

УДК 537.31+539.38

©1993

РОЛЬ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СКАЧКООБРАЗНОЙ ДЕФОРМАЦИИ АЛЮМИНИЯ

В.С.Бобров, М.А.Либёдкин

Представлены результаты исследований низкотемпературной скачкообразной деформации алюминия и сопровождающих ее электрических откликов, связанных с увлечением электронов проводимости при движении дислокаций и термоэдс при тепловых возбуждениях деформируемых кристаллов. Сделан вывод, что неустойчивость деформации обусловлена взаимосвязанными процессами динамического движения дислокационных скоплений и термостимулированного формирования дислокационных лавин.

Скачкообразная деформация — типичная особенность деформации кристаллов при низких температурах [1-3]. Существуют различные причины такого поведения материалов: нестабильность дислокационного скольжения и двойникование, трещинообразование при низкотемпературном охрупчивании, структурные и фазовые превращения. Проблемы низкотемпературной скачкообразной деформации при дислокационном скольжении наиболее детально исследованы применительно к кристаллам алюминия и его сплавов. Изучалось влияние различных факторов на характер пластического течения этих материалов: температуры и скорости деформирования, ориентации и размеров образцов, структуры и примесного состава [2-4]. При обсуждении причин, приводящих к нестабильности деформации, использовались представления о термомеханической неустойчивости в деформируемых кристаллах [3,5-9]. Выдвигались также гипотезы о прорыве препятствий дислокационными скоплениями [10] и лавинообразном размножении дислокаций [11].

Для уточнения природы катастрофических явлений при низкотемпературном дислокационном скольжении представляют интерес комплексные исследования, включающие в себя изучение кинетических и статистических закономерностей развития процессов скачкообразной деформации и влияния на них различных экспериментальных условий. Представленная работа является одним из этапов таких исследований процессов низкотемпературной скачкообразной деформации монокристаллов чистого Al. В ней наряду с обычными приемами использована методика регистрации электрических откликов [12], связанных с термоэдс при тепловых возбуждениях в деформируемых кристаллах и увлечением электронов проводимости при движении носителей деформации. На основании анализа совокупности полученных данных обсуждается роль

динамических процессов при формировании термостимулированных дислокационных лавин. Приводятся результаты исследований статистики деформационных процессов.

1. Методика

Монокристаллы Al (99.9999%) в форме параллелепипедов ($4 \times 4 \times 10$ мм) с ориентацией осей типа $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ деформировались сжатием с постоянной скоростью нагружающего устройства $\dot{S} = 5 \div 500$ мкм/мин при $T \approx 1.4 \div 20$ К. Температурная зависимость пластического течения изучалась с помощью методик изменения скорости деформирования ($5 \rightarrow 50$ мкм/мин) и релаксации напряжений [14,15]. Измерения осуществлялись на участках кривых деформации до возникновения заметной скачкообразной деформации (I, рис. 1,а). При изучении зависимости глубины скачков напряжения $\delta\sigma$ ($\delta\sigma = \delta P/s$, P — нагрузка, s — сечение образца) от температуры и скорости деформирования при каждом значении T и \dot{S} результаты усреднялись по 5–10 скачкам нагрузки. Зависимость $\delta\sigma$ от степени деформации ε (например, рис. 1,б) учитывалась с помощью нормировки данных на $\delta\sigma(\varepsilon)$ при $T = 4.2$ К и $\dot{S}_0 = 100$ мкм/мин.

Зависимость $\delta\sigma(\varepsilon)$ учитывалась и при оценке плотности функций распределения глубины скачков нагрузки. Для этого кривая деформации разбивалась на интервалы $\Delta\varepsilon$, содержащие по 5 скачков нагрузки, и в каждом интервале проводилось усреднение $\delta\sigma$. Полученный таким образом набор средних значений $\langle \delta\sigma \rangle$ (зависящий от ε) использовался для нормировки данных. Плотности функций распределения вычислялись с помощью соотношения $D(\xi) = n/(N\Delta\xi)$, где n — число скачков нагрузки в интервале $\Delta\xi$ ($\xi = \delta\sigma/\langle \delta\sigma \rangle$, N — объем статистической выборки).

Электрические импульсы на гранях деформируемых образцов измерялись с помощью методики, описанной в [12,13]. Временное разрешение

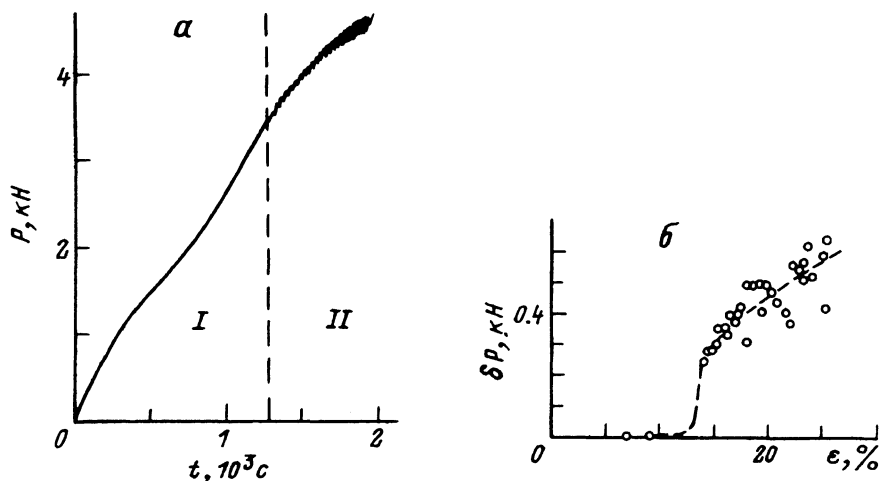


Рис. 1. Пример кривой деформации (P — нагрузка, t — время) (а) и зависимость глубины скачков нагрузки δP от степени деформации ε (б) при сжатии монокристалла Al вдоль оси типа $\langle 110 \rangle$ со скоростью $\dot{S} = 100$ мкм/мин, $T = 4.2$ К.

измерительной схемы, включающей в себя последовательно трансформатор и усилитель с низким уровнем шумов, обеспечивало регистрацию импульсов в диапазоне 1 мкс–10 мс без существенного искажения их формы при времени нарастания переходной характеристики ≈ 0.3 мкс. При статистических исследованиях амплитуды U электрических импульсов, связанных с эффектом увлечения электронов, нормировались на среднее по всей статистической выборке ($\xi = U/\langle U \rangle$) [13].

2. Результаты и обсуждение

Выше 10 К деформация монокристаллов Al протекает макроскопически гладко. Переход к скачкообразной деформации происходит при понижении $T \leq 10$ К (рис. 1, а, типичная кривая деформации при $T \approx 4.2$ К). Глубокие скачки нагрузки ($\delta P \approx 0.1 \div 1$ кН, $\delta \epsilon \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$) возникают после предварительной деформации $\epsilon \geq 10\%$, их глубина монотонно возрастает с ϵ (рис. 1, б) и не зависит от температуры в интервале $T \approx 1.5 \div 10$ К (рис. 2, а). Изменение скорости деформирования $\dot{S} = 5 \div 500$ мкм/мин также не приводит к существенному изменению δP (рис. 2, б). Некоторое уменьшение δP при увеличении \dot{S} связано с подгрузкой образца за время реакции измерительной системы ($\delta P = \delta P^* - M\dot{S}\delta t$, где δP^* — истинное значение глубины скачка, $M \approx 1 \div 2$ кГ/мкм — жесткость системы «машина–образец», $\delta t \approx 0.1 \div 0.2$ с).

Рассмотрим эти данные с точки зрения термомеханической неустойчивости в условиях низкотемпературной деформации [3,5–9]. Теоретические модели, построенные в рамках этих представлений, предсказывают зависимость скачкообразных процессов от исходной температуры образцов, скорости деформирования, состояния окружающей среды и поверхности образцов [3,4]. Представленные данные не согласуются с этими выводами. В наших опытах не только отсутствовала зависимость $\delta\sigma$ от T и \dot{S} , но и не наблюдались какие-либо особенности деформации монокристаллов Al при изменении окружающей среды: переход жидкого гелия в сверхтекучее (λ -точка) или парообразное ($T \geq 4.2$ К) состояние. Не на-

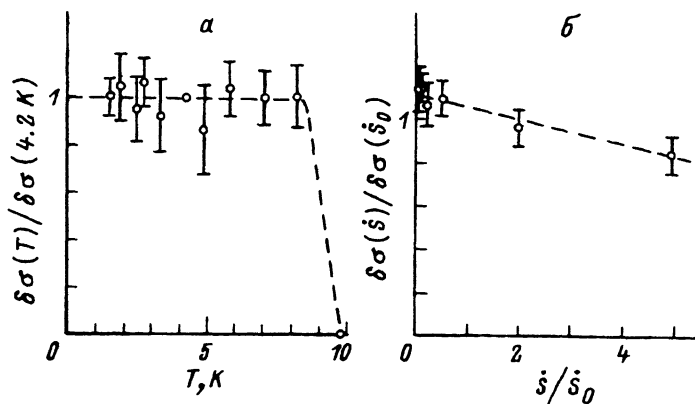


Рис. 2. Нормированные зависимости глубины скачков напряжения $\delta\sigma$ от температуры (а; $\dot{S} = \dot{S}_0 = 100$ мкм/мин) и скорости (б; $T = 4.2$ К) деформации Al.

блюдалось также существенного изменения характера деформации при варьировании состояния поверхности образцов. Эти факторы не влияли и на приращение нагрузки между соседними актами скачкообразного приращения деформации, т.е. на стартовые условия активации скачков нагрузки. Казалось бы, все это не дает оснований для рассмотрения термомеханической неустойчивости в качестве причины скачкообразной деформации. Однако мы не можем полностью исключить роль нагрева в формировании дислокационных лавин. Во-первых, в специальных опытах, когда на поверхности или внутри образцов размещались термопары, в моменты скачков нагрузки регистрировалось повышение температуры, которое достигало, а иногда и превышало $\Delta T \approx 40$ К, причем показания термодпар (по понятным причинам) являются только оценкой снизу истинного перегрева в деформируемых образцах. Очевидно, что при столь заметном нагреве исходная температура образцов может влиять только на начальный этап развития неустойчивости.¹ Что касается граничных условий, то в достаточно массивных образцах они могут иметь второстепенное значение, так как «дестабилизирующая роль» нагрева может определяться процессами внутри кристаллов.

Основная совокупность экспериментальных данных становится понятной, если предположить, что скачкообразная деформация определяется совокупностью динамических и термических эффектов. Роль «спускового крючка», приводящего к дестабилизации пластического течения, могут играть динамические дислокационные скопления, движение которых определяется действием силовых и инерционных механизмов [9–11, 14–16]. Связанный с движением этих скоплений локальный нагрев образца и последующее распространение теплового фронта могут приводить к стимуляции и корреляции деформационных процессов. При этом стартовые условия развития неустойчивости могут уже не зависеть ни от температуры, ни от скорости деформирования.

Макроскопические скачки нагрузки наблюдаются только после некоторой предварительной деформации ($\epsilon \geq 10\%$), что может быть связано с достижением определенной степени неустойчивости дислокационной структуры в деформируемых кристаллах и возникновением достаточно мощных динамических процессов, способных стимулировать формирование дислокационных лавин. Эти процессы могут играть определенную роль и на более ранних стадиях деформации. Действительно, на макроскопически гладких участках кривых деформации исследованных кристаллов Al наблюдаются отдельные скачки заметно меньшей величины ($\delta P \leq 1 \div 10$ Н, $\Delta \epsilon \leq 10^{-5} \div 10^{-4}$). Они могут определяться динамическим движением отдельных дислокационных скоплений или формированием небольших термоактивируемых дислокационных лавин ($\sim 10^3 \div 10^4$ дислокаций).

Обратим внимание на еще одну особенность пластического течения исследованных кристаллов Al — атермичность деформации при $T \leq 10$ К и $\epsilon \leq 10\%$ (рис. 3). Такой резкий переход от обычного термоактивационного поведения свидетельствует об изменении условий пластического течения в области температур, соответствующих возникновению скачкообразной деформации, и косвенно подтверждает точку зрения о возра-

¹ В модели термомеханической неустойчивости зависимость $\delta\sigma(T)$, аналогичная данным на рис. 2, а была получена Г.А.Малыгиным (расчет с учетом нелинейной температурной зависимости теплоемкости в докторской диссертации).

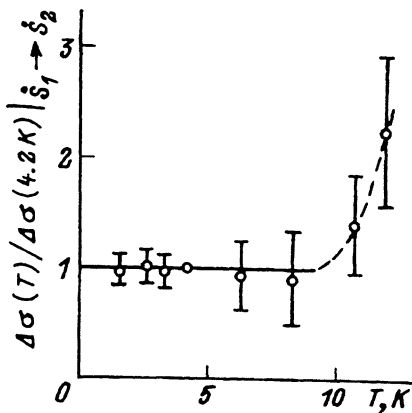


Рис. 3. Нормированная температурная зависимость приращения напряжения $\Delta\sigma$ при ступенчатом изменении $\dot{\epsilon}$ (5 → 50 мкм/мин).

Данные для одного из образцов Al в диапазоне деформаций $\epsilon \leq 5\%$.

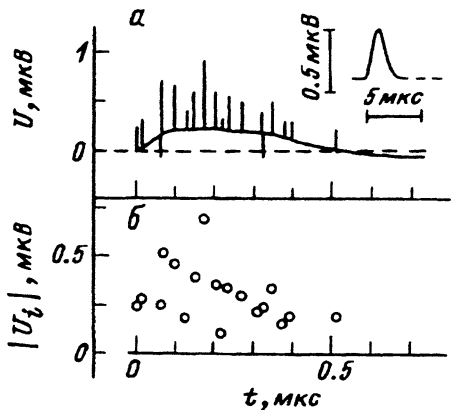


Рис. 4. Пример серии микросекундных электрических импульсов (а), регистрируемых в момент скачка нагрузки (Al, $T \approx 4.2$ K) на фоне миллисекундного сигнала термоэдс, и временная зависимость (б) модуля амплитуды $|U_i|$ импульсов этой серии.

На вставке — одиночный электрический импульс при неглубоком скачке нагрузки.

стании роли динамических процессов при низкотемпературном пластическом течении. Отметим также, что в ряде работ атермичность деформации при низких температурах ассоциировалась с проявлением квантовых эффектов при активируемом движении дислокаций (см., например, [17–21]). Приведенные данные демонстрируют другую возможность для объяснения этой особенности низкотемпературного пластического течения, которая наблюдается не только в Al, но и других материалах [1–3]. Поэтому они представляют интерес и в связи с дискуссией о роли квантовых эффектов в процессах низкотемпературной деформации (например, [17–23]).

Роль динамических эффектов в процессах низкотемпературной деформации подтверждается результатами регистрации электрических откликов при скачкообразной деформации Al [12]. В моменты небольших скачков нагрузки на макроскопически гладких участках кривых деформации, а иногда и перед глубокими скачками нагрузки на гранях деформируемых образцов наблюдались одиночные электрические импульсы с длительностью $\tau \sim 3 \div 5$ мкс (вставка на рис. 4). Проведенные ранее исследования [12] позволили связать эти импульсы с эффектом увлечения электронов при движении отдельных дислокационных скоплений [24, 25].² Отметим, что длительность импульсов соответствует движению этих скоплений со скоростями, близкими к скорости звука ($d/\tau \sim 10^5$ см/с, d —

² На макроскопически гладких участках кривых деформации (особенно перед глубокими скачками нагрузки) наряду с отдельными импульсами наблюдалось возникновение «электрического шума», который также может быть связан с увлечением электронов дислокационными скоплениями, мощность которых недостаточна для того, чтобы привести к регистрируемым скачкам нагрузки и электрическим импульсам, разрешаемым при данной чувствительности использованной аппаратуры.

размер образца), т.е. свидетельствует о динамическом характере их движения при неглубоких скачках нагрузки.

В моменты глубоких скачков нагрузки упомянутые выше электрические импульсы с микросекундной длительностью наблюдались уже не в качестве одиночных, а в виде серий и регистрировались на фоне более длинных импульсов ($\sim 0.1 \div 1$ мс) (рис. 4,а). Исследования показали [12], что миллисекундные импульсы связаны с возникновением термоэдс при разогреве образцов. Их форма аналогична форме сигнала на приваренной к образцу термопаре и может служить индикатором изменения его температуры. Амплитуда импульсов термоэдс в исследованном диапазоне T не зависела от температуры испытаний, что связано с большим перегревом образцов при глубоких скачках нагрузки по сравнению с исходными значениями T в диапазоне 1.5–10 К.

При всем разнообразии электрических откликов их общим свойством было то, что, как и на рис. 4, возникновение термоэдс всегда предвлялось первым импульсом мкс-серии. Это может служить прямым экспериментальным подтверждением нашего предположения о том, что динамические дислокационные скопления выступают в качестве «спускового крючка», создающего условия для возникновения термостимулированных дислокационных лавин. Серия коротких импульсов (рис. 4) иллюстрирует также тот факт, что формирование таких лавин сопровождается протеканием динамических процессов на протяжении всего скачкообразного приращения деформации, приводящего к глубокому скачку нагрузки. В какой-то степени это согласуется с известными данными металлографических исследований, свидетельствующих о том, что каждый (глубокий) скачок нагрузки при низкотемпературной скачкообразной деформации Al и его сплавов сопровождается образованием серии грубых следов скольжения [3]. Далее отметим, что амплитуда импульсов представленной серии, как и других серий, не зависит от степени нагрева образцов в моменты скачков нагрузки (рис. 4,б). Это говорит об отсутствии температурной зависимости деформационных процессов, приводящих к возникновению этих импульсов, и служит дополнительным свидетельством в пользу их динамической природы.

Таким образом, данные методики регистрации электрических откликов подтверждают наш вывод о том, что скачкообразная деформация определяется взаимосвязанными процессами динамического и термоактивационного движения дислокаций. Используя результаты регистрации электрических откликов, можно оценить вклад динамических процессов в полное приращение деформации при скачках нагрузки. Как показали измерения [12], амплитуда одиночных электрических импульсов пропорциональна глубине соответствующих скачков нагрузки, а ее величина согласуется с теоретическими оценками в модели увлечения электронов [24]. Сопоставляя эти данные с суммарной амплитудой серий импульсов, можно оценить вклад динамических дислокационных скоплений, обеспечивающих возникновение этих серий, в общее скачкообразное приращение деформации $\Delta\epsilon$ при глубоких скачках нагрузки ($\approx 1 \div 20\%$ от $\Delta\epsilon$ для разных образцов и при разной степени деформации). Эта оценка согласуется с предположением выше сценарием развития скачкообразной деформации как совокупности динамических и термических процессов. Отметим, однако, что чувствительность регистрирующей аппаратуры не позволяла наблюдать по электрическим откликам движение небольших

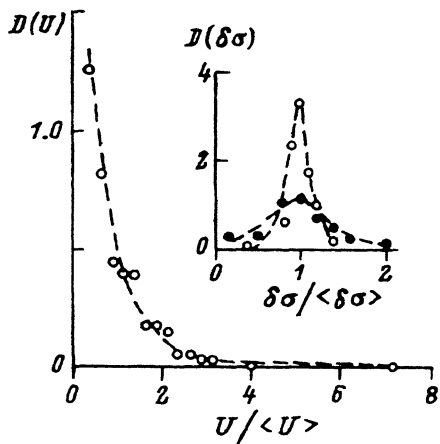


Рис. 5. Плотность распределения нормированной амплитуды микросекундных электрических импульсов, регистрируемых при скачкообразной деформации Al. $T \approx 4.2$ K. На вставке — плотность распределения нормированных глубин скачков нагрузки (данные для двух образцов Al при 4.2 K).

скоплений ($\leq 10^2 \div 10^3$ дислокаций). Поэтому представленная оценка является минимальной для истинного вклада динамических процессов в скачкообразное приращение деформации. Как уже отмечалось, движение небольших дислокационных скоплений может играть определяющую роль при небольших скачках нагрузки на ранних стадиях деформации и приводить к отсутствию температурной зависимости пластического течения (рис. 3).

Метод электрических откликов позволяет расширить нашу информацию о динамических деформационных процессах и, в частности, исследовать их кинетику и статистику [12,13,25]. Так, в работах [13,25] уже сообщалось о данных по статистике электрических импульсов при катастрофическом скольжении Al и деформационном двойниковании Nb. Было обнаружено совпадение плотности функций распределения амплитуд импульсов для этих разных деформационных процессов и сделан вывод об универсальности статистики, описывающей динамические процессы при катастрофическом дислокационном скольжении и двойниковании. В связи этим в [13] обсуждалась возможность проявления при скачкообразной деформации самоорганизующейся критичности [26,27]. Не останавливаясь здесь подробно на результатах этих исследований, отметим еще одну особенность статистики скачкообразной деформации.

На рис. 5 приведены плотности функций распределения амплитуд электрических импульсов и глубин скачков нагрузки для кристаллов Al. Видно, что первая зависимость, отражающая статистику динамических процессов, связанных с движением отдельных дислокационных скоплений, является монотонной, что согласуется с представлениями о самоорганизующейся критичности [26,27], тогда как вторая, характеризующая статистику суммарных приращений деформации (совокупность динамических и термических процессов), имеет колоколообразный вид, подобный нормальному распределению. Аналогичное поведение наблюдается и в случае монокристаллов Nb, скачкообразная деформация которого, как уже отмечалось, связана в основном с процессами динамического деформационного двойникования. Эти данные дополняют результаты работ [13,25]. Они свидетельствуют, что при скачках нагрузки в Nb и Al отдельные динамические процессы и суммарные приращения деформации

ции подчиняются разным статистическим, причем характер поведения не зависит от микроскопических механизмов, определяющих эти скачки.

Изучение процессов низкотемпературной деформации и, в частности, использование для этих целей методики электрических откликов при низкотемпературном двойниковании и катастрофическом скольжении ряда металлов (Nb, W, Mo, Re и Al) позволяют сделать вывод, что динамические процессы, связанные с движением дислокационных скоплений и деформационных двойников, являются характерной особенностью низкотемпературной скачкообразной деформации. Данные для кристаллов Al свидетельствуют, что при дислокационном скольжении эти динамические процессы могут инициировать формирование термостимулированных дислокационных лавин, приводящих к макроскопическим скачкам нагрузки. Изучение «динамического шума», связанного с движением дислокационных скоплений, представляет интерес при анализе моделей термомеханической неустойчивости [3,6-9]. Вклад самих динамических процессов в приращение деформации в моменты скачков нагрузки может быть невелик. С точки зрения концепции самоорганизующейся критичности, такое поведение является типичным для систем, состоящих из большого числа взаимодействующих элементов, т.е. для интерактивных систем, которые путем самоорганизации стремятся достичь критического состояния [27]. В этих системах даже небольшое событие может вызвать цепную реакцию, приводящую к катастрофе.

Наблюдение общности статистических закономерностей скачкообразной деформации Al и Nb ставит вопрос о причинах единства статистического поведения при различных механизмах, определяющих катастрофические явления при деформации этих металлов. Будучи на первый взгляд удивительной, эта общность является не единственным примером ситуаций, когда такие глобальные характеристики, как относительное число больших и малых событий, не зависят от микроскопических механизмов. Например, это предсказывается для интерактивных систем в упомянутой выше концепции самоорганизующейся критичности, которая является холистической теорией [27]. Наряду с моделями, рассматривающими микроскопические механизмы, эта концепция может оказаться плодотворной для изучения общих закономерностей скачкообразной деформации.

Авторы благодарят О.В.Клявина, В.Я.Кравченко, Г.А.Малыгина, Б.И.Смирнова, а также Per Bak, Yu.Brechet, Yu.Estrin и L.P.Kubin за интерес к этому направлению исследований и обсуждение результатов, С.С.Шевага за техническую помощь.

Список литературы

- [1] Вигли Д.А. Механические свойства материалов при низких температурах. М.: Мир, 1974. 243 с.
- [2] Старцев В.И., Ильичев В.Я., Пустовалов В.В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. М.: Металлургия, 1975. 328 с.
- [3] Клявин О.В. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. М.: Наука, 1987. 256 с.
- [4] Диденко Д.А. // Сб. «Физические процессы деформации при низких температурах». Киев: Наукова думка, 1974. 384 с.
- [5] Basinski Z.S. // Proc. Roy. Soc. 1957. V. 240. N 1221. P. 229-242.
- [6] Малыгин Г.А. // ФММ. 1975. Т. 40 № 1. С. 21-28; № 3. С. 642-645; ФТТ. 1977. Т. 19. № 5. С. 1460-1463; 1978. Т. 20. № 9. С. 2825-2827; ФНТ. 1979. Т. 5. С. 190-192.
- [7] Петухов Б.В., Эстрин Ю.З. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 7. С. 2041-2044.

- [8] Kubin L.P., Estrin Yu. // *Cryst. Res. & Technol.* 1984. V. 19. N 6. P. 853-862; *Acta Met.* 1985. V. 33. N 3. P. 397-407; Estrin Y., Tangri K. // *Scripta Met.* 1981. V. 15. P. 1323-1328.
- [9] Gutmanas E.Y., Estrin Y. // *Phys. Stat. Sol. (a)* 1985. V. 92. N 1. P. 137-147.
- [10] Зегер А. // *Дислокации и механические свойства кристаллов.* М.: ИЛ. 1960. С. 179-268.
- [11] Wessel E.T. // *Trans. ASM.* 1957. V. 49. P. 149-172.
- [12] Бобров В.С., Лебедин М.А. // *ФТТ.* 1989. Т. 31. № 6. С. 120-125; *Письма в ЖЭТФ.* 1983. Т. 38. № 7. С. 334-336.
- [13] Бобров В.С., Зайцев С.И., Лебедин М.А. // *ФТТ.* 1990. Т. 32. № 10. С. 3060-3065.
- [14] Чернов В.М., Инденбом В.Л. // *ФТТ.* 1968. Т. 10. № 11. С. 3331-3341.
- [15] Schwarz R.B., Labuch R.J. // *J. Appl. Phys.* 1978. V. 49. N 10. P. 5174-5187.
- [16] Landau A.I. // *Phys. Stat. Sol. (a).* 1980. V. 61. N 1. P. 555-563; 1981. V. 65. N 1. P. 119-125; N 2. P. 415-423.
- [17] Mott N.F. // *Phil. Mag.* 1956. V. 1. P. 568.
- [18] Gilman J.J. // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39. P. 6086.
- [19] Natsik V.D., Osetskii A.I., Soldatov V.P., Startsev V.I. // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1972. V. 54. N 1. P. 99-112; (a) 1974. V. 22. N 2. 739-748.
- [20] Нацик В.Д. // *ФНТ.* 1979. Т. 5. С. 400.
- [21] Feltam P. // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1980. V. 98. N 1. P. 301-306.
- [22] Bobrov V.S., Kisel V.P. // *Physica B.* 1981. V. 108. P. 891-892.
- [23] Ossipyan Yu.A., Bobrov V.S. // *Cryst. Res. & Technol.* 1984. V. 19. N 6. P. 827-838.
- [24] Кравченко В.Я. // *ФТТ.* 1967. Т. 9. № 4. С. 1050-1057.
- [25] Lebyodkin M.A., Kravchenko V.Ya., Bobrov V.S. // *Physica B.* 1990. V. 165&166. P. 267-268.
- [26] Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. // *Phys. Rev. A.* 1988. V. 38. P. 364-374; *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 59. P. 381-385.
- [27] Bak P., Chen K. // *Scientific American.* 1991. V. 264. N 1. P. 46-53.

Институт физики твердого тела РАН
Черноголовка
Московская обл.

Поступило в Редакцию
15 февраля 1993 г.