

УДК 539.2:539.67:539.374

©1995

ТЕРМИЧЕСКИ АКТИВИРУЕМАЯ И СИЛОВАЯ МИКРОПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ И АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ

С.Н.Голяндин, С.Б.Кустов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 10 марта 1995 г.)

На основе экспериментальных исследований частотного спектра амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ), дефекта модуля Юнга и обратимой дислокационной деформации показаны наличие и существенная роль силовой компоненты обратимой дислокационной деформации в ультразвуковом диапазоне частот. На основе модели «нелокализованного трения» предложено качественное микроскопическое описание АЗВТ и обратимой дислокационной деформации, учитывающее гистерезис полей внутренних напряжений, термоактивированную и силовую компоненты дислокационной неупругой деформации и позволяющее с единых позиций объяснить как наличие частотно- и амплитудно-независимого фона внутреннего трения, так и частотно- и температурно-зависимого АЗВТ.

Первоначальные представления о существовании как термоактивированной, так и силовой (атермической) пластичности кристаллов (см. обзор [1]) получили дальнейшее развитие и экспериментальную проверку в работах [2-4]. Процессы деформирования широкого класса металлов [2-4], щелочно-галлоидных кристаллов [2] исследовались при различных температурах и степенях деформации. Роль силовой пластичности анализировалась на уровне макроскопической деформации [2-4], полос скольжения и отдельных дислокаций [2]. Авторами [2] был сделан вывод о том, что при низких и умеренных температурах необходимо учитывать на всех структурных уровнях (от движения одиночных дислокаций до макроскопической деформации) как термоактивированную, так и силовую компоненты пластической деформации. В [3] было предложено феноменологическое описание процесса пластической деформации, учитывающее термоактивированную и силовую компоненты скорости пластической деформации, процессы деформационного упрочнения и возврата, а также разработан алгоритм программного нагружения материалов, позволяющий количественно разделить вклад перечисленных процессов в скорость пластической деформации и величину деформирующего напряжения. Из анализа [2-4] следует, что роль силовой компоненты пластичности должна возрастать при увеличении скорости нагружения, а также при понижении температуры испытаний и уровня приложенных напряжений.

Единая точка зрения по поводу существования силовой (атермической) компоненты пластической деформации до настоящего времени отсутствует. В [5] для объяснения некоторых результатов [2] предполагается, что при деформировании кристаллов с различными степенями деформации и при различных температурах не происходит перераспределения между различными активируемыми и силовыми механизмами пластичности, а реализуется только термоактивированная деформация с различными значениями активационных параметров. В то же время в [6] показана возможность проявления силовой (атермической) пластичности при гелиевых температурах и при измерениях амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ) в ультразвуковом диапазоне частот.

При силовой (атермической) пластичности приращение деформации $d\varepsilon_{at}$ пропорционально приращению эффективных напряжений $d\sigma^*$ и не зависит от времени, в течение которого реализуется приращение $d\sigma^*$,

$$d\varepsilon_{at} \sim d\sigma^*, \quad (1)$$

тогда как для термоактивированной пластичности характерна пропорциональность приращений деформации $d\varepsilon_{ta}$ времени действия dt эффективных напряжений σ^*

$$d\varepsilon_{ta} \sim \beta(\sigma^*)dt, \quad (2)$$

где $\beta(\sigma^*)$ — некоторая функция.

Из (1) следует, что силовая компонента скорости деформации $\dot{\varepsilon}_{at}$ пропорциональна скорости изменения эффективных напряжений $\dot{\sigma}^*$

$$\dot{\varepsilon}_{at} \sim \dot{\sigma}^*, \quad (3)$$

а термоактивированная $\dot{\varepsilon}_{ta}$ есть некоторая функция величины действующих эффективных напряжений

$$\dot{\varepsilon}_{ta} \sim \beta(\sigma^*). \quad (4)$$

Из (3), (4) очевидно, что наиболее ярко силовой механизм пластичности должен проявляться именно в динамических испытаниях, когда велики значения $\dot{\sigma}^*$, а сами мгновенные значения эффективных напряжений σ^* имеют обычную для статических опытов величину. Поэтому особый интерес для исследования силовых механизмов пластичности имеют ультразвуковые исследования АЗВТ. Во-первых, при измерениях АЗВТ на ультразвуковых частотах реализуются скорости нагружения, на много порядков превышающие их значения при макродеформировании. Во-вторых, при измерениях АЗВТ в определенных условиях не происходит размножения дислокаций. Это дает возможность избирательно исследовать обратимое движение дислокаций, уже имеющихся в кристалле или созданных предварительной деформацией. Таким образом, измерения АЗВТ (в первую очередь его частотного спектра) позволяют изучить влияние скорости нагружения на скорость неупругой деформации при неизменных дислокационной структуре и температуре и, следовательно, при неизменных значениях активационных параметров термоактивированной компоненты неупругой деформации. В-третьих, в ультразвуковых исследованиях АЗВТ, как правило, реализуются скорости деформации, типичные для макроскопического активного деформирования кристаллов.

В [7], исходя из анализа обнаруженного для широкого класса материалов подобия температурных зависимостей пределов микро- и макротекучести, была высказана гипотеза о существенной роли силового механизма преодоления дислокациями локальных барьеров на ультразвуковых частотах. В [8] на основе экспериментальных исследований было показано, что для щелочно-галоидных кристаллов в диапазоне низких частот (инфра- и звуковых) дислокационная амплитудно-зависимая неупругость может быть хорошо описана реологической моделью [9], сочетающей обратимое деформационное упрочнение (гистерезис полей внутренних напряжений) и термоактивированное преодоление дислокациями локальных барьеров. Значительное расхождение частотного спектра дефекта модуля Юнга (ДМЮ), рассчитанного в соответствии с этой моделью, с экспериментальными данными в ультразвуковом диапазоне объяснялось существованием силовой компоненты неупругой деформации, которая в рамках феноменологического описания связана с силовым механизмом движения дислокаций и должна быть введена дополнительным элементом в реологическую модель.

Настоящая работа посвящена количественному разделению вклада различных механизмов амплитудно-зависимой неупругости в широком диапазоне частот и амплитуд. На основе экспериментальных исследований амплитудно-частотных спектров АЗВТ, ДМЮ и дислокационной деформации, выполненных для кристалла NaCl, обосновывается необходимость учета в ультразвуковом диапазоне силовой компоненты дислокационной неупругой деформации, разрабатывается соответствующая феноменологическая модель АЗВТ, выполняются расчеты амплитудно-частотных спектров АЗВТ, ДМЮ и неупругой дислокационной деформации. Предлагается также качественная микроскопическая модель АЗВТ, учитывающая одновременно вклад как обратимого деформационного упрочнения, так и термоактивированного и силового преодоления дислокациями локальных барьеров.

1. Методика

Измерения АЗВТ, ДМЮ выполнялись в инфра- и ультразвуковом диапазоне частот. Непосредственные измерения обратимой неупругой деформации проводились только на низких частотах, а в ультразвуковом диапазоне использовались экспериментальные данные по дислокационной электрической поляризации щелочно-галоидных кристаллов из [10].

Низкочастотная экспериментальная методика была основана на непосредственной регистрации гистерезисных петель (ГП) напряжение-деформация при циклическом сжатии в упругой области предварительно деформированных образцов. Нагружение осуществлялось сервогидравлической испытательной машиной, управляемой ЭВМ. Для измерения деформации применялся емкостный датчик с разрешением около 10^{-8} . При циклическом нагружении образца измерялись временные зависимости напряжения $\sigma(t)$ и деформации $\epsilon(t)$. Таким образом формировалась ГП $\epsilon(\sigma)$, из которой рассчитывались декремент, ДМЮ и зависимость неупругой деформации ϵ_{in} от σ в каждом цикле нагружения. Амплитуды деформаций были 10^{-6} и выше на частотах $5 \cdot 10^{-3} - 5$ Hz. Более подробно методика низкочастотных экспериментов представлена в [11,12].

Ультразвуковые исследования выполнялись резонансным методом трехкомпонентного пьезоэлектрического вибратора [13] при частоте продольных колебаний около 100 кГц. Измерения амплитудных зависимостей декремента и ДМЮ в диапазоне колебательных деформаций 10^{-7} – 10^{-5} проводились на установке с компьютерным управлением и обработкой данных [14]. Особенное внимание уделялось корректному измерению ДМЮ, для чего осуществлялась автоматическая настройка колебательной системы на резонанс при каждом измерении в амплитудно-зависимой области.

Материалом для исследований служили монокристаллы химически чистого хлористого натрия, выращенные из расплава методом Киропулоса и имевшие предел текучести на сжатие около 1 МПа. Образцы сечением $6 \times 6 \text{ mm}^2$, длиной 13 и 22 мм соответственно для низкочастотных и ультразвуковых измерений выкальвывались по плоскостям спайности и были предварительно деформированы сжатием на 0.5%.

Опыты проводились при комнатной температуре.

2. Реологическая модель

На рис. 1 приведены результаты измерения амплитудно-зависимого декремента и ДМЮ на частотах 0.5 (кривые 1) и 100 кГц (кривые 2). Показаны также расчетные амплитудные зависимости для тех же частот, полученные в соответствии с моделью и методикой [8,9] (кривые 3). Методика расчета в [9] использовала экспериментальные зависимости скорости деформации от эффективных напряжений, наблюдавшиеся при активном деформировании исследуемых кристаллов и при циклическом нагружении в диапазоне низких частот, а также параметры обратимого деформационного упрочнения (гистерезиса полей внутренних напряжений). Очевидны хорошее согласие экспериментальных и расчетных зависимостей на низкой частоте и значительное расхождение на частоте 100 кГц, причем во всем исследованном диапазоне амплитуд колебательной деформации расчетные зна-

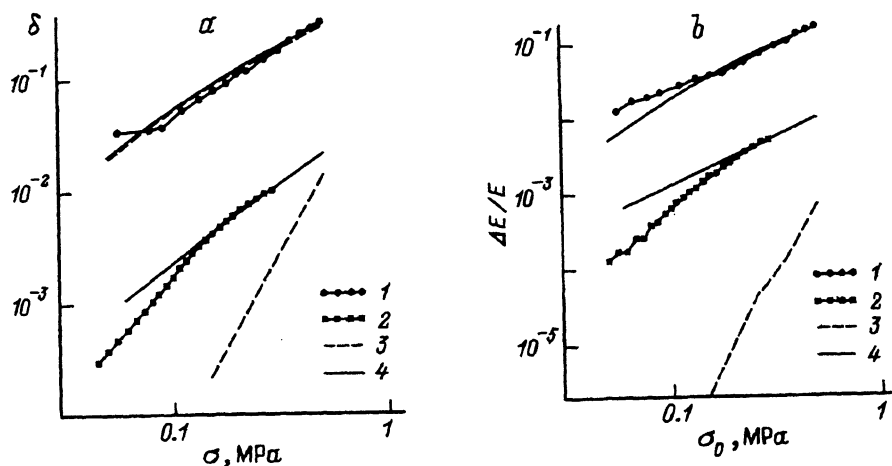


Рис. 1. Экспериментальные (1, 2) и расчетные (3, 4) амплитудные зависимости декремента (а) и ДМЮ (б) в кристалле NaCl на частотах 0.5 (1) и 100 кГц (2). 3, 4 — расчеты соответственно по методикам [8] и данной работы.

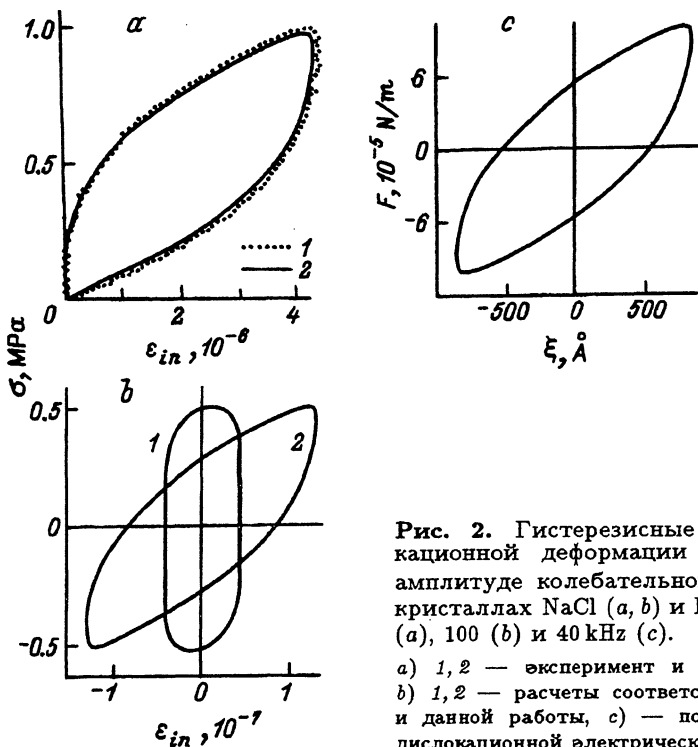


Рис. 2. Гистерезисные зависимости дислокационной деформации от напряжения при амплитуде колебательной деформации 10^{-5} в кристаллах NaCl (a, b) и KCl (c) на частотах 0.5 (a), 100 (b) и 40 kHz (c).

a) 1, 2 — эксперимент и расчет по методике [8],
 b) 1, 2 — расчеты соответственно по методикам [8] и данной работы, c) — по результатам измерения дислокационной электрической поляризации [10].

чения АЗВТ и ДМЮ оказываются ниже экспериментальных. Видно также, что наблюдается значительно большее отличие расчетных и экспериментальных значений ДМЮ (2–3 порядка) по сравнению с декрементом колебаний (0.5–1.0 порядок). Расчетные и экспериментальные зависимости неупругой деформации от напряжения поясняют отмеченные особенности. На рис 2, a показаны зависимости $\epsilon_{in}(\sigma)$ для частоты 0.5 Hz, демонстрирующие хорошее согласие как для декремента колебаний (площадь внутри ГП), так и для ДМЮ (в первом приближении пропорционального неупругой деформации при максимальном значении действующего напряжения). На рис. 2, b показана расчетная ГП для амплитуды колебательной деформации 10^{-5} на частоте 100 kHz. На рис. 2, c приведена экспериментальная ГП напряжение–дислокационная электрическая поляризация, измеренная в [10] на той же амплитуде для кристалла KCl на частоте 40 kHz. На рис. 2, b видно, что для расчетной ГП на частоте 100 kHz максимальному значению σ соответствует весьма малое значение ϵ_{in} . Максимальная ϵ_{in} накапливается при значениях σ , близких к нулю. Такое поведение характерно для термоактивированного вязкого движения дислокаций, когда

$$\sigma^* = K_1(\dot{\epsilon}_{in})^m, \quad (5)$$

где K_1 и m — постоянные [8].

Накопление деформации продолжается в этом случае до момента смены знака σ^* . Видно, что такой механизм дает существенное амплитудно-зависимое поглощение (площадь внутри петли), но малые

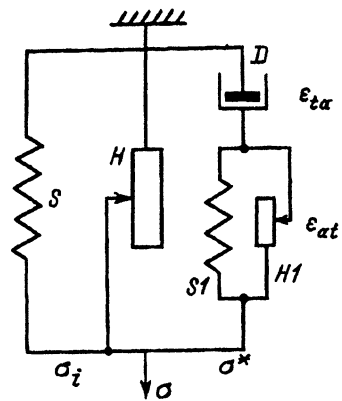


Рис. 3. Реологическая модель дислокационной амплитудно-зависимой неупругости, учитывающая гистерезисное изменение полей внутренних напряжений (S , H), термически активируемую (D) и силовую ($S1$, $H1$) компоненты АЗВТ.

значения ДМЮ, что поясняет характер расчетных зависимостей на рис. 1. С другой стороны, экспериментальная ГП, полученная из электрической поляризации, показывает зависимость $\epsilon_{in}(\sigma)$, близкую к наблюдаемой на низких частотах. Однако для низкочастотного диапазона характерно преобладание квазистатического силового механизма поглощения, для которого изменение полей внутренних напряжений (ВН) σ_i связано степенной функцией с величиной ϵ_{in} [8,9]

$$\epsilon_{in} = K_2(\sigma_i)^n. \quad (6)$$

Важно подчеркнуть, что здесь σ_i — не значение ВН в кристалле, а лишь измеряемое макроскопическое изменение их средних значений, обусловленное изменением взаимного расположения дислокаций в объеме кристалла или величиной неупругой деформации ϵ_{in} . Сравнение экспериментальных ГП для 0.5 и 100 kHz позволяет утверждать, что на ультразвуковых частотах также преобладает не термоактивированный, а силовой механизм накопления неупругой деформации. Однако он уже не может быть связан с квазистатическим гистерезисом, поскольку в ультразвуковом диапазоне величины неупругой деформации примерно на порядок ниже, чем на низких частотах. Следовательно, в соответствии с [9] изменение ВН в цикле также примерно на порядок меньше и составляет лишь малую часть приложенных. Поэтому можно утверждать, что на ультразвуковых частотах преобладает гистерезисный механизм неупругости, для которого не скорость деформации, а сама величина деформации есть возрастающая функция величины эффективных напряжений, откуда следует $\epsilon_{in} \sim \sigma^*$. Последнее выражение является основополагающим в определении силового механизма пластичности (см. (3)).

Модификация реологической модели [8], учитывающая силовую компоненту неупругой деформации ϵ_{at} , показана на рис. 3 и заключается во введении в ветвь, соответствующую эффективным напряжениям, элемента упругости $S1$, задающего скорость деформации, пропорциональную скорости изменения эффективных напряжений. Элемент распределенного гистерезиса $H1$, параллельный элементу упругости, соответствует модели нелокализованного трения и отображает рассеяние энергии при силовом преодолении дислокациями локальных барьеров. По аналогии с (6)

$$\epsilon_{at} = K_3(\sigma^*)^l. \quad (7)$$

Модифицированной реологической модели соответствует нелинейное дифференциальное уравнение

$$\dot{\varepsilon}(t) = K_3 l [\sigma^*(t)]^{l-1} \dot{\sigma}(t) + [\sigma^*(t)/K_1]^{1/m}, \quad (8)$$

где

$$\sigma^*(t) = \sigma(t) - [\varepsilon(t)/K_1]^{1/n}. \quad (9)$$

Расчеты, соответствующие модифицированной модели, были выполнены для кристалла NaCl. Параметры K_1 , K_2 , n и m были взяты те же, что и на низких частотах [9]. Тогда в модель следует внести два новых параметра, характеризующих силовой гистерезис, K_3 и l . В расчетах величина l для простоты принималась равной показателю степени n квазистатического гистерезиса. Величина K_3 подбиралась таким образом, чтобы получить совпадение расчетных и экспериментальных значений декремента колебаний при амплитуде колебательной деформации 10^{-5} . Уравнение (8) решалось численно по методике, изложенной в [8]. Результаты таких расчетов приведены на рис. 1 (кривые 4). Из рис. 1,а видно, что получается достаточно хорошее согласие расчетных и экспериментальных амплитудных зависимостей декремента. Более того, совмещение зависимостей 2 и 4 для декремента (рис. 1,а) повлекло за собой хорошее совпадение амплитудных зависимостей ДМЮ (рис. 1,б). Из рис. 2,б,с видно также хорошее совпадение расчетной формы ГП и наблюдаемой в опыте на ультразвуковых частотах. Таким образом, введение компоненты силовой или атермической деформации привело к хорошему согласию не только амплитудных и частотных зависимостей декремента и ДМЮ, но и деталей поведения неупругой дислокационной деформации в каждом цикле нагружения. Неплохое согласие расчета с экспериментом получено даже при упрощающем предположении $n = l$. Важно, что более слабая расчетная зависимость по сравнению с экспериментальной в области малых амплитуд, когда большую роль играют эффективные напряжения, вызывается некоторым различием в значениях n и l .

Следует отметить, что предложенное феноменологическое описание подразумевает аддитивность, или независимость термоактивированной и силовой компонент деформации. Некоторые следствия и ограничения такого предположения будут обсуждаться далее.

3. Частотный спектр АЗВТ

На рис. 4,а показано разложение приложенных к образцу циклических напряжений на компоненты макроскопически измеряемых эффективных напряжений и изменение полей ВН, рассчитанное в соответствии с предложенной моделью. Соответствующее разложение неупругой деформации на термоактивированную и силовую компоненты представлено на рис. 4,б. На рис. 4,б суммируются термоактивированная и силовая компоненты деформации, давая в сумме ГП $\sigma^*(\varepsilon_{in})$. Площадь $\sigma_i(\varepsilon_{in})$ (рис. 4,а) представляет компоненту АЗВТ за счет гистерезиса полей ВН, а площади ГП $\sigma^*(\varepsilon_{ia})$ и $\sigma^*(\varepsilon_{at})$ (рис. 4,б) — соответственно компоненты АЗВТ, обусловленные термоактивированным и силовым преодолением дислокациями локальных барьеров.

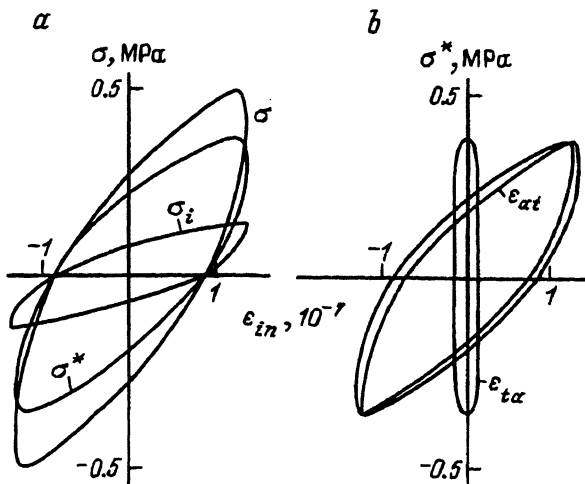


Рис. 4. Разложение расчетной гистерезисной петли напряжение-неупругая деформация для кристалла NaCl на частоте 100 кГц.

a — на компоненты внутренних (σ_i) и эффективных (σ^*) напряжений, *b* — на термически активируемую (ε_{α}) и силовую ($\varepsilon_{\alpha t}$) компоненты деформации.

Можно отметить, что для ГП $\sigma_i(\varepsilon_{in})$ и $\sigma^*(\varepsilon_{\alpha t})$ максимальные значения деформации в соответствии с силовым характером гистерезисных зависимостей наблюдаются при максимальных напряжениях. Гистерезисную зависимость изменения ВН от величины неупругой деформации $\sigma_i(\varepsilon_{in})$ целесообразно обозначить как квазистатический гистерезис, поскольку в отличие от гистерезиса $\sigma^*(\varepsilon_{\alpha t})$ гистерезис $\sigma_i(\varepsilon_{in})$ существует при сколь угодно малых скоростях нагружения. ГП $\sigma^*(\varepsilon_{\alpha t})$ отражает вязкий характер термоактивированной компоненты, когда в соответствии с (5) максимальная деформация накапливается к моменту смены знака σ^* . Таким образом, имеется возможность разложить частотный спектр АЗВТ на компоненты, обусловленные различными механизмами поглощения.

На рис. 5, *a, b* показаны результаты расчетов частотного спектра АЗВТ в кристалле NaCl для амплитуды колебательного напряжения 0.5 МПа. На рис. 5, *a* показаны результаты расчета абсолютных значений АЗВТ (декремент δ) и его компонент (δ_{qs} , δ_{α} и $\delta_{\alpha t}$) в диапазоне 10^{-3} – 10^6 Нз. Показаны также экспериментальные точки в инфра- и ультразвуковом диапазонах. На рис. 5, *b* приведены частотные зависимости относительного вклада (R_{qs} , R_{α} и $R_{\alpha t}$) каждого из механизмов АЗВТ (за единицу принято расчетное значение декремента на данной частоте).

Видно, что в соответствии с представлениями о термоактивированном механизме неупругости в частотном спектре δ_{α} имеется широкий максимум релаксационного типа, положение которого зависит от амплитуды колебательной деформации [9]. На ультразвуковых частотах преобладающим оказывается силовой механизм, для которого скорость деформации определяется скоростью изменения эффективных напряжений. В низкочастотной области основную роль играет квазистатический механизм, или гистерезис полей ВН. Таким обра-

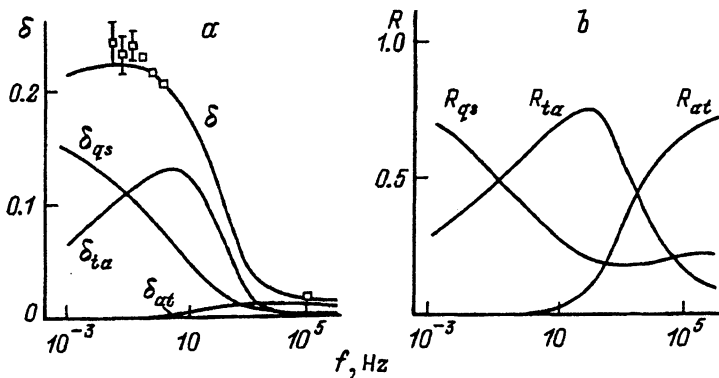


Рис. 5. Частотные спектры декремента колебаний δ и его квазистатической δ_{qs} , термоактивированной δ_{ta} и силовой δ_{at} компонент (а) и их относительной доли соответственно R_{qs} , R_{ta} и R_{at} (б) в кристалле NaCl при амплитуде колебательной деформации 10^{-5} .

зом, частотный спектр АЗВТ является достаточно сложным, и практически никогда (за исключением, быть может, самых низких частот порядка 0.001 Hz) нельзя ограничиться рассмотрением только одного механизма (термоактивированного, силового или квазистатического). Такие модели заведомо не могут дать адекватного описания реальных закономерностей.

4. Микроскопическое описание

Проведенный анализ позволяет сформулировать основные требования к микроскопической теории, которая могла бы учесть основные механизмы, дающие вклад в АЗВТ в практически используемых для исследований диапазонах частот и амплитуд.

1) Модель должна принадлежать к классу моделей «нелокализованного трения», а не моделей «отрыва» в соответствии с классификацией [15,16]. Более подробно этот вопрос проанализирован в [11,15].

2) Модель должна учитывать взаимодействие подвижных дислокаций с локальными барьерами (точечными дефектами), причем преодоление локальных барьеров происходит как с помощью термической активации, так и чисто силовым способом.

3) Модель должна учитывать также взаимодействие дислокаций между собой, проявляющееся в гистерезисе полей ВН.

Для удовлетворения первых двух требований представляется возможным распространение в область амплитудно-зависимого поглощения теории LDWRF (Limited Displacement Without Restoring Force), предложенной в [16,17] для описания частотно-независимого фонового низкоамплитудного ВТ. Теория LDWRF использует гипотезу [18] о том, что фоновое низкоамплитудное (амплитудно-независимое) ВТ твердых растворов в диапазоне частот ниже примерно 10^4 – 10^5 Hz обусловлено гистерезисным движением дислокаций в полях слабых, но дальнедействующих барьеров. В соответствии с [16] на дислокационной линии отсутствуют жесткие точки закрепления (достаточно велико расстоя-

ние между узлами дислокационной сетки). Подвижные дислокации взаимодействуют с точечными дефектами, «распределенными в объеме» кристалла [16,17], т.е. как расположенными непосредственно вблизи плоскости скольжения, так и удаленными от плоскости скольжения. В первом случае точечные дефекты взаимодействуют с ядром дислокации и максимальное значение силы взаимодействия F_0 велико, но само взаимодействие является короткодействующим. Во втором случае при достаточном удалении ($z > z_{cr}$) точечных дефектов от плоскости скольжения упругое взаимодействие дислокация-точечный дефект является слабым ($F_0 \sim z^{-2}$ в случае размерного эффекта). При этом, однако, упругое взаимодействие происходит на значительных расстояниях в плоскости скольжения (пропорциональных расстоянию z). Таким образом, точечные дефекты, расположенные на расстоянии $z_{cr} < z < z_{max}$, могут преодолеваются только силовым способом, поскольку активационные расстояния принимают большие значения. При $z > z_{max}$ взаимодействием можно пренебречь из-за эффекта экранировки. Итак, в соответствии с [16,17] подвижные дислокации взаимодействуют с двумя типами точечных дефектов (имеющих, однако, одну и ту же природу): 1) сильными, лежащими вблизи плоскости скольжения при $z < z_{cr}$, которые могут преодолеваются при помощи термической активации; 2) слабыми, удаленными на расстояние $z_{cr} < z < z_{max}$, которые могут быть преодолены только силовым способом.

В [16,17] показано, что движение дислокаций в полях слабых дальнедействующих точечных дефектов может приводить к образованию частотно-независимого фонового внутреннего трения, не зависящего также и от амплитуды в широком диапазоне колебательных напряжений. Теория [16,17] позволила объяснить целый ряд эффектов в области низкочастотного амплитудно-независимого внутреннего трения.

Дальнейшее увеличение приложенных напряжений приводит к нелинейному неограниченному росту деформации в том случае, если отсутствуют более мощные препятствия или возвращающие силы, действующие на дислокацию. Очевидно, что предполагаемая нелинейная зависимость среднего смещения дислокационной линии от приложенного напряжения при росте амплитуды колебаний означает появление амплитудной зависимости внутреннего трения. Таким образом, в соответствии с [17] начало амплитудной зависимости отвечает условию, когда смещение дислокаций определяется движением не только через слабые, термически непреодолимые, но и через сильные, термически преодолимые барьеры.

Согласно [8,9] и результатам настоящей работы, в амплитудно-зависимой области следует учитывать взаимодействие дислокаций не только с точечными дефектами, но и друг с другом, которое проявляется в обратимом изменении полей ВН. Такое гистерезисное обратимое изменение полей внутренних напряжений является источником высокого АЗВТ на самых низких частотах (или «квазистатического» поглощения) [8,9]. По всей видимости, наиболее важно учитывать эту компоненту АЗВТ в материалах с невысокой плотностью дислокаций и достаточно «мягкой» дислокационной структурой (низким коэффициентом упрочнения).

Очевидно, что к обратимому гистерезисному изменению полей ВН могут приводить самые различные микроскопические механизмы взаимодействия дислокаций: контактное или бесконтактное взаимодействие параллельных дислокаций, взаимодействие с дислокациями леса или дислокационными диполями и т. д. Реализация того или иного микроскопического механизма, по-видимому, определяется конкретной дислокационной структурой, сформированной в кристалле. Кроме того, взаимодействие дислокаций существенно изменяет характер преодоления подвижными дислокациями части локальных барьеров. Так, в [19] на примере монокристаллов цинка было экспериментально показано, что движение дислокаций в рельефе полей ВН в зависимости от амплитуды неупругой деформации может приводить к надбарьерному преодолению дислокациями части закрепляющих их точечных дефектов. В связи с этим представляется довольно сложным строго представить реальный конкретный микроскопический механизм гистерезиса полей ВН и учесть его влияние на преодоление дислокациями точечных дефектов. Поэтому целесообразно формально представить обратимое изменение полей ВН в виде гистерезисной функции среднего смещения дислокации u . На рис. 6 схематически изображена качественная модель, соответствующая движению дислокации в сетке сильных термически преодолимых и слабых термически непреодолимых барьеров. Показана также гистерезисная зависимость изменения полей ВН от среднего смещения дислокационной линии. Размер светлого кружка отражает, согласно [16,17], область взаимодействия слабого барьера с подвижной дислокацией.

Таким образом, взаимодействие дислокации с локальными барьерами определяется не всей величиной приложенных напряжений, а только компонентой эффективных напряжений, которая в соответствии с реологической моделью (раздел 2) определяется как разность приложенных напряжений и изменения полей ВН, зависящего от среднего смещения дислокации

$$\sigma^* = \sigma - \sigma_i(u).$$

Следует подчеркнуть, что такое упрощение, возможно, позволит выполнить количественные оценки, но оно пренебрегает сложным характером распределения полей ВН в кристалле и как следствие возможным неоднородным характером движения дислокаций в сетке случайно распределенных точечных дефектов, когда часть точечных дефектов преодолевается надбарьерно.

Источником возвращающей силы, действующей на дислокацию, является как изменение полей ВН, так и линейное натяжение дислокационной линии между сильными точками закрепления. В соответствии с частотным спектром АЗВТ (раздел 3) изменение полей ВН является основным источником возвращающей силы при больших смещениях дислокаций (низкие частоты и большие напряжения). В этом случае, например, во второй четверти периода цикла нагружения при уменьшении приложенных напряжений величина σ оказывается меньше величины изменения полей ВН $\sigma < \sigma_i(u)$, меняет знак величина σ^* и происходит обратное движение дислокации до тех пор, пока в новом положении дислокации величина $\sigma_i(u)$ не окажется равной приложенному напряжению σ .

Линейное натяжение играет существенную роль в качестве возвращающей силы на высоких частотах или при низких температурах, когда термически преодолимые сильные точки закрепления становятся

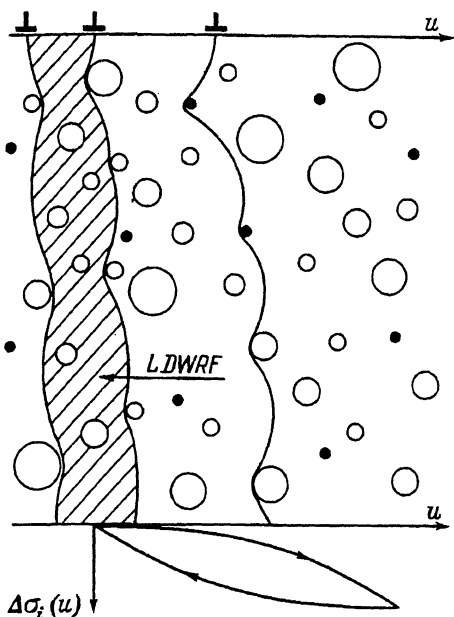


Рис. 6. Схематическое изображение дислокационной линии без «жестких» точек закрепления, преодолевающей слабые и сильные препятствия (соответственно светлые и темные кружки), распределенные в объеме кристалла.

Заштрихованная площадь отражает смещение дислокации в амплитудно-независимой области поглощения звука в соответствии с [16]. Показана также гистерезисная зависимость изменения полей внутренних напряжений σ_i от среднего смещения дислокационной линии u .

более «жесткими» и возрастает доля эффективных напряжений в приложенных. Об относительной роли изменения ВН и линейного натяжения в качестве возвращающей силы на ультразвуковых частотах применительно к кристаллу NaCl можно судить по разложению ГП $\sigma(\epsilon_{in})$ на эффективные и внутренние напряжения (рис. 4,а).

Предложенная модель позволяет объяснить неоднократно наблюдавшееся экспериментально отсутствие влияния статической нагрузки на АЗВТ в ультразвуковом диапазоне частот [20,21], когда линейное натяжение является преобладающим источником возвращающей силы, действующей на дислокацию. В соответствии с данной моделью линейное натяжение является источником возвращающей силы в диапазоне достаточно высоких частот (по-видимому, единицы кГц и выше) и обусловлено в основном торможением дислокаций сильными термически преодолимыми барьерами. Такие барьеры, однако, являются «прозрачными» для статической нагрузки. Поэтому статическая нагрузка не изменяет (или изменяет слабо) значения линейного натяжения, действующего на дислокационную линию, а приводит к статическому смещению дислокационной линии в новое положение равновесия без изменения величины АЗВТ.

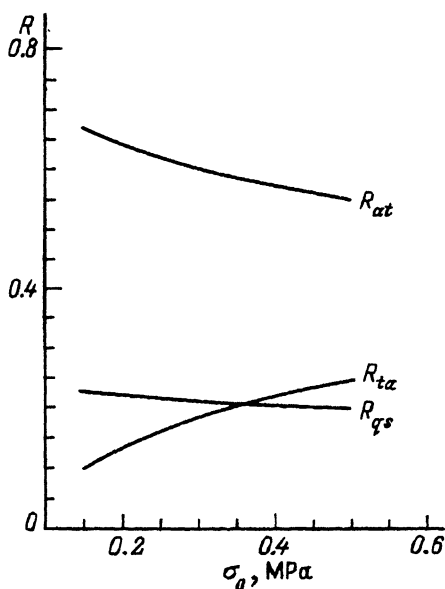


Рис. 7. Расчетные зависимости доли квазистатической R_{qs} , термоактивированной R_{ta} и силовой R_{at} компонент декремента от амплитуды колебательного напряжения в кристалле NaCl для частоты 100 кГц.

Наличие сильных термически преодолимых точечных дефектов в рамках предложенного описания ответственно за формирование температурно-частотного спектра АЗВТ. Изменение частоты или температуры при постоянной амплитуде колебательных напряжений приводит к изменению величины накопленной деформации и перераспределению доли неупругой деформации (рассеянной энергии), накопленной каждым из двух механизмов преодоления точечных дефектов. Изменение всех трех компонент АЗВТ (квазистатической, термоактивированной и силовой) формирует амплитудно-частотно-температурный спектр АЗВТ.

Интересным представляется вопрос о необходимости рассмотрения как термически преодолимых, так и термически непреодолимых локальных барьеров. В [22] методом машинного моделирования исследовалось движение дислокаций через хаотическую сетку термически преодолимых точечных дефектов. Было показано, что при малых приложенных напряжениях реализуется исключительно термически активируемое преодоление дислокациями точечных дефектов, а при росте приложенных напряжений происходит увеличение доли безактивационных конфигураций движущейся дислокационной линии. Такая закономерность также позволяет объяснить формирование частотного спектра АЗВТ и ДМЮ в ультразвуковом диапазоне при достаточно больших амплитудах колебательного напряжения, поскольку на ультразвуковых частотах заметно возрастают σ^* и, возможно, доля безактивационных конфигураций скользящей дислокации. Различие с подходом, предлагаемым в данной работе, заключается в амплитудном спектре АЗВТ и ДМЮ на ультразвуковых частотах. На рис. 7 показана расчетная зависимость относительного вклада компонент АЗВТ для кристалла NaCl на частоте 100 kHz, рассчитанная в соответствии с настоящей моделью (раздел 2). Видно, что с повышением приложенных напряжений растет компонент АЗВТ, обусловленная термически активируемым преодолением точечных дефектов. В соответствии с [22], наоборот, безактивационные конфигурации отсутствуют при малых напряжениях и возникают лишь при больших σ^* . Таким образом, качественно различная зависимость доли силового механизма накопления деформации для [22] и настоящей модели может служить основой для экспериментальной проверки существования слабых термически непреодолимых точечных дефектов. Для этого можно использовать экспериментальное исследование амплитудных зависимостей дислокационной электрической поляризации на ультразвуковых частотах. Модель, представленная в данной работе, является, однако, более предпочтительной, поскольку позволяет объяснить с единых позиций существование как низкочастотного частотно- и амплитудно-независимого фонового, так и амплитудно- и частотно-зависимого высокоамплитудного ВТ.

Весьма важным представляется вопрос о взаимозависимости или независимости (аддитивности) термоактивированного и силового способов накопления деформации. Реологическая модель (раздел 2) ограничивалась рассмотрением аддитивных термически активируемой (нелинейный демпфер D) и силовой (пружина $S1$ параллельна элементу гистерезиса $H1$) компонент. Такой подход является оправданным с феноменологической точки зрения, когда анализируется сама величина неупругой деформации, поскольку деформации, накопленные тем

и другим способом, суммируются. Предложенное микроскопическое описание подразумевает в общем случае взаимно зависимые термоактивированную и силовую компоненты деформации. Приближение независимости справедливо, по-видимому, в случае достаточно длинных отрезков дислокационной линии между сильными термически преодолимыми точечными дефектами при умеренных температурах и средних частотах, когда реализуется как термоактивированный, так и силовой способ накопления деформации. В предельных случаях, по-видимому, нельзя пренебрегать взаимозависимостью актов преодоления дислокациями сильных и слабых точечных дефектов. Так, в случае очень низких чистот и высоких температур при малых значениях σ^* нельзя пренебречь влиянием слабых далекодействующих точечных дефектов на преодоление термически активируемых. На очень высоких частотах или при низких температурах значения σ^* оказываются большими, и очевидно, что преодоление сильного точечного дефекта существенно изменит геометрию дислокационной линии и распределение преодоленных и непреодоленных слабых далекодействующих точечных дефектов. Более строгие оценки, вероятно, могут быть получены методом машинного моделирования.

Авторы выражают свою искреннюю благодарность О.В. Клявину, А.В. Никифорову и С.П. Никанорову за поддержку и полезные обсуждения работы.

Список литературы

- [1] Корнфельд М.О. ЖТФ 7, 17, 1693 (1937).
- [2] Клявин О.В., Лихачев В.А., Никифоров А.В., Швецова В.А. Вестн. ЛГУ. Матем., механ., астроном, 11, 75 (1978).
- [3] Лихачев В.А., Швецова В.А. Пробл. прочности, 11, 57 (1984).
- [4] Alden T.H. Met. Trans. A 16A, 3, 375 (1985).
- [5] Лопенко В.И., Ландау А.И., Пустовалов В.В. Современные проблемы низкотемпературной пластичности материалов. Киев (1987). 162 с.
- [6] Белан В.И., Ландау А.И. Металлофизика, 8, 2, 103 (1986).
- [7] Lebedev A.V., Kustov S.B. Phys. Stat. Sol. (a) 116, 2, 645 (1989).
- [8] Голяндин С.Н., Кустов С.Б. ФТТ 34, 12, 3763 (1992).
- [9] Голяндин С.Н., Кустов С.Б. ФТТ 34, 12, 3771 (1992).
- [10] Robinson W.H. Phil. Mag. A43, 4, 967 (1981).
- [11] Кустов С.Б., Голяндин С.Н., Кардашев Б.К. ФТТ 29, 7, 2167 (1988).
- [12] Кустов С.Б., Голяндин С.Н., Кардашев Б.К. Препринт ФТИ-1456. Л. (1990). 51 с.
- [13] Marx J. Rev. Sci. Instr. 22, 7, 503 (1951).
- [14] Кустов С.Б., Кардашев Б.К., Иванов В.И., Голяндин С.Н., Буренков Ю.А., Никаноров С.П., Чернов В.М., Люфт Х., Маттауш Г., Хегенбарт Е., Шрайбер Ю. Препринт ФЭИ-2141. Обнинск (1990). 20 с.
- [15] Asano S. J. Phys. Soc. Jap. 29, 4, 952 (1970).
- [16] Gremaud G. J. de Phys. 48, 12, Coll. C8, C8-15 (1987).
- [17] Gremaud G. Proc. Intern. Summer School on Mechanical Spectroscopy. Cracow (1991). In print.
- [18] Baur J., Bujard M., Benoit W. J. de Phys. 46, 12, Coll. C10, C10-239 (1985).
- [19] Golyandin S.N., Kustov S.B. J. Alloys and Compounds. 211/212, 164 (1994).
- [20] Лебедев А.Б., Кустов С.Б., Кардашев Б.К. ФТТ 31, 1, 62 (1989).
- [21] Лебедев А.Б. ФТТ 35, 9, 2305 (1993).
- [22] Ландау А.И., Выдашенко В.Н. Препринт ФТИНТ. Харьков (1981). 46 с.