

УДК 534.222:532.507

О МИКРОСТРУКТУРЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Е. П. Медников

Исходя из теории локально изотропной турбулентности А. Н. Колмогорова, сделана попытка приближенного вычисления локальных характеристик турбулентности, развивающейся при интенсивном озвучивании жидких и газообразных сред. Полученные при этом значения диссипации энергии для различных сред удовлетворительно согласуются по порядку величины со значениями, вычисленными на основе экспериментальных данных о звукопоглощении в средах.

Выведенные уравнения дают возможность теоретического расчета скорости протекания некоторых интенсифицируемых ультразвуком физико-химических процессов, в которых турбулизация среды играет решающую роль.

При интенсивном озвучивании жидких и газообразных сред, как известно [1—4], возникают регулярные акустические потоки, которые приобретают по достижении определенного уровня силы звука ясно выраженную турбулентную структуру. Это явление, именуемое акустической турбулентностью, лежит в основе интенсифицирующего действия ультразвука на ряд физико-химических процессов (гомогенизация, растворение, кристаллизация, экстрагирование, крашение и др. [5]). Некоторые из этих процессов уже получили промышленное воплощение, однако количественная теория все еще отсутствует, что препятствует созданию инженерного расчета технологической аппаратуры.

Причиной такого положения является отсутствие сведений о внутренней структуре акустической турбулентности — внутреннем масштабе турбулентности, скоростном и частотном спектрах турбулентных пульсаций и их связи с физическими параметрами звукового поля. Используя современные представления и математические зависимости общей теории турбулентности, можно в определенной степени восполнить указанный пробел.

Возникновение акустической турбулентности обычно связывается [1, 2] с неоднородностью звукового поля в акустическом пучке, в котором образуются высокие продольные и поперечные градиенты звукового давления [6, 7]. Имеется и другое объяснение [3], согласно которому причиной возникновения турбулентности в звуковом поле служит появление сильного поступательного потока в среде — акустического ветра. При этом наступлению турбулизации среды способствует взаимодействие прямого и обратного потоков, на границе которых, как показал Квек [8], возникает вращательное движение.

В стоячей волне эквивалентом акустического ветра является исследованное еще Рэлеем [9] циркуляционное движение среды на участках «узел колебаний — пучность колебаний», а также аэродинамическое перемешивание, обнаруженное Майкелсоном и Болдвинном [10].

Все перечисленные эффекты поддерживаются за счет энергии колебательного движения среды. Поэтому число Рейнольдса, характеризующее

колеблющийся поток, может быть записано так [2]:

$$\text{Re}^{\text{ак}} = \frac{u\lambda}{b/\rho}. \quad (1)$$

Роль средней скорости течения здесь играет колебательная скорость среды u , роль масштаба движения — длина волны λ и роль кинематической вязкости — величина b/ρ , где b — константа, которая учитывает, помимо обычных вязких потерь энергии, также и свойственные колеблющейся среде потери, связанные с ее теплопроводностью и сжимаемостью [2, 11]

$$b = \frac{4}{3}\eta + \frac{\gamma-1}{C_p}\chi + \eta'. \quad (2)$$

Здесь η — сдвиговая вязкость, η' — объемная вязкость, χ — коэффициент теплопроводности, $\gamma = C_p/C_v$ для газов (C_p и C_v — теплоемкости газа соответственно при постоянном давлении и объеме) и $\gamma = (K/p_*) + 1$ для жидкостей (K/p_* — модуль объемной упругости при атмосферном давлении, отнесенный к внутреннему давлению в жидкости [12]), ρ — плотность среды.

Учитывая соотношения $\lambda = c/f$ (c — скорость звука, f — частота колебаний) и $A = U/2\pi f$ (A — амплитуда колебаний, U — амплитуда колебательной скорости, равная $u\sqrt{2}$), выражение для $\text{Re}^{\text{ак}}$ можно представить в следующем виде:

$$\text{Re}^{\text{ак}} = \pi\sqrt{2}\frac{\rho c}{b}A, \quad (1')$$

откуда следует, что число Рейнольдса для колебательного потока прямо пропорционально акустическому сопротивлению (ρc) и амплитуде колебаний среды и обратно пропорционально ее эффективной вязкости.

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 [13] относится к низкочастотным колебаниям (до 30 гц); она позволяет лишь предположить, что с повышением частоты величина $\text{Re}_{\text{кр}}^{\text{ак}}$ имеет тенденцию к снижению. В. А. Красильников [2], опираясь на опыт озвучивания жидкостей, полагает, что $\text{Re}_{\text{кр}}^{\text{ак}}$ примерно на порядок ниже, чем для течения в трубах (где $\text{Re}_{\text{кр}} \approx 2300$).

Очевидно, в том случае, когда акустическая турбулентность достаточно развита, приближенное представление о ее микроструктуре вдалеке от излучателя звука и граничных поверхностей можно получить, исходя из теории локально изотропной турбулентности, развитой А. Н. Колмогоровым [14].

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 ($\text{Re} < 1$), 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 (2) сжимаемость среды.

Как известно, А. Н. Колмогоров постулировал, что свойства турбулентного движения в участках, малых в сравнении с внутренним масштабом l_0 , определяют две величины: диссипация энергии ϵ и кинематическая вязкость среды ν (роль которой в акустическом поле выполняет величина b/ρ).

Если продолжить линию подхода к акустической турбулентности, намеченную определением (1), то для диссипации энергии, исходя из теории размерностей [15] и учитывая соотношение $u = \sqrt{I/\rho c}$ (I — интенсивность звука), можно написать следующее выражение:

$$\epsilon \simeq \frac{u^3}{\lambda} = \frac{I^{3/2} f}{\rho^{3/2} c^{5/2}} [\text{эрг/г сек}]. \quad (3)$$

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

$$\epsilon = \frac{\alpha_E I}{\rho}, \quad (4)$$

где α_E — коэффициент поглощения акустической энергии, равный удвоенному значению коэффициента затухания амплитуды звукового давления $\alpha_E = 2\alpha_p$.

Теория дает значение коэффициента затухания амплитуды звукового давления лишь для случая пилообразной, т. е. предельно искаженной волны в точке x [16]

$$\alpha_p = \alpha_{p0} \frac{\gamma + 1}{\pi} \frac{P_x}{b\omega}, \quad (5)$$

где α_{p0} — коэффициент затухания волн малой амплитуды, равный $b\omega^2/2\rho c^3$; ω — угловая частота, равная $2\pi f$; P_x — амплитуда звукового давления в точке x , связанная с интенсивностью звука зависимостью $P_x = \sqrt{2\rho c I}$.

Если выражение (5) подставить в уравнение (4), то получается следующее выражение для диссипации энергии в пилообразной волне на расстоянии x от источника звука:

$$\epsilon = 2\sqrt{2} (\gamma + 1) \frac{u^3}{\lambda} = 2\sqrt{2} (\gamma + 1) \frac{I_x^{3/2} f}{\rho^{3/2} c^{5/2}}. \quad (6)$$

Как видим, это уравнение идентично с уравнением (3), за исключением безразмерного множителя $2\sqrt{2}(\gamma + 1)$, который для воздушной среды равен 6,8, а для воды — около 23. Это говорит о том, что исходные характеристики акустической турбулентности выбраны правильно, и метод размерностей вполне приемлем, если перед правой частью выведенного уравнения (3) проставить коэффициент ξ , учитывающий степень искажения волны; для синусоидальной волны $\xi = 1$, а для предельно искаженной волны $\xi = 2\sqrt{2}(\gamma + 1)$ *.

В табл. 1 приведены для сравнения значения диссипации энергии в различных озвучиваемых средах (ϵ_m^H , ϵ_m^K и ϵ_∂), полученные соответственно теоретическим путем по формулам (3) и (6) и на основе экспериментальных данных о коэффициенте звукопоглощения, подставляемых в формулу (4).

Рассматривая табл. 1, следует иметь в виду сугубую приближенность вычисленных значений диссипации энергии. Это объясняется рядом при-

* В промежуточных случаях расчет следует вести по формуле (3), т. е. при $\xi = 1$, но для каждой гармоники в отдельности с последующим суммированием полученных значений диссипации энергии.

Таблица 1

Среда	ρ , г/см ³	c , см/сек	b , г/см·сек	γ	f , кГц	I , Вт/см ²	λ , см	u , см/сек	Reак	α_E , см ⁻¹	ϵ_m^H , эрг/г сек	ϵ_m^K , эрг/г сек	ϵ_m^D , эрг/г сек
Воздух [17]	0,0012	340	0,375	1,4	13	0,1	2,61	155	1080	0,0039	$1,4 \cdot 10^6$	$9,5 \cdot 10^6$	$3,3 \cdot 10^6$
Воздух [17]	0,0012	340	0,375	1,4	13	1,0	2,61	490	3400	0,0061	$4,4 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^8$	$5,1 \cdot 10^7$
Воздух [18]	0,0012	340	0,375	1,4	3,6	0,12	9,44	170	4280	0,0017	$5,1 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^6$
Воздух [18]	0,0012	340	0,375	1,4	6,0	0,15	5,67	190	2870	0,0054	$1,2 \cdot 10^6$	$8,1 \cdot 10^6$	$6,7 \cdot 10^6$
Воздух [19]	0,0012	340	0,375	1,4	4,8	0,25	7,0	245	4570	0,0012	$2,0 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^6$
Воздух [19]	0,0012	340	0,375	1,4	3,4	0,32	10,0	270	7200	0,0016	$1,9 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^7$	$2,7 \cdot 10^6$
Вода [20]	1,000	$1,50 \cdot 10^5$	0,030	7,0	1500	4,0	0,1	16,4	55	0,015	$4,3 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^7$	$6,0 \cdot 10^5$
Вода [20]	1,000	$1,50 \cdot 10^5$	0,030	7,0	1500	9,0	0,1	24,6	82	0,038	$3,3 \cdot 10^5$	$7,6 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^6$
Метиловый спирт [20]	0,792	$1,12 \cdot 10^5$	0,016	7,0	1500	3,3	0,075	19,2	90	0,056	$1,1 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^6$
Этиловый спирт [20]	0,784	$1,18 \cdot 10^5$	0,033	9,1	1500	3,7	0,078	20,0	38	0,168	$1,3 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^6$	$7,9 \cdot 10^6$
Толуол [20]	0,866	$1,33 \cdot 10^5$	0,08	9,0	1500	5,3	0,088	21,5	27	0,28	$1,4 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^7$
Трансформаторн. масло [20]	0,895	$1,42 \cdot 10^5$	—	—	1500	4,7	0,095	19,2	7,0	0,09	$7,4 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^7$	$9,5 \cdot 10^6$
Хлористый углерод [21]	1,600	$0,93 \cdot 10^5$	0,36	10	5000	4,0	0,019	17,0	1,4	0,28	$3,5 \cdot 10^5$	$8,1 \cdot 10^6$	$7,0 \cdot 10^6$
Хлористый углерод [21]	1,600	$0,99 \cdot 10^5$	0,36	10	5000	7,0	0,019	22,0	1,8	0,25	$7,8 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$

чин. Во-первых, не все физические константы, подставляемые в используемые уравнения, достаточно надежны, особенно для жидкостей. Во-вторых, вычисленные теоретические и экспериментальные значения диссипации энергии относятся к не вполне одинаковым условиям. Теоретические формулы (3) и (6) дают локальное значение диссипации энергии, относенное к точке пространства, а формула (4), в которую подставляются результаты экспериментальных измерений звукопоглощения среды, дает среднее по пространству значение диссипации энергии, относимое к интенсивности звука в начале или середине участка. В-третьих, экспериментальные значения диссипации энергии для газов определяются лишь весьма приблизительно по причине некоторой неопределенности экспериментальных измерений коэффициента звукопоглощения среды в трубах, обусловленной сильной неоднородностью звукового поля в продольном направлении, вызванной отражением от стенок косых звуковых лучей, а также вибрацией самих стенок. Эксперимент показывает [19, 22, 23], что с удалением от источника звука интенсивность понижается, периодически возрастая и вновь спадая. Это приводит к тому, что коэффициент звукопоглощения газов, определяемый на различных расстояниях от источника звука, α_E , принимает различные значения.

В некоторых экспериментах вызывает возражение и сам метод измерения коэффициента α_E . Так, в работе [19] измерение звукового давления в воздухе производилось конденсаторным микрофоном и учитывалась чувствительность только на основной частоте колебаний, в то время как имели место довольно значительные гармонические составляющие, для которых характерна иная чувствительность. В работе [18] коэффициент звукопоглощения определялся по отношению пиковых значений звукового давления в двух точках по оси трубы, что отнюдь не равнозначно отношению их средних значений по сечению. Наконец, следует учесть, что в жидкостях коэффициент звукопоглощения определялся при небольших числах Рейнольдса, при которых развитая акустическая турбулентность, возможно, еще отсутствовала; это относится к пяти последним примерам в табл. 1.

Тем более достоин внимания факт, что в большинстве случаев экспериментальные значения диссипации энергии ϵ , хорошо укладываются в пределы, вычисляемые теоретическим путем, а именно от ϵ_m^H до ϵ_m^K .

Для нашего исследования, имеющего цель выяснить порядок величин локальных характеристик акустической турбулентности, не столь существенны и более значительные отклонения, поскольку величина ϵ входит в последующие формулы в дробной степени, благодаря чему влияние величины коэффициента ξ сильно скрадывается.

Для вычисления локальных характеристик акустической турбулентности мы воспользуемся хорошо известными общими формулами теории локально изотропной турбулентности [15], подставляя в них в качестве ϵ выражение (3) с коэффициентом ξ перед ним и используя вместо v значение b/ρ .

Полученные указанным путем формулы для локальных характеристик акустической турбулентности приведены в табл. 2, где даны также результаты произведенных по ним вычислений для синусоидальной волны ($\xi = 1$) в воздухе и воде при трех значениях частоты колебаний (0,1; 10 и 1000 кгц) и двух значениях интенсивности звука (0,1 и 1,0 вт/см² для воздуха и 1,0 и 10,0 вт/см² для воды). Рассматривая табл. 2, можно сделать следующие выводы.

1. Характеризующее акустический поток число Рейнольдса $Re^{ак}$ сильно зависит от частоты колебаний, а именно — линейно понижается с повышением частоты (при $I = const$). По-видимому, точно так же понижается с повышением частоты и критическое число Рейнольдса $Re_{кр}^{ак}$, в чем и заключается коренное его отличие от числа Рейнольдса для стационарного потока.

Характеристика и формула	Интенсивность звука I , вт/см^2	Числовые значения характеристик при $\xi = 1$ (синусоидальная волна)					
		Воздух при частоте f , гц			Вода при частоте f , гц		
		100	10000	100 0000	100	10000	100 0000
1. Основной масштаб турбулентности $\lambda = c/f$, см		340	3,4	0,034	1500	15	0,15
2. Усредненная скорость движения $u = \sqrt{I/\rho c}$, см/сек	0,1 1,0 10,0	155 490 —	155 490 —	155 490 —	— 8,1 23,0	— 8,1 26,0	— 8,1 26,0
3. Число Рейнольдса $Re_{\text{ак}} = \frac{u\lambda}{b/\rho} = \frac{(\rho c)^{1/2} I^{1/2}}{bf}$	0,1 1,0 10,0	140000 450000 —	1400 4500 —	14 45 —	— 400000 1300000	— 4000 13000	— 40 130
4. Диссипация энергии $\varepsilon = \xi \frac{u^3}{\lambda} = \xi \frac{I^{3/2} f}{\rho^{3/2} c^{5/2}}$, эрг/г сек	0,1 1,0 10,0	$1,1 \cdot 10^4$ $3,4 \cdot 10^5$ —	$1,1 \cdot 10^6$ $3,4 \cdot 10^7$ —	$1,1 \cdot 10^8$ $3,4 \cdot 10^9$ —	— 0,35 11,7	— 35 1170	— 3500 117000
5. Внутренний масштаб турбулентности $l_0 \approx \frac{(b/\rho)^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}} = \frac{b^{3/4} c^{5/4}}{\xi^{1/4} \rho^{3/4}} I^{-1/2} f^{-1/4}$, см	0,1 1,0 10,0	$477 \cdot 10^{-4}$ $197 \cdot 10^{-4}$ —	$143 \cdot 10^{-4}$ $65 \cdot 10^{-4}$ —	$47 \cdot 10^{-4}$ $19 \cdot 10^{-4}$ —	— $946 \cdot 10^{-4}$ $392 \cdot 10^{-4}$	— $304 \cdot 10^{-4}$ $123 \cdot 10^{-4}$	— $95 \cdot 10^{-4}$ $37 \cdot 10^{-4}$
6. Максимальная скорость мелкомасштабных пульсаций $v_{l_0} \approx \left \frac{1}{4} \left(\frac{\varepsilon}{b/\rho} \right)^{1/2} l \right _{l=l_0} = \frac{1}{4} \frac{\xi^{1/4} b^{1/4}}{(\rho c)^{5/4}} I^{3/8} f^{1/4}$, см/сек	0,1 1,0 10,0	2,0 4,8 —	6,3 15,1 —	20,4 47,7 —	— 0,08 0,19	— 0,25 0,60	— 0,80 1,92
7. Интенсивность турбулентности $\frac{v_{l_0}}{u} \cdot 100 = \frac{1}{4} \frac{\xi^{1/4} b^{1/4}}{(\rho c)^{1/2}} I^{-1/2} f^{1/4} \cdot 100$, %	0,1 1,0 10,0	1,30 0,97 —	4,1 3,1 —	13,0 9,7 —	— 0,98 0,75	— 3,1 2,3	— 9,8 7,4
8. Нижний предел частоты пульсаций $\omega_\lambda \sim \frac{u}{\lambda} = \frac{I^{1/2} f}{\rho^{1/2} c^{5/2}}$, сек^{-1}	0,1 1,0 10,0	0,45 1,45 —	45 145 —	4500 14500 —	— 0,0054 0,0173	— 0,54 1,73	— 54 173
9. Частота мелкомасштабных пульсаций $\omega_0 \sim \frac{v_{l_0}}{l_0} = \frac{1}{4} \frac{\xi^{1/2} I^{3/4} f^{1/2}}{b^{1/2} \rho^{1/4} c^{5/4}}$, сек^{-1}	0,1 1,0 10,0	43 243 —	430 2430 —	4300 24300 —	— 0,8 5,0	— 8,2 49,3	— 82,3 493

2. Диссипация энергии в озвученной среде сильно зависит от агрегатного состояния среды; в жидкостях она на много порядков ниже, чем в газах, и достигает ощутимой величины лишь при повышенных, ультразвуковых частотах и при высокой интенсивности звука.

3. Внутренний масштаб акустической турбулентности довольно мал, особенно в газах (в десятки раз меньше, чем для атмосферной турбулентности). Примечательно, что значение внутреннего масштаба акустической турбулентности очень слабо уменьшается с увеличением интенсивности звука и особенно частоты колебаний.

4. Относительная скорость пульсационного движения частиц среды в газах гораздо выше, чем в жидкостях. При этом величина скорости очень слабо изменяется с изменением интенсивности звука и особенно частоты колебаний.

5. Интенсивность акустической турбулентности, характеризуемая отношением v_{l_0}/u , находится в умеренных пределах, согласующихся с экспериментальными наблюдениями. Действительно, при визуальном наблюдении озвученных аэрозолей под микроскопом обычно видны густо набегавшие друг на друга треки взвешенных частиц, а не растянутая синусоида, что имело бы место, если бы скорость пульсаций была выше.

6. Частотный спектр турбулентных пульсаций простирается от малых долей и единиц герца (крупномасштабные вихри) до десятков, сотен и тысяч герц (мелкомасштабные вихри). При этом наивысшая частота пульсаций всегда намного ниже основной частоты колебаний акустического потока, особенно в жидкостях.

Полученные формулы позволяют вычислить коэффициент турбулентной диффузии в озвученных средах, а это открывает возможность теоретического определения скорости протекания интенсифицируемых ультразвуком физико-химических процессов, в которых превалирует диффузионный механизм.

На основании общего выражения для коэффициента диффузии $D \approx \approx l^2/t \approx vl$ (l — длина «шага», t — время, затраченное на этот шаг частицы среды) коэффициент турбулентной диффузии $D_{ак}$ за счет пульсаций масштаба l можно определить, используя шестую формулу из табл. 2, по уравнению

$$D_{ак} \approx \frac{1}{4} \left(\frac{\varepsilon}{b/\rho} \right)^{1/2} l^2 = \frac{\xi^{1/2} I^{3/4} f^{1/2}}{4\rho^{1/4} c^{5/4} b^{1/2}} l^2, \quad (7)$$

которая верна при $l < l_0$.

Для больших расстояний ($l > l_0$) в соответствии с теорией размерностей [15] получается иное выражение:

$$D_{ак} \approx (\varepsilon l)^{1/3} l = \frac{\xi^{1/3} I^{1/2} f^{1/3}}{\rho^{1/2} c^{5/3}} l^{4/3}. \quad (8)$$

Подставляя одно из полученных выражений в исходное дифференциальное уравнение процесса и интегрируя последнее при соответствующих краевых условиях, можно получить уравнение кинетики рассматриваемого процесса.

Такой прием позволяет также оценить роль акустической турбулентности при выяснении механизма того или иного процесса, что и сделано нами ранее в работах [24, 25], посвященных физическим основам акустической коагуляции аэрозолей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских, В. А. Красильников, Л. Д. Розенберг. Физические основы промышленного применения ультразвука. В сб. «Применение ультразвука в промышл.», М., Машгиз, 1959.
2. В. А. Красильников. Звуковые и ультразвуковые волны. М., Физматгиз, 1960.

3. А. И. Ивановский. Теоретическое и экспериментальное изучение потоков, вызванных звуком. М., Гидрометеиздат, 1959.
4. B. Matula. Zagadnienie koagulacji dymow generatorem aerodynamicznym. Prace Komis. mat.-przyrodn. Pozn. towarz. przyjaciel. nauk, 1957, 8, 1, 21—39.
5. В. М. Фридман. Звуковые и ультразвуковые колебания и их применение в легкой промышленности. М., Гизлегпром, 1956.
6. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. Изд-во МГУ, 1960.
7. И. Матаушек. Ультразвуковая техника. М., Metallurgizdat, 1962.
8. M. Kwiek. Zagadnienie przeplywu bosznego oraz turbulencji wiązki fal płaskich. Prace Komis. mat.-przyrodn. Pozn. towarz. przyjaciel. nauk, 1957, 8, 1, 95—111.
9. Дж. Релей. Теория звука, т. 2. М., ГТТИ, 1955.
10. I. Mickelson, L. A. Baldwin. Aerodynamic mixing in high intensity standing wave sound field. J. Acoust. Soc. America, 1957, 29, 1, 46—49.
11. H. Medwin. An acoustic streaming experiment in gases. J. Acous. Soc. America, 1954, 26, 3, 332—341.
12. М. Корнфельд. Упругость и прочность жидкостей. М.—Л., ГТТИ, 1951.
13. L. J. Kastner, S. H. Shih. Critical Reynolds numbers for steady and pulsating flow. Engng, 1951, 172, 4470, 389—391.
14. А. Н. Колмогоров. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. Докл. АН СССР, 1941, 30, 4, 299—303.
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., ГТТИ, 1954.
16. З. А. Гольдберг. О распространении плоских волн конечной амплитуды. Акуст. ж., 1957, 3, 4, 322—328.
17. Б. Ф. Подошевинов, Б. Д. Тартаковский. О затухании плоских звуковых волн конечной амплитуды в газах. Акуст. ж., 1958, 4, 4, 369.
18. Е. П. Медников, А. И. Николаев, В. Ю. Николаев. Опытная акустическая пылеулавливающая установка ИГИ АН СССР и результаты первых экспериментальных исследований. Тр. Ин-та горючих ископаемых АН СССР, 1961, 16, 352—362.
19. В. П. Куркин. Исследование акустической коагуляции высокодисперсной сажи (канд. диссертация). МИХМ — НИИОГАЗ, 1963.
20. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников, В. В. Шкловская-Корди. О распространении ультразвуковых волн конечной амплитуды в жидкостях. Акуст. ж., 1957, 3, 1, 29—36.
21. F. E. Fox, W. A. Wallace. Absorption of finite amplitude sound waves. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 6, 994—1006.
22. В. М. Цетлин, С. А. Цедилин. Сирена для акустической коагуляции аэрозолей. Акуст. ж., 1961, 7, 1, 78—86.
23. М. Л. Варламов, Г. А. Манакин, А. Н. Господинов. Исследование акустических газоструйных генераторов ГС-5 и ГС-5А повышенной мощности. В сб. «Применен. ультраакуст. к исслед. вещества», 1961, 14, 247—259.
24. Е. П. Медников. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1963.
25. E. P. Mednikov. Acoustical coagulation and precipitation of aerosols. Consultants Bureau, New York, 1965.

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

Поступила в редакцию
16 апреля 1965 г.