Величины $m_1(\nu)$ и $\rho_1(\nu)$ характеризуют упругость и плотность стержня, величины же $m_2(\nu)$, $\rho_2(\nu)$ характеризуют импеданц излучения цилиндрических источников нулевого и первого порядков, диаметра малого по сравнению с длиной волны в движущейся среде.

На основании решения (6) можно проследить влияние упругих колебаний стержня и его поступательного движения относительно среды на угловую характеристику и интенсивность рассеяния звука. Как следует из выражения (6), если

$$\mathrm{Re}\,[m_1(\nu) - m_2(\nu)] = 0 \text{ или } \mathrm{Re}\,[\rho_1(\nu) - \rho_2(\nu)] = 0, \tag{7}$$

амплитуда рассеянного поля достигает максимальной величины и наблюдается явление так называемого пространственного резонанса [1];

$$m\rho_2 + m_2\rho_1 - m_2\rho - m_1\rho_2 = 0, \tag{8}$$

стержень ведет себя по отношению к падающей звуковой волне как абсолютно жесткий и неподвижный цилиндр;

$$\rho_1 = \rho_2 \text{ или } m_1 = m, \tag{9}$$

антисимметричная или симметричная части поля рассеяния отсутствуют и можно говорить о полной прозрачности стержня по отношению к антисимметричной или симметричной составляющим звукового поля падающей волны.

Подробный анализ условий (7) и (9) и некоторых других аналогичных соотношений, следующих из решения (6), показывает, что поступательное движение стержня может существенно влиять на величину «критических» углов, для которых выполняется то или иное из условий (7) — (9), а также на амплитуду и фазу рассеянной волны.

Допплеровский сдвиг частоты может быть определен на основании известного соотношения $\omega' = \omega/\ 1 + M\sin\nu$, где ω' — круговая частота в системе координат, связанной с наблюдателем, покоящимся относительно среды. Заметим в заключение, что при $M = 0$, из формулы (6) следует известное решение задачи о рассеянии звука неподвижным стержнем, рассмотренное ранее [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Лямшев. К теории рассеяния звука тонким стержнем. Акуст. ж., 1956, 2, 4, 358—365

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
23 апреля 1963 г.

УДК 534.29

О ЯВЛЕНИИ САМОЦЕНТРИРОВАНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

Е. П. Медников

Рассмотрим поведение аэрозольной частицы, находящейся в звуковом поле вблизи центральной линии малого препятствия (т. е. к линии, проходящей через центр препятствия и параллельной направлению колебательной скорости u в невозмущенном потоке), в окрестности которого, как установлено в работе [1], имеет место гистерезис обтекания. Если частица ничтожно мала, то ее поведение не будет практически ничем отличаться от поведения частиц среды; вместе с ними она будет совершать обусловленное гистерезисом обтекания зигзагообразное перемещение, показанное на фиг. 1 пунктиром. Результатом такого перемещения будет самопроизвольное приближение частиц к центральной линии (оси x), а заодно и к центру препятствия — самоцентрирование частицы.

Если же частица обладает ощутимой массой, то ее движение будет соответственно отставать от движения частиц среды и иметь меньший размах, однако отклонению частицы от исходной линии тока будет способствовать то обстоятельство, что, двигаясь по изогнутым участкам линий тока, она будет испытывать действие центробежной силы, направленной к центральной линии препятствия (фиг. 1, *а*, сплошная линия).

При расположении частицы вдали от центральной линии, особенно в районе оси y, будет наблюдаться обратное явление — саморасцентрирование частиц (фиг. 1, *б*),

которое, однако, представляет меньший практический интерес и здесь не рассматривается.

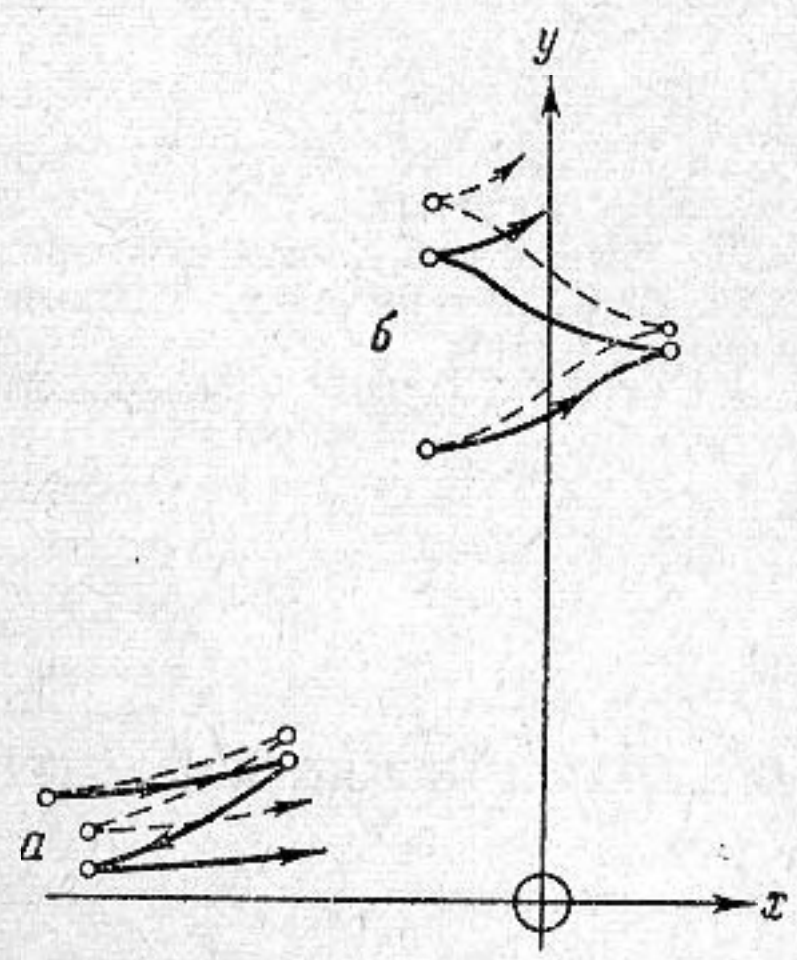
Оценим порядок скорости самоцентрирования аэрозольной частицы радиуса r_2 вблизи центральной линии сферы радиуса r_1 при прямоугольной форме звуковой волны, когда $|\vec{u}| = |\overleftarrow{u}| = \text{const}$. Для наглядности будем откладывать по оси ординат ее приведенное значение V^*, представляющее собой отношение абсолютной скорости частицы V к преодолеваемому ею расстоянию до центральной линии, которое, согласно (1) в работе [1], вдали от сферы равно

$$y_{-\infty} \simeq \left(\frac{2\Psi_1}{1 + 0{,}375\,\mathrm{Re}}\right)^{1/2} r_1 \qquad (1)$$

(Ψ_1 — приведенная функция тока [1]; Re — число Рейнольдса, $2r_1 u/\nu$).

Гистерезисная составляющая приведенной скорости самоцентрирования V_g^* может быть вычислена при помощи формулы (3) из работы [1], а инерциальная составляющая V_c^* при помощи формулы (28.1) из работы [2], приводящей при $\omega\tau_2 < 1$ к выражению:

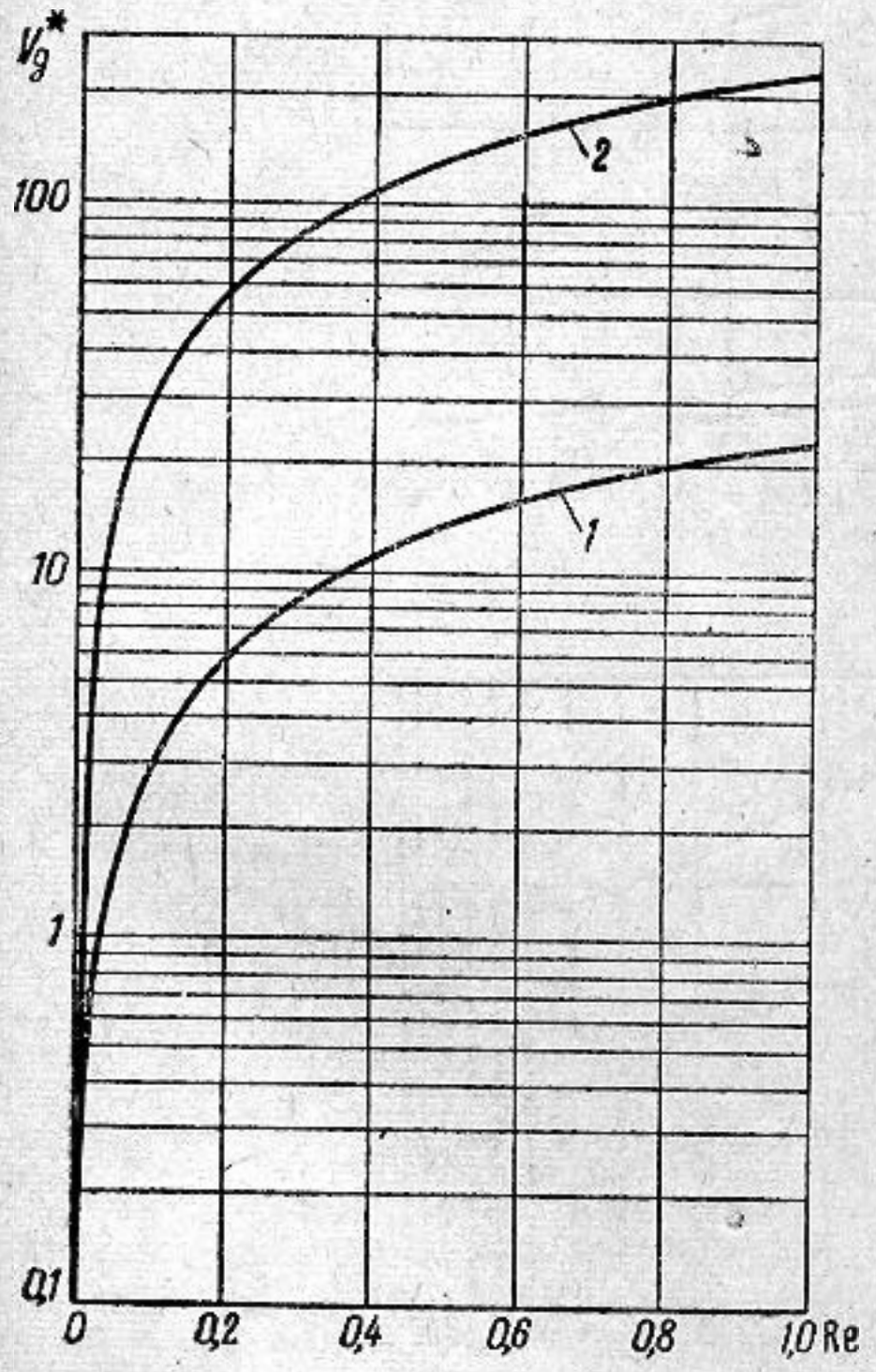
$$V_c^* = \frac{u_{p2}^2 \tau_2}{R \cdot y_{-\infty}} \approx \frac{\sqrt{2}}{9}\left(\frac{1 + 0{,}375\,\mathrm{Re}}{\Psi_1}\right)^{1/2} \frac{\rho_p}{\eta} \frac{u^2}{R_1}\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2, \qquad (2)$$



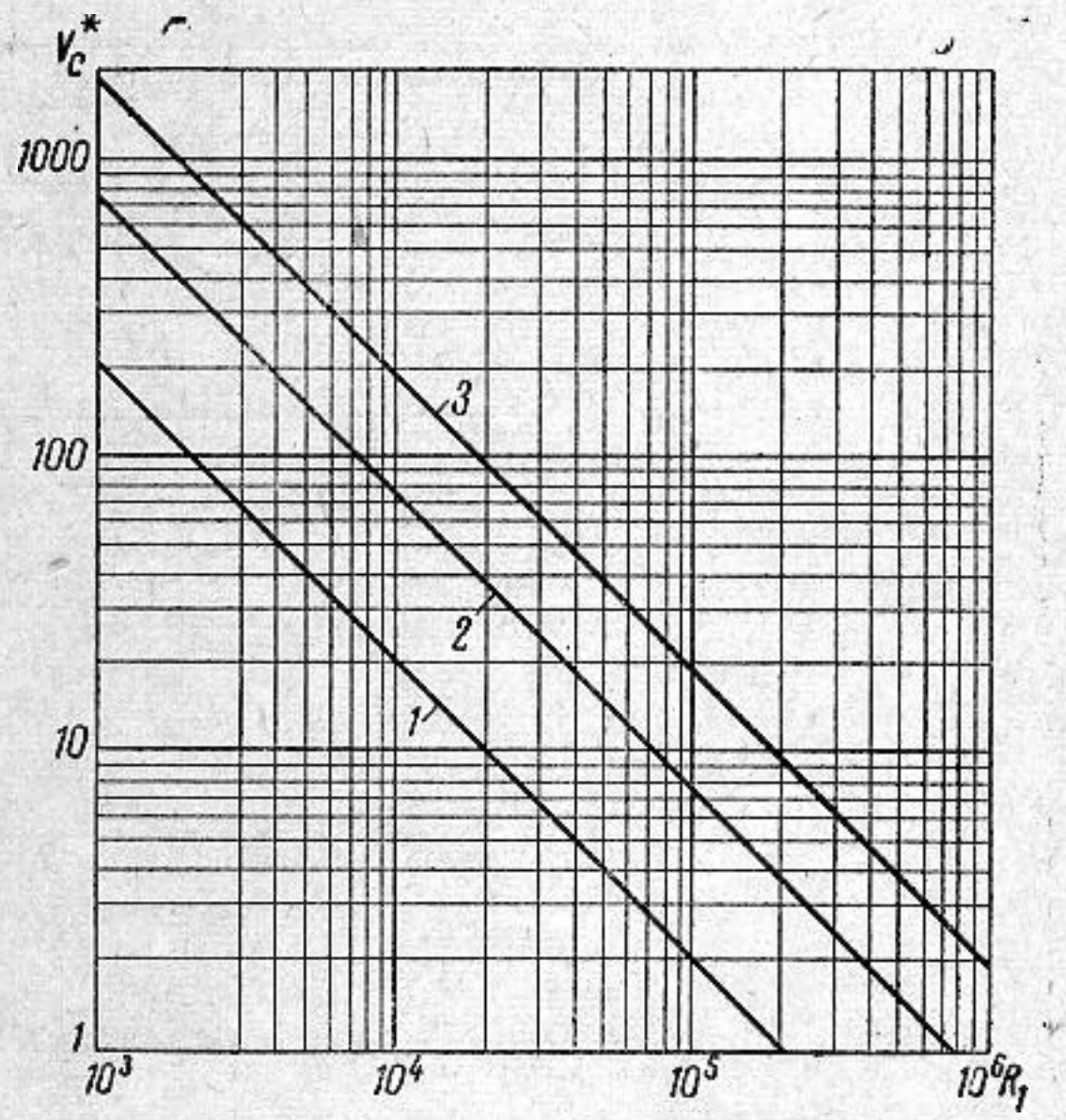
Фиг. 1

где u_{p2} и τ_2 — скорость и время релаксации аэрозольной частицы; ρ_p — плотность частицы; η — вязкость среды; R_1 — приведенный радиус кривизны линии тока, R/r_1 [на расстоянии $x = (10 \div 100)\, r_1$ $R_1 \simeq (10^3 \div 10^6)$].

На фиг. 2 и 3 приведены вычисленные для сферы $r_1 = 5\mu$ и $\Psi_1 = 1$ значения V_g^* (при $x_{12} = 10$) и V_c^* (при $\rho_p = 1$ и $u = 150$ *см/сек*). На фиг. 2 кривая *1* отвечает частоте 1 *кгц*, кривая *2* — частоте 10 *кгц*; на фиг. 3 прямые *1*, *2* и *3* относятся соответственно к значениям r_2/r_1 равным 0,1; 0,2 и 0,4. Из фигур видно, что самоцентрирование аэрозольных частиц завершается в десятые и даже сотые доли секунды.



Фиг. 2



Фиг. 3

Благодаря явлению самоцентрирования вероятность захвата подвижных аэрозольных частиц менее подвижными частицами и фиксированными волокнами в звуковом поле существенно выше, чем в стационарном потоке [2]. Действительно, соудариться и осесть на препятствии теперь могут и те частицы, которые находятся за пределами граничной трубки стационарного тока. Это обстоятельство необходимо иметь в виду при обсуждении механизма процессов коагуляции и фильтрации аэрозолей в звуковом поле [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. П. Медников. О гистерезисе обтекания малых препятствий в звуковом поле. Акуст. ж., 1963, 9, 3, 383—384.
2. Н. А. Фукс. Механика аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1955.
3. R. M. G. Boucher. Ultrasonics in processing. Chem. Eng., 1961, 68, 20, 83—100.

Институт горючих ископаемых
Москва

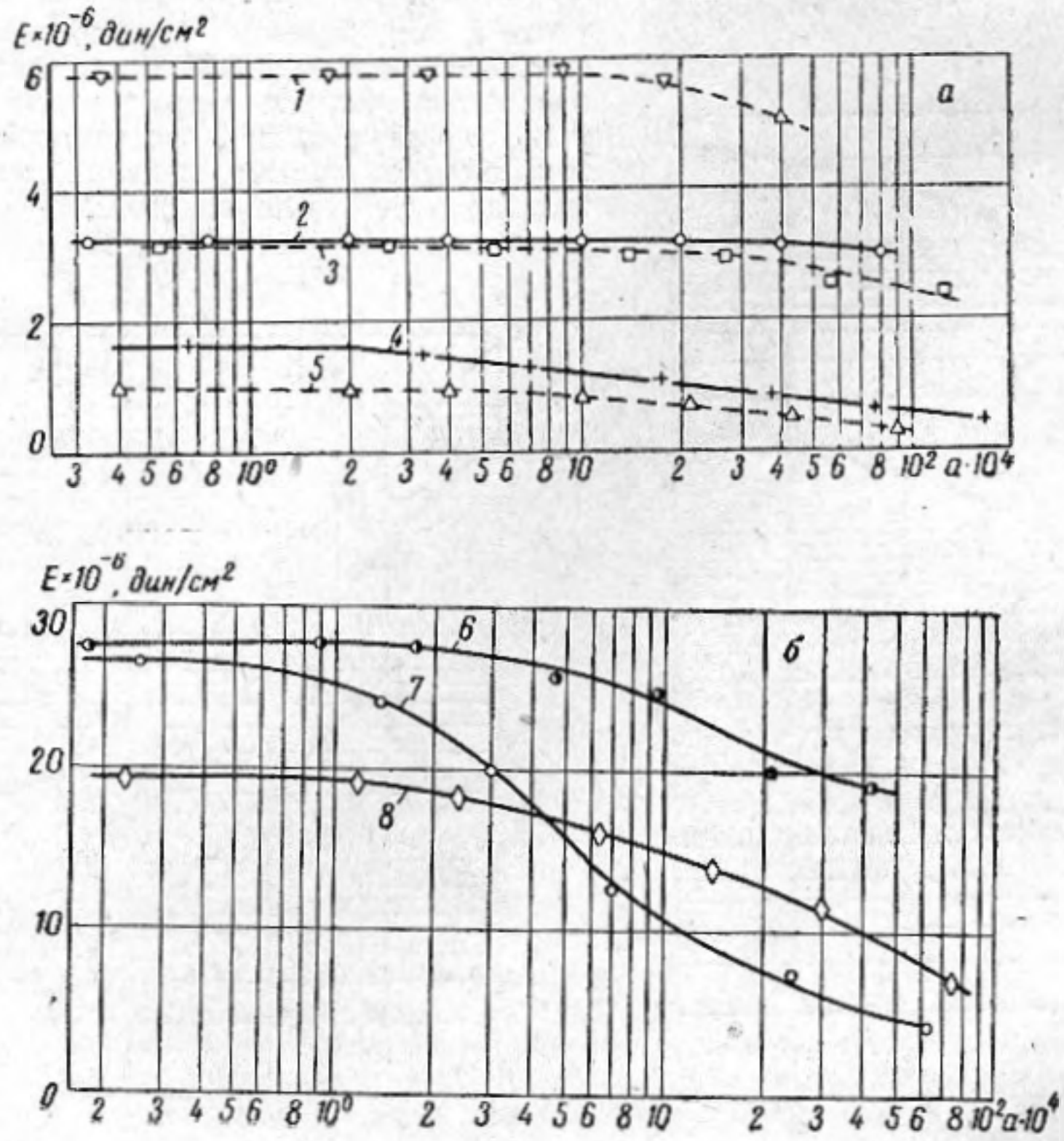
Поступило в редакцию
10 февраля 1963 г.

УКД 534.833

О ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЗВУКО- И ВИБРОИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Г. С. Росин

Как правило, упругие свойства вибро- и звукоизоляционных материалов нелинейны. Однако степень этой нелинейности еще мало изучена. Нами было проведено исследование, с этой точки зрения, ряда распространенных материалов, используемых для целей вибро- и звукоизоляции. За меру нелинейности материала принято изменение его динамических характеристик в зависимости от относительной деформации материала при продольных колебаниях образца. Результаты измерений динамического модуля упругости для восьми различных материалов приведены на фиг. 1. Здесь по оси абсцисс отложена величина относительной де-



Фиг. 1