

Кинетика пластической деформации примесных ковалентных кристаллов

© Б.В. Петухов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН,
Москва, Россия

E-mail: petukhov@ns.crys.ras.ru

(Поступила в Редакцию 14 мая 2015 г.)

Изучаются закономерности динамического дислокационного старения в процессах деформации ковалентных кристаллов. С этой целью развивается теория, дающая синтез синергетической модели эволюции дислокационного ансамбля в идеальном кристалле, с моделью, описывающей взаимодействие отдельных дислокаций с примесной подсистемой кристалла. Отмечается отличие динамического дислокационного старения ковалентных материалов от хорошо изученного поведения сплавов с гранцентрированной кубической кристаллической решеткой. Результаты качественного характера углубляют и наглядно иллюстрируют концепцию индивидуального старения в ансамбле разновозрастных дислокаций. Обосновываются три режима пластического течения, экспериментально наблюдаемые в примесных полупроводниковых материалах.

1. Введение

Взаимодействие дислокационной и примесной подсистем играет важную роль в формировании нужных механических свойств кристаллических материалов. В ряде материалов примеси или их кластеры являются основной причиной торможения дислокаций, создавая неоднородный потенциальный рельеф, препятствующий движению, вызывая тем самым так называемое твердо-растворное упрочнение. В ковалентных кристаллах, в которых механизм движения дислокаций определяется собственным периодическим потенциальным рельефом кристаллической решетки, легирование позволяет видоизменять подвижность дислокаций в нужную для приложений сторону, упрочняя или разупрочняя материал. Достаточно подвижные примесные атомы способны создавать примесные атмосферы, сопровождающие дислокации при их движении и модифицирующие их динамические свойства — это так называемое динамическое дислокационное старение [1,2]. Влияние примесей на пластическое течение материалов отличается для материалов с различной структурой кристаллической решетки, имеющих разные механизмы движения дислокаций. В разбавленных растворах металлов с гранцентрированной кубической (ГЦК) структурой наблюдаются развитые неустойчивости пластического течения, интенсивное изучение которых имеет давнюю историю (см., например, [1–3] и содержащиеся в них ссылки). Теория динамического дислокационного старения в ковалентных кристаллах развита недостаточно, и целью настоящей работы является изучение модели, позволяющей наглядно проиллюстрировать основные черты явления и вывести следствия, объясняющие некоторые качественные закономерности, наблюдаемые экспериментально.

2. Динамика дислокационного ансамбля кристалла

Для описания деформации достаточно совершенных кристаллических материалов были предложены модели синергетического типа, основанные на кинетике дислокационных ансамблей. Отметим только некоторые из великого множества публикаций на эту тему. Активная деформация (с постоянной скоростью) и ползучесть (деформация при постоянной нагрузке) монокристаллов LiF описывались в работе [4], одной из пионерских работ по режимам деформации Ge была работа [5], важной вехой описания особенностей пластичности Si явилась работа [6]. В простейшем варианте система уравнений модели имеет вид

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_{el} + \dot{\epsilon}_{pl} = \frac{1}{S} \frac{d\sigma}{dt} + Nbv, \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = wNv. \quad (2)$$

Здесь $\dot{\epsilon}$ — полная деформация, складывающаяся из упругой $\dot{\epsilon}_{el}$ и пластической $\dot{\epsilon}_{pl}$ составляющих, S — комбинированный модуль упругости образца и испытательной машины, σ — внешнее напряжение, N — плотность дислокаций, имеющая начальное значение N_0 , b — величина вектора Бюргерса, v — скорость движения дислокаций, предполагающаяся линейно зависящей от напряжения $v = B\sigma$, w — коэффициент саморазмножения дислокаций. Деформационное упрочнение материала может быть учтено заменой внешнего напряжения, от которого зависит скорость дислокаций, на эффективное σ_{ef} вычетом „внутренних напряжений“ σ_i : $\sigma_{ef} = \sigma - \sigma_i$. Однако в настоящей работе речь будет идти о начальном этапе деформирования, когда плотность дислокаций еще относительно невелика и их вкладом в упрочнение можно пренебречь. Внутренние напряжения

в дальнейшем будут иметь другую — примесную — природу.

Первоначальные модели и методы их решения впоследствии развивались с целью лучшего соответствия экспериментальным данным [7–12]. Достичь полного количественного описания экспериментальных данных в рамках неизбежно упрощенных феноменологических подходов оказалось нереально. Тем не менее эти „игрушечные“ модели принесли немалую пользу в объяснении таких примечательных качественных особенностей деформации, как наличие „зуба текучести“ на деформационных кривых, инкубационного периода в ползучести, а также в управлении плотностями дислокаций при выращивании кристаллов [13]. Наиболее успешного полуквантитативного соответствия с обширным экспериментальным материалом удалось добиться в недавней работе [12]. Это стимулировало попытки обобщения подобного подхода применительно к легированным материалам и твердым растворам [14–17] с учетом влияния примесной подсистемы кристалла. Для этого потребовалось объединение теории кинетики движения и размножения дислокаций, в простейшем виде представленной уравнениями (1)–(2), с теорией динамического старения дислокаций. По-прежнему до построения полного количественного описания кинетики деформации примесных материалов еще далеко, поскольку плохо известны многие микроскопические детали происходящих процессов даже на уровне элементарных актов, поэтому в настоящее время приходится ограничиваться постановкой вопросов качественного характера. Такого типа вопросы изучаются в настоящей работе с целью пролить свет на качественные черты наблюдаемых закономерностей и получить лучшее понимание природы дислокационного старения ковалентных материалов.

3. Динамическое дислокационное старение ковалентных материалов

Теория динамического дислокационного старения хорошо развита применительно ко многим металлам с ГЦК структурой [1–3,18,19], в которых дислокации движутся макроскопическими скачками между центрами закрепления (стопорами). Старение дислокаций происходит за счет диффузионного притока примесных атомов к неподвижным дислокационным сегментам во время ожидания термофлуктуационного отрыва от стопора так же, как и в статическом случае. Относительно большая длина скачков дислокационных сегментов позволяет не учитывать в дальнейшем сбрасываемые в момент отрыва примеси, пренебрегая корреляцией последовательных элементарных актов, что существенно упрощает задачу. Иная ситуация в материалах с так называемым „пайерлсовским механизмом“ [1,2,20,21] пластического течения, в которых барьеры имеют микроскопический размер, равный постоянной решетки a , а на большем масштабе движение дислокаций представляется непрерывным и пренебрежение увлечением примесей

не оправдано. Примесное содержание на дислокации эволюционирует на протяжении многократных актов преодоления пайерлсовского барьера, приводя к корреляции между ними, что необходимо учитывать в последовательной теории.

Произведенное в работе [14] компьютерное моделирование примесных атмосфер вокруг движущейся дислокации показало, как и следовало ожидать, что основной вклад в образование атмосферы вносит взаимодействие примесей и дислокации на минимальных расстояниях между ними. Таким образом, речь следует скорее вести не о континуальных атмосферах, а о захвате и увлечении примесей дислокационными ядрами. Микроскопические детали взаимодействия примесей с дислокационными ядрами изучены мало и известны весьма приблизительно, что, как уже отмечалось, делает построение полной количественной теории проблематичным. Тем не менее, на данном этапе представляется полезным развивать упрощенные модели, имеющие целью выяснение специфики происходящих процессов и установление основных качественных закономерностей различных режимов механических испытаний. Среди таких закономерностей особый интерес вызывает обсуждение в публикациях [22,23] и других различных режимов деформирования материалов в разных интервалах скорости деформирования: сильного взаимодействия с примесной подсистемой при низких скоростях деформирования и, соответственно, относительно медленном движении дислокаций с полным увлечением примесей; слабого взаимодействия при больших скоростях, когда примеси не успевают вслед за дислокациями; и промежуточного взаимодействия с частичным увлечением примесей и возможными сбросами части примесного содержания. Однако модели конкретного описания различных режимов разработаны недостаточно, так как чаще всего оперируют представлениями о поведении некоторой „типичной“ дислокации, общем для всего ансамбля, что не соответствует действительности в условиях динамического старения. Модель с дифференцированным описанием поведения дислокаций в примесных материалах была предложена в [15,16,24] и будет развиваться дальше в настоящей работе. Ее основными составляющими в дополнение к описанию динамики дислокационной популяции, предложенному для чистых, т.е. беспримесных материалов, являются:

1. Учет только примесей, находящихся непосредственно в ядре дислокации и дающих дополнительный вклад во „внутренние напряжения“ σ_i , пропорциональный избыточной концентрации примесей над средней по объему кристалла c_0 : $\sigma_i = \beta(c - c_0)$. Здесь c — концентрация примесей в расчете на один период кристаллической решетки вдоль линии дислокации, β — константа, характеризующая контактное взаимодействие примеси с дислокацией. Внутреннее напряжение противодействует внешнему напряжению σ , так что на дислокации действует „эффективное напряжение“ $\sigma_{ef} = \sigma - \beta(c - c_0)$.

2. Примесное содержание на конкретной дислокации индивидуально, так как количество собранных в ее

ядро примесей зависит от предыстории: момента рождения дислокации в меняющихся со временем внешних условиях, пройденного ею пути, скорости движения. В результате на разновозрастные дислокации в ансамбле действуют различные внутренние напряжения и они движутся с различными скоростями. Зависимость динамики дислокаций от их возраста придает наглядный смысл понятию старения.

3. Движущиеся дислокации захватывают в ядра примеси с некоторым радиусом захвата r и вовлекают их в свое движение. В зависимости от соотношения между скоростью дислокации v и подвижностью примеси, характеризуемой соотношением между временем миграции τ_M между узлами решетки и временем смещения дислокации на период решетки a/v , возможно полное или частичное увлечение примесей, описываемое соотношением (3) (см. ниже).

4. Помимо принимаемого для чистых материалов предположения об однородности пластической деформации, принимается также в среднем однородный и дисперсный характер распределения примесей. Предполагается, что возникающее вследствие прохождения дислокации нарушение однородности распределения примесей достаточно быстро восстанавливается благодаря диффузии и корреляции в движении отдельных дислокаций не учитывается.

Для описания кинетики примесного содержания в ядре дислокации будет использоваться соотношение, полученное в работе [24] (см. также [25–27])

$$\frac{dc(t, t_1)}{dt} = \frac{rBc_0}{a^2} \sigma_{ef}(t, t_1) \{1 - (c/c_0)\} \times \exp[-a/(\tau_M B \sigma_{ef}(t, t_1))] \text{ при } \sigma_{ef}(t, t_1) > 0, \\ \frac{dc(t, t_1)}{dt} = 0 \text{ при } \sigma_{ef}(t, t_1) < 0. \quad (3)$$

Здесь t_1 — момент рождения дислокации, $\frac{rBc_0}{a^2} \sigma_{ef}(t, t_1)$ — количество примесей в слое шириной r на длине пробега дислокации в единицу времени, $1 - \exp[-a/(\tau_M B \sigma_{ef}(t, t_1))]$ — доля примесей, успевающих подтянуться за дислокацией за время ее смещения на период решетки a/v .

Так как эффективное напряжение $\sigma_{ef}(t, t_1) = \sigma(t) - \beta[c(t, t_1) - c_0]$ различно для дислокаций, родившихся в разное время, описание дислокационного ансамбля должно быть детализировано с учетом возраста дислокаций. Для этого полную плотность дислокаций N следует разбить на доли $dN = \rho(t)dt$, родившиеся в определенные малые интервалы времени dt , и переформулировать соответствующим образом уравнения (1)–(2), не забыв вклад исходных дислокаций

$$\frac{dN}{dt} = \rho(t) = wN_0B \{ \sigma(t) - \beta[c_0(t) - c_0] \} + w \int_0^t dt_1 \rho(t_1) B \{ \sigma(t) - \beta[c(t, t_1) - c_0] \}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{S} \frac{d\sigma}{dt} = \dot{\varepsilon} - bN_0B \{ \sigma(t) - \beta[c_0(t) - c_0] \} - b \int_0^t dt_1 \rho(t_1) B \{ \sigma(t) - \beta[c(t, t_1) - c_0] \} = \dot{\varepsilon} - (b/w)\rho(t). \quad (5)$$

Здесь $c_0(t)$ — содержание примесей на исходных дислокациях.

Уравнения (3)–(5) могут быть использованы для описания различных режимов деформации при механических испытаниях материалов. Уместно упомянуть, что в работе [17] высказывалось мнение, что отмеченная в [24,27] необходимость учета конкретного времени рождения дислокаций сильно ограничивает описание процессов с переменной скоростью деформации материалов. В общем случае это не так, что уже демонстрировалось и будет еще продемонстрировано на конкретных примерах. Зависимость кинетики дислокационного ансамбля от времен рождения составляющих его отдельных дислокаций соответствует природе происходящих процессов в условиях динамического дислокационного старения ковалентных материалов и может игнорироваться только в свехупрошающем приближении. Определенные ограничения на применимость конкретной предлагаемой модели могут иметь место в случаях, когда скорость деформации не просто изменяется по величине, а изменяет знак, что должно приводить к попятному движению дислокаций по уже обедненной примесями области. Такие ситуации в работе не рассматриваются, но, в принципе, при достаточно медленно изменяющейся по направлению скорости деформации, когда успевает происходить диффузионное восстановление однородного распределения примесей, также могут достаточно корректно описываться предлагаемой моделью. Для описания процессов в быстропеременных внешних условиях модель, безусловно, должна быть усовершенствована, но зависимость динамики дислокаций от их предыстории, хотя и усложняющая теорию, должна приниматься во внимание и в этих случаях.

4. Деформация с постоянной скоростью. Верхний предел текучести

При деформировании образца с постоянной скоростью напряжение и плотность дислокаций меняются со временем самосогласованным образом, чтобы обеспечить требуемую величину $\dot{\varepsilon} = \text{const}$. В этом случае три уравнения (3)–(5) образуют связанную систему и должны решаться совместно. Построенный по результатам численного решения этой системы рис. 1 иллюстрирует кинетику изменения деформирующего напряжения при типичных значениях параметров материала и эксперимента. Рис. 1,а демонстрирует рост „зуба текучести“ при увеличении концентрации примесей c_0 в объеме

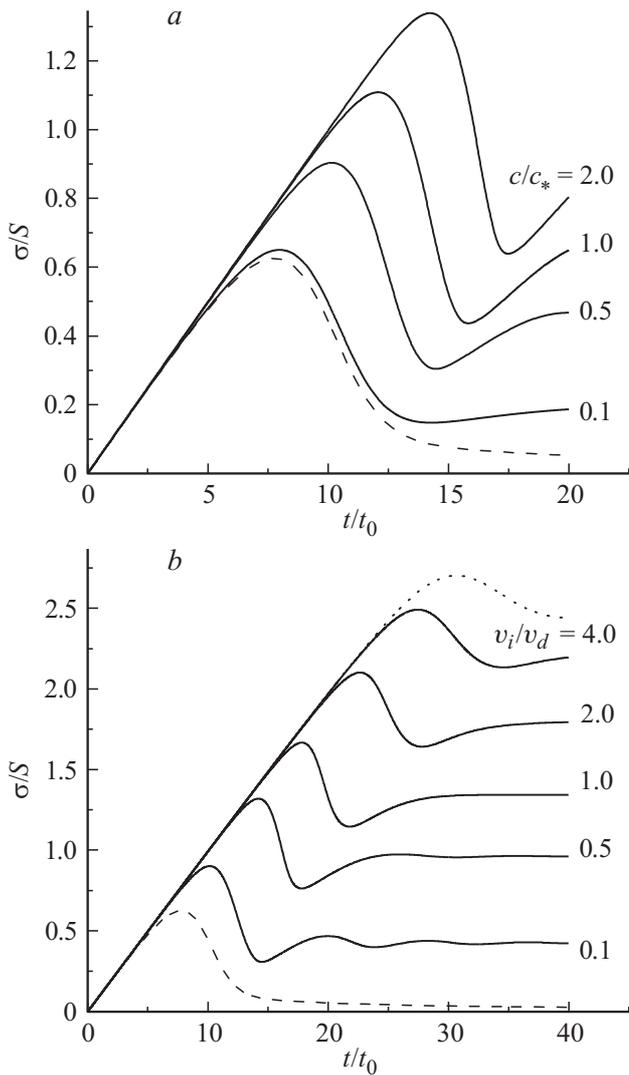


Рис. 1. (a) Деформационные кривые при различных значениях концентрации примесей c_0 в объеме кристалла. Параметры: $N_0 = 0.01w/b$, $r = 5wa^2$, $\tau_M = 0.1BS/a$, $\dot{\epsilon} = 0.1wBS$, $c_* = S/\beta$. (b) Деформационные кривые при различном соотношении подвижности примесей и дислокаций $\frac{v_i}{v_d} = \frac{a}{\tau_M BS}$. Пунктирная линия отвечает полному увлечению примесей. Параметры: $N_0 = 0.01w/b$, $r = 5wa^2$, $\dot{\epsilon} = 0.5wBS$, $c_0 = 0.1S/\beta$. Штриховые линии соответствуют беспримесному материалу $c_0 = 0$, масштаб времени $t_0 = 1/(wBS)$.

кристалла. Рис. 1, b свидетельствует, что, в то время как малоподвижные примеси слабо влияют на деформационную кривую, по мере относительного увеличения подвижности примесей дислокации обрастают их большим количеством, что приводит к заметному повышению деформирующего напряжения, т.е. к упрочнению материала.

При низкой скорости деформирования медленно движущиеся дислокации заматают в свое ядро все встречаемые в полосе захвата примеси и их содержание растет почти до нуля эффективного напряжения, так что движение дислокаций происходит только в результате

роста внешнего напряжения, а когда этот рост прекращается при достижении верхнего предела текучести, происходит иммобилизация дислокаций. Такая кинетика примесного содержания иллюстрируется рис. 2, a, показывающим результат расчета при указанных значениях параметров. При более высокой скорости деформирования возможен другой сценарий происходящего, изображенный на рис. 2, b при другом выборе параметров, закладываемых в расчет. На начальном участке деформационной кривой при еще относительно небольшом напряжении и низкой скорости дислокаций количество примесей на исходных и рождающихся дислокациях растет аналогично тому, как это изображено на рис. 2, a.

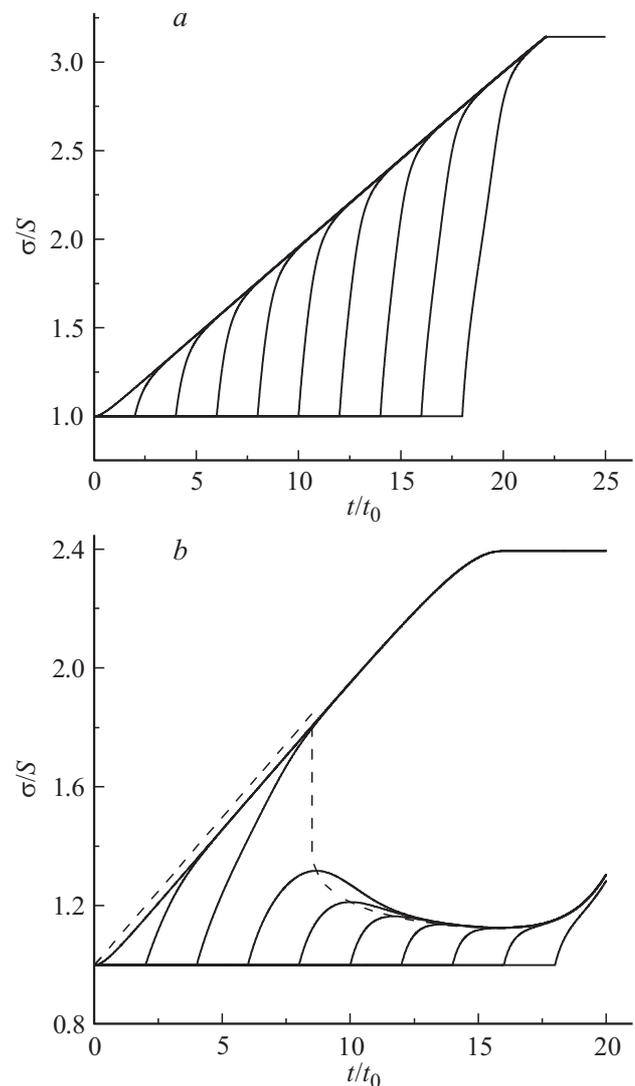


Рис. 2. Эволюция примесного содержания на дислокациях в зависимости от времени их рождения. (a) Режим увлечения примесей. Параметры: $N_0 = 0.01w/b$, $r = 5wa^2$, $\tau_M = 2BS/a$, $\dot{\epsilon} = 0.05wBS$, $\beta = 0.5S/c_0$; (b) режим частичного увлечения $N_0 = 0.01w/b$, $r = 5wa^2$, $\tau_M = 13.3BS/a$, $\dot{\epsilon} = 0.05wBS$, $\beta = 0.5S/c_0$. Штриховая линия показывает аттрактор, соответствующий поведению примесного содержания на дислокациях при больших временах.

Однако по мере роста напряжения и увеличения скорости рождающихся дислокаций часть примесей отстает от них и возникают условия, когда примесное содержание после первоначального роста начинает падать, выходя со временем на приблизительно одинаковое для этой группы асимптотическое поведение (аттрактор). Для другой группы дислокаций, родившихся после прохождения процессом деформации верхнего предела текучести, когда внешнее напряжение уже уменьшается, примесное содержание вновь растет монотонно, приводя к иммобилизации дислокаций. При более высокой скорости деформации немонотонно может меняться содержание примесей и на исходных дислокациях. Эти результаты показывают, что „биографии“ дислокаций сугубо индивидуальны, что неизбежно накладывает свой отпечаток на общую кинетику деформации материала.

5. Величина примесного упрочнения за зубом текучести

Рис. 3, *a* иллюстрирует зависимость высоты „зуба текучести“, т.е. верхнего предела текучести σ_u , от средней концентрации примесей в объеме кристалла. Рост σ_u с увеличением степени легирования материала зависит от подвижности примесей: чем выше подвижность, тем сильнее старение дислокаций и сильнее растет „зуб текучести“.

За „зубом текучести“ напряжение σ и скорость генерации дислокаций ρ меняются со временем более плавно и, считая эти величины приближенно постоянными, можно оценить величину примесного упрочнения. В этом случае, согласно (5), $\rho \approx (w/b)\dot{\epsilon}$, а концентрация $c(t, t_1)$ зависит только от одной переменной — разности $t - t_1$ и при большом аргументе выходит на значение, соответствующее иммобилизации дислокации $c(t, t_1) \approx c_0 + \sigma/\beta$. В уравнении (3) в этом случае переменные разделяются, что позволяет привести уравнение (4) к виду

$$w \int_0^t dt_1 \{ \sigma(t) - \beta [c(t - t_1) - c_0] \} = \int_{c_0}^{c_0 + \sigma/\beta} \frac{dc}{1 - (c/c_0) \exp\{-\alpha/[\sigma - \beta(c - c_0)]\}} = 1. \tag{6}$$

Здесь $\alpha = a/\tau_M BS$.

Соотношение (6) может быть проинтерпретировано также, как условие баланса: на одну рождающуюся дислокацию приходится одна теряющая подвижность дислокация вследствие иммобилизации примесями. Полученная из уравнения (6) численным расчетом зависимость величины примесного упрочнения от параметров проиллюстрирована на рис. 3, *b*.

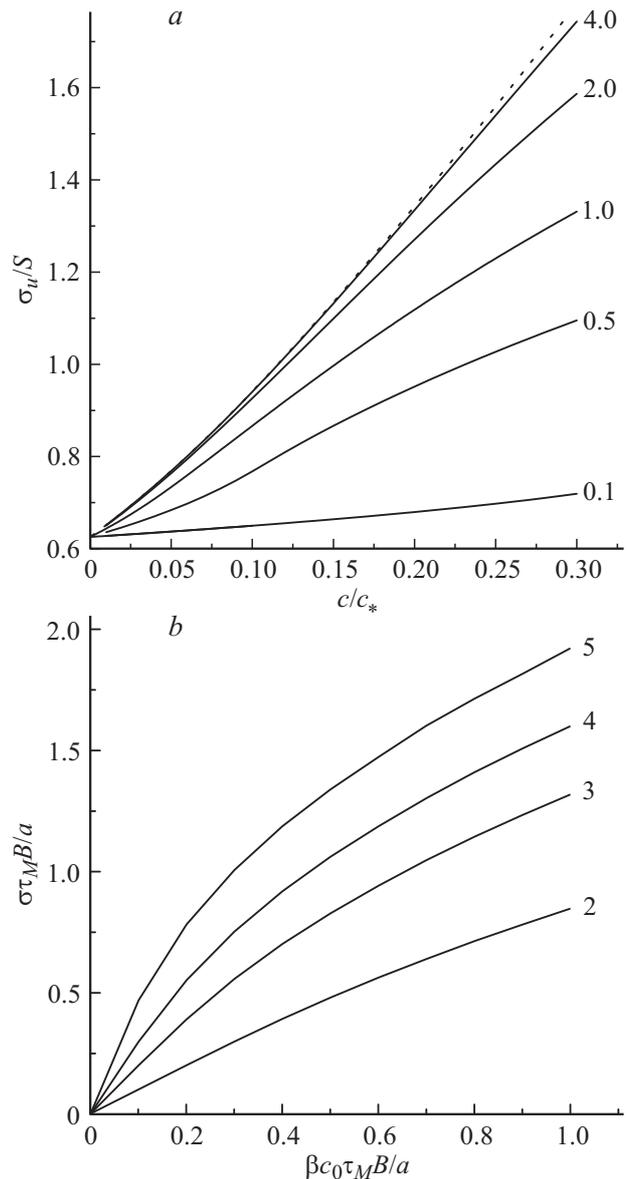


Рис. 3. (а) Зависимость верхнего предела текучести от концентрации примесей при различной их подвижности, характеризуемой параметром $a/(\tau_M BS)$, значения которого указаны у кривых. Пунктирная линия соответствует предельно большой подвижности примесей, приводящей к полному увлечению. (б) Величина примесного упрочнения за верхним пределом текучести в зависимости от параметров материала. Значения параметра $r/(wa^2)$ указаны цифрами у кривых.

6. Скоростная зависимость верхнего предела текучести

Существование различных режимов пластического течения примесных кристаллов наиболее часто обсуждается в связи с соотношением подвижности примесей и дислокаций. Макроскопическим проявлением такого соотношения является характер зависимости верхнего предела текучести от скорости деформирования. Эта за-

висимость, полученная численным решением уравнений (4)–(5), проиллюстрирована на рис. 4.

Как можно видеть из рис. 4, предел текучести, в основном, растет с увеличением скорости деформирования. Однако в некоторой области скоростей этот рост замедляется и даже может сменяться убыванием. Такое поведение наблюдалось в экспериментах, как это проиллюстрировано данными для нижнего предела текучести кристаллов Si [22] на вставке. Здесь штриховые линии изображают скоростную зависимость предела текучести полученного методом зонной плавки относительно чистого кремния при различных температурах, сплошные линии с символами — для выращенного по Чохральскому кремния со значительным содержанием примесей кислорода.

В этой работе и других [23] предлагалась интерпретация наблюдений, основанная на предположении о наличии разных режимов динамического взаимодействия дислокаций с примесной подсистемой: сильного взаимодействия с полным увлечением примесных атмосфер (A), промежуточного взаимодействия с частичным сбрасыванием набираемых примесей при повышении скорости деформирования (B), и слабого взаимодействия при высокой скорости деформирования, когда примеси не успевают за быстро движущимися дислокациями (C). Модель данной работы подводит теоретическую основу для описания подобных различных режимов деформации примесных ковалентных кристаллов и позволяет проследить за всеми качественными деталями происходящих процессов. В качестве одной из иллюстраций на рис. 4, *b* показано, что при относительно низкой скорости дислокаций напряжение, действующее на исходные дислокации на пределе текучести практически полностью скомпенсировано примесным содержанием. В то же время при высокой скорости, напротив, эффективное напряжение практически равно внешнему, что свидетельствует о пренебрежимо малом наборе примесей и слабом их влиянии. В общем случае при других значениях параметров переходная область между низкой и высокой скоростями деформации может быть более широкой и промежуточный режим дислокационно-примесного взаимодействия проявляется более полно. Положение пика на скоростной зависимости предела текучести, отмеченное в основном поле на рис. 4, *a* квадратами, в точности соответствует резкому изменению кривых на рис. 4, *b* с переходом от режима сильного увлечения примесей к режиму слабого увлечения, что проливает свет на природу наблюдаемой в экспериментах аномалии.

7. Заключение

В настоящей работе рассматриваются закономерности динамического дислокационного старения ковалентных кристаллов. С этой целью развивается теория, дающая синтез синергетической модели эволюции дислокационного ансамбля в идеальном кристалле, с моделью, описывающей взаимодействие отдельных дислокаций с

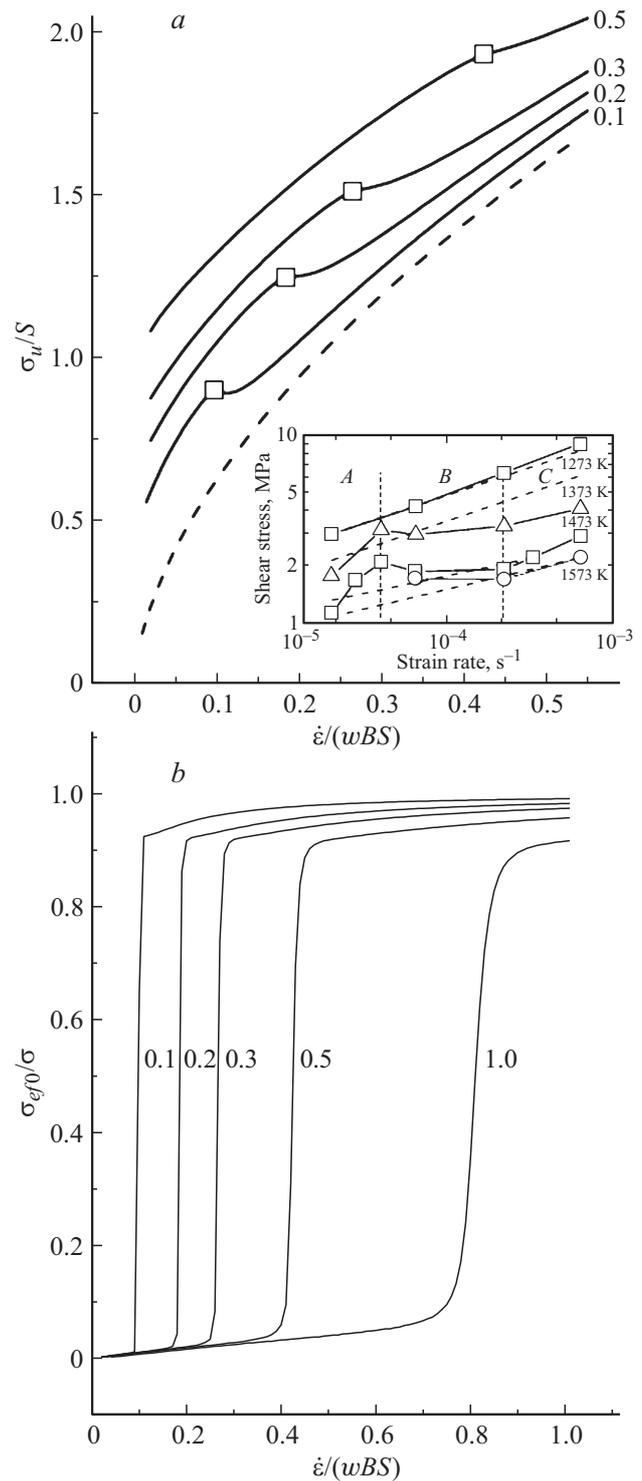


Рис. 4. (а) Зависимость верхнего предела текучести от скорости деформирования для различных значений параметра подвижности примесей α , указанных цифрами у кривых. На вставке для качественного сравнения показаны данные для нижнего предела текучести Si [22]. Штриховые линии в основном поле рисунка и на вставке отвечают беспримесному материалу. (б) Отношение эффективного напряжения, действующего на исходные дислокации на пределе текучести, к внешнему напряжению $R = \sigma_{e10}/\sigma$ для различных значений параметра подвижности примесей α , указанных цифрами у кривых.

примесной подсистемой кристалла. Кинетика дислокационной популяции подразумевает движение и размножение дислокаций в ходе процессов механических испытаний материалов. В примесном материале дислокации при своем движении собирают в свое ядро примесные атомы, что модифицирует динамические свойства дислокаций и является причиной явления динамического старения. Дислокации, рожденные в различные моменты времени в чистом материале, ведут себя одинаково, и для описания пластического течения материала достаточно знать лишь полную плотность дислокаций к данному моменту времени. В примесном материале это не так, поскольку дислокации, рожденные в разное время, набирают разное количество примесей и имеют различные динамические свойства. Поэтому, как отмечалось в [15,24,27], описание кинетики должно быть детализировано с учетом возраста отдельных дислокаций, составляющих ансамбль. В настоящей работе эта концепция развивается и иллюстрируется конкретными расчетами.

Результаты работы имеют, в основном, качественный характер. Это иллюстрация того, насколько различным может быть поведение отдельных групп разновозрастных дислокаций в одном и том же материале. Наличие различных режимов деформации примесных материалов, обсуждаемое в литературе весьма приблизительно по отношению к некоторой гипотетической „типичной“ дислокации, конкретизируется описанием индивидуальных „биографий“ отдельных дислокаций. Своеобразное поведение зависимости предела текучести примесного материала от скорости деформирования объясняется конкретной динамикой дислокационных групп. Эти результаты качественно соответствуют экспериментальным наблюдениям для ковалентных полупроводниковых материалов Si, Ge и других [6–9,22,23] при макроскопических механических испытаниях. Имеются также экспериментальные указания на более фундаментальном уровне, подкрепляющие основные положения, закладываемые в основу модели. Так в работе [28] с помощью релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) было обнаружено, что движущиеся дислокации в Si аккумулируют дефекты и примеси, причем их количество сильно зависит от скорости движения. Такого типа эксперименты дают инструмент для глубокого изучения элементарных механизмов динамического старения материалов и их было бы крайне желательно провести в более полном масштабе.

Список литературы

- [1] U. Messerschmidt. Dislocation Dynamics During Plastic Deformation. Springer Series in Material Science / Eds R. Hull, C. Jagadish, R.M. Osgood, Jr. J. Parisi, Z. Wang, H. Warlimont. Heidelberg, Dordrecht, London, N.Y. (2010). 503 p.
- [2] E. Nadgorny. Dislocation dynamics and mechanical properties of crystals. Progr. Mater. Sci. **31**, 1 (1988).
- [3] M.A. Lebyodkin, T.A. Lebedkina, F. Chmelik, T.T. Lamark, Y. Estrin, C. Fressengeas, J. Weiss. Phys. Rev. B **79**, 174 114 (2009).
- [4] W.G. Johnston. J. Appl. Phys. **33**, 2716 (1962).
- [5] В.Г. Говорков, В.Л. Инденбом, В.С. Папков, В.Р. Регель. ФТТ **6**, 1039 (1964).
- [6] H. Alexander, P. Haasen. Solid State Phys. **22**, 27 (1968).
- [7] K. Sumino. In: Defects and Properties of Semiconductors: Defect Engineering / Ed. by Chikawa J., Sumino K., Wada K. KTK Scientific Publishers, Tokyo (1987) P. 227.
- [8] A. George, J. Rabier. Rev. Phys. Appl. **22**, 941 (1987).
- [9] J. Fikar, B. Viguier, T. Kruml, C. Dupas. J. Phys.: Condens. Matter **14**, 12 887 (2002).
- [10] Б.В. Петухов. Кристаллография **46**, 909 (2001).
- [11] R. Lohonka, G. Vanderschaeve, J. Kratochvil. J. Phys.: Condens. Matter **14**, 12 975 (2002).
- [12] J. Cochard, I. Yonenaga, M. M'Hamdi, Z.L. Zhang. J. Mech. Phys. Solids **61**, 2402 (2013).
- [13] B. Gao, K. Jiptner, S. Nakano, H. Harada, Y. Miyamura, T. Sekiguchi, K. Kakimoto. J. Cryst. Growth **411**, 49 (2015).
- [14] D. Maroudas, R.A. Brown. J. Mater. Res. **6**, 2337 (1991).
- [15] B.V. Petukhov. Phys. Status Solidi C **2**, 1864 (2005).
- [16] Б.В. Петухов. ФТТ **56**, 1134 (2014).
- [17] J. Cochard, I. Yonenaga, S. Gouttebroze, M. M'Hamdi, Z.L. Zhang. J. Appl. Phys. **108**, 103 524 (2010).
- [18] P. Hähner, A. Ziegenbein, E. Rizzi, H. Neuhäuser. Phys. Rev. B **65**, 134 109 (2002).
- [19] P. Lukáč, J. Balik, F. Chmelik. Mater. Sci. Eng. A **234–236**, 45 (1997).
- [20] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 598 с.
- [21] R.A. Vardanian (ed.) Crystal Lattice Defects and Dislocation Dynamics. Nova Science Publishers, N, Y. (2001). 246 p.
- [22] T.S. Gross, V.K. Mathews, R.J. De Angelis, K. Okazaki. Mater. Sci. Eng. A **117**, 75 (1989).
- [23] H. Siethoff, H.G. Brion. Philos. Mag. A **81**, 145 (2001).
- [24] Б.В. Петухов. ФТП **38**, 385 (2004).
- [25] B.V. Petukhov. J. Phys.: Conf. Ser. **240**, 012 012 (2010).
- [26] Б.В. Петухов. Кристаллография **56**, 65 (2011).
- [27] Б.В. Петухов. ФТП **36**, 129 (2002).
- [28] V. Kveder, V. Orlov, M. Khorosheva, M. Seibt. Solid State Phenomena, **131–133**, 175 (2008).