

Феноменология волновых процессов локализованного пластического течения

© Л.Б. Зуев, С.А. Баранникова, Н.В. Зариковская, И.Ю. Зыков

Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук, 634021 Томск, Россия

E-mail: lev@zuevs.tomsk.ru

(Поступила в Редакцию 12 января 2001 г.
В окончательной редакции 6 февраля 2001 г.)

Экспериментально исследовано движение очагов локализованной деформации в моно- и поликристаллитах металлов и сплавов на стадиях легкого скольжения и линейного деформационного упрочнения. Установлен волновой характер локализации деформации на этих этапах пластического течения, определены скорость распространения волн и закон их дисперсии. Исследованы масштабный эффект и зависимость длины волны локализованной деформации от размера зерна. Предложена качественная интерпретация полученных результатов.

В наших работах [1–3] было установлено, что общим свойством пластического течения твердых тел является его локализация на всех стадиях деформации, причем тип распределения очагов локализации зависит от действующего на данной стадии пластического течения закона деформационного упрочнения. Возникающие зоны локализации упорядоченно располагаются в растягиваемом образце, и их картина определяется видом зависимости $\theta(\varepsilon)$. $\theta = G^{-1}d\tau/d\varepsilon$ — коэффициент деформационного упрочнения, τ и ε — тангенциальное напряжение течения и деформация сдвига соответственно, G — модуль сдвига. Особый интерес представляет эволюция картины локализации деформации на стадиях легкого скольжения и линейного деформационного упрочнения, где $\theta = \text{const}$ [4], а равномерное движение уединенных (легкое скольжение) или эквидистантно расположенных очагов локализованной пластичности (линейное упрочнение) создает типичную волновую картину [2,3], для которой могут быть измерены длина волны λ и скорость ее распространения V_w . Определение их зависимости от условий деформирования и структуры материала (например, размера зерна) существенно необходимо для выяснения природы явления.

1. Материалы и условия эксперимента

В настоящей работе представлены и обсуждаются данные, полученные при исследовании процессов распространения очагов локализованной деформации для различных стадий пластического течения. Скорость распространения и длина волны были определены для широкого круга материалов. Из представленной таблицы следует, что была проанализирована деформация ГЦК-, ОЦК- и ГПУ-материалов различной степени легирования, находящихся в моно- и поликристаллическом состоянии и различающихся механизмами деформации (дислокационное скольжение, двойникование, деформация мартенситного превращения). Для варьирования механических свойств и типа диаграммы пластического течения осям

растяжения монокристаллических образцов придавалась разная ориентация. Растяжение производилось на испытательной машине "Instron-1185" при скорости движения подвижного захвата $3.35 \cdot 10^{-6}$ м/с (относительная скорость растяжения $6.7 \cdot 10^{-5}$ с $^{-1}$). Используемая нами методика спекл-интерферометрии [3] позволяет рассчитывать компоненты тензора пластической дисторсии, определять пространственное положение зон локализации пластической деформации в образце X^* и следить за их перемещением в процессе растяжения (рис. 1). По графикам зависимости $X^*(t)$ можно, как показано на рис. 1, оценивать длину волны λ и период волнового процесса T .

2. Динамика движения очагов локализованной деформации

Скорость распространения очагов пластической деформации V_w на стадии линейного упрочнения определяется по наклону зависимостей $X^*(t)$. Для всех

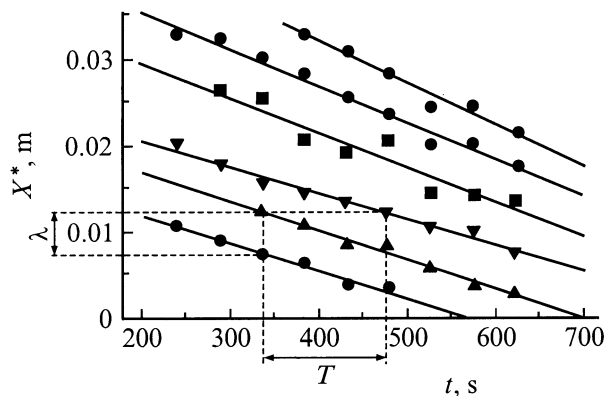


Рис. 1. Кинетика пространственно-временной эволюции очагов локализованной пластичности при растяжении монокристаллического образца Cu. X^* — координата очага локализации на оси растяжения образца.

Состав, структура и механизмы деформации исследованных материалов

Металл или сплав (состав, wt.%)	Кристаллическая решетка	Моно- или поликристалл	Механизмы пластической деформации
Cu (99.8%)	ГЦК	Монокристалл	Д
Cu + 10% Ni + 6% Sn	ГЦК	"	Д
Fe + 16% Cr + 12% Ni (Fe _I)	ГЦК	"	Д
Fe + 13% Mn + 1% C (Fe _{II})	ГЦК	"	Д
Fe + 13% Mn + 1% C (Fe _{III})	ГЦК	"	Дв
Ti-Ni (эквиатом. состав)	ОЦК	"	ДП
Al (99.85%)	ГЦК	Поликристалл	Д
Zr + 2.3% Nb	ГПУ	"	Д

Примечание. Д — дислокационный механизм, Дв — двойникование, ДП — деформационное превращение.

исследованных материалов, у которых такая стадия существует, на скорость в первую очередь влияет величина коэффициента деформационного упрочнения, причем зависимость скорости движения от θ линейна и имеет вид (прямая 2 на рис. 2)

$$V_w = V_0 + \Omega/\theta. \quad (1)$$

Здесь V_0 и Ω — константы, а коэффициент корреляции $\rho = 0.92$ ¹. Поскольку данные для всех исследованных материалов описываются одним уравнением, полученный результат является доказательством общего характера наблюдаемых на линейной стадии упрочнения волновых процессов.

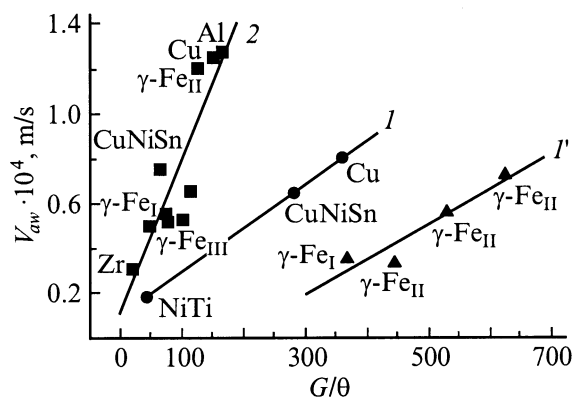


Рис. 2. Обобщенная зависимость скорости распространения волн от коэффициента деформационного упрочнения. 1 и 1' — стадии легкого скольжения, 2 — линейная стадия деформационного упрочнения. Высокие значения коэффициентов деформационного упрочнения связаны с ростовыми несовершенствами исследованных кристаллов.

Рассмотрим возможную причину возникновения зависимости типа $V_w \sim \theta^{-1}$. Сделаем естественное предположение, что $dV_w \sim l$ (l — длина следа скольжения на стадии линейного упрочнения). Как известно [4], на этой стадии $l = \Lambda/(\varepsilon - \varepsilon^*)$, причем $\Lambda = \text{const}$ и зависит только от сорта исследуемого материала, а

¹ Подобный уровень корреляции, как показывает оценка по [5], с вероятностью более 0.99 является статистически значимым.

деформация ε^* соответствует началу линейной стадии деформационного упрочнения [4]. Коэффициент деформационного упрочнения на этой стадии, как показано в [4],

$$\theta \approx (nb/3\Lambda)^{1/2}, \quad (2)$$

где n — число дислокаций с вектором Бюргерса b в плоском скоплении [4]. Соответственно $dV_w \sim l \sim \Lambda \sim \theta^{-2}$, и, если θ меняется за счет изменения материала, $d\theta \neq 0$, т. е.

$$dV_w \sim nb[(\varepsilon - \varepsilon^*)\theta^2]^{-1}d\theta. \quad (3)$$

При условии, что $\varepsilon - \varepsilon^*$ слабо меняется при переходе от одного материала к другому [4], при оценке Λ можно положить $\varepsilon - \varepsilon^* \approx \text{const}$, и тогда из (3) следует $V_w \sim \theta^{-1}$.

Для скорости движения очага локализованной деформации на стадии легкого скольжения выполняется аналогичная (1) линейная зависимость V_w от коэффициента деформационного упрочнения, но полученные данные, как следует из рис. 2, разделяются на две группы. Основной причиной такого разделения являются различные значения величины V_0 в каждой из групп. При этом для монокристаллов Cu и сплавов Cu-Ni-Sn и Ti-Ni (прямая 1) $V_0 \approx 0$, а для монокристаллов γ -Fe (прямая 1') $V_0 < 0$.

Волновые процессы пластической деформации твердых тел известны достаточно давно (см., например, [6,7]). Однако зависимость скорости распространения от коэффициента деформационного упрочнения, подобная (1), коренным образом отличается от таковой для волн пластичности ($V_p \sim \theta^{-1/2}$ [6,7]). Это различие позволяет считать, что обнаружен новый тип волновых процессов, связанных с пластической деформацией [8], — волны локализации пластического течения.

3. Закон дисперсии волн локализации пластического течения

Экспериментальная методика получения данных о скорости движения очагов пластического течения позволяет определять как пространственный (длина волны) λ , так и временной T периоды наблюдаемых волновых процессов (рис. 1). Естественной является попытка найти зависимость между ними в условиях, когда одна из величин

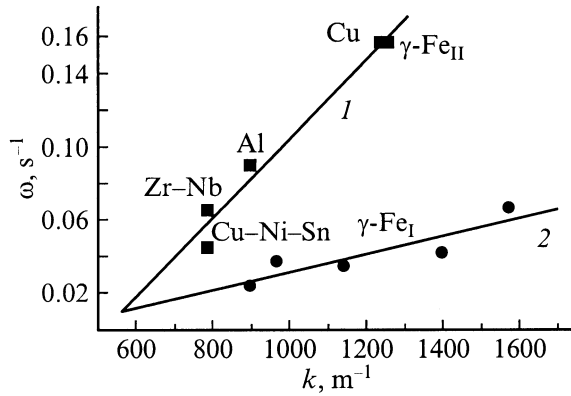


Рис. 3. Зависимости $\omega(k)$ для исследованных материалов (закон дисперсии). Цифры у кривых — номера групп материалов.

меняется за счет изменения условий деформирования. Это удастся сделать с помощью изменения ориентации осей растяжения монокристаллических образцов или изменения химического состава сплавов. Удалось установить (рис. 3), что имеются две группы материалов, для которых связь между волновым числом $k = 2\pi/\lambda$ и частотой $\omega = 2\pi/T$ линейна (коэффициенты корреляции по группам соответственно $\rho_1 = 0.98$, $\rho_2 = 0.88$ при уровне статистической значимости связи [5] ~ 0.99) и имеет вид

$$\omega = V^*(k - k_0). \quad (4)$$

Константы V^* и k_0 составляют для первой группы $k_0 = 512 \text{ m}^{-1}$, $V^* = 2.15 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$, а для второй группы $k_0 = 333 \text{ m}^{-1}$, $V^* = 4.8 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$.

Полученное соотношение формально представляет собой закон дисперсии для наблюдаемых на стадии линейного упрочнения волновых процессов локализованного пластического течения. К сожалению, для обсуждения природы различия данных для двух приведенных на рис. 3 групп материалов сведений пока недостаточно.

Скорость распространения волн весьма мала и во всех проанализированных нами случаях лежит в пределах $10^{-5} \leq V_w \leq 10^{-4} \text{ m/s}$. Это обстоятельство еще раз подчеркивает, что обсуждаемые волны имеют отличную от волн пластичности [6,7] природу. Для последних [6] $V_p \approx (\theta/\rho_m)^{1/2}$ и, поскольку на стадии линейного упрочнения характерное значение коэффициента деформационного упрочнения составляет $\theta_{II} \approx 3 \cdot 10^{-3}$ [4], $V_p \approx 5.5 \cdot 10^{-2} V_i \approx 10^2 \text{ m/s}$ ($V_i \approx (G/\rho_m)^{1/2}$ — скорость упругих поперечных волн, ρ_m — плотность среды), что на 6–7 порядков больше скорости распространения волн, особенности которых здесь обсуждаются.

Природа наблюдаемых при пластическом течении твердых тел волновых процессов пока неясна. В ряде работ (см., например, обзор [8]) было высказано основанное на анализе эволюции дислокационных ансамблей при пластической деформации предположение о их связи с процессами самоорганизации в деформируемой среде. В работе [9] показано, что закономерности локализации

деформации могут рассматриваться как автоволновые процессы в активной среде. Необходимым условием реализации подобных процессов является наличие потока энергии через систему, что в случае волн обсуждаемого типа должно найти отражение в выражении для их скорости. Действительно, в [10] показано, что при измерениях на одном материале (монокристаллы легированного $\gamma\text{-Fe}$) выполняется зависимость типа (1) от размерного коэффициента деформационного упрочнения $\theta_\tau = d\tau/d\varepsilon$. В этом случае множитель при θ_τ^{-1} по величине и размерности (W/m^2) имеет смысл потока энергии через деформируемый образец, что подтверждает обоснованность такой интерпретации.

4. Масштабный эффект локализации деформации

Исследование возможного влияния размеров деформируемой системы на параметры локализации пластической деформации (масштабный эффект) важно для понимания природы этого явления. Зависимость между длиной образца L и длиной волны локализации λ позволяет получить дополнительную информацию о природе таких зон локализации и кинетике их возникновения. Исследования зависимости $\lambda(L)$ проведены на образцах с длиной 25, 50, 75, 100 и 125 mm при одинаковой ширине 5 mm, изготовленных из однородного листа сплава Zr-1 wt.%Nb толщиной 1.6 mm. Размер зерна во всех случаях составлял 5μ . Использование листового материала позволило поддерживать в эксперименте необходимую однородность свойств. Длина волны локализованной деформации определялась при одинаковой для образцов всех размеров общей деформации растяжения $\varepsilon_{\text{tot}} \approx 2.5\%$.

Оказалось, что при таких условиях существует отчетливо выраженный размерный эффект, подчиняющийся уравнению

$$\lambda(L) = \lambda^* + \alpha \ln L, \quad (5)$$

в котором $\lambda^* = -21.4 \text{ mm}$, $\alpha = 7.8 \text{ mm}$, а коэффициент корреляции $\rho = 0.99$ (рис. 4). Полученная зависимость

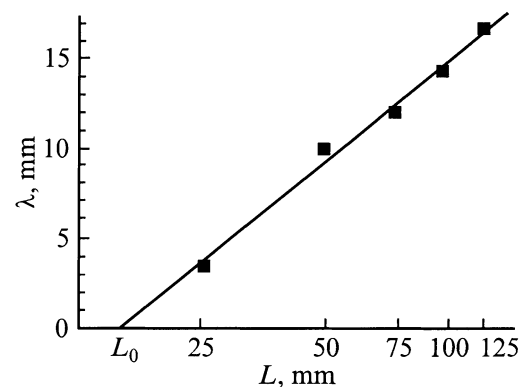


Рис. 4. Длина волны локализованной деформации в зависимости от размера образца (масштабный эффект).

допускает следующую интерпретацию. Введем производную, характеризующую прирост длины волны по мере роста размеров образца, $d\lambda/dL > 0$ и положим, что она обратно пропорциональна вероятности зарождения очага локализации w ; последняя в свою очередь пропорциональна длине образца, т.е. $d\lambda/dL \sim w^{-1} \sim L^{-1}$. Таким образом, $d\lambda = \alpha dL/L$, что приводит к зависимости (5). Коэффициент пропорциональности α в этом случае имеет смысл масштабной единицы пространственной неоднородности пластической деформации в образце.

Из (5) следует, что $\lambda = 0$ при $L_0 \approx 2\alpha \approx 16 \text{ mm}$ (рис. 4), причем величина L_0 соответствует минимальному размеру образца, в котором еще возможно возникновение периодических картин локализации пластического течения. В образцах длиной $L \leq L_0$ при растяжении следует ожидать однородного распределения деформации.² В частности, этим, возможно, объясняется то обстоятельство, что в литературе, посвященной проблемам локализации деформации, почти нет упоминаний о возникновении периодических картин локализации пластической деформации. Возможность локализации деформации в больших образцах, видимо, является причиной масштабного эффекта (зависимости прочности от размеров [11], играющей важную роль в технике).

5. Длина волны локализованной деформации

Для понимания природы волновых процессов локализации деформации большой интерес представляет форма возможной зависимости длины волны от размера зерна сплава. Известно, что почти все механические свойства металлов и сплавов в значительной мере зависят от этой естественной и важной характеристики материала. Исследования проведены на образцах из алюминия чистотой 99.86 wt.%. Размер зерна изменялся в пределах $10^{-2} \leq D \leq 22 \text{ mm}$ путем рекристаллизационного отжига после предварительной пластической деформации растяжения. Образцы с размером рабочей части $50 \times 5 \text{ mm}$ выштамповывались из алюминиевого листа толщиной 1 mm.

Экспериментально установленная зависимость длины волны локализованной деформации от размера зерна приведена на рис. 5. Из представленных данных следует, что при малом размере зерен ($D \leq 50 \mu\text{m}$) $\lambda \sim e^D$, в области больших размеров ($D \geq 2.5 \text{ mm}$) λ стремится к пределу $\lambda_0 \approx 20 \text{ mm}$ и далее практически не меняется.

Рассмотрим возможный смысл подобной формы зависимости $\lambda(D)$. Естественно предположить, что с ростом размера зерна длина волны локализованной деформации также увеличится из-за соответствующего удлинения полосы сдвига при элементарном акте деформирования. Однако при величине зерна, сравнимой с поперечником

² Действительно, в специально проведенном эксперименте с образцом, удовлетворяющим условию $L < L_0$, локализация деформации не обнаружена.

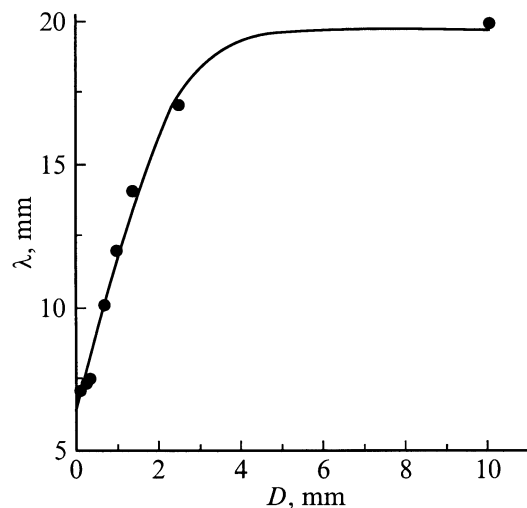


Рис. 5. Длина волны локализованной деформации в зависимости от размера зерна в Al.

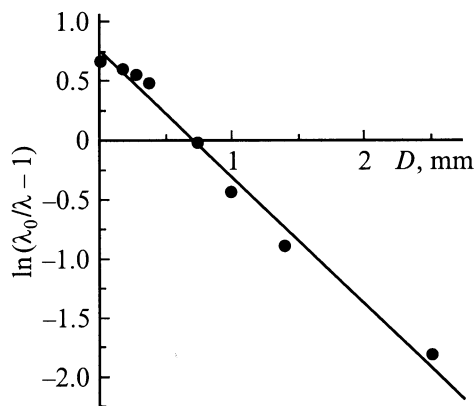


Рис. 6. Линеаризация зависимости $\lambda(D)$ по данным рис. 5.

образца (5 mm), темп прироста должен замедлиться. Принимая во внимание оба этих обстоятельства, дифференциальному уравнению, связывающему λ и D , следует придать вид

$$d\lambda/dD = a\lambda - b\lambda^2. \quad (6)$$

Здесь a и b — положительные размерные константы, а квадратичный член $b\lambda^2$ в правой части (6) учитывает связанное с ограниченностью размеров образца замедление прироста λ в области больших D . Интегрирование (6) приводит к хорошо известному уравнению логистической кривой (см., например, [12])

$$\lambda = \lambda_0 / [1 + C \exp(-aD)], \quad (7)$$

где, как известно, $\lambda_0 = a/b$, C — безразмерная постоянная интегрирования. Построив зависимость $\lambda(D)$ в координатах $\ln(\lambda_0/\lambda - 1) - D$, в которых ее график должен спрямиться, можно убедиться (рис. 6), что уравнение (7) удовлетворительно описывает совокупность полученных экспериментальных данных для зависимости $\lambda(D)$ в достаточно широком интервале значений D .

При малых размерах зерен $10^{-2} \leq D \leq 10^{-1}$ mm $a\lambda \gg b\lambda^2$, и членом $b\lambda^2$ в (6) можно пренебречь. Тогда решение уравнения (6) приводит к наблюдаемой в этом интервале зависимости $\lambda \sim \exp(aD)$. Напротив, в области макроскопических размеров ($D \geq 1$ mm), где рост длины волны замедляется, можно полагать, что относительный прирост λ пропорционален числу зерен на рабочей длине образца L , т.е. $d\lambda/dD \sim L/D$, откуда при $L = \text{const}$ очевидно следует характерное для этой области соотношение $\lambda \sim \ln D$. Это обстоятельство было установлено ранее в экспериментах по локализации пластической деформации в крупнокристаллическом Al [3].

Из сравнения полученного результата с описанной выше зависимостью длины волны λ от макроскопического параметра, длины образца L (масштабный эффект), можно сделать вывод, что логарифмический тип зависимости λ от переменных D или L в области их макроскопических значений оказывается достаточно универсальным.

6. О природе крупномасштабной неоднородности пластического течения

В [1–3] показано, что возникающие на разных стадиях пластического течения очаги локализованной деформации имеют длину корреляции макроскопического масштаба $\lambda \approx 10$ mm, в то время как микроскопическим процессам, ответственным за пластичность, отвечает радиус корреляции порядка размера дислокационного ансамбля ($\leq 10^{-2}$ mm) [14]. Объяснение этого различия и согласование названных масштабов является одной из наиболее сложных задач в рассматриваемой проблеме. Для ее решения используем модель, основанную на следующих представлениях. Рассмотрим распространение импульсов акустической эмиссии, излучаемых, как показано, например, в [15], в каждом элементарном акте пластического течения. В неоднородно деформированной среде возможна фокусировка ультразвуковых волн на определенном расстоянии от действующего на данной стадии очага пластичности. Для этого необходимо, чтобы неоднородности дислокационной структуры, возникающей при пластической деформации, могли выполнять роль акустических линз. Это вполне реально, поскольку, как следует из работы [16], скорость звука в среде зависит от ее пластической деформации, причем изменения скорости связаны с локальными процессами пластического течения [17]. Если характерный размер (радиус кривизны) неоднородности равен R , то фокусное расстояние подобной акустической линзы f , согласно [18], составит

$$f \approx (1 - n)^{-1}R, \quad (8)$$

где $n = V_0/V$ — показатель преломления звуковых волн (V_0 и V — скорости ультразвука в недеформированной

и деформированной средах соответственно). Оценка по данным [16] показывает, что $n \approx 1.002$. Основываясь на [19], положим, что при деформации Al $R \approx 0.01$ mm. В таком случае из (8) следует $f \approx 5$ mm $\approx \lambda$. Иначе говоря, в области, где фокусируется излучаемая при элементарном акте пластичности упругая энергия, на расстоянии λ от предыдущего рождается новый концентратор напряжений. Именно на этом расстоянии повышается вероятность возникновения следующего сдвига, и возникает новый очаг локализованного пластического течения. Величины n и R зависят от начальной структуры материала и, эволюционируя в ходе пластического течения, определяют соответствующие перестройки волновой картины локализации деформации.

Список литературы

- [1] Л.Б. Зуев, В.И. Данилов, Н.В. Карташова. Письма в ЖЭТФ **60**, 7, 538 (1994).
- [2] Л.Б. Зуев, В.И. Данилов. ФТТ **39**, 8, 1399 (1997).
- [3] L.B. Zuev, V.I. Danilov. Phil. Mag. **A79**, 1, 43 (1999).
- [4] А. Зеергер. В сб.: Дислокации и механические свойства кристаллов. ИЛ, М. (1960). С. 179.
- [5] А.Г. Митропольский. Техника статистических вычислений. ГИФМЛ, М. (1961). 480 с.
- [6] Г. Кольский. Волны напряжений в твердых телах. ИЛ, М. (1955). 192 с.
- [7] Л.М. Шестопапов. Деформирование металлов и волны пластичности в них. Изд-во АН СССР, М.–Л. (1958). 268 с.
- [8] Г.А. Малыгин. УФН **169**, 9, 979 (1999).
- [9] Л.Б. Зуев, Металлофизика и новейш. технологии **16**, 10, 31 (1994).
- [10] С.А. Баранникова, Л.Б. Зуев, В.И. Данилов. ФТТ **41**, 7, 1222 (1999).
- [11] Б.Б. Чечулин. Масштабный фактор и статистическая теория прочности металлов. Металлургиздат, М. (1963). 120 с.
- [12] Д. Мэрди. В кн.: Математическое моделирование. Мир, М. (1979). С. 109.
- [13] В.И. Данилов, Л.Б. Зуев, Н.М. Мних, В.Е. Панин, Л.В. Шершова. ФММ **3**, 188 (1991).
- [14] Ж. Фридель. Дислокации. Мир, М. (1967). 657 с.
- [15] P.P. Gillis, M.A. Hamstad. Mater. Sci. Eng. **14**, 1, 103 (1974).
- [16] L.B. Zuev, B.S. Semukhin, K.I. Bushmeliova, N.V. Zari-kovskaya. Mat. Lett. **42**, 1, 97 (2000).
- [17] Б.С. Семухин, Л.Б. Зуев, К.И. Бушмелева. ПМТФ **41**, 3, 197 (2000).
- [18] Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. Мир, М. (1956). 726 с.
- [19] К. Болл. В сб.: Дислокации и механические свойства кристаллов. ИЛ, М. (1960). С. 293.