

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P17-86-683

И. Дерфель

**МОДЕЛЬ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ДЕФОРМАЦИИ
В КУБИЧЕСКИХ ОБЪЕМНО-ЦЕНТРИРОВАННЫХ
МЕТАЛЛАХ**

1986

Моделирование текстур, возникающих при пластической деформации, базируется на теоретических подходах Тейлора^{/1/}, Сакса^{/2/} или обобщающих эти подходы моделях Лефферса^{/3/} и самосогласованной модели^{/4/}. Основные положения теории Тейлора изложены в^{/5/}. Эта теория содержит минимум вычислительных трудностей и при этом дает вполне приемлемые результаты с точки зрения сравнения с экспериментом. В то же время модель Сакса^{/2/}, являясь более простой по сравнению с моделью Тейлора, дает для поликристаллов неудовлетворительные результаты, а вычисленные по модели Тейлора полюсные фигуры заметно резче, чем экспериментальные. Можно ожидать, что более сложные модели образования текстур, как, например, самосогласованные модели или модель Лефферса, дадут лучшее согласие с экспериментом, но этот вопрос пока остается открытым.

МОДЕЛЬ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Хоннеф и Мекинг^{/6/} приняли во внимание изменение формы отдельных кристаллитов образца в процессе сильной деформации. Ван Хутте^{/7/} расширил на базе этих представлений классическую модель Тейлора. Из металлографических исследований различных материалов известно, что зерна меняют свои формы при сильных пластических деформациях, становятся длинными, тонкими или дисковидными. При этом размеры зерен до деформации были почти изотропными. Изменение формы кристаллов зависит не только от геометрии деформаций, но также от свойств материала.

Существенным в работах^{/6/} и^{/7/} был отказ от предположения Тейлора, согласно которому деформация каждого зерна образца соответствует деформации всего образца. Металлографические исследования показывают, что, как правило, после деформации в материале присутствуют зерна лишь одного типа, а вместо пяти совместно действующих систем скольжения, как предполагается в классической модели, обнаруживаются иногда только три или четыре. Реальная деформация материала не происходит однородным образом. Из этого следует, что между соседними зернами могут быть проблемы прилегания.

Рассмотрим, например, дисковидные зерна: у них существуют три вида граней: А, В и С /рис.1/. Если имеется неполное прилегание больших граней А, следует ожидать большого изменения объе-

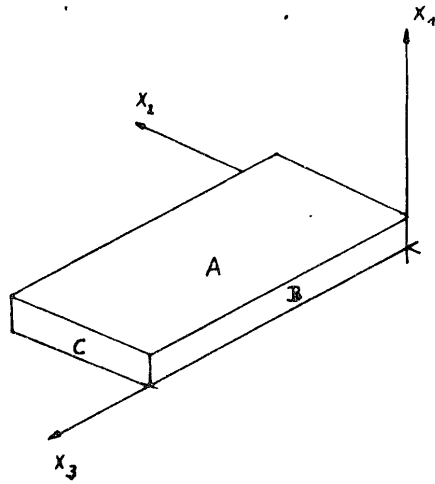


Рис.1а. Дисквидное зерно. x_3 - направление прокатки, x_1 - направление нормали к плоскости прокатки, x_2 - поперечное направление.

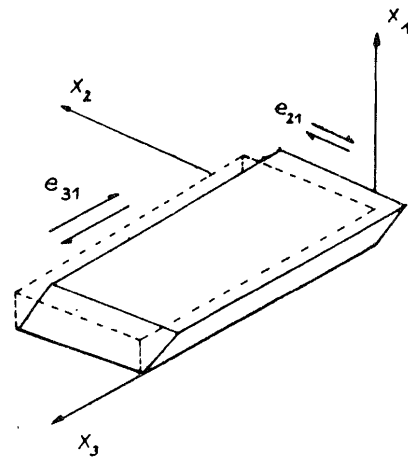


Рис.1б. Дисквидное зерно с релаксационными сдвигами e_{21} и e_{31} .

ма, чего в действительности не происходит. Если проблемы прилегания возникают у малых граней В и /или/ С, ими можно пренебречь. Из рис. 1 видно, что допустимы только сдвиги e_{21} и e_{31} . Грани типа А должны претерпеть ту же деформацию, что и макроскопическая x_2x_3 -плоскость.

Эти изменения классической модели Тейлора приводят к так называемой модели релаксационной деформации /МРД/. У дисквидных зерен могут возникать релаксационные сдвиги e_{21} и e_{31} . Это так называемая "pancake"-модель, разновидность МРД. Вторая разновидность - это "lath"-модель, когда после большой деформации возникают зерна в виде сигары. В этом случае встречается только релаксационный сдвиг e_{31} . Ясно, что в этих моделях тензор деформации образца и тензор деформации отдельного кристаллита уже не совпадают. Компоненты макроскопического тензора деформации хорошо известны. В микроскопическом тензоре деформации величина релаксационных сдвигов зависит от ориентировки кристаллита, поэтому компоненты релаксации следует вычислить для каждого зерна. Их величина входит в расчет.

Изменения ориентировки после деформации происходят так же, как описано в работе /10/, число одновременно действующих систем скольжения для реализации любой деформации зависит от числа заданных компонентов тензора деформации. Их число в классической модели - пять, в "pancake"-модели - три и в "lath"-модели - четыре.

Системы скольжения кубической объемно-центрированной /ОЦК/ структуры, которая нас интересует, следующие: $\{110\} \langle 111 \rangle$ и $\{112\} \langle 111 \rangle$, и каждая состоит из 12 эквивалентных членов. Поэтому нам надо различать три случая. Если принимать во внимание действие одного семейства систем скольжения, тогда существует $\binom{12}{3} = 220$ возможностей выбора трех систем скольжения из 12 эквивалентных. Это справедливо в случае действия $\{110\} \langle 111 \rangle$ или $\{112\} \langle 111 \rangle$. Если принимать во внимание действие обеих групп систем скольжения, существует $\binom{24}{3} = 2024$ возможностей выбора. Вышесказанное относится к "pancake"-модели. Для "lath"-модели существует $\binom{12}{4}$ или $\binom{24}{4}$ возможностей выбора соответственно. Это меньше возможностей выбора, чем в классической модели Тейлора, где существует $\binom{12}{5}$ или, соответственно, $\binom{24}{5}$. Условием выбора комбинаций систем, скольжения которых будут работать, является минимум фактора Тейлора:

$$M = \sum_{i=1}^k |y_i| r_c^i = \min, \quad r_c^i = 1. \quad /1/$$

В классической модели $k = 5$ и в МРД $k = 3$ или $k = 4$. Мы рассмотрим случай холодной прокатки поликристаллического ниобия. Тензор деформации образца нам известен:

$$T^S = \begin{bmatrix} -\epsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{bmatrix}. \quad /2/$$

После сильной деформации в ниобии возникают дискообразные зерна /11/, поэтому мы будем использовать "pancake"-модель. Микроскопический тензор деформации имеет вид:

$$T^k = \begin{bmatrix} -\epsilon & 0 & 0 \\ \epsilon_{21} & 0 & 0 \\ \epsilon_{31} & 0 & \epsilon \end{bmatrix}. \quad /3/$$

Чтобы принять во внимание релаксационные сдвиги, в классическую модель Тейлора надо вводить поправочные члены. В классической модели Тейлора модули скольжения являются решениями системы из пяти линейных уравнений. Их правые части состоят из компонентов тензора деформации в координатах кристалла. Элементы матрицы коэффициентов состоят из симметричных частей тензора скольжения S_{ijk}^s /5/. В случае МРД система линейных уравнений также имеет пятый порядок. Но здесь /"pancake"-модель/ неизвестными являются три модуля скольжения и две величины релаксации. Поэтому в матрицу коэффициентов входят релаксационные сдвиги после трансфор-

мации и симметризации. Правые части уравнений - есть элементы макроскопического тензора деформации в координатах кристалла. Они выражаются следующим образом:

$$t_{11}^c = \epsilon [-(\cos \phi_1 \cos \phi_2 - \sin \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi)^2 + \sin^2 \phi_2 \sin^2 \Phi],$$

$$t_{22}^c = \epsilon [(\cos \phi_1 \sin \phi_2 + \sin \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi)(-\cos \phi_1 \sin \phi_2 - \sin \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi) + \cos^2 \phi_2 \sin^2 \Phi],$$

$$t_{33}^c = \epsilon [-\sin^2 \phi_1 \sin^2 \Phi + \cos^2 \Phi],$$

$$\left. \begin{matrix} t_{12}^c \\ t_{21}^c \end{matrix} \right\} = \epsilon [(\cos \phi_1 \cos \phi_2 - \sin \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi)(\cos \phi_1 \sin \phi_2 + \sin \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi) + \cos \phi_2 \sin^2 \Phi \sin \phi_2], \quad /4/$$

$$\left. \begin{matrix} t_{13}^c \\ t_{31}^c \end{matrix} \right\} = \epsilon [-\cos \phi_1 \cos \phi_2 \sin \phi_1 \sin \Phi + \sin^2 \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi \sin \Phi + \sin \phi_2 \sin \Phi \cos \Phi],$$

$$\left. \begin{matrix} t_{23}^c \\ t_{32}^c \end{matrix} \right\} = \epsilon [\cos \phi_1 \sin \phi_2 \sin \phi_1 \sin \Phi + \sin^2 \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi \sin \Phi + \cos \phi_2 \sin \Phi \cos \Phi].$$

После перехода в систему координат кристалла тензор T^k имеет вид $T^k = \epsilon_{(0)}^{ik} + \epsilon_{31} \epsilon_{(31)}^{ik} + \epsilon_{21} \epsilon_{(21)}^{ik}$, где $\epsilon_{(0)}^{ik}$ - есть преобразования тензора без релаксационных сдвигов ϵ_{31} и ϵ_{32} . Компоненты релаксационных сдвигов, трансформированные в координаты кристалла и симметризированные, имеют вид

$$\epsilon_{(21)}^{11} = (\sin \phi_1 \cos \phi_2 + \cos \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi)(\cos \phi_1 \cos \phi_2 - \sin \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi),$$

$$\epsilon_{(21)}^{22} = (\sin \phi_1 \sin \phi_2 - \cos \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi) \cos \phi_2 \sin \Phi,$$

$$\epsilon_{(21)}^{33} = \cos \phi_1 \sin \Phi \cos \Phi,$$

$$\left. \begin{matrix} \epsilon_{(21)}^{12} \\ \epsilon_{(21)}^{21} \end{matrix} \right\} = -\frac{1}{2} \sin \phi_1 \sin \Phi - \cos \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi \cos \phi_2 \sin \Phi + \sin \phi_1 \sin^2 \phi_2 \sin \Phi,$$

$$\left. \begin{matrix} \epsilon_{(21)}^{13} \\ \epsilon_{(21)}^{31} \end{matrix} \right\} = -\frac{1}{2} \sin \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi - \frac{1}{2} \cos \phi_1 \sin \phi_2 + \cos \phi_1 \sin^2 \Phi \sin \phi_2,$$

$$\left. \begin{matrix} \epsilon_{(21)}^{23} \\ \epsilon_{(21)}^{32} \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \sin \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi - \frac{1}{2} \cos \phi_1 \cos \phi_2 + \cos \phi_1 \sin^2 \Phi \cos \phi_2,$$

$$\epsilon_{(31)}^{11} = \sin \phi_2 \sin \Phi (\cos \phi_1 \cos \phi_2 - \sin \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi),$$

$$\epsilon_{(31)}^{22} = \cos \phi_2 \sin \Phi (\cos \phi_1 \sin \phi_2 + \sin \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi),$$

$$\epsilon_{(31)}^{33} = -\cos \Phi \sin \phi_1 \sin \Phi,$$

$$\left. \begin{matrix} \epsilon_{(31)}^{12} \\ \epsilon_{(31)}^{21} \end{matrix} \right\} = \sin^2 \phi_2 \sin \Phi \cos \phi_1 + \sin \phi_2 \sin \Phi \sin \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi - \frac{1}{2} \sin \Phi \cos \phi_1,$$

$$\left. \begin{matrix} \epsilon_{(31)}^{13} \\ \epsilon_{(31)}^{31} \end{matrix} \right\} = \cos^2 \Phi \sin \phi_1 \sin \phi_2 - \frac{1}{2} \cos \Phi \cos \phi_1 \cos \phi_2 - \frac{1}{2} \sin \phi_1 \sin \phi_2,$$

$$\left. \begin{matrix} \epsilon_{(31)}^{23} \\ \epsilon_{(31)}^{32} \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \cos \Phi \cos \phi_1 \sin \phi_2 + \sin \phi_1 \cos \phi_2 \cos^2 \Phi - \frac{1}{2} \cos \phi_2 \sin \phi_1.$$

Комбинации трех систем скольжения, которые будут действовать, удовлетворяют условию /1/. С помощью их модулей скольжения, величины релаксационных сдвигов и антисимметричных частей тензора скольжения S_{ijk}^a определяются изменения ориентировки отдельных кристаллитов после деформации:

$$(1 + \Omega)^T = \begin{pmatrix} 1 & -\epsilon_1 & -\epsilon_2 \\ \epsilon_1 & 1 & -\epsilon_3 \\ \epsilon_2 & \epsilon_3 & 1 \end{pmatrix}. \quad /6/$$

/1 + Ω /^T описывает вращение решетки кристаллита после деформации.

$$\begin{pmatrix} 0 & \epsilon_1 & \epsilon_2 \\ -\epsilon_1 & 0 & \epsilon_3 \\ -\epsilon_2 & -\epsilon_3 & 0 \end{pmatrix} = -\eta \cdot \sum_{k=1}^3 \gamma_k \cdot S_{ijk}^a + \delta^{1,2,3}, \quad /7/$$

где $\epsilon_{1,2,3}$ - вспомогательные параметры для вычисления новых ориентировок кристаллитов после деформации. Их смысл подробно обсуждался в работе /12/. S_{ijk}^a - антисимметричная часть тензора деформации /см. /5//, η - степень деформации и δ - антисимметричные части ϵ_{21} и ϵ_{31} на месте тензора вращения Ω .

$$\delta^1 = -\frac{1}{2}\epsilon_{31} \sin \Phi \cos \phi_1 - \frac{1}{2}\epsilon_{21} \cos \Phi,$$

$$\delta^2 = \frac{1}{2}\epsilon_{31} (\sin \phi_1 \sin \phi_2 - \cos \Phi \cos \phi_1 \cos \phi_2) + \frac{1}{2}\epsilon_{21} \sin \Phi \cos \phi_2, \quad /8/$$

$$\delta^3 = \frac{1}{2}\epsilon_{31} (\cos \phi_2 \sin \phi_1 + \cos \Phi \cos \phi_1 \sin \phi_2) - \frac{1}{2}\epsilon_{21} \sin \Phi \sin \phi_2.$$

С помощью величин $\epsilon_{1,2,3}$ можно вычислить новые ориентировки кристаллитов, возникающие после вращения решетки в результате деформации. Формулы для новых ориентировок содержатся в работе /5/.

Как и в классической модели Тейлора, из-за высокой симметрии ОЦК-структуры выбор действующих комбинаций систем скольжения неоднозначен. Существует несколько решений систем линейных уравнений с одинаковым минимальным M . Из них в МРД следует выбрать те, у которых $|\epsilon_{21}|$ и $|\epsilon_{31}|$ минимальны.

ВЫБОР ИСХОДНЫХ ОРИЕНТИРОВОК

Ван Хутте и Эрноу /11/ исследовали, какое минимальное число рассматриваемых зерен дает удовлетворительные результаты моделирования возникающих текстур. Это число зависит от кристаллографической структуры материала и от геометрии деформации /12/.

Необходимо различать два представления результатов:

1. Если в качестве результата выбрать функцию распределения ориентировок, следует взять 147 исходных ориентировок, распределенных равномерно, согласно работе /5/.

2. Если нас интересует ход деформации отдельного зерна /в процессе деформации образца/, нельзя пренебречь тем, что тензоры деформации зерна и образца не совпадают. В нашем случае тензор деформации зерна имеет более низкую симметрию, чем тензор деформации образца. Поэтому следует принимать во внимание тензор деформации зерна и выполнить вычисления в интервале углов Эйлера

$$0 \leq \Phi \leq 54,74^\circ, \quad 0 \leq \phi_2 < 90^\circ, \quad 0 \leq \phi_1 < 360^\circ. \quad /9/$$

Наше исходное состояние для моделирования текстуры в обоих случаях - это материал без текстуры. Исходные кристаллиты должны быть ориентированы равномерно. Поскольку плотность в прост-

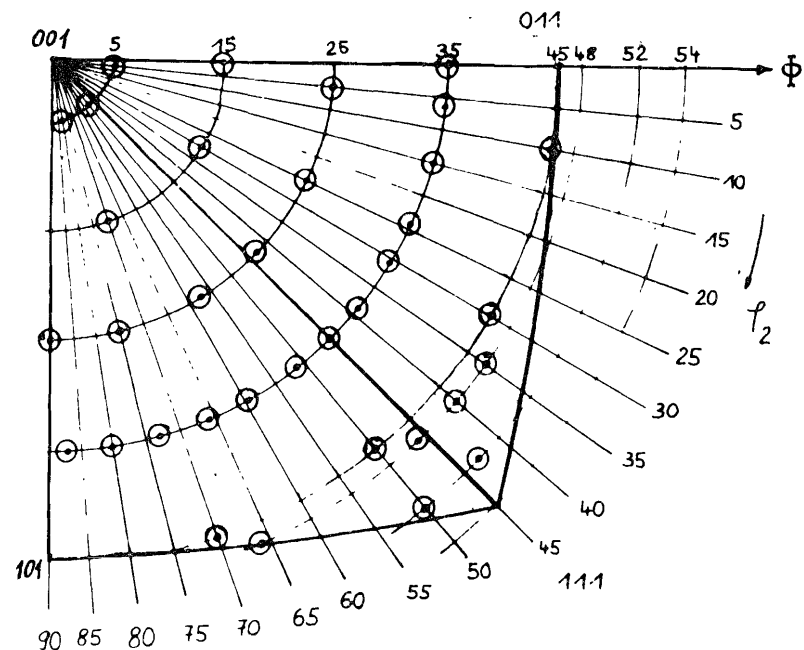


Рис. 2. Пример исходных ориентировок в стереографической проекции, круги вокруг точек обозначают интервал ϕ_1

ранстве углов Эйлера не постоянна, следует выбрать исходные ориентировки согласно инвариантной мере

$$I(\phi_1, \Phi, \phi_2) = \sin \Phi d\phi_1 d\Phi d\phi_2, \quad /10/$$

/см. работы /13/ и /5//.

В первом случае происходит выбор исходных ориентировок аналогично описанному в /5/. Для второго случая одна из возможностей выбора показана на рис.2.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ ПОСЛЕ ДЕФОРМАЦИИ

После деформации возникающие новые ориентировки кристаллитов могут выйти из фундаментальной области. В этом случае можно заменить их эквивалентными в фундаментальной области.

Для первого случая /147 ориентировок/ способ замены ориентировок изложен в /5/. Во втором случае замена идет следующим образом: матрицу эквивалентных ориентировок получают по формуле

$$O^E = g^c \cdot O \cdot g^s, \quad /11/$$

где g^c и g^s являются преобразованиями эквивалентности кристалла и зерна соответственно.

Тензор деформации зерна T^k имеет триклинную симметрию. Рассматривая формулу фундаментальной области /согласно /11// в стереографической проекции /рис.2/, легко видеть, что существует 4 возможности выхода из этой области.

1. $\phi_2 < 0^\circ$: эквивалентные ориентировки в фундаментальной области получаются по формулам:

$$\Phi^E = \Phi, \quad \phi_2^E = \frac{\pi}{2} + \phi_2, \quad \phi_1^E = \phi_1. \quad /12/$$

2. $\phi_2 \geq 90^\circ$:

$$\Phi^E = \Phi, \quad \phi_2^E = -\frac{\pi}{2} + \phi_2, \quad \phi_1^E = \phi_1. \quad /13/$$

3. Граница между направлениями [101] и [111] /главный круг ($\bar{1}01$):

$$\Phi^E = \arccos(\sin \phi_2 \sin \Phi),$$

$$\phi_2^E = \arcsin \left[\frac{\cos \phi_2 \sin \Phi}{\sqrt{1 - \sin^2 \phi_2 \sin^2 \Phi}} \right],$$

$$\phi_2^E = \arccos \left[\frac{\cos \Phi}{\sqrt{1 - \sin^2 \phi_2 \sin^2 \Phi}} \right], \quad /14/$$

$$\phi_1^E = \arcsin \left[\frac{\cos \phi_1 \cos \phi_2 - \sin \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi}{\sqrt{1 - \sin^2 \phi_2 \sin^2 \Phi}} \right],$$

$$\phi_1^E = \arccos \left[\frac{-\sin \phi_1 \cos \phi_2 - \cos \phi_1 \sin \phi_2 \cos \Phi}{\sqrt{1 - \sin^2 \phi_2 \sin^2 \Phi}} \right].$$

4. Граница между направлениями [011] - [111] /главный круг ($0\bar{1}1$):

$$\Phi^E = \arccos(\cos \phi_2 \sin \Phi),$$

$$\phi_2^E = \arcsin \left[\frac{\cos \Phi}{\sqrt{1 - \cos^2 \phi_2 \sin^2 \Phi}} \right],$$

$$\phi_2^E = \arccos \left[\frac{\sin \phi_2 \sin \Phi}{\sqrt{1 - \cos^2 \phi_2 \sin^2 \Phi}} \right],$$

$$\phi_1^E = \arcsin \left[\frac{-\cos \phi_1 \sin \phi_2 - \sin \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi}{\sqrt{1 - \cos^2 \phi_2 \sin^2 \Phi}} \right] \quad /15/$$

$$\phi_1^E = \arccos \left[\frac{\sin \phi_1 \sin \phi_2 - \cos \phi_1 \cos \phi_2 \cos \Phi}{\sqrt{1 - \cos^2 \phi_2 \sin^2 \Phi}} \right].$$

После каждого шага деформации необходимо проверить, находятся ли новые ориентировки в фундаментальной области. Если нет, необходимо это исправить с помощью формул /10/-/13/. Таким образом, каждая сеть новых ориентировок может быть использована в качестве исходной ориентировки для следующего шага деформации. Конечная деформация состоит из ряда малых деформаций, выполненных последовательно.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

МРД, по сравнению с классической моделью, требует больше затрат на программирование и больше времени вычислений. Однако она доказала свое право на существование в случае сильной прокатки кубических гранецентрированных материалов /7, 14/. Полученные с помощью этой модели полюсные фигуры для меди и алюминия лучше совпадают с экспериментальными, чем вычисленные в рамках классической модели Тейлора.

Для ОЦК-материалов, однако, вопрос о предпочтительной модели до сих пор открыт. Существуют разные мнения о предсказательной силе МРД /15, 16/. Представляется перспективным комбинировать модели Тейлора и МРД. Численные расчеты в этом направлении выполняются в вычислительном центре Университета им. Гумбольдта в Берлине.

Пока нет универсальной модели пластической деформации. Каждая из существующих моделей имеет свои достоинства и недостатки. Тем не менее некоторые критерии для выбора модели имеются. К их числу относятся вид и степень деформации, кристаллическая структура, изменение формы зерен, упрочнение, асимметрия скольжения или отношение критических сдвигов составляющих напряжений отдельных систем скольжения и другие. Кроме того, при выборе модели приходится учитывать производительность используемой ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor G.J. J.Inst.Metals, 1938, 62, p.307.
2. Sachs G. Z.Ver.Deut.Ingen. 1928, 72, p.734.
3. Leffers T. Risø Report No.184, Danish Atomic Energy Commission, Research Establishment Risø, Roskilde 1968.
4. Berveiller M., Hihl A., Zaoui A. Proc. ICOTOM 6, 1981, p.452.
5. Дерфель И. ОИЯИ, P17-85-886, Дубна, 1985.
6. Honneff H., Mecking H. Proc. ICOTOM 5, 1978, 1, p.265.
7. Van Houtte P. Proc. ICOTOM 6, 1981, p.428.
8. Kocks U.F., Chandra H., Acta Metall. 1982, 30, p.695.
9. Thompson S.J., Flewitt P.E.J. J. of Less-Common Metals, 1975, 40, p.259.
10. Вальтер К., Дерфель И. ОИЯИ, P17-84-452, Дубна, 1984.

11. Van Houtte P., Aernoudt E. Mat.Sci.Engin., 1976, 23, p.11.
12. Pospiech J., Krist.u.Techn., 1972, 7, p.1057.
13. Bunge H.-J. Texture Analysis in Materials Science. Mathematical Methods, Butterworth 1982.
14. Honneff H., Mecking H. Proc. ICOTOM 6, 1981, p.347.
15. Van Houtte P., Proc. ICOTOM 7, 1984, p.7.
16. Raphanel J.L., van Houtte P., Acta Metall, 1985, 33, p.1481.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 октября 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Дерфель И. P17-86-683
 Модель релаксационной деформации
 в кубических объемно-центрированных металлах

Изложены основы модели релаксационной деформации и представлен формализм численного расчета модельных текстур. На основе этой модели рассматривается случай холодной прокатки ОЦК-поликристаллита для больших деформаций и исследуется необходимая после расчета обработка данных. Детально обсуждается влияние симметрии кристалла и деформации на ход расчета.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой.

Dörfel J. P17-86-683
 The Relaxed Taylor Theory in Body Centered
 Cubic Metals

The basis of the relaxed Taylor theory and its realization by computer simulation of texture prediction is introduced. The case of a heavily cold-rolled polycrystal of a bcc-type is considered, where an attention is paid to the handling of computer results. Especially the influence of the symmetry of both the crystal and deformation is discussed in detail.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986