

УДК 534.286

## ВНУТРЕННИЕ ПОТЕРИ В МЕТАЛЛАХ ПРИ ИЗГИБНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЯХ БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

*А. В. Кулемин*

Расчетным путем для изгибно колеблющихся стержней найдено распределение температуры по их длине и во времени, и с учетом известных из опыта значений температуры и амплитуды колебательного смещения на конце стержня определены коэффициенты внутреннего трения для стали 12Х18Н9Т, алюминия, никеля и меди на частоте изгибных колебаний 17,0—18,0 кгц при амплитудах деформации, превышающих  $10^{-4}$ — $10^{-3}$ . Полученные коэффициенты сопоставлены с коэффициентами внутренних потерь в металлах при продольных колебаниях, а также с коэффициентами, полученными резонансным методом.

Показано, что потери на внутреннее трение при изгибных колебаниях выше, чем при продольных, для одинаковых амплитуд деформаций.

Исследование внутренних потерь или поглощения звука в металлах и сплавах при больших амплитудах деформации, т. е. при  $\epsilon_m > 10^{-4}$ — $10^{-3}$ , представляют большой интерес для физики твердого тела, так как эти потери связаны с изменениями дислокационной структуры и свойств материалов [1—4]. Такие исследования важны и для практических целей: учет внутреннего трения необходим при проектировании ультразвукового оборудования, например при расчете колебательных систем для установок ультразвуковой сварки, работающих в режиме изгибных колебаний большой интенсивности.

Однако сведений о поглощении ультразвука в различных металлах и сплавах при  $\epsilon_m > 10^{-4}$ — $10^{-3}$  в литературе недостаточно. До сих пор в основном изучалось внутреннее трение при интенсивных продольных колебаниях [1—7]. Можно ожидать, что из-за более сложных перемещений материала, а следовательно, и более сложного движения дислокаций и их взаимодействия с другими дефектами кристаллической структуры потери на внутреннее трение при изгибных колебаниях должны быть выше, чем при продольных.

В настоящей работе исследуется внутреннее трение на частоте изгибных колебаний 17,0—18,0 кгц в нержавеющей стали 12Х18Н9Т, деформированной волочением с радиуса 20 мм на радиус 8 мм, поликристаллических алюминия (99,99% Al), меди (99,9% Cu) и никеле (99,9% Ni), деформированных изгибом на  $\sim 10\%$ . Для определения коэффициента внутреннего трения  $Q^{-1}$  используется выражение, полученное из решения тепловой задачи для стержня резонансной длины (величина  $Q^{-1}$  связана с коэффициентом поглощения звука  $\alpha$  соотношением  $\alpha = \pi Q^{-1}/\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны звука).

Рассмотрим однородный стержень длиной  $l$  и радиусом  $R$ , возбуждаемый на изгибных колебаниях с амплитудой смещения на конце  $\xi_{m0}$ . Ось стержня направлена вдоль оси  $x$ . Пусть стержень имеет свободные концы, т. е. изгибающий момент и перерезывающая сила равна нулю при  $x=0$  и  $x=l$ . Если длина стержня намного превосходит его радиус, т. е. выполняется условие  $\chi^2/l^2 \leq 0,05$ , где  $\chi = \sqrt{I/S}$ ,  $S = \pi R^2$ ,  $I = \pi R^4/4$  — момент инерции

поперечного сечения относительно оси  $x$ , то в случае гармонических колебаний с частотой  $\omega$  распределение амплитуд смещений  $\xi_m$  и изгибной деформации  $\varepsilon_m$  представляются выражениями

$$(1) \quad \xi_m(x) = \frac{1}{2} \xi_{m0} \left[ -\frac{\operatorname{sh} kl + \sin kl}{\operatorname{ch} kl - \cos kl} (\operatorname{sh} kx + \sin kx) + (\operatorname{ch} kx + \cos kx) \right];$$

$$(2) \quad \varepsilon_m(x, y) = y \frac{d^2 \xi_m(x)}{dx^2}$$

а характеристическое уравнение для определения резонансной длины стержня при этом имеет вид

$$(3) \quad \operatorname{ch} kl \cos kl = 1.$$

Здесь  $k = \sqrt{\omega/c\chi}$ ,  $c$  — скорость продольных волн,  $y$  — расстояние по радиусу от нейтральной оси  $x$ .

Из (3) резонансная длина стержня, изгибно колеблющегося на основной частоте  $f_p = \omega_p/2\pi$ , будет равна

$$(4) \quad l_p = \sqrt{3,59 c\chi / f_p}.$$

Выражение для амплитуды изгибной деформации представим в виде

$$(5) \quad \varepsilon_m = \varepsilon_m(x, y) = \varepsilon_{m0} \frac{X(x)}{X(l/2)} \frac{y}{R},$$

где  $\varepsilon_{m0}$  — максимальная амплитуда деформации, достигаемая в пучности деформации, т. е. в середине стержня при  $x = l/2$ , и равная

$$(6) \quad \varepsilon_{m0} = 17,5 \frac{R}{l^2} \xi_{m0},$$

а функция  $X(x)$  имеет вид

$$(7) \quad X(x) = \frac{1}{2} \left[ -\frac{\operatorname{sh} kl + \sin kl}{\operatorname{ch} kl - \cos kl} (\operatorname{sh} kx - \sin kx) + (\operatorname{ch} kx - \cos kx) \right].$$

Выражение для энергии механических потерь в единичном объеме стержня с координатой  $x$  можно записать как

$$\Delta W(x, y) = 2W(x, y) Q^{-1}(\varepsilon_m),$$

где  $Q^{-1}(\varepsilon_m)$  — коэффициент внутреннего трения, зависящий от амплитуды деформации, а

$$(8) \quad W(x, y) = \frac{1}{2} E \left( \frac{d^2 \xi_m}{dx^2} \right)^2 y^2$$

— полная энергия колебаний в единице объема стержня (удельная звуковая энергия);  $E$  — модуль упругости.

Амплитудную зависимость коэффициента внутреннего трения для металлов при больших значениях  $\varepsilon_m$ , согласно [1—6], практически всегда можно представить в виде  $Q^{-1}(\varepsilon_m) = \beta \varepsilon_m^n$ , где  $\beta$  и  $n$  — положительные числа. Учитывая (5), отсюда мы получим

$$(9) \quad Q^{-1}(\varepsilon_m) = Q^{-1}(\varepsilon_{m0}) \left[ \frac{X(x)}{X(l/2)} \right]^n \left( \frac{y}{R} \right)^n.$$

Тогда с учетом (5) — (9) для усредненной по сечению  $S$  удельной мощности источников тепла  $\Delta G(x)$  в материале стержня можно написать выражение

$$(10) \quad \Delta G(x) = \frac{Q^{-1}(\epsilon_{m0}) E f \xi_{m0}^2 k^4 [X(l/2)]^2}{j} \times \\ \times \left[ \frac{X(x)}{X(l/2)} \right]^{n+2} \frac{1}{S} \iint_S y^2 \left( \frac{y}{R} \right)^n dS,$$

где  $j$  — механический эквивалент теплоты.

Введем обозначение  $\Psi = \frac{1}{S} \iint_S y^2 \left( \frac{y}{R} \right)^n dS$ . Для  $n=0$ , т. е. для внутреннего трения, не зависящего от амплитуды деформации,  $\Psi = I/S$ . Для коэффициента  $Q^{-1}$ , зависящего от  $\epsilon_m$  (см. (9)), т. е., например, для  $n=1, 2, 3$ , величина  $\Psi$  соответственно равна  $0,17 R^2, 0,15 R^2, 0,12 R^2$ . Так как обычно для металлов и сплавов  $n=1$  или  $2$ , положим  $\Psi = 0,16 R^2$ . Тогда из (10) получается

$$(11) \quad \Delta G(x) = \frac{0,16 Q^{-1}(\epsilon_{m0}) E f \xi_{m0}^2 k^4 R^2 [X(l/2)]^2}{j} \left[ \frac{X(x)}{X(l/2)} \right]^{n+2}.$$

Уравнение теплопроводности для стержня без учета теплообмена с окружающим воздухом запишем в виде

$$(12) \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\Delta G(x)}{a},$$

где  $\kappa$  и  $a$  — соответственно коэффициенты температуропроводности и теплопроводности,  $T$  — температура,  $t$  — время.

Граничные и начальные условия представим в виде

$$(13) \quad T(0, t) = T(l, t) = T_0; \\ T(x, 0) = T_0,$$

где  $T_0$  — начальная температура стержня.

Будем решать уравнение (12) операционным методом. В результате для прироста температуры за время  $\tau$  в любой точке стержня получим

$$(14) \quad T(\tau) - T_0 = \Delta T(x, \tau) = \frac{2l}{\pi^2 a} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{1}{N^2} \left( 1 - e^{-\frac{N^2 \pi^2 \kappa}{l^2} \tau} \right) \times \\ \times \sin \frac{N \pi x}{l} \int_0^l \Delta G(\zeta) \sin \frac{N \pi \zeta}{l} d\zeta.$$

Члены ряда (14) с увеличением номера  $N$  резко уменьшаются, поэтому будем учитывать лишь первый член. Пусть при этом время  $\tau$ , т. е. время, прошедшее после включения колебаний, мало и выполняется условие

$$(15) \quad \frac{\pi^2 \kappa}{l^2} \tau \ll 1.$$

Тогда

$$(16) \quad \Delta T(x, \tau) \approx \frac{2\kappa}{la} \tau \sin \frac{\pi x}{l} \int_0^l \Delta G(\zeta) \sin \frac{\pi \zeta}{l} d\zeta.$$

Выражение  $\varphi = 1/l \int_0^l [X(\zeta)/X(l/2)]^{n+2} \sin \frac{\pi \zeta}{l} d\zeta$  для функции  $X(\zeta)$

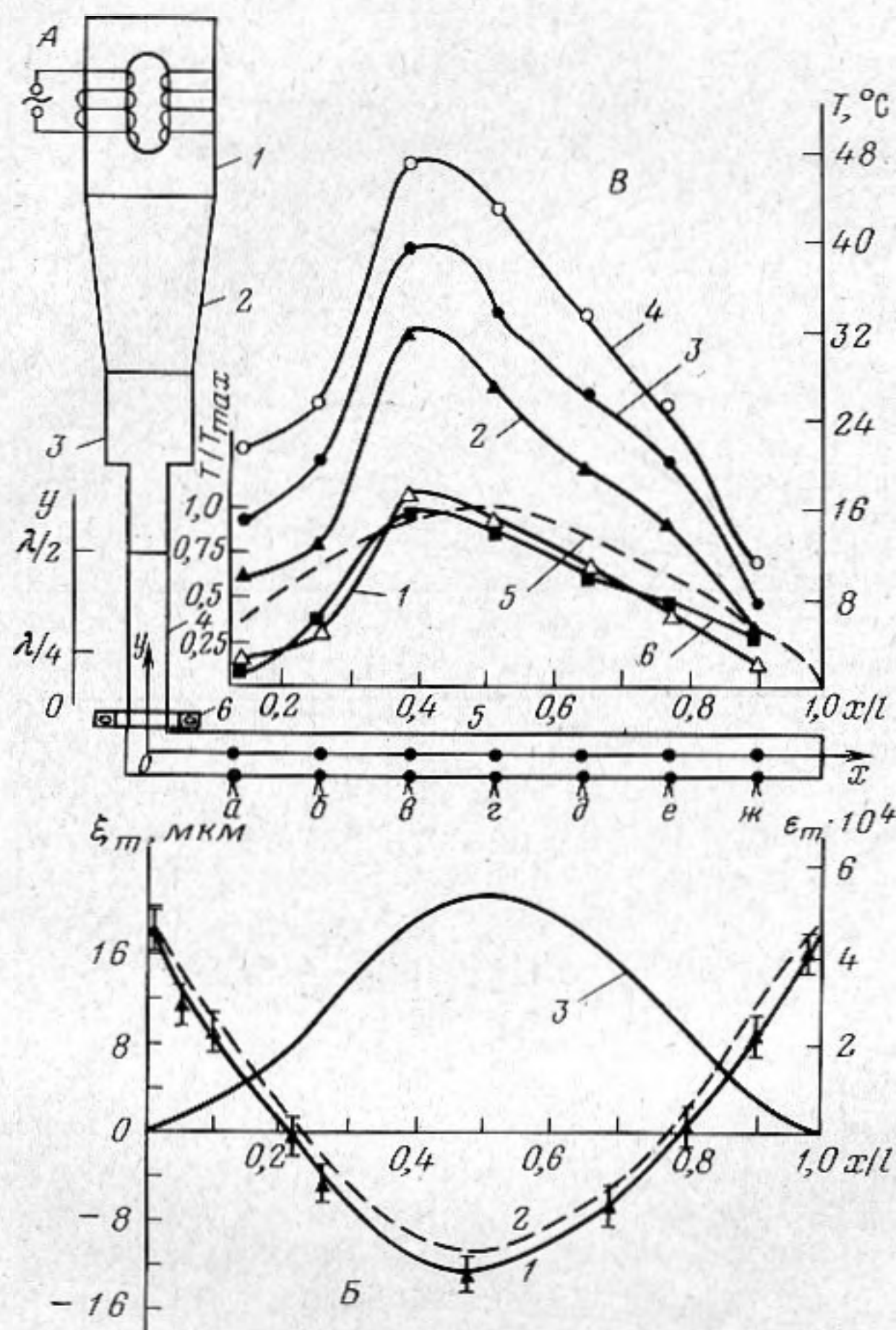
в виде (7) вычислялось на ЭВМ при различных значениях числа  $n$ , и были получены следующие величины:

$n$	0	1	2	4
$\varphi$	0,42	0,39	0,37	0,31

Видно, что значения  $\varphi$  для разных  $n$  различаются несильно. А поскольку практически  $n=1-2$ , можно положить  $\varphi \approx 0,4$ . Значение  $[X(l/2)]^2 = 0,61$ .

Окончательно для распределения прироста температуры получается выражение

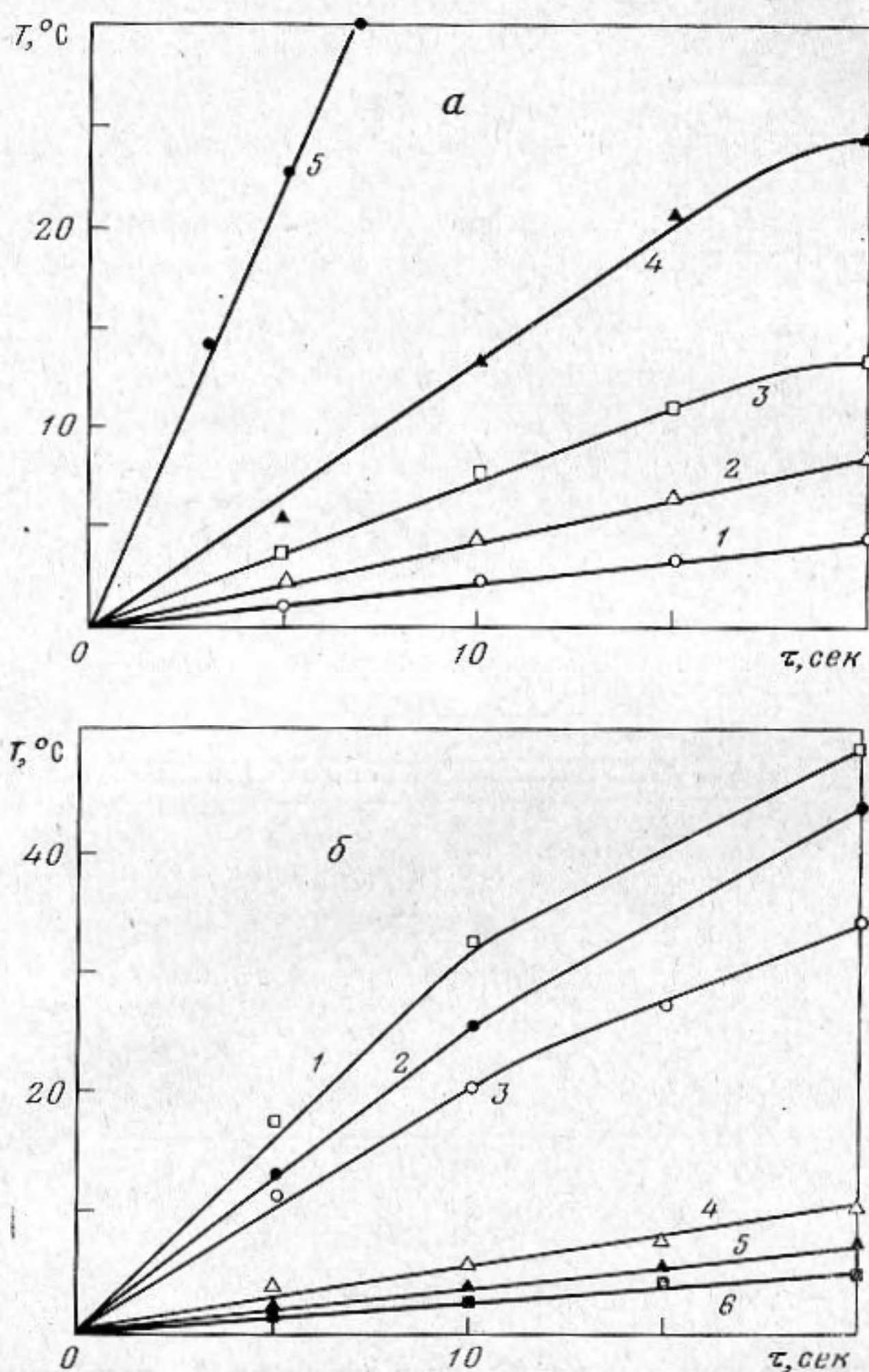
$$(17) \quad \Delta T(x, \tau) \approx \frac{0,073 R^2 \kappa k^4 f}{i a} Q^{-1}(\varepsilon_{m0}) \xi_{m0}^2 \tau \sin \frac{\pi x}{l}.$$



Фиг. 1. Ультразвуковые изгибные колебания в стержне: А — колебательная система; 1 — магнестрикционный преобразователь, 2—3 — конический и ступенчатый концентраторы, 4 — звукопровод продольных колебаний резонансной длины, 5 — исследуемый изгибно колеблющийся стержень, 6 — датчик амплитуд смещений, а—ж — термопары; В — экспериментальное (1) и расчетное (2) распределение амплитуд смещений и расчетное распределение амплитуд деформаций (3) по стержню из стали 12Х18Н9Т при изгибных колебаниях; В — распределение температуры  $T$  по длине стержня 5 из стали 12Х18Н9Т для изгибных колебаний с амплитудой  $\xi_{m0} = 30$  мкм при различном времени воздействия ультразвука  $\tau$ : 1 — 5, 2 — 10, 3 — 15, 4 — 20 сек; расчетное (5) и экспериментальное (6) распределение относительной температуры  $T/T_{max}$  для  $\tau = 5$  сек

Расчетные выражения проверялись экспериментально. Изгибные колебания в стержне 5 (фиг. 1, А) возбуждались с помощью резонансной колебательной системы, работающей на продольных колебаниях (1—4 на фиг. 1, А). Длина исследуемого стержня 5 экспериментально подбиралась такой, чтобы распределение амплитуд смещений продольных колебаний по звукопроводу 4 и резонансная частота колебательной системы после его присоединения оставались неизменными. Выбранные таким образом длины стержней радиусом 0,3 см из стали, алюминия, меди и никеля были

соответственно 4,4; 4,1; 3,3 и 3,7 см. Эти значения хорошо совпадают с резонансными длинами  $l_p$ , рассчитанными по формуле (4). На фиг. 1, Б видно, что распределения амплитуд смещений  $\xi_m$ , полученные из расчета с помощью выражения (1) и измеренные экспериментально с помощью оптического микроскопа, хорошо совпадают. Таким образом, при возбуждении изгибных колебаний стержня по схеме, представленной на фиг. 1, А,



Фиг. 2. Зависимости температуры от времени действия ультразвука: а — в стальном стержне при различных значениях амплитуды изгибных колебаний  $\xi_{m0}$ ; 1 — 17, 2 — 21, 3 — 26, 4 — 31, 5 — 41 мкм; б — в стержнях из различных металлов при изгибных колебаниях; 1 — сталь при  $\xi_{m0} = 30$  мкм, 3 — медь,  $\xi_{m0} = 17$  мкм, 4 — никель,  $\xi_{m0} = 7,5$  мкм, 5 — алюминий,  $\xi_{m0} = 13$  мкм, 6 — никель,  $\xi_{m0} = 6$  мкм и 2 — стальной стержень при амплитуде продольных колебаний 30 мкм

расчет резонансной длины, распределения амплитуд смещений, деформаций и др. следует вести, как для стержня со свободными концами.

Для измерения температуры в точках а—ж стержня 5 запрессовывались хромель-алюмелевые термопары (фиг. 1, А). Распределение температуры измерялось при различном времени воздействия ультразвука; проводилось сравнение экспериментального распределения относительной температуры  $T(x)/T_{max}$ , где  $T_{max}$  — температура в середине стержня, и распределения, рассчитанного с помощью выражения (17). Из графиков фиг. 1, Б видно, что расчетная и экспериментальная зависимости удовлетворительно совпадают при  $\tau = 5$  сек. Для более длительного воздействия выражение (17) верно только в области стержня вблизи  $x = l/2$ .

На фиг. 2 приведены зависимости температуры от времени воздействия ультразвука, измеренные в точке  $b$  (фиг. 1,  $A$ ) стального стержня при различных амплитудах изгибных колебаний  $\xi_{m0}$  и в середине стержней из различных металлов. До значений  $\tau=10-20$  сек эти экспериментальные зависимости линейны, что соответствует выражению (17). Зависимость  $T(\tau)$ , измеренная в середине стержня из стали при продольных колебаниях ( $R=0,3$  см и  $l=\lambda_{пр}/2=12,6$  см, где  $\lambda_{пр}$  — длина волны для продольных колебаний в стали), также линейна в указанном интервале, что совпадает с полученной ранее расчетной зависимостью [8].

Таким образом, выражение (17) достаточно точно описывает изменение температуры в металлических образцах при изгибных колебаниях для интервалов времени  $\tau=5-20$  сек.

Из выражения (17) для  $x=l/2$  получается

$$(18) \quad Q^{-1}(\epsilon_{m0}) = A \frac{\Delta T}{\xi_{m0}^2},$$

где  $A = \frac{13,6j c_0 \rho}{R^2 E f k^4 \tau}$ ,  $\rho$  — плотность,  $c_0$  — теплоемкость металла.

Измеряя прирост температуры  $\Delta T$  за время  $\tau \leq l^2/\pi^2 \kappa$  с помощью термомпары, запрессованной в середину исследуемого стержня резонансной длины  $l$  (см. (4)), и амплитуду смещения  $\xi_{m0}$  с помощью датчика  $b$  (фиг. 1,  $A$ ) на резонансной частоте колебательной системы, можно определять коэффициент внутреннего трения материала  $Q^{-1}(\epsilon_{m0})$ . Амплитуду деформации  $\epsilon_{m0}$  легко определять с помощью выражения (6).

На фиг. 3 наряду с зависимостями коэффициентов внутреннего трения от амплитуды деформации при изгибных колебаниях стержней из различных металлов приведена зависимость  $Q^{-1}(\epsilon_m)$  для продольных колебаний стержня из стали, полученная по зависимости  $T(\tau)$  расчетным методом, приведенным в [8]. Для сопоставления на фиг. 3,  $a$  даны зависимости  $Q^{-1}(\epsilon_m)$ , полученные резонансным способом для изгибных и продольных колебаний, т. е. путем измерения частотной зависимости амплитуды колебаний стержня вблизи соответствующего резонанса и расчета величины  $Q^{-1}$  по ширине резонансной кривой; за  $\epsilon_m$  при этом принимались амплитуды деформации в середине стержня.

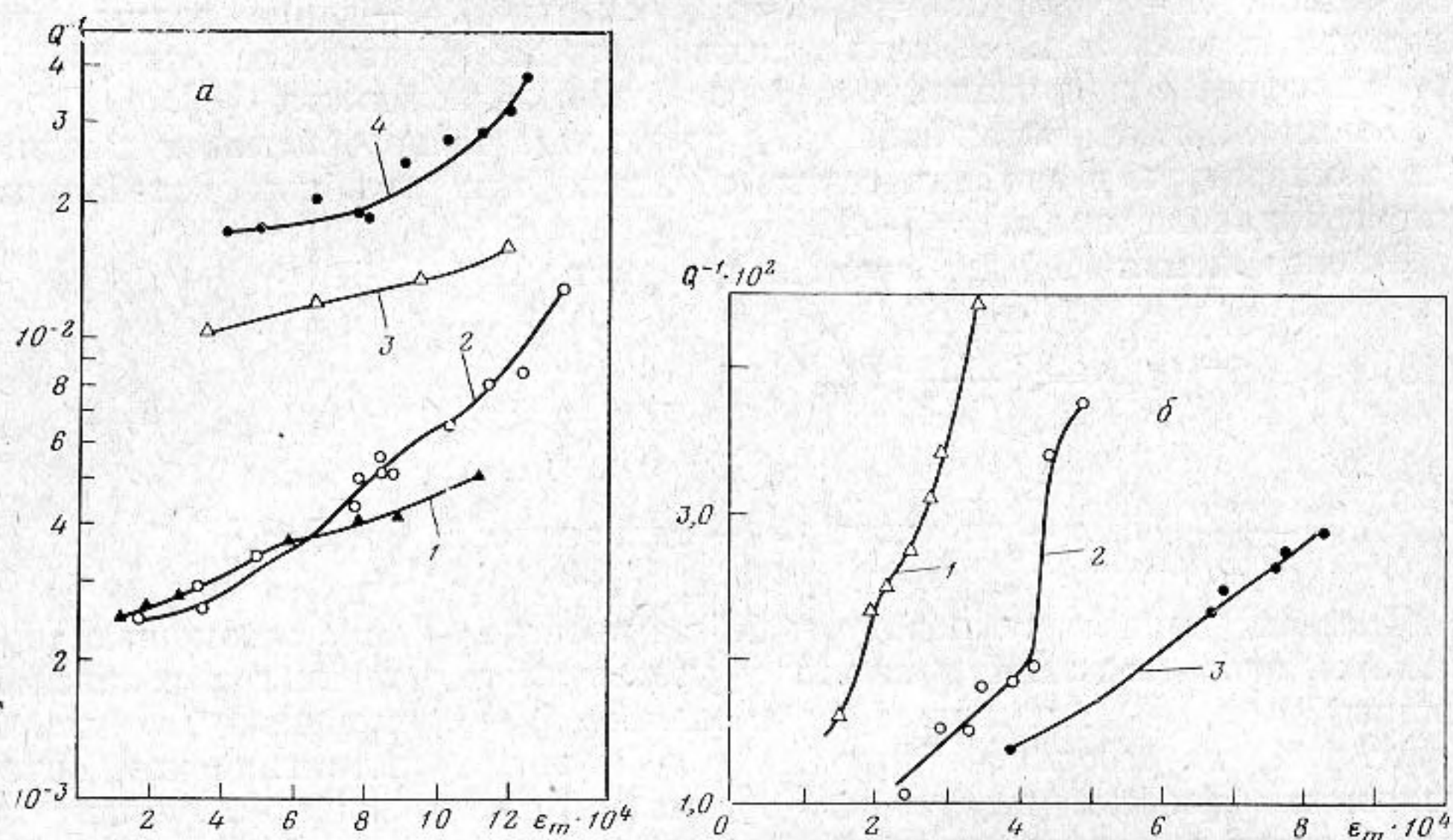
На фиг. 3,  $a$  видно, что коэффициент внутреннего трения, определенный предлагаемым способом по нагреванию стержня, как для изгибных, так и для продольных колебаний, несколько выше, чем определенный резонансным методом. Расхождение больше заметно для больших амплитуд деформаций, где сильнее сказывается амплитудная зависимость  $Q^{-1}(\epsilon_m)$ . Оно обусловлено тем, что измеренная резонансным методом величина  $Q^{-1}$  характеризует свойства всего образца в целом, т. е. определяется не только свойствами материала, но и распределением амплитуд деформаций по объему образца. При изгибных колебаниях распределение деформаций (см. (5)) более неравномерно, чем при продольных, и поэтому расхождение величин  $Q^{-1}$ , полученных разными методами, значительнее (фиг. 3,  $a$ ).

Определение коэффициентов внутреннего трения резонансным методом при больших амплитудах деформации затруднительно из-за сильного нагревания образца и изменения его резонансной частоты.

Из фиг. 3 следует, что внутреннее трение при изгибных колебаниях больше, чем при продольных, для одинаковых амплитуд деформации (см. [1, 7]). Это связано с большим нагреванием образцов при изгибных колебаниях, чем при продольных (см. фиг. 2, кривые 1 и 2). Таким образом, в наших экспериментах получено непосредственное свидетельство о больших внутренних потерях в случае изгибных колебаний.

Более значительные внутренние потери при изгибных колебаниях

могут быть обусловлены более сложным характером движения дислокаций и их взаимодействия с другими дефектами кристаллической структуры металлов. Как известно [1—3, 5, 7], при продольных ультразвуковых колебаниях в металлах с амплитудой  $\epsilon_m > 10^{-2} - 10^{-3}$  при температуре  $T \leq 100^\circ \text{C}$  поглощение звуковой энергии обусловлено в основном скольжением дислокаций в своих кристаллографических плоскостях.



Фиг. 3. Зависимость коэффициента внутреннего трения от амплитуды деформаций: а — в стали при продольных (1, 2) и изгибных (3, 4) колебаниях; 1, 3 — измерение резонансным методом; 2, 4 — измерение термоакустическим методом [8]; б — при изгибных колебаниях в никеле (1), алюминии (2) и меди (3)

Видимо, изгибные колебания приводят к появлению поперечного некоординированного движения дислокаций. В этом случае поглощение энергии резко увеличивается [7].

Отметим, что в работе [9] при исследовании внутренних потерь в металлах также наблюдалось увеличение  $Q^{-1}$  для случая более сложного вида знакопеременного нагружения; в частности, потери при продольно-крутильных колебаниях были больше, чем при продольных колебаниях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кулемин А. В. Исследование внутреннего трения в пластически деформированных металлах на низких ультразвуковых частотах. Физ. и хим. обраб. материалов, 1971, 1, 144—146.
2. Кулемин А. В., Манаенков В. П. Поглощение звука большой интенсивности в поликристаллических металлах. Акуст. ж., 1974, 20, 4, 635—637.
3. Кулемин А. В., Манаенков В. П. Затухание ультразвука в железе и сплавах на основе железа при больших амплитудах колебательной деформации. Акуст. ж., 1976, 22, 1, 53—60.
4. Афонин А. И., Кузьменко В. А., Шевчук А. Д. Амплитудно-временные зависимости рассеяния энергии в металлах при продольных колебаниях. VIII Всес. акуст. конф. М., Акуст. ин-т, 1973, Секция Ц, 97.
5. Mason W. P. Internal friction and fatigue in metals at large strain amplitudes. J. Acoust. Soc. America, 1956, 28, B, 1207—1218.
6. Андреев Г. И., Кобцева Т. Е., Миротворский В. С. Внутреннее трение и тепловыделение в конструкционных и инструментальных сталях при интенсивных ультразвуковых колебаниях. Акуст. ж., 1972, 18, 3, 343—346.
7. Кулемин А. В. Ультразвук и диффузия в металлах. М., «Металлургия», 1978, 200.
8. Кулемин А. В. Исследование тепловых процессов в ультразвуковых волноводах, работающих при больших интенсивностях звука. В сб.: Новые разработки в ультразвуковой технике. Л., Дом научно-техн. пропаганды, 1972, 3.
9. Писаренко Г. С. Рассеяние энергии при механических колебаниях, Киев, Изд-во АН УССР, 1962, 435.

Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии им. И. П. Бардина

Поступила  
23 августа 1977 г.  
После доработки  
31 января 1978 г.