

PACS: 81.30.Kf, 81.40.Ef, 62.20.-x

И.В. Киреева, Ю.И. Чумляков, Н.В. Лузгинова, В.А. Кириллов

МАРТЕНСИТНЫЕ γ - ϵ - α -ПРЕВРАЩЕНИЯ
ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ
АУСТЕНИТНОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ
С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ДЕФЕКТА УПАКОВКИ

Сибирский физико-технический институт
Россия, 634050, г. Томск, пл. Новособорная, 1
E-mail: kireeva@spti.tsu.ru

Статья поступила в редакцию 27 июня 2003 года

Показано, что уровень внешних напряжений и ориентация оси монокристаллов аустенитных нержавеющей сталей определяют тип развивающейся дислокационной структуры, механизм деформации (скольжение), γ - ϵ - α -мартенситное превращение (МП) и коэффициент деформационного упрочнения Θ . Физическая причина ориентационной зависимости связана с влиянием поля внешних напряжений на величину расщепления полной дислокации $a/2\langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$.

Введение

Известно, что сочетание низкой энергии дефекта упаковки $\gamma_0 = 0.010\text{--}0.025 \text{ J/m}^2$ с высоким уровнем деформирующих напряжений за счет легирования азотом и понижения температуры испытания до 77 К приводит к появлению ориентационной зависимости критических скалывающих напряжений $\tau_{\text{сг}}$ типа развивающейся дислокационной структуры (планарной или ячеистой), расщепления полной $a/2\langle 110 \rangle$ -дислокации на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$, а также к смене механизма деформации от скольжения к двойникованию [1–6]. Физическая причина ориентационной зависимости механических свойств и типа дислокационной структуры связана с воздействием поля внешних напряжений σ на величину расщепления $a/2\langle 110 \rangle$ -дислокаций на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ при сохранении скольжения и двойниковогоания основным механизмом деформации [1,3–6].

Анализ развития дислокационной структуры, механического двойниковогоания, γ - ϵ - и γ - α -МП под нагрузкой в поликристаллах метастабильных аустенитных нержавеющей сталей с $\gamma_0 \leq 0.025 \text{ J/m}^2$ показал, что ориентация зерен относительно приложенной нагрузки и способ деформации (растяжение/сжатие) оказываются важными параметрами, контролирующими процес-

сы деформации [2,7–9]. Во-первых, при растяжении при $T = 300$ К в зернах, ориентированных вдоль оси растяжения в кристаллографических направлениях $[\bar{1}11]$, $[011]$ относительно приложенной нагрузки, дислокационная структура оказывается планарной и состоит из плоских скоплений дислокаций, мультиполей. Дислокации $a/2\langle 110 \rangle$ расщеплены на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$, наблюдаются дефекты упаковки (ДУ) и двойники. В зернах, ориентированных вдоль $[001]$ -направления, наблюдается ячеистая структура, расщепление дислокаций и двойникование не обнаружены. Во-вторых, при $T < 300$ К в зернах, ориентированных вдоль $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -направлений, γ - ϵ -МП наблюдается с ранних стадий деформации, затем в пластинах ϵ -мартенсита происходит зарождение α -мартенсита. С понижением температуры испытания объемная доля α -мартенсита увеличивается. В зернах, ориентированных вдоль $[001]$ -направления, ϵ -мартенсит не обнаружен и γ - α -МП начинается при $\epsilon > 20\%$, объемная доля α -мартенсита значительно меньше, чем в зернах, ориентированных вдоль $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -направлений [2,7–9].

В настоящей работе идея расщепления скользящих дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ применяется для метастабильных монокристаллов аустенитных нержавеющей сталей Fe–18% Cr–12% Ni–3% Mo–1.2% Mn (I) и Fe–17% Cr–12% Ni–2% Mn–0.75% Si (II) (wt.%), которые в поликристаллическом состоянии при $T < 300$ К могут испытывать в процессе деформации γ - ϵ - α -МП. Здесь γ -фаза представляет собой ГЦК-решетку, ϵ – ГПУ-фазу, α – ОЦК-мартенситную фазу. Поскольку для γ - ϵ -МП и для двойникования в γ -фазе значения фактора Шмида для систем $a/6\langle 211 \rangle(111)$ определяют развитие ϵ -МП и двойникования, то в работе для исследования были выбраны ориентации $[\bar{1}11]$, $[011]$, $[\bar{1}23]$, $[012]$. Такой выбор определялся следующими соображениями. В ориентациях $[011]$, $[\bar{1}11]$ $m_{tw}/m_{sl} > 1$, где m_{tw} , m_{sl} – соответственно факторы Шмида для двойникования и скольжения. В $[\bar{1}11]$ -ориентации можно ожидать действия множественного скольжения и двойникования, тогда как в $[011]$ -ориентации – действия одной системы скольжения и двойникования. Для ориентаций $[\bar{1}23]$, $[012]$ $m_{tw}/m_{sl} \approx 1$, и эти ориентации имеют максимальные факторы Шмида для действия одной системы скольжения. На рис. 1,а представлены значения факторов Шмида для скольжения m_{sl} ; на рис. 1,б – для деформации двойникованием m_1 с образованием ДУ вычитания с вектором Бюргерса частичной дислокации $b_1 = a/6[\bar{2}11]$; на рис. 1,в – m_2 -фактор Шмида для ведомой дислокации Шокли $b_2 = a/6[\bar{1}\bar{1}2]$, на которые расщепляется полная дислокация b по реакции Хайденрайха–Шокли [10]:

$$\mathbf{b} = \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2,$$

$$a/2[\bar{1}01] = a/6[\bar{2}11] + a/6[\bar{1}\bar{1}2]. \quad (1)$$

Для фактора $Q = (m_2 - m_1)/2$, определяющего дополнительное изменение ве-

личины расщепления дислокаций в поле внешних напряжений (рис. 1,з), соответственно изменяется эффективная энергия дефекта упаковки γ_{eff} [1]:

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma_0 \pm \frac{m_2 - m_1}{2} \sigma b_1. \quad (2)$$

Здесь γ_0 – величина энергии дефекта упаковки, которая зависит от состава сплава, температуры деформации; σ – приложенные к кристаллу осевые напряжения; b_1 – вектор Бюргерса частичной дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$; $(\pm)$ – соответственно для деформаций растяжением и сжатием [1].

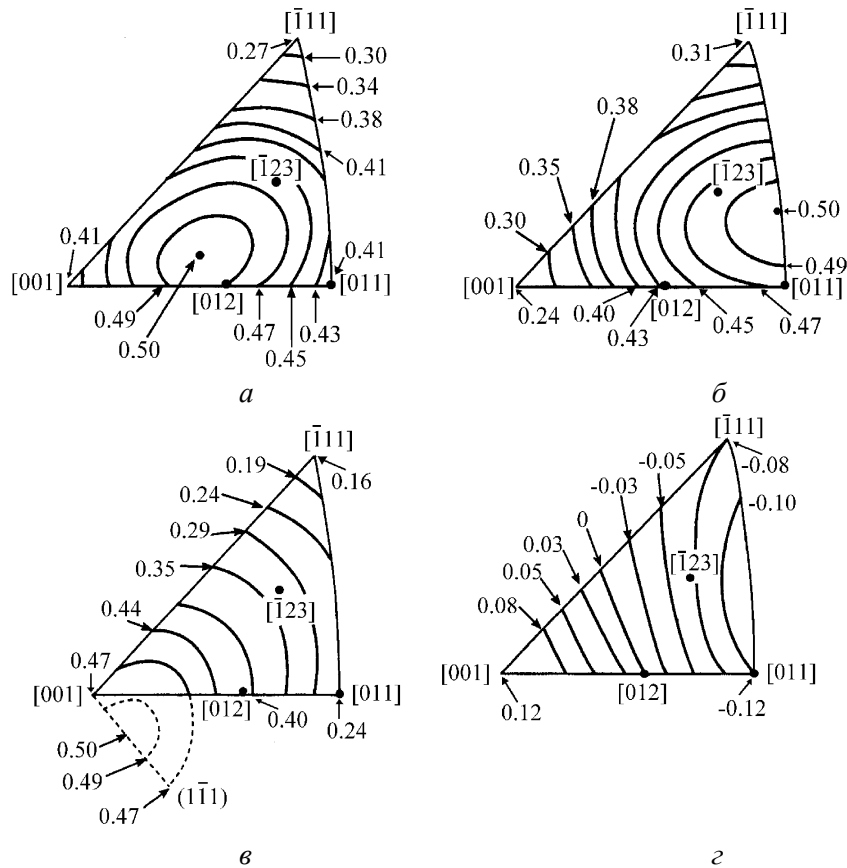


Рис. 1. Контур факторов Шмида для первичной системы скольжения $(\bar{1}11)[011]$ при растяжении: *a* – для полной дислокации; *б*, *в* – для ведущей $[211]$ и ведомой $[\bar{1}\bar{1}2]$ частичных дислокаций Шокли соответственно; *з* – ориентационный фактор $Q = (m_2 - m_1)/2$ для двух частичных дислокаций [1]

Предполагалось, что изменением ориентации оси растяжения монокристаллов метастабильных аустенитных нержавеющей сталей I и II и вариацией температуры испытания $77 < T < 300$ К можно будет управлять типом дислокационной структуры и последовательностью γ - ϵ - α -МП. С этой целью исследовали эволюцию дислокационной структуры, прецессию оси кристаллов,

фазовый состав γ -, ϵ - и α -фаз в зависимости от степени деформации, температуры испытания, ориентации кристаллов при деформации растяжением.

Монокристаллы аустенитных нержавеющей сталей I и II выращивали методом Бриджмена с использованием затравок в тиглях из окиси магния в атмосфере гелия. Образцы для растяжения в форме двойных лопаток с рабочей частью $18 \times 3 \times 1.5$ mm вырезали на электроискровом станке в гониометре. Поврежденный поверхностный слой удаляли путем механической шлифовки и электролитической полировки в растворе состава $0.2 \text{ kg H}_3\text{NO}_4 + 0.05 \text{ kg CrO}_3$. Образцы закаливали в воде после выдержки в атмосфере гелия в течение 3600 s при 1373 K. Ориентацию кристаллов и ее изменение при пластической деформации растяжением через каждые 5–10% деформации определяли на дифрактометре ДРОН-3М. Рентгеновское удлинение $(\Delta/l_0)X$ -гау рассчитывали по изменению ориентации оси кристалла в предположении, что имеет место лишь одиночное скольжение, двойникование или ϵ -МП, по формуле $\epsilon = \frac{\sin \lambda_0}{\sin \lambda} - 1$, где $\epsilon = \Delta/l_0$ [11].

Электронно-микроскопические исследования проводили на электронном микроскопе ЭМ-125 при ускоряющем напряжении $U = 125 \text{ kV}$. Тонкие фольги для данных исследований готовили из образцов после механических испытаний методом струйной полировки с использованием специальной установки для полировки металлических фольг ПТФ при напряжении на полирующей ячейке $U = 20\text{--}30 \text{ V}$ и $T = 283 \text{ K}$ в электролите состава 80% метилового спирта + 20% H_2SO_4 . Энергию дефекта упаковки γ_0 в монокристаллах аустенитных нержавеющей сталей I и II оценивали по методике наблюдения тройных узлов дислокационной сетки после деформации по

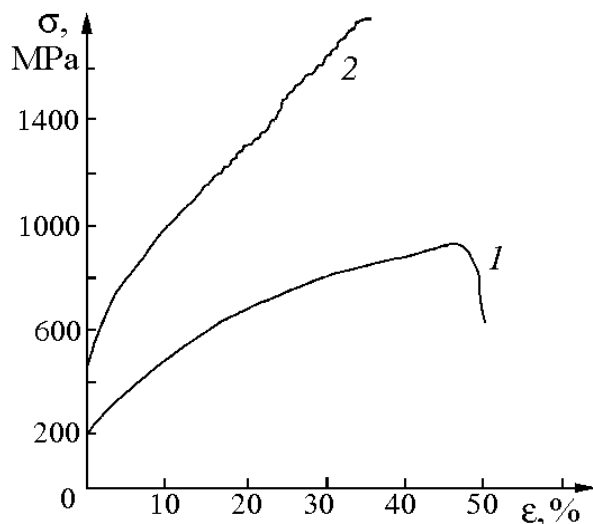
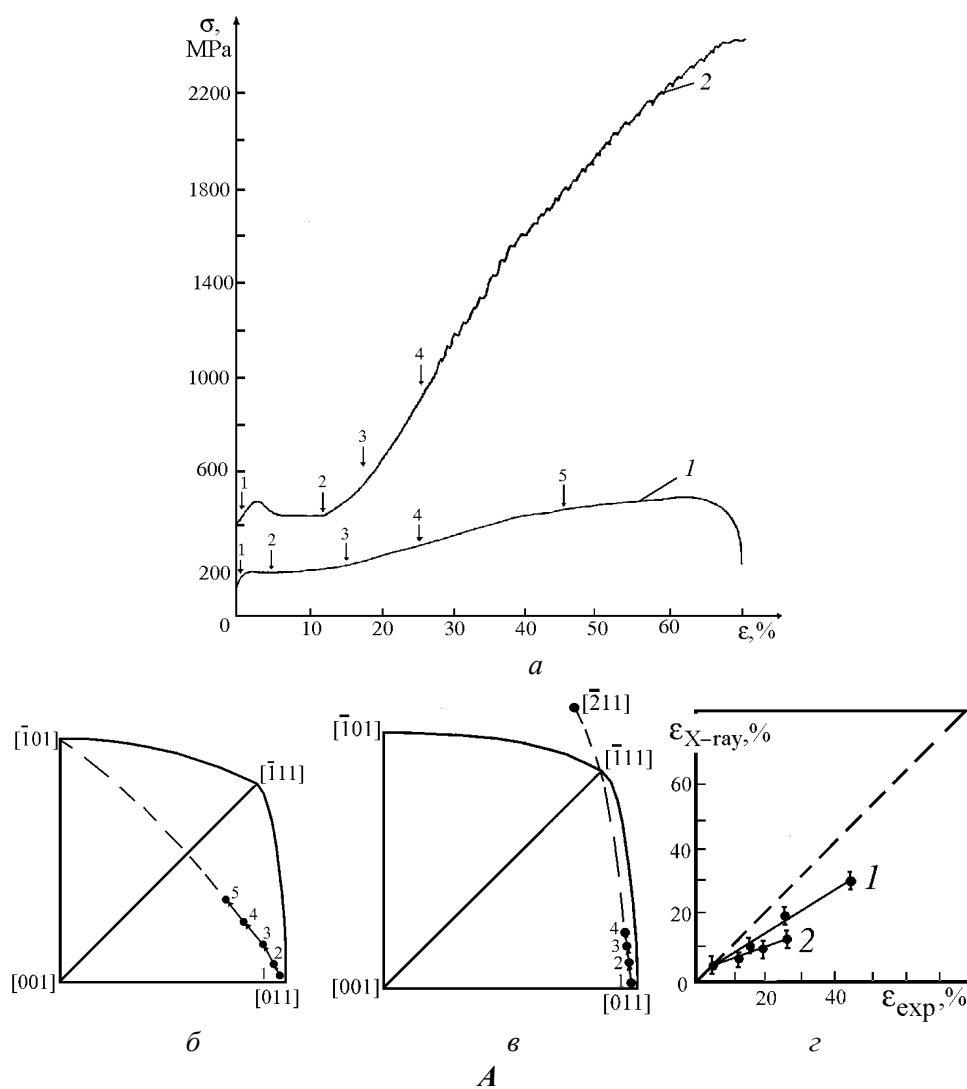


Рис. 2. Кривые течения $[\bar{1}11]$ -монокристаллов аустенитной нержавеющей стали II при деформации растяжением: 1 – $T = 300 \text{ K}$; 2 – $T = 77 \text{ K}$

формуле $\gamma = \frac{0.3Gb^2}{W}$ [12], где W – ширина узла; G – модуль сдвига ($G = 86$ ГПа при $T = 77$ К и $G = 80$ ГПа при $T = 300$ К [13]). Механические испытания проводили при $\dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ на автоматизированной установке типа «Поляны» при $T = 77\text{--}300$ К.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 2, 3 приведены кривые течения при деформации растяжением $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -, $[\bar{1}2\bar{3}]$ -, $[012]$ -монокристаллов сталей I и II в координатах σ – ϵ в зависимости от температуры испытания $T = 77\text{--}300$ К. Видно, что однородное удлинение и величина коэффициента деформационного упроч-



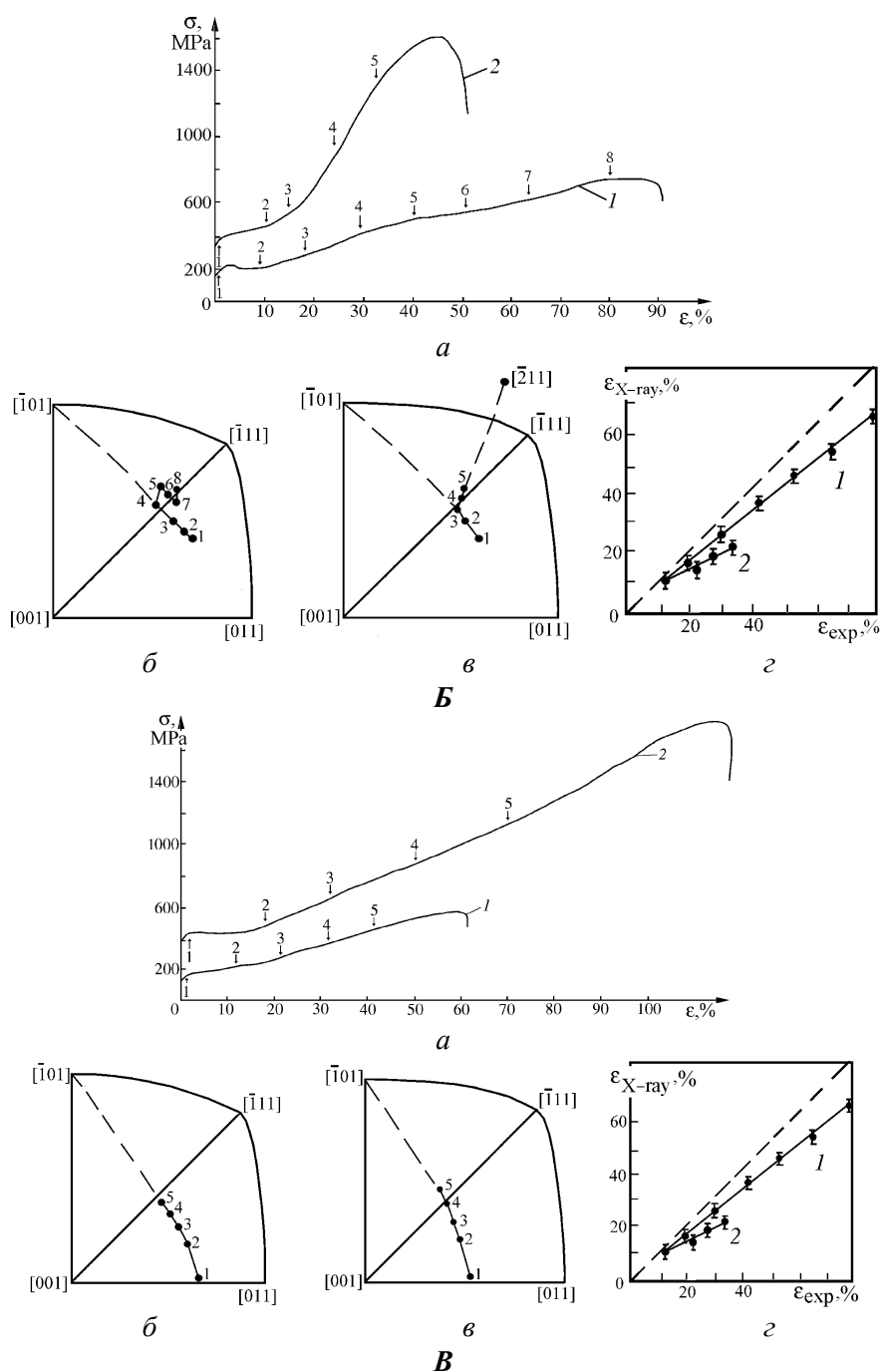


Рис. 3. Кривые течения и прецессия оси кристалла при деформации монокристаллов аустенитной нержавеющей стали II ориентации [011] (А) и стали I ориентаций $[\bar{1}23]$ (Б) и [012] (В): а – кривая 1 – $T = 300$ К; кривая 2 – $T = 77$ К; б, в – прецессия оси кристалла соответственно при $T = 300$ и 77 К; г – соотношение между деформацией заданной ϵ_{exp} и рассчитанной ϵ_{X-ray} по данным рентгеновского измерения. Цифры на кривой течения показывают деформацию, при которой измерялась прецессия оси кристалла

нения $\theta = d\sigma/d\varepsilon$ на линейной стадии упрочнения зависят от ориентации оси кристалла и температуры испытания T .

В указанных кристаллах при $T = 300$ К кривые течения имеют типичный для ГЦК-кристаллов вид. В [011]-, $[\bar{1}23]$ -, [012]-кристаллах, ориентированных для одиночного скольжения, наблюдаются три стадии упрочнения: I – легкого скольжения, II – линейная и III – динамического возврата (рис. 3, кривые 1) [11,14]. Коэффициент деформационного упрочнения Θ/G при $T = 300$ К для соответствующей стадии пластического течения хорошо согласуется с Θ_I/G и Θ_{II}/G (таблица), полученными ранее для чистых ГЦК-кристаллов и их сплавов замещения [11,14,15].

Исследование прецессии оси [011]-, $[\bar{1}23]$ -, [012]-кристаллов при деформации показывает, что пластическое течение происходит в первичной системе скольжения $[\bar{1}01]$ (111), ось кристалла при деформации движется в направлении $[\bar{1}01]$, соответствующем направлению скольжения в первичной системе скольжения $[\bar{1}01]$ (111), которая является основной действующей системой скольжения (рис. 3, изображения б). Вклад вторичных систем скольжения в общее удлинение оказывается незначительным. Сравнение экспериментально заданных значений деформации ε_{exp} с рассчитанными по прецессии оси кристалла значениями деформации $\varepsilon_{\text{X-ray}}$ показывает, что сдвиг в основном реализуется в первичной системе скольжения $[\bar{1}01]$ (111) и потери на действие вторичных систем оказываются порядка 15–20% (рис. 3, А,з и 3, Б,з, кривые 1).

Таким образом, экспериментально по исследованию прецессии оси кристалла показано, что в [011]-, $[\bar{1}23]$ -, [012]-кристаллах при $T = 300$ К величина Θ_{II} определяется скольжением. Это подтверждается изучением дислокационной структуры. Детальное исследование дислокационной структуры $[\bar{1}11]$ -, [011]-, $[\bar{1}23]$ -, [012]-кристаллов обнаруживает ряд особенностей. Так, в $[\bar{1}11]$ -кристаллах при малых деформациях ($\varepsilon = 5\%$) наблюдаются плоские скопления дислокаций и ДУ, полные дислокации $a/2\langle 110 \rangle$ расщеплены на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$. Дислокационная структура является планарной. Увеличение деформации ($\varepsilon > 5\%$) в $[\bar{1}11]$ -кристаллах приводит к быстрому изменению дислокационной структуры от планарной к ячеистой и, наконец, при $\varepsilon = 18\%$ обнаруживается двойникование. В [011]-кристаллах плоские скопления дислокаций наблюдаются при $\varepsilon \leq 10\%$. Расщепленные дислокации и ДУ появляются при больших деформациях ($\varepsilon > 15\%$) по сравнению с $[\bar{1}11]$ -кристаллами. В [012]-, $[\bar{1}23]$ -кристаллах ДУ и расщепление дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ не обнаружены до $\varepsilon = 40\%$ (рис. 4). Понижение температуры испытания до 77 К усиливает планарный характер дислокационной структуры и ее зависимость от ориентации оси кристалла. Так, при $\varepsilon \leq 3\%$ в $[\bar{1}11]$ -кристаллах плоские скопления дислокаций становятся более мощными, ДУ и расщепление дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ наблюдаются с самого начала деформации по сравнению со случаем

при $T = 300$ К. В $[011]$ -, $[\bar{1}23]$ -, $[012]$ -кристаллах при $\varepsilon \leq 3\%$ дислокационная структура планарная, но ДУ и расщепление дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ не обнаружены. Увеличение деформации ($\varepsilon \geq 3\%$) при $T = 77$ К приводит к появлению новых особенностей дислокационной структуры и механизмов деформации монокристаллов данных сталей, которые будут рассмотрены ниже.

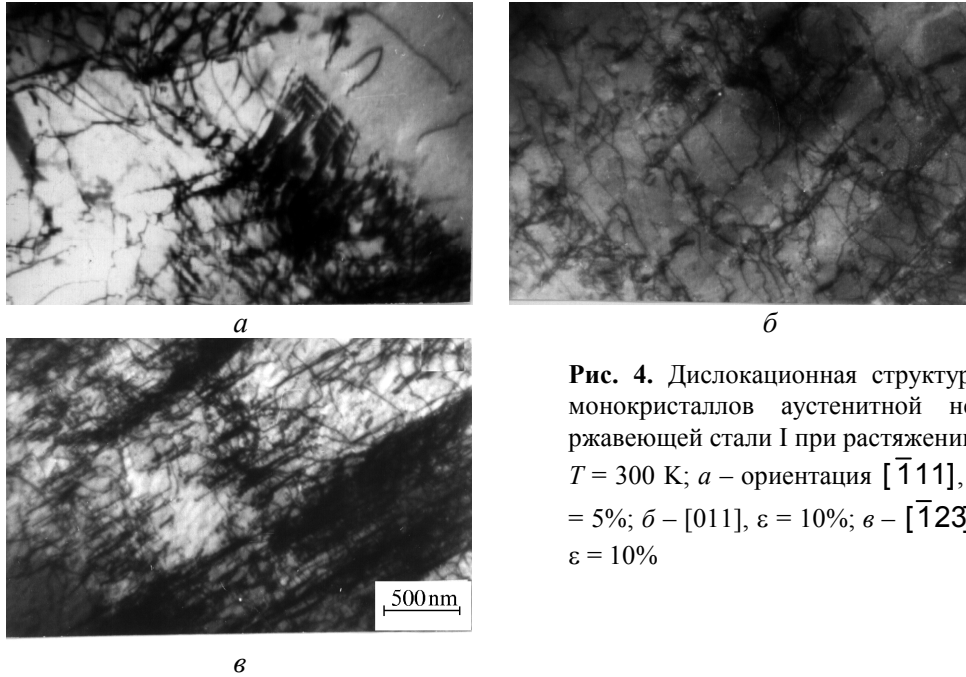


Рис. 4. Дислокационная структура монокристаллов аустенитной нержавеющей стали I при растяжении; $T = 300$ К; *a* – ориентация $[\bar{1}11]$, $\varepsilon = 5\%$; *б* – $[011]$, $\varepsilon = 10\%$; *в* – $[\bar{1}23]$, $\varepsilon = 10\%$

Итак, экспериментально показано, что при $T = 77\text{--}300$ К дислокационная структура в монокристаллах аустенитной нержавеющей стали с низкой γ_0 при малых деформациях $\varepsilon = 3\text{--}10\%$ зависит от ориентации оси кристалла.

Различие в дислокационной структуре $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -, $[\bar{1}23]$ -, $[012]$ -кристаллов при 300 К может быть объяснено с позиций влияния внешних напряжений на величину расщепления d дислокаций. Согласно соотношению

$$(2) \quad d = \frac{Gb^2}{8\pi\gamma_{\text{eff}}}. \quad \text{Это значит, что в } [\bar{1}11]\text{-}, [011]\text{-ориентациях, в которых } \gamma_{\text{eff}} \text{ в}$$

поле внешних напряжений уменьшается относительно равновесной γ_0 (таблица), величина расщепления дислокаций d будет увеличиваться. Таким образом, образование плоских скоплений, ДУ и двойников при $T = 300$ К можно рассматривать как доказательство подавления процессов поперечного скольжения дислокаций в этих ориентациях на ранних стадиях деформации, что, в свою очередь, приводит к образованию планарной структуры [1,16–18]. В $[\bar{1}23]$ -, $[012]$ -ориентациях γ_{eff} увеличивается относительно $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -ориентаций (таблица), следовательно, величина расщепления дислокаций d уменьшается. Поэтому в данных кристаллах не наблюдаются

расщепление дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ и ДУ, реализуется поперечное скольжение и образуется ячеистая структура [16].

Итак, при $T = 300$ К влияние ориентации оси кристалла на величину расщепления $a/2\langle 110 \rangle$ полной дислокации на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ может быть описано соотношением (2), которое показывает, что ориентация оси кристалла и уровень напряжений σ являются важными факторами, определяющими развитие дислокационной структуры.

При $T = 77$ К в $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -, $[\bar{1}23]$ -, $[012]$ -кристаллах аустенитных нержавеющей сталей обнаружено необычное поведение при деформации для ГЦК-чистых металлов. С самого начала пластическое течение в $[\bar{1}11]$ -кристаллах реализуется с высоким Θ_{II}/G (см. рис. 2, кривая 2). В $[011]$ -кристаллах при $T = 77$ К на кривой течения наблюдается зуб текучести, после которого деформация до $\epsilon = 13\%$ развивается полосой Людерса с $\Theta = 0$. Далее при $\epsilon > 13\%$ деформация на стадии II линейного упрочнения протекает с высоким коэффициентом Θ_{II}/G (рис. 3, А, а, кривая 2; таблица), который превышает коэффициенты, наблюдаемые при множественном скольжении ГЦК-кристаллов [11,14,15]. Тем не менее шестикратное увеличение Θ_{II}/G при $T = 77$ К в $[011]$ -кристаллах по сравнению с Θ_{II}/G при $T = 300$ К не приводит к снижению пластичности при $T = 77$ К.

В $[\bar{1}23]$ -кристаллах при $T = 77$ К на σ - ϵ -кривой выделяются три стадии пластического течения (рис. 3, Б, а, кривая 2). При $\epsilon > 15\%$ наблюдается увеличение Θ_{II} относительно $T = 300$ К и Θ_{II}/G становится равным $12 \cdot 10^{-3}$.

С самого начала пластическое течение $[012]$ -кристаллов при $T = 77$ К развивается полосой Людерса с $\Theta = 0$ после зуба текучести. При $\epsilon > 18\%$ деформация на стадии II линейного упрочнения протекает с высоким коэффициентом Θ_{II} , который оказывается близким к таковому при $T = 300$ К и не превышает наблюдаемые ранее при множественном скольжении ГЦК-кристаллов и их сплавов замещения (рис. 3, В, а, кривая 2; таблица) [11,14,15]. При $\epsilon > 70\%$ пластическая деформация $[012]$ -кристаллов характеризуется ростом Θ и значение Θ/G становится равным $4.9 \cdot 10^{-3}$, что в 1.5 раза превышает его величину на стадии II линейного упрочнения этих кристаллов. Пластичность $[012]$ -кристаллов при $T = 77$ К увеличивается в 2 раза относительно $T = 300$ К и составляет 115% (рис. 3, В, а, кривая 2; таблица).

Итак, при $T = 77$ К в $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -, $[\bar{1}23]$ -монокристаллах сталей с низкой γ_0 на стадии линейного упрочнения наблюдается рост значения Θ_{II}/G , которое в 5–6 раз превышает значения, обычно наблюдаемые в кристаллах на II стадии деформации при скольжении. В $[012]$ -кристаллах понижение температуры испытания слабо влияет на изменение Θ_{II}/G относительно $T = 300$ К.

Для выяснения физической причины высоких значений Θ_{II}/G при $T = 77$ К в $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -, $[\bar{1}23]$ -кристаллах и слабого влияния температуры на Θ_{II}/G в $[012]$ -кристаллах проведены исследования дислокационной структуры, фазового состава (γ , ϵ , α) и прецессии оси кристалла.

Изучение прецессии оси кристалла при пластической деформации в $[012]$ -, $[\bar{1}23]$ -кристаллах показывает, что ось кристалла вначале движется по большому кругу, проходящему через полюс $[\bar{1}01]$, который является направлением скольжения в первичной системе $[\bar{1}01](111)$. При достижении осью кристалла симметрии $[001]-[\bar{1}11]$ прецессия в $[012]$ -кристаллах происходит в направлении $[\bar{1}01]$ (рис. 3,Б,в), а в $[\bar{1}23]$ -кристаллах – в направлении $[\bar{2}11]$ (рис. 3,Б,в). Аналогичное поведение прецессии оси кристалла при достижении осью симметрии $[001]-[\bar{1}11]$ от скольжения в направлении $[\bar{1}01]$ к двойникованию в направлении $[\bar{2}11]$ обнаружено нами в $[\bar{1}23]$ -, $[\bar{1}22]$ -монокристаллах аустенитной нержавеющей стали с азотом $C_N = 0.3 \text{ mass\%}$ при $T = 300 \text{ K}$ и в кристаллах серебра [19,20]. В $[011]$ -кристаллах с самого начала деформации ось кристалла движется по большому кругу, проходящему через полюс $[\bar{2}11]$, который является направлением двойникования в первичной плоскости двойникования $[\bar{2}11](111)$ (рис. 3,А,в). Поскольку механическое двойникование и мартенситное γ - ϵ -превращение в ГЦК-кристаллах реализуются движением дислокаций Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ (в первом случае в каждой плотноупакованной плоскости (111), а во втором – через одну атомную плоскость $[10]$), то нельзя однозначно утверждать, что перемещение оси кристалла в направлении $[\bar{2}11]$ в $[011]$ - и $[\bar{1}23]$ -кристаллах связано только с двойникованием. В $[\bar{1}11]$ -кристаллах прецессия оси кристалла отсутствует.

Электронно-микроскопические исследования показали, что в $[011]$ -кристаллах полоса Людерса связана с зарождением и ростом ϵ -мартенсита в одной системе $[\bar{2}11](111)$ (рис. 5,а). При $\epsilon > 12\%$ γ - ϵ -МП происходит в двух системах, а при $\epsilon > 20\%$ в полосах ϵ -мартенсита наблюдается α -мартенсит (рис. 5), который обнаруживается металлографически на поверхности образца (рис. 6). Анализ микродифракции от γ -фазы и ϵ -, α -мартенситных фаз показывает, что γ - и ϵ -фазы находятся в ориентационном соотношении $[0\bar{1}1]_{\gamma} \parallel [\bar{1}2\bar{1}0]_{\epsilon}$; γ - и α -фазы – в соотношении $[\bar{1}01]_{\gamma} \parallel [\bar{1}11]_{\alpha}$, которое оказывается соотношением Курдюмова–Закса [21]. В $[\bar{1}11]$ -кристаллах пластическое течение при $\epsilon = 1\text{--}3\%$ происходит двойникованием и γ - ϵ -МП одновременно. При $\epsilon > 15\%$ обнаруживается α -мар-

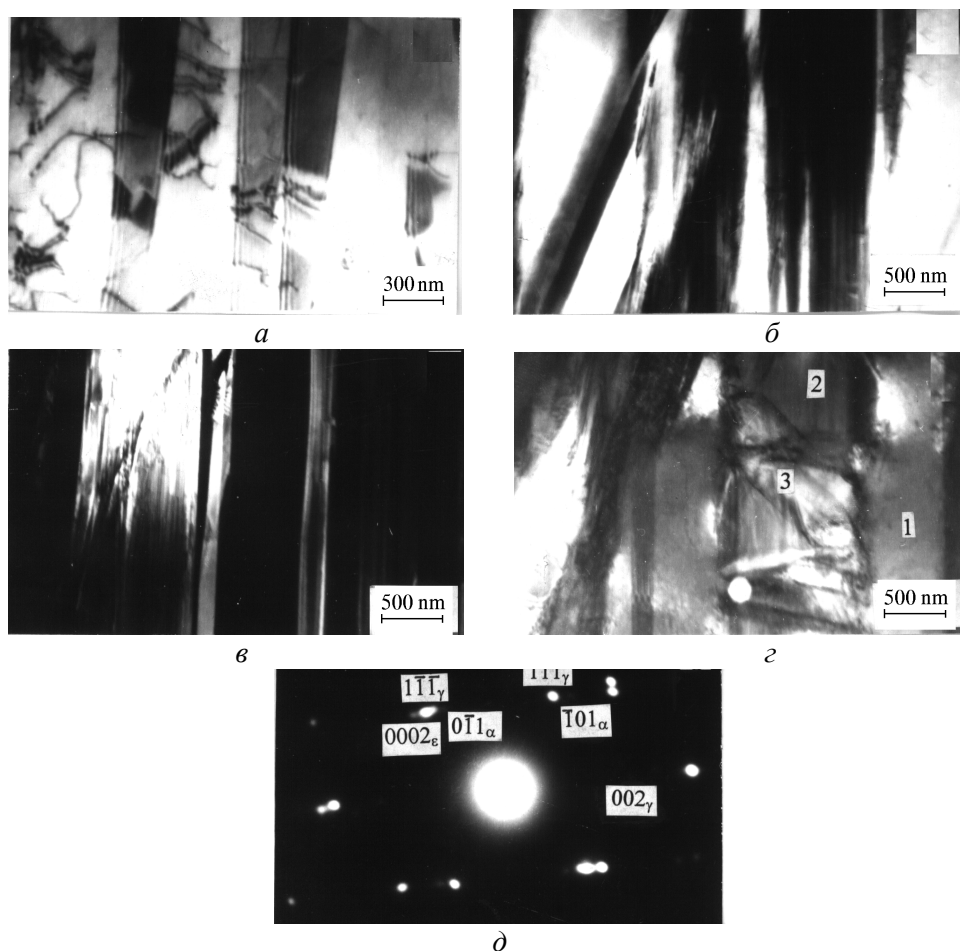


Рис. 5. Дислокационная структура [011]-монокристаллов аустенитной нержавеющей стали II при деформации растяжением при $T = 77$ К: *a* – дефекты упаковки, $\varepsilon = 3\%$; *б* – светлое поле, ε -мартенсит, деформация $\varepsilon = 24\%$; *в* – темное поле (*б*) в рефлексе ε -мартенсита, деформация $\varepsilon = 24\%$; *г* – светлое поле, α -мартенсит в пластинках ε -мартенсита, деформация $\varepsilon = 24\%$: 1 – γ -фаза, 2 – ε -мартенсит, 3 – α -мартенсит; *д* – микродифракция (*г*)

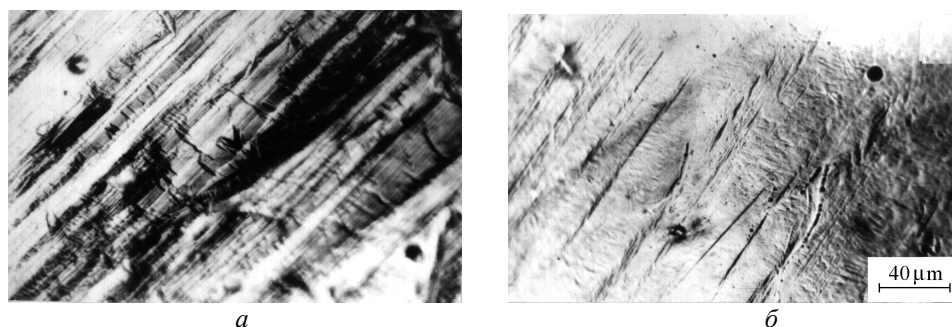


Рис. 6. Металлографическая картина наблюдения α -мартенсита при растяжении вдоль [011]-направления на поверхности образца при $T = 77$ К: *a* – деформация $\varepsilon = 24\%$; *б* – свежие следы после деформации $\varepsilon = 24\%$
тенсит. В $[\bar{1}23]$ -кристаллах начало пластического течения связано со сколь-

жением. Электронно-микроскопически наблюдаются плоские скопления дислокаций в одной системе. С увеличением деформации плотность дислокаций растёт. При $\varepsilon = 15\%$ обнаружено образование пластин ε -мартенсита в одной системе, а при $\varepsilon > 20\%$ – уже в двух системах, которые пересекаются друг с другом. В [012]-кристаллах до $\varepsilon < 70\%$ скольжение является основным механизмом деформации, а увеличение Θ при $\varepsilon > 70\%$ связано с развитием γ - ε - α -МП.

Таким образом, на примере ориентаций $[\bar{1}11]$ -, [011]-, $[\bar{1}23]$ -монокристаллов аустенитных нержавеющей сталей с низкой γ_0 установлено, что высокие значения Θ_{II}/G для кристаллов [011], $[\bar{1}23]$, ориентированных для одиночного скольжения и $[\bar{1}11]$ – для множественного при $T = 77$ К связаны с γ - ε - α -МП и взаимодействием вариантов ε - и α -мартенсита друг с другом и с двойникованием. Вклад вторичной системы ε -мартенсита в формоизменение оказывается существенным, о чем свидетельствует сравнение экспериментально заданных значений деформации ε_{exp} с рассчитанными по прецессии оси кристалла значениями деформации $\varepsilon_{X\text{-ray}}$ (рис. 3,А,з и 3,Б,з, кривые 2).

Однако, как показывают электронно-микроскопические исследования и изучение прецессии оси кристалла, деформация, при которой начинается γ - ε -МП, при $T = 77$ К оказывается зависящей от ориентации оси кристалла. Так, в $[\bar{1}11]$ -, [011]-монокристаллах γ - ε -МП имеет место почти с самого начала пластического течения при $\varepsilon = 1\text{--}3\%$, в $[\bar{1}23]$ -кристаллах – после значительной деформации скольжением ($\varepsilon = 15\%$), в [012]-кристаллах – при $\varepsilon > 70\%$.

Объяснить ориентационную зависимость появления γ - ε -МП в монокристаллах аустенитных нержавеющей сталей при $T = 77$ К можно по аналогии с ориентационной зависимостью деформации двойникованием в ГЦК-кристаллах [8,20,22]. Во-первых, экспериментально было установлено, что с понижением температуры испытания γ_0 уменьшается от 0.025 J/m^2 при $T = 300$ К до 0.014 J/m^2 при $T = 77$ К [4,16], что должно способствовать более легкому расщеплению дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ по реакции (1) и, следовательно, зарождению ε -фазы. Во-вторых, поскольку сдвиг при γ - ε -МП $q_\varepsilon = \sqrt{2}/4$ оказывается меньше сдвига при двойниковании, который равен $q_{\text{tw}} = \sqrt{2}/2$, то это означает, что при низкой величине γ_0 γ - ε -МП будет протекать легче и при меньших напряжениях, чем двойникование [8–10]. В-третьих, согласно соотношению (2) полная дислокация $a/2\langle 110 \rangle$, расщепленная на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ с образованием ДУ вычитания между ними, изменяет свое расщепление в поле внешних напряжений [1].

Из рис. 1, на котором представлены значения m_1 , m_2 и Q , следует, что при деформации растяжением γ_{eff} увеличивается при изменении ориентации оси кристалла от $[\bar{1}11]$, [011] к [001]. Результаты оценок γ_{eff} в зависимости от ориентации кристалла и температуры испытания представлены в таблице.

Видно, что достижение высокого уровня напряжений и уменьшение γ_0 при понижении T испытания в $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -кристаллах приводит к тому, что γ_{eff} в соотношении (2) стремится к нулю. Это можно рассматривать как потерю устойчивости полной дислокации $a/2\langle 110 \rangle$ к расщеплению на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ в ориентациях $[\bar{1}11]$, $[011]$, как в высокопрочных монокристаллах аустенитных нержавеющей сталей с азотом [3–6,16]. Образование ДУ и пластин ϵ -мартенсита с самого начала пластического течения может происходить по механизму «скользящего источника», когда зародыш ϵ -мартенсита появляется из дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$, расщепленных на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$, в поле внешних напряжений по реакции (1) [23]. В результате возникают ДУ вычитания и слой ϵ -фазы [10]. Дальнейший рост ϵ -мартенсита и двойников может происходить за счет наложения дефектов упаковки, возникающих по такому же механизму. Поскольку образование ϵ -мартенсита является промежуточным этапом для образования α -мартенсита, то в $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -кристаллах γ - α -МП наблюдается при малых деформациях ($\epsilon = 13$ –15%).

Отклонение от $[011]$ -, $[\bar{1}11]$ -ориентаций к $[\bar{1}23]$ приводит к уменьшению фактора Q (см. рис. 1) и, следовательно, к уменьшению величины полосы дефекта упаковки между двумя частичными дислокациями Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ в поле внешних напряжений. Это значит, что γ_{eff} в $[\bar{1}23]$ -кристаллах будет увеличиваться по сравнению с $[011]$ -кристаллами (таблица) и данный факт будет способствовать подавлению образования пластин ϵ -мартенсита с самого начала пластического течения. Поэтому переход к γ - ϵ -МП в $[\bar{1}23]$ -кристаллах наблюдается при $\epsilon > 15\%$, когда ось кристалла оказывается близкой к симметрии $[001]$ – $[\bar{1}11]$, и необходимые условия для образования ϵ -мартенсита, как и ранее отмечалось для двойникования в низкопрочных ГЦК-кристаллах, достигаются при активации множественного скольжения при достижении осью кристалла симметрии $[001]$ – $[\bar{1}11]$ [22].

Наконец, в $[012]$ -кристаллах $Q = 0$ и не изменяется при прецессии оси кристалла (см. рис. 1,з). Следовательно, эти ориентации оказываются самыми неблагоприятными для действия «скользящего источника» ДУ, когда последние возникают за счет расщепления полной дислокации b на две частичные Шокли b_1 и b_2 по реакции (1). Поэтому деформация скольжением, предшествующая γ - ϵ -МП, составляет 70% в этой ориентации и γ - ϵ -МП происходит при достижении осью кристалла симметрии $[001]$ – $[\bar{1}11]$, как и при деформации двойникованием в низкопрочных ГЦК-кристаллах [20,22].

Повышение T испытания до 300 К увеличивает γ_0 и уменьшает τ_{cr} почти в 2 раза по сравнению с $T = 77$ К (таблица). Следовательно, согласно (2) γ_{eff} возрастает, что ослабляет силовое воздействие на величину расщепления дислокаций и, таким образом, подавляет образование ϵ -мартенсита; деформация происходит скольжением.

Вся совокупность полученных в работе экспериментальных данных и ранее проведенные исследования [3–5,8] позволяют сделать следующие выводы.

1. В монокристаллах аустенитных нержавеющей сталей I и II при $T = 300$ К обнаружена ориентационная зависимость типа дислокационной структуры. В $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -кристаллах выявлены дефекты упаковки, планарный тип дислокационной структуры, $a/2\langle 110 \rangle$ -дислокации, расщепленные на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$. В $[012]$ -, $[\bar{1}23]$ -кристаллах эффектов расщепления дислокаций в дислокационной структуре не наблюдается. Это объясняется влиянием внешних приложенных напряжений на величину расщепления $a/2\langle 110 \rangle$ -дислокаций на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$.

2. При $T = 77$ К в кристаллах аустенитных нержавеющей сталей I и II обнаружены γ - ϵ - α -МП под нагрузкой. В $[\bar{1}11]$ -, $[011]$ -кристаллах ϵ -мартенсит образуется после небольшой деформации скольжением $\epsilon = 1-3\%$, в $[\bar{1}23]$ – после $\epsilon > 15\%$, в $[012]$ – $\epsilon = 70\%$. Предполагается, что γ - ϵ -МП, как и двойникование в ГЦК-кристаллах с низкой γ_0 , определяется соотношением факторов Шмида для двойникования m_{tw} , скольжения m_s и фактора $Q = (m_2 - m_1)/2$, который определяет расщепление полных дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$ на частичные дислокации Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ в зависимости от ориентации кристаллов, величины внешних приложенных напряжений и равновесной энергии дефекта упаковки γ_0 .

3. В $[011]$ -кристаллах для ϵ -мартенсита установлено ориентационное соотношение $[0\bar{1}1]_\gamma || [\bar{1}2\bar{1}0]_\epsilon$, для α -мартенсита – соотношение Курдюмова–Закса $[\bar{1}01]_\gamma || [\bar{1}11]_\alpha$. Кристаллы α -мартенсита зарождаются преимущественно в пластинах ϵ -мартенсита.

4. Высокие значения Θ_{II}/G при $T = 77$ К в $[011]$ -, $[\bar{1}23]$ -кристаллах связаны с развитием γ - ϵ -МП на линейной стадии упрочнения в двух системах с последующим ϵ - α -МП. Уменьшение Θ_{II}/G в этих кристаллах в 6 раз при деформации при $T = 300$ К связано с подавлением γ - ϵ - α -МП и с развитием деформации скольжением.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта 04-02-02 Фонда поддержки фундаментальных исследований ОАО «ММК», ИТЦ «Аусферр» и ФниО «Интелс».

1. S.M. Copley, B.H. Kear, Acta Met. **16**, 231 (1968).
2. J.F. Breedis, W.D. Robertson, Acta Met. **11**, 547 (1963).
3. Ю.И. Чумляков, И.В. Киреева, А.Д. Коротаев, ФММ № 4, 153 (1992).
4. И.В. Киреева, Ю.И. Чумляков, Н.В. Лузгинова, ФММ **93**, № 4, 88 (2002).
5. Ю.И. Чумляков, И.В. Киреева, С.П. Ефименко, О.В. Иванова, А.Д. Коротаев, Е.В. Чепель, ДАН СССР **340**, 486 (1995).
6. Ю.И. Чумляков, И.В. Киреева, А.Д. Коротаев, Е.И. Литвинова, Ю.Л. Зуев, Изв. вузов. Физика **3**, 5 (1996).
7. H.J. Kestenbach, Phil. Mag. **36**, 1509 (1977).
8. D. Goodchild, W.T. Roberts, D.V. Wilson, Acta Met. **18**, 1137 (1970).
9. R. Lagneborg, Acta Met. **12**, 823 (1964).
10. Дж. Хирт, И. Лоте, Теория дислокаций, Атомиздат, Москва (1972).
11. Р. Бернер, Г. Кронмюллер, Пластическая деформация монокристаллов, Мир, Мо-

- сква (1969).
12. П. Хури, Ф. Хови, Р. Николсон, М. Уэлан, Электронная микроскопия тонких кристаллов, Мир, Москва (1968).
 13. M.L.G. Byrnes, M. Grujicic, W.S. Owen, Acta Metall. **35**, 1853 (1987).
 14. М.В. Классен-Неклюдова, В.Л. Инденбом, Дислокации и механические свойства кристаллов, Изд-во иностр. лит., Москва (1960).
 15. М.А. Штремель, Прочность сплавов, МИСИС, Москва (1997), ч. II.
 16. И.В. Киреева, Ю.И. Чумляков, Н.В. Лузгинова, ФММ **94**, № 5, 92 (2002).
 17. V. Gerold, H.P. Karnthaler, Acta Metall. **37**, 2177 (1989).
 18. S.I. Hong, C. Laird, Acta Metall. Mater. **38**, 1581 (1990).
 19. Н.В. Лузгинова, И.В. Киреева, Ю.И. Чумляков, Труды LX Международного семинара «Актуальные проблемы прочности», 30 сентября–4 октября 2002 г, Новгородский госуниверситет, Великий Новгород (2003).
 20. N. Narita, J. Takamura, Elsevier Science Publishers B.V., Kyoto University, Japan (1992), Ch. 46.
 21. Г.В. Курдюмов, Л.М. Утевский, Р.И. Энтин, Превращение в железе и стали, Наука, Москва (1977).
 22. J.W. Christian, S. Mahajan, Prog. Mat. Sci. **39**, 1 (1995).
 23. J.A. Venables, Phil. Mag. **6**, 379 (1963).

I.V. Kireyeva, Yu.I. Chumlyakov, N.V. Luzginova, V.A. Kirillov

γ - ϵ - α MARTENSITE TRANSFORMATIONS AT PLASTIC DEFORMATION OF AUSTENITIC STAINLESS STEEL SINGLE CRYSTALS WITH LOW STACKING FAULT ENERGY

It has been shown that the level of external stresses and single crystal axis orientations determine the type of developing dislocation structure, deformation mechanism (slip), γ - ϵ - α martensite transformation (MT), and work-hardening coefficient Θ . The physical reason of orientation dependence is associated with the influence of external stresses on the value of dissociation of perfect dislocation $a/2\langle 110 \rangle$ into partial Shockley's dislocations $a/6\langle 211 \rangle$.

Fig. 1. The contours of Schmid's factors for primary slip system $(\bar{1}11)[011]$ in tension: a – for perfect dislocation; $\bar{b}$, b – for leading $[\bar{2}11]$ and trailing $[\bar{1}\bar{1}2]$ partial Shockley's dislocations, respectively; c – the orientation factor $Q = (m_2 - m_1)/2$ for two partial dislocations [1]

Fig. 2. Stress-strain curves of $[\bar{1}11]$ single crystal of austenitic stainless steel II in tension: 1 – $T = 300$ K; 2 – $T = 77$ K

Fig. 3. Stress-strain curves and precession of crystal axis orientation in tension of $[011]$ single crystals of austenitic stainless steel II (A) and those of steel I of $[\bar{1}23]$ (B) and $[012]$ (B) orientations: a – curve 1 – $T = 300$ K; curve 2 – $T = 77$ K; $\bar{b}$, b – precession of crystal axis for $T = 300$ и 77 K respectively; c – correlation between experimental deformation ϵ_{exp} and calculated $\epsilon_{\text{X-ray}}$ using X-ray data. The figures on stress-strain curve show deformation at which precession of crystal axis has been measured

Fig. 4. Dislocation structure of single crystals of austenitic stainless steel I in tension;

$T = 300 \text{ K}$; $a - [\bar{1}11]$ orientation, $\varepsilon = 5\%$; $b - [011]$, $\varepsilon = 10\%$; $c - [\bar{1}23]$, $\varepsilon = 10\%$

Fig. 5. Dislocation structure of $[011]$ single crystals of austenitic stainless steel II in tension at $T = 77 \text{ K}$: a – stacking faults, $\varepsilon = 3\%$; b – bright-field observation, ε -martensite, $\varepsilon = 24\%$ of deformation; c – dark-field observation for (δ) in the reflex of ε -martensite, $\varepsilon = 24\%$ of deformation; d – bright-field observation, α -martensite in ε -martensite lamellas, $\varepsilon = 24\%$ of deformation: 1 – γ -phase, 2 – ε -martensite, 3 – α -martensite; δ – microdiffraction for (ε)

Fig. 6. Metallographical observations of α -martensite on the specimen surface at $T = 77 \text{ K}$ in tension along $[011]$ direction: $a - \varepsilon = 24\%$ of deformation; b – fresh traces after deformation $\varepsilon = 24\%$