

## ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В МЕТАЛЛАХ, СВЯЗАННОЕ С ДИСЛОКАЦИЯМИ \*)

*Д. Ниблетт, Дж. Уилкс*

### СОДЕРЖАНИЕ

§ 1. Введение . . . . .	125
1.1. Внутреннее трение в металлах . . . . .	126
1.2. Некоторые общие соотношения . . . . .	126
1.3. Методы измерения . . . . .	127
1.4. Некоторые источники внутреннего трения . . . . .	130
§ 2. Пик Бордони . . . . .	134
2.1. Введение . . . . .	134
2.2. Теория . . . . .	136
2.3. Результаты экспериментов . . . . .	140
2.4. Обсуждение . . . . .	148
§ 3. Внутреннее трение при низких и средних температурах, зависящее от амплитуды деформации . . . . .	152
3.1. Введение . . . . .	152
3.2. Теория Гранато и Люке . . . . .	153
3.3. Экспериментальные наблюдения . . . . .	154
3.4. Обсуждение . . . . .	165
§ 4. Внутреннее трение при высоких температурах . . . . .	168
4.1. Введение . . . . .	168
4.2. Результаты экспериментов . . . . .	169
4.3. Теория и обсуждение . . . . .	171
§ 5. Внутреннее трение при малых амплитудах деформации, независимое от амплитуды . . . . .	172
5.1. Результаты экспериментов . . . . .	173
5.2. Теория внутреннего трения . . . . .	177
5.3. Модель колеблющейся струны . . . . .	178
5.4. Различные пики . . . . .	183
Цитированная литература . . . . .	185

### § 1. ВВЕДЕНИЕ

Механическая энергия колеблющегося твердого тела очень быстро превращается в тепло, даже если тело полностью изолировано от окружающей среды. Это превращение энергии, а также последующее затухание колебаний, приписывают наличию внутреннего трения. Измерения внутреннего трения дают ценные сведения о структуре твердого состояния; за последние двадцать лет в этой области опубликовано много разнообразных работ. Некоторые источники внутреннего трения были хорошо известны в течение определенного времени <sup>124д</sup>, но только в последние годы были получены многочисленные данные об источнике внутреннего трения, который часто представляет основную причину рассеяния энергии в металлах — о движении дислокаций. В этой статье рассматриваются

\*) D. Niblett, J. Wilks, Dislocation Damping in Metals, Advances in Physics 9 (33), 1 (1960). Перевод В. И. Саппака.

различные экспериментальные результаты и определяется, в какой степени они могут быть объяснены современными теориями. Такие обзоры были опубликованы ранее Новиком<sup>87г</sup>, Люке и Гранато<sup>64</sup> и Мэзоном<sup>74е</sup>. Описание свойств дислокаций читатель может найти в монографиях Коттрелла<sup>27б</sup>, У. Т. Рида<sup>99</sup> и Фриделя<sup>38</sup>.

### 1.1. Внутреннее трение в металлах

Внутреннее трение в металлах, особенно в чистых, очень чувствительно к холодной деформации. Даже при весьма осторожном, манипулировании с чистым отожженным монокристаллом его внутреннее трение может увеличиться в несколько раз. Резкие изменения способности рассеивать энергию происходят также в результате отжига. Эти факты свидетельствуют о том, что дислокации, как это впервые предположил Т. А. Рид<sup>97а</sup>, ответственны по крайней мере за часть внутреннего трения в металлах. Кроме того, облучение нейтронами или гамма-лучами значительно уменьшает внутреннее трение; это вполне естественно, если допустить, что точечные дефекты, образовавшиеся в результате облучения, диффундируют к дислокациям и затрудняют их движение. Атомы примесей также имеют тенденцию собираться около дислокаций<sup>27а</sup>; обнаружено, что внутреннее трение металлов с примесями обычно значительно меньше, чем внутреннее трение чистого материала. Известно, что дислокации свободно движутся только в своей плоскости; в связи с этим можно отметить эксперименты Алерса<sup>1</sup> и Уотермена<sup>114</sup>, показавших, что, когда переменное напряжение имеет компоненту в плоскости скольжения, внутреннее трение значительно больше.

В настоящее время имеется большое количество экспериментальных данных о явлениях рассеяния энергии в металлах, но интерпретация их весьма сложна, так как способы возникновения внутреннего трения весьма многочисленны. Поэтому в первую очередь мы кратко укажем основные источники внутреннего трения в металлах, не связанные с дислокациями. Рассеяние энергии, являющееся следствием движения дислокаций, может быть связано с различными причинами, и выбор возможного механизма следует производить с осторожностью. Сначала мы рассмотрим весьма характерный пик, расположенный на кривой зависимости внутреннего трения от температуры при низких температурах; этот пик впервые наблюдал Бордони<sup>15б</sup>. За исключением пика Бордони, внутреннее трение, связанное с движением дислокаций, при достаточно высокой деформации зависит обычно от амплитуды деформации, поэтому декремент целесообразно разделить на зависимую и независимую от амплитуды части, которые мы рассмотрим в трех последних разделах.

### 1.2. Некоторые общие соотношения

Фундаментальной мерой внутреннего трения является отношение  $\Delta W/W$ , где  $W$  — энергия колебаний, а  $\Delta W$  — потеря энергии колебаний за один цикл. Обычно для определения внутреннего трения измеряют декремент ( $\delta$ ) свободных колебаний или ширину резонансного пика образца при вынужденных колебаниях. В последнем случае внутреннее трение выражается следующим образом:

$$\frac{1}{Q} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_r}, \quad (1)$$

где  $\omega_r$  — резонансная частота при вынужденных колебаниях, а  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — частоты, при которых амплитуда колебаний снижается до значе-

ния, составляющего  $1/\sqrt{2}$  от ее максимальной величины. Для образца, деформация в котором имеет гомогенный характер, а внутреннее трение невелико и не зависит от амплитуды колебаний, можно показать (см., например, <sup>87r</sup>), что

$$\frac{1}{Q} = \frac{\delta}{\pi} = \frac{\Delta W}{2\pi W}. \quad (2)$$

Выражения (2) справедливы при  $(1/Q) \ll 1$ ; это условие, как правило, выполняется на практике. Хотя выражения (2) строго справедливы только в случае, когда внутреннее трение не зависит от амплитуды колебаний, их можно применять в качестве первого приближения, если зависимость от амплитуды не очень велика. Иногда внутреннее трение измеряют по затуханию звуковой волны, проходящей через материал; в этом случае

$$\delta = \alpha \lambda, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — константа затухания и  $\lambda$  — длина звуковой волны. Обычно внутреннее трение весьма наглядно рассматривают с помощью диаграммы напряжение — деформация. В идеально упругом материале кривая в координатах напряжение — деформация является прямой линией; при наличии внутреннего трения кривая образует петлю гистерезиса, площадь которой равна потере энергии на единицу объема за один цикл. (Так как потери за счет внутреннего трения обычно очень невелики ( $1/Q < 10^{-2}$ ), гистерезисная кривая лишь очень слабо отклоняется от прямой.) Как обычно, в случае гистерезиса фаза деформации отстает от фазы колебаний на угол  $\Phi$ , следующим образом связанный с декрементом системы:

$$\Phi \approx \operatorname{tg} \Phi = \frac{1}{Q} = \frac{\delta}{\pi}. \quad (4)$$

$\Phi$  применяют иногда как меру внутреннего трения.

При наличии внутреннего трения поведение металла не является чисто упругим и общая деформация в любой момент состоит из суммы упругой и пластической деформаций. (Конечно, пластическая деформация обычно значительно меньше, чем упругая.) Так, при данном напряжении деформация больше, чем в упругом твердом теле, на величину, равную пластической деформации, так что кажущееся значение модуля уменьшается. Величина  $\Delta E$ , на которую модуль  $E$  уменьшается от значения для упругого материала, известна как дефект модуля, и его величина зависит от механизма внутреннего трения. Теории внутреннего трения дают также выражения для дефекта модуля, поэтому крайне желательно, чтобы при исследовании внутреннего трения одновременно производились измерения модуля.

### 1.3. М е т о д ы   и з м е р е н и я

Методы измерения внутреннего трения делятся на три основные группы: а) метод крутильного маятника, б) метод резонансных колебаний и в) метод ультразвукового импульса. Опишем основные особенности и варианты этих методов. Необходимо отметить, что эти методы обычно дают возможность производить измерения в сравнительно малом интервале частот, что сильно ограничивает получаемые на данном образце результаты. Кроме того, если образец в форме стержня находится под действием продольных, поперечных или крутильных колебаний, деформация имеет неоднородный характер и измеренное значение внутреннего трения является средневзвешенным из значений, соответствующих деформациям в различных частях образца (см., например, <sup>87r</sup>).

1.3.1. Метод крутильного маятника. Первые измерения внутреннего трения были выполнены с помощью крутильного маятника; этот метод детально был описан Ке<sup>54a</sup>. Образец имеет форму проволоки, к которой прикреплена инерционная система, обеспечивающая период колебаний порядка 1 сек. Часть инерционной системы можно изготовить из ферромагнитного материала; в этом случае возбуждать колебания целесообразно электромагнитным способом. Внутреннее трение обычно измеряется по затуханию свободных колебаний; последовательные амплитуды регистрируются с помощью зеркала, осветителя и шкалы либо с помощью специального автоматического устройства. Иногда удобно применять обратный маятник; в этом случае нижний конец образца жестко закрепляется, верхний — соединяется с инерционным стержнем, поддерживаемым свободной от затухания подвеской (см. <sup>86</sup>); при такой конструкции инерционный стержень не нагружает проволоочного образца. Крутильный маятник обычно не пригоден для проведения измерений на образцах с очень низким внутренним трением, так как уровень фона внутреннего трения прибора может быть порядка  $10^{-4}$ . Кроме того, трудно производить измерения при малых амплитудах деформации, так как деформация меняется обычно от нуля на оси цилиндрического образца до примерно  $10^{-5}$  на поверхности. Этот метод с успехом может быть применен для измерения внутреннего трения проволоочного образца в ходе деформации растяжением. Так, Маринджер<sup>69</sup> укрепил инерционный стержень и зеркальце в центре образца и измерял внутреннее трение в ходе его деформации в машине для растяжения.

В этом разделе можно упомянуть также метод Чанга и Гензамера<sup>23</sup>, хотя, строго говоря, его нельзя причислить к методу крутильного маятника. В этом методе также используется инерционная система и измерения производятся в интервале частот 2—20 гц. Образец имеет форму короткого цилиндрического прутка, нижний конец которого жестко закреплен, а верхний — соединен с латунной массой. Пруток из мягкого железа, прикрепленный к этой массе, служит для возбуждения в образце изгибных колебаний; внутреннее трение измеряется с помощью автоматической записи. Другой вариант крутильного маятника, позволяющего измерять внутреннее трение при частотах порядка 1 цикл в час, был описан Буланже<sup>17</sup> и применен Фриделем и др.<sup>39</sup>.

1.3.2. Метод резонансных колебаний. Наиболее часто применяется метод измерения внутреннего трения, в котором в образце в форме прутка возбуждаются собственные колебания без применения вспомогательной инерционной системы. В этом случае частота зависит от размеров образца и обычно имеет порядок 1 кГц для колебаний изгиба и 30 кГц для продольных колебаний.

Для возбуждения колебаний применялись различные электрические и магнитные методы. В пьезоэлектрическом методе, введенном впервые Квимби<sup>95</sup>, на образец наклеивается кристалл кварца; наложение разности потенциалов на кристалл кварца приводит к тому, что образец и кристалл кварца колеблются как единое тело с резонансной частотой. Баламут<sup>4</sup> усовершенствовал этот метод путем выбора кварца с основной частотой, соответствующей основной частоте образца; Кук<sup>26</sup> рассмотрел методы оценки данных; Маркс<sup>71</sup> ввел трехкомпонентный пьезоэлектрический резонатор. Дополнительный кристалл кварца («измеритель») присоединяется к свободному концу первого кристалла и дает сигнал, с помощью которого измеряется амплитуда деформации при колебаниях образца; отношение возбуждающей колебания электродвижущей силы к сигналу от кристалла-измерителя в условиях резонанса пропорционально логарифмическому декременту.

В электростатическом методе колебания в образце возбуждаются в результате приложения переменной разности потенциалов между образцом и прилегающим к нему электродом. Колебания регистрируются обычно путем измерения изменений под действием колебаний емкости конденсатора, образованного образцом и прилегающим к нему электродом. Бордони<sup>156</sup> применил один электрод, расположенный с одного края образца, как для возбуждения в образце продольных колебаний, так и для их обнаружения (использував частотную модуляцию).

Вегель и Вальтер<sup>118</sup>, прикрепив к образцу ферромагнитные полюсные наконечники, возбуждали в нем колебания с помощью переменного магнитного поля в катушке, соединенной с осциллятором. Колебания обнаруживались с помощью второй катушки.

Рэндолл и др.<sup>96</sup> поместили постоянный магнит около одного конца образца, помещенного в катушку, соединенную с осциллятором. Вихревые токи, наведенные в образце, взаимодействовали с магнитным полем и вызывали колебания, обнаруживаемые с помощью такой же катушки и магнита на другом конце образца.

Томпсон и Холмс<sup>1135</sup> видоизменили этот метод. Они также вызывали колебания с помощью вихревых токов, но обнаруживали их при помощи частотной модуляции, используя пространство между концом образца и электродом в качестве конденсатора для измерения частоты. Прибор Томпсона и Холмса<sup>1135</sup> сконструирован таким образом, что позволяет автоматически получать почти непрерывную запись кривой внутреннего трения.

В некоторых случаях колебания в образце возбуждались с помощью подвесок. Фёрстер<sup>36</sup> применил магнитный способ возбуждения колебаний и передавал колебания в образец через проволочные подвески, с помощью которых образец был закреплен, избежав благодаря этому необходимость прикреплять полюсные наконечники. Берри<sup>9а</sup> применил весьма сходную конструкцию с пьезоэлектрическим способом возбуждения колебаний. В обоих случаях подвески использовались как часть системы обнаружения.

Резонансный метод можно применять в случае образцов с большим рассеянием путем измерения ширины резонансной кривой при вынужденных колебаниях, а для образцов с малым рассеянием — путем измерения затухания свободных колебаний. Следует с осторожностью применять метод подвески образцов в узлах колебаний (см., например, <sup>53</sup>), но потери на фон, связанные с подвесками, можно обычно свести к относительно незначительной величине. Этот метод можно применять в широком интервале амплитуд деформации. Мэзон<sup>74г</sup> получил деформации выше  $10^{-3}$  с помощью преобразователя из титаната бария, соединенного с экспоненциальным рулором.

Недостатком этого метода является то, что внутреннее трение можно измерять только при основной резонансной частоте образца и, возможно, при одной или двух гармониках. Берри<sup>9а</sup> сделал попытку преодолеть это ограничение с помощью изменения резонансной частоты образца при поперечных колебаниях путем нагружения его грузом соответствующей величины в центре и на концах. Недавно Бордони и др.<sup>16</sup> распространили этот метод на область частот от 13 кгц до 6,5 Мгц. Эти авторы применяли образец в форме тонкой круглой пластины, изгибные или продольные колебания в которой возбуждались с помощью электростатической силы между образцом и небольшим электродом, расположенным против центра одной из его граней. В случае изгибных колебаний пластина лежала на остриях трех пгл, расположенных в небольших углублениях на узловой окружности, а в случае продольных колебаний крепилась с помощью

кольца на ее периферии, расположенного на равном расстоянии от ее граней.

1.3.3. Импульсный ультразвуковой метод. В мегагерцевой области частот внутреннее трение можно измерять импульсным ультразвуковым методом. С помощью пьезоэлектрического кристалла в одном конце образца возбуждается короткий ультразвуковой импульс; затухание в образце измеряется по амплитуде импульса, проходящего через образец, во второй кристалл или отражаемого обратно в кристалл-источник импульса. Этот метод разработали Хантингтон<sup>50</sup>, Мэзон и Максимиин<sup>76</sup> и Рот<sup>102</sup>; Хантингтон указал, что интерпретацию результатов исследования затухания следует производить с осторожностью из-за эффектов рассеяния.

Родерик и Труэлл<sup>100</sup> детально исследовали этот метод и произвели измерения затухания в области частот от 5 до 50 Мгц. Они описывают два метода измерения затухания. В первом методе кристалл кварца непосредственно крепится на грани образца и импульс отражается от другой грани, строго параллельной первой. Размеры образца таковы, что отраженные от боковых граней импульсы не взаимодействуют с основными. Во втором методе (водяного буфера) импульс проходит через слой воды между преобразователем и образцом. Это устройство позволяет измерить потерю при отражении на поверхности образца, что невозможно в том случае, когда передатчик прикреплен непосредственно к образцу. Родерик и Труэлл показали, что кривизна фронта волны в образце может быть причиной значительной части измеряемого затухания, вследствие чего для определения истинного затухания материала необходимо вносить поправку.

Амплитуды деформации при применении импульсного ультразвукового метода обычно слишком малы, чтобы с помощью этого метода измерять характеристики, зависящие от амплитуды. Однако этот метод оказался полезным для исследования зависимости рассеяния от частоты в относительно широких пределах и для изучения эффектов, связанных с поведением электронов при низких температурах.

#### 1.4. Некоторые источники внутреннего трения

Данный обзор посвящен в первую очередь затуханию колебаний, связанному с дислокациями; однако важно иметь в виду, что внутреннее трение в данном образце может быть следствием различных и независимых причин. Поэтому при исследовании рассеяния, связанного с дислокациями, желательно проводить измерения в таких условиях, чтобы вклад за счет других источников был невелик или даже пренебрежимо мал. В этом разделе будут перечислены некоторые из основных механизмов рассеяния в металле, не зависящего от присутствия дислокаций. Эти механизмы будут описаны не детально, а лишь настолько, насколько они подобны механизмам внутреннего трения, связанного с дислокациями. Первые три механизма отличаются тем, что величина внутреннего трения критическим образом зависит от частоты колебаний, так как система может реагировать на приложенное напряжение лишь по истечении некоторого времени. Такие механизмы обозначаются общим термином — релаксационные процессы; декремент в этих случаях обычно не зависит от амплитуды деформации.

1.4.1. Эффект термоупругости. Деформация, возникающая в результате быстрого приложения напряжения к какому-либо элементу, сопровождается обычно изменением температуры. При гомогенном распределении напряжений в образце изменение температуры в каж-

дой точке оказывается одинаковым, но если напряжение, как это часто бывает, не гомогенно, в материале возникнут температурные градиенты. В результате образуется тепловой поток, повысится энтропия и произойдет рассеяние энергии, являющееся причиной внутреннего трения. Зинер<sup>124а</sup> рассчитал величину этого эффекта для случая изгибных колебаний пластины. Через каждую половину цикла выгнутая сторона растягивается и охлаждается, тогда как вогнутая сторона сжимается и нагревается. Вследствие этого через пластину периодически проходит ток тепла в противоположных направлениях. При очень высоких частотах заметный поток тепла в течение одного цикла не успевает установиться, поэтому процесс является, в сущности, адиабатическим и рассеяние не происходит. При очень низких частотах образец всегда остается в тепловом равновесии, и процесс является изотермическим и обратимым; в этом случае рассеяние также отсутствует. Однако если период изменения приложенного напряжения сравним со временем, необходимым, чтобы через пластину установился тепловой поток, произойдет необратимое превращение механической энергии в теплоту; величина термоупругого внутреннего трения равна

$$\frac{1}{Q} = \frac{1-2\sigma}{3} \frac{C_p - C_v}{C_v} \frac{\omega \mu}{\omega^2 + \mu^2}, \quad (5)$$

где  $\sigma$  — отношение Пуассона для данного материала,  $C_p$  и  $C_v$  — теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме;  $\omega$  — циклическая частота колебаний;  $\mu = (\pi/a)^2 D$ , где  $D$  — коэффициент тепловой диффузии материала,  $a$  — толщина пластины. Аналогичное выражение Зинер<sup>125</sup> приводит для термоупругого затухания балки круглого сечения, в которой возникают поперечные колебания. Теория была проверена путем измерения зависимости внутреннего трения при поперечных колебаниях от частоты Зинером и др.<sup>125б</sup> на меди и Бенневитцем и Рётгером<sup>8</sup> на нейзильбере и других материалах. Точное и детальное исследование Берри<sup>9</sup> на  $\alpha$ -латуни свидетельствует о том, что формула Зинера исключительно хорошо согласуется с результатами измерения рассеяния (рис. 1). Обычно оказывается, что термоупругое рассеяние при продольных или крутильных колебаниях стержней малое, но может быть очень велико при изгибных колебаниях, если не принять мер предосторожности при выборе размера образцов.

В поликристаллическом материале температурный эффект также имеет место. Соседние зерна ориентированы неодинаково, вследствие чего приложенное напряжение в разных зернах вызывает различные изменения температуры. В результате через границы зерен устанавливаются тепловые потоки, являющиеся причиной внутреннего трения, величина которого является функцией размера зерна. Выражение для внутреннего трения этого типа, данное Зинером<sup>124б</sup>, было проверено Рэндолом и др.<sup>96</sup> на латуни, с широкой областью размеров зерен при 6, 12 и 36 кГц.

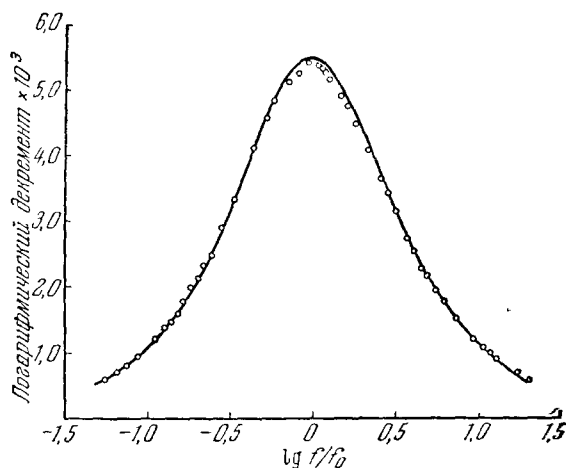


Рис. 1. Зависимость внутреннего трения четырех пластин отожженной  $\alpha$ -латуни от частоты. Действительная частота  $f$  разделена на частоту максимального рассеяния  $f_0$ . Кривая дается теорией<sup>1</sup> без подгоночных параметров<sup>95</sup>.

Люке<sup>63</sup> рассчитал затухание ультразвуковых волн вследствие термоупругого эффекта. Эксперименты в области мегагерцевых частот свидетельствуют о том, что затухание, связанное с потоком тепла между соседними зернами поликристаллического образца или между областями сжатия и растяжения, обычно маскируется рассеянием на границах зерен. Однако для монокристаллов рассчитанные и экспериментально измеренные величины имеют одинаковый порядок величины, о чем свидетельствуют, например, измерения Уотермена<sup>114</sup> на цинке при частотах от 5 до 200 Мгц.

1.4.2. Вязкость границ зерен. Относительное движение зерен поликристаллического материала при сравнительно высоких температурах является причиной рассеяния энергии на границах зерен и, как следствие этого, внутреннего трения<sup>54a—b</sup>. Рассеянная энергия пропорциональна произведению относительного перемещения соседних зерен на напряжение сдвига, вызывающее это перемещение: она мала при низких температурах, когда перемещение невелико, и при высоких температурах, при которых невелико напряжение сдвига, но имеет значительную величину при промежуточной температуре. Такое поведение, типичное для релаксационного процесса, наблюдал Ке<sup>54a</sup>;

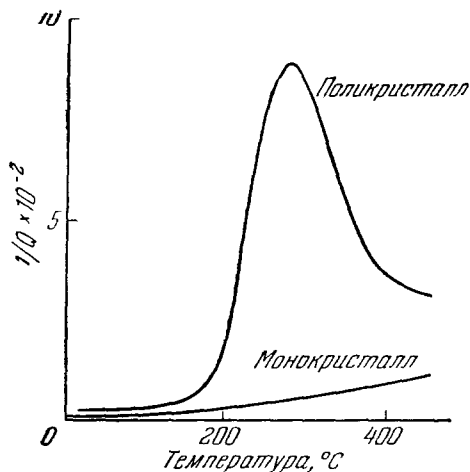


Рис. 2. Внутреннее трение алюминия. Виден эффект вязкости по границам зерен в поликристаллическом материале. Измерение при 0,8 гц<sup>54a</sup>

на рис. 2 виден большой пик при температуре около 300°С на кривой внутреннего трения поликристаллического алюминия чистоты 99,991%, отсутствующий в моно-

кристалле алюминия промышленной степени чистоты. Ке<sup>54b</sup> измерил также образцы алюминия с различным размером зерна при частотах от 0,6 до 2,2 гц и показал, что внутреннее трение можно выразить как функцию параметра {размер зерна × частота × exp (H/kT)}, где H ≈ 1,5 эв. Высота пика не зависела от частоты колебаний или размера зерна.

Релаксационный пик, связанный с границами зерен, наблюдали в меди Ке<sup>54a, c</sup> и Ротерхэм и Пирсон<sup>103</sup>, нашедшие энергию активации, равную 1,5 эв. Легирование меди цинком, галлием, германием, мышьяком или кремнием уменьшало высоту пика, но вызывало появление другого пика с энергией активации 2,0 эв; добавка небольших количеств кислорода к чистой меди уменьшала высоту зернограницного пика и его температуру. Аналогичные результаты на серебре и его сплавах получили Пирсон и Ротерхэм<sup>89</sup>. Постников<sup>92</sup> измерил внутреннее трение алюминия, меди, никеля, кобальта, железа, титана, молибдена и вольфрама при температурах от 20 до 700°С. На кривых внутреннего трения всех этих металлов имеется широкий пик, связанный с вязким поведением границ зерен. Постников связывает ширину пика с распределением зерен в образце по размерам.

1.4.3. Упорядочение под действием напряжений. Присутствие атомов, образующих твердые растворы внедрения в металлах с кубической объемноцентрированной кристаллической решеткой, часто вызывает появление характерного релаксационного пика. Атомы, образующие твердые растворы внедрения, расположены в центре



одного из ребер куба, т. е. в положении  $a \left[ \frac{1}{2}, 0, 0 \right]$ ; у них есть два ближайших соседа в направлении одной из осей куба, поэтому в этом направлении они вызывают наибольшие искажения. В отсутствие напряжения атомы внедрения в кристалле распределены беспорядочно, но после приложения растягивающего напряжения вызываемые ими искажения приводят к тому, что энергия атома внедрения в определенных положениях становится ниже. Вследствие этого происходит перераспределение атомов внедрения, в результате которого некоторые положения внедрения оказываются преимущественно занятыми. Процесс перераспределения приводит к появлению пика внутреннего трения, который Сноок<sup>109</sup> наблюдал впервые в железе, содержащем углерод или азот (рис. 3). Полное объяснение этого механизма дает Зинер<sup>124д</sup>.

В тантале аналогичные пики, связанные с присутствием образующих твердые растворы внедрения атомов кислорода и азота, наблюдали Ке<sup>54б, в</sup> и Маркс и др.<sup>72</sup>. Детально эти пики подвергли анализу Пауэрс и Дойл<sup>93а</sup>, которые показали, что, кроме главных пиков, высота которых пропорциональна концентрации кислорода и азота, соответственно наблюдаются пики, высота которых пропорциональна квадратному корню из величин соответствующих концентраций или их произведению. Они приписали эти пики взаимодействию диффундирующих атомов с соседними атомами внедрения. Пауэрс и Дойл<sup>93б</sup> показали также, что диффузия внедренного углерода в тантале связана с энергией активации, более высокой, чем предполагал Ке<sup>54в</sup>. В ниобии пики, связанные с элементами, образующими твердые растворы внедрения наблюдали Маркс и др.<sup>72</sup> и Пауэрс и Дойл<sup>93в</sup>; в молибдене такие пики наблюдали Маринджер и Мюленкамп<sup>70</sup>. Вейнер и Гензмер<sup>119</sup> приписали пик внутреннего трения, который они наблюдали в насыщенном водородом стали при  $\sim 50^\circ \text{K}$ , диффузии под действием напряжения водорода, образующего твердый раствор внедрения.

Упорядочение под действием напряжений имеет место в твердых растворах замещения, например в латуни. Механизм в этом случае несколько отличается от механизма упорядочения в твердых растворах внедрения, потому что перемещение атома одного типа на место другого не меняет кубическую симметрию решетки. Однако пара атомов в растворе в положениях ближайшего соседства вызывает искажение вдоль соединяющей их оси, вследствие чего приложенное напряжение способствует преимущественной ориентировке пар растворенных атомов<sup>124г</sup>. Это явление впервые наблюдал Зинер<sup>124в</sup> на монокристалле  $\alpha$ -латуни; подобные пики наблюдали Артман<sup>2</sup> в  $\beta$ -латуни и Новик<sup>87в</sup> в сплавах серебра с цинком.

**1.4.4. Рассеяние, связанное с электронной структурой.** При температурах ниже  $20^\circ \text{K}$  затухание звука в мегагерцевой области частот по мере понижения температуры заметно уменьшается. Бёммель<sup>14а</sup> показал, что при переходе в сверхпроводящее состояние затухание в монокристаллах свинца значительно уменьшается (рис. 4).

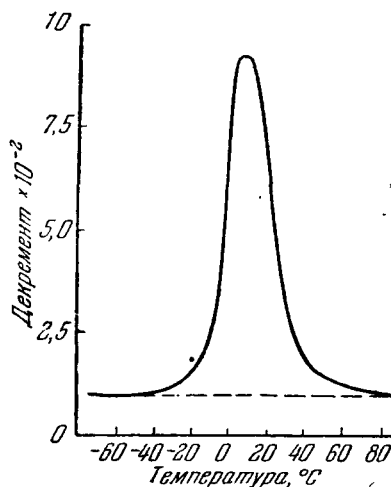


Рис. 3. Внутреннее трение железа, насыщенного 0,06% азота в результате отжига при  $600^\circ \text{C}$  в атмосфере водорода, содержащего 4% аммиака.

Пунктирной линией показано внутреннее трение железа, свободного от азота и углерода<sup>109</sup>.

Следовательно, значительная доля затухания связана со свободными электронами. Это затухание пропорционально квадратному корню из частоты<sup>75</sup>; оно было исследовано также в олове<sup>146, 66, 78</sup>, индии<sup>80, 78</sup>, алюминии<sup>24a</sup>, меди<sup>79</sup> и ртути<sup>67, 246</sup>. Наиболее простое объяснение этого затухания<sup>74a</sup> сводится к тому, что в нормальном состоянии колебания решетки сообщают энергию вязкому электронному газу. Затухание рассчитывается в терминах вязкости электронного газа, которая определяется

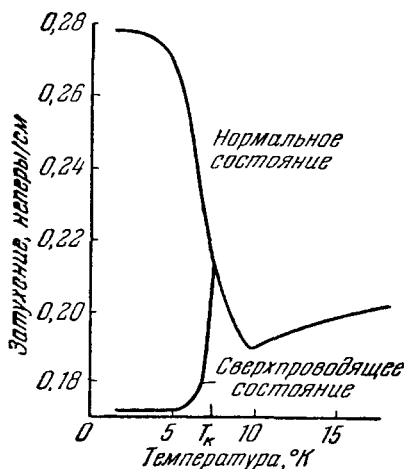


Рис. 4. Затухание продольных звуковых волн с частотой 27 Мгц в свинце в нормальном и сверхпроводящем состоянии<sup>14a</sup>.

из электропроводности; обнаружено хорошее согласие с наблюдаемой формой кривой зависимости затухания от температуры. Морс<sup>77</sup> и Пипшард<sup>91</sup> дали более законченные теории, в которых превращение энергии связывается с искажением поверхности Ферми под действием звуковой волны.

В сверхпроводящем состоянии с понижением температуры ниже переходной затухание очень быстро уменьшается. Морс и Бом<sup>78</sup> показали, что скорость уменьшения затухания в олове в сверхпроводящем состоянии находится в соответствии с теорией сверхпроводимости Бардина и др.<sup>5</sup>. Однако ввиду значительной определенности в величине найденных экспериментально потерь фона для получения надежных выводов требуются дальнейшие эксперименты.

Мэзон<sup>75e</sup> рассмотрел недавно затухание, связанное с взаимодействием кристаллической решетки с электронами.

**1.4.5. Р а з н о е.** В ферромагнитных материалах дополнительное внутреннее трение связано с механическим гистерезисом (в результате действия напряжения на доменные стенки), а также с вихревыми токами, возникающими в результате магнитострикционных явлений. (Аналогичное рассеяние наблюдается также в ферроэлектрических материалах.) Внутреннее трение резко увеличивается также в случае внутренних превращений в металлах, как, например, при превращении  $\beta \rightarrow \zeta$  в сплавах серебра с цинком. Однако описание свойств этих весьма специфических материалов выходит за рамки настоящего обзора. Более подробные сведения о внутреннем трении этого типа можно найти в обзорах Новика<sup>87г</sup> и Мэзона<sup>77e</sup>.

## § 2. ПИК БОРДОНИ

### 2.1. В в е д е н и е

Как уже указывалось, в металлах с гранецентрированной кристаллической решеткой в состоянии после холодной пластической деформации имеется очень большой пик внутреннего трения при низких температурах. Первым этот пик наблюдал Бордони<sup>156</sup>; впоследствии несколько исследователей детально изучили его. Опишем сначала основные результаты экспериментальных исследований пика Бордони и перейдем затем к рассмотрению теоретических представлений.

**2.1.1. И з м е р е н и я Б о р д о н и.** Первые систематические измерения внутреннего трения при низких температурах выполнил Бордони<sup>156, в</sup>, измеривший внутреннее трение холоднодеформированных меди,

свинца, алюминия и серебра в интервале температур от 4° К до комнатной. Измерения производились при продольных колебаниях при частотах между 10 и 40 кГц. Во всех случаях Бордони обнаружил очень большой максимум внутреннего трения при температуре, равной приблизительно одной трети дебаевской температуры металла (рис. 5). Самый большой пик имел место в механически обработанной химически чистой поликристаллической меди при температуре около 90° К. В алюминии, свинце и серебре пик

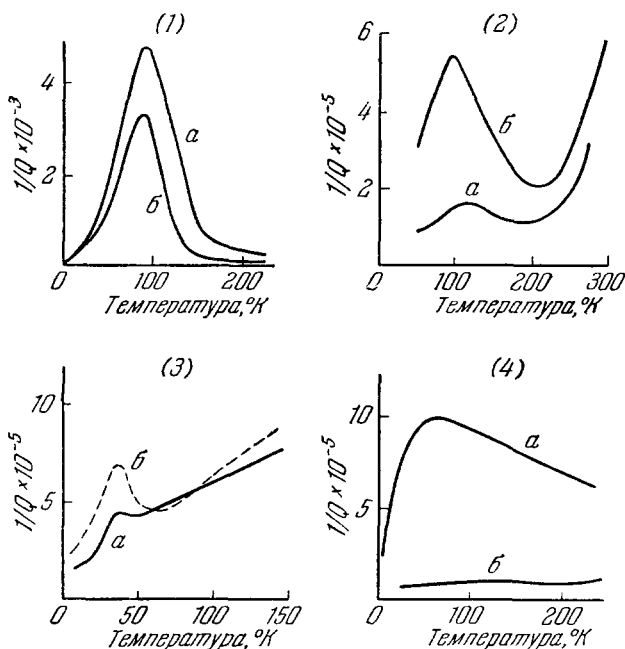


Рис. 5. Внутреннее трение в металлах <sup>15в</sup>.

(1) Химически чистая поликристаллическая медь: а) после механической обработки; б) после 10 часов отжига при 150° С. (2) Алюминий чистоты 99,9%: а) после 1 часа отжига при 140° С; б) после 2%-ной остаточной деформации. (3) Свинец: а) химически чистый; б) технический. (4) Серебро: а) после механической обработки; б) после 1,5 часов отжига при 200° С.

был значительно ниже, а в серебре значительно шире, чем в меди. Результаты, полученные Бордони, свидетельствуют о том, что высота пика внутреннего трения увеличивается со степенью холодной пластической деформации и уменьшается при отжиге.

2.1.2. Основные экспериментальные факты. Обширные измерения пика Бордони в поликристаллической меди произвели Ниблетт и Уилкс <sup>86а-в</sup> при частоте около 1 кГц и Бордони и др. <sup>16</sup> при частоте между 1,8 кГц и 6,5 МГц; измерения на монокристаллах выполнили Касуэлл <sup>21</sup> при примерно 40 кГц, Парé <sup>88</sup> при примерно 5 кГц и Томпсон и Холмс <sup>113в</sup> при 16 кГц. Основные результаты этих исследований заключаются в следующем:

а) пик Бордони имеет место в моно- и поликристаллических образцах;  
б) в полностью отожженных образцах пик обычно не наблюдается;  
в) высота пика быстро возрастает при повышении степени холодной деформации до 2%, при более высоких степенях деформации изменение высоты пика невелико;

г) высота пика и температура, при которой он наблюдается, почти не зависят от амплитуды деформации;

- д) кроме основного пика при более низкой температуре наблюдается дополнительный пик меньшей высоты;
- е) примеси снижают высоту пиков;
- ж) температура пика внутреннего трения с уменьшением частоты, при которой производится измерение внутреннего трения, понижается;
- з) при данной частоте температуры пиков очень незначительно зависят от степени холодной деформации и содержания примесей в материале.

В монокристаллах алюминия пики наблюдали Бирнбаум и Леви<sup>12</sup> (при частотах между 30 и 80 кГц) и Шибата<sup>107</sup> (при 3,7 и 40 кГц), в поликристаллическом алюминии при мегагерцевых частотах — Хэтчисон и Филмер<sup>51</sup>, Хэтчисон и Хэттон<sup>52a</sup> и Эйнспрух и Труэлл<sup>32</sup>. Бёммель наблюдал пик в монокристаллах свинца при 10,1 и 26,6 МГц<sup>74b, в</sup>, а Уэлбер и Квимби<sup>121</sup> наблюдали пик в поликристаллическом свинце при частоте 45 кГц. Все перечисленные металлы имеют кубическую гранецентрированную структуру, но по данным Касуэлла большой пик внутреннего трения при 21° К наблюдается в холоднодеформированном образце поликристаллического магния, имеющего гексагональную структуру. Однако необходимы дополнительные подтверждения того, что этот пик является пиком Бордони. Измерения на железе (имеющем объемноцентрированную кубическую структуру), выполненные Бруннером<sup>20</sup> и Ниблеттом и Уилксом (неопубликованные результаты), показали отсутствие пика Бордони.

Поскольку наиболее детальные измерения пика Бордони были произведены на меди, дальнейшее обсуждение пика будет относиться только к этому металлу; результаты, полученные на других металлах, будут оговорены специально.

## 2.2. Т е о р и я

Зависимость температуры пика Бордони от частоты свидетельствует о том, что этот пик может быть следствием процесса релаксационного типа. Справедливость этого предположения подтверждается формой этого пика, которая подобна форме других пиков, связанных с релаксационными процессами (см. п. 1,4), а также тем фактом, что внутреннее трение в значительной мере не зависит от амплитуды деформации.

Для простого релаксационного процесса зависимость времени релаксации  $\tau$  от температуры  $T$  выражается уравнением Аррениуса

$$\tau = \left( \frac{1}{\omega_0} \right) \exp \left( \frac{Q}{kT} \right), \quad (6)$$

где  $\omega_0$  — параметр (эффективная частота колебаний),  $Q$  — энергия активации процесса и  $k$  — постоянная Больцмана. Внутреннее трение является функцией произведения  $\omega\tau$  ( $\omega$  — циклическая частота вынужденных колебаний) и имеет максимум при  $\omega\tau = 1$ . Температура пика связана с частотой вынужденных колебаний уравнением

$$\omega = \omega_0 \exp \left( - \frac{Q}{kT} \right). \quad (7)$$

Энергию активации и эффективную частоту колебаний в принципе можно найти по наклону прямой, выражающей зависимость логарифма частоты от обратной величины абсолютной температуры пика, и отрезку, отсекаемому этой прямой. В п. 2.3.5 показано, что определенная таким образом энергия активации для меди имеет величину порядка 0,1 эв и что наблюдаемая ширина пика очень велика и не может быть объяснена только одним временем релаксации.

Зависимость пика Бордони от состояния холодной деформации металла следует связывать с движением малых сегментов дислокаций. Бордони<sup>156</sup> высказал предположение, что причиной релаксационного пика при низкой температуре может быть скольжение несовершенств в кристаллической решетке, но не принял во внимание специфических свойств дислокаций. Количественные теории, учитывающие движение дислокаций, позднее предложили Мэзон<sup>746-г</sup> и Зеегер<sup>1046, в</sup>; эти теории рассматриваются в следующих разделах вместе с модифицированными теориями Зеегера.

**2.2.1. Теория Зеегера.** По Зеегеру<sup>1046, в</sup> пик Бордони является следствием релаксационного процесса, связанного с движением дислокаций, линии которых параллельны одному из плотноупакованных направлений в кристалле. Энергия на единицу длины такой дислокации является периодической функцией ее положения в кристаллической решетке<sup>90</sup>. Рассмотрим дислокацию ( $AB$  на рис. 6, а), лежащую в положении минимальной энергии вдоль плотноупакованного направления в решетке, и предположим, что приложенное напряжение стремится двигать ее перпендикулярно к ней самой. Для перемещения дислокации, которая ведет себя подобно упругому стержню, через потенциальный барьер в другое положение равновесия  $CD$  требуется напряжение, равное напряжению Пайерлса; однако если дислокационная линия способна изгибаться, перемещение ее вперед происходит значительно легче. Так, если в результате тепловой флуктуации возникает небольшой выступ ( $XY$  на рис. 6, б), распространение его в боковых направлениях произойдет под действием очень небольшого напряжения, так как потенциальные барьеры, препятствующие движению в направлениях, параллельных  $AB$  и  $CD$ , очень невелики. Длина выступа, для образования которого требуется термическая активация, определяется из условия минимума энергии его образования; с увеличением длины выступа растет количество энергии, необходимой для того, чтобы преодолеть барьер Пайерлса; выступ малой длины сильнее увеличивает длину дислокационной линии и ее энергию. Выступ этого типа можно рассматривать как двойной перегиб, который возникает при переходе дислокации из одного атомного ряда кристаллической решетки в другой. В отсутствие напряжения два перегиба притягиваются и аннигилируют; под действием приложенного напряжения перегибы расходятся в разные стороны и площадь поверхности сдвига увеличивается. Для данного приложенного напряжения существует определенное критическое разделение перегибов  $d_{кр}$ , выше которого происходит дальнейшее их разделение, а ниже — слияние. Внутреннее трение является следствием образования таких выступов; движение двух составляющих перегибов при малых перемещениях обратимо, но как только критические расстояния  $d_{кр}$  будут превзойдены, перегибы с большой скоростью и необратимо разойдутся в разные стороны.

Возникающее таким образом внутреннее трение формально подобно внутреннему трению, связанному с релаксационными процессами, например с упорядочением атомов в твердом растворе под действием

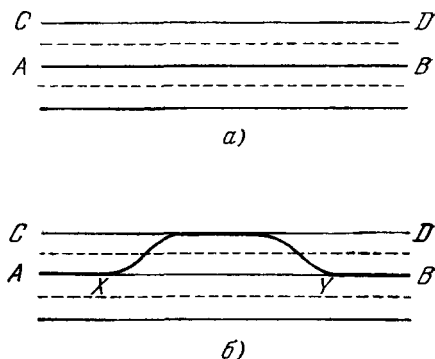


Рис. 6. Дислокационный механизм Зеегера.

а) Дислокация в положении минимальной энергии, б) выступ на дислокации (сплошные прямые линии соответствуют положениям с минимальной энергией, пунктирные линии — положениям с максимальной энергией).

напряжений (см. п. 1.4.3.). В частности, максимальное внутреннее трение возникает при скорости образования выступов, равной угловой частоте колебаний. Чтобы рассчитать величину внутреннего трения, необходимо сначала найти скорость образования выступов  $v$ . Если она выражается уравнением Аррениуса, можно написать

$$v = A \exp \left( -\frac{H}{kT} \right), \quad (8)$$

где  $H$  — энергия активации образования выступа и  $A$  — эффективная частота колебаний, т. е. число положений дислокации в секунду, благоприятствующих образованию выступа. Зеегер сначала принял, что эта величина в точности равна частоте колебаний дислокации в потенциальной яме Пайерлса; в этом случае

$$A \approx \frac{1}{2\pi a} \sqrt{\frac{2\tau_P}{\rho}}, \quad (9)$$

где  $\tau_P$  — напряжение Пайерлса,  $\rho$  — плотность и  $a$  — межплоскостное расстояние (см., например, <sup>74в</sup>). В первоначальной теории Зеегера <sup>104б</sup>  $H$  равно  $2W_k$ , где  $W_k$  — дополнительная энергия, связанная с одиночным перегибом на дислокации, параллельной какому-либо направлению в решетке. В отсутствие приложенного напряжения значение  $W_k$  можно оценить, если форму дислокации в неподвижном состоянии описать дифференциальным уравнением для нее,

$$E_0 \frac{d^2 y}{dx^2} = b\tau_P \sin \frac{2\pi y}{a}, \quad (10)$$

где  $E_0$  — энергия на единицу длины линии и  $a$  — межплоскостное расстояние; отсюда Зеегер получил

$$H = 2W_k = \frac{4a}{\pi} \sqrt{\frac{2E_0 a b \tau_P}{\pi}}. \quad (11)$$

Рассмотренная выше теория, а также более поздняя ее модификация <sup>104в</sup> дают правильные порядки величин для значений  $A$  и  $H$ ; однако эти величины являются весьма приближенными, так как уравнение Аррениуса неприменимо к образованию выступов на дислокационных линиях. Дело в том, что это уравнение выведено в основном для движения отдельных атомов, тогда как образование выступа является коллективным процессом, связанным с движением около 100 атомов. Зеегер и др. <sup>105</sup> разработали значительно более полную теорию, основанную на выражении для скорости образования перегибов, выведенном Донтом <sup>31</sup>, применившим теорию стохастических процессов. В этом рассмотрении Зеегер и др. показали, что среднюю частоту образования выступов на дислокациях и энергию активации процесса  $H$  можно вычислить из уравнений

$$\ln \left( \frac{v}{B} \right) = F_1(r, \alpha), \quad (12)$$

$$B = \frac{\pi^2 G b^2}{32 a^2 v^2} \frac{kT}{m^{3/2} E_0^{1/2}}, \quad (13)$$

$$H = - \frac{d \ln v}{d \left( \frac{1}{kT} \right)} = kT_1 F_2(r, \alpha), \quad (14)$$

где  $v$  — скорость звука,  $G$  — модуль сдвига,  $m$  — масса на единицу длины дислокации;  $F_1(r, \alpha)$  и  $F_2(r, \alpha)$  представлены на рис. 7 и 8 в функции

следующих параметров:

$$r = \frac{2W_h}{kT}, \quad (15)$$

$$\alpha = 1 - \frac{\pi\tau}{8\tau_p}, \quad (16)$$

где  $\tau$  — напряжение сдвига на плоскости скольжения.

Применив теорию скоростей, подобную разработанной Мэзоном <sup>74в</sup>, Зеегер и др. <sup>105</sup> вычислили, что максимальное значение внутреннего трения, связанного с этим релаксационным процессом, равно

$$\frac{1}{Q} = \frac{p}{2(1+p)^{1/2}}, \quad (17)$$

где

$$p = \frac{2N_0ab^2sG}{kT} \left( \frac{\pi a E_0}{2b\tau_p} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{3\pi} \ln \frac{16\tau_p}{\pi\tau} + 0,3 \right); \quad (18)$$

$N_0$  — число дислокационных петель (принимающих участие в процессе) в единице объема;  $s$  — средняя площадь, охватываемая одной дислокационной петлей. Нижний предел высоты пика можно получить, подставив  $s=La$ , где  $L$  — средняя длина дислокационных петель. Некоторые петли могут, однако, охватывать

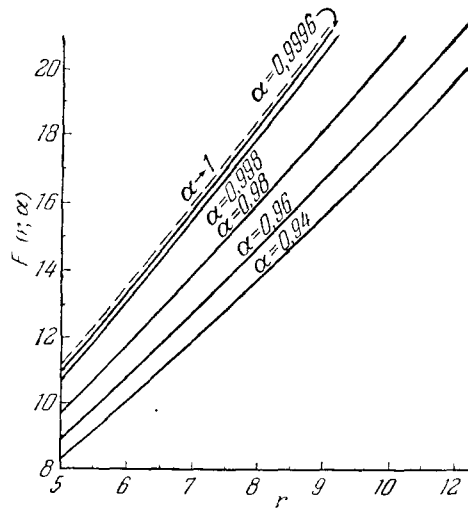
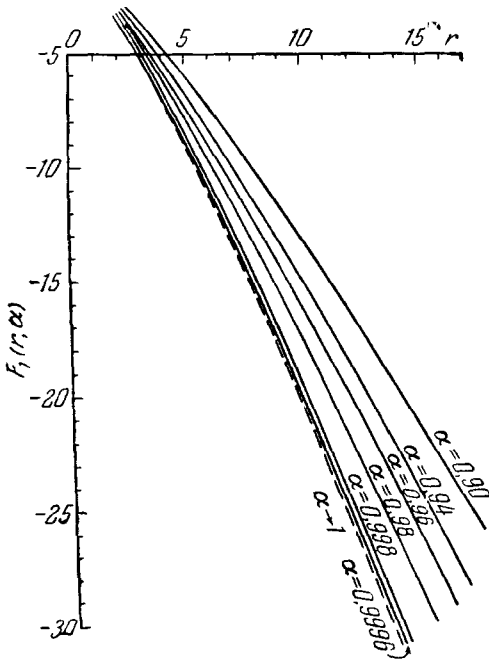


Рис. 7. Функция  $F_1(r, \alpha)$  Зеегера и др. <sup>105</sup>. Рис. 8. Функция  $F_2(r, \alpha)$  Зеегера и др. <sup>105</sup>.

большую площадь, поэтому верхний предел является функцией приложенного напряжения и натяжения дислокационной линии; в этом случае

$$\frac{1}{Q} = \frac{b^2 L^3 N_0 G}{48 E_0} \approx \frac{N_0 L^3}{24}. \quad (19)$$

Как будет показано после более детального рассмотрения результатов экспериментов, эта теория дает хорошее объяснение пика Бордони.

Интересно отметить, что теория Зеегера отличается в значительной степени от аналогичной теории Мезона <sup>74б-г</sup>, который предположил, что исходный выступ образован участком дислокационной линии между двумя

точками закрепления (рис. 9). В этом случае энергия активации  $H$  должна быть пропорциональна расстоянию между точками закрепления; это не согласуется с наблюдением того, что энергия активации в значительной

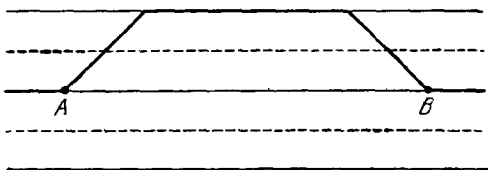


Рис. 9. Дислокационный механизм Мэзона. Сплошные прямые линии соответствуют положениям с минимальной энергией, пунктирные линии — положениям с максимальной энергией; А и В — точки закрепления

мере не зависит от степени холодной деформации и концентрации примесей<sup>85б</sup>. Во всяком случае предположение Мэзона, что вся длина АВ дислокации движется как упругий стержень, несостоятельно<sup>104в, 115б</sup>.

## 2.3. Результаты экспериментов.

В п. 2.1.2. были кратко описаны основные результаты, полученные при исследовании пика Бордони в меди; рассмотрим теперь более детально зависимость внутреннего трения от различных параметров.

2.3.1. Зависимость от амплитуды деформации. Результаты Ниблетта и Уилкса<sup>85в</sup>, Касуэлла<sup>21а</sup> и Парэ<sup>88</sup> показывают, что внутреннее трение, связанное с пиком Бордони, почти не зависит от амплитуды деформации. Касуэлл провел исследование в наиболее широком интервале амплитуд деформации — от  $9,3 \cdot 10^{-9}$  до  $3,7 \cdot 10^{-5}$ ; изучался образец, деформированный прокаткой на 5% (рис. 10). Пик Бордони накладывается на фон внутреннего трения, который увеличивается с увеличением амплитуды деформации; если вклад за счет фона оценивается по результатам, полученным при более высоких температурах, то можно считать, что большая часть слабой амплитудной зависимости, наблюдаемой в области пика Бордони, связана с фоном, а не с самим пиком.

2.3.2. Влияние холодной деформации. Внутреннее трение отожженной меди с повышением температуры от 4° К до комнатной монотонно возрастает и сильно зависит от амплитуды деформации. Как показали измерения Бриггса<sup>18</sup> и Касуэлла<sup>21а</sup> на монокристаллах и Ниблетта и Уилкса<sup>85в, г</sup> на поликристаллическом материале, пик или полностью отсутствует, или очень невелик.

Небольшая пластическая деформация вызывает появление небольшого пика, накладывающегося на фон внутреннего трения, подобный наблюдаемому в отожженном материале. Пики этого типа Ниблетт и Уилкс<sup>85а</sup> наблюдали на поликристаллическом образце, растянутом на 0,1% (рис. 11, а), а Томпсон и Холмс<sup>113в</sup> на монокристалле, растянутом на 3,25%. Ниблетт и Уилкс показали, что деформация на 0,5% увеличивала высоту и ширину пика Бордони и придавала ему асимметричную форму (рис. 11, б), подобную той, которую наблюдал Бордони<sup>15б, в</sup> на механически обработанном поликристаллическом серебре. Таким образом, большая

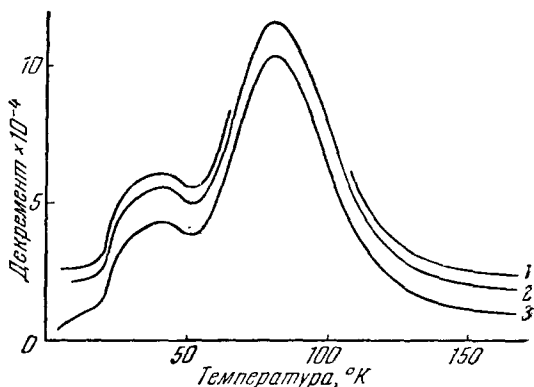


Рис. 10. Внутреннее трение монокристалла чистой меди, подвергнутого прокаткой обжатия на 5%.

Максимальные амплитуды деформации: 1 —  $3,7 \cdot 10^{-5}$ ; 2 —  $2,3 \cdot 10^{-5}$ ; 3 —  $9,3 \cdot 10^{-5}$  (см. 21б).



часть изменений формы кривых Бордони связана с различной степенью холодной деформации, а не с различиями в материалах.

Дальнейшая холодная деформация увеличивает высоту пика Бордони; одновременно фон внутреннего трения резко уменьшается, и в результате пик приобретает свою характерную форму. Рост пика иллюстрируется измерениями Касуэлла <sup>21a</sup> на монокристалле, прокатанном последовательно до сужений сечения 1,35; 3,0 и 4,8% (рис. 12); сужение до 4,8% не привело к значительному увеличению высоты пика. Ниблетт <sup>85b</sup> нашел также, что при деформациях выше ~2% высота пика перестает увеличиваться; пики Бордони в трех образцах, изготовленных из одного поликристаллического материала и деформированных растяжением на 2,2; 5,8 и 8,4%, имели почти одинаковую высоту.

Касуэлл <sup>21a</sup> показал, что хотя при неизменных условиях деформации повышение степени деформации не вызывает увеличения высоты пика, деформация прокаткой в разных направлениях приводит к росту пика,

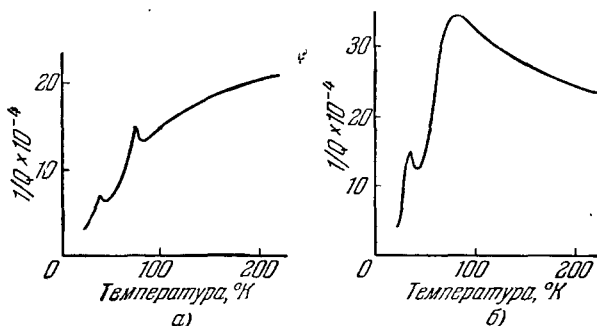


Рис. 11. Внутреннее трение поликристаллической меди <sup>85b</sup>:

а) после деформации на 0,1%; б) после деформации на 0,5%.

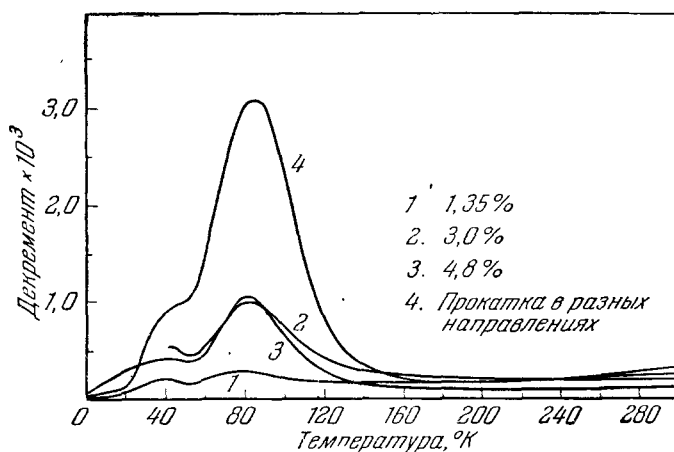


Рис. 12. Внутреннее трение монокристалла меди после деформации на 1,35; 3,0 и 4,8% прокаткой и после прокатки в разных направлениях <sup>21a</sup>.

Монокристалл меди после обжатия на 10% по высоте был повернут на 90° вокруг его длинной оси и вновь прокатан. Высота пика после такой обработки оказалась примерно в три раза большей по сравнению с высотой после единичного обжатия на 4,8% (см. рис. 12). Высота пика увеличилась также в результате облучения образца до деформации. Ниблетт и Уилкс <sup>85b</sup> обнаружили, что в образцах из поликристаллической меди, подвергнутых действию интегрального потока нейтронов  $5 \cdot 10^{18} \text{ nvt}$  и деформированных затем на 2,0; 5,1 и 8,0%, пики Бордони были значительно больше, чем в аналогичных необлученных материалах после таких

же степеней деформации. Имеются также данные о том, что высота пика после деформации растяжением больше, чем после прокатки <sup>88</sup>.

Результаты Касуэлла <sup>21a</sup>, полученные на образце, деформированном последовательно на 1,35; 3,0 и 4,8% и прокатанном в разных направлениях, свидетельствуют о том, что холодная деформация сдвигает положение пика Бордони к несколько более высоким температурам. Ниблетт и Уилкс не обнаружили этого сдвига. Эти авторы производили измерения на разных образцах, и эффект мог остаться незамеченным из-за небольших различий между образцами по содержанию примесей и т. п. Ниблетт и Уилкс и Касуэлл не обнаружили систематической зависимости ширины пика от степени холодной деформации.

2.3.3. Влияние степени чистоты. Присутствие примесей сильно уменьшает высоту пика Бордони. Это иллюстрируется измерениями Касуэлла <sup>21a</sup> на образцах меди с добавлением 0,065; 0,25 и 0,50%

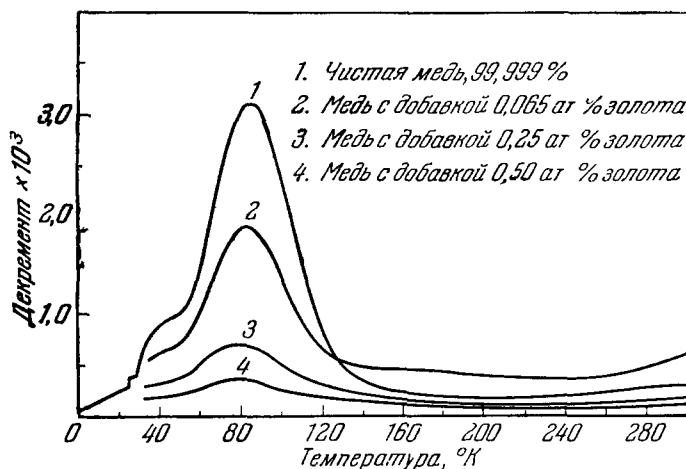


Рис. 13. Внутреннее трение прокатанных в разных направлениях в одинаковых условиях монокристаллов меди с различной концентрацией золота <sup>21a</sup>.

золота, подвергнутых одинаковой деформации прокаткой в разных направлениях (рис. 13). Касуэлл показал также, что добавка 0,56% никеля уменьшала высоту пика значительно слабее, чем такое же количество золота. Очевидно, это объясняется тем, что атомный радиус никеля лишь на 2,5% отличается от атомного радиуса меди, тогда как у золота он на 11% больше. Парé <sup>88</sup> также изучал влияние добавок золота. По данным Ниблетта и Уилкса <sup>85b</sup>, добавки 0,0026% висмута и 0,032% фосфора достаточны, чтобы примерно в десять раз уменьшить высоту пика по сравнению с его высотой в чистой меди.

Ниблетт и Уилкс <sup>85b</sup>, Касуэлл <sup>21a</sup> и Парé <sup>88</sup> наблюдали небольшой сдвиг пика Бордони к низким температурам в присутствии примесей по сравнению с его положением в чистой меди. Величина этого сдвига лежит в пределах от двух до шести градусов. При увеличении содержания примесей отмечается также некоторое увеличение ширины пика.

2.3.4. Влияние облучения нейтронами. Влияние облучения нейтронами на пик Бордони в холоднодеформированной меди аналогично влиянию примесей. Томпсон и Холмс <sup>113b</sup> показали, что облучение холоднопротянутого образца промышленной поликристаллической меди интегральным потоком  $5 \cdot 10^{17}$  *not* уменьшало высоту пика примерно на 15%; по данным Ниблетта и Уилкса <sup>85b</sup> после облучения

$5 \cdot 10^{18}$  *nut* пик в образце чистой поликристаллической меди, подвергнутом предварительной деформации на 6,6%, уменьшился приблизительно в шесть раз. Ниблетт и Уилкс нашли также, что в результате облучения температура пика понизилась примерно на четыре градуса. По данным Томпсона и Холмса температура и форма пика под действием облучения не изменились; при небольшом значении потока нейтронов в опытах этих авторов температурный сдвиг составит, вероятно, менее одного градуса, и зарегистрировать его очень трудно. Было высказано предположение, что эти эффекты являются следствием процесса отжига, протекающего в ходе облучения, а не самого облучения, которое производилось при температуре порядка  $50^\circ \text{C}$ . Однако результаты исследования Ниблеттом и Уилксом<sup>85д</sup> (см. п. 2.3.6) влияния отжига свидетельствуют о том, что это маловероятно.

Ниблетт<sup>84</sup> наблюдал небольшой пик Бордони после облучения нейтронами отожженной поликристаллической меди дозой  $4,5 \cdot 10^{18}$  *nut*, а Томпсон и Холмс<sup>113в</sup> — на монокристалле, облученном интегральным потоком  $2 \cdot 10^{12}$  *nut*. Более поздние измерения<sup>85г</sup> на отожженной меди свидетельствуют о том, что этот маленький пик до облучения также присутствует, но маскируется относительно высоким фоном внутреннего трения. Следует отметить, что этот пик наблюдается при температуре несколько более высокой, чем пик Бордони в холоднодеформированном материале.

**2.3.5. Влияние частоты.** Пик Бордони в меди измеряли при частоте 380 и около 1000 *гц*<sup>85а-в</sup>, от 3,7 до 5,6 *кГц*<sup>88</sup>, около 16 *кГц*<sup>113в</sup>, 28—31 *кГц*<sup>156, в</sup>, 38—41 *кГц*<sup>21а</sup> и при различных частотах в интервале 1,8 *кГц* и 6,5 *МГц*<sup>16</sup>. В случае простого релаксационного процесса зависимость логарифма частоты от обратной величины абсолютной температуры пика должна выражаться прямой, наклон которой равен энергии активации процесса. Так как температура пика в известной мере зависит от степени холодной деформации и чистоты материала, желательно производить измерения на одном и том же образце и в возможно более широком интервале частот. Почти единственной работой такого рода является работа Бордони и др.<sup>16</sup> на меди с 0,12% свинца, наклепанной механической обработкой. Значения частот и температуры, наблюдавшиеся этими авторами, хорошо ложатся на прямую с энергией активации 0,122 эв. Их результаты соответствуют эффективной частоте колебаний  $2,4 \cdot 10^{12}$ .

Как уже указывалось, температура пика зависит, вероятно, от нескольких факторов. На рис. 14 все известные из литературы значения температуры пика в номинально чистой меди, подвергнутой примерно одинаковой степени деформации (несколько десятых процента), представлены

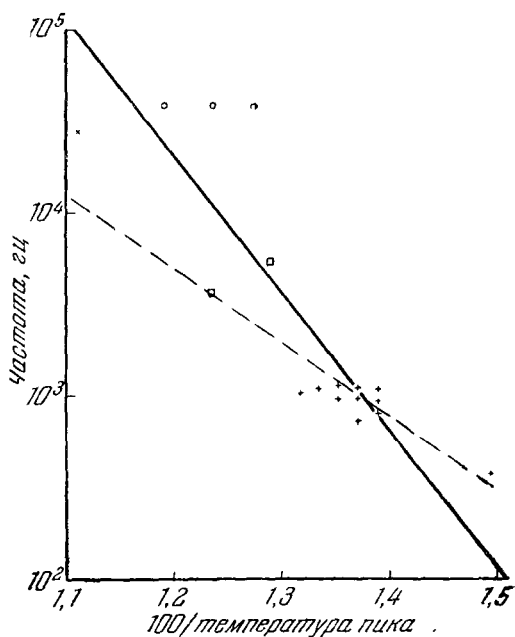


Рис. 14. Зависимость температуры пика Бордони холоднодеформированной чистой меди от частоты.

Измерения  $\times$  Бордони;  $+$  Ниблетта и Уилкса;  $\circ$  Касуэлла;  $\square$  Парé.

в функции частоты. Результаты характеризуются значительным разбросом: точки не ложатся на одну прямую. (По данным различных авторов в алюминии также наблюдается разброс точек в зависимости пика Бордони от частоты. Например, Эйнспрух и Труэлл <sup>32</sup> в результате измерений при 10,30 и 60 Мгц нашли энергию активации равной 0,11 эв, тогда как Шибата <sup>107</sup> из измерений при 3,7 и 40 кгц получил величину около 0,19 эв.) Существует несколько различных причин этого разброса: а) различное содержание примесей, б) различная степень деформации, в) различие в методах деформации, г) различные виды колебаний, д) ошибки в измерении температуры образца, особенно в случаях, когда измерения производятся не в стационарных условиях. Чтобы устранить некоторые из этих источников ошибок, Парé <sup>88</sup> и Касуэлл <sup>21а</sup> измерили внутреннее трение одного и того же монокристалла (после деформации прокаткой на 10%) при частотах 5,56 и 39,6 кгц. Температура пика менялась только на один градус; соответствующая энергия активации отличается от значений, полученных другими авторами. Парé объяснил этот результат неоднородностью деформации при прокатке и различием в распределении напряжений при изгибных и продольных колебаниях. Это значит, что более точное значение энергии активации следует из экспериментов, в которых деформация производилась растяжением. Такую деформацию применяли Ниблетт и Уилкс <sup>85а-в</sup> и Парé <sup>88</sup>. Результаты этих исследователей нанесены пунктирной линией на рис. 14; соответствующая энергия активации составляет 0,08 эв. Сплошная кривая, проведенная с учетом всех известных значений, дает энергию активации около 0,15 эв. Пересечение с осью частот ( $1/T = 0$ ) должно дать эффективную частоту колебаний релаксационного процесса; эта величина чрезвычайно зависит от выбора прямой. Так, если принять энергию активации равной 0,08 эв, частота имеет порядок  $10^8$ , тогда как для энергии 0,15 эв частота около  $10^{13}$ . Однако маловероятно, чтобы релаксационный процесс можно было описать в терминах единственной энергии активации и одной частоты.

Если пик является следствием релаксационного процесса с единственной энергией активации  $H$ , внутреннее трение при частоте  $\omega$

$$\frac{1}{Q} = 2 \left( \frac{1}{Q} \right)_0 \frac{\frac{\omega}{\omega_0}}{1 + \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2}, \quad (20)$$

где  $(1/Q)_0$  — максимальное значение внутреннего трения и  $\omega_0 = = A \exp(-H/kT)$ . Из этого выражения следует, что при энергии активации 0,08 эв полуширина пика  $\sim 20^\circ$ ; при более высоких значениях энергий активации полуширина соответственно меньше. В действительности наблюдаются пики шириной около  $40^\circ$ ; следовательно, релаксационный процесс нельзя охарактеризовать единственной энергией активации. Касуэлл <sup>21а</sup> показал, что форме наблюдаемых пиков соответствует распределение Гаусса энергий активации со стандартной девиацией  $16^\circ$ ; Томпсон и Холмс <sup>113в</sup> ввели спектр дискретных энергий активации (п. 2.3.8). С другой стороны, Бордони и др. <sup>16</sup> считают, что существует набор значений эффективной частоты колебаний; возможно, что полное описание потребует введения набора значений энергии активации и эффективной частоты колебаний. В этом случае влияние прокатки, возможно, заключается в том, что распределение энергий активации и эффективных частот после деформации прокаткой отличается от распределения после деформации растяжением; это объясняет частично разброс на рис. 14.

Результаты Ниблетта и Уилкса <sup>85в</sup> при частотах 380 и 1100 кгц и Бордони и др. в широкой области частот свидетельствуют о том, что высо-

та пика почти не зависит от частоты. Бордони и др. авторы нашли, что пик несколько меньше и значительно шире при мегагерцевых частотах, чем пик в том же образце при килогерцевых частотах.

2.3.6. В л и я н и е о т ж и г а. Отжиг при комнатной температуре не устраняет пика Бордони и холоднодеформированной меди. По данным Ниблетта и Уилкса <sup>85в</sup> пик Бордони деформированного на 2,2% поликристаллического образца в результате вылеживания в течение и нескольких дней, и около десяти месяцев после деформации изменился незначительно.

Исчезновение пика в результате отжига в области температур от 100 до 500° происходит довольно сложным образом. Бордони <sup>15б, в</sup> нашел, что в механически обработанной чистой поликристаллической меди отжиг в течение 10 часов при 150° С приводил к уменьшению пика примерно на 30%, а предварительные результаты Ниблетта и Уилкса <sup>85в</sup> показали, что после отжига в течение одного часа при 180° высота пика в поликристаллическом образце, деформированном предварительно на 8,4%, уменьшилась в два раза, а после отжига в течение 1 часа при 350° С пик исчез совершенно. Касуэлл <sup>21а</sup> наблюдал уменьшение на 40% высоты пика в прокатанном в разных направлениях монокристалле после двухчасовой выдержки при 238° С. Более подробные изохронные измерения, выполненные Ниблеттом и Уилксом <sup>85д</sup> при отжиге поликристаллической меди, показали, что существует область температур отжига, в которой высота пика Бордони сначала растет, а затем уменьшается. Температура, при которой высота пика сначала растет, а затем уменьшается, и величина прироста высоты пика критическим образом зависят от размера зерна материала.

Так, например, максимум  $1/Q$  в образце со средним диаметром зерна около 0,3 мкм, деформированном на 5,4% после одночасового отжига при 97° С, вырос от  $2,9 \cdot 10^{-3}$  до  $4,6 \cdot 10^{-3}$  и затем уменьшился до  $1,3 \cdot 10^{-3}$  после выдержки в течение одного часа при 181° С (рис. 15). Максимум  $1/Q$  в образце, средний диаметр зерна в котором был примерно в десять раз больше (в результате более длительного отжига при 1050° С), после деформации на 5,7% составлял  $1,9 \cdot 10^{-3}$ ; после одночасового отжига при 292° С он вырос до  $6,0 \cdot 10^{-3}$  и при последующем отжиге, как видно из рис. 16, он уменьшился.

Измерения Бордони <sup>15б, в</sup>, Бордони и др. <sup>16</sup>, Ниблетта и Уилкса <sup>85в, д</sup> и Касуэлла <sup>21а</sup> свидетельствуют о том, что отжиг вблизи 200° С понижает температуру пика примерно на пять градусов.

2.3.7. Д о п о л н и т е л ь н ы й п и к. Пик внутреннего трения меньшего размера, наблюдаемый в холоднодеформированной меди при

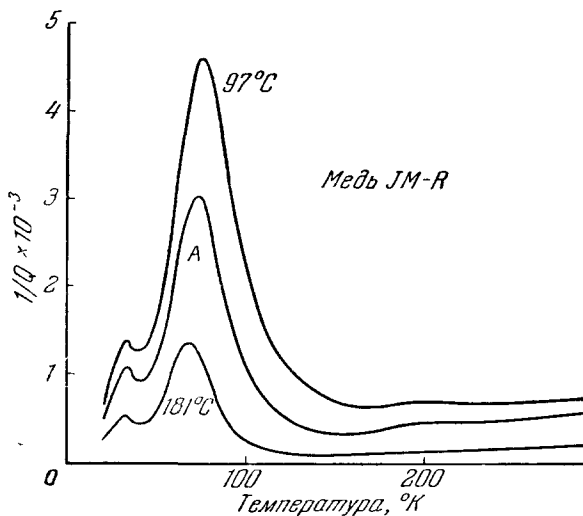


Рис. 15. Внутреннее трение поликристаллической меди с средним диаметром зерна  $\sim 0,3$  мкм.

Деформация на 5,4% с последующим отжигом в течение одного часа при 97 и 181° С (Ниблетт и Уилкс); кривая А — деформация на 5,4%

температуре между 30 и 40° К, связан, очевидно, с основным пиком Бордони <sup>85a</sup>. Высота и температурное положение этого пика почти не зависят от амплитуды деформации; отжиг влияет на этот пик таким же образом, как и на основной пик. Этот пик разрешается во всех измерениях Ниблетта и Уилкса и в некоторых измерениях Касуэлла <sup>21a</sup>, Парé <sup>88</sup> и Томпсона и Холмса <sup>113в</sup>, но в остальных измерениях этих авторов он присутствует как небольшой нарост на низкотемпературной ветви основного пика. Количественное исследование этого дополнительного пика затруднено, так как при этих температурах значительный вклад во внутреннее трение дает основной пик.

В большинстве случаев невозможно определить температуру дополнительного пика с достаточной точностью, чтобы по сдвигу при изменении частоты оценить значение его энергии активации. Однако если дополни-

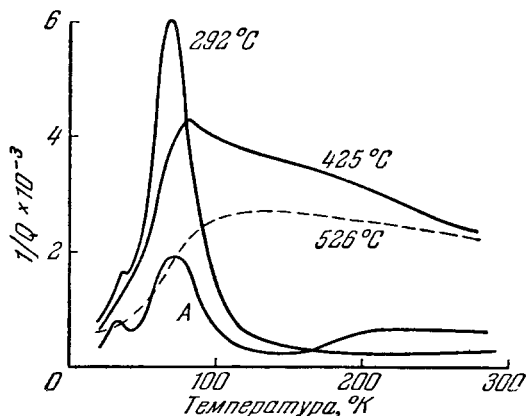


Рис. 16. Внутреннее трение поликристаллической меди (отожженной предварительно при 1050° С) со средним диаметром зерна ~3 м.м. Деформация на 5,7% (кривая А) с последующим отжигом по одному часу при указанных температурах <sup>85a</sup>.

тельный пик не отличается от пика Бордони по величине эффективной частоты колебаний, то величины энергии активации этих пиков должны быть пропорциональными температурам. Это дает энергию активации дополнительного пика порядка 0,04 эв. Бордони и др. <sup>16</sup> из наклона прямой, выражающей зависимость между логарифмом частоты и обратной температурой пика, также получили для энергии активации дополнительного пика значение 0,04 эв. Однако лишь в одном образце их измерения распространялись на достаточно низкие температуры, позволяющие четко наблюдать этот пик, остальные точки получены из асимметрии основного пика.

По данным Касуэлла <sup>21a</sup> в результате деформации монокристалла прокаткой высота дополнительного пика по сравнению с пиком Бордони увеличивается слабее, поэтому при больших деформациях дополнительный пик сливается с боковой ветвью пика Бордони. Измерения Ниблетта и Уилкса <sup>85a</sup>—в свидетельствуют о том, что в двух поликристаллических образцах, деформированных растяжением на 2 и 9%, оба пика имеют почти одинаковые относительные размеры. По данным Парé <sup>88</sup> в монокристалле, деформированном растяжением на 11,5%, дополнительный пик был относительно больше, чем в кристалле, прокатанном на 10%. Это находится в соответствии с тем, что Ниблетт и Уилкс наблюдали относительно более высокие дополнительные пики в образцах, деформированных растяжением, чем Касуэлл <sup>21a</sup> в кристаллах после прокатки.

Ниблетт и Уилкс, Касуэлл и Парé установили, что в образцах с примесями дополнительный пик расположен примерно при той же температуре, что и в чистой меди. Вследствие этого в образцах с примесями оба пика расположены по температурной шкале немного ближе друг к другу.

Касуэлл <sup>21a</sup> в закаленном от 1000° С монокристалле меди наблюдал очень маленький пик при 44° К; пик Бордони в этом образце не был обнаружен. Он пришел к выводу, что дополнительный пик связан с присут-

ствием вакансий. Однако аналогичное поведение пика Бордони и дополнительного пика заставляют предположить, что в основе обоих пиков лежит один механизм.

В холоднодеформированном алюминии также было обнаружено два пика <sup>107</sup>; они были расположены при температурах около 90 и 116° К при частоте 3,7 кГц, а при ~100 и 131° К — при 40 кГц. Обычно эти пики имеют примерно одинаковую высоту и очень большую ширину, так что часто их трудно различить. Однако в настоящее время отсутствуют достаточные основания, позволяющие определенным образом связывать эти пики с пиками, наблюдаемыми в меди. Лэкс и Филсон <sup>60</sup> обнаружили еще один

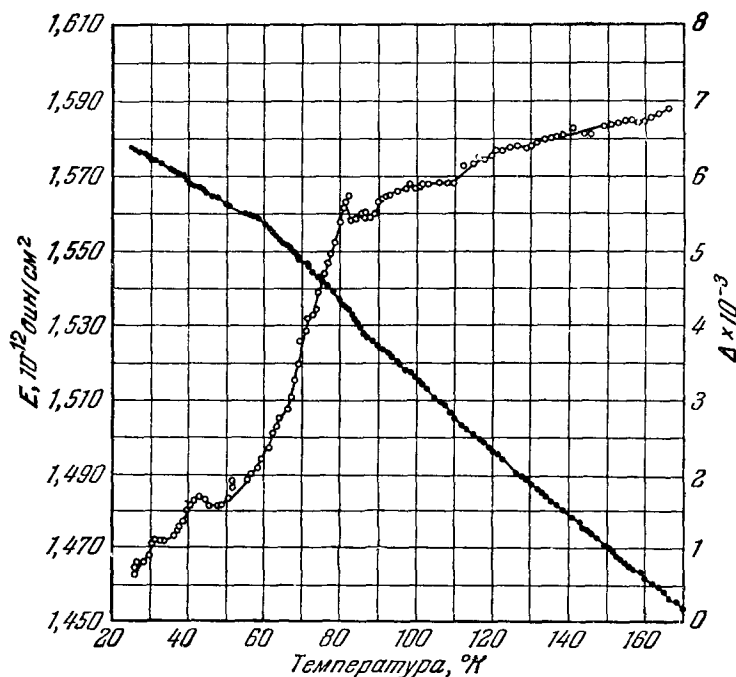


Рис. 17. Внутреннее трение и модуль Юнга монокристалла меди, деформированного на 3,25% <sup>113в</sup>.

пик при более низкой температуре в холоднодеформированном поликристаллическом алюминии. Температура этого пика менялась от 21° К при частоте 25 кГц до 31° К при 1 МГц. Возможно, что все эти пики связаны со структурой пика Бордони, которая обсуждается в следующем разделе.

**2.3.8. Структура пика Бордони.** Томпсон и Холмс <sup>113в</sup> в результате подробного изучения внутреннего трения и дефекта модуля пришли к заключению, что пик Бордони не является одиночным релаксационным пиком, а представляет собой серию простых релаксационных пиков, которые накладываются друг на друга. На рис. 17 представлены результаты измерений внутреннего трения и модуля Юнга, выполненные на медном монокристалле после деформации растяжением на 3,25%. На кривой внутреннего трения этого образца видны по крайней мере два небольших пика, накладывающихся на очень высокий фон. Температурная кривая модуля Юнга имеет ступенчатую структуру. (Другие экспериментаторы производили измерения через недостаточно малые интервалы температуры и не измеряли модуль с достаточной точностью, чтобы можно

было заметить ступени на кривой.) В результате анализа своих результатов авторы приходят к выводу, что каждая ступенька на кривой зависимости модуля от температуры соответствует простому релаксационному процессу и что максимальное внутреннее трение дается обычным отношением

$$\left(\frac{1}{Q}\right)_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E}{E}\right), \quad (21)$$

где  $E$  — модуль Юнга, а  $\Delta E$  — изменение модуля (см., например, <sup>87r</sup>).

Томпсон и Холмс делают заключение, что кривая модуля на рис. 17 указывает на существование серии пиков внутреннего трения при температурах 30, 40, 62, 68, 75, 85 и 96° К;

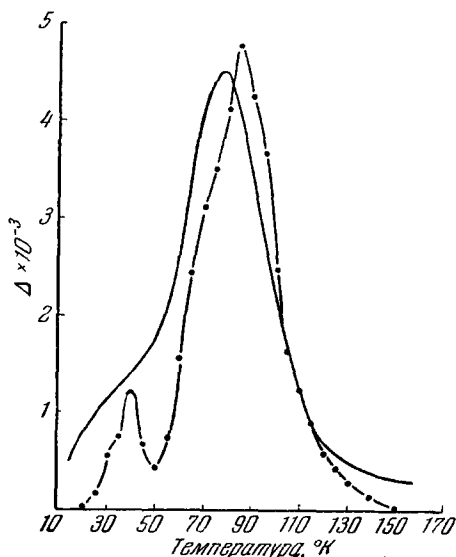


Рис. 18. Пик Бордони в поликристаллической меди (сплошная линия).

Штрих-пунктирная кривая вычислена на основании результатов измерения модуля монокристалла меди после незначительной деформации <sup>113b</sup>

самый большой пик расположен при 85° К. Сделав несколько сомнительное допущение, что все процессы имеют одинаковую эффективную частоту колебаний, авторы на основе учета сдвига основного пика при изменении частоты выводят энергию активации для каждого процесса и затем с помощью уравнений (20) и (21) рассчитывают вклад каждого процесса в суммарное внутреннее трение. Таким образом они получили кривую, нанесенную на рис. 18 штрих-пунктирной линией; эта кривая совершенно подобна кривой внутреннего трения сильно наклепанной протяжкой поликристаллической промышленной меди. Совпадение уровней этих кривых ввиду различной степени холодной деформации соответствующих образцов является случайным, но тот факт, что форма пика, определенная на основании измерений модуля, совпадает с наблюдаемой, является подтверждением теории авторов. (Конечно, внутреннее трение, расчи-

танное по дефекту модуля, более правильно было бы сравнить с внутренним трением, наблюдаемым в том же кристалле, но структура кривой модуля в монокристаллах хорошо выявляется только после небольшой степени пластической деформации, когда пики маскируются декрементом фона.)

Томпсон и Холмс анализировали также температурную кривую модуля отожженного монокристалла меди. Пики на кривой были расположены при 30, 40, 85 и 96° К, причем максимальной высотой обладал пик при 85° К.

## 2.4. О б с у ж д е н и е

Теория Зеегера <sup>104b</sup> и Зеегера и др. <sup>105</sup> объясняет почти все основные особенности пика Бордони. В частности, из теории следует энергия активации, связанная со свойствами самих дислокаций и не зависящая от процессов освобождения дислокаций от точек закрепления. В связи с этим температура пика почти не зависит от степени холодной деформации и присутствия примесей. В первоначальной теории Зеегера энергия активации



зависела от приложенного напряжения, из чего следовало, что температура пика должна меняться с изменением амплитуды деформации. Однако в теории Зеегера и др. авторы энергии активации при не очень большой деформации от амплитуды деформации не зависят. Это находится в соответствии с экспериментальными результатами, хотя Касуэлл<sup>21а</sup> не наблюдал сдвига пика при высоких амплитудах деформации, которые должны были привести к некоторому его смещению. Из теории следует, что высота пика не должна зависеть от частоты; экспериментальные результаты подтверждают это положение.

Недостатком описанных выше теорий является то, что предсказываемая ими ширина пика в два раза меньше наблюдаемой. Теория Томпсона и Холмса<sup>113в</sup> преодолевает это затруднение, разлагая наблюдаемый пик в спектр перекрывающихся пиков, каждый из которых имеет единственное время релаксации. До Томпсона и Холмса Зеегер<sup>104в</sup> связал два пика внутреннего трения, наблюдавшиеся Ниблеттом и Уилксом<sup>85а</sup>, с тем, что векторы Бюргерса дислокаций в направлениях  $[110]$  составляют с дислокационными линиями углы  $0$  и  $60^\circ$ . Винтовые и смешанные дислокации, вероятно, преодолевают различные силы Пайерлса и поэтому дают пики внутреннего трения, характеризующиеся различными энергиями активации. По предположению Томпсона и Холмса, четыре пика на кривой внутреннего трения отожженного материала связаны с дислокациями в направлениях  $[110]$  и  $[112]$ , каждая из которых имеет две различные ориентировки вектора Бюргерса. Остается неясным, как можно объяснить дополнительные пики в холоднодеформированных образцах в работах этих авторов.

Представление о наличии серии энергий активации находится в соответствии с тем, что температура пика под действием холодной деформации, отжига и облучения изменяется незначительно. Можно ожидать, что эти процессы оказывают несколько различное влияние на дислокации в различных ориентировках. Отсюда суммарное внутреннее трение, составленное из нескольких индивидуальных пиков, может иметь максимум при несколько иной температуре. Возможно также, что энергия активации четко не определена даже для дислокаций в данной ориентации. В общем случае дислокации находятся под действием значительного поля сил, под действием которого энергия активации может несколько измениться. Это имели в виду Томпсон и Холмс, отмечая, что с повышением степени холодной деформации детали на кривых модуля для монокристаллов исчезают (см. также<sup>88</sup>). Другим важным обстоятельством, которое раньше не замечали, является то, что дислокации в меди разделены на две частичные дислокации<sup>104а</sup>. (Во всех теориях делается разумное допущение, что обе частичные дислокации ведут себя так, как если бы они были жестко соединены.) Представляет интерес исследовать влияние этого обстоятельства не только на пик Бордони, но и на другие типы внутреннего трения.

Если значения массы на единицу длины и натяжения линии дислокации в выражении для энергии активации Зеегера и др. известны, единственным неизвестным параметром является напряжение Пайерлса  $\tau_L$ . Поэтому определенное экспериментально значение энергии активации можно использовать для оценки величины этой силы. Зеегер и др. исследователи приняли, что линейное натяжение дислокации  $E_0$  равно  $1/2 Gb^2$ , где  $G$  — модуль сдвига,  $b$  — вектор Бюргерса, и что эффективная масса на единицу длины  $m$  равна  $E_0/v^2$ , где  $v$  — скорость поперечных звуковых волн. На основании значений энергии активации, полученных Бордони<sup>15в</sup> и Ниблеттом и Уилксом<sup>85а</sup>, было определено напряжение Пайерлса в меди. Оно составляет приблизительно  $4 \cdot 10^{-4} G$ . Эта величина близка

к рассчитанной теоретически Дице<sup>29</sup> и Зеегером<sup>104а</sup>, но значительно выше значений предела текучести в монокристаллах меди, найденных экспериментально, например, Блюиттом<sup>13</sup>. По Зеегеру, это расхождение объясняется тем фактом, что все дислокации, принимающие участие в механизме внутреннего трения, расположены в кристаллической решетке вдоль плотноупакованных направлений, тогда как подавляющее число дислокаций в кристалле расположено вдоль других направлений и испытывает значительно меньшее эффективное напряжение Пайерлса. Однако эти дислокации не могут сделать заметный вклад в общую деформацию, так как они также задерживаются у барьеров Пайерлса. Это значит, что для определения связи между напряжением Пайерлса, пиком Бордони и критическим напряжением сдвига необходимо дальнейшее исследование, возможно, с учетом того факта, что дислокации расщепляются на частичные<sup>85в</sup>.

Теория качественно объясняет наблюдаемую зависимость высоты пика от холодной деформации и отжига и от содержания примесей в материале. Повышение внутреннего трения при небольших степенях холодной деформации связывается с увеличением числа дислокаций. При увеличении степени холодной деформации число дислокаций продолжает расти, но средняя длина дислокационных петель уменьшается, вследствие чего интенсивное увеличение внутреннего трения невозможно (уравнение (19)). Кроме того, взаимодействие между дислокациями приводит к уменьшению протяженности дислокационных линий, расположенных вдоль плотноупакованных направлений и вызывающих рассеяние энергии. Увеличение внутреннего трения в результате прокатки в разных направлениях (п. 2.3.2) можно объяснить генерированием дислокаций на новых плоскостях, скольжение по которым до этого не происходило. Отжиг при достаточно высокой температуре уменьшает количество дислокаций до такой степени, что пик почти полностью исчезает. Увеличение высоты пика в холоднодеформированной меди после отжига при весьма низкой температуре, наблюдаемое в некоторых случаях, следует объяснить переориентировкой дислокаций, в результате которой образуются более длинные петли, большая часть которых расположена вдоль плотноупакованных направлений кристаллической решетки<sup>85д</sup>. Такой переориентировкой дислокаций можно объяснить также наблюдавшееся Клерброу и др.<sup>25</sup> выделение запасенной энергии в холоднодеформированной меди при сравнительно низких температурах, при которых измерения теплопроводности<sup>55</sup> свидетельствуют об отсутствии уменьшения плотности дислокаций. Уменьшение высоты пиков Бордони в материале с примесями или после облучения нейтронами может объясняться закреплением сегментов дислокаций атомами примесей и точечными несовершенствами соответственно и происходящим в результате этого уменьшением эффективной длины петель дислокаций.

Точную оценку высоты пика в любом данном образце произвести невозможно, так как высота пика зависит от плотности дислокаций, доли дислокаций, расположенных в благоприятном положении, и расстояния, на которое могут удалиться два перегиба, образующие исходный выступ. Ни одна из этих величин с достаточной точностью не известна. Однако если принять разумные значения для плотности дислокаций и расстояния между точками закрепления, то благоприятные ориентировки должны занимать от 0,1 до 1,0% дислокаций<sup>105, 88в</sup>. Это — разумная цифра, особенно если учесть, что напряжение Пайерлса по сравнению с другими силами, действующими на дислокации, очень мало. Электронные микрофотографии (см., например,<sup>49</sup>) не свидетельствуют о том, что вдоль плотноупакованных направлений кристаллической решетки лежит большое

число дислокаций. Однако критическая длина выступа составляет около 60 межатомных расстояний, и поэтому для действия механизма достаточно, если вдоль плотноупакованных направлений кристаллической решетки расположены отрезки дислокаций длиной порядка нескольких сотен ангстрем. Такие отрезки могут быть неразличимы на существующих фотографиях.

Необходимо отметить отличительную черту пиков Бордони: их воспроизводимость и независимость от амплитуды деформации. В этом отношении поликристаллические материалы превосходят монокристаллы; хотя пики Бордони наблюдаются в монокристаллах, они часто накладываются на большую величину внутреннего трения фона и их анализ соответственно более затруднен. Пики весьма определенно характеризуют состояние системы дислокаций, и их можно использовать для исследования изменений такой системы, как это было сделано, например, в случае отжига (п. 2.3.6). Целесообразно еще раз напомнить, что большая часть исследований пиков была выполнена на меди, что объясняется в основном удобством выполнения экспериментов; большой интерес представляет исследование других металлов.

Критика Бруннером<sup>20</sup> теории Зеегера основана на том, что теория должна быть одинаково применима как к объемноцентрированным кубическим металлам, так и к металлам с гранецентрированной кубической решеткой, тогда как согласно измерениям Бруннера пик Бордони в железе отсутствует. Однако, как указывает сам Бруннер, не исключено, что присутствие примесей в железе является причиной малой высоты пика. В этом случае пик маскируется рассеянием при низких температурах, природа которого не объяснена. Для выяснения этого вопроса необходимо произвести измерения на металлах с кристаллической решеткой объемноцентрированного куба высокой чистоты.

Для того чтобы объяснить отсутствие пика Бордони в железе, Бруннер предположил, что ответственным за пики является совсем другой релаксационный механизм. В кристаллической решетке гранецентрированного куба дислокации расщепляются на частичные. Если точечный дефект расположен в плоскости, смежной с плоскостью скольжения дислокации, последняя стремится занять такое положение, чтобы одна из частичных дислокаций находилась непосредственно под точечным дефектом. Бруннер предположил, что внутреннее трение является следствием перехода дислокации под действием приложенного напряжения из одного положения в другое и подсчитал для этого механизма значения энергии активации и эффективной частоты колебаний. Полученные величины оказались того же порядка, что и наблюдаемые для пика Бордони. Расчет показывает, что высота пика пропорциональна количеству точечных дефектов на единицу длины дислокации. Бруннер предположил, что этими точечными дефектами являются вакансии. В связи с этим можно было бы ожидать, что высота пика в результате отжига при сравнительно низкой температуре уменьшится, тогда как в крупнозернистой меди до температуры отжига около 300° С изменений не наблюдается (см. п. 2.3.6). Следовало также ожидать, что облучение нейтронами (по крайней мере в некоторых случаях) вызовет повышение высоты пика в результате увеличения концентрации вакансий, однако такой эффект никогда не наблюдался. Поэтому кажется маловероятным, что пик Бордони возникает таким образом. Однако возможно, что механизм Бруннера ответствен за пик, наблюдаемый в меди при температуре около 200° К (этот пик будет рассмотрен в п. 5.4). Этот пик в результате отжига в течение одного часа при 100° С уменьшался<sup>85д</sup> и по крайней мере в одном случае был вызван облучением нейтронами<sup>113в</sup>.

### § 3. ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ, ЗАВИСИМОЕ ОТ АМПЛИТУДЫ ДЕФОРМАЦИИ

#### 3.1. Введение

Рассмотрим теперь внутреннее трение, наблюдаемое при низких и средних температурах во всех металлах независимо от того, имеется ли в них пик Бордони. С повышением температуры это внутреннее трение обычно увеличивается. Это видно на рис. 11, а, на котором представлена кривая внутреннего трения меди после небольшой степени холодной деформации: на большой фон внутреннего трения этого типа накладывается небольшой пик Бордони. В общем внутреннее трение зависит от амплитуды колебаний, причем существует несколько характерных типов зависимости от амплитуды. Следует отметить, что абсолютные значения амплитуды деформации измерить значительно труднее, чем относительные; поэтому к абсолютным значениям всегда следует относиться с определенной осторожностью. На рис. 19 представлены результаты измерения Касуэлла <sup>21a</sup> на отожженном монокристалле чистой меди при различных температурах; эти измерения характеризуют наиболее часто наблюдаемую зависимость внутреннего трения от амплитуды. В из-

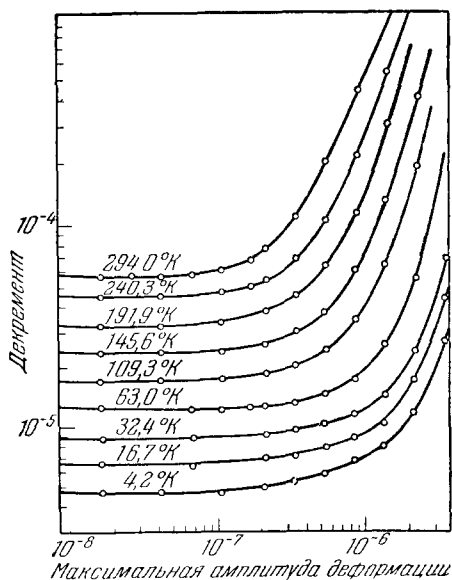


Рис. 19. Внутреннее трение монокристалла меди в зависимости от амплитуды и температуры.

Измерения произведены при 40 кгц <sup>21a</sup>.

мерениях Новика <sup>87</sup> на монокристаллах меди после небольшой степени холодной деформации (рис. 20) «точка отрыва», при которой декремент становится зависимым от амплитуды, не так заметна. Форма этих кривых заставляет предположить, что за внутреннее трение ответственны два различных механизма, поэтому суммарный декремент  $\Delta$  принято разделять на две части:

$$\Delta = \Delta_I + \Delta_H, \quad (22)$$

где  $\Delta_I$  — декремент, наблюдаемый при очень малых амплитудах, а  $\Delta_H$  — часть, зависящая от амплитуды. Хотя механизмы, ответственные за обе части, связаны друг с другом (см. п. 3.4), для рассмотрения экспериментальных результатов удобно производить разделение такого рода. В этой главе мы рассмотрим поведение части  $\Delta_H$  при температурах порядка комнатной и ниже.

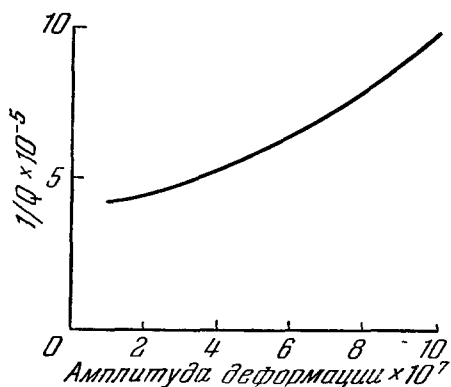


Рис. 20. Внутреннее трение монокристалла меди после деформации под напряжением 0,13 кг/мм<sup>2</sup>.

Измерение при 39 кгц <sup>87b</sup>.

температурах порядка комнатной

### 3.2. Теория Гранато и Люке

Единственная достаточно разработанная теория внутреннего трения, зависящего от амплитуды, принадлежит Гранато и Люке<sup>42а,б</sup>. Их теория основана на идее Кёлера<sup>56</sup>, который указал, что дислокации в металле под действием приложенного напряжения колеблются подобно натянутой струне. Как и ранее, предполагается, что если дислокация расщепляется на частичные, обе частичные дислокации движутся вместе, так что в действительности мы имеем дело только с одной дислокацией. Дислокации закрепляются атомами примесей и узлами дислокационной сетки; в большинстве случаев точки закрепления примесями расположены чаще, чем узлы сетки. При малых напряжениях будет происходить колебание отрезков дислокаций между атомами примесей (средней длины  $L_c$ ) (рис. 21, а). Однако при достаточном увеличении приложенного напряжения дислокации отрываются от атомов примесей и остаются закрепленными только в узлах дислокационной сетки (рис. 21, в), среднее расстояние между которыми равно  $L_N$ . В соответствии с этой моделью существует внутреннее трение двух типов. Динамические потери (первого типа) вследствие затухания колеблющихся дислокационных сегментов не зависят от амплитуды деформации (эти потери рассматриваются в § 5). Потери второго типа являются следствием освобождения

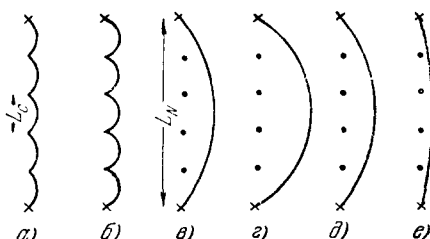


Рис. 21. Схема, представляющая выгибание и освобождение дислокационных петель при увеличении и уменьшении приложенного напряжения. Точки обозначают места закрепления примесями, крестики — места закрепления в узлах<sup>42а</sup>.

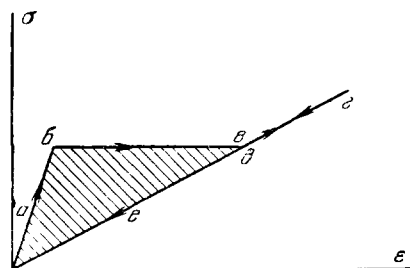


Рис. 22. Кривая зависимости деформации от напряжения, следующая из представленной на рис. 21 модели. Показана только часть деформации, связанная с дислокациями, без учета упругой деформации<sup>42а</sup>.

дислокаций от атомов примесей и являются причиной внутреннего трения, зависящего от амплитуды. На рис. 21, а—г представлено движение дислокации под действием увеличивающегося напряжения, достаточно, чтобы освободить дислокацию от всех атомов примесей, а на рис. 21, г—е — движение дислокации при уменьшении напряжения. (Процесс освобождения при повышающемся напряжении является катастрофическим процессом, так как самые длинные сегменты между атомами примесей освобождаются легче всего. Этот процесс начинается в момент, когда напряжение достаточно, чтобы освободить самый длинный сегмент; это приводит к образованию еще более длинного свободного участка, и процесс освобождения продолжается.) Кривая деформации (рис. 22) при увеличении и уменьшении приложенного напряжения идет разными путями, образуя гистерезисные потери, величина которых определяется заштрихованной площадью на рисунке. Внутреннее трение выражается уравнением

$$\Delta = \frac{\Delta W}{2W} = \frac{\Delta W}{\sigma_0^2/G}, \quad (23).$$

где  $\sigma_0$  — максимальная амплитуда переменного напряжения,  $G$  — модуль сдвига и  $\Delta W$  — площадь петли гистерезиса.

Для вычисления средней площади петли при беспорядочном распределении дислокаций и примесей в реальном кристалле Гранато и Люке делают два упрощения. Во-первых, расстояние  $L_N$  между узлами сетки для данного образца принимается постоянным; во-вторых, считается, что распределение примесей вдоль дислокаций подчиняется экспоненциальному закону, вследствие чего число сегментов дислокаций с длиной между  $l$  и  $l+dl$  выражается уравнением

$$N(l) dl = \frac{\Lambda}{L^2} \exp\left(-\frac{l}{L}\right) dl, \quad (24)$$

где  $\Lambda$  — плотность дислокаций, а  $L$  — средняя длина сегмента. Применяя эти допущения, Гранато и Люке рассчитали, что внутреннее трение равно

$$\Delta_H = \frac{\Omega \Lambda L_N^3}{\pi^2 L_c} \frac{K \eta a}{L_c \varepsilon_0} \exp\left(-\frac{K \eta a}{L_c \varepsilon_0}\right), \quad (25)$$

где  $\Omega$  — фактор ориентировки, учитывающий, что скалывающая составляющая напряжения на плоскостях скольжения меньше приложенного напряжения;  $K$  — фактор (также зависящий от ориентировки), связанный с напряжением, необходимым для разблокировки;  $\eta$  — параметр несоответствия Коттрелла,  $a$  — межатомное расстояние,  $L_c$  — среднее расстояние между атомами примеси, связанными с дислокациями, и  $\varepsilon_0$  — максимальное значение переменной деформации. Изменение модуля выражается как

$$r\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_H = \Delta_H, \quad (26)$$

где  $r$  — постоянная порядка единицы.

В следующих параграфах будет показано, что эта теория вполне удовлетворительно объясняет зависимость от амплитуды внутреннего трения во многих образцах. Ввиду огромного числа входящих в теорию параметров, некоторые из которых поддаются лишь весьма грубой оценке, трудно сделать вывод о совпадении предсказываемых и наблюдаемых значений внутреннего трения, хотя вычисленные значения обычно имеют разумную величину. Значительно более строгая проверка теории заключается в выяснении того, как меняется внутреннее трение при изменении различных параметров теории; перейдем к рассмотрению этого вопроса. Прежде всего отметим, что в соответствии с уравнением (25) зависимость  $\ln(\Delta_H \varepsilon_0)$  от  $1/\varepsilon_0$ , если теория применима, должна выражаться прямой; построение графика в этих координатах представляет достаточно надежный способ проверки данных. (В действительности, если максимальная амплитуда деформации  $\varepsilon_0$  меняется по длине образца, для определения эффективного значения  $\Delta_H$  необходимо провести интегрирование. Так, в случае деформации, производимой стоячей волной вдоль длины образца, необходимо откладывать  $\ln(\Delta_H \varepsilon_0^{1/2})$  в функции  $1/\varepsilon_0$  (см. <sup>426</sup>). Это положение часто упускается из вида; к счастью, на практике оно не имеет большого значения.)

### 3.3. Экспериментальные наблюдения

Результаты экспериментального исследования зависимость от амплитуды внутреннего трения будут рассмотрены в этом разделе в связи с влиянием различных параметров. Обсуждение будет производиться на основании теории Гранато и Люке.

3.3.1. Эффекты, зависящие от времени. Прежде чем перейти к результатам экспериментов, необходимо указать, что измерение зависящего от амплитуды внутреннего трения следует производить с большой осторожностью, так как состояние материала изменяется часто в результате самого измерения. Кривая зависимости декремента от амплитуды выше амплитуды отрыва часто необратима; рассеяние при уменьшении амплитуды превосходит рассеяние при повышении ее. В монокристаллах цинка зависимость от амплитуды этого типа наблюдали Рид<sup>97а</sup>, Рид и Тиндалл<sup>98</sup> и Свифт и Ричардсон<sup>111</sup>. Хороший пример необратимости виден на рис. 23; последовательность измерений на графике показана буквами и стрелками<sup>122</sup>. Рид показал, что первоначальные результаты повторялись только после отдыха образца в течение нескольких дней.

Подробное изучение зависящих от времени эффектов Чэмберс<sup>22</sup> произвел на монокристаллах алюминия и магния. Чэмберс показал, что длительные колебания образца при амплитудах деформации, при которых декремент зависит от амплитуды, изменяли состояние кристалла. Однако при длительности измерения при высоких амплитудах деформации в течение одной-двух секунд получались воспроизводимые кривые зависимости от амплитуды. Чэмберс показал также, что прирост рассеяния

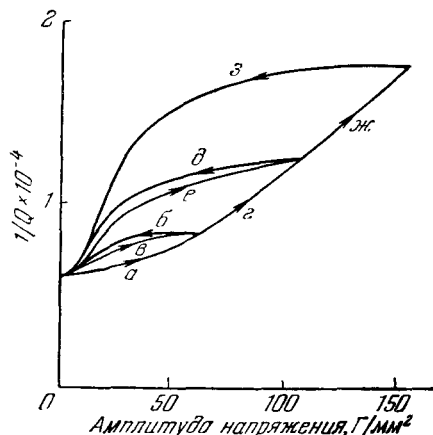


Рис. 23. Необратимая зависимость внутреннего трения монокристалла цинка от амплитуды.

Буквы и стрелки указывают порядок измерения<sup>122</sup>.

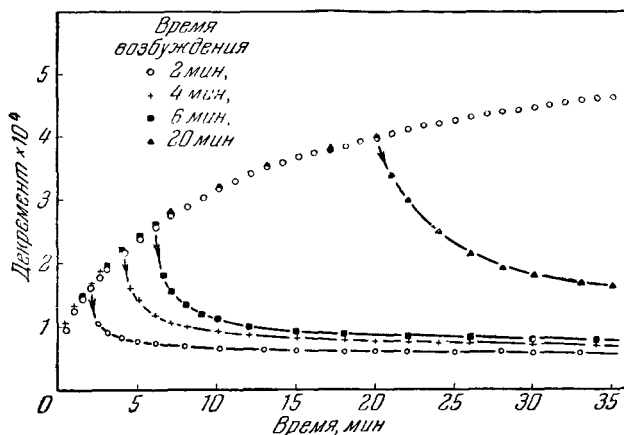


Рис. 24. Зависимость от времени внутреннего трения монокристалла меди, возбужденного при постоянной амплитуде в течение 2, 4, 6 и 20 мин.

Измерение при  $\sim 15$  кгц<sup>22</sup>.

вследствие колебаний при высокой амплитуде после прекращения колебаний быстро исчезал, и спустя несколько часов воспроизводилась начальная кривая зависимости от амплитуды. На рис. 24 показана зависимость рассеяния в монокристалле алюминия от продолжительности колебаний

при постоянной амплитуде деформации при  $60^\circ$  и последующее уменьшение декремента в конце периодов возбуждения. (Все измерения внутреннего трения производились очень быстро при той же амплитуде деформации, что и амплитуда возбуждения.) Уменьшение декремента  $\Delta$  описывалось следующим выражением:

$$\Delta - \Delta_0 = (\Delta_1 - \Delta_0) \exp(-\beta t^n), \quad (27)$$

где  $\Delta_0$  — начальный декремент,  $\Delta_1$  — максимальный декремент в конце периода возбуждения и  $t$  — время после конца периода возбуждения. Показатель степени зависимости от времени  $n$  оказался функцией длины

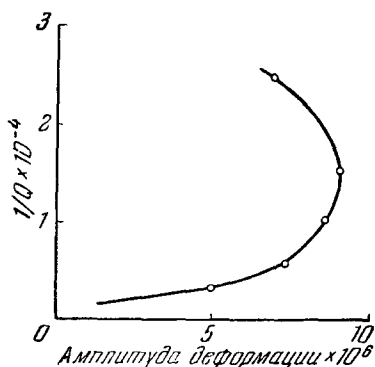


Рис. 25. Внутреннее трение монокристалла алюминия при  $126^\circ \text{ К}$ .

При увеличении силы возбуждения внутреннее трение возросло настолько, что произошло уменьшение амплитуды деформации <sup>11</sup>.

периода возбуждения и колебался в пределах примерно от  $1/3$  для кратковременных возбуждений и до  $2/3$  для длительных периодов. Значение  $\beta$  обратно пропорционально амплитуде деформации и является функцией температуры. Мы вернемся к этому результату в п. 3.4; отметим здесь только, что зависящие от времени эффекты этого типа наблюдали в монокристаллах меди Каментский <sup>53</sup> и Бешерс <sup>10</sup>. Бешерс, нашел, что зависящий от амплитуды декремент чистых кристаллов меди при температурах выше  $150^\circ$  затухал со временем после возбуждения в соответствии с уравнением (27) с  $n = 2/3$ . Таким образом, зависящее от амплитуды внутреннее трение является функцией времени, в течение которого образец подвергался колебаниям при высокой амплитуде деформации, и времени, прошедшего с момента предшествующего колебания

при высокой амплитуде. Отсюда очевидно, что к любым измерениям зависящего от амплитуды внутреннего трения следует относиться с осторожностью, если не было исследовано возможное существование зависящих от времени эффектов.

Наконец, отметим существование других, более сложных эффектов. Так, на рис. 25 видно поведение монокристалла алюминия, в котором внутреннее трение при одинаковой деформации может иметь любое из двух значений <sup>11</sup>. Причина этого заключается в том, что при увеличении напряжения возбуждения происходит столь сильное увеличение рассеяния, что амплитуда колебаний уменьшается.

**3.3.2. Влияние холодной деформации.** Измерения Рида <sup>97b</sup> на монокристаллах меди показывают, что небольшая пластическая деформация ведет к увеличению зависящего от амплитуды внутреннего трения; это увеличение является монотонным для сжимающих напряжений до  $0,1 \text{ кг/мм}^2$ . Гранато и Люке <sup>426</sup> представили результаты Рида в форме графика с координатами  $\ln(\Delta_N \epsilon_0) - 1/\epsilon_0$  (рис. 26). На графике видна серия примерно параллельных прямых линий, отклоняющихся от линейности при низких амплитудах. Гранато и Люке интерпретировали эти результаты следующим образом. Отрезки, отсекаемые на оси  $1/\epsilon_0 = 0$ , пропорциональны  $(\Delta_N^3/L_c^3)$ , где  $\Delta$  — плотность дислокаций; определения  $L_N$  и  $L_c$  даны в п. 3.2. Так как наклон всех прямых одинаков, оказывается, что величина  $L_c$  не зависит от степени холодной деформации. Можно предположить, что небольшая пластическая деформация создаст скорее новые дислокации, чем изменит размер существующей сетки, вследствие чего  $L_N$  остается, вероятно, в значительной мере постоянной. Таким образом,



с увеличением плотности дислокаций величина отсекаемых отрезков в результате пластической деформации должна расти, что и наблюдается экспериментально.

Новик показал также, что зависимое от амплитуды внутреннее трение меди в результате приложения предшествующих измерению сжимающих напряжений до  $0,26 \text{ кг/мм}^2$  непрерывно увеличивается. Аналогичные явления Рид и Тиндалл и Верт<sup>122</sup> наблюдали в монокристаллах цинка.

Измерения Виртмана и Кёлера<sup>116</sup> на монокристаллах меди показали, что после начального увеличения в результате небольшой пластической деформации зависимое от амплитуды внутреннее трение проходило через максимальное значение и затем с дальнейшей деформацией уменьшалось. После деформаций при напряжении порядка  $2,1 \text{ кг/мм}^2$  рассеяние практически не зависело от амплитуды деформации для деформаций до  $10^{-5}$ . Аналогичное уменьшение зависимого от амплитуды внутреннего трения с увеличением степени пластической деформации Касуэлл<sup>21а</sup> наблюдал на монокристалле меди после прокатки до различных степеней вплоть до 4,8%. По данным Ниблетта<sup>84</sup>, Касуэлла<sup>21а</sup> и Парé<sup>88</sup> внутреннее трение сильно наклепанной меди имеет очень слабую зависимость от амплитуды.

Тот факт, что зависимое от амплитуды внутреннее трение в функции от холодной деформации проходит через максимум, находится в согласии с теорией. По Гранато и Люке<sup>42а</sup> декремент должен быть пропорционален  $\Delta L_N^3$ . Начальное повышение декремента, связанное с увеличением плотности дислокаций, прекращается, когда плотность становится столь высокой, что средняя длина сетки  $L_N$  при дальнейшей холодной деформации уменьшается. Так как этот член входит в кубе, с повышением степени холодной деформации декремент будет уменьшаться. Наконец, когда плотность дислокаций становится столь высокой, что средняя длина сетки оказывается меньше, чем среднее расстояние между атомами примесей, процесс разблокирования больше невозможен и зависимость от амплитуды не наблюдается.

3.3.3. Влияние степени чистоты. Рид и Тиндалл<sup>98</sup> на монокристаллах цинка, а Маркс и Кёлер<sup>73</sup> на монокристаллах меди показали, что присутствие примесей уменьшает зависимое от амплитуды внутреннее трение. Виртман и Салкович<sup>117а</sup> подробно исследовали это явление на монокристаллах свинца, содержащих до одного процента висмута, олова или кадмия. На рис. 27 представлены их результаты для сплавов свинец—висмут при комнатной температуре, отложенные Гранато и Люке<sup>42б</sup> на графиках с координатами  $\ln(\Delta\epsilon_0) - 1/\epsilon_0$ . В ограниченных пределах исследованных амплитуд деформаций результаты экспериментов укладываются на прямые, наклон которых меняется с концентрацией примесей. В соответствии с уравнением (25), наклон прямой равен  $(-K\eta a/L_c)$  и поэтому пропорционален концентрации атомов примесей на

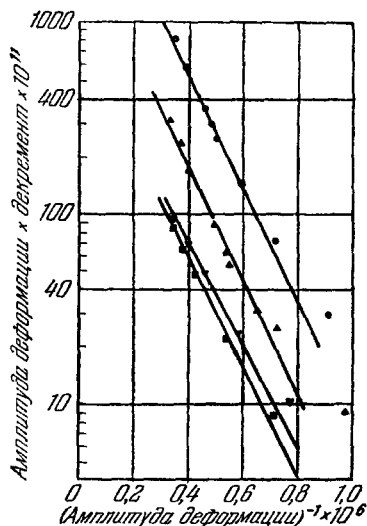


Рис. 26. Внутреннее трение монокристалла меди, измеренное Ридом<sup>97б</sup> в координатах, предложенных Гранато и Люке.

Нижняя кривая — для недеформированного кристалла; верхние кривые — для последовательного приложения сжимающих напряжений 42; 84 и 105 Г/мм<sup>2</sup> (см. 32В).

дислокациях. Наклоны прямых на рис. 27 находятся в хорошем согласии с этим требованием.

Уменьшение зависимость от амплитуды внутреннего трения меди с увеличением концентрации примесей наблюдали также Вейниг и Мэчлин<sup>120</sup>, Такахаша<sup>112</sup>, Касуэлл<sup>21a</sup> и Бешерс<sup>10</sup>. Вейниг и Мэчлин<sup>120</sup> применяли проволоку из поликристаллической меди, содержащую до 1% алюминия или кремния; их результаты в координатах  $\ln(\Delta_H \epsilon_0) - 1/\epsilon_0$  дают прямые линии, наклон которых, в отличие от результатов Виртмана и Салковича<sup>117a</sup>, с изменением

концентрации примесей меняется незначительно. Такахаша<sup>112</sup> выполнил измерения на поликристаллической меди, содержащей небольшие количества алюминия, цинка или фосфора. Он нашел, что зависимость от амплитуды внутреннего трения можно выразить отношением

$$\Delta_H = \beta \epsilon_0^a, \quad (28)$$

где величина  $a$  с увеличением концентрации атомов примесей увеличивалась, меняясь примерно от единицы для чистой меди приблизительно до 2,5 для меди, содержащей 1% цинка или фосфора. Касуэлл<sup>21a</sup> получил на монокристаллах меди, содержащих до 0,5% золота, в координатах  $\ln(\Delta_H \epsilon_0) - 1/\epsilon_0$  изогнутые кривые, поэтому на основании его результатов влияние концентрации примесей на наклон установить нелегко.

3.3.4. Влияние частоты. Существует ограниченное количество данных о зависимости зависящего от амплитуды внутреннего трения от частоты. Рид<sup>97a</sup> измерил зависимость от амплитуды рассеяние в монокристалле цинка при 38 и 76 кГц и нашел, что рассеяние было примерно обратно пропорционально частоте. Новик<sup>87a</sup> измерял зависимость от амплитуды

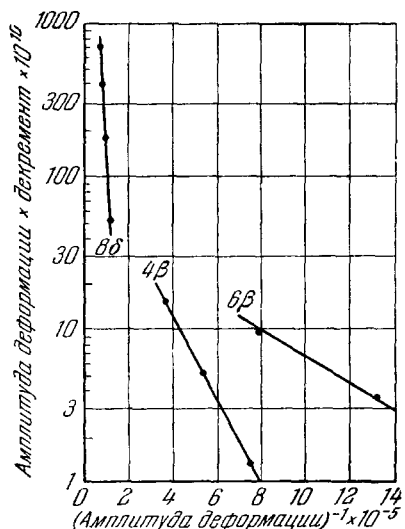


Рис. 27. Внутреннее трение монокристаллов свинца с различными концентрациями висмута, измеренное Виртманом и Салковичем<sup>117a</sup> в координатах, предложенных Гранато и Люке.

Концентрации висмута составляли 0,035, 0,053 и 0,65% для образцов 8δ, 4β и 6β соответственно<sup>42B</sup>.

амплитуды внутреннего трения нескольких монокристаллов меди при их основных частотах (39 кГц) и вторых гармониках; он наблюдал значительный разброс от образца к образцу, но результаты свидетельствуют о том, что рассеяние может не зависеть от частоты. Измерения Каменского<sup>53</sup> на монокристаллах меди при различных гармониках в килогерцевой области частот также отличаются некоторым разбросом, но, по-видимому, демонстрируют склонность зависимости от амплитуды части внутреннего трения повышаться с увеличением частоты. Хики<sup>47</sup> измерил внутреннее трение отожженных монокристаллов свинца при основной частоте (64 кГц) и третьей гармонике, и нашел, что зависимость от амплитуды часть с изменением частоты не меняется (рис. 28).

В соответствии с работой Гранато и Люке<sup>42a</sup> зависимость от амплитуды внутреннего трения не должно меняться с частотой. Экспериментальных данных недостаточно, и они отличаются слишком большим разбросом, чтобы подтвердить или опровергнуть это положение. Наиболее надежное подтверждение следует из результатов Хики<sup>47</sup>. Однако в его экспериментах наблюдаемая зависимость от амплитуды не очень хорошо согласуется с теорией Гранато и Люке, так как при малых амплитудах происходит

значительное искривление прямой в координатах  $\ln(\Delta_H \epsilon_0) - 1/\epsilon_0$ . Это расхождение может быть следствием того факта, что в его опытах декремент при очень малых амплитудах с ростом последней уменьшается, вследствие чего вызывает сомнение надежность определения значения независимого от амплитуды рассеяния.

3.3.5. Дефект модуля. Дефект модуля, связанный с зависимым от амплитуды внутренним трением, легко определить из наблюдений изменения модуля с амплитудой. (Если применяется резонансный метод, дефект модуля связан с изменением частоты через  $\Delta E/E = 2\Delta f/f$ .) Существуют результаты исследования монокристаллов цинка<sup>97а</sup>, алюминия<sup>22</sup> и меди<sup>53</sup>, а также разбавленных сплавов меди<sup>112</sup>. Характерной чертой каждой серии результатов является то, что дефект модуля связан с зависимым от амплитуды рассеянием следующим образом:

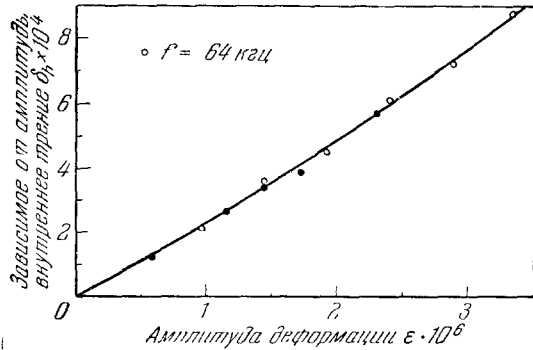


Рис. 28. Зависимое от амплитуды внутреннее трение монокристалла свинца при комнатной температуре, измеренное при двух частотах<sup>47</sup> ( $\omega f = 192$  кгц).

$$\Delta_H \cong r \left( \frac{\Delta E}{E} \right)_H, \quad (29)$$

где  $r$  — константа. На рис. 29 представлены результаты измерений дефекта модуля и декремента на различных монокристаллах алюминия при разных температурах. Наблюдается линейная зависимость с множителем  $r$

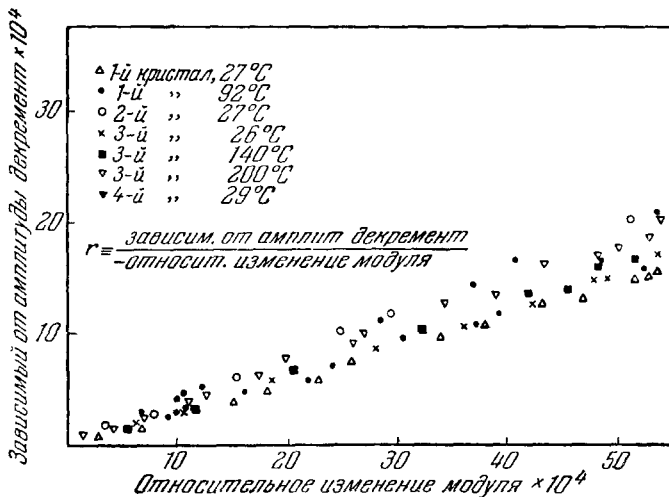


Рис. 29. Изменение модуля, связанное с зависимым от амплитуды внутренним трением в нескольких монокристаллах алюминия<sup>22</sup>.

порядка 0,4. Такахаши приводит значение  $r$  порядка единицы, тогда как по данным Каментского величина  $r$  имеет различные значения, лежащие между 0,15 и 6. В соответствии с Гранато и Люке<sup>42а</sup> вычисление изменения модуля в каждом данном образце связано с большими

осложнениями. Из расчетов следует, что  $\Delta E/E$  должно быть пропорционально  $\Delta_H$  при  $r$  порядка единицы. Это уравнение, вероятно, типично для всех типов внутреннего трения, связанных с гистерезисными петлями на статических кривых напряжение — деформация. (Отметим также, что некоторые результаты свидетельствуют о зависимости  $r$  от ориентировки кристалла, хотя из теории это не следует<sup>426</sup>.)

3.3.6. В л и я н и е т е м п е р а т у р ы. В модели Гранато и Люке температура оказывает влияние двояким путем. Во-первых, тепловая энергия при высоких температурах помогает дислокации отрываться от точек закрепления. Таким образом, точка отрыва на кривой зависи-

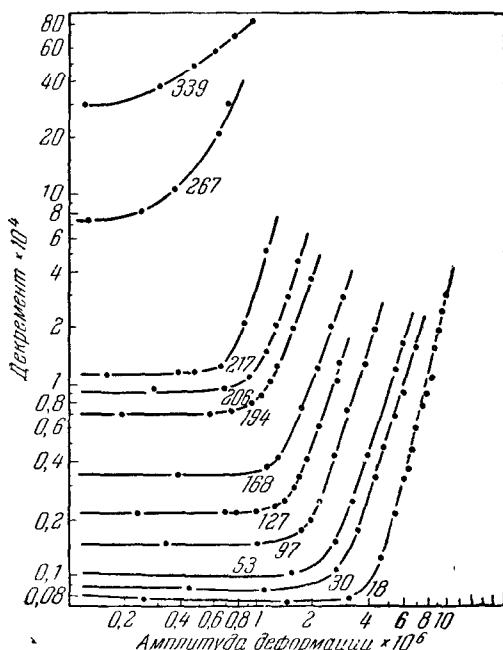


Рис. 30. Внутреннее трение монокристалла алюминия, измеренное при различных температурах для  $\sim 15$  кГц<sup>22</sup>.

мость декремента от амплитуды при повышении температуры смещается к более низким амплитудам деформации; такие результаты получены, например, в работе Чэмберса<sup>22</sup> на алюминии (рис. 30). Из этого сдвига следует, что энергия активации, связанная с процессом разблокирования, составляет около  $0,1$  эв. Однако более детально влияние тепловой активации на зависимость от амплитуды декремент рассчитать трудно, вследствие чего Гранато и Люке игнорируют это явление. Влияние температуры проявляется, во-вторых, в изменении равновесной концентрации атомов примесей на дислокациях в соответствии с уравнением Коттрелла<sup>27a</sup>

$$C = C_0 \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right), \quad (30)$$

где  $C_0$  — средняя концентрация примесей в кристаллической решетке, а  $Q$  — энергия взаимодействия между дислокацией и атомом примеси; поскольку зна-

чение  $L_c$  обратно пропорционально  $C$ , наклоны прямых в координатах  $\ln(\Delta_H \epsilon_0) - 1/\epsilon_0$  с увеличением температуры должны уменьшаться. Так как величина наклона пропорциональна концентрации атомов примесей на дислокации, зависимость логарифма наклона от обратной температуры в случае справедливости механизма Коттрелла должна выражаться прямой с наклоном  $Q/k$ . На рис. 31 представлен график Чэмберса, где  $\ln(\Delta_H \epsilon_0)$  нанесен в функции  $1/\epsilon_0$  для серии температур от 18 до 339° С. Для температур ниже 200° зависимость логарифмов величин наклона прямых от обратной абсолютной температуры выражается прямой, для которой энергия взаимодействия составляет около  $0,12$  эв; этот результат находится в разумном согласии со значением, полученным по сдвигу точки отрыва.

Виртман и Салкович<sup>1176</sup> выполнили измерения при 25, 152 и 306° С на монокристалле свинца, содержащего 0,058% олова. Исследование температурной зависимости точки отрыва дает значение энергии активации  $0,1$  эв, тогда как из графика Гранато и Люке<sup>425</sup> следует значение  $0,11$  эв. Эти значения можно сравнить со значением  $0,044$  эв, следующим из фор-

мулы несоответствия размеров атомов Коттрелла. Измерения при температурах выше комнатной выполнили также Верт<sup>122</sup> на цинке и Каментский<sup>53</sup> на меди.

Почти все наблюдения зависимого от амплитуды внутреннего трения, связанного с процессом разблокирования, свидетельствуют о том, что с увеличением амплитуды деформации и температуры рассеяние увеличивается; однако из теории следует, что на каком-то этапе должно

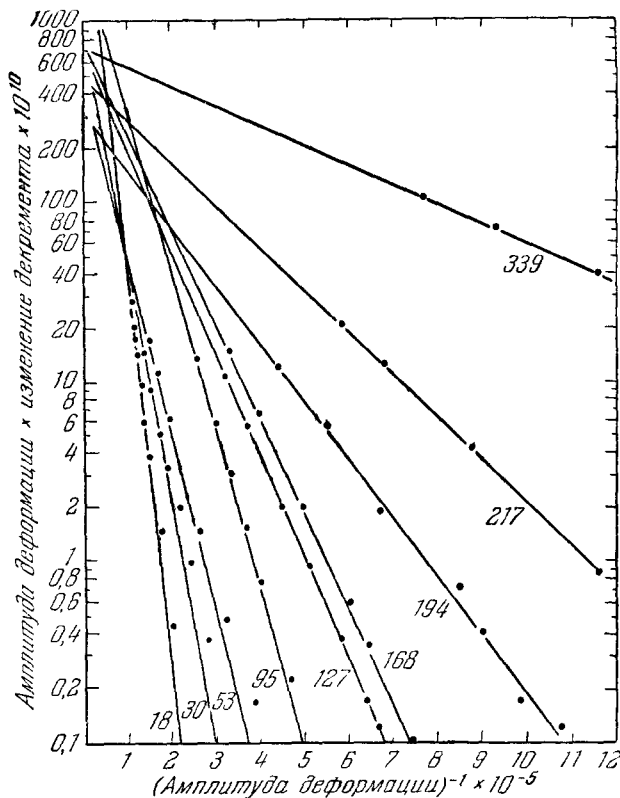
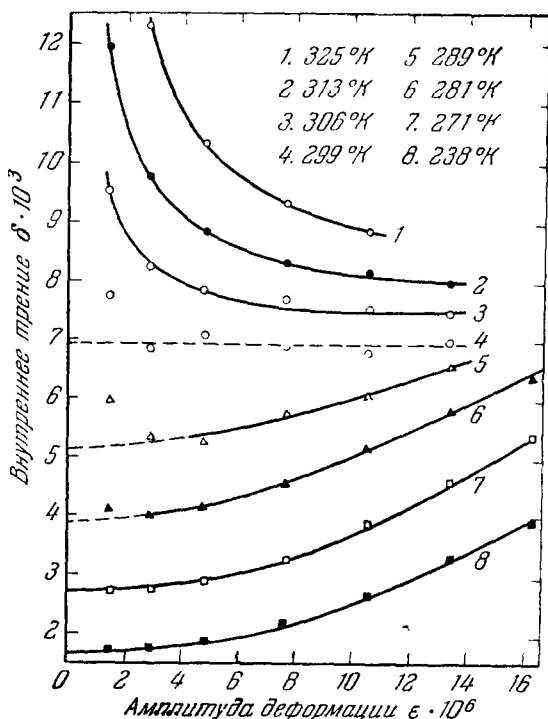


Рис. 31. Внутреннее трение монокристалла алюминия (рис. 30) в координатах, предложенных Гранато и Люке (см. 22).

произойти уменьшение внутреннего трения. При увеличении амплитуды значение  $\Delta W$  в уравнении (23) приближается к предельному значению, соответствующему освобождению всех дислокаций, тогда как  $\sigma_0$  продолжает увеличиваться. При достаточно высокой температуре запас тепловой энергии так велик, что дислокации, в сущности, все время свободны от точек закрепления. Это уменьшение внутреннего трения часто маскируется внутренним трением других типов, наблюдаемых при высоких напряжениях (п. 3.4) и высоких температурах (§ 4). Однако по данным Хики<sup>47</sup> при температуре ниже комнатной внутреннее трение монокристалла свинца с ростом амплитуды увеличивалось, а при высоких температурах с увеличением амплитуды уменьшалось (рис. 32). Аналогичную температурную зависимость Ниблетт и Уилкс<sup>85д</sup> наблюдали на образце поликристаллической меди после растяжения на 5,7% и отжига в течение одного часа при 475° С. На рис. 33 представлены кривые внутреннего трения для трех значений амплитуды деформации; при высоких температурах наблюдается понижение  $\Delta_N$ .

Касуэлл<sup>21а</sup> изучал зависимость внутреннего трения от амплитуды отожженных монокристаллов меди при температурах от комнатной до 4° К; полученные им результаты показаны на рис. 19.



Построенные на основании этих результатов зависимости  $\ln(\Delta_H \epsilon_0)$  от  $1/\epsilon_0$  заметно отклоняются от прямой (рис. 34). В соответствии с теорией эти кривые имеют более крутой наклон при низких температурах, однако получить количественные данные вследствие их изгиба невозможно. Кривые подобного типа Ниблетт и Уилкс<sup>85г</sup> получили на поликристаллической меди в интервале температур между 20° К и комнатной. Новик<sup>87а</sup> наблюдал повышение зависящего от ам-

Рис. 32. Внутреннее трение монокристалла свинца при различных температурах в зависимости от амплитуды деформации. Измерение при 64 кгц<sup>47</sup>.

плитуды внутреннего трения на монокристаллах меди с повышением температуры в области от -49 до 33° С; однако его результаты в координатах

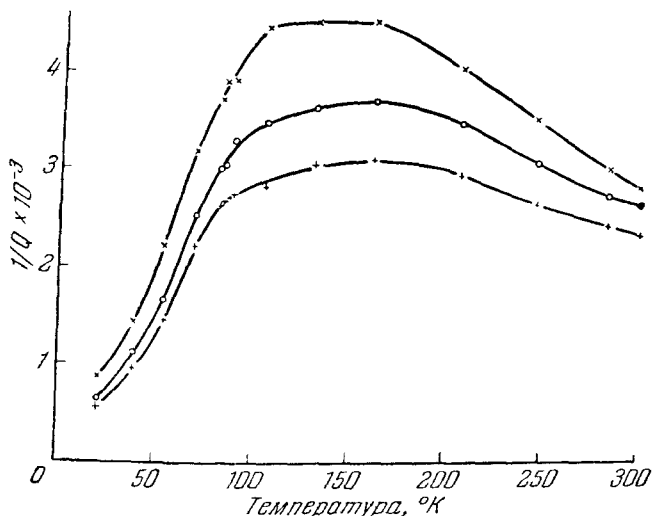


Рис. 33. Внутреннее трение образца поликристаллической меди после растяжения на 5,7% и последующего одночасового отжига при 475° С.

Амплитуды деформации: × —  $9 \cdot 10^{-7}$ ; ○ —  $4,5 \cdot 10^{-7}$ ; + —  $2,2 \cdot 10^{-7}$ .

натах  $\ln(\Delta_H \epsilon_0) - 1/\epsilon_0$  выражаются также кривыми. (Аналогичные нелинейные зависимости получаются из данных для меди при комнатной температуре Барнса и др.<sup>7</sup> и Томпсона и Холмса<sup>113б</sup>.)

3.3.7. Влияние закалки и облучения и эффект Кёстера. Зависимое и независимое от амплитуды рассеяния в металлах в результате закалки от высокой температуры уменьшаются; чем выше скорость закалки, тем сильнее обычно этот эффект. Полученные Леви и Метцгером<sup>62</sup> результаты исследования влияния скорости охлаждения на амплитудную зависимость внутреннего трения монокристалла алюминия, отожженного в течение одних суток при 640° С и затем охлажденного с различными скоростями до комнатной температуры, представлены на рис. 35. Декремент измерялся после выдержки в течение одного-трех дней при комнатной температуре, чтобы избежать явлений, связанных с зависимостью от времени; этот вопрос будет рассмотрен в настоящем разделе далее. Зависимое от амплитуды затухание рассея-

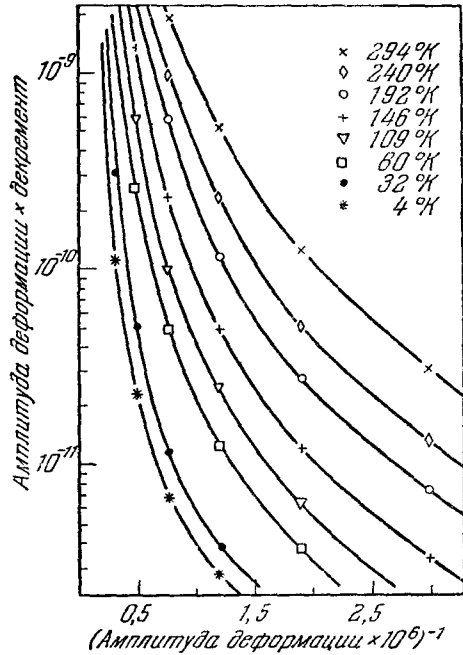


Рис. 34. Внутреннее трение отожженного монокристалла меди в координатах, предложенных Гранато и Люке (см. 22а).

ния в охлажденных на воздухе образцах в образцах, охлажденных с печью, тогда

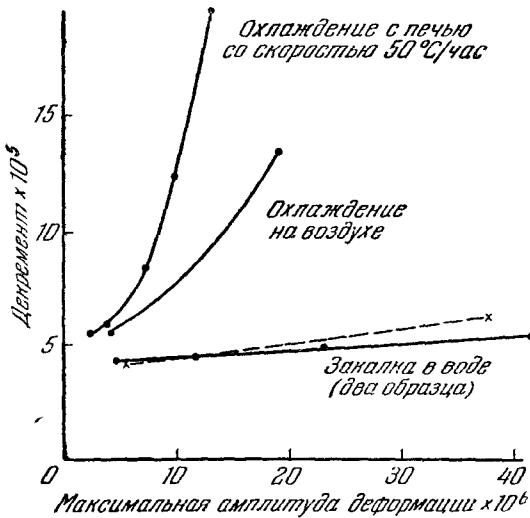


Рис. 35. Декремент монокристалла алюминия после охлаждения с различными скоростями с последующим отжигом в течение суток при 640° С<sup>62</sup>.

было значительно меньше, чем как рассеяние в образцах, закаленных в воде, практически не зависело от амплитуды деформации. Росуэлл и Новик<sup>101</sup> получили весьма сходные результаты на поликристаллическом золоте, охлажденном с различной скоростью от 900° С; Барнс и др.<sup>7</sup> сообщают об измерениях на меди.

Основное изменение состояния в результате закалки металла заключается в образовании вакансий, концентрация которых тем выше, чем выше начальная температура и чем больше скорость закалки. Вследствие этого уменьшение  $\Delta_H$  связано, вероятно, с сохранившимися в результате закалки вакансиями, конденсирующимися на дислокациях. Этот механизм Мэддин и Коттрелл<sup>68</sup> предложили для объяснения упроч-

нения в результате закалки. Вакансии закрепляют дислокации и, таким образом, уменьшают длину петли и внутреннее трение. Зависимость  $\ln(\Delta_H/\epsilon_0)$  от  $1/\epsilon_0$ , полученная на основании результатов Леви и Метцгера,

не является линейной, тем не менее по наклону полученных кривых можно сделать вывод, что  $L_c$  в результате закалки уменьшилось.

Облучение нейтронами или  $\gamma$ -лучами также уменьшает зависимое от амплитуды внутреннее трение. Измерения на меди, облученной нейтронами, выполнили Томпсон и Холмс<sup>1136</sup>, Барнс и др.<sup>7</sup> и Барнс и Хэнкок<sup>6</sup>, а на меди, облученной  $\gamma$ -лучами, — Барнс и др.<sup>7</sup>.

Большинство экспериментов было проведено при комнатной температуре; исследования Барнса и Хэнкока свидетельствуют о том, что внутреннее трение после облучения при 78° К уменьшалось только через

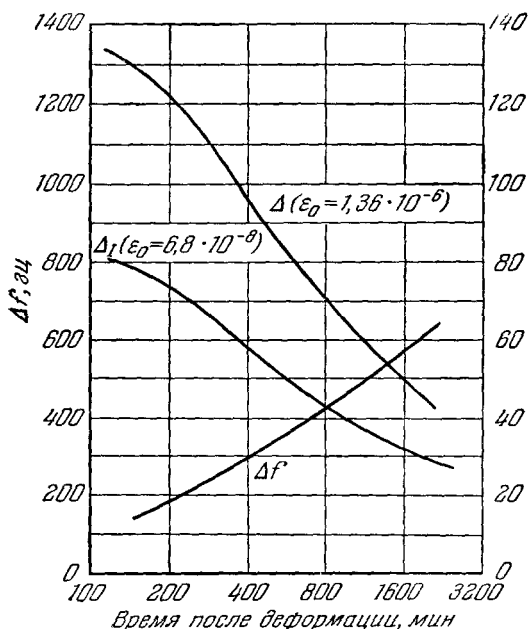


Рис. 36. Внутреннее трение и изменение резонансной частоты монокристалла хлористого натрия при комнатной температуре в зависимости от времени после деформации сжатием на 4,2% (правый масштаб  $\Delta \cdot 10^4$ ).

Внутреннее трение измерялось при двух амплитудах деформации при частоте  $\sim 85$  кгц<sup>40</sup>.

трение сразу после закалки со временем уменьшалось и медленно приближалось к стабильному значению. Аналогичное поведение закаленного золота<sup>7</sup> наблюдали Росуэлл и Новик<sup>101</sup>. Тотчас же после закалки вакансии равномерно распределены в материале, и должно пройти некоторое время, прежде чем они продиффундируют к дислокациям и произойдет уменьшение внутреннего трения.

В некоторой степени аналогичное явление определяет изменение внутреннего трения металлов немедленно после пластической деформации. В общем случае деформация увеличивает внутреннее трение, но затем внутреннее трение несколько уменьшается и примерно через сутки достигает равновесного значения<sup>57a</sup>.

Это явление характерно как для зависимого, так и для независимого от амплитуды внутреннего трения и в обоих случаях, по-видимому, связано с диффузией к дислокациям вакансий, образовавшихся в результате пластической деформации. Гранато и др. исследователи<sup>41</sup> нашли выражения для изменения  $\Delta_H$  во времени; они исходили из того, что число

несколько часов отдыха образца при комнатной температуре. Для объяснения этих результатов следует допустить, что уменьшение внутреннего трения является следствием того, что вакансии, образовавшиеся в результате облучения, диффундируют затем к дислокациям и закрепляют их. Результаты измерений электросопротивления (см., например,<sup>19</sup>) свидетельствуют о том, что вакансии становятся подвижными только при комнатной температуре; вследствие этого облучение при 78° К не оказывает на внутреннее трение никакого влияния, если за ним не следует отжиг.

Диффузия вакансий также, по-видимому, является причиной изменения внутреннего трения металлов после закалки. Измерения внутреннего трения закаленного алюминия, результаты которых представлены на рис. 35, производились, как уже указывалось, более чем через сутки после закалки; это объясняется тем, что внутреннее



вакансий  $n$ , продиффундировавших к дислокациям за время  $t$ , дается уравнением Коттрелла и Билби <sup>28</sup>

$$n = An_0\Lambda t^{2/3}, \quad (31)$$

где  $n_0$  — общее число вакансий,  $\Lambda$  — плотность дислокаций и  $A$  — константа, зависящая от константы диффузии, температуры и энергии взаимодействия между вакансией и дислокацией. Применив для расчета  $\Delta_H$  теорию Гранато и Люке, можно найти, что внутреннее трение уменьшается со временем по закону

$$\ln \Delta_H = a - bt^{2/3}, \quad (32)$$

где  $a$  и  $b$  — константы. Достаточно подробные измерения выполнили только Гордон и Новик <sup>40</sup> на хлористом натрии (рис. 36). Между поведением дислокаций в ионных кристаллах и в металлах часто имеются существенные различия (см., например, <sup>94</sup>), но теория, вероятно, должна быть применима и к ионным кристаллам. Действительно, если принять, что  $\Delta_H$  в опыте Гордона и Новика равно разности двух кривых на рис. 36, зависимость  $\ln \Delta_H$  от  $t^{2/3}$  выражается хорошей прямой.

### 3.4. О б с у ж д е н и е

Теория Гранато и Люке в общем дает хорошее объяснение зависимости  $\Delta_H$  от амплитуды деформации, концентрации примесей, температуры, частоты, холодной деформации, облучения и закалки. Дефект модуля также имеет предсказанный порядок величины. Таким образом, не вызывает особого сомнения, что представляемое этой теорией объяснение зависимость от амплитуды внутреннего трения в основном правильно. Рассмотрим кратко ограничения этой теории и еще не устраненные трудности.

Как указывают Гранато и Люке, их теория справедлива лишь для определенной области концентрации примесей. В очень чистых образцах отсутствуют примеси, закрепляющие дислокации, и поэтому нет вклада в  $\Delta_H$ . Однако поскольку длина дислокационной линии между узлами сетки порядка  $10^4$  атомных диаметров и примеси собираются около дислокаций, это ограничение относится только к чрезвычайно чистым металлам. Действительно, во всех отожженных металлах имеется зависимое от амплитуды внутреннее трение. При высоких концентрациях примесей длина  $L_c$  становится небольшой и  $\Delta_H$  по экспоненциальному закону стремится к нулю (уравнение (25)); при этом, как хорошо известно, зависимость внутреннего трения сплавов от амплитуды уменьшается.

Теория неприменима также при амплитудах деформации достаточно высоких, обеспечивающих освобождение дислокации от всех атомов примесей в каждом цикле. После достижения этой амплитуды дальнейшее увеличение амплитуды деформации не влияет на площадь петли гистерезиса на кривой напряжение — деформация: площадь остается постоянной. В соответствии с уравнением (23) с ростом амплитуды декремент будет уменьшаться, что и наблюдал Хики <sup>47</sup>. Однако часто при высоких амплитудах деформации возможны другие формы движения дислокаций, которые являются причиной увеличения внутреннего трения. Так, Мэзон <sup>74</sup> измерил внутреннее трение монокристаллов и поликристаллических образцов свинца и алюминия различной степени чистоты при амплитудах деформации в интервале от  $10^{-6}$  до  $2 \cdot 10^{-3}$ . На рис. 37 представлены некоторые типичные результаты, полученные на свинце; оказалось, что существуют три различные области амплитуд: 1) ниже  $10^{-5}$ , где декремент не зависит от амплитуды деформации; 2) между  $10^{-5}$  и примерно  $2 \cdot 10^{-4}$ , где декремент с увеличением амплитуды увеличивается обратимым образом,

и 3) примерно выше  $2 \cdot 10^{-4}$ , где декремент увеличивается очень быстро и невоспроизводимым образом, а металл за короткое время устает. Мэзон указывает, что быстрый рост внутреннего трения при самых высоких амплитудах деформации, вероятно, связан с тем, что дислокационные петли пересекают закрепляющие их дислокации и образуют пороги, вакансии и петли Франка—Рида. Существует мало сведений о внутреннем трении при столь высоких деформациях, однако подобное поведение наблюдал Бэйкер<sup>3</sup>.

Вероятно, наиболее сильное расхождение между теорией и экспериментом имеет место в случае меди (п. 3.3.6), где есть существенные

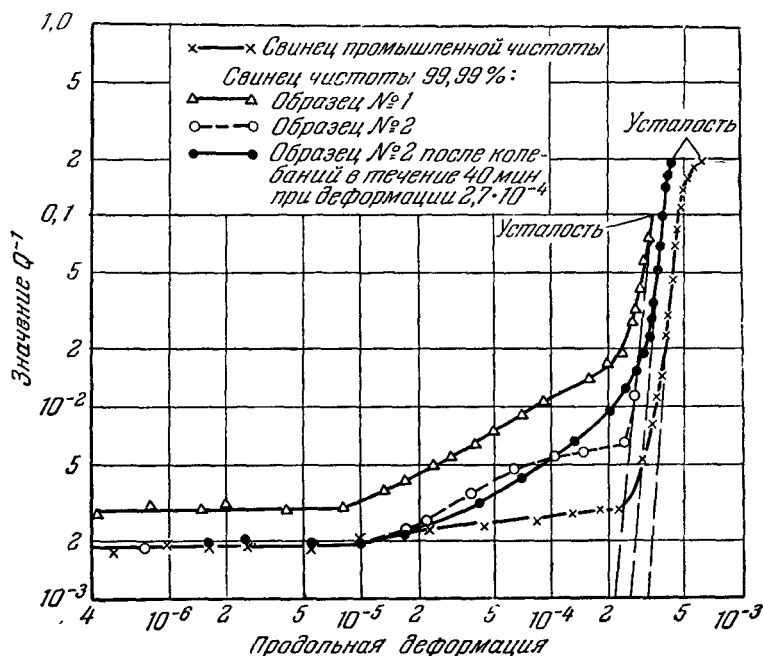


Рис. 37. Внутреннее трение трех образцов поликристаллического свинца при комнатной температуре в зависимости от амплитуды деформации.

Измерение при  $\sim 18$  кгц;  $74^\circ$

доказательства, что зависимости  $\ln(\Delta_N \epsilon_0)$  от  $1/\epsilon_0$  по Гранато и Люке не являются линейными. Возможно, это расхождение связано с тем, что измеряемый декремент состоит из двух частей:

$$\Delta = \Delta_I + \Delta_N, \quad (22)$$

и  $\Delta_I$  принимается за постоянную часть, равную суммарному рассеянию при очень малых деформациях. Однако не исключено, что  $\Delta_I$  с ростом амплитуды деформации также увеличивается в связи с увеличением длины петли; в этом случае<sup>85г</sup> общее внутреннее трение становится трудно разделить на две части,  $\Delta_I$  и  $\Delta_N$ . Филмер и др.<sup>34</sup> указали, что некоторые из их измерений на монокристаллах алюминия при 40 кгц дают декременты, которые можно разложить на части в виде  $\Delta_I = A + B\epsilon_0$  (где  $\epsilon_0$  — амплитуда деформации) и вторую часть  $\Delta_N$ , которая подчиняется зависимостям, предписываемым теорией Гранато и Люке. К сожалению, теоретические основы линейной зависимости  $\Delta_I$  от амплитуды деформации отсутствуют. Выяснение этого вопроса представило бы особый интерес в связи с важ-

ностью температурной зависимости  $\Delta_H$ ; единственные подробные данные о поведении  $\Delta_H$  при низких температурах существуют для меди.

Гранато и Люке, рассматривая влияние температуры только через изменение концентрации примесей вокруг дислокаций, хорошо объясняют температурную зависимость в алюминии и свинце выше комнатной температуры. Однако существует другой эффект, заключающийся в том, что тепловая энергия помогает приложенному напряжению освобождать дислокации от атомов примесей. При более высоких температурах этот эффект, вероятно, маскируется изменением распределения примесей, но при достаточно низких температурах примеси будут неподвижны. В этом случае температурная зависимость внутреннего трения должна быть совсем другой и определяться только влиянием тепловой энергии на процесс освобождения. В настоящее время эта проблема не разрешена, так как она связана с некоторыми трудностями (см. п. 2.2.4).

Гранато и Люке предсказывают абсолютное значение внутреннего трения (уравнение (25)), но экспериментально проверить их выражение трудно, так как оно содержит несколько величин, которые могут быть только приблизительно оценены. Степень соответствия расматривалась Гранато и Люке<sup>42</sup> и Гранато и др.<sup>41</sup>; к этим оригинальным работам мы отсылаем читателя за подробным обсуждением вопроса. При разумных оценках различных параметров получается правильный порядок внутреннего трения. Экспериментальные результаты, полученные при изучении эффекта Кёстера, дают возможность провести довольно полный анализ для хлористого натрия<sup>41</sup>; аналогичные данные были бы весьма желательны для металлов.

Несмотря на эти неопределенности, ясно, что расстояние между точками закрепления должно быть весьма большим. Радиус изгиба дислокации при натяжении линии  $T$  и векторе Бюргерса  $b$  под действием приложенного напряжения  $\sigma$  равен  $T/\sigma b$ . Если принять  $T = \frac{1}{2} Gb^2$ , из простых геометрических соображений следует, что максимальное перемещение петли длиной  $L$  составит  $L^2 \epsilon / 4b$ , где  $\epsilon$  — деформация. Отсюда для петли длиной  $10^{-4}$  см и амплитуды деформации  $10^{-6}$  максимальное перемещение равно  $\sim 10$  Å, а для петли длиной  $10^{-5}$  см перемещение составит 0,1 Å.

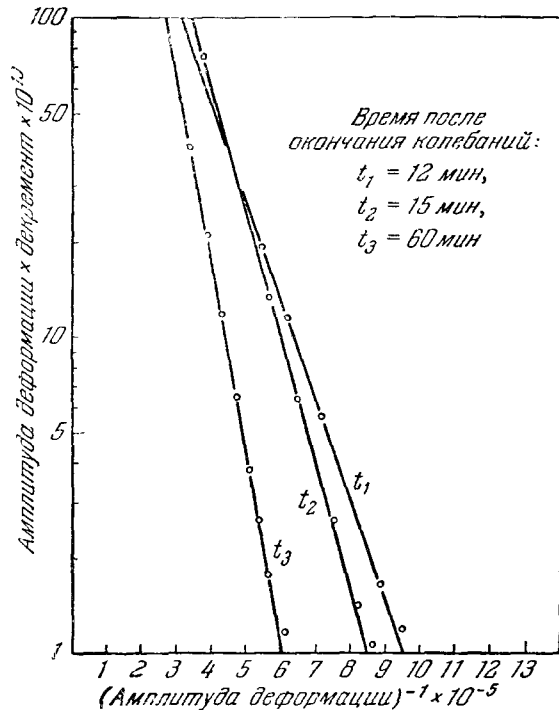


Рис. 38. Внутреннее трение при 60° С монокристалла алюминия после колебаний в течение 20 мин при сравнительно высокой амплитуде деформации ( $\sim 10^{-5}$ ) в координатах, предложенных Гранато и Люке.

Кривые соответствуют внутреннему трению, наблюдаемому через 12, 15 и 60 мин после окончания колебаний при высокой амплитуде<sup>42</sup>. (Обе шкалы следует разделить на 3.)

Теория Гранато и Люке применима, если это перемещение по крайней мере равно межатомному расстоянию; это заставляет предположить, что в кристаллах существуют петли дислокаций, свободные от точек закрепления на расстояниях порядка  $10^{-4}$  см.

Наконец, не углубляясь в детали, отметим, что теория Гранато и Люке дает основу для объяснения многих зависящих от времени эффектов при измерении зависящего от амплитуды внутреннего трения (п. 5.3.1). Так, Чэмберс наблюдал повышение внутреннего трения, после того как монокристалл алюминия в течение нескольких минут подвергался колебаниям при постоянной амплитуде деформации; после последующего отдыха образца в течение нескольких часов внутреннее трение принимало свое исходное значение. На рис. 38 представлены графики внутреннего трения, измеренного в различные периоды в ходе процесса возврата, в предложенных Гранато и Люке координатах. Увеличение наклона прямых по мере протекания возврата указывает на повышение концентрации точек закрепления. В результате первоначального возбуждения многие дислокации отрываются от точек закрепления (атомами примесей или

вакансиями) и удаляются от них на некоторые расстояния; впоследствии дислокации снова закрепляются в результате диффузии точек закрепления к их новым положениям. Следует добавить, что скорость возврата обычно подчиняется уравнению (32) (см. п. 3.3.7), выведенному Гранато и др.<sup>41</sup> для возврата после пластической деформации.

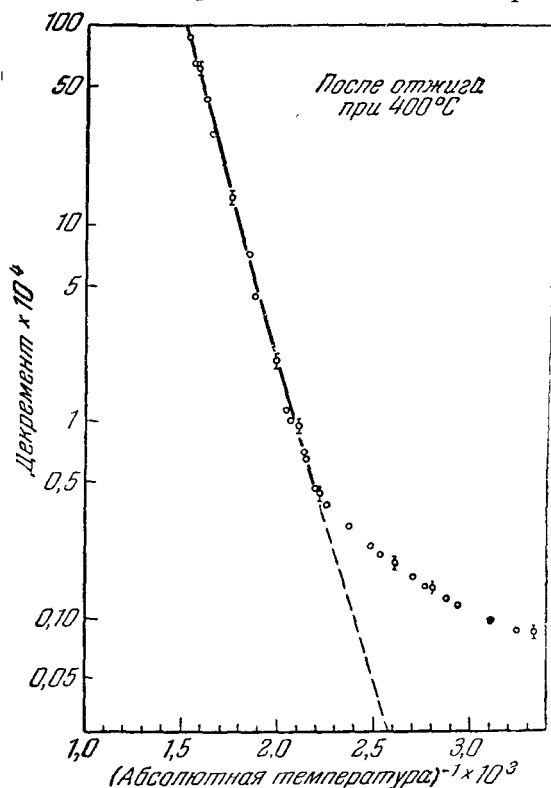


Рис. 39. Независимое от амплитуды внутреннее трение монокристалла алюминия в функции от температуры<sup>29</sup> (○ — повышение и ◐ — понижение температуры).

даемой при высоких температурах. При достаточно высоких температурах не зависящее от амплитуды внутреннее трение  $\Delta_1$  быстро растет с ростом температуры по закону типа

$$\Delta_1 = A \exp \left( -\frac{Q}{kT} \right), \quad (33)$$

#### § 4. ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

##### 4.1. Введение

В следующих двух главах будет рассмотрено внутреннее трение, не зависящее от амплитуды деформации. Внутреннее трение этого типа может быть связано с различными механизмами, поэтому делить измеренное внутреннее трение на части необходимо с осторожностью. Начнем рассмотрение с анализа весьма характерной формы внутреннего трения, наблю-

вследствие чего зависимость  $\Delta_I$  от  $1/T$  выражается прямой, наклон которой дает энергию активации  $Q$ . На рис. 39 показан типичный результат, полученный Чэмберсом<sup>22</sup> на алюминии; видно, что при 200° С вступает в действие экспоненциальная зависимость.

#### 4.2. Результаты экспериментов

Хотя внутреннее трение увеличивается по экспоненциальному закону в монокристаллах и поликристаллическом материале, в последнем оно маскируется релаксацией по границам зерен (см. п. 1.4.2). Поэтому будет рассматриваться только внутреннее трение на монокристаллах. Наиболее подробное исследование выполнил Каментский<sup>53</sup>, который провел измерения на меди чистоты 99,999% до 750° С. Результаты его измерений внутреннего трения в функции амплитуды деформации представлены на рис. 40; при малых амплитудах внутреннее трение почти не зависит от амплитуды или немного уменьшается с увеличением амплитуды деформации. (Можно отметить, что Чэмберс<sup>22</sup> не наблюдал подобного уменьшения в аналогичных, по-видимому, экспериментах на алюминии.) Ограничимся пока рассмотрением внутреннего трения при деформации менее  $\varepsilon_c$  — значения, выше которого внутреннее трение с увеличением амплитуды растет.

Каментский подчеркивает, что для того, чтобы получить воспроизводимые результаты, опыты необходимо производить с осторожностью. Так, при исследовании влияния температуры на внутреннее трение деформация не превышала величины  $\varepsilon_c$  и при каждой новой температуре образец перед измерением отдыхал два часа. Каментский утверждает, что таким путем были получены воспроизводимые результаты выше 500° С, хотя при более низких температурах его значения характеризуются значительным разбросом. Некоторые типичные результаты Каментского показаны на рис. 41 в виде графика зависимости  $\ln \Delta_I$  от  $1/T$ . Экспериментальная область начинается при  $\sim 400^\circ \text{С}$ ; на некоторых кривых при самых высоких температурах — около 700° С — намечается небольшой пик. Ниже 400° С декремент значительно меньше зависит от температуры и, по-видимому, не является следствием термически активируемого процесса с одной энергией активации.

**4.2.1. Энергия активации.** Энергия активации, связанная с внутренним трением, дается наклоном кривых, подобных представленным на рис. 39 и 41. Каментский<sup>53</sup> приводит значение энергий для

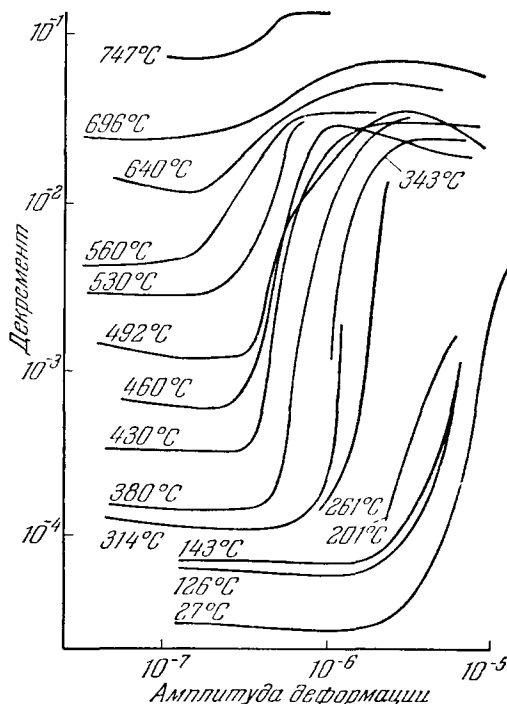


Рис. 40. Внутреннее трение монокристалла меди в зависимости от амплитуды деформации при различных температурах.

Измерение при  $\sim 1450$  гц<sup>53</sup>.

монокристаллов чистой меди в пределах от 0,5 до 2 эв, хотя большинство значений сгруппировано около величины 0,9 эв. К сожалению, частично его данные отличаются разбросом, и поэтому трудно решить, какой вес следует отдать самым нижним и самым верхним значениям. Бешерс<sup>10</sup> на таком же материале при температуре ниже 500° С получил значение около 1 эв, а при более высоких температурах — 0,8 эв. Бешерс<sup>10</sup> и Стивенс<sup>110</sup> вводили золото и никель в монокристаллы меди и нашли, что хотя внутреннее трение при высоких температурах уменьшалось, энергия активации оставалась неизменной. (При температурах ниже 400° К

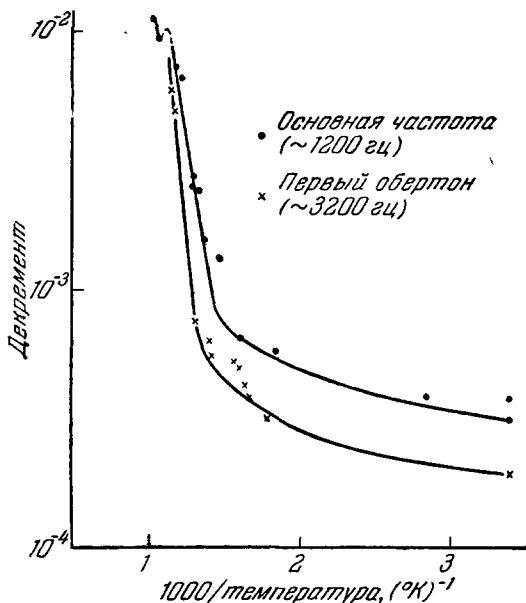


Рис. 41. Независимое от амплитуды внутреннее трение монокристалла меди в функции температуры<sup>53</sup>.

основной частоте и второй и третьей гармониках. Хотя его результаты отличаются довольно высоким разбросом (рис. 41), внутреннее трение с ростом частоты уменьшается со скоростью, несколько меньшей, чем обратная величина частоты. Фридель и др. на алюминии при чрезвычайно низких частотах также нашли, что с увеличением частоты внутреннее трение уменьшается подобным образом. Кроме того, абсолютные значения, полученные Фриделем и др., очень велики.

4.2.3. Дефект модуля. Оценка дефекта модуля при высоких температурах была произведена на основании того факта, что в отсутствие большого внутреннего трения модуль Юнга, как ожидают, линейно меняется с температурой (см., например, <sup>65</sup>). В области высоких температур с увеличением внутреннего трения происходит заметное и усиливающееся отклонение от линейности, и это отклонение применяется как мера дефекта модуля. Результаты Фриделя и др. на алюминии (рис. 42) показывают, что дефект модуля имеет приблизительно такую же температурную зависимость, что и внутреннее трение. По данным Каментского<sup>53</sup> изменение дефекта модуля в меди с температурой может характеризоваться энергией активации, значение которой в зависимости от образца меняется в пределах 0,4—1,2 эв. Это соответствует более слабой зависимости от температуры, чем та, которая имеет место для внутреннего трения, но разброс весьма велик. Чэмберс<sup>22</sup> характеризует температур-

на кривой зависимости внутреннего трения от температуры появлялся пик, связанный с примесями; этот пик обсуждается в п. 5.4.)

По-видимому, внутреннее трение подобного же типа наблюдали в алюминии Чэмберс<sup>22</sup> и Бирнбаум и Леви<sup>12</sup>, по данным которых энергия активации равна 0,7 эв. Фридель и др.<sup>39</sup> на полигонизованном алюминии при частотах порядка 1 цикл/час получили значение около 1,6 эв. Для магния Чэмберс дает значение 0,7 эв, а для свинца Виртман и Салковиц<sup>117а</sup> приводят значение 0,3 эв.

4.2.2. Зависимость от частоты. Измерения внутреннего трения в функции частоты были выполнены Каментским<sup>53</sup> и Фриделем и др.<sup>39</sup>. Каментский заставлял колебаться монокристаллы меди на их

ную зависимость дефекта модуля в алюминии энергией активации около 0,25 эв, что также значительно меньше энергии активации, связанной с внутренним трением.

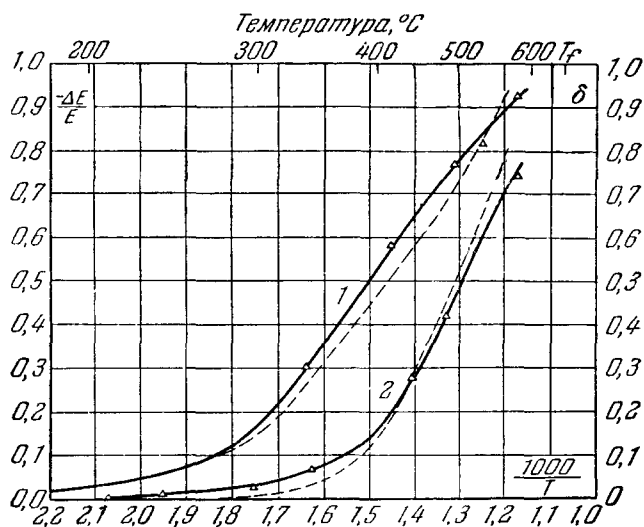


Рис. 42. Независимое от амплитуды внутреннее трение (пунктирные линии) и дефект модуля (сплошные линии) полигонизованного алюминия. Кривые 1 измерены при частоте 1 цикл в 45 мин; кривые 2 — 1 цикл в 15 сек.<sup>39</sup>

#### 4.3. Теории и обсуждение

Экспериментальные наблюдения независимого от амплитуды внутреннего трения при высоких температурах ясно показывают, что в этой области ответственный за внутреннее трение механизм характеризуется энергией активации, которая для меди составляет около 0,9 эв. В большинстве теорий принимается, что внутреннее трение возникает из-за того, что дислокации, колеблясь под действием приложенного напряжения, создают в кристаллической решетке дефекты. Декремент будет пропорционален числу созданных дефектов, и так как в их создании значительную роль играет тепловая активация, декремент должен расти по экспоненциальному закону, что и наблюдается. Возникающие дефекты могут быть весьма различными по природе. Это могут быть пороги, образующиеся при пересечении двух дислокаций, или вакансии, образующиеся в результате движения дислокаций с порогами<sup>12, 53, 115в</sup>. В соответствии с этой моделью внутреннее трение связано в основном с релаксационным процессом. При низких температурах создание дефектов невозможно, и поэтому рассеяния энергии нет; при самых высоких температурах возможно образование дефектов за счет одной тепловой энергии, и внутреннее трение в этом случае также будет отсутствовать. Такая релаксационная модель по крайней мере приблизительно объясняет наблюдаемые независимость от амплитуды, зависимость от частоты, температурную зависимость и объясняет возможность максимума внутреннего трения при высоких температурах.

Фридель и др.<sup>39</sup> указали, что температурная зависимость внутреннего трения заставляет предположить, что имеется более одной энергии активации. Эти авторы считают также, что если дислокация должна передвигать с собой через кристаллическую решетку атмосферу атомов

примесей, может возникнуть дополнительная потеря энергии. Каментский<sup>53</sup> подробно рассмотрел амплитудную зависимость внутреннего трения и пришел к заключению, что повышение внутреннего трения при высоких амплитудах деформации связано с тем, что приложенное напряжение помогает освобождению дислокаций, закрепленных порогами и другими местами закрепления. Этот автор объясняет также начальное уменьшение декремента с увеличением деформации, показанное на рис. 40. Если  $\Delta = \Delta W/2W$  (см. уравнение (2)), то общая энергия  $W$  пропорциональна квадрату амплитуды деформации, и потеря энергии  $\Delta W$  за один цикл зависит от напряжения  $\sigma$  через экспоненту вида  $A \exp\{-(Q - \alpha\sigma)/kT\}$ , где  $\alpha$  — некоторая постоянная. При достаточно малой степени деформации этот член незначительно зависит от степени деформации, вследствие чего декремент с увеличением степени деформации сначала уменьшается.

Виртман и Мэзон дали другое объяснение внутреннего трения. По Виртману<sup>1156</sup>, существенной чертой является то, что колеблющиеся петли дислокации движутся в поле напряжений беспорядочно распределенных атомов примесей<sup>82</sup>. При повышении температуры движение дислокаций через поле напряжений за счет тепловой активации протекает более быстро: их скорость экспоненциально зависит от температуры и уменьшается с увеличением концентрации примесей. Затухание колеблющихся дислокаций вследствие вязкости пропорционально их скорости (см. п. 5.2), и с повышением температуры декремент быстро растет и меняется обратно приложенной частоте. В п. 5.2. будет более подробно показано, что этот подход справедлив только для металла не очень высокой степени чистоты, так как максимальные перемещения дислокаций должны быть значительно больше, чем длина волны поля напряжений. Мэзон<sup>74e</sup> предположил, что потеря энергии, связанная с внутренним трением, происходит, когда две смежные колеблющиеся дислокационные петли отрываются от их общей точки закрепления. Последующий обмен энергией между двумя петлями происходит необратимо и является причиной затухания. Однако такой механизм должен дать энергию активации, близкую к энергии процесса освобождения дислокации приложенным напряжением; как было показано в § 3, эта энергия имеет порядок только 0,1 эв.

В настоящее время наиболее удовлетворительным объяснением внутреннего трения при высоких температурах является образование движущимися дислокациями дефектов в кристаллической решетке. Однако для выяснения природы дефектов необходимы дополнительные эксперименты. Вполне вероятно, что в этом процессе принимают участие дефекты более чем одного типа, но различить их можно только с помощью более точных измерений. Другим трудным местом этой теории является то, что энергия активации, связанная с дефектом модуля, должна быть такой же величины, что и энергия активации, связанная с внутренним трением. Хотя в опытах Фриделя и др. наблюдалось такое совпадение, по данным Каментского и Чэмберса энергии активации для дефекта модуля значительно ниже, чем для внутреннего трения. Так как измерения связаны с некоторыми трудностями, большой интерес представляют дальнейшие экспериментальные результаты.

#### § 5. ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ ПРИ МАЛЫХ АМПЛИТУДАХ ДЕФОРМАЦИИ, НЕЗАВИСИМОЕ ОТ АМПЛИТУДЫ

Рассмотрим теперь независимое от амплитуды внутреннее трение, наблюдаемое при малых амплитудах деформации и не слишком высоких температурах. Ограничимся температурным интервалом ниже 400° К, где роль термически активируемых процессов, рассмотренных в преды-



в интервале от  $-76$  до  $145^\circ \text{C}$  — Верт<sup>122</sup> и в монокристаллах свинца в интервале от  $200$  до  $300^\circ \text{K}$  — Хики<sup>47</sup> (Хики нашел также, что при

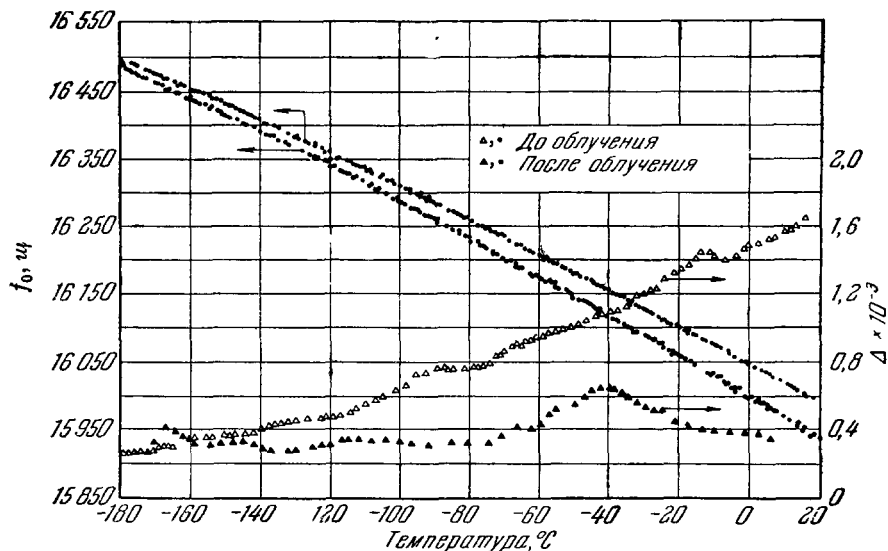
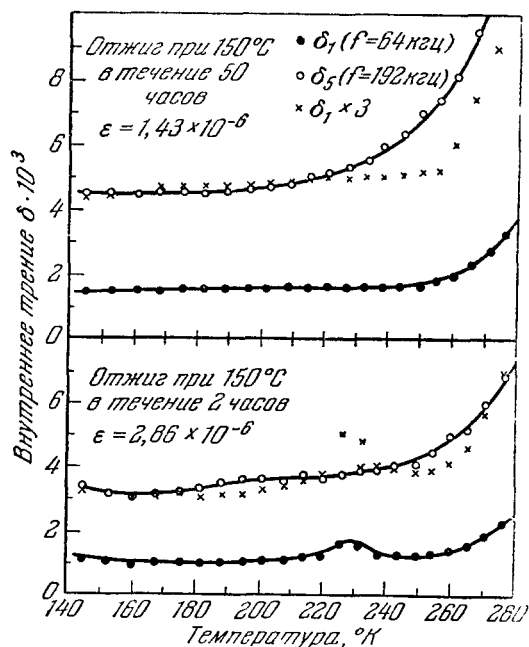


Рис. 43. Независимое от амплитуды внутреннее трение и резонансная частота монокристалла меди до и после облучения нейтронами при комнатной температуре 113°K.

температуре ниже  $200^\circ \text{K}$  декремент почти не зависел от температуры). Наконец, следует отметить, что в некоторых случаях на температурных кривых внутреннего трения для разбавленных твердых растворов имеются пики в районе  $100$ — $200^\circ \text{C}$ . Этот вопрос будет рассмотрен в п. 5.4.



5.1.2. Влияние частоты. Существует немного экспериментальных данных о влиянии частоты на независимое от амплитуды внутреннее трение; имеющиеся данные на первый взгляд кажутся несколько противоречивыми. Хики<sup>47</sup> измерил внутреннее трение двух монокристаллов свинца на их основной частоте ( $64 \text{ кГц}$ ) и третьей гармонике ( $192 \text{ кГц}$ ) и нашел, что

Рис. 44. Независимое от амплитуды внутреннее трение двух монокристаллов свинца в зависимости от температуры.

Измерения при двух частотах<sup>47</sup>

независимая от амплитуды часть декремента была прямо пропорциональна частоте в области температур от  $140$  до  $220^\circ \text{K}$  (рис. 44). По

дущем разделе, пренебрежимо мала. В большинстве случаев с повышением температуры внутреннее трение увеличивается; иногда на температурной кривой внутреннего трения наблюдаются пики. Вероятно, процессы, приводящие к возникновению этих пиков, отличны от процессов, ответственных за внутреннее трение, монотонно меняющееся с температурой.

Последний вид внутреннего трения более детально будет рассмотрен в трех последующих разделах; наконец, кратко будут рассмотрены пики внутреннего трения.

### 5.1. Результаты экспериментов

Результаты экспериментальных исследований независимого от амплитуды деформации внутреннего трения при умеренных температурах, особенно его зависимости от частоты, вероятно, установлены менее надежно, чем в случае рассмотренных ранее видов внутреннего трения. Такое положение частично связано с тем, что многие исследователи в первых работах по этому вопросу не сообщали, содержит ли наблюдаемый декремент компоненту, зависимую от амплитуды. В случае малой величины декремента всегда существует опасность, что значительная доля его связана с потерями на фон в приборе, а также с рассеянием вследствие термоупругого эффекта и других процессов, отмеченных в п. 1.4. Поэтому во внимание будут приниматься только измерения, в которых было показано, что внутреннее трение не зависит от амплитуды деформации и имеет достаточно большое значение ( $\Delta \approx 10^{-4}$  или более), превосходящее, вероятно, потери по другим причинам.

**5.1.1. Влияние температуры.** Рассмотрение результатов экспериментов ограничено отожженными металлами, так как присутствие пика Бордони в холоднодеформированных металлах сильно влияет на декремент при малой амплитуде (см. § 2). Не будет рассматриваться также пик, связанный с релаксацией по границам зерен и наблюдаемый в поликристаллических металлах в области температур от 200 до 500° С (см. п. 1.4.2). На рис. 41, взятом из работы Каментского<sup>53</sup>, логарифм декремента  $\Delta_I$  нанесен в функции обратной температуры. Область экспоненциальной зависимости оканчивается около 400° С, а при более низких температурах внутреннее трение значительно слабее зависит от температуры. Для определения энергии активации при температуре ниже 400° С данных недостаточно; Каментский все же приходит к заключению, что энергии активации в этом интервале может быть не более 0,05 эв.

Измерения Каментского охватывают интервал вплоть до комнатной температуры; измерения при более низких температурах на отожженной меди выполнили Касуэлл<sup>22а</sup>, Ниблетт и Уилкс<sup>85г, д</sup> и Томпсон и Холмс<sup>113в</sup>. Касуэлл<sup>22а</sup> на отожженных монокристаллах чистой меди показал, что декремент при малых амплитудах с повышением температуры от 4° К до комнатной монотонно возрастает. Декремент, по-видимому, не является простой функцией температуры; график зависимости декремента от температуры выражается вогнутой кверху кривой; при понижении температуры зависимость приближается к линейной. Томпсон и Холмс<sup>113в</sup> получили весьма сходные результаты на отожженном монокристалле (рис. 43). Ниблетт и Уилкс<sup>85г</sup> нашли на поликристаллическом материале, что внутреннее трение в первом приближении пропорционально температуре между 20° К и комнатной.

Увеличение  $\Delta_I$  в монокристаллах меди с ростом температуры в интервале от —49 до 33° С наблюдал Новик<sup>87а, б</sup>, в монокристаллах цинка

данным Хикаты и Труэлла <sup>45</sup> внутреннее трение алюминия примерно пропорционально частоте при 5 и 10 Мгц. С другой стороны, Новик <sup>87a</sup> измерял независимый от амплитуды декремент монокристаллов меди при их основной частоте (39 кгц) и второй гармонике (78 кгц). Его результаты отличались разбросом; заметного изменения декремента при изменении частоты замечено не было. Такахаша <sup>112</sup> производил измерения на поликристаллической меди при комнатной температуре при различных частотах между 1 и 10 кгц и нашел, что независимое от амплитуды внутреннее трение практически не изменялось с частотой. Бордони и др. <sup>16</sup> наблюдали небольшие изменения на поликристаллической меди между 1,8 кгц и 6,5 Мгц. Величина внутреннего трения в опытах Вейнига и Мэчлина <sup>120</sup> на поликристаллической меди чистоты 99,999% при частоте около одного герца оказалась во много раз больше величины внутреннего трения, полученной при частоте порядка килогерца. Абсолютные значения затухания в области частот порядка мегагерца, измерения в которой производятся обычно с применением импульсной техники, получить трудно, но имеющиеся данные <sup>77e</sup> свидетельствуют о том, что при этой частоте внутреннее трение имеет тот же порядок, что и при более низких частотах. Таким образом, рассеяние при низкой амплитуде деформации либо немного увеличивается с ростом частоты, либо не зависит от частоты. Отметим также измерения Гранато и Труэлла <sup>43</sup> на монокристаллах германия при частотах от 5 до 300 Мгц, внутреннее трение которых примерно пропорционально частоте. Однако германий является полупроводником, и эти результаты могут быть не типичными для металлов.

**5.1.3. В л и я н и е х о л о д н о й д е ф о р м а ц и и.** Небольшая пластическая деформация увеличивает независимое от амплитуды внутреннее трение монокристаллов меди при комнатной температуре <sup>87a, б, 113в</sup>. Касуэлл <sup>22a</sup> показал, что холодная деформация повышает декремент во всей области температур от 4 до 300° К. Измерения Виртмана и Кёлера <sup>116</sup> на монокристаллах меди и Ниблетта <sup>84</sup> на поликристаллической меди показывают, что с увеличением степени холодной деформации внутреннее трение проходит через максимум. Хирон и др. <sup>48</sup> наблюдали такой же максимум, но из их данных не известно, относятся ли их результаты к независимому или зависящему от амплитуды затуханию. Оказалось также, что деформация менее 1% меди приводит к появлению на температурной кривой внутреннего трения пика при 200° К (см. п. 5.4).

Обычно в течение нескольких часов после пластической деформации происходит уменьшение независимого от амплитуды внутреннего трения, после чего оно достигает постоянного значения. Это — так называемый эффект Кёстера, который свойствен также зависящему от амплитуды внутреннему трению (п. 3.3.7). Этот эффект наблюдали в латуни и стали Фёрстер и Кёстер <sup>37</sup>, в латуни — Кёстер и Розенталь <sup>58</sup>, в алюминии — Кёстер <sup>57a</sup> и в железе — Кёстер <sup>57b</sup>. В последнее время измерения на цинке выполнил Алерс <sup>1</sup>, на алюминии — Хиката и др. <sup>46</sup> и на хлориде натрия — Гордон и Новик <sup>40</sup>.

**5.1.4. В л и я н и е ч и с т о т ы.** Добавка небольших количеств примесей обычно уменьшает внутреннее трение при малой амплитуде. Например, Маркс и Кёлер <sup>73</sup> показали, что отжиг монокристалла меди в течение 20 часов в водороде при 1000° С понизил независимый от амплитуды декремент на порядок по сравнению с кристаллом, отожженным в вакууме. Подобно этому добавление небольших количеств золота в монокристаллы меди значительно снижает внутреннее трение в отожженном состоянии <sup>10</sup> и после пластической деформации <sup>88</sup>. Такахаша <sup>112</sup> сообщил, что независимое от амплитуды внутреннее трение поликристаллической меди, содержащей небольшие количества алюминия, цинка или

фосфора, уменьшается как степенная функция концентрации растворенных атомов.

В некоторых случаях систематическая зависимость внутреннего трения от концентрации примесей не отмечается. Так, Виртман и Салкович <sup>117a</sup> наблюдали, что независимое от амплитуды внутреннее трение монокристаллов свинца, содержащих до одного процента висмута, олова или кадмия, незакономерно изменялось с концентрацией примесей. Однако этот разброс может быть связан с различием в предыстории образцов, так как Каментский <sup>53</sup> и другие заметили, что  $\Delta_I$  очень чувствительно к небольшим степеням холодной деформации образца. Касуэлл <sup>21a</sup> не нашел

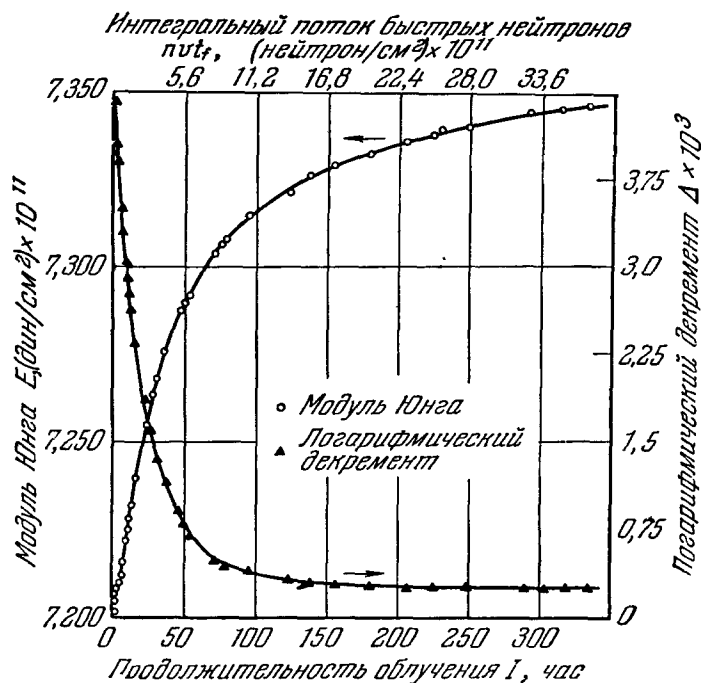


Рис. 45. Внутреннее трение и модуль Юнга монокристалла меди в зависимости от продолжительности облучения нейтронами в реакторе при комнатной температуре 1136.

систематической зависимости декремента от концентрации примесей в монокристаллах меди, содержащих до 0,5% золота, но интерпретация этих результатов затруднена, так как образцы, содержащие золото, на температурной кривой внутреннего трения имеют широкий пик около 180° K.

5.1.5. Влияние облучения и закалки. Облучение нейтронами уменьшает независимое от амплитуды внутреннее трение в монокристаллах меди <sup>113a-б, в</sup> и в поликристаллической меди<sup>7</sup>. В последней работе наблюдалось подобное же уменьшение декремента после облучения  $\gamma$ -лучами или закалки. Росуэлл и Новик <sup>101</sup> нашли, что внутреннее трение поликристаллического золота было значительно ниже после закалки от 900° C, чем после медленного охлаждения от этой температуры (с другой стороны, Касуэлл <sup>21a</sup> нашел, что закалка монокристалла меди от 1000° C в пять раз увеличила внутреннее трение при комнатной температуре).

Наиболее подробные исследования влияния облучения нейтронами принадлежат Томпсону и Холмсу. На рис. 45 представлены значения декремента и резонансной частоты монокристалла меди до и после облучения. Эти авторы исследовали также внутреннее трение монокристаллов меди *in situ* в реакторе в ходе облучения нейтронами. Таким образом они получили кривые внутреннего трения в функции суммарного потока нейтронов (см. <sup>45</sup>), которые будут рассмотрены в п. 5.3.1. Все эти эксперименты представляют особый интерес потому, что они дают сведения о дефекте модуля, связанном с внутренним трением, которое трудно получить другим способом. Большое уменьшение внутреннего трения вследствие облучения нейтронами сопровождается увеличением модуля Юнга; уменьшение внутреннего трения можно связывать с изменением модуля.

## 5.2. Теория внутреннего трения

Рассмотрим кратко различные теории, предложенные для объяснения независимого от амплитуды внутреннего трения при низких и средних температурах. В большинстве из этих теорий принимается, что внутреннее трение, возникающее в результате движения дислокаций под действием переменного напряжения, аналогично затуханию, обусловленному вязкостью. По Кёлеру <sup>56</sup> отрезки линии дислокации между двумя точками закрепления (атомами примесей или узлами дислокационной сетки) колеблются под действием приложенного напряжения подобно натянутой струне. Уравнение движения такой линии имеет вид

$$A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + B \frac{\partial y}{\partial t} - C \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = b \sigma_0 \sin \omega t, \quad (34)$$

где  $y$  — боковое перемещение в точке  $x$  по длине отрезка,  $A$  — эффективная масса на единицу длины,  $B$  — затухание на единицу длины,  $C$  — натяжение линии дислокации,  $b$  — вектор Бюргерса и  $\sigma_0 \sin \omega t$  — компонента приложенного напряжения в плоскости скольжения дислокации. Резонансная частота обычно имеет порядок  $100 \text{ Мгц}$ ; при всех частотах, применяемых на практике, затухание пропорционально частоте. В этом случае Гранато и Люке <sup>42a</sup> показали, что

$$\Delta_I = \frac{\Omega \Lambda L^4 B \omega t_1}{\pi^3 C}, \quad (35)$$

$$\left( \frac{\Delta E}{E} \right)_I = \frac{\Omega \Lambda L^2 t_2}{\pi^2}, \quad (36)$$

где  $\Omega$  — фактор, учитывающий ориентировку,  $\Lambda$  — плотность дислокаций,  $L$  — средняя длина колеблющейся петли и  $\omega$  — частота;  $t_1$  и  $t_2$  — константы, связанные с распределением петель по длинам и учитывающие непропорционально большой вклад во внутреннее трение за счет участков большой длины. При распределении, выражаемом  $\delta$ -функцией,  $t_1$  и  $t_2$  равны оба единице, но для экспоненциального закона, соответствующего беспорядочному распределению точек закрепления,  $t_1=120$  и  $t_2=6$ .

Константа затухания  $B$  впервые была оценена Эшелби <sup>33</sup>, который показал, что при колебании дислокации под действием приложенного напряжения устанавливаются температурные градиенты, ответственные за необратимый поток тепла. Ляйбфрид <sup>61</sup> оценил потери, связанные с взаимодействием между движущейся дислокацией и тепловыми колебаниями кристаллической решетки. Затухание по механизму Ляйбфрида значительно больше, чем по механизму Эшелби; Гранато и Люке <sup>42b</sup> приводят

для этих теорий значения  $B$  порядка  $10^{-4}$  и  $10^{-6}$  ед. CGS; Набарро <sup>83</sup> пришел к выводу, что хотя результат Ляйбфрида правилен по форме, по величине он несколько завышен. Рассеяние энергии движущимися дислокациями исследовали также Зейтц <sup>106</sup> и Харт <sup>44</sup>.

Эшелби и Виртман предложили другие механизмы для объяснения зависимого от амплитуды внутреннего трения. Эшелби <sup>33</sup> рассматривает колебание дислокаций в потенциальных ямах, образуемых силами Пайерлса; затухание движущихся дислокаций, как и в случае рассмотренного выше механизма, аналогично затуханию, обусловленному вязкостью. Однако в этой модели дислокации перемещаются на значительно меньшие расстояния, чем в модели натянутой струны и внутреннее трение соответственно ниже. Виртман <sup>115a</sup> и Виртман и Салкович <sup>117a</sup> трактуют этот вопрос с других позиций; эти авторы считают, что единственной силой, препятствующей перемещению дислокации в кристалле, является поле напряжений, связанное с атомами примесей. Рассмотрим дислокацию, лежащую на дне потенциальной ямы в поле напряжений. Под действием приложенного напряжения дислокация обратимо будет двигаться к вершине потенциального барьера, по достижении которой она необратимо скатится вниз по другую сторону барьера. На кривой напряжение — деформация появится гистерезисная петля, так как каждый потенциальный градиент пересекается обратимо в одном направлении и необратимо в обратном. Внутреннее трение и дефект модуля описываются в этом случае выражениями

$$\Delta \approx \frac{10^{-2} \lambda \lambda G b}{\sigma_m}, \quad (37)$$

$$\left( \frac{\Delta E}{E} \right) = \Delta, \quad (38)$$

где  $\lambda$  — длина волны поля напряжений и  $\sigma_m$  — средняя высота барьеров напряжений, по Мотту <sup>81</sup>. Этот механизм вполне возможен, но он имеет два серьезных ограничения. Во-первых, дислокации должны перемещаться на расстояние, превышающее длину волны поля напряжений, которая в материале чистоты 99,999% составляет около 50 атомных диаметров. В действительности перемещение дислокации ограничивается натяжением ее линии, и при деформации порядка  $10^{-6}$  дислокация смещается, вероятно, лишь на несколько атомных диаметров (см. п. 3.4). Таким образом, данный механизм неприменим к высокочистому материалу, а также в случае измерений при малых переменных деформациях <sup>42a</sup>, <sup>117b</sup>. Во-вторых, в то время как из модели струны совершенно естественно вытекает независимость внутреннего трения от амплитуды, можно ожидать, что гистерезисный механизм должен привести к зависимому от амплитуды внутреннему трению. В теории Виртмана этот результат удастся избежать путем интегрирования статистического распределения дислокаций всех различных положений (и энергий) в поле напряжений. Однако несколько отличные распределения, по-видимому, приведут к внутреннему трению, которое является функцией амплитуды деформации.

### 5.3. Модель колеблющейся струны

Рассмотрим, в какой мере независимое от амплитуды внутреннее трение объясняется моделью колеблющейся струны.

5.3.1. Зависимость от длины петли. Характерной чертой модели колеблющейся струны является то, что если все петли имеют одинаковую длину  $l$ , дефект модуля пропорционален  $l^2$ , а декремент —  $l^5$ . В действительности петли каким-то образом беспорядочно рас-

пределяются по длинам, и большинство авторов допускает, что число петель с длиной между  $l$  и  $l+dl$  составляет

$$N(l) dl = \frac{\Lambda}{L^2} \exp\left(-\frac{l}{L}\right) dl, \quad (24)$$

где  $\Lambda$  — плотность дислокаций и  $L$  — средняя длина; чтобы получить значения для декремента и дефекта модуля, необходимо интегрировать по всем длинам петель; в этом случае дефект модуля пропорционален  $L^2$ , а декремент  $L^4$ , аналогично уравнениям (35) и (36). Перейдем к описанию нескольких экспериментов, подтверждающих, что внутреннее трение и дефект модуля именно так зависят часто от длины петли.

Томпсон и Холмс<sup>113а, б</sup> проанализировали свои эксперименты, в которых внутреннее трение монокристаллов меди уменьшалось в результате

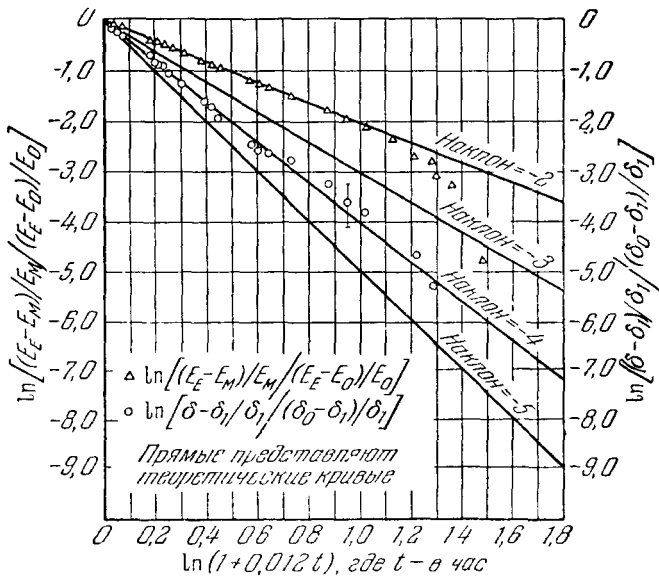


Рис. 46. Теоретическая и экспериментально наблюдаемая зависимости внутреннего трения и модуля Юнга монокристалла меди от продолжительности облучения нейтронами<sup>113а</sup>

облучения нейтронами (п. 5.1.5), приняв, что нейтроны образуют точечные дефекты, которые диффундируют к дислокациям и сокращают длину петли. На основании! допущения, что все столкновения нейтронов приводят к закреплению дислокации и исходное распределение длин петель выражается уравнением (24), они показали, что измеренный модуль  $E_M$  после продолжительности облучения  $t$  должен описываться уравнением<sup>1</sup>

$$\frac{E_E - E_M}{E_M} = \frac{E_E - E_0}{E_0} \frac{1}{(1 + \gamma nvt)^2}, \quad (39)$$

где  $E_E$  — чисто упругая часть модуля,  $E_0$  — значение модуля при  $t=0$ ,  $\gamma$  — константа и  $nvt$  — интегральный поток нейтронов. Уравнение (39), выражающее зависимость между  $E_M$  и  $t$ , содержит три константы —  $E_E$ ,  $E_0$  и  $\gamma n v$ , которые можно определить по трем значениям  $E_E$  и  $t$ , взятым из экспериментальных результатов, подобных представленным на рис. 45.

Уравнение (39) можно проверить, отложив

$$\ln \left( \frac{E_E - E_M}{E_M} \right) - \ln \left( \frac{E_E - E_0}{E_0} \right)$$

в функции  $\ln(1 + \gamma nvt)$ ; такой график представлен на рис. 46. В большей части экспериментальные точки ложатся на линию с ожидаемым наклоном—2.

Томпсон и Холмс показали также, что если внутреннее трение, связанное с отдельной петлей длиной  $l$ , пропорционально  $l^m$ , декремент  $\Delta$  через время  $t$  описывается уравнением

$$\frac{\Delta - \Delta_1}{\Delta_1} = \frac{\Delta_0 - \Delta_1}{\Delta_1} \frac{1}{(1 + \gamma nvt)^{m-1}}, \quad (40)$$

где  $\Delta_0$ — внутреннее трение при  $t=0$  и  $\Delta_1$  — значение, к которому стремится внутреннее трение при бесконечно длительном облучении.  $\Delta_0$  и  $\Delta_1$

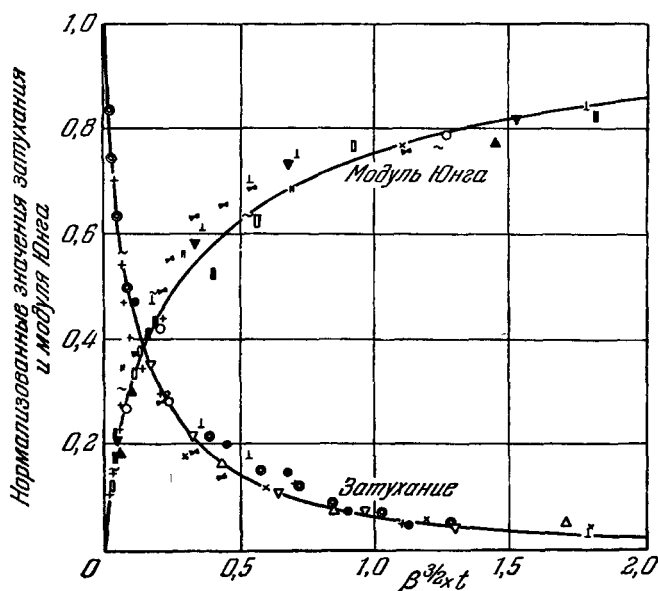


Рис. 47. Изменение внутреннего трения и модуля Юнга в функции от времени после пластической деформации.

Сплошные линии — теоретические кривые, описанные в тексте. Точки соответствуют различным измерениям на меди, цинке, алюминии и хлористом натрии. Шкалы по вертикальной и горизонтальной осям были нормализованы для каждого образца ( $\beta$ —параметр, определяющий возврат)<sup>41</sup>.

определены экспериментально, а  $\gamma nvt$  известно из измерений дефекта модуля; поэтому в уравнении (40) зависимость между  $\Delta$  и  $t$  включает лишь одно неизвестное  $m$ , которое можно найти, отложив

$$\ln \left( \frac{\Delta - \Delta_1}{\Delta_1} \right) - \ln \left( \frac{\Delta_0 - \Delta_1}{\Delta_1} \right)$$

в функции  $\ln(1 + \gamma nvt)$ . Такой график представлен на рис. 46; точки хорошо ложатся на прямую с наклоном —4, соответствующим ожидаемому значению  $m=5$ . Таким образом, эти результаты подтверждают предсказанные на основе модели колеблющейся струны зависимости дефекта модуля и внутреннего трения. (Следует, однако, напомнить, что этот анализ связан с принятием выражения для начального распределения по длинам



и, как указали Томпсон и Холмс <sup>113б</sup>, возможны другие интерпретации, незначительно отличающиеся от данной.)

Гранато и др. <sup>41</sup> произвели весьма сходный анализ уменьшения независимого от амплитуды внутреннего трения в течение первых нескольких часов после пластической деформации образца. Это поведение является другим примером так называемого эффекта Кёстера, описанного в п. 3.3.7 в связи с зависимым от амплитуды внутренним трением. Гранато и др. авторы исходят из предположения, что внутреннее трение  $\Delta_I$  связано с механизмом колеблющейся струны и что его уменьшение обусловлено точечными дефектами, такими, как вакансии, образовавшиеся при пластической деформации. Дефекты затем диффундируют к дислокациям, где они укорачивают длину петель и, таким образом, уменьшают внутреннее трение. Приняв, что диффузия дефектов выражается уравнением Коттрелла и Билби <sup>28</sup> (уравнение (31)), Гранато и др. вывели уравнения для последующего уменьшения длин петель и, таким образом, для внутреннего трения и дефекта модуля в функции температуры. Их результаты представлены на рис. 47 сплошными линиями (в произвольных единицах).

Эти кривые трудно сравнить с экспериментальными результатами, так как внутреннее трение и дефект модуля быстро меняются немедленно после деформации; кроме того, входящие в уравнение абсолютные величины зависят от таких параметров, как плотность дислокаций и концентрация примесей, которые не известны достаточно хорошо. Измерения этого эффекта выполнили Алерс <sup>1</sup> на цинке, Смит <sup>108</sup> на меди, Хиката и др. <sup>46</sup> и Кёстер <sup>57а</sup> на алюминии Гордон и Новик <sup>40</sup> на хлористом натрии. Из рис. 47, взятом из работы Гранато и др. <sup>41</sup>, видно, что все эти результаты могут быть нормализованы таким образом, что они совпадают с предсказанной зависимостью от времени, показанной на диаграмме сплошными линиями. Гранато и др. более детально проанализировали также результаты Гордона и Новика на хлористом натрии, а также измерения Смитом модуля в меди; и в этом случае существует хорошее согласие с теорией.

**5.3.2. Зависимость от температуры.** Существуют ограниченные экспериментальные и теоретические данные о том, каким образом независимое от амплитуды внутреннее трение изменяется в функции температуры; в частности, мало экспериментальных данных о зависимости от температуры константы вязкого затухания  $B$  в уравнении движения дислокации. Томпсон и Холмс <sup>113в</sup> анализировали свои данные на монокристалле меди, представленные на рис. 48, приняв, что изменения модуля и декремента ( $\Delta E_I$  и  $\Delta_I$ ) после облучения являются следствием подавления движения дислокаций. Из рис. 48 видно, что между 100 и 300° К эти величины быстро растут; они связаны между собой следующим

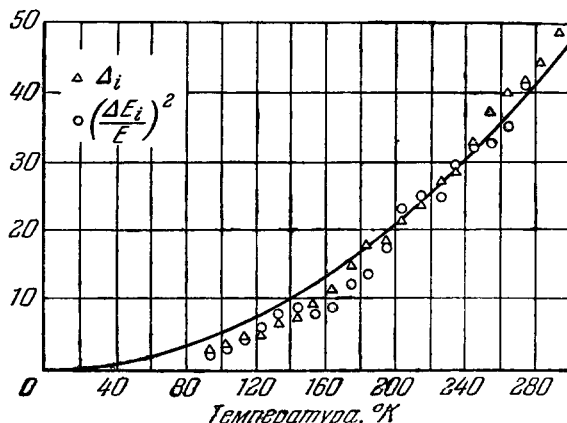


Рис. 48. Изменение модуля и внутреннего трения ( $\Delta E_I$  и  $\Delta_I$ ) монокристалла меди после облучения нейтронами.

На графике  $(\Delta E_I/E)^2$  и  $\Delta_I$  в произвольных единицах отложены в функции абсолютной температуры (см. текст). Сплошная линия — кривая  $T^2$  <sup>113в</sup>

образом:

$$\left(\frac{\Delta E_I}{E}\right)^2 \sim \Delta_I \quad (41)$$

(принятые здесь обозначения несколько отличаются от применяемых Томпсоном и Холмсом весьма запутанных обозначений). Эти авторы полагают, что рост внутреннего трения с повышением температуры объясняется тем, что за счет тепловой энергии происходит освобождение дислокаций от большого числа точек закрепления и эффективная длина петель увеличивается. Отсюда естественно следует, что дефект модуля  $(\Delta E/E)_I \sim L^2$  и внутреннее трение  $\Delta_I \sim L^4$ . Такую корреляцию трудно объяснить иным способом; например, она не могла возникнуть только из температурной зависимости коэффициента вязкого затухания, так как этот коэффициент влияет только на внутреннее трение и не влияет на дефект модуля. (Кроме того, по расчетам Томпсона и Холмса, внутреннее трение должно меняться пропорционально  $T^2$ , что находится в соответствии с их экспериментальными данными; точная форма температурной зависимости связана с распределением точек закрепления.)

**5.3.3. З а в и с и м о с т ь о т ч а с т о т ы.** Из модели колеблющейся струны следует, что за исключением очень высоких частот, порядка  $100 \text{ Мгц}$ , рассеяние должно быть пропорционально частоте. Однако такая зависимость наблюдалась лишь в двух сериях опытов — Хики <sup>47</sup> и Хикаты и Труэлла <sup>45</sup>; рассмотренные в п. 5.1.2 результаты свидетельствуют о том, что обычно наблюдается значительно более слабая зависимость. Существуют, конечно, трудности в определении рассеяния в широкой области частот, так как данный образец можно исследовать только в ограниченной области гармоник. (Кроме того, при изменении гармоник максимальная деформация происходит в другом участке образца, а распределение дислокаций в образце может быть весьма неравномерным.) Гранато и Люке <sup>42в</sup> обратили также внимание на влияние ориентировки, которая может уменьшить зависимость от частоты при частотах порядка  $100 \text{ кгц}$ . Однако даже с учетом всего сказанного кажется, что независимое от амплитуды внутреннее трение во многих металлах меняется значительно медленнее, чем первая степень частоты.

Возможное объяснение этого расхождения связано с тем фактом, что теории, основывающиеся на модели струны, не учитывают явлений тепловых флуктуаций <sup>123</sup>.

Имеются доказательства (п. 5.3.2), что с повышением температуры происходит рост  $\Delta_I$ , потому что увеличивающаяся тепловая энергия способна освобождать дислокации от большого числа точек закрепления и, таким образом, увеличивать эффективные длины петель <sup>113в</sup>. Число тепловых флуктуаций в секунду, достаточных для освобождения дислокации от данной точки закрепления, не зависит от частоты приложенного напряжения. Вследствие этого вероятность освобождения дислокации в этой точке в данном цикле обратно пропорциональна приложенной частоте. Отсюда эффективное значение члена  $L^4$  с увеличением частоты может уменьшаться, вследствие чего  $\Delta_I$  меняется медленнее, чем первая степень частоты. Величина этого явления разблокирования критическим образом зависит от состояния образца, особенно от природы и количества примесей. Для полного рассмотрения необходимых измерения  $\Delta_I$  и  $\Delta_H$ , а также дефекта модуля на одном образце в весьма широкой области температур и частот. Такие измерения в настоящее время еще не выполнены.

**5.3.4. З а к л ю ч е н и е.** Качественно независимое от амплитуды внутреннее трение зависит от содержания примесей и холодной деформации в соответствии с теорией. Примеси уменьшают эффективную длину

дислокаций и, следовательно, внутреннее трение; холодная деформация сначала быстро увеличивает плотность дислокаций  $\Lambda$ , но уменьшает также длину петли  $L$ , вследствие чего декремент сначала увеличивается, а затем уменьшается. Очевидная зависимость декремента и дефекта модуля от длины петли находится в хорошем согласии с предсказаниями модели. Относительно температурной зависимости не существует достаточных данных.

Зависимость внутреннего трения от частоты все еще несколько не ясна. Возможно, что предсказанная пропорциональность между декрементом и частотой маскируется ориентационными эффектами или зависимостью эффективной длины петли от частоты. Для выяснения этого вопроса требуются новые экспериментальные данные. Отметим, наконец, важный результат модели струны: на кривой зависимости внутреннего трения от частоты при частоте, сравнимой с резонансной частотой колеблющейся дислокации (порядка мегагерцов), должен существовать максимум (см. например, <sup>42a</sup>). По оценке этих авторов пик должен находиться при частоте порядка 100 Мгц; измерения Доббса и др. <sup>30</sup> на германии дают некоторые указания на такой пик при  $\sim 500$  Мгц. Однако Лэмб и др. <sup>59</sup> нашли, что поглощение ультразвуковых волн в кремнии, которое меняется с частотой так же, как в германии, в широком интервале не зависит от плотности дислокаций. Таким образом, нельзя решительно утверждать, что затухание, найденное Доббсом и др., связано с дислокациями.

Для того чтобы независимое от амплитуды внутреннее трение полностью или частично связать с моделью колеблющейся струны или с другими механизмами, требуются дополнительные эксперименты. Особенно трудно произвести достаточно точную оценку величины внутреннего трения, которое следует ожидать в любом данном образце, так как неизвестны число и длины дислокационных петель и нет общепринятого значения константы затухания.

Наиболее полный анализ внутреннего трения этого типа выполнили Гранато и др. <sup>41</sup>, используя экспериментальные данные Гордона и Новика <sup>40</sup> по дефекту модуля и декременту в хлористом натрии, включая результаты наблюдения эффекта Кёстера. Эти авторы показали, что можно объяснить внутреннее трение, если подобрать разумные значения для всех параметров; дальнейшие подобные эксперименты и анализы по внутреннему трению металлов представят интерес.

#### 5.4. Р а з л и ч н ы е п и к и

В п. 5.1 было указано, что внутреннее трение, рассмотренное в двух предыдущих разделах, с повышением температуры обычно растет, но иногда на температурной кривой независимого от амплитуды внутреннего трения имеется максимум. Обычно это указывает на то, что внутреннее трение может быть связано с каким-то иным механизмом; кратко приведем некоторые из наиболее характерных наблюдавшихся особенностей.

На рис. 49, взятом из работы Бирибаума и Леви <sup>12</sup>, показана зависимость декремента монокристалла алюминия, не подвергавшегося после выращивания дополнительной обработке, от температуры при постоянном повышении температуры образца; на монотонно поднимающийся фон накладывается серия острых пиков. Однако при повторении всего измерения наблюдается только плавная кривая фона; таким образом, нагрев при первом измерении оказался достаточным, чтобы устранить структуру, ответственную за пики. Об аналогичном поведении алюминия сообщили Филмер и др. <sup>35</sup> и в меди — Каментский <sup>53</sup>, Касуэлл <sup>21a</sup> и Парé <sup>88</sup>. Тот факт, что эти острые пики часто устраняются в результате отжига,

свидетельствует о том, что они могут быть следствием нестабильной конфигурации дислокаций. Однако отсутствие воспроизводимости затрудняет объяснение этих пиков. Проведенные до настоящего времени эксперименты

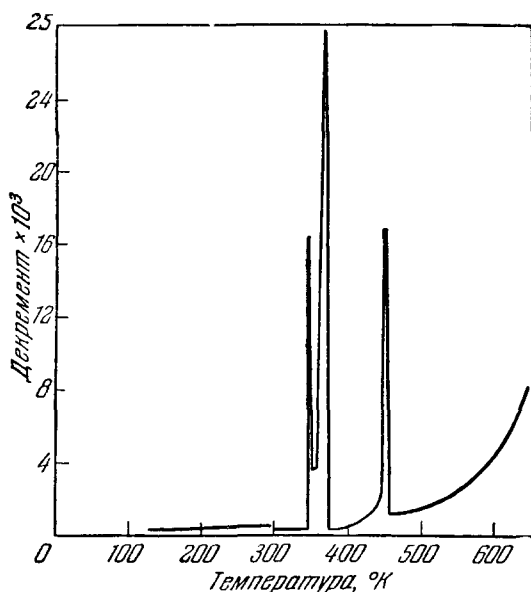


Рис. 49. Внутреннее трение монокристалла алюминия, не подвергавшегося дополнительной обработке после выращивания, при повышающейся температуре <sup>12</sup>.

не дали возможности установить условия, необходимые для их существования.

Стивенс <sup>110</sup> показал, что присутствие небольших добавок — порядка 0,1% никеля или золота в монокристаллах меди — уменьшает внутреннее трение и вызывает появление пика на кривой зависимости декремента от температуры при температуре  $\sim 200^\circ \text{C}$ . В настоящее время есть только ограниченные данные об этих пиках, хотя результаты Стивенса свидетельствуют о том, что с увеличением частоты внутреннее трение уменьшается. Вполне возможно, что пик возникает в результате релаксационного механизма, предложенного Фриделем и др. <sup>39</sup>, согласно которому движение дислокаций затрудняется атомами примесей из них (см. п. 4. 3).

Несколько авторов, работающих с частотами порядка килогерца, наблюдали на температурной кривой внутреннего трения холоднодеформированной меди пик в районе  $200^\circ \text{K}$  (рис. 50) <sup>85б, 88, 113в, 20</sup>. Измерения Бэкстера и Уилкса (неопубликованные результаты) при  $\sim 1 \text{ гц}$  показывают, что при этой частоте пик сдвигается к температуре  $\sim 150^\circ \text{K}$ . Если нанести эти результаты на график с координатами  $\ln f - 1/T_m$ , где  $f$  — частота колебаний и  $T_m$  — температура пика, то получится прямая, наклон которой соответствует энергии активации 0,3 эв.

В п. 2—4 указывалось, что отжиг при  $100^\circ \text{C}$  устраняет пик в крупнозернистой меди, тогда как пик Бордони исчезает только после отжига при температурах порядка  $300^\circ \text{C}$ . Поэтому этот пик должен быть связан с другим механизмом —, возможно с механизмом, предложенным Бруннером <sup>20</sup> для объяснения (мы считаем, неправильного) пиков Бордони. Этот механизм был описан в п. 2.4; основная идея его заключается в том, что если в плоскости, расположенной выше (или ниже)

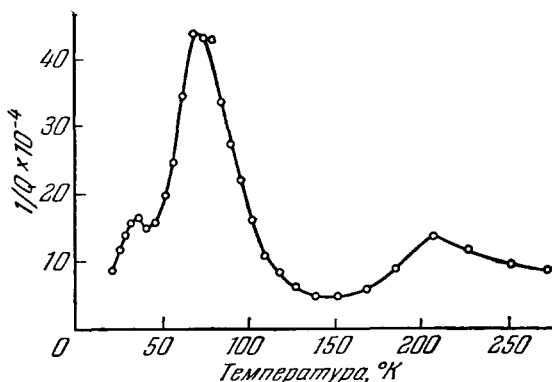


Рис. 50. Независимое от амплитуды внутреннее трение поликристаллического образца после деформации на 5,3% <sup>85б</sup>.

плоскости дислокации, расщепленной на частичные, находится вакансия, то существуют два равновесных положения дислокации с вакансией над одной или другой частичной дислокацией. Внутреннее трение в этом случае связано с релаксационным механизмом, при котором дислокация перемещается из одного равновесного положения в другое. Такой механизм объясняет пик, а также тот факт, что он исчезает в результате отжига при  $100^\circ$ , так как в результате такого отжига вакансии диффундируют из кристалла. Можно ожидать, что пик можно вызвать введением вакансий путем облучения нейтронами или закалкой. Действительно, Томпсон и Холмс <sup>113в</sup> нашли, что пик наблюдался только после облучения монокристалла (см. рис. 43).

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Alers, Phys. Rev. **97**, 863 (1955).
2. R. A. Artman, J. Appl. Phys. **23**, 475 (1952).
3. G. S. Baker, J. Appl. Phys. **28**, 734 (1957).
4. L. Balamuth, Phys. Rev. **45**, 715 (1934).
5. J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
6. R. S. Barnes and N. H. Hancock, Phil. Mag. **3**, 527 (1958).
7. R. S. Barnes, N. H. Hancock and E. C. H. Silk, Phil. Mag. **3**, 519 (1958).
8. K. Bennewitz und H. Rötger, a) Phys. Zs. **37**, 578 (1936); 6) Zs. tech. Phys. **19**, 521 (1938).
9. B. S. Berry, a) Rev. Sci. Instrum. **26**, 884 (1955); 6) J. Appl. Phys. **26**, 1221 (1955).
10. D. N. Beshers, J. Appl. Phys. **30**, 252 (1959).
11. N. K. Birnbaum, Acta Metallurgica **3**, 297 (1955).
12. N. K. Birnbaum and M. Levy, Acta Metallurgica **4**, 84 (1956).
13. T. H. Blewitt, Phys. Rev. **91**, 1115 (1953).
14. H. E. Bömmel, a) Phys. Rev. **96**, 220 (1954); 6) Phys. Rev. **100**, 758 (1955).
15. P. G. Bordoni, a) Nuovo cimento **4**, 177 (1947); 6) Ric. Sci. **19**, 851 (1949); в) J. Acoust. Soc. Amer. **26**, 495 (1954).
16. P. G. Bordoni, M. Nuovo et L. Verdini, Nuovo cimento **14**, 273 (1959).
17. C. Boulanger, Compt. rend. **233**, 722 (1951).
18. N. W. Briggs, Thesis (Cornell University, 1955).
19. T. Broom and R. K. Nam, Symposium on Vacancies and other Point Defects in Metals and Alloys (London, Institute of Metals), 1957, стр. 41.
20. L. J. Brunner, Phys. Rev. Letts. **3**, 411 (1959).
21. H. L. Caswell, a) J. Appl. Phys. **29**, 1210 (1958); 6) см. также Thesis (Cornell University, AFOSR-TR-57-69, 1957).
22. R. H. Chambers, 1957, Carnegie Inst. of Tech. Report, AT (30—1) 1193 (1957); см. также R. H. Chambers and R. Smoluchowski, Phys. Rev. **117**, 725 (1960).
23. L. C. Chang and M. Gensamer, Acta Metallurgica **1**, 483 (1953).
24. K. L. Chopra and T. S. Hutchison, a) Canad. J. Phys. **36**, 805 (1958); 6) Ibidem **37**, 1100 (1959).
25. L. M. Clarebrough, M. E. Hargreaves and G. W. West, Proc. Roy. Soc. **A232**, 252 (1955).
26. W. T. Cooke, Phys. Rev. **50**, 1158 (1936).
27. A. H. Cottrell, a) Report of a Conference on the Strength of Solids (London, Physical Society), 1948, стр. 30; 6) Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Oxford, 1953.
28. A. H. Cottrell and B. A. Bilby, Proc. Phys. Soc. (London) **A62**, 49 (1949).
29. H. D. Dietze, Zs. Phys. **131**, 156 (1952).
30. E. R. Dobbs, B. B. Chick and R. Truell, Phys. Rev. Letts. **3**, 332 (1959).
31. H. Donth, Z. Phys. **149**, 111 (1957).
32. N. G. Einspruch and R. Truell, Phys. Rev. **109**, 652 (1958).
33. J. D. Eshelby, Proc. Roy. Soc. **A197**, 396 (1949).
34. A. J. Filmer, D. H. Rogers and T. S. Hutchison, Proc. of Intern. Cong. of Refrig., Copenhagen, 1959.
35. A. J. Filmer, G. J. Hutton and T. S. Hutchison, J. Appl. Phys. **29**, 146 (1958).
36. F. Förster, Z. Metallkunde **29**, 109 (1937).
37. F. Förster and W. Köster, Z. Metallkunde **29**, 116 (1937).

38. J. Friedel, *Les Dislocations*, Paris, 1956.
39. J. Friedel, C. Boulanger, and C. Crussard, *Acta Metallurgica* **3**, 380 (1955).
40. R. B. Gordon and A. S. Nowick, *Acta Metallurgica* **4**, 514 (1956).
41. A. Granato, A. Hikata and K. Lücke, *Acta Metallurgica* **6**, 470 (1958).
42. A. Granato and K. Lücke, a) *J. Appl. Phys.* **27**, 583 (1956); 6) *Ibidem* **27**, 789 (1956); 6) *Ibidem* **28**, 635 (1957).
43. A. Granato and R. Truett, *J. Appl. Phys.* **27**, 1219 (1956).
44. E. W. Hart, *Phys. Rev.* **98**, 1775 (1955).
45. A. Hikata and R. Truett, *J. Appl. Phys.* **28**, 522 (1957).
46. A. Hikata, R. Truett, A. Granato, B. Chick and K. Lücke, *J. Appl. Phys.* **27**, 396 (1956).
47. U. Hiki, *J. Phys. Soc. Japan*, **13**, 1138 (1958).
48. T. Hirone, N. Kunitomi and M. Abe, *J. Phys. Soc. Japan*, **10**, 960 (1955).
49. P. B. Hirsch, R. W. Horne and M. J. Whelan, *Phil. Mag.* **1**, 677 (1956).
50. H. B. Huntington, *Phys. Rev.* **72**, 321 (1947).
51. T. S. Hutchison and A. J. Filmer, *Canad. J. Phys.* **34**, 159 (1956).
52. T. S. Hutchison and G. J. Hutton, a) *Canad. J. Phys.* **34**, 1498 (1956); 6) *Ibidem* **36**, 82 (1958).
53. L. A. Kamentzky, Thesis (Cornell University, AFOSR-TN-56-425, 1956).
54. T. S. K. E, a) *Phys. Rev.* **71**, 533 (1947); 6) *Ibidem* **72**, 41 (1947); b) *Ibidem* **74**, 9 (1948); r) *Ibidem* **74**, 914 (1948); d) *J. Appl. Phys.* **20**, 274 (1949); e) *Ibidem* **20**, 1226 (1949).
55. W. R. G. Kemp, P. G. Klemens and R. J. Talish, *Phil. Mag.* **4**, 845 (1959).
56. J. S. Koehler, *Imperfections in Nearly Perfect Crystals*, J. Wiley, 1952, Ch. VII, cnp. 197.
57. W. Köster, a) *Z. Metallkunde* **32**, 282 (1940); 6) *Arch. Eisenhüttenw.* **14**, 271 (1940/41).
58. W. Köster and K. Rosenthal, *Z. Metallkunde* **30**, 345 (1938).
59. J. Lamb, M. Redwood and Z. Shteinshleifer, *Phys. Rev. Letts.* **3**, 28 (1959).
60. E. Lax and D. H. Filson, *Phys. Rev.* **114**, 1273 (1959).
61. G. Leibfried, *Z. Phys.* **127**, 344 (1950).
62. M. Levy and M. Metzger, *Phil. Mag.* **46**, 1021 (1955).
63. K. Lücke, *J. Appl. Phys.* **27**, 1433 (1956).
64. K. Lücke and A. Granato, *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, Wiley, 1957, cnp. 425.
65. H. F. Ludloff, *J. Acoust. Soc. Amer.* **12**, 193 (1940).
66. L. Mackinnon, a) *Phys. Rev.* **100**, 655 (1955); 6) *Ibidem* **106**, 70 (1957).
67. L. Mackinnon and A. Myers, *Proc. Phys. Soc. (London)* **73**, 291 (1959).
68. R. Maddin and A. H. Gottrell, *Phil. Mag.* **46**, 735 (1955).
69. R. E. Maringer, *J. Appl. Phys.* **24**, 1525 (1953).
70. R. Maringer and G. T. Muehlenkamp, *J. Metals (N. Y.)* **4**, 149 (1957).
71. J. Marx, *Rev. Sci. Instrum.* **22**, 503 (1951).
72. J. W. Marx, G. S. Baker and J. M. Sivertsen, *Acta Metallurgica* **1**, 193 (1953).
73. J. Marx and J. S. Koehler, *Carnegie Inst. of Tech. Symp. on the Plastic Deformation of Crystalline Solids*, Office of Naval Research, 1950.
74. W. P. Mason, a) *Phys. Rev.* **97**, 557 (1955); 6) *Ibidem* **98**, 1136 (1955); b) *J. Acoust. Soc. Amer.* **27**, 643 (1955); r) *Bell Syst. Tech. J.* **34**, 903 (1955); d) *J. Acoust. Soc. Amer.* **28**, 1207 (1956); e) *Physical Acoustics and the Properties of Solids*, Van Nostrand, 1958.
75. W. P. Mason and H. E. Bömmel, *J. Acoust. Soc. Amer.* **28**, 930 (1956).
76. W. P. Mason and H. J. McSkimin, *J. Acoust. Soc. Amer.* **19**, 464 (1947).
77. R. W. Morse, *Phys. Rev.* **97**, 1716 (1955).
78. R. W. Morse and H. V. Bohm, *Phys. Rev.* **108**, 1094 (1957).
79. R. W. Morse, H. V. Bohm and J. D. Gavena, *Phys. Rev.* **109**, 1394 (1958).
80. R. W. Morse, P. Tamarkin and H. V. Bohm, a) *Phys. Rev.* **101**, 1610 (1956).
81. N. F. Mott, *Imperfections in Nearly Perfect Crystals*, Wiley, Ch. VI, 1952, cnp. 173.
82. N. F. Mott and F. R. N. Nabarro, *Report of a Conference on the Strength of Solids (London, Physical Society)*, 1948, cnp. 1.
83. F. R. N. Nabarro, *Proc. Roy. Soc. A209*, 278 (1951).
84. D. H. Niblett, Thesis (Oxford University, 1956).
85. D. H. Niblett and J. Wilks, a) *Conf. phys. basses temp.*, Paris, 1955; 6) *Phil. Mag.* **1**, 415 (1956); b) *Ibidem* **2**, 1427 (1957); r) *Proc. phys. Soc. (London)* **73**, 95 (1959); d) *Proc. of Inter. Conf. of Refrig.*, Copenhagen, 1959.
86. J. T. Norton, *Rev. Sci. Instrum.* **10**, 77 (1939).
87. A. S. Nowick, a) *Phys. Rev.* **80**, 249 (1950); 6) *Carnegie Inst. of Tech. Symp. on the Plastic Deformation of Crystalline Solids*, Office of Naval Research, 1950; b) *Phys. Rev.* **88**, 925 (1952); r) *Prog. Metal. Phys.* **4**, 1 (1953).

88. V. K. Paré, Thesis (Cornell University, AFOSR-TR-58-92, 1958).
89. S. Pearson and L. Rotherham, J. Metals (N. Y.) 8, 894 (1956).
90. R. E. Peierls, Proc. Phys. Soc. (London) 52, 34 (1940).
91. A. B. Pippard, Phil. Mag. 46, 1104 (1955).
92. В. С. Постников, Физ. метал. и металловед. 4, 344 (1957).
93. R. W. Powers and M. V. Doyle, а) Acta. Metallurgica 4, 233 (1956); б) J. Appl. Phys. 28, 255 (1957); в) J. Metals (N. Y.) 9, 1285 (1957).
94. P. L. Pratt, Symposium on Vacancies and other Point Defects in Metals and Alloys (London, Institute of Metals), 1957.
95. S. L. Quimby, Phys. Rev. 25, 558 (1952).
96. R. H. Randall, F. C. Rose and C. Zener, Phys. Rev. 56, 343 (1939).
97. T. A. Read, а) Phys. Rev. 58, 371 (1940); б) Trans. ALME 143, 30 (1941).
98. T. A. Read and E. P. T. Tyndall, J. Appl. Phys. 17, 713 (1946).
99. W. T. Read, Dislocations in Crystals, McGraw-Hill, 1953.
100. R. L. Roderick and R. Truett, J. Appl. Phys. 23, 267 (1952).
101. A. E. Roswell and A. S. Nowick, Acta Metallurgica 5, 228 (1957).
102. W. Roth, J. Appl. Phys. 19, 901 (1948).
103. L. Rotherham and S. Pearson, J. Metals (N. Y.) 8, 881 (1956).
104. A. Seeger, а) Z. Naturforsch. 9a, 870 (1954); б) Handb. d. Phys. 7/1, 383 (1955); в) Phil. Mag. 1, 651 (1956).
105. A. Seeger, H. Dönth and F. Pfaff, Disc. Faraday Soc. 23, 19 (1957).
106. F. Seitz, Carnegie Inst. of Tech. Symp. on the Plastic Deformation of Crystalline Solids, Office of Naval Research, 1950.
107. A. Shibata, Thesis (Cornell University, 1959).
108. A. D. N. Smith, Phil. Mag. 44, 453 (1953).
109. J. L. Snoek, Physica 8, 711 (1941).
110. R. R. Stevens, Thesis (Cornell University, AFOSR-TR-57-11, 1957).
111. I. H. Swift and J. E. Richardson, J. Appl. Phys. 18, 417 (1947).
112. S. Takahashi, J. Phys. Soc. Japan 11, 1253 (1956).
113. D. O. Thompson and D. K. Holmes, а) J. Appl. Phys. 27, 191 (1956); б) Ibidem 27, 713 (1956); в) Ibidem 30, 525 (1959).
114. P. C. Waterman, J. Appl. Phys. 29, 1190 (1958).
115. J. Weertman, а) J. Appl. Phys. 26, 202 (1955); б) Phys. Rev. 101, 1429 (1956); в) J. Appl. Phys. 28, 193, 636 (1957).
116. J. Weertman and J. S. Koehler, J. Appl. Phys. 24, 624 (1953).
117. J. Weertman and E. Salkovitz, а) Acta Metallurgica 3, 1 (1955); б) J. Appl. Phys. 27, 1251 (1956).
118. R. L. Wegel and H. Walther, Physica 6, 141 (1935).
119. L. C. Weiner and M. Gensamer, Acta Metallurgica 5, 692 (1957).
120. S. Weinig and E. S. Machlin, J. Appl. Phys. 27, 734 (1956).
121. B. Welber and S. L. Quimby, Acta Metallurgica 6, 351 (1958).
122. C. A. Wert, J. Appl. Phys. 20, 29 (1949).
123. J. Wilks, Phil. Mag. 4, 1379 (1959).
124. C. Zener, а) Phys. Rev. 52, 230 (1937); б) Ibidem 53, 90 (1938); в) Trans. AIME 152, 122 (1943); г) Phys. Rev. 71, 34 (1947); д) Elasticity and Inelasticity of Metals, Chicago, 1948.
125. C. Zener, W. Otis and R. Nuckolls, Phys. Rev. 53, 100 (1938).

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК, Т. LXXX, вып. 1

Редакторы В. В. Власов, В. А. Угаров.

Техн. редактор К. Ф. Брудно.

Корректор Е. А. Белицкая.

---

Сдано в набор 2/IV 1963 г. Подписано к печати 8/V 1963 г. Бумага 70×1081/16.  
Физ. печ. л. 11,75. Условн. печ. л. 16,1. Уч.-изд. л. 16,5. Тираж 4665 экз.  
Т-04959. Цена 1 р. 20 к. Заказ 724.

---

Государственное издательство физико-математической литературы.  
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

---

Московская типография № 5 Мосгорсовнархоза.  
Москва, Трехпрудный пер., 9.