

**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ
ЧИСТЫХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ****В. С. Постников****I. ВВЕДЕНИЕ**

Как известно, колебания, вызванные в твердом теле, быстро затухают даже при отсутствии внешнего сопротивления. Это затухание принято объяснять наличием «сил внутреннего трения», или просто «внутреннего трения», в самом твердом теле. Под этим термином нужно понимать способность тела превращать необратимым образом энергию механических колебаний в тепло. Эти «силы внутреннего трения» составляют до 70% (и более) всех сил сопротивления, действующих в реальной обстановке на колеблющееся тело.

Величина внутреннего трения может быть определена различными методами. Наиболее просто и непосредственно ее можно выразить величиной δ , определяемой, если внутреннее трение невелико, как отношение

$$\delta = \frac{\Delta U}{U}, \quad (1)$$

где ΔU —энергия, рассеянная за цикл, а U —энергия колебаний.

При комнатной температуре для материалов с малым внутренним трением $\delta \sim 10^{-7}$, а для материалов с большим внутренним трением значения δ могут достигать до 0,1 и более. Величина δ определяется не только природой материала, но и зависит, как увидим ниже, от многих факторов и, в первую очередь, от амплитуды колебаний. Для хорошо отожженных металлов и сплавов амплитудная зависимость величины внутреннего трения, определяемого, например, методом низкочастотных крутильных колебаний, наблюдается при угле закручивания, превышающем 10^{-5} радиана. Существенную зависимость величины δ от амплитуды колебаний необходимо учитывать при сравнении результатов измерений, полученных различными исследователями. Непосредственное определение δ , возможное лишь в том случае, если $\delta \geq 0,1$, произведено в работах Гопкинса и Фешеля^{1, 2}.

Поскольку при деформации реального тела всегда наблюдается отставание по фазе деформации от напряжения, т. е. существует механический гистерезис, постольку возможно в качестве меры внутреннего трения взять также и угол φ сдвига фаз^{3, 4, 5, 6}. Непосредственное определение угла φ возможно лишь тогда, когда $\operatorname{tg} \varphi$ больше 0,1¹⁶.

Наиболее часто⁷⁻³² величину внутреннего трения определяют по затуханию свободных колебаний образца, так как для металлов и сплавов $\operatorname{tg} \varphi < 0,1$. Для этого на опыте получается (если частота колебаний больше 2 гц) развертка собственных колебаний образца (рис. 1, а), и из нее вычисляют логарифмический декремент затухания θ (принимаемый

за меру внутреннего трения), который по определению равен

$$\theta = \ln \frac{a_n}{a_{n+1}}. \quad (2)$$

Здесь a_n , a_{n+1} — амплитуды колебаний в n -м и $(n+1)$ -м циклах.

Обычно для повышения точности определения θ (особенно при визуальных наблюдениях, возможных при частоте свободных колебаний, не превышающей 2 гц) применяют формулу

$$\theta = \frac{1}{N} \ln \frac{a_n}{a_m}, \quad (3)$$

которая даст среднее значение логарифмического декремента на участке развертки, ограниченном циклами с номерами n и m ($N=m-n$). Если на этом участке значение декремента мало меняется с уменьшением амплитуды, формула (3) дает практически незначительные погрешности. Но если эту формулу отнести ко всей развертке ($m=N$, $n=0$), то вычисленное значение θ может сильно отличаться от средних значений логарифмического декремента на небольшом участке развертки в силу возможной зависимости его от амплитуды колебаний.

Логарифмические декременты, меньшие 10^{-4} , не поддаются измерению, так как потери в аппаратуре, если даже измерения проводить в вакууме, составляют величину того же порядка. Нельзя этим методом измерить внутреннее трение и в случае $\theta \geq 0,3$, поскольку при этих значениях θ движение образца становится аperiodическим.

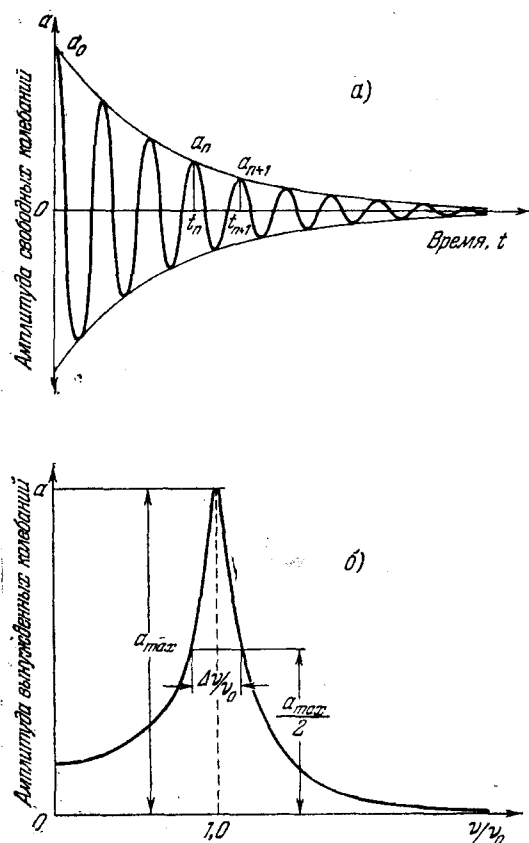


Рис. 1. К методу определения внутреннего трения: а) по развертке свободных колебаний, б) по ширине амплитудного резонансного пика.

Следующий метод³⁴⁻³⁸ измерения внутреннего трения заключается в наблюдении амплитуды вынужденных колебаний, причем частота внешней возбуждающей силы медленно изменяется, а ее амплитуда поддерживается постоянной. Амплитуда колебаний образца (рис. 1, б) достигает максимума, когда частота внешней силы равна резонансной частоте ν_0 образца, и резко падает, если частота внешней силы больше или меньше этой частоты. За меру внутреннего трения в этом методе принимается величина

$$B = \frac{\Delta \nu}{\nu_0}, \quad (4)$$

где $\Delta \nu$ — полуширина резонансного пика.

Этот метод дает хорошие результаты в том случае, если внутреннее трение, определяемое величиной B , не менее 10^{-5} , так как при очень малом внутреннем трении снятие резонансных кривых затруднительно из-за большой остроты резонанса.

Внутреннее трение измеряется и другими методами (см. обзор их в 3, 4, 49-52, 87, 250, 251), но они малоупотребительны.

Между вышеуказанными мерами внутреннего трения существуют простые зависимости, справедливые, если внутреннее трение не зависит от амплитуды и величина внутреннего трения, определяемая, например $\operatorname{tg} \varphi$, не более 0,1. Поскольку в подавляющем большинстве известных случаев внутреннее трение в металлах и сплавах не превосходит 0,1, эти связи между δ , $\operatorname{tg} \varphi$, θ и B имеют практический смысл: они позволяют сравнивать результаты исследований, полученные разными методами. В работах 3, 4, 5, 51 получено следующее соотношение между мерами внутреннего трения:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\theta}{\pi} = \frac{\delta}{2\pi} = \frac{B}{\sqrt{3}}. \quad (5)$$

При большом внутреннем трении соотношения между мерами зависят от механизма внутреннего трения и выводятся для каждого случая отдельно ⁵.

Заметим, что в теории колебательных контуров величину $\frac{\sqrt{3}}{B}$ обычно называют добротностью и обозначают через Q . Поэтому многие авторы применяют для величины внутреннего трения обозначение Q^{-1} .

В заключение следует несколько слов сказать о ранних (примерно до 1930 г.) работах по внутреннему трению. В этих работах ⁵⁴⁻⁷⁶ весьма грубыми статическими и динамическими методами определялся коэффициент вязкости, которым и характеризовали внутреннее трение в материалах. Однако, как справедливо заметил Б. Я. Пинес ⁷⁷, этого делать нельзя, так как коэффициент вязкости и внутреннее трение далеко не одно и то же. Поэтому воспользоваться результатами большинства ранних исследований по внутреннему трению, к сожалению, не представляется возможным.

За последнее время наблюдается резкое увеличение интереса к изучению внутреннего трения в зависимости от различных факторов, в частности, в целях исследования различных вопросов физической и химической кинетики. Особое внимание уделяется температурной зависимости внутреннего трения, которой и посвящается настоящий обзор.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Чистые металлы

На рис. 2, 3 представлена температурная зависимость внутреннего трения олова ^{79, 252}, свинца ^{80, 81, 82}, алюминия ^{81, 83, 249}, серебра ^{80, 81} и меди ^{80, 81, 84, 85} при низких температурах, полученная высокочастотными методами. Максимум трения олова обусловлен переходом олова при 3,73° К в сверхпроводящее состояние ²⁵¹⁻²⁵³. Аналогичный максимум обнаружен у свинца ²⁵¹. Пик внутреннего трения у свинца, алюминия (около 105° К) и серебра объясняют большей частью движением дислокаций в поле напряжений. Пик для алюминия примерно при 235° К — движением одиночных вакансий ²⁴⁹. При температурах, приближающихся к комнатной, внутреннее трение всех исследованных металлов монотонно возрастает. Интересно отметить хорошее согласование между результатами

исследований различных авторов ^{80, 84} для монокристаллической меди, изображенными на рис. 3 кривыми *III'* и *III''*, что позволяет соединить ветви в одну кривую (пунктир на рис. 3).

Рис. 4—9 изображают температурные зависимости внутреннего трения олова ⁸⁶⁻⁸⁷, свинца ⁸⁸, цинка ⁸⁹, магния ^{15, 47}, алюминия ^{15, 47, 90, 94}, серебра ^{97, 98}, золота ^{99, 100}, меди ^{93-97, 121}, никеля ¹⁰³⁻¹⁰⁶, кобальта ^{103, 104, 107}, железа ^{103, 104, 108, 109}, титана ¹⁰²⁻¹⁰⁴, платины ^{98, 101}, циркония ¹¹², молибдена ^{103, 104}, тантала ^{100, 112} и вольфрама ^{103, 104} при

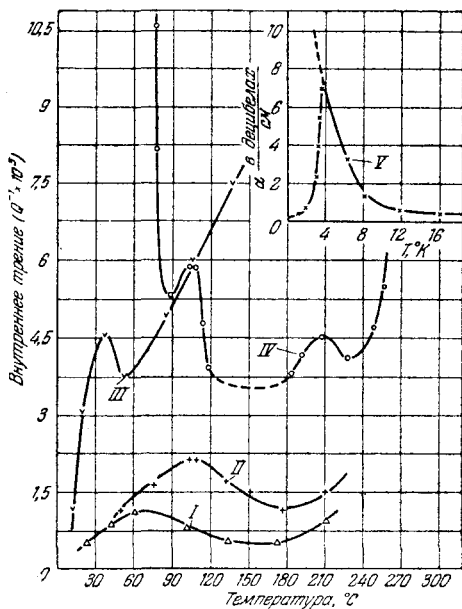


Рис. 2. Внутреннее трение поликристаллических свинца (*I*—99,9% Pb), алюминия (*II*, *III*—99,99% Al), серебра (*IV*—99,5 Ag) и монокристалла олова (*V*—>99,99% Sn) при низких температурах. Частота колебаний *I, II, IV*— $\sim 10^4$ гц, *III*— 10^3 гц, *V*— 10^7 гц.

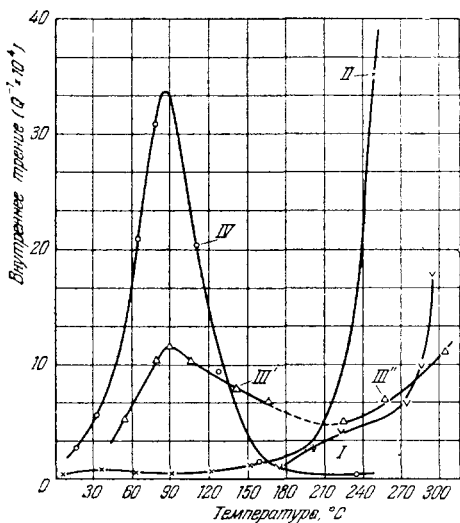


Рис. 3. Внутреннее трение монокристаллических олова (*I*—99,93% Sn, $\nu \sim 1,5 \cdot 10^3$ гц), меди (*III'*—99,9% Cu, $\nu \sim 4 \cdot 10^4$ гц, *III''*—99,86% Cu, $\nu \sim 3,9 \cdot 10^4$ гц) и поликристаллических свинца (*II*—99,9% Pb, $\nu \sim 10^4$ гц), меди (*IV*—99,9% Cu, $\nu \sim 3 \cdot 10^4$ гц) при низких температурах.

температурах выше комнатной, полученные различными методами. Температурные зависимости внутреннего трения олова, свинца, цинка, серебра и меди измерены при частотах колебаний от 180 до 800 гц; алюминия, магния, кобальта—от 1355 до $8 \cdot 10^4$ гц; магния, алюминия, золота, меди, никеля, кобальта, железа, титана, платины, циркония, молибдена, тантала, вольфрама—при частотах порядка 1 гц. Все металлы были в виде поликристаллов. Олово, алюминий, золото, медь и железо были также и в монокристаллическом виде. Все металлы отжигались при высоких температурах в течение времени, достаточного для снятия внутренних напряжений и получения более или менее равновесного состояния.

Из рисунков видно, что внутреннее трение монокристаллических металлов монотонно возрастает с повышением температуры, не обнаруживая никаких максимумов. Внутреннее трение поликристаллических металлов (олова, свинца, магния, алюминия, серебра, золота, меди, никеля, железа и циркония), наоборот, обнаруживает максимум при температурах за исключением олова и свинца), составляющих 0,4—0,6 $T_{пл}$. Максимумы внутреннего трения олова и свинца наблюдаются при температурах

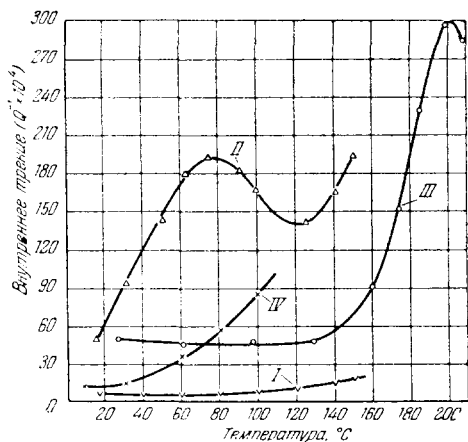


Рис. 4. Температурная зависимость внутреннего трения монокристаллического и поликристаллического олова (I, II — 99,99% Sn, $\nu \sim 300$ гц), поликристаллических свинца (III — 99,9% Pb, $\nu \sim 950$ гц) и цинка (IV — 99,6% Zn, $\nu \sim 180$ гц).

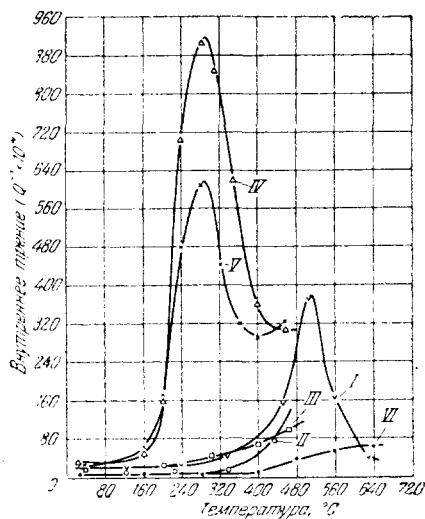


Рис. 5. Температурная зависимость внутреннего трения алюминия монокристаллического (II — 99,99% Al, $\nu \sim 4 \cdot 10^4$ гц; III — 99,5% Al, $\nu \sim 1$ гц) и поликристаллического (I — 99,99% Al, $\nu \sim 10^4$ гц; IV — 99,991% Al, $\nu \sim 1$ гц; V — 99,98% Al, $\nu \sim 1$ гц; VI — 99,99% Al, $\nu \sim 5 \cdot 10^3$ гц).

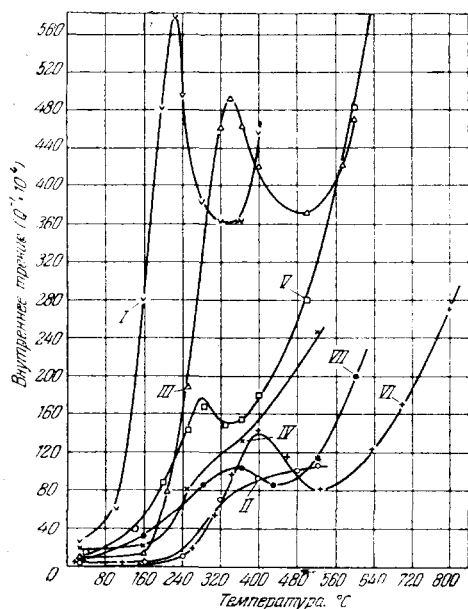


Рис. 6. Температурная зависимость внутреннего трения поликристаллических магния (I — 99,97% Mg, $\nu \sim 1$ гц; II — 99,99% Mg, $\nu \sim 5 \cdot 10^3$ гц), меди (III — 99,999% Cu, $\nu \sim 1$ гц; IV — 99,999% Cu, очень крупные кристаллы, $\nu \sim 1$ гц) и серебра (V — 99,99% Ag, $\nu \sim 1$ гц).

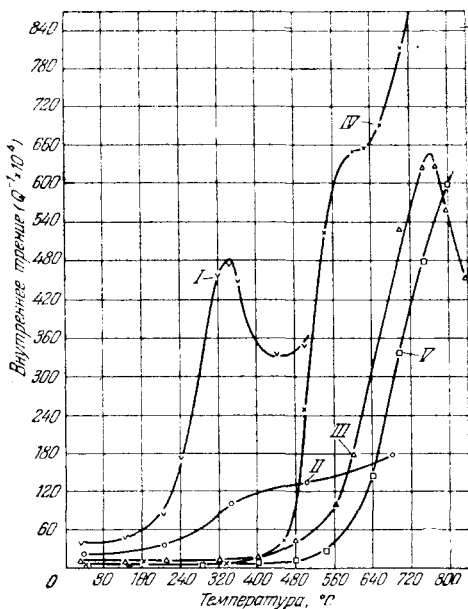


Рис. 7. Температурная зависимость внутреннего трения поликристаллического и монокристаллического золота (I, II — 99,9998% Au, $\nu \sim 1$ гц), поликристаллических платины (III — 99,97% Pt, $\nu \sim 1$ гц) и титана (IV — 99,81% Ti, $\nu \sim 1$ гц; V — 99,81% Ti, очень крупные зерна, $\nu \sim 1$ гц).

$\sim 0,7-0,8 T_{\text{пл}}$. Смещение максимума в область сравнительно высоких температур связано с увеличением частоты колебаний образца. Внутреннее трение титана, молибдена, тантала, вольфрама не имеет максимума в области температур, лежащих выше $0,4 T_{\text{пл}}$. Для этих не очень чистых металлов характерно лишь наличие точки перегиба на кривой $Q^{-1}(T)$. На рис. 8 и 9 точки перегиба для молибдена, тантала и вольфрама не показаны, так как они лежат выше 800°C . На кривой $Q^{-1}(T)$ для тантала в области низких температур ($\sim 0,14-0,19 T_{\text{пл}}$) видны два резко выраженных

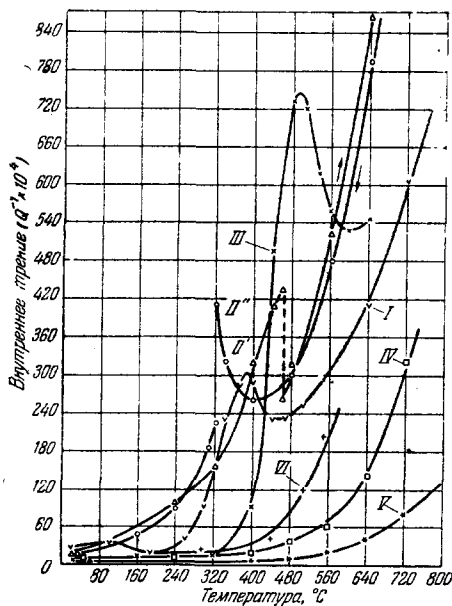


Рис. 8. Температурная зависимость внутреннего трения поликристаллических никеля (I—99,99% Ni), кобальта (II'—нагрев, II''—охлаждение, 99,98% Co), железа (III, IV—99,95 Fe, VI—очень крупные зерна), молибдена (IV—99,92% Mo), вольфрама (V—99,61% W). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

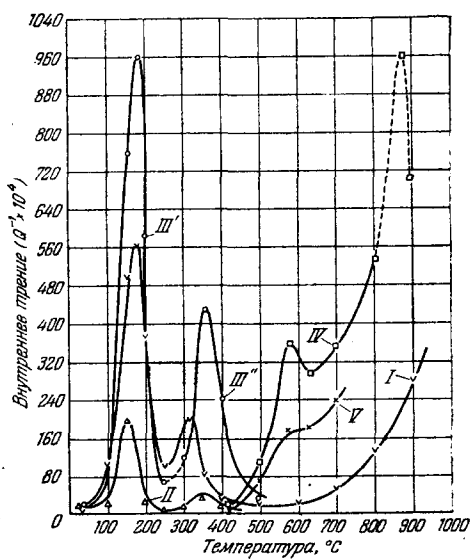


Рис. 9. Температурная зависимость внутреннего трения поликристаллических тантала (I—99,76% Ta + 0,17% Al, обогащенного углеродом, кислородом и азотом; II, III', III''—99,9% Ta, обогащенного углеродом, кислородом и азотом) и циркония (IV—97,5% Zr + 2,4 Hf; V—тот же образец, насыщенный кислородом). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

максимума, природа которых, как мы увидим, отлична от природы максимумов, встречающихся при более высоких температурах. Такие металлы, как кобальт и цирконий, обнаруживают весьма интересный ход внутреннего трения в зависимости от температуры. Для кобальта, например, с повышением температуры внутреннее трение быстро возрастает до максимума при 450°C . Вблизи этой температуры (при изотермической выдержке) внутреннее трение быстро уменьшается и достигает в течение примерно 30 минут некоторой устойчивой величины. При дальнейшем повышении температуры внутреннее трение продолжает увеличиваться, не обнаруживая больше никаких особенностей. При охлаждении внутреннее трение уменьшается вплоть до температуры 400°C , после чего оно начинает быстро возрастать, достигая максимума при 320°C . Изотермическая выдержка (в течение 30 минут) при этой температуре ведет к быстрому уменьшению внутреннего трения до устойчивой величины. Дальнейшее уменьшение температуры вызывает плавное уменьшение внутреннего трения до величины $\sim 20 \cdot 10^{-4}$ при 20°C . В интервале $300-450^\circ$ имеет

место своего рода «гистерезис» в изменении внутреннего трения в функции от температуры. Следовательно, в некоторой области температур внутреннее трение в кобальте зависит не только от температуры, но и от длительности опыта. Аналогично ведет себя и цирконий в области температур 800—900° С. Как известно, в указанных выше температурных интервалах у этих металлов происходят переходы одной аллотропической модификации в другую. Внутреннее трение титана при температурах выше 840° С должно было бы вести себя аналогично поведению внутреннего трения кобальта и циркония, однако экспериментальные данные отсутствуют.

Из результатов измерений, представленных на рис. 4—9, можно сделать следующие выводы:

1. Хорошо отожженные металлические образцы обнаруживают постоянную во времени (воспроизводимую при повторных измерениях, если окисление образцов сведено к минимуму) картину температурной зависимости внутреннего трения.

2. Температурная зависимость внутреннего трения отожженных монокристаллических образцов металлов не имеет максимумов. Уровень внутреннего трения монокристаллических образцов всегда меньше уровня внутреннего трения соответствующих поликристаллических образцов.

3. Каждый поликристаллический металл (при постоянной частоте свободных колебаний), если при его нагреве не происходит аллотропических превращений, имеет на кривой температурной зависимости внутреннего трения по крайней мере один максимум или точку перегиба.

4. Металлы, которые при нагреве могут претерпевать аллотропические изменения (например, кобальт, цирконий), обнаруживают непостоянство (во времени) величины внутреннего трения в области температур, где происходит аллотропическое изменение. В этой области температур наблюдается своеобразное явление «гистерезиса» внутреннего трения.

5. Максимум внутреннего трения (или точки перегиба) большей частью лежит в области рекристаллизации металла. Положение его для данного металла, как показывают опыты, зависит от величины предшествующей пластической деформации: увеличение степени пластической деформации ведет к смещению максимума в сторону низких температур. Для различных металлов при одной и той же степени пластической деформации положение максимума внутреннего трения (или точки перегиба) в какой-то мере определяется тугоплавкостью металла: для более тугоплавких металлов максимум внутреннего трения обнаруживается при более высокой температуре. На положение максимума влияет и частота колебаний: чем больше частота колебаний образца, тем при более высокой температуре обнаруживается максимум.

6. При одной и той же температуре более тугоплавкие металлы обнаруживают меньший уровень внутреннего трения по сравнению с уровнем внутреннего трения менее тугоплавких металлов. Это различие возрастает с ростом температуры.

7. Уровень внутреннего трения зависит также от величины предшествующей деформации. Как правило, уровень внутреннего трения значительно больше у пластически деформированных металлов, чем у хорошо отожженных.

2. С п л а в ы

На рис. 10—13 представлены результаты исследований температурной зависимости внутреннего трения двойных сплавов: Pb—Sn⁸², Pb—Bi⁸², Al—Ag⁴⁷, Cu—Bi⁴³, Cu—Zn¹¹⁴⁻¹¹⁷, Fe—Si¹¹⁸, Fe—C^{11, 118, 119}, Fe—Ni^{120, 121} — и тройного сплава Fe—Co—Cr¹²¹ при температурах

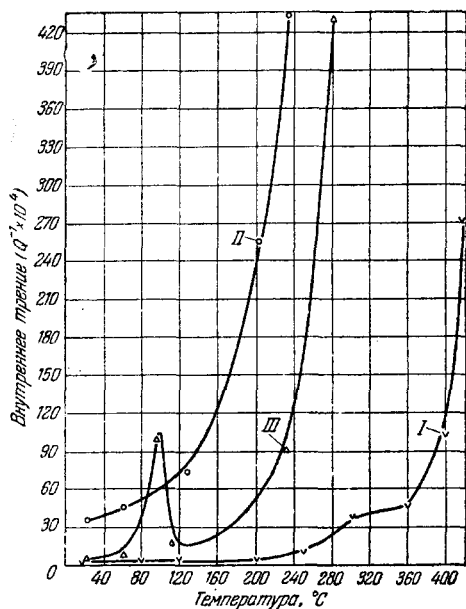


Рис. 10. Температурная зависимость твердых растворов Cu—Bi (I—техническая медь + 0,01% Bi, $\nu \sim 10^3$ гц), Pb—Sn (II—99,9998% Pb + 0,058% Sn, $\nu \sim 3 \cdot 10^4$ гц), Pb—Bi (III—99,9998% Pb + 0,053 Bi, $\nu \sim 3 \cdot 10^4$ гц).

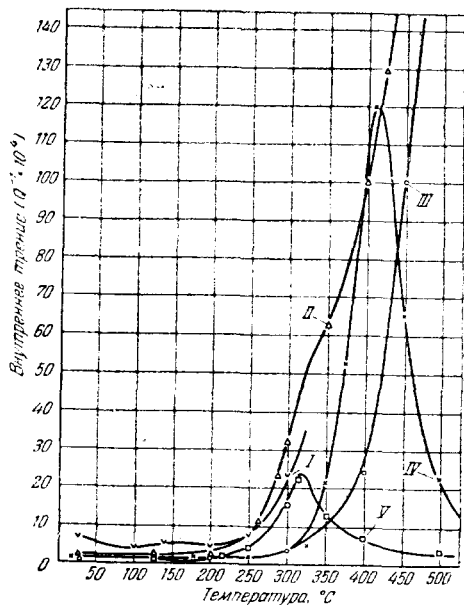


Рис. 11. Температурная зависимость твердых растворов Al—Mg (I—99,99 Al + 21,18 Ag, $\nu \sim 13 \cdot 10^3$ гц) и Cu—Zn (II—99,9% Cu + 28% Zn, $\nu \sim 5 \cdot 10$ гц; III—Cu + 30% Zn, $\nu \sim 800$ гц; IV—Cu + 30% Zn, $\nu \sim 600$ гц, монокристалл; V—Cu + 45% Zn, $\nu \sim 21 \cdot 10^3$ гц, монокристалл).

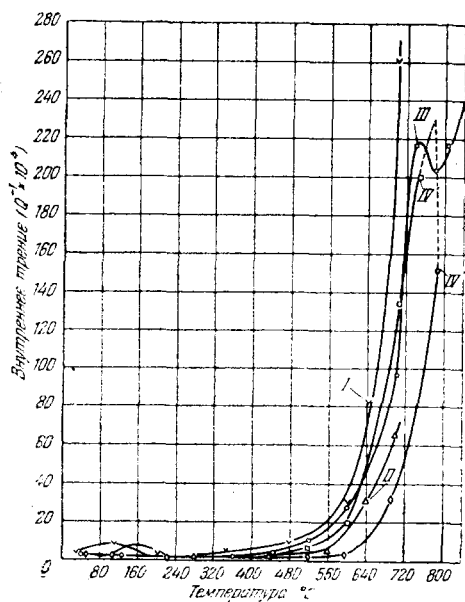


Рис. 12. Температурная зависимость армо-железа (I) и твердых растворов Fe—Si (II—Fe-армо + 4% Si), Fe—C (III—Fe-армо + 0,84% C) и Fe—Co—Cr (IV—Fe-армо + 40% Co, 10% Cr; IV'—нагрев, IV''—охлаждение). Частота колебаний $\nu \sim 5 \cdot 10^3$ гц.

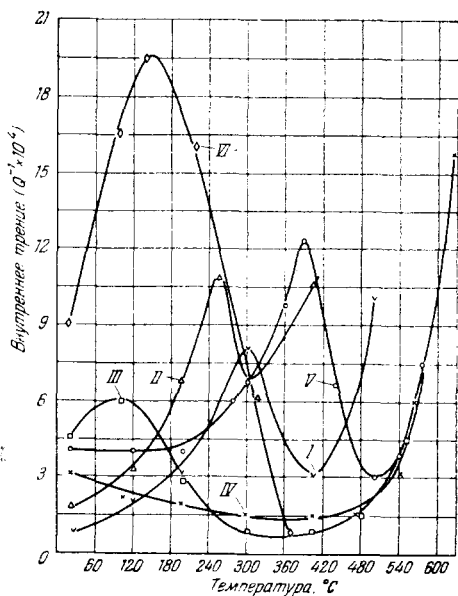


Рис. 13. Температурная зависимость внутреннего трения твердых растворов Fe—Ni (I—Fe-армо + 9,88% Ni + 0,67 Mn; II—Fe + 28,84% Ni + 0,38% Mn; III—Fe + 40% Ni; IV—Fe + 60% Ni; V—Fe + 80% Ni, VI—технический никель). Частота колебаний $\nu \sim 10^3$ гц.

выше комнатной, полученные различными методами в области частот от 600 до $3 \cdot 10^4$ гц.

Рис. 14—23 изображают температурные зависимости внутреннего трения двойных сплавов: Al—Zn¹²³, Al—Mg^{124, 125}, Al—Ag^{126, 127}, Al—Cu^{128, 129}, Cu—Ga¹²², Cu—Sn⁹⁶, Cu—Zn^{122, 130, 131}, Cu—Al¹³², Cu—As¹²², Cu—Ge¹²², Cu—Si^{122, 132}, Cu—Be¹³³⁻¹³⁵, Au—Ni¹³⁶, Ni—C^{103, 105, 106}, Ni—B¹³⁷, Ni—Be¹³⁷, Ni—Mn¹³⁷, Ni—Fe¹³⁷, Ni—Ti¹³⁷, Ni—Cr^{137, 168}, Ni—Zr¹³⁷, Ni—Nb¹³⁷, Ni—Mo¹³⁷, Ni—W¹³⁷, Fe—B¹³⁸,

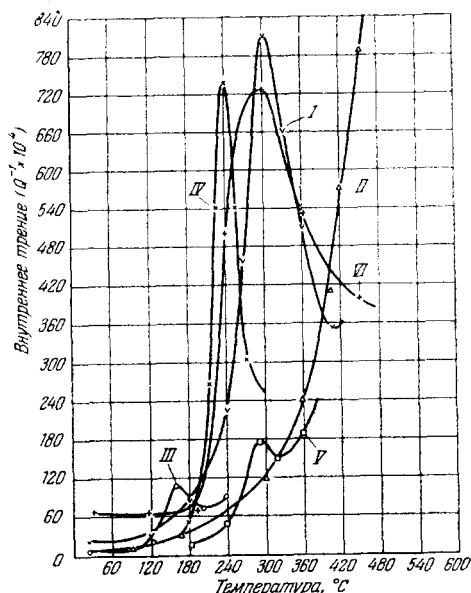


Рис. 14. Температурная зависимость внутреннего трения твердых растворов Al—Cu (I—99,991% Al + 0,5% Cu; II—Al + 4% Cu), Al—Ag (III—99,99% Al + 20,1% Ag) и Ag—Zn (IV—99,99% Al + 30,2% Zn; V—Al + 15,8 Zn). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

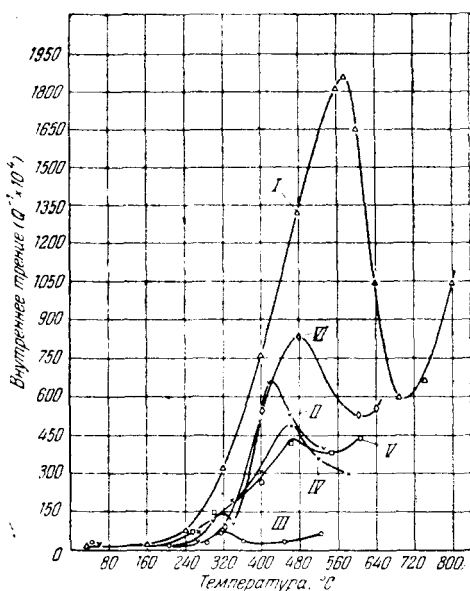


Рис. 15. Температурная зависимость внутреннего трения твердых растворов Cu—Be (I—99,992% Cu + 1,9% Be), Cu—Zn (II, III—катодная медь + 29,86% Zn; III—монокристалл), Cu—Si (IV—99,999% Cu + 0,1 Si), Cu—Al (V—99,999% Cu + 0,1 Al) и Cu—Sn (VI—99,9993% Cu + 6% Sn). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

Fe—W¹⁴⁶ — и сложных сплавов: кобара^{137, 139}, нихрома¹³⁷, сплава № 2¹³⁷, элинвара¹³⁷, элжилоя¹³⁷, сплава Нимо^{137, 139}, нимоник-80¹³⁷, сплава 38ХМЮА¹⁴⁰, сплава Fe—Gr—Ni¹⁴¹⁻¹⁴⁴, аустенитной стали 25-20¹⁴⁵. Измерения сделаны в широком диапазоне температур различными низкочастотными методами. Все сплавы, за небольшим исключением (см. рис. 14, 15, 17), исследовались в поликристаллическом состоянии.

Отметим также, что в узком температурном интервале (от 20 до 300—400°) исследовались как чистые металлы: цинк^{29, 49}, серебро¹⁴⁹, медь^{147, 149}, никель³⁵, — так и сплавы: Sb—Bi¹⁵⁰, Al—Cu¹⁵¹, Al—Cu—Si¹⁵¹, Al—Cu—Mg¹⁵¹, Al—Mg—Si¹⁵¹, Al—Cu—Mg—Si¹⁵¹, Ag—Cu—Si¹⁵¹, Ag—Zn¹⁸⁶, Au—Cd¹⁸⁷, Au—Zn¹⁸⁶, Au—Cu¹⁸⁵, Cu—Zn^{185, 186}, Mn—Cu⁴⁵, Fe—B¹⁵², Fe—C^{153-164, 217, 247, 248}, Fe—N^{153, 155-159}, Fe—Ni¹⁶³, сталь 105-X-12¹⁶⁶, Pd—H¹⁶⁷, Pd—Cu¹⁸⁵, Pt—Cu¹⁸⁵. Исследования производились различными методами в основном с целью выявления поведения растворенного элемента в сплаве.

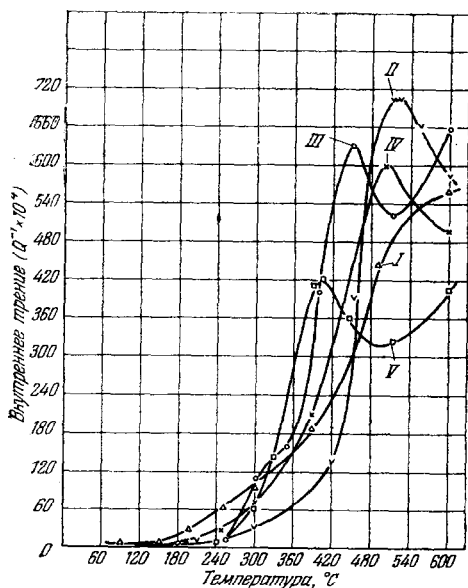


Рис. 16. Температурная зависимость внутреннего трения твердых растворов Cu—Zn (I—спектральной чистоты Cu + +1,17% Zn; II—8,01% Zn; III—32,1% Zn) и Cu—Ga (IV—0,97% Ga; V—16,2% Ga). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

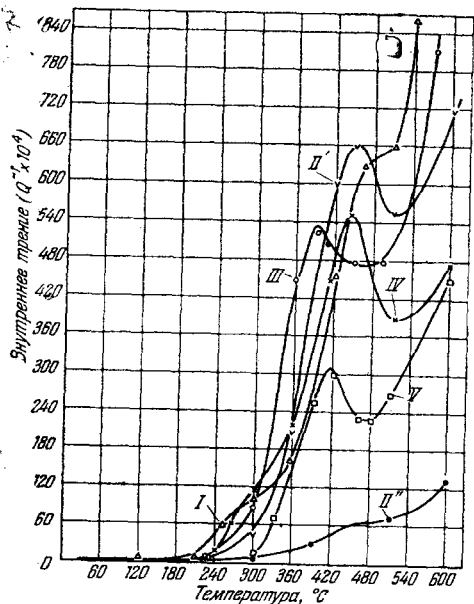


Рис. 17. Температурная зависимость внутреннего трения твердых растворов Cu—Ge (I—спектральной чистоты Cu + +1,02% Ge; II', II''—4,94% Ge; II—очень крупные зерна), Cu—As (III—3,93% As) и Cu—Si (IV—0,9% Si; V—9,0% Si). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

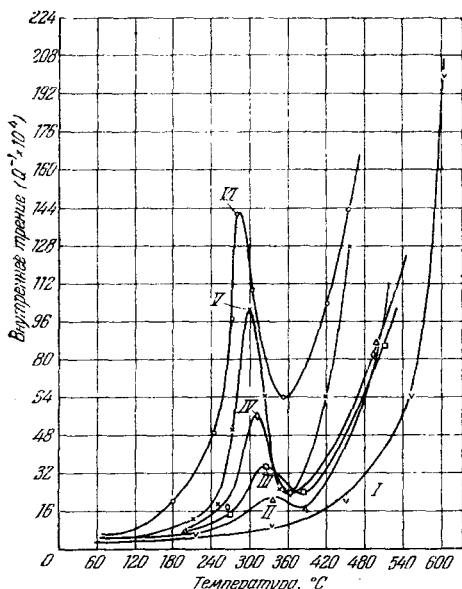


Рис. 18. Температурная зависимость внутреннего трения твердых растворов Cu—Zn (I—Cu спектральночистая +5% Zn; II—10%, III—15%, IV—20%, V—25%, VI—30% Zn; I и II—очень крупные зерна). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

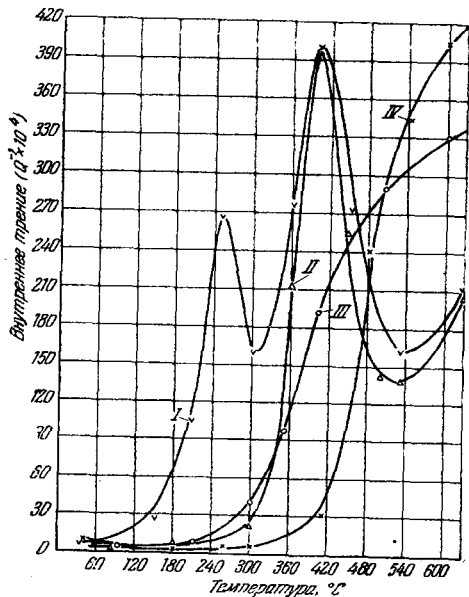
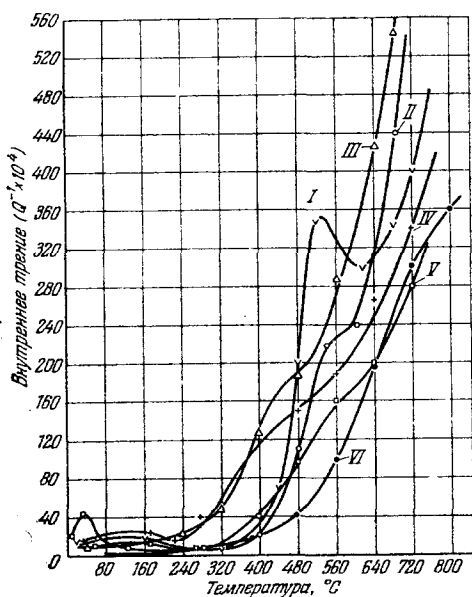


Рис. 19. Температурная зависимость внутреннего трения твердых растворов Au—Ni (I—99,98% Au + 30% Ni, образец закален с 800° С в масле; II—образец нагрет до 400° и быстро охлажден в вакууме; III—образец выдерживался при 400° в течение 240 часов, затем медленно охлаждался) и Ni—C (IV—99,99% Ni + 0,21% C). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.



ис. 20. Температурная зависимость внутреннего трения твердых растворов Ni—B (I—99,99 Ni + 0,25% B), Fe—B (II—Fe-армо + 0,006% B), Ni—Fe (III—99,99% Ni + 2,6% Fe), Ni—Zr (IV—99,99% Ni + 5,5% Zr) и Ni—Nb (V—99,99% Ni + 1,76% Nb). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

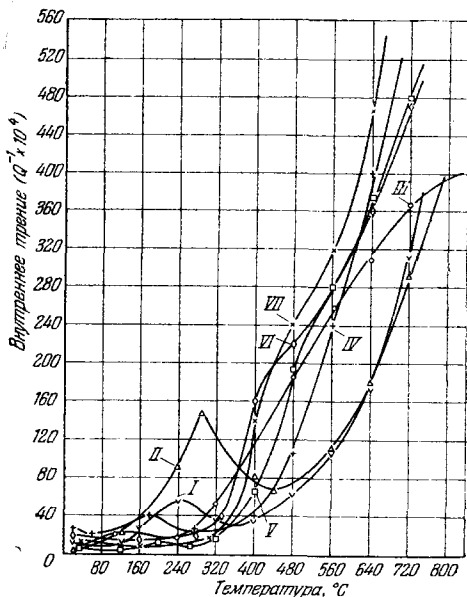


Рис. 21. Температурная зависимость внутреннего трения твердых растворов Ni—Be (I, II—2,9% Be; I—медленно охлажден, II—закален с 950° С в воду), Ni—Ti (III—1,04% Ti), Ni—Mn (IV—22,8% Mn), Ni—Cr (V—1,19% Cr), Ni—Mo (VI—0,86% Mo) и Ni—W (VII—1,54% W) на основе 99,99% никеля. Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

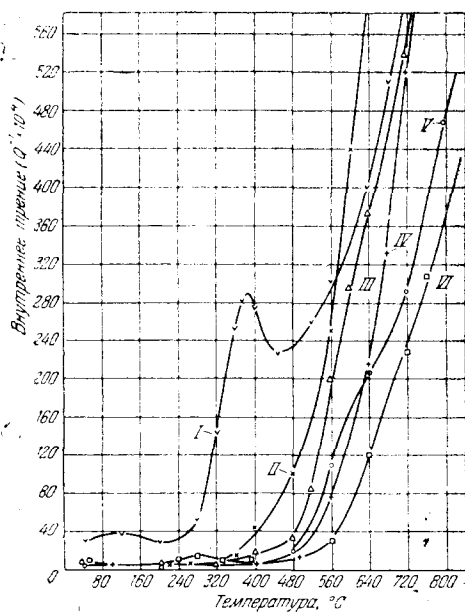


Рис. 22. Температурная зависимость внутреннего трения чистого никеля (I—99,99% Ni), кобала (II), технического нихрома (III), сплава № 2 (IV), элинвар (V), элжилоя (VI—сплав K=40). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

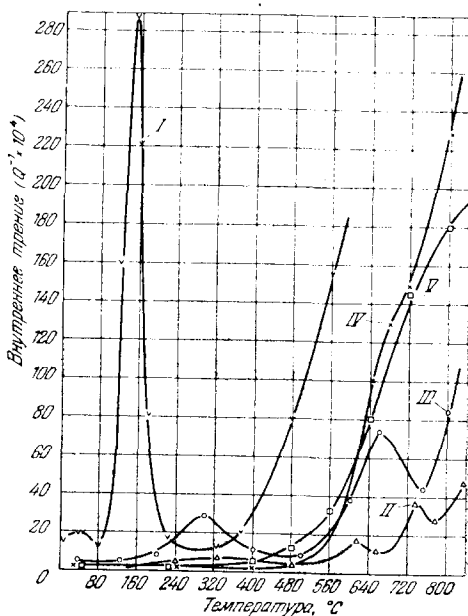


Рис. 23. Температурная зависимость внутреннего трения сплава ЗВХМЮА (I), аустенитной стали 18-18 (II), аустенитной стали 25-20 (III—с 0,3% С, образец закала с 1230° С в воду), сплава Нимо (IV) и сплава нимоник-80 (V). Частота колебаний $\nu \sim 1$ гц.

Из результатов измерений температурной зависимости внутреннего трения названных выше чистых металлов и сплавов можно сделать следующие выводы:

1. Внутреннее трение сплавов возрастает с увеличением температуры (в широком диапазоне температур) значительно медленнее, чем внутреннее трение чистых металлов, на основе которых получены сплавы.

2. Величина внутреннего трения, особенно при высоких температурах, для сплавов меньше, чем для чистых металлов.

3. При высоких температурах уровень внутреннего трения оказывается связанным с прочностью сплава при тех же температурах. Во всех исследованиях уровень внутреннего трения оказывался тем меньше, чем жаропрочнее сплав.

4. Все рассмотренные двойные сплавы обнаруживают на кривой $Q^{-1}(T)$ при некоторых температурах один максимум или точку перегиба. Более сложные сплавы могут иметь их несколько.

5. Так же как и для чистых металлов, максимумы внутреннего трения сплава перемещаются в сторону более высоких температур (и даже исчезают вовсе) при увеличении частоты колебаний образца.

6. Деформированные сплавы, как правило, при высоких температурах имеют большее внутреннее трение по сравнению с внутренним трением тех же образцов, предварительно хорошо отожженных.

III. ТЕОРИЯ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ

Любая атомная система, будучи выведенной из состояния равновесия и предоставленной самой себе, должна возвратиться в первоначальное либо в новое состояние равновесия, если заданным условиям соответствует несколько устойчивых состояний. Переход системы из одного состояния равновесия в другое характеризуется, как известно, временем релаксации (одним или несколькими). Если к системе приложить периодически меняющееся усилие, то будет наблюдаться рассеяние упругой энергии, зависящее от частоты изменения усилия. Это рассеяние упругой энергии колебаний определяется всей совокупностью релаксационных явлений, разыгрывающихся при периодическом деформировании атомной системы, и потому определить его в общем виде пока невозможно. В первом приближении (когда релаксационные явления протекают независимо друг от друга) можно считать, что полное внутреннее трение, характеризующее рассеяние энергии колебаний, определяется суммой вкладов, даваемых различными релаксационными явлениями ^{78, 93, 137}.

Обратимся к основным релаксационным явлениям, протекающим в твердом теле при его деформировании.

1. Общая термодинамическая теория внутреннего трения

Рассмотрим однородное изотропное тело. Для малых деформаций, малых изменений температуры и слабых отклонений от состояния равновесия тензор напряжений σ_{ik} определяется уравнением ¹⁶⁹⁻¹⁷¹:

$$\sigma_{ik} = K \varepsilon_{il} \delta_{ik} + 2\mu \left(\varepsilon_{ik} - \frac{1}{3} \varepsilon_{ll} \delta_{ik} \right) - \alpha K (T - T_0) \delta_{ik} + \\ + \frac{2\eta_1}{\tau_1} \int_{-\infty}^{(t'-t)} e^{-\frac{(t'-t)}{\tau_1}} \left[\dot{\varepsilon}_{ik}(t') - \frac{1}{3} \dot{\varepsilon}_{ll} \delta_{ik} \right] dt' + \frac{\eta_2}{\tau_2} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{(t'-t)}{\tau_2}} \dot{\varepsilon}_{ll}(t') \delta_{ik} dt'. \quad (6)$$

Для случая изотермического чистого сдвига (например, малые крутильные колебания релаксирующего стержня) $\varepsilon_{ii} = 0$, $\Delta T = 0$ и потому

$$\sigma_{ik} = 2\mu\varepsilon_{ik} + \frac{2\eta_1}{\tau_1} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{t'-t}{\tau_1}} \varepsilon_{ik}(t') dt'. \quad (7)$$

Если деформация является периодической функцией времени, то

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}^{(0)} e^{i\omega t} \quad (8)$$

и обобщенный закон Гука запишется в следующем виде:

$$\sigma_{ik} = \mu^* \varepsilon_{ik}, \quad (9)$$

где комплексный модуль сдвига

$$\mu^* = \mu + \frac{i\omega\eta_1}{1 + i\omega\tau_1}. \quad (10)$$

Умножая числитель и знаменатель второго члена правой части (10) на $(1 - i\omega\tau_1)$, получаем

$$\mu^* = \mu + \frac{(\omega\tau_1)^2}{1 + \omega^2\tau_1^2} \frac{\eta_1}{\tau_1} + \frac{i\omega\tau_1}{1 + \omega^2\tau_1^2} \frac{\eta_1}{\tau_1}. \quad (11)$$

В качестве динамического модуля обычно принимают вещественную часть комплексного модуля, т. е.

$$\mu_\omega = \mu + \frac{(\omega\tau_1)^2}{1 + \omega^2\tau_1^2} \frac{\eta_1}{\tau_1}. \quad (12)$$

Из последнего выражения находим

$$\left. \begin{aligned} \mu_\infty &= \mu + \frac{\eta_1}{\tau_1}, \\ \mu_0 &= \mu. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Учитывая (12) и (13), получаем дефект модуля сдвига, определяющий степень релаксации:

$$\Delta_\omega = \frac{\mu_\infty - \mu_\omega}{\mu_0} = \frac{\Delta_0}{1 + \omega^2\tau_1^2}, \quad (14)$$

где

$$\Delta_0 = \frac{\mu_\infty - \mu_0}{\mu_0}$$

— наибольшая величина дефекта модуля сдвига. За меру внутреннего трения обычно берут^{3, 4, 51, 52, 78} $\operatorname{tg} \varphi$, равный отношению мнимой части комплексного модуля к его вещественной части. Беря это отношение из (11), находим

$$Q^{-1}(\omega) = \frac{\Delta_0 \omega \tau_1}{1 + \frac{\mu_\infty}{\mu_0} \omega^2 \tau_1^2}. \quad (15)$$

Выражения (14) и (15) совпадают (с точностью до множителя $\frac{\mu_\infty}{\mu_0}$ в знаменателе (15)) с выражениями, полученными Зинером³, где под μ_∞ понимается «нерелаксированный», а под μ_0 — «релаксированный» модули. Подобный же результат был недавно получен В. Т. Шматовым²³⁴.

На рис. 24 представлено изменение внутреннего трения $Q^{-1}(\omega\tau)$ и отношения динамического модуля μ_ω к нерелаксированному модулю μ_∞ в функции параметра $\omega\tau$ для случая, когда $\frac{\mu_0}{\mu_\infty} = 0,6$. Как видно,

величина внутреннего трения достигает максимума (величина которого зависит от Δ_0 и отношения $\frac{\mu_\infty}{\mu_0}$ для данного материала) при $\omega\tau = \sqrt{\frac{\mu_0}{\mu_\infty}} \approx 1$, т. е. тогда, когда частота ω колебаний образца приблизительно совпадает с обратной величиной времени τ релаксации процесса. Отношение $\frac{\mu_\omega}{\mu_\infty}$ в точке, где $Q^{-1}(\omega\tau)$ максимально, имеет наи-

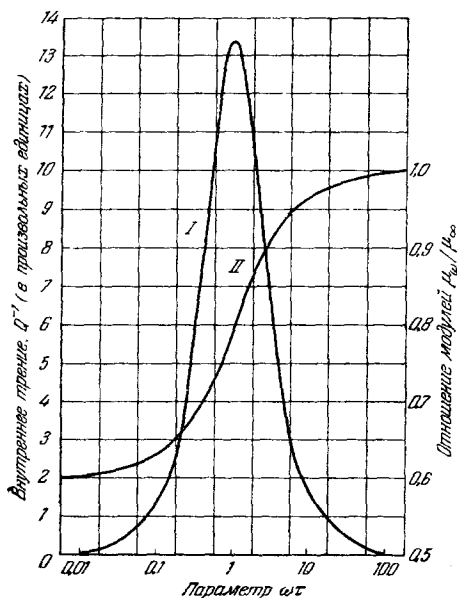


Рис. 24. Зависимость внутреннего трения (I) и отношения $\frac{\mu_\omega}{\mu_\infty}$ (II) от параметра $\omega\tau$.

большую скорость изменения в зависимости от параметра $\omega\tau$.

Для $\omega\tau > 10^{-1}$ внутреннее трение незначительно и изменение модуля практически равно нулю, т. е. динамический модуль практически равен «нерелаксированному» модулю μ_∞ . Следовательно, в этой области частот ($\omega > 10\tau^{-1}$) практически никакой релаксации нет, а значит, и нет заметного рассеяния упругой энергии колебаний. Для $\omega\tau < 10^{-1}$ динамический модуль практически равен «релаксированному» модулю μ_0 , а внутреннее трение вновь очень мало. В промежуточной области частот мы имеем частичную релаксацию динамического модуля и значительное внутреннее трение, достигающее максимума при $\omega\tau \approx 1$.

Итак, по термодинамической теории для однородного изотропного тела заметное рассеяние упругой энергии при периодическом деформировании появляется всякий раз, когда обратная величина времени релаксации рассматриваемого релаксационного процесса совпадает по

порядку величины с частотой колебаний образца. Этими явлениями, имеющими одно или несколько времен релаксации, могут быть: атомная диффузия, релаксация магнитного потока, теплопроводность, взаимодействие фононов с электронами проводимости и др. Таким образом, изменяя частоту колебаний образца от очень низких ($\sim 10^{-10}$ гц для атомной диффузии) до очень высоких частот ($\sim 10^{10}$ гц для взаимодействия фононов с электронами проводимости), можно получить дискретный спектр релаксации даже для однородного изотропного тела.

Реальные тела, как правило, не однородны и не изотропны. Поэтому для каждого явления в них может обнаружиться не одно время релаксации, а целый набор, а в общем случае — непрерывный спектр. Если в теле одновременно происходит несколько релаксационных процессов, каждый из которых характеризуется своим особым временем релаксации τ_i , то внутреннее трение в таком теле определяется выражением 3, 4, 78, 93, 103, 104, 137

$$Q^{-1}(\omega) = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta_i^{(0)} \omega \tau_i}{1 + \left(\frac{\mu_\infty}{\mu_0}\right)_i (\omega \tau_i)^2}. \quad (16)$$

Частотная зависимость внутреннего трения такого тела может уже обладать не одним максимумом, а несколькими или, если времена τ_i сосредоточены вокруг некоторого среднего значения $\tau_{\text{ср}}$, одним, но достаточно «размытым»^{93, 103, 104, 137}. Такие «размытые» максимумы мы наблюдаем на кривой температурной зависимости внутреннего трения поликристаллических металлов. Для объяснения этих максимумов была введена идея «двухкомпонентной системы»^{3, 180, 181, 193}. Эта идея заключается в том, что твердое тело представляется состоящим из двух фаз, одна из которых аморфна, другая совершенно упруга. Напряжение в таком теле релаксирует со временем релаксации

$$\tau = \frac{\eta}{\mu}, \quad (17)$$

где η — коэффициент вязкости аморфной фазы, μ — модуль сдвига упругой фазы. Это время релаксации будет зависеть от физической природы аморфной области, а также от ее размеров и формы. Нетрудно показать, что если аморфная область имеет ширину s и длину l , то коэффициент вязкости этой области связан со временем релаксации уравнением¹⁵

$$\eta = \frac{\mu_{\infty} \tau}{l} s, \quad (18)$$

откуда видно, что время релаксации зависит от размеров аморфной области (и ее формы).

Если в упругую матрицу, основу твердого тела, вкраплены аморфные области, то каждая область будет ослаблять напряжение со своим временем релаксации τ_i и поведение такого твердого тела будет определяться всей совокупностью времен релаксации τ_i , что и приведет к «размытию» максимумов.

Роль аморфных областей, как показывают опыты, могут выполнять полосы скольжения или границы зерен.

Наконец, в случае непрерывного распределения релаксационных постоянных τ внутреннее трение определяется выражением^{3, 37}

$$Q^{-1}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi(\tau) \omega \tau}{1 + \left(\frac{\mu_{\infty}}{\mu_0} \right)_{\text{ср}} (\omega \tau)^2} d(\ln \tau), \quad (19)$$

где $\psi(\tau)$ — неизвестная (трудно определяемая на опыте) функция распределения. Ее можно найти из условия

$$(\Delta_0)_{\text{ср}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\tau) d(\ln \tau), \quad (20)$$

где $(\Delta_0)_{\text{ср}}$ — известный из опыта средний дефект модуля; при этом требуется операция обращения интеграла, вносящая значительную неточность в окончательный результат.

Для релаксационных явлений, связанных с диффузионным перемещением атомов в поле напряжений, время релаксации зависит от температуры, как показывают многочисленные опыты, по закону

$$\tau = \tau_0 e^{H/RT}, \quad (21)$$

где H — теплота активации рассматриваемого процесса. В силу того, что внутреннее трение Q^{-1} зависит от частоты и времени релаксации через параметр $\omega \tau$, можно оставить неизменной частоту ω , но изменять время релаксации τ посредством изменения температуры: при некоторой

температуре T мы получим равенство $\omega\tau \cong 1$, при котором обнаружится максимум внутреннего трения, обусловленный наличием рассматриваемого релаксационного явления. Таким образом, становится понятным, почему при некоторой температуре (при заданной частоте ω) на кривой температурной зависимости внутреннего трения появляется максимум. Понятным является и сдвиг максимума при увеличении частоты колебаний образца.

Теплота активации H определяется следующим образом. Пусть у нас имеются две кривые зависимости внутреннего трения от температуры, одна из которых получена при постоянной частоте ν_1 , а вторая — при ν_2 . Если мы возьмем на этих двух кривых две точки, соответствующие максимумам внутреннего трения, то это будет означать, что

$$\nu_1 \tau_1 = \nu_2 \tau_2$$

или, согласно выражению (21),

$$\nu_1 e^{H/RT_1} = \nu_2 e^{H/RT_2}.$$

Логарифмируя обе части полученного уравнения, получим после простого преобразования

$$H = R \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}. \quad (22)$$

Все сказанное относительно определения H , как мы увидим ниже, может быть применено и в том случае, когда релаксационный процесс характеризуется не одним временем релаксации, а целым набором их, сосредоточенным вокруг некоторого среднего значения $\tau_{\text{ср}}$. В этом случае мы находим $H_{\text{ср}}$ рассматриваемого сложного процесса. Величина Δ_0 определяется опытным путем^{235, 236} или вычисляется из выражения (15) по известным τ , $\frac{\mu_{\infty}}{\mu_0}$, ω и Q_{max}^{-1} . Для некоторых случаев, как увидим ниже, τ и Δ_0 можно оценить теоретически.

Рассмотрим отдельные процессы, обуславливающие внутреннее трение, причем начнем с процессов, времена релаксации которых при комнатной температуре очень велики (порядка 10^{10} сек и больше).

2. Внутреннее трение, обусловленное упорядочением атомов под напряжением

а) Растворы замещения. В отожженных неупорядочивающихся растворах замещения растворенные атомы распределены в решетке растворителя изотропно. Если к такому сплаву приложить напряжение, то в нем возникнет некоторая упорядоченность в расположении растворенных атомов⁴. Время релаксации τ , связанное с упорядочением под напряжением, должно быть связано простым соотношением со средней частотой атомных переходов, так как механизм упорядочения тот же, что и для объемной диффузии. Поэтому время релаксации процесса упорядочения можно оценить по формуле²³⁷

$$\tau = \tau_0 e^{H/RT}, \quad (23)$$

где H — энергия активации диффузии. Заметный пик внутреннего трения в таких растворах, обусловленный изменением порядка в расположении растворенных атомов под влиянием переменного напряжения, может наблюдаться лишь при сравнительно высоких концентрациях (порядка 10% ат и более) растворенного компонента и при сравнительно высоких температурах, когда обратная величина времени релакса-

ции τ^{-1} будет сравнима с частотой изменения приложенного напряжения. Обычно в этих случаях применяются низкочастотные методы ($\nu \sim 1$ гц). Впервые внутреннее трение в растворах замещения, вызванное упорядочением под напряжением, наблюдал Зинер¹¹⁶ на монокристалле α -латуни при частоте ~ 600 гц. Позднее Кэ и Новик^{181, 182, 238} подтвердили существование такого пика в α -латуни и сплаве Ag—Zn при более низких частотах. В подробной работе²³⁸ Новиком была изучена зависимость внутреннего трения сплавов Ag—Zn от состава и температуры.

Зинером²³⁷ было дано объяснение вышеуказанного эффекта, основанное на нарушении кубической симметрии парой разнородных атомов, образующих твердый раствор. Под влиянием приложенного напряжения эти пары атомов занимают преимущественную ориентацию. Стремление решетки, содержащей такие пары, к новому равновесному состоянию и приводит к возникновению внутреннего трения при периодическом ее деформировании. Степень релаксации в этом случае можно определить по формуле²³⁷

$$\Delta_0 = n E_T \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial n_p} \right)^2 \frac{1}{4kT}, \quad (24)$$

где n — число пар атомов в единице объема, E_T — «изотермический» модуль упругости, ε — деформация растяжения,

$$n_p = n \frac{e^{-u/kT}}{1 + e^{-u/kT}}$$

— число пар, ориентированных вдоль оси нового направления p под влиянием приложенного напряжения.

Если в твердом растворе в отсутствие напряжений имеется некоторая степень дальнего порядка, то приложенное напряжение вызовет изменение степени упорядочения. Релаксационные процессы этого типа были впервые рассмотрены В. С. Горским^{183, 184} на примере сплава Cu—Au.

Степень релаксации для упорядочивающихся сплавов можно определить приближенно³ как

$$\Delta_0 = E_S \left(\frac{\partial S_c}{\partial T_c} \right)_\sigma \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial S_c} \right)_\sigma, \quad (25)$$

где E_S — «адиабатический» модуль упругости, S_c — энтропия смещения, T_c — температура, равная производной $\left(\frac{\partial H}{\partial S_c} \right)_\sigma$ при постоянном напряжении σ , H — теплосодержание единицы объема, ε — деформация растяжения. Время релаксации оценивается по формуле (23). В отличие от рассмотренного выше случая, когда твердый раствор в отсутствии напряжений не упорядочен, здесь можно получить характерный пик внутреннего трения только в функции частоты (при $T = \text{const}$), но не в функции температуры (при $\omega = \text{const}$), потому что степень упорядочения, в отсутствие напряжений сама по себе есть функция температуры. Поэтому трудно объяснить данные опытов, в которых получена зависимость внутреннего трения от температуры^{94, 185, 187}. В этих опытах, выполненных на упорядочивающихся сплавах, показано, что внутреннее трение значительно возрастает около точки Кюри для дальнего порядка и продолжает расти с переходом к температуре разупорядочения, достигая очень больших значений. Объяснение релаксационных явлений в растворах замещения переориентацией пар растворенных атомов встретило возражение со стороны Новика⁴, который, одна ко

серьезных аргументов против допустимости такого объяснения не привел. Все его замечания, по существу, свелись к некоторым уточнениям релаксационного механизма, предложенного Зинером. Время релаксации, по Новикову, равно⁴

$$\tau = \alpha \Gamma_A^{-1}, \quad (26)$$

где Γ_A — средняя частота атомных переходов менее подвижных атомов сорта A раствора $A-B$, α — коэффициент пропорциональности. Величина Γ_A зависит от температуры по закону

$$\Gamma_A = \Gamma_0 e^{-H/RT}, \quad (27)$$

где H — энергия активации объемной диффузии, сильно зависящая от концентрации атомов сорта A в растворе^{4, 123, 182}. Степень релаксации Δ_0 Новиков не определялась, но ее можно приближенно оценить, пользуясь формулой (30).

б) Растворы внедрения. В свободном от напряжений твердом растворе внедрения распределение растворенных атомов изотропно относительно каждого атома основной решетки. Это означает, что ближайший растворенный атом имеет одинаковую вероятность располагаться вдоль любого возможного кристаллографического направления. Например, в объемноцентрированной кубической решетке атомы внедрения большей частью находятся не в местах с наибольшим свободным объемом, а в позициях типа $(\frac{1}{2}, 0, 0)$ (т. е. в середине ребер ячейки) или в эквивалентных этим позициям центрах граней $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$. Расположенные в таких местах внедренные атомы деформируют решетку, создавая искажения, обладающие тетрагональной симметрией. Максимальные искажения получаются в направлении между двумя ближайшими атомами растворителя, т. е. по одной из главных осей $(1, 0, 0)$. В отсутствие напряжений все три вида позиций внедрения замещены беспорядочно, поэтому на каждый тип позиций внедрений приходится $\frac{1}{3}$ общего числа внедренных атомов. Если приложить растягивающее усилие, например, вдоль оси z , то изотропное распределение атомов нарушится; равновесным распределением теперь будет такое, в котором большее число растворенных атомов находится в позициях с тетрагональной осью z .

Переход в новое положение равновесия определяется некоторым временем релаксации τ , сравнимым с временем жизни внедренного атома в позиции внедрения^{4, 181}:

$$\tau \cong \frac{1}{\nu_0} e^{H/RT}, \quad (28)$$

где ν_0 — частота колебаний внедренного атома в позиции внедрения, H — теплота активации моля внедренных атомов, определяемая типом позиции внедрения и природой как внедренных атомов, так и атомов растворителя.

Для степени релаксации этого процесса предложено выражение⁴

$$\Delta_0 = \frac{2}{9} E_\infty \frac{\lambda^2 n}{kT}. \quad (29)$$

Здесь $\lambda = \frac{\partial \varepsilon}{\partial p}$; p — внутренний параметр, равный в нашем случае $n_z - \frac{n}{3}$, n — общее число внедренных атомов в единице объема, n_z — число атомов в позиции z , k — постоянная Больцмана, E_∞ — нерелаксированный модуль упругости, T — абсолютная температура. Внутреннее трение, обусловленное перераспределением атомов внедрения под напряжением,

впервые было обнаружено²³⁹ и объяснено¹⁵³ для α -железа. Позднее это явление наблюдалось и для других твердых растворов внедрения, обладающих кубической объемноцентрированной решеткой подобно растворам в α -железе. Так, Кэ исследовал релаксационные эффекты, связанные с наличием углерода, кислорода¹¹¹ и азота¹¹² в тантале. Исследование поведения углерода в ниобие было проведено Вертом²⁴⁰. Сравнительно недавно появились работы по изучению релаксационных явлений, связанных с поведением внедренных атомов в гранцентрированных кубических решетках^{105, 106, 141-144, 241}.

Рассматривая релаксационные явления в твердых растворах, мы предполагали, что растворенные атомы при температурах исследований образуют однородный твердый раствор. Однако некоторые металлы, полностью растворимые друг в друге при высоких температурах, ниже определенной критической температуры уже не смешиваются. В этом случае степень релаксации, определяемая в общем случае как^{3, 83, 184}

$$\Delta_0 = E_\infty \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial c} \right)_s^2 : \left(\frac{\partial^2 F}{\partial c^2} \right)_s, \quad (30)$$

где E_∞ — нерелаксированный модуль упругости, c — атомная концентрация растворенного компонента, F — свободная энергия единицы объема, может быть как аномально малой, так и очень большой, в зависимости от ширины области растворимости и температуры измерения.

Кривизна $\left(\frac{\partial^2 F}{\partial c^2} \right)_s$ всегда аномально велика в тех фазах, которые имеют узкую область растворимости. Следовательно, в таких фазах релаксационные эффекты, связанные с атомной диффузией под напряжением, аномально малы. Наоборот, для широкой области растворимости кривизна при некотором значении концентрации, особенно вблизи критической температуры, близка к нулю и степень релаксации аномально велика.

3. Внутреннее трение, обусловленное ферромагнетизмом

Благодаря известной связи между магнитными и механическими явлениями все типы магнитной релаксации приводят к дополнительному значительному рассеянию упругой энергии колебания. «Магнитные» потери принято¹⁷⁵⁻¹⁷⁸ делить на:

- 1) потери от макровихревых токов;
- 2) потери от микровихревых токов;
- 3) потери, связанные с магнетомеханическим гистерезисом.

Потери первого вида обусловлены релаксацией магнитного потока вследствие появления вихревых токов, возбуждаемых изменением индукции в образце в целом в результате его периодической деформации. Время релаксации для этого случая определяется формулой³

$$\tau \cong \frac{d^2}{D}, \quad (31)$$

где d — поперечный размер образца, D — коэффициент магнитной диффузии, который дается выражением³

$$D = \frac{10^8}{0,4\pi k\mu}, \quad (32)$$

k — удельная электропроводность, μ — магнитная проницаемость.

Степень релаксации, обусловленная диффузией магнитного потока, определяется выражением³

$$\Delta_0 = 4\pi\mu^{-1}\lambda^2 E_\infty, \quad (33)$$

где $\lambda = \frac{\partial s}{\partial H}$ — деформация растяжения, вызванная изменением напряженности поля. Максимальное значение степени релаксации Δ_0 , как показали Беккер и Доринг¹⁷⁷, имеет при намагниченности, близкой по величине к остаточной намагниченности; при этом

$$(\Delta_0)_{\max} \cong 0,3 \lambda_s \frac{E_\infty}{\sigma_i}, \quad (34)$$

где λ_s — деформация растяжения, соответствующая изменению намагниченности от нуля до насыщения, а σ_i — мера остаточных микронапряжений, которые могут возникнуть благодаря предварительным пластическим деформациям или присутствию атомов примесей.

Потери второго вида обусловлены тем, что каждый домен реагирует на деформацию, вызываемую колебаниями образца, вследствие чего появляются локальные изменения магнитного потока и локальные вихревые токи.

Третий вид потерь возникает тогда, когда деформации вызывают необратимое смещение границ между доменами. Для второго и третьего вида потерь время релаксации не определялось. Для второго типа потерь найдено^{177, 178}

$$Q_1^{-1} = \frac{42,6 l^2 J_s^2 \gamma^2 \sigma^2}{\pi \rho \sigma_i^2}, \quad (35)$$

где l — период в распределении внутренних напряжений σ_i , J_s — предел намагниченности, γ — частота колебаний, σ — наложенное напряжение, ρ — плотность. Для магнетомеханического гистерезиса¹⁷⁸

$$Q_2^{-1} = \frac{4b\sigma E_\infty}{3\pi}, \quad (36)$$

где

$$b = \frac{d(E^{-1})}{d\sigma}.$$

Разделить потери упругой энергии при колебании ферромагнитного стержня на части можно довольно просто. Действительно, первый тип потерь исключается, если материал находится в размагниченном состоянии. Для разделения потерь второго и третьего вида можно воспользоваться их разной зависимостью от частоты колебаний¹⁷⁹.

4. Внутреннее трение, обусловленное теплопроводностью

Теплопроводность определяет наиболее известный механизм релаксации в металлах и сплавах, впервые подробно рассмотренный Зинером³. По Зинеру степень релаксации для однородного изотропного тела

$$\Delta_0 = E_s \frac{T\alpha^2}{\rho c_p}, \quad (37)$$

где E_s — адиабатический модуль упругости, T — абсолютная температура, α — коэффициент линейного теплового расширения, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, ρ — плотность.

Время релаксации для установления температурного равновесия дается формулой

$$\tau \cong \frac{d^2}{\chi}, \quad (38)$$

где d — расстояние (обычно размер образца), сравнимое по величине с расстоянием, которое должен пройти поток тепла для установления температурного равновесия, и χ — коэффициент температуропроводности, даваемый формулой

$$\chi = \frac{\kappa}{\rho c_p}, \quad (39)$$

где κ — коэффициент теплопроводности, c_p и ρ имеют прежние значения.

Зинером был рассмотрен³ и случай, когда образец микроскопически не изотропен, т. е. состоит из отдельных беспорядочно ориентированных индивидуальных кристаллитов, средний линейный размер которых d . В этом случае макроскопически однородное усилие, приложенное к образцу, будет иметь результатом микроскопическую неоднородность напряжения от кристалла к кристаллу, что поведет к изменению температуры в кристаллах и возникновению вследствие этого (наличие градиента температуры в зернах) тепловых потоков. Время релаксации и в этом случае будет определяться выражением (38), если под d понимать средний линейный размер зерна. Степень релаксации можно оценить¹⁷⁴ по формуле (37), умножая ее на поправочный множитель

$$R = \frac{\overline{(E^{-2})} - (\overline{E^{-1}})^2}{(\overline{E^{-2}})}, \quad (40)$$

определяющий относительную величину среднего квадратичного отклонения модуля упругости соседних кристаллитов. Фактор R указывает, что степень релаксации (и максимум внутреннего трения) будет тем больше, чем больше упругая анизотропия индивидуальных кристаллитов.

При переходе к анизотропным телам, как справедливо впервые заметил Исакович²⁴², Зинер допускает большое упрощение, учитывая лишь выравнивание температур в пределах каждого кристаллита в отдельности и не принимая во внимание теплообмена между ними. Такое упрощение приводит к изменению характера зависимости внутреннего трения от частоты.

От вопросов затухания колебаний ограниченных тел, рассмотренных Зинером, можно перейти к рассмотрению поглощения звука в неограниченной среде. Относящиеся сюда физические вопросы и асимптотические оценки коэффициента затухания звука в анизотропных неограниченных средах в более компактной и доступной форме, чем у Зинера, рассмотрены Ландау и Лифшицем¹⁷³, а затем Лессеном²⁴⁸.

В заключение отметим, что внутреннее трение, обусловленное теплопроводностью, как правило, мало по своей величине, так как степень релаксации Δ_0 , например, для α -латуни¹⁷⁴ составляет всего 0,0036, тогда как релаксация, обусловленная атомной диффузией, для этого же сплава имеет величину $\sim 0,5$.

5. Внутреннее трение, обусловленное взаимодействием звукового поля с фононами и электронами проводимости

При отсутствии звукового поля числа фононов и электронов в каких-либо состояниях определяются соответственно планковской и фермиевской функциями распределения. При наложении звукового поля,

например, путем возбуждения свободных колебаний образца функции распределения изменяются из-за взаимодействия звуковых волн с фононами и электронами. Вследствие этих взаимодействий энергия звуковых колебаний постепенно распределяется между всеми фононами и электронами. Величина рассеянной энергии звуковых колебаний будет зависеть прежде всего от соотношения между длиной волны звука и длиной свободного пробега фононов или электронов¹⁸⁸.

Впервые рассеяние звука на фононах при условии, что длина звуковой волны значительно больше длины свободного пробега фононов, рассмотрено в работах¹⁸⁸⁻¹⁹¹. Для температур опыта выше характеристической внутреннее трение оказалось пропорциональным частоте звуковых колебаний ν и температуре T . Во второй части работы¹⁹⁰ рассматривалось рассеяние звука, обусловленное взаимодействием не только с фононами, но и с электронами проводимости. При тех же условиях найдено, что $Q^{-1} \sim \nu T$. Если температура опыта $T < \theta$, то $Q^{-1} \sim \nu/T^3$.

Сравнительно недавно вопрос рассеяния энергии звуковых колебаний при взаимодействии с электронами проводимости, предполагаемыми свободными, вновь рассмотрен в работе²⁵³. Для продольных волн было получено

$$Q_1^{-1} = \frac{2Nm}{\rho\omega\tau} \left(\frac{1}{3} \frac{k^2 l^2}{kl} \frac{1 - g^{-1}}{1 - g^{-1}} - 1 \right). \quad (41)$$

Здесь N — число электронов в единице объема, m — масса электрона, ρ — плотность металла, ω — круговая частота звука, k — волновое число, τ и l — время и длина свободного пробега электрона соответственно. Для поперечных волн величина внутреннего трения

$$Q_2^{-1} = \frac{2Nm}{\rho\omega\tau} \frac{1 - g}{g}, \quad (42)$$

где

$$g = 3 \left(2k^2 l^2 \frac{k^2 l^2 + 1}{kl} \frac{1}{1 - g^{-1}} - 1 \right)^{-1}. \quad (43)$$

Для случая низких частот, когда $\lambda \gg l$ и $kl \ll 1$, из (41) и (42) получаем:

$$Q_1^{-1} \cong \frac{8Nmv_0^2\tau}{15\rho v_l^2}, \quad (44)$$

$$Q_2^{-1} \cong \frac{2Nmv_0^2\omega\tau}{5\rho v_s^2}, \quad (45)$$

где v_0 — скорость электрона, v_l и v_s — скорость продольных и поперечных волн соответственно.

Для случая высоких частот, когда $\lambda \approx l$ и $kl \approx 1$,

$$Q_1^{-1} \cong \frac{2\pi Nmv_0}{6\rho v_l} \quad (46)$$

и

$$Q_2^{-1} \cong \frac{16Nmv_0}{3\rho v_s\omega}. \quad (47)$$

Последнее условие выполняется в области ультравысоких частот ($\nu \sim 10^6$ гц) при очень низких температурах, когда длина свободного пробега электронов становится сравнительно большой. Экспериментальные работы^{250, 251} по рассеянию ультразвука в чистых металлах при очень низких температурах (рис. 2 и 3) находятся в удовлетворительном согласии с теорией. Однако теория Пиппарда²⁵³ не дает объяснения резкому уменьшению поглощения звука при переходе металла

в сверхпроводящее состояние (рис. 2, кривая V). Попытка рассмотрения этого интересного вопроса сделана в работе ²⁵².

При очень высоких частотах ($\nu \sim 10^9$ гц) существенное значение имеет взаимодействие фононов с электронами проводимости. Учет этого взаимодействия произведен в работе ¹⁹², где для случая продольных волн было найдено:

$$Q^{-1} = 4 \left(\frac{\pi}{6} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{v_l n^2 n_0^{\frac{2}{3}} e^2}{k} \frac{\partial \sigma}{\partial T}; \quad (48)$$

здесь v_l — скорость звука, n — число электронов в атоме, n_0 — число атомов в единице объема, e — заряд электрона, k — волновое число, σ — удельное электросопротивление. И в этом случае рассеяние энергии оказывается не зависящим от частоты. Проверить эту теорию не представляется возможным, так как эксперименты с такими частотами еще не производились.

6. Внутреннее трение, обусловленное миграцией атомов в поле напряжений

Кроме процессов релаксации, существенную роль могут играть и другие необратимые процессы. Некоторые из них были рассмотрены в предыдущем параграфе. В §§ 6 и 7 мы продолжим рассмотрение вопроса о рассеянии энергии, вызванном различными необратимыми процессами.

Как известно, в кристаллической решетке реального кристалла могут иметь место различного рода нарушения (дефекты). Эти нарушения появляются либо при кристаллизации из расплава, либо в результате предшествующей пластической деформации, а также теплового движения атомов ¹⁹⁴. Наличие дефектов обуславливает непрерывные перемещения атомов по кристаллической решетке. Каждый переход атома связан с преодолением некоторого потенциального барьера u_i , величина которого зависит от типа перехода и от состояния образца в целом. Вероятности отдельных переходов пропорциональны $e^{-u_i/kT}$ ¹⁹⁵.

Рассматривая различные переходы атомов в решетке образца, найдем ¹³⁷, что полное число различных переходов в единицу времени в единице объема равно

$$\omega' = \omega_0 e^{-u/kT}. \quad (49)$$

В отсутствие напряженного состояния указанные переходы осуществляются беспорядочно, и притом так, что средняя тепловая энергия кристалла при постоянной температуре остается неизменной. Это значит, что нет самопроизвольного рассеяния энергии кристаллом, находящимся в тепловом равновесии со средой.

В деформированном образце на каждый элемент образца будет действовать скалывающее напряжение $\theta(t)$ (например, при крутильных колебаниях). В этом случае число необратимых переходов, приводящих к рассеиванию упругой энергии, определится как разность полного числа переходов при наличии поля напряжений и числа переходов при отсутствии поля, осуществляемых за счет тепловых флуктуаций.

Следовательно, число необратимых переходов в единицу времени, обусловленных наличием поля напряжений, равно

$$\Delta\omega = \omega'' \left(\frac{u}{kT} - \frac{\beta\bar{\theta}}{kT} \right) - \omega' \left(\frac{u}{kT} \right), \quad (50)$$

где $\beta\bar{\theta}$ — среднее изменение потенциального барьера u , вызванное скалывающим напряжением $\bar{\theta}$. Так как эти напряжения малы, то $\beta\bar{\theta} \ll kT$ и параметр $\frac{\beta\bar{\theta}}{kT}$ будет мал по сравнению с единицей. Разлагая w в ряд Тэйлора по степеням малого параметра $\frac{\beta\bar{\theta}}{kT}$ и ограничиваясь членами первого порядка малости, получим

$$\Delta w \cong \frac{\beta\bar{\theta}}{kT} w_0 e^{-u/kT}. \quad (51)$$

Вводя среднюю энергию «активации» H на моль, находим

$$\Delta w \cong \frac{\beta\bar{\theta}}{kT} w_0 e^{-H/RT}. \quad (52)$$

Полученное выражение для Δw легко связать с величиной внутреннего трения Q^{-1} для этого процесса. Действительно, относительная энергия $\frac{\Delta U}{U}$, рассеянная за цикл колебаний, равна $\frac{a_n^2 - a_{n+1}^2}{a_n^2}$, где a_n и a_{n+1} — две последующие амплитуды колебаний образца, разделенные промежутком времени, равным одному периоду. Энергия, рассеянная за единицу времени, будет в γ раз больше. Предполагая, что эта энергия будет пропорциональна числу необратимых переходов Δw , получим

$$\frac{a_n^2 - a_{n+1}^2}{a_n^2} = \alpha \Delta w.$$

Учитывая, что $Q^{-1} = \frac{\ln \frac{a_n}{a_{n+1}}}{\pi}$, получаем

$$\Delta w = \frac{\gamma}{\alpha} (1 - e^{-2\pi Q^{-1}}).$$

Поскольку $Q^{-1} < 0,1$, можно экспоненту, стоящую в скобках последнего выражения, разложить в ряд по степеням $2\pi Q^{-1}$ и ограничиться первыми двумя членами разложения. Пропеделывая это и учитывая (52), получаем ^{93, 137}

$$Q^{-1} = \frac{\alpha \beta \bar{\theta} w_0}{\omega k T} e^{-H/RT}. \quad (53)$$

Из этого выражения для Q^{-1} видно, что внутреннее трение обратно пропорционально частоте ω и прямо пропорционально средней величине внешнего скалывающего усилия $\bar{\theta}$. Кроме того, внутреннее трение будет тем меньше, чем больше «энергия активации» H , характеризующая возможность различного рода переходов атомов внутри решетки. Внутреннее трение, определяемое уравнением (53), растет с повышением температуры, достигая максимума при температуре

$$T_m = \frac{H}{R}, \quad (54)$$

величина которой зависит от значения H .

7. Внутреннее трение, обусловленное статическим гистерезисом

В отличие от динамического гистерезиса ⁵³, возникающего при колебаниях образца, когда деформация является неоднозначной функцией напряжения, в ряде тел гистерезис может возникнуть и при ста-

тическом нагружении их. Такая возможность возникает лишь в том случае, когда после снятия нагрузки остается постоянная остаточная деформация, которую можно довести до нуля, только приложив силу в противоположном направлении. Вследствие этого при изменении напряжения в пределах $\pm \sigma$ возникает петля статического гистерезиса, площадь которой и будет характеризовать потери энергии (аналогично магнетомеханическому гистерезису, разобранным выше).

Явление статического гистерезиса возможно главным образом¹⁹⁶ при напряжениях, приводящих к пластической деформации. Поэтому они важны для изучения усталости и малосущественны для изучения внутреннего трения при малых амплитудах. Сравнительно недавно, однако, было показано^{84, 197}, что затухание колебаний в монокристаллах при деформациях порядка 10^{-7} , относимое за счет движения дислокаций, также сопровождается появлением статического гистерезиса. Таким образом, статический гистерезис возможен и при весьма малых амплитудах как результат своеобразной атомной (или магнитной для магнитоупругого гистерезиса) перестройки. Скорость этих перестроек — порядка скорости звука, и потому они могут считаться практически «мгновенными» для низкочастотных измерений внутреннего трения. В отличие от релаксационного внутреннего трения статический гистерезис имеет заметную амплитудную зависимость даже при малых амплитудах.

Внутреннее трение для случая статического гистерезиса дается формулой^{4, 53}

$$Q^{-1} = \frac{E_{\infty}}{\pi} \left[(A_0 - a_0) + \frac{2}{3} (A_1 - a_1) \sigma_1 + \frac{1}{2} (A_2 - a_2) \sigma_2^2 + \dots \right], \quad (55)$$

где E_{∞} — нерелаксированный модуль упругости, A_0, A_1, A_2 — коэффициенты в разложении $\frac{d\epsilon''}{d\sigma} = F(\sigma)$ (при нагружении) в степенной ряд, a_0, a_1, a_2 — коэффициенты в разложении $\frac{d\epsilon''}{d\sigma} = f(\sigma)$ (при разгрузке) в степенной ряд; ϵ'' — неупругая часть полной деформации ϵ ; $\sigma = \sigma_i \cos \omega t$ — периодически меняющееся напряжение, возникающее в образце при его нагружении, σ_i — амплитуда этого напряжения.

В случае петли, имеющей форму параллелограмма, где F и f постоянны, величина внутреннего трения Q^{-1} не будет зависеть от амплитуды напряжений σ_i . Вообще, если нет оснований предполагать такую форму петли, существование статического гистерезиса тесно связано с зависящим от амплитуды рассеянием энергии даже при очень малых амплитудах. Эта характерная амплитудная зависимость Q^{-1} вместе с независимостью ее от частоты при статическом гистерезисе дает возможность отличать явления этого класса от релаксационных явлений.

8. Внутреннее трение и дислокации

Внутреннее трение хорошо отожженного материала обычно порядка 10^{-5} , хотя его величина зависит от чистоты металла и амплитуды колебаний. Однако этот минимум внутреннего трения сильно зависит и от условий опыта, особенно у монокристаллов. В работах^{42, 199, 200} сообщалось, что внутреннее трение сильно увеличивается от слабых сотрясений или даже при различных манипуляциях с кристаллом. Кроме того, приготовленные из одного материала и одним методом монокристаллы различаются по своему внутреннему трению иногда более чем в десять раз^{201, 202}. Даже различные части одного и того же кристалла имеют неодинаковое внутреннее трение¹⁹⁷. Еще

большой разброс значений внутреннего трения наблюдается у предварительно деформированных материалов ^{24, 32, 38, 42, 85, 90, 94, 96, 98, 100, 101, 108, 114, 118, 128, 199, 200, 202–225}. Наблюдающуюся амплитудную зависимость внутреннего трения отожженных материалов и внутреннего трения «наклепанных» материалов трудно объяснить в рамках релаксационной теории внутреннего трения. В связи с этим за последнее время делаются попытки использования теории дислокаций для объяснения вышеуказанных явлений ^{24, 80, 84, 147, 198, 214, 216, 222, 227–232}. В основе дислокационной теории внутреннего трения лежит модель Келера ²²⁹. По этой

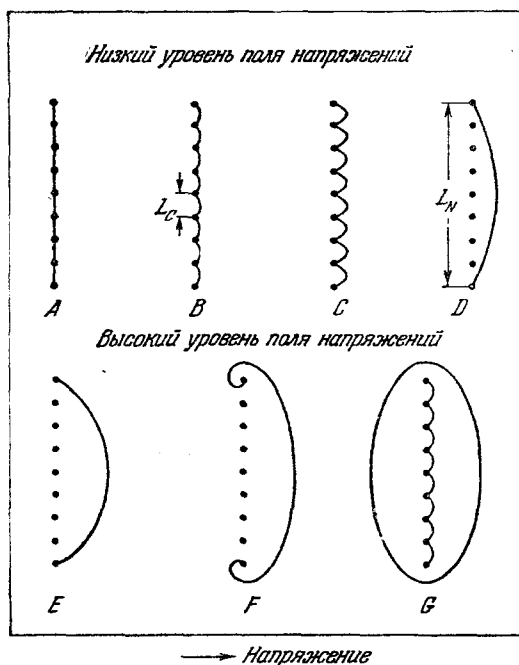


Рис. 25. Схема образования дислокационных петель в поле напряжений.

полная длина дислокации L_N увеличивается ($D \rightarrow F$), наконец, образуется замкнутая дислокационная петля (G). Дислокационная деформация благодаря этому процессу должна быть необратима и поэтому может быть отнесена к числу пластических.

Последовательное рассмотрение этого механизма приводит к заключению, что потери могут быть двух типов: зависящими от частоты колебаний образца и не зависящими от нее. Для первого типа внутреннее трение может быть представлено формулой ²³²

$$Q_1^{-1} = \frac{\Delta_0 \Lambda L^2}{2\pi D} \left[\frac{\Omega}{(1 - \Omega^2)^2 + \frac{\Omega^2}{D^2}} \right], \quad (56)$$

где Λ — общая длина движущихся дислокационных линий, L — длина петли дислокации,

$$\Delta_0 = \frac{8\mu a^2}{\pi^2 c},$$

μ — модуль сдвига, a — вектор Бургерса,

$$D = \frac{\omega_0 B}{A}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_0},$$

модели, рассеяние энергии вызывается колебаниями связанной с примесями дислокационной петли под влиянием периодически меняющегося внешнего усилия.

Предполагается, что чистый монокристалл содержит до деформации сетку дислокаций. При наложении внешнего усилия, помимо упругой деформации, возникает добавочная деформация, обусловленная дислокациями и называемая дислокационной. Качественное поведение дислокации под влиянием увеличивающегося внешнего усилия показано ²³² на рис. 25. Для нулевого напряжения длина L_N дислокации связывается примесями частицами (рис. 25, A). Для очень малых напряжений (B) петли L_C пригибаются и продолжают пригибаться до тех пор, пока не будет достигнуто напряжение срыва ($C \rightarrow D$). При дальнейшем увеличении напряжения

ω_0 — резонансная частота, ω — частота колебаний образца. Величины A , B и C являются коэффициентами в уравнении движения связанных дислокаций:

$$A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = a\sigma,$$

где $\xi(x, y, t)$ — смещение элемента дислокационной петли из своего положения равновесия, y — координата этого элемента; σ — напряжение.

Для второго типа внутреннее трение

$$Q_2^{-1} = \frac{\Delta_0 \Lambda L_N^3}{2\pi^2} \left(\frac{L_N}{L_c} \right) \left[\frac{\Gamma}{\sigma_0} - 1 \right] e^{-\frac{\Gamma}{\sigma_0}}, \quad (57)$$

где $\Gamma = \frac{L_b \sigma}{L_c}$, L_b — длина срыва, $\sigma = \sigma_0 \cos(\omega t - kx)$ — напряжение, а остальные величины имеют прежние значения.

Изложенная здесь кратко теория не распространяется на высокотемпературные области. Первую попытку решения вопроса о высокотемпературном внутреннем трении с точки зрения теории дислокаций сделал Виртман²⁴³. В основе расчета лежат выводы теории микрокрипа^{244, 245} и теории закалывания²⁴⁴. Предполагая, что под влиянием напряжения малой амплитуды дислокации смещаются в плоскости скольжения, Виртман получает для внутреннего трения приближенное уравнение следующего вида:

$$Q_1^{-1} = Q_0^{-1} e^{-H/kT}, \quad (58)$$

где предэкспоненциальный множитель

$$Q_0^{-1} = \frac{3\alpha\mu b^5 N \nu_0}{2\pi^{4/3} \sqrt{kT} c^{13/9} \beta^{2/3} \left(\ln \frac{1}{c} \right)^{2/3}}, \quad (59)$$

а теплота активации

$$H = \frac{3}{4^{2/3} \pi} b^3 c^{1/9} \mu \beta^{2/3} \left(\ln \frac{1}{c} \right)^{2/3}. \quad (60)$$

В последние два выражения входят следующие величины: α — постоянная, равная $1/25$, μ — модуль сдвига, b — расстояние между ближайшими соседними атомами, N — плотность дислокаций, ν_0 — частота колебаний дислокационной линии в своей потенциальной яме, ν — частота колебаний образца, c — концентрация примесей, $\beta = \frac{1}{a} \frac{da}{dc}$, где a — параметр решетки сплава. Перемещение дислокации в поле напряжений, создаваемом внешней периодической силой, может происходить не только в плоскости скольжения.

Рассматривая другие возможности перемещения дислокаций в поле напряжений, Виртман получает еще одно выражение для величины внутреннего трения при высокой температуре:

$$Q_2^{-1} = \frac{\alpha\mu b^5 \nu_0^* N}{2\pi \nu kT} e^{-\frac{H^* - ST}{kT}}, \quad (61)$$

где ν_0^* — частота колебаний вакансии, H^* — энергия активации самодиффузии, S — энтропия активации самодиффузии. Остальные обозначения имеют прежние значения.

Второй механизм, предложенный Виртманом, можно применить и к низкочастотным колебаниям, однако опять-таки для малых амплитуд, $\sim 10^{-7}$. Известно, что все низкочастотные методы ($\nu \sim 1$ гц) используют амплитуду колебаний $\sim 10^{-5}$ и более, что исключает возможность

применения теории Виртмана к многочисленным экспериментальным результатам, полученным этими методами.

Сравнение теории с опытными данными, полученными высокочастотными методами, приводит, например, для алюминия к следующим результатам.

Теория дает $H = 11\,000 \text{ кал/г ат}$, $\Delta_0 \cong 270$; вычисления же по двум точкам экспериментальной кривой дают $H = 12\,900 \text{ кал/г ат}$, $\Delta_0 = 100$. Как видим, совпадение теории с экспериментом в этом случае вполне удовлетворительное. Успех в объяснении внутреннего трения при помощи теории дислокаций пока не велик, так как внутреннее трение деформированных образцов представляет собою очень сложное явление, зависящее от многих факторов: степени и вида предварительной деформации, времени вылеживания, наличия в образце примесей, частоты колебаний, температуры измерений и др. Для достижения большего успеха необходимы систематические исследования с учетом многих параметров, влияющих на величину внутреннего трения, особенно при низких частотах, когда наблюдается статический гистерезис.

IV. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ К ОБЪЯСНЕНИЮ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Из обзора экспериментальных данных ясно видно, что больше всего изучен вопрос температурной зависимости внутреннего трения при температурах выше 0°C и главным образом при помощи низкочастотных методов.

Применим поэтому развитые выше теоретические соображения о внутреннем трении для объяснения температурной зависимости $Q^{-1}(T)$ чистых металлов и сплавов при низкочастотных колебаниях ($\nu \sim 1 \text{ гц}$). Из чистых металлов для этой цели возьмем алюминий, как наиболее изученный во всех отношениях металл, а из сплавов возьмем, например, Ni—Fe. Выше мы говорили, что полное внутреннее трение, если оно не зависит от времени и является малым ($Q^{-1} < 0,1$), можно представить как сумму вкладов, вносимых различными механизмами рассеяния, действующими независимо друг от друга. При подсчете полной величины внутреннего трения необходимо учитывать постоянный вклад, представляющий собой различные потери в аппаратуре. Эта часть потерь зависит от конструкции аппаратуры и методики измерений. Однако она не превышает величины $\sim 1 \cdot 10^{-4}$. Итак,

$$Q^{-1} = Q_a^{-1} + \sum_{i=1}^n Q_i^{-1}, \quad (62)$$

где Q_i^{-1} — величина вкладов, даваемых различными механизмами рассеяния. Оценим величину различных вкладов для случая низкочастотных крутильных колебаний алюминиевого образца. В работах^{93, 137} такая оценка для различных чистых металлов получена. В частности, для монокристалла чистого алюминия (99,98% Al) из оценки вкладов различных разобранных выше механизмов рассеяния получена температурная зависимость внутреннего трения в виде

$$Q_{\text{Al}}^{-1} = 1,1 \cdot 10^{-5} + 4,5 \cdot 10^{-8} t, \quad (63)$$

где t — температура изменений в $^\circ\text{C}$.

На рис. 26 эта величина представлена прямой III, совпадающей с экспериментальной кривой I внутреннего трения монокристаллического алюминиевого образца лишь до 240°C . Причина расхождения,

как увидим ниже, лежит в несовершенстве реальных монокристаллов. Из этого же рисунка видно, что внутреннее трение поликристаллического алюминия (II) отлично от внутреннего трения монокристаллического алюминия (I). Появление максимума на кривой II можно объяснить, исходя из представления о «двухкомпонентной системе», рассмотренной выше. В данном случае одной компонентой будет зерно (предполагаемое упругим), а второй компонентой — граница зерна (предполагаемая вязкой). При периодическом деформировании такой системы в ней возникают перемещения по границам зерен, приводящие к рассеянию энергии. Этот механизм для алюминия впервые подробно рассмотрен в работе¹⁵ и повторно в работах^{93, 137, 224}. По известным Δ_0 и τ для поликристаллического алюминия был определен по формуле (15) вклад во внутреннее трение, обусловленный сдвигом на границах зерен в предположении, что этому механизму соответствует одно время релаксации τ и одна теплота активации H . Вычисления дали кривую IV, изображенную на рис. 26 и сильно отличающуюся от экспериментальной кривой II. Это расхождение можно частично устранить предположением, что сдвигу по границе зерен соответствует спектр времен релаксации и набор теплот активации с максимальной плотностью около некоторой средней величины. Соответствующим выбором τ_i в окрестности $\tau_{ср}$,

$\left(\frac{\mu_{\infty}}{\mu_0}\right)_{ср}$ и $H_{ср}$ можно получить кривую V. Эта кривая в совокупности с прямой III все же не дает полного описания экспериментальной кривой II, особенно при высоких температурах. Но при высоких температурах становится существенным механизм рассеяния, связанный с миграцией атомов в поле напряжений. Его вклад описывается формулой (57). В работах^{93, 137} для этого вклада найдена величина

$$Q_1^{-1} = \frac{1,13 \cdot 10^4}{T} e^{-\frac{8.900}{RT}}, \quad (64)$$

изображенная на рис. 26 кривой VI. Теперь сумма всех вкладов, представленная кривой VII, хорошо аппроксимирует экспериментальную кривую II.

Возвращаясь к внутреннему трению монокристаллического алюминия, мы можем объяснить расхождение экспериментальной кривой внутреннего трения (I) с прямой внутреннего трения (III) тем, что рассеяние энергии, обусловленное различными переходами атомов в решетке в поле напряжений, имеет место и для монокристаллического состояния металла. Внутреннее трение для этого механизма^{93, 137}

$$Q_2^{-1} = \frac{7,12 \cdot 10^4}{T} e^{-\frac{13.800}{RT}}.$$

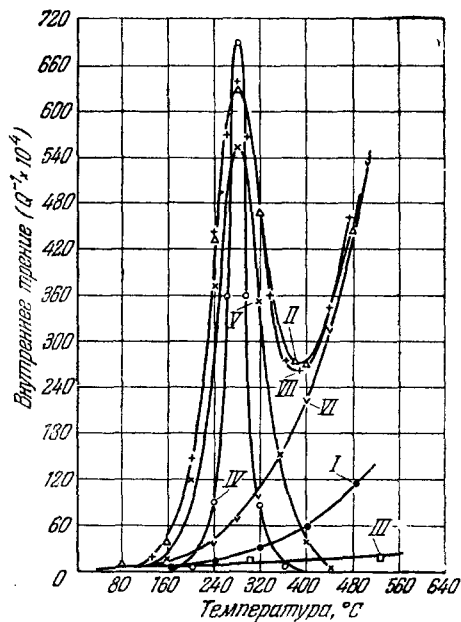


Рис. 26. Температурная зависимость внутреннего трения алюминия: I и II — экспериментальные кривые; III — VII — теоретические.

Сравнивая величину Q_1^{-1} для поликристаллического алюминия (формула (64)) с величиной внутреннего трения Q_2^{-1} для монокристаллического алюминия (формула 65), видим, что параметр H значительно больше для монокристаллического состояния алюминия, чем для поликристаллического. Такой результат не противоречит современному представлению о монокристаллическом состоянии металла как более совершенном (в смысле степени порядка в расположении частиц), чем поликристаллическое. Такой же удовлетворительный результат был получен^{93, 137} для внутреннего трения $Q^{-1}(T)$ меди, никеля, железа

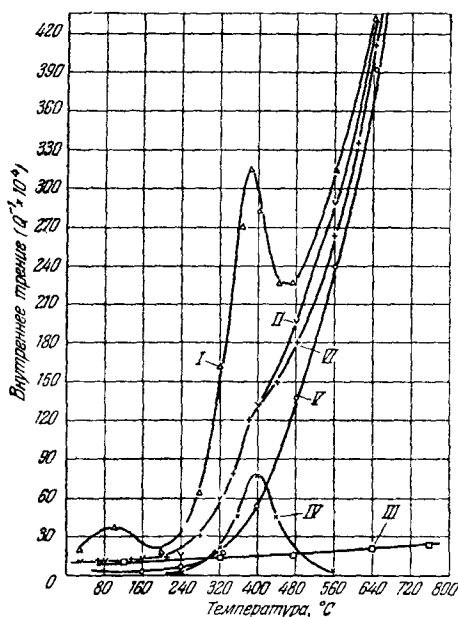


Рис. 27. Температурная зависимость внутреннего трения никеля (I) и твердого раствора железа (2,6% Fe) в никеле. I и II — экспериментальные кривые; III–VI — теоретические.

Проводя анализ различных вкладов Q_i^{-1} , например, для Ni—Fe¹³⁷ аналогично тому, как мы делали это для случая чистых металлов, и изображая результаты графически, получаем рис. 27. На этом рисунке кривая I представляет температурную зависимость внутреннего трения чистого никеля (99,99% Ni), кривая II — температурную зависимость внутреннего трения твердого раствора железа в никеле. Прямая III изображает внутреннее трение, связанное со всеми процессами, дающими линейную зависимость Q^{-1} от температуры:

$$Q_{lin}^{-1} = 8,5 \cdot 10^{-4} + 2,27 \cdot 10^{-6} t. \quad (66)$$

Кривая IV изображает часть внутреннего трения, обусловленную вязким скольжением по границам зерен и определяемую по формуле (16); средняя теплота активации для этого процесса $\sim 60\,000$ кал/моль. Кривой V представлен вклад, вызванный миграцией атомов в поле напряжений; его величина

$$Q_V^{-1} = \frac{28,2 \cdot 10^3}{T} e^{-\frac{12\,000}{RT}}. \quad (67)$$

и кобальта (при высоких температурах, так как при средних температурах Q_{c0}^{-1} не постоянно из-за аллотропических переходов $c_{0\beta} \rightleftharpoons c_{0\alpha}$).

Рассматривая выше температурную зависимость внутреннего трения сплавов, мы пришли к выводу, что, во-первых, величина внутреннего трения сплавов почти во всем интервале температур значительно меньше внутреннего трения чистых металлов, на основе которых получен сплав; во-вторых, максимум внутреннего трения, обусловленный вязким течением по границам зерен, часто вырождается в точку перегиба по мере увеличения содержания растворенных атомов; в-третьих, в низкотемпературной области появляются максимумы, отсутствующие у чистых металлов. Поскольку характер внутреннего трения сплавов изменяется постепенно по мере увеличения содержания растворенных атомов^{103, 104, 137}, можем сказать, что и внутреннее трение сплавов может быть представлено (за малым исключением²³³) в виде суммы вкладов Q_i^{-1} .

Наконец, кривая *VI* изображает сумму всех вкладов и, как видим, вполне удовлетворительно повторяет ход экспериментальной кривой *II*. Для чистого никеля ¹³⁷ средняя теплота активации процесса релаксации напряжения по границам зерен $63\,000\text{ кал/моль}$, а высота максимума для этого вклада $\sim 165 \cdot 10^{-4}$. Вклад, обусловленный миграцией атомов,

$$Q_{N1}^{-1} = \frac{2,76 \cdot 10^3}{T} e^{-\frac{8200}{RT}}. \quad (68)$$

Сравнивая между собою полученные результаты для внутреннего трения чистого никеля и твердого раствора железа в никеле (аналогичные результаты получены и для многих других металлов и сплавов ¹³⁷), мы видим, что снижение внутреннего трения для сплавов по сравнению с чистыми металлами обусловлено уменьшением, в первую очередь, величины вкладов, связанных с вязким скольжением по границам зерен, и миграции атомов в поле напряжений (через увеличение средней энергии «активации» *H* различного рода переходов атомов в решетке сплава).

Низкотемпературные максимумы, встречающиеся у сплавов и у некоторых не совсем чистых металлов (железо, тантал и др.), связаны с присутствием инородных атомов (таких, как водород, углерод, азот, бор, кислород и др.) и обусловлены главным образом преимущественным распределением атомов в поле напряжений ¹⁵²⁻¹⁶⁶.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все изложенное позволяет сказать, что физическая картина рассеяния упругой энергии колеблющимися образцами достаточно ясна. Существующие теории (качественно, а в некоторых случаях и количественно) удовлетворительно описывают температурную зависимость внутреннего трения хорошо отожженных металлов и сплавов, не испытывающих при нагреве фазовых превращений. Делаются первые попытки описания поведения внутреннего трения пластически деформированных металлов и сплавов. Однако теория внутреннего трения, ввиду сложности самого явления рассеяния энергии и малого количества надежных систематических исследований (особенно пластически деформированных металлов и сплавов), учитывающих то обстоятельство, что внутреннее трение всегда зависит от многих факторов, далека еще до своего завершения. Совсем мало исследований (и теоретических, и экспериментальных) по внутреннему трению при высоких температурах. Между тем исследования внутреннего трения при высоких температурах дают нам еще одну возможность приблизиться к пониманию вопроса поведения сплавов при высоких температурах, которую не следует упускать.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. B. Hopkinson, G. T. Williams, Proc. Roy. Soc., Ser. A, 87, 502 (1912).
2. O. Föppl, J. Iron a. Steel Inst. 134, 393 (1936).
3. C. Zener, Elasticity and Anelasticity of Metals, 1948.
4. A. S. Nowick, Progress in Metal Physics 4, 1 (1953).
5. C. Zener, J. Appl. Phys. 18, 1022 (1947).
6. T. S. Ké, M. Ross, Rev. Scient. Instr. 20, 795 (1949).
7. W. Weber, Poggendorf's Ann. 34, 247 (1937).
8. K. Jokibe, S. Sukai, Phil. Mag. 42, 397 (1921).
9. E. A. Концлов, Sow. Phys. 3, 561 (1933).
10. A. Gemant, W. Jackson, Phil. Mag. 23, 960 (1937).
11. F. Förster, H. Breitfeld, Z. Metallkunde 30, 343 (1938).
12. Е. Б. Лунц, ЖПММ 1, 331 (1938).
13. J. Norton, Rev. Sci. Instr. 10, 77 (1939).
14. P. Chevenard, Rev. Met. 39, 65 (1942).

15. T. S. Kê, Phys. Rev. **71**, 533 (1947).
16. Ch. Boulanger, Rev. Met. **46**, 321 (1949).
17. R. Kamel, Phys. Rev. **75**, 1606 (1949).
18. C. A. Wert, J. Appl. Phys. **20**, 29 (1949).
19. M. E. Fine, J. Metals **2**, 1322 (1950).
20. Ф. К. Горский, ЖТФ **20**, 1111 (1950).
21. Л. Гликман, К. Шишюкина, Завод. лаб. **11**, 1365 (1951).
22. В. И. Просвирина, Н. Н. Моргунова, Труды ЦНИИТМАШ, кн. № 40 (1951).
23. J. W. Jensen, Rev. Scient. Instr. **23**, 397 (1952).
24. R. E. Maringer, J. Appl. Phys. **24**, 1525 (1953).
25. C. C. Lo, M. Gensamer, Acta Metallurgica **1**, 483 (1953).
26. В. С. Постников, Труды Кемеровского горного института **1**, 211 (1954).
27. К. Mišek, Чех. физ. журнал **4**, 67 (1954).
28. С. О. Цобкалло, В. А. Челноков, ЖТФ **24**, 499 (1954).
29. C. Ang, C. Wert, J. Appl. Phys. **25**, 1061 (1954).
30. B. S. Berry, Rev. Scient. Instr. **26**, 884 (1955).
31. В. С. Постников, Ю. В. Пигузов, ИТЭИН АН СССР, «Приборы и стандарты», ПС-55-448.
32. G. B. Brook, A. H. Sully, Acta Metall. **3**, 460 (1955).
33. S. Weinig, Rev. Scient. Instr. **26**, 91 (1955).
34. S. L. Quimby, Phys. Rev. **25**, 558 (1925).
35. J. Zacharias, Phys. Rev. **44**, 116 (1933).
36. Л. Полтавский, Sow. Phys. **3**, 555 (1933).
37. W. T. Cooke, Phys. Rev. **50**, 1158 (1936).
38. R. L. Wegel, H. Walther, Physics **6**, 141 (1936).
39. D. Bencroft, R. B. Jacobs, Rev. Scient. Instr. **9**, 279 (1938).
40. R. H. Randall, F. C. Rose, C. Zener, Phys. Rev. **56**, 343 (1939).
41. A. Gemant, J. Appl. Phys. **11**, 647 (1940).
42. A. W. Lawson, Phys. Rev. **60**, 330 (1941).
43. T. S. Kê, J. Appl. Phys. **20**, 1226 (1949).
44. P. G. Bordoni, Nuovo Cimento **7**, 162 (1950).
45. A. V. Siefert, F. T. Worrell, J. Appl. Phys. **22**, 1257 (1951).
46. J. K. Páttison, Rev. Scient. Instr. **25**, 67 (1954).
47. K. Tanaka, H. Abe, K. Hirano, J. Phys. Soc. Japan **10**, 454 (1955).
48. R. Sabarat, Akust. Beihefte **1**, 200 (1956).
49. C. Peterson, Arch. techn. Messen **164**, 74 (1949).
50. E. Dierschlag, H. Müller, Arch. Metallkunde **3**, 400 (1949).
51. Е. С. Сорокин, ЦНИИПС, вып. 15 (1954).
52. Г. Кольский, Волны напряжения в твердых телах, ГИИЛ, 1955 г., гл. V, VI.
53. G. Lösschner, Technik **11**, 289 (1956).
54. В. Д. Кузнецов, Физика твердого тела, т. 4, гл. 30, 1947.
55. C. Barus, Phil. Mag. **29**, 337 (1890).
56. R. Voigt, Ann. d. Phys. **47**, 671 (1892).
57. W. Heydweiber, Wied. Ann. **63**, 56 (1897).
58. Reiger, Phys. Z. **2**, 213 (1901).
59. Б. П. Вейнберг, ЖРФО **36**, 47 (1904).
60. Trouton, Rankine, Phil. Mag. **8**, 538 (1904).
61. Б. П. Вейнберг, Записки Новосибирского университета **105**, 157 (1905).
62. Б. П. Вейнберг, ЖРФО **44**, 201 (1912).
63. Б. П. Вейнберг, ЖРФО **45**, 701 (1913).
64. K. Honda, S. Konno, Phil. Mag. **42**, 115 (1921).
65. Б. П. Вейнберг, Изв. Томского техн. ин-та **43**, 39 (1923).
66. В. Д. Кузнецов, Изв. Томского техн. ин-та **43**, 47 (1923).
67. Б. П. Вейнберг, Изв. Томского техн. ин-та **45**, 27 (1924).
68. В. Д. Кузнецов, Л. А. Швирк, Сообщен. о научно-технических работах в республике **14**, 1 (1924).
69. В. Д. Кузнецов, Изв. Томского техн. ин-та **46**, 42 (1925).
70. В. Д. Кузнецов и Л. А. Швирк, Изв. Томского государственного университета **75**, 99 (1925).
71. В. Д. Кузнецов, ЖРФО **56**, 295 (1928).
72. F. Hettwer, Wien. Ber., IIa, **134**, 51 (1925).
73. G. Subrahmaniam, D. Gupnaja, Phil. Mag. **49**, 711 (1925).
74. G. Subrahmaniam, Phil. Mag. **50**, 716 (1925).
75. В. Д. Кузнецов, V-й съезд русских физиков, Москва, 1926 г., стр. 24.
76. В. Д. Кузнецов, ЖРФО **60**, 339 (1928).
77. Б. Я. Пинес, ЖРФО **59**, 157 (1927).
78. В. С. Постников, УФН **53**, 87 (1954).

79. T. Kamoto, *Nature* **175**, 948 (1955).
80. P. G. Bordoni, *Ric. Scient.* **19**, 851 (1949).
81. P. G. Bordoni, *J. Acoust. Soc.* **26**, 495 (1954).
82. J. Weertman, E. J. Salkovitz, *Acta Metallurgica* **3**, 1 (1955).
83. W. B. Nowack, *Phys. Rev.* **85**, 710 (1952).
84. A. S. Nowick, *Phys. Rev.* **80**, 249 (1950).
85. D. H. Niblett, J. Wilus, *Phil. Mag.* **1**, 415 (1956).
86. L. Rotherham, A. Smith, B. a. G. Grunough, *J. Inst. Met.* **79**, 439 (1951).
87. P. G. Bordoni, *J. phys. et radium* **16**, 285 (1955).
88. J. Barducci, *Ric. Scient.* **24**, 2025 (1954).
89. H. Barnes, C. Zener, *Phys. Rev.* **58**, 87 (1940).
90. E. G. Stanford, *Research.* **6**, 21 (1953).
91. E. G. Stanford, *Rev. Met.* **51**, 674 (1954).
92. H. Birnbaum, M. Levy, *Acta Metall.* **4**, 84 (1956).
93. В. С. Постников, *ЖТФ* **24**, 1599 (1954).
94. F. Förster, W. Köster, *Z. Metallk.* **29**, 116 (1937).
95. K. J. March, *Acta Metall.* **2**, 530 (1954).
96. W. Köster, L. Baugert, W. Lang, *Z. Metallkunde* **46**, 84 (1955).
97. W. Köster, *Z. Metallkunde* **39**, 9 (1948).
98. А. Я. Самойлова, В. С. Постников, Труды Кемеровского пединститута **3** (1957) (в печати).
99. R. March, D. Hall, *Trans. AIME* **197**, 937 (1953).
100. W. Köster, L. Baugert, J. Hafner, *Z. Metallkunde* **47**, 224 (1956).
101. А. Я. Самойлова, В. С. Постников, ДАН СССР **114**, 1228 (1957).
102. J. N. Pratt, W. J. Bratina, B. Chalmers, *Acta Metallurgica* **2**, 203 (1954).
103. В. С. Постников, Труды Кемеровского пединститута **1**, 191 (1956).
104. В. С. Постников, ФММ **4**, 344 (1957).
105. T. S. Kê, C. T. Tsien, K. Mišek, *Scientia Sinica* **4**, 519 (1955).
106. T. S. Kê, C. T. Tsien, K. Mišek, *Čs. Čas. Fys.* **6**, 37 (1956).
107. W. Köster, *Z. Metallkunde* **39**, 1 (1948).
108. T. S. Kê, *Met. Techn.* **15**, стр. 2370 (1948).
109. T. S. Kê, *Scientia Sinica* **4**, 55 (1955).
110. А. Я. Самойлова, В. С. Постников, Труды Кемеровского пединститута **3** (1957) (в печати).
111. T. S. Kê, *Phys. Rev.* **74**, 9 (1948).
112. T. S. Kê, *Phys. Rev.* **74**, 914 (1948).
113. W. J. Bratina, W. C. Winegard, *J. Metals* **8**, 186 (1956).
114. W. Körter, K. Posenenthal, *Z. Metallkunde* **30**, 345 (1938).
115. C. Zener, D. Winule, H. Nielsen, *Trans. AIME* **147**, 98 (1942).
116. C. Zener, *Trans. AIME* **152**, 122 (1943).
117. R. Artman, *J. Appl. Phys.* **23**, 475 (1952).
118. W. Köster, *Arch. Eisenhüttenw.* **14**, 271 (1940).
119. R. Hasiguti, G. Kamoshita, *J. Phys. Soc. Japan* **9**, 646 (1954).
120. E. Schell, G. Reinacher, *Z. Metallkunde* **36**, 63 (1944).
121. W. Köster, *Z. Metallkunde* **35**, 246 (1943).
122. L. Rotherham, S. Pearson, *J. Metals* **8**, 881 (1956).
123. A. S. Nowicu, *Phys. Rev.* **88**, 925 (1952).
124. А. В. Гринь, В. А. Павлов, ФММ **4**, 103 (1957).
125. А. В. Гринь, ФММ **4**, 561 (1957).
126. А. И. Ямщикова, диссертация, Московский институт стали, 1954.
127. A. C. Damasus, A. S. Nowicu, *J. Appl. Phys.* **26**, 1165 (1955).
128. T. S. Kê, *Phys. Rev.* **78**, 420 (1950).
129. T. S. Kê, *J. Appl. Phys.* **21**, 414 (1950).
130. B. G. Childs, A. D. Le Claire, *Acta Metall.* **2**, 718 (1954).
131. T. S. Kê, *J. Appl. Phys.* **19**, 285 (1948).
132. J. Wenig, E. S. Machlin, *Acta Metallurgica* **4**, 262 (1956).
133. В. С. Постников, ДАН СССР **71**, 79 (1953).
134. В. С. Постников, Труды Кемеровского горного института **2**, 277 (1956).
135. В. С. Постников, Г. К. Мальцева, Труды Кемеровского педагогического института **3** (1957) (в печати).
136. C. L. Ang, J. Siverman, C. Wert, *Acta Metallurgica* **8**, 558 (1955).
137. В. С. Постников, диссертация, Московский институт стали, 1952.
138. М. В. Приданцев, О. Н. Мещерянова, Ю. В. Пигузов, ДАН СССР **111**, 98 (1956).
139. В. С. Постников, Труды Кемеровского педагогического института **3** (1957) (в печати).

140. T. S. K ê, P. T. J u n g, Scientia Sinica 3, 261 (1955).
141. T. S. K ê, C. M. W a n g, Scientia Sinica 4, 501 (1955).
142. T. S. K ê, C. T. T s i e n, Scientia Sinica 5, 625 (1956).
143. T. S. K ê, J. L. M a, Scientia Sinica 6, 81 (1957).
144. C. T. K u n g, T. S. K ê, Scientia Sinica 6, 223 (1957).
145. К. М. Розин, Б. Н. Фянкельштейн, ДАН СССР 71, 811 (1953).
146. В. С. Постников, Р. С. Лебедев, Труды Кемеровского педагогического института 3 (1957); ФММ 6 (1958) (в печати).
147. T. A. R e a d, Trans. AIME 143, 30 (1941).
148. S. G. H o l d e r, E. E. S t a n s b u r y, J. H. F r y e, J. Metals 8, 993 (1956).
149. R. R. H a s i g u t i, Сборник «Proc. Internat. Conf. Theor. Phys.», Tokyo, 577, 1954.
150. K. M a t t a, J. B a r d u c c i, Ric. Scient. 26, 1160 (1956).
151. K. M. E n t w i s t l e, J. Inst. Metals 21, 249 (1954).
152. W. R. T h o m a s, G. M. L e a k, Nature 176, 29 (1955).
153. J. L. S n o c u, Physica 7, 711 (1941).
154. C. W e r t, C. Z e n e r, Phys. Rev. 76, 1169 (1949).
155. J. D. F a s t, L. J. D i j u s t r a, Phil. Tech. Rev. 13, 172 (1951).
156. J. D. F a s t, J. L. M e i j e r i n g, Philips Research. Rep. 8, 1 (1953).
157. L. J. D i j u s t r a, R. J. S l a d e k, J. Metals 5, 69 (1953).
158. W. K ö s t e r, L. B a n g e r t, Arch. Eisenhüttenw. 25, 231 (1954).
159. T. S. K ê, P. T. J u n g, J. N. W a n g, Scientia Sinica 4, 263 (1955).
160. P. S t a r k, B. L. A v e r b a c h, M. C o h e n, Acta Metallurgica 4, 91 (1956).
161. T. S. K ê, J. L. M a, Scientia Sinica 5, 19 (1956).
162. P. T. J u n g, T. S. K ê, Scientia Sinica 5, 645 (1956).
163. Б. Н. Фянкельштейн, Л. Ф. Усова, Труды МИС 36, 176 (1957).
164. J. B a r d u c c i, P. G e n c e, Ric. Scient. 26, 2080 (1956).
165. E. S c h e i l, W. T h i e l e, Arch. Eisenhüttenw. 12, 103 (1938).
166. Ю. В. Пигузов, ДАН СССР 112, 636 (1957).
167. F. A. L e w i s, C. E. R o b e r t s, A. R. U b b e l o h d e, Proc. Roy. Soc., ser. A, 220, 279 (1953).
168. K. B u n g a r d t, H. P r e i s e n d a n z, Arch. Eisenhüttenw. 27, 715 (1956).
169. Б. Н. Фянкельштейн, Н. С. Фастов, ДАН СССР 71, 875 (1950).
170. Б. Н. Фянкельштейн, Н. С. Фастов, Проблема металловедения и физика металлов 2, 245 (1951).
171. Н. С. Фастов, ЖЭТФ 22, 487 (1952).
172. В. С. Постников, ФММ 6, 522 (1958).
173. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1953.
174. C. Z e n e r, Met. Techn. 13, 1 (1946).
175. R. B e c k e r, M. K o r n e t s u i, Z. Phys. 88, 634 (1934).
176. M. K e r s t e n, Z. techn. Phys. 15, 463 (1934).
177. R. B e c k e r, W. D ö r i n g, Ferromagnetismus, 1939.
178. Р. Бозорт, Ферромагнетизм, ГИИЛ, 1956.
179. H. J. W i l l i a m s, R. M. B o z o r t h, Phys. Rev. 59, 939 (1941).
180. J. C. M a x w e l l, Phil. Trans. Roy. Soc. 157, 49 (1867); Phil. Mag. 35, 129 (1868).
181. Я. Н. Френкель, Введение в теорию металлов, Гостехиздат, 1950.
182. A. S. N o w i c k, Phys. Rev. 82, 340 (1951).
183. В. С. Горский, Phys. Z. Sow. 6, 77 (1934).
184. В. С. Горский, Phys. Z. Sow. 8, 443 (1935), 562; ЖЭТФ 6, 272 (1936).
185. W. K ö s t e r, Z. Metallkunde 32, 145 (1940).
186. W. K ö s t e r, Z. Metallkunde 32, 151 (1940).
187. W. K ö s t e r, A. S c h n e i d e r, Z. Metallkunde 32, 156 (1940).
188. Л. Ландау, Г. Румер, Phys. Z. Sow. 11, 18 (1937).
189. А. С. Компанеев, ДАН СССР 14, 267 (1937).
190. А. Ахмезер, ЖЭТФ 8, 1318, 1330 (1938).
191. С. Н. Ткаченко, ЖЭТФ 9, 314 (1939).
192. В. В. Паранжаре, Proc. Phys. Soc., ser. A, 66, 572 (1953).
193. Н. О. Кнесер, K. V o e l z, Ann. d. Phys. 11, 377 (1953).
194. Н. С. Фастов, Проблемы металловедения и физики металлов 4, 388 (1955).
195. Л. Гуревич, Основы физической кинетики, Гостехиздат, 1940.
196. J. M. B u r g e r s, First Report on Viscosity and Plasticity, Amsterdam, 1935, стр. 19.
197. A. S. N o w i c k, Symposium on the Plastic Deformation of Crystalline Solids, Pittsburgh, 1950, стр. 155.
198. A. S. N o w i c k, J. Appl. Phys. 25, 1129 (1954).
199. T. A. R e a d, Phys. Rev. 58, 371 (1940).
200. G. H. F a u n d, Trans. AIME 161, 120 (1945).
201. J. H. S w i f t, J. E. R i c h a r d s o n, J. Appl. Phys. 18, 417 (1947).

202. R. R. Hasiguti, T. Hirai, J. Appl. Phys. **22**, 1084 (1951).
203. E. Körber, M. Hempel, Inst. Eisenforschung **22**, 1 (1935).
204. Л. Куканов, Завод. лаб. **6**, 722 (1937).
205. W. Köster, Z. Metallkunde **32**, 282 (1940).
206. T. Norton, Trans. AIME **137**, 49 (1940).
207. F. Seitz, T. A. Read, J. Appl. Phys. **12**, 100 (1941).
208. C. Zener, H. Clarke, C. Smith, Trans. AIME **147**, 90 (1942).
209. T. A. Read, E. P. T. Tyndall, J. Appl. Phys. **17**, 713 (1946).
210. Ch. Boulanger, C. R. Acad. Sc. **226**, 1170 (1948).
211. T. S. Kê, J. Metals **2**, 575 (1950).
212. T. S. Kê, J. Metals **2**, 581 (1950).
213. T. S. Kê, C. Zener, Chinese J. Phys. **8**, 133 (1951).
214. J. Weertman, J. S. Kochler, J. Appl. Phys. **24**, 624 (1953).
215. H. Fusfeld, J. Appl. Phys. **24**, 1062 (1953).
216. W. Köster, E. Stolte, Z. Metallkunde **45**, 356 (1954).
217. W. Köster, L. Bangert, R. Hahn, Arch. Eisenhüttenw. **25**, 596 (1954).
218. Л. А. Гликман, Е. А. Хейн, ЖТФ **24**, 400 (1954).
219. Л. А. Гликман, Е. А. Хейн, ЖТФ **24**, 560 (1954).
220. J. Friedel, Ch. Boulanger, C. Crussard, Acta Metallurgica **3**, 380 (1955).
221. A. S. Nowick, Acta Metallurgica **3**, 312 (1955).
222. J. Weertman, J. Appl. Phys. **26**, 202 (1955).
223. В. С. Постников, М. М. Беляев, ФММ **2**, 504 (1956).
224. В. С. Постников, Труды Кемеровского горного института **1**, 202 (1954).
225. А. В. Гринь, ФММ **4**, 383 (1957).
226. Т. А. Конторова, Я. И. Френкель, ЖЭТФ **8**, 1340 (1938).
227. J. D. Esheby, Proc. Roy. Soc., ser. A, **197**, 395 (1949).
228. G. Leibfried, Z. Phys. **127**, 344 (1950).
229. J. S. Kochler, Imperfections in Nearly Perfect Crystals, 1952, стр. 197.
230. P. G. Bordonì, M. Nuovo, Nuovo Cimento **11**, 127 (1954).
231. W. Köster, L. Bangert, Acta Metallurgica **3**, 274 (1955).
232. A. Cranato, K. Lücke, J. Appl. Phys. **27**, 583 (1956).
233. A. L. Nowick, J. Appl. Phys. **22**, 925 (1951).
234. В. Т. Шматов, Доклад на межвузовском совещании по релаксационным явлениям в чистых металлах и сплавах, апрель 1958, Москва.
235. T. S. Kê, Phys. Rev. **76**, 549 (1949).
236. В. С. Постников, Труды Кемеровского горного института **1**, 202 (1954).
237. C. Zener, Phys. Rev. **71**, 34 (1947).
238. A. S. Nowick, Phys. Rev. **88**, 925 (1952).
239. E. Woordruff, Phys. Rev. **16**, 321 (1903).
240. C. Wert, J. Appl. Phys. **21**, 1196 (1950).
241. T. S. Kê, P. W. Jang, Scientia Sinica **6**, 623 (1957).
242. М. А. Исакович, ЖЭТФ **18**, 386 (1948).
243. J. Weertman, J. Appl. Phys. **28**, 193, (1957).
244. A. H. Cottrell, Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Oxford, 1953.
245. G. Schoeck, Phys. Rev. **102**, 1458 (1956).
246. M. Lessen, J. Appl. Phys. **28**, 364 (1957).
247. И. И. Черникова, ФММ **5**, 102, 176 (1957).
248. Б. Н. Финкельштейн, Л. Ф. Усова, Сборник трудов Московского института стали **36**, 176 (1957).
249. В. А. Павлов, Н. Д. Крючков, И. Д. Федотов, ФММ **5**, 371 (1957).
250. H. J. McSkimin, J. Appl. Phys. **24**, 988 (1953).
251. H. E. Bömmel, Phys. Rev. **96**, 220 (1954).
252. W. P. Mason, H. E. Bömmel, J. Acoust. Soc. **28**, 930 (1956).
253. A. B. Pippard, Phil. Mag. **46**, 1104 (1955).