

Низкотемпературная аномалия пластичности концентрированных ГЦК твердых растворов: система Pb–In

Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: isaev@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 27 декабря 2004 г., после переработки 25 февраля 2005 г.

Изучены закономерности пластической деформации монокристаллов твердых растворов системы Pb–In в условиях низких и очень низких температур $0,5 \text{ K} < T < 30 \text{ K}$. Для сплавов Pb–5, 10 и 20 ат.% In измерены температурные зависимости предела текучести $\tau_0(T)$ и прироста деформирующего напряжения $\Delta\tau(T)$ после десятикратного увеличения скорости деформации. Выявлены специфические особенности (аномалии) этих зависимостей, которые не соответствуют представлениям о термически активированном движении дислокаций через примесные барьеры. Установлено, что характер аномалий существенно изменяется при изменении концентрации индия от умеренных значений (5 и 10 ат.%) до высокого (20 ат.%). Низкотемпературная аномалия пластичности умеренно концентрированных сплавов интерпретирована на основе представлений о термоинерционном и квантово-инерционном движении дислокаций через систему одиночных примесных атомов. В случае высококонцентрированного сплава для интерпретации аномалии использована модель неомогенного распределения примесей — наличие в сплаве малых кластеров, которые создают более мощные препятствия для движения дислокаций, чем одиночные примесные атомы. Высокий уровень эффективных деформирующих напряжений в условиях глубокого охлаждения приводит к динамическому режиму движения дислокаций через систему кластеров и одиночных примесей, при этом предел текучести сплава τ_0 определяется примесным торможением типа сухого трения, а скоростная чувствительность деформирующего напряжения $\Delta\tau$ — вязким торможением электронами и фононами. Атермичность примесного сухого трения и резкое уменьшение вязкого трения при охлаждении определяют характер аномалии в этом случае.

Вивчено закономірності пластичної деформації монокристалів твердих розчинів в системі Pb–In в умовах низьких і дуже низьких температур $0,5 \text{ K} < T < 30 \text{ K}$. Для сплавів Pb–5; 10 і 20 ат.% In виміряно температурні залежності границі плинності $\tau_0(T)$ і приросту деформуючої напруги $\Delta\tau(T)$ після десятиразового збільшення швидкості деформації. Виявлено специфічні особливості (аномалії) цих залежностей, які не відповідають уявленням про термічно активований рух дислокацій через домішкові бар'єри. Встановлено, що характер аномалій істотно змінюється при переході від помірно концентрованих сплавів до висококонцентрованого сплаву Pb–20 ат.% In. Низькотемпературну аномалію пластичності помірно концентрованих сплавів інтерпретовано на основі уявлень про термоінерційний і квантово-інерційний рух дислокацій через систему одиночних домішкових бар'єрів. Для інтерпретації аномалії у випадку висококонцентрованого сплаву використано модель неомогенного розподілу домішок — присутності у ньому малих кластерів, які створюють більш потужні перепони для руху дислокацій, ніж одиночні домішкові атоми. Високий рівень ефективних напружень в умовах глибокого охолодження призводить до динамічного режиму руху дислокацій через систему кластерів і одиночних домішок, при цьому границя плинності сплаву τ_0 визначається домішковим гальмуванням типу сухого тертя, а швидкісна чутливість деформуючої напруги $\Delta\tau$ — в'язким гальмуванням на електронах і фононах. Атермічність домішкового сухого тертя і різке зменшення в'язкого тертя при охолодженні обумовлює характер аномалії у цьому випадку.

PACS: 62.20.Fe

1. Введение

В области температур $T \leq 10$ К пластичность металлов и сплавов имеет особенности, которые не соответствуют классическим представлениям о пластической деформации как процессе термически активированного движения дислокаций [1,2]. В литературе такие особенности получили название низкотемпературных аномалий пластичности. К ним относится, например, немонотонный характер температурной зависимости предела текучести: переход при охлаждении ниже некоторой пороговой температуры от монотонного увеличения к уменьшению. Вторая особенность этого типа — потеря чувствительности характеристик пластичности к изменению температуры в области достаточно низких температур (атермическая пластичность). Как своеобразная низкотемпературная аномалия рассматривается также эффект пластификации металлических сверхпроводников при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние. Такие аномалии присущи кристаллическим металлам и сплавам с различными типами решеточной структуры и регистрируются в экспериментах при различных видах механических испытаний: активной деформации, релаксации деформирующего напряжения, ползучести.

Основная причина появления указанных аномалий — изменение при переходе в область низких температур физических механизмов, определяющих динамическое трение дислокаций и их движение через барьеры различного типа: решеточный рельеф Пайерлса; примесные барьеры; барьеры, создаваемые дислокациями других систем скольжения (эффект «дислокаций леса») и т.п. В условиях низкотемпературной деформации величина сил торможения дислокаций и характер их температурной зависимости определяются совместным действием и сопоставимой эффективностью электронной и фононной вязкостей [3,4], термических и квантовых флуктуаций [5–8], инерционных эффектов [9,10].

В металлах и сплавах с ГЦК решеткой пластическое течение определяется взаимодействием дислокаций с локальными препятствиями, поэтому характер низкотемпературных аномалий существенно зависит от чистоты металла и концентрации легирующего элемента в сплаве. В связи с эффектами «дислокаций леса» важную роль играют также предварительная деформация и ориентация кристалла. Анализ накопленного экспериментального материала привел к выводу, что основная причина низкотемпературных аномалий в ГЦК металлах связана с изменением при охлаждении механизма флуктуационного открепления дислокаций от локальных примесных препятствий. Согласно одной из моделей, предложенной в [9] и развитой в рабо-

тах [10], дислокационная струна, закрепленная точечными препятствиями, может совершать затухающие колебания, характер которых определяется величиной вязкого трения. С понижением температуры кристалла вязкое трение дислокаций уменьшается за счет температурной зависимости фононной компоненты. Ниже некоторой пороговой температуры T_i при определенном соотношении коэффициента трения, собственной массы дислокационной струны и эффективной длины дислокационного сегмента, зависящей от концентрации локальных препятствий, дислокационные сегменты переходят в незадемпфированное состояние. После термофлуктуационного открепления под действием внешней нагрузки такие сегменты способны преодолевать часть локальных препятствий за счет своих инерционных свойств без помощи термофлуктуаций, т.е. дислокации переходят в режим флуктуационно-инерционного движения. При деформации с заданной скоростью это сопровождается увеличением активационной площади, заметаемой сегментом после отрыва от препятствия, и приводит к падению напряжения пластического течения деформируемого образца. Согласно теоретической модели, с ростом концентрации примеси в сплаве, т.е. по мере уменьшения средней длины дислокационных сегментов, условия их перехода в незадемпфированное состояние выполняются при более высоких значениях пороговой температуры T_i . Ниже T_i фононная составляющая вязкого трения быстро уменьшается, однако усиление инерционных свойств дислокаций может происходить и за счет изменения электронной составляющей, что является одной из причин падения напряжения течения сплава при переходе в сверхпроводящее состояние [10].

В основе теории термоинерционного движения лежит струнная модель дислокации, взаимодействующей с системой однотипных локальных (точечных) препятствий, хаотически распределенных в плоскости скольжения. На практике эта модель реализуется в ряде разбавленных твердых растворов, например на основе свинца [11–13]. Анализ экспериментальных данных для свинцовых сплавов, проведенный в указанных работах, показал, что при умеренно низких температурах и концентрациях примесей несколько атомных процентов пластичность имеет чисто активационный характер и определяется термофлуктуационным откреплением дислокаций от одиночных примесных атомов. Пороговая температура T_i , ниже которой термофлуктуационные закономерности пластического течения нарушаются, возрастает с ростом концентрации примесей, что качественно соответствует модели термоинерционного движения дислокаций. Полу-

ченные экспериментально зависимости $T_i(c)$, где c — атомная концентрация примесей, позволили корректно рассчитать коэффициенты фононного и электронного трений дислокаций, т.е. количественно подтвердить гипотезу о роли инерционных свойств дислокаций [14,15].

Вместе с тем для дальнейшего понимания физических механизмов низкотемпературной пластичности и определения границ применимости упомянутых выше теоретических моделей представляет интерес изучить закономерности движения дислокаций в концентрированных твердых растворах, учитывая особенности их тонкой структуры. Известно, что при благоприятном соотношении валентностей и концентрации компонентов твердого раствора отрицательный электронный потенциал вокруг атомов легирующего элемента обуславливает неомогенное распределение примесных атомов [16]. В металле образуются сегрегации — области с локальным атомным порядком, которые представляют собой более сильные препятствия для подвижных дислокаций, чем одиночные хаотично распределенные примесные атомы в идеальном растворе. При достаточно высоких концентрациях примесей следует ожидать, что локальное упорядочение существенно повлияет на характер термофлуктуационного движения и инерционные свойства дислокаций, а значит, и на макроскопическую пластичность сплава. Для изучения эффектов такого типа весьма удобной является система Pb–In с широкой областью растворимости индия в свинце. Исследования методом диффузного рассеяния рентгеновских лучей, проведенные в работе [17], показали, что при концентрациях индия выше 20 ат.% коэффициент локального порядка принимает положительные значения, что соответствует образованию в растворе примесных кластеров небольшого размера. В работе [15] показано, что в сплава Pb–20 ат.% In в области низких температур наблюдается изменение вида температурной зависимости предела текучести по сравнению с менее концентрированными сплавами свинца. Термоактивационный анализ экспериментальных зависимостей позволил установить, что характерные для сплава Pb–20 ат.% In высокая энтальпия активации процесса деформации и высокое пороговое напряжение сдвига не объясняются простым увеличением атомной концентрации, если считать сплав идеальным (неупорядоченным) твердым раствором. Кроме того, пороговая температура низкотемпературной аномалии пластичности T_i при сильном легировании начинает уменьшаться, что противоречит выводам теории термоинерционного движения дислокаций, развитой для случая локальных препятствий одного типа.

Для изучения указанных особенностей в данной работе в области низких и сверхнизких температур проведены сравнительные экспериментальные исследования пластичности умеренно концентрированных (неупорядоченных) и концентрированного (гетерогенного) твердых растворов Pb–In.

2. Методика эксперимента

В работе исследованы монокристаллы сплавов Pb–5; 10 и 20 ат.% In. Чистота исходных материалов для приготовления сплавов составляла: Pb–99,999%, In–99,997%. В разборной графитовой форме методом Бриджмена от одной заправки выращивали две серии по 10 монокристаллов каждого сплава с ориентацией оси растяжения благоприятной для синглетного скольжения; размеры рабочей части образца составляли 15×3×1 мм. Технология приготовления образцов описана в работе [18].

Образцы деформировали путем растяжения с постоянной скоростью при температурах 4,2 К < T < 30 К на деформационной машине с ^4He -криостатом, а при 0,53 К < T < 4,5 К — на деформационной машине с ^4He и ^3He -криостатами, конструкция которой подробно описана в [19]. В интервале 4,2–30 К температуру образца измеряли по показаниям трех термометров сопротивления, расположенных в различных точках его рабочей части. В интервале 0,53–4,5 К температуру образца определяли по показаниям одного термометра сопротивления в центре рабочей части образца. В обоих случаях относительная погрешность измерения температуры не превышала 10^{-2} .

Полные диаграммы «нагрузка–время» регистрировали с помощью самописца, а затем пересчитывали в координатах «сдвиговое напряжение τ — сдвиговая деформация ϵ ». Усиленный сигнал тензодатчиков сопротивления позволял регистрировать деформирующее напряжение с точностью не менее ± 10 кПа, а подвижные штоки обеспечивали постоянную скорость деформации $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Идентичность исходных образцов оценивали по характерным параметрам кривой $\tau(\epsilon)$: критическому напряжению сдвига τ_0 , коэффициенту деформационного упрочнения на стадии I легкого скольжения $\Delta\tau_1/\Delta\epsilon_1$ и протяженности этой стадии ϵ_1 . Для двух образцов одной серии, испытанных на разных деформационных машинах при 4,2 К, относительный разброс указанных параметров не превышал 15%. При $T = 0,5$ К для всех изученных образцов значения $\Delta\tau_1/\Delta\epsilon_1$ составляли 3–6 МПа, а протяженность стадии $\epsilon_1 = 1,1\text{--}1,3$.

Благодаря относительно низким значениям $\Delta\tau_1/\Delta\epsilon_1$ и большим ϵ_1 появлялась возможность ре-

гистрировать величину τ_0 , нагружая и разгружая образец при трех–четырёх значениях температуры. Напряжение τ_0 при каждом нагружении рассчитывали с поправкой на упрочнение при предыдущем нагружении. Корректность такой методики расчета зависимостей $\tau_0(T)$ проверена ранее [11–13,15].

Помимо деформации с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}$ производили скачкообразное циклическое изменение $\dot{\epsilon}$ между значениями $1,1 \cdot 10^{-5}$ и $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ (посредством изменения передачи редуктора деформационной машины). Приращение нагрузки при циклировании регистрировали после дополнительного усиления сигнала тензодатчика. Суммарный коэффициент усиления сигнала позволял оценить соответствующий скачок напряжения сдвига $\Delta\tau$ с погрешностью ± 1 кПа. Один образец испытывали при трех–четырёх значениях температуры.

Зависимости $\tau_0(T)$ и $\Delta\tau(T)$ при температурах ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c измеряли в сверхпроводящем состоянии (для разных концентраций индия T_c составляет 6,90–7,12 К). Измерить эти величины в нормальном состоянии (с помощью соответствующего магнитного поля) в наших экспериментах было трудно. Это, во-первых, обусловлено тем, что тепловые и геометрические характеристики установки с криостатом испарения ^3He не позволяют использовать мощный сверхпроводящий соленоид, достаточный для разрушения сверхпроводимости во всех изученных сплавах; во-вторых, проведенный на примере сплава Pb–5 ат.% In эксперимент с разрушением сверхпроводимости при $T = 4,2$ К показал, что для надежной регистрации влияния электронного состояния образца на величину $\Delta\tau$ чувствительности аппаратуры недостаточно.

3. Результаты эксперимента

3.1. Критическое напряжение сдвига $\tau_0(T)$

Экспериментальные зависимости критического напряжения сдвига (КНС) τ_0 от температуры в интервале 0,5–30 К представлены на рис. 1. Средняя критическая температура T_c сверхпроводящего перехода отмечена вертикальной пунктирной прямой. Сплошные линии на рис. 1 соответствуют теоретическим зависимостям для случая простого термофлуктуационного открепления дислокаций от атомов примеси, если металл находится в нормальном состоянии. Эмпирические параметры этого механизма рассчитаны по экспериментальным данным в работе [15]. Расчеты показали, что термофлуктуационная модель хорошо описывает экспериментальные зависимости $\tau_0(T)$ изученных сплавов при температурах выше пороговой температуры T_i (ее

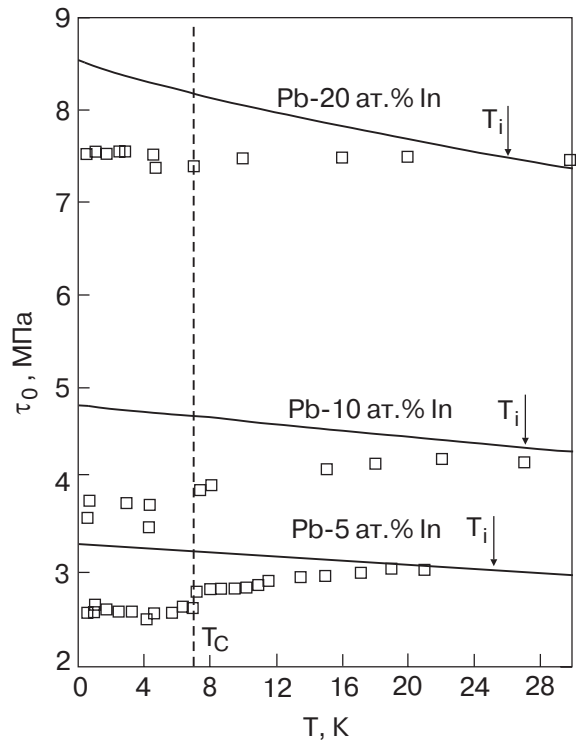


Рис. 1. Температурные зависимости критического напряжения сдвига $\tau_0(T)$ монокристаллов Pb–In с различной концентрацией индия, полученные при $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Вертикальная пунктирная прямая разделяет области нормального ($T > T_c$) и сверхпроводящего ($T < T_c$) состояний. Сплошные линии соответствуют режиму термически активированной пластичности при оптимальных значениях параметров, рассчитанных в [15] и приведенных в табл. 1. Граничная температура T_i для этого режима показана стрелками.

значения для каждого сплава отмечены стрелками). Однако в интервале $T < T_i$, как видно на рис. 1, экспериментальные значения КНС становятся ниже теоретических, соответствующих чисто термоактивационному процессу. При этом зависимости $\tau_0(T)$ для сплавов с малой и большой концентрацией легирующего элемента c в области $T < T_i$ качественно различны: при $c = 5$ и 10 ат.% зависимость $\tau_0(T)$ имеет слабо выраженный максимум, тогда как при $c = 20$ ат.% величина τ_0 ниже T_i остается практически постоянной. Видно также, что при $c = 5$ и 10 ат.% происходит дополнительное падение τ_0 в области $T < T_c$, что можно интерпретировать как эффект пластификации при сверхпроводящем переходе [1,2]. Приблизительно такое же по величине падение напряжения наблюдалось ранее при изучении поликристаллов этих сплавов [20].

При температурах ниже $0,6T_c$ напряжение τ_0 не зависит от температуры для всех трех сплавов. Существенным для дальнейшего обсуждения является то, что для $c = 5$ и 10 ат.% при $T < 0,6 T_c$ предельные

значения τ_0 оказываются меньше напряжения $\tau_0(T_i)$, а в случае $c = 20$ ат.% указанные величины по меньшей мере равны. Нетрудно также заметить, что при увеличении концентрации индия от 5 до 10 ат.% происходит повышение пороговой температуры T_i , однако для $c = 20$ ат.% эта тенденция нарушается.

3.2. Скоростная чувствительность напряжения $\Delta\tau(T)$

Типичные фрагменты диаграмм растяжения «нагрузка–время» иллюстрирует рис. 2. Моменты изменения скорости штока деформационной машины отмечены стрелкой. Случайные колебания нагрузки могут быть связаны с внешними условиями эксперимента, в частности вибрацией и трением в подвижных соединениях деформационной машины. Амплитуда случайных колебаний иллюстрирует реальное отношение шум–сигнал.

Для монокристаллов Pb–5 ат.% In скачки нагрузки при десятикратном изменении скорости растяжения зарегистрированы во всем изученном интервале температур вплоть до $T = 0,53$ К. В момент полной

остановки штока наблюдались характерные признаки релаксации нагрузки. Аналогичный вид имели диаграммы для Pb–10 ат.% In. Однако для монокристаллов Pb–20 ат.% In скоростную чувствительность нагрузки удалось надежно зарегистрировать до температур 4–7 К. С понижением температуры до 0,53 К амплитуда полезного сигнала, соответствующего скачку нагрузки, не превышала уровень шума, а признаки релаксации нагрузки не наблюдались.

Диаграммы «нагрузка–время» использованы для оценки скоростной чувствительности напряжения течения $\Delta\tau$ с учетом изменения поперечного сечения и кристаллографической ориентации монокристаллов. Зависимости $\Delta\tau(T)$ для образцов, деформированных на стадии легкого скольжения, представлены на рис. 3. Сплошными линиями показаны зависимости, рассчитанные для случая простого термофлуктуационного открепления дислокаций от локальных примесных барьеров в нормальном состоянии металла [15]. Видно, что для всех изученных сплавов при температурах ниже некоторой

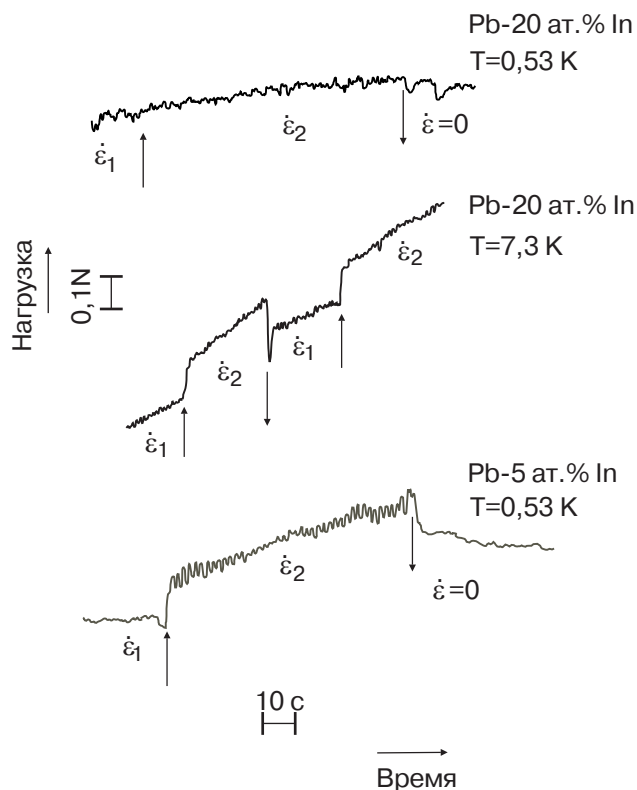


Рис. 2. Фрагменты диаграмм растяжения с различной скоростью в координатах «нагрузка–время». Стрелками показаны моменты изменения (остановки) скорости штока деформационной машины. Соответствующая скорость пластической деформации составляет: $\dot{\epsilon}_1 = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$; $\dot{\epsilon}_2 = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

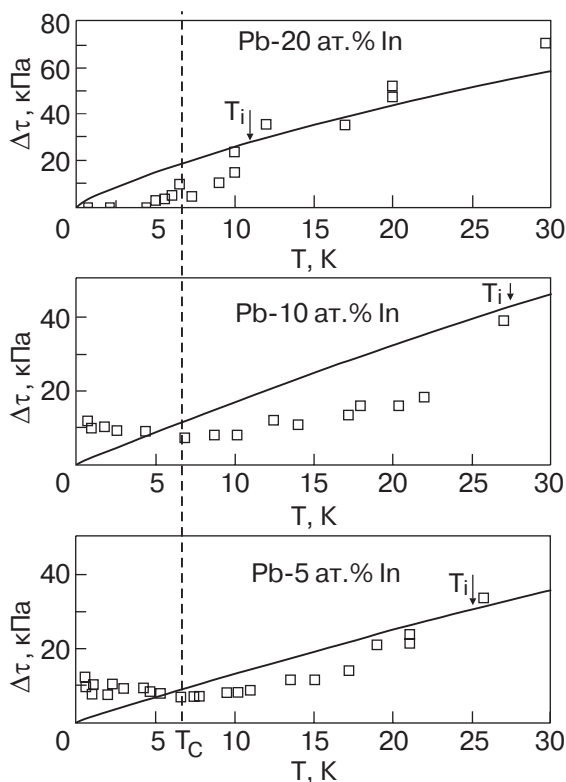


Рис. 3. Температурные зависимости чувствительности напряжения течения $\Delta\tau(T)$ к изменению скорости деформации от $\dot{\epsilon}_1 = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ до $\dot{\epsilon}_2 = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$. Сплошные линии соответствуют режиму термически активированной пластичности при оптимальных значениях параметров, рассчитанных в [15] и приведенных в табл. 1. Граничная температура T_i для этого режима показана стрелками.

пороговой T_i экспериментальные значения $\Delta\tau$ становятся меньше, чем предсказывает теория термически активированной пластичности. При этом пороговое значение температуры T_i для сплавов Pb-5 и 10 ат.% In оказывается выше, чем для Pb-20 ат.% In. Качественно зависимости $\Delta\tau(T)$ отличаются тем, что для первых двух сплавов величина $\Delta\tau$ с понижением температуры стремится к постоянному конечному значению, а для Pb-20 ат.% In — стремится к нулю при температурах ниже 4 К.

Таким образом, в интервале температур 0,5–30 К экспериментальные зависимости $\tau_0(T)$ и $\Delta\tau(T)$ для всех трех сплавов отклоняются от закономерностей чисто термоактивированной пластичности, но для сплава с максимальной концентрацией примеси эти отклонения имеют дополнительные специфические особенности.

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим результаты экспериментального изучения пластичности сплавов Pb-5;10; 20 ат.% In в интервале температур 0,5–30 К вместе с результатами работы [15], в которой эти сплавы изучены при более высоких температурах. Кроме того, сравним эти данные с данными о низкотемпературной пластичности менее концентрированных сплавов Pb с Sn, Sb, Bi [11–14]. Такое сравнение позволяет отметить несколько важных особенностей и сформулировать некоторые выводы.

4.1. Закономерности и механизмы пластической деформации сплавов Pb-In в интервале умеренно низких температур $T > T_i$

Первая особенность: для всех упомянутых сплавов существует характерная температура T_i , выше которой их пластическая деформация вблизи предела текучести τ_0 определяется термически активированным движением дислокаций через локальные потенциальные барьеры примесного происхождения. Этот процесс описывается кинетическим уравнением Аррениуса

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left[-\frac{H(\tau^*)}{kT} \right], \quad (1)$$

которое устанавливает связь между скоростью пластической деформации сдвига $\dot{\epsilon}$, деформирующим напряжением сдвига τ и температурой T [5]. Здесь $\tau^* = \tau - \tau_i$ — эффективное напряжение, представляющее собой разность деформирующим τ и дальнедействующим (внутренним) τ_i напряжениями; $H(\tau^*)$ — эффективная энергия (энтальпия) активации, конкретный вид которой зависит от силового закона взаимодействия дислокации с центром

закрепления и статистики распределения этих центров вдоль дислокационной линии. Предэкспоненциальный фактор $\dot{\epsilon}_0$ включает в себя плотность подвижных дислокаций, среднюю площадь, замечаемую сегментом в результате благоприятной термической флуктуации, а также частоту попыток преодоления барьера. При $T > T_i$ слабой зависимостью $\dot{\epsilon}_0$ от температуры и напряжения можно пренебречь, а зависимость энтальпии активации от напряжения аппроксимировать выражением вида [5,8]:

$$H(\tau^*) = H_0 \left[1 - \left(\frac{\tau^*}{\tau_c} \right)^p \right]^q, \quad (2)$$

здесь H_0 — энергетический параметр дислокационно-примесного взаимодействия, а τ_c — критическое напряжение безактивационного (силового) преодоления дислокациями примесных барьеров. Показатели степени p и q — численные параметры порядка единицы, значения которых зависят от формы барьера и статистики распределения барьеров вдоль линии дислокации. Эмпирические оценки пороговой температуры T_i и основных параметров, входящих в выражения (1) и (2), для ряда твердых растворов на основе свинца приведены в таблице 1.

Вторая особенность: для всех сплавов свинца, за исключением сплава с максимальной концентрацией индия, параметр H_0 имеет примерно одинаковые значения для каждого конкретного типа легирующе-

Таблица 1. Эмпирические оценки пороговой температуры T_i и основных параметров, входящих в выражения (1) и (2), для твердых растворов на основе свинца

Сплав	c , ат.%	H_0 , эВ	τ_c , МПа	T_i , К	K , МПа	m	Литература
Pb-Sn	1,0	0,24	0,89	22	12	2/3; 1/2	[11,14]
	3,0	0,24	1,50	25			
Pb-Sb	0,4	0,33	1,62	18	16	2/3; 1/2	[12,14]
	1,5	0,33	2,50	—			
Pb-Bi	0,1	0,25	0,30	12			[13,14]
	0,5	0,25	0,37	15			
	1,0	0,25	0,57	17	5	1/2	
	3,0	0,25	0,99	22			
Pb-In	6,0	0,27	1,35	25			[16]
	1,0	0,22	0,60	14			
	5,0	0,25	1,00	25	4	1/2	
	10,0	0,26	1,40	27			
	20,0	0,50	3,45	26	—	—	

щего элемента независимо от его концентрации; критическое напряжение τ_c существенно зависит от атомной концентрации легирующего элемента c , и эта зависимость описывается эмпирической формулой вида

$$\tau_c \approx K c^m, \quad (3)$$

где $1/2 < m < 2/3$, а значения K коррелируют с параметрами размерного и модульного несоответствия одиночных примесных атомов в решетке свинца (см. таблицу 1).

Третья особенность: для всех сплавов свинца, за исключением Pb–20 ат.% In, значения пороговой температуры T_i монотонно возрастают с повышением концентрации легирующего элемента (см. табл. 1); в окрестности T_i производная $\partial\tau_0/\partial T$ меняет знак, а скоростная чувствительность $\Delta\tau$ резко уменьшается с понижением температуры [11–14].

Описанные выше особенности позволяют сформулировать следующие выводы:

- пластичность сплавов свинца с концентрациями примесей до 10 ат.% в области температур $T > T_i$ определяется термически активированным движением дислокаций через барьеры, создаваемые одиночными примесными атомами, которые случайно распределены в плоскостях скольжения;

- в окрестности температуры T_i начинаются процессы инерционного «анзипинга» дислокационных сегментов [14,15].

4.2. Низкотемпературная аномалия пластичности умеренно концентрированных сплавов

Обсудим особенности пластичности сплавов свинца с концентрациями легирующего элемента до 10 ат.% в условиях глубокого охлаждения (при $T < T_i$). В этой области температур кинетика пластического течения претерпевает существенные изменения в силу двух обстоятельств. Во-первых, резкое понижение фоновой составляющей динамического трения дислокаций приводит к явлению «анзипинга» вдоль дислокационной линии, закрепленной примесными атомами, и к резкому увеличению площади, заматаемой этой линией после ее отрыва от отдельной точки закрепления [9,10]. Данный эффект приводит к существенному изменению предэкспоненциального фактора в уравнении (1) [11,12]:

$$\dot{\epsilon}_0 \rightarrow \dot{\epsilon}_0 I[\tau^*, B(T)]. \quad (4)$$

Здесь $I[\tau^*, B(T)]$ – функция эффективного напряжения τ^* и коэффициента динамического трения $B(T)$, которая экспоненциально возрастает с уменьшением B и ростом τ^* . Хотя аналитический

вид этой функции неизвестен, численный анализ показывает, что в силу «конкуренции» $I[\tau^*, B(T)]$ и $\exp[-H(\tau^*)/kT]$ на зависимостях $\tau_0(T)$ появляется максимум [10].

Второе обстоятельство, которое нужно учитывать при описании движения дислокаций через примесные барьеры в условиях глубокого охлаждения, это резкое уменьшение интенсивности термических флуктуаций и возрастающая роль квантовых эффектов в этом процессе [8,11,12]. Учет квантовых эффектов качественно сводится к замене в уравнении (1) температуры T на «эффективную» температуру $T^*(T)$:

$$T^*(T) = \begin{cases} T, & T > \theta \\ \theta \left(1 + \frac{T^2}{\theta^2} \right), & T < \theta \end{cases}. \quad (5)$$

Здесь θ – характерная граничная температура, ниже которой квантовые эффекты становятся определяющими.

В конечном итоге совместный учет инерционного «анзипинга», квантовых и термических флуктуаций приводит к необходимости замены классического уравнения Аррениуса (1) на более сложное уравнение вида

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 I[\tau^*, B(T)] \exp \left[-\frac{H(\tau^*)}{kT^*(T)} \right]. \quad (6)$$

Это уравнение позволяет описать все основные особенности кинетики низкотемпературной пластической деформации слабо и умеренно легированных ГЦК твердых растворов как в области $T > T_i$, так и в области $T < T_i$.

Приведенные на рис. 1 и 3 зависимости $\tau_0(T)$ и $\Delta\tau(T)$ для сплавов Pb–5 и 10 ат.% In подобны соответствующим зависимостям, приведенным в [11–13] для других свинцовых сплавов: в окрестности температуры T_i производная $\partial\tau_0/\partial T$ меняет знак, а величина $\Delta\tau$ резко падает с понижением температуры. Низкотемпературные аномалии пластичности сплавов Pb–In с концентрациями до 10 ат.% определяются теми же физическими механизмами, которые привлекались для объяснения аномалий пластичности сплавов Pb–Sn, Pb–Sb и Pb–Bi, в частности инерционным «анзипингом» дислокаций от локальных примесных барьеров, образованных одиночными атомами.

В области очень низких температур экспериментально полученные величины τ_0 и $\Delta\tau$ для Pb–5 и 10 ат.% In стремятся к конечным значениям, которые от температуры не зависят (см. рис. 1 и 3). Как показали численные оценки [11,12], условия инерционного «анзипинга» в этом случае по-прежнему

выполняются, однако перемещению дислокации на несколько межпримесных расстояний предшествует отрыв дислокационной линии от отдельного примесного атома в результате квантовой флуктуации. Кроме того, в этой области температур фоновое трение дислокаций мало и величина коэффициента B в основном определяется электронной составляющей B_e , которая в нормальном состоянии металла не зависит от температуры: $B(T) \approx B_{eN} = \text{const}$. Согласно [11,12], зависимости $\tau_0(T)$ и $\Delta\tau(T)$ определяются в этом случае только зависимостью $T^*(T)$. Учитывая выражения (5), (6), для сравнения с экспериментом удобно воспользоваться соотношением

$$\frac{\tau_c \Delta \ln \dot{\epsilon}}{\Delta \tau} = \frac{\tau_c}{\tau_1} + \frac{T_1}{T^*(T)}, \quad (7)$$

здесь

$$\tau_1^{-1} = \left. \frac{\partial}{\partial \tau^*} \ln I(\tau^*, B_e) \right|_{\tau^* = \tau_0^*}; \quad (8)$$

$$T_1 = \frac{pqH_0}{k} \left(\frac{\tau^*}{\tau_c} \right)^{p-1} \left[1 - \left(\frac{\tau^*}{\tau_c} \right)^p \right]^{q-1}.$$

Значения параметра T_1 можно вычислить, используя эмпирические значения параметров пластичности, полученные в работе [15]. Неизвестными остаются два параметра: характеристическая квантовая температура θ и параметр τ_1 , который характеризует влияние инерционных свойств дислокаций. Варьируя параметры θ и τ_1 , можно сравнить зависимости $\Delta\tau(T)$, полученные с помощью выражения (7), с экспериментальными зависимостями $\Delta\tau(T)$ для системы Pb–In. Максимальной корреляции с выражением (7) удается достичь (см. рис. 4) при значениях искомых параметров, приведенных в таблице 2. Здесь же для сравнения приведены значения аналогичных параметров для других сплавов. Как видно из таблицы, полученное значение $\theta = 10$ К

Таблица 2. Эмпирические оценки оптимальных значений параметров, входящих в выражение (7) для твердых растворов на основе свинца

Сплав	c , ат.%	T_1 , К	τ_1 , кПа	θ , К	Литература
Pb–Sn	1,0	170	2,3	10	[12]
	3,0	220	3,6	10	
Pb–Sb	0,4	190	3,7	10	наст. работа
	1,5	260	2,7	10	
Pb–In	5,0	310	5,0	10	наст. работа
	10,0	300	4,8	10	
	20,0	390	< 0,5	10	

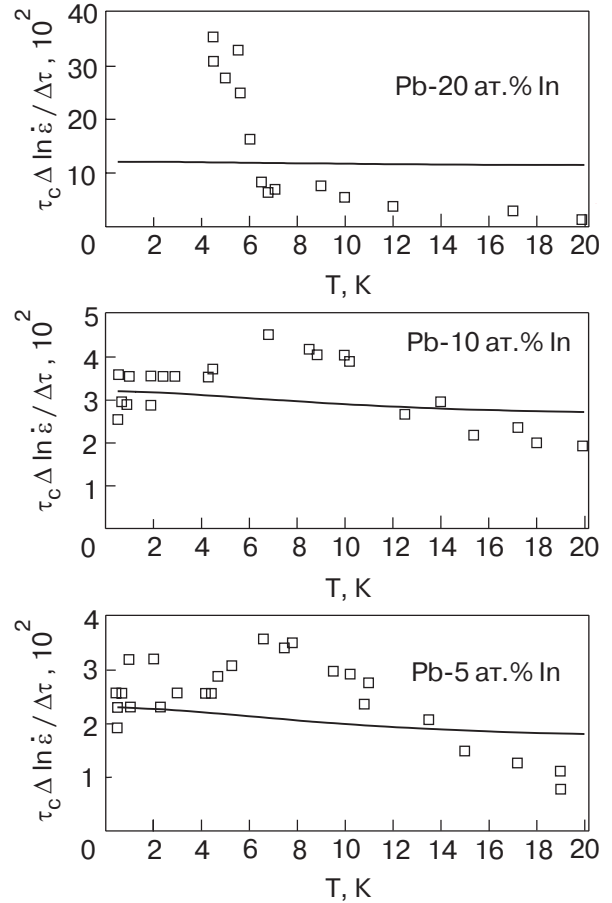


Рис. 4. Сравнение экспериментальных зависимостей $\Delta\tau(T)$ с теоретической зависимостью (7) (сплошные линии) для сплавов Pb–In при значениях параметров, приведенных в табл. 1 и 2.

является единым для всех сплавов, а оптимальные значения T_1 и τ_1 зависят от типа и концентрации примесей.

Таким образом, аномалии пластичности, наблюдаемые в области низких и сверхнизких температур на температурных зависимостях $\tau_0(T)$ и $\Delta\tau(T)$ для сплавов Pb–5 и 10 ат.% In, можно объяснить последовательным переходом в окрестности T_i от термоактивационного к термоинерционному механизму движения дислокаций через одиночные примесные атомы, а в области $T < 10$ К — к квантово-инерционному механизму движения дислокаций.

4.3. Низкотемпературная аномалия пластичности концентрированного сплава

Перейдем теперь к обсуждению низкотемпературной аномалии пластичности концентрированного сплава Pb–20 ат.% In. В этом случае на зависимости $\tau_0(T)$ с точностью до разброса данных отсутствует максимум (см. рис. 1), а величина $\Delta\tau$ с понижением температуры стремится к нулю (см. рис. 2, 3). Если при анализе экспериментальных данных воспользо-

ваться формулами (6) и (7), то полученные эмпирические значения параметров теории будут весьма значительно отличаться от значений для других сплавов (см. таблицу 1). Величина параметра H_0 не соответствует флуктуационному откреплению дислокаций от одиночных атомов примеси при $T > T_i$. Не подтверждаются также представления о переходе к термоинерционному и квантово-инерционному механизмам движения дислокаций при $T < T_i$. Последнее обстоятельство иллюстрирует рис. 4, на котором в соответствующих координатах экспериментальные данные сравниваются с соотношением (7) при подстановке в него численных значений параметров из таблицы 2. Видно, что в случае сплава Pb–20 ат.% In экспериментальные точки не удается даже приблизительно совместить с графиком зависимости (7).

В работе [15] особенности пластичности концентрированного твердого раствора Pb–20 ат.% In, наблюдавшиеся при $T > T_i$, объяснялись существенно неомогенным распределением примесных атомов, а именно, появлением примесных кластеров небольшого размера, которые образуют более мощные барьеры для подвижных дислокаций, чем одиночные примесные атомы. Наличие таких кластеров в твердых растворах Pb–In было ранее обнаружено в [17]. Естественно предположить, что аномальная пластичность сплава Pb–20 ат.% In в интервале $T < T_i$ также является отражением условий движения дислокаций в твердом растворе с кластерами. Возможная схема такого движения представлена на рис. 5.

Предположим, что концентрированный твердый раствор имеет гетерогенное распределение примесей, т.е. состоит из случайно расположенных одиночных атомов примеси и приблизительно одинаковых кластеров, состоящих из нескольких (двух–трех) примесных атомов, расстояние между которыми порядка параметра решетки. Как и одиночные атомы, такие кластеры являются локальными потенциальными барьерами для подвижных дислокаций. Под действием относительно малых напряжений дислокации могут преодолевать оба типа барьеров за счет термических или квантовых флуктуаций, а при достаточно высоких напряжениях – чисто механическим путем. Разумеется, высота кластерного барьера значительно превышает высоту барьера, образованного одиночным атомом. Это объясняет относительно большую величину H_0 для сплава Pb–20 ат.% In (см. таблицу 1).

Перемещение дислокаций в области идеального твердого раствора под действием относительно малых эффективных напряжений может происходить путем реализации нескольких элементарных про-

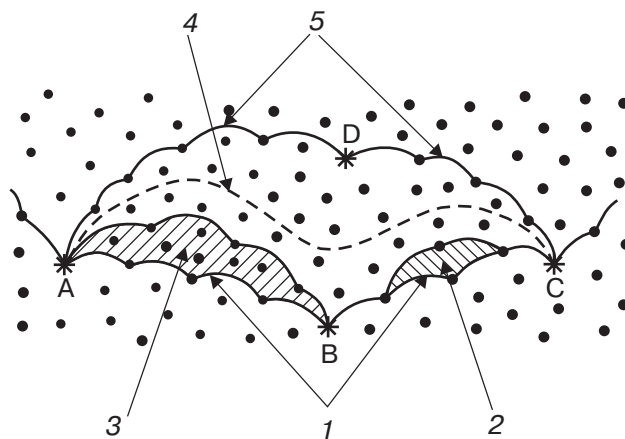


Рис. 5. Последовательность конфигураций дислокационной линии при движении дислокации в гетерогенном твердом растворе: 1 – исходная конфигурация дислокационного сегмента, закрепленного примесными кластерами в точках A, B, C (*) и некоторым числом единичных примесных атомов (•); 2 – элементарный акт пластической деформации при флуктуационном режиме движения дислокации через совокупность единичных примесных атомов в области гомогенного твердого раствора; 3 – элементарный акт пластической деформации при флуктуационно-инерционном движении дислокации через совокупность единичных примесных атомов в области гомогенного твердого раствора; 4 – промежуточная конфигурация дислокационного сегмента после его открепления от кластера B в процессе перемещения к кластеру D; 5 – конечная конфигурация дислокационного сегмента, закрепленного кластерами A, D, C и набором единичных примесных атомов.

цессов (рис. 5). Рассмотрим дислокационный сегмент ABC, закрепленный на трех кластерах (в точках A, B и C) и некотором количестве одиночных атомов примеси (конфигурация 1). Под действием малого эффективного напряжения откреплению сегмента от кластера B и перемещению в направлении ближайшего кластера D предшествует флуктуационное преодоление сегментами AB и BC одиночных примесных атомов. При этом возможны два режима движения: чисто флуктуационный и флуктуационно-инерционный. В первом случае элементарный акт пластической деформации схематически изображен на рис. 5 заштрихованным фрагментом 2: вследствие термической или квантовой флуктуации линия дислокации преодолевает отдельный примесный атом и прогибается до ближайшего примесного атома по ходу движения. Второму режиму движения соответствует элементарный акт, условно изображенный на рис. 5 заштрихованным фрагментом 3: флуктуационное преодоление одного из примесных атомов сопровождается инерционным «анзипингом», т.е. безактивационным преодолением

ем нескольких примесных атомов по ходу движения. В результате открепления от одиночных атомов становится возможным отрыв дислокационной линии от кластера B и реализация промежуточной конфигурации 4, показанной пунктиром. На этой стадии движения дислокации силы натяжения в центральной части сегмента AC существенно увеличивают эффективное напряжение, которое действует на малые элементы сегмента и перемещает сегмент в направлении кластера D . Благодаря этому переход от исходной конфигурации 1 (ABC) к конечной конфигурации 5 (ADC) происходит в квазидинамическом режиме, а тормозящее действие примесных препятствий в области $ABCD$ при достаточно низких температурах эквивалентно сухому трению.

Таким образом, последовательная реализация элементарных актов перемещения дислокационной линии, изображенных на рис. 5 фрагментами 1 и 2 (элементарные акты первого порядка), способствует реализации более сложного процесса (элементарного акта второго порядка), который обеспечивает движение дислокаций через систему кластеров путем перехода от исходной конфигурации ABC к конечной конфигурации ADC .

Для лучшего понимания предлагаемой модели поясним ее более подробно. При описании движения дислокации в высококонцентрированном твердом растворе, в котором небольшая часть примесных атомов образовала кластеры, области между кластерами можно рассматривать как эффективную однородную среду, а сопротивление движению дислокационного сегмента в такой среде при низких температурах заменить сухим трением. Корректность этой замены естественным образом вытекает из предельного перехода от термически активированного движения дислокаций через примесные барьеры к чисто механическому «перерезанию» барьеров, которое возможно, если действующее на дислокацию напряжение превышает критическую величину τ_c . В соответствии с этим оценку для напряжения сухого трения τ_{sf} можно получить с помощью выражения (3) путем его экстраполяции на область больших значений концентрации примесей.

Отметим одно важное обстоятельство, в силу которого флуктуационное движение в гетерогенном твердом растворе существенно отличается от движения в гомогенном твердом растворе. В случае гомогенного твердого раствора при определенном соотношении между концентрацией примесных препятствий, величиной вязкого трения дислокации и величиной эффективного напряжения возможен эффект «анзипинга» и режим флуктуационно-инерционного движения дислокации. В случае гетероген-

ного твердого раствора эффект «анзипинга» возможен только при движении дислокационной линии в промежутках между кластерами. При флуктуационном отрыве дислокационной линии от кластера и ее столкновении с соседним кластером по ходу перемещения (последовательность конфигураций 1–5 на рис. 5) инерционный эффект отсутствует благодаря тормозящему действию (сухому трению), которое создают одиночные примесные атомы на участках плоскости скольжения между кластерами. На фоне сухого трения уменьшение фононной составляющей вязкого трения при охлаждении не приводит к проявлению инерционных свойств дислокаций, которые служат причиной появления максимума на температурной зависимости КНС. Как видно на рис. 1, в случае $Pb-20 \text{ ат.}\% \text{ In}$ низкотемпературные значения КНС с точностью до разброса данных не зависят от температуры.

Отметим, что в твердом растворе с кластерами уменьшение деформирующего напряжения при сверхпроводящем переходе ($T < T_c$) также не наблюдается (рис. 1), хотя высокая концентрация примесей существенно не влияет на силу электронного торможения дислокаций [15].

Температурная зависимость скоростной чувствительности напряжения $\Delta\tau(T)$ для сплава $Pb-20 \text{ ат.}\% \text{ In}$ не противоречит модели термически активированного движения дислокаций вплоть до температур порядка 10 К (сплошная линия на рис. 3). Однако при дальнейшем охлаждении до $T < T_c$ величина $\Delta\tau$ стремится к нулю (при заданной чувствительности измерений порядка 1 кПа).

Покажем, что специфический характер низкотемпературной аномалии пластичности сплава $Pb-20 \text{ ат.}\% \text{ In}$ можно объяснить на основе предположения о реализации в этом сплаве при $T < T_i$ динамического режима движения дислокаций, когда все примесные барьеры преодолеваются дислокациями безактивационным путем. При таком режиме движения дислокационного потока уравнение деформирования приобретает вид

$$\dot{\epsilon} = b\rho_d V_d(\tau^*, B_e), \quad (9)$$

где ρ_d – плотность движущихся дислокаций, а V_d – средняя скорость динамического движения, которая определяется балансом силы $b\tau$, действующей на дислокацию со стороны деформирующего напряжения τ , и суммарной силы торможения, возникающей вследствие действия внутренних напряжений τ_i , примесей (сухое трение τ_{sf}), фононов и электронов проводимости (вязкое трение с коэффициентом B). Если все силы отнесены к единице длины дислокационной линии, то баланс сил сводится к равенству

$$b \tau = b (\tau_i + \tau_{sf}) + BV_d . \quad (10)$$

С помощью формул (9) и (10) легко получить явное выражение для деформирующего напряжения (КНС) $\tau_0(\dot{\epsilon}, T)$, которое соответствует динамическому режиму движения дислокаций:

$$\tau_0(\dot{\epsilon}, T) = \tau_i + \tau_{sf} + B(T) \dot{\epsilon} / b^2 \rho_d . \quad (11)$$

В этом случае КНС линейно зависит от скорости деформации $\dot{\epsilon}$, а его зависимость от температуры определяется коэффициентом динамического торможения дислокаций $B(T)$.

Для скоростной чувствительности деформирующего напряжения $\Delta\tau(T)$ получим формулу

$$\Delta\tau = B(T)\Delta\dot{\epsilon} / b^2 \rho_d . \quad (12)$$

В работе [15] установлено, что для рассматриваемого сплава коэффициент $B(T)$ описывается формулой

$$B(T) = B_e + \eta(T/\theta_D)^3 . \quad (13)$$

Здесь B_e – электронный вклад, который в нормальном состоянии не зависит от температуры и имеет величину $B_e = B_{eN} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ Па·с; второе слагаемое в (13) описывает фононный вклад, при этом $\eta = 7 \cdot 10^{-3}$ Па·с, а $\theta_D \approx 96$ К.

Применимость формул (11)–(13) для описания низкотемпературной аномалии пластичности рассматриваемого сплава проверим, сравнив полученные с их помощью величины с результатами измерений величины $\Delta\tau$, которая определялась с точностью $\delta\tau \approx 10^3$ Па (рис. 3). Формула (12) удовлетворительно описывает температурную зависимость $\Delta\tau(T)$ вблизи T_i , а также при более низких температурах. Так как ниже $T_c \approx 7$ К сплав переходит в сверхпроводящее состояние, коэффициент электронного трения B_e при $T < T_c$ резко уменьшается [3]:

$$B(T) = 2B_{eN} [1 + \exp(\Delta/kT)]^{-1} + \eta(T/\theta_D)^3, \quad T < T_c . \quad (14)$$

Подстановка (14) в (12) приводит к формуле для $\Delta\tau(T)$, которая отражает все основные особенности этой зависимости, наблюдаемые в эксперименте в области $T < T_i$, в частности резкое уменьшение и обращение в нуль величины $\Delta\tau$ в сверхпроводящем состоянии (рис. 3).

Данный вывод позволяет получить эмпирическую оценку для плотности дислокаций ρ_d , которые осуществляют пластическую деформацию в этих условиях. Экспериментальные точки на рис. 3 получены при значении скачка скорости деформации $\Delta\dot{\epsilon} = (1,1 \cdot 10^{-4} - 1,1 \cdot 10^{-5}) \text{ с}^{-1} \approx 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Согласно (13), при $T = 10$ К значение $B \approx 3 \cdot 10^{-5}$ Па·с. Так как

при этой температуре $\Delta\tau \approx 2,5 \cdot 10^4$ Па, то с помощью формулы (12) получаем оценку $\rho_d \approx 10^6 \text{ м}^{-2}$.

Обсудим теперь температурную зависимость КНС рассматриваемого сплава. Формально выражение (11) содержит слагаемое, которое пропорционально $B(T)$ и уменьшается при охлаждении. Однако при заданных скоростях деформации $\dot{\epsilon} = (10^{-4} - 10^{-5}) \text{ с}^{-1}$ и полученном выше значении плотности дислокаций $\rho_d \approx 10^6 \text{ м}^{-2}$ величина этого слагаемого меньше 10^5 Па, т.е. не превышает разброс точек на рис. 1 для Pb–20 ат.% In. Данная оценка объясняет практическое отсутствие зависимости КНС сплава от температуры. Не исключено, что более точные измерения $\tau_0(T)$ на одном образце в области температур $T < 10$ К позволят наблюдать уменьшение величины τ_0 при охлаждении, обусловленное последним слагаемым в (11), в частности уменьшение τ_0 при переходе образца в сверхпроводящее состояние. Отметим, что в экспериментах на поликристаллах сплава Pb–20 ат.% In уменьшение предела текучести на величину $\Delta\sigma \approx 5 \cdot 10^3$ Па при переходе в сверхпроводящее состояние наблюдалось в работе [20].

Таким образом, выполненный выше анализ показывает, что предположение о динамическом режиме движения дислокаций при пластической деформации сплава Pb–20 ат.% In в области температур $T < T_i$ качественно согласуется с экспериментальными наблюдениями.

5. Заключение

В работе изложены результаты исследования низкотемпературной пластичности твердых растворов системы Pb–In при концентрациях индия $c = 5$ и 10 ат.% (умеренно концентрированные сплавы) и $c = 20$ ат.% (высококонцентрированный сплав). В экспериментах регистрировались температурные зависимости предела текучести $\tau_0(T)$ при растяжении монокристалла с постоянной скоростью и приращение деформирующего напряжения $\Delta\tau(T)$ при увеличении скорости растяжения в десять раз. В области температур $T < 30$ К выявлены особенности (аномалии) этих зависимостей, которые не соответствуют представлениям о пластическом течении как процессе термически активированного движения дислокаций через барьеры, создаваемые одиночными примесными атомами.

Для сплавов с $c = 5$ и 10 ат.% эти аномалии аналогичны тем, которые ранее наблюдались при изучении других умеренно легированных твердых растворов замещения на основе ГЦК металлов [11–14]: при охлаждении образцов зависимость $\tau_0(T)$ проходит через максимум и в области $T < 10$ К выходит на постоянную величину (атермическая пластич-

ность), а $\Delta\tau(T)$ монотонно убывает и в области атермичности τ_0 также достигает конечной постоянной величины.

Увеличение концентрации индия до $c = 20$ ат.% приводит к существенной трансформации низкотемпературной аномалии: максимум на зависимости $\tau_0(T)$ практически исчезает, и область атермичности расширяется до границы аномалии, тогда как $\Delta\tau$ резко уменьшается при охлаждении и ниже 4 К обращается в нуль.

Анализ экспериментальных результатов, проведенный с учетом полученных ранее данных о пластичности этих сплавов при более высоких температурах [15], а также данных о низкотемпературной пластичности других умеренно концентрированных сплавов свинца с Sn, Sb и Bi, позволяет сформулировать следующие выводы:

1. Низкотемпературные аномалии пластичности, наблюдаемые на температурных зависимостях $\tau_0(T)$ и $\Delta\tau(T)$ для твердых растворов Pb–In с $c = 5$ и 10 ат.%, определяются теми же физическими механизмами, которые привлекались для объяснения аномалий пластичности твердых растворов Pb–Sn, Pb–Sb и Pb–Bi, а именно, последовательным переходом в области 25–30 К от термически активационного к термо-инерционному, а в области $T < 10$ К — к квантово-инерционному механизму движения дислокаций через одиночные примесные атомы. Инерционные эффекты являются причиной появления максимума на зависимости $\tau_0(T)$, а квантовые механизмы преодоления примесных барьеров приводят к атермичности пластического течения.

2. Дополнительные особенности низкотемпературной пластичности сплава Pb–20 ат.% In отражают специфику движения дислокаций через потенциальные барьеры двух типов: одиночные примесные атомы и сегрегации из двух–трех атомов (примесные кластеры), которые возникают как элемент ближнего порядка в концентрированном сплаве [17]. Под действием относительно малых эффективных напряжений (высокие температуры) дислокации преодолевают оба типа барьеров за счет термических флуктуаций, а при достаточно высоких напряжениях (низкие температуры) двигаются в динамическом режиме. Такой режим определяется действием на дислокацию эффективного напряжения, сил вязкого фоннного и электронного трений и сил торможения на одиночных примесных атомах типа сухого трения. Сухое трение «гасит» инерционные эффекты после отрыва дислокационных сегментов от кластеров, что устраняет причину появления максимума на зависимости $\tau_0(T)$. Величина $\Delta\tau$ в случае динамического характера пластического течения пропорциональна коэффициенту вязкого тре-

ния, который резко уменьшается при переходе сплава в сверхпроводящее состояние (при $T < T_c \approx 7$ К), что и объясняет наблюдаемое экспериментально обращение $\Delta\tau(T)$ в нуль.

Авторы выражают благодарность Ю.Г. Казарову за приготовление монокристаллов, а также С.В. Лубенцу за полезные дискуссии.

1. В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Металлургия, Москва (1975).
2. V.I. Startsev, in: *Dislocations in Solids*, F.R.N. Nabarro (ed.), Amsterdam (1983), Vol. 6, p.143
3. М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик, *УФН* **111**, 655 (1973).
4. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, *УФН* **115**, 1 (1975).
5. U.F. Kocks, A.S. Argon, and M.F. Ashby, *Progr. Mater. Sci.* Oxford: Pergamon Press **19**, 288 (1975).
6. A. Seeger, *Zs. Metallkunde* **B72**, 369 (1981).
7. Б.В. Петухов, И.Н. Покровский, *ЖЭТФ* **63**, 634 (1972).
8. V.D. Natsik and H.-J. Kaufmann, *Phys. Status Solidi*. **A65**, 571 (1981).
9. A.V. Granato, *Phys. Rev.* **B4**, 2196 (1971).
10. А.И. Landau, *Phys. Status Solidi* **A61**, 555 (1980); *ibid.* **65**, 119 (1981).
11. И.А. Шепель, Л.Н. Загоруйко, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, *ФНТ* **17**, 390 (1991).
12. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, И.А. Шепель, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **18**, 911 (1992).
13. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **24**, 786 (1998).
14. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.С. Фоменко, *ФНТ* **25**, 987 (1999).
15. Н.В. Исаев, В.С. Фоменко, В.В. Пустовалов, И.С. Брауде, *ФНТ* **28**, 522 (2002).
16. J.S. Langer and S.H. Vosko, *J. Phys. Chem. Solids* **12**, 196 (1959).
17. Y. Koike and J.M. Sivertsen, *J. Phys. Soc. Jpn.* **29**, 1235 (1970).
18. Ю.Г. Казаров, *Физика конденсированного состояния*, Харьков, вып. 11, 100 (1973).
19. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, *ПТЭ* **1**, 196 (1988).
20. V.S. Fomenko and V.A. Sirenko, *Phys. Status Solidi* **A74**, 459 (1982).

Low temperature anomaly of plasticity of concentrated FCC alloys: Pb–In-systems

N.V. Isaev, V.D. Natsik, V.V. Pustovalov, V.S. Fomenko, and S.E. Shumilin

The peculiarities of plastic deformation in single crystals Pb–In solid solutions at low and ultra low temperatures $0.5 \text{ K} < T < 30 \text{ K}$ were studied. The investigated temperature dependen-

ces of the yield stress $\tau_0(T)$ and the strain rate sensitivity of flow stress $\Delta\tau(T)$ for Pb-5; 10 and 20 at.% In alloys were found to be anomalous and atypical for thermally activated motion of dislocations through the solute atoms. The character of the anomalies changes with increasing in concentration increase from moderate (5; 10 at.%) to high (20 at.%) values. The low temperature anomalies of moderately concentrated alloys is explained in terms of the thermoinertial and quantum-inertial motion of dislocations through the single solute atoms. To explain the anomalies of the high concentrated alloy, an inhomogeneous impurity distribution model was

used, namely, small impurity clusters as strong barriers for dislocations compared to the single atoms. The high effective flow stresses at ultra low temperatures lead to a dynamical mode of dislocation motion through a single solute atoms and clusters, and the yield stress τ_0 is determined by the impurity dry friction whereas the strain rate sensitivity $\Delta\tau$ — by electron and phonon drag. The athermal dry friction and the sharp decrease of drag with temperature decrease determine the character of anomaly in this case.