

пример, граница с наиболее высоким приведенным сдвиговым напряжением обнаруживает самую низкую скорость проскальзывания. Некоторые границы обнаруживают проскальзывание даже в направлении, противоположном направлению приложенного сдвигового напряжения. Этот эффект обусловлен, по-видимому, сложным напряженным состоянием в поликристаллическом образце. Возможно, что на некоторых границах направление приведенного сдвигового напряжения противоположно направлению внешнего сдвигового напряжения. Экспериментальные результаты о направлении проскальзывания в поликристаллах несколько проще. Направление проскальзывания определяется, по крайней мере в наибольшей степени, направлением максимального сдвигового напряжения, хотя и существуют значительные отклонения от этой закономерности [88]. Приблизительно для 20% наблюдаемых случаев было обнаружено проскальзывание в направлении, противоположном направлению внешнего сдвигового напряжения. Как наблюдаемая величина, так и направление проскальзывания указывают на чрезвычайно неоднородное распределение напряжений в образцах. Это обусловлено, по-видимому, деформацией в зернах. Более того, пластическая деформация в кристаллах и упругая анизотропия могут привести к большому различию между локальным и средним напряжениями сдвига.

При исследовании относительной ориентации соседних зерен было эмпирически установлено [88], что величина проскальзывания в сплаве Al — 1% Mg в первом приближении пропорциональна $\sin \theta \cdot \cos \omega$, где θ — угол между направлениями скольжения в двух зернах, а ω — угол между линиями пересечения плоскостей скольжения двух зерен с границей зерна. Этот результат отличается от соотношения Райнса и др. [15], которые на основе своих наблюдений на бикристаллах Al заключили, что проскальзывание является линейной функцией $\theta + \omega$. На направление проскальзывания по границам, по-видимому, влияет также ориентационное соотношение между зернами. Мулендо и Грант [88] отметили, что на границах, для которых угол ω мал, направление проскальзывания стремится быть компланарным с направлением скольжения в зернах.

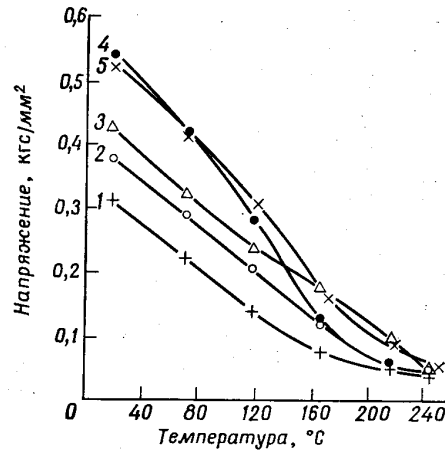
Вклад проскальзывания в удлинение поликристаллического образца. Обычно величина проскальзывания по границам зерен пропорциональна полному удлинению $\epsilon_t = \epsilon_{gb}/\lambda$ образца [4, 37, 74, 76, 99]. Однако наблюдались отклонения от линейности, например в β -латуни [77], Al и сплаве Al — Mg [88, 93] и в сплаве Pb — Tl [96]. В β -латуни, Al и Al — Mg величина λ непрерывно снижается с увеличением деформации ползучести, но в сплаве Pb — Tl она остается постоянной вплоть до деформации 5% и затем снижается. Полагают, что снижение λ при увеличении ϵ_t связано с зубчатостью границ, развивающейся при проскальзывании [99].

Вклад проскальзывания по границам зерен в полную деформацию поликристалла сильно зависит от напряжения, температуры, состава и размера зерна и меняется в широких пределах (от менее 1 до 95% полной деформации). Большое количество данных о величинах λ в различных металлах и при различных условиях проведено в работе Джифкинса [7]. С ростом температуры $\lambda = \epsilon_{gb}/\epsilon_t$ обычно увеличивается. Имеются, однако, некоторые исключения. Для Al λ увеличивается между 100 и 300°C, а затем остается постоянной [37]. Брунер и Грант [93] обнаружили, что в Al и сплавах Al — Mg величина λ растет до максимума между 290 и 370°C, а затем уменьшается. В некоторых материалах (β -латунь, нержавеющая сталь и Al) [32, 77, 94, 97] λ почти не зависит от температуры. Необходимо, однако, подчеркнуть, что почти все опубликованные значения λ получены из измерений на поверхности. В одном из последующих разделов будет дано обоснование того, что наблюдения на поверхности не всегда отражают процессы проскальзывания по границам зерен внутри образца. Это обстоятельство может быть причиной некоторых противоречий в опубликованных результатах.

Влияние структурных изменений в зернах на проскальзывание по границам. Влияние структуры решетки на проскальзывание по границам исследовалось Мартином и др. [77] на поликристаллических образцах β -латуни (51,2% Cu) в интервале температур 450—550°C. Использование β -латуни в качестве объекта исследования обусловлено тем обстоятельством, что этот материал дает отчетливые смещения по границам выше 400°C, а при температуре 470°C испытывает превращение порядок — беспорядок, которое резко упрочняет кристаллы. Из наблюдений величины скачков смещения вдоль границ зерен и скорости ползучести в функции температуры авторы пришли к заключению, что смещение вдоль границ не зависит от превращения порядок — беспорядок. Оказалось, что проскальзывание по границам зерен полностью контролируется деформацией в кристаллах. Наблюдаемое резкое изменение скорости ползучести образцов при 470°C может быть целиком отнесено к увеличению прочности зерен.

Влияние выделений на скорость проскальзывания изучалось в сплавах Cu — 0,37% Be [37] и γ -Fe [100]. Поскольку в обоих сплавах выделение по границам зерен отсутствовало, любое заметное влияние выделения на проскальзывание по границам приписывалось деформации зерен. В обеих работах было найдено, что выделение в кристаллах (упрочнение) снижает общую деформацию при ползучести. По аналогии с выводами, сделанными для β -латуни [77], предполагается [37, 100], что скольжение в кристаллах контролирует процесс проскальзывания по границам зерен. Этот результат согласуется с данными о соотношении между деформацией в зернах и проскальзыванием по границам, полученными в бикристаллах (см. предыдущий раздел).

Влияние растворенных атомов и частиц второй фазы. Влияние растворенных атомов на скорость проскальзывания по границам зерен в поликристаллических твердых растворах изучалось на сплавах Pb — Fe, Pb — Te и Pb — Sb [101]. Скорость проскальзывания снижалась всеми тремя легирующими элементами (Fe, Te и Sb). Это снижение было почти пропорционально разнице атомных объемов Pb и соответствующих элементов вплоть до пре-



Фиг. 7.25. Температурная зависимость относительного напряжения при 3%-ной деформации для свинца и его сплавов: 1 — чистый Pb; 2 — Pb + 2% Te; 3 — Pb + 0,02% Te; 4 — Pb + 0,5% Sb; 5 — Pb + 0,02% Te [101].

дела растворимости. Температурная зависимость относительного напряжения при 3%-ной деформации для свинца и его сплавов показана на фиг. 7.25. Скорость деформации равнялась 0,1%/мин. Исследования при более высоких скоростях деформации с одновременным измерением величины проскальзывания по границам показали, что деформация при низких скоростях обусловлена главным образом проскальзыванием по границам зерен. Предполагается поэтому, что увеличение σ в сплавах качественно отражает упрочнение границ зерен растворенными атомами. Поскольку Sb сильно упрочняет кристаллы, часть увеличения σ , вызванного Sb, можно объяснить твердорастворенным упрочнением.

Данные о проскальзывании по границам в сплавах, содержащих выделения второй фазы по границам зерен, были получены при испытании соответствующих материалов на ползучесть. Для таких исследований в принципе пригодны два типа сплавов. В систе-

мах, где растворимость второго компонента высока при высоких и мала при низких температурах, частицы выделений могут быть получены соответствующей термообработкой. Системами этого типа являются сплавы Al—Cu [84, 101—104], Mg—Ce и Mg—Al [105, 106]. Сопrotивление этих материалов ползучести очень резко снижается при тех температурах, когда начинается растворение или укрупнение выделившихся частиц. Это обстоятельство позволяет определить второй класс двухфазных материалов. В них нерастворимые частицы или пленки распределены внутри материала методами порошковой металлургии или внутреннего окисления. Примерами таких материалов являются: спеченный Al, содержащий окись алюминия (САП); никель, содержащий дисперсные частицы ThO₂ (ТД-никель); серебро с дисперсными частицами Al₂O₃ и медь с частицами GeO₂, Al₂O₃, Вe₂O₃ или SiO₂, полученными методом внутреннего окисления. Результаты исследований проскальзывания по границам в двухфазных материалах можно резюмировать следующим образом: 1) выделения по границам зерен не исключают проскальзывание по границам; 2) скорость проскальзывания в результате выделения частиц на границах снижается; 3) в большинстве случаев наблюдается инкубационный период проскальзывания по границам, величина которого возрастает с увеличением размеров выделений по границам зерен; 4) если вдоль границ зерен образуется зона, обедненная выделениями, то отношение величины сдвига в зерне к величине сдвига по границе снижается. Например, в сплавах Al—3% Cu [84] обнаружена связь между шириной зоны, обедненной выделениями, и вкладом сдвига по границам зерен в полную деформацию образца; 5) даже на ранних стадиях проскальзывания по границам может происходить миграция границы зерна, результатом которой является гофрирование первоначально прямой границы. Эффект торможения границы большими частицами может привести к изгибу границы между частицами. Возможно, что миграция границ на ранних стадиях деформации ответственна за наблюдаемый инкубационный период; 6) величина проскальзывания по границам зависит как от объемной доли частиц в границе, так и от их распределения (по размерам и форме). Пластинчатые выделения допускают большее проскальзывание по границам, чем игольчатые.

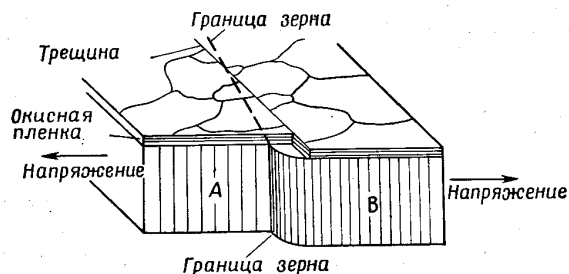
Низкотемпературное проскальзывание. Проскальзывание по границам зерен обычно наблюдается при температурах выше 0,4 T_m (T_m — температура плавления). Однако в ряде работ описано проскальзывание по границам, наблюдаемое при очень низких температурах. Проскальзывание по границам наблюдалось, например, в Mg при 78 К (0,08 T_m) [107], в Al при 40 К (0,04 T_m) [108], в Fe при 4,2 К [109] и в Al при 4,2 К [108]. Пример проскальзывания по границам при низких температурах показан на фиг. 7.26 [108]. Исследовался Al (99,995%). Проскальзывание по границам зерен об-

наруживается по смещению инструментальных меток и рисок на границах зерен. Образец испытывался при 4,2 К. Помимо результатов, приведенных выше, опубликованы результаты ряда других исследований проскальзывания по границам в Mg и Al при комнатной температуре [108, 110, 111].



Фиг. 7.26. Низкотемпературное проскальзывание по границам в алюминии (99,995% Al) при 4,2 К. $\times 1000$. [108].

Перриман и Блэд [112] наблюдали проскальзывание по границам зерен при комнатной температуре в сплаве Al — 10% Zn. Джифкинс и Лангдон [113] частично повторили перечисленные выше эксперименты и пришли к выводу, что некоторые из опубликованных данных о проскальзывании по границам зерен при низких температурах в действительности обусловлены сдвигом вблизи границы зерна. Механизм, предложенный этими авторами, иллюстрируется на фиг. 7.27. Под действием сдвигового напряжения, отмеченного стрелками, два зерна А и В деформируются без проскальзывания по границам зерен. Если под действием приложенного напряжения зерно А растягивается легко, а зерно В с трудом, то это приводит к деформации вблизи границы, показанной на фигуре. Если окисная пленка на поверхности образца не способ-

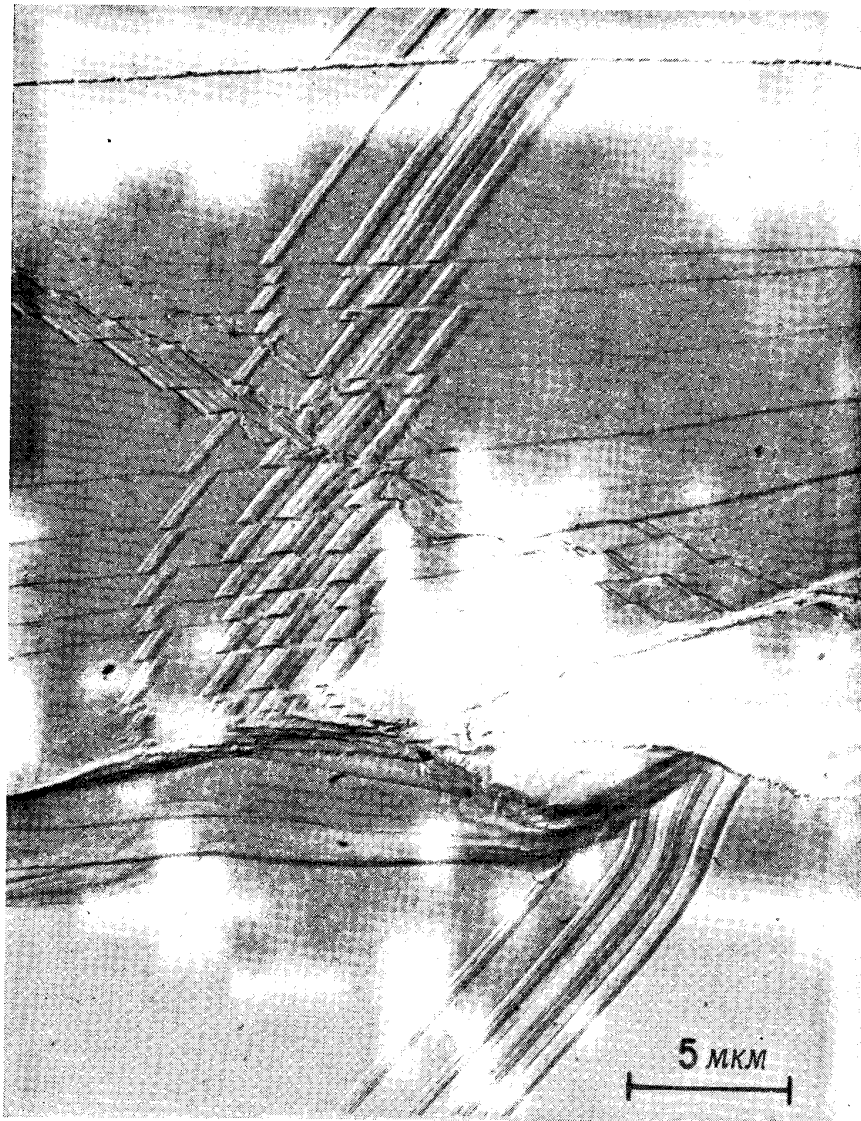


Фиг. 7.27. Схема, показывающая, каким образом деформация в зерне В может привести к проскальзыванию по границе в виде ступеньки (лицевая сторона) и каким образом окисная пленка участвует в формировании смещения (тыльная сторона) [113].

на выдержать высокую локальную деформацию, на ней образуется трещина (не обязательно строго параллельно границе зерна), которая может привести к смещению меток и имитации скольжения по границам. Возможно, что этот механизм объясняет некоторые наблюдения на Al (и, очевидно, на Mg), однако маловероятно, что он применим ко всем результатам.

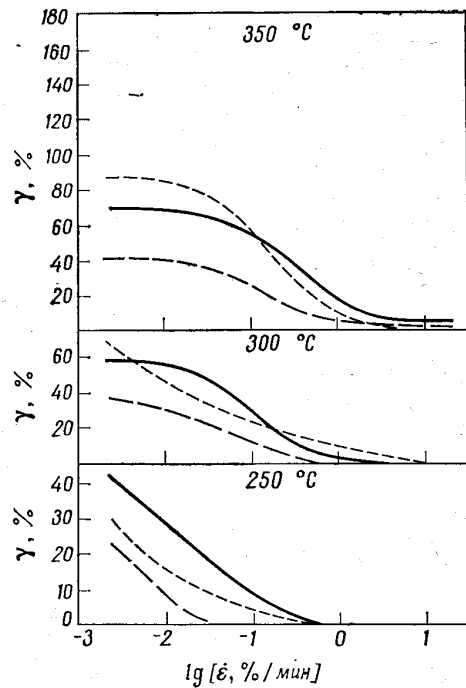
Взаимодействие между проскальзыванием по границам зерен и миграцией. Чанг и Грант [72] обнаружили, что при ползучести проскальзывание по границам зерен и миграция границ являются попеременными процессами. Наблюдаемый циклический характер кривых смещение — время для проскальзывания по границам был приписан чередованию проскальзывания и миграции. Аналогичный результат был получен Като [65] для бикристаллов Al, а также Коулингом и Робертсом [64] для бикристаллов Mg. Авторам последней работы удалось связать величину проскальзывания с количеством циклов проскальзывание — миграция, т. е. с величиной миграции, наблюдаемой металлографически. Связь между проскальзыванием по границам и миграцией была обнаружена также при ползучести Al высокой чистоты (99,999%) [90]. На электронной микрофотографии (фиг. 7.28) показаны миграция и проскальзывание по границе зерна. Виден прерывистый характер миграции. Сегменты царапин остаются прямыми линиями, откуда следует, что граница большую часть времени покоится, чем мигрирует. Такое скачкообразное движение границы приводит к зигзагообразной форме царапин. На основе этих наблюдений и того факта, что проскальзывание и миграция начинаются и заканчиваются в одно и то же время, был сделан вывод о том, что миграция является прямым следствием проскальзывания по границам зерен. Полагают, что связь между двумя процессами обусловлена энергией деформации, поскольку в зоне сдвига образуются дислокации. Эта энергия является движущей силой локальной миграции. Аналогичные выводы были сделаны другими авторами [4, 12], наблюдавшими одновременно проскальзывание и миграцию границ.

Существует, однако, довольно большое число работ, из которых следует, что проскальзывание по границам зерен не обязательно сопровождается миграцией границ. Циклические смещения двух зерен, наблюдаемые при проскальзывании по границам (кривая E, фиг. 7.3), не обязательно свидетельствуют о миграции границ, как это предполагается в работе [20]. Действительно, измерения Интрагера и Мэчлина [18], в которых было достигнуто высокое разрешение, показали, что циклическую кривую смещение — время можно получить без какой-либо миграции границ. Наиболее вероятно, что скачкообразные кривые смещение — время обусловлены торможением проскальзывания по границам зерен, а не чередованием миграции и проскальзывания. Поэтому нет необходимости связывать в общем случае циклическую кривую смещение —



Фиг. 7.28. Электронные микроснимки, показывающие связь проскальзывания по границам зерен и миграции границ в алюминии при ползучести [90].

время с чередованием проскальзывания и миграции. Маклин [114] провел одновременное исследование процессов проскальзывания и миграции в Al и нашел, что кривые смещение — время похожи на соответствующие кривые ползучести. Джифкинс [7] получил такой же результат для Pb. Маклин на основе этих результатов заключил, что миграция и проскальзывание не связаны так, чтобы один из процессов контролировал другой. Существуют три довода в пользу этого заключения: различие кажущихся энергий активации указанных процессов, нелинейное соотношение между средней скоростью миграции и средней скоростью проскальзывания и большое различие между предполагаемой и наблюдаемой скоростями миграции. Джифкинс [7] подверг недавно выводы Маклина критике. Для того чтобы ответить на вопрос, почему миграция границ во многих случаях связана с проскальзыванием по границам зерен, Литтон и др. [66] определили плотность дислокаций на границах зерен при проскальзывании. Их результаты свидетельствуют о том, что при проскальзывании по границам зерен может быть получена высокая локальная плотность дислокаций на границе. Дислокации перестраиваются в стенки субзерен и оказывают силовое воздействие на границу зерна. При понижении энергии системы граница зерна мигрирует из первоначального прямого положения и принимает гофрированную форму. Миграция продолжается до тех пор, пока поверхностная энергия границы не уравновесит поверхностную энергию дислокационных стенок. Образование дислокационных стенок снижает, по-видимому, локальные изгибающие напряжения в решетке. Поэтому миграция границ не связана, очевидно, с проскальзыванием по границам, а является следствием локальных нарушений формы исходной границы или скольжения в зернах. Однако, если опыты по проскальзыванию по границам зерен проводить при очень малых скоростях деформации (малых нагрузках), неоднородная зона сдвига у границы зерна может не образоваться, и миграция границы поэтому происходить не будет. Это предположение подтверждается двумя видами экспериментов. Локальные нарушения на границе могут быть получены выделением на ней нерастворимых частиц. Результаты исследований, о которых уже говорилось в разделе о проскальзывании по границам в материалах, содержащих выделения частиц, указывают на то, что в двухфазных сплавах на начальной стадии проскальзывания по границам зерен интенсивно протекает миграция границ. Второй группой экспериментов, подтверждающих идею о том, что проскальзывание по границам и миграция не обязательно связаны друг с другом, являются эксперименты на бикристаллах, с помощью которых можно показать, что проскальзывание по границам величиной до 10 мкм может происходить без заметной миграции (см. раздел о проскальзывании по границам зерен в бикристаллах).



Фиг. 7.29. Вклад γ -проскальзывания по границам зерен в полную деформацию ползучести $\dot{\epsilon}$ поликристаллического алюминия в функции скорости деформации для размеров зерен: 3 мм^{-1} (длинные штрихи), 6 мм^{-1} (короткие штрихи) и 10 мм^{-1} (сплошная линия) [34].

Итак, экспериментальные результаты дают основание считать, что проскальзывание по границам зерен может быть связано с миграцией границ. Однако миграция границ не является, очевидно, предпосылкой проскальзывания по границам зерен.

Расхождение результатов измерений на границах зерен внутри образца и на поверхности. В большинстве исследований деформации поликристаллических образцов измерения проводились на поверхности. Возникает вопрос, отражают ли результаты измерений на поверхности свойства зерен внутри образца, поскольку условия совместности для зерен внутри образца и на поверхности различны; более того, известно, что свободная поверхность может сильно изменять плотность и распределение дислокаций и точечных дефектов. Первая попытка получить ответ на этот вопрос была сделана Рахингером [71]. Он провел совместное исследование про-

скальзывания по границам зерен на поверхности и внутри поликристаллических образцов. Измерения на поверхности проводились методом меток. Для исследования процессов внутри образца использовалась описанная выше методика, связанная с определением формы зерен. Результаты, полученные двумя методами, показали, что вклад проскальзывания по границам зерен в общую деформацию меняется от 20% на поверхности до 85% на глубине, равной двум диаметрам зерна. Недавно метод Рахингера был использован Дэвисом и др. [34] для определения вклада (γ)-проскальзывания по границам в полное удлинение поликристаллического образца Al (99,99%) при ползучести в функции скорости деформации и температуры. Результаты [34] представлены на фиг. 7.29. Значения γ малы при высоких скоростях деформации, но растут с уменьшением скорости деформации, достигая некоторого «плато» при очень низких скоростях. Эти результаты указывают на то, что результаты измерений проскальзывания по границам зерен, выполненные на поверхности, отличаются от результатов измерений, выполненных в глубине, тем больше, чем меньше скорость деформации, или, другими словами, чем выше вклад проскальзывания по границам зерен в полную деформацию образца. Аналогичные выводы были сделаны Андраде и Кеннеди [115] при исследовании влияния размеров образца на ползучесть поликристаллов Pb. При объяснении результатов [115] предполагалось, что существует «слабый» поверхностный слой, равный $1/3$ среднего диаметра зерна. Это в свою очередь предполагает различие в способах деформации поверхности и внутренних объемов образца. Такой же вывод был сделан Брунером и Грантом [116] из экспериментов по ползучести. Результаты измерения Рахингера [71] достаточно хорошо согласуются с результатами других авторов, которые обсуждались в работе [76]. Поэтому было признано, что исследования на поверхности поликристаллов не отражают процессов внутри образца. Тем не менее в проведенных недавно исследованиях [82, 117, 118] не удалось обнаружить различия в проскальзывании по границам на поверхности и внутри образца. Поэтому вопрос о достоверности измерений, выполняемых на поверхности образцов, все еще остается открытым. Другой путь решения вопроса о соотношении результатов исследований проскальзывания по границам на поверхности и внутри образцов указали Ишида и др. [82]. Они использовали метод внутренних меток (см. раздел об экспериментальных методах исследования проскальзывания в поликристаллах) и не обнаружили существенной разницы между величинами проскальзывания на поверхности и внутри образцов. Совместные измерения по методу Рахингера дали аналогичные результаты. Абсолютные значения проскальзывания по границам зерен, полученные методом Рахингера, были намного выше значений, полученных методом меток. Поэтому был сделан вывод о не-

пригодности метода Рахингера. Результаты Ишида и др. [82], полученные методом меток, были в свою очередь поставлены под сомнение Стевенсом [8], поскольку в работе [82] отсутствовал статистический анализ результатов. Безотносительно к этой дискуссии можно ожидать, что метод исследования формы зерна переоценивает вклад проскальзывания в полную деформацию. Одной из возможных причин этого может быть «округление» зерен внутри образца посредством миграции границ, которое приводит к занижению величины удлинения зерна и соответственно к большим значениям вычисляемого проскальзывания по границам зерен. Однако экспериментально было показано [119], что это возражение справедливо не при всех условиях испытаний. В настоящее время вопрос о достоверности измерений на поверхности все еще является предметом дискуссии. По-видимому, использование внутренних меток можно считать наиболее надежным методом разрешения противоречий в экспериментальных результатах.

7.3. Модели проскальзывания по границам зерен

В настоящее время, по-видимому, не существует такой модели проскальзывания по границам зерен, которая способна была бы объяснить все экспериментальные результаты. Из предыдущих разделов очевидно, что результаты различных экспериментальных исследований проскальзывания по границам достаточно противоречивы, и в настоящее время не представляется возможным построить на их основе стройную систему выводов. По этой причине нельзя с определенностью сказать, какая из обсуждаемых ниже моделей проскальзывания по границам наиболее верна. Различные модели отличаются главным образом тем, какой механизм принимается в качестве основного контролирующего скорость проскальзывания. Предложено два таких механизма: а) релаксация короткодействующих полей деформации на выступах, т. е. на самой границе; б) релаксация дальнедействующих полей деформации путем скольжения в прилегающих зернах.

В разд. 7.3.3 мы обсудим атомные модели проскальзывания по границам, существующие в настоящее время.

7.3.1. Теории релаксации короткодействующих напряжений

В модели проскальзывания по границам зерен, предложенной Кингом и Чалмерсом [3] и в слегка видоизмененном виде рядом других авторов [17, 18, 26, 32, 37, 64, 120, 126], неупругое проскальзывание рассматривается как способ релаксации сдвиговых напряжений на плоской части границы. Благодаря этой релаксации на нерегулярностях границы создается концентрация напря-

жений, которая противодействует внешнему сдвиговому напряжению; поэтому скорость проскальзывания быстро снижается уже после очень малых смещений. Начальные неупругие смещения зависят от распределения препятствий и могут составлять по порядку величины несколько параметров решетки. В конце концов внутренние напряжения на границе уравнивают внешние сдвиговые напряжения. Дальнейшее проскальзывание оказывается возможным лишь после частичного снятия внутренних напряжений. Внутренние напряжения могут сниматься частично или полностью при сдвиге или перемещении нерегулярностей на границе. Таким образом, скорость дальнейшего сдвига на границе будет определяться деформационным смещением препятствий (нерегулярностей). Согласно этой модели, характер релаксации на границе может быть определен лишь в экспериментах по исследованию неупругости. Такая модель находит экспериментальное подтверждение двух типов: 1) скорость проскальзывания, определяемая в экспериментах по неупругости, на порядок выше скорости проскальзывания, определяемой в экспериментах по проскальзыванию по границам зерен; 2) эксперименты на бикристаллах, в которых образцы подвергаются вначале сдвигу в одном, а затем в обратном направлении, можно непосредственно объяснить с помощью этой модели: высокая скорость сдвига в обратном направлении обусловлена концентрацией напряжений, вызванной проскальзыванием в прямом направлении. Поскольку для релаксации таких напряжений и создания новой концентрации напряжений необходимо очень небольшой сдвиг, можно ожидать быстрого снижения скорости проскальзывания в обратном направлении. Детальное объяснение экспериментальных результатов по проскальзыванию по границам зерен в рамках этой модели зависит от природы препятствий. В литературе рассматривается ряд таких препятствий: тройные точки [35], зубчатость, обусловленная пересечением субграниц с границей зерна [35, 37], ростовые выступы [30, 120, 121] или выступы, обусловленные скольжением в зернах [122]. Все модели, описанные ниже, основаны на предположении, что макропроцесс проскальзывания контролируется выступами на границе [3]. Отличие моделей друг от друга заключается главным образом в интерпретации природы препятствий и процессов, посредством которых препятствия снимаются (сдвигаются) и образуются вновь. Коулинг и Робертс [64] предполагают, что наблюдаемое макроскопическое проскальзывание по границе зерна складывается из большого числа малых сдвигов. Смещение в каждом элементарном процессе сдвига равно по порядку величины нескольким постоянным решеткам, т. е. является смещением, о котором говорил в свое время Ке [123].

Согласно модели Коулинга и Робертса [64], неупругий сдвиг приводит к концентрации напряжений на любой нерегулярности

границы. Возврат внутренних напряжений осуществляется путем миграции границы, которая «захватывает» область сдвига и создает новую поверхность раздела для следующих процессов сдвига. Коулинг и Робертс обнаружили примерное соответствие между числом элементарных сдвигов и числом наблюдаемых следов смещения границы. Предполагается, что взаимодействие между скольжением в кристалле и проскальзыванием по границам зерен отсутствует. Эта модель недавно была подвергнута критике на основе анализа распределения упругой энергии деформации на границе [8].

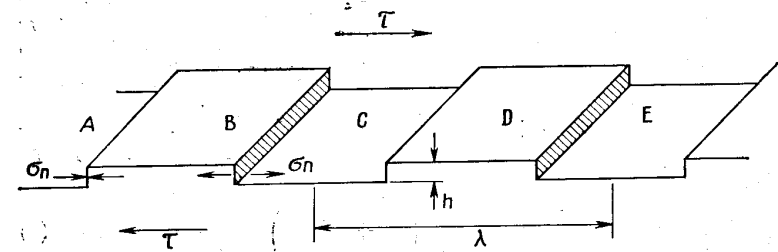
Модель, подобная модели Коулинга и Робертса, была предложена Паттиком и Кингом [17], которые наблюдали постоянную начальную скорость проскальзывания. По мнению Паттика и Кинга проскальзывание по границам на очень ранних стадиях является чистым неупругим сдвигом. Этот сдвиг приводит к концентрации напряжений на нерегулярностях границы. Поля напряжений на этих нерегулярностях приводят к миграции границ, которая снижает одни и образует новые нерегулярности почти с постоянной скоростью. Проскальзывание замедляется, если образуется особенно большая нерегулярность. По утверждению авторов, они смогли получить экспериментальное подтверждение того, что проскальзывание по границам зерен удаляет нерегулярности на границе, используя метод разделения двух кристаллов Sn в Hg . После проскальзывания гофрирование границ не наблюдалось. Образцы, в которых проскальзывание отсутствовало, обнаружили нерегулярности на границах зерен.

Наличие выступов (нерегулярностей) на границе зерна играет важную роль в модели Маклина и Фармера [37]. В этой модели постулируется, что проскальзывание по поверхности границы имеет место до тех пор, пока оно не останавливается нерегулярностями, блокирующими зерна. Напряжения концентрируются на выступах. Благодаря этим напряжениям выступ в конце концов сдвигается, способствуя лавинному проскальзыванию. При сдвиге выступа в оба кристалла испускаются дислокационные петли; это напоминает отчасти образование дислокаций под действием индентора [124]. Предполагается, что движение дислокаций через выступы определяет скорость процесса проскальзывания.

В теории Интратера и Мэчлина [18] предполагается, что при «чистом» проскальзывании по границам зерен релаксация напряжений посредством неупругого сдвига осуществляется на очень малой площади границы. Эта площадь ограничивается «ступеньками» на границе. Под действием приложенного сдвигового напряжения «ступеньки» мигрируют вдоль границы, так что площадь очага релаксации увеличивается. Когда очаг релаксации становится достаточно большим, наблюдается взрыв проскальзывания с разрушением ступенек границы. Этот процесс приводит к периодич-

ности проскальзывания, что объясняет наблюдаемые скачки на кривой смещение — время [18]. Независимо от того, происходит ли пластическое течение у ступеньки или вблизи границы, очевидно, что вдоль границы имеется очень большая неоднородность плотности упругой энергии, которая может привести к образованию новых ступенек. Эти ступеньки должны сдерживать дальнейшее проскальзывание до тех пор, пока вся последовательность событий не повторится снова.

Недавно Джифкинс и Сноудон [26] на основе исследования чувствительности проскальзывания к напряжению предположи-



Фиг. 7.30. Граница, содержащая периодический ряд ступенек [126].

ли, что проскальзывание по границам при низких напряжениях контролируется диффузионным механизмом: диффузией от выступов в границу под действием растягивающих напряжений и от границы к выступам под действием сжимающих напряжений. Посредством этого механизма двойные выступы движутся вдоль границы. Расчеты, основанные на этой модели, дают величину скорости проскальзывания, которая почти согласуется с экспериментальными данными. Расчеты Джифкинса и Сноудона можно оспаривать [125], поскольку в них не учитывается концентрация напряжений на выступах. Более общий расчет скорости проскальзывания по границам зерен, основанный на той же модели, был проведен недавно [126] для границы, содержащей случайно распределенные неровности. Основные идеи расчета и физически наиболее важные результаты могут быть получены из рассмотрения простого случая проскальзывания по границе, которая содержит ряд периодически расположенных ступенек (фиг. 7.30). Мы решим здесь лишь эту частную задачу. Проскальзывание для границы более сложной формы рассмотрено в оригинальной работе [126].

Допустим, что напряжение сдвига τ приложено к почти плоской границе, которая содержит периодически расположенные выступы высотой h , отстоящие друг от друга на $\lambda/2$ (фиг. 7.30). Для механического равновесия необходимо, чтобы нормальное напряжение σ_n , развивающееся на выступах, было равно

$$\sigma_n = \tau \frac{\lambda}{2h}.$$

Благодаря нормальному напряжению σ_n химический потенциал μ вакансий меняется на величину $\sigma_n \Omega$ (Ω — атомный объем). Это локальное изменение потенциала создает градиент химического потенциала $\Delta\mu$ между ступеньками

$$\nabla\mu = \frac{2\sigma_n\Omega}{\lambda/2} = \frac{2\tau\Omega}{h}. \quad (3)$$

Для стационарного процесса проскальзывания этот градиент потенциала обеспечивает поток вакансий от ступенек B и D к ступенькам A и C (фиг. 7.30) (ползучесть Набарро — Херринга) [127, 128]. Упомянутый поток вакансий создает перенос материала между ступеньками в обратном направлении и, следовательно, сдвиг по границе. Из уравнения Эйнштейна (поток, обусловленный градиентом потенциала) скорость результирующего сдвига по границе будет определяться выражением

$$\dot{u} = \frac{\tau\Omega}{kT} \frac{\lambda}{h^2} \left(D' + \frac{2\delta}{\lambda} D \right), \quad (4)$$

где D и D' — коэффициенты диффузии в объеме и по границам зерен соответственно, а δ — толщина границы. Методом [126] можно рассчитать проскальзывание по границам более сложной формы. Было показано, что скорость проскальзывания по границам, форма которых может быть описана одномерными рядами Фурье, всегда определяется выражением типа уравнения (4). Из уравнения (4) можно сделать следующие заключения. Диффузия в объеме преобладает, когда нарушения имеют большую длину волны, а также при высоких температурах, когда отношение D/D' мало. В том случае, когда преобладает диффузия по границе, скорость проскальзывания зависит только от высоты ступенек $1/h^2$ и не зависит от расстояния между ними λ . Когда преобладает диффузия в объеме, скорость проскальзывания растет вместе с ростом λ . Эти результаты могут быть использованы для экспериментальной проверки предположения о том, контролируется ли проскальзывание по границам зерен потоком атомов между выступами на границе.

В модели Чина и др. [108] была сделана попытка обосновать возможность проскальзывания по границам зерен при низких температурах. Граница рассматривается как тонкий кристаллический слой между двумя зернами. Предполагается далее, что при низких температурах вязкое проскальзывание невозможно. Однако сдвиг по границе может иметь место, когда напряжение на границе в области тройного стыка превышает прочность границы на сдвиг (теоретическое сдвиговое напряжение). Граница при этом

напряжении самопроизвольно сдвигается и поэтому обнаруживает проскальзывание при всех температурах.

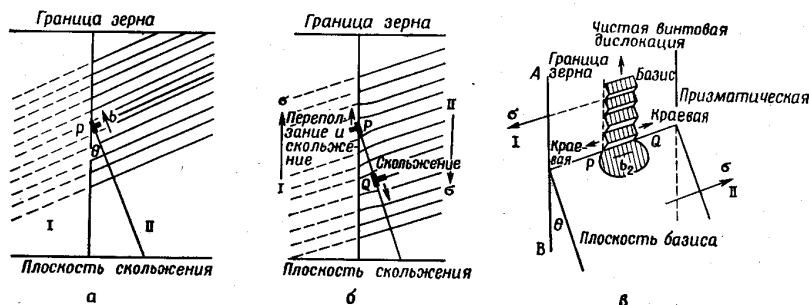
7.3.2. Теории релаксации далекодействующих напряжений

Теории проскальзывания по границам, связывающие его со скольжением в кристаллах, можно разделить на две группы. В теориях первой группы предполагается, что все наблюдаемое проскальзывание по границам в действительности является скольжением решетки в очень узкой области зерен, прилегающей к границе. Это подразумевает, что сдвиг в плоскости границы отсутствует. Вторая группа моделей предполагает, что проскальзывание имеет место в самой плоскости границы. Однако величина сдвига по границе связана со сдвигом в зернах.

Обсудим вначале теории, рассматривающие проскальзывание по границам зерен как скольжение в узкой области смежных кристаллов. Предложены две теории такого рода. Райнс и др. [15] на основе проведенных ими исследований бикристаллов Al пришли к заключению, что на границах не происходит неупругой релаксации напряжений. Предполагается, что проскальзывание по границам зерен — это интенсивный кристаллографический сдвиг в зоне, прилегающей к границе. Граница рассматривается как препятствие для движения дислокаций решетки, которые нагромождаются перед ней. Это обстоятельство создает в зоне границы высокую плотность упругой энергии, которая обеспечивает движущую силу, необходимую для быстрого возврата (полигонизации) вблизи границы. Предполагается, что зона границы разупрочняется в большей степени, чем остальная часть кристалла, и поэтому в зоне границы может происходить больший сдвиг, чем в других областях. Эта модель спорна, поскольку предполагаемая в ней полигонизация может сделать граничную зону даже более прочной, чем остальное зерно. Для того чтобы избежать этой трудности, Волошина и др. [21, 129] предположили, что механизмом возврата может быть миграция границ, а не полигонизация [130]. После того как мигрирующая граница замедляет определенный объем вблизи исходного положения границы, этот объем практически освобождается от дислокаций и становится поэтому «мягче», чем остальное зерно. В «мягкой» зоне происходит дальнейший сдвиг решетки зерна под действием приложенного напряжения и т. д.

Все другие теории скольжения в кристалле предполагают, что на границе происходит неупругая релаксация. Танг и Маддин [16] приписывают часть проскальзывания дислокациям решетки, которые поступают к границе от источников, расположенных вблизи границы. Скольжение по границе — это компонента смещения дислокаций решетки, параллельная плоскости границы. Эта идея

находит подтверждение в результатах Адсита и Бриттэйна [46], которые обнаружили сильную связь между плотностью линий скопления и величиной проскальзывания. Аналогичную модель предложил Фельсам [131]. Зависимость проскальзывания от скопления в кристаллах определяется возвратом, который осуществляется плавлением островков хорошего соответствия (см. модель границы зерна Мотта в гл. 6). Предполагается, что эти островки являются барьерами, создающими плоские скопления дислокаций.



Фиг. 7.31. Схема краевой дислокации P на границе зерна (а), эмиссии дислокаций Q из границы зерна (б) и проскальзывания по границам зерен путем переползания или скольжения (в) [48].

Модели, которые связывают проскальзывание по границам зерен с движением дислокаций решетки вдоль границы, были предложены Виртманом [132], Крюссаром и Фриделем [133], а также Хортоном и Биверсом [48]. В модели Виртмана предполагается, что макроскопическое проскальзывание по границам зерен является сдвигом в области границы, обусловленным движением дислокаций. Эти дислокации поступают на границу из глубины зерен и переползают вдоль нее. Модель Хортона и Биверса основана на наблюдениях проскальзывания по границам зерен в бикристаллах Zn и напоминает несколько модель Виртмана. Хортон и Биверс предполагают, что проскальзывание по границам осуществляется скольжением и переползанием дислокаций решетки вдоль границы зерна. Эти дислокации могут поступать из глубины зерен (как, например, дислокация P на фиг. 7.31, а) или в отсутствие скольжения в зерне могут генерироваться на самой границе (фиг. 7.31, б). Если дислокация Q испускается границей, то дислокация противоположного знака (дислокация P на фиг. 7.31, б) остается у границы и может участвовать в процессе переползания (фиг. 7.31, в). Крюссар и Фридель [133] предполагают, что, когда дислокация входит в границу, она расщепляется на несколько частичных с малыми

векторами Бюргерса. Сумма частичных векторов Бюргерса равна вектору Бюргерса исходной дислокации. Кроме того, имеется тенденция к их ориентации почти параллельно плоскости границы. Движение таких дислокаций приводит к проскальзыванию по границам зерен. Модель Крюссара и Фриделя не согласуется, однако, с последними экспериментальными данными. Ишида и Хандерсон-Браун [134] методом электронной микроскопии на просвет показали, что дислокации решетки, входящие в границу, сохраняют свои вектора Бюргерса. Аналогичные результаты были получены при наблюдении дислокаций в границах зерен W методом ионной полевой микроскопии [135]. На основе своих электронно-микроскопических данных Ишида и Хандерсон-Браун предположили, что дислокации решетки, наталкиваясь на границу зерна, перемещаются вдоль нее путем переползания и скольжения и вызывают поэтому проскальзывание по границе.

Джифкинс [7] предложил модель, которая использует элементы ряда предшествующих теорий. Он считает, что число дислокаций, встречающих границу, зависит от размера субзерен вблизи границы. Если стенки субграниц являются эффективными барьерами для скольжения, число дислокаций, нагроможденных у границы при данной деформации, должно быть пропорционально размеру субзерна. Эти дислокации влияют на проскальзывание по границам благодаря их влиянию на плотность вакансий у границы (и, следовательно, на процесс переползания) или благодаря их влиянию на миграцию границы зерна. Расчет показал, что движение вакансий, связанного с переползанием дислокаций в скоплениях, не достаточно для того, чтобы привести к проскальзыванию по модели Набарро [127].

7.3.3. Атомные модели

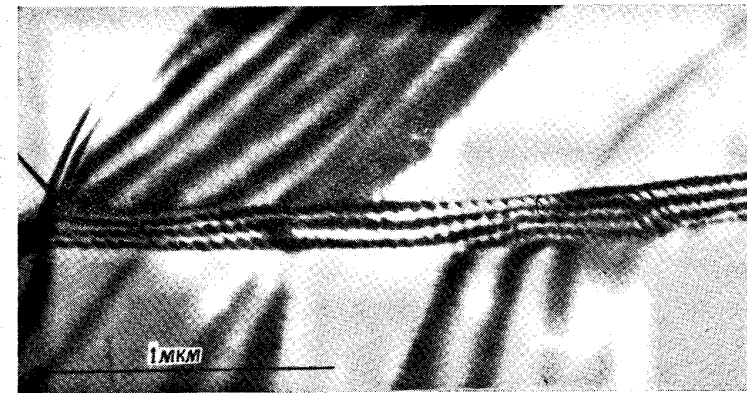
Наиболее ранними атомными моделями проскальзывания по границам зерен являются теории Ке и Мотта. Обе теории подробно обсуждаются в гл. 6 и 8. Скорость проскальзывания, рассчитанная на основе этих теорий, выше экспериментальной в 10^3 — 10^9 раз [13]. Указанное расхождение между расчетом и экспериментом можно частично объяснить тем, что обе теории фактически рассматривают начальную стадию проскальзывания, в то время как в большинстве экспериментальных исследований определяется скорость проскальзывания при относительно больших перемещениях (порядка нескольких микрон). Поэтому более уместно сопоставить результаты обеих теорий с результатами исследований внутреннего трения (гл. 8).

Последние данные о структуре границ зерен (гл. 1) предполагают, что границы зерен имеют периодическую структуру. Периодическая структура границы зерна допускает процессы вяз-

кого проскальзывания только при тех температурах или напряжениях, которые приводят к быстрому движению отдельных атомов или их групп. Аргументы, аналогичные используемым для понимания скольжения в совершенной решетке [136], приводят к тому, что проскальзывание по границе с периодической структурой должно осуществляться с помощью «дислокаций».

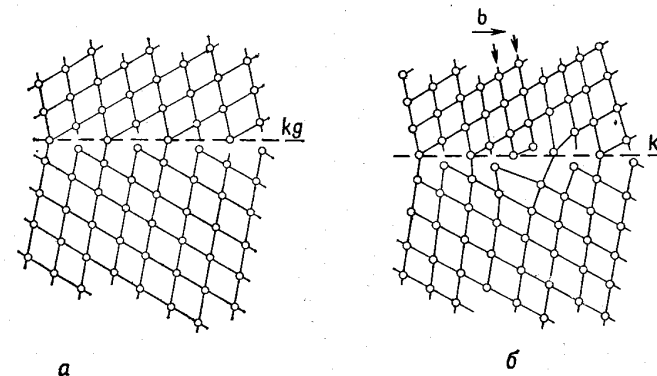
«Дислокационная модель» проскальзывания по границам была впервые в общем виде предложена Маклином [4]. Согласно этой модели, дислокация на границе образуется тогда, когда поверхность границы сдвигается на величину b . Линия или зона, отделяющая область границы, в которой произошел сдвиг, от остальной ее части, является «эффективной» дислокацией с вектором смещения b . Предполагается далее [136], что проскальзывание по границе при движении таких «дислокаций» может происходить быстрее, чем при одновременном сдвиге всех атомов, составляющих границу. Джифкинс [137] использовал эту идею в его последней модели большеугловых границ зерен. Имеется важное различие между механизмом Маклина [4] и дислокационными механизмами, предложенными Виртманом [132], Крюссаром и Фриделем [133], а также Хортоном и Биверсом [53], которые описаны в предыдущем разделе. В последних механизмах предполагается, что в границу внедряются дислокации решетки. Проскальзывание по границам осуществляется за счет движения таких дислокаций в плоскости границы. Поскольку в общем случае вектор Бюргерса дислокаций решетки будет иметь компоненту, перпендикулярную плоскости границы, движение этих дислокаций вдоль границы будет в общем случае неконсервативным, т. е. требующим диффузионного движения атомов. Такое движение и, следовательно, переползание дислокаций возможны лишь при достаточно высоких температурах. Концепция «дислокаций» границы зерна не предполагает переползания до тех пор, пока граница является кристаллографически плоской. Недавние исследования методом электронной микроскопии на просвет [138, 139] обнаружили линейные дефекты в границах зерен поликристаллического Ni, деформированного при низких температурах (20°C) на 0,1–0,3% (фиг. 7.32).

Проведенные исследования показали, что эффекты контраста на таких линейных дефектах подобны эффектам, наблюдаемым для дислокаций решетки. (Точнее, дальнедействующие поля напряжений этих дефектов подобны полям напряжений дислокаций решетки.) Предполагается поэтому, что указанные дефекты имеют дислокационную структуру. Поскольку вектор Бюргерса таких «дислокаций» (определенный по дифракционному контрасту) в общем случае не равен вектору Бюргерса дислокаций решетки, то наблюдаемые линейные дефекты рассматриваются как дислокации в периодической структуре границы зерна (гл. 1). Вектором Бюргерса дислокаций границы является обычно самый короткий вектор



Фиг. 7.32. Линейные дефекты, наблюдаемые на границах зерен в поликристаллах никель — алюминий после деформации на 0,1–0,3% при 20°C [138].

трансляции периодической структуры границы. Модель краевой дислокации границы показана на фиг. 7.33. Дислокации такого типа могут консервативно скользить вдоль плоскости границы зерна. Предполагается поэтому, что проскальзывание по границам может происходить посредством движения дислокаций границы



Фиг. 7.33. Атомная модель дислокации границы [138]. Структура границы, свободной от дислокаций (а); та же граница с дислокацией границы, имеющей вектор Бюргерса b (б). Дислокацию можно интерпретировать как состоящую из двух лишних плоскостей решетки (указанных стрелками). На обоих рисунках штриховая линия указывает положение границы. Обе границы показаны в «нерелаксированном» состоянии (гл. 1) [138].

в плоскости границы. Было показано, что предсказания этой модели согласуются с экспериментальными данными. Обнаружено, что дислокации границы образуют плоские скопления, узлы и дислокационные петли в плоскости границы зерна точно так же, как дислокации решетки — в плоскостях скольжения. Поскольку все эксперименты проводились при комнатной температуре, переползание дислокаций путем диффузии в решетке или границе зерна было невозможно. Поэтому предполагали, что дислокации двигались консервативно в плоскости границы зерна.

Из этих наблюдений вытекает следующий механизм проскальзывания по границам зерен. При относительно невысоких напряжениях «источники» дислокаций в границе зерна (возможно, выступы или источники типа Франка—Рида) генерируют дислокации границы, которые консервативно перемещаются на определенные расстояния вдоль границы. Движение каждой дислокации приводит к сдвигу двух зерен относительно друг друга на вектор Бюргера этой дислокации. Если граница зерна содержит препятствие, например макроскопическую ступеньку, дислокации границы нагромождаются перед этим препятствием и постепенно наполняют границу. Обратное напряжение, создаваемое дислокациями границы, в конце концов останавливает дальнейшую генерацию дислокаций в данном «источнике». Поскольку границы зерен в общем случае не являются совершенно плоскими, проскальзывание по границам после определенного (вероятно, очень малого) смещения прекращается. Дальнейшее проскальзывание оказывается возможным лишь тогда, когда разрушаются скопления дислокаций границы или когда растет внешнее напряжение. Скопления дислокаций границы могут быть разрушены с помощью двух процессов: испускания дислокационных петель в соседнее зерно или переползания дислокаций границы через препятствие. Из геометрических соображений [138, 139] следует, что первый процесс приводит к полному снятию напряжений лишь тогда, когда удовлетворяются определенные геометрические условия. Переползание дислокаций разрушает скопления при всех условиях. Поэтому для проскальзывания по границам второй процесс является более важным. Поскольку для испускания дислокаций решетки от границы зерна необходимо определенное пороговое напряжение (напряжение, необходимое для того, чтобы изогнуть петлю дислокации решетки), при низких напряжениях и высоких температурах проскальзывание по границам осуществляется только посредством переползания дислокации границы. Однако при высоких температурах и высоких напряжениях возможно как переползание, так и скольжение.

Модель дислокации в границе согласуется с недавними наблюдениями Лоберга и др. [140]. Используя совместно методы электронной микроскопии на просвет и ионной полевой микроско-

пии, эти авторы показали, что границы зерен в W содержат дислокации, вектор Бюргера которых отличен от вектора Бюргера дислокаций решетки. Скаков [143] сообщил об электронно-микроскопическом наблюдении дислокаций в границах зерен; результаты его наблюдений согласуются с приведенными выше данными [138, 139]. Опубликованные недавно результаты исследования методом электронной микроскопии на просвет проскальзывания по границам зерен в керамике (Al_2O_3) [144] предполагают существование в этом материале зернограницных дислокаций. Марцинковский [145] исследовал недавно процесс возникновения дислокаций границы при распространении скольжения через границу.

Модель проскальзывания по границам зерен посредством движения дислокаций границы согласуется с результатами исследования «проскальзывания по границам» в модели пузырьков. Эксперименты Фукушима и Оокава [141] и затем эксперименты Эшби и Рая [142] показали, что в модели пузырьков проскальзывание по границам происходит посредством движения дислокаций вдоль границы. Испускание дислокаций решетки у препятствий на границах зерен также было подтверждено экспериментами на пузырьках.

Имеется еще один механизм сдвига по границе, который еще не рассматривался в литературе; это сдвиг без движения дислокаций. Два кристалла могут скользить по границе подобно жестким блокам с помощью лишь небольших локальных перестановок атомов на границе. В совершенном кристалле сдвиг без дислокаций требует чрезвычайно высоких напряжений (теоретических напряжений сдвига), и поэтому сдвиг происходит посредством движения дислокаций. Однако для границы зерна теоретическое напряжение сдвига, возможно, настолько мало, что такой способ деформации оказывается возможным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rosenhain W., Humfrey J. W., *J. Iron Steel Inst.*, 87, 219 (1913).
2. Rosenhain W., Ewen D., *Inst. Met.*, 10, 119 (1913).
3. King R., Chalmers B., *Prog. Met. Phys.*, 1, 127 (1949).
4. McLean D.; *Grain Boundaries in Metals*, Clarendon Press, Oxford, 1957. Есть перевод: Маклин Д., Границы зерен в металлах, Металлургиздат, 1960.
5. Weinberg F., *Prog. Met. Phys.*, 8, 105 (1959).
6. Amelinckx S., Dekeyser W., *Sol. State Phys.*, 8, 325 (1959).
7. Giffkins R. C., Fracture, Averbach B. L., Felbeck D. K., Hahn G. T., Thomas D. A. (Eds.), *J. Wiley and Sons*, N. Y., 1959, p. 579.
8. Stevens R. N., *Metall. Rev.*, 11, 129 (1966).
9. Grant N. J., Chaudhuri A. R., *Creep and Recovery*, ASM, Cleveland, 1957, p. 284.
10. Kennedy A. J., *Proceedings of Creep and Fatigue in Metals*, J. Wiley and Sons, N. Y., 1963.

11. Moore H. F., Betty B. V., Dollins C. W., Univ. of Illinois, Report No. 306, vol. 30 (1938), p. 102.
12. Intrater J., Machlin S., *Acta Met.*, 7, 140 (1959).
13. Harper S., Structural Processes in Creep, Iron Steel Inst., 1961, London, p. 56.
14. Turner P. A., диссертация Ph. D., University of London, 1965.
15. Rhines F. N., Bond W. E., Kissel M. A., *Trans. ASM*, 18, 919 (1956).
16. Tung S. K., Maddin R., *Trans. AIME*, 209, 905 (1957).
17. Puttick K. E., King R., *J. Inst. Met.*, 80, 537 (1951/2).
18. Intrater J., Machlin E. S., *J. Inst. Met.*, 88, 305 (1959/60).
19. Weinberg F., *Acta Met.*, 2, 889 (1954).
20. Weinberg F., *Trans. AIME*, 212, 808 (1958).
21. Волошина Л. А., Розенберг В. М., *ФММ*, 12 (1), 118 (1961).
22. Chang H. C., Grant N. J., *Trans. AIME*, 197, 1175 (1953).
23. Harper S., см. [4], стр. 281.
24. Bush R. H., диссертация, Ph. D., Stanford University, June 1961.
25. Puttick K. E., Tuck V., *Acta Met.*, 13, 1043 (1965).
26. Giffkins R. C., Snowdon K. U., *Trans. AIME*, 239, 910 (1967).
27. Teitz T. E., Dorn J. E., *Trans. AIME*, 206, 156 (1956).
28. Zener C., Hollomon J. H., *Trans. ASM*, 33, 163 (1944).
29. Dorn J. E., *J. Mech. Phys. Solids*, 3, 85 (1954).
30. Strutt P. R., Lewis A. M., Giffkins R. C., *J. Inst. Met.*, 93, 71 (1964/5).
31. Dorn J. E., Proc. NPL, Conf. on Creep and Fracture of Metals at High Temperatures (1954), 1956, 89.
32. Fazan B., Sherby O. D., Dorn J. E., *Trans. AIME*, 200, 919 (1954).
33. McLean D., обсуждается в [15].
34. Davies P. W., Stevens R. N., Wilshire B., *J. Inst. Met.*, 94, 49 (1966).
35. Stevens R. N., диссертация, Ph. D., Univ. of Wales, 1964.
36. Harper S., не опубликовано; см. [37].
37. McLean D., Farmer M. H., *J. Inst. Met.*, 85, 41 (1956/57).
38. Strutt P. R., не опубликовано; см. [7].
39. Rotherham L., Smith A. D. N., Greenough G. B., *J. Inst. Met.*, 79, 493 (1951).
40. Rhines F. N., Proc. NPL, Conf. on Creep and Fracture of Metals at High Temperatures (1954), 1956, p. 47.
41. De Sorbo W., Turnbull D., *Acta Met.*, 7, 83 (1959); Bradshaw F. J., Pearson S., *Phil. Mag.*, 2, 570 (1957).
42. Wright P., Evans J. H., *Phil. Mag.*, 13, 521 (1966). Kuper A., Letaw H., Slifkin L., Tomizuka T., *Phys. Rev.*, 98, 1870 (1955).
43. Nachtrieb N., Handler G., *J. Chem. Phys.*, 23, 1569 (1955).
44. Meakin J., Klockholm E., *Trans. AIME*, 218, 463 (1960).
45. Shirn G. A., Wajda E. S., Huntington H. B., *Acta Met.*, 1, 513 (1953).
46. Adsit N. R., Brittain J. O., *Trans. AIME*, 233, 305 (1956).
47. Biscondi M., Goux C., *C. R. Acad. Sci.*, 258, 2806 (1964).
48. Horton C. A. P., Beevers C. J., *Acta Met.*, 16, 733 (1968).
49. Anthony T. R., Walter J. L., *Scripta Met.*, 3, 281 (1969).
50. Servi I. S., Graves N. F., *Trans. AIME*, 212, 315 (1958).
51. Rezek J., Craig B., *Trans. AIME*, 221, 715 (1961).
52. Hulme K. F., *Acta Met.*, 2, 810 (1954).
53. Horton C. A. P., Beevers C. J., *Scripta Met.*, 3, 285 (1969).
54. Wyon G., Crussard C., *Rev. Met.*, 48, 121 (1951).
55. Giffkins R. C., *J. Austral. Inst. Met.*, 1, 134 (1956).
56. Sully A. H., *Prog. Met. Phys.*, 6, 135 (1958).
57. Dehlinger U., Plastic Defects of Crystal. Solids; Pittsburgh Conf. 1950; US Dept. of Comm., Office of Techn. Services, Washington, D. C., 1950, p. 103.
58. Bell R. L., Thompson N. B. W., *Nature*, 193, 363 (1962).
59. Adsit N. R., Brittain J. O., *Trans. AIME*, 218, 765 (1960).

60. Thompson N. B. W., диссертация, Ph. D., London, 1962.
61. Tuck V., *Phys. Stat. Sol.*, 8, 153 (1965).
62. Roberts C. S., *Trans. AIME*, 197, 1121 (1953).
63. Giffkins R. C., *J. Inst. Met.*, 82, 39 (1953).
64. Couling S. R. L., Roberts C. S., *Trans. AIME*, 209, 1252 (1957).
65. Kato M., *Nip. Kinzoku Gakkai*, 30, 540 (1966).
66. Lytton J. L., Barrett C. R., Sherby O. D., *Trans. AIME*, 233, 1399 (1965).
67. Gervais A. M., Norton J. T., Grant N. J., *Trans. AIME*, 197, 1487 (1953).
68. Strutt P. R., Giffkins R. C., не опубликовано.
69. King R., Cahn R. W., Chalmers B., *Nature*, 161, 682 (1948).
70. Thompson N. B. W., диссертация, M. Sc., University of London, 1959.
71. Rachinger W. A., *J. Inst. Met.*, 81, 33 (1952/3).
72. Chang H. C., Grant N. J., *Trans. AIME*, 194, 619 (1952).
73. McLean D., *J. Inst. Met.*, 81, 293 (1952).
74. Harper J. G., Shepard L. A., Dorn J. E., *Acta Met.*, 6, 509 (1958).
75. McLean D., Farmer M. H., *J. Inst. Met.*, 83, 1 (1954).
76. McLean D., N. P. L. Creep Conference 1954, Creep and Fracture of Metals at High Temperature, HMSO, London, 1956, p. 73.
77. Martin J. A., Herman M., Brown N., *Trans. AIME*, 209, 78 (1957).
78. Hensler J. H., Giffkins R. C., *J. Inst. Metals*, 92, 340 (1963—1964).
79. Davies P. W., Stevens R. N., Wilshire B., *Nature*, 206, 924 (1965).
80. Smith C. S., Guttman L., *Trans. AIME*, 197, 81 (1953).
81. Fullman R. L., *Trans. AIME*, 197, 447 (1953).
82. Ishida Y., Mullendore A. W., Grant N. J., *Trans. AIME*, 233, 204 (1965).
83. Graeme-Barber C., Bell R. L., *J. Inst. Met.*, 93, 551 (1964—65).
84. Ishida Y., Mullendore A. W., Grant N. J., *Trans. AIME*, 230, 1454 (1964).
85. Kirk D., Cockroft M. G., *J. Inst. Met.*, 88, 320 (1959—1960).
86. Phillips W. L., *J. Inst. Met.*, 92, 94 (1963/4).
87. Brunner H., Grant N. J., *Trans. AIME*, 215, 48 (1959).
88. Mullendore A. W., Grant N. J., *Trans. AIME*, 227, 319 (1963).
89. Boas W., Hargreaves M. E., *Proc. Roy. Soc.*, 193, 89 (1948).
90. Walter J. L., Cline H. E., *Trans. AIME*, 242, 1823 (1968).
91. Giffkins R. C., *Trans. AIME*, 215, 1015 (1959).
92. Garofalo F., Fundamentals of Creep and Creep-Rupture in Metals, Macmillan, N. Y., 1965.
93. Brunner H., Grant N. J., *Trans. AIME*, 218, 122 (1960).
94. Busboom H. J., диссертация, M. Sc., Stanford Univ., Mat. Sci. Report 63-1, Dept. Mat. Sci., Stanford University.
95. Garofalo F., Whitmore R. W., Domis W. F., von Gemmingen F., *Trans. AIME*, 221, 310 (1961).
96. Giffkins R. C., Properties of Reactive Materials and Effects of Radiations Damage, Butterworth, London, 1962, p. 335.
97. Garofalo F., Richmond O., Domis W. F., von Gemmingen F., Joint. Int. Conf. on Creep; Inst. of Mech. Eng., London, 1963, pp. 1—31.
98. Fazan B., Sherby O. D., Dorn J. E., *J. Metals*, 6, 919 (1954).
99. McLean D., Inst. of Metals. Monograph No. 23, 1957. London, p. 187.
100. Розенберг В. М., *Изв. АН СССР, ОТН, Металлургия и топливо*, 1, 105 (1960).
101. Большанина М. А., Елсукова Т. Ф., *ФММ*, 19 (5), 714 (1965).
102. Sully A. H., Hardy H. K., *J. Inst. Met.*, 82, 149 (1953/4).
103. Underwood E. E., *Trans. AIME*, 209, 1182 (1957).
104. Pelloux R. M. N., Chaudhuri A. R., Grant N. J., *Trans. AIME*, 215, 204 (1959).
105. Roberts C. S., *Trans. AIME*, 200, 690 (1954).
106. Roberts C. S., *Trans. AIME*, 200, 634 (1954).
107. Hauser F. E., Landon P. R., Dorn J. E., *Trans. ASM*, 48, 986 (1956).
108. Chin G. Y., Hosford W. F., Backofen W. A., *Trans. AIME*, 230, 437 (1964).
109. Гиндин И. А., Стародубов Я. Д., *ФТТ*, 1, 1794 (1959).

110. Cuff F. B., Grant N. J., *Trans. AIME*, 212, 355 (1958).
111. Hauser F. E., Starr C. D., Tietz L., Dorn J. E., *Trans. ASM*, 47, 102 (1955).
112. Perryman E. C. W., Blade J. C., *J. Inst. Met.*, 77, 263 (1950).
113. Gifkins R. C., Langdon T. G., *J. Inst. Met.*, 93, 347 (1964/5).
114. McLean D., *Rev. Met.*, 43, 139 (1956).
115. Andrade E. N., Da C., Kennedy A. J., *Proc. Phys. Soc., London*, B64, 363 (1951).
116. Brunner H., Grant N. J., *Trans. AIME*, 218, 1124 (1960).
117. Gittins A., диссертация, Ph. D., University of Melbourne, 1964.
118. Graeme-Barber C., диссертация, Ph. D., University of London, 1963.
119. Rachinger W. A., *Acta Met.*, 7, 374 (1959).
120. Li J. M., *J. Appl. Phys.*, 32, 525 (1961).
121. McLean D., *J. Inst. Met.*, 81, 287 (1952/3).
122. Davies P. W., Richards J. D., Wilshire B., *J. Inst. Met.*, 90, 431 (1961/2).
123. Ke T. S., *J. Appl. Phys.*, 20, 274 (1949).
124. Orowan E., *Dislocations in Metals*, Am. Inst. of Min. and Metall. Engin., N. Y., 1954, p. 195.
125. Ashby M. F., Raj R., Gifkins R. C., *Scripta Met.*, 4, 737 (1970).
126. Raj R., диссертация, Ph. D., Harvard University, 1970.
127. Nabarro F. R. N., Report on Conference on Strength of Solids, Phys. Soc. of London, 1948, p. 48.
128. Herring C., *J. Appl. Phys.*, 21, 437 (1950).
129. Волошина Л. А., Розенберг В. М., Финкельштейн И. Б., *ФММ*, 12 (2), 265 (1961).
130. Beck P. A., Sperry P. R., Hu H., *J. Appl. Phys.*, 21, 420 (1950).
131. Feltham P., *Proc. Phys. Soc.*, B 66, 865 (1953).
132. Weertman J., *J. Appl. Phys.*, 26, 1213 (1955).
133. Crussard C., Friedel J., NPL Symposium on Creep and Fracture of Metals at High Temperatures (1956), HMSO, 1956, p. 243.
134. Ishida Y., Henderson-Brown M., *Acta Met.*, 15, 857 (1967).
135. Ryan H. F., Sutter J. W., *Acta Met.*, 14, 847 (1966).
136. Dehlinger U., *Handbuch der Physik*, VII/2, Springer Verlag, Berlin, 1958.
137. Gifkins R. C., *Mat. Sci. and Eng.*, 2, 181 (1967).
138. Gletter H., Hornbogen E., Bairo G., *Acta Met.*, 16, 1053 (1968).
139. Bairo G., Gleiter H., Hornbogen E., *Mat. Sci. and Eng.*, 3, 92 (1968/9).
140. Loberg B., Norden H., Smith D. A., *Arkiv. f. Fysik* (в печати).
141. Fukushima E., Ookawa A., *J. Phys. Soc., Japan*, 8, 280 (1953).
142. Ashby M. F., Raj R., *Trans. AIME*, 2, 1113 (1972).
143. Скаков Ю. А., *Изв. вузов, Черная металлургия*, 5, 464 (1960).
144. Heuer A. H., Proc. 27th Annual Meeting, Electron Microscopy of America, St. Paul, 1969, Arcencaux E. J. (Ed.), Clairtor's Publ. Div., 1969, Baton Rouge, Louisiana, USA.
145. Das E. S. P., Marcinkowski M. J., *Acta Met.*, 20, 199 (1972).

ЗЕРНОГРАНИЧНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ

8.1. Определения и методы исследования

Внутреннее трение (затухание) — это рассеяние (диссипация) энергии в твердом теле в том случае, когда напряжение σ и деформация ϵ сдвинуты по фазе. Оно возникает вследствие того, что реальное твердое тело обнаруживает зависимость от времени неупругую деформацию, помимо деформации, чисто упругой и не зависящей от времени. Введем вначале некоторые понятия, которые будем использовать затем для характеристики процесса затухания. Это может быть полезно, поскольку в литературе до сих пор нет общепринятой системы определений. В простейшем случае, т. е. для стандартного линейного твердого тела, соотношение между напряжением и деформацией можно записать в виде [1]

$$\sigma + \tau_1 \frac{d\sigma}{dt} = M \left(\epsilon + \tau_2 \frac{d\epsilon}{dt} \right), \quad (1)$$

где коэффициенты τ_1 и τ_2 — так называемые времена релаксации, M — тензор упругих коэффициентов. Можно показать [2], что в этом случае для фиксированной частоты циклической деформации образца (например, в крутильном маятнике) угол φ сдвига фаз между σ и ϵ определяется выражением

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega \Delta \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (2)$$

где $\Delta \tau = \tau_2 - \tau_1$ и $\tau = \sqrt{\tau_1 \tau_2}$. Интегрируя $\sigma d\epsilon/dt$ по периоду колебаний, получаем относительную величину диссипации энергии $\Delta W/W$ за один период

$$\frac{\Delta W}{W} = 2\pi \sin \varphi. \quad (3)$$

По аналогии с затуханием в электрической цепи относительная диссипация энергии за период характеризуется величиной

$$Q^{-1} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W} = \sin \varphi. \quad (4)$$

Диссипация энергии приводит к постепенному снижению амплитуды свободных колебаний образца. Обычно в качестве меры скорости

снижения амплитуды используют логарифмический декремент затухания δ , который непосредственно связан с Q^{-1} :

$$\delta = \pi Q^{-1}. \quad (5)$$

В некоторых случаях процесс затухания удобнее характеризовать не диссипацией энергии, а так называемой степенью релаксации Δ . Степень релаксации Δ связана с логарифмическим декрементом затухания соотношением

$$\frac{\delta}{\pi} = \Delta \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}. \quad (6)$$

Из уравнений (1) и (3) непосредственно следует, что фазовый угол ϕ и диссипация энергии Q^{-1} зависят от частоты колебаний. Обе величины достигают максимума при $\omega = 1/\tau$. Значение логарифмического декремента δ_{\max} , получаемое при $\omega = 1/\tau$, называют высотой пика кривой затухания. Уравнение (6) дает

$$\delta_{\max} = \frac{\pi\Delta}{2}. \quad (7)$$

Если теперь принять, что τ подчиняется уравнению Аррениуса

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{Q_f}{RT}\right), \quad (8)$$

где Q_f — энергетический барьер, связанный с процессом затухания, данные измерений можно интерпретировать с помощью значений Q_f . Наибольшее затухание энергии (пик затухания) получается при

$$\omega\tau = 1, \quad (9)$$

т. е.

$$\omega\tau_0 \exp\left(\frac{Q_f}{RT_p}\right) = 1, \quad (10)$$

где T_p — температура (для фиксированной частоты ω), при которой наблюдается δ_{\max} . Таким образом, если T_p измерено для двух (фиксированных) частот ω_1 и ω_2 , зависимость $\ln \omega_i$ от $1/T_p$ должна быть прямой линией с наклоном Q_f/R . Практически наблюдаемые процессы редко удовлетворяют теории единственного, термически активируемого процесса. Обычно существует не одно, а несколько времен релаксации или даже их непрерывное распределение.

Обзор экспериментальных методов, используемых для измерения потерь энергии, содержится в работе Новика [3]. Поэтому, когда речь пойдет о деталях экспериментов, мы будем обращаться к этой работе. Поскольку времена релаксации процессов диссипации энергии по границам зерен во многих случаях имеют порядок секунд (при $T > 0,5 T_m$), для получения максимума зернограничного

затухания [уравнение (9)] частота приложенной циклической деформации должна быть порядка нескольких герц. Наиболее удобным методом получения циклических деформаций такой частоты является метод крутильного маятника, который может быть использован при частотах от 0,1 до 10 Гц и амплитудах деформации $\sim 10^{-3}$. Чувствительность этого метода недостаточно велика по сравнению с другими методами:

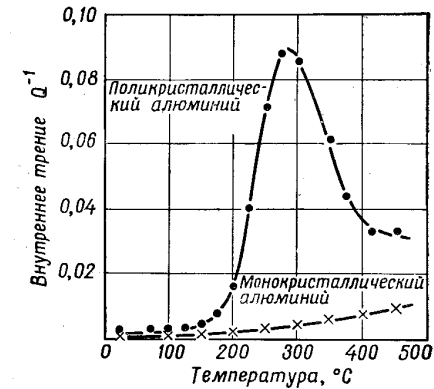
вследствие значительных потерь энергии в аппаратуре очень слабые затухания ($< 10^{-4}$) этим методом не могут быть зарегистрированы. Обычно частота в условиях эксперимента меняться не может, поэтому Q^{-1} или δ измеряют в функции температуры. Исследуемый материал берется в форме тонких прутков или проволок, которые играют роль подвески инерционного элемента. В одной из разновидностей метода используют поперечные колебания плоской пружины. Величина Q^{-1} определяется по затуханию колебательного движения маятника. Ке [4, 5] первым установил связь между внутренним трением и присутствием границ зерен. Используя крутильный маятник, он наблюдал в поликристалле Al пик затухания при температуре $\sim 300^\circ\text{C}$ (0,8 Гц), который отсутствовал на монокристаллах (фиг. 8.1). Поэтому он связал этот пик («зернограничный пик») с процессом релаксации по границам зерен. За последние годы опубликовано большое количество исследований затухания по границам зерен в чистых металлах и сплавах. Хотя и достигнуты некоторые успехи в понимании природы зернограничного затухания, детали основных механизмов все еще не установлены.

Обсудим вначале экспериментальные результаты о зернограничном затухании в металлах высокой чистоты, а затем в сплавах. В последнем разделе главы будет дан обзор теоретических моделей.

8.2. Экспериментальные результаты

8.2.1. Чистые металлы

Энергия активации. В табл. 8.1 представлены энергии активации зернограничного затухания для некоторых чистых металлов. Для сравнения в той же таблице приведены измеренные (или рас-



Фиг. 8.1. Внутреннее трение в кристаллах алюминия [4].

Таблица 8.1

Материал	Состав	Зерногранич-	Зерногранич-	Литературный источник
		ное затухание Q_f , ккал г·атом	ная диффузия Q_d , ккал г·атом	
Ag	Спектрально чистое	22	18—22	[6]
Ag	3·10 ⁻⁴ ат. % Ni	41,5		[7]
	3·10 ⁻⁴ ат. % Pb			
	13·10 ⁻⁴ ат. % O ₂			
Ag	Спектрально чистое	22		[8]
Al	0,01 Mg	27	21*	[9]
	0,0017 Fe			
	0,001 Cu			
	0,0015 Ni			
Al	50·10 ⁻⁴ ат. % Cu	34		[7]
	10·10 ⁻⁴ ат. % Ni			
	100·10 ⁻⁴ ат. % Fe			
	100·10 ⁻⁴ ат. % Si			
	76·10 ⁻⁴ ат. % O ₂			
Al		32		[5]
Al	Спектрально чистый	38		[10]
Al	—	38		[11]
Au	99,998	34,5	28*	[12]
Au	99,99	33,8		[13]
Au	5·10 ⁻⁴ ат. %	22,8		[14]
Cu	99,999	40	29*	[15]
Cu	Спектрально чистая	32,4		[16]
Cu	0,30 < 0,02 Fe, Ni, Sb, Zn, Pb	32		[17]
Cu	Марки ОНFC	40		[18]
Cu	—			
Cu	—			
Cu	99,999	37,5		[20]
Cu	Марки ОНFC	46,5		[20]
Cu	—	37		[21]
Cu	3·10 ⁻⁴ ат. % Ni	31,5		[7]
	2·10 ⁻⁴ ат. % Ag			
	10·10 ⁻⁴ ат. % Fe			
	100·10 ⁻⁴ ат. % P			
	15·10 ⁻⁴ ат. % O			
Cu	Спектрально чистая (10·10 ⁻⁴)	36	29*	[10]
Cu	Спектрально чистая (10·10 ⁻⁴)	30,9		[22]

* Оценочные значения, полученные с использованием коэффициентов объемной диффузии [38].

Продолжение табл. 8.1

Материал	Состав	Зерногранич-	Зерногранич-	Литературный источник
		ное затухание Q_f , ккал г·атом	ная диффузия Q_d , ккал г·атом	
α -Fe	—	46	33—53	[23]
α -Fe	—	45 (экстра-полированное)		[24]
α -Fe	Чистое			
Ir	99,96	105		[26]
Mo	Очищенный зонной плавкой	84		[27]
Mo	99,96	93		[26]
Ni	—	63	26—28	[28]
Ni	10·10 ⁻⁴ ат. % Al	73		[7]
	10·10 ⁻⁴ ат. % Cu			
	10·10 ⁻⁴ ат. % Fe			
	10·10 ⁻⁴ ат. % Si			
	64·10 ⁻⁴ ат. % O ₂			
Ni	Спектрально чистый	70		[29]
Ni	—	63,5		[14]
Rh	—	140		[30]
Sn	99,99	19	9,4—9,55	[31]
Ta	—	100		[30]
Ta	99,98	97		[26]
Ti	0,1 % Fe	46		[32]
	0,02 % N			
	0,04 % O			
	0,03 % W			
Ti	< 0,001 % примесей	58,2		[33]
W	—	125	92	[30]
W	0,001 Al ₂ O ₃	115		[34]
	0,004 Fe ₂ O ₃			
	0,043 SiO ₂			
	0,005 Mo			
W	Очищенный зонной плавкой	112		[27]
Zn	99,999	22,8	12,3—14,6	[35]
Zr	2,4 % Hf	58		[36]
	0,01 O ₂			
	0,01 N ₂			
	0,02 H ₂			
	0,001 C			
	—			

Продолжение табл. 8.1

Материал	Состав	Зернограничное затухание	Зернограничная диффузия	Литературный источник
		Q_f , ккал/г·атом	Q_d , ккал/г·атом	
	0,11 % O ₂ 0,04 % C 0,01 % Mg 0,002 % N ₂ 0,04 % Fe 0,01 % Ca	52		[37]

считанные) значения энергии активации самодиффузии по границам зерен. Данные по диффузии взяты из главы, посвященной диффузии по границам зерен. С целью получения информации об основном процессе зернограничного затухания использовались различные соотношения между энергией активации зернограничного затухания Q_f и другими материальными константами. Лик и его сотрудники подчеркивают связь между Q_d и Q_f . Действительно, данные табл. 8.1 показывают, что с ростом чистоты, по крайней мере в некоторых материалах, энергия активации зернограничного затухания Q_f приближается к энергии активации диффузии Q_d . Эта тенденция отчетливо проявляется, например, для W, Ag и Cu. В табл. 8.2, заимствованной из работы [27], даны энергии акти-

Таблица 8.2

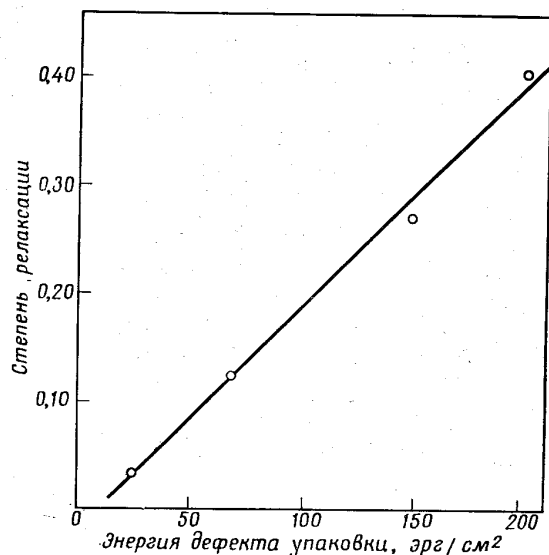
Образец	Содержание примеси, вес. %					Общее количество примесей	Q_f , ккал/г·атом
	Fe ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	Mo	SiO ₂	Ni		
W							
Образец А	0,0025	0,0004	0,011	0,0265	Следы	0,0404	152
Образец В	0,0023	0,0063	0,016	0,015	—	0,0398	145
Очищенный зонной плавкой	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	0,0001	—	—	0,0002	112
Mo							
Образец А	0,0280	0,0015	0,001	0,001	0,002	0,0470	120
Образец В	0,0093	—	—	0,006	0,0002	0,0160	111
Очищенный зонной плавкой	Общее количество примесей < 0,0003					< 0,0003	84

вазии зернограничного затухания в W при трех различных уровнях чистоты материала. С уменьшением содержания примесей величина Q_f снижается и в материале, очищенном зонной плавкой, лишь на 18% отличается от Q_d .

Аналогичную тенденцию можно обнаружить из табл. 8.1 для Cu. Медь, спектрально чистая и содержащая $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ примеси и менее, обнаруживает одинаковые значения Q_d и Q_f . Однако небольшое увеличение содержания примесей (как, например, в меди марки ОНФС) приводит к значительному увеличению Q_f . Влияние примеси очевидно также для Mo (табл. 8.2). Изменение содержания примесей от 0,047 до 0,0003 приводит к снижению Q_f более чем на 40%. Различные виды примесей могут влиять на Q_f по-разному. Это следует из значений Q_f , наблюдаемых для Ag: в спектрально чистом Ag величина Q_f равна Q_d , в то время как в Ag, содержащем менее $2 \cdot 10^{-5}$ примесей (по-видимому, наиболее сильно отличающемся от спектрально чистого Ag), она равна почти $2Q_d$ (табл. 8.1). Наблюдалось и обратное влияние примеси. Медь, содержащая 0,3% O₂, обнаруживает энергию активации зернограничного затухания, приблизительно равную Q_d , в то время как медь марки ОНФС — величину Q_f , которая на 50% выше Q_d . Эти результаты дают основание считать, что специфические примеси важны даже тогда, когда они присутствуют в очень малых концентрациях. Это обстоятельство является, по-видимому, основной причиной существенного расхождения между величинами Q_f и Q_d в Ni и Al. Тем не менее предположение о близости Q_f к Q_d все еще остается недоказанным. Вполне возможно, что не все металлы обнаружат $Q_f \sim Q_d$, даже если они будут абсолютно чистыми. В своих ранних работах Ке предполагает наличие корреляции между Q_f и энергией активации самодиффузии в совершенной решетке. Из табл. 8.1 очевидно, однако, что эта корреляция отсутствует. Более того, очевидно, что чем чище материал и чем выше точность измерений, тем величина Q_f ближе к Q_d (энергии активации диффузии по границам зерен), а не к энергии активации диффузии в решетке.

Еще на одну корреляцию между значениями Q_f и свойствами материала указали недавно Кордеа и Спритнак [7] (фиг. 8.2). Они обнаружили, что в Cu, Ni, Al и Au существует линейная связь между степенью релаксации Δ и энергией дефектов упаковки γ . Для Ni эта связь представляется до некоторой степени сомнительной, поскольку авторы [7] использовали для него энергию дефектов упаковки ~ 150 эрг/см², тогда как новейшие измерения дают для γ в Ni значение ~ 400 эрг/см² [39, 40]. Де Мортон и Лик [41] подвергли сомнению предположение о связи между Δ и γ на следующем основании. Поскольку γ в Au ниже (52 ± 15 эрг/см²) [40], чем в Cu (85 ± 30 эрг/см²) [40], пересечение и поперечное скольжение дислокаций, способствующих зернограничному проскальзыванию

между любыми имеющимися выступами, в Al будет происходить труднее, чем в Cu. Однако экспериментально наблюдается обратное. Робертс и Барранд [42] подтвердили связь Δ с γ , обнаруженную Кордеа и Спритнаком, и, кроме того, нашли соответствующую связь между Q_f и γ . В последнее время наличие такой корреляции было подтверждено [43] для большого числа металлов с раз-

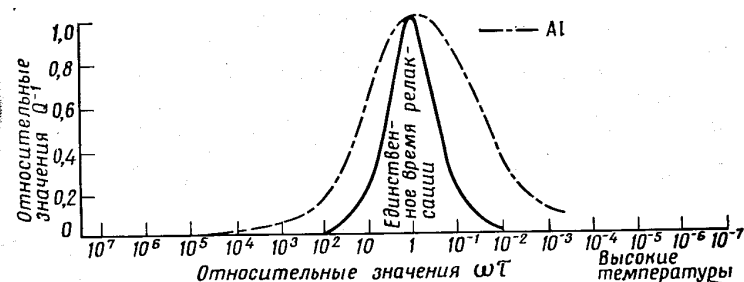


Фиг. 8.2. Соотношение между степенью релаксации и энергией дефектов упаковки согласно данным Кордеа и Спритнака [7].

личными структурами (г.ц.к., о.ц.к., о.ц.т., г.п.у.), но в несколько другом приближении. Из абсолютной высоты пика затухания вычиталась интенсивность фона и полученные таким образом данные сопоставлялись не с γ , а с величиной Gb/γ (G — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса дислокации), поскольку прямое сопоставление с γ не годится для Al и Ni.

Спектр релаксации. Большинство кривых зернограничного затухания, полученных экспериментально, не согласуется с предположением о наличии единственного времени релаксации (энергии активации): кривые в общем случае слишком широки. Типичный пример такой кривой показан на фиг. 8.3. Наблюдаемые кривые Q^{-1} по крайней мере в три раза (в логарифмическом масштабе) шире кривых, ожидаемых для процессов с одним временем релаксации.

Экспериментальные данные дают поэтому основание предположить, что вместо единственного времени релаксации, рассматриваемого в простейшей теории, в действительном процессе имеется довольно широкий интервал (спектр) времен релаксации. Для описания спектра неупругой релаксации по границам зерен иногда можно использовать логарифмическое нормальное распределение времен τ . Такое распределение было первоначально предложено для объяснения упругого последствия в твердых телах [44, 45]. Было по-



Фиг. 8.3. Изменение Q^{-1} от $\omega\tau$ для поликристаллического алюминия [4, 5] и процесс затухания, который связан с единственным временем релаксации.

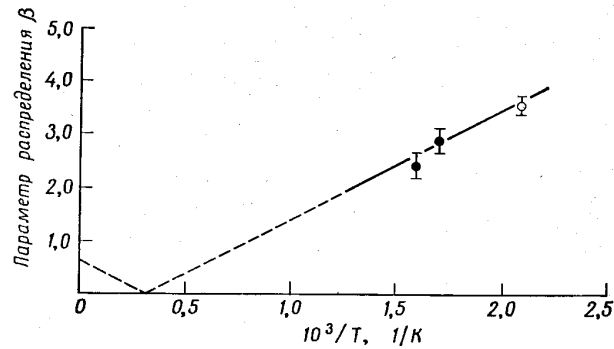
казано, однако, что это распределение применимо также и для зернограничной релаксации. Новик и Берри [46] ввели логарифмическое нормальное распределение для τ в теоретические уравнения для внутреннего трения. Использовалась функция $\psi(z) = (1/\beta) \pi \times \exp(-z/\beta^2)$, где $z = \ln(\tau/\tau_m)$ и τ_m — среднее значение τ . Параметр β является мерой распределения τ и представляет собой полуширину распределения, когда $\psi(z)$ равно $1/e$ максимального значения $\psi(z)$. Новик и Берри разработали методы расчета параметров τ_m из экспериментальных данных о внутреннем трении. Распределение времен релаксации τ можно объяснить также наличием спектра энергий активации Q_f . Можно показать [47], что функции распределения для Q_f и β связаны. Если β удовлетворяет логарифмически нормальному распределению, то распределение для Q_f будет также логарифмически нормальным. Более того, из этого следует, что β может быть записана как сумма части β_0 , не зависящей от температуры, и части β_H , зависящей от нее:

$$\beta = |\beta_0 \pm \beta_H/RT|.$$

На фиг. 8.4 показано изменение параметра распределения β от обратной температуры, полученное для Al высокой чистоты (99,999%). Значения β , полученные для Al высокой чистоты (99,999%), Ni (99,999%), Cu (99,999%) и Ag (99,999%), представлены в табл. 8.3.

Таблица 8.3 [7]

Материал	β_0	β_H , ккал/г·атом
Al	0,25	3,80
Ag	0,79	5,67
Cu	1,23	4,58
Ni	1,60	6,60

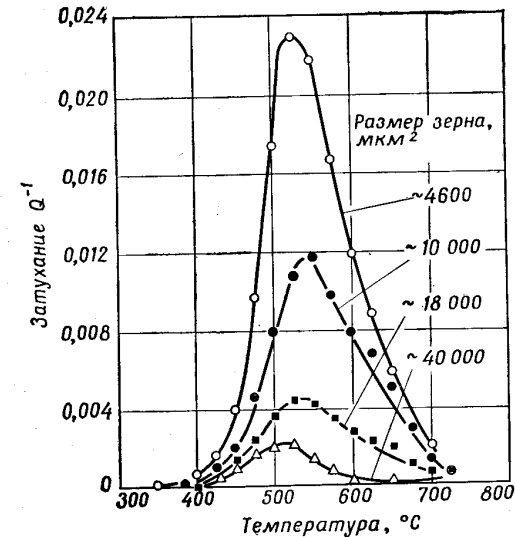


Фиг. 8.4. Изменение параметра распределения β в функции обратной температуры для поликристаллического алюминия высокой чистоты, отожженного в течение 2 ч при 325°C [4].

● внутреннее трение; ○ испытание на ползучесть.

Влияние размера зерна на степень релаксации Δ , логарифмический декремент δ и время релаксации τ_0 изучалось для различных металлов. Фиг. 8.5 иллюстрирует влияние размера зерна на степень релаксации в Zr [48]. Систематические исследования поведения Δ в функции размера зерна d были проведены для Cu высокой чистоты (99,999%) [10, 21], Cu технической чистоты (0,3% O_2) [17], Fe [49, 50], Al [51], Au [41], Ni (99,95%) [29, 52] и Zr [37]. Было показано, что в Ni величина Δ меняется как $\sim 1/d$ для размеров зерен в интервале 0,06–0,75 мм. При размере зерна выше 0,75 мм пик отсутствовал. Аналогичные зависимости наблюдались в Cu и Fe. Другие авторы [10, 20] нашли, что Δ не зависит от d . Для Al, например, Δ была постоянной вплоть до размера зерна $\sim 0,38$ мм, а в Cu она начинала падать, когда диаметр зерна превышал 0,115 мм [10]. Петерс и др. [20] провели исследование, которое может быть решающим для понимания влияния

размера зерна. В Cu высокой чистоты (99,99%) был рассчитан спектр времен релаксации при различных диаметрах зерен. В соответствии с результатами, описанными выше, было найдено, что ширина и высота кривых затухания (характеризуемых параметром β) чувствительны к размеру зерна. Было, однако, показано, что

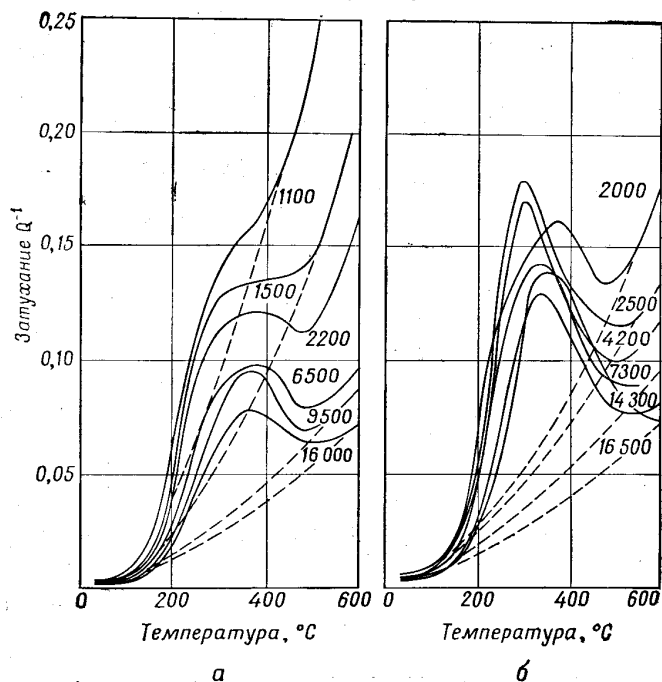


Фиг. 8.5. Влияние размера зерна на Q^{-1} -циркония [48]

β не чувствительна к условиям отжига, которые дают равные размеры зерен.

Кёстер и др. [13] опубликовали результаты, которые до сих пор не получили объяснения. Они обнаружили, что зависимость зернограничного затухания от размера зерна не однозначна. Границы, по-видимому, «помнят» историю материала. Было показано, что ширина и высота пика зависят от размера зерна, который имел материал перед последней деформацией и рекристаллизацией. На фиг. 8.6 [13] этот эффект показан для образцов Au. Числа, поставленные рядом с кривыми, указывают на действительный размер зерна (в мкм^2). На фиг. 8.6, а даны кривые затухания для Au (99,99%) с размером зерна $\sim 10^3$ мкм^2 перед деформацией и полной рекристаллизацией. Кривые затухания для того же материала с исходным размером зерна 8600 мкм^2 показаны на фиг. 8.6, б. Результаты отчетливо указывают на более высокое затухание в материале с неизменным действительным, но более высоким ис-

ходным размером зерна. Исследования, проведенные на Au высокой чистоты (99,9998%) и менее чистом материале (99,98%), привели к заключению, что размер и форма зерна не являются единственными факторами, которые оказывают влияние на высо-

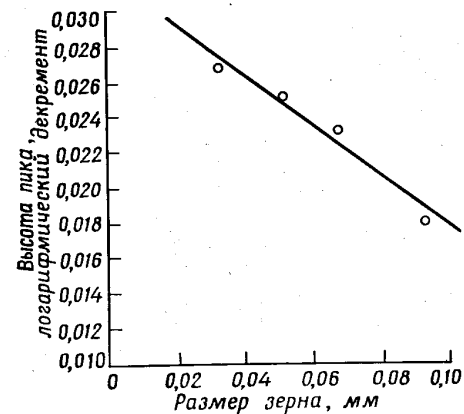


Фиг. 8.6. Температурная зависимость внутреннего трения в поликристаллическом золоте: *a* — кривые, наблюдаемые в том случае, когда материал имеет небольшой размер зерна перед рекристаллизацией; *б* — кривые для образцов, которые имели большие зерна перед рекристаллизацией. Указан действительный размер зерна (в $\mu\text{м}^2$) для образцов, исследованных в работе [13]. Пунктирные линии означают фон внутреннего трения.

ту и ширину пика [12]. Другим важным фактором может быть стабильность границ зерна, которая определяется ориентационным соотношением зерен в поликристалле (текстурой), формой границ, распределением примесей и частиц второй фазы (включений).

Исследование декремента δ в функции размера зерна d было выполнено на Fe [49], Al [5, 11, 20] и Cu [17]. Результаты указывают на то, что δ удовлетворяет соотношению $\delta \sim d^n$, где n прини-

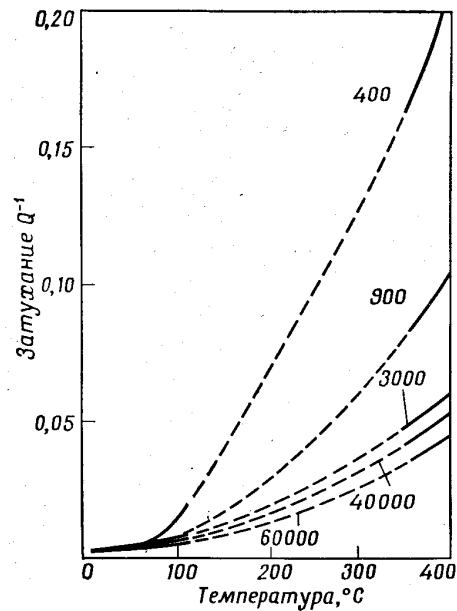
мает значения от 1 до 2. Более поздние измерения на высокочистых материалах дали для n значения, близкие к 2. Лик [49] показал, что релаксация в образцах Fe с различным размером зерен может быть записана приблизительно в форме $\text{const} \cdot d^2 \exp(Q_f/RT)$, где Q_f — энергия активации зернограничного затухания (фиг. 8.7). Таким же образом можно интерпретировать результаты для Cu [17]: δ приблизительно пропорционален d^2 . По данным Старра



Фиг. 8.7. Зернограничное затухание в железе. Изменение высоты пика с размером зерна [49].

и др. [11], в Al δ пропорционален $d^{1.86}$. Возможно, однако, что в Al важную роль играет структура субграниц, оказывающая определенное влияние на показатель степени n . В ранней работе Ке [5] и затем позднее в работе [53] было получено соотношение $\delta \sim d$. Величину предэкспоненциального фактора τ_0 в функции размера зерна для чистого Fe определил Лик [49]. Его результаты представлены в табл. 8.4. Из них видна тенденция к снижению τ_0 при уменьшении размера зерна; о важности этой тенденции судить трудно без соответствующих данных для других металлов.

Фон внутреннего трения. Кестер и др. [17] впервые наблюдали в Cu (0,3% O₂) изменение фона затухания, выделив его из зернограничного пика (фиг. 8.8). Фон внутреннего трения, по-видимому, связан определенным образом с зернограничным затуханием, поскольку он растет с уменьшением размера зерна. Существенный вклад в фон релаксации дают, по-видимому, внутренние процессы в зернах, поскольку фон наблюдается не только в поли-, но и в монокристаллах. С другой стороны, поскольку уровень фона в поликристалле выше, чем в монокристалле, и коррелирует с раз-



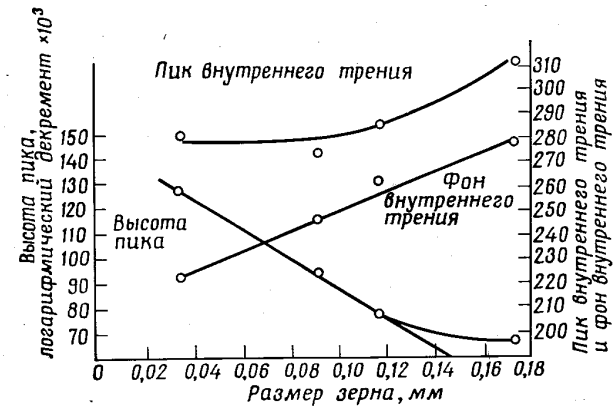
Фиг. 8.8. Фон внутреннего трения в образцах меди при различных размерах зерна (в $\mu\text{м}^2$) [17].

мером зерна, ясно, что фон затухания не обусловлен только процессами, происходящими в решетке. Фон внутреннего трения обнаруживает несколько другие свойства, чем зернограничный пик. Фон зависит от размера зерна, но, пока размер зерна остается постоянным, история материала не оказывает на него существенного влияния. Это показано на фиг. 8.6,а и 8.6,б [54]. Хотя форма зернограничного пика существенно различна для двух исходных размеров зерен, интенсивность фона внутреннего трения остается приблизительно одинаковой при одинаковых действительных размерах зерен. (Материал перед проведением измерений рекристаллизовался. В качестве исходного принимался размер зерна в начале рекристаллизации.) Более того, фон внутреннего трения, по-видимому, не линейно зависит от диаметра зерна (фиг. 8.9) [23].

Таблица 8.4

Размер зерна d^{-1} , мм^{-1}	10,6	14,7	19,2	29,7
τ_0 , 10^{14} с	4,23	1,74	0,93	0,31

Первое объяснение фона затухания принадлежит Зинеру [1]. Он предположил, что источником фона затухания в поликристаллах является пластическая деформация на стыках зерен, вызванная концентрацией напряжения в этих точках. Другую модель для этого эффекта предложили Фридель и др. [55, 56] на основе измерений, выполненных на поликристаллах Al. Предполагается, что обусловленное приложенным напряжением движение дислокаций (скольжение и переползание) приводит к потерям энергии и

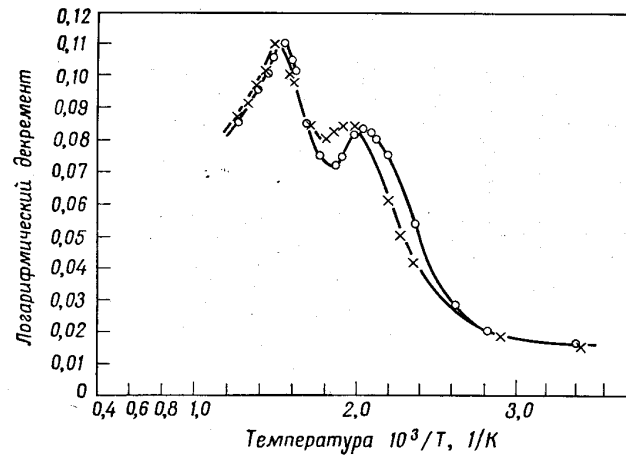


Фиг. 8.9. Изменение высоты пика, фона внутреннего трения и пика внутреннего трения в сплавах железо — углерод (0,089% C) [23].

затуханию, поскольку такое движение требует испускания и поглощения вакансий на дислокационных ступеньках. Согласно этой модели, энергия активации процесса должна быть равна энергии образования и миграции вакансий. В настоящее время пока нет достаточно детальных измерений фона затухания, которые позволили бы количественно сопоставить теорию с экспериментом.

Высокотемпературный пик релаксации. Высокотемпературный пик зернограничного затухания (ВТП) впервые был обнаружен в Au высокой чистоты (99,9998%) [12] (фиг. 8.10). ВТП наблюдался после отжига при температурах между 650 и 1040°C. «Обычный» пик появлялся при 238°C (1 Гц), а высокотемпературный — при 404°C, причем соответствующие энергии активации равнялись 34,5 и 58 ккал/г·атом. После отжига вне указанного выше интервала температур наблюдался лишь один пик. Технически чистое Au независимо от термообработки обнаруживало лишь один пик внутреннего трения. Аналогичные исследования были выполнены для высокочистой Cu [10, 20, 22], Al [10], Au [22], Ni [57]. Высоко-

температурный пик наблюдался также в сплавах Au—Cu [41]. Общим результатом всех перечисленных работ было то, что ВТП наблюдается только после отжига образцов в определенном интервале температур. Например, Си (99,999%) [20] обнаруживает ВТП после длительного отжига при 823°C и не обнаруживает его после отжига при 600°C. Связь между появлением ВТП и структурой образца отмечалась рядом авторов [10, 12, 20, 22, 41]. ВТП, по-

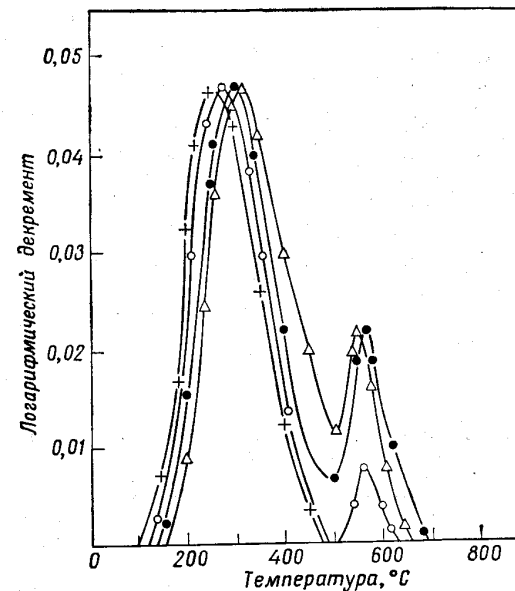


Фиг. 8.10. Высокотемпературный пик в золоте. Образец отжигался в течение 5 ч при 802°C [12].
○ 0,4 Гц, × 1,6 Гц.

димо, наблюдается тогда, когда некоторые границы распространяются на все сечение образца. Это может происходить за счет роста зерен или вторичной рекристаллизации. Высота пика растет с увеличением числа зерен, равных диаметру образца. Наибольший пик наблюдался [10] в образцах с «бамбуковой» структурой. Размер пика ВТП дает основание считать, что механизм, ответственный за него, имеет высокую степень релаксации. Пики ВТП, наблюдаемые во всех материалах, шире, чем можно предполагать для единственного релаксационного процесса с энергией активации, рассчитанной по смещению пика с изменением частоты. Влияние диаметра зерна на кривую затухания можно видеть на фиг. 8.11 и 8.12 [10]. Увеличение диаметра зерна сдвигает кривую ВТП к более высоким температурам.

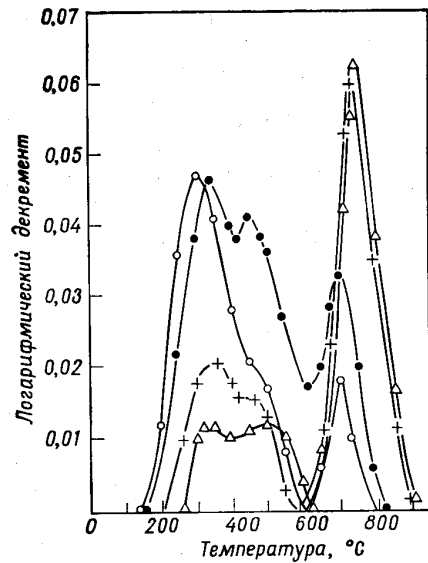
Влияние дальнего порядка на ВТП изучалось в системе Au—Cu. Эти результаты мы обсудим в разделе, посвященном затуханию в твердых растворах замещения.

Пик при промежуточных температурах. В спектрально чистой Си (размер зерна выше 0,05 мм) наблюдались три отдельных пика затухания — при 280, 550 и 700°C для частоты ~ 2,5 Гц [10] (фиг. 8.12). Пики при 280 и 700°C были истолкованы как обычный зернограничный и ВТП пики соответственно. Пик при темпера-



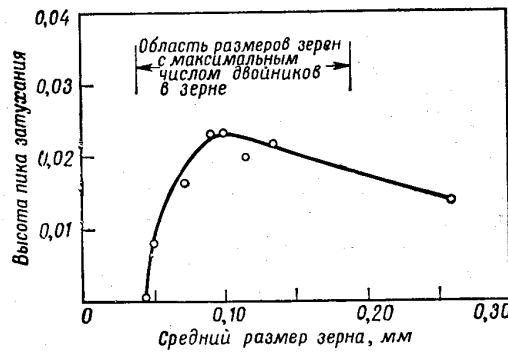
Фиг. 8.11. Высокотемпературный пик в спектрально чистой меди в функции размера зерна [10].
+ 0,045 мм. ● 0,091 мм.
○ 0,050 мм. △ 0,100 мм.

туре 550°C, названный промежуточным пиком (ПТП), по-видимому, не наблюдался в других материалах. ПТП появлялся в образцах со средним диаметром зерна между 0,05 и 0,51 мм [10]. Величина пика увеличивалась с ростом размера зерна и достигала максимального значения ($\delta \approx 0,023$) для образцов со средним диаметром между 0,091 и 0,14 мм. Дальнейшее увеличение размера зерна приводило к снижению пика (фиг. 8.13). Увеличение зерна до размеров, превышающих 0,14 мм, приводило к тому, что ПТП долго не проявлялся как отдельный пик вследствие перемещения обычного зернограничного пика к более высоким температурам (при увеличении размера зерна) и развития высокотемпературного



Фиг. 8.12. Высокотемпературный и промежуточный пики в спектрально чистой меди [10].

○ 0,115 мм. + 0,250 мм.
● 0,140 мм. △ 0,510 мм.



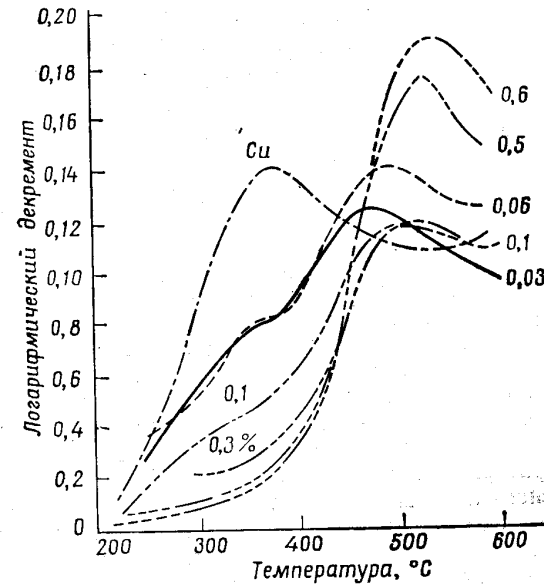
Фиг. 8.13. Изменение пика при промежуточных температурах с изменением размера зерна в меди [10].

пика, увеличивающего фон затухания вблизи ПТП. Энергия активации пика, рассчитанная по смещению температуры пика при изменении частоты, составляла 70 ± 20 ккал/г·атом. Предэкспоненциальный фактор τ_0 соответствующего процесса релаксации оказался порядка $10^{12} - 10^{21}$.

8.2.2. Твердые растворы

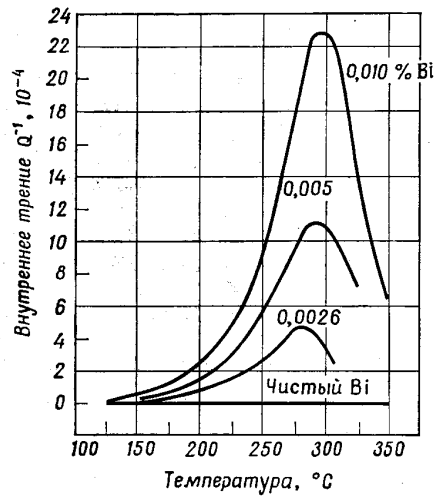
Опубликовано несколько исследований зернограничного внутреннего трения, которые можно объяснить взаимодействием растворенных атомов с границами зерен. Поскольку для атомов в растворах внедрения и замещения наблюдались существенно различные эффекты, мы будем обсуждать два типа твердых растворов отдельно.

Твердые растворы замещения. Добавление примесей замещения к материалам высокой чистоты может привести к двум основным эффектам. Примесь замещения дает новый пик затухания (этот новый пик называется примесным пиком), а также влияет на форму и положение исходного зернограничного пика чистого материала (пика растворителя) [6, 9, 18, 21, 34, 58—69]. Оба пика относятся к



Фиг. 8.14. Влияние содержания алюминия (в ат. %) на спектр релаксации меди (99,999% Cu, частота 1,4 Гц) [66].

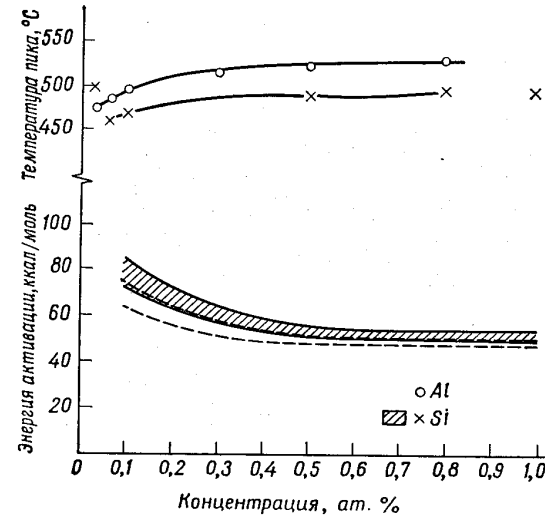
процессам затухания по границам зерен. Примеры кривых затухания в твердом растворе (сплавы Cu — Bi) показаны на фиг. 8.14 [66]. В чистом материале существует только один пик, в то время как в сплаве Cu + 0,03% Al наблюдаются два пика. Пик при низких температурах совпадает с пиком в чистой Cu (пик растворителя).



Фиг. 8.15. Пики внутреннего трения в функции температуры в сплавах Cu—Bi [64]. Частота колебаний 1000 Гц

Пик при 480°C является «примесным пиком» Al в Cu. Поскольку эффекты, обусловленные примесными атомами, иногда довольно сложны и не достаточно хорошо установлены, детальное обсуждение всех результатов исследования на сплавах было бы слишком долгим. Вместо этого мы попытаемся выделить общие особенности результатов, полученных для сплавов различных систем, и дать несколько иллюстративных примеров. Положение и высота примесного пика для различных сплавов различны. В настоящее время, по-видимому, трудно обнаружить простую связь между формой, положением пика и свойствами системы сплавов (такими, например, как атомные объемы, различие в электронной конфигурации атомов примеси и растворителя и т. д.). Примесный пик может находиться по температуре выше или ниже пика растворителя. Примером первого случая является Cu высокой чистоты с небольшими добавками Ge [18]. Примесный пик для этого сплава был на 150°C выше (1 Гц), чем пик в чистой Cu. Пик растворителя полностью исчезает в сплавах, содержащих 4,9% Ge. Разбавленные сплавы Cu — Bi являются примером второго случая [64]. Температура пика, обусловленного добавлением Bi, лежит ниже температуры пика растворителя — Cu. Во всех случаях, высота примесного пика вначале растет с ростом концентрации примеси. При высоких концентрациях растворенного элемента в некоторых системах наблюдались эффекты насыщения или даже снижения высоты пика. Пример зернограничного затухания в Cu — Bi-сплавах показан на фиг. 8.15 [64]. Высота пика растет приблизительно пропорционально содержанию растворенного элемента

[64]. Аналогичные изменения наблюдались для температуры пика и энергии активации, связанной с примесным пиком. При малых концентрациях примеси обе величины меняются приблизительно линейно с концентрацией и могут достигать насыщения при высоких концентрациях (фиг. 8.16) [66]. Кроме примесного пика, в некоторых сплавах обнаружены дополнительные аномальные эффекты. Мальцева и др. [68] наблюдали в сплавах Cu — Sn ряд пиков и



Фиг. 8.16. Влияние содержания алюминия и кремния на примесный пик в меди (99,999%) [66].

точек перегибов при добавлении больших количеств Sn. Например, сплав с 5% Sn имел пик при 520°C (примесный пик) и две точки перегиба — при 330 и 720°C. Аналогичные результаты были получены для бронз других составов. Мы приведем наблюдаемые точки перегиба в скобках: 5% Sn (330 и 690°C), 15% Sn (310, 460 и 730°C) и 20% Sn (460°C) и два пика при 320 и 670°C. Самую низкую точку перегиба (или пик) можно интерпретировать как пик растворителя. Однако объяснение точки перегиба при высоких температурах до сих пор отсутствует. Вполне возможно, что за этот эффект частично ответственна структура субграниц.

Изменение положения и высоты пика растворителя, наблюдавшееся в различных сплавах, можно изложить следующим образом. Высота и температура пика растворителя снижаются с ростом концентрации примеси. В большинстве сплавов пик растворителя

полностью исчезает при достаточно высоких концентрациях растворенного элемента. Концентрация растворенного элемента, которая приводит к последнему эффекту, сильно зависит от конкретной системы. Например, в системе Cu — Ge критическая концентрация составляет ~ 5 ат. % [70], в Cu — Si и Cu — Al сплавах ~ 0,1 ат. % [66]. Сплавы системы Cu — Zn представляют, по видимому, исключение из этого правила [67], поскольку для них было найдено, что пик растворителя растет с увеличением концентрации растворенного элемента. Этот результат был, однако, недавно подвергнут сомнению [68], поскольку наблюдалось, что пик растворителя в Cu — Zn снижается и почти полностью исчезает при более высоких концентрациях Zn. В большинстве сплавов энергия активации и температура пика растворителя растут с увеличением концентрации растворенного элемента. Это показано в табл. 8.5.

Таблица 8.5

Температура пика растворителя T_p и энергия активации Q_f для сплавов Cu—Al, Cu—Si, Ti—V и Ti—Zr [58, 66]

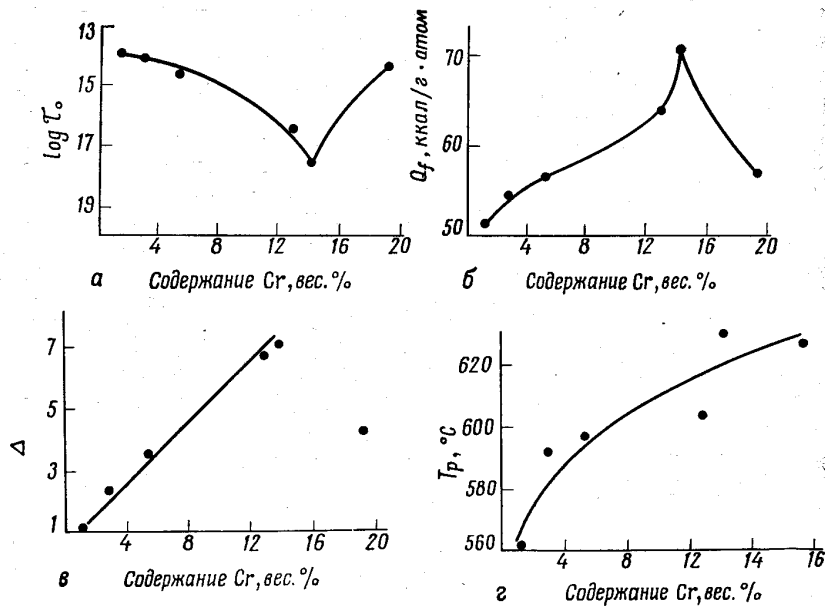
Состав образца, ат. %	Диаметр зерна	Q_f , ккал/г·атом ($\pm 10\%$)	T_p , °C ($\pm 5^\circ\text{C}$)
0,03 Al	0,15	57	360
0,06 Al	0,15	73	360
0,10 Al	0,10	81	340
0,03 Si	0,12	53	385
0,06 Si	0,15	64	375
0,10 Si	0,17	81	325
0,02 V	0,09	55	700
0,04 V	0,053	60	650
0,06 V	0,056	70	675
0,08 V	0,06	79	700
0,12 V	0,056	80	675
0,02 Zr	0,05	60	700
0,04 Zr	0,07	70	650
0,08 Zr	0,05	95	700
0,10 Zr	0,07	100	700
0,12 Zr	0,05	130	700

Был проведен ряд измерений с целью сопоставления наблюдаемого увеличения энергии активации примесного пика с характеристиками атомов растворителя и примеси. Винтер и Вейниг [58] определили изменение энергии активации примесного пика в некоторых

бинарных сплавах на основе Ti (Ti — Nb, Ti — Al, Ti — Au, Ti — V и Ti — Zr). На основе своих результатов они пришли к заключению, что энергия активации зернограничного пика растворителя растет с увеличением концентрации примеси и определяется в основном несоответствием размеров примесных атомов и атомов растворителя. Этот результат согласуется с выводами предыдущих исследований, приведенных на бинарных твердых растворах Cu [60, 64, 66]. Однако предполагаемое соотношение между энергией активации пика растворителя и атомным несоответствием растворенного элемента и растворителя для сплавов на основе Al не подтвердилось. Старр [61] не наблюдал изменения энергии активации пика растворителя в бинарных сплавах Al — Zn, Al — Ag и Al — Cu, несмотря на достаточно большое различие в объемах между атомами Al и примеси. Линейное увеличение энергии активации пика растворителя было обнаружено для сплавов Al — Mg. Эти результаты дают основание считать, что в некоторых случаях атомное несоответствие может являться доминирующим фактором, определяющим изменение энергии активации. Однако в ряде сплавов другие факторы, например электронный, являются более важными, чем несоответствие атомных размеров.

Для исследования совместного влияния двух различных примесных атомов на зернограничное затухание Винтер и Вейниг [58] изучали пик внутреннего трения (примесный пик) в некоторых тройных сплавах (Ti + 0,04 ат. % Zr + 0,04 ат. % Al, Ti + 0,04 ат. % Al + 0,04 ат. % V, Ti + 0,08 ат. % V + 0,08 ат. % Zr). Составы этих сплавов были выбраны таким образом, чтобы каждый из них содержал примесные атомы как с меньшим, так и с большим атомным объемом, чем Ti. Такой специальный выбор состава был обусловлен упомянутой выше корреляцией между энергией активации зернограничного пика и размером растворенных атомов. Было найдено, что ниже предела насыщения комбинация атомов примеси оказывала совместное (аддитивное) влияние на зернограничное затухание. Это было очевидно из наблюдаемого изменения энергии активации, температуры и величины пика. Обратимость примесного пика исследовалась на сплаве Ti — V, подвергнутом отжигу при различных температурах (800, 700, 650°C и вновь при 800°C). Было найдено, что все эффекты обратимы. Это является убедительным подтверждением концепции равновесной сегрегации примесных атомов на границах зерен.

Для получения прямого подтверждения связи между зернограничным затуханием и сегрегацией атомов примеси на границе зерна Панин и др. [65] выполнили совместно измерения внутреннего трения, микротвердости, параметров решетки сплавов Al — Cu и провели опыты по травлению. Наблюдения Панина и др. указывают на то, что примесный пик в сплавах Al — Cu связан с сегрегацией атомов Cu на границах зерен. В образцах, где отсутствовала сег-



Фиг. 8.17. Влияние состава на τ_0 , Q_f , Δ и T_p (температура пика) в сплавах Fe—Cr [74].

регация, примесный пик не наблюдался. Аналогичные эксперименты были выполнены Александровым [34] и Гринем [71, 72]. Совместно измерялись пик внутреннего трения и электросопротивление W-проволок. Наблюдения указали на то, что примесный пик в W увеличивается по мере диффузии атомов из зерен к границам. Аналогичные выводы были сделаны Вейнигом и Мэчлином [66], а также Вертом и Розенталем [87]. Можно поэтому утверждать, что высота зернограничного примесного пика растет, если происходит сегрегация атомов примеси на границах зерен. В первом из двух описанных выше экспериментов, однако, не очень ясно показано, соответствует ли зернограничная сегрегация равновесному состоянию.

Зернограничное затухание в ферромагнитных твердых растворах подробно изучалось на системе Fe—Cr [73—75]. По мере увеличения содержания Cr зернограничный пик Fe быстро уменьшался по величине и в конце концов исчезал, в то время как примесный пик Cr увеличивался. Результаты этих измерений представлены на фиг. 8.17 [74], где τ_0 , Q_f , Δ и T_p определены в первом

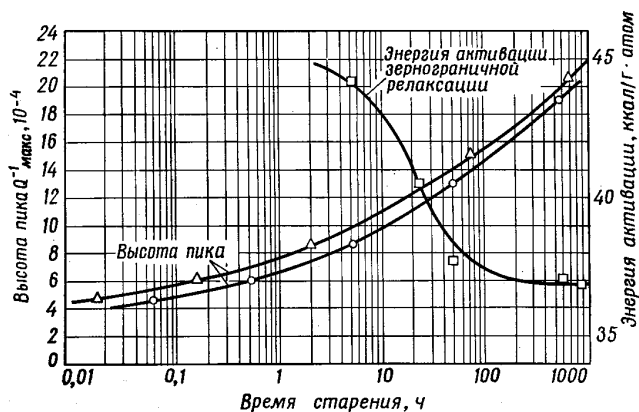
разделе главы. Все значения относятся к примесному пику (Cr), частота 1 Гц. Наиболее существенными эффектами для этих сплавов являются резкий максимум для Q_f и минимум на кривой τ_0 . Пик на кривой Q_f точно соответствует точке возврата на τ_0 . Высокие (низкие) значения Q_f (низкие значения τ_0) можно, по-видимому, отнести к влиянию ферромагнитного упорядочения спинов на процесс релаксации. Интервалы температур перехода между ферромагнитным и парамагнитным состояниями достаточно хорошо согласуются с этим объяснением. Для разбавленных растворов температура Кюри выше, а для концентрированных (более 14% Cr) ниже температуры пика зернограничного затухания. При концентрации $\sim 14\%$ Cr температура Кюри и T_p совпадают. При этой температуре наблюдаются максимальная энергия активации и минимальное значение τ_0 . Этот результат достаточно хорошо согласуется с результатами экспериментов по диффузии (диффузия в объеме материала) при температуре Кюри [76—79]. Стэнли и Вер [79] исследовали, в частности, диффузию V в сплаве Fe—18% V совместно методом меченых атомов и методом неупругости (релаксация Зинера). При температуре Кюри низкие значения τ_0 релаксации Зинера ($\tau_0 \approx 4 \cdot 10^{-22}$ с)¹ сопровождалась высокой энергией активации процесса релаксации. Исследование методом меченых атомов дало аналогичные результаты. При температуре Кюри предэкспоненциальный фактор² D_0 был ниже, а энергия активации диффузии выше таковых для диффузии при высоких температурах. Этот эффект был приписан влиянию ферромагнитного спиновсго упорядочения. Согласие между результатами, полученными при исследовании зернограничного затухания и диффузии в решетке, дает основание предположить, что процесс зернограничного затухания связан с диффузионными процессами.

Влияние выделений на зернограничное затухание. Выделение второй фазы из твердого раствора вызывает резкое снижение пика зернограничной релаксации. Обсудим данные этого типа на двух примерах (когерентные и некогерентные выделения). Кводер [16] изучал зернограничное затухание в сплавах Al—Cu (2 и 2,95 вес. % Cu), содержащих выделения. Для сплавов, обработанных на твердый раствор и после этого закаленных, пик внутреннего трения (пик растворителя) находился в том же температурном интервале, где наблюдается зернограничная релаксация в чистом Al. Пик исчезал после нескольких минут старения, при котором в пересыщенном твердом растворе Al—Cu образуются выделения.

¹ Время τ релаксационного процесса может быть записано в форме $\tau = \tau_0 \exp(-H/RT)$, где H — энергия активации процесса, τ_0 — время релаксации при $T = \infty$.

² Изменение коэффициента диффузии D можно записать в форме уравнения Аррениуса $D = D_0 \exp(-Q_0/RT)$, Q_0 — энергия активации процесса диффузии.

Эти результаты указывают на то, что выделения могут подавлять процесс зернограничного затухания. В сплавах, содержащих выделения, наблюдается новый пик внутреннего трения. Его температура выше температуры зернограничного пика. Этот пик, очевидно, не связан с зернограничным затуханием, а связан скорее с растворением выделений. Растворимость Си в Аl увеличивается с температурой, и поэтому выделения, образующиеся при низких температурах, частично растворяются при более высоких температурах. Небольшая внешняя сила может локально оказывать влияние на процесс растворения [80]. В зависимости от знака приложенного напряжения атомы Си некоторой части выделений быстро переходят в раствор, в то время как в некоторых других местах атомы Си присоединяются к частицам. Аналогичные результаты были получены для сплавов Fe — Сг во время образования σ -фазы [74, 75]. На фиг. 8.17, в [74] показана степень релаксации примесного пика для сплавов Fe — Сг в функции содержания Сг. В соответствии с данными, имеющимися для твердых растворов, можно было предположить, что с ростом содержания Сг степень релаксации будет расти приблизительно линейно или достигать насыщения. То, что это не так, видно из фиг. 8.17, в. Для сплава с 19,2% Сг зернограничный пик значительно ниже, чем для сплавов, содержащих 12 и 16% Сг. Наблюдаемое снижение степени релаксации обусловлено, очевидно, выделением σ -фазы. Это заключение подтверждается тем фактом, что область составов, в которой существует σ -фаза на равновесной диаграмме состояния, коррелирует с областью, где снижается степень релаксации.

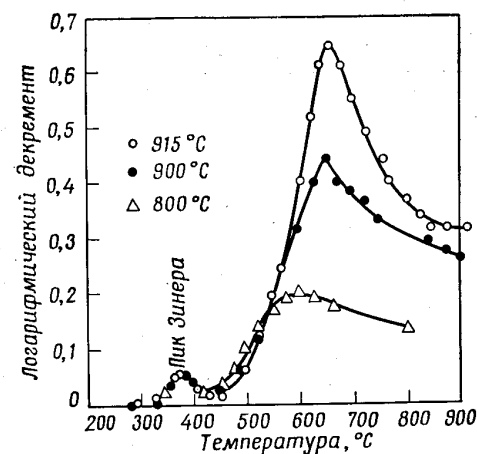


Фиг. 8.18. Изменение высоты пика и энергии активации с изменением времени старения в сплаве Co—Cu [20].

△ старение при 635°C; □, ○ старение при 575°C.

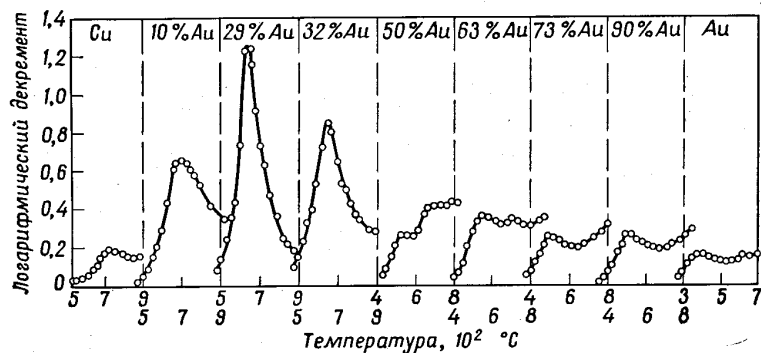
Влияние когерентных выделений изучалось на системе Си — Со [20]. Сплавы с 2% Со первоначально были обработаны на твердый раствор. Зернограничное затухание изучалось на сплавах, составленных до выделения частиц различного размера. Выделение Со в матрице Си происходит первоначально в виде когерентных сферических частиц. Когда размер частиц превышает 500 Å, они полностью теряют когерентность. На фиг. 8.18 показано наблюдаемое изменение высоты пика и энергии активации в функции времени старения. Выделение очень мелких частиц Со (~ 10 Å) снижает высоту пика до $5 \cdot 10^{-4}$. (Высота пика в образце, обработанном на твердый раствор, составляет около $50 \cdot 10^{-4}$.) Увеличение размера частиц и расстояния между ними увеличивало высоту пика и снижало энергию активации. Потеря когерентности не оказывала заметного влияния на зернограничное затухание. Две кривые на фиг. 8.18 получены на одном и том же образце и могут быть совмещены по оси времени соответствующим изменением времени старения. Это подтверждает представление о том, что за наблюдаемое изменение зернограничного пика ответственно старение.

Влияние дальнего порядка. Влияние дальнего порядка на зернограничное затухание изучалось на двух системах: Au — Си и Mg — Со. В сплавах Au—Си наблюдался высокотемпературный пик [41]. Его высота растет с увеличением размера зерна; в Си он наблюдается при 470°C, а в Au — при 230°C, выше обычного зернограничного пика. На фиг. 8.19 показан высокотемпературный пик в Cu_3Au после различной термической обработки. Как отмечалось



Фиг. 8.19. Влияние температуры отжига на высокотемпературный пик в Cu_3Au (измерения проводились при охлаждении; частота 0,6 Гц) [41].

в разделе о высокотемпературных пиках, этот пик обусловлен, очевидно, проскальзыванием по границам зерен. Исследования на сплавах Au — Si показали, что дальний порядок оказывает влияние только на степень релаксации и высоту пика, но не на энергию активации или предэкспоненциальный фактор. Из этого следует, что дальний порядок в системе Au — Si не меняет характер основного процесса зернограничного затухания. Форма и высота высокотемпературного пика для различных сплавов Au — Si



Фиг. 8.20. Влияние состава на величину и положение на шкале температур релаксационных пиков в сплавах Cu—Au после отжига при 900° С (измерения проведены при охлаждении; частота 1 Гц) [41].

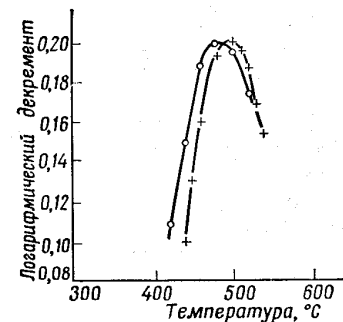
показаны на фиг. 8.20, степень релаксации максимальна при составе Cu_3Au . Используя соотношение типа Аррениуса между временем релаксации τ и энергией активации процесса Q_f , на основе данных фиг. 8.20 можно рассчитать предэкспоненциальный множитель τ_0 и Q_f . Наблюдалось уменьшение Q_f и увеличение τ_0 .

Данные по затуханию в упорядоченных сплавах системы Cd — Mg [81] в основном согласуются с результатами, приведенными выше. В системе Cd — Mg существуют три упорядоченные фазы (Mg_3Cd , MgCd и MgCd_3). Данные по затуханию не обнаруживают каких-либо особенностей ни при одном из составов упорядоченных фаз.

Влияние размера зерна. Увеличение размера зерна смещает зернограничный пик твердых растворов к более высоким температурам и понижает высоту пика. Фиг. 8.21 [66] и 8.22 [82] иллюстрируют это влияние для сплава Al — 0,5% Mg и сплава Cu — 0,8% Si. Снижение пика растворителя и примесного пика при изменении размера зерна не одинаково. Гринь [82] показал, что в сплавах Al — Mg максимум примесного пика с ростом размера

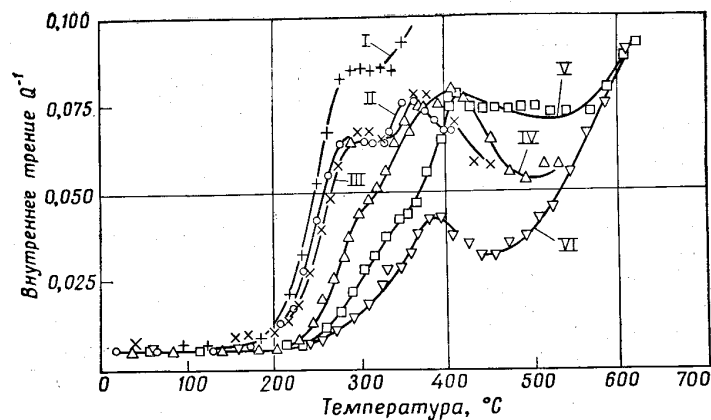
зерна снижается постепенно, в то время как пик растворителя сохраняет свою высоту и лишь слегка смещается к более высоким температурам. Снижение высоты пика растворителя происходит только после отжига при высоких температурах вследствие сильного увеличения размера зерна. На основе наблюдаемого смещения температуры примесного пика с размером зерна Вейнинг и Мэчлин [66] получили приближенное соотношение между смещением пика и энергией активации процесса зернограничного затухания. По крайней мере для сплавов Cu такая процедура дает значения энергии активации, которые довольно близки к полученным по смещению пика с изменением частоты f .

Влияние размера зерна d на время релаксации τ исследовалось Баррандом [74] на сплаве Fe — Cr (14% Cr). Барранд нашел, что время релаксации τ определяется выражением $fd^2 \exp(Q/RT)$. Этот результат близок к результату Лика [49] для чистого Fe и Кёстера [17] для чистой Si. Отсюда следует,



Фиг. 8.21. Влияние размера зерна на внутреннее трение в сплаве медь—кремний (0,8 ат. % Si, $f = 1,14$ Гц) [66].

Средний диаметр зерна: \circ 0,045 мм. $+$ 0,100 мм.



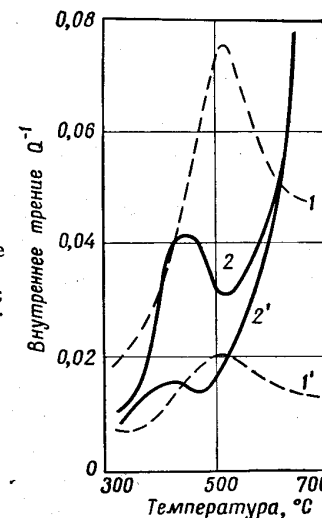
Фиг. 8.22. Влияние размера зерна на внутреннее трение в сплаве алюминий—магний (5% Mg). Диаметры зерен (в мм): 0,07 (I); 0,1 (II); 0,15 (III); 0,3 (IV); 0,5 (V) и 2 (VI) [82].

что примесные атомы, по крайней мере в некоторых случаях, не меняют зависимости δ от размера зерна.

Влияние скорости закалки. Влияние скорости закалки на зернограничное затухание изучалось на сплавах Al — Cu, Ag — Zn [83] и Cu — Al [65]. Было показано, что в сплавах Al — Cu и Ag — Zn закалка ускоряет процесс зернограничной релаксации (т. е. уменьшает время релаксации τ), как и релаксации для «упорядочения, обусловленного напряжением» (релаксации Зинера) [84—86].

Это свидетельствует о том, что основной процесс зернограничного затухания связан с движением атомов, скорость которого может быть увеличена введением избыточных дефектов решетки (очевидно, вакансий). В настоящее время можно предположить два объяснения этого результата. Процесс зернограничной релаксации, по-видимому, сопровождается движением атомов в решетке зерен (очевидно, атомов вблизи границы) и поэтому может быть ускорен, так как подвижность атомов пропорциональна концентрации вакансий в решетке. Следовательно, в закаленных сплавах можно ожидать более высокую подвижность. Однако, имея в виду более высокую подвижность границы зерна при наличии вакансий (см. гл. 6), понятно также, что более высокое содержание вакансий увеличивает подвижность атомов в самой границе, например скорости их переноса через границу. Если пик зернограничной релаксации связан с движением атомов в границе, можно ожидать ускорения релаксации при закалке. Следовательно, эксперименты по закалке свидетельствуют о том, что зернограничное затухание связано с движением атомов; однако из этих экспериментов однозначно не следует, происходит ли движение атомов в самой границе или в решетке зерна вблизи границы. Несколько другие данные о влиянии закалки на зернограничное затухание получили советские исследователи. Панин и др. [65] изучали влияние закалки на форму кривой затухания на двух сплавах Cu — Al (фиг. 8.23). Смещение зернограничного максимума к низким температурам и снижение высоты пика после закалки было больше в сплаве с меньшим содержанием Al. Возможно, что снижение высоты пика обусловлено сегрегацией Al на границе зерна. Сегрегация может быть связана с аннигиляцией закалочных вакансий на границе зерна. Если энергия связи между вакансиями и атомами Al велика по сравнению с kT , происходит диффузия пар вакансия — атом Al к границе зерна. Вакансии аннигилируют на границе, оставляя атомы Al в решетке зерна. Результатом этого процесса является неравновесная сегрегация Al вблизи границы, которая, по-видимому, снижает высоту зернограничного пика затухания. Это объяснение подтверждается другими наблюдениями [65]. Травимость границ зерен в закаленных и отожженных сплавах была различной. Разница в микротвердости (при нагрузке 5 г) границы и зерна состав-

ляла 29 кгс/мм² для отожженных и 43 кгс/мм² для закаленных образцов. Измерения параметров решетки обнаружили меньший параметр решетки (меньшую концентрацию Al) для зерен в закаленных образцах, что указывает на обогащение границ в таких образцах Al. Этот результат подтверждается также результатами измерений электросопротивления. Можно поэтому заключить, что



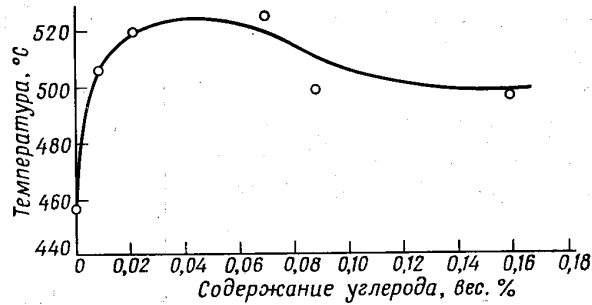
Фиг. 8.23. Влияние закалки на затухание в сплавах медь — алюминий [65].

Cu + 14,3% Al (1 — отожженный, 1' — закаленный);
Cu + 14,9% Al (2 — отожженный, 2' — закаленный).

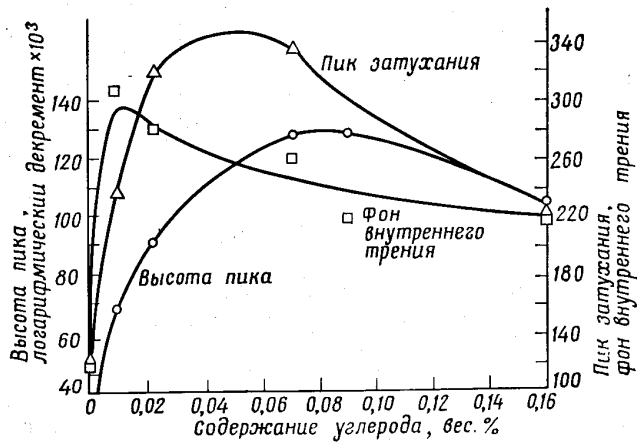
закалка ускоряет процесс зернограничной релаксации. Однако благодаря неравновесной сегрегации закалка может также увеличить или уменьшить степень затухания.

Твердые растворы внедрения. Было проведено лишь несколько исследований влияния примесей внедрения на зернограничное затухание. Наиболее подробные исследования были проведены на сплавах Fe — C, Fe — N [50, 87], Zr — H [88] и Ti — O [32]. Примеси внедрения (N, C) в Fe не дают особых примесных пиков. Однако они влияют на температуру пика растворителя (фиг. 8.24), его высоту (фиг. 8.25 и 8.26), пик затухания (фиг. 8.25 и 8.26), энергию активации (фиг. 8.27 и 8.28) и фон затухания (фиг. 8.25 и 8.26). Измерения в сплавах Fe — C и Fe — N указывают на резкий подъем энергии активации при очень небольших концентрациях примеси. При высоких содержаниях углерода и азота энергия активации почти постоянна. Температура пика на пологой части кривой энергии активации была постоянной. Эти результаты указывают на насыщение границы. Насыщение углеродом происходит при $\sim 0,09\%$, а азотом при $\sim 0,02\%$. Обе концентрации мно-

го выше пределов растворимости С и N в решетке. Этот результат предполагает, что растворимость С и N в границах зерен отлична от таковой в совершенной решетке. Аналогичные результаты были получены при измерении диффузии (гл. 4).



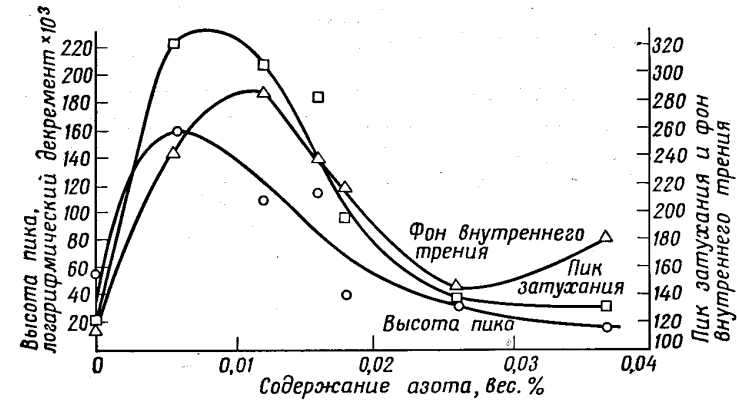
Фиг. 8.24. Изменение зернограничного пика затухания с содержанием углерода [50].



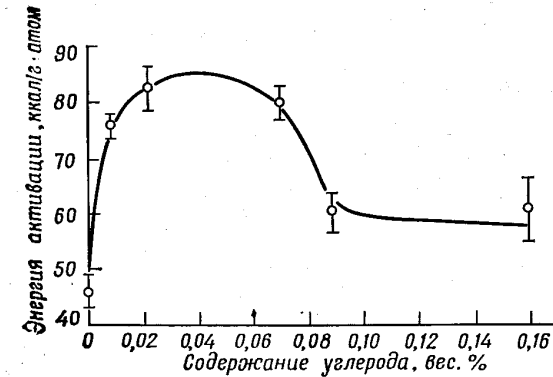
Фиг. 8.25. Зернограничное затухание в железе. Изменение затухания с содержанием углерода [50].

Несколько иные результаты были получены для сплавов Ti — O. В сплавах Ti — O атомы кислорода занимают ортаэдрические позиции внедрения ($\frac{2}{3}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$) и ($\frac{1}{3}$, $\frac{2}{3}$, $\frac{3}{4}$) в плотноупакованной гексагональной элементарной ячейке [89, 90]. Прат и др. [32] исследовали сплавы Ti — O при содержании от 0,8 до 4,5% O.

Кривые затухания в этих сплавах можно разделить на три компоненты: фоновую и два характеристических пика. Было показано, что один из пиков (вблизи 750°C, частота 0,5 Гц) обусловлен зерно-



Фиг. 8.26. Пик затухания, высота пика, фон внутреннего трения в железе в функции содержания N [50].



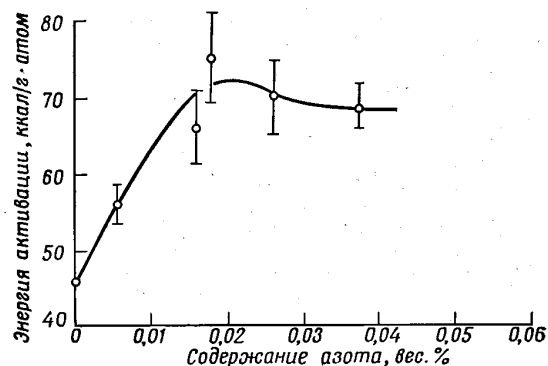
Фиг. 8.27. Изменение энергии активации зернограничного затухания в железе от содержания углерода [50].

граничной релаксацией. Это было очевидно по его зависимости от размера зерна. Зернограничный пик в сплавах Ti — O находится при более высоких температурах, чем в чистом Ti. В сплаве с 4,5% O пик находится на 95°C выше, чем в чистом Ti.

Пик уменьшается с ростом содержания кислорода и сдвигается при этом к более низким значениям температур. Этот пик можно

интерпретировать как примесный пик кислорода. Полагают, что соответствующий пик растворителя был слишком небольшим, чтобы его можно было наблюдать даже при самых малых концентрациях примеси. Второй пик (при температуре 400°C, 0,5 Гц) обусловлен, по-видимому, диффузией кислорода в поле напряжений. Эта диффузия может происходить между решеткой зерна и границами.

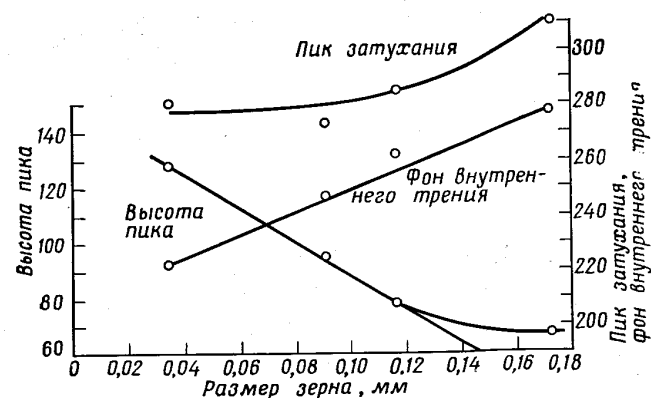
На основе имеющихся данных можно сделать заключение, что примеси внедрения могут оказывать влияние на пик зерногра-



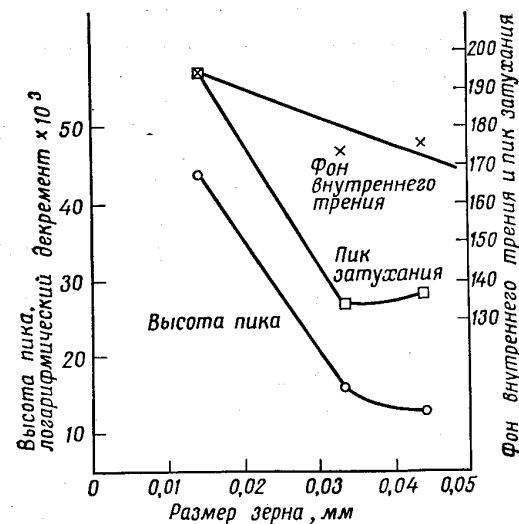
Фиг. 8.28. Изменение энергии активации зернограничного затухания в железе от содержания азота [50].

ничного затухания двумя путями. Температура, высота и энергия активации пика растворителя могут расти без появления новых (примесных) пиков затухания. Вторая возможность заключается в том, что примеси внедрения снижают и в конце концов исключают пик растворителя, при этом они дают новый (примесный) пик, подобный пику примесей замещения. Высота, температура и энергия активации этого примесного пика зависят от концентрации примесей внедрения. Причины различного влияния примесей внедрения в настоящее время не поняты. Возможно, что они связаны с кристаллической структурой границ зерен и позициями внедрения, занимаемыми атомами примеси.

Влияние размера зерна. Влияние размера зерна на зернограничное затухание и фон внутреннего трения для Fe, содержащего 0,089% C, и Fe, содержащего 0,0375% N, показано на фиг. 8.29 и 8.30 [50]. Видно, что оба сплава в отношении фона внутреннего трения и зернограничного затухания ведут себя по-разному. Поскольку аналогичные данные для других сплавов, внедрения от-



Фиг. 8.29. Изменение пика затухания, высоты пика и фона внутреннего трения от размера зерна в сплавах железо — углерод (0,089% C). Фон внутреннего трения условно взят при 600° С [50].



Фиг. 8.30. Изменение пика затухания, высоты пика и фона внутреннего трения с размером зерна в сплавах железо — азот (Fe + 0,0375% N) [50].

существуют, не представляется возможным обсуждать причины наблюдаемых эффектов. По-видимому, снижение зернограничного затухания с ростом размера зерна является общей особенностью сплавов внедрения. Для сплавов Fe — С это снижение является линейной функцией размера зерна, если только диаметр зерна не превышает 0,1 мм.

Влияние атомов, растворенных по типу замещения. Данные о влиянии атомов, растворенных по типу замещения, на зернограничное затухание в твердых растворах внедрения имеются для Fe, содержащего С и Mg [87, 91]. В этом сплаве отжиг приводил к снижению пика затухания. Процесс, определяющий скорость этого снижения, оказался намного медленнее, чем это ожидалось для диффузионного движения внедренных атомов. Наряду со снижением пика затухания наблюдалось охрупчивание материала. Исследования методом авторыдиографии показали [92], что концентрация Mg и С на границах зерен хрупких образцов была намного выше, чем для вязких образцов. Так как энергии активации процесса охрупчивания и диффузии атомов Mg в Fe оказались примерно одинаковыми, было сделано предположение, что наблюдаемое снижение пика затухания обусловлено одновременной диффузией и сегрегацией на границах зерен атомов, растворенных по типу замещения и внедрения. Другой возможностью, которую, по-видимому, можно проверить методами реплик или электронной микроскопии на просвет, является выделение небольших частиц второй фазы.

8.3. Модели зернограничного внутреннего трения

8.3.1. Модели проскальзывания

Первая модель внутреннего трения на границах зерен была предложена Ке [4, 5]. Он предположил, что зернограничное затухание обусловлено проскальзыванием по границам зерен. Для того чтобы получить количественное выражение, связывающее скорость проскальзывания и интенсивность затухания, Ке допустил, что зернограничное проскальзывание является основой вязкого поведения границы. Граница рассматривается как тонкий вязкий слой между двумя зернами. Для плоской границы постоянной толщины с линейными размерами, близкими к диаметру зерна d , Ке получил коэффициент вязкости

$$\eta = \alpha \frac{DG\tau}{d}, \quad (11)$$

где G — нерелаксированный модуль сдвига, а τ — время, в течение которого может происходить релаксация напряжения. Согласно расчетам Ке, постоянная α равна 1. С помощью более сложных

расчетов Смит [93] показал, что α равна 6. Поскольку релаксация является термически активированным процессом, температурная зависимость может быть записана в форме

$$\eta = \eta_0 \exp(Q/kT), \quad (12)$$

где Q , согласно модели Ке, — энтальпия активации зернограничного проскальзывания. Из уравнений (6), (11), (12) следует выражение для логарифмического декремента затухания

$$\delta = \frac{\omega d \eta_0}{6DG} \exp(Q/kT). \quad (13)$$

При значениях δ , соответствующих пику ($\omega\tau = 1$, T_p — температура пика), зависимость $\ln \omega$ от $1/T_p$ при постоянном размере зерна D или зависимость $\ln D$ от $1/T_p$ при постоянной частоте ω будет прямой линией.

Атомные модели, объясняющие предполагаемое вязкое поведение границы, предложены Ке [64] и Моттом [94]. В модели Мотта граница рассматривается как переходная область, состоящая из островков хорошего и плохого соответствия. Скольжение осуществляется разупорядочением групп из нескольких атомов в островке «хорошего соответствия». Ке считает, что процесс скольжения связан с воздействием атомов друг на друга в областях разупорядочения между островками хорошего соответствия. Обе теории отличаются главным образом предположением о числе атомов, вовлекаемых в основной процесс. Согласно модели Ке, энергия активации зернограничного затухания Q_f будет совпадать с таковой для самодиффузии. Модель Мотта предсказывает, что Q_f будет равна nL , где n — число разупорядоченных атомов, а L — скрытая теплота плавления на 1 атом.

Основываясь на недавних измерениях зернограничного затухания в сплавах САП, Шнейдерс и Шиллер отмечают [95], что механизм зернограничной релаксации обусловлен, по-видимому, перераспределением атомов в границе зерна, которое приводит к смещению двух зерен относительно друг друга. Атомы в границе образуют структуру, которая существенно определяется структурой решетки зерен, их ориентационным соотношением, а также положением самой границы в пространстве. Если приложить к границе зерна внешнее сдвиговое напряжение, то некоторые атомы границы будут перемещаться в новые, энергетически более выгодные положения. Энергетический барьер, существующий между новым и старым положениями этих атомов, можно сравнить с энергетическим барьером между различными положениями атомов, диффундирующих вдоль границы. Можно показать [95], что все релаксационные процессы, которые основаны на движении атомов между равновесными положениями, разделенными

энергетическим барьером высотой U , можно описать уравнением

$$\delta = \pi M_{\infty} \frac{q^2 N}{kT} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

где

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U}{kT}\right).$$

В уравнениях, приведенных выше, M_{∞} — нерелаксированный модуль; q — сдвиг, соответствующий перемещению одного атома; N — число атомов в единице объема, вовлеченных в процесс; ω — частота; τ — время релаксации; τ_0 — время релаксации для бесконечно высокой температуры; T — абсолютная температура.

Из геометрического рассмотрения атомной плотности в границе было получено следующее выражение для зернограничного затухания [95]:

$$\delta = \pi M_{\infty} \frac{\alpha a^2}{d} \frac{1}{kT} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (14)$$

где d — диаметр зерна, a^2 — площадь атома, α — константа порядка 1.

Ни в модели Ке, ни в модели Мотта не предполагается существование корреляции между энергиями активации зернограничного затухания Q_f и зернограничной диффузии Q_d . Однако такая корреляция, по крайней мере для некоторых металлов, по-видимому, существует (табл. 8.1). Корреляция такого вида соответствует модели Шнейдерса и Шиллера. Модель проскальзывания подтверждается экспериментами по зернограничному затуханию на сплавах, содержащих выделения. В разделе о зернограничном затухании в образцах, содержащих выделения (стр. 349), отмечалось, что зернограничное затухание снижается примерно в 10 раз при образовании мелкодисперсных выделений по границам зерен (как, например, в сплаве $\text{Cu} - \text{Co}$). Увеличение размера частиц выделений (увеличение расстояния между ними) увеличивает зернограничное затухание. Эти результаты можно объяснить зернограничным проскальзыванием. Выделения по границам зерен ограничивают величину проскальзывания. При увеличении размера частиц расстояние между ними возрастает и проскальзывание может происходить на большее расстояние.

Существует, однако, ряд экспериментальных результатов, которые не согласуются с тремя описанными выше моделями. Модели предсказывают $\delta \sim d$ или $\delta \sim d^{-1}$, в то время как экспериментальные результаты соответствуют соотношению $\delta \sim d^2$. Более того, для объяснения пиков затухания (примесных и растворителя), наблюдаемых в твердых растворах, делаются дополнительные предположения. Так, для объяснения эффектов затухания, наблюдаемых

в твердых растворах, в работе [96] предполагается, что по мере добавления растворенных атомов некоторые границы (не указывается какие) первыми освобождаются от растворенных атомов, в то время как другие содержат различные их количества. Это приводит к двум пикам, один из которых обусловлен границами, свободными от примесей, другой — границами, содержащими растворенные атомы. Предполагается, что по мере роста концентрации растворенных атомов число границ, свободных от примесей, уменьшается, так что в конце концов все границы содержат примеси. Это объяснение оставляет, однако, некоторые вопросы открытыми. Такая модель должна предсказывать более или менее непрерывный переход между пиком растворителя и примесным пиком, поскольку в ней предполагается, что границы, вначале свободные от примесей, поглощают атомы примесей, и концентрация последних непрерывно растет. Трудно поэтому понять, почему энергия активации релаксационного процесса должна меняться скачком от значения, соответствующего пику растворителя, до значения, соответствующего примесному пику. То, что по мере роста концентрации примеси в матрице постепенно меняется концентрация примеси на границах, достаточно убедительно доказано результатами экспериментов по сегрегации примесей (см., например, [97]).

Несколько модифицированную форму модели проскальзывания для объяснения зернограничного затухания предложил Маклин [98]. Он предполагает, что зернограничное проскальзывание сдерживается небольшими выступами, которые, как известно, существуют на границах зерен. Для того чтобы преодолеть эту силу торможения и снять выступы, граница зерна может испускать дислокационные петли с соответствующими векторами Бюргерса в зерно, прилегающее к выступу. Этот процесс обратим при малых напряжениях вследствие линейного натяжения дислокаций. Когда проскальзывание происходит в обратном направлении, дислокационные петли могут аннигилировать на границе или могут возникать другие петли. Дислокационные петли такого рода на выступах границы зерна наблюдали недавно электронно-микроскопически [99]. Однако все еще не установлено, является ли образование этих петель процессом, определяющим скорость зернограничного затухания. С точки зрения этой модели наблюдаемый спектр времен релаксации можно объяснить различием радиусов дислокационных петель. Однако объяснение примесного пика и пика растворителя требует дополнительных предположений.

8.3.2. Миграция выступов на границах зерен

Недавно Джифкинс [100] предложил механизм зернограничного затухания, основанный на термически активированном перераспределении атомов. Предполагается, что выступы, имеющиеся

на границах зерен [101], перемещаются под действием циклического напряжения вперед — назад благодаря диффузии атомов. На основе данных о кинетике проскальзывания по границам зерен [102, 103] можно показать, что при частоте приложенного напряжения порядка 1 Гц выступы перемещаются на расстоянии порядка нескольких атомных, что обеспечивает необходимый «элемент вязкости» внутреннего трения. С точки зрения этой модели спектр времен релаксации связан с распределением выступов по размерам. Модель Джифкинса позволяет объяснить результаты, полученные при исследовании алюминиевых проволок [104]. При деформации кручением релаксация в этих проволоках не завершается, как обычно, за несколько секунд, а продолжается в течение 20 мин. Это можно понять, если допустить, что в условиях одноосного напряжения выступы продолжают перемещаться до тех пор, пока не останавливаются препятствиями типа стыков зерен. Влияние примесей на пик растворителя объясняется следующим образом. Движение выступов тормозится сегрегированными атомами примеси, и если это движение блокируется, пик растворителя отсутствует.

8.3.3. Затухание, обусловленное дислокациями в границах зерен

Робертс и Барранд [42] разработали дислокационную модель зернограничного затухания. Она основана на эмпирическом соотношении между степенью релаксации, энергией активации зернограничного затухания Q_f и шириной расщепленных дислокаций. Соотношение такого рода впервые было предложено Кордеа и Спритнаком [105] и вновь подчеркнуто в несколько измененном варианте Робертсом и Баррандом [42]. Для объяснения зернограничного затухания Робертс и Барранд предположили, что в металлах с высокой энергией дефектов упаковки, таких, как Al и Ni, зернограничное затухание осуществляется комбинированным движением дислокаций в границе (скольжением и переползанием)¹. Энергия активации этого процесса будет равна энергии активации переползания, т. е. энергии активации самодиффузии в решетке.

В металлах с низкой энергией дефектов упаковки, таких, например, как Ag, переползание энергетически невыгодно, поскольку

¹ Модель основана на предположении о том, что в границах зерен существуют дислокации и что эти дислокации имеют вектор Бюргера дислокаций решетки и диссоциируют подобно последним. Первое предположение подтверждается некоторыми наблюдениями с помощью ионного микроскопа. Однако второе предположение в настоящее время дискуссионно. Поэтому вся модель требует, очевидно, дальнейшего экспериментального подтверждения.

дислокации сильно расщеплены. Предполагается поэтому, что релаксационный процесс осуществляется обратимым скольжением, которое дает более низкую высоту пика, поскольку число дислокаций и расстояние, на которое они перемещаются, в этом случае ниже, чем при совместном процессе переползания и скольжения. Для того чтобы процесс скольжения мог проявиться как релаксационный пик, он должен быть термически активированным, но при обычных условиях это не так. Предусматривается поэтому, что скольжение расщепленных дислокаций ограничено препятствиями в границе, например единичными атомами или их группами. Для того чтобы произошло скольжение, эти атомы должны осуществить диффузионное перемещение. Предполагается поэтому, что в металлах с низкой энергией дефектов упаковки скольжение дислокаций контролируется зернограничной диффузией. Для промежуточных значений энергии дефектов упаковки (например, в Au, Cu) механизм совместного скольжения и переползания дислокаций будет энергетически не выгоден, если нет достаточного количества источников, способных обеспечить высокую концентрацию вакансий, необходимую для переползания расщепленных дислокаций. В этом случае энергия активации будет лежать между энергиями активации объемной и зернограничной диффузий. Модель в ее настоящем виде имеет то несомненное достоинство, что дает разумное объяснение наблюдаемых значений Δ и Q_f . Это объяснение связано, однако, с предположением, что дислокации в границах зерен имеют ту же структуру и энергию дефектов упаковки, что и дислокации решетки. В настоящее время отсутствует экспериментальное или теоретическое подтверждение этой идеи. Недавние наблюдения зернограничных дислокаций [106—108] методом электронной микроскопии на просвет показали, что зернограничные дислокации могут иметь сложные векторы Бюргера. До сих пор невозможно, однако, получить информацию об энергии «дефектов упаковки» в границах зерен. С целью объяснения наблюдаемого влияния размеров зерен на степень зернограничной релаксации (см. раздел о влиянии размера зерна на затухание в чистых металлах, стр. 334) были выдвинуты следующие предположения. Полная энергия, диссипируемая в процессе релаксации, зависит не только от расстояния, на которое передвигается дислокация, но и от числа подвижных дислокаций. Предполагается, что с увеличением размера зерна число дислокаций в границе снижается. Например, процесс вторичной рекристаллизации может привести к образованию большого числа границ, обладающих совершенным ориентационным соотношением. Эти границы могут иметь особые свойства и поэтому не давать вклада в зернограничное затухание.

В разделе о затухании в твердых растворах замещения было показано, что растворенные атомы дают самостоятельный примесный

пик, а высота пика растворителя снижается с ростом концентрации примеси. Результаты, полученные для твердых растворов замещения, можно объяснить с точки зрения модели дислокационного затухания следующим образом. Атомы примеси концентрируются преимущественно вблизи дислокаций границы и благодаря сильной связи между ними препятствуют движению последних. Примесь, сегрегированная на расщепленной дислокации, может как увеличивать, так и уменьшать равновесное расстояние d_0 между частичными дислокациями [109, 110]. Величина d_0 , которая в чистых металлах определяет скорость процесса, теперь не является столь важной, поскольку движение дислокаций целиком зависит от диффузии примесной «атмосферы». Переползание будет менее выгодно, поскольку подвод вакансий уменьшается благодаря насыщению ступенек примесью. (Это утверждение связано с предположением о том, что дислокации в границах зерен имеют ступеньки.) Предполагается, следовательно, что в твердых растворах замещения основным релаксационным процессом является скольжение дислокаций в границе, скорость которого определяется диффузией примесей. Это может привести к появлению новых пиков затухания (примесных пиков). Соотношения величин пиков растворителя и примеси будут зависеть от числа дислокаций, связанных примесью. При концентрации примеси порядка 10^{-6} атомных долей определенные границы могут быть полностью свободны от примесных атомов, и дислокации таких границ будут давать вклад в пик растворителя. По мере увеличения содержания примеси число свободных границ уменьшается за счет границ, на которых происходит сегрегация примеси.

Объяснение зернограничного затухания с помощью дислокационной модели оспаривалось Шнейдерсом и Шиллером [95] на основе полученных ими данных о зернограничном затухании в сплавах САП. Сплавы САП состояли из частиц Al_2O_3 , распределенных в матрице Al с очень малым размером зерна ($\sim 0,5$ мкм). Температура рекристаллизации этих сплавов близка к точке плавления Al (T_m). Поэтому дислокационная и зернограничная структуры при температурах значительно ниже T_m очень стабильны. Измерения на сплаве САП, содержащем 4% Al_2O_3 , показали, что логарифмический декремент затухания по границам зерен Al составляет $2 \cdot 10^{-2}$. Чтобы объяснить этот эффект затухания с помощью дислокаций, необходима их общая плотность $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [111]. Поскольку в упомянутой выше модели зернограничного затухания дислокации локализованы в объеме, занимаемом границами зерен, и поскольку на 1 см^2 обычно имеется небольшое число границ, получаемая отсюда «плотность дислокаций» (число дислокационных линий на единицу площади границы) составляет 10^{17} см^{-2} , что является нереальным значением.

8.3.4. Модель миграции границ зерен

На основе экспериментальных наблюдений, которые свидетельствуют о том, что некоторые металлы обнаруживают одинаковую энергию активации зернограничной диффузии, миграции границ и зернограничного затухания, было выдвинуто предположение [49, 50], что основной процесс зернограничного затухания связан с диффузией по границам. При воздействии циклического напряжения граница зерна обратимо смещается то к одному, то к другому соседнему зерну. Поскольку граница имеет обычно нерегулярную форму, ее миграция будет связана с движением одиночных атомов или небольшого числа атомов.

Этот механизм характеризуется предэкспоненциальным множителем, близким к τ_0 для единичных атомных прыжков, и энергией активации, соответствующей энергии активации диффузии по границам зерен. Существование пиков растворителя и примесного пика можно объяснить на языке этой модели следующим образом. В сплавах замещения при небольшом содержании примеси атомы в границе зерна могут быть двух типов — атомы растворителя и растворенные атомы. Каждый тип атомов может иметь собственную энергию активации перескока из одного положения в ядре границы в другое. Следовательно, должны наблюдаться два пика затухания. Предполагается, что по мере увеличения содержания атомов примеси все выгодные позиции занимают этими атомами и поэтому наблюдается один лишь примесный пик. Атомы примеси внедрения могут занимать наиболее выгодные позиции на границах. Энергетический барьер, преодолеваемый атомом растворителя, в этом случае будет выше, чем в чистом металле, поэтому должна быть подведена дополнительная энергия. Двух пиков теперь не будет, а будет наблюдаться обычный пик растворителя с большей энергией активации, равной энергии активации диффузии атомов растворителя в границе. Имеется ряд экспериментальных данных, которые можно сопоставить с теорией. Измерения зернограничного затухания в бинарных сплавах Cu и Ti (см. раздел о затухании в твердых растворах замещения, стр. 343) показали, что энергия активации зернограничной релаксации определяется соотношением размеров атомов растворителя и растворенного элемента. В тройных сплавах, которые содержали атомы разного размера, наблюдался аддитивный эффект. С точки зрения обсуждаемой модели этот факт может быть понят следующим образом. Когда образец содержит лишь один тип примесных атомов, они занимают определенные позиции и на границе и дают примесный пик с энергией активации, обусловленный диффузионным движением этих атомов. Примесные атомы другого размера занимают другие позиции и дают другой пик. Можно ожидать поэтому, что, когда образец содержит примесные атомы двух различных размеров, они занимают в границе, по край-

ней мере при небольших концентрациях, независимые позиции, соответствующие их размерам, и дают аддитивный эффект, проявляющийся в энергии активации, температуре и величине пика. Возможно, конечно, эффекты взаимодействия, приводящие к отклонению от аддитивности. Наблюдаемое смещение пика растворителя в сплавах Fe — C и Fe — N подтверждает эту модель. Атомы внедрения, сегрегированные на границе, увеличивают энергетический барьер для диффузии атомов растворителя, и поэтому при увеличении содержания примесей пик растворителя смещается к более высоким температурам. Удивительно, однако, что энергия активации зернограничного затухания в растворах внедрения может быть выше энергии активации объемной самодиффузии, как это было найдено для сплавов Fe — N и Fe — C [50].

Влияние закалки на зернограничное затухание можно объяснить с точки зрения модели миграции, предполагая, что закалочные вакансии ускоряют диффузию примесных атомов к границе, а также увеличивают подвижность атомов в границе. Оба предположения основаны на хорошо известных фактах: повышенного (неравномерного) содержания примесей вблизи границ в закаленных образцах и более высокой подвижности границ зерен в поликристаллах, содержащих избыточные вакансии. (Эти эффекты и связанные с ними экспериментальные результаты обсуждались в главе о миграции границ.) Наблюдаемый широкий спектр времен релаксации также, по крайней мере качественно, согласуется с моделью миграции: энергетический барьер диффузии по границам зерен для разных атомов разный; поэтому можно ожидать, что будет существовать спектр времен релаксации. Данные об изменении времени релаксации при изменении размера зерна можно считать в рамках этой модели указанием на изменения структуры границ при росте зерен. Следует отметить, что в настоящее время нет прямых экспериментальных подтверждений этому предположению.

С точки зрения последних атомных моделей миграции границ [112, 113] циклическая миграция границы зерна, обусловленная приложенным напряжением, может быть представлена как циклическое движение ступенек, образующих границу зерна (гл. 6). Под воздействием внешнего сдвигового напряжения ступеньки на поверхности одного зерна испускают атомы, которые поглощаются ступеньками на поверхности другого зерна; результатом этого является миграция границы. С микроскопической точки зрения последний процесс — это движение ступенек на поверхностях обоих зерен. При изменении направления сдвигового напряжения процесс идет в обратную сторону. Это означает, что при зернограничном затухании происходит движение ступенек, вызванное циклическим напряжением. Примесные атомы, сегрегированные на границе зерна, взаимодействуют со ступеньками. Если концентрация примесных атомов очень мала, то границу можно рассма-

тривать как смесь «чистых» ступенек и ступенек, связанных с примесными атомами. Увеличение содержания растворенных атомов снижает число «чистых» ступенек. По аналогии с моделью миграции зернограничного затухания «чистые» ступеньки можно связать с пиком растворителя, в то время как миграция других ступенек будет связана с примесным пиком.

8.3.5. Модель высокотемпературного пика затухания

Первая модель, объясняющая высокотемпературные пики (ВТП) в чистых металлах, была предложена Маршем и Холлом [12]. Они выдвинули предположение, что ВТП обусловлен нестабильными границами зерен, точнее, теми границами зерен, которые могут снижать свою поверхностную энергию, меняя положение в пространстве [114]. Предполагается, что в произвольно ориентированном поликристалле существуют как стабильные, так и нестабильные границы. В результате длительного отжига в структуре поликристалла будут преобладать наиболее стабильные границы, которые могут давать другой пик затухания, поскольку для границ двух типов основные процессы зернограничной релаксации могут быть различными. Предполагается, что стабильность границ определяется в основном ориентационным соотношением зерен.

Другая модель ВТП была предложена Ликом и его сотрудниками [10, 22, 41]. Предполагается, что ВТП обусловлен зернограничным проскальзыванием, которое происходит только тогда, когда размер зерна велик настолько, что индивидуальная граница зерна пересекает весь образец. Эта модель подтверждается результатами измерения высоты пика в функции размера зерна. ВТП впервые появляется тогда, когда отдельные границы достигают размера поперечного сечения образца, и достигает максимума, когда образец имеет «бамбуковую» структуру. Наблюдаемая энергия активации ВТП всегда больше, чем у обычного зернограничного пика и почти равна энергии активации объемной диффузии. Это дает основание предполагать, что релаксационный процесс контролируется в основном диффузией в смежных зернах. Диффузионный процесс такого рода необходим для удаления нерегулярностей в границах зерен, сдерживающих зернограничное проскальзывание. Нерегулярности в границах могут быть удалены как с помощью объемной, так и с помощью зернограничной диффузии. В зависимости от соотношения между указанными процессами энергия активации ВТП может принимать некоторое значение, промежуточное между энергиями активации объемной и зернограничной диффузии. Высокую степень релаксации, наблюдаемую в сплавах Au — Cu почти стехиометрического состава, можно объяснить сглаживанием нерегулярностей границ путем адсорбции на границах сплавов растворенных атомов различных размеров [41].

8.3.6. Модель пика затухания при промежуточных температурах

Экспериментальные данные указывают на связь между высотой пика при промежуточных температурах (ППП) и плотностью двойников отжига [10]. Поэтому было выдвинуто предположение, что ППП обусловлен обратимой миграцией границ двойников отжига при воздействии напряжений. Двойники отжига часто не распространяются на все зерно, а заканчиваются внутри зерна на некогерентной границе двойника. Кроме того, когерентные границы двойников имеют часто ступенчатый характер [115], причем ступеньки состоят из некогерентных границ. При воздействии внешних напряжений небольшие ступеньки на когерентной поверхности раздела двойника могут мигрировать вдоль нее с помощью соответствующего перераспределения атомов. Такая миграция должна приводить к локальной деформации, являющейся источником неупругости.

ЛИТЕРАТУРА

- Zener C., *Elasticity and Anelasticity of Metals*, University of Chicago Press, 1949.
- Van Bueren H. G., *Imperfections in Crystals*, North Holland Publ. Co., 1961; есть перевод: Ван Бюрен, Дефекты в кристаллах, 1962.
- Nowick A. S., *Prog. Met. Phys.*, **4**, 1 (1953).
- Kê T. S., *Phys. Rev.*, **71**, 533 (1947).
- Kê T. S., *Phys. Rev.*, **72**, 41 (1947).
- Pearson S., Rotherham L., *Trans. AIME*, **206**, 894 (1956).
- Cordea J. U., Spretnak J. W., *Trans. AIME*, **236**, 1685 (1966).
- Roberts J. T. A., диссертация, Ph. D., Univ. of Manchester, 1968.
- Гринь А. В., *ФММ*, **9** (4), 613 (1960).
- Williams M., Leak G. M., *Acta Met.*, **15**, 1111 (1967).
- Starr C. D., Vicars E. C., Goldberg A., Dorn J. E., *Trans. ASM*, **45**, 275 (1953).
- Marsh D. R., Hall L. D., *J. Metals*, **5**, 937 (1953).
- Köster W., Bangert L., Hafner J., *Zeitschr. f. Metallk.*, **47**, 224 (1956).
- Ichyama T., *Nippon Zinzoku Gakkai-Si*, **24**(3), 191 (1960).
- Weinig S., Machlin E. S., *Trans. AIME*, **209**, 32 (1957).
- Quader M. A., *J. Appl. Phys.*, **33**, 1922 (1962).
- Köster W., Bangert L., Lang W., *Zeitschr. f. Metallk.*, **46**, 84 (1955).
- Rotherham L., Pearson S., *Trans. AIME*, **206**, 881 (1956).
- Мальцева Г. К., Золотухин И. В., Постников В. С., *ФММ*, **16** (5), 754 (1963).
- Peters D. T., Bisseliches J. C., Spretnak J. W., *Trans. AIME*, **230**, 530 (1964).
- Marsh K. J., *Acta Met.*, **2**, 530 (1954).
- De Morton M., Leak G. M., *Acta Met.*, **14**, 1140 (1966).
- Leak G. M., *Prog. in Appl. Mat. Res.*, **4**, 1 (1964).
- Barrand P., *Acta Met.*, **14**, 1247 (1966).
- Kê T. S., *Trans. AIME*, **176**, 448 (1948).
- Murray M. J., диссертация, Ph. D., Cambridge University, 1966.
- Александров Л. Н., Мордюк В. С., *ФММ*, **21**, 103 (1966).
- Постников В. С., *УФН*, **66** (1), 43 (1958).
- Roberts J. T. A., Barrand P., *J. Inst. Met.*, **96**, 172 (1968).
- Schnitzel R. H., *J. Appl. Phys.*, **30**, 2011 (1959).
- Rotherham L., Smith A. D. N., Greenough G. B., *J. Inst. Met.*, **79**, 439 (1951).
- Pratt N. J., Bratina W. J., Chalmers B., *Acta Met.*, **2**, 203 (1954).
- Miller D. R., *Trans. AIME*, **224**, 275 (1962).
- Александров Л. Н., *ФММ*, **13** (4), 636 (1962).
- Robert S. G., Barrand P., Leak G. M., *Scripta Met.*, **3**, 409 (1969).
- Bratina W. J., Winegard W. C., *Trans. AIME*, **206**, 186 (1956).
- Bungert K., Preisendanz H., *Zeitschr. f. Metallk.*, **51**, 280 (1960).
- Shewmon P., *Diffusion in Solids*, McGraw-Hill, N. Y., 1963, p. 171; есть перевод: Шьюмон П., Диффузия в твердых телах, изд-во «Металлургия», 1966.
- Jessang T., Hirth J. P., *Phil. Mag.*, **13**, 657 (1966).
- Dillamore I. L., Smallman R. E., *Phil. Mag.*, **12**, 191 (1965).
- De Morton M., Leak G. M., *Met. Sci. J.*, **1**, 166 (1967).
- Roberts J. T. A., Barrand P., *Trans. AIME*, **242**, 2299 (1968).
- Roberts J. T. A., частное сообщение.
- Wiechert E., *Ann. Phys.*, **50**, 335 (1893).
- Wiechert E., *Ann. Phys.*, **50**, 546 (1893).
- Nowick A. S., Berry B. S., IBM, *J. Res. Develop.*, p. 297 (Oct. 1961).
- Nowick A. S., ASTM Spec. Techn. Publ. No. 378, 1965, p. 21.
- Bangert K., Preisendanz H., *Zeitschr. f. Metallk.*, **51**, 280 (1960).
- Leak G. M., *Proc. Phys. Soc.*, **78**, 1520 (1961).
- Miles G. W., Leak G. M., *Proc. Phys. Soc.*, **78**, 1529 (1961).
- Гринь А. В., *ФММ*, **4** (2), 383 (1957).
- Кекало И. Б., Лившиц Б. Т., *ФММ*, **13** (1), 54 (1962).
- Bisseliches J., Peters D. T., Spretnak J. W., будет опубликовано: см. [20].
- Koster W., Bangert L., Hafner J., *Zeitschr. f. Metallk.*, **47**, 224 (1956).
- Friedel J., Boulanger C., Crussard C., *Acta Met.*, **3**, 380 (1955).
- Friedel J., *Metaux et Corrosion*, **36**, 148 (1961).
- Daisko O. I., Pavlov V. A., *Relaxation Phenomena in Solids*, 1963, Consultant's Bureau, N. Y., p. 174.
- Winter J. W., Weinig S., *Trans. AIME*, **215**, 74 (1959).
- Pearson S., Royal Aircraft Establishment Rep. No. Met. 67, 1951.
- Rotherham L., Pearson S., *J. Metals*, **8**, 881 (1965).
- Starr C. D., Vicars E. C., Goldberg A., Dorn J. E., N7-ONR-295, Task Order 11, 17th Techn. Rep., 1952.
- Kê T. S., Kung Ch. P., *Scientia Sinica*, **4**(1), 55 (1955).
- Köster W., *Zeitschr. f. Metallk.*, **39**, 9 (1948).
- Kê T. S., *J. Appl. Phys.*, **20**, 1226 (1949).
- Панин В. Е., Кудрявцева Л. А., Сидорова Т. С., Бушнев Л. С., *ФММ*, **12** (6), 927 (1961).
- Weinig S., Machlin E. S., *J. Metals*, **9**, 32 (1957).
- Childs B. C., Le Claire A. D., *Acta Met.*, **2**, 718 (1954).
- Мальцева Г. К., Золотухин И. В., Постников В. С., *ФММ*, **16** (5), 754 (1963).
- Maringer R. E., Schwoppe A. C., *Trans. AIME*, **200**, 365 (1954).
- Rotherham L., Pearson S., *J. Metals*, **8**, 894 (1956).
- Гринь А. В., *Труды Института физики металлов АН СССР*, **22**, 101 (1959).
- Шматов В. Т., Гринь А. В., *ФММ*, **8** (6), 829 (1959).
- Bungardt K., Preisendanz H., *Arch. Eisenhüttenwesen*, **27**, 715 (1956).
- Barrand P., *Acta Met.*, **14**, 1247 (1966).
- Barrand P., *Met. Sci. J.*, **1**, 127 (1967).
- Borg R. J., Birchenall C. E., *Trans. AIME*, **218**, 980 (1960).
- Buffington F. S., Hirano K., Gohen M., *Acta Met.*, **9**, 434 (1961).
- Hirang K., Cohen M., Averbach B. L., *Acta Met.*, **9**, 440 (1961).

79. Stanley J., Wert C., *J. Appl. Phys.*, **32**, 267 (1961).
80. Nowick A. S., *J. Appl. Phys.*, **22**, 925 (1951).
81. Köster W., Lang W., *Zeitschr. f. Metallk.*, **49**, 419 (1958).
82. Гринь А. В., *ФММ*, **4** (3), 561 (1957).
83. Nowick A. S., Li C. Y., *Trans. AIME*, **221**, 108 (1961).
84. Nowick A. S., Sladek R. J., *Acta Met.*, **1**, 131 (1953).
85. Roswell A. E., Nowick A. S., *J. Metals*, **5**, 1259 (1953).
86. Li C. Y., Nowick A. S., *Phys. Rev.*, **103**, 294 (1956).
87. Wert J. J., Rosenthal P. C., *Trans. ASM*, **55**, 439 (1962).
88. Bungardt K., Preisendanz H., *Zeitschr. f. Metallk.*, **51**, 280 (1960).
89. Ehrlich P., *Angew. Chemie*, May/June, 163 (1947).
90. Ehrlich P., *Zeitschr. Anorg. Allgem. Chem.*, **247**, 53 (1941).
91. Speerchneider C. J., диссертация, University of Wisconsin, 1959.
92. Schultz W. W., Spec. Techn. Publ. No. 286, ASTM, 1959.
93. Smith A. D. N., R. A. E. Report 55, 1950.
94. Mott N. F., *Proc. Phys. Soc.*, **60**, 391 (1948).
95. Schneiders A., Schiller P., *Acta Met.*, **16**, 1075 (1968).
96. McLean D., *Grain Boundaries in Metals*, Clarendon Press, Oxford, 1957, chaps. II and III; есть перевод: Маклин Д., *Границы зерен в металлах*, Металлургиздат, 1960.
97. Gleiter H., *Acta Met.*, **18**, 117 (1970).
98. McLean D., *Vacancies and Other Point Defects in Metals and Alloys*, Inst. of Metals, London, 1958, p. 185.
99. Bäro G., Gleiter H., Hornbogen E., *Mat. Sci. and Eng.*, **3**, 92 (1968/9).
100. Gifkins R. C., *Mat. Sci. and Eng.*, **2**, 181 (1967).
101. Ryan H. F., Suiter J. W., *Phil. Mag.*, **10**, 727 (1964).
102. Gifkins R. C., Snowdon K. U., *Trans. AIME*, **239**, 910 (1967).
103. Ashby M. F., Raj R., Gifkins R. C., *Scripta Met.*, **4**, 737 (1970).
104. Bleakney H. H., *Can. J. Techn.*, **33**, 56 (1955).
105. Cordea J. U., Spretnak J. W., *Trans. AIME*, **236**, 1685 (1966).
106. Gleiter H., Hornbogen E., Bäro G., *Acta Met.*, **16**, 1053 (1968).
107. Levi J., *Phys. Stat. Sol.*, **31**, 193 (1969).
108. Schober T., Balluffi R. W., *Phil. Mag.*, **21**, 109 (1970).
109. Suzuki T., *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, J. Wiley and Sons, N. Y., 1957, p. 361.
110. Imura T., Suzuki T., Ikushima A., Marukawa K., *J. Phys. Soc. Jap.* Suppl. II, **18**, 111 (1963).
111. Schiller P., *Phys. Stat. Sol.*, **5**, 391 (1964).
112. Gleiter H., *Acta Met.*, **17**, 565 (1969).
113. Gleiter H., *Acta Met.*, **17**, 853 (1969).
114. Gleiter H., *Acta Met.*, **18**, 23 (1970).
115. Gleiter H., *Acta Met.*, **17**, 1421 (1969).

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Автоионная микроскопия 23, 62, 72, 84
 Авторадиография 82, 110, 159, 360
 Анизотропия 134, 144, 166, 219
 Асимметричная граница 20
 — «фасеточная» структура 30
 Атомы примеси 30, 56, 289, 363
- Вакансии 31, 68, 100, 163, 225, 354
 Вариационный метод 72
 Вектор Бюргерса 34, 118, 165, 318, 332
 Внутреннее трение 17, 110, 184, 325—370
 — фон 337
 Высокотемпературный пик релаксации 339
- Гидростатическое давление 68
 Глубина проникновения 139, 155
- Двойникование 52, 284
 Двойниковая граница 108
 — ориентация 208
 Двухфазные материалы 219, 256
 Деформация решетки 30
 Дислокации 21, 34, 49, 65, 107, 312
 Дислокационные сетки 253
 Диссипация энергии 325
 Диффузия объемная 140, 172
 — по границам зерен 9, 62, 127—173, 360
 — примесей 105
- Закалка 92, 100, 354
 Затухание колебаний 106, 335
 Зернограничное внутреннее трение 325—370
 — — — модели 360—370
- Измерения электрохимического потенциала 91
 Интерференционная микроскопия 42
- Кажущаяся энергия активации миграции границ 210, 215, 274
 Концентрация насыщения 109
 Кристаллографический анализ 211
- Логарифмический декремент 184, 326, 340, 361
 Люминесцентные методы 85, 110
- Метастабильные фазы 22
 Метод машинного моделирования 72
 — реплик 360
 — электронно-зондового микроанализа 159
 — ямок травления 56
 Механизмы диффузии 161
 Миграция границ зерен 13, 46, 62, 89, 196—261, 286, 305
 — — в магнитных полях 201
 — — электрических полях 203
 — — теория группового процесса 229
 — — — единичного процесса 231
 Микротвердость 62
 — измерения 97, 110
 Многолучевой интерферометр 269
 Модели проскальзывания по границам зерен 310
 Модуль Юнга 184
- Напряжение 273, 279, 290, 298, 339
 Нерелаксированный модуль сдвига 360
 Несопряженности 31
 Неупругое рассеяние электронов 86
 Низкотемпературное проскальзывание 303
- Образование субзерен 290
 Оже-спектроскопия 80, 103, 154
 Окисление 45, 101
 Ориентация 24, 36, 54, 98, 144, 210, 288, 300
 Особые границы 7, 28, 35, 48, 215
 Отжиг 46, 89, 92, 197, 219, 247, 335

Охрупчивание 62, 102, 143, 360	111, 145, 218, 361
Параметр распределения 333	Толщина границы 146, 159, 190
Плавление границ зерен 11, 177—193	Травление границ зерен 43, 86
Плотность узлов совпадения 216	— — «фантомных» 91
Поверхностные эффекты 109	Трансмиссионная электронная микроскопия 106, 185
Подвижность межзеренных границ 23, 94, 211, 255	Увлечение частиц 221, 256—261
Полиморфные превращения 151	Углы двугранные 41, 45, 62
Полоса сброса 284	— кручения 53
Примеси 31, 89, 212, 245	— равновесные 37, 44
Проскальзывания по границам зерен 17, 268—320, 360	— разориентации 28, 49, 70, 89, 146, 208, 270
— — — бикристаллов 268	Угол сдвига фаз 325
— — — в поликристаллах 294	Удельное электросопротивление 95
Псевдодислокации 69	Узлы решетки 26
Равновесие стыка трех границ 37	Уравнение адсорбции Гиббса 111
Радиоактивный анализ 83	— Аррениуса 326
Рекристаллизация 336	— Гиббса — Томпсона 44
— вторичная 197	— Рида — Шокли 44, 49
— первичная 196, 225, 256	Ферромагнитные сплавы 73
Релаксация 21, 34, 327	— твердые растворы 348
— «атомная» 25	Химическое травление 78, 110, 154
— «жесткая» 25	Чистые металлы 207, 229, 327
Рентгеновские измерения 92, 110	«Чума» межзеренных границ 100
Решетка, измерения параметров 92	Экранизация 121
— переходная 71	Электронная микроскопия 30, 43, 73, 194, 229, 318, 360
— «пузырьковая» 119	Электронный микронзондовый анализ 83
— совершенная 71, 182	Энергии границ зерен 7, 21, 36—73, 94
— совпадения 27	— — абсолютная величина 43
Рост зерен 45, 197, 337	— активации 147, 156, 209, 274, 327, 346
Сверхрешетка совпадения 24	— дефектов упаковки 21
Сегрегация 9, 62, 77—121, 186, 255, 360	— — методы определения 39
— равновесная 77, 82, 100, 109	— — расчет 65
Симметричная граница 20	— — экспериментальные результаты 46
Склерометрическая твердость 97	Энтропия 22, 31, 64, 111, 192, 230
Скорость коррозии 89	Ядро границы 30, 65, 117
— миграции границ 214, 231	— дислокации 162
— проскальзывания 273, 279, 302	
— роста зерен 198, 213	
Случайные границы 216, 252	
Смещение 271, 282, 296	
Спектр релаксации 332, 343	
Степень релаксации 326, 334	
Структура границ зерен 7, 19—35, 65, 168, 230, 317	
Твердые растворы 212, 241, 343	
Температурная зависимость 63, 98,	

ОГЛАВЛЕНИЕ

Вступительная статья	5
ГЛАВА 1. СТРУКТУРА МЕЖЗЕРЕННЫХ ГРАНИЦ	19
Литература	35
ГЛАВА 2. ЭНЕРГИЯ МЕЖЗЕРЕННЫХ ГРАНИЦ	36
2.1. Введение	36
2.2. Равновесие между поверхностями раздела	37
2.3. Экспериментальные методы определения энергии границ	39
2.4. Экспериментальные результаты	46
2.5. Расчеты энергии межзеренных границ	65
Литература	73
ГЛАВА 3. СЕГРЕГАЦИЯ ПО ГРАНИЦАМ ЗЕРЕН	77
3.1. Экспериментальные методы и результаты	77
3.2. Теория сегрегации примесей по границам зерен	111
Литература	121
ГЛАВА 4. ДИФФУЗИЯ ПО ГРАНИЦАМ ЗЕРЕН	127
4.1. Экспериментальные методы	127
4.2. Экспериментальные результаты	134
4.3. Механизмы диффузии по границам зерен	161
Литература	173
ГЛАВА 5. ПЛАВЛЕНИЕ ГРАНИЦ ЗЕРЕН	177
5.1. Теория плавления границ зерен	177
5.2. Экспериментальные результаты	182
Литература	194
ГЛАВА 6. МИГРАЦИЯ ГРАНИЦ ЗЕРЕН	196
6.1. Экспериментальные методы	196
6.2. Экспериментальные результаты	205
6.3. Теория миграции границы зерна	229
Литература	261
ГЛАВА 7. ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЕ ПО ГРАНИЦАМ ЗЕРЕН	268
7.1. Проскальзывание по границам бикристаллов	268
7.2. Проскальзывание по границам зерен в поликристаллах	294
7.3. Модели проскальзывания по границам зерен	310
Литература	321
ГЛАВА 8. ЗЕРНОГРАНИЧНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ	325
8.1. Определения и методы исследования	325
8.2. Экспериментальные результаты	327
8.3. Модели зернограничного внутреннего трения	360
Литература	370
Предметный указатель	373

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, издательство «Мир».

Г. Глейтер, Б. Чалмерс

БОЛЬШЕУГЛОВЫЕ ГРАНИЦЫ ЗЕРЕН

Редактор Н. В. Серегина
Художник Н. Ф. Алексеев
Художественный редактор В. К. Бисенгалиев
Технический редактор Л. П. Бирюкова
Корректор И. И. Алексеева

Сдано в набор 24/VII 1974 г. Подписано к печати 25/XII 1974 г. Бумага кн. жур. 60×90^{1/16} = 11,75 бум. л. 23,5 усл. печ. л. Уч.-изд. л. 24,01. Изд. № 20/7629. Цена 2 р. 61 к. Зак. 522.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ярославский полиграфкомбинат «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 150014, Ярославль, ул. Свободы, 97.