

Министерство образования, науки, молодежи и спорта Украины
Государственное учреждение "Южноукраинский национальный педагогический
университет имени К.Д.Ушинского"

На правах рукописи

Стоянов Павел Петрович

**Развитие текстуры и анизотропии свойств в гексагональных
поликристаллах Mg-3\%Al-1\%Zn**

Специальность 01.04.07 – Физика твердого тела

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
Брюханов Аркадий Алексеевич
доктор технических наук, профессор.

Одесса-2012

Содержание

| | |
|---|----|
| ВВЕДЕНИЕ..... | 4 |
| 1. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ, МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ТЕКСТУРЫ И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ..... | 13 |
| 1.1. Методы измерения и анализа текстур гексагональных структур..... | 14 |
| 1.2. Рентгенодифрактометрические методы изучения текстур при помощи прямых полюсных фигур..... | 16 |
| 1.3. Учет фактора дефокусировки при съемке прямых полюсных фигур..... | 21 |
| 1.4. Изучение текстур методом обратных полюсных фигур..... | 26 |
| 1.5. Описание текстур листовых поликристаллов при помощи интегральных характеристик..... | 29 |
| 1.6. Интегральные характеристики текстуры гексагональных структур..... | 34 |
| 1.7. Расчет ИХТ листов гексагональных металлов из ПФ от плоскости базиса (0001)..... | 38 |
| 1.8. Интегральные характеристики и анизотропия тензорных свойств листовых гексагональных поликристаллов..... | 40 |
| 1.9. Определение анизотропии упругих свойств листовых поликристаллов.. | 41 |
| 1.10. Измерение механических свойств листов сплава AZ31..... | 43 |
| 1.11. Выводы..... | 44 |
| 2. МЕХАНИЗМЫ ДЕФОРМАЦИИ МАГНИЯ И СПЛАВОВ НА ЕГО ОСНОВЕ..... | 4 |
| 5 | |
| 2.1. Принципы деформации кристаллических тел двойникованием..... | 46 |
| 2.2. Механизмы деформации и механические свойства сплавов магния..... | 53 |
| 2.3. Основные представления поликристаллических моделей..... | 64 |
| 2.3.1. Механизмы пластической деформации при растяжении..... | 67 |
| 2.5. Выводы..... | 70 |
| 3. ИССЛЕДОВАНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ..... | 72 |

| | |
|---|--|
| 3.1. Текстура и анизотропия упругих свойств листов магниевого сплава после горячей прокатки и рекристаллизационного отжига..... | 72 |
| 3.2. Влияние деформации растяжением и сжатием на текстуру листов магниевого сплава AZ31..... | 78 |
| 3.3. Влияние деформации знакопеременным изгибом на механические свойства листов сплава AZ31..... | 85 |
| 3.4. Выводы..... | 104 |
| 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ..... | 108 |
| 4.1. Текстуры сжатия и растяжения листов сплава AZ31 в представлении обратных ПФ..... | 108 |
| 4.2. Модельное представление развития текстуры листов сплава с центральной базисного типа исходной текстурой..... | 115 |
| 4.2.1. Допущения..... | 116 |
| 4.3. Усовершенствование модели развития текстуры..... | 124 |
| 4.3.1. Упрощенное представление текстуры одноосных кристаллов..... | 124 |
| 4.3.2. Переориентация кристаллов при двойниковании..... | 126 |
| по системе..... | 126 |
| 4.3.3. Критерий для выбора феноменологической модели деформации..... | 129 |
| 4.3.4. Развитие текстуры в феноменологической модели двойникования... | 131 |
| 4.3.5. Развитие текстуры по феноменологической Р (раздвойниковой)- модели..... | 135 |
| 4.4. Выводы..... | 139 |
| ОБЩИЕ ВЫВОДЫ ПО ДИССЕРТАЦИИ..... | 140 |
| ЛИТЕРАТУРА..... | Ошибка! Закладка не определена. |

ВВЕДЕНИЕ

Формоизменение кристаллических тел определяется рядом механизмов, среди которых главными являются скольжение по определенным кристаллографическим плоскостям и двойникование. Реализация того или иного механизма пластической деформации определяется, помимо свойств самого кристалла, от симметрии и характера приложенного внешнего поля напряжений, температурой, скоростью деформации и пр. В результате деформированное тело приобретает новый комплекс свойств (происходит, например, деформационное упрочнение или разупрочнение), проявляет их анизотропией и пр. В поликристаллических телах деформация приводит прежде всего, к ориентационному распределению элементов, составляющих поликристалл, - к образованию и изменениям кристаллографической, механической и дефектной текстуры [34]. В поликристаллах с ГЦК решеткой, где пластическая деформация осуществляется, главным образом, за счет скольжения, построены модели, позволяющие прогнозировать анизотропию свойств, развивающуюся при пластической деформации растяжением и сжатием. Для поликристаллов значительную роль в пластической деформации играют механизмы двойникования и раздвойникования, которые существенно влияют на конечную текстуру, анизотропию и уровень механических свойств [224-225]. Этот факт проявляется в магниевых сплавах, где в отличие от традиционного деформационного упрочнения [44], наблюдается деформационное разупрочнение [45]. Существующие модели пластической деформации: поликристаллическая [12,190-191], феноменологическая, основанная на представлении кристалла как континуума [226], достаточно эффективны при объяснении эффектов анизотропии в кубических металлах, но не вполне удовлетворительно объясняют пластичность гексагональных металлов.

С практической точки зрения магниевые сплавы представляют значительный интерес [63,76,153,175,184,212]. Это обусловлено высокой удельной прочностью магниевых сплавов, что делает их перспективными для использования в

транспортной промышленности. В сравнении с алюминиевыми конкурентами [117], магниевые сплавы обладают лучшими показателями по таким свойствам как сопротивление растяжению [48], усталости [111]. Широкому применению магниевых сплавов препятствуют низкая формоизменяемость при комнатных температурах [117], высокая стоимость [100] и недостаточная изученность их необычных пластических свойств.

Пластичность магниевых сплавов характеризуется высокой асимметрией текучести в плоскости листов при деформациях растяжением и сжатием, и высокой анизотропией свойств в плоскости листов. При механических испытаниях листов магниевых сплавов происходит изменение угла наклона кривых "напряжение - деформация" при сжатии и последующем растяжении [6,25,71,74,142,164]. В этих работах наблюдали образование острой базисной текстуры с активизацией двойникования при сжатии и раздвойникованием при последующем растяжении. Процессы двойникования и раздвойникования приводят к резкой переориентации кристаллов, и соответственно - к появлению и исчезновению границ между двойниками [27,142,163].

Необычное поведение пластичности магниевых сплавов не объясняется ни поликристаллической [157,190-191], ни континуальной феноменологической [226,102,106,221] моделями пластической деформации. Континуальные феноменологические модели [226,102,221,131] рассматривают, по крайней мере, пять независимых систем скольжения. Эти системы доминируют в ОЦК металлах. Однако эти модели не дают желаемого результата при прогнозировании текстур в магниевых сплавах из-за двойникования и раздвойникования [117,164,143].

Поэтому для эффективного использования комплекса свойств сплавов на основе магния необходимы комплексные исследования влияния деформации поликристаллов на структурные изменения в них, текстуру и анизотропию свойств с целью построения физического механизма процессов, протекающих в таких материалах при их формоизменении.

Цель работы: установить количественную связь между свойствами моно - и текстурованных поликристаллов сплава твердого раствора алюминия в магнии, деформированных растяжением и сжатием с учётом распределения кристаллов по ориентациям, позволяющую прогнозировать анизотропию свойств листовых поликристаллов.

Актуальность темы. В последнее десятилетие резко возрос интерес к легким сплавам как к материалам для транспортной промышленности. Несмотря на их сравнительно высокую стоимость, выигрыш в весовых характеристиках конструкций из таких материалов дает значительную экономию топлива, что особенно ценно в современных условиях постоянного удорожания энергоресурсов.

Одним из наиболее перспективных материалов в этом отношении является сплав на основе магния AZ31 (3%Al, 1%Zn), обладающий высокой удельной прочностью и хорошей пластичностью. Развитие таких сплавов и их исследование направлено, главным образом, на оптимизацию свойств на основе последних достижений физики твердого тела. Оптимизация свойств в современном материаловедении становится все более актуальной задачей, для решения которой следует использовать уже действующие в настоящее время технологические инструкции и технические условия на применение материалов, совершенствовать, дополнять их новыми сведениями об эксплуатационных характеристиках. Почти вся листовая продукция подвергается правке в холодном или теплом состоянии. Чаще всего правка заключается в перегибе листа вокруг роликов, размещенных в шахматном порядке, создающих деформации знакопеременного изгиба (ЗИ). И на этом этапе происходят физические процессы, существенным образом изменяющие структуру металла и, соответственно, его свойства. Для такой обработки, как и для других обработок, одним из важнейших факторов, который следует учитывать в «оптимизированных» материалах, является анизотропия их эксплуатационных характеристик.

Поэтому для сплавов магния важным является их текстурное состояние на различных этапах производства проката, отжига, правки и дальнейшей обработки. Эти соображения и определили актуальность исследований данной работы.

Связь с научными программами. Диссертационная работа является частью экспериментальных и теоретических исследований процессов формирования текстур и анизотропии свойств по теме «Исследование влияния напряженно-деформированного состояния на текстурообразование и анизотропию свойств твердого тела», Государственный регистрационный №01090000216, проводимых на кафедре физики института физики и математики Южноукраинского национального педагогического университета имени К.Д.Ушинского.

Объектом исследований является текстурное состояние, микроструктура, субструктура и анизотропия свойств деформированных листовых поликристаллов твердого раствора алюминия в решетке магния.

Предметом исследований служили листовые поликристаллы гексагонального сплава магния с алюминием, легированного 1% цинка.

Для достижения поставленной цели в диссертации были решены следующие задачи:

1. Проанализировать существующие модели развития текстуры и анизотропии свойств гексагональных поликристаллов и определить оптимальный подход к изучению текстуры и анизотропии свойств α - сплавов магния.

2. Оценить корректность применения для прогнозирования анизотропии тензорных свойств поликристаллического агрегата, монокристалльных характеристик нелегированного магния и выбрать оптимальный набор констант податливости монокристалла исследуемого материала для описания анизотропии упругих свойств текстурованного поликристалла.

3. Для листов сплава AZ31 изучить влияние деформации сжатием и растяжением на текстурные характеристики, анизотропию упругих и механических свойств. Установить связь между характеристиками текстуры

сжатия и растяжения сплава и анизотропией свойств деформированных листовых поликристаллов, найти набор параметров для прогнозирования анизотропии свойств листов сплава по текстурным характеристикам и свойствам монокристалла сплава.

4. В представлении интегральных характеристик изучить образование, развитие и превращения текстуры и соответствующую ей анизотропию свойств в листах сплава AZ31 при деформации знакопеременным изгибом.

5. На основе результатов исследований микроструктуры, текстуры и субструктуры смоделировать кристаллографический механизм пластической деформации при растяжении и сжатии поликристаллов сплава AZ31.

6. На основе существующих феноменологических подходов рассмотреть особенности формоизменения листов при сжатии и последующем растяжении, обусловленные процессами двойникования и раздвойникования.

Методы исследований. Решение сформулированных задач достигнуто методами рентгеновского анализа текстуры и субструктуры кристаллических тел, металлографического анализа, динамическим и статическим методами измерения упругих свойств, методами механических испытаний поликристаллов.

Научная новизна работы.

1. Получены интегральные характеристики текстур листовых поликристаллов магниевого сплава при деформации их последовательными сжатием и растяжением. Установлена связь между анизотропией свойств моно и поликристалла.

2. Установлена некорректность использования констант податливости монокристаллов магния для описания анизотропии свойств сплава AZ31. Для практического использования найдены значения компонент тензора податливости монокристаллов этого сплава.

3. Показана роль процессов скольжения, двойникования и раздвойникования в механизме пластической деформации магниевового сплава.

4. Рассчитаны ориентационные зависимости упругих свойств листов исследуемого сплава, а также значения модуля Юнга в направлении, нормальном к плоскости листов, после деформации листов знакопеременным изгибом с различным числом циклов.

5. На основе гипотезы Ашкенази определена тензорная размерность анизотропии предела текучести листов сплава в отожженном и деформированном циклической деформацией знакопеременным изгибом листовом поликристалле.

6. Рассчитан набор эмпирических констант для описания анизотропии механических свойств деформированных листов сплава AZ31, а также метод расчета этих свойств в нормальном к плоскости листов направлении.

Практическое значение полученных результатов.

1. Получены текстурные характеристики листов сплава AZ31 (3%Al, 1%Zn) после различных видов деформации знакопеременным изгибом. Результаты представлены в виде интегральных характеристик текстуры и статистических углов наклона гексагональной оси к плоскости прокатки, посредством которых предлагается рассчитывать анизотропию свойств листов перед штамповкой облегченных деталей.

2. Установлены режимы обработки листов сплава AZ31 правкой и знакопеременным изгибом для получения листов с высоким уровнем пластичности при комнатных температурах, пригодных для дальнейшей штамповки и вытяжки.

3. Установлено, что анизотропия механических свойств листов сплава AZ31 после деформации знакопеременным изгибом поддается тензорному описанию и оценивается из интегральных характеристик текстуры и монокристаллических констант.

Личный вклад соискателя состоит в том, что им непосредственно:

1. Была проведена подготовка образцов и проведены рентгеновские и металлографические исследования.
2. Установлены основные закономерности текстурных преобразований сплава магния Mg - 3% Al - 1% Zn, а также математическая обработка полученных результатов.
3. Проведены механические испытания на изгиб, определены значения модуля Юнга в главных направлениях после различного числа циклов знакопеременного изгиба.
4. Рассчитаны константы податливости для монокристалла сплава Mg - 3% Al - 1% Zn, на примере расчета анизотропии модуля Юнга показана некорректность использования монокристаллических характеристик податливости монокристалла чистого магния при расчете анизотропии механических свойств сплава.
5. Получены формулы для представления анизотропии механических свойств в тензорном виде, рассчитаны монокристаллические характеристики материала после различных деформаций.
6. Установлено, что деформация знакопеременным изгибом приводит к образованию двойников на этапе сжатия, которые предоставляют возможность для скольжения по разным системам скольжения, что приводит к разупрочнению после трех циклов деформации знакопеременного изгиба.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты диссертации докладывались на:

1. Міжнародній конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики, Еврика-2005. Львів, травень 2005, ЛНУ ім. І.Франка.
2. 4 Евразийской конференции «Прочность неоднородных структур». ПРОСТ 2008. М.8-10 апреля 2008 г. М.:МИСИС. 2008.
3. Міжнародній конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики. Еврика-2009. Львів, травень 2009, ЛНУ ім. І.Франка.
4. 5 Евразийской конференции «Прочность неоднородных структур». ПРОСТ 2010. М. 20-22 апреля 2010 г. М.:МИСИС. 2010.

Публикации. Основное содержание диссертации опубликовано в 7 статьях периодических изданий, рекомендованных ВАК Украины для публикации материалов диссертаций на соискание ученых степеней по физико-математическим и техническим наукам, и в виде 4 тезисов в сборниках трудов международных конференций:

- 1. Стоянов П.П.** Вплив ізгибної деформації на текстурні характеристики магнієвого сплаву AZ31/ Т.С. Совкова, П.П. Стоянов // Вісник Львівського університету. Серія фізична.–2009.–Вип. – С.
- 2. Стоянов П.П.** Анизотропия механических свойств листов магниевого сплава AZ31 в результате деформации знакопеременным изгибом / **А.А. Брюханов, Ю.В. Зильберг, М. Шапер, П.П. Стоянов и др.** // Металлургическая и горнорудная промышленность.- 2010.-**261**.-№3.-с. 75-78.
- 3. Стоянов П.П.** Механизм пластической деформации листов сплава AZ31 при знакопеременном малоцикловом изгибе / **А.А Брюханов, М Родман, А.Ф. Тарасов, П.П. Стоянов, М. Шапер, Д. Борманн** // ФММ.- 2011.- 111.-.№6.-С.1-8.
- 4. Stoyanov P. P.** Mechanism of the Plastic Deformation of the AZ31 Alloy upon Low – Cycle Reverse Bending /**A. A. Bryukhanov , M. Rodman , A. F. Tarasov , P. P. Stoyanov , M. Shaper , and D. Bormann** // Physics of Metals and Metallography,- 2011.-Vol. 111.- No. 6.- P. 651-658.
- 5. Стоянов П. П.** Влияние холодной правки на текстуру и анизотропию свойств листов магниевого сплава AZ31 / **А. А. Брюханов, Ю. В. Зильберг, М. Шапер, М. Родман, М. Хепке, Д. Родман** // Деформация и разрушение материалов №8 за 2010 с.-34-41.
- 6. Стоянов П.П.** Інтегральні характеристики гексагональних текстур / **С.И Іовчев, Н.А. Волчок** // Вісник Львівського нац. ун-ту. Серія фізична.-2010.-вип 39.-с.294-299.
- 7. Стоянов П.П.** Інтегральні характеристики гексагональних текстур / **С.И Иовчев, Н.А. Волчок** // International Conference of Students and Young Scientists

in Theoretical and Experimental Physics. HEUREKA-2009. Book of abstracts. May 20-22, 2009 Lviv. Ukraine. Lviv: LNU. p.A19.

8. Стоянов П.П. К вопросу о механизме пластической деформации листов сплава AZ31, деформированных знакопеременным изгибом / **А.А. Брюханов, Ю.В. Зильберг, Т.С. Совкова, П.П. Стоянов** // Сб. трудов 5 Евразийской научно-практической конференции «прочность неоднородных структур» ПРОСТ-10.-20-22 апреля 2010.-М.:МИСиС.-с.34.

Структура и объем диссертации. Диссертация содержит введение, четыре раздела, выводы по каждому разделу и общие выводы по диссертации, список цитированной литературы. Общий объем диссертации составил 163 страницу, 60 рисунков, 11 таблиц, 233 библиографических источника.

Автор выражает благодарность и признательность своему учителю профессору Брюханову Аркадию Алексеевичу, постоянное внимание которого, помощь и ценные советы в решающей степени способствовали успешному выполнению поставленных задач.

1. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ, МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ТЕКСТУРЫ И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Материалом для исследований служили листы сплава AZ31 после горячей прокатки и последующего отжига при температуре 320⁰С в течение часа. Химический состав сплава приведен в таблице 1.1.

Таблица 1.1

Химический состав сплава AZ31

| Сплав | Легирующие элементы, % | | | | | | | Плотность, кг/м ³ |
|--------------|------------------------|-----|-----|----|------|------|---------|------------------------------|
| | Al | Mn | Zn | Zr | Si | Cu | другие | |
| AZ31B | 3.0 | 0.5 | 1.0 | - | ≤0.3 | ≤0.1 | Ni ≤0.3 | 1780 |

Алюминий увеличивает прочность при комнатной температуре, улучшает текучесть. Однако чрезмерное содержание алюминия уменьшает пластичность из-за образования хрупкой фазы. Также алюминий расширяет область солидус-ликвидуса. Цинк улучшает текучесть и прочность магниевых сплавов, но высокое содержание цинка (более 2%) может вызвать охрупчивание в горячем состоянии. Цинк также полезен в сплавах с точки зрения повышения коррозионной стойкости, которая снижается за счет примесей в сплавах железа и никеля. Твердые растворы цинка в магнии в комбинации с цирконием или



Рис.1.1. Установка для изгибной деформации листовых материалов

редкоземельными металлами способствуют выделению упрочняющих фаз, увеличивающих прочность сплавов. Однако цинк может не предотвратить горячего охрупчивания, вызываемого избыточным алюминием и марганцем.

Листы распускали на карты размерами в плане 95х95мм, которые подвергали деформации

знакопеременным изгибом в направлении прокатки (НП), 0,25; 0,5; 0,75; 1, 3, 5,5; 11 циклами по схеме [63] на роликах диаметром 50 мм. Установка для изгиба обеспечивала равномерную деформацию по всей длине образца (рис.1.1). Один цикл деформирования включал изгиб в одну и противоположную стороны и возвращение образца в выпрямленное состояние. Один изгиб в одну сторону составлял 0,25 цикла. Деформацию наружного слоя за один изгиб оценивали по формуле: $\varepsilon = \ln[(D+2h)/(D+h)]$, где D - диаметр изгибающего ролика, h – половина толщины листа.

Из полученных карт вырезали прямоугольные образцы размером 90×12 мм под различными углами к НП, через каждые 15° для измерений модуля Юнга. Механические испытания образцов проводили на стандартных образцах для трех направлений, НП, ПН и НП+45°.

1.1. Методы измерения и анализа текстур гексагональных структур

Кристаллографическая текстура - это неравновероятное распределение отдельных кристаллов по ориентациям в поликристаллическом агрегате. Так как текстура определяет анизотропию свойств поликристалла, то все методы изучения текстур основаны на экспериментальном измерении анизотропии свойств поликристаллов. Информативность результатов измерений анизотропии свойств зависит, прежде всего, от симметрии самого свойства. Чем ниже симметрия свойства, тем большую информативность об ориентационном распределении кристаллов она содержит. Самой низкой симметрией обладает свойство кристалла отражать рентгеновские лучи в различных направлениях. Поэтому рентгеновские методы изучения текстур и получили наиболее широкое распространение [14,29,41,45,47].

Для оценки текстур используют также данные по экспериментальной анизотропии физических свойств поликристаллов высоких симметрий. Это относится к кинетическим свойствам, упругим, магнитным. Кинетические свойства, такие как электропроводность, теплопроводность, коэффициент

теплового расширения описываются тензорами второго ранга и являются изотропными в отношении поликристаллов с кубической симметрией отдельных элементов. Поэтому анизотропия таких свойств не используется для оценки текстур кубических металлов, но удобна для описания текстур гексагональных металлов. Симметрия упругих свойств, например, модуля Юнга, отвечает тензорному описанию четвертой размерности и поэтому успешно применяется для определения характеристик текстуры кубических металлов. На основе измерения магнитных свойств построены магнитные анизометры [14], которые получили широкое распространение для контроля текстур трансформаторных сталей. Однако методы изучения текстур, основанные на измерениях анизотропии тензорных свойств, удобны при изучении относительно простых текстур. Они дают в определенном смысле усредненные данные о текстуре и не содержат данные об особенностях сложных, многокомпонентных текстур. Поэтому для чисто научных исследований, целью которых является установление механизмов пластической деформации, рекристаллизации, ориентационных соотношений при фазовых превращениях и т.п., предпочтительно пользоваться рентгенодифрактометрическими методами исследования текстур.

К аналогичным рентгеновскому методу изучения текстур можно отнести электронографический и нейтронографический методы [7,13,17,29,39,41], которые используют результаты дифракции электронов и нейтронов на кристаллических объектах.

Электронографический метод позволяет получать интенсивные дифракционные рефлексы при малых размерах кристаллов и малых количествах исследуемого вещества [39]. Однако низкая проникающая способность электронов позволяет изучить лишь поверхностный слой образца. Поэтому методы дифракции электронов используются успешно для изучения текстур тонких пленок (толщиной $\sim 0,01$ мм). При этом текстурные характеристики определяют топографическим методом по результатам анализа электронограмм, полученных для достаточно большого числа (~ 500) соседних зерен или субзерен

[106]. Для массивных образцов методы электронографии применяются очень редко ввиду чрезвычайной трудоемкости. Кроме того, здесь существенно увеличивается погрешность при распространении результатов измерений отдельных областей на весь материал в целом из-за недостаточной статистики.

Нейтронографический метод [29,47] использует поток тепловых нейтронов с длиной волны $\lambda=0,1\text{нм}$. Он дает возможность исследовать текстуру проволоки толщиной $\sim 6\text{мм}$ и образцов в виде шара или куба с линейным размером $\sim 30\text{мм}$. Здесь используются широкие монохроматические первичные пучки нейтронов, что позволяет проводить исследования текстур крупнозернистых объектов. Высокая проникающая способность нейтронов обеспечивает увеличение глубины исследуемого слоя и послойное усреднение текстуры. Главная трудность в успешном применении нейтронографического метода – это необходимость использования ядерного реактора и, соответственно, высокие требования к технике безопасности.

Существуют также оптические методы изучения текстуры [123,50], основанные на различной скорости травления кислотами разных кристаллографических плоскостей. Однако оптические методы не обладают достаточной информативностью о характеристиках текстуры. Поэтому они удобны для определения отклонений от уже имеющейся текстуры для крупнозернистых поликристаллов. Кроме того, они требуют значительных усилий в подборе травителей и изготовлении безупречного шлифа.

1.2. Рентгенодифрактометрические методы изучения текстур при помощи прямых полюсных фигур

Для изучения текстур наиболее широкое применение получили методы, основанные на дифракции рентгеновских лучей, на кристаллической решетке. Это обусловлено высокой информативностью рентгеновского эксперимента, простотой и надежностью рентгенодифрактометрической техники, удобством ее эксплуатации, наличием широкого диапазона длин волн рентгеновских лучей и

сравнительной их доступностью широкому кругу исследователей. Собственно это и послужило причиной того, что основные методы анализа текстур разрабатывались для рентгеновского эксперимента. Кроме того, современные автоматизированные рентгеновские дифрактометры позволяют проводить съемку дифракционных картин и обработку результатов в режиме ЭВМ [125,131,214]. Это обеспечивает достаточно быстрое получение сведений о текстуре сложных поликристаллических объектов.

Графически текстуру удобно представлять в виде полюсных фигур (ПФ). Полюсные фигуры могут быть прямыми и обратными.

Прямая ПФ представляет собой гномостереографическую проекцию [99,192] совокупности кристаллографических плоскостей $\{hkl\}$ для всех кристаллов образца (стереографическую проекцию нормалей N_{hkl} к этим плоскостям). ПФ показывает вероятность, с которой нормаль к кристаллографической плоскости совпадает с различными направлениями в образце. ПФ дает наглядное представление об ориентировках кристаллов в исследуемом поликристалле.

В соответствии с методом построения ПФ организован и рентгеновский эксперимент. Оси образца совмещают с взаимно перпендикулярными диаметрами сферы проекций. Для листовых поликристаллов такими осями выбирают направление прокатки (НП), поперечное направление (ПН) и нормальное к плоскости листа направление (НН). На рисунке 1.2 показана плоскость $\{hkl\}$, которая в образце находится в отражающем положении, согласно закону Вульфа-Брэгга $2d \sin \vartheta = n\lambda$ [99]. Угол скольжения равен θ . Дифрагированный луч составляет угол 2ϑ с первичным пучком и попадает на экран в точке М. Нормаль N к плоскости $\{hkl\}$ пересекает сферу проекций в точке R. По законам построения стереографической проекции помещаем точку зрения в S и проектируем точку R на экваториальную плоскость сферы проекций. Получаем точку P, которая является стереографической проекцией соответствующей точки на кольце Дебая.

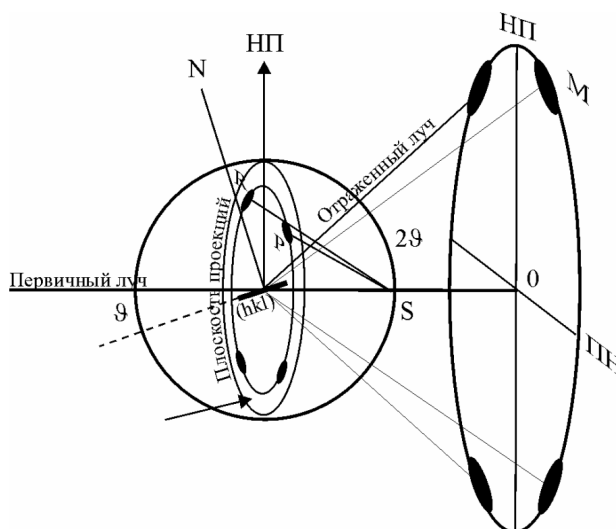


Рис. 1.2. Схема получения текстурных максимумов на гномостереографической проекции текстурованного поликристалла

Образец, а вместе с ним и плоскость $\{hkl\}$, вращаем вокруг первичного пучка (Рис.1.3).

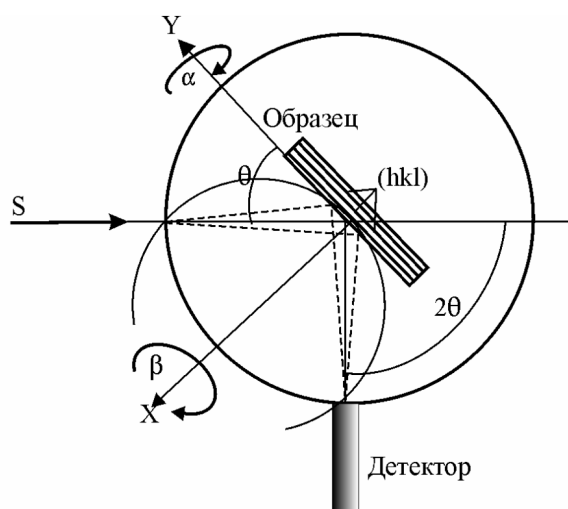


Рис. 1.3. Съёмка кривой полюсной плотности на дифрактометре типа ДРОН

Угол вращения вокруг первичного пучка обычно обозначается символом β . Получаем конус отражений с углом раствора 4ϑ . Пересечение конуса с экраном дает кольцо Дебая. Конусу отражений соответствует конус нормалей с углом $2(90^\circ - \vartheta)$. Этот конус при пересечении со сферой проекций дает окружность. Окружность проецируется на стереографическую проекцию в виде окружности,

которая отстоит от края круга проекций на угол ϑ . В случае беспорядочного распределения в образце плоскостей $\{hkl\}$ (отсутствие текстуры) интенсивность дифрагированных лучей по всей окружности будет одинаковой. При наличии текстуры интенсивность вдоль кольца Дебая не будет равномерной. Появятся текстурные максимумы, которые соответствуют повышенной вероятности распределения плоскостей под некоторыми углами к осям образца. Соответствующие текстурные максимумы появятся и на кольце полюсной фигуры. Отражённые рентгеновские лучи регистрируем при помощи счетчика квантов. Счетчик устанавливаем под углом 2ϑ к первичному пучку. Регистрация вдоль кольца Дебая осуществляется вращением образца вокруг нормали к его плоскости. Исследование всей сферы проекций проводим последовательными наклонами образца к оси гониометра. Этот угол наклона обозначается символом α .

Расположение текстурных максимумов зависит от типа кристаллической решетки, рассматриваемых плоскостей $\{hkl\}$ и характера текстуры. Положение текстурных максимумов определяет преимущественные кристаллографические ориентировки, описывающие текстуру. Для более полного анализа текстуры используем отражения для двух-трех плоскостей с низкими индексами $\{hkl\}$. Плоскости с высокими индексами не рассматриваем. Для них картина расположения текстурных максимумов становится более размытой из-за высокого фактора повторяемости. Эти отражения испытывают уширение из-за микронапряжений и дисперсности областей когерентного рассеяния.

Для ГЦК металлов оптимальными плоскостями для съемки текстурных кривых являются плоскости (111), (200), (220) и (311), для ОЦК металлов это плоскости (110), (200), (211) и (222), для гексагональных металлов - (0002), $(10\bar{1}0)$ и $(11\bar{2}0)$.

Существует два метода съемки текстурограмм: а) «на просвет» (для тонких образцов) и в) «на отражение» (для массивных образцов) [14].

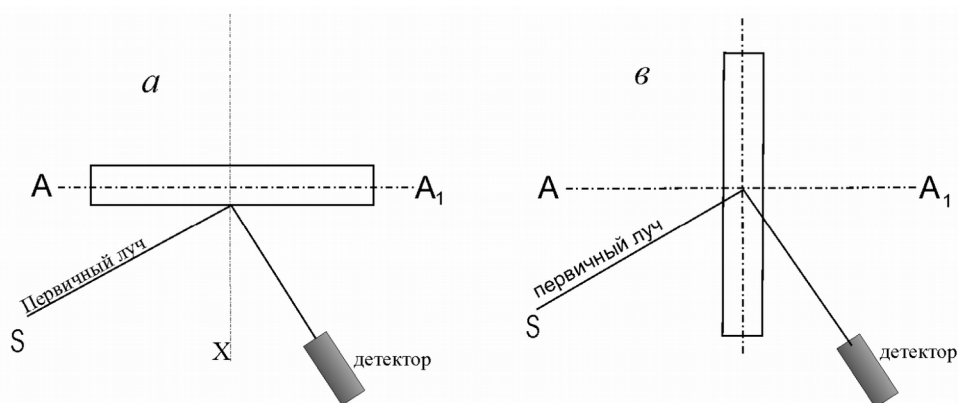


Рис. 1.4. схематическое расположение образца по отношению к первичному лучу при съёмке текстурной кривой а – «на отражение», б – «на просвет»

При исследовании текстуры методом «на отражение» плоскую поверхность образца располагают под углом ϑ к первичному рентгеновскому лучу S (рис.1.4). Счетчик устанавливают под углом 2ϑ . При переходе к другой плоскости $\{hkl\}$ или при смене излучения значения углов ϑ и 2ϑ соответственно меняются.

Оси X и AA_1 проходят через центр гониометра. Ось X соответствует нормали к плоскости образца. Ось AA_1 - горизонтальная ось, параллельная плоскости гониометра. В этой плоскости лежат первичный S и отраженный лучи.

Вращаем образец по углу β вокруг первичного пучка на полный оборот. Затем наклоняем образец к оси гониометра на угол α_1 и повторяем вращение по углу β . Далее наклоняем образец на угол α_2 и т.д. Определяем значения интенсивности I_{hkl} для всех углов. В результате получаем набор кривых распределения интенсивности отраженных лучей по углу β для различных α . Съёмку можно организовать и в непрерывном режиме наклона образца к оси гониометра. Кривую распределения интенсивности часто называют непосредственно полюсной фигурой. Метод «на отражение» позволяет охватить ПФ по углу α от 0 до $\sim 70^\circ$.

Для получения распределения выхода нормалей к отражающей плоскости в «периферийной» части ПФ применяют метод «на просвет».

Положение счетчика по отношению к рентгеновскому лучу при съемке одной текстурной кривой не изменяется. Положение образца для съемок «на отражение» и «на просвет» различное (рис.1.4).

Получение текстурной кривой в методе «на отражение» обеспечивается последовательными наклонами образца на угол α к оси гониометра AA_1 , а в методе «на просвет» - вращением вокруг вертикали, параллельной поверхности образца AA_1 .

Полная прямая ПФ охватывает распределение выхода нормалей к плоскости $\{hkl\}$ по углу α от 0 до 90° . Для ее построения совмещают два метода съемки: «на отражение» и «на просвет». Для этого результаты съемок «на отражение» и «на просвет» «сшивают» по методу [31,33,124].

1.3. Учет фактора дефокусировки при съемке прямых полюсных фигур

В процессе съемки прямой полюсной фигуры при последовательных наклонах образца к оси гониометра на угол α рентгеновское пятно на образце меняет свою площадь и форму. Это явление называется дефокусировкой. Количественное исследование текстур требует проведения измерений интенсивности отраженных рентгеновских лучей на одном и том же образце. Однако для определения полюсной плотности приходится обычно привлекать данные по бестекстурному образцу, иначе говоря, проводить нормировку полюсных фигур относительно бестекстурного эталона.

Для учета дефокусировки используют порошковый образец (без текстуры). Получаем кривые зависимости интенсивности $I(\alpha)$. Определяем коэффициент дефокусировки для различных углов α (рис. 1.5):

$$k_\alpha = \frac{I_0}{I_\alpha} \quad (1.1)$$

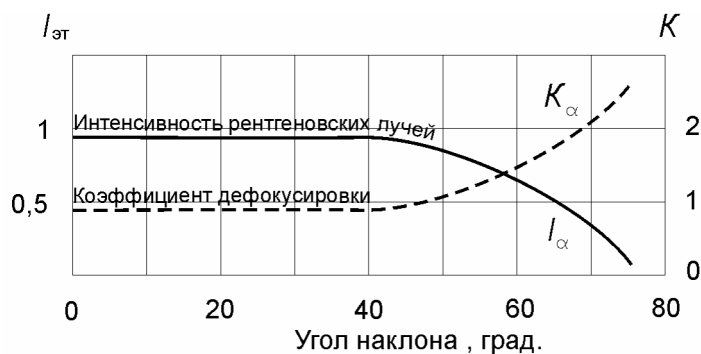


Рис. 1.5. Кривые зависимости коэффициента дефокусировки и значения интенсивности отражённых рентгеновских лучей с увеличением угла наклона образца к оси гониометра

Тогда исправленное значение интенсивности

$$I'_{HKL} = I_{HKL} \cdot k_\alpha \quad (1.2)$$

Такой подход возможен, если плотность образца и эталона одинаковы, если фазовый состав их одинаков и, если профили соответствующих линий также одинаковы. Добиться такого практически невозможно для большинства технических материалов. Поэтому метод нормировки ПФ по бестекстурному образцу целесообразно применять в случаях, когда нас интересует общий вид текстуры и нет необходимости строить количественные текстурные функции для более глубокого изучения текстуры и ее вклада в анизотропию свойств.

Явление дефокусировки обусловлено тем, что условие фокусировки на таких приборах выполняется строго только для точки касания плоского образца с фокусирующей окружностью Зеемана-Болина [26]. Пятно рентгеновского луча на образце меняет свою форму и значительная часть пучка рентгеновских лучей выходит из фокусирующего состояния и не попадает в окно счетчика квантов. Таким образом, нарушается условие того, что интенсивность отраженных рентгеновских лучей пропорциональна количеству кристаллов, ориентированных таким образом, что нормаль к отражающей плоскости находится на сфере проекций в точке, соответствующей сферическим углам (α_i, β_i).

Эффект дефокусировки можно уменьшить применением широких щелей детектора и узких – излучателя. Такой подход неприемлем для двухфазных сплавов, для которых угловое расстояние между основными линиями фаз может быть настолько мало, что для их разделения требуется использование узких щелей.

Сегмюллер предложил безэталоный метод учета дефокусировки [21]. Этот метод предусматривает экспериментальное определение профиля дебаевской линии от плоскости (hkl) , находящейся в отражающем положении. Если известна $I_{(hkl)}(\alpha, \varphi)$ при $\alpha = 0$, где φ - текущая координата по ширине линии, то профиль линии при $\alpha \neq 0$ рассчитывается по формуле:

$$I(\alpha) = \frac{1}{\omega} \int_{-\frac{\Delta\theta}{2}}^{\frac{\Delta\theta}{2}} d\theta \int_{-\frac{\omega}{2}}^{\frac{\omega}{2}} I_0[\varphi - Z\psi(\theta, \alpha)], \quad (1.3)$$

где φ - угловое расстояние в радианах от угла Вульфа-Брэгга θ , ω - высота рентгеновского пятна на образце, $\psi(\theta, \alpha) = \frac{b}{R} \cos \theta$, R - радиус гониометра, b - ширина щели счетчика.

В [32] метод Сегмюллера был усовершенствован следующим образом.

Запишем очевидную формулу Сегмюллера в несколько ином виде. Для этого совершим переходы:

$$Z \rightarrow y + \frac{\omega}{2}; \quad Z \rightarrow y = Z - \frac{\omega}{2}; \quad \varphi \rightarrow x = \varphi - \left(y - \frac{\omega}{2}\right) \psi(\theta, \omega).$$

$$I(\alpha) = \frac{1}{\omega} \int_{-\frac{\omega}{2}}^{\frac{\omega}{2}} dZ \int_{-\frac{\Delta\theta}{2}}^{\frac{\Delta\theta}{2}} I_0[\varphi - Z\psi(\theta, \alpha)] d\varphi = \frac{1}{\omega} \int_0^{\omega} dZ \int_{-\frac{\Delta\theta}{2}}^{\frac{\Delta\theta}{2}} I_0 \left[\varphi - \left(y - \frac{\omega}{2}\right) \psi(\theta, \alpha) \right] d\varphi =$$

$$\frac{1}{\omega} \int_0^{\omega} dZ \int_{-\frac{\Delta\theta}{2}}^{\frac{\Delta\theta}{2}} I_0(x) dx$$

Так как $I_0(x) = 0$, то при $\theta - \frac{\Delta\theta}{2} < x < \theta + \frac{\Delta\theta}{2}$

$$I(\alpha) = I_1(\alpha) + I_2(\alpha) \quad (1.4)$$

где:

$$I_1(\alpha) = \frac{1}{\omega} \int_0^{\frac{\omega}{2}} dy \int_{-r}^{\frac{\Delta\theta}{2}} I_0(x) dx; \quad I_2(\alpha) = \frac{1}{\omega} \int_{-\frac{\omega}{2}}^{\frac{\omega}{2}} dy \int_{-\frac{\Delta\theta}{2}}^r I_0(x) dx; \quad r = \frac{\Delta\theta}{2} + \left(y - \frac{\theta}{2}\right) \psi(\theta, \alpha).$$

Коэффициент дефокусировки находится по формуле:

$$K(\alpha) = \frac{I(\alpha)}{I(0^0)}. \quad (1.5)$$

Полюсная плотность, нормированная в уровнях средней полюсной плотности, будет иметь вид:

$$P_{(hkl)}(\alpha_i, \beta_i) = \frac{I(\alpha_i, \beta_i) - I_\phi(\alpha_i)}{K(\alpha_i) \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{K(\alpha)} [I(\alpha, \beta) - I_\phi(\alpha)] \sin \alpha d\alpha d\beta}, \quad (1.6)$$

где $I_\phi(\alpha)$ - интенсивность фона для соответствующего угла α .

Профиль линии определяется экспериментально. Поэтому особенности гониометра, уширение линии из-за дефокусировки при наклоне образца, а также дефокусировка на внутренних слоях будут учитываться автоматически.

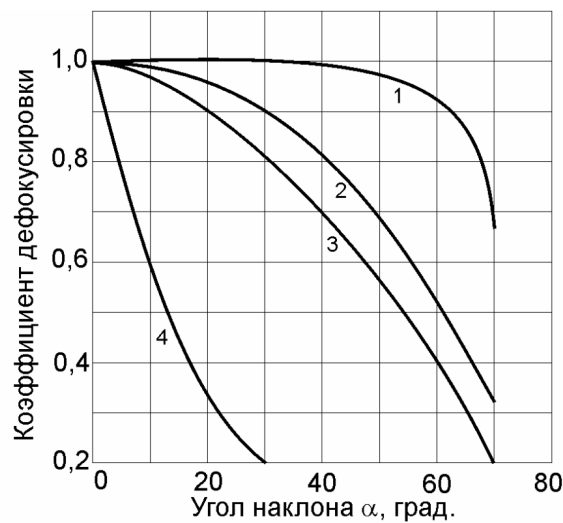


Рис. 1.6. Изменение коэффициента дефокусировки для линии $(10\bar{1}2)$ с углом наклона к оси гониометра плоского образца титана ВТ1-0 при ширине щелей детектора: 1-4; 2-1; 3-0,5; 4-0,25 мм.

Следует отметить, что ширина щели детектора существенно влияет не только на разрешение близлежащих дебаевских линий, но и на величину $K(\alpha)$. Поэтому выбор щелей оптимальной ширины для каждого конкретного

материала представляется самостоятельной задачей. Это особенно важно для многофазных сплавов или для сплавов с метастабильными фазами. Например, для $(\alpha + \beta)$ титановых сплавов для линии $(10\bar{1}2)$ зависимость коэффициента дефокусировки $K(\alpha)$ от угла наклона плоского образца к оси гониометра представлена на рисунке 1.6 [32].

Из рисунка видно, что для ширины щели детектора $b=4$ мм (кривая 1) функция $K(\alpha)$ с точностью до постоянных равна единице при углах наклона α до 40° , а при дальнейшем увеличении угла α до 70° плавно уменьшается до 0,675.

Для $b=1$ мм (кривая 2) и $b=0,5$ мм (кривая 3) уже начиная с 10° значения $K(\alpha)$ меньше единицы. С увеличением α для $b=0,5$ мм $K(\alpha)$ уменьшается более резко, чем при $b=1$ мм. $K(\alpha)=0,55$ при $\alpha=50^\circ$ для $b=0,5$ мм и $K(\alpha)=0,32$ при $b=1$ мм., $\alpha=70^\circ$

Для щели шириной $b=0,25$ мм $K(\alpha)$ уменьшается резко с самых начальных значений углов наклона образца к оси гониометра. Начиная же с $\alpha=30^\circ$, эта функция становится равной 0,2. Дальнейшее увеличение угла наклона α изменяет интенсивность отражения в небольших пределах.

Приведенный пример демонстрирует способ выбора оптимального режима для съемки ПФ, который должен обеспечить с одной стороны, достаточное разрешение дифракционной линии одной фазы (в данном случае α -фазы титана) от соседней линии (в данном случае линии $(002) \beta$) другой фазы, и величину интенсивности, достаточной для получения достоверной полюсной плотности. Из приведенного примера следует, что применение щелей детектора шириной $b=0,25$ мм для съемки кривых полюсной плотности нецелесообразно, так как интенсивность отраженных рентгеновских лучей при углах наклона образца к оси гониометра на величину более 30° падает в пять раз. Применение же щелей $b=1$ и $0,5$ мм. также сопровождается падением интенсивности отраженных рентгеновских лучей и кроме того требует значительного уменьшения скорости вращения образца вокруг нормали к его плоскости, что

существенно увеличивает время съемки кривой полюсной плотности. Оптимальным является применение щелей шириной порядка 4 мм.

1.4. Изучение текстур методом обратных полюсных фигур

Обратная полюсная фигура (ОПФ) - стандартная стереографическая проекция кристаллической решетки. На ней интенсивностям областей, соответствующих выходам нормалей к кристаллографическим плоскостям, придается смысл величин, пропорциональных вероятности совпадения с ними оси образца. (ОПФ) показывает распределение определенной оси образца относительно кристаллографических осей.

Координатные оси и изучаемые направления изменяем на обратные по отношению к (ОПФ).

Практический метод построения обратных полюсных фигур был разработан Харрисом и развит Хорта, Робертсом, Вилсоном, Мюллером, Черноком, Беком и описан в книге Вишняков Я.Д., Бабарэко А.А. [18]. Суть метода в следующем: изготавливается образец в виде кубика, размером достаточным для помещения его в держатель гониометра рентгеновского дифрактометра. Если изучаются листовые материалы, то приготавливают наборный образец из пластинок, которые складываются в пачку и фиксируются в таком состоянии винтом, стяжкой или каким-либо другим способом (рис.1.6).

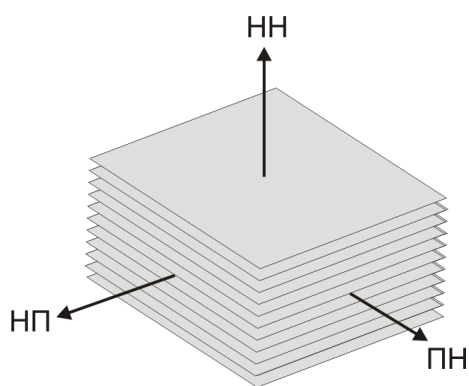


Рис.1.7. Наборный образец для съемки обратных полюсных фигур листовых металлов

Далее снимаем обычную дебаеграмму в соответствующем исследуемому материалу излучении (для титановых сплавов это $\text{CuK}\alpha$ -излучение) от плоскости прокатки, а также от плоскостей,

перпендикулярных НП и ПН. Снимаем также дебаграмму и от порошкового (бестекстурного) эталона. Интенсивности линий от различных плоскостей кристалла $I_{(hkl)}$ нормируем в соответствующих интенсивностях бестекстурного

эталона $I_{(hkl)}^{(\text{эТ})}$. Отношению $\frac{I_{(hkl)}}{I_{(hkl)}^{(\text{эТ})}}$ придаем смысл полюсной плотности

$$\bar{P}_{(hkl)} = \frac{P_{(hkl)}}{P_{(hkl)}^{(\text{эТ})}}. \quad (1.7)$$

Отдельно строим стандартный стереографический треугольник для изучаемого класса металлов. В данном случае – для гексагональных металлов и сплавов (рис. 1.5). Для этого выделяем на сфере проекций сферический треугольник, ограниченный точками выхода нормалей $[0001]$, $[10\bar{1}0]$ и $[11\bar{2}0]$. Наносим на сферу проекций точки, соответствующие выходу нормалей от различных плоскостей кристалла. Далее проецируем эти точки на плоскость проекций из полюса сферы проекций.

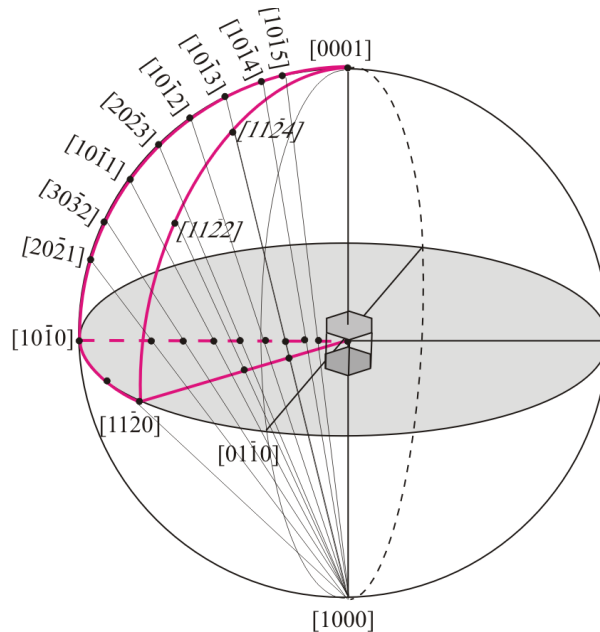


Рис.1.8. К построению стандартного стереографического треугольника для гексагонального кристалла.

Величины полюсной плотности, рассчитанные по формуле (1.7), для каждой из плоскостей (hkl) , наносим на сферические треугольники для трех сечений образца, перпендикулярных направлениям НН, НП, ПН. Точки равных значений полюсной плотности соединяем изолиниями. Далее планиметрированием или

другим способом определяем долю площади поверхности стереографического треугольника A_{hkl} , отвечающую заполнению нормальными к плоскостям кристалла (hkl). Эту долю соотносим с относительным содержанием отдельных компонент

$$\text{текстуры } f_{hkl} = \frac{N_{hkl}}{\sum N_{hkl}} [17].$$

Плоскостей, которые используют для построения ОПФ, должно быть как можно больше. Для кубических металлов и сплавов для этого используют Mo -излучение ($\lambda_{K\alpha} = 0,07 \text{ Нм}$). Для металлов с гексагональной решеткой достаточно большое количество рефлексов получаем на Fe -, Co -, Cu излучениях ($\lambda_{K\alpha} = 0,15-0,2 \text{ Нм}$).

Координатами треугольника являются три направления:

для кубического кристалла это $[001]$, $[111]$, $[110]$;

для гексагонального - $[0001]$, $[10\bar{1}0]$, $[11\bar{2}0]$.

Около каждого полюса N_{hkl} стандартного треугольника указываем соответствующую полюсную плотность P_{hkl} . Следует иметь в виду, что приготовить порошковый эталон одинаковой плотности с образцом не всегда возможно. Чтобы преодолеть эту трудность,

Мюллер [62] применил процедуру суммирования по всем рефлексам:

$$\bar{P}_{hkl} = \frac{\left(\frac{I_{hkl}}{I_{hkl}^{(\text{эТ})}} \right)}{\sum \frac{I_{hkl}}{I_{hkl}^{(\text{эТ})}}} \sum P_{hkl} \quad (1.8)$$

Сумма $\sum P_{hkl}$ здесь неизвестна. Для большого числа рефлексов n , $\bar{P} = 1$. Для кристаллов низкой симметрии можно считать, что все рефлексы имеют один и тот же фактор повторяемости. Тогда полюсная плотность одного рефлекса будет

$$\bar{P}_{hkl} = \frac{\left(\frac{I_{hkl}}{I_{hkl}^{(\text{эТ})}} \right)}{\frac{1}{n} \sum \frac{I_{hkl}}{I_{hkl}^{(\text{эТ})}}}. \quad (1.9)$$

Для кристаллов высокой симметрии учитывают еще и фактор повторяемости.

1.5. Описание текстур листовых поликристаллов при помощи интегральных характеристик

Наиболее полно текстура описывается при помощи функций распределения ориентации кристаллов (ФРО).

Впервые понятие функции распределения кристаллов по ориентациям (ФРО) было введено Виглиным [1]. Он показал, что ФРО может быть представлена в виде ряда по обобщенным сферическим функциям Вигнера. Идея Виглина была использована Бунге [35] и Рое [225], которые независимо друг от друга разработали практические методы восстановления ФРО из экспериментальных ПФ. Эти методы уже достаточно много лет используются исследователями для изучения формирования плоских текстур ГЦК и ОЦК металлов [16,22,89,155,205], текстурных превращений при фазовых превращениях [90,107,147,181,227], разработки теории текстурообразования [92,104,128,193,222].

ФРО поликристаллов по методу Бунге представлена в пространстве углов Эйлера.

Вводится две ортогональные системы координат. Одна из них с осями НН, НП и ПН жестко связана с образцом; другая – система координат кристалла. Для кубического кристалла это направления граней куба: $[001]$, $[100]$ и $[010]$ (рис. 1.9). Систему координат кристалла мы считаем неподвижной, а систему координат образца - подвижной. Можно и наоборот. В принципе, это не имеет значения.

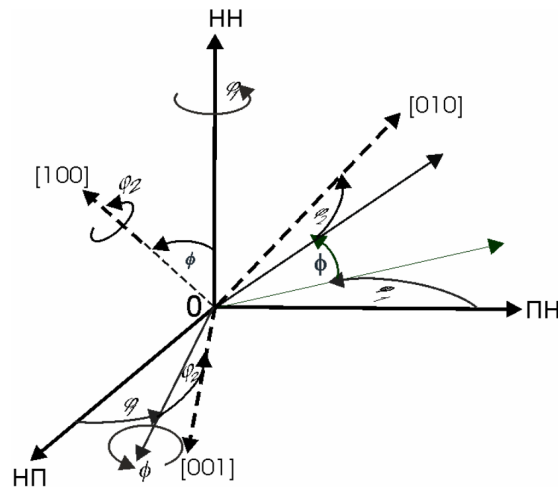


Рис. 1.9. Задание ориентации кристалла углами Эйлера $\varphi_1, \phi, \varphi_2$

Совмещение систем координат осуществляется вначале поворотом системы образца на угол φ_1 вокруг оси НН. При этом оси НП и ПН окажутся в новых положениях, обозначенных на рисунке тонкими сплошными линиями.

Затем, в новом положении, систему координат образца поворачиваем вокруг оси НП на угол ϕ . Оси НН и ПН теперь займут новые положения, обозначенные на рисунке штрихпунктирными линиями. Теперь опять вращаем систему координат образца вокруг нового положения НН на угол φ_2 до совмещения осей НП и ПН с соответствующими осями кристалла. Системы координат образца и кристалла совпали, а углы $\varphi_1, \phi, \varphi_2$ количественно показывают ориентацию кристалла относительно системы координат образца по выбранному порядку поворотов.

Три параметра $\varphi_1, \phi, \varphi_2$ полностью определяют положение системы координат кристалла относительно системы координат образца.

На практике (гораздо реже) пользуются также системой углов Эйлера по Роэ. Они обозначаются набором символов (ϕ, ψ, ϑ) и связаны с углами $\varphi_1, \phi, \varphi_2$ соотношениями:

$$\phi = \varphi_1 - \frac{\pi}{2}; \quad \psi = \varphi_2 + \frac{\pi}{2}; \quad \vartheta = \phi.$$

Если обозначить совокупность объемов (dV) всех частей поликристалла с координатами $g = (\varphi_1, \phi, \varphi_2)$ в пределах элементарного объема (dg) через $f(g)$, то

$$\frac{dV}{V} = f(g)dg, \quad (1.10)$$

где V - общий объем образца, а $f(g)$ - ФРО.

Таким образом, $f(g)$ полностью и однозначно описывает текстуру поликристалла. Она нормируется обычным способом:

$$\int_V f(g)dg = 1 \quad (1.11)$$

В основе метода лежит уравнение, связывающее двумерное распределение нормали к плоскости (hkl) на сфере проекций с трехмерной ФРО.

$$P_{\vec{h}}(\alpha, \beta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\varphi_1, \phi, \varphi_2) d\gamma \quad (1.12)$$

Здесь $P(\alpha, \beta)$ -полюсная плотность в точке со сферическими координатами: азимутальным углом α и меридианным углом $-\beta$. Эти углы одновременно являются углом наклона образца к оси гониометра (α) и углом поворота образца около нормали к его плоскости (β). Вектор \vec{h} идентифицирует ПФ. Он обозначает нормаль к той плоскости, которой соответствует данная ПФ. Если это ПФ для плоскости (111), то \vec{h} совпадает с направлением в кристалле [111]. Если ПФ получена для плоскости (001), \vec{h} соответствует направлению [001] и т.д.

На рисунке 1.10 $P(\alpha, \beta)$ - точка 1 выхода нормали \vec{h} на сфере проекций. Ей соответствует точка 2 на экваториальной плоскости (ПФ), которая является проекцией точки $P(\alpha, \beta)$ на эту плоскость из точки S. Угол γ , по которому проводится интегрирование, опирается на дугу окружности L . Окружность лежит в плоскости, перпендикулярной нормали \vec{h} , и в этой же плоскости лежит кристаллографическая плоскость (hkl).

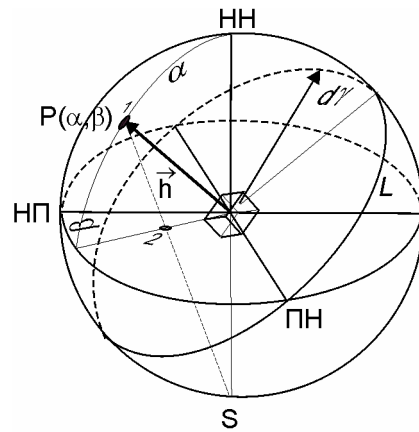


Рис. 1.10. Связь распределения полюсной плотности $P(\alpha, \beta)$ и функции распределения ориентации

Уравнение (1.12) является полностью прозрачным. Это классическое уравнение теории вероятностей, которым пользуются при свертывании функций распределения по n переменным к функциям по $(n - 1)$ переменным [2]. Теперь главной задачей является решение интегрального уравнения (1.12). Это уравнение относится к классу уравнений Фредгольма 1-го рода [42] и найти его решение в аналитическом виде представляется малоперспективной задачей. В теоретической физике подобные уравнения решают в численном виде путем представления обеих частей уравнения в виде рядов разложения по стандартным функциям, которые выбирают исходя из симметрии задачи. Бунге и Рое [35,223] левую часть уравнения, т.е. весовую функцию $P_h(\alpha, \beta)$, разлагали в ряд по сферическим гармоникам $K_\ell^v(\alpha, \beta)$, а $f(g_i)$ - по обобщенным сферическим гармоникам $T_\ell^{\mu\nu}(g)$. Индекс ℓ означают степень гармоник, а μ и ν - их порядок. Далее задача сводится к расчету сферических гармоник и обобщенных сферических гармоник. Сферические гармоники находят через нормированные присоединенные полиномы Лежандра, которые в свою очередь рассчитываются представлением их в виде рядов Фурье. Присоединенные сферические гармоники находят через полиномы Якоби, которые также рассчитывают путем представления их в виде рядов Фурье. В результате получают коэффициенты разложения ФРО $C_\ell^{\mu\nu}$ по обобщенным сферическим

гармоникам $T_{\ell}^{\mu\nu}(g)$. Фактически они содержат всю информацию о ФРО и главной задачей метода Бунге-Роэ является нахождение их значений по известным коэффициентам разложения полюсной плотности по сферическим гармоникам. Естественно, что ряд обрывают на некотором члене с $\ell=L$ и получают некоторое приближение действительной ФРО.

Примененная Бунге-Роэ алгебраизация исходного уравнения (1.12) с разложением в ряды обеих частей его позволяет найти значения ФРО в различных точках пространства углов Эйлера, но оценить близость этих значений к реальным аналитически не представляется возможным. Следует подчеркнуть, что при расчетах ФРО известных текстур возможно появление областей повышенной ориентационной плотности ФРО, которые соответствуют идеальным ориентировкам, отсутствующим на экспериментальных полюсных фигурах. Это явление получило название «призраков» [3-5,15,46]. Например, в текстуре прокатки и рекристаллизации алюминия высокой чистоты наблюдали на ФРО двойники главных компонент (001)[100], которых нет, да и не может быть на экспериментальных ПФ ввиду высокой энергии дефектов упаковки.

Главной причиной феномена «призраков» является игнорирование некорректности решения исходного уравнения (1.12), которое является типичным для обратных задач рассеяния. Под такими задачами понимают задачи, связанные с обращением причинно-следственной связи, т.е. задачи отыскания неизвестных причин известных следствий.

При решении задач такого типа традиционными методами математической физики сколь угодно малые изменения исходных данных (погрешности эксперимента при определении значений полюсной плотности) приводят к непредсказуемым изменениям в решении ФРО. Это может быть причиной не только появления «призраков», но искажения значений ФРО в целом.

Из большинства работ, а также, исходя из общих соображений следует, что для устранения недостатков метода Бунге-Роэ требуется дополнительная экспериментальная информация. Это выражается в том, что необходимо

использовать большое количество экспериментальных полюсных фигур, что практически невозможно.

Усилиями многих авторов удалось несколько повысить надежность результатов восстановления ФРО методами Бунге и Рое [165,172]. И хотя метод Бунге-Рое уже нашел свое применение в математическом обеспечении рентгеновских дифрактометров фирмы Philips, он носит в большей степени демонстрационный характер.

1.6. Интегральные характеристики текстуры гексагональных структур

ФРО наиболее полно описывает текстуру, учитывая все ее детали. Однако для расчета анизотропии свойств поли- и монокристаллов в приближении механики сплошных сред ФРО несет избыточную информацию. Поэтому для таких задач с учетом симметрии изучаемого объекта достаточно описывать текстуру не всей ФРО, а некоторыми ее свертками, описывающими вклад текстуры в анизотропию свойств поликристалла.

Анизотропия свойств наиболее резко проявляется в листовых поликристаллах [14,8]. Известно, что листовые поликристаллы, подвергнутые прямой или поперечной прокаткам, обладают орторомбической симметрией. Оси координат орторомбического квазимонокристалла выбирают совпадающими с НН, НП и ПН. Тогда, по аналогии с анизотропией монокристалла, анизотропия свойств четвертой тензорной размерности, например, для модуля Юнга, запишется в виде [10]:

$$\frac{1}{E(\varphi)} = s_{1111}^T \cos^4 \varphi + s_{2222}^T \sin^4 \varphi + \left(s_{1212}^T + \frac{1}{2} s_{1122}^T \right) \sin^2 2\varphi, \quad (1.13)$$

а для свойств второй тензорной размерности, например, удельного электросопротивления:

$$\rho(\varphi) = \rho_1^T + (\rho_3^T - \rho_1^T) \cos^2 \varphi. \quad (1.14)$$

Если мы располагаем функцией распределения кристаллов по ориентациям $f(g)$, которую определили каким либо способом, то относительная доля

кристаллов, ориентация которых лежит в пределах элементарного объема в пространстве углов Эйлера (dg), может быть найдена по известным правилам теории вероятностей [9]:

$$\frac{dV}{V} = f(g)dg.$$

Пользуясь правилами теории вероятностей [9,23] по усреднению функций можно записать очевидное выражение, устанавливающее связь между свойствами орторомбического квазимонокристалла и свойствами составляющего поликристалл элементов:

$$s_{ijkl}^T = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} s'_{ijkl}(\varphi_1, \phi, \varphi_2) f(\varphi_1, \phi, \varphi_2) \sin \phi d\varphi_1 d\varphi_2, \quad (1.15)$$

где $s'_{ijkl}(\varphi_1, \phi, \varphi_2)$ - значения констант податливости кристалла (элемента поликристалла) в системе координат образца, $\sin \phi d\varphi_1 d\varphi_2 = (dg)$ - элемент объема в пространстве углов Эйлера.

Переход от системы координат кристалла к системе координат образца осуществляется по известному закону [29,177]

$$s'_{ijkl} = \alpha_{ij} \alpha_{ik} \alpha_{kl} \alpha_{jl} s_{ijkl}, \quad (1.16)$$

где s_{ijkl} - константы податливости монокристалла в системе координат кристалла, α_{mn} - направляющие косинусы.

Теперь выражение (1.15) примет вид:

$$s_{ijkl}^T = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} s'_{ijkl}(\varphi_1, \phi, \varphi_2) f(\varphi_1, \phi, \varphi_2) \sin \phi d\varphi_1 d\varphi_2 = \langle s'_{ijkl}(g) \rangle \quad (1.17)$$

где $\langle \rangle$ означает усреднение по ориентациям.

После преобразований получим:

$$s'_{ijkl} = s_{12} \delta_{ij} \delta_{kl} + \frac{s_{44}}{4} (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) + \left(s_{11} - s_{12} - \frac{1}{2} s_{44} \right) \Sigma_{ijkl}. \quad (1.18)$$

Здесь δ_{mn} - символы Кронекера, которые равны 1, если $m = n$ и равны 0, если $m \neq n$.

$\Sigma_{ijkl} = \sum_1^3 \alpha_{in} \alpha_{jn} \alpha_{kn} \alpha_{ln}$ - косинусы углов, задающих ориентацию кристалла относительно координат образца.

Для квазимонокристалла орторомбической симметрии, состоящего из гексагональных монокристаллов, константы тензора податливости можно записать в виде [23,91]:

$$s_{ijkl}^T = \langle s_{12} \delta_{ij} \delta_{kl} + \frac{1}{2} (s_{11} - s_{12}) (\delta_{ik} \delta_{il} + \delta_{il} \delta_{jk}) + (s_{33} + s_{11} - 2s_{13} - s_{44}) T_{ijkl} + (s_{13} - s_{12}) (T_{ij} \delta_{kl} + T_{kl} \delta_{ij}) + \left(s_{12} - s_{11} + \frac{1}{2} s_{44} \right) \left[\frac{1}{2} (T_{ik} \delta_{jl} + T_{jl} \delta_{ik}) + \frac{1}{2} (T_{il} \delta_{jk} + T_{jk} \delta_{il}) \right] \rangle, \quad (1.19)$$

$$\text{где } T_{ij} = \alpha_{i3} \alpha_{j3}; \quad T_{ijkl} = \alpha_{i3} \alpha_{j3} \alpha_{k3} \alpha_{l3} \quad (1.20)$$

Далее воспользуемся формулой (1.13) для модуля Юнга текстурованного листа материала с гексагональной структурой получим:

$$E(\varphi) = \left[s_{11} + 2 \left(s_{13} - s_{11} + \frac{1}{2} s_{44} \right) \psi_2^T(\varphi) + (s_{33} + s_{11} - 2s_{13} - s_{44}) \psi_4^T(\varphi) \right]^{-1}, \quad (1.21)$$

$$\text{где } \psi_2^T(\varphi) = I_1^{(h)} \cos^4 \varphi + I_2^{(h)} \sin^4 \varphi + \frac{1}{4} (I_1^{(h)} + I_2^{(h)}) \sin^2 2\varphi, \quad (1.22)$$

$$\psi_4^T = I_6^{(h)} \cos^4 \varphi + I_4^{(h)} \sin^4 \varphi + 1,5 I_5^{(h)} \sin^2 2\varphi \quad (1.23)$$

$$\text{Индекс } (h) \text{ определяет принадлежность ИХТ к гексагональной симметрии,} \\ I_1^{(h)} = \langle \alpha_{13}^2 \rangle, I_2^{(h)} = \langle \alpha_{23}^2 \rangle, I_3^{(h)} = \langle \alpha_{33}^2 \rangle, I_4^{(h)} = \langle \alpha_{13}^4 \rangle, I_5^{(h)} = \langle \alpha_{23}^4 \rangle, I_6^{(h)} = \langle \alpha_{13}^2 \alpha_{23}^2 \rangle \quad (1.24)$$

Функции $\psi_2^T(\varphi)$ и $\psi_4^T(\varphi)$ не зависят от свойств конкретного кристалла. Они определяют только текстуру листов и вместе с монокристалльными характеристиками входят в выражения для анизотропии свойств, поддающихся тензорному описанию. Эти функции описывают распределение некоторых текстурных характеристик в зависимости от направления в плоскости листов или в направлениях, образующих некоторые углы с плоскостью листа. Они фактически описывают анизотропию орторомбических листовых поликристаллов с гексагональной структурой кристаллов. Эти функции целесообразно назвать функциями анизотропии текстурованных листов подобно функции анизотропии монокристалла [23,55].

Для модуля сдвига гексагонально-орторомбических поликристаллов получаем аналогично;

$$G(\varphi) = \left[\frac{1}{2} S_{44} + s_{11} - s_{12} + \left(s_{11} - 2s_{33} - 4s_{13} - \frac{3}{2} s_{44} + s_{12} \right) \psi_2^T(\varphi) + 2(s_{11} + s_{33} - 2s_{13} - s_{44}) \psi_4^T \right]^{-1} \quad (1.25)$$

Для свойств второй тензорной размерности, относительно которых гексагональные кристаллы анизотропны, константы тензора, например, удельного электросопротивления листов гексагональных металлов, будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \rho_1^T &= \rho_1 + (\rho_3 - \rho_1) \langle \alpha_{13}^2 \rangle \\ \rho_3^T &= \rho_1 + (\rho_3 - \rho_1) \langle \alpha_{23}^2 \rangle \end{aligned} \quad (1.26)$$

Анизотропия удельного электросопротивления листов гексагональных металлов выразится:

$$\rho^T(\varphi) = \rho_1 + (\rho_3 - \rho_1) I_2^{(h)} + (\rho_3 - \rho_1) (I_1^{(h)} - I_2^{(h)}) \cos^2 \varphi \quad (1.27)$$

Итак, ИХТ содержат вполне достаточную информацию об анизотропии свойств листовых поликристаллов. Следует отметить, что для листов гексагональных металлов число независимых ИХТ не шесть, а пять, так как

$$I_3^{(h)} = 1 - (I_1^{(h)} + I_2^{(h)}) \quad (1.28)$$

В практике текстурного анализа для описания текстур металлов гексагональной симметрии часто пользуются представлением текстуры в виде угла α наклона гексагональной призмы к плоскости листа. Угол наклона может быть легко найден через ИХТ:

$$\sin^2 \alpha = |I_2^{(h)} - I_1^{(h)}| \quad (1.29)$$

Тогда значение модуля Юнга в НН можно найти по формуле:

$$(E_{HH})^{-1} = s_{11} \sin^4 \alpha + s_{33} \cos^4 \alpha + (2s_{13} + s_{44}) \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \alpha \quad (1.30)$$

$$\begin{aligned} (E_{HH})^{-1} &= s_{11} + \left(s_{13} - s_{11} + \frac{1}{2} s_{44} \right) I_3^{(h)} + \\ &+ (s_{11} + s_{33} - 2s_{13} - s_{44}) (1 - 2I_1^{(h)} - 2I_2^{(h)} + I_4^{(h)} + I_5^{(h)} + 2I_6^{(h)}) \end{aligned} \quad (1.31)$$

1.7. Расчет ИХТ листов гексагональных металлов из ПФ от плоскости базиса (0001)

Изотропной плоскостью в гексагональном кристалле является плоскость базиса (0001), однако на рентгенограммах она проявляется для многих металлов и сплавов слабо. Поэтому для анализа текстур обычно пользуются линией (0002). Это достаточно сильная линия и не перекрывается соседними линиями. Однако рассуждения будем проводить для ПФ (0001) [52-54].



Рис. 1.11. Области повышенной полюсной плотности выхода нормали [0001] на сфере проекций и гномостереографическая проекция этих плоскостей на экваториальную плоскость

Очевидно, что вклад в общие свойства поликристалла в каком-либо фиксированном направлении кристаллов определяется ориентацией нормали к изотропной плоскости, отнесенной к системе координат образца. Для гексагонального кристалла это ось c . Вращение кристаллов вокруг этой оси на анизотропию свойств не влияет. Полюсная плотность ПФ {0002}, как функция от углов α и β , один из которых соответствует азимутальному углу, а другой меридианному на сфере проекций, фактически дает плотность вероятности существования в поликристалле кристаллов с такой ориентацией. Это проиллюстрировано на рисунке 1.11, где показаны области повышенной полюсной плотности выхода нормали [0001] на сфере проекций и гномостереографической проекции этих областей на экваториальную плоскость.

Этого вполне достаточно для расчета ИХТ. Требуется провести лишь интегрирование соответствующих произведений по углам α и β :

$$\langle \alpha_{i3}^n \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} P_{(0002)}(\alpha, \beta) \alpha_{i3}^n(\alpha, \beta) \sin \alpha \cdot d\alpha \cdot d\beta, \quad (1.32)$$

где $P_{(0002)}(\alpha, \beta)$ - полюсная плотность в соответствующих точках ПФ $\{0002\}$.

Направляющие косинусы гексагональной оси с $\alpha_{i3}(\alpha, \beta)$ выражаются через сферические координаты в виде (1.9).

Подставим эти значения в (1.24), затем результат подставим в (1.32):

$$I_1^{(h)} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^3 \alpha \cdot \cos^2 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.33)$$

$$I_2^{(h)} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^3 \alpha \cdot \sin^2 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.34)$$

$$I_3^{(h)} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin \alpha \cdot \cos^2 \alpha \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.35)$$

$$I_4^{(h)} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^5 \alpha \cdot \cos^4 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.36)$$

$$I_5^{(h)} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^5 \alpha \cdot \sin^4 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.37)$$

$$I_6^{(h)} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^5 \alpha \cdot \sin^2 \beta \cdot \cos^2 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (1.38)$$

Полюсная плотность в конкретной точке ПФ находится по кривым полюсной плотности, нормированными по бестекстурному эталону (порошковому образцу). Однако бестекстурный эталон той же плотности, что и массивный образец изготовить достаточно сложно. Поэтому на ПФ наносят значения полюсной плотности, отнесенные к среднему уровню полюсной плотности с учетом дефокусировки. В этом случае удобно программировать на ПК формулы расчета ИХТ (1.33)-(1.38) в виде [49,91]:

$$I_1^{(h)} = \frac{1}{4\pi\mathfrak{Z}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^3 \alpha \cdot \cos^2 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.39)$$

$$I_2^{(h)} = \frac{1}{4\pi\mathfrak{Z}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^3 \alpha \cdot \sin^2 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.40)$$

$$I_3^{(h)} = \frac{1}{4\pi\mathfrak{Z}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin \alpha \cdot \cos^2 \alpha \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.41)$$

$$I_4^{(h)} = \frac{1}{4\pi\mathfrak{Z}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^5 \alpha \cdot \cos^4 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.42)$$

$$I_5^{(h)} = \frac{1}{4\pi\mathfrak{Z}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^5 \alpha \cdot \sin^4 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.43)$$

$$I_6^{(h)} = \frac{1}{4\pi\mathfrak{Z}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sin^5 \alpha \cdot \sin^2 \beta \cdot \cos^2 \beta \cdot P_{(0002)}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1.44)$$

где

$$\mathfrak{Z} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} P_{(0002)}(\alpha, \beta) \sin \alpha \cdot d\alpha d\beta. \quad (1.45)$$

обеспечивает нормировку в уровнях средней полюсной плотности.

1.8. Интегральные характеристики и анизотропия тензорных свойств листовых гексагональных поликристаллов

Интегральные характеристики текстуры, полученные методами рентгеновской дифрактометрии достаточно информативны для прогнозирования анизотропии тензорных свойств гексагональных листовых поликристаллов.

Действительно,

$$A_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{1}{E(\varphi)} d\varphi, \quad A_2 = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos 2\varphi}{E(\varphi)} d\varphi, \quad A_4 = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos 4\varphi}{E(\varphi)} d\varphi,$$

т.е. прямым интегрированием выражения (2.21) получаем формулы для амплитуд гармоник представления анизотропии модуля Юнга в виде:

$$A_0 = s_{11} + \left(s_{13} - s_{11} + \frac{1}{2} s_{44} \right) (I_1 + I_2) + \frac{3}{8} (s_{33} + s_{11} - 2s_{13} - s_{44}) (I_4 + 2I_5 + I_6), \quad (1.46)$$

$$A_2 = \frac{1}{2} [(2s_{13} - 2s_{11} + s_{44}) (I_1 - I_2) + (s_{33} + s_{11} - 2s_{13} - s_{44}) (I_6 - I_4)], \quad (1.47)$$

$$A_4 = \frac{1}{8} (s_{11} + s_{33} - 2s_{13} - s_{44}) (I_4 + I_6 - 6I_5). \quad (1.48)$$

По значениям гармоник ряда Фурье и монокристалльным характеристикам анизотропия модуля Юнга в плоскости листов рассчитывается достаточно просто.

Если же экспериментальная анизотропии I/E представлена в виде ряда Фурье, т.е. A_0 , A_2 , A_4 определены экспериментально, находим константы податливости монокристаллов сплава и их комбинации [114,134,201]:

$$s_{11} = A_0 - \frac{A_2(I_1 + I_2)}{I_1 - I_2} + 4 \frac{A_4(I_6 - I_4)(I_1 + I_2)}{(I_1 - I_2)(I_4 + I_6 - 6I_5)} - 3 \frac{A_4(I_4 + I_6 + 2I_5)}{(I_4 + I_6 - 6I_5)} \quad (1.49)$$

$$s_{13} - s_{11} + \frac{1}{2}s_{44} = \frac{2A_2}{I_1 - I_2} - 8A_4 \frac{I_6 - I_4}{(I_1 - I_2)(I_4 + I_6 - 6I_5)} \quad (1.50)$$

$$s_{33} + s_{11} - 2s_{13} - s_{44} = \frac{8A_4}{(I_4 + I_6 + 6I_5)}. \quad (1.51)$$

Аналогичные данные по анизотропии модуля сдвига позволили бы записать еще три уравнения, связывающие монокристалльные характеристики с ИХТ и амплитудами гармоник B_0 , B_2 , B_4 , и найти все константы податливости.

1.9. Определение анизотропии упругих свойств листовых поликристаллов

В диссертации использовали результаты измерений модуля Юнга динамическим и статическим методами.

Измерение динамического модуля Юнга основаны на следующих принципах.

Зависимость модуля Юнга от частоты собственных изгибных колебаний прямоугольного образца имеет вид [100]:

$$E = \frac{48\pi^2}{m^4} \cdot \rho \frac{\ell^4}{d^2} \nu^2, \quad (1.52)$$

где ρ - плотность материала образца, ℓ - длина и d - толщина образца, ν - частота собственных колебаний, m - постоянная Моделунга, равная 4,73004.

Частоту определяли на установке [18], принцип которой состоит в следующем (рис.1.11):

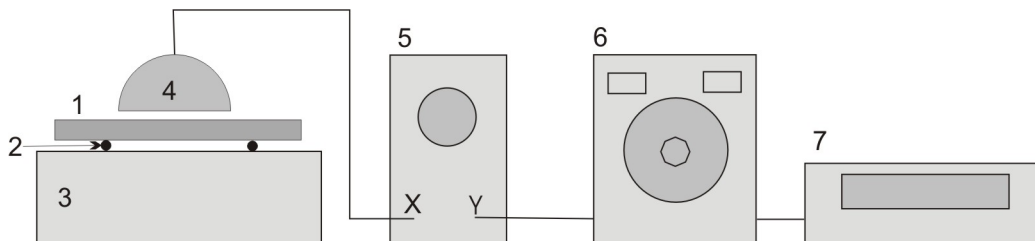


Рис.1.12. Схема установки для измерения модуля Юнга

Прямоугольный образец 1 помещается на тонкие нити 2, натянутые на резонатор 3. Собственные колебания образца возбуждаются легким ударом графитовой палочки (стержень карандаша). Звуковые колебания воспринимаются микрофоном 4, которые затем передаются на отклоняющие пластины осциллографа 5. На другую пару пластин подается сигнал от обычного звукового генератора 6, частота которого определяется частотомером 7. Совпадение частот определяли по фигурам Лиссажу.

В нашем случае сигнал подавали на персональный компьютер, а частоту определяли по программе для 10 резонансных областей. Относительная погрешность измерений модуля Юнга оценивалась по формуле:

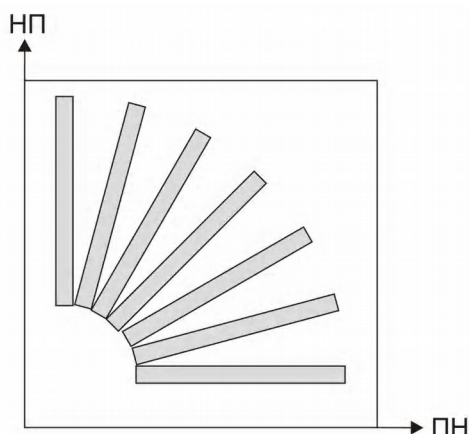


Рис. 1.13. Схема вырезки образцов для измерения анизотропии модуля Юнга листа

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + 4 \frac{\Delta \ell}{\ell} + 2 \frac{\Delta d}{d} + 2 \frac{\Delta \nu}{\nu}, \text{ которая обычно не превышала } 1\%.$$

Размеры образцов подбирали таким образом, чтобы частоты их собственных колебаний лежали в области звуковых частот.

1.10. Измерение механических свойств листов сплава AZ31

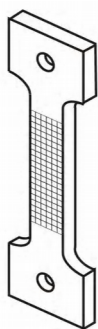


Рис. 1.14. Схема образца с сеткой для деформирования различной скоростью растяжения

Механические испытания проводили для разных направлений в листах на образцах стандартной формы (рис. 1.12) на разрывной машине "Zwick Z100 (100 кН)".

Длина рабочей части - 50, ширина - 12.5 мм, площадь поперечного сечения - 12,635 мм², максимальная нагрузка растяжением - 3,26643кН. На рабочую поверхность образцов наносили сетку с размерами ячеек 2×2 мм

для контроля величины конечной деформации. Запись величины удлинения и сужения в зависимости от приложенной внешней нагрузки велась в автоматическом режиме. В автоматическом режиме велась и запись кривых растяжения в координатах "напряжение-деформация". Измерения проводили на трех партиях образцов для каждого направления.

1.11. Выводы

1. Рентгенодифрактометрические методы изучения текстур с построением прямых и обратных полюсных фигур позволяют получить ориентационное распределение кристаллов в поликристалле в виде функций распределения ориентаций и в приближении идеальных ориентировок.
2. Учет дефокусировки при наклоне образцов при съемке прямых полюсных фигур оптимально проводить аналитически по профилю соответствующей линии. При этом особенности гониометра, уширение линии из-за дефокусировки при наклоне образца, а также дефокусировка на внутренних слоях учитываются автоматически.
3. Описание текстур целесообразно проводить при помощи интегральных характеристик, представляющих собой комбинацию направляющих косинусов гексагональной оси относительно системы координат листового поликристалла.

4. Интегральные характеристики текстуры рассчитываются для гексагональных поликристаллов из полюсных фигур от изотропной плоскости (0001).
5. 5 интегральных характеристик достаточно для расчета анизотропии тензорных свойств в плоскости листов гексагональных поликристаллов орторомбической симметрии и в направлении, перпендикулярном плоскости листов.
6. Метод представления текстур гексагональных металлов и сплавов в совокупности с данными Фурье-анализа экспериментальной анизотропии свойств позволяет рассчитать соответствующие монокристалльные характеристики без выращивания для этой цели монокристаллов.

2. МЕХАНИЗМЫ ДЕФОРМАЦИИ МАГНИЯ И СПЛАВОВ НА ЕГО ОСНОВЕ

Магний и его сплавы при деформации растяжением и сжатием проявляют значительную анизотропию свойств, что в значительной степени проявляется в плоскости листовых поликристаллов [63,184]. Кривые «напряжение-деформация» имеют различную форму при растяжении и сжатии. В отожженном (рекристаллизованном) состоянии листы сплавов магния обладают обычно острой базисной текстурой. Это характерно для гексагональных материалов с соотношением осей $c/a \approx 1,63$.

В [184,164] показано, что деформация растяжением и сжатием активизирует в таких материалах процессы двойникования и раздвойникования. Двойникование обычно проходит при деформации сжатием. Оно приводит к переориентации кристаллов и появлению междвойниковых границ, которые легко наблюдать в микроскоп. Если кристаллы подвергаются последующему растяжению, то наблюдается процесс обратный двойникованию, который назван раздвойникованием. Раздвойникование приводит к исчезновению междвойниковых границ [56,139].

Для описания свойств поликристаллов при пластической деформации разработаны модели, позволяющие выбрать механизм деформации, оценить его роль в анизотропии свойств деформированных поликристаллов, влияние развивающейся при деформации текстуры и особенности деформационного упрочнения или разупрочнения. Общепринятые модели пластической деформации рассматриваются как поликристаллические [190,191] и континуальные феноменологические [191,126].

Главные феноменологические модели в процессах пластической деформации рассматривают, по крайней мере, 5 независимых систем скольжения [75,31], причем именно скольжение является доминирующим механизмом пластической деформации. Однако процессы двойникования и раздвойникования в этих моделях не учитываются. Низкая способность к формоизменению, которой

обладают листы магния и его сплавов при комнатной температуре требует изучения возможности применения новых подходов к природе пластической деформации таких материалов с рациональным использованием фундаментальных моделей.

Поликристаллические модели дают возможность выбрать механизмы деформации, оценить их роль в анизотропии пластичности, и вклад в развитие текстуры и деформационное упрочнение, хотя компьютерные расчёты на описание процессов деформации листов очень громоздки по сравнению с феноменологическими моделями [108].

2.1. Принципы деформации кристаллических тел двойникованием

В основу подхода к изучению процесса пластической деформации твердых тел положена концепция о том, что в процессе деформации поликристалла реализуются два основных механизма, которые конкурируют друг с другом. Это скольжение и двойникование. При скольжении по различным плоскостям кристалла перемещение атомов оказывается большим межатомного расстояния для этих плоскостей. В результате наблюдается переориентация кристаллов, что для поликристаллов выражается в изменении текстуры. Если приложенное напряжение меняется на противоположное, то в дислокациях движение атомов меняется на противоположное. Причем критическое сдвиговое напряжение (КСН) не зависит от направления движения.

В отличие от скольжения двойникование представляет собой однородный сдвиг, равномерно распределенный в области трех измерений. Кристаллическая структура двойников идентична структуре матрицы, но с другой ориентацией [106]. Общая деформация при двойниковании мала и ограничена [102,221]. Процесс двойникования активизируется только сжатием или растяжением в отдельности, но не ими вместе и зависит от структуры кристалла. Это явление называется поляризацией [208]. Двойники деформации имеют форму пластин из-за возникновения энергетических барьеров при образовании двойников [211].

Геометрически образование двойников можно представить как результат сдвига по кристаллографической плоскости кристалла матрицы в некотором направлении $[83,95,211]$ (рис.2.1). Сдвиг под действием пары сил $\vec{F}_1 \vec{F}_2$ происходит в направлении η_1 на величину γ . Ребро A_1B_1 перемещается в положение A_2B_2 , а ребро A_2B_2 – в положение A_3B_3 .

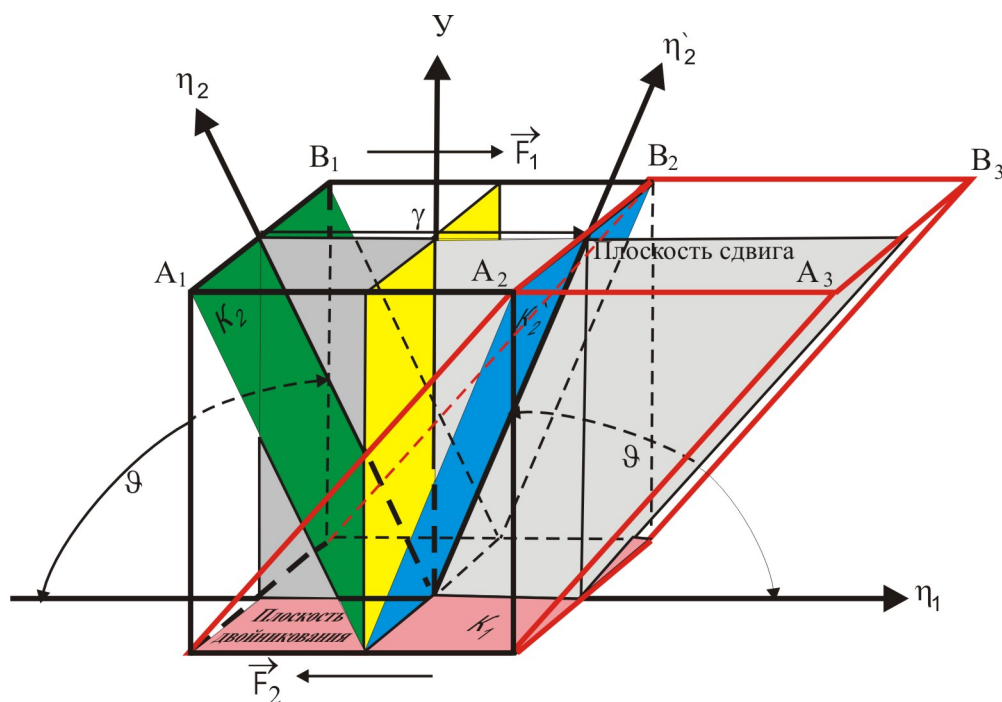


Рис.2.1. Элементы двойникования в кристалле

Две плоскости в кристалле не искажаются в результате двойникования. Они обозначены K_1 и K_2 . Эти плоскости перпендикулярны плоскости сдвига и наклонены друг к другу на угол θ . Плоскость K_1 называется плоскостью двойникования. Она не испытывает перемещений в процессе двойникования. Плоскость K_2 поворачивается в положение K_2' . Плоскость K_2 пересекает плоскость сдвига по η_1 и η_2 . Элементы K_1 , K_2 , η_1 и η_2 используют для описания двойникования, но независимыми являются только элементы K_1 и η_2 или K_2 и η_1 . Решетки двойника и матрицы связаны либо отражением в определенной плоскости, либо поворотом на 180° вокруг направления Y .

Процесс двойникования протекает следующим образом. Под действием напряжения сдвига атомы совершают кооперативное перемещение $[102,221]$.

Эти малые перемещения называются "перетасовкой". По окончании сдвига атомы двойника должны воспроизвести решетку матрицы. Для большинства ГЦК металлов и сплавов определены 4 системы двойникования [231]. Величина сдвига по каждой из систем определяется межосевым соотношением c/a [169]. Сравнительно сложная "перетасовка" атомов для каждой из систем двойникования может быть задана отношением N_s/N_t , где N_s представляет собой число тасующихся атомов, а N_t - общее число атомов, приходящихся на одну ячейку и соответственно N_s/N_t принимает значения $3/4$, $7/8$, $2/3$ и $1/2$ для первых четырех систем двойникования, приведенных выше.

Общей для всех ГЦК металлов системы двойникования является система

$\{10\bar{1}2\}/\langle 10\bar{1}1 \rangle$. Для этой системы плоскость $\{10\bar{1}2\}$ является плоскостью

двойникования K_1 , направление $\langle 10\bar{1}1 \rangle$ - направлением двойникования η_1 , плоскость $\{1\bar{2}10\}$ - плоскостью сдвига S .

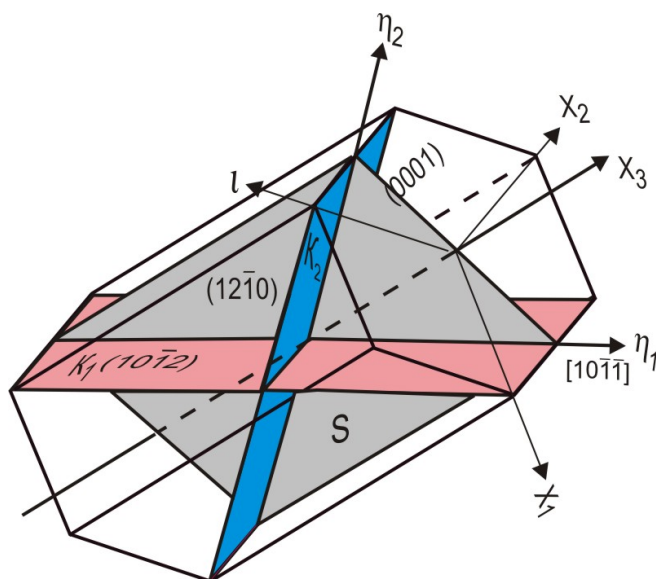


Рис.2.2. Элементы двойникования системы $\{10\bar{1}2\}/\langle 10\bar{1}1 \rangle$

Плоскость двойника K_2 и направление η_2 эквиваленты K_1 и η_1 . Двойнивающий сдвиг по этой системе меняет знак при $c/a = \sqrt{3}$. При таком значении плоскость сдвига превращается в квадрат, а величина сдвига $\gamma = 0$ и образование двойника по этой системе становится невозможным [216]. Двойник "сжатия" укорачивает ось c кристалла и может образовываться при $c > \sqrt{3}$ (цинк, кадмий). Двойник "растяжение" реализуется при $c < \sqrt{3}$ (магний, цирконий, титан). Величина сдвига может быть найдена по формуле [78] и меняется от -0,175 для кадмия до 0,186 - для бериллия [141]:

$$\gamma = \frac{3 - \left(\frac{c}{a}\right)^2}{\sqrt{3} \frac{c}{a}}$$

В [78] показано, что плоскость $\{10\bar{1}2\}$ не является плоской. Это показано на рисунке 2.3А. В плоскости листа лежит плоскость сдвига $\{1\bar{2}10\}$.

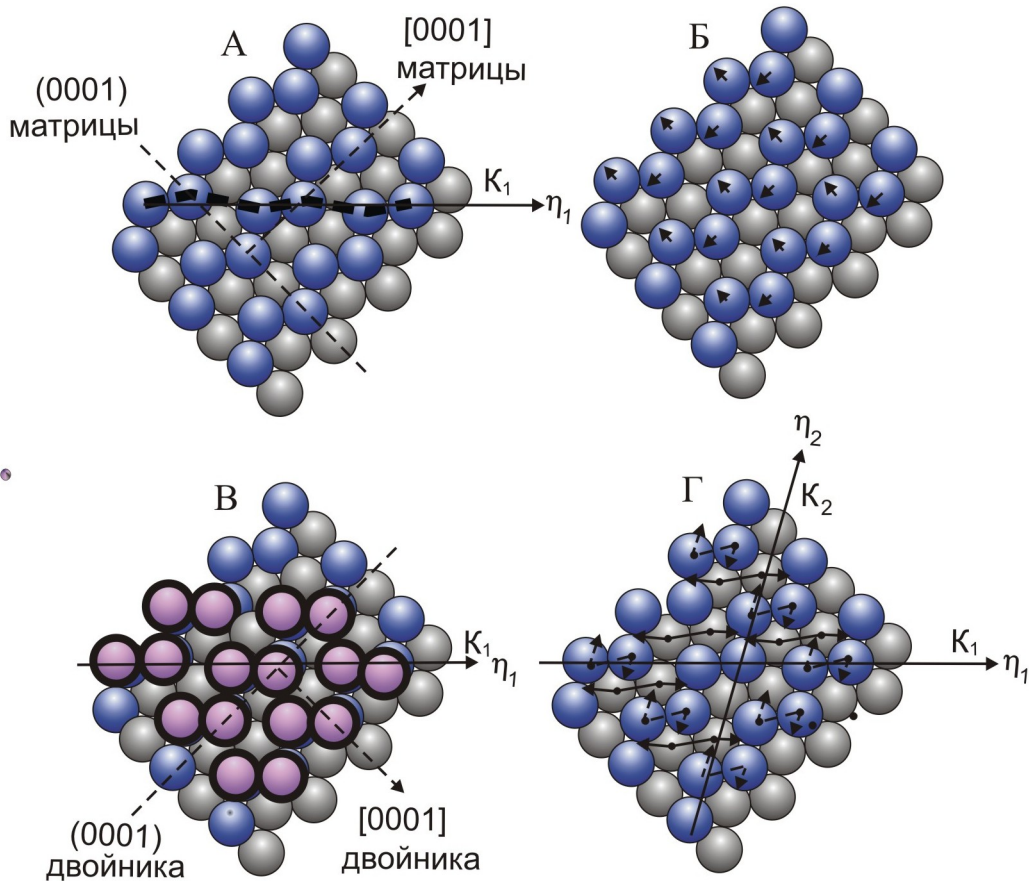


Рис.2.3. Перемещения атомов по системе $\{10\bar{1}2\}/\{10\bar{1}1\}$ в магнии и его сплавах

Тёмно-серые и серые шарики изображают атомы в двух смежных плоскостях. Тёмно-серые шарики изображают атомы, лежащие в плоскости $\{1\bar{2}10\}$, совпадающей с плоскостью рисунка, а серые соответствуют этой же плоскости, но находятся в следующей плоскости дальше. Горизонтальная линия показывает след плоскости двойникования K_1 , стрелочки на рис. 3Б показывают направление двойниковых сдвигов η_1 . Искривленность плоскости двойникования изображена пунктирной ломаной линией, соединяющей центры тёмно-серых шариков (рис.2.3А).

Баррет показал, что граница раздела между матрицей и двойником $\{1\bar{2}10\}$ напряжена с некоторой величиной межграницной энергии [78]. Граница взаимодействия изображена на рисунке прямой линией. Граница представляет собой объединение перетасованных атомов в двух смежных плоскостях. Эти две плоскости представлены на рисунке двумя рядами атомов выше и ниже линии. Эта граница является равновесной для двойника $\{1\bar{2}10\}$. Для магния энергия граница двойника $\{1\bar{2}10\}$ является наиболее высокой по сравнению с тремя другими системами двойникования и составляет величину 187 мДж/м^2 [210,211]. Для трех других систем двойникования эта величина лежит в пределах $141 - 146 \text{ мДж/м}^2$.

Сдвиг, приводящий к двойникованию, направлен слева - направо и обозначен η_1 . Перемещения атомов в процессе двойникования показано стрелками на рисунке 3Б. Положения атомов после двойникования изображено серыми шариками обведённые жирной линией на рисунке 3В. Стрелки на рисунке 3Г, параллельные η_1 и η_2 , демонстрируют атомные перетасовки, которые очень малы и способствуют образованию двойника.

В работах [187,154] предложено два механизма зарождения двойников: гомогенный и гетерогенный. В [106,221] показано, для реализации гомогенного зарождения двойников требуются высокое напряжение и низкая энергия поверхности и деформации. Это предполагает наличие дефектов, способствующих зарождению двойников за счет концентрации напряжений.

Для гетерогенного зарождения, двойниковые зародыши (дефекты упаковки) появляются из-за диссоциации определенных дислокационных конфигураций [102]. Далее двойники растут за счет исходных зерен, таким образом, обеспечивая деформацию.

В настоящее время остается открытым вопрос, зависит ли двойникование от величины критического приведенного сдвигового напряжения (КПСН). Имеются противоречивые экспериментальные результаты [65,81,115,200]. Большой разброс значений КПСН для монокристаллов цинка наблюдали в [81]. Этот факт авторы объясняют тем, что двойникованию всегда предшествует скольжение. Поэтому конкретного значения КПСН для двойникования не существует. Рассеяние КПСН, наблюдаемое для цинка может быть вызвано концентрацией напряжения на повреждениях поверхности, внутренних дефектах, но не скоплением дислокаций [174].

Для различных материалов наблюдали, что двойникование реализуется по системам с наибольшим значением КСН [221,101]. В [81] предложено считать, что напряжение, необходимое для зарождения и роста двойников, неодинаково. Напряжение, требуемое для роста двойников, меньше такового для зарождения [188,202].

Зарождение и рост двойников зависит от ряда условий, таких как температура, скорость деформации, размер зерен, предварительная деформация, различного рода включения [101,118-120]. В [230] нашли, что напряжение двойникования не чувствительно к температуре для многих металлов, включая магний [61]. Их открытие базировалось на экспериментальных данных, полученных на моно и поликристаллах ряда металлов.

По этому вопросу опубликованы противоречащие друг другу результаты. Например, КПСН увеличивается с увеличением температуры и уменьшением скорости деформации для ГЦК и ГПУ металлов [200,143].

Но для ГПУ металлов [231] обнаружена отрицательная температурная зависимость для системы двойникования $\{10\bar{1}0\}$. Зависимости КПСН в ОЦК

металлах от температуры не обнаружено, кроме как для железа с 25% бериллия сплавов [85,142].

В [225] утверждается, что надежные выводы на основе литературных данных для ГЦК металлов и сплавов сделаны быть не могут. Появление двойников в Al-4,8%Mg под влиянием резкого нагружения в области криогенных температур показало [118], что изменения КСН по отношению к изменению температуры намного меньше относительно скорости деформирования [102]. Результаты [118] интерпретированы в [102] тем, что предполагали вклад в образование двойников большой концентрацией напряжений больше, чем термическая активизация.

Соотношение Холла-Петча [77,151,167,177] для двойникового имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{k}{\sqrt{d}}, \quad (2.1.)$$

где σ - напряжение текучести; σ_0 - сопротивление трением движению двойника; d - диаметр зерна.

Коэффициент пропорциональности k для двойникового значительно больше по величине, чем для скольжения, хотя непонятно почему [68].

Для циркония k для двойникового в 10 раз выше, чем для скольжения [213]. Баррет [77] подвергал сжатию при различных температурах образцы сплава AZ31, полученные экструзией с различным размером зерен, от 3 до 23 микрон. Он получил, что k для двойникового в 3 - 10 раз выше, чем для скольжения и существенно зависит от температуры.

Койке [151] подтвердил этот факт, изучая поведение сплава AZ31 с различной величиной зерна при растяжении. Для малых зерен, в пределах 17 - 30 микрон, превалирует деформация скольжением с величиной $k = 0,13$ МПа/м^{1/2}. Для больших зерен (30 - 87 микрон) - двойникование предпочтительней ($k = 0,7$).

В целом малый размер зерен подавляет зарождение двойников [143,137]. Это было подтверждено исследованиями [156], изучавшими AZ31 с размерами зерен 1 и 15 микрон при растяжении и сжатии. В сплаве с размером зерен 1

микрон двойники отсутствовали, а с размером зерен 15 микрон их было достаточно много.

Маерс [173] проводил подобные эксперименты при сжатии взрывом в меди с напряжением 35 ГПа. Двойники присутствовали в образцах с размером зерен 117-315 микрон и отсутствовали в таковых с размером зерен порядка 9 микрон. Более того, толщина двойниковых пластин зависела от размеров зерна. Более толстые двойники получались для более крупных исходных зерен [137].

Малые предварительные деформации подавляют зарождение двойников в железе [66], ниобии [86], хrome [167]. Объяснение этого эффекта дано в [142]: в процессе конкуренции между двойникованием и скольжением, скольжение предпочтительно за счет более подвижных дислокаций, образовавшихся при предварительной деформации. Объяснение подразумевает, что способность двойниковаться подобна восстановлению путем снижения плотности подвижных дислокаций, как при обработке старением. Включения оказывают подобный эффект на двойникование, так как они способствуют скольжению [143].

2.2. Механизмы деформации и механические свойства сплавов магния

В магниевых сплавах число систем скольжения и двойникования ограничено [60,132,189]. В таблице 2.1 и на рисунке 2.4 приведены возможные системы скольжения для сплавов магния при комнатных температурах. Главной системой скольжения для сплава AZ31, как и для чистого магния, является скольжение в плотноупакованном направлении $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ или $\langle a \rangle$ по плоскости базиса (0001) [204]. Значение КПСН базисного скольжения для чистого магния приблизительно 0,5 МПа [72,93,134,146,207]. Другие системы скольжения, такие как $\langle a \rangle$ по призматическим плоскостям $\{10\bar{1}0\}$ [169,170] или $\langle a \rangle$ по пирамидальным $\{10\bar{1}1\}$ плоскостям и $\langle c + a \rangle$ по пирамидальным $\{11\bar{2}2\}$

плоскостям [186], также реализуются в магниевых сплавах, хотя КПСН для них на два порядка выше, чем для базисного [146,201]. Ранее было сказано, что для однородной деформации поликристаллических материалов необходимо пять независимых систем скольжения [218].

Таблица 2.1

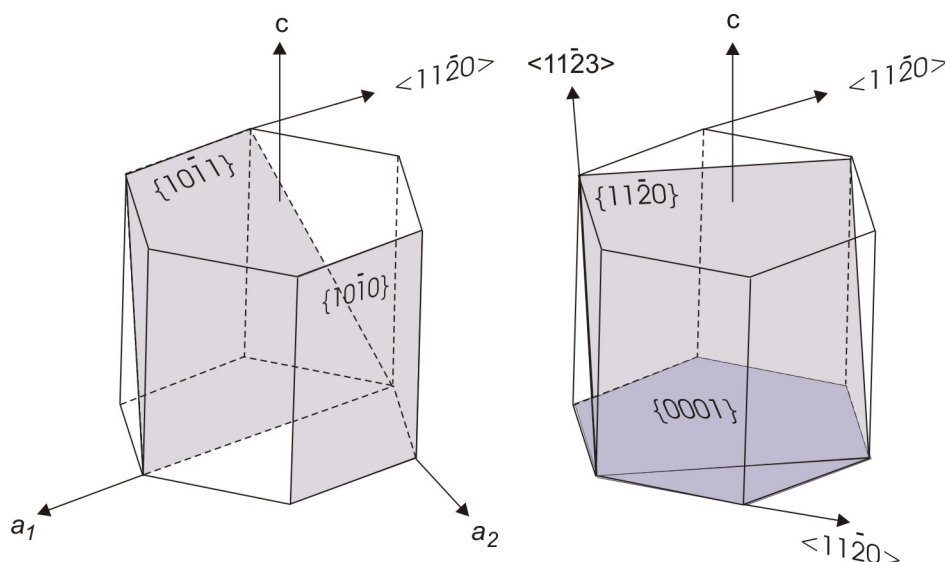
Возможные системы скольжения в сплавах магния при комнатной температуре [189]

| Вектор Бюргерса | Плоскость скольжения | Направление скольжения | Число систем скольжения | |
|-------------------------|--|--------------------------------------|-------------------------|-------------|
| | | | общее | независимых |
| $\langle a \rangle$ | Базисная $\{0001\}$ | $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ | 3 | 2 |
| $\langle a \rangle$ | Призматическая $\{10\bar{1}0\}$ | $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ | 3 | 2 |
| $\langle a \rangle$ | Пирамидальная $\{10\bar{1}1\}$ | $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ | 6 | 4 |
| $\langle a + c \rangle$ | Пирамидальная $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ | $\langle \bar{1} \bar{1} 23 \rangle$ | 6 | 5 |

Комбинация базисного $\langle a \rangle$ скольжения и призматического $\langle a \rangle$ скольжения обеспечивают только 4 независимых систем скольжения [121], также как и пирамидальные $\langle a \rangle$ скольжения. Пирамидальное $\langle c + a \rangle$ скольжение, которое в принципе обеспечивает дополнительные системы скольжения, трудно реализуется из-за высокого значения критического сдвигового напряжения [60,230] и легкого расщепления дислокаций в $\langle c \rangle$ закрепленные дислокации, препятствующие дальнейшему скольжению [186]. При повышенных температурах пирамидальное $\langle c + a \rangle$ и другие небазисные скольжения активизируются при более низких КСН, что понижает напряжение текучести и повышает склонность к формоизменению [63,217].

В ГЦК металлах системы двойникования строго коррелируют с межосевым соотношением c/a [231,189]. Для магния это соотношение равно 1,624 [204]. Оно очень близкое к идеальному 1,633. В магнии наиболее легко активизируются

системы двойникового $\{10\bar{1}2\}\{10\bar{1}1\}$ и $\{10\bar{1}1\}\{10\bar{1}2\}$ [100,200,151,189,204]. КСН для двойникового надежно не установлено, так как зарождение двойников зависит от концентрации напряжений, обусловленной особенностями микроструктуры [202,189].



2.4. Схемы возможных систем скольжения в магнии

В магнии c/a меньше $\sqrt{3}$. Поэтому двойникование $\{10\bar{1}2\}$ активизируется при растяжении в направлении параллельном оси c [231] и сжатии в направлении перпендикулярном оси c . Сжатие вдоль оси c не может компенсироваться $\{10\bar{1}2\}$ двойником.

В магнии теоретический максимум растяжения 0,064 вдоль оси c может быть обеспечен полной переориентацией двойников $\{10\bar{1}2\}\{10\bar{1}1\}$ [150].

После двойникового c - оси лягут в первоначальной базисной плоскости параллельно направлению деформации сжатием [79,183].

Ограниченное число систем деформации в магнии и его сплавах - результат анизотропии монокристаллов [142].

Высокая степень анизотропии показывает, что пластическое поведение магния и его сплавов строго соотносится с их кристаллографической текстурой [143].

Прокатанные листы сплава AZ31 обычно обладают текстурой центрального базисного типа [60,204,217,232]. Отжиг не уничтожает и не ослабляет ее, а даже усиливает [63,71]. Напряжение, которое вызывает растяжение в НН, активизирует двойникование при более низких напряжениях, в то время как, напряжение, которое вызывает сжатие в НН, не активизирует двойникования [184,200,115,60,150,215]. Наоборот, сжатие в плоскости активизирует двойникование, а растяжение не активизирует [202]. Безусловно, локальные неоднородности межзёренного взаимодействия могут активизировать и локальное двойникование, в частности, за счет того, что существуют зерна с текстурой небазисного типа.

В таблице 2.2 приведены значения КСН для магния и его сплавов с алюминием и цинком. Использовали данные [62,59,64,87,105,116,134,152,176].

Таблица 2.2

Значения критических сдвиговых напряжений для скольжения и двойникования для магния и некоторых его сплавов

| Металл | КСН(базис), МПа | КСН(двойн), МПа | КСН(призм), МПа | $\frac{КСН(двойн)}{КСН(базис)}$ | $\frac{КСН(призм)}{КСН(базис)}$ |
|-----------|------------------------------------|--------------------|--------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| Mg | 0,81; 0,76; 0,45; 0,65; 0,52 | 2 | 39,2 | 2,5 - 4,4 | 48-87 |
| Mg+0,5%Zn | | 2,7-2,8 | | | |
| AZ31 | 45 | 15 | 110 | 0,33 | 2,4 |
| AZ31 | 10 | 30 | 55 | 3 | 5,5 |
| AZ31 | | | | 2 | 1-2,4 |
| AZ31 | | | | | 1,1 |
| AZ31 | | 25-35 | | | |
| AZ61 | | | | | 1,5-2 |
| Mg+7,7%Al | | 65-75 | | | |

Приведенные в таблице 2.2 значения были получены различными методами, с использованием результатов рентгеновского, нейтронографического, электронномикроскопического и других методов. Данных, полученных прямыми измерениями на монокристаллах сплавов, в литературе нет, ввиду сложности получения монокристаллов с заданным химическим составом. Поэтому в значениях КСН для сплавов наблюдается значительный разброс. Однако некоторые обобщающие выводы все же можно сделать. Легирование магния цинком и алюминием повышает КСН для всех систем деформации. Например, КСН для базисного скольжения для AZ31 лежит в пределах (10-45)МПа, для двойникования – (15-35)МПа. Т.е. для сплава КСН примерно одинаковы для базисного скольжения и для двойникования. Для чистого магния КСН для двойникования в два раза выше, чем для базисного скольжения. Отношение КСН призматического и базисного скольжения составляет для сплава от 1-5, для чистого магния находится от 48 - 87.

Деформация листовых материалов рассматривается как комбинация сдвига и растяжения, которые доминируют в плоскости нагружения. Напряжения в сечении листа меньше. При одноосном растяжении отоженных листов деформация вначале происходит за счет базисного скольжения. Вклад в процесс деформации двойникования и небазисного скольжения поддерживают локальные равновесия, открывая, в свою очередь, путь к дальнейшему небазисному скольжению, что приводит к повышению напряжения течения [10,22,26]. Для отоженных листов AZ31 оси c рассеиваются вблизи НП, что вызвано активизацией пирамидального $\langle c + a \rangle$ скольжения [217]. Это рассеяние приводит к анизотропии плоскости листов, которая выражается в том, что напряжение текучести и r -величина при одноосном нагружении в ПН больше, чем в НП [64,71,164,184]. Начальная r -величина мала, но быстро возрастает с удлинением [71]. Это объясняется упрочнением и изменением отношения КСН между призматическим и базисным $\langle a \rangle$ скольжением.

Соотношение КСН между призматическим и базисным $\langle \alpha \rangle$ скольжением

было получено аналитически в виде [71]:

$$\frac{КСН_{призм}}{КСН_{базис}} = \tan \vartheta \left[\frac{\cos(30^\circ + \beta) \cos(60^\circ - \alpha)}{\cos \alpha} \right]. \quad (2.2)$$

$КСН_{призма}$ и $КСН_{базис}$ - КСН для призматической и базисной $\langle \alpha \rangle$ систем скольжения под действием растяжения соответственно; θ - угол между направлением растяжения и осью кристалла c ; α - угол между векторами, представляющими собой векторное произведение вектора, совпадающего с направлением наибольшего напряжения для $\langle \alpha \rangle$ системы скольжения, и осью c кристалла, с одной стороны, и векторного произведения направления растяжения оси c . Этот угол α меняется от 0 до 30° , что приводит к тому, что величина в квадратных скобках меняется от 0,433 до 0,524.

Предел текучести для сжатия в плоскости листов магния обычно составляет половину такового для растяжения [184,164,74]. Ассиметрия текучести вызвана сильной базисной текстурой в листах магния и поляризацией двойникования [184,164,164]. После точки, соответствующей пределу текучести, кривая упрочнения при сжатии приводит к изгибу кривой "напряжение-деформация" вначале с низкой скоростью упрочнения, в отличие от поведения для сплава AZ31 при растяжении [184,164,77,183,232,148].

При больших деформациях сжатием, когда деформация двойникованием практически исчерпана и скольжение доминирует, кривая упрочнения сжатия показывает появление разрыва [164,232]. При высоких температурах, когда двойникование подавлено из-за более низких значений КСН для скольжения, изгиб на кривых "напряжение-деформация" исчезает [232].

В добавлении к дислокационному скольжению и двойникованию, в продвойникованных материалах возможно протекание процесса раздвойникования. Раздвойникование ответственно за эффект памяти формы в соответствующих сплавах [160,161,209], где раздвойникование происходит в виде роста одного типа мартенсита за счет другого. В деформированных сплавах магния образуется высокая плотность двойников, которые претерпевают

раздвойникование [94,144]. Микроскопически раздвойникование проявляется в том, что исчезают характерные двойниковые полосы. Двойники исчезают или становятся тоньше при изменении нагрузки на противоположную.

Процесс раздвойникования подобен процессу двойникования, хотя процесса зарождения двойника здесь не требуется.

Напряжение, требуемое для раздвойникования, меньше, чем для зарождения двойников, но больше, чем требуется для роста двойников [188]. При циклической деформации двойникование и раздвойникование последовательно сменяют друг друга [115]. Легкость процесса раздвойникования по системе $\{10\bar{1}0\}$ объясняется легкостью скольжения дислокаций [210]. И здесь важным является понимание поведения сплавов магния в упруго-пластической области для задач, связанных с формоизменением листов при штамповке, вытяжке и пр.

Эффект Баушингера [80] имеет место при низких значениях предела текучести при разгрузке по тому же пути, по которому происходило нагружение. Этот эффект объясняют различными механизмами: остаточными напряжениями, которые возникли при прямом деформировании [58], петлями Орована вокруг включений [69,88], внутренними напряжениями за счет взаимодействия дислокаций [125], скопления дислокаций на границах зерен [168]. Макроскопическая интерпретация механизма "эффекта Баушингера" вводит понятие "обратного напряжения", которое появляется при нагружении и способствует в дальнейшем процессу разгрузки или обратного нагружения. В упомянутом механизме объясняются характеристики упрочнения скольжением дислокаций. Однако в материалах, содержащих большое количество двойников, двойникование и их взаимодействие со скольжениями дает возможность предложить альтернативный механизм эффекта Баушингера.

Границы двойников создают препятствия вместе со скоплениями дислокаций, образовавшихся на границах двойников, которые вместе генерируют широкое поле обратного напряжения и усиливают эффект Баушингера [140]. В магниевых сплавах при комнатных температурах, когда деформация в некоторых

напряженных состояниях зависит от двойникования, высокая асимметрия при циклической деформации бала обнаружена в [70], но тщательно она не изучалась, в частности при высоких деформациях. Роль двойников, как препятствий процессам скольжения, демонстрировалась на предварительно сжатых, а затем растянутых образцах и, наоборот. Оказалось, что эффект Баушингера проявляется более резко в тех образцах, которые были вначале сжаты, а затем растянуты, чем в тех, в которых образцы были сперва растянуты, а затем сжаты.

В противоположность значительному количеству работ, посвященных изучению массивных образцов сплавов магния, для листовых материалов, особенно в областях высоких деформаций, работ мало. Рациональное использование процессов, связанных с эффектом Баушингера, может могут быть предложены для внедрения прогрессивных технологий пластического формоизменения листовых материалов из магниевых сплавов.

Пробел в исследованиях магниевых сплавов был заполнен исследованиями Луи [164], который изучал высокие деформации, последовательные прямые и обратные растяжения-сжатия [73,84,122,162,197,198]. Доля деформации за счет двойникования при сжатии была оценена количественно. Она вначале составила 90%, а затем уменьшилась до 50% при деформации $-0,05$. При обратном нагружении обнаружены новые особенности в деформационном поведении. В плоскости растяжения при последующем сжатии деформация вначале происходит за счет раздвойникования.

Совместимость поддерживается скольжением. По мере того, как двойники исчезают, процесс раздвойникования исчерпывает себя, начинает доминировать базисное скольжение с увеличением вклада и небазисных скольжений. Смена трех механизмов стимулируют образование S-кривых упрочнения, подобных таковым при деформации сжатием отоженных материалов. Вначале при низких напряжениях из-за легкости протекания раздвойникования, но все же при более высоких напряжениях ввиду того, что раздвойникование

исчерпывается при более низких деформациях, это имеет место при двойниковании сжатием.

Ассиметрия текучести при сжатии-растяжении или существенный эксцентриситет контура текучести в листах сплава AZ31 и других ГПУ металлах [158,228] требует разработки критерия пластичности, основанного на природе пространства напряжений [226,96,67]. Эти критерии применимы для деформаций, где активность скольжений доминирует, по крайней мере, по пяти независимым системам, как это имеет место в ГЦК металлах. Хосфорд феноменологически отнес эксцентриситет контура текучести, введя термины линейного напряжения в Хилловский критерий пластичности [133].

Эллиптичность контура текучести с малым эксцентриситетом, как, например, у титана [158], хорошо прогнозировалась в представлении Хосфорда, но для магниевых сплавов он не подходит [143]. В одном и том же направлении в текстурованных магниевых сплавах предел текучести при растяжении соответствует двум пределам текучести при сжатии [184,164]. В [96,97,109,110] распространили изотропный критерий текучести Друкера на ортотропные объекты и получили хорошее совпадение для эксцентриситета контура текучести в плоскости анизотропии. Потребовался третий инвариант девиатора напряжения. 11 параметров использовали для случая напряжения в плоскости.

Другое приближение использует простой критерий текучести с начальным ненулевым обратным напряжением (центр контура текучести). Начальное ненулевое обратное напряжение использовалось в [57] чтобы объяснить малую разность в пределах текучести в алюминии при растяжении и сжатии. Такой подход эти авторы использовали для прогнозирования образования фестонов при глубокой вытяжке стаканов из алюминия и получили хорошее совпадение с экспериментом. При этом они использовали в комбинации ассиметричный модуль и критерий текучести Барата [62]. Но обратное напряжение было фиксированным по всей деформации.

Проблема усложнялась при обратном нагружении, характеризуемом значительным эффектом Баушингера и необычным поведением упрочнения

магниевого сплава [164,185]. Необычность выражается в том, что сперва упрочнение медленно растет за счет процессов двойникования или раздвойникования, затем следует резкое упрочнение и окончательное возвращение к деформации скольжением.

Проблема заключается в оценке добавочного упрочнения за счет резкого изменения текстуры во время двойникования и раздвойникования.

Для развития основных моделей деформации необходимо установить дифференциальный предел прочности и необычное упрочнение в процессе прямого и обратного нагружения, хотя бы приблизительно.

Элементы обратного нагружения часто присутствуют при деформировании листовых материалов. Моделирование упругой отдачи также требует развития моделей, рассматривающих поведение материала под действием прямого и обратного нагружения. Поэтому в разрабатываемых и развиваемых моделях деформирования необходимо принимать во внимание эффекты двойникования, раздвойникования и развитие текстуры.

Различные феноменологические модели, изотропная, кинематическая, мультиповерхностная, были развиты для объяснения поведения металлов при нагружении по различным схемам [82,145,179,180]. В изотропной модели упрочнение рассматривается как равномерное растяжение контура текучести с фиксированным началом в поле напряжений. Равномерное растяжение предусматривает условие, что пластическая деформация не усиливает и не ослабляет [196,203,233] начальную анизотропию. Эта модель вполне адекватна для ГЦК металлов, деформируемых монотонным нагружением. Однако, эта модель неприменима для материалов, эффект Баушингера или сложное поведение предела прочности которых под действием обратного нагружения является существенным. Изотропное упрочнение вносит существенную ошибку в распределение напряжений, возникших при формоизменении листа, в частности, для магниевого сплава.

В противоположность изотропной модели, в кинематической модели контур текучести переводится в поле напряжений с сохранением формы и размеров

[145]. В [98] для циклической пластичности был сформулирован такой термодинамический критерий:

текущее состояние материала зависит только от текущих величин наблюдаемых переменных (общая деформация, температура и пр.) и набора переменных внутреннего состояния.

Классическая кинематическая модель упрочнения Прагера может описать некоторые случаи проявления эффекта Баушингера, но без изменения пластичности при обратном нагружении [194,196,195]. В модели Прагера принято, что величина обратного напряжения пропорциональна скорости деформации. Это предполагает то, что прямая деформация испытывает большее сопротивление, чем при обратном нагружении. Главный недостаток этой модели заключается в том, что соотношение между напряжением и деформацией является "однозначным", как результат предполагаемой пропорциональности [98]. Другая ограниченность модели заключается в несоответствии между различными субнапряженными областями. Зиглер решил проблему несоответствия путем перевода контура текучести в радиальных направлениях [233].

Только один контур текучести активен в данный момент времени в двух и мультиконтурных моделях. В них требуется использовать большое число контуров текучести т.к. рассматривается кусочная линейность поведения «напряжения – деформация». Двухконтурная модель может предсказать удовлетворительно циклическую пластичность, вводя последовательный ряд модулей жесткости, хотя такой подход подвергался критике в [98].

Опираясь на модель Прагера, Амстронг и Фредерик, [67] предложили нелинейную модель, в которой использовали ранее упомянутое введение обратного напряжения. В [98] этот подход был усовершенствован за счет введения набора обратных напряжений, что дало возможность более точно описать циклическую пластичность. Это отражает факт, что микроструктура после последней деформации вносит больший вклад в развитие обратного напряжения, чем после деформации, которая была ранее.

В последнее десятилетие развиваются анизотропные модели упрочнения. В них рассматривается развитие микроструктуры в сталях, подвергнутых произвольной схеме нагружения от средних до высоких степеней деформаций [130,135,136]. Были введены три переменные для описания внутреннего [159,219,220] состояния материала. **S** - направленная прочность в плоскости при постоянной дислокационной структуре; **P** - их полярность; **X** - обратное напряжение, образовавшееся на скоплениях дислокаций. Развитие этих переменных внутреннего состояния базировалось на экспериментальных исследованиях дислокационной структуры, таких как деполяризация, дезинтеграция предварительной дислокационной структуры под влиянием обратного нагружения. Влияние предварительной деформации на упрочнение последующей деформацией может быть предсказано в этой модели. Однако, развитие текстуры в этих моделях не рассматривается подробно, хотя первоначальная пластическая анизотропия, обусловленная текстурой, оценивалась в них введением тензора 4 ранга. Ясно, что точность прогнозирования прочности и пластичности в этих моделях может быть существенно улучшена на основе результатов изучения текстур.

2.3. Основные представления поликристаллических моделей

В поликристаллических моделях каждое зерно деформируется в соответствии с пластическими свойствами монокристалла, когда процессы скольжения и двойникования активизируются под действием приложенных напряжений. Взаимодействия между кристаллами (зернами) моделируются тремя приближениями: в условиях стесненной деформации; в условиях отсутствия какого либо стеснения и самосогласующейся деформации. В иностранной литературе эти приближения обозначаются (FC), (RC), (SC), соответственно.

В FC модели взаимодействие между зернами не рассматривается. Деформация рассматривается как однородная.

Приближение FC используется для моделирования пластичности в кубических металлах с малой пластической неоднородностью.

В RC приближении для произвольной деформации рассматриваются плоские зерна. Для них достаточно учитывать три системы скольжения. Сдвиг не нужно учитывать. В FC модели надо учитывать пять систем скольжения. Уменьшение числа систем скольжения в RC приближении дает возможность лучше предсказывать активность систем скольжения и двойникования, чем в FC приближении [149]. Таким образом, прогнозирование развития текстуры при больших деформациях в приближении RC более эффективно, чем в FC.

Поликристалл рассматривается как набор идеальных ориентировок. Каждой ориентировке отвечает группа зерен, ориентированных в соответствии с этой идеальной ориентировкой.

Каждая ориентировка трактуется как неоднородность, вставленная в поликристаллический агрегат, который рассматривается как некоторая однородная среда. Свойства этой среды одинаковы во всех точках. Приближение SC означает, что приложенные внешние напряжения и деформация должны быть средней для всего агрегата. Взаимодействие между ориентировками и средой задаются однозначно и зависят от приложенного напряжения.

Вязкопластическое самосогласующееся приближение [190] - пример SC приближения.

Деформация происходит последовательными шагами. Текстура представляется в виде весовых функций. Взаимодействие каждого зерна с окружением вводится однозначно на основе рассмотрения анизотропии зерен и окружения его SC методом [178] и введением модифицированного вязкопластического эквивалента Эшелби.

Соответствующее уравнение для монокристалла имеет вид:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\gamma}_0 \sum_{\alpha} m_{ij}^{\alpha} \left(\frac{m^{\alpha} : \sigma'}{\tau_{CRSS}^{\alpha}} \right)^n \quad (2.3)$$

где $\dot{\varepsilon}'_{ij}$ и σ' - девиатор скорости деформации и напряжение в зерне. $(\bullet)'$ означает девиаторную часть тензора (\bullet) . $\dot{\gamma}'$ скорость деформации соответствующая КСН

системы α , τ_{CRSS}^α . τ_{CRSS}^α связана с деформацией, характеризуемой межкристаллическим упрочнением. Двоеточие означает двойное тензорное произведение, которое есть $\mathbf{m}^\alpha : \boldsymbol{\sigma}' = m_{ij}^\alpha \sigma'_{ij}$. m_{ij}^α - тензор Шмита системы α , который определяется как:

$$m_{ij}^\alpha = \frac{1}{2} (n_i^\alpha b_j^\alpha + n_j^\alpha b_i^\alpha)$$

где n_i^α и b_i^α нормали к плоскости скольжения или двойникования и направления скольжения или двойникования, соответственно. Изменения m_{ij}^α характеризуют ориентационное изменение кристаллической решетки.

Система (2.3) состоит из 5 уравнений с десятью неизвестными переменными. Другие пять уравнений можно получить, если наложить условие того, что среднее напряжение и деформация по всем зернам должны быть согласованными с эквивалентными макроскопическими величинами.

Развитие текстуры включает вращение решетки, которое задается формулой:

$$\dot{\omega}_{ij} = \dot{\Omega}_{ij} + \omega_{ij}^{Eshelby} - \sum \frac{1}{2} (b_i^a n_j^a - b_j^a n_i^a) \dot{\gamma}^a \quad (2.4)$$

Где $\dot{\Omega}_{ij}$ означает макроскопический поворот, $\dot{\omega}_{ij}^{Eshelby}$ - локальный поворот эквивалентного включения Эшлби [182]. Третий член определяет "пластический" поворот каждого зерна за счет скольжения.

2.3.1. Механизмы пластической деформации при растяжении

В [190] в приближении VPSC моделирована анизотропия характеристик пластичности в плоскости листов при растяжении и сжатии. Текстура перед деформацией была представлена в виде набора ориентировок с процентным их содержанием. Для учета текстурной неоднородности по толщине съемку кривых полюсной плотности проводили на наборных образцах, в виде полосок вырезанных из листов и собранных в виде пакета [61]. Текстуру представляли

набором 3462 дискретных ориентировок, которые затем использовали в моделировании свойств при деформации растяжением и сжатием.

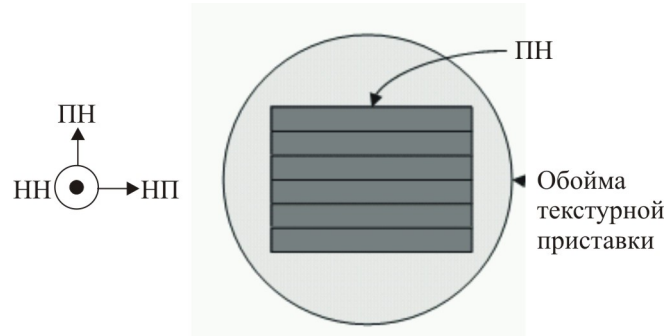


Рис.2.5. Схема наборного образца для текстурных исследований: НП - направление прокатки, ПН-поперечное направление, НН - нормальное в плоскости листа направление

При моделировании в приближении VPSC использовали базисное $\langle a \rangle$, призматическое $\langle a \rangle$, пирамидальное $\langle a + c \rangle$ скольжения и двойникование по

$\{10\bar{1}2\}/\{10\bar{1}1\}$ системе. Пирамидальное $\langle a \rangle$ скольжение не учитывали, так как оно приводит к такой же деформации, что и комбинация базисного $\langle a \rangle$ и призматического $\langle a \rangle$ скольжений. Закон упрочнения выражается:

$$\tau_{КСН}^a = \tau_0^a + (\tau_1^a + \mathcal{G}_1^a \gamma) \left[1 - \exp\left(\frac{-\mathcal{G}_0^a \gamma}{\tau_1^a}\right) \right] \quad (2.5)$$

$$\Delta \tau^a = \frac{d\tau_{КСН}^a}{d\gamma} \sum h^{aa'} \Delta \gamma^{a'}, \quad (2.6)$$

где $\tau_{КСН}^a$ означает критическое сдвиговое напряжение для систем скольжения и двойникования a , γ обозначает аккумулярованную в зерне сдвиговую деформацию, τ_0^a , τ_1^a , \mathcal{G}_0^a , \mathcal{G}_1^a , - упрочняющие параметры для систем скольжения и двойникования a .

Внутреннее скрытое упрочнение в уравнении 2.6 описывает увеличение КСН a системы, $\Delta \tau^a$, как результат сдвига или двойникования по другим системам a' при сдвиговой деформации $\Delta \gamma^{a'}$.

Параметры подгонялись для выражения экспериментальных кривых одноосного растяжения и сжатия для направлений прокатки и поперечного направления (табл. 2.3). $h^{aa'}$ - величина порядка 1.0, кроме тех систем скольжения, соответствующих двойникованию, которые принимают значения 1.4. Это обусловлено наличием двойников препятствующих движению дислокаций.

Таблица 2.3.

Основные параметры для моделей скольжения и двойникования

| Деформационные системы | τ_0^a | τ_1^a | \mathcal{G}_0^a | \mathcal{G}_1^a |
|-------------------------------------|------------|------------|-------------------|-------------------|
| Базисная $\langle a \rangle$ | 24 | 26 | 280 | 0 |
| Призматическая $\langle a \rangle$ | 88 | 50 | 250 | 0 |
| Пирамидальная $\langle c+a \rangle$ | 160 | 80 | 100 | 0 |
| Двойниковая | 39 | 0 | 39 | 39 |

Хорошее согласие между экспериментальными результатами [164] и теоретическими наблюдается при деформации растяжением в НП и ПН. В плоскости листов наблюдается большая анизотропия для больших напряжений. В ПН эти величины больше, чем в НП. Однако для деформации сжатием соответствие не такое хорошее, как для деформации растяжением. В [87] показано, что напряжение течения в теории начинает расти раньше, чем это наблюдается на эксперименте. Отмеченные расхождения в теории и эксперименте объясняются тем, что в теории не учли пирамидальное $\langle a \rangle$ скольжение.

Главная сложность двойниковой деформации в кристаллической пластичности является неэффективность представления многочисленных ориентировок, возникающих в результате двойникования. Если рассматривая одно зерно считать, что только одна двойникования система реализуется на каждом шаге деформации, то после k шагов максимальное число ориентировок будет 2^k . Если суммировать это по всем зернам, то число получится еще больше.

Активность процессов скольжения и двойникования при растяжении и сжатии в плоскости листов магниевых сплавов существенно различна (рис.2.6).

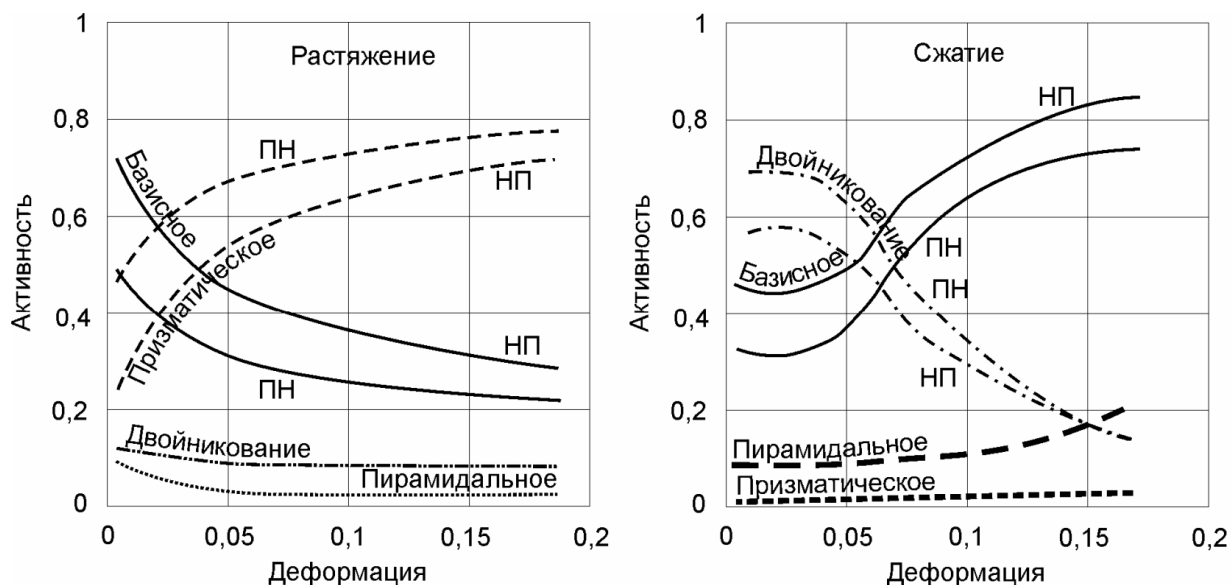


Рис. 2.6. активность систем скольжения и двойникования гексагонального сплава с $c/a \sim 1,62$ в зависимости от интенсивности деформации

При начальных стадиях деформации сжатием относительная активность двойникования составляет 0,68 и 0,54 для ПН и НП, соответственно. Для растяжения эти величины активности двойникования составили не более 0,05 для обоих направлений. С увеличением величины деформации растяжением активность призматического скольжения возрастает, а при сжатии - уменьшается.

Общим для исследований активности систем деформации при сжатии и растяжении является то, что не обнаруживается пирамидальное $\langle c + a \rangle$ скольжение. Причем активность всех систем деформации наиболее высока при начальных стадиях деформирования.

2.5. Выводы

1. Процессы деформирования в магнии и его сплавах с алюминием происходят за счет скольжения по базису и двойникования, наиболее легко

активизируются системы двойникования $\langle 10\bar{1}2 \rangle \langle 10\bar{1}1 \rangle$ и $\langle 10\bar{1}1 \rangle \langle 10\bar{1}2 \rangle$. Критические сдвиговые напряжения для двойникования надежно не установлены, что не позволяет прогнозировать текстуру при растяжении и сжатии.

2. Главные феноменологические модели в процессах пластической деформации рассматривают по крайней мере 5 независимых систем скольжения, считая скольжение доминирующим механизмом пластической деформации. Процессы двойникования и раздвойникования в этих моделях не учитываются. Остается открытым вопрос зависимости двойникования от величины критического приведенного сдвигового напряжения (КСН).

3. Разрабатываются два механизма зарождения двойников: гомогенный и гетерогенный. Реализации гомогенного зарождения двойников предполагает наличие дефектов, способствующих зарождению двойников за счет концентрации напряжений. Для гетерогенного зарождения, двойниковые зародыши (дефекты упаковки) появляются из-за диссоциации определенных дислокационных конфигураций.

4. Малый размер зерен, как и малые предварительные деформации подавляют зарождение двойников из-за того, что скольжение предпочтительно за счет более подвижных дислокаций, образовавшихся при предварительной деформации. В сплаве AZ31с размером зерен 1 микрон двойники отсутствуют, а с размером зерен 15 микрон их достаточно много. Способность двойниковаться рассматривается подобно восстановлению путем снижения плотности подвижных дислокаций, как при обработке старением.

5. В литературе недостаточно данных по связи характера анизотропии свойств деформированных поликристаллов магниевых сплавов с текстурными характеристиками листов и изделий с орторомбической симметрией (листы, полосы и пр.). Не определены возможности тензорного описания свойств прочности и пластичности таких объектов в отожденном и деформированном состояниях. Не изучены проблемы, связанные с анизотропией внутренних микрповреждений при циклических деформациях растяжением и сжатием.

3. ИССЛЕДОВАНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Текстура и анизотропия упругих свойств листов магниевового сплава после горячей прокатки и рекристаллизационного отжига

Прямые полюсные фигуры снимали с двух сторон листов и от их среднего слоя. В целом все они мало отличались друг от друга, что свидетельствовало о высокой однородности по текстуре листов такой толщины. На рисунке 3.1 приведена ПФ $\{0002\}$ усредненная по всем трем слоям листа.

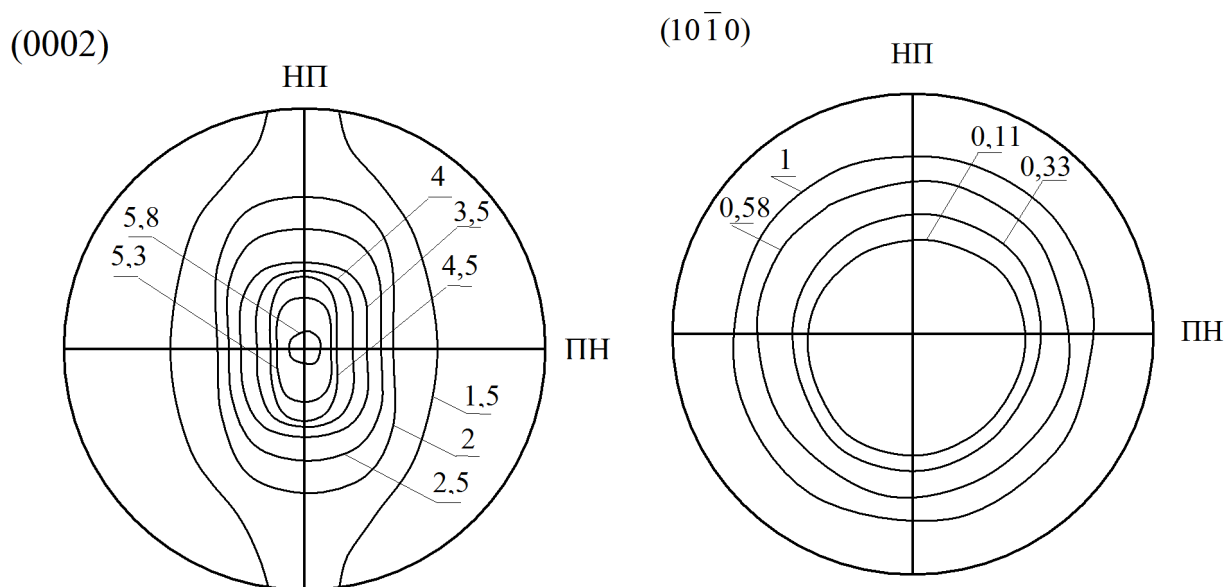


Рис.3.1. Прямые полюсные фигуры $\{0002\}$ и $\{10\bar{1}0\}$ магниевового сплава AZ31 после рекристаллизационного отжига

Из рисунка 3.1 видно, что в исходном состоянии листы обладают ярко выраженной текстурой центрального базисного типа. Максимальная интенсивность базисной компоненты (0001) приходится на центр ПФ с рассеянием в НП. По мере удаления от центра ПФ интенсивность убывает в ПН быстрее чем в НП. В периферийных областях для азимутального угла $\alpha > 70^\circ$

интенсивность падает до величины 0,2, что соответствует интенсивности фона.

Распределение интенсивностей ПФ $(10\bar{1}0)$ находится в соответствии с распределением интенсивностей для ПФ (0002). Такая текстура характерна для магния и других металлов с $c/a \approx 1,53$ [51].

Плотность вероятности присутствия ориентировок с осью C в интервале углов $\alpha \pm \Delta\alpha$ определяли по формуле (3.1)

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\int_{\alpha}^{\alpha+\Delta\alpha} \int_0^{\pi/2} P_{(0002)}(\alpha, \beta) \sin \alpha d\alpha d\beta}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} P_{(0002)}(\alpha, \beta) \sin \alpha d\alpha d\beta} \quad (3.1)$$

где $P(\alpha, \beta)$ - полюсная плотность.

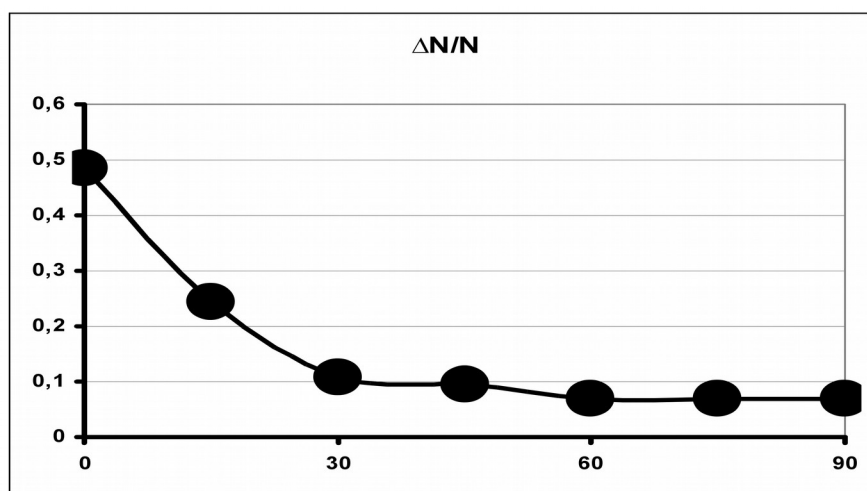


Рис. 3.2. Распределение плотности вероятности присутствия ориентировок $(0001) \pm \alpha$ по азимутальному углу α

Из рис. 3.2 видно, что с увеличением угла α полюсная плотность монотонно ослабевает. В области углов 30-60° наблюдается тенденция к небольшому росту, что свидетельствует о присутствии в исходных листах сплава ориентировок отклонённого базисного типа, это характерно для текстур типа цинка.

С целью более полного анализа текстуры для листов сплава AZ31 после горячей прокатки и рекристаллизационного отжига дополнительно провели

анализ текстуры в представлении функций распределения кристаллов по ориентациям. ФРО строились в автоматическом режиме при помощи встроенных программ на дифрактометре Simens в обозначениях Бунге в пространстве углов Эйлера $\varphi_1, \Phi, \varphi_2$. На рисунке 3.3 приведены сечения ФРО по углу Φ .

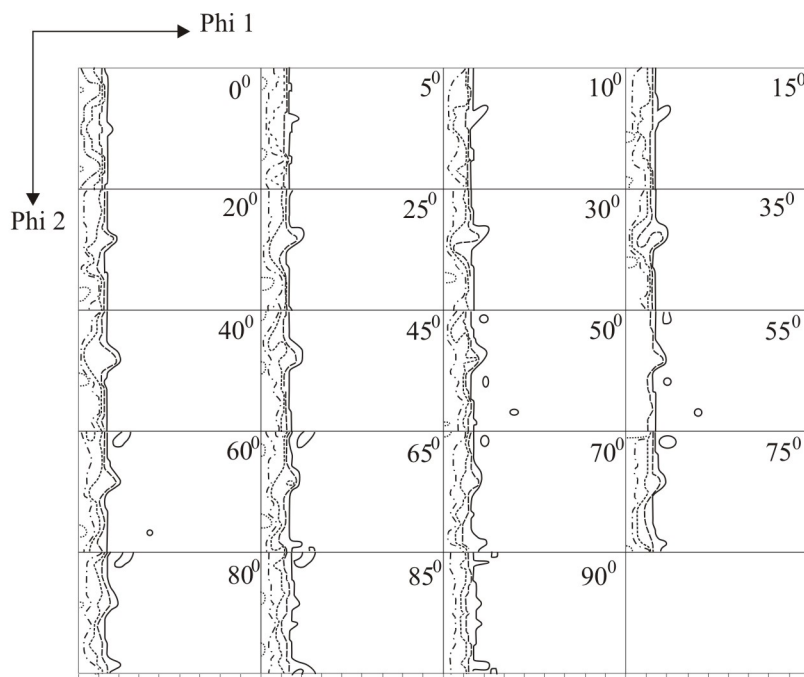


Рис.3.3. Сечения функции распределения ориентаций кристаллов в пространстве углов Эйлера листов сплава АЦЗ1 после прокатки и рекристаллизационного отжига в относительных уровнях полюсной плотности: (—) - 5, (-----) - 4, (.....) - 3, (— · —) - 2, (——) - 1

Из анализа ФРО видно, что основные ориентировки, описывающие текстуру листов сплава AZ31 после рекристаллизационного отжига, локализованы в области малых углов φ_1 и охватывают интервал углов φ_2 от 0 до 90°. Скелетная линия тянется по Φ от 0 до 90°. Согласно картам распределения ориентировок по углам Эйлера [7], полученные ФРО отвечают содержанию в текстуре листов преимущественно ориентировок с малыми углами плоскостей (hkl) с плоскостью базиса (0001).

Из полученной ФРО по (1.12) рассчитали ПФ возможных идеальных ориентировок, присутствующих в текстуре, которые приведены на рисунках 3,4 - 3.6.

ПФ $\{0002\}$, рассчитанная из ФРО демонстрирует текстуру центрального базисного типа. Заполнен центр с рассеянием в НП. Из ПФ $\{10\bar{1}0\}$ следует, что ориентировки с плоскостью $(10\bar{1}0)$ в плоскости листов сплава AZ31 в текстуре отсутствуют.

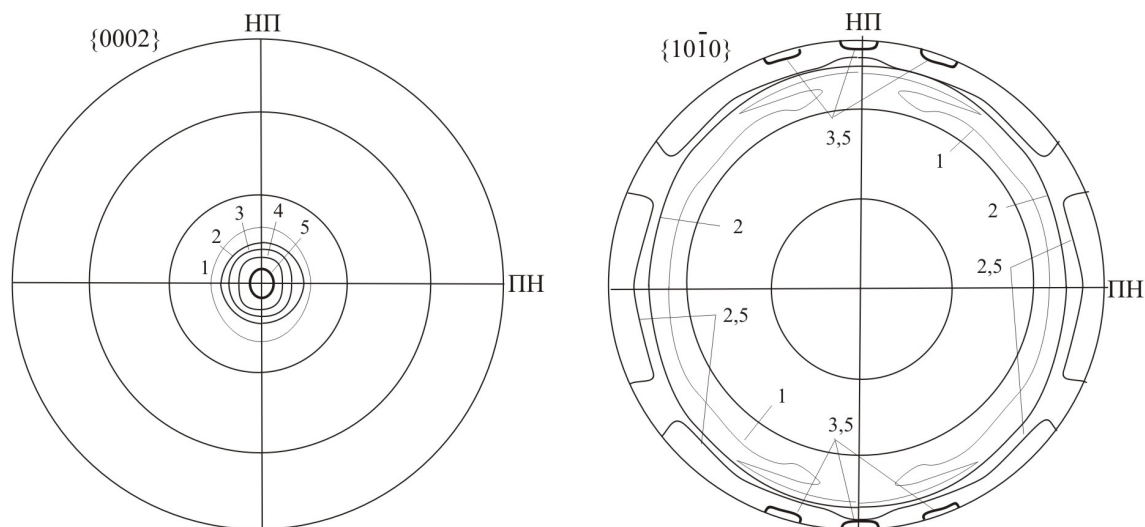


Рис. 3.4. Полюсные фигуры $\{0002\}$ и $\{10\bar{1}0\}$ листов сплава АЦЗ1 после горячей прокатки и рекристаллизационного отжига, построенные аналитически из данных анализа функций распределения ориентаций кристаллов

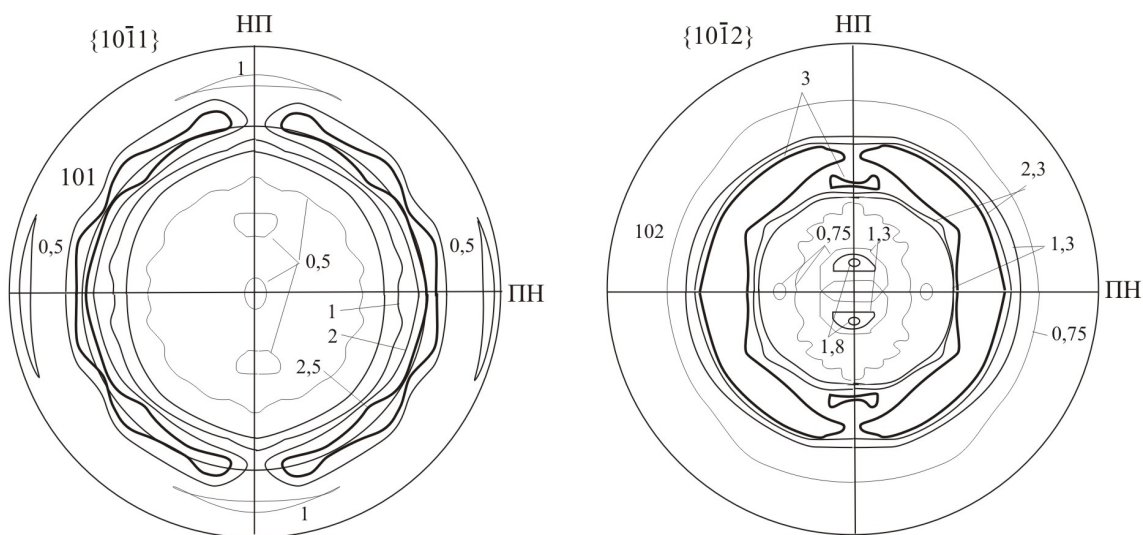


Рис. 3.5. Полюсные фигуры $\{10\bar{1}1\}$ и $\{10\bar{1}2\}$ листов сплава АЦЗ1 после горячей прокатки и рекристаллизационного отжига, построенные аналитически из данных анализа функций распределения ориентаций кристаллов

Пирамидальные ориентировки типа $\{10\bar{1}1\}$, $\{10\bar{1}2\}$, $\{10\bar{1}3\}$ и $\{11\bar{2}0\}$ в текстуре присутствуют. Процентное содержание этих ориентировок не превышает в сумме 30%.

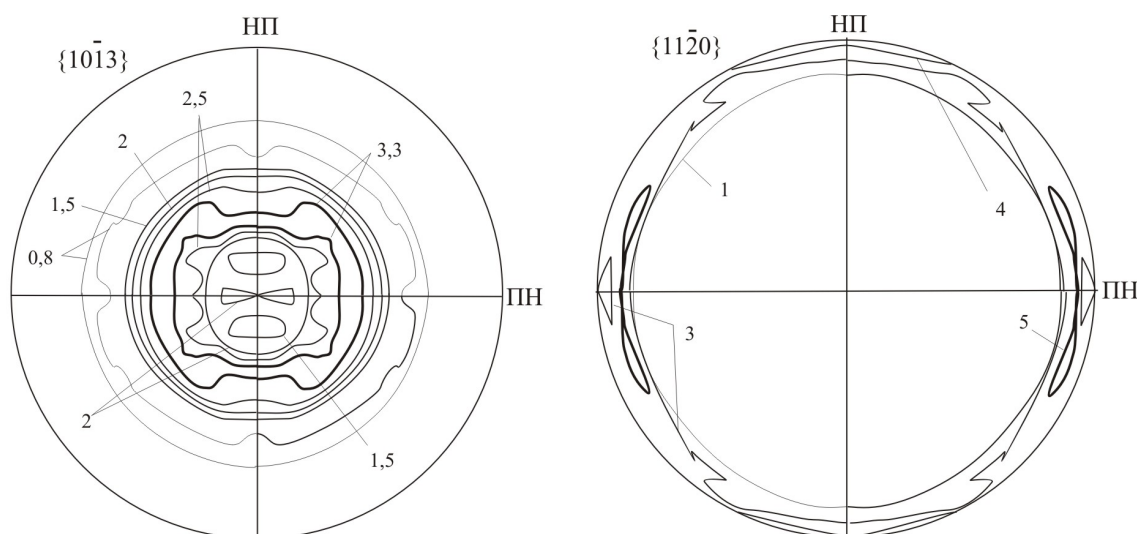


Рис. 3.6. Полюсные фигуры $\{10\bar{1}3\}$ и $\{11\bar{2}0\}$ листов сплава АЦ31 после горячей прокатки и рекристаллизационного отжига, построенные аналитически из данных анализа функций распределения ориентаций кристаллов

Так как тензорность упругих свойств не вызывает сомнений, то изучение анизотропии механических свойств начали с изучения анизотропии модуля Юнга листов исследуемого твердого раствора алюминия в магнии.

В модели ортотропного квазимонокристалла рассчитали по (1.39) - (1.45) интегральные характеристики текстуры листа, которые для него составили:

$$I_1=0,281484; \quad I_2=0,245578; \quad I_3=0,472938; \quad I_4=0,160953; \quad I_5=0,147469; \quad I_6=0,000608.$$

Такое соотношение ИХТ соответствует текстурам гексагональных структур центрального базисного типа со значительным рассеянием полюсов $[0001]$ к периферии в НП.

Модуль Юнга измерили для 7 направлений в листе в интервале углов $[0-90^\circ]$ через каждые 15° динамическим методом, описанным в 1.10, а по (1.21)-(1.23) рассчитали анизотропию E по полученным ИХТ и константам податливости для нелегированного магния. В качестве компонент тензора податливости использовали значения их для магния приведенные в [51].

Таблица 3.1

Константы податливости монокристаллов некоторых гексагональных металлов при комнатной температуре, $S_{ij} \times 10^{-11} \text{ м}^2/\text{Н}$

| Монокристалл | S_{11} | S_{12} | S_{44} | S_{33} | S_{13} | a | b |
|--------------|----------|----------|----------|----------|----------|--------|--------|
| Магний | 2,213 | -0,771 | 6,024 | 1,975 | -0,491 | -0,615 | -0,854 |

Совпадение расчетных и непосредственно измеренных модулей Юнга оказалось неудовлетворительным (рис.3.7), что свидетельствует о некорректности применения табличных значений констант податливости монокристаллов магния для расчета анизотропии упругих свойств легированных магниевых сплавов.

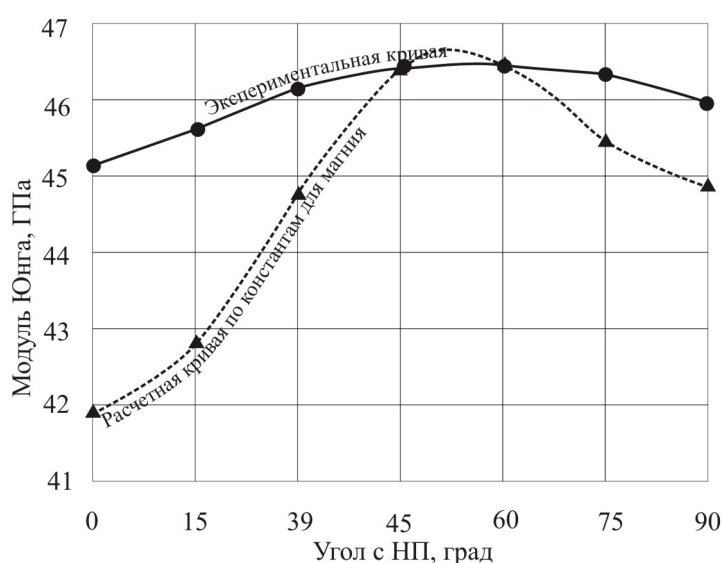


Рис. 3. 7 . Экспериментальная и теоретическая анизотропия модуля Юнга, рассчитанная с использованием констант податливости магния

Экспериментальную анизотропию модуля Юнга представили в виде ряда Фурье, который содержал помимо свободного члена ($A_0 = 0,21624$) $\times 10^{-11} \text{ м}^2/\text{Н}$ две значимые четные гармоники ($A_2 = 0,000213$ и $A_4 = 0,000186$) $\times 10^{-11} \text{ м}^2/\text{Н}$, что подтверждает четвертую тензорную размерность данного свойства.

Используя значения амплитуд гармоник разложения $\frac{1}{E(\varphi)}$ и ИХТ по (1.49) - (1.51) рассчитали s_{11} и две комбинации компонент тензора податливости монокристалла магниевых сплавов AZ31, которые составили: ($s_{11} = 2,12$; $K_1 = 0,26$ и $K_2 = 0,14$) $\times 10^{-11} \text{ м}^2/\text{Н}$. Затем рассчитали анизотропию модуля Юнга исходного

листа. Совпадение с экспериментальной кривой оказалось вполне удовлетворительным (на рисунке 3.8 эта кривая обозначена кубиками и подписью).

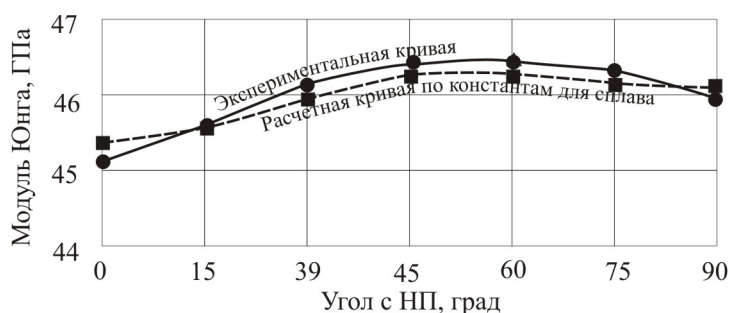


Рис. 3.8 . Экспериментальная и теоретическая анизотропия модуля Юнга, рассчитанная с использованием констант податливости сплава АЦ31

Таким образом, величины s_{11} ; K_i , которые были найдены в данной работе для исследуемого сплава, вполне корректно использовать при прогнозировании анизотропии упругих свойств листов, подвергнутым различным видам механической и термической обработки.

3.2. Влияние деформации растяжением и сжатием на текстуру листов магниевого сплава AZ31

Растяжение и сжатие листов исследуемого сплава осуществляли путем изгиба на ролике диаметром 50мм методом, описанным в главе 1. Съемку прямых ПФ проводили на дифрактометре отдельно для сжатой, растянутой и недеформированной частей листов. Для листов, деформированных 0,25 циклом ЗИ (обкатка только в одну сторону) рентгеновские исследования проводили на наборных образцах, составленных из узких полосок, вырезанных поперек направления изгиба и собранных в обойму для получения плоской поверхности, необходимой для фокусировки рентгеновских лучей по съемке прямых ПФ.

На рисунке 3.9 приведены ПФ {0002} образцов, деформированных 0,25; 0,5; 1; 3; 5,5 циклами ЗИ для растянутых и сжатых областей листов.

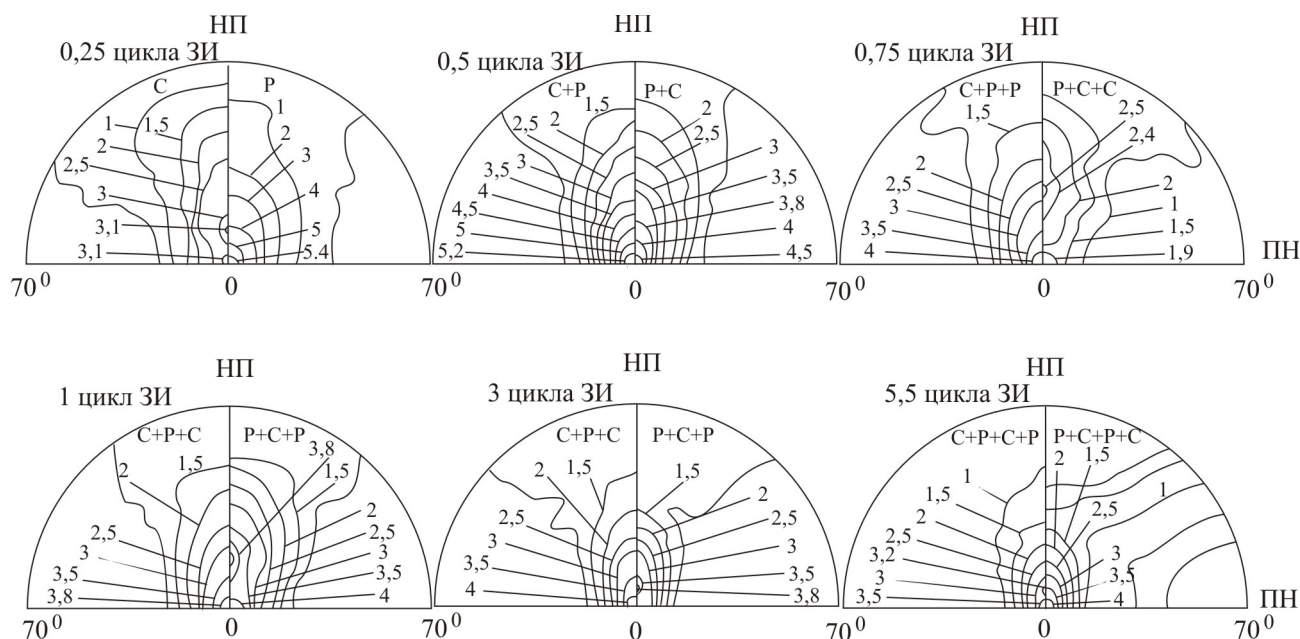


Рис. 3.9. Полюсные фигуры $\{0002\}$ листов сплава AZ31 после деформации различным числом циклов знакопеременного изгиба. С – сторона сжатия, Р – сторона растяжения

Из приведенных ПФ следует, что деформация 0,25 циклом ЗИ существенно меняет текстуру стороны листа, подвергнутую сжатию. В НП на углах 25-35° образуется четкий максимум. Повышается полюсная плотность в области рассеяния на азимутальных углах до 60°. Текстура слоев, подвергнутых растяжению, меняется мало. Несколько повышается интенсивность уровней рассеяния. Однако текстура, в основном, описывается ориентировками центрального базисного типа, но меньшей интенсивности.

Деформация 0,5 циклами ЗИ стороны, подвергнутой после растяжения сжатием, текстуру меняет незначительно. Текстура остается базисной центрального типа, но несколько слабей. Противоположные слои листа, испытавшие после сжатия деформацию растяжением, возвращаются к текстуре центрального базисного типа, которой они обладали в исходном (рекристаллизованном) состоянии, однако существенно менее выраженной.

Деформация 0,75 цикла ЗИ формирует на ПФ {0002} первоначально растянутых слоев четкий максимум в НП, соответствующий ориентировке с отклонением оси c в НП. Интенсивность в центре ПФ становится слабой, что

| | | | | | | |
|------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 0 | 0,281484 | 0,245578 | 0,472938 | 0,160953 | 0,147469 | 0,000608 |
| 0,25 | 0,2833675 | 0,09929 | 0,6173415 | 0,1496 | 0,031437 | 0,0008837 |
| 0,5 | 0,2702201 | 0,2139425 | 0,515836 | 0,139058 | 0,1134815 | 0,000588 |
| 0,75 | 0,3353131 | 0,1114157 | 0,5532712 | 0,1881511 | 0,0349943 | 0,0051009 |
| 1 | 0,2866175 | 0,205741 | 0,507641 | 0,1432548 | 0,0973243 | 0,0006253 |
| 3 | 0,265179 | 0,2345279 | 0,5002926 | 0,1387389 | 0,135053 | 0,0006423 |
| 5,5 | 0,281484 | 0,245578 | 0,472938 | 0,160953 | 0,147469 | 0,000608 |

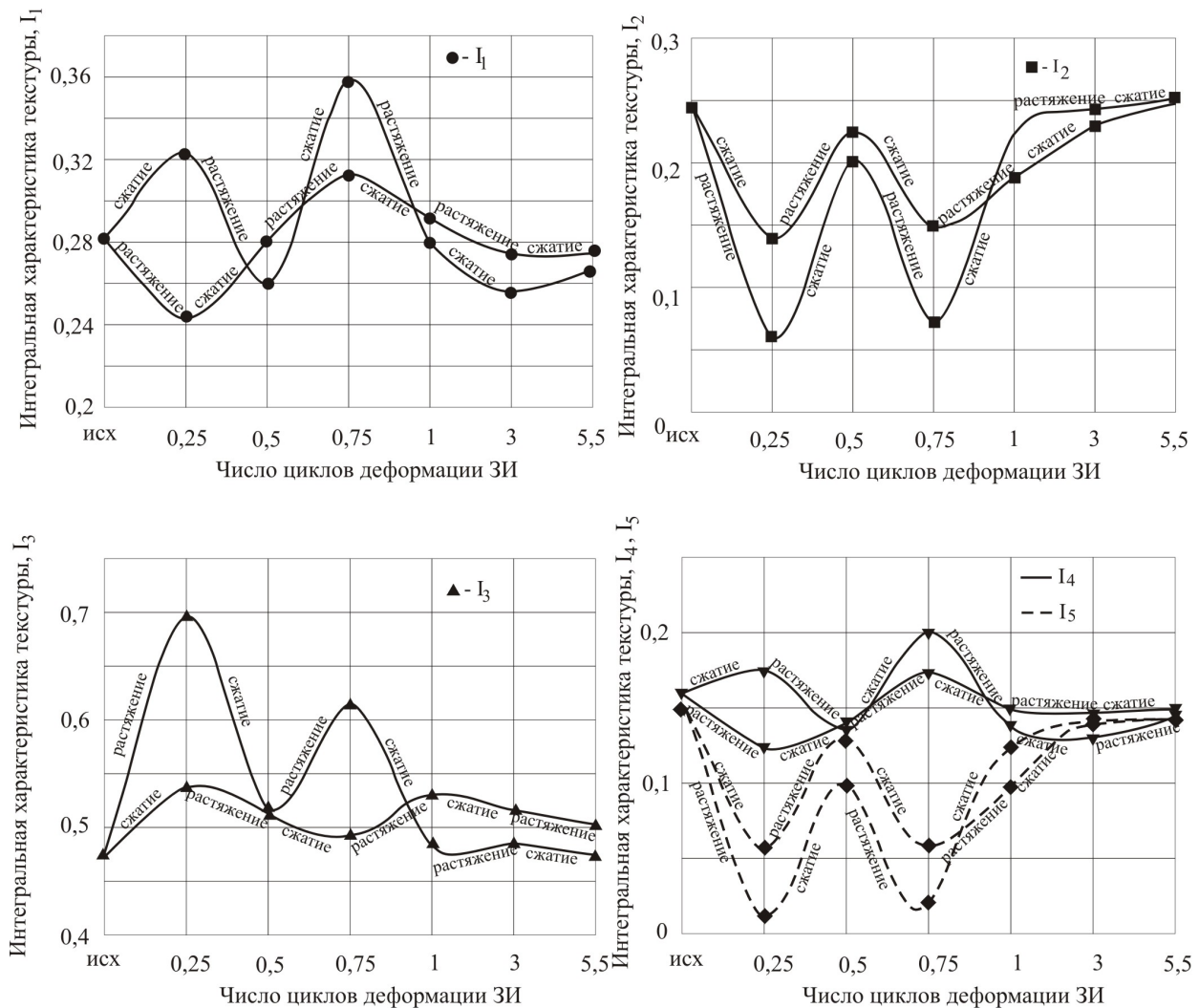


Рис.3.10. Зависимость интегральных характеристик текстуры различных сторон листов сплава АЦЗ1 от числа циклов ЗИ

Из рисунков следует, что деформация в 0,25 цикла существенно меняет ИХТ на обеих сторонах листов. I_1 стороны, подвергнутой сжатию резко возрастает, а стороны, подвергнутой растяжению, - уменьшается. При дальнейшем растяжении стороны, подвергнутой на первом этапе ЗИ сжатию, I_1 падает. Следующее растяжение приводит к увеличению I_1 , но в меньшей мере,

затем падению при дальнейшем сжатии. После деформации ЗИ более трех циклов значение I_1 меняется незначительно, установившись на некотором уровне.

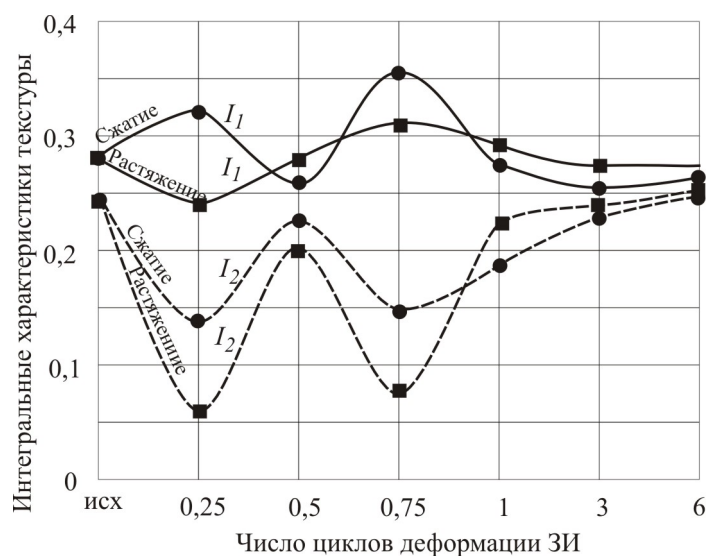


Рис. 3.11. Изменение первых и вторых ИХТ сторон листов сплава AZ31 в зависимости от числа ЗИ

I_1 стороны, подвергнутой на первом этапе растяжению, после дальнейшего сжатия, растет и продолжает расти после последующего растяжения. После деформации 0,75 цикла I_1 этой стороны падает и устанавливается на некотором стабильном уровне. Аналогично, но в меньших пределах, при последовательных растяжениях и сжатиях ведут себя и I_4 также устанавливаясь на некотором стабильном уровне после 3 циклов ЗИ.

Вторые и пятые ИХТ циклически меняются, но примерно одинаково для обеих сторон листов при ЗИ. Аналогично, но в противоположном направлении меняется третья ИХТ. Шестая меняется столь незначительно, что здесь не приводится.

Если сравнить изменения I_1 и I_2 каждой из сторон листа в зависимости от числа циклов ЗИ (рис. 3.10), можно наблюдать, что после первоначального сжатия, эти характеристики ведут себя противоположным образом. Для первоначально растянутой стороны I_1 и I_2 меняются в одинаковых направлениях, но I_1 всегда остается больше I_2 .

Если смоделировать изменение ИХТ для различных типов текстур [19], можно убедиться, что одновременный рост I_1 и I_2 отвечает увеличению рассеяния полюсов [0001] по азимутальному и меридианному углам (рис. 3.12). Увеличение разности между этими характеристиками отвечает развитию дополнительных максимумов удаленных от центра ПФ. Если $I_1 > I_2$, то текстура соответствует отклоненной от центра в НП и, наоборот, если $I_1 < I_2$ - в ПН.

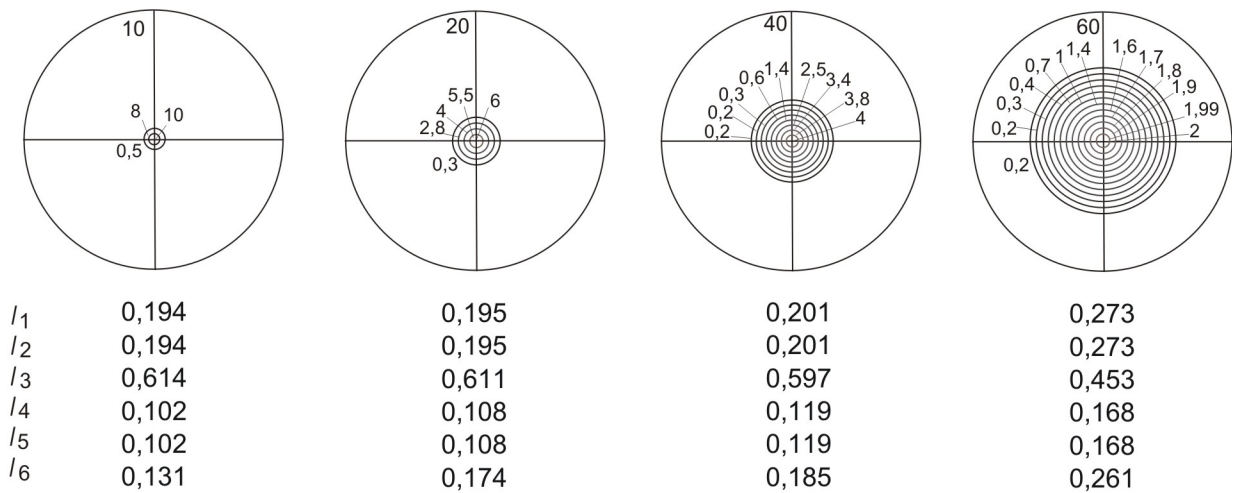


Рис.3.12. Изменение интегральных характеристик текстуры с увеличением рассеяния полюсных полюсов [0001]

Увеличение разности между этими характеристиками отвечает развитию дополнительных максимумов, удаленных от центра ПФ. Если $I_1 > I_2$, то текстура соответствует отклоненной от центра в НП и, наоборот, если $I_1 < I_2$ - в ПН (рис. 3.13).

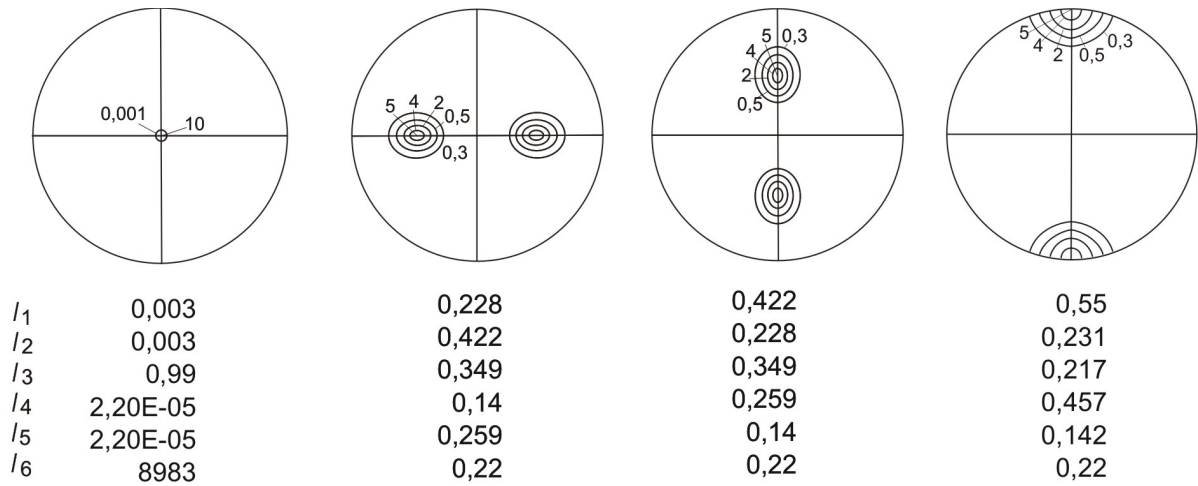


Рис.3.13. Изменение интегральных характеристик текстуры с уменьшением угла наклона оси $[0001]$ к плоскости листа гексагонального металла

На рисунке 3.14 приведено изменение статистического угла наклона гексагональной призмы исследуемого сплава от числа циклов деформации знакопеременным изгибом. Угол рассчитывали по (1.29). Интегральные характеристики брали средними от двух сторон листа.

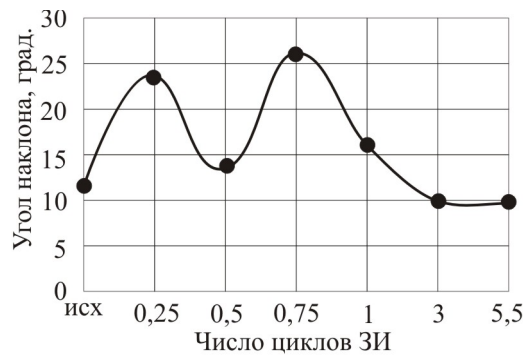


Рис. 3.14. Изменение статистического угла наклона призмы сплава AZ31 от числа циклов знакопеременного изгиба

Кривая изменения угла наклона гексагональной оси к плоскости листа согласуется с текстурными изменениями, которые наблюдаются при деформации растяжением и сжатием. В начальном (отожженном) состоянии текстура характеризуется, в основном, базисной центральной типа ориентировкой. Статистический угол наклона α не равен нулю за счет значительного рассеяния этой ориентировки в НП. Поэтому исходные листы обладают некоторой анизотропией свойств, в частности, упругих.

Деформация изгибом 0,25 цикла приводит к появлению большого количества двойников на стороне, которая подвергалась сжатию, что, в свою очередь, увеличивает вес ориентировки отклоненного базисного типа. Это выражается в достаточно резком увеличении статистического угла наклона призмы к плоскости листа. Дальнейшая деформация 0,5 циклами ЗИ сопровождается интенсивным процессом раздвойникового. Статистический угол наклона призмы падает до значения несколько большего исходного. Деформация 0,75 циклами ЗИ формирует двойниковую структуру на противоположной стороне листа, что приводит к увеличению угла α . Деформация 1 циклом ЗИ приводит к раздвойникованию, теперь уже на другой стороне листа и, соответственно, к уменьшению статистического угла наклона призмы к плоскости листа. Однако теперь статистический угол больше, чем был после деформации 0,5 циклами ЗИ.

Дальнейшая деформация несколько уменьшает статистический угол α , по-видимому, за счет процессов базисного скольжения, приводя к динамическому равновесию между деформационными процессами в сплаве.

3.3. Влияние деформации знакопеременным изгибом на механические свойства листов сплава AZ31

Механические испытания проводили на образцах стандартной формы с длиной рабочей части 12 мм и толщиной 1,1 мм для различных направлений в листах. Площадь поперечного сечения составила $\sim (12,64-12,76)\text{мм}^2$. Максимальная нагрузка составила (3,24-3,43)кН. Скорость растяжения соответствовала европейскому стандарту для испытаний цветных металлов.

Испытания проводили на трех партиях образцов для каждого направления в листах. Результаты усредняли.

На рисунке 3.14 приведены кривые растяжения для НП и ПН в листах сплава AZ31 в исходном состоянии и соответствующие микроструктуры.

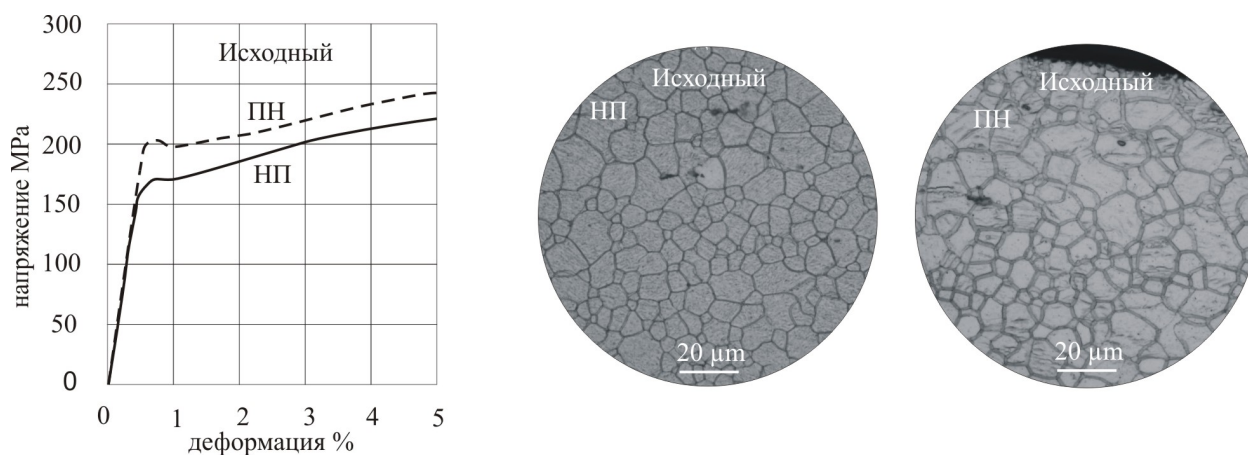


Рис. 3.15. Кривые растяжения листов сплава АЦ31 в НП и ПН в исходном состоянии и соответствующие им микроструктуры

Из кривых следует, что механические свойства, такие как модуль Юнга, пределы прочности и пластичности в ПН выше, чем в НП. Упругая область достаточно протяженная. На кривых растяжения наблюдается четкий зуб текучести. На соответствующих микроструктурах зерна равноосные, наличия двойников не наблюдается.

Деформация 0,5 цикла ЗИ существенно изменяет вид кривых растяжения листов. Исчезает зуб текучести для всех трех направлений в листах. Часть кривой в НП, соответствующая упругой области деформации, сокращается и соответственно для этого направления уменьшается предел текучести. Как отмечалось [43] после деформации 0,25 цикла ЗИ, на поверхности листов сплава, подвергнутых сжатию, наблюдается большое количество двойников. На противоположной стороне двойники не выявляются. Для того, чтобы исключить появление двойников на поверхности исследуемых листов за счет механической обработки во время приготовления образцов, съемку проводили от поперечного сечения листов в НП и ПН. Соответствующие микроструктуры приведены на рисунке 3.16.

После деформации 0,5 цикла двойники присутствуют в сечении образца, но в значительно меньшем количестве, чем после 0,25 цикла.

Деформация 1 циклом ЗИ приводит к появлению перегиба на кривой растяжения в НП в области напряжений (80 – 100)МПа, который переходит в площадку текучести после деформации 3 циклами ЗИ. Существенно понижаются и точки, соответствующие пределу текучести.

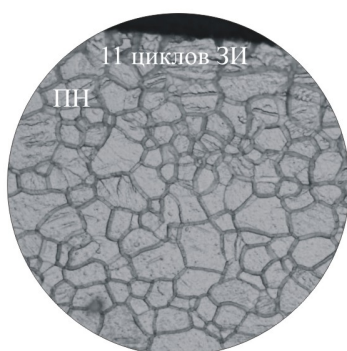
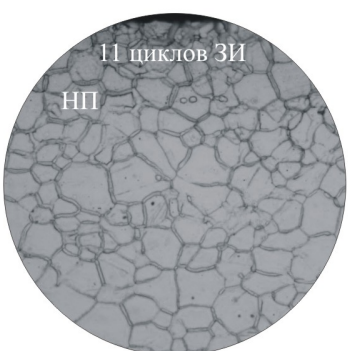
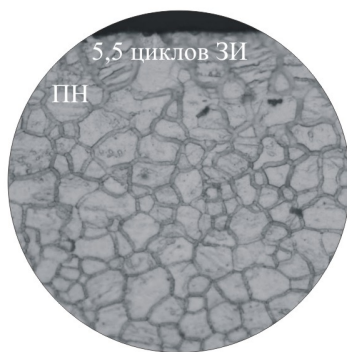
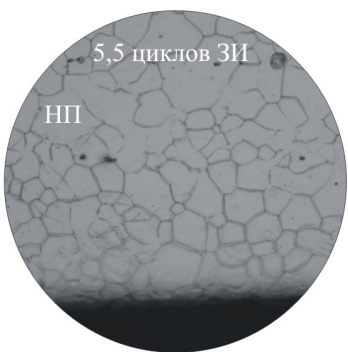
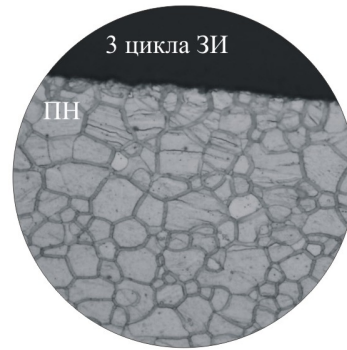
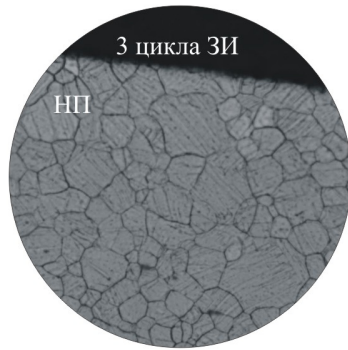
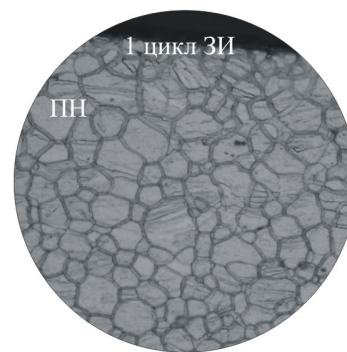
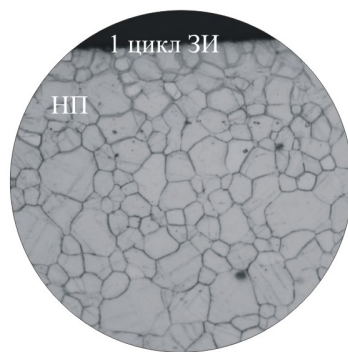
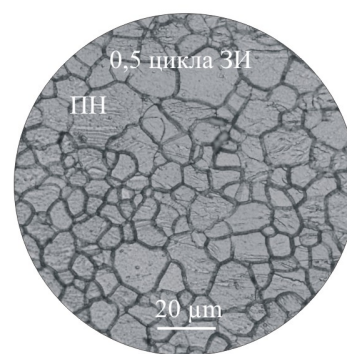
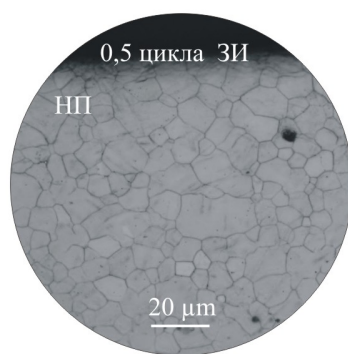
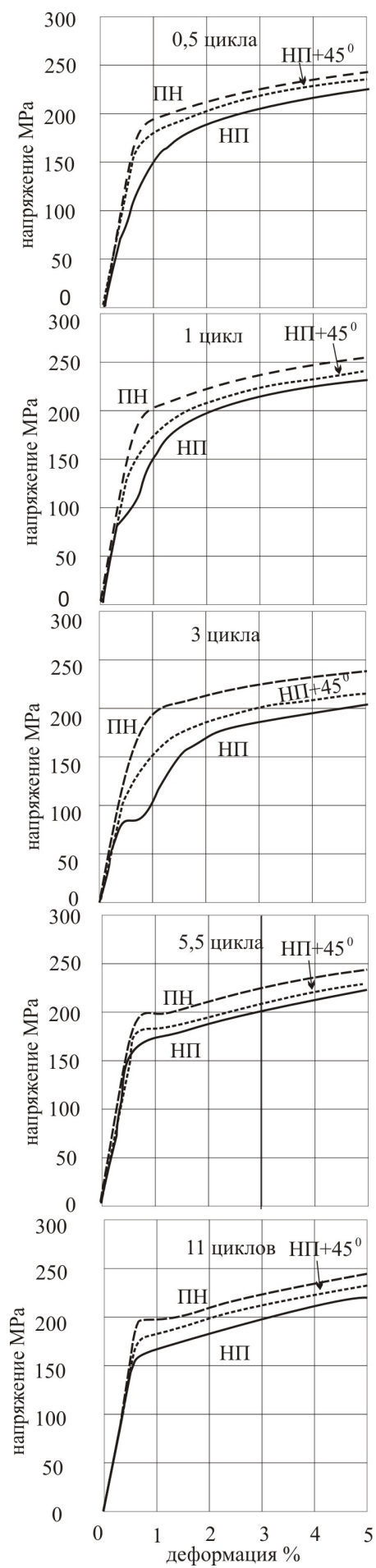
После таких деформаций обнаруживается значительное количество двойников. В плоскости листа они вытянуты в НП, а в поперечном сечении, перпендикулярном НП, ориентированы под углом, примерно 45^0 к НП.

Кривые растяжения после деформации 5,5 циклами ЗИ в НП и 11 циклами, что соответствует правке 1 и двумя проходами на правильной машине, выглядят конгруэнтными линиями со смещением от ПН к НП в сторону меньших напряжений. Площадка текучести, наблюдаемая при деформациях 1 и 3 циклами в области напряжений 80-100МПа, исчезает. Однако наблюдается тенденция появления зуба текучести часть кривых, соответствующих этой области становятся более пологими, особенно в ПН.

Двойники присутствуют, но в ограниченном количестве. На шлифах образцов деформированных двумя проходами на правильной машине (11 циклов ЗИ) появляются темные полосы, соответствующие появлению микродефектов, по-видимому - микротрещин.

Перекрестная деформация ЗИ (1 вдоль НП + 1 в ПН) характер кривых существенно не меняет. Однако значительно снижает предел текучести и повышает предел прочности. При этом количество двойников резко возрастает. Перекрестная прокатка правкой (5,5 в НП + 5,5 в ПН) мало что изменяет в характере кривых растяжения.

В таблице 3.3 приведены значения механических свойств для описанных обработок, а на рисунке 3.16 результаты измерений приведены графически.



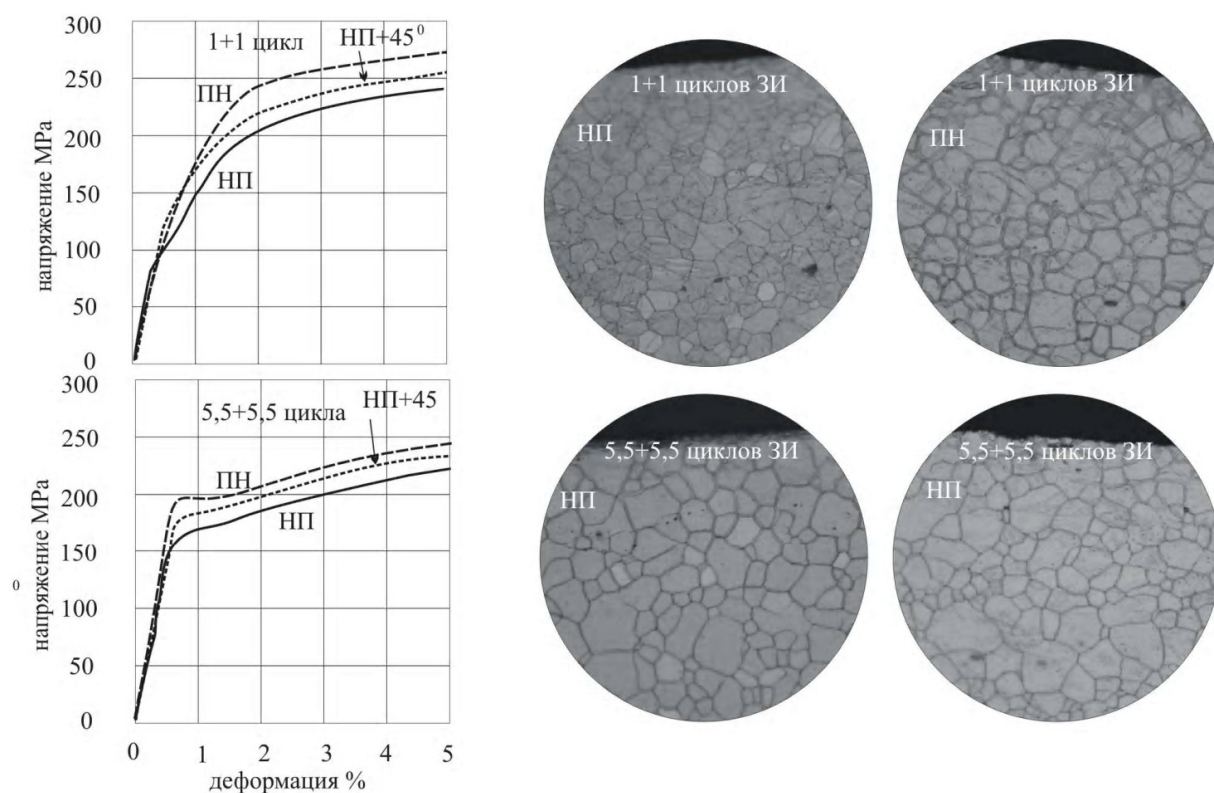


Рис. 3.16. кривые растяжения листов сплава АЦЗ1 в НП и ПН деформированных различным числом циклов ЗИ и соответствующие им микроструктуры

Таблица 3.3

Значения механических свойств в главных направлениях листов сплава AZ31 после деформации знакопеременным изгибом

| Число циклов ЗИ | Направление деформации | Модуль Юнга, ГПа | $\sigma_{0,2}$, МПа | σ_b , МПа | Относ. удлинение, δ % | Относ. сужение, Ψ % |
|-----------------|------------------------|------------------|----------------------|------------------|------------------------------|--------------------------|
| 0 | НП | 45,1 | 170 | 260 | 18,9 | 27,8 |
| | ПН | 45,9 | 200 | 268 | 15,6 | 25,6 |
| 0,5 | НП | 45 | 117 | 261 | 18,2 | 26,1 |
| | ПН | 46,2 | 196 | 271 | 14,4 | 24,7 |
| | НП+45° | 45,8 | 169 | 265 | 16,6 | 26,2 |
| 1 | НП | 45 | 96 | 260 | 17,6 | 24,3 |
| | ПН | 46 | 202 | 275 | 13,8 | 24,0 |
| | НП+45° | 45,2 | 161 | 265 | 15,6 | 25,1 |
| 3 | НП | 43,8 | 96 | 260 | 16,4 | 21,5 |
| | ПН | 44,2 | 214 | 284 | 12,8 | 22,0 |
| | НП+45° | 43,8 | 154 | 272 | 14,9 | 23,4 |
| 1x1 | НП | 44,9 | 111 | 266 | 16,4 | 22,7 |
| | ПН | 46,2 | 136 | 283 | 12,1 | 21,1 |

| | | | | | | |
|--------------|--------|------|-----|-----|------|------|
| | НП+45° | 45,7 | 138 | 271 | 14,3 | 23,7 |
| 5,5 | НП | 44,5 | 165 | 267 | 15,0 | 24,9 |
| | ПН | 45,3 | 197 | 260 | 17,5 | 27,5 |
| | НП+45° | 44,2 | 179 | 258 | 18,8 | 26,8 |
| 11 | НП | 47 | 164 | 269 | 15,6 | 25,6 |
| | ПН | 47,5 | 198 | 263 | 17,3 | 27,0 |
| | НП+45° | 46,2 | 180 | 258 | 18,7 | 27,0 |
| 5,5 + 5,5 | НП | 44,7 | 163 | 268 | 15,2 | 25,9 |
| | ПН | 45,6 | 197 | 263 | 16,9 | 26,9 |
| | НП+45° | 44,6 | 179 | 267 | 15,0 | 24,9 |

Из приведенной таблицы и рисунков видно, что деформация знакопеременным изгибом существенно изменяет механические свойства листов магниевового сплава AZ31. Деформация 0,5 циклов ЗИ приводит к увеличению разности между значениям пределов текучести в НП и ПН, т.е. анизотропия этого свойства в плоскости листа усиливается. Усиление анизотропии продолжается с увеличением числа циклов ЗИ до трех. Далее анизотропия предела текучести уменьшается и при деформациях 5,5 циклов и выше значения предела текучести листов сплава в различных направлениях меняется мало. Добавочная перекрестная деформация снижает степень анизотропии листов в отношении предела текучести, хотя последняя остается все же достаточно высокой (рис.3.17).

Коэффициент анизотропии предела прочности с увеличением числа циклов ЗИ ведет себя аналогично поведению предела текучести. Рост коэффициента наблюдается при деформациях 0,5 - 3 цикла ЗИ, а затем наблюдается его падение при деформациях 5.5 и 11 циклов ЗИ. При этом в НП σ_B меняется мало, а в ПН и НП+45° – значительно.

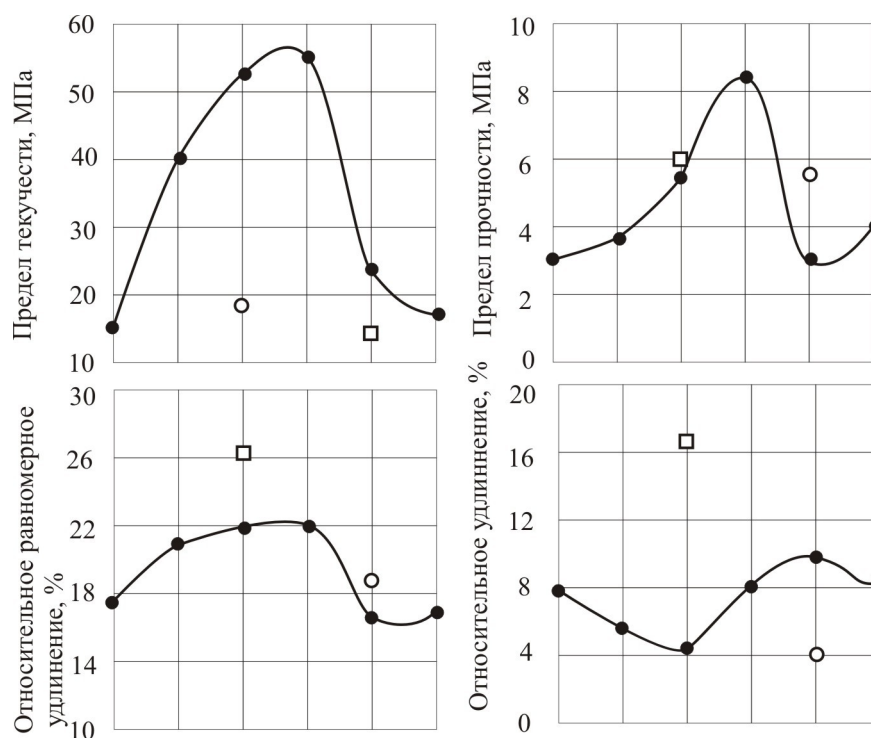


Рис.3.17. Изменение коэффициента анизотропии механических свойств листов магниевого сплава AZ31 после деформации знакопеременным изгибом. □, ○ – значения свойств после деформации прямого и перекрёстного ЗИ.

Значения относительного равномерного удлинения и относительного удлинения с увеличением числа циклов ЗИ до 3 уменьшаются для всех направлений, а после трех циклов ЗИ наблюдается некоторый рост этих величин. Анизотропия относительного равномерного удлинения с увеличением числа циклов в диапазоне деформаций 0,5 - 3 растет, а затем уменьшается до некоторой стабильной величины. Анизотропия относительного удлинения вначале уменьшается, а затем после некоторого роста стабилизируется в области 8%.

Таким образом, можно заключить, что процессы, протекающие при деформации растяжением и сжатием на этапе деформаций 0,5 - 3 циклов, изменяют не только сами механические свойства листов, но и их анизотропию. Причем здесь имеют место процессы деформационного упрочнения и текстурного разупрочнения, и свойства листов зависят от того, какой из процессов на том или ином этапе деформирования вносит больший вклад в изменение изучаемых свойств.

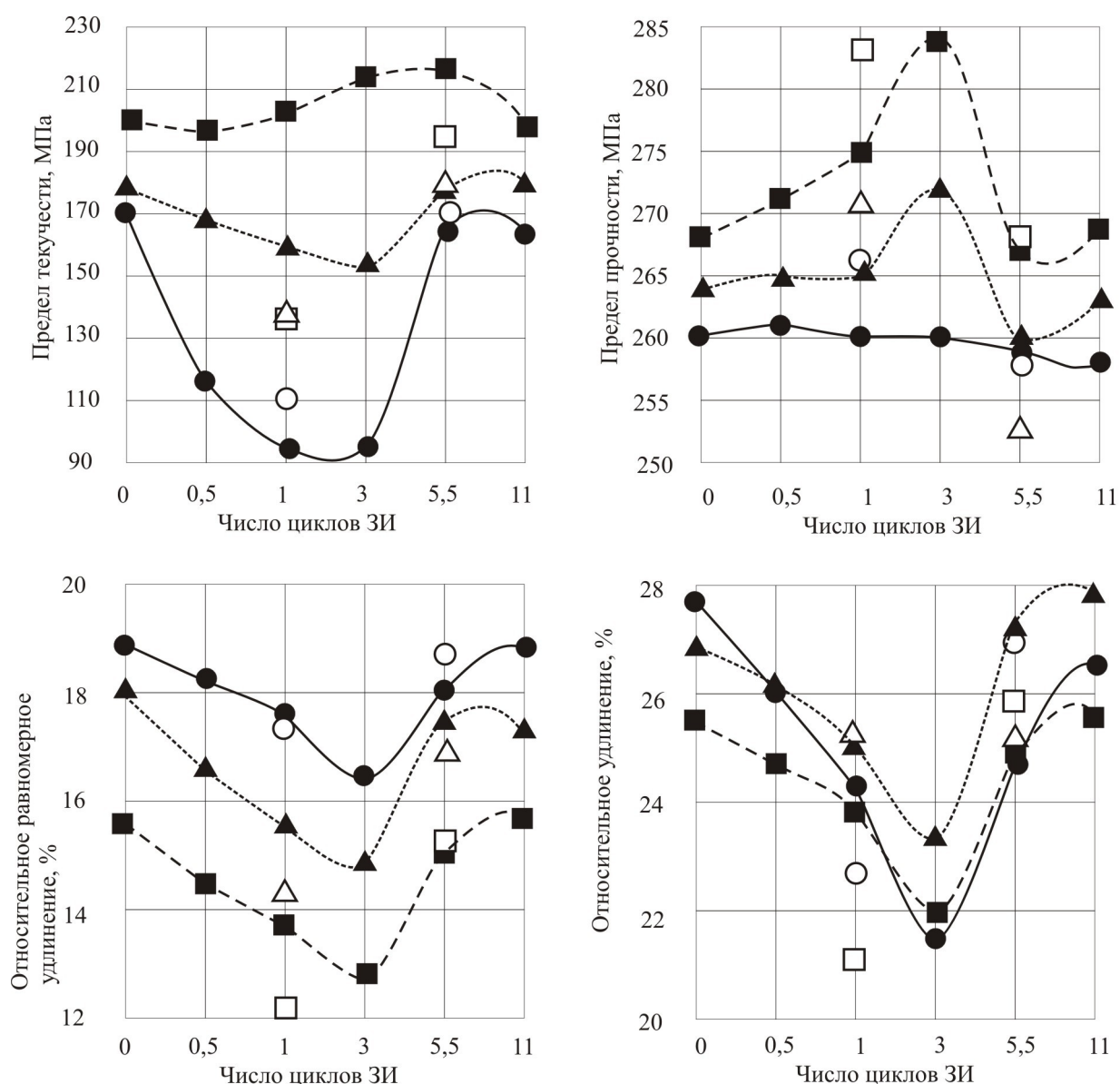


Рис.3.18. Зависимость механических свойств листов сплава AZ31 от деформации знакопеременным изгибом (ЗИ) в направлениях: ● – НП, ■ – ПН, ▲ – НП+45, ○, □, △ - значения свойств после деформации комбинацией прямого и перекрёстного ЗИ.

На рисунке 3.19 приведены кривые анизотропии механической свойств листов сплава AZ31 в зависимости от деформации ЗИ в полярных координатах. На рисунках видно, что в зависимости от числа циклов ЗИ меняется и характер анизотропии механических свойств. Для предела текучести с увеличением угла между НП и направлением измерения величина свойства увеличивается. Аналогично ведет себя и предел прочности, но увеличение его в этих направлениях происходит более резко. Для свойств пластичности наибольшее

значение при деформациях до 3 циклов приходится на НП. Для деформаций 5,5 и 11 циклов максимальные значения этой характеристики приходятся на углы НП+45°

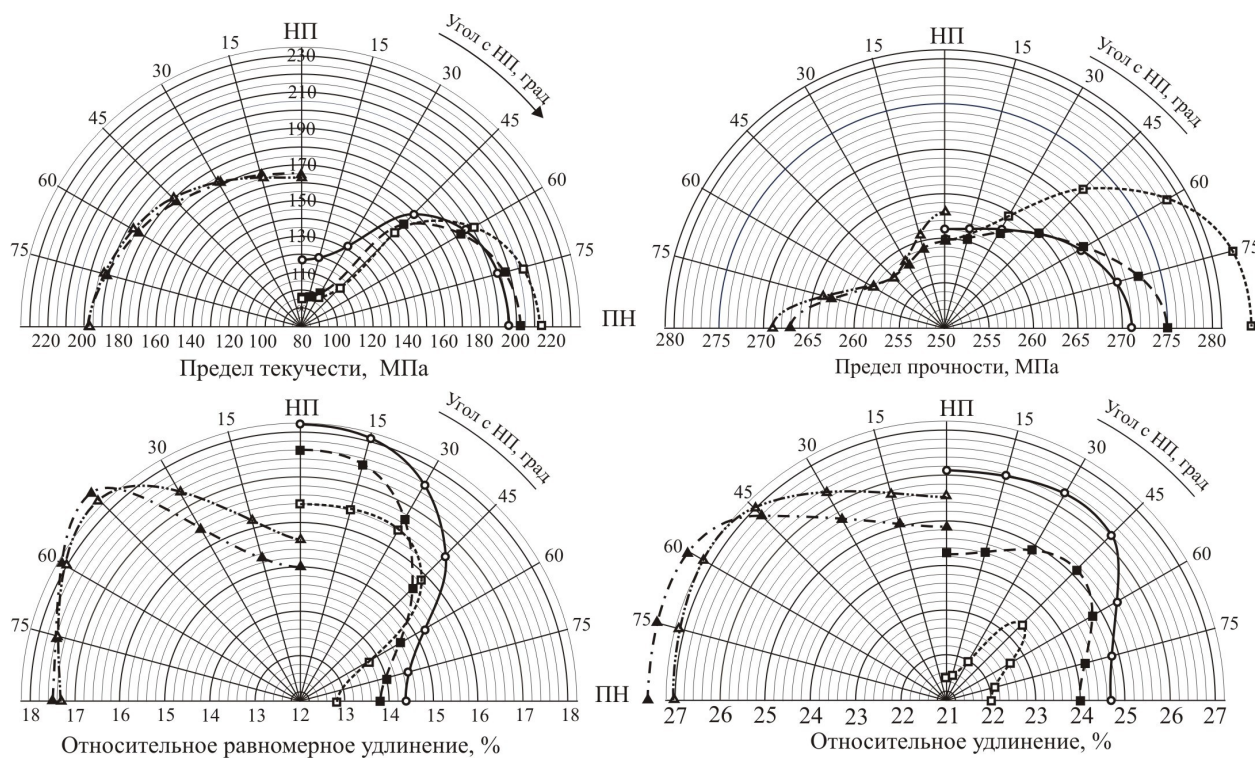


Рис.3.19. Анизотропия механических свойств листов сплава AZ31 после деформации: ○ – 0,5; ■ – 1; □ – 3; ▲ – 5,5; Δ – 11 циклами ЗИ

Для описания анизотропии модуля Юнга воспользуемся представлением текстуры листов сплава при помощи статистического угла наклона призмы к плоскости листа (рис.3.14). Для этого построили кривые зависимости модуля Юнга от направления измерения для разных кристаллографических плоскостей, положение каждой из которых задали углом наклона α к плоскости базиса (0001). Используя монокристалльные характеристики сплава, рассчитанные из данных Фурье-анализа анизотропии модуля Юнга и ИХТ исходных листов, нашли анизотропию модуля Юнга для плоскостей монокристалла, образующих с плоскостью базиса углы 23.9, 13.5, 26.20, 16, 10°. Эти углы соответствуют статистическим углам наклона призмы, описывающим текстуру листов сплава после деформации знакопеременным изгибом 0.25, 0.5, 0,75, 1 и тремя циклами.

На рисунке 3.19 приведены результаты расчетов анизотропии листов, подвергнутых таким деформациям.

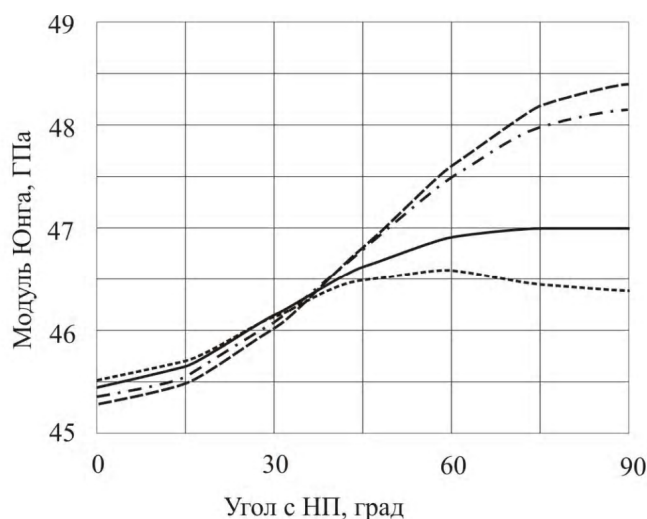


Рис. 3.20. Анизотропия модуля Юнга кристаллографических плоскостей монокристалла сплава АЦ31, образующих углы с плоскостью базиса (—) - 23.9, (---) - 13.5, (- · - · -) - 26.2, (· · · · ·) - 10°

Экспериментально возможно только изучить анизотропию модуля Юнга плоских образцов, т.е. после деформации 0.5, 1, 3 и т. д. циклами ЗИ. Обычные методы измерения модуля Юнга не дают возможности измерить модуль Юнга изогнутых листов. Поэтому сравнение расчетных и экспериментальных данных по анизотропии модуля Юнга мы проводили только для листов, деформированных ЗИ, окончательное состояние которых было в виде плоских образцов. На рисунке 3.21 приведены сравнительные данные расчетной и экспериментальной анизотропии модуля Юнга для листов, деформированных 0.5, 1, 3 и 5,5 циклами ЗИ.

Сравнение данных прямых измерений модуля Юнга листов сплава AZ31 в главных направлениях показывает хорошее совпадение с результатами расчета анизотропии E по значениям статистических углов наклона гексагональной призмы к плоскости листов, определённых из данных рентгенодифрактометрического анализа текстур. Следует отметить, что прогнозировать анизотропию свойств упругости расчетным методом возможно не только для плоских объектов, но и для изогнутых образцов, что особенно

важно для изделий цилиндрической и сферической формы. Представление текстуры гексагональных металлов при помощи статистического угла наклона может быть полезным и при анализе анизотропии сварных соединений изделий плоской и цилиндрической формы.

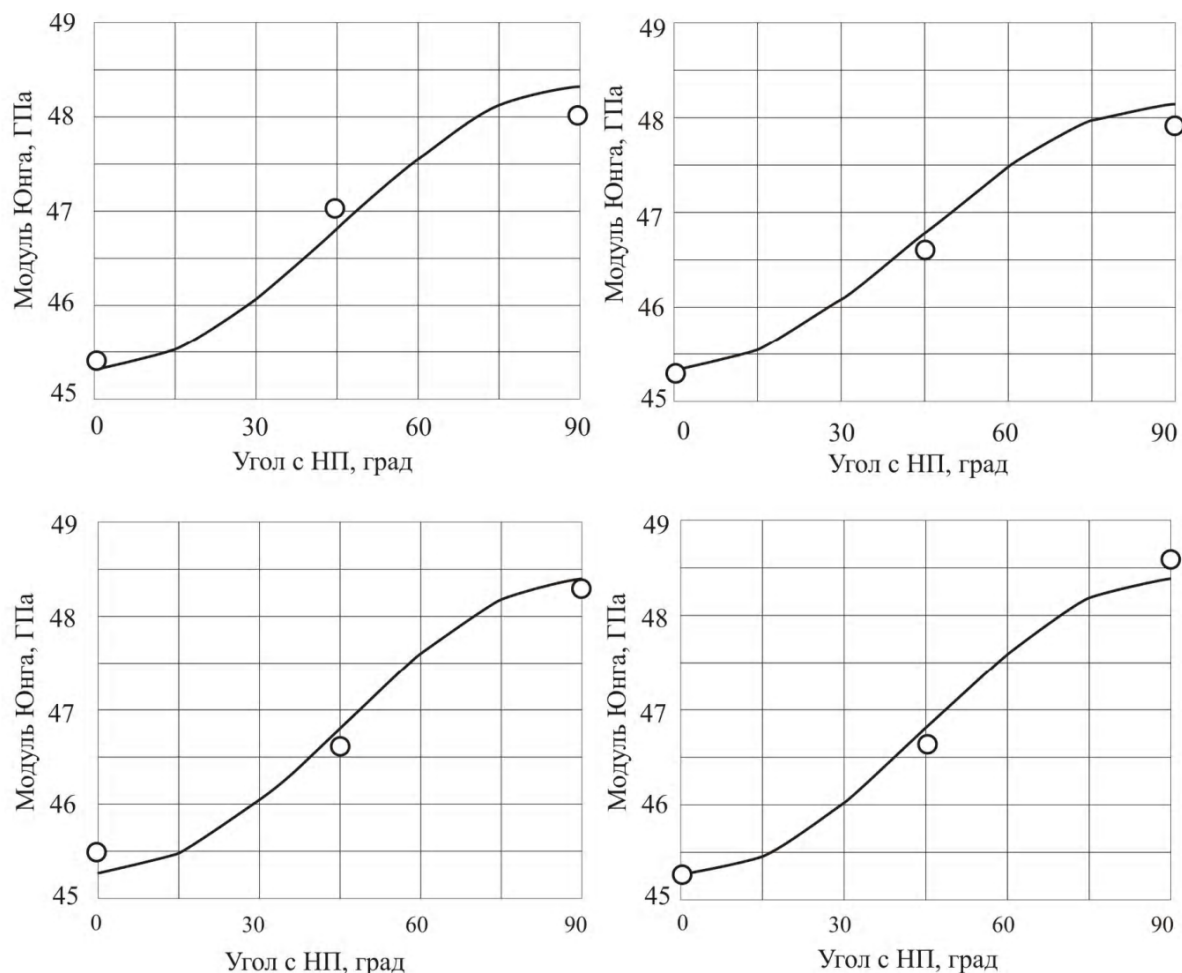


Рис.3.21. Теоретическая анизотропия модуля Юнга листов сплава AZ31 после деформации различным числом циклов знакопеременного изгиба.

○ - экспериментальные значения

Ашкенази выдвинул гипотезу о тензорном подобии анизотропии предела текучести и модуля Юнга. Для анализа этой гипотезы применительно к магниевому сплаву анизотропии механических свойств этих листов представили в виде рядов Фурье. В таблице 3.4 приведены результаты представления измеренных механических свойств листов сплава AZ31 посредством рядов Фурье после деформации различным числом циклов ЗИ.

Таблица 3.4

Изменение амплитуд гармоник рядов Фурье, описывающих анизотропию механических свойств листов сплава AZ31 после деформации различным числом циклов знакопеременного изгиба

| Число циклов ЗИ | Предел текучести, МПа | | |
|--|-----------------------|----------------|----------------|
| | A ₀ | A ₂ | A ₄ |
| 0,5 | 159,0105 | -43,854 | -5,07222 |
| 1 | 146,6255 | -60,4654 | -0,88013 |
| 3 | 152,1115 | -65,056 | 0,614052 |
| 5,5 | 178,3777 | -14,686 | 1,681641 |
| 11 | 179,3752 | -16,216 | -0,14502 |
| Предел прочности, МПа | | | |
| 0,5 | 264,7404 | -5,20208 | 0,3448 |
| 1 | 265,3223 | -7,12416 | 1,01116 |
| 3 | 271,6395 | -13,2059 | -0,56484 |
| 5,5 | 259,2545 | 2,225 | 2,585638 |
| 11 | 260,1688 | 1,604733 | 3,583239 |
| Относительное равномерное удлинение, % | | | |
| 0,5 | 16,33993 | 2,053427 | -0,15238 |
| 1 | 15,63922 | 1,97987 | 0,045349 |
| 3 | 14,98007 | 2,006342 | -0,62395 |
| 5,5 | 16,90931 | -1,38298 | -0,87292 |
| 11 | 17,11046 | -0,35843 | -1,39306 |
| Относительное удлинение, % | | | |
| 0,5 | 25,90882 | 0,437199 | -0,473 |
| 1 | 24,52901 | 0,099579 | -0,52129 |
| 3 | 22,20162 | -0,3656 | -0,73445 |
| 5,5 | 26,40755 | -1,51045 | -0,27154 |
| 11 | 26,53223 | -0,81169 | -0,37234 |

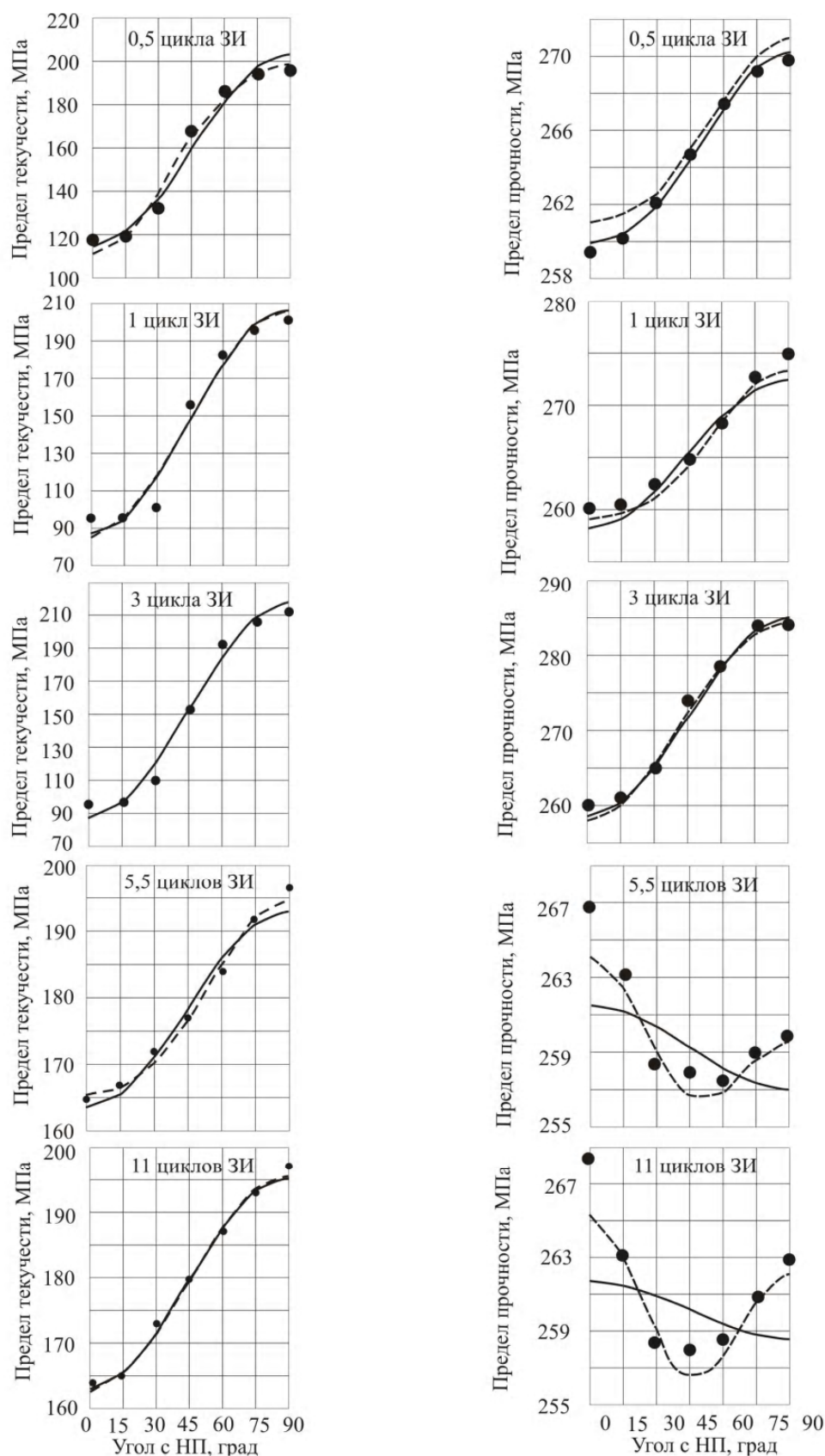


Рис.3.22. Анизотропия характеристик прочности листов сплава AZ31 в представлении рядов Фурье (—) двумя и (---) четырьмя гармониками рядов Фурье после деформации ЗИ. ● – экспериментальные значения.

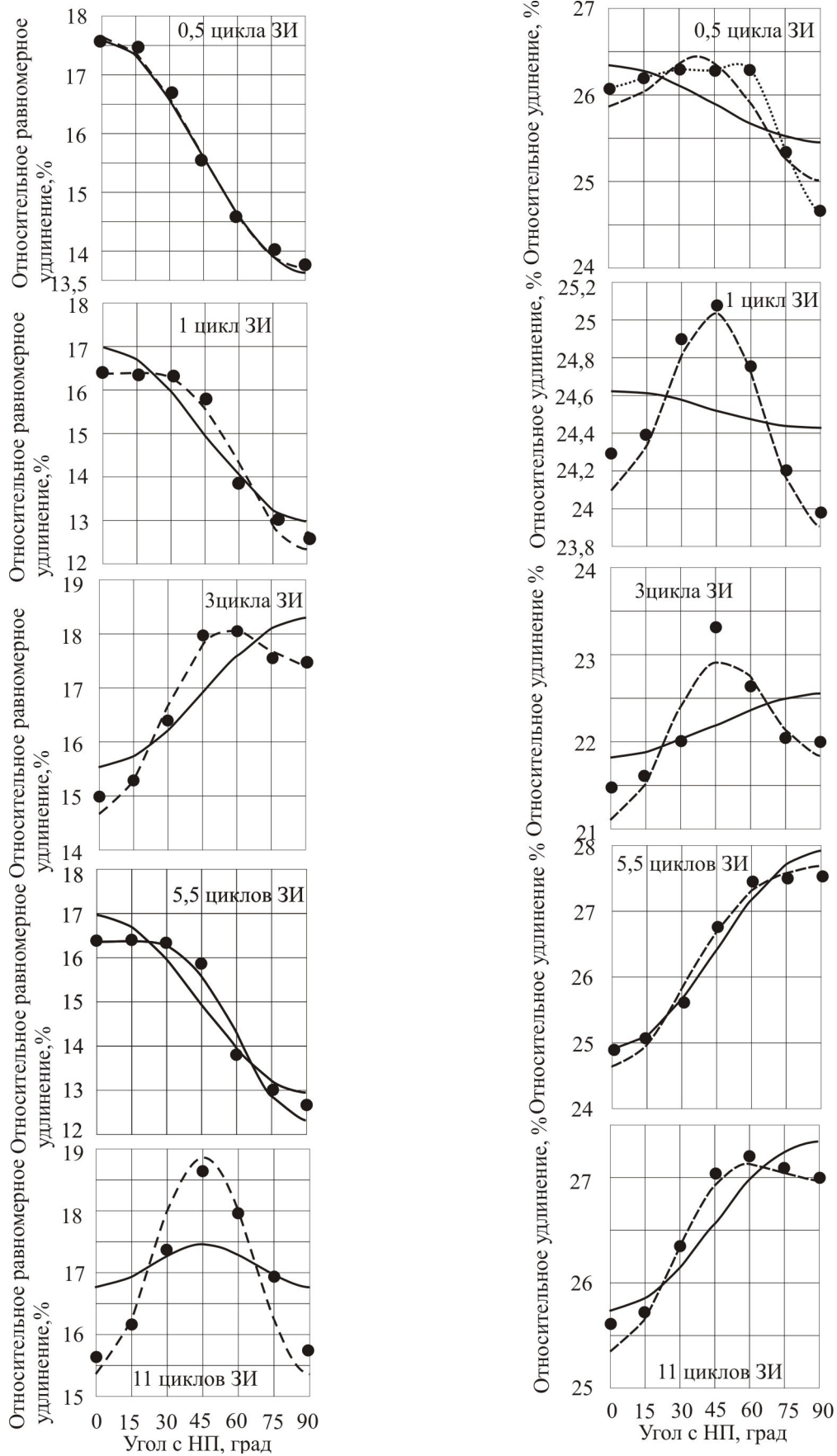


Рис.3.23. Анизотропия характеристик пластичности листов сплава AZ31 в представлении рядов Фурье (—) двумя и (---) четырьмя гармониками рядов Фурье после деформации ЗИ. ● – экспериментальные значения.

По полученным данным таблицы 3,4 реконструировали анизотропию свойств листов сплава AZ31 после изгибных деформаций различным числом циклов.

На рисунках 3.22 и 3.23 приведены кривые анизотропии механических свойств листов, рассчитанные по рядам Фурье с использованием вторых и четвертых гармоник. Кривые анизотропии свойств, полученные по четырем гармоникам, изображены штриховыми линиями, а по двум - сплошными.

Анализ таблицы и приведенных рисунков показывает, что анизотропия предела текучести в плоскости листов хорошо описывается рядами Фурье как с двумя, так и с четырьмя четными гармониками. Вторые гармоники рядов Фурье анизотропии $\sigma_{0,2}$ по модулю гораздо выше четвертых для всех видов обработки. Поэтому с достаточной надежностью можно считать, что анизотропия этой характеристики вполне удовлетворительно может быть описана при помощи тензоров второго ранга. Использование для этой цели тензоров четвертого ранга существенно положение не улучшает, хотя применение таких тензоров вполне допустимо. Т.е. для данного свойства и приведенных обработок циклической деформацией гипотеза Ашкенази о геометрическом подобии характеристических поверхностей упругих свойств и предела текучести является вполне рабочей.

Анизотропия предела прочности после деформаций ЗИ до 3 циклов достаточно хорошо описывается рядами Фурье с двумя и четырьмя четными гармониками. Поэтому для описания этого свойства после деформации небольшим числом циклов можно пользоваться тензорами второго ранга. Однако для деформаций 5,5 и более циклами ЗИ картина существенно меняется. Здесь для описания анизотропии σ_B только второй гармоники ряда Фурье недостаточно. Однако экспериментальная анизотропия $\sigma_B = f(\varphi)$ удовлетворительно описывается рядами Фурье с четырьмя четными гармониками.

Для свойств пластичности картина существенно усложняется. Если для исходных листов и листов исследуемого сплава, деформированных малым

числом циклов, анизотропия относительного равномерного удлинения более или менее близко описывается тензорами второго ранга, то после деформации более 1 цикла ЗИ существенно меняется и сам характер анизотропии. Здесь для описания анизотропии свойств пластичности требуется не менее четырех гармоник соответствующих рядов Фурье. Тогда согласование с экспериментом оказывается удовлетворительным. Здесь, по-видимому, начинают играть существенную роль процессы микроповреждений, которые возникают после деформации определенным числом циклом.

Аналогично ведет себя и анизотропия относительного удлинения.

Анизотропия свойств второй тензорной размерности поликристаллов орторомбической симметрии имеет вид:

$$D(\varphi) = d_1^{(M)} + (d_2^{(M)} + d_1^{(M)})\psi_2(\varphi),$$

где $d_1^{(M)}$, $d_2^{(M)}$ – компоненты тензора механического свойства гексагонального монокристалла, угол φ , как и ранее, отсчитывается от НП,

$\psi_2(\varphi) = I_1 \cos^4 \varphi + I_2 \sin^4 \varphi + 0,25(I_1 + I_2) \sin^2 2\varphi$ – функция анизотропии. Для листов гексагональных металлов (квизимонокристалл орторомбической симметрии) значения свойств второй тензорной размерности в главных направлениях квазимонокристалла выражаются [24]:

$$D(0^\circ) = d_1^{(M)} + (d_2^{(M)} - d_1^{(M)})I_1$$

$$D(90^\circ) = d_1^{(M)} + (d_2^{(M)} - d_1^{(M)})I_2$$

где I_i – интегральные характеристики текстуры.

Отсюда:

$$d_1^{(M)} = \frac{D(0^\circ)I_2 - D(90^\circ)I_1}{I_2 - I_1}, \quad (3.2)$$

$$d_2^{(M)} = \frac{D(0^\circ)(1 - I_2) + D(90^\circ)(1 - I_1)}{I_1 - I_2}, \quad (3.3)$$

а значение свойства в направлении, нормальном к плоскости листов выражается:

$$D_{HH} = d_1^{(M)} + (d_2^{(M)} - d_1^{(M)})I_3 \quad (3.4)$$

Используя данные таблицы 3.2 и значения ИХТ, рассчитанные из данных рентгенодифрактометрического текстурного анализа, определили значения констант монокристалла сплава AZ31 для свойств и деформаций, поддающихся описания тензорами второго ранга, результаты которых приведены в таблице 3.5.

Таблица 3.5

| циклы | Монокристалльные характеристики свойств сплава AZ31, поддающихся описанию тензорами второго ранга | | | | | | | |
|-------|--|----------------------|--------------------------|------------------|--|--------------|-------------------------------|------------|
| | Предел текучести, МПа | | Предел прочности, МПа | | Относительное равномерное удлинение, % | | Относительное удлинение, % | |
| | $(\sigma_{0,2}^M)_1$ | $(\sigma_{0,2}^M)_2$ | $(\sigma_B^M)_1$ | $(\sigma_B^M)_2$ | δ_1^M | δ_2^M | ψ_1^M | ψ_2^M |
| 0,5 | 496,323 | -907,43 | 309,015 | 131,3247 | -0,0459 | 67,4766 | – | – |
| 1 | 471,6524 | -838,988 | 313,1584 | 127,6904 | 4,13321 | 51,1184 | – | – |
| 3 | 1116,884 | -2732,91 | 467,6375 | -315,3712 | – | – | – | – |
| 5,5 | 461,3399 | -599,176 | – | – | – | – | 48,9776 | -37,1892 |

Для свойств, анизотропия которых лучше описывается тензорами четвертого ранга, рассчитали квазимонокристалльные характеристики в формальном приближении тензорного представления:

$$D(\varphi) = f_1 + K_1 \psi_2^T(\varphi) + K_2 \psi_4^T(\varphi)$$

где $D(\varphi)$ свойство анизотропного поликристалла орторомбической симметрии, f_1, K_1 и K_2 константы квазимонокристалла.

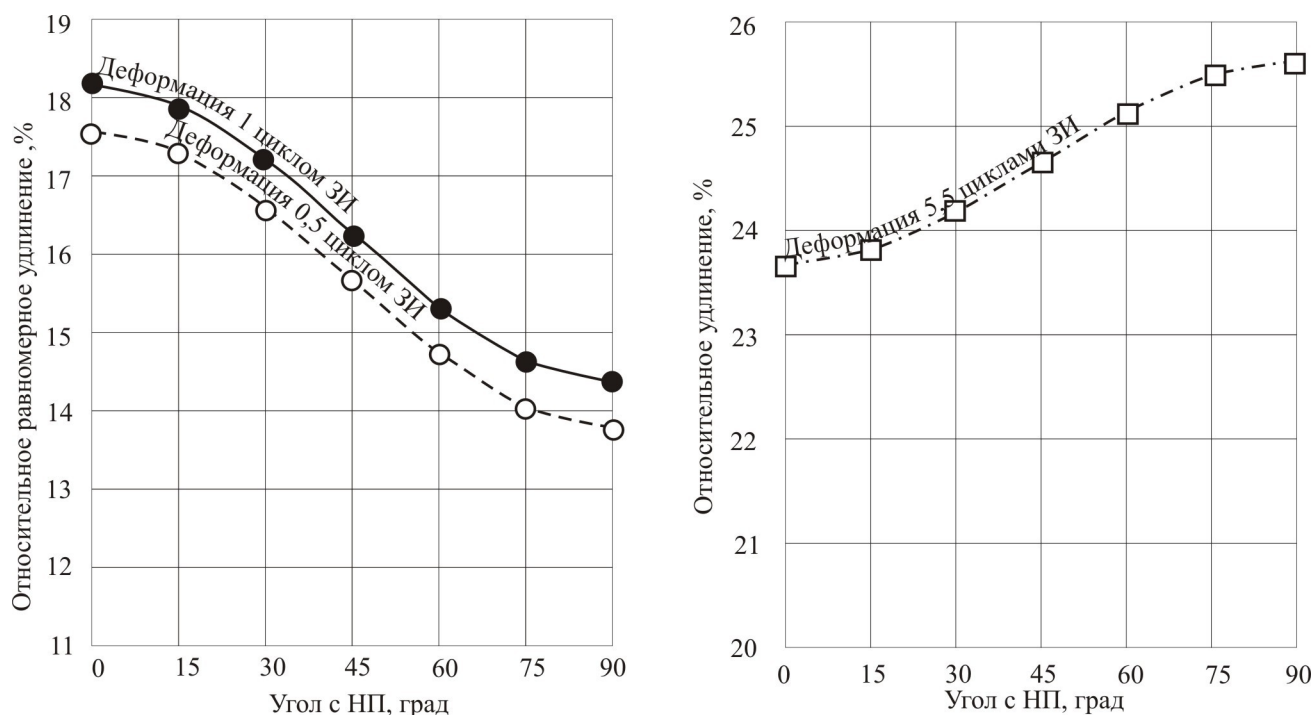


Рис.3.24. Анизотропия пластических характеристик монокристаллов сплава AZ31, поддающихся описанию тензорами второго ранга, для деформаций различным числом циклов ЗИ

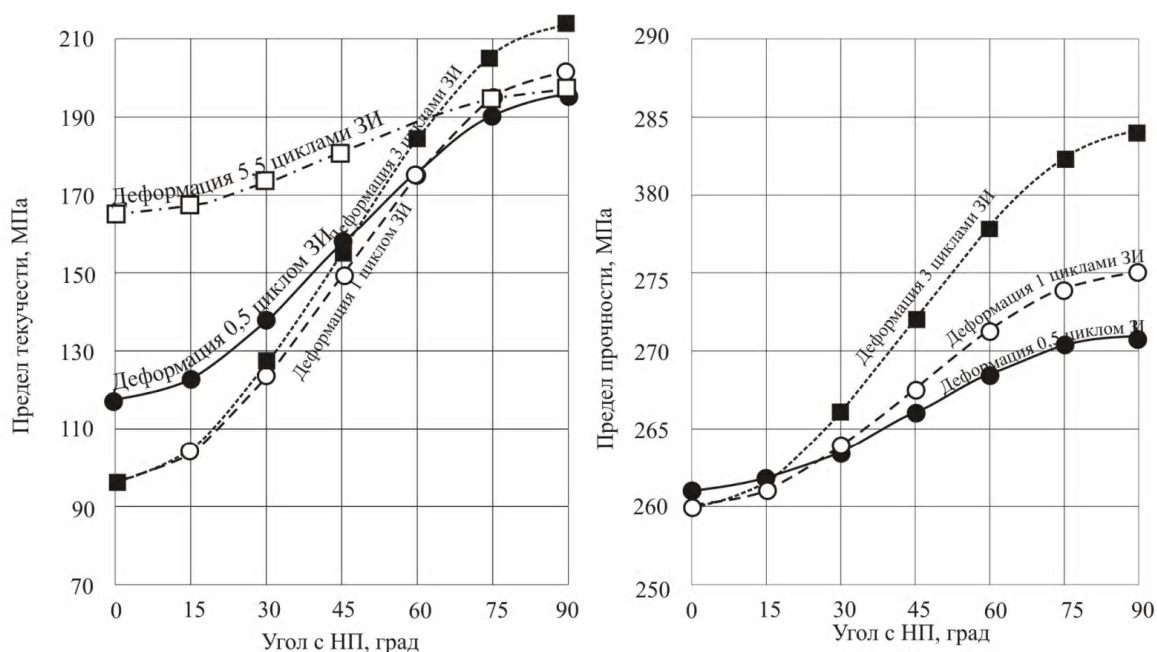


Рис.3.25. Анизотропия прочностных характеристик монокристаллов сплава AZ31, поддающихся описанию тензорами второго ранга, для деформаций различным числом циклов ЗИ

В таком представлении по результатам Фурье анализа (таблица 3.4) и интегральным характеристикам текстуры (таблица 3.2) рассчитали f_1 , K_1 и K_2 по формулам [20]:

$$f_1 = A_0 - \frac{A_2(I_1 + I_2)}{I_1 - I_2} + 4 \frac{A_4(I_6 - I_4)(I_1 + I_2)}{(I_1 - I_2)(I_4 + I_6 - 6I_5)} - 3 \frac{A_4(I_4 + I_6 + 2I_5)}{(I_4 + I_6 - 6I_5)}$$

$$K_1 = \frac{2A_2}{I_1 - I_2} - 8A_4 \frac{I_6 - I_4}{(I_1 - I_2)(I_4 + I_6 - 6I_5)}$$

$$K_2 = \frac{8A_4}{(I_4 + I_6 + 6I_5)}$$

Результаты расчетов приведены в таблице 3.6

Таблица 3.6

Значения монокристалльных характеристик механических свойств поддающихся описанию тензорами четвертого ранга для деформаций различным числом циклов знакопеременного изгиба

| циклы | Предел прочности, МПа | | | Относительное равномерное удлинение, % | | | Относительное удлинение, % | | |
|-------|-----------------------|-----|------|--|----|----|----------------------------|------|-----|
| | | | | | | | 25,5 | 1,4 | 1 |
| 0,5 | - | - | - | - | - | - | 24,5 | 2,4 | 4,4 |
| 1 | - | - | - | - | - | - | 22 | -0,5 | 3,4 |
| 3 | - | - | - | - | - | - | - | - | - |
| 5,5 | 243 | 6,2 | 18,7 | 30 | 14 | 16 | - | - | - |

На рисунке 3.24 представлены кривые анизотропии механических свойств листов сплава, описание которых предпочтительно описывать при помощи тензоров четвертого ранга. Для расчетов использовали данные таблицы 3.4 и 3.2.

В целом можно считать, что анизотропия гексагонального сплава AZ31 после прокатки и дальнейшей деформации сжатием и растяжением вполне удовлетворительно описывается тензорами второго или четвертого рангов. Анизотропия упругих и механических свойств определяется текстурой, которая описывается с помощью интегральных характеристик текстуры. Эти характеристики в совокупности с монокристалльными характеристиками дают

возможность прогнозировать анизотропию свойств при дальнейшей обработке сплава деформацией.

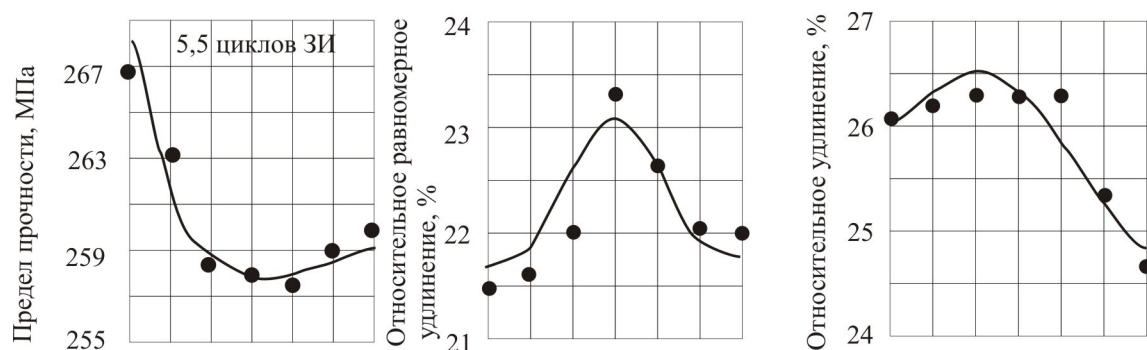


Рис. 3.26. Анизотропия механических свойств листов сплава AZ31, рассчитанная по монокристалльным характеристикам в представлении тензорами четвертого ранга. ● – экспериментальные значения свойств

Они могут быть использованы в технологии обработки сплава при штамповке и глубокой вытяжке. Их число минимально, причем для оценки типа и степени анизотропии вполне достаточно первых двух ИХТ.

3.4. Выводы

1. Листы магниевого сплава после горячей прокатки и последующего отжига обладают текстурой центрального базисного типа с преимущественным рассеянием базисных полюсов в НП при резком падении полюсной плотности $[0001]$ в интервале азимутального угла $0-30^\circ$. Анизотропия модуля Юнга таких листов описывается рядом Фурье, содержащим помимо свободного члена две четные гармоники с амплитудами ($A_0=0,21624$; $A_2=0,000213$; $A_4=0,000186$) ГПа. Применение констант податливости монокристалла магния к расчету упругих свойств текстурированного поликристалла твердого раствора 3% цинка в магнии некорректно.
2. По результатам рентгенодифрактометрических исследований рассчитаны интегральные характеристики текстуры исходных листов сплава ($I_1 =$

0,281484; $I_2 = 0,245578$; $I_3 = 0,472938$; $I_4 = 0,160953$; $I_5 = 0,147469$; $I_6 = 0,000608$), на основании которых совместно с результатами Фурье анализа экспериментальной анизотропии модуля Юнга рассчитали компоненты тензора податливости твердого раствора цинка в магнии и которые составили: ($s_{11} = 2,12$; $K_1 = 0,26$ и $K_2 = 0,14$) $\times 10^{-11}$ м²/Н. Применение полученных констант к расчету анизотропии листов сплава показали хорошее совпадение с результатами непосредственных измерений.

3. Деформация попеременно сжатием и растяжением приводит к циклическому изменению интегральных характеристик текстуры, при которых сжатие увеличивает I_1 , а растяжение - уменьшает ее. I_2 также меняется циклически, но и сжатие, и растяжение уменьшают ее в разной степени. После деформаций более 3 циклами I_1 и I_2 стабилизируются на некотором общем для них уровне. Характер изменений ИХТ соответствует попеременному развитию при деформации сжатием и растяжением текстуры отклоненного базисного и центрального базисного типа.
4. Деформация 0.25 цикла знакопеременного изгиба приводит к появлению на поверхности листов сплава, подвергнутых сжатию большого количество двойников. На стороне, подвергнутой растяжению, двойники не наблюдается. После деформации 0,5 цикла двойники присутствуют в сечении образца, но в значительно меньшем количестве, чем после 0,25 цикла. Деформация 0.75 циклами ЗИ приводит к обратному процессу. Количество двойников на стороне, подвергнутой деформации "растяжение+сжатие", увеличивается, а на стороне, деформированной по схеме "сжатие + растяжение" - их незначительное количество.
5. Деформация листов сплава AZ31 периодическим сжатием и растяжением существенно изменяет механические свойства листов. Листы становятся анизотропными. Предел текучести в НП резко падает до 3 циклов, а затем растет до некоторой величины. Предел текучести в ПН при малоцикловой деформации меняется мало, а после деформации более 1 цикла растет также до некоторой стабильной величины. Предел прочности мало

меняется в ПН, но в ПН и НП+45° резко возрастает после деформации ЗИ более 1 цикла, а затем, как и остальные стабилизируется на некотором уровне. Относительное равномерное удлинение и относительное удлинение во всех трех направлениях падают после деформаций до 3 циклов, а затем возрастают, стабилизируясь на некоторой величине.

6. Фурье - анализ анизотропии свойств листов исследуемого сплава после деформаций различным числом циклов ЗИ с учетом ориентационного распределения кристаллов показал, что анизотропия предела текучести может быть удовлетворительно описана тензорами второго ранга. Для предела прочности такое описание может быть использовано для деформаций до 3 циклов ЗИ. Для относительного равномерного удлинения такое описание удовлетворительно только для деформаций не более 1 цикла, а относительного удлинения - для деформации 5,5 циклами ЗИ.
7. Представление текстуры листов сплава AZ31 при помощи статистического угла наклона призмы к плоскости листов позволяет прогнозировать анизотропию упругих свойств не только плоских, но и изогнутых образцов, что особенно важно для объектов сферической и цилиндрической формы (трубы).
8. В модели орторомбического квазимонокристалла рассчитали монокристалльные характеристики свойств, поддающихся описанию тензорами второго и четвертого рангов, посредством которых нашли теоретическую анизотропию исследуемых свойств листов сплава. Все полученные по анизотропии данные находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Текстуры сжатия и растяжения листов сплава AZ31 в представлении обратных ПФ

В 3 было показано, что деформация 0.25 цикла ЗИ существенно не меняет текстуру слоев, испытывающих деформацию растяжением. Несколько уменьшается полюсная плотность в центре ПФ, что соответствует уменьшению базисной компоненты. Базисные полюса концентрируются ближе к оси НП. Текстура же слоев, подвергнутых деформации сжатием, меняется достаточно резко. Интенсивность базисной компоненты уменьшается примерно в два раза, выделяется максимум в $(\text{НН}-\text{НП}) \pm 20-30^\circ$. Для анализа механизмов пластической деформации, реализующихся при чередующихся деформациях сжатием и растяжением, получили обратные ПФ, которые строили в нормальном к плоскости листа направлении (НН) по результатам съемки дебаегграмм от плоскости листов [163]. Нормировку осуществляли по бестекстурному образцу.

На соответствующих обратных ПФ, построенных в стереографическом треугольнике $\left[0001\right], \left[11\bar{2}0\right], \left[10\bar{1}0\right]$ для НН (рис. 4.1), появляется интенсивный максимум в полюсе $\left[10\bar{1}0\right]$.

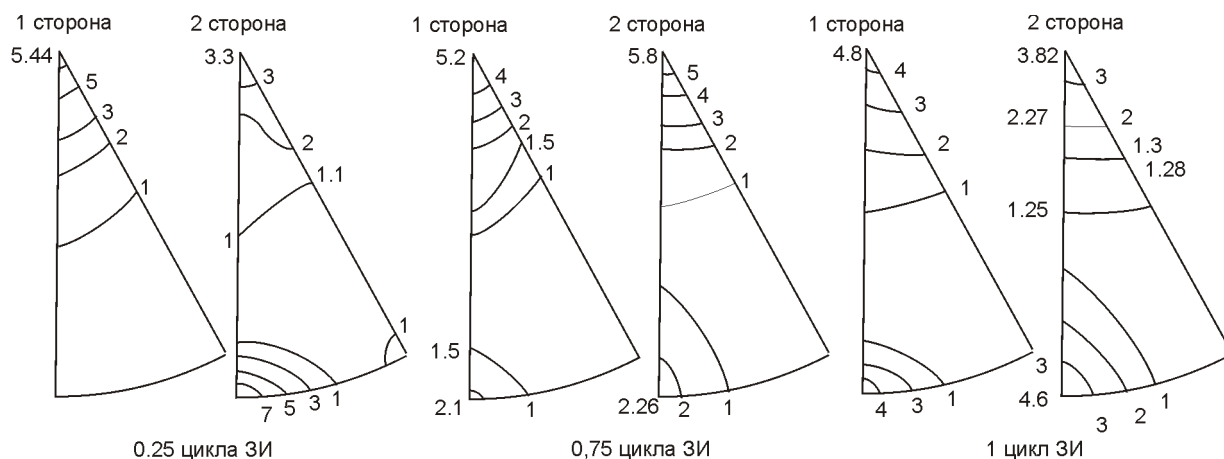


Рис.4.1. Обратные полюсные фигуры для НН листов сплава AZ31 после деформации различным числом циклов знакопеременного изгиба

При выпрямлении листа для стороны 2 (сторона подвергнутая первоначальному сжатию) наблюдается тенденция к восстановлению исходной текстуры, но с меньшей интенсивностью базисной компоненты. На прямых ПФ максимум, сформировавшийся после деформации 0,25 цикла ЗИ, поглощается усиливающейся базисной ориентировкой, однако в соответствующей ему области сохраняется повышенная полюсная плотность с таким рассеянием, что выделить отдельную ориентировку не представляется возможным. Призматическая ориентировка $\{10\bar{1}0\}$ на обратных ПФ резко ослабляется, но совсем не исчезает. Вид прямых ПФ стороны 1 (сторона, подвергнутая первоначальному растяжению) при этом существенно не изменяется. Продолжается процесс концентрации базисных полюсов вдоль оси НН-НП при увеличении их углового рассеяния в НП и уменьшении интенсивности центра ПФ. Однако на обратных ПФ обнаруживается слабая призматическая ориентировка $\{10\bar{1}0\}$, интенсивность которой почти такая же, как для стороны 2.

Деформация 0.75 цикла ЗИ меняет текстуру аналогично тому, как наблюдали для деформации 0.25 цикла исходных листов. Теперь текстура слоев стороны 1, которые испытывают деформацию сжатием, характеризуется максимумом, соответствующим ориентировкам типа $(0001)\pm\alpha$ НН-НП и сильной призматической ориентировкой $\{10\bar{1}0\}$. В слоях стороны 2 наблюдается ослабление как базисной, так и призматической ориентировок. После выпрямления (один цикл ЗИ) в текстуре слоев стороны 2 вновь появляется максимум полюсной плотности, соответствующий ориентировке, отклоненной в НП, но более выраженный, чем после деформации 0,25 цикла от исходного состояния. В слоях стороны 1 этот максимум, напротив, нивелируется. Обратные ПФ для двух сторон демонстрируют наличие в текстуре всех слоев после завершения первого цикла призматической ориентировки $\{10\bar{1}0\}$.

Интенсивность базисной компоненты для каждой из сторон после второго выпрямления меньше, чем после первого.

ЗИ можно представить в виде двух более простых циклически повторяющихся процессов: растяжения выпуклых слоев и сжатия вогнутых. Следовательно, текстура, формирующаяся при ЗИ, будет результатом действия деформационных систем, реализующихся при растяжении и сжатии.

В металлах и сплавах с высокой кристаллической симметрией деформация реализуется преимущественно скольжением по определенным плоскостям, в результате чего происходит постепенная переориентация кристаллов. Для металлов с более низкой симметрией кристаллов, например ГПУ металлов, важную роль играют процессы двойникования, так как все пять систем скольжения, необходимых для произвольного формоизменения в таких металлах, трудно реализуются при комнатных температурах [121]. Поэтому способность ГПУ металлов к формоизменению реализуется, в основном, за счет

двойникования. Известны четыре системы двойникования $\{10\bar{1}2\}\langle 10\bar{1}1\rangle$, $\{10\bar{1}1\}\langle 10\bar{1}2\rangle$,

$\{11\bar{2}2\}\langle \bar{1}\bar{1}23\rangle$, $\{11\bar{2}1\}\langle 11\bar{2}0\rangle$, которые наблюдали в ГПУ металлах [169]. Для магния

наблюдали еще две системы двойникования $\{10\bar{1}3\}$ и $\{30\bar{3}4\}$, но основной

является $\{10\bar{1}2\}\langle 10\bar{1}1\rangle$.

Под системой двойникования принято понимать плоскость двойникования $\{hk\bar{l}l\}$, которая обычно обозначается как K_1 , и направление двойникования $\langle U\bar{V}\bar{W}\rangle$, обозначается как η_1 . Двойникование осуществляется однородным сдвигом матрицы в некоторой плоскости S , называемой плоскостью сдвига (рис.2.2.).

Основной системой двойниковогоания в магнии является $\{10\bar{1}2\} \langle 10\bar{1}1 \rangle$. Такой двойник в ГПУ материалах с $c/a < \sqrt{3}$ является двойником растяжения. Двойникование по такой системе при растяжении перебрасывает базисные полюса на большие углы ($86^\circ 18'$) относительно плоскости базиса матрицы, в результате чего базисная плоскость оказывается неблагоприятно ориентированной для скольжения. Поэтому считается, что при простых схемах деформации (одноосное растяжение) вклад такого двойниковогоания в деформируемость магниевых сплавов невелик.

При изменении схемы напряженно-деформированного состояния могут включаться и другие двойниковые системы, о которых уже шла речь. Кроме того, появляется возможность вторичного двойниковогоания. Все это приводит к возможности реализации деформирования двойникованием на этапе сжатия материала, что наблюдали в [226]. Активность двойниковогоания при сжатии оказывается больше, чем при растяжении. Это, очевидно, связано не только с тем, что базисные плоскости, по которым в основном протекает скольжение в сплаве магния, были неблагоприятно ориентированы для его реализации, но и с дополнительными возможностями, обеспечиваемыми изменением схемы деформированного состояния.

Конкуренция со стороны скольжения является важным фактором, ограничивающим развитие двойниковогоания. Остановка двойника внутри кристалла чаще всего происходит вследствие многообразных взаимодействий его с дислокациями. Дислокации могут проникнуть в двойник или остаться на его поверхности. Так или иначе, это тормозит двойник. В свою очередь двойникование вызывает скольжение аккомодации в своей плоскости и препятствует скольжению в других системах. Скользящие дислокации могут релаксировать напряжение, не давая возможности достичь порога двойниковогоания. Соотношение между двойникованием и скольжением существенно зависит от деформации, ориентировки, и, в свою очередь, влияет на ее изменение, т.е. на формирующуюся текстуру. Реализация того или иного

вида пластической деформации будет определяться соотношением между критическими напряжениями сдвига при двойниковании и скольжении, а величина отношения $\sigma_{\text{двойн.}} / \sigma_{\text{скольж.}}$ будет изменяться в процессе деформирования как за счет накопления и перестройки дефектов, так и в результате преобразования текстуры

Критическое сдвиговое напряжение (КСН) для магния для базисного скольжения лежит в пределах (0,45-0,81) мПа. Двойникование имеет КСН в 2-4 раза выше, а призматическое скольжение – в 48-87 раз [106]. Легирующие элементы алюминий и цинк изменяют соотношение между КСН для основных систем деформации. КСН двойникования становится примерно таким же, как для базисного скольжения и в 6-8 раз меньше – для призматического [102].

При деформации одноосным растяжением отоженных листов вначале основной вклад вносит базисное скольжение. Вклады других: небазисного скольжения и двойникования незначительно. Они поддерживают локальную совместимость, открывая путь развитию небазисного скольжения по мере того как напряжение течения растет [63,71]. Базисное скольжение квазибестекстурного агрегата и приводит к наблюдаемой на ПФ текстуре центрального базисного типа. Кроме того, на приведенных ПФ наблюдается значительное рассеяние базисных осей в НП, которое обуславливает анизотропию свойств в плоскости горячекатаных листов сплава и может быть вызвано активизацией пирамидального скольжения $\langle c+a \rangle \langle \bar{1} \bar{1} 23 \rangle$ [8].

Деформация изгибом может быть представлена как растяжение выпуклых слоев и сжатие вогнутых. Так как текстура листов после горячей прокатки характеризуется, в основном, высокой концентрацией базисных полюсов в центре ПФ, деформация растяжением и сжатием будет иметь место в плоскостях (0001), что является благоприятным для активизации систем двойникования. Так как КСН двойникования сжатием меньше такового для растяжения, то в слоях металла, лежащих в вогнутой части листа двойников будет больше, чем на выпуклой части, что и наблюдается на наших ПФ. Для кристаллов, ориентированных гексагональной осью в область рассеяния деформация будет

протекать за счет базисного скольжения. После одного полного цикла текстура в поверхностных слоях с обеих сторон листа остается неодинаковой, хотя различие в характеристиках текстуры значительно меньше, чем после 0.25 цикла деформации ЗИ.

Сравнение экспериментальных обратных ПФ с теоретическими, полученными для двойниковых переориентировок [111], свидетельствует о преобладающей роли двойникового на этапе сжатия слоев и базисного скольжения – при растяжении. При этом основной двойниковой системой на первом этапе (0.25 цикла ЗИ) является двойникование $\{10\bar{1}1\}\langle\bar{1}012\rangle$, а не типичное

для магния $\{10\bar{1}2\}\langle10\bar{1}1\rangle$, так как оно может реализоваться как первичное только при растяжении, а при сжатии – как вторичное. На втором этапе сжатия возможно включение других систем двойникового, что очевидно, является одной из причин стабилизации призматической ориентировки $\{10\bar{1}0\}$. Еще одной причиной сохранения такой ориентировки может быть неразвитость скольжения

по системе $\{10\bar{1}0\}\langle11\bar{2}0\rangle$. Формирование на начальных этапах деформирования (сжатие) ориентировки $(0001) \pm \alpha$ НН-НП с небольшим относительно углом α может быть связано со скольжением в неплотнупакованных направлениях $(\bar{c} + \bar{a})\langle\bar{1}\bar{1}23\rangle$. Стабилизация и усиление этой ориентировки при увеличении угла ее отклонения возможно связано с комплексным действием систем двойникового и базисного скольжения. В частности, в сплавах магния стабилизацию такой ориентировки наблюдали при относительно малых скоростях деформирования, при которых скольжение менее развито [226]. При этом двойники при обычных оптических увеличениях металлографически могут и не выявляться, поскольку если двойникование идет вместе с развитым скольжением, то двойники будут мелкими [132].

Возвращение на этапе 0.5 цикла ЗИ к текстуре близкой к исходной связано с так называемыми альтернативными обычной пластичности «механизмами неупругости» [132]. Известно, что при сжатии или растяжении ранее продвойникового ГПУ металла, деформация может реализовываться скачкообразно за счет исчезновения двойников. Такой процесс называется раздвойникованием [108]. Деформация, вызванная двойникованием может быть возвращена раздвойникованием под действием аналогичного растяжения. Напряжение, требуемое для раздвойникования, меньше, чем для зародышеобразования двойников, но больше, чем требуется для их роста [131]. При циклической нагрузке двойникование и раздвойникование происходит чередуясь. Полностью двойники не исчезают. После большого числа циклов ЗИ их меньше, чем после одного изгиба на вогнутой стороне листа.

Деформации ЗИ тремя и более циклами [153] заметно текстуру не изменяют. Текстура поверхностных слоев характеризуется одними и теми же характеристиками. Наблюдается лишь проникновение поверхностной текстуры вглубь металла. В средней части листов (вблизи нейтральной линии) текстура сохраняется такой же, как и в исходном состоянии.

Стабилизация текстуры в поверхностных и приповерхностных слоях объясняется динамическим равновесием между ориентационными изменениями, вызванными последовательными деформациями сжатием и растяжением.

Рассмотренные механизмы деформации согласуются с результатами исследования субструктуры листов AZ31 (таблица 4.1).

Таблица 4.1

*Характеристики субструктуры листов сплава AZ31 после деформации
различным числом циклов знакопеременного изгиба*

| Число циклов ЗИ | Микронапряжения, $\frac{\Delta d}{d} \times 10^{-3}$ | Плотность дислокаций, $\rho \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ |
|--------------------|--|---|
|--------------------|--|---|

| | 1 сторона | 2 сторона | 1 сторона | 2 сторона |
|------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 0.25 | 3.05 | 2.24 | 6.85 | 3.68 |
| 0.5 | 1.76 | 2.44 | 2.28 | 4.40 |
| 0.75 | 2.65 | 4.26 | 5.17 | 13.40 |
| 1.00 | 2.96 | 2.28 | 6.44 | 3.82 |

Анализ профилей линий (0002) и (0004) показал, что в их уширение основной вклад вносят микронапряжения. Из таблицы 4.1 следует, что в слоях, подвергнутых деформации растяжением при ЗИ (сторона 1 после 0.25 и 1.00 циклов ЗИ, а сторона 2 после 0,5 и 0,75 цикла) уровень микронапряжений и плотность дислокаций выше, чем в слоях подвергнутых деформации сжатием (сторона 1 после деформации ЗИ 0,5 и 0,75, а сторона 2 после 0,25 и 1 цикла). Этот факт связывают с развитием множественного скольжения [224]. Сжатие, на начальных этапах, когда двойникование является основным механизмом пластической деформации, сопровождается уменьшением указанных характеристик, что связано, очевидно, с измельчением зерен, которое наблюдали в [143] и выходом дислокаций на их границы.

Следует отметить, что после 0,5 цикла ЗИ, микротвердость на поверхности листа, которая при первоначальном изгибе была внешней, т.е. подвергалась растяжению, несколько больше, чем на противоположной. По всей видимости здесь мы наблюдаем явление близкое эффекту Баушингера [58], который выражается в понижении предела текучести с деформацией обратного нагружения, следующего по тому же пути схемы напряжение-деформация. Микротвердость реагирует на изменение пластичности металла и тот факт, что после деформации 0,5 циклом ЗИ она меньше на стороне, которая деформировалась по схеме «растяжение+сжатие», чем на той, которая деформировалась по обратной схеме, свидетельствует о том, что эффект Баушингера больше именно там, где деформация проходила по первой схеме.

4.2. Модельное представление развития текстуры листов сплава с центральной базисной типа исходной текстурой

Этот раздел посвящен моделированию развития текстуры и схемы упрочнения в листах сплава AZ31 с базисной центральной типа текстурой под действием нагружения. Как было сказано ранее (глава 1) феноменологическая и поликристаллическая модели пластической деформации вполне применимы для объяснения указанной проблемы. Для сравнения полученных нами данных с результатами прогнозирования текстурных превращений использовали модель, разработанную Мин Ли в университете Огайо, которая основывалась на преобладающем вкладе в текстуру процессов двойникования и раздвойникования. Суть модели Мин Ли сводится к следующим положениям приведенным далее.

4.2.1. Допущения

Механические свойства отожженных листов магния исследовались в работах [73,84] при растяжении, сжатии и сдвиге [143,162]. Механизмы деформации были выбраны на основе данных оптической микроскопии, исследований текстуры и результатов исследований акустической эмиссии [164]. Была обнаружена асимметрия текучести в плоскости листов при испытаниях на растяжение и сжатие. Кривые текучести показывают наклон в плоскости сжатия и соответственно растяжения.

Необычное поведение текучести и упрочнения листов сплава объясняется сильной исходной базисной текстурой и активизацией, а также взаимосвязью между процессами дислокационного скольжения, двойникования и раздвойникования. Влияние этих механизмов включены в данную модель в упрощенном варианте, как ключевое допущение в данном разделе.

Листовые материалы обычно деформируют нагружением в плоскости. В поперечном сечении напряжения значительно меньше. Влияние трения на упрочнение пренебрежимо мало. Предел текучести сплавов магния не зависит

от гидростатического давления. Двойники появляются при гидростатических давлениях до 700 МПа [156]. Это согласуется с наблюдениями [85]. Таким образом, предполагается, что скольжение, двойникование [115] и раздвойникование независимы при гидростатическом давлении.

Функция текучести в любой момент времени описывается контуром текучести Мизеса величины σ_y с центром в α .

В данной работе мы использовали критерий текучести Мизеса [127]:

$$f(\sigma, \alpha, \bar{\varepsilon}^p) = \bar{\sigma}(\sigma - \alpha) - \bar{\sigma}(\bar{\varepsilon}^p) = 0 \quad (4.1)$$

где σ - приложенное напряжение,

α - обратное напряжение,

$\bar{\varepsilon}^p$ - эквивалентная пластическая деформация,

$\bar{\sigma}$ - эквивалентное напряжение,

$\dot{\sigma}$ - напряжение изотропного течения.

Эквивалентное напряжение и нормаль к плоскости текучести \bar{n} выражается:

$$\bar{\sigma}(\sigma - \alpha) = \sqrt{\frac{3}{2}(\sigma' - \alpha') : (\sigma' - \alpha')} \quad (4.2)$$

$$\bar{n} = \frac{\partial f}{\partial \alpha} = \frac{3}{2\bar{\sigma}}(\sigma' - \alpha') \quad (4.3)$$

Здесь штрихи обозначают девиаторную часть соответствующих тензоров.

Скорость пластической деформации по ассоциативному правилу выглядит следующим образом [127]:

$$\dot{\varepsilon}^p = \dot{\lambda} \bar{n} \quad (4.4)$$

где $\dot{\lambda}$ - множитель пластичности, который может быть найден из условия согласованности текучести.

Условие согласованности означает, что приложенное напряжение должно оставаться на поверхности текучести нагружения или нейтрального нагружения, которое выражается следующим образом:

$$\dot{f} = \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial (\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\alpha})} (\dot{\boldsymbol{\sigma}} - \dot{\boldsymbol{\alpha}}) - \frac{\partial \dot{\boldsymbol{\sigma}}}{\partial \bar{\varepsilon}^p} \dot{\bar{\varepsilon}}^p = 0 \quad (4.5)$$

Здесь точка над функцией означает производную по времени.

$$\dot{\bar{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{3}{2} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p} = \dot{\lambda} \quad (4.6)$$

Имеется два момента целесообразности выбора критерия Мизеса. Первый выражается в том, что напряжение текучести под действием одноосного растяжения или сжатия в плоскости листа по толщине его [164,138] может быть аппроксимировано при помощи поверхности текучести Мизеса (контур текучести) с неравным нулю начальным обратным напряжением, как это показано на рисунке 4.2. Ненулевое обратное напряжение изображено в виде сплошного кружка. Поверхность текучести Мизеса представлена в виде эллипса для плоско напряженного состояния. Сплошные квадратики представляют экспериментальные напряжения текучести при 0.2% смещения под действием одноосного растяжения и сжатия вдоль НП и ПН. Не зачерненные квадратики отвечают напряжению текучести в НН.

Второй момент заключается в том, что критерием текучести Мизеса просто и удобно оперировать в расчетах.

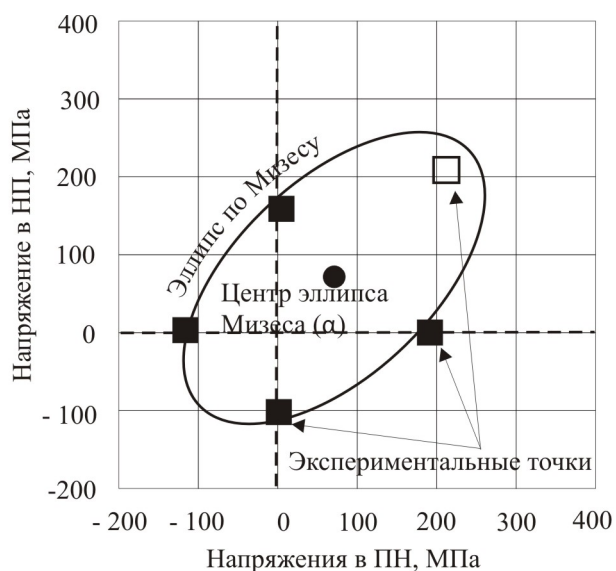


Рис.4.2. Контур течучести Мизеса отожженных листов сплава АЦ31.

■, □ - экспериментальные точки

Отожженные листы сплава AZ31 обладают базисной центрального типа текстурой. Оси c всех кристаллов перпендикулярны плоскости листа, а оси a равномерно распределены по плоскости листа.

На рисунке 4.3 приведены схематически ПФ $\{0001\}$, $\{1010\}$ и $\{1011\}$ отожженных листов в виде областей различной интенсивности, без детализировки, а на рисунке 4.3 показано распределение полюсной плотности (интенсивности, нормированной на суммарную интенсивность всей ПФ от 0 до 90° в НП и от -90° до 90° в ПН).

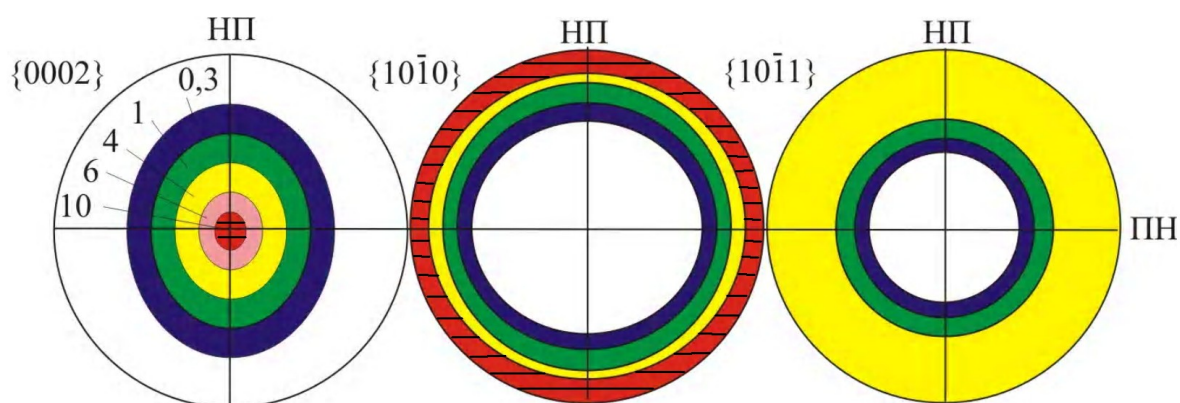


Рис. 4.3. Схематические ПФ отожжённых листов сплава АЦ31.
Уровни полюсной плотности: ■ -10, ■ -6, ■ -4, ■ -1, ■ -0,3

Из ПФ $\{0001\}$ видно, что оси c кристаллов сплава распределены в центральной части ПФ с некоторым рассеянием в НП, а ПФ $\{10\bar{1}0\}$ и $\{10\bar{1}1\}$ демонстрируют равномерность распределения осей a по периферийным окружностям ПФ.

На рисунке 4.4 показано изменение плотности вероятности существования кристаллов с осью c , отклоненной от нормали на углы в интервале $0-90^\circ$, и с осью a , распределенной по углам от -0 до 90° в плоскости листа.

Так как подавляющее количество кристаллов ориентировано осью c в интервале $0-25^\circ$ НП-НП и равномерно осью a по большому кругу ПН, текстуру таких листов можно с достаточной точностью моделировать острой текстурой базисного центрального типа, как показано на рисунке 4.3.

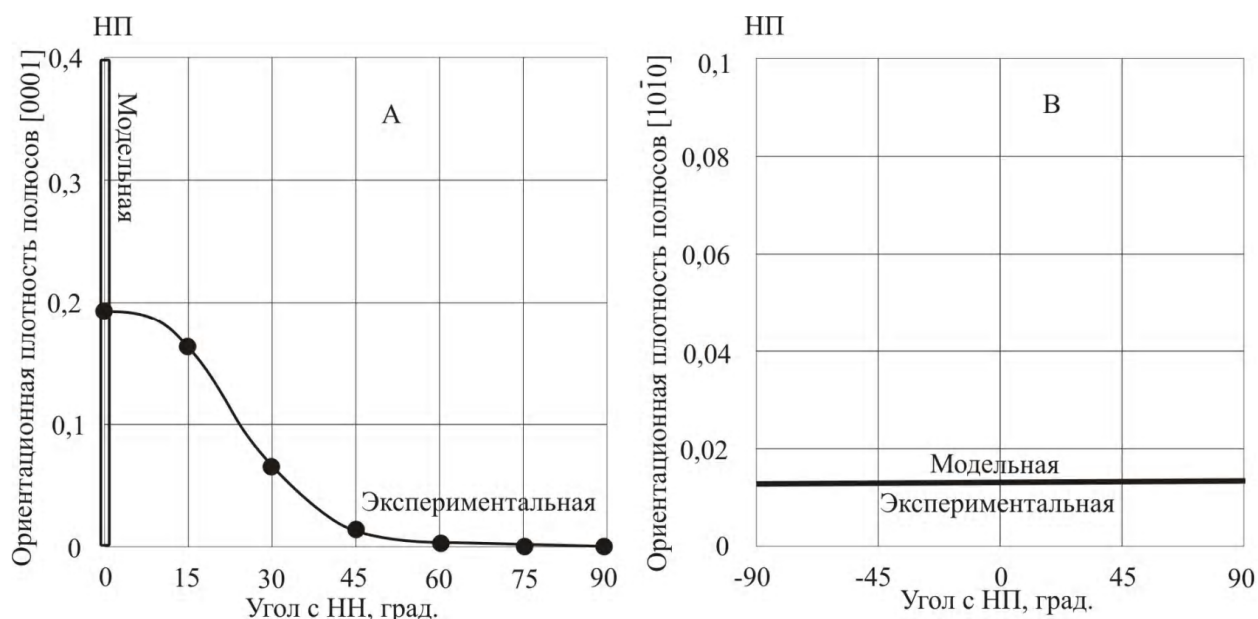


Рис.4.4. Распределение A – оси $[0001]$ кристаллов в отожжённых листах сплава AZ31 и B – оси $[10\bar{1}0]$ в плоскости листов

Только одна деформационная система реализуется в каждый момент деформационного процесса.

Сложные переходы одних физических механизмов в другие в процессе деформации могут быть сведены в феноменологическую модель деформации по трем системам: скольжению (С), двойникованию (Д) и раздвойникованию (Р). Причем деформацию по этим системам можно рассматривать отдельно, каждую из них независимо. Например, в работах [164] изучали влияние двойникования и скольжения на величину деформации при испытаниях сжатием. Относительная деформация за счет двойникования вначале составляла 90%, а затем резко снижалась до 50% уже при деформациях порядка 5%. Вклад же в деформацию процессов скольжения увеличивается на этом участке испытаний от 0 до той же величины. На рисунке 4,5 показан вклад двойникования и скольжения в общую деформацию образцов при испытании сжатием. По ходу кривых можно сделать вывод, что двойникование на начальных стадиях сжатия является доминирующим в общей деформации, а после достижения некоторой критической деформации, доминирующим становится скольжение, которое

можно считать следующим за двойникованием. Двойникование достаточно интенсивно протекает до тех пор, пока число продвойниковавшихся кристаллов достигает определённого объёма. В настоящее время считается, что этот объем составляет величину порядка 60%. Таким образом, для совершенной базисной центральной типа текстуры в листах магниевых сплавов 100% объёму продвойниковавшихся кристаллов соответствуют 5,9% деформации растяжения в НН.

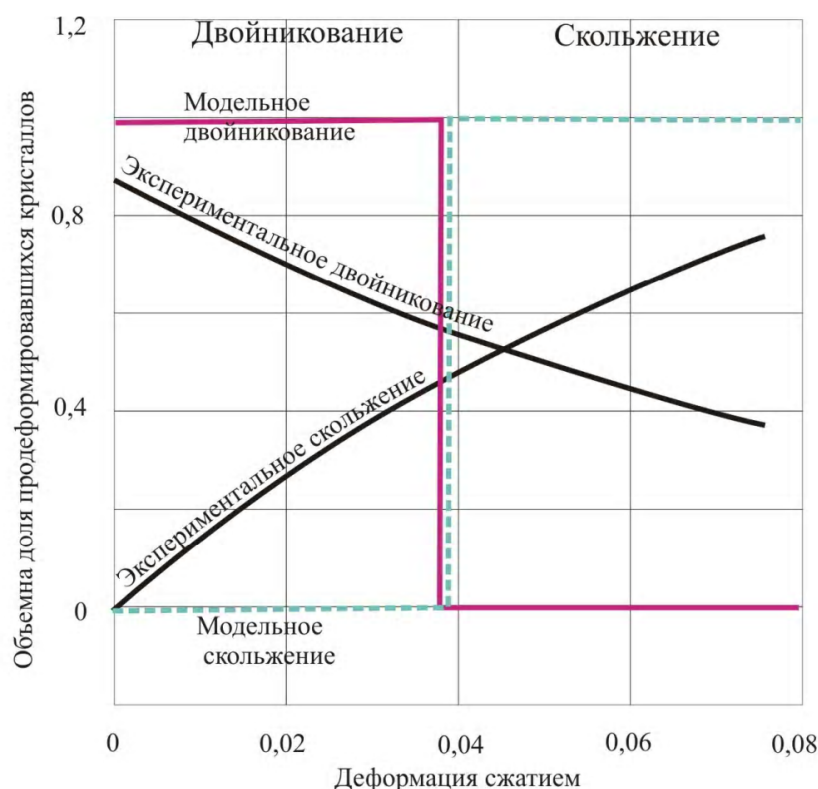


Рис. 4.5. Вклад процессов двойникования и скольжения в деформацию листов магниевого сплава при сжатии и их модельная интерпретация

Дискретное упрощенное описание текстуры основывается на задании угла наклона призмы к плоскости прокатки. Процесс текстурных изменений отвечает простым правилам для феноменологической модели по механизмам двойникования и раздвойникования. Механизм скольжения не меняет характер текстуры.

При одноосном растяжении отоженных листов сплава AZ31 с изначальной базисной центрального типа текстурой доминирует дислокационное базисное скольжение, которое постепенно уступает призматическому скольжению [63,164]. Двойникование активизируется в местах концентрации напряжений. При этом доля двойниковой локальной фракции увеличивается от 0 до 8%. Это соответствует деформации от 0 до 0,2 [151]. В момент, когда доля двойниковой части составляет 8%, вклад двойникования в процесс деформации составляет только 0,5%, так как известно, что при 100% двойниковании монокристалла его деформация составляет 0,064 удлинения вдоль оси c [150]. Кривая растяжения имеет обычную форму. Изменения текстуры в плоскости листов очень малы при растяжении вдоль НП. Также очень мало изменение текстуры при растяжении в плоскости листа в ПН и $\text{НП} \pm 45^\circ$. Текстурные изменения настолько малы, что текстуру, как и в случае отоженных листов, можно считать текстурой центрального базисного типа. Некоторые изменения можно наблюдать на ПФ $\{10\bar{1}0\}$.

При сжатии листов механизм двойникования вначале является доминирующим, затем механизм скольжения становится преобладающим механизмом. Переход между этими двумя стадиями приводит к необычному поведению кривой упрочнения. Вначале ось c располагается нормально к плоскости листа. Затем ось отклоняется на угол $86,32^\circ$ (рис.4.6), ориентируясь вокруг направления сжатия [189], как это продемонстрировано на ПФ $\{0002\}$ (рис 4.7) при сжатии вдоль НП [164].

Из [129]:

$$\gamma = \frac{3 - \left(\frac{c}{a}\right)^2}{\sqrt{3} \frac{c}{a}}, \quad (4.7)$$

откуда для сплава AZ31 $\gamma = 0,13 = 7,36^\circ$.

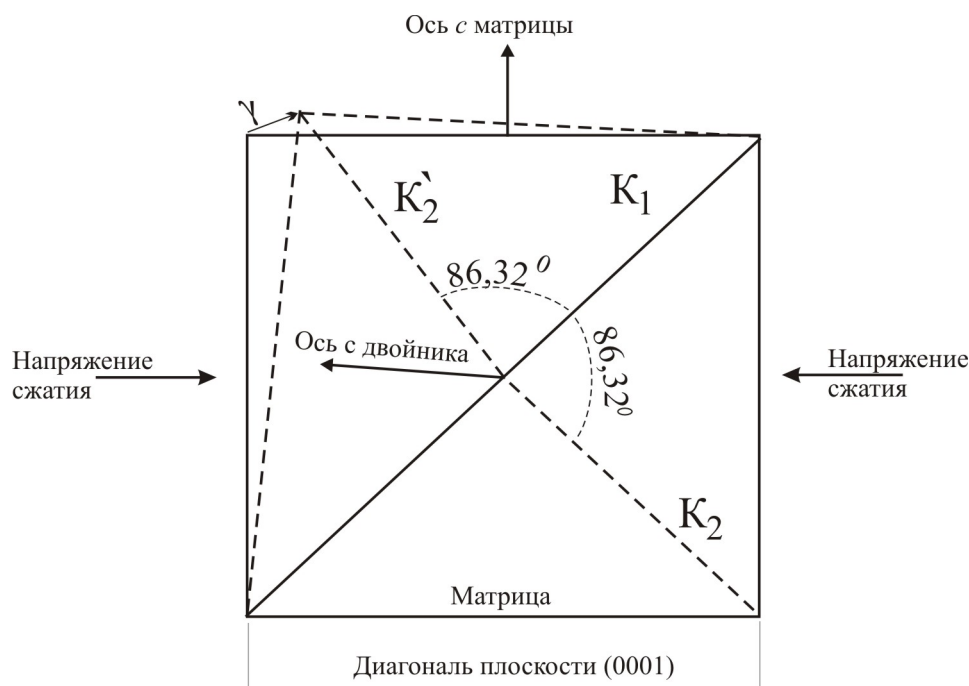


Рис. 4.6. Переориентация кристалла при двойниковании по плоскости $\{10\bar{1}2\}$

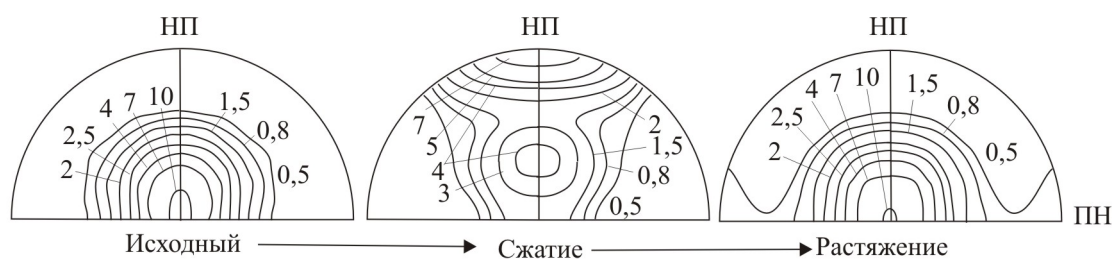


Рис. 4.7. Изменение распределения полюсной плотности на ПФ $\{0002\}$ листов сплава АЦ31 в исходном состоянии и после деформации сжатием и последующим растяжением

При дальнейшем растяжении начинается процесс раздвойникового, который на этом этапе деформации доминирует. Процесс раздвойникового исчерпывается при более низких деформациях, чем двойникование при сжатии [164]. Двойники исчезают, и процесс скольжения опять начинает доминировать. Переход между двумя доминирующими механизмами приводят к S - типа кривой упрочнения, подобной таковой при деформации сжатием отожженных материалов. Переориентация осей s существующих двойников осуществляется переброжкой назад к НН осей s . Двойники становятся тоньше.

На рисунках 3.15-3.16 приведены микроструктуры сплава AZ31 при растяжении отоженных листов сплава AZ31. В отоженных листа сплава двойники практически отсутствуют. После изгиба на стороне листа, подвергнутого сжатию, двойники образуют некоторые полосы. Общая площадь продвойниковавшегося материала составляет при такой степени деформации величину порядка 50-60%. Подобное наблюдали в [87] на основе исследований методами нейтронной дифрактометрии. Под действием обратного растяжения полосы двойников исчезают. Общая площадь двойниковой части материала уменьшается до 3-5%. Наблюдаются иглоподобные двойники.

На базе экспериментальных исследований и анализа результатов предложены три феноменологические модели для описания поведения деформации при растяжении последующим предварительному сжатию [164,151]. Эти модели используют принцип доминирования каждого из механизмов на трех стадиях деформации. Причем на каждой стадии активизируется одна из моделей: двойникование, скольжение или раздвойникование.

4.3. Усовершенствование модели развития текстуры

4.3.1. Упрощенное представление текстуры одноосных кристаллов

Как отмечалось ранее текстура гексагональных металлов и сплавов может быть описана распределением гексагональной оси c на сфере проекций. Активизация процессов двойникования зависит от взаимной ориентации оси $[0001]$ кристалла и проложенного к нему внешнего напряжения. Двойникование по системе $\{10\bar{1}2\}$ реализуется при растяжении в направлении, параллельном оси c . Ориентация вектора \bar{c} задается двумя углами: азимутальным φ и меридианным θ (рис.4.8).

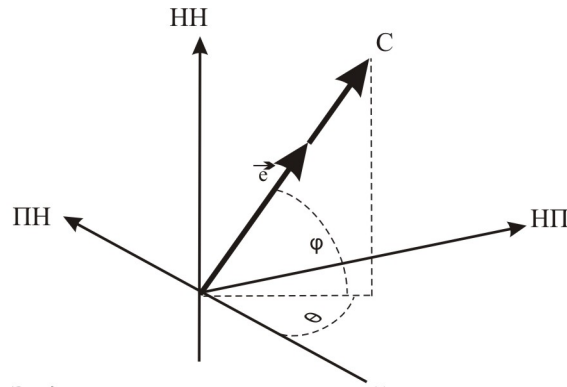


Рис. 4.8. Задание гексагональной оси c в пространстве

Распределение оси c на сфере проекций задается дискретной функцией

$$w_c(\vec{e}) = \int_{\vec{e}}^{\vec{e}+d\vec{e}} f_c(\vec{e}) d\vec{e}, \quad (4.8)$$

где $w_c(\vec{e})$ - относительное количество кристаллов с ориентацией оси c в интервале ориентаций \vec{e} и $(\vec{e} + d\vec{e})$, $f_c = f_c(\varphi, \vartheta)$.

Для острой базисной текстуры $f_c(\varphi, \vartheta)$ имеет характер дельта-функции и равна:

$$f_c(\varphi, \vartheta) = \begin{cases} \infty, & \varphi = 90^\circ \\ 0, & \varphi \neq 90^\circ \end{cases} \quad (4.9)$$

Функция $f_c(\varphi, \vartheta)$ нормируется, как обычно:

$$\frac{\int_0^{90^\circ} \int_0^{180^\circ} f_c(\varphi, \vartheta) d\varphi d\vartheta}{\int_0^{90^\circ} \int_0^{180^\circ} d\varphi d\vartheta} = 1 \quad (4.10)$$

Для листов с острой базисной текстурой, подвергнутых растяжению в плоскости листа, текстура может рассматриваться двух типов: с углом $\varphi=0$ и $\varphi=90^\circ$.

4.3.2. Переориентация кристаллов при двойниковании

по системе $\{10\bar{1}2\}\langle 10\bar{1}\bar{1}\rangle$

Деформационное двойникование приводит к однородному сдвигу, симметричная часть которого выражается уравнением:

$$\boldsymbol{\varepsilon}^A = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & \gamma & 0 \\ \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0,13 & 0 \\ 0,13 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (4.11)$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}^A$ тензор пластической деформации, вызванной двойникованием по системе $\{10\bar{1}2\}\langle 10\bar{1}\bar{1}\rangle$.

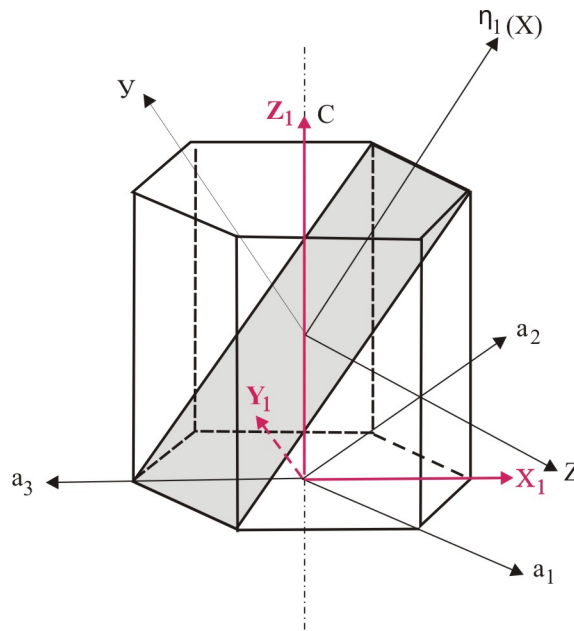


Рис.4.9. Система координат двойникования по системе $\{0\bar{1}12\}[1\bar{0}\bar{1}1]$

Компоненты в приведенном уравнение выражены в системе координат: ось X параллельна направлению двойникования $\eta_1 \langle 10\bar{1}\bar{1} \rangle$, ось Y - перпендикулярна плоскости двойникования $K_1 \{10\bar{1}2\}$, ось Z перпендикулярна плоскости XY (рис.4.9).

Изменение длины в произвольном направлении кристалла в результате двойникования может быть найдено переходом от системы координат XYZ к системе координат $X_1 Y_1 Z_1$

$$\varepsilon = R \varepsilon^A R^T,$$

где ε = тензор деформации в произвольной системе координат, R - матрица вращения, компоненты которой являются направляющими косинусами между осями (i) старой и (j) новой системы координат.

Преобразуем уравнение (4.11) к системе координат $X_1 Y_1 Z_1$ (рис. 4.9), где ось Z_1 совпадает с осью c кристалла, ось X_1 антипараллельна оси a_3 .

В системе координат $X_1 Y_1 Z_1$ оси кристалла выразятся:

$$\vec{a}_1 = \frac{1}{2} a \vec{e}_1 - \frac{\sqrt{3}}{2} a \vec{e}_2,$$

$$\vec{a}_2 = \frac{1}{2} a \vec{e}_1 + \frac{\sqrt{3}}{2} a \vec{e}_2,$$

$$\vec{a}_3 = -a \vec{e}_1,$$

$$\vec{c} = c \vec{e}_3,$$

где $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ - единичные вектора, задающие ориентацию осей координат X_1, Y_1, Z_1 , соответственно.

Тогда $\left(1.5, \frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{c}{a}\right)$ - проекции оси X на оси $X_1 Y_1 Z_1$, соответственно.

Проекция оси Z на оси $X_1 Y_1 Z_1$ - $\left(0.5, -\frac{\sqrt{3}}{2}, 0\right)$, а оси Y - $\left(-1, -\frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{2a}{c}\right)$.

Тензор вращения между системами координат XYZ и $X_1 Y_1 Z_1$ запишется:

$$[R_{ij}] = \begin{bmatrix} 0.631761 & -0.59235 & 0.5 \\ 0.364747 & -0.34199 & -0.86603 \\ 0.683986 & 0.729495 & 9 \end{bmatrix}, \quad (4.12)$$

где компоненты представляют собой направляющие косинусы осей XYZ в $X_1 Y_1 Z_1$.

Из (4.10), (4.11), (4.12) компоненты деформации в системе $X_1 Y_1 Z_1$ примут вид:

$$[\varepsilon_{ij}] = \begin{bmatrix} -0.048 & -0.028 & 0.004 \\ & -0.016 & 0.002 \\ & 0.729495 & 0.064 \end{bmatrix}$$

Приведенное выражение демонстрирует факт, что удлинение вдоль оси c при полном двойниковании по указанной системе монокристалла AZ31 составляет 0.064.

Исходные листы сплава AZ31 обладали совершенной текстурой центрального базисного типа с однородным распределением оси a в плоскости листа. Произвольное направление в плоскости листа в пределах $\pm 30^\circ$ каждой двойниковой системы сжато на величину $\varepsilon_{\bar{\varepsilon}}$, а эта величина рассчитывается по (4.11). Интервал $\pm 30^\circ$ рассмотрен исходя из соображений симметрии. Эффект хаотического распределения оси a при сжатии может быть моделирован усреднением $\varepsilon_{\bar{\varepsilon}}$ для каждого линейного элемента в интервале углов $0-30^\circ$ от проекции направления двойникования $\vec{\eta}_1$ на плоскость базиса (0001). Можно записать:

$$\bar{\varepsilon} = \langle \bar{\varepsilon} \rangle = \frac{\int_0^{30^\circ} \varepsilon_{\bar{\varepsilon}}(\vartheta_1) d\vartheta_1}{\int_0^{30^\circ} d\vartheta_1} = -0.059, \quad (4.13)$$

где ϑ_1 - угол между направлением сжатия и проекцией $\vec{\eta}_1$ на плоскости листа.

Коэффициент Ланкфорда (r - величина) для чистого двойникования выражается:

$$\bar{r} = \frac{\int_0^{30^\circ} r(\vartheta_1) d\vartheta_1}{\int_0^{30^\circ} d\vartheta_1} = -0.09, \quad (4.14)$$

где $r(\vartheta_1) = \frac{-0.064 - \varepsilon_{\bar{\varepsilon}}(\vartheta_1)}{0.064}$ - отношение пластической деформации в ПН и НН в

результате чистого двойникования.

После двойникования по системе $\{10\bar{1}2\}\langle 10\bar{1}\bar{1}\rangle$ оси c отклоняются на угол 86.32° (рис. 4.6) и располагаются приблизительно в плоскости листа, в интервале углов $0-30^\circ$ около направления сжатия. Для каждого из направлений угол зависит от ориентационного соотношения кристалла и направления сжатия. Для упрощения будем считать, что после переориентации оси c располагаются параллельно направлению сжатия.

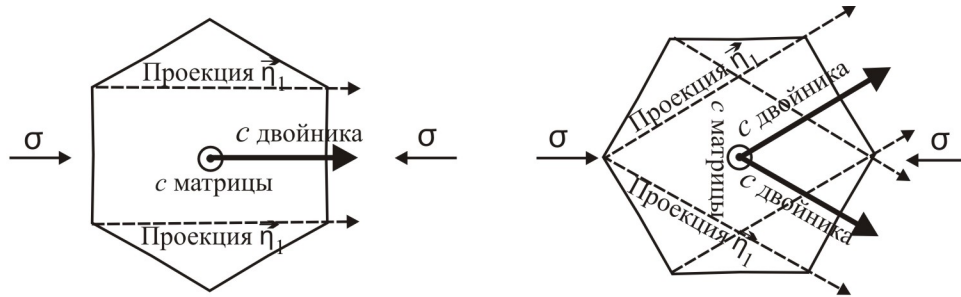


Рис.4.10. Переориентация осей c в плоскости листов относительно направления сжатия

4.3.3. Критерий для выбора феноменологической модели деформации

Согласно допущению оси c после двойникования располагаются вдоль направления сжатия. Таким образом оси c параллельны направлению \vec{e} . В такое положение они приходят либо путем двойникования из исходного состояния \vec{e}_p , которое перпендикулярно \vec{e} .

Введем величину $w_c(\vec{e}, \vec{e}_p)$ - весовую фракцию переориентированных кристаллов из состояния $\vec{e}_p(\vec{e}_p + d\vec{e}_p)$ к состоянию $\vec{e}(\vec{e} + d\vec{e})$.

Набор весовых функций $w_c(\vec{e}, \vec{e}_p)$ относится к $w_c(\vec{e}_p)$:

$$w_c(\vec{e}) = \frac{\int_{\vec{e}_p \perp \vec{e}} w_c(\vec{e}, \vec{e}_p) d\vec{e}_p}{\int_{\vec{e}_p \perp \vec{e}} d\vec{e}_p} + w_c(\vec{e}, \text{отожженный}) \quad (4.15)$$

где $w_c(\vec{e}, \text{отожженный})$ удельный вес кристаллов с осью c , лежащей в интервале направлений $(\vec{e} + d\vec{e})$ от отожденного состояния.

На практике полную деформацию рассматривают в конечных приращениях, т.е. приращение переменной в интервале $t_{n+q} - t_n$ выражается в виде $\Delta c = \Delta t \cdot \dot{c}$, где \dot{c} - скорость изменения c .

В феноменологической модели приращение пластической деформации параллельно оси с $\Delta \bar{\varepsilon}_c^p$ должно быть больше нуля. Эта величина рассчитывается:

$$w_c(\bar{\varepsilon}) \bar{\varepsilon} \cdot \Delta \bar{\varepsilon}^p > 0 \quad (4.16)$$

Критерий для модели раздвойникового:

$$w_c(\bar{\varepsilon}) \bar{\varepsilon} \cdot \Delta \bar{\varepsilon}^p > 0 \quad \text{и} \quad w_c^{ucx}(\bar{\varepsilon}, \bar{\varepsilon}_p) \bar{\varepsilon}_p \cdot \Delta \bar{\varepsilon}^p \cdot \bar{\varepsilon}_p < 0 \quad (4.17)$$

Феноменологическая модель скольжения выполняется, если условия для моделей двойникового и раздвойникового не выполняются одновременно. Например, на рисунке 4.10 показаны области, соответствующие моделям скольжения и двойникового для отоженных листов сплава AZ31.

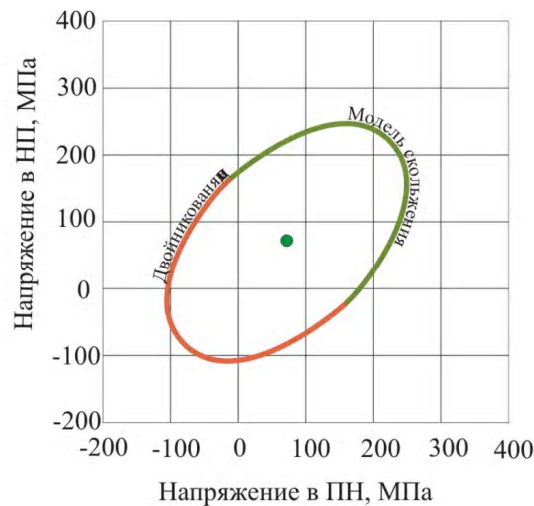


Рис.4.11. Области контура текучести соответствующие моделям скольжения и двойникового для отоженных листов сплава AZ31

4.3.4. Развитие текстуры в феноменологической модели двойникового

Предположим, что критерий феноменологической двойниковой модели выполняется. Полное двойникование проходит путем переориентации c -осей от НН к плоскости листа (рис. 4.14).

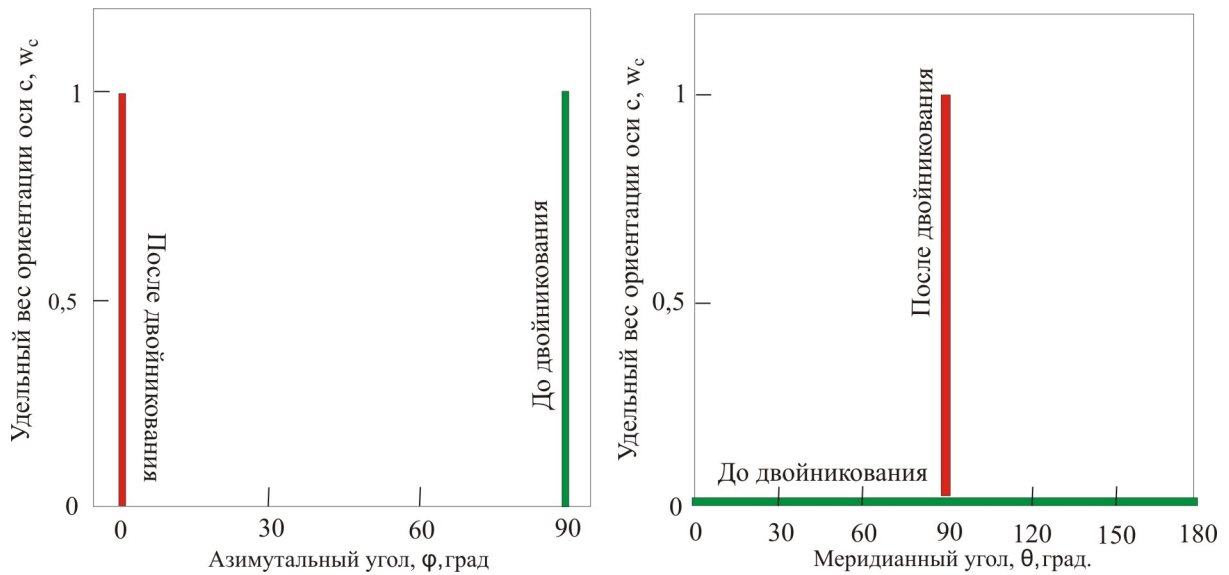


Рис. 4.12. Переориентация осей c при полном двойниковании от исходного состояния

Количество переориентированных зерен с деформацией растет за счет зерен ориентированных первоначально.

$$\Delta w_c(\vec{e}) = \frac{\Delta \varepsilon_{\vec{e}}^p}{\varepsilon_{\text{двойник}}} \quad (4.18)$$

Здесь $\Delta w_c(\vec{e})$ относительная величина уменьшения числа кристаллов с осью c , ориентированной в первоначальном направлении (НН); $\Delta \varepsilon_{\vec{e}}^p$ больше нуля; $\Delta \varepsilon_{\text{двойник}} = 0,059 f_i$; 0,059 - пластическая деформация полного двойникования в листах с первоначально совершенной базисной текстурой.

Распределение c -осей в двойниковой модели зависит от приложенной деформации [79]. Для двухосного сбалансированного сжатия оси c располагаются равномерно в плоскости листа, Плотность в интервале $\vec{e} - (\vec{e} + d\vec{e})$ в плоскости листа составляет $\frac{\Delta w_c(\vec{e})}{n}$, где $\Delta w_c(\vec{e})$ величина, рассчитанная по формуле (4.18), а n - число интервалов при разбиении интегрируемого участка.

Для одноосного сжатия переориентация осей c происходит в положение, параллельное направлению сжатия. Это продемонстрировано на рисунках 4.12 и 4.13. Относительное количество таких кристаллов будет $\Delta w_c(\vec{e})$.

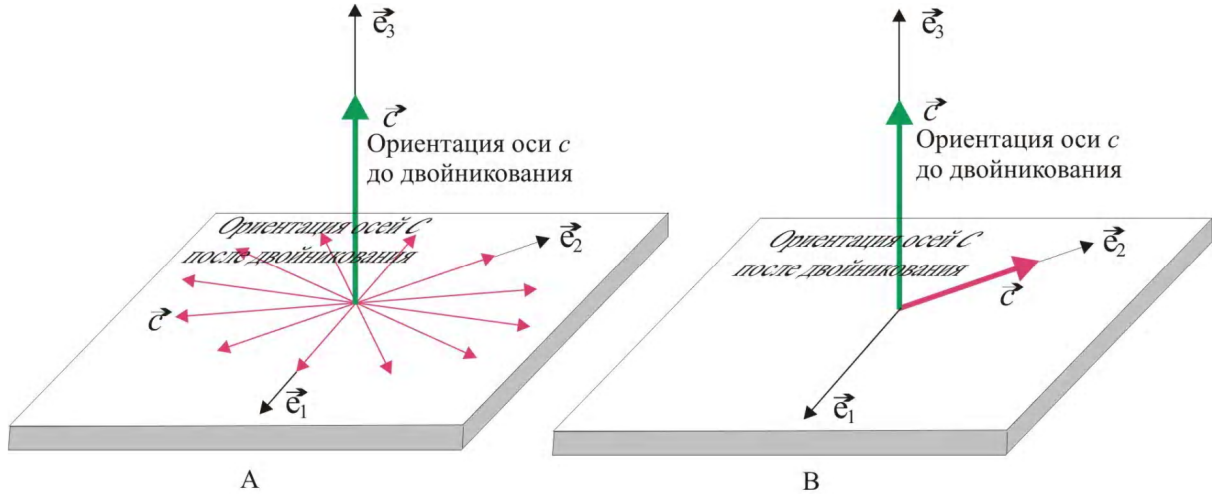


Рис. 4.13. Распределение осей c до и после двойникования от исходной базисной текстуры при А) двухосном сжатии и В) одноосном сжатии

Для произвольного деформированного состояния одноосное сжатие и двухосное сжатие могут быть использованы для моделирования развития текстуры двойникованием.

Выберем плоскую систему координат, где ось 3 параллельна направлению оси c , \vec{e} . Выбор двух других осей состоит в введении нулевой величины пластической деформации сдвига в плоскости нормальной к \vec{e} и $\Delta\epsilon_1^p \geq \Delta\epsilon_2^p$. Приращение пластической деформации в этой системе координат выразится:

$$\Delta\epsilon^p = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_1^p & 0 & \Delta\epsilon_{13}^p \\ & \Delta\epsilon_2^p & \Delta\epsilon_{23}^p \\ & & \Delta\epsilon_{33}^p \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

Приращение пластической деформации в плоскости, нормальной к направлению \vec{e} может быть представлена:

$$\begin{bmatrix} \Delta\epsilon_1^p & 0 \\ 0 & \Delta\epsilon_1^p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_1^p & 0 \\ 0 & \Delta\epsilon_1^p \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_1^p & 0 \\ 0 & \Delta\epsilon_2^p - \Delta\epsilon_1^p \end{bmatrix} \quad (4.20)$$

Если $\Delta\epsilon_1^p \geq 0$, все переориентированные оси c с удельным весом $\Delta w_c(\vec{e})$, подсчитанным по (4.20), параллельны оси 2 (\vec{e}_2). Если $\Delta\epsilon_1^p < 0$, первая часть переориентированных осей c , соответствующей первому члену в уравнении 4.20, равномерно распределены в плоскости листа, с удельным весом Δw_1 .

Вторая часть переориентированных зерен параллельны оси 2, с удельным весом Δw_2 . Веса Δw_1 и Δw_2 даны в виде:

$$\Delta w_1 = \frac{2\Delta\varepsilon_1^p}{n\varepsilon_{\text{двойник}}}, \quad (4.21)$$

$$\Delta w_2 = \frac{|\Delta\varepsilon_2^p - \Delta\varepsilon_1^p|}{\varepsilon_{\text{двойник}}}, \quad (4.22)$$

где $\Delta w_{\vec{e}}(\vec{e})$ величина уменьшения удельного веса осей с ориентацией в первоначальном направлении в интервале $\vec{e} - (\vec{e} + d\vec{e})$, $\Delta\varepsilon_{\vec{e}}^p$ больше нуля, $\varepsilon_{\text{двойник}} = 0,059f_l$. Величина 0,59 - пластическая деформация, параллельная оси с в результате полного двойникования в листах с первоначальной базисной текстурой. f_l задает площадь двойников в конце двойниковой модели.

Увеличение удельного веса реориентированных с-осей в плоскости, перпендикулярной направлению \vec{e} , должно быть идентичным удельному весу уменьшения с-осей в направлении \vec{e} , таким образом сумма всех удельных весов различных ориентировок остается постоянной. Это удовлетворяется выражением: $\Delta\varepsilon_{\vec{e}}^p = \Delta\varepsilon_{33}^p = -(\Delta\varepsilon_1^p + \Delta\varepsilon_2^p)$

Результат условия объемной согласованности выражается:

$$\Delta\varepsilon_c(\vec{e}) = n\Delta w + \Delta w_2. \quad (4.23)$$

Развитие первоначально произвольной текстуры может быть смоделировано на основании приведенного анализа. Для базисной текстуры весовое уменьшение с-осей в направлении \vec{e} (уравнение 4.18) включает приращение пластической деформации и удельного веса с-осей только в направлении, перпендикулярном к плоскости листа. Для произвольной текстуры есть набор ориентаций $\{\vec{e}\}_{\text{двойник}}$, которые удовлетворяют критерию для двойниковой модели, как это показано в 4.18. Среди всех этих ориентаций выберем две, которые определяют общее количество весового уменьшения с-осей участвующих в переориентации. Одна из них \vec{e}_i имеет максимальное приращение деформации $\Delta\vec{\varepsilon}_{\max}(e_i)$ за счет двойникования. Максимальное приращение выражается:

$$\Delta\vec{\varepsilon}_{\max}(e_i) = \left\{ \Delta\varepsilon_{\vec{e}}^{\text{двойник}} \quad \forall \vec{e} \in \{\vec{e}\}_{\text{двойник}} \right\} \quad (4.24)$$

Здесь $\Delta \varepsilon_{\vec{e}}^{\text{двойник}} = \left\{ \max \left\{ 0, \min \left[0.59 w_c(\vec{e}), \Delta \varepsilon_c^p \right] \right\} \right\}$, $\forall \vec{e}$ означает принадлежность к пространству \vec{e} . Так как пластическая деформация при полном двойниковании от базисной текстуры составляет 0.059, то $0.059 w_c(\vec{e})$ обозначает произвольную деформацию за счет двойникования в интервале $\vec{e} - (\vec{e} + d\vec{e})$.

Главная идея приведенного выше подхода заключается в том, что сперва получаем минимум между $\Delta \varepsilon_{\vec{e}}^p$ и $0.059 w_c(\vec{e})$ для произвольного направления \vec{e} из области $\{\vec{e}\}_{msn}$. Следующий шаг - получить максимальное деформационное приращение вдоль всех минимумов, полученных в области $\{\vec{e}\}_{msn}$. В связи с предположением, что все направления \vec{e} удовлетворяют критерию для модели двойникования, в выражении для $\{\vec{e}\}_{msn}$ должен быть потерян.

Другое направление выбирается следующим образом. Среди всех направлений, перпендикулярных \vec{e}_i , может быть набор ориентаций $\{\vec{e}_{\vec{n}}\}_{\text{двойник}} = \{\vec{e}_{\vec{n}} + \vec{e}_i, \forall \vec{e}_{\vec{n}} \in \{\vec{e}\}_{\text{двойник}}\}$, которые удовлетворяют критерию для двойниковой модели. Среди этого набора одно направление имеет максимум приращения деформации, которое описывается:

$$\Delta \varepsilon_{\max \perp}(\vec{e}_i) = \max \left\{ \Delta \varepsilon_{\vec{e}_{\vec{n}}}^{\text{двойник}} \quad \forall \vec{e}_{\vec{n}} \in \{\vec{e}_{\vec{n}}\}_{\text{двойник}} \right\} \quad (4.25)$$

Базируясь на сказанном, общий вес реориентированных с-осей $\Delta w_{\vec{e}}^{\text{общее}}$ будет описываться:

$$\Delta w_{\vec{e}}^{\text{общее}} = \frac{\Delta \varepsilon_{\max}(\vec{e}_i) + \Delta \varepsilon_{\max \perp}(\vec{e}_i)}{\vec{\varepsilon}_{\min}} \quad (4.26)$$

Распределение общего веса уменьшения набора осей для возможного двойникования $\{\vec{e}\}_{\text{двойник}}$ может быть задано:

$$\Delta w_c(\vec{e}) = \frac{\Delta \varepsilon_{\vec{e}}^{\text{двойник}}}{\int_{\text{вся область}} \Delta \varepsilon_c^{\text{двойник}} d\vec{e} / \int_{\text{вся область}} d\vec{e}} \Delta w_{\vec{e}}^{\text{общий}} \quad (4.27)$$

В исходном ориентационной интервале $\vec{e} - (\vec{e} + d\vec{e})$, распределение возрастает в плоскости, перпендикулярной \vec{e} подобно тому, как это происходит при совершенной базисной текстуре с $\vec{e} = \overline{HN}$ согласно (4.21), (4.22).

4.3.5. Развитие текстуры по феноменологической Р (раздвойниковой)-модели

Раздвойникование - процесс обратный двойникованию, т.е. развитие текстуры при раздвойниковании протекает обратно процессу двойникования. Для двойников раздвойникование происходит под действием растяжения в плоскости листов, следующего после предыдущего сжатия вдоль НП. c -оси поворачиваются назад к НН от НП, как это наблюдали на ПФ (рис.4.8). Для упрощения предположим, что критерий для феноменологической Р-модели в соответствии с уравнением 4.17, удовлетворяется для деформаций в направлениях \vec{e} и \vec{e}_p . Развитие текстуры по Р-модели отлично от Д-модели. В Р-модели требуется рассмотреть две переменные, приращение деформации и удельный вес c -осей требуется рассматривать в пространстве $\{\vec{e}\}$ и \vec{e}_p , в то время, как Д-модель рассматривает эти переменные только в одном направлении \vec{e} .

Удельный вес c -осей в исходном ориентационной интервале $\vec{e}_p - (\vec{e}_p + d\vec{e}_p)$ увеличивается с антидвойниковой деформацией за счет уменьшения удельного веса двойников вплоть до полного раздвойникования. Для первоначально совершенной базисной текстуры перед двойникованием, т.е. $\vec{e}_p = \overline{HH}$, изменение веса c -осей относится к деформации сокращением параллельно начальной ориентации c -осей (НН), $\Delta\epsilon_{\vec{e}_p}$ следующим образом:

$$\Delta w_c(\vec{e}_p) = \frac{|\Delta\epsilon_{\vec{e}_p}^p|}{\epsilon_{\text{раздвойн}}} \quad (4.28)$$

где $\Delta\epsilon_c(\vec{e}_p)$ - увеличение удельного веса c -осей в ориентационном интервале $\vec{e}_p - (\vec{e}_p + d\vec{e}_p)$, $\Delta\epsilon_{\vec{e}_p}$ меньше $0\epsilon_{\text{раздвойник}} = 0,059f$ означает, что 0,059 всех кристаллов раздвойниковалось, а f означает площадь двойников, которые исчезли при полном раздвойниковании.

Распределение осей до и после раздвойникования зависит от деформации. Мы считали, что перед двойникованием текстура была базисной. При двухосном сбалансированном напряжении распределение c -осей до и после

раздвойникового приведено схематически на рисунке 4.14А. С-оси возвращаются к НН. Под действием одноосного растягивающего напряжения распределение с-осей перед, и после раздвойникового показано на рисунке 4.13В. с-оси параллельные оси \vec{e}_1 возвращаются к НН к плоскости листа.

В процессе первоначального двойникового с-оси параллельные \vec{e}_p переориентируются к \vec{e} , таким образом $\vec{e} \perp \vec{e}_p$ и $w_c(\vec{e}, \vec{e}_p)$, $w_c(\vec{e}_p) > 0$ выполняется до раздвойникового. Весовое уменьшение с-осей, ориентированных в интервале $\vec{e} - (\vec{e} + d\vec{e})$ зависит от пластической

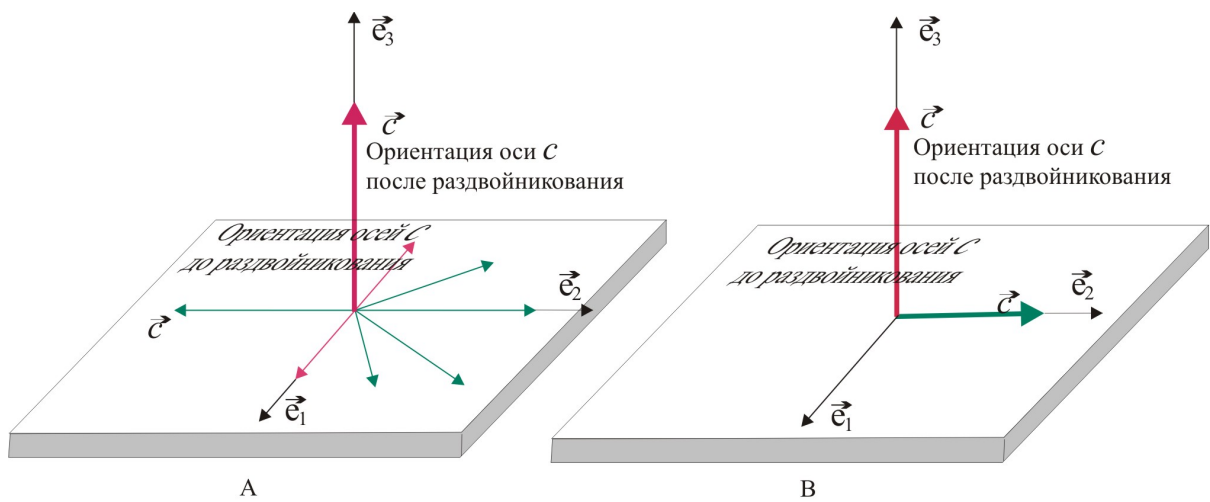


Рис. 4.14. Распределение осей с до и после раздвойникового от исходной базисной текстуры при А) двухосном сжатии и В) одноосном сжатии

деформации, параллельной \vec{e} . $\Delta\epsilon_e^{\text{раздвойник}}$ связано с приложенной деформацией и удельным весом с-осей следующим образом:

$$\Delta\epsilon_e^{\text{раздвойник}} = \max\{0, \min[0.059w_c(\vec{e}), \Delta\epsilon_e^p]\} \quad (4.29)$$

Весовое уменьшение с-осей в интервале $-(\vec{e} + d\vec{e})$:

$$\Delta w_c^{\text{раздвойник}}(\vec{e}) = - \frac{\Delta\epsilon_e^{\text{раздвойник}}}{\int_{\vec{e} \perp \vec{e}_p} \Delta\epsilon_e^{\text{раздвойник}} d\vec{e} / \int_{\vec{e} \perp \vec{e}_p} d\vec{e}} \Delta w_c(\vec{e}_p) \quad (4.30)$$

Здесь $w_c(\vec{e}, \vec{e}_p)$, $w_c(\vec{e}_p) > 0$.

Распространяя приведенные рассуждения на первоначально базисную текстуру, для модели раздвойникового для произвольной текстуры перед двойникованием, получим:

Деформация растяжением протекает так как и при двойниковании. Для совершенной базисной текстуры увеличение удельного веса c -осей включает приращение пластической деформации и соответственно c -осей только в НН. Для произвольной текстуры набор ориентировок $\{\bar{e}_p\}_{\text{раздвойник}}$ переориентирован к другому набору ориентировок, $\{\bar{e}\}_{\text{раздвойник}}$ в предыдущей двойниковой модели.

Некоторые направления набора $\{\bar{e}\}_{\text{раздвойник}}$ вернутся к первоначальным, которые принадлежат набору $\{\bar{e}_p\}_{\text{раздвойник}}$. Среди набора $\{\bar{e}_p\}_{\text{раздвойник}}$ выбираем две ориентировки для определения общего количества весового изменения всей c -осей, принимающих участие в возвращении. Одна из них имеет максимальное значение прироста деформации и $\Delta\varepsilon_{\max}(\bar{e})$ за счет раздвойникования.

$$\Delta\varepsilon_{\max\perp}(\bar{e}_{\text{раздв}}) = \max\left\{\Delta\varepsilon_{\bar{e}_p}^{\text{раздв}}\right\} \forall \bar{e}_p \perp \bar{e}_{\text{раздв}} \text{ и } \bar{e}_p \in \{e_p\}_{\text{раздвойника}} \quad (4.31)$$

Общее весовое увеличение c -осей, принимающих участие в возвращении к первоначальному состоянию выразится:

$$\Delta w_c^{\text{общее}} = \frac{\Delta\varepsilon_{\max}(\bar{e}_{\text{раздвойник}}) + \Delta\varepsilon_{\max\perp}(\bar{e}_{\text{раздвойн}})}{\varepsilon_{\text{раздвойн}}} \quad (4.32)$$

Распределение общего распределение веса набора $\{\bar{e}_p\}_{\text{раздвойн}}$ задается:

$$\Delta w_c(\bar{e}_p) = \frac{\Delta\varepsilon_p^{\text{раздвойн}}}{\int_S \Delta\varepsilon_{\bar{e}_p}^{\text{раздв}} d\bar{e}_p / \int_S d\bar{e}_p} \Delta w_c^{\text{общее}} \quad (4.33)$$

Увеличению веса $\Delta\varepsilon_c(\bar{e}_p)$ соответствует уменьшение веса \bar{e}_p в перпендикулярной плоскости, подобно тому как наблюдали при совершенной текстуре базисного типа с $\bar{e}_p = \overline{HN}$ в соответствии с уравнением:

$$\Delta w_c^{\text{раздвойник}}(\bar{e}) = - \frac{\Delta\varepsilon_{\bar{e}}^{\text{раздвойник}}}{\int_{\bar{e} \perp \bar{e}_p} \Delta\varepsilon_{\bar{e}}^{\text{раздвойник}} d\bar{e} / \int_{\bar{e} \perp \bar{e}_p} d\bar{e}} \Delta w_c(\bar{e}_p)$$

Проведенные расчеты показали, что полученные нами результаты по изменению текстуры при смене напряженно - деформированного состояния по схеме сжатие \rightarrow растяжение \rightarrow сжатие \rightarrow растяжение удовлетворительно

описывается в приближении модели Мин Ли последовательной сменой процессов двойникования и раздвойникования.

4.4. Выводы

1. При знакопеременном изгибе листов сплава AZ31 с исходной базисной текстурой центрального типа существенную роль в деформации, наряду с базисным скольжением играет двойникование. На вогнутой стороне листа в слоях, подвергнутых сжатию на этапе первого изгиба (0,25 цикла), обнаруживается металлографически наибольшее количество двойников, а в слоях, испытывающих растяжение, двойникование выполняет, главным образом, аккомодационную функцию и оптически не выявляется вследствие развитого базисного скольжения.
2. Изменение знака нагрузки при переходе от сжатия к растяжению сопровождается скачкообразным исчезновением двойников за счет процесса раздвойникования. Переход от растяжения к сжатию вызывает эффекты, подобные таковым при сжатии из исходного состояния, но с меньшим количеством двойников.
3. В текстуре листов двойникование проявляется в формировании призматической ориентировки $\{10\bar{1}0\}$ и выделении из области рассеяния ориентировки с отклонением полюсов $[0001]$ на угол 20-30° от НН к НП. Раздвойникование, вместе с базисным скольжением, способствует восстановлению базисной текстуры.
4. Накопление деформации в последующих циклах сопровождается развитием вторичных систем двойникования и скольжения, стабилизацией ориентировок, обеспечиваемых чередованием процессов двойникования и раздвойникования (при уменьшении роли последнего) в сочетании со скольжением и проникновением текстуры вглубь материала.

5. Текстура поверхностных слоев листов сплава AZ31 после деформации тремя и более циклами знакопеременного изгиба характеризуется тремя ориентировками – базисной, призматической и слабовыраженной отклоненной к НП на угол $\sim 30^\circ$. В средней части листов текстура сохраняется такой же, как и в исходном состоянии.

ОБЩИЕ ВЫВОДЫ ПО ДИССЕРТАЦИИ

1. Деформация горячей прокаткой магниевого сплава AZ31 формирует в листах текстуру центрального базисного типа за счет подавления двойникования и предпочтительного скольжения по базисным плоскостям. Представление текстур интегральными характеристиками и статистическим углом наклона гексагональной оси к плоскости листа позволяет прогнозировать значения свойств в любом направлении поликристаллов орторомбической симметрии, а в совокупности с данными Фурье-анализа анизотропии свойств найти монокристалльные характеристики твердых растворов с гексагональной решеткой. Для сплава AZ31 упругие константы составили: ($s_{11}=0,99$; $s_{12}=-0,495$; $s_{33}=0,672$; $s_{44}=2,31$; $s_{13}=-0,21$)* 10^{-11} М²/Н.
2. При знакопеременном изгибе в листах сплава AZ31 с исходной базисной текстурой центрального типа наряду с базисным скольжением происходит интенсивное двойникование. В слоях, подвергнутых сжатию, на этапе первого изгиба (0,25 цикла) обнаруживается наибольшее количество двойников, а в слоях, испытывающих растяжение, происходит интенсивное базисное скольжение. Изменение знака нагрузки при переходе от сжатия к растяжению сопровождается скачкообразным исчезновением двойников за счет процесса раздвойникования. Переход от растяжения к сжатию вызывает эффекты, подобные таковым при сжатии из исходного состояния, но с меньшим количеством двойников.
3. В текстуре листов двойникование проявляется в формировании призматической ориентировки $\{10\bar{1}0\}$ и выделении из области рассеяния ориентировки с отклонением полюсов $[0001]$ на угол 20-30° от НН к НП. Раздвойникование, вместе с базисным скольжением, способствует восстановлению базисной текстуры, а накопление деформации в

последующих циклах сопровождается развитием вторичных систем двойникования и скольжения, стабилизацией ориентировок, обеспечиваемых чередованием процессов двойникования и раздвойникования (при уменьшении роли последнего), в сочетании со скольжением и проникновением текстуры вглубь. Изменения текстуры при циклической деформации изгибом согласуются с феноменологической моделью двойникования и раздвойникования Мин Ли.

4. Деформация листов сплава AZ31 поочерёдным сжатием и растяжением существенно изменяет механические свойства листов. Листы становятся анизотропными. Предел текучести в НП резко снижается при деформации до 3 циклов, а затем растёт до некоторой предельной величины. Предел текучести в ПН при малоцикловой деформации меняется мало, а после деформации более 1 цикла увеличивается также до некоторого стабильного значения. Предел прочности мало меняется в ПН, но в ПН и НП+45° резко возрастает после деформации ЗИ более 1 цикла, а затем, как и остальные, стабилизируется на некотором уровне. Относительное равномерное удлинение и относительное удлинение во всех трех направлениях уменьшаются после деформаций до 3 циклов, а затем возрастают, проявляя тенденцию к стабилизации значений.
5. Анизотропия предела текучести может быть удовлетворительно описана тензорами второго ранга. Для предела прочности такое описание применимо для деформаций до 3 циклов знакопеременного изгиба. Для относительного равномерного удлинения оно удовлетворительно только для деформаций не более 1 цикла, а для относительного удлинения – вплоть до деформации 5,5 циклами ЗИ. Анизотропия свойств для таких деформаций удовлетворительно описывается в представлении тензоров четвертого ранга.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А. В. Сопротивление материалов / А. В. Александров, В. Д. Попов, Б. М. Державин. – М.: Высшая школа, 2009. – 560 с.
2. Александров И. В. Изучение текстуры при помощи функции распределения кристаллографических ориентировок кубических металлов / И. В. Александров, О. А. Кайбышев // Зав. лаборатория. – 1978. – № 3. – С.286-289.
3. Александров И. В. Методика моделирования на ЭВМ процессов текстурообразования при пластической деформации / И. В. Александров, О. А. Кайбышев // Зав. лаборатория. – 1984. – № 9. – С.43-46.
4. Александров И. В. Моделирование на ЭВМ процессов текстурообразования при пластической деформации в металлах и сплавах с ГЦК- и ГПУ-решетками: материалы всесоюзной конф. [«Текстура и рекристаллизация в металлах и сплавах»], (11-13 июня 1980 г.) / И. В. Александров, О. А. Кайбышев. – Красноярск: КПИ, 1980. – С.304-305.
5. Александров И. В. Моделирование текстур металлов и сплавов с ГЦК-решеткой на электронновычислительной машине / И. В. Александров, О. А. Кайбышев // ФММ. –1981. – Вып.1. – С.112-118.
6. Большаков В. И. Еще раз о создании СНИП «Стальные конструкции» для Украины / В. И. Большаков, Л. М. Лобанов, В. Н. Рычагов, М. И. Жеребын // МТОМ. – 1999. – № 4. – С.5-11.
7. Бородкина М. М. Рентгенографический анализ текстуры металлов и сплавов / М. М. Бородкина, Э. Н. Спектор. – М.: Металлургия, 1981. – 272 с.
8. Брюханов А. А. К восстановлению функции распределения ориентаций кристаллов по ограниченному числу полюсных фигур / А. А. Брюханов, А. Р. Гохман // Зав. лаборатория. – 1984. – № 9. – С.40-43.
9. Брюханов А. А. Текстура прокатки и упругие константы монокристаллов аустенитной стали 12Х18Н10Т / А. А. Брюханов, А. Р. Гохман // Металлофизика. – 1985. – № 7. – С.76-79.

10. Брюханов А. А. Функция распределения ориентаций гексагонального α -титана / А. А. Брюханов, А. Р. Гохман // Изв. АН СССР. Металлы. – 1985. – № 5. – С.145-148.
11. Брюханов А. А. Трехмерное представление развития текстуры холоднокатаной меди / А. А. Брюханов, В. В. Усов, В. Е. Поповкин // ФММ. – 1981. – Вып.2. – С.337-342.
12. Брюханов А. Е. Элементы кристаллографии и теория дифракции рентгеновских лучей в кристаллах / А. Е. Брюханов. – О.,1964. – 102 с.
13. Вайнштейн Б. К. Структурная электронография / Б. К. Вайнштейн. – М: Наука, 1956. – 482 с.
14. Вассерман И. Текстуры металлических материалов / И. Вассерман, Д. Гревен. – М.: Металлургия, 1969. – 654 с.
15. Венцель Е. С. Теория вероятностей / Е. С. Венцель. – М.: ГИФМЛ, 1958. – 464 с.
16. Виглин А. С. Количественная мера текстуры поликристаллического материала / А. С. Виглин // ФТТ. – 1960. – Вып.10. – С.2463-2476.
17. Вишняков Я. Д. Современные методы исследования структуры деформированных кристаллов / Я. Д. Вишняков. – М.: Металлургия, 1975. – 479 с.
18. Вишняков Я. Д. Теория образования текстур / Я. Д. Вишняков, А. А. Бабарэко, С. А. Владимиров, И. В. Эгиз. – М.: Наука, 1979. – 343 с.
19. Волчок Н. А. Кількісні характеристики текстури і анізотропія пружних властивостей деформованих α – твердих розчинів на основі титану : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.07. «Фізика твердого тіла» / Н. А. Волчок – Одеса , 2011. – 20 с.
20. Волчок Н. А. Количественные характеристики текстуры и анизотропия упругих свойств деформированных α – твердых растворов на основе титана: дис. кандидата фіз.-мат. наук : 01.04.07. / Волчок Наталя Аркадіївна. – Одеса, 2011. – 173 с.

21. Гинье А. Рентгенография металлов / А. Гинье. – М.: Физматгиз, 1961. – 604 с.
22. Глокер Р. Рентгеновские лучи и испытание материалов / Р. Глокер. – М.-Л.: ГТТИ, 1932. – 396 с.
23. Гохман А. Р. Влияние термической обработки на механические и физические свойства листов сплава ВТ-23 / А. Р. Гохман, А. А. Брюханов, Л. А. Бунин. // Известия вузов. Цветная металлургия. – 1990. – № 3. – С.108-112.
24. Гохман А. Р. Изучение ориентационной зависимости коэффициента повреждаемости прокатанных листов технического титана ВТ1-0 / А. Р. Гохман, Н. А. Волчок // ФиТВД – 2009. – № 4. – С.111-117.
25. Джаффи Р. И. Проблемы разработки конструкционных сплавов: материалы X Коллоквиума по материаловедению инст. Баттела; пер. с англ. / Р. И. Джаффи, Б. А. Вилкоккс. – М.: Металлургия, 1980. – 335 с.
26. Дикарева Р. П. Введение в кристаллофизику / Р. П. Дикарева. – М.: Изд-во Флинта-Наука, 1997. – 240 с.
27. Зильберг Ю. В. Изменение механических свойств листа из сплава AZ31 в результате роликовой правки / Ю. В. Зильберг, А. А. Брюханов, Д. Родман, Д. Борманн, М. Шапер, М. Родман, М. Хепке // Производство проката. – 2010. – № 1. – С.3-7.
28. Качанов Н. Н. Рентгеноструктурный анализ. Практическое руководство / Н. Н. Качанов, Л. И. Миркин. – М.: Машгиз, 1960. – 216 с.
29. Кудрявцев И. П. Текстуры в металлах и сплавах. – М.: Металлургия, 1965. – 328 с.
30. Куртасов С. Ф. Методика количественного анализа текстур прокатки материалов с кубической симметрией кристаллической решетки / С. Ф. Куртасов // Зав. лаборатория. Диагностика материалов. – 2007. – № 7. – С. 41-44.

31. Куртасов С. Ф. Автоматизация количественных исследований текстуры / С. Ф. Куртасов, М. М. Бородкина // Завод. лаборатория. – 1982. – № 3. – С.28-31.
32. Лайнер Д. И. Методика построения полных полюсных фигур / Д. И. Лайнер, А. И. Радишевский // Научн. тр. НИИ проект. ин-та спл. и об-ки цв. мет. – 1973. – № 39. – С.53-68.
33. Опыт эксплуатации автоматического рентгеновского дифрактометра для исследования текстур ДАРТ-2,0 / М. М. Бородкина, Ю. Н. Ведерников, Евграфов и др. // Аппаратура и методы рентгеноанализа. –Л.: Машиностроение, 1977. – № 18. – С123-131.
34. Полухин П. И. Физические основы пластической деформации / П. И. Полухин, С. С. Горелик, В. К. Воронцов. – М.: Металлургия, 1982. 583 с.
35. Посохин Н. Н. Об испытании деталей мелкого размера на приборе микротвердости / Н. Н. Посохин // Завод. лаборатория. – 1956. – № 6. – С.733-734.
36. Савелова Т. И. Формулы обращения задачи восстановления функции распределения ориентаций текстур по полюсным плотностям и их следствия: материалы 4 всесоюзной конференции, 20-22 апреля 1983 г. – Горький: ГПИ, 1983. – С.231-232.
37. Сатдарова Ф. Ф. Обобщенные параметры рассеяния ориентировок в плоскодеформированных металлах / Ф. Ф. Сатдарова, Д. А. Козлов, Б. Н. Блехман // ФММ. – 1986. – Вып.1. – С.149-152.
38. Сатдарова Ф. Ф. Оценивание эффективных коэффициентов упругости плоскодеформированных металлов с кубической решеткой по измеренным гармоникам текстурной функции / Ф. Ф. Сатдарова, Д. А. Козлов, А. И. Кепало // Зав. лаборатория. – 1985. – № 11. - С.53-56.
39. Сатдарова Ф. Ф. Оптимальное оценивание гармоник физического профиля дифракционной линии / Ф. Ф. Сатдарова, Д. А. Козлов // Зав. лаборатория. – 1982. – № 10.– С.1202-1209.

40. Сатдарова Ф. Ф. Оптимальное планирование эксперимента для измерения текстурной функции / Ф. Ф. Сатдарова, Д. А. Козлов // Зав. лаборатория. – 1982. – № 3. – С.44-48.
41. Смирнов В. С. Текстурирование металлов при прокатке / В. С. Смирнов, В. Д. Дурнев. – М.: Металлургия, 1971. – 256 с.
42. Старцева Т. В. Методика определения функции распределения кристаллографических ориентировок кубических металлов / Т. В. Старцева, О. А. Кайбышев, И. В. Александров // Зав. лаборатория. – 1979. – № 4. – С.334-338.
43. Стоянов П. П. Анизотропия механических свойств листов магниевого сплава AZ31 в результате деформации знакопеременным изгибом / А. А. Брюханов, Ю. В. Зильберг, М. Шапер, П. П. Стоянов и др. // Металлургическая и горнорудная промышленность. – 2010. – № 3. – С. 75-78.
44. Стоянов П. П. Вплив ізгибної деформації на текстурні характеристики магнієвого сплаву AZ31 / Т. С. Совкова, П. П. Стоянов // Вісник Львівського університету: Серія фізична. – 2009. – Вип. – С. 2.
45. Стоянов П. П. Механизм пластической деформации листов сплава AZ31 при знакопеременном малоцикловом изгибе / А. А. Брюханов, М. Родман, А. Ф. Тарасов, П. П. Стоянов, М. Шапер, Д. Борманн // ФММ. – 2011. – № 6. – С.1-8.
46. Тихонов А. Н. Методы решения некорректных задач / А. Н. Тихонов, Ф. Я. Арсенин. – М.: Наука, 1979. – 285 с.
47. Хейкер Д. М. Рентгеновская дифрактометрия / Д. М. Хейкер, Л. С. Зевин. – М.: Физматгиз, 1963. – 380 с.
48. Чалмерс Б. Физическое металловедение / Б. Чалмерс. – М.: ГНТИ. Черная и цветн. металлургия, 1963. – 455 с.
49. Шаскольская М. П. Кристаллография / М. П. Шаскольская. – М.: Высш. школа, 1984. – 376 с.

50. Шиммель Г., Методика электронной микроскопии; пер. с нем./ Г. Шиммель. – М.: Мир, 1972. – 300 с.
51. Шульце Г. Металлофизика / Г.Шульце. – М.: Мир, 1971. – 503 с.
52. Яшников В. П. Восстановление весовой функции на группе $SO(3)$ по неполным дифракционным данным / В.П.Яшников // Функциональный анализ и его приложения. – 1980. – Вып. 1. – С 91-92.
53. Яшников В. П. Математические аспекты проблемы реконструкции текстурной функции поликристаллического объекта по рентгеновским дифракционным данным: материалы 3 Всесоюзной конф. [«Текстура и рекристаллизация в металлах и сплавах»], (11-13 июня 1980 г.). – Красноярск: КПИ, 1980. – С.307-308.
54. Яшников В.П. Оптимальная реконструкция текстурной функции поликристалла по конечному набору значений дифракционной интенсивности материалы 3 Всесоюзной конф. [«Текстура и рекристаллизация в металлах и сплавах»], (11-13 июня 1980 г.). – Красноярск: КПИ, 1980. – С.308-
55. Яшников В.П. Характеризация дифракционной интенсивности для некоторых классов весовых функций / В. П. Яшников // УМН. – 1981. – Вып. 5. – С.209-212.
56. Karaman I. Deformation of single crystal Hadfield steel by twinning and slip / I. Karaman, H. Sehitoglu, K. Gall et al. // Acta Materialia. – 2000. – P.1345-1359.
57. Yoon J. W. Influence of initial back stress on the earing prediction of drawn cups for planar anisotropic aluminum sheets / J. W. Yoon, F. Barlat, K. Chung et al. // Journal of Materials Processing Technology. – 1998. – P. 433-437.
58. Abel A. Historical perspectives and some of the main features of the Bauschinger effect / A. Abel // Mater Forum. – 1987. –P. 11-26.
59. Agnew S. R. Study of slip mechanisms in a magnesium alloy by neutron diffraction and modeling / S. R. Agnew, C. N. Tome, D. W. Brown et al. // Scripta Mater. – 2003. – P. 1003-1008.

60. Agnew S. R. Application of texture simulation to understanding mechanical behavior of Mg and solid solution alloys containing Li or Y. / S. R. Agnew, M. H. Yoo, C. N. Tome // *Acta Materialia*. – 2001. P. 4277-4289.
61. Agnew S. R. Private Communication / S. R. Agnew. – 2005.
62. Agnew S.R. A mechanistic understanding of the formability of magnesium: examining the role of temperature on the deformation mechanisms / S. R. Agnew, O. Duygulu // *Mater Sci Forum*. – 2003. – P. 177-188.
63. Agnew S.R. Plastic anisotropy and the role of non-basal slip in magnesium alloy AZ31B. / S. R. Agnew, O. Duygulu // *International Journal of Plasticity*. – 2005. – P. 1161-1193.
64. Agnew S.R. Plastic anisotropy of magnesium alloy AZ31B sheet / S. R. Agnew // in TMS Annual Meeting, Magnesium Technology 2002. Seattle, 2002. – P. 169-174.
65. Allen N.P. The tensile properties of single crystals of high-purity iron at temperatures from 100 to -253 degrees C / N. P. Allen, B. E. Hopkins, J. E. McLennan // *Proceedings of the Royal Society of London*. – Series A, Containing papers of a mathematical and physical character. – 1956. P. 221-246.
66. Altshuler T. L. Low temperature twinning in pure iron / T. L. Altshuler, J. W. Christian // *Acta Metallurgica*. – 1966. – P. 903-908.
67. Armstrong P.J. A mathematical representation of the multiaxial Bauschinger effect / P. J. Armstrong, C. O. Frederick // G.E.G.B. Report RD/B/N 731, 1966.
68. Armstrong R.W. and Worthington P.J. in *Metallurgical Effects at High Strain Rates* / R. W. Rohde, B. M. Butcher et al. // Editors. Plenum Press. – New York, 1973.
69. Atkinson J.D. Work-hardening of Cu-silica. pt. 4. Bauschinger effect and plastic relaxation / J. D. Atkinson, L. M. Brown, W. M. Stobbs // *Philos Mag*. – 1974. – P. 1247-1280.
70. Attari N. Cyclic plastic deformation by twinning of a magnesium alloy GA3Z1 / N. Attari, C. Robin, G. Pluinage // *Advanced Aluminium and Magnesium Alloys*. – Amsterdam, Netherlands, 1990. – P. 837-846.

71. Avery D.H. Plastic anisotropy in magnesium alloy sheets / D. H. Avery, W. F. Hosford, W. A. Backofen // Transactions of the Metallurgical Society of AIME, 1965. – P. 71-78.
72. Bakarian P.W. Slip and twinning in magnesium single crystals at elevated temperatures / P. W. Bakarian, // Transactions of the Metallurgical Society of AIME. – 1943. – P. 226-254.
73. Balakrishnan V. MS Thesis: Measurement of in-plane Bauschinger Effect in metal sheets / V. Balakrishnan. – Columbus: The Ohio State University, 1999.
74. Ball E. A. Tensile-compressive yield asymmetries in high strength wrought magnesium alloys / E. A. Ball, P. B. Prangnell // Scripta Metall Mater. – 1994. – P. 111-116.
75. Barlat F. A six-component yield function for anisotropic materials / F. Barlat, D. J. Lege, J. C. Brem // International Journal of Plasticity. – 1991. – N 7. – P.693-712.
76. Barnett M. R. Deformation microstructures and textures of some cold rolled Mg alloys / M. R. Barnett, M. D. Nave, C. J. Bettles // Materials Science and Engineering. – 2004. – P. 205-211.
77. Barnett M.R. Influence of grain size on the compressive deformation of wrought Mg-3Al-1Zn. / M. R. Barnett, Z. Keshavarz, A. G. Beer et al. // Acta Materialia. – 2004. – P. 5093-5103.
78. Barrett C. S., The crystallographic mechanisms of translation, twinning and banding, in Cold Working of Metals / C. S. Barrett // American Society for Metals. – Cleveland, 1949. – P. 65-98.
79. Barrett C.S. Twinning in polycrystalline magnesium / C. S. Barrett, C. T. J. Haller // Transactions of the American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers. – 1947. – P. 246-260.
80. Bauschinger J. On the change of the elastic limit and the strength of iron and steel, by drawing out, by heating and cooling, and by repetition of loading (summary) /J. Bauschinger // Minutes of Proceedings of the Institution of Civil Engineers with Other Selected and Abstracted Papers LXXXVII. 463, 1886.

81. Bell R.L. The dynamics of twinning and the interrelation of slip and twinning in zinc crystals / R. L. Bell, R. W. Cahn // Proceedings of the Royal Society of London. – Series A: Mathematical and physical sciences. – 1957. P. 494-521.
82. Besseling J.F. A theory of elastic, plastic, and creep deformation of an initially isotropic material showing strain hardening, creep recovery, and secondary creep / J. F. Besseling // Journal of Applied Mechanics. – 1958. – P. 529-536.
83. Bilby B. A. The theory of the crystallography of deformation twinning / B. A. Bilby, A. G. Crocker // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and physical sciences. – 1965. – P. 240-255.
84. Boger R.K. Continuous, large strain, tension/compression testing of sheet material / R. K. Boger, R. H. Wagoner, F. Barlat et al. // Int J Plasticity. – 2005. – P. 2319-2343.
85. Bolling G. F. Continual mechanical twinning / G. F. Bolling, R. H. Richman // Acta Metall. – 1965. – Part I. – P. 709-722; Part II. – P. 723-743; Part III. – P.745-757.
86. Boucher N. A. Influence of pre-strain on deformation twinning in Nb single-crystals / N. A. Boucher, J. W. Christian // Acta Metallurgica. – 1972. – P. 581-591.
87. Brown D. W. Internal strain and texture evolution during deformation twinning in magnesium / D. W. Brown, S. R. Agnew, M. A. M. Bourke et al. // Mater Sci Eng A. – 2005. – P. 1-12.
88. Brown L. M. Orowan's explanation of the Bauschinger effect / L. M. Brown // Scripta Metall Mater. –1977. – P. 127-131.
89. Bunge H. J. Analysis by Orientation distribution function / H. J. Bunge // Z. Metallkunde. – 1965. – № 18. – P.872-874.
90. Bunge H. J. Einstellung von Verformungstexturen in metallischen Werkstoffen / H. J. Bunge // Krist. und Techn. –1971. – № 6. – P.677-728.
91. Bunge H.J. Mathematische Methoden der Texturanalyse / H. J. Bunge. – Berlin.: Akademie-Verlag, 1969. – 330 p.

92. Bunge H.J. The texture transition in α -brass determined by neutron diffraction / H. J. Bunge, J. Tobisch // J.Appl. Crystallogr. –1972. – № 4. – P.27-40.
93. Burke E.C. Plastic deformation of magnesium single crystals / E. C. Burke, W. R. Hibbard // T Metall Soc AIME. – 1952. – P. 295-303.
94. Caceres C. H. Pseudoelastic behavior of cast magnesium AZ91 alloy under cyclic loading-unloading / C. H. Caceres, T. Sumitomo, M. Veidt // Acta Mater. – 2003. – P. 6211-6218.
95. Cahn R. W. Twinned crystals / R. W. Cahn // Advances in Physics/ – 1954. P.363-445.
96. Cazacu O. A criterion for description of anisotropy and yield differential effects in pressure-insensitive metals / O. Cazacu, F. Barlat // International Journal of Plasticity. – 2004. –P. 2027-2045.
97. Cazacu O. Generalization of Drucker's yield criterion to orthotropy / O. Cazacu, F. Barlat // Mathematics and Mechanics of Solids. –2001. –P. 613-630.
98. Chaboche J. L. Time-independent constitutive theories for cyclic plasticity / J. L. Chaboche // International Journal of Plasticity. – 1986. – P. 149-188.
99. Chamagne L. Mise en evidence par microscope optique de la 1 anisotropie de texture surleZr ttse alliades / L. Chamagne // Metaux. – 1979. – № 643. – P. 112-119.
100. Chen F.- K. Stamping of thin-walled structural components with magnesium alloy AZ31 sheets. :Proc. 6th Int. Conf. NUMISHEET / F.-K. Chen, C.-K. Chang. – Detroit: American Institute of Physics, 2005. – P.619-624.
101. Chin G. Y. Accommodation of constrained deformation in f.c.c. metals by slip and twinning / G. Y. Chin, W. F. Hosford, D. R. Mendorf // Proceedings of the Royal Society of London. – Series A: Containing papers of a mathematical and physical character. – 1969. – P. 433-456.
102. Christian J. W. Deformation twinning / J. W. Christian, S. Mahajan // Progress in Materials Science. – 1995. – P. 1-157.

103. Chun J.S. Inhibition of deformation twinning by precipitates in a magnesium-zinc alloy / J. S. Chun, J. G. Byrne, A. Bornemann // *Philosophical Magazine*. – 1969. – P. 291-300.
104. Clement A. Predication of deformation texture using a physical principle of conservation / A. Clement // *Mater. Sci. and Eng.* – 1982. – № 2. – P.208-210.
105. Conrad H. Effect of temperature on the flow stress and strain-hardening coefficient of magnesium single crystals / H. Conrad, W. D. Robertson // *Trans. AIME*. – 1957. – P. 503.
106. Cottrell A. H. Mechanism for the growth of deformation twins in crystals / A. H. Cottrell, B. A. Bilby // *Philosophical Magazine*. – 1951. – P. 573-581.
107. Davies G. Texture analysis and anisotropy in metals / G. Davies // *J. Metals*. – 1976. – № 7. – P.21-28.
108. Dawson P. R. Computational mechanics for metal deformation processes using polycrystalline plasticity / P. R. Dawson, E. B. Marin // *Advances in Applied Mechanics*. – 1995. – P. 77-169.
109. Drucker D. C. Relation of experiments to mathematical theories of plasticity / D. C. Drucker // *Journal of Applied Mechanics*. – 1949. – P. 349-357.
110. Drucker D. C. Stress-strain relations in the plastic range, a survey of theory and experiment / D. C. Drucker // *Report to Office of Naval Research NR-041-032*, 1950.
111. Duygulu O. The effect of temperature and strain rate on the tensile properties of textured magnesium alloy AZ31B sheet. in 2003 TMS / O. Duygulu, S. R. Agnew // *Annual Meeting: Magnesium Technology*. – San Diego, 2003. – P. 237-242.
112. Electron diffraction technique / ed. by I. M. Cowley. – Oxf., 1992-93. – V. 1-2.
113. Feldmann K. Comparison of quantitative texture analysis results from time-of-flight and conventional neutron diffraction / K. Feldmann, M. Betzl, A. Andreeff et al. // *Texture Cryst.Solids*. – 1980. – P.1-11.

114. Flynn P.W. On the thermally activated mechanism of prismatic slip in magnesium single crystals / P. W. Flynn, J. Mote, J. E. Dorn // Trans TMS-AIME. – P. 1148-1154.
115. Gharghouri M. A. Study of the mechanical properties of Mg-7.7at.% Al by in-situ neutron diffraction / M. A. Gharghouri, G. C. Weatherly, J. D. Embury et al. // Philosophical Magazine. A, Physics of Condensed Matter, Defects and Mechanical Properties. – 1999. – P. 1671-1695.
116. Gharghouri M.A. Ph.D. Thesis: Study of the Mechanical Properties of Magnesium-8.5wt/% Aluminum by In Situ Neutron Diffraction / M. A. Gharghouri. – McMaster University, 1997.
117. Gradinger R. Magnesium wrought alloys for automotive applications. in 2003 TMS / R. Gradinger, P. Stolfig // Annual Meeting: Magnesium Technology. – San Diego, 2003. – P. 231-236.
118. Gray III G. T. Deformation twinning in Al-4.8 wt-percent Mg. / G. T. Gray III // Acta Metallurgica. – 1988. – P. 1745-1754.
119. Gray III G. T. Deformation twinning: influence of strain rate, in Advances in Twinning, S. Ankem and C.S. Pande, Editors / G. T. Gray III // The Minerals, Metals, and Materials Society. – 1999. – P.337-349.
120. Gray III G. T. The influence of interstitial content, temperature, and strain rate on deformation twin formation, in Advances in Twinning, S. Ankem and C.S. Pande, Editors / G. T. Gray III, G. C. Kaschner, T. A. Mason et al. // The Minerals, Metals, and Materials Society. – 1999. – P. 157-170.
121. Groves G.W. Independent slip systems in crystals / G. W. Groves, A. Kelley // The Philosophical Magazine. – 1963. – P. 877-887.
122. Gsell C. Application of the plane simple shear test for determination of the plastic behavior of solid polymers at large strains / C. Gsell, S. Boni, S. Shrivastava // J. Mater Sci. – 1983. – P. 903-918.
123. Haesener F. Topographische Anordnung von Kristallorientierungen in gewalztem hochreinem Kupfer bestimmt mittels elektronenmikroskopischer

- Feinbereichabeugung / F. Haesener, U. Jakubowski, M. Wilkens // *Acta met.* – 1966. – P. 454-457.
124. Harold A. Stand und Entwicklungstendenzen der Automatisierung der Röntgenpulverdiffraktometrie / A. Harold // *Frieberg. Forschunsh.* – 1984. – № 243. – P.7-10.
125. Hasegawa T. Forward and reverse rearrangements of dislocations in tangled walls / T. Hasegawa, T. Yakou, U. F. Kocks // *Mater Sci Eng.* – 1986. – P. 189-199.
126. Hill R. A theory of the yielding and plastic flow of anisotropic metals / R. Hill // *Proceedings of the Royal Society of London. – Series A. Containing papers of a mathematical and physical character*, 1948. – P. 281.
127. Hill R. *The Mathematical Theory of Plasticity* / R. Hill. – Clarendon Press, 1950.
128. Hirsch J. Texture development during rolling in Cu and Cu-Zn alloys / J. Hirsch, K. H. Vernich, K. Luche // *Mater. Proc. 6-th ICOTOM.* – Tokyo: Iron and Steel Inst. of Japan. – 1981. – P.239-255.
129. Hodge P. G. A new method of analyzing stresses and strains in work hardening plastic solids / P. G. Hodge // *Journal of Applied Mechanics.* – 1957. – P. 482–483.
130. Hoferlin E. An accurate model of texture and strain-path induced anisotropy / E. Hoferlin, A. Van Bael, P. Van Houtte et al. // *Proc. of the 4th Int. Conf. and Workshop on Numerical Simulation of 3D Sheet Forming Processes. University of Franche-Comte and ENSMM.* – Besancon, 1999. – P. 91-96.
131. Hosford W. F. A generalized isotropic yield criterion / W. F. Hosford *Journal of Applied Mechanics-Transactions of the ASME/* – 1972. – P. 607-609.
132. Hosford W. F. *The Mechanics of Crystals and Textured Polycrystals* / W. F. Hosford. – New York: Oxford University Press, 1993.
133. Hosford W.F. Texture strengthening / W. F. Hosford // *Metals Engineering Quarterly.* – 1966. – P. 13-19.
134. Hsu S.S. On the torsional deformation and recovery of single crystals / S. S. Hsu, B. D. Cullity // *Trans. AIME.* – 1954. – P. 305-312.

135. Hu Z. Work-hardening behavior of mild steel under cyclic deformation at finite strains / Z. Hu // *Acta Metallurgica et Materialia*. – 1994. – P. 348-349.
136. Hu Z. Work-hardening behavior of mild steel under stress reversal at large strains / Z. Hu, E. F. Rauch, C. Teodosiu // *International Journal of Plasticity*. – 1992. – P. 839-856.
137. Hull D. Effect of grain size and temperature on slip, twinning and fracture in 3% silicon iron / D. Hull *Acta Metall.* – 1961. P. 191-204.
138. Jain A. Measuring the temperature dependence of the flow surface of magnesium alloy sheet / A. Jain, S. R. Agnew // *Magnesium Technology 2005 in TMS (The Minerals, Metals & Materials Society) 2005*. – San Francisco, U.S.A: TMS (The Minerals, Metals & Materials Society), 2005.
139. Karaman I. Modeling the deformation behavior of Hadfield steel single and polycrystals due to twinning and slip. / I. Karaman, H. Sehitoglu, A. J. Beaudoin et al. // *Acta Materialia*. – 2000. – P.203-204.
140. Karaman I. The effect of twinning and slip on the Bauschinger effect of Hadfield steel single crystals / I. Karaman, H. Sehitoglu, Y. I. Chumlyakov et al. // *Metall Mater Trans A*. – 2001. – P. 695-706.
141. Kelley A. Crystallography and crystal defects / A. Kelley, G. W. Groves. – Harlow, 1970.
142. Kelley E. W. Plane-strain compression of magnesium and magnesium alloy crystals / E. W. Kelley, W. F. Hosford // *Transactions of the Metallurgical Society of AIME*. – 1968. P. 5-13.
143. Kelley E. W. The deformation characteristics of textured magnesium / E. W. Kelley, W. F. Hosford *Transactions of the Metallurgical Society of AIME*. – 1968. – P. 654-661.
144. Keshavarz Z. In-situ investigation of twinning behavior in Mg-3Al-1Zn. / Z. Keshavarz, M. R. Barnett // *Magnesium Technology*. San Francisco, 2005. – P. 171-175.
145. Khan A.S. *Continuum Theory of Plasticity* / A. S. Khan, S. Huang. – New York: John Wiley & Sons, Inc., 1995.

146. Kleiner S. Mechanical anisotropy of extruded Mg-6% Al-1% Zn alloy / S. Kleiner, P. J. Uggowitzer // Mater Sci Eng A. – 2004. – P. 258-263.
147. Kleinstuck K. Texturuntersuchungen von Metallen mittels Neutron beugung / K. Kleinstuck, J. Tobisch // Krist. und Tech. – 1976. – № 4. – P.409-429.
148. Klimanek P. Microstructure evolution under compressive plastic deformation of magnesium at different temperatures and strain rates / P. Klimanek, A. Potzsch // Mater Sci Eng A. – 2002. – P. 145-150.
149. Kocks U.F. Texture and Anisotropy / U. F. Kocks, C. N. Tome, H. R. Wenk. – Cambridge University Press, 1998.
150. Kocks U.F. The importance of twinning for the ductility of CPH polycrystals / U. F. Kocks, D. G. Westlake // Transactions of the Metallurgical Society of AIME. – 1967. P. 1107-1109.
151. Koike J. Enhanced deformation mechanisms by anisotropic plasticity in polycrystalline Mg alloys at room temperature / J. Koike // Metallurgical and Materials Transactions A. – 2005. – P. 1689-1696.
152. Koike J. Geometrical criterion for the activation of prismatic slip in AZ61 Mg alloy sheets deformed at room temperature / J. Koike, R. Ohyama // Acta Mater. – 2005. P. 1963-1972.
153. Koike J. The activity of non-basal slip systems and dynamic recovery at room temperature in fine-grained AZ31B magnesium alloys / J. Koike, T. Kobayashi, T. Mukai et al. // Acta Materialia. – 2003. – P. 2055-2065.
154. Kronberg M.L. A structural mechanism for the twinning process on $-1012-$ in hcp metals / M. L. Kronberg .. Acta Metallurgica – 1968. – P. 29-34.
155. Kurdjumow G. Z. Phys / G. Kurdjumow, S. Gachs. – 1930. – P. 592-599.
156. Lahaie D. A note on the deformation of fine grained magnesium alloys / D. Lahaie, J. D. Embury, M. M. Chadwick et al. // Scripta Metall Mater. – 1992. – P. 139-142.
157. Lebensohn R. A. A self-consistent anisotropic approach for the simulation of plastic deformation and texture development in polycrystals application to

- zirconium alloys / R. A. Lebensohn, C. N. Tome // *Acta Metallurgica et Materialia*. – 1993. – P 2611-2624.
158. Lee D. An experimental determination of the yield locus for titanium and titanium alloy sheet / D. Lee, W. A. Backofen. – NOw65-0124-d., 1965.
159. Li S. Finite element modeling of plastic anisotropy induced by texture and strain-path change / S. Li, E. Hoferlin, A. Van Bael et al. // *International Journal of Plasticity*. – 2003. – P. 647-674.
160. Liu Y. Some results on the detwinning process in NiTi shape memory alloys / Y. Liu, Z. Xie, J. V. Humbeeck et al. // *Scripta Mater.* – 1999. P. 1273-1281.
161. Liu Y. Twinning and detwinning of $\langle 011 \rangle$ type II twin in shape memory alloy / Y. Liu, Z. L. Xie // *Acta Mater.* – 2003. – P. 5529-5543.
162. Lopes A. B. Effect of texture and microstructure on strain hardening anisotropy for aluminum deformed in uniaxial tension and simple shear / A. B. Lopes, F. Barlat, J. J. Gracio et al. // *Int J Plasticity*. – 2003. P. 1-22.
163. Lou X. Y. MS Thesis Hardening Evolution of AZ31B Mg Sheet / X. Y. Lou .. Department of Materials Science and Engineering. – Columbus: The Ohio State University, 2005.
164. Lou X.Y. Hardening evolution of AZ31B Mg sheet / X. Y. Lou, M. Li, R. K. Boger et al. // *International Journal of Plasticity*, submitted.
165. Lucke K. On problem of representation of the true orientation distribution function from pole figures / K. Lucke, J. Pospiesh, J. Jura // *Acta met.* – 1981. – № 1. – P.167-185.
166. Mahajan S. Deformation twinning in metals and alloys / S. Mahajan, D. F. Williams // *International Metallurgical Reviews*. – 1973. – P. 43-61.
167. Marcinkowski M.J. The plastic deformation of chromium at low temperatures / M. J. Marcinkowski, H. A. Lipsitt // *Acta Metall.* – 1962. – P. 95-111.
168. Margolin H. The grain boundary contribution to the Bauschinger effect / H. Margolin, F. Hazaveh, H. Yaguchi // *Scripta Metall Mater.* – 1978. – P. 1141-1145.

169. Mathewson C. H. Twinning in beryllium, magnesium, zinc and cadmium / C. H. Mathewson, A. J. Phillips // Transactions of the Metallurgical Society of AIME. – 1928/ – P. 445-452.
170. Matthies S. On reproducibility of orientation distribution function of texture samples from pole figures / S. Matthies // Phys. status Solidi. – 1979. – № 2. – P.167-185.
171. Matthies S. Form Effect in Description of the orientation Distribution function of Texturized Materials by Model Components / S. Matthies // Phys. status Solidi. – 1982. – № 6. – P.705-716.
172. Matthies S. Standart function in the Texture analyse / S. Matthies // Phys. status Solidi. – 1980. – № 1. – P.111-115.
173. Meyers M. A. The effect of grain-size on the high-strain, high-strain-rate behavior of copper / M. A. Meyers, U. R. Andrade, A. H. Chokshi // Metallurgical and Materials Transactions. – A, Physical Metallurgy and Materials Science. – 1995. P. 2881-2893.
174. Meyers M.A. The onset of twinning in metals: A constitutive description / M. A. Meyers, O. Vohringer, V. A. Lubarda Acta Materialia. – 2001. – P. 4025-4039.
175. Miura S. Deformation behavior of Mg alloy single crystals at various temperatures / S. Miura, S. Yamamoto, K. Ohkubo et al. // Materials Science Forum. – 2000. – P. 183-188.
176. Miura S. Unpublished research / S. Miura. – Hokkaido: Hokkaido University, 2004.
177. Moiseev V.F. Change of the deformation mechanism –slip twinning– in polycrystalline alpha-iron / V. F. Moiseev, V. I. Trefilov Physica Status Solidi. – 1966. – P. 881-895.
178. Molinari A. A self consistent approach of the large deformation polycrystal viscoplasticity / A. Molinari, G. R. Canova, S. Ahzi // Acta Metallurgica. – 1987. – P. 2983-2994.

179. Mroz Z. An attempt to describe the behavior of metals under cyclic loads using a more general work hardening model / Z. Mroz // *Acta Mechanica*. – 1969. – P. 199–212.
180. Mroz Z. On the description of anisotropic work-hardening / Z. Mroz // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. – 1967. – P. 163-175.
181. Mucklich A. Investigation into the development of rolling texture of some FCC metals / A. Mucklich, J. Tobisch, K. Kleinstuck, K. Henning // *Texture materials / Proc. 5-th ICOTOM*. Aachen. – Berlin: Springer, 1978. – P.243-273.
182. Mura T. *Micromechanics of Defects in Solids: Martinus-Nijhoff* / T. Mura. – The Hague, 1987.
183. Nave M.D. Microstructures and textures of pure magnesium deformed in plane-strain compression / M. D. Nave, M. R. Barnett // *Scripta Materialia*. – 2004. – P. 881-885.
184. Nobre J. P. Deformation asymmetry of AZ31 wrought magnesium alloy / J. P. Nobre, U. Noster, M. Kornmeier et al // *Key Engineering Materials*. – 2002. – P. 267-270.
185. Noster U. Bauschinger effect and deformation twinning of magnesium alloy AZ31 / U. Noster, B. Scholtes // *Harterei-Technische Mitteilungen*. – P. 322-327.
186. Obara T. $\{11\bar{2}2\}\langle -1\bar{1}23\rangle$ slip system in magnesium / T. Obara, H. Yoshinga, S. Morozumi // *Acta Metallurgica*. – 1973. – P. 845-853.
187. Orowan E. Chapter 3 Dislocations and mechanical properties, in *Dislocations in Metals* / E. Orowan, M. Cohen. –New York: AIME, 1954. – P. 69-195.
188. Partridge P. G. Cyclic twinning in fatigued close-packed hexagonal metals / P. G. Partridge // *The Philosophical Magazine*. –1965. –P. 1043-1054.
189. Partridge P.G. The crystallography and deformation modes of hexagonal close-packed metals / P. G. Partridge // *Metallurgical Reviews*. – 1967. –P. 169-194.
190. Peirce D. An analysis of nonuniform and localized deformation in ductile single crystals / D. Peirce, R. J. Asaro, A. Needleman. – *Acta Metallurgica*, 1982.– P. 1087-1119.

191. Peirce D. Material rate dependence and localized deformation in crystalline solids // D. Peirce, R. J. Asaro, A. Needleman. – *Acta Metallurgica*, 1951-1976, 1983.
192. Pospiesh J. The orientation density function of single crystals from growth-selection experiments / J. Pospiesh, J. Gerhard // *Mater. proc. 5-th ICOTOM*, Aachen, 1978. – P.483-490.
193. Pospiesh J. The rolling textures of copper and α -brasses discussed in terms of orientation distribution function / J. Pospiesh, K. Lucke // *Acta met.* – 1975. – № 8. – P.997-1007.
194. Prager W. A new method of analyzing stresses and strains in work hardening plastic solids / W. Prager // *Journal of Applied Mechanics*. –1956. –P. 493–496.
195. Prager W. Recent developments in the mathematical theory of plasticity / W. Prager // *Journal of Applied Physics*. – 1949. – P. 235-241.
196. Prager W. The theory of plasticity: A survey of recent achievements / W. Prager // *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*. – 1955. – P. 41.
197. Rauch E.F. Dislocation substructures in mild steel deformed in simple shear / E. F. Rauch, J. H. Schmitt // *Mater Sci Eng A*. – 1989. –P. 441-448.
198. Rauch E.F. Plastic anisotropy of sheet metals by simple shear tests / E. F. Rauch // *Mater Sci Eng A*. – 1998. –P. 179-183.
199. Reed-Hill R. E. Additional modes of deformation twinning in magnesium / R. E. Reed-Hill, W. D. Robertson // *Acta Metall.* –1957. P. 717-727.
200. Reed-Hill R. E. Chapter 11 Role of deformation twinning in determining the mechanical properties of metals, in *The Inhomogeneity of Plastic Deformation* / R. E. Reed-Hill American Society for Metals. – Metals Park, Ohio, 1973. – P. 285-311.
201. Reed-Hill R. E. Deformation of magnesium single crystals by nonbasal slip / R. E. Reed-Hill, W. D. Robertson .. *Trans TMS-AIME*. – 1957. – P. 496-502.
202. Reed-Hill R.E. *Physical Metallurgy Principles* / R. E. Reed-Hill, R. Abbaschian. – [3rd ed.]. – Boston: PWS Publ. Company, 1994.

203. Rees D. W. A. Anisotropic hardening theory and the Bauschinger effect / D. W. A. Rees // Journal of Strain Analysis. – 1981. – P. 85-95.
204. Roberts C.S. Magnesium and Its Alloys / C. S. Roberts. – New York and London: John Wiley, 1960.
205. Roe R. J. Description of crystallite orientation in polycrystalline materials. General solution to pole figure inversion / R. J. Roe // J. Appl. Phys. – 1965. – P.2024-2031.
206. Ruer D. Taking into account of the Background in the Vector Method / D. Ruer, R. Baro // Proc. Mater. 6-th ICOTOM. – Tokuo: Iron and Steel Inst. Jap., 1981. – P.1416-1426.
207. Schmid E. Beitrage zur Physik und Metallographie des Magnesiums / E. Schmid // Z. Elektrochem./ – 1931. – P. 447.
208. Schmid E. Uber die mecanische Zwillingsbildung von Zinkkristallen / E. Schmid, Z. Wassermann // Physik/ – 1928. P. 370-383.
209. Sehitoglu H. Detwinning in NiTi alloys / H. Sehitoglu, R. Hamilton, D. Canadinc et al. // Metall Mater Trans A. – 2003. P. 5-13.
210. Serra A. Computer simulation of the structure and mobility of twinning dislocations in hcp metals / A. Serra, R. C. Pond, D. J. Bacon // Acta Metallurgica et Materialia. – 1991. – P.1469-1480.
211. Serra A. Computer simulation of twin boundaries in the h.c.p. metals / A. Serra, D. J. Bacon // Philosophical Magazine. – 1986. – P.793-804.
212. Somekawa H. The press formability in magnesium alloy AZ31./ H. Somekawa, M. Kohzu, S. Tanabe et al.// Materials Science Forum. – 2000. – P. 177-182.
213. Song S.G. Influence of temperature and strain-rate on slip and twinning behavior of Zr. / S. G. Song, G. T. Gray III // Metallurgical and Materials Transactions. – A, Physical Metallurgy and Materials Science. – 1995. –P. 2665-2675.
214. Spunnar J. Texture and neutron diffraction / J. Spunnar // Atom. Energy Rev. 1976. –№ 2. – P.199-261.

215. Staroselsky A. A constitutive model for hcp materials deforming by slip and twinning: application to magnesium alloy AZ31B / A. Staroselsky, L. Anand // Int J Plasticity. – 2003. – P. 1843-1864.
216. Stoloff N. S. Deformation and fracture of polycrystalline cadmium / N. S. Stoloff, M. Gensamer // Transactions of the Metallurgical Society of AIME. – 1963. – P. 70-80.
217. Styczynski A. Cold rolling textures in AZ31 wrought magnesium alloy / A. Styczynski, C. Hartig, J. Bohlen et al. // Scripta Materialia. – 2004. – P. 943-947.
218. Taylor G.I. Plastic strain in metals / G. I. Taylor // Journal of the Institute of Metals. – 1938. – P. 307-324.
219. Teodosiu C. Evolution of the intragranular microstructure at moderate and large strains: modelling and computational significance / C. Teodosiu, Z. Hu // Proceedings of Numiform'95 on Simulation of Materials Processing: Theory, Methods and Applications. – Balkema, 1995. – P. 173–182.
220. Teodosiu C. Microstructure in the continuum modelling of plastic anisotropy / C. Teodosiu, Z. Hu // Proceedings of the 19th Riso International Symposium on Materials Science: Modelling of Structure and Mechanics of Materials from Microscale to Product. Riso National Laboratory, Roskilde, Denmark. – 1998. – P.149-168.
221. Thompson N. Twin formation in cadmium / N. Thompson, D. J. Millard // Philosophical Magazine. – 1953. – P. 422-440.
222. Tobisch J. The development of rolling texture in α -brass determined by neutron diffraction / J. Tobisch, A. Mucklich // Ntxture. – 1974. – № 4. – P.211-231.
223. Uspenski N. Z. Phys. / N. Uspenski, S. Konobejewski. – 1923. – P. 215-227.
224. Venables J. A. Deformation twinning in face-centred cubic metals / J. A. Venables // Philosophical Magazine. – 1961. – N 6. – P. 379-396.
225. Venables J.A. Deformation twinning in fcc metals, in Deformation Twinning./ R. E. Reed-Hill, J. P. Hirth, et al. // Editors. Gordon and Breach Science Publishers, 1964. – P. 77-116.

226. Von Mises R. Mechanik der plastischen formänderung von kristallen / Von Mises R, Z. Angew // Math. – Mech., 1928. – P. 161-185.
227. Vordeja J.J. Representation Tridimensional de la textura por el de Roe-Bunge. Applicationa una chera de Fe-17%Cr recrestallizada / J. J. Vordeja, L. Fernande, Gю Cabal // Rev. met. CENJM. – 1976. – № 5. – P.260-265.
228. Wheeler R. G. Multiaxial plastic flow of Zircaloy-2 determined from hardness data / R. G. Wheeler, D. R. Ireland // Electrochem Soc. Symposium on Zirconium Alloys, 1965.
229. Lou X.Y. MS Thesis: Hardening Evolution of AZ31B Mg Sheet. Department of Materials Science and Engineering. – Columbus: The Ohio State University, 2005.
230. Yoo M.H. Nonbasal deformation modes of HCP metals and alloys: role of dislocation source and mobility / M. H. Yoo, J. R. Morris, K. M. Ho et al. // Metall Mater Trans A. – 2002. – P. 813.
231. Yoo M.H. Slip, twinning, and fracture in hexagonal close-packed metals / M.H.Yoo // Metallurgical Transactions. – 1981. – P.409-418.
232. Yukutake E. Anisotropy and non-uniformity in plastic behavior of AZ31 Magnesium alloy plates / E. Yukutake, J. Kaneko, M. Sugamata // Mater Trans. – 2003. – P. 452-457.
233. Ziegler H. A modification of Prager's hardening rule / H. Ziegler // Quarterly of Applied Mathematics. – 1959. – P. 55-65.