. Ули сюэбао, 1953, 9, № 3, 149—169 (РЖФиз., 1954, № 3, 3039).
  22. Вэй Жун-цзюэ. Измерение затухания звука в туманном воздухе при низких звуковых частотах. Ули сюэбао, 1954, 10, № 3, 187—207 (РЖФиз., 1955, № 7, 14888).
  23. С. Б. Гатеев, М. Г. Лысиков, Е. П. Медников, К. П. Мынкин. Звукоинерционное улавливание тонкодисперсной пыли из отходящих газов бронзо-латунного завода. Изд. ЦБТИ Моссовнархоза, 1960.
  24. Ф. Гейд, И. Б. Славик. Очистка атмосферы от вредных примесей при помощи звука. Акуст. ж., 1959, 5, № 2, 243—244.
  25. З. А. Гольдберг. О распространении плоских волн конечной амплитуды. Акуст. ж., 1957, 3, № 4, 322—328.
  26. С. В. Горбачев, А. Б. Северный. К вопросу о воздействии звуковых волн на капли тумана. Ж. физ. химии, 1936, 7, № 4, 536—545.
  27. Л. П. Горьков. О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости. Докл. АН СССР, 1961, 140, № 1, 88—91.
  28. П. Грегуш. Воздействие звука на процессы горения. Акуст. ж., 1962, 8, № 4, 420—425.
  29. Х. Григорян. Устройство для осаждения пылевидных частиц. Авт. свид. СССР № 101433, 1953 («Бюлл. изобр.», 1955, № 9, 65).
  30. В. А. Гудемчук, Б. Ф. Подошевников, Б. Д. Тартаковский. К вопросу о роли турбулентности в явлении акустической коагуляции аэрозолей. Акуст. ж., 1959, 5, № 2, 246.
  31. А. И. Гуляев, В. М. Кузнецов. Коагуляция аэрозолей под действием периодических ударных волн. Акуст. ж., 1962, 8, № 4, 473—475.
  32. Б. Данилин. Может ли человек управлять погодой? Звук вызывает... дождь. Газ. «Красная звезда» № 179 от 31 июля 1960 г.
  33. Д. Б. Дианов, Л. Г. Меркулов, В. И. Никитенко. Осаждение аэрозоля окиси цинка в акустическом поле. Акуст. ж., 1962, 8, № 1, 60—66.
  34. Дискуссия. В сб. «Аэрозоли». Изд. Акад. РККА, 1937 (с. 113—122).
  35. С. С. Духин. Теория дрейфа аэрозольной частицы в стоячей звуковой волне. Коллоид. ж., 1960, 22, № 1, 128—130 (РЖФиз., 1960, № 12, 33842).
  36. А. И. Ивановский. Теоретическое и экспериментальное изучение потоков, вызванных звуком. М., Гидрометеоиздат, 1959.
  37. И. Иноуэ. Звуковая агломерационная аппаратура. Звуковой генератор и агломерационная камера. Кагаку когаку, 1954, 18, № 4, 180—186 (Пер. ВИНТИ № 6623/7).
  38. И. Иноуэ. Современная звуковая газоочистка. Кагаку кагё, 1955, 6, № 3, 235—238 (Пер. ВИНТИ № 3076/25; РЖФиз., 1956, № 6, 17706).
  39. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., Физматгиз, 1961.
  40. И. Н. Каневский. Постоянные силы, возникающие в звуковом поле. Акуст. ж., 1961, 7, № 3—17.

41. М. И. Карновский. Теория и расчет сирен. Ж. техн. физ., 1945, 15, № 6, 348—364.
42. М. И. Карновский. К расчету сирен. Изв. вузов. Радиотехника, 1958, № 1, 64—67 (РЖФиз., 1959, № 1, 1734).
43. В. А. Киреев. Курс физической химии. М., Госхимиздат, 1955.
44. А. Н. Колмогоров. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. Докл. АН СССР, 1941, 30, № 4, 299—303.
45. Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе. Теоретическая гидромеханика, ч. 2. М.—Л., Гостехиздат, 1948.
46. В. А. Красильников. Звуковые и ультразвуковые волны. М., Физматгиз, 1960.
47. А. Э. Кроуфорд. Ультразвуковая техника. М., ИЛ, 1958.
48. П. Н. Кубанский. Коагулирующее действие акустических течений. Ж. техн. физ., 1954, 24, № 6, 1049—1054.
49. П. Н. Кубанский. Улавливание уноса из дымовых газов регенерационных котлоагрегатов ЦБК при помощи акустических колебаний. Труды Ленинг. технол. ин-та, вып. 4. Л., 1956 (РЖФиз., 1957, № 8, 20928).
50. П. Н. Кубанский. К вопросу о влиянии ультразвука на процесс горения. Теплоэнергетика, 1962, № 1, 14—18.
51. Б. Б. Кудрявцев. Применение ультразвуковых методов в практике физико-химических исследований. М.—Л., Гостехиздат, 1952.
52. В. П. Куркин. Статическая сирена. Авт. свид. СССР № 132102, 1959.
53. В. П. Куркин. Газоструйный излучатель звука типа Гартмана. Авт. свид. СССР № 140350, 1960.
54. В. П. Куркин. Улавливание высокодисперсной сажи с применением акустической коагуляции. Каучук и резина, 1961, № 6, 29—32.
55. В. П. Куркин. Высокоэффективный излучатель звука для акустической коагуляции аэрозолей. Вестн. техн. и экон. информ. НИИТЭХИМ, 1962, № 2, 40—41.
56. В. П. Куркин. Газоструйный излучатель звука с косым скачком уплотнения. Акуст. ж., 1962, 8, № 4, 438—441.
57. В. П. Куркин, Б. Ф. Подошевинов. Акустическая коагуляция аэрозолей. В сб. докл. «Применение ультразвука в хим.-технол. процессах». Изд. ЦИНТИ ЭП и П, 1960.
58. Н. В. Лавров, Е. П. Медников. Об акустическом методе очистки запыленных промышленных газов. Газовая промышленность, 1957, № 7, 18—21.
59. Н. В. Лавров, Е. П. Медников. Опыт научной классификации пыле-каплеулавливающих устройств. Труды Ин-та горюч. ископ. АН СССР, т. 16. М., Изд-во АН СССР, 1961.
60. Н. В. Лавров, Е. П. Медников, А. И. Николаев. Акустическая очистка запыленных газов и перспективы ее применения в подземной газификации углей. Подземная газификация углей, 1959, № 1, 18—22.
61. Г. Ламб. Гидродинамика. М.—Л., Гостехиздат, 1947.
62. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
63. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика. М., Физматгиз, 1958.
64. П. Н. Лебедев. Экспериментальное исследование пондеромоторного действия волн на резонаторы. Избранные сочинения. М.—Л., Гостехиздат, 1949.
65. Н. Левенко. Фильтр для очистки газов от пыли. Авт. свид. СССР № 98843, 1953 («Бюлл. изобр.», 1954, № 9, 10).
66. Л. М. Левин. Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1961.
67. В. Г. Левич. Теория коагуляции коллоидов в турбулентном потоке жидкости. Докл. АН СССР, 1954, 99, № 5, 809—812.
68. В. Г. Левич. Теория коагуляции и осаждения частиц аэрозоля в турбулентном потоке газа. Докл. АН СССР, 1954, 99, № 6, 1041—1044.

69. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
70. А. В. Лыков. Теория теплопроводности М., Гостехиздат, 1952.
71. М. С. Масленников. Пульсирующее горение. Теплоэнергетика, 1961, № 3, 74—78.
72. И. Матаушек. Ультразвуковая техника. М., Metallurgizdat, 1962.
73. Е. П. Медников. Звуковая коагуляция аэрозолей и применение ее для очистки запыленных промышленных газов, в частности газов теплоэнергетики. Дисс., МЭИ, 1955.
74. Е. П. Медников. Звуковая коагуляция аэрозолей и ее применение в пылеулавливании. В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества», вып. 3. М., Изд. МОПИ, 1956 (РЖФиз., 1957, № 1, 2148).
75. Е. П. Медников. Две конструкции экспериментальных звуковых сирен. Акуст. ж., 1958, 4, № 1, 59—63 (РЖФиз., 1959, № 9, 21265).
76. Е. П. Медников. К теории акустической и электроакустической коагуляции аэрозолей. В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества», вып. 10. М., Изд. МОПИ, 1960 (РЖФиз., 1960, № 11, 31073).
77. Е. П. Медников. Способ акустической коагуляции аэрозолей. Авт. свид. СССР № 149399, 1960.
78. Е. П. Медников. Акустическая коагуляция аэрозолей как метод интенсификации очистки горючих и отходящих газов. Труды Ин-та горюч. ископ. АН СССР, т. 16. М., Изд-во АН СССР, 1961.
79. Е. П. Медников. Газосепаратор. Авт. свид. СССР № 141970, 1960.
80. Е. П. Медников. Акустический метод низкотемпературного разделения (сепарации) природных углеводородных газов. Труды Ин-та горюч. ископ., т. 18. М., Изд-во АН СССР, 1962.
81. Е. П. Медников. О гистерезисе обтекания малых препятствий в звуковом поле. Акуст. ж., 1963, 9, № 3, 383—384.
82. Е. П. Медников. О явлении самоцентрирования аэрозольных частиц в звуковом поле. Акуст. ж., 1963, 9, № 4.
83. Е. П. Медников. О микроструктуре акустической турбулентности. Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1963.
84. Е. П. Медников, Т. С. Алексеев, А. М. Сиротин. Вертикальный самообогревающийся звукофицированный газосепаратор. Авт. свид. СССР № 144467, 1961 («Бюлл. изобр.», 1962, № 3).
85. Е. П. Медников, А. И. Николаев, В. Ю. Николаев. Опытная акустическая пылеулавливающая установка ИГи АН СССР и результаты первых экспериментальных исследований. Труды Ин-та горюч. ископ. АН СССР, т. 16 М., Изд-во АН СССР, 1961.
86. П. В. Михальков, Т. П. Иванов. Увеличение эффективности сепарации газа. Новости нефтяной техники. Газовое дело, № 4, ГОСИНТИ, 1961.
87. И. Мнягава, К. Ито, С. Цуда, К. Икэда. Осаждение оксима циклогексана путем ультразвуковой коагуляции. Коге кагаку дзасси, 1956, 59, № 11, 1351—1353.
88. Б. Мончевский-Ровинский. Результаты исследований акустической коагуляции аэрозолей. Сб. научн. работ ин-тов охраны труда ВЦСПС, 1961, № 6, 48—54.
89. В. И. Никитенко, В. И. Турубаров. Установка для осаждения частиц аэрозоля окиси цинка в низкочастотном акустическом поле. Акуст. ж., 1962, 8, № 3, 370—372.
90. Р. Паркер. Экспериментальное исследование процесса коагуляции под действием ультразвуковых колебаний. В сб. «Аэрозоли». М., Изд. Акад. РККА, 1937.
91. Н. Н. Писаревский, Т. В. Смышляева. Установка для градуировки микрофонов на высоких уровнях звукового давления. В сб. «Пром. аэродинамика», вып. 18. М., Оборонгиз, 1960.
92. Б. Ф. Подошевников. Очистка промышленных газов при помощи акустических колебаний в ПНР. Вестн. техн. и эконом. информ. МХП СССР, 1958, № 4, 32—40 (РЖФиз., 1959, 9042).

93. Б. Ф. Подошевников. Исследование акустической коагуляции высокодисперсного аэрозоля. Вестн. техн. и эконом. информ. Ком-та по химии при СМ СССР, 1959, № 4, 31—37.
94. Б. Ф. Подошевников. Исследование акустической коагуляции высокодисперсного аэрозоля. Дисс., МИХМ—НИИОГАЗ, 1960.
95. Б. Ф. Подошевников. Об изменении дисперсного состава тумана диоктилфталата при коагуляции в звуковом поле. В сб. «Применение ультразвукустики к исследованию вещества», вып. 15. М., Изд. МОПИ, 1961.
96. Б. Ф. Подошевников. О зависимости акустической коагуляции аэрозолей от величины звуковой экспозиции. Ж. прикл. химии, 1961, 34, № 12, 2664—2668.
97. Б. Ф. Подошевников, Б. Д. Тартаковский. О затухании плоских звуковых волн конечной амплитуды в газах. Акуст. ж., 1958, 4, № 4, 369—371.
98. Б. Ф. Подошевников, Б. Д. Тартаковский. О методике расчета башни для звуковой коагуляции аэрозолей с жидкой дисперсной фазой. Хим. промышленность, 1959, № 6, 65—66.
99. Б. Ф. Подошевников, Б. Д. Тартаковский. О поглощении звука конечной амплитуды в коагулирующем аэрозоле. Ж. прикл. химии, 1961, 34, № 11, 2573—2574.
100. Р. В. Поль. Механика, акустика и учение о теплоте. М., Гостехиздат, 1957.
101. С. В. Пшеная-Северин. О влиянии гидродинамического взаимодействия малых облачных капель на скорость их падения. Изв. АН СССР, серия геофиз., 1957, № 8, 1045—1051.
102. С. В. Пшеная-Северин. О гидродинамическом взаимодействии облачных капель на малых расстояниях. Изв. АН СССР, серия геофиз., 1958, № 10, 1254.
103. С. В. Пшеная-Северин. О сближении аэрозольных частиц в звуковом поле под действием гидродинамических сил Осеена. Докл. АН СССР, 1959, 125, № 4, 775—778.
104. С. В. Пшеная-Северин. О возможном влиянии гидродинамического взаимодействия на коагуляцию облачных капель. Труды Эльбрусской высокогорной экспедиции, т. 2 (5) «Физика облаков и осадков». М., Изд-во АН СССР, 1961.
105. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. Изд-во МГУ, 1960.
106. О. Г. Рогинский. О вибрационном горении. Акуст. ж., 1961, 7, № 2, 131—154.
107. Рэлей. Теория звука, т. 1 и 2. М., Гостехиздат, 1955.
108. С. М. Рытов, В. В. Владимирский, М. Д. Галагин. Распространение звука в дисперсных системах. Ж. exper. и теорет. физ., 1938, 8, № 5, 614—621.
109. А. Б. Северный. О пондермоторном действии, возникающем между каплями воды в акустическом поле. Ж. exper. и теорет. физ., 1936, 6, № 7, 705—717.
110. И. И. Славин. Производственный шум и борьба с ним. М.—Л., Профиздат, 1955.
111. Н. А. Слезкин. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М., Гостехиздат, 1955.
112. А. С. Смирнов, А. И. Ширковский. Добыча и транспорт газа. М., Гостоптехиздат, 1957.
113. С. Б. Стопский. Анализаторы спектра звуковых и инфразвуковых частот для акустической спектрометрии. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
114. С. П. Стрелков. Опыт с колебанием шарового маятника в потоке воздуха. Ж. техн. физ., 1939, 9, № 19, 1763—1766.
115. Н. П. Тверской. Влияние частоты и интенсивности акустических колебаний на скорость рассеяния водного тумана. Труды Главн. геофиз. обсерватории им. А. И. Воейкова, вып. 104. Л., Гидрометеоздат, 1960.
116. А. К. Тимирязев. Кинетическая теория материи. Изд-во МГУ, 1954.

117. Д. Тиндаль. Звук. Госиздат, 1922.
118. Р. С. Тюльпанов. О влиянии пульсаций скорости потока на испарение капель топлива. Инж.-физ. ж., 1960, 3, № 5, 119—123.
119. В. Н. Ужов. Очистка отходящих промышленных газов. М., Госхимиздат, 1959.
120. Физика образования ссажков. М., ИЛ, 1951.
121. Н. А. Фукс. Механика аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1955.
122. Н. А. Фукс. Успехи механики аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1961.
123. Н. А. Фукс. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд-во АН СССР, 1958.
124. В. В. Фурдеев. Электроакустика. М.—Л., Гостехиздат, 1948.
125. А. А. Харкевич. Автоколебания. М., Гостехиздат, 1953.
126. С. А. Цедилин, В. М. Цетлин. Сирена для акустической коагуляции аэрозолей. Акуст. ж., 1961, 7, № 1, 78—86.
127. В. М. Цетлин. Акустическая коагуляция аэрозолей и ее техническое применение. М., ЦИИИ МЦМ СССР, 1957.
128. Я. Циборовский. Процессы химической технологии. Л., Госхимиздат, 1958.
129. Н. С. Шишкин. Облака, осадки и грозовое электричество. М., Гостехиздат, 1954.
130. Р. Ш. Школьникова. Коагуляция аэрозолей под действием звуковых и ультразвуковых колебаний. Бюлл. ЦИИИ МЦМ СССР, 1957, № 1, 17—23.
131. Р. Ш. Школьникова, Р. К. Орлова. О возможности использования акустических колебаний для очистки воздуха от пыли в подземных условиях. Труды науч.-исслед. и проектн. ин-та «Гипроникель», вып. 2. Л., 1958.
132. Р. Ш. Школьникова, Р. К. Орлова. Опыт использования акустических колебаний для осаждения буровой пыли. В сб. «Борьба с силикозом», т. 3. М., Изд-во АН СССР, 1959.
133. А. А. Эйхенвальд. Акустические волны большой амплитуды. «Избранные работы». М., Гостехиздат, 1956; Успехи физ. наук, 1934, 14, № 5, 552—585.
134. О. К. Экнадиосянц. Использование ультразвука для получения аэрозолей. Сб. докл. «Применение ультразвука в хим.-технол. процессах». М., Изд. ЦИНТИ ЭП и П, 1960.
135. H. I. Abboud. Apparatus for separating aerosols from gases. Пат. США N2769506, 1956.
136. B. Adamczyk, W. Staszewski. On the longitudinal attraction and repulsion of spheres in vibrating air. Acta phys. polon., 1956, 15, N1, 43—47.
137. C. H. Allen, J. Rudnick. A powerful high frequency siren. J. Acoust. Soc. Amer., 1947, 19, N5, 857—865. (Пер.: Сб. [1]).
138. B. Aliberg, M. Holtzmann. Über die Absorption des Schalles in trüben Medien. Phys. Z., 1925, 26, N2, 149—153.
139. E. V. Amy. Dispersing particles suspended in air. Пат. США N1980171, 1934.
140. E. N. da C. Andrade. On the circulations caused by the vibration of air in a tube. Proc. Roy. Soc. A., 1931, 134, N824, 445—470.
141. E. N. da C. Andrade. On the groupings and general behaviour of solid particles under the influence of air vibrations in tubes. Philos. Trans. Roy. Soc. London A., 1932, 230, N692, 413—445.
142. E. N. da C. Andrade, S. K. Lewer. New phenomena in a sounding dust tube. J. Scient. Instrum., 1930, 7, N2, 53.
143. E. N. da C. Andrade, R. C. Parker. A standard source of sound and the measurement of minimum audibility. Proc. Roy. Soc. A., 1937, 159, N899, 507—526.
144. J. M. Andres, U. Ingard. Acoustic streaming at high Reynolds numbers. J. Acoust. Soc. Amer., 1953, 25, N5, 928—932.

- 144a. J. M. Andres, U. Ingard. Acoustic streaming at low Reynolds numbers. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1953, 25, N5, 932—938.
145. A. Baczyński, W. Cieslak, Z. Garbarczyk, J. Horbaczewski, T. Janiczewski, M. Kwiek, J. Malecki, B. Maczerwski-Rowiński, K. Płuzañski, D. Rosiak, A. Skłodowski, L. Taniowski, W. Twardowski, T. Wolff, R. Wyrzykowski, J. Zajaczkowski (CIOP). Urządzenie do koagulacji i strącania aerozoli z gazów, zwłaszcza przemysłowych, przy użyciu fal dźwiękowych lub ultradźwiękowych. *Польск. пат. № 38829*, 1956 (*РЖХим.*, 1960, № 17, 69828 П).
146. V. Bjerkness. Vorlesungen über hydrodynamische Fernkräfte nach C. A. Bjerkness Theorie. Leipzig, 1900—1902.  
C. A. Bjerkness. Hydrodynamische Fernkräfte. Leipzig, 1915.
147. R. M. G. Boucher. Procédé et appareil pour augmenter au moyen d'ondes soniques ou ultra-soniques les dimensions des particules suspendues dans un gaz. *Франц. пат. № 1052941*, 1954 (*РЖХим.*, 1956, № 2, 5867 П).
148. R. M. G. Boucher. Production d'ultrasons par sifflets multiples. *Франц. пат. № 1056478*, 1954.
149. R. M. G. Boucher. Improvements in generators for sonic and ultrasonic vibrations. *Брит. пат. № 752795*, 1956.
150. R. M. G. Boucher. L'épuration acoustique des gaz. *Mines*, 1956, N6, 497—517.
151. R. M. G. Boucher. La coagulation des aerosols industriels par ultrasons. *Génie chim.*, 1957, 77, N6, 163—173; 78, N1, 14—28 (Пер.: Сб. [1]).
152. The Boucher fog dispersal system. *Interavia*, 1957, 12, N4, 339—340.
153. R. M. G. Boucher. Industrial applications of airborne ultrasonics. *Ultrasonic News*, 1958, 2, N4, 8—13.
154. R. M. G. Boucher. Drying by airborne ultrasonics. *Ultrasonic News*, 1959, 3, N2, 8—9, 14—16.
155. R. M. G. Boucher. Ultrasonics boosts heatless drying. *Chem. Engng.*, 1959, 66, N19, 151—154.
156. R. M. G. Boucher. Acoustic energy in fog dispersal techniques. *Ultrasonic News*, 1960, 4, N1, 11—19.
157. R. M. G. Boucher. Ultrasonics in processing. *Chem. Engng.*, 1961, 68, N20, 83—100.
158. R. M. G. Boucher, E. Brun. Research on the «Multiwhistle» acoustic air-jet generator. *Eng. Digest*, 1956, 17, N12, 511—514.
159. R. M. G. Boucher, A. L. Weiner. Effect of sound on aerosol scrubbing. *Ultrasonic News*, 1962, 6, N2, 14—18.
160. J. Boussinesq. Théorie analytique de la chaleur. T. 2. Paris, 1903.
161. O. Brandt. Über das Verhalten von Schwebstoffen in schwingenden Gasen bei Schall- und Ultraschallfrequenzen. *Kolloid-Z.*, 1936, 76, N31, 272—278.
162. O. Brandt. Über die Frequenzabhängigkeit der Schallabsorption im Aerosoll. *Kolloid-Z.*, 1937, 81, N1, 2—6.
163. O. Brandt, H. Freund. Über die Aggregation von Aerosolen mittels Schallwellen. *Z. Phys.*, 1935, 94, N5—6, 348—355.
164. O. Brandt, H. Freund. Process and apparatus for separating suspended particles. *Брит. пат. № 454050*, 1936.
165. O. Brandt, H. Freund. Process and apparatus for separating suspended particles. *Брит. пат. № 460795*, 1937.
166. O. Brandt, H. Freund, E. Hiedemann. Verfahren zum Ausschleiden von Schwebeteilchen aus Gasen oder Dämpfen. *Нем. пат. № 630452*, 1936.
167. O. Brandt, H. Freund, E. Hiedemann. Zur Theorie der akustischen Koagulation. *Kolloid-Z.*, 1936, 77, N1, 103—115. (Пер.: Сб. [1]).
168. O. Brandt, H. Freund, E. Hiedemann. Schwebstoffe im Schallfeld. *Z. Phys.*, 1937, 104, N7—8, 511—533.

169. O. Brandt, H. Freund, E. Hiedemann. Vorrichtung zum Ausschleiden von Schwebeteilchen aus Gasen oder Dämpfen mittels Schallwellen. *Hem. nar.* № 680704, 1939.
170. O. Brandt, E. Hiedemann. Über das Verhalten von Aerosolen im akustischen Feld. *Kolloid-Z.*, 1936, 75, N2, 129—135.
171. A. H. Brisse. Sonic agglomeration of fume in ferromanganese blast furnace gas. *Industr. Heat.*, 1950, 17, N11, 1966, 1970, 1972.
172. E. Brun, R. M. G. Boucher. Research on the acoustic air-jet generator: a new development. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1957, 29, N5, 573—583.
173. M. Z. Carrière. Analyse ultramicroscopique des vibrations aériennes. *J. phys. et radium*, 1929, 10, N5, 198—208.
174. H. M. Cassel, H. Schultz. A sonic method of determining particle size in aerosols. «Air pollution», N. Y., 1952.
175. Chan-mou Tchen. Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid. The Hague, 1947.
176. H. W. St. Clair. Sonic flocculator as a fume settler: theory and practice. U. S. Bureau of Mines, Rep. of Invest., N3400, 1938.
177. H. W. St. Clair. Sonic flocculator and method of flocculating smoke or the like. *Пат. США* № 2215484, 1940.
178. H. W. St. Clair. An electromagnetic sound generator for producing intense high-frequency sound. *Rev. Scient. Instrum.*, 1941, 12, N5, 250—256.
179. H. W. St. Clair. Agglomeration of smoke, fog or dust particles by sonic waves. *Industr. and Engng. Chem.*, 1949, 41, N11, 2434—2438 (Пер.: С6. [1]).
180. H. W. St. Clair. Theory and basic principles of the sonic smoke flocculators. «Air Pollution», N. Y., 1952.
181. H. W. St. Clair, M. J. Spendlove, E. V. Potter. Flocculation of aerosols by intense high-frequency sound. U. S. Bureau of Mines, Rep. of Invest. N4218, 1948.
182. S. R. Cook. On flutings in a soundwave and the forces due to a flux of a viscous fluid around spheres. *Philos. Mag.*, 1902, 3, N17, 471—482.
183. H. W. Danser. Eliminate stack dusts and mists. *Chem. Engng*, 1950, 57, N5, 158—160. (Пер.: С6. [1]).
184. H. W. Danser, E. P. Neumann. Industrial sonic agglomeration and collection systems. *Industr. and Engng Chem.*, 1949, 41, N11, 2439—2442 (Пер. ГХБ № 19081).
185. W. Dörr. Anziehende und abstoßende Kräfte zwischen Kugeln im Schallfeld. *Acustica*, 1955, 5, N3, 163—166 (РЖФиз., 1957, № 1, 2092).
186. C. R. Earle. Where will ultrasonics fit in the power field? *Power Generation*, 1948, 52, N9, 86, 88, 132, 134, 136.
187. C. Eckart. Vortices and streams caused by sound waves. *Phys. Rev.*, 1948, 73, N1, 68—76.
188. P. S. Epstein, R. R. Carhart. The absorption of sound in suspensions and emulsions. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1953, 25, N3, 553—565 (РЖФиз., 1956, N6, 17693).
189. F. Fahnöe, A. E. Lindroos, R. J. Abelson. Aerosol build-up techniques. *Industr. and Engng Chem.*, 1951, 43, N6, 1336—1346.
190. V. Gavreau. Sifflets théorie de fonctionnement et rendement. *Acustica* 1954, 4, 555—562 (Пер.: С6. [1]).
191. K. Gehlhoff. Über die Aufnahme von Schallkurven ohne Membran. *Z. Phys.*, 1920, 3, N5, 330—336.
192. General Aniline and Film corporation. Production of carbonyl metal powders of small size. *Пат. США* № 2695925, 1953.
193. J. R. Gies. Anwendung des Ultraschalls auf die Reinigung von Industriegasen. *Z. VDI, Beih. Verfahrenstechn.*, 1938, N6, 177.
194. S. Goldstein. The steady flow of viscous fluid past a fixed spherical obstacle at small Reynolds numbers. *Proc. Roy. Soc. A*, 1929, 123, N791, 225—235.

195. S. W. Gorbatschew, A. B. Severny. Zur Frage der Bewegung eines schweren Tropfens im akustischen Felde. *Kolloid-Z.*, 1935, 73, N2, 146—154.
196. P. Greguss. Influencing combustion processes by sound. *Ultrasonic News*, 1959, 3, N4, 10—11, 17 (РЖФиз., 1960, N8, 21222).
197. P. Greguss. Drying by airborne ultrasonics. *Ultrasonics News*, 1961, 5, № 3, 7—11.
198. F. T. Gucker, G. J. Doyle. The amplitude of vibration of aerosol droplets in a sonic field. *J. Phys. Chem.*, 1956, 60, N7, 989—996.
199. J. Hartmann. On a new method for the generation of soundwaves. *Phys. Rev.*, 1922, 20, N6, 719—727.
200. E. Hiedemann. *Grundlagen und Ergebnisse der Ultraschallforschung*. Berlin, 1939.
201. J. Holtsmark, J. Johnsen, T. Sikkeland, S. Skavlem. Boundary layer flow near a cylindrical obstacle in an oscillating, incompressible fluid. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1954, 26, N1, 26—39.
202. C. B. Horsley, H. W. Danser. Sonic spray drying. Пат. США № 2576297, 1951.
203. C. B. Horsley, G. C. Seavey. Process of agglomerating aerosols. Пат. США № 2535679, 1950.
204. J. Y. Houghton, Th. H. Brown. Smoke and fume separating. Пат. США № 2216779, 1940.
205. T. F. Hueter, R. H. Bolt. *Sonics. Techniques for the use of sound and ultrasound in engineering and science*. N. Y.—London—Toronto, 1955.
206. R. Jahn. Neue Erkenntnisse auf dem Gebiete der Schallentstaubung. *Radex Rundschau*, 1955, N7, 625—631; *Eng. Digest*, 1956, 17, N1, 21. (Пер.: Сб. [1]).
207. T. D. Joeck. Method for atomizing by supersonic sound vibrations. Пат. США № 2532554, 1950.
208. R. C. Jones. A fifty horsepower siren. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1946, 18, N 2, 371—387. (Пер. ГНБ № 21746).
209. L. J. Kastner, S. H. Shih. Critical Reynolds numbers for steady and pulsating flow. *Engineering*, 1951, 172, N4470, 389—391.
210. M. Kawamura. The agglomeration of aerosol by sound waves. *Нихон онкэ гаккайси* (*J. Acoust. Soc. Japan*), 1961, 17, N2, 123—133. (РЖФиз., 1962, 5Г379).
211. G. Kidoo. Sonic agglomeration—a new solution. *Chem. Engng*, 1951, 58, N5, 154—156.
212. L. V. King. On the acoustic radiation pressure on spheres. *Proc. Roy. Soc. A*, 1934, 147, N861, 212—240.
213. V. O. Knudsen, J. V. Wilson, N. S. Anderson. The attenuation of audible sound in fog and smoke. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1948, 20, N6, 849—857.
214. W. König. I. Hydrodynamisch-akustische Untersuchungen. *Ann. Phys. und Chem.*, 1891, 42, N3, 353—370.
215. W. König. Hydrodynamisch-akustische Untersuchungen. Über die Kräfte zwischen zwei Kugeln in einer schwingenden Flüssigkeit und über die Entstehung der Kundtschen Staubfiguren. *Ann. Phys.*, 1891, 42, N4, 549—563.
216. J. Krebs, R. C. Binder. Use of ultrasonic coagulator with a cyclone separator. *Combustion*, 1952, 23, N12, 45—47.
217. W. Kroll. Fließerscheinungen an Haufwerken in schwingenden Gefäßen. *Chem.-Ingr.-Techn.*, 1955, 27, N1, 33—38.
218. A. Kundt. Über eine neue Art akustischer Staubfiguren und über eine Anwendung derselben zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in festen Körpern und Gasen. *Ann. Phys. und Chem.*, 1866, 127, N4, 497—523.
219. M. Kwiek. Zagadnienie przepływu bocznego oraz turbulencji wiązki fal płaskich. *Prace Komis. mat.-przyrodn. Poznan. towarz. przyjaciół. nauk*. 1957, 8, N1, 95—111 (РЖФиз., 1957, N12, 31214).

220. T. J. Laidler, E. G. Richardson. The absorption of supersonics in smokes. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1938, **9**, N3, 217—223.
221. M. Le Landais. Research on the stem-jet acoustic whistle. *Ultrasonic News*, 1960, **4**, № 4, 7—9 (*РЖФиз.*, 1961, 10Ж413).
222. C. A. Lane. Acoustical streaming in the vicinity of a sphere. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1955, **27**, N6, 1082—1086.
223. R. Lemlich. Vibration and pulsation boost heat transfer. *Chem. Engng.* 1961, **38**, N10, 171—174, 176.
224. R. Levavasseur. High power generators of sounds and ultrasounds. *Пат. США* № 2755767, 1956.
225. R. Levavasseur. Perfectionnements relatifs aux générateurs de sons et d'ultra-sons de grande puissance. *Франц. пат.* № 1184551, 1959.
226. E. P. Lewis, L. P. Farris. A new method of determining the amplitude of sound waves in air. *Phys. Rev.* 1915, **6**, N6, 491—493.
227. B. Maczewski-Rowiński. Syrena ultradźwiękowa Centralnego Instytutu Ochrony Pracy i dotychczasowe wyniki prac badawczych nad strącaniem aerosoli metodą akustyczną. *Biuletyn PAN* Nr. 6. Urządzenia odpylające. Warszawa, 1956.
228. B. Maczewski-Rowiński. Precipitation of dust from industrial waste gases by means of the C. I. W. P. siren. *Proc. II Conf. on ultrasonics.* PWN, Warszawa, 1957 (*РЖФиз.*, 1959, N2, 4128).
229. B. Maczewski-Rowiński. Syrena ultradźwiękowa CIOP. *Prace Centralnego Inst. Ochrony Pracy*, 1957, **7**, N20, 1—22. (Пер.: Сб. [1]).
230. G. Maidanik. Acoustical radiation pressure due to incident plane progressive waves on spherical objects. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1957, **29**, N6, 738—742. (*РЖФиз.*, 1958, № 2, 4316).
231. B. Matula. Zagadnienie koagulacji dymów generatorem aerodynamicznym. *Prace Komis. mat.-przyrodn. Poznan. towarz. przyjaciół. nauk*, 1957, **8**, N1, 21—39.
232. B. Matula. Koagulacja zanieśin powrotnych ulepszonym generatorem aerodynamicznym. *Дисс., ПНР*, 1957 (Пер. ЦИТБ № 18934).
233. H. Medwin. An acoustic streaming experiment in gases. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1954, **26**, N 3, 332—341.
234. E. Meyer, R. W. Karman. Die Schwingung der Luftteilchen in der Nähe einer schallabsorbierenden Wand. *Acustica*, 1951, **1**, N 3, 130—136. (Пер.: Сб. «Проблемы соврем. физики», 1953, № 9, 189—197).
235. I. Mickelson. Theory of vortex whistle. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1955, **27**, N5, 930—931. (*РЖФиз.*, 1956, № 12, 35539).
236. W. R. Mickelson, L. V. Baldwin. Aerodynamic mixing in high-intensity standing-wave sound field. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1957, **29**, N1, 46—49 (*РЖФиз.*, 1957, № 10, 26258).
237. R. D. Morse. Sonic energy in granular solid fluidization. *Industr. and Engng Chem.*, 1955, **47**, N6, 1170—1175.
238. W. Müller. Industrierrauchbeseitigung durch Ultraschallung. *Energietechnik*, 1954, **4**, N10, 431—432.
239. E. P. Neumann, J. L. Norton. Application of sonic energy to commercial aerosol collection problems. *Chem. Engng Progr. Sympos. Ser. 1*, 1951, **47**, N1, 4—10.
240. E. P. Neumann, C. R. Soderberg, A. A. Fowle. Design, application, performance and limitations of sonic type flocculators and collectors. «Air pollution», N. Y., 1952.
241. M. Nord. Sonic precipitation of smoke, fumes and dust particles. *Chem. Engng*, 1950, **57**, N10, 116—119.
242. M. H. Ollivier. Recherches sur la capillarité. *Ann. chim. et phys.*, sér. 8, 1907, **10**, 229—321.
243. C. W. Oseen. Über die Stokessche Formel und über eine verwandte Aufgabe in der Hydrodynamik. *Arkiv mat. astron. och. fys.*, 1910, **6**, N9.

244. C. W. Oseen. *Neuere Methoden und Ergebnisse in der Hydrodynamik*. Leipzig, 1927.
245. K. L. Oswatitsch. Die Dispersion und Absorption des Schalles in Wolken. *Phys. Z.*, 1941, 42, N21/22, 365—378.
246. Y. Oyama, I. Inoue, Y. Sawahata, M. Okada. On the sonic agglomeration and collection system. *J. Scient. Res. Inst.*, 1954, 48, N1369—1375, 260—271 (Пер.: Сб. [1]; РЖХим., 1956, № 11, 34752; РЖФиз., 1956, № 12, 35584).
247. Y. Oyama, M. Okada, Y. Sawahata, I. Inoue. Design note on siren-type sound-generator. *J. Sci. Res. Inst.*, 1956, 50, N1415—1420, 37—42 (РЖФиз., 1958, № 5, 12667).
248. M. J. Palme. Le dépoussiérage par ultrasons. В сб. «Journée du dépoussiérage des fumées et gaz industriels». Paris, 1954.
249. H. S. Patterson, W. Cawood. Phenomena in a sounding tube. *Nature*, 1931, 127, N3209, 667.
250. T. Pearcey, G. W. Hill. A theoretical estimate of the collection efficiencies of small droplets. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1957, 83, N355, 77—92.
251. T. Piercey, B. McHugh. Calculation of viscous flow around spheres at low Reynolds numbers. *Philos. Mag.*, 1955, 46, N378, 783—794.
252. L. Pimonow. Une sirène ultrasonore de grande puissance. *Ann. télécommun.*, 1951, 6, N1, 23—26 (Пер. ГИИ № 20283).
253. L. Pimonow. Un nouveau modèle amélioré de sirène ultrasonore. *Ann. télécommun.*, 1951, 6, N11, 337—341 (Пер. ГИИ № 20284).
254. R. W. Porter. High intensity sound waves now harnessed for industry. *Chem. Engng*, 1948, 55, N 3, 100—101, 115.
255. W. P. Raney, J. C. Corelli, P. J. Westervelt. Acoustical streaming in the vicinity of a cylinder. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1954, 26, N6, 1006—1014.
256. C. N. Richardson. Ammonia synthesis. *Пат. США* № 2500008, 1950.
257. E. G. Richardson. Behaviour of aerosols in acoustical and turbulence fields. *Acustica*, 1952, 2, N4, 141—147 (Пер.: Сб. «Применение аэрозолей в сельском хозяйстве». М., ИЛ, 1955).
258. J. Rudnick. Measurements of the acoustic radiation pressure on a sphere in a standing wave field. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1951, 23, N5, 633—634.
259. Y. Sawahata, I. Inoue, Y. Oyama. On the sonic agglomeration and collection system. A plant on industrial scale. *J. Scient. Res. Inst.*, 1955, 49, N1376—1390, 39—45 (РЖФиз., 1956, № 12, 35585).
260. E. Schaufler. Einrichtung zur Erzeugung von Schall-oder Ultraschall-schwingungen in einem Beschallungsraum mit flüssigem oder gasförmigen Medium. *Пат. ФРГ* № 965799, 1957.
261. H. Schlichting. Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen. *Phys. Z.*, 1932, 33, N8, 327—335.
262. H. Schnitzler. Anwendung von Schall- und Ultraschall bei der Gasreinigung. *Arch. Eisenhüttenwesen*, 1953, 24, N5/6, 199—202 (РЖХим., 1954, № 22, 49263).
263. R. A. Scott. An investigation of the performance of the Rayleigh disk. *Proc. Roy. Soc. A*, 1945, 183, N994, 296—316.
264. G. C. Seavey, C. B. Horsley. Process of agglomerating and recovering aerosol particles. *Пат. США* № 2535700, 1950.
265. C. J. T. Sewell. The extinction of sound in a viscous atmosphere by small obstacles of cylindrical and spherical form. *Philos. Trans. Roy. Soc. A*, 1910, 210, N465, 239—270.
266. D. Sinclair. Stability of aerosols and behavior of aerosol particles. (Coagulation by sonic and supersonic vibrations). В кн.: «Handbook on aerosols», Washington, 1950.
267. L. J. Sivian. High frequency absorption in air and other gases. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1947, 19, N5, 914—916.

268. R. B. Smith. Pyrolytic conversion of hydrocarbons. Пат. США № 2517139, 1950.
269. C. R. Soderberg. Industrial applications of sonic energy. Iron and Steel Engineer, 1952, 29, N2, 87—95.
270. Sound waves form uniform drops in spray nozzle. Chem. Engng, 1961, 68, N18, 84, 86.
271. W. Staszewski. On the mutual influence of spheres in vibrating air. Acta phys. polon., 1954, 13, N3, 209—224 (РЖФиз., 1955, № 7, 14826).
272. C. A. Stokes. Sonic agglomeration of carbon black aerosol. Chem. Engng Progr., 1950, 46, N8, 423—432 (Пер.: Сб. [1]).
273. C. A. Stokes, J. E. Vivian. Application of sonic energy in the process industries. Chem. Engng Progr. Sympos. Ser. 1, 1951, 47, N1, 11—21.
274. O. Taraba, C. E. Brzica. Odprašování plunů v intensivním akustickém poli. Strojirenstvi, 1958, 8, N 2, 83—88 (РЖФиз., 1958, № 11, 26071).
275. T. Tarnoczy, P. Greguss. Szálló cementpor visszanyerése akusztikus úton. Magyar techn., 1951, N5, 21—25.
276. T. Tarnoczy, K. Somhegyi. Egési folyamatok befolyásolása akusztikus energiával. Fiz. Szemle, 1953, 3, febr., 1—6.
277. G. R. Tatum. The effects of high intensity sound on smokes and other aerosols. J. Acoust. Soc. Amer., 1937, 8, N3, 210.
278. H. Thiede, W. Voigt. (Atlas-Werke, Bremen). Sirene, insbesondere zur Erzeugung von Ultraschall. Пат. ФРГ № 823717, 1950.
279. G. Thomas. Die hydrodynamischen Wirkungen einer schwingenden Luftmasse auf zwei Kugeln. Ann. Phys., 1913, 42, N16, 1079—1098.
280. S. Tomotika, T. Aoi. The steady flow of viscous fluid past a sphere and circular cylinder at small Reynolds numbers. Quart. J. Mech. and Appl. Mathem., 1950, 3, N2, 140—161.
281. S. Vajda. Open hearth dust control. Iron and Steel Engr, 1952, 29, N7, 111—120.
282. B. Vonnegut. A vortex whistle. J. Acoust. Soc. Amer., 1954, 26, N1, 18—20 (РЖФиз., 1955, № 1, 1266).
283. M. Wagenschein. Experimentelle Untersuchung über das Mitschwingen einer Kugel in einer schwingenden Flüssigkeits-oder Gasmasse. Ann. Phys., 1921, 65, N13, 461—480.
284. G. D. West. Circulations occurring in acoustic phenomena. Proc. Phys. Soc. B, 1951, 64, N378, 483—487.
285. P. J. Westervelt. The mean pressure and velocity in a plane acoustic wave in a gas. J. Acoust. Soc. Amer., 1950, 22, N3, 319—327.
286. P. J. Westervelt. The theory of steady forces caused by sound waves. J. Acoust. Soc. Amer., 1951, 23, N3, 312—315.
287. P. J. Westervelt. The theory of steady rotational flow generated by a sound field. J. Acoust. Soc. Amer., 1953, 25, N1, 60—67.
288. P. J. Westervelt. Acoustic radiation pressure. J. Acoust. Soc. Amer. 1957, 29, N1, 26—29.
289. P. J. Westervelt. Effect of sound waves on heat transfer. J. Acoust. Soc. Amer., 1960, 32, N3, 337—338.
290. P. J. Westervelt, P. W. Steck. Acoustic separatory methods and apparatus. Пат. США № 2766881, 1956.
291. S. Y. White. Inaudible sound — a new tool for air cleaning. Heat. and Ventil., 1948, 45, N9, 59—64.
292. A. Willner. Staubabscheidung mit Hilfe von Schall und Ultraschall-schwingungen. Bergbautechnik, 1955, N4, 201—209. (Пер. ЦИТЭИН МУП, 1955; РЖФиз., 1956, № 7, 20794).
293. S. Wołoszyn. Próba odpylania gazów hutniczych przy zastosowaniu techniki ultradźwiękowej. Prace Inst. hutniczych, 1961, 13, N1, 1—12 (РЖХим., 1962, 5И508).
294. R. W. Wood, A. L. Loomis. The physical and biological effects of high-frequency sound-waves of great intensity. Philos. Mag., 1927, 4, N22, 417—436. (Пер. ГНБ № 15379).

295. R. Wyrzykowski. Sonic agglomeration of aerosols. Proc. II Conf. on ultrasonics. PWN, Warszawa, 1957 (РЖФиз., 1959, № 2, 4127).
296. R. Wyrzykowski. Dźwiękowa aglomeracja. Zesz. nauk. Politechn. łódzkiej, 1958, N20, 91—109 (РЖФиз., 1959, № 7, 16286).
297. J. W. Zink, L. P. Delsasso. Attenuation and dispersion of sound by solid particles suspended in a gas. J. Acoust. Soc. Amer., 1958, 30, N8, 765—771 (РЖФиз., 1959, № 3, 6535).  
\* \* \*
298. В. П. Куркин. Исследование акустической коагуляции высокодисперсной сажи. Дисс., МИХМ—НИИОГАЗ, 1963.
299. К. П. Мынкин. Промышленная звуковая пылеулавливающая установка. В сб. «Применение ультразвука в технологических процессах». М., ГОСИНТИ, 1963.
300. Р. Ш. Школьникова. Акустическая коагуляция аэрозолей в технике пылеулавливания. В сб. «Борьба с силикозом», т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1962.
301. S. H. Ask1öf. Ultrasonic demister. Патент США, № 3026966, 1962.
302. T. F. W. Embleton. Mutual interaction between two spheres in a plane sound field. J. Acoust. Soc. Amer., 1962, 34, N11, 1714—1720. (РЖФиз., 1963, 5Ж364).
303. В. Маґzewski-Rowiński. Nowe urządzenia do akustycznego strącania aerozoli. Ochrona pracy, 1962, 17, N10, 1—3.

**ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ НАЗВАНИЙ  
НЕКОТОРЫХ ОРГАНИЗАЦИЙ**

---

- ГНБ — Государственная научная библиотека СССР  
ГОСИНТИ — Государственный научно-исследовательский институт научно-технической информации  
ИГИ — Институт горючих ископаемых  
МДНТП — Московский дом научно-технической пропаганды  
МИХМ — Московский институт химического машиностроения  
МОПИ — Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской  
НИИОГАЗ — Государственный научно-исследовательский институт санитарной и промышленной очистки газов  
НИИТЭХИМ — Научно-исследовательский институт технико-экономических исследований  
ЦБТИ — Центральное бюро технической информации  
ЦИИН МЦМ — Центральный институт информации Министерства цветной металлургии СССР  
ЦИНТИ ЭП и П — Центральный институт научно-технической информации электротехнической промышленности и приборостроения  
ЦИТЭИН МУП — Центральный институт технико-экономической информации Министерства угольной промышленности СССР  
ЦПТБ — Центральная политехническая библиотека СССР  
·СИОР, СЈWP — Центральный институт охраны труда ПНР

<i>Предисловие</i> . . . . .	3
<i>Глава 1. Введение</i> . . . . .	7
§ 1. Специфические особенности высокоинтенсивного звукового поля . . . . .	7
§ 2. Источники высокоинтенсивного звука . . . . .	29
§ 3. Краткий очерк развития проблемы акустической коагуляции и осаждения аэрозолей . . . . .	41
<i>Глава 2. Движение аэрозольных частиц в звуковом поле</i> . . . . .	54
§ 4. Предварительные сведения . . . . .	54
§ 5. Колебательное движение аэрозольных частиц . . . . .	58
§ 6. Дрейф аэрозольных частиц . . . . .	69
§ 7. Циркуляционное и пульсационное движения аэрозольных частиц . . . . .	86
§ 8. О рассеянии и поглощении аэрозольными частицами акустической энергии . . . . .	91
<i>Глава 3. Взаимодействие аэрозольных частиц в звуковом поле</i> . . . . .	103
§ 9. Предварительные сведения . . . . .	103
§ 10. Ортокинетическое взаимодействие аэрозольных частиц . . . . .	112
§ 11. Паракинетическое взаимодействие аэрозольных частиц . . . . .	121
§ 12. Аттракционное взаимодействие аэрозольных частиц . . . . .	137
§ 13. Пульсационное взаимодействие аэрозольных частиц . . . . .	148
<i>Глава 4. Механизм и общие закономерности акустической коагуляции аэрозолей</i> . . . . .	157
§ 14. Схема протекания процесса акустической коагуляции аэрозолей . . . . .	157
§ 15. Уравнение кинетики процесса . . . . .	165
§ 16. Влияние аэрозольных и акустических характеристик на кинетику процесса . . . . .	169
§ 17. О некоторых ранее высказанных гипотезах в области акустической коагуляции аэрозолей . . . . .	181
<i>Глава 5. Практика акустической коагуляции и осаждения аэрозолей</i> . . . . .	189
§ 18. Акустическое рассеяние природных и искусственных туманов . . . . .	189
§ 19. Звукогравитационное осаждение промышленных пылей, дымов и туманов . . . . .	197

§ 20. Звукоинерционное осаждение промышленных пылей, дымов и туманов . . . . .	207
§ 21. Звуковая сепарация и фильтрация аэрозолей . . . . .	223
<i>Приложение</i> . . . . .	230
I. Испарение и конденсационный рост капель озвучиваемых туманов . . . . .	230
II. Влияние звука на процессы горения и дегазации капель жидкого топлива . . . . .	239
III. Поведение осажденных твердых продуктов в звуковом поле («акустическая сушка») . . . . .	243
<i>Литература</i> . . . . .	248

0  
Г  
Г

*Евгений Павлович Медников*

**Акустическая коагуляция  
и осаждение аэрозолей**

*Утверждено к печати  
Институтом горючих ископаемых  
Академии наук СССР*

Редактор издательства *К. П. Гуров*. Художник *Б. К. Шаловалов*.  
Технический редактор *Г. Н. Астафьева*, *В. В. Волкова*  
Корректоры *Н. М. Вселюбская*, *В. Г. Петрова*

РИСО АН СССР № 39—79В. Сдано в набор 15/V 1963 г.  
Подписано к печати 12/X 1963 г. Формат 60×90/16.  
Печ. л. 16,5. Уч.-изд. л. 15,9  
Тираж 2000 экз.

Т. 13046. Изд. № 1377. Тип. зак. № 5752.

*Цена 1 р. 21 к.*

Издательство Академии наук СССР,  
Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

---

2-я типография Издательства АН СССР  
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10.

## ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
15	Ф-ла (1.13)	$Px$	$P_1x$
17	2 св.	$x = 1$	$dx = 1$
39	12 св.	$r$	$r_c$
39	19 сн.	достигает	теоретически достигает
39	14 сн.	2,5—3 <i>ати</i>	2,5—3 <i>ати</i> и выше
48	17 св.	часто	чисто
68	Подпись к рис. 20	увеличения	увлечения
81	Ф-ла (6.30)	$\frac{k}{18\pi}$	$\frac{k}{18\eta}$
	Ф-ла (6.30)	$\left(3 + \frac{9}{2}b\right)$	$\left(3 + \frac{9}{2}b\right) \mu_p$
88	3 сн.	увеличения аэрозольных, частиц и	увлечения аэрозольных частиц в
94	Ф-ла (8.11')	$f$	$f_{квц}$
116	Ф-ла (10.15)	$\left(\frac{y}{r_1}\right)^2 = y_{пр}^2$	$\left(\frac{y_{\max}}{r_1}\right)^2 = (y_{пр}^{\max})^2$
	На рис. 31	$h_a =$	$A_{12}$
117	11 сн.	$h_a = 2\mu_{12} A_g$	$A_{12} = \mu_{12} A_g$
141	Ф-ла (12.11)	$-\mu$	$-\mu_g^2$
	Ф-ла (12.11)	$e^{-\left(\frac{1}{2}T_1-t\right)}$	$e^{-\left(\frac{1}{2}T_{пр}-t_{пр}\right)}$
154	11 сн.	$N'$	$N'_{\text{полн}}$
166	Подпись к рис. 47	$J = 0,10$	$J = 0,11$
171	Ф-ла (16.2)	$\left(\frac{\rho_p}{\rho_p}\right)$	$\left(\frac{\rho_p}{\rho_{p0}}\right)^{1/3}$
178	Ф-ла (16.3')	$r_{2\mu}^2$	$r_{2\mu}^2$
192	15 св.	0,5	0,05
196	8 сн.	(Ingenjoren, 1959, 4)	(Zbl. biol. Aerosolforsch., 1961, 10, № 39—62)
200	3, 4 и 5 сн. 2 столбец	$г/м^3$	$мг/м^3$
207	Ф-ла (20.2)	$R$	$gR$
212	Табл. 18, столбец 6; 11 св.	$0,4 \times 4$	$0,6 \times 6$
213	Табл. 18, столбец 13, 8 св. 13 св.	78—12	78—82 99—99,8

## ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
225	Подпись к рис. 73	<i>l</i> — выпускной	<i>l</i> — впускной
226	1 стр.	25 $\mu$	2,5 $\mu$
227	12 стр.	дрейфа	радиационного дрейфа
237	11 стр.	рассеяния	распылительной сушки

Рис. 29 (стр. 111) расположен неверно. Правильное положение рисунка соответствует повороту его на 180°.

Е. П. Медников. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
АКАДЕМИИ НАУК СССР

АКУСТИЧЕСКАЯ КОАГУЛЯЦИЯ И ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ