

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ
МЕТАЛЛОВ****В. И. Лихтман и Е. Д. Шукин**

За последние 10 лет главным образом в работах коллектива советских ученых, возглавляемого акад. П. А. Ребиндером, возникла новая научная область — физико-химическая механика, развивающаяся на границе физической химии, молекулярной физики и механики материалов. Основная цель этой новой пограничной области знания⁹ состоит: 1) в выяснении закономерностей и механизма образования твердых тел с заданной структурой и механическими свойствами и 2) в изучении механизма процессов деформации, обработки и разрушения твердых тел с учетом влияния физико-химических факторов — состава и структуры тела, температуры и внешней среды.

К настоящему времени в этой области накоплен значительный экспериментальный материал, имеющий большое значение для теории процессов образования и разрушения твердых тел, а также для установления оптимальных режимов их обработки. Вместе с тем, за последние годы удалось значительно продвинуться в области теоретической трактовки найденных новых закономерностей с помощью аппарата теории дислокаций.

В данной статье приводятся основные результаты выполненных за последние годы исследований в области физико-химической механики металлов, причем особое внимание уделено теоретической трактовке этих результатов с позиций дислокационной теории.

Работами П. А. Ребиндера и его сотрудников уже давно установлено, что сопротивление твердых тел деформированию и разрушению понижается вследствие адсорбции из окружающей среды. Это явление связано с понижением поверхностной энергии деформируемого твердого тела. Эффекты адсорбционного понижения прочности и облегчения деформации носят кинетический характер и вызваны облегчением возникновения и развития различного рода дефектов структуры и зародышей сдвигов в результате понижения поверхностного натяжения твердого тела на его поверхностях, развивающихся в процессе деформации на границе с окружающей средой^{1-6*}).

*) Значительно позднее первых публикаций П. А. Ребиндера по этому вопросу¹ появились сообщения Бенедикса и Сато⁷. В них указывалось (без упоминания первоисточника) на тот же, по-существу, эффект понижения прочности твердых тел под действием смачивающих жидких сред. Однако при этом делался ошибочный вывод о возможности, якобы, определить поверхностное натяжение твердого тела σ_1 , исходя из эмпирического правила Антонова (к тому же применяя его ошибочно к взаимно ненасыщенным фазам) и линейно (!) экстраполируя начальный ход падения прочности P_m с возрастанием поверхностного натяжения смачивающей жидкости σ_2 до значения $P_m=0$, что должно соответствовать $\sigma_1=\sigma_2$. Эта незаконная экстраполяция приводит к значениям σ_1 , например для стали, на порядок меньшим, чем надежные значения, вычисленные различными косвенными методами. При переходе к большим понижениям

Адсорбционное понижение прочности должно, очевидно, неограниченно возрастать по мере снижения межфазной поверхностной энергии на границе твердое тело—окружающая среда, так как величина межфазной поверхностной энергии определяет вероятность и работу образования в процессе деформации поверхностных дефектов—зародышей сдвигов или разрушения.

Наибольшие адсорбционные влияния внешней среды, как было показано^{4,5}, наблюдаются при длительном воздействии благоприятных напряженных состояний—в условиях ползучести, длительной или усталостной прочности.

Органические поверхностно-активные вещества—обычные активные компоненты смазок, могут быть использованы только при невысоких температурах. Значительно более активными по отношению к металлам, вызывающими большое понижение их поверхностного натяжения, т. е. более сильно адсорбирующимися, являются поверхностно-активные, сравнительно легкоплавкие металлы и сплавы.

Случай достаточно малых величин межфазного поверхностного натяжения σ_{12} на границе двух фаз, по представлениям Фольмера⁸, соответствует спонтанному диспергированию до частиц коллоидных размеров под действием теплового движения. При этом образуется термодинамически устойчивый коллоидный раствор—суспензия или эмульсия—предельно дисперсная двухфазная система из двух взаимно насыщенных и находящихся в равновесии фаз. Возрастание поверхностной энергии при таком диспергировании компенсируется возрастанием энтропии системы вследствие равномерного распределения частиц по всему объему среды.

Приближенное условие самопроизвольного диспергирования заключается в том, что $\sigma_{12} < \sigma_m$, где $\sigma_m = \gamma kT / \delta_m^2$ (δ_m —средний размер блока мозаики $\sim 10^{-6}$ см), или, по Ребиндеру, критерий диспергирования $Di = \sigma_{12} \delta_m^2 / kT \gamma$ (где $\gamma \sim 30^{68}$) должен удовлетворять условию $Di < 1$. Спонтанное диспергирование может происходить даже при не очень низких $\sigma_{12} \approx 0,2 \text{ эрг/см}^2$. С повышением температуры σ_{12} резко убывает вследствие возрастания взаимной растворимости. Предельный случай критической точки, по Менделееву, $\sigma_{12} = 0$ соответствует исчезновению коллоидной фазы, т. е. безграничной взаимной растворимости с образованием истинного (однофазного) раствора.

При больших σ_{12} ($\sigma_{12} > \sigma_m$) диспергирование не может быть самопроизвольным, т. е. происходит лишь под влиянием внешних сил, но при этом прочность твердого тела в данной жидкой фазе $(P_m)_A$ тем более понижена по сравнению с прочностью в вакууме $(P_m)_0$, чем сильнее понижено σ_{12} . При этом условии критерий диспергирования будет:

$$Di = \frac{\sigma_{12} S_m - \beta P V_m}{\gamma k T} < 1,$$

а эффект снижения прочности может достигать весьма значительной величины.

До настоящего времени исследование влияния легкоплавких металлических расплавов на механические свойства тугоплавких металлов и сплавов проводилось на поликристаллических образцах, испытывавшихся на сжатие, изгиб или растяжение. Наиболее общий результат этих исследований заключается в том, что в присутствии металлических расплавов

прочности в жидкостях, по отношению к которым данное твердое тело более лиофильно, получились бы вогнутые кривые, приближающиеся к оси абсцисс ($P_m = 0$) при значительно более высоких σ_2 . Ясно, что когда краевой угол смачивания заведомо не образуется, работа растекания положительна и велика и правило Антонова явно неприменимо.

резко снижается пластичность и прочность деформируемых в этой среде образцов^{10-16, 69}. Вместе с тем было обнаружено, что величина эффекта снижения пластичности и прочности под влиянием расплава в значительной степени зависит от природы деформируемого металла и окружающего его легкоплавкого расплава.

Большую эффективность действия, по мнению ряда авторов, проявляют расплавы, образующие с основным металлом твердые растворы или интерметаллические соединения, тогда как отсутствие взаимодействия между металлом и расплавом приводит к значительному снижению величины эффекта. Кроме того, эффект действия расплава зависит от механических характеристик исходного образца. Чем выше его прочность и твердость, тем резче сказывается действие среды. В случае стали хрупкое разрушение может иметь место как в упругой, так и в пластической области в зависимости от предела упругости стали.

Существенную роль играют условия проведения опытов: характер напряженного состояния, скорость деформирования или режим наложения нагрузки, время контакта образца с расплавом и температура, при которой происходит деформирование. Так, например, влияние расплава не проявляется под действием сжимающих напряжений и сильно сказывается при воздействии растягивающих напряжений. Эффективность действия возрастает с уменьшением скорости нагружения или скорости деформирования образца и с увеличением времени контакта образца с расплавом перед опытом; сильно растет эффективность действия расплава с повышением температуры опыта.

Накопленный к настоящему времени большой экспериментальный материал по влиянию металлических расплавов на механические свойства тугоплавких металлов не получил еще исчерпывающего объяснения. Многие авторы относят эти явления к обычной межкристаллитной коррозии, полагая, что расплав, диффундируя по границам зерен, тем или иным механизмом ослабляет связи между зернами.

Большое значение для правильного понимания явления снижения прочности металлов под влиянием легкоплавких металлических расплавов имеют работы С. Т. Кишкина и Я. М. Потака, в которых подчеркивается связь этих явлений с адсорбционным эффектом снижения прочности металлов¹⁶.

Ниже излагаются основные результаты экспериментального исследования влияния легкоплавких металлических расплавов на механические свойства более тугоплавких металлов, полученные Л. А. Кочановой, Л. С. Брюхановой и В. А. Лабзиным в нашей лаборатории на монокристаллах цинка, олова и кадмия^{17, 18, 19}.

В качестве поверхностно-активных расплавов были использованы олово, свинец, сплавы олова со свинцом различной концентрации и ртуть. Монокристаллы различной ориентации выращивались методом зонной кристаллизации, разработанным в нашей лаборатории²⁰.

На рис. 1 представлены в координатах истинное напряжение—относительное удлинение диаграммы растяжения монокристаллов цинка при разных температурах. Растяжение велось с постоянной скоростью деформации $15\% \text{ мин}^{-1}$. Диаметр монокристаллов — 0,5 мм. Черными точками отмечены кривые растяжения кристаллов, деформация которых осуществлялась в олове (тонкая пленка олова толщиной 2—5 μ наносилась на поверхность монокристалла цинка электролитическим методом).

Ниже температуры плавления эвтектики Zn Sn действие тонкого слоя олова на поверхности монокристалла цинка вызывает лишь небольшое упрочнение. При более высоких температурах (350° и 400°) в присутствии олова возникает весьма резкое снижение прочности и пластичности—

в 8—10 раз. Вместе с тем меняется и самый характер разрыва: из пластического на воздухе он становится хрупким в активной среде (рис. 2). Резкое влияние температуры (при переходе от 350° к 400°), очевидно, связано

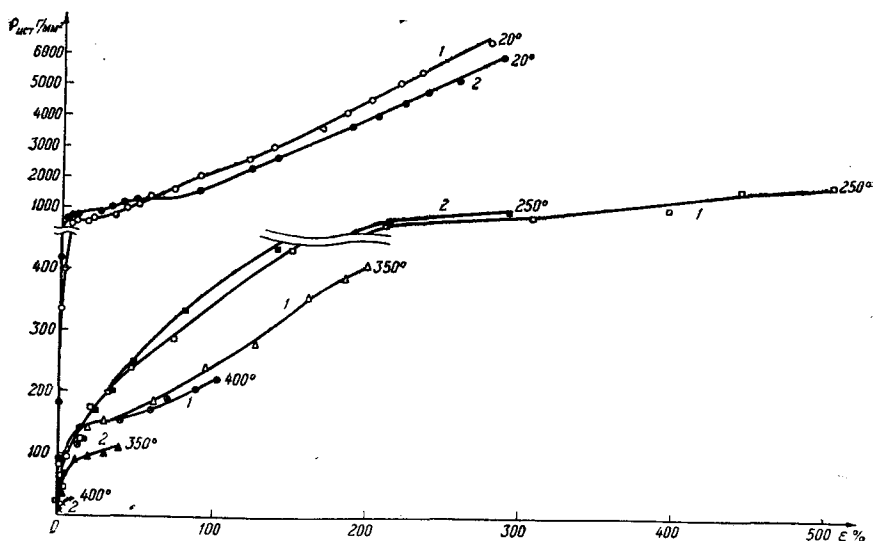


Рис. 1. График зависимости истинного напряжения $P = P_0 (1 + \varepsilon/100)$ от относительного удлинения ε монокристаллов цинка ($\chi_0 = 44^\circ$) без наружного покрытия (1) и покрытых пленкой олова (2). Температура кристаллов указана на графике.

с повышением растворимости цинка в жидком олове (45% при 350° и 92% при 400°), что соответствует резкому снижению межфазного поверхностного натяжения.

Таким же путем исследовалось влияние расплавов свинец—олово при различном содержании олова на диаграмму растяжения монокристаллов

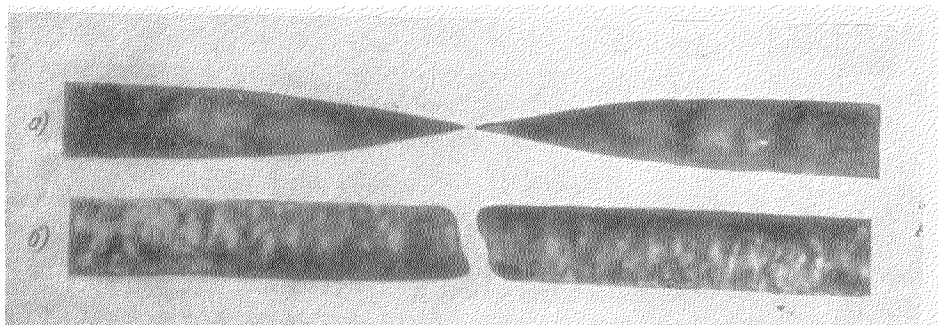


Рис. 2. Обычный пластический разрыв монокристаллов цинка без наружного покрытия (а) и хрупкий разрыв (б) монокристаллов цинка, покрытых пленкой олова. Тот и другой разрыв произведен при 400° С.

цинка. Сам по себе расплавленный свинец оказался сравнительно слабо поверхностно-активным по отношению к цинку. Рис. 3 показывает, что уже сравнительно небольшие добавки в расплав поверхностно-активного олова вызывают довольно резкое понижение прочности и пластичности монокристаллов цинка. При 20% этот эффект достигает предела и дальнейшее

понижение возникает только при содержании Sn более 80% — при приближении к чистому олову, что, очевидно, связано с резким повышением растворимости цинка в таких расплавах.

Интересный результат получается в том случае, если монокристалл цинка, покрытый пленкой жидкого олова, выдержать в течение достаточно длительного времени без напряжения при 400° и затем поместить в жидкий свинец при той же температуре. Тогда при достаточной продолжительности пребывания кристалла в жидком свинце эффект полностью исчезает и восстанавливается нормальная прочность монокристаллов цинка. Этот опыт указывает на отсутствие заметной роли нормальной диффузии олова в цинк. Очевидно, проникновение олова, а в связи с этим и понижение прочности происходит только по развивающимся поверхностным дефектам — зародышам сдвигов и разрушения.

Значительные эффекты снижения прочности и пластичности были получены нами также и на монокристаллах кадмия в присутствии жидкого

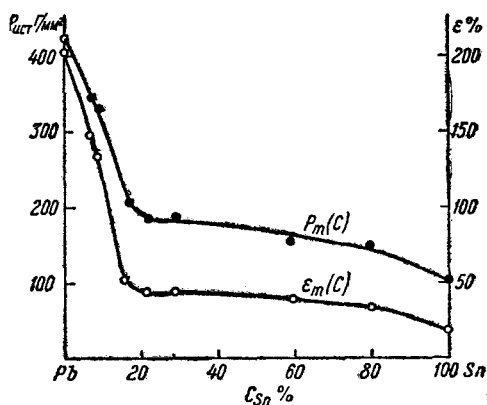


Рис. 3. Зависимость истинной прочности P_m и наибольшего удлинения ϵ_m до разрыва монокристаллов цинка ($\chi_0 = 42^\circ$) от концентрации олова в сплаве олова со свинцом при 350°C .

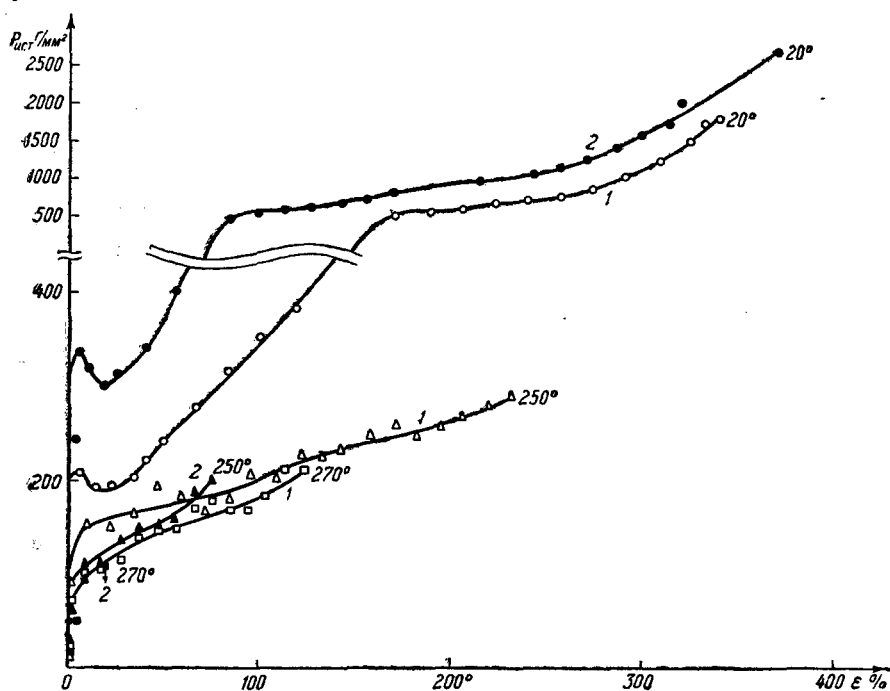


Рис. 4. Зависимость истинного напряжения P от относительного удлинения ϵ монокристаллов кадмия ($\chi_0 = 39^\circ$) без наружного покрытия (1) и покрытых тонкой пленкой олова (2). Температура кристаллов указана на графике.

олова (рис. 4). Закономерности действия жидкого олова, установленные на монокристаллах цинка, полностью воспроизводятся также и на

монокристаллах кадмия. Полученные результаты прямо указывают на то весьма важное обстоятельство, что действие поверхностно-активных металлических расплавов не связано с наличием границ между зернами тугоплавкого металла. Это действие обнаруживается и при отсутствии межкристаллических границ на металлических монокристаллах и может достигать значительной величины при благоприятных температурных условиях. Этот вывод не означает, конечно, что границы зерен в поликристаллическом металле вообще не играют никакой роли в эффекте действия расплава. Они могут играть весьма значительную, а в некоторых случаях и решающую роль, однако следует иметь в виду, что поверхностно-активный металлический расплав может сколь угодно сильно понизить прочность и пластичность отдельного зерна в результате резкого снижения межфазного поверхностного натяжения.

В присутствии столь сильного поверхностно-активного вещества, каким является металлический расплав для тугоплавкого металла, уже весьма малые нормальные напряжения влекут за собой образование и развитие трещины, приводящей к хрупкому разрушению металла. Для этого необходимо лишь, чтобы кинетика развития трещины соответствовала бы скорости проникновения поверхностно-активного расплава внутрь деформируемого металла по этим трещинам.

В более ранних работах по влиянию обычных органических поверхностно-активных веществ на ползучесть металлических монокристаллов было обнаружено, что скорость ползучести значительно возрастает в результате адсорбции поверхностно-активных молекул, содержащихся в окружающей среде. В связи с этим значительный интерес представляет изучение ползучести металлических монокристаллов в таких сильно поверхностно-активных средах, какими являются расплавы легкоплавких металлов¹⁷.

В присутствии оловянного покрытия, начиная с 280°, наблюдается значительное возрастание скорости установившейся ползучести монокристаллов цинка. В таблице I приведены данные по изменению скорости v_m установившейся ползучести монокристаллов цинка при различных температурах испытания.

Таблица I

Скорость установившейся ползучести монокристаллов цинка при испытании в инертном газе (v_m)₀ и при наличии тонкой пленки олова на поверхности монокристаллов (v_m)_A

t °C	P (Гмм-2)	$(v_m)_0$ (мин. ⁻¹)	$(v_m)_A$ (мин. ⁻¹)	$\frac{(v_m)_A}{(v_m)_0}$
200	76	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$0,2 \cdot 10^{-4}$	0,3
280	51	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$10 \cdot 10^{-4}$	6,0
350	19	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$15 \cdot 10^{-4}$	15,0

В таблице II приведены данные для скорости установившейся ползучести монокристаллов цинка, покрытых сплавами олова со свинцом в различных концентрациях.

Расплав олова, являющийся весьма сильным поверхностно-активным веществом для цинка, резко понижает уровень нормальных напряжений отрыва в условиях растяжения с постоянной скоростью деформации, что приводит к значительному снижению пластичности (величины деформации

Таблица II

Скорость установившейся ползучести при 350° монокристаллов цинка, покрытых сплавами олова со свинцом в различных концентрациях

Сплав PbSn	$(v_m)_0 \cdot 10^4$ (мин. ⁻¹) без покрытия	$(v_m)_A \cdot 10^4$ (мин. ⁻¹) с покрытием	$\frac{(v_m)_A}{(v_m)_0}$
90% Pb—10% Sn	1,3	1,7	1,3
80% Pb—20% Sn	1,0	3,0	3,0
50% Pb—50% Sn	1,1	4,5	4,0
20% Pb—80% Sn	3,3	20,0	6,0

до разрушения) и прочности. Однако в условиях ползучести, когда действующее на металл постоянное напряжение ниже, чем напряжение хрупкого отрыва, в присутствии поверхностно-активного расплава проявляется адсорбционный эффект пластифицирования, выражающийся в значительном возрастании скорости ползучести металла.

Н. В. Перцовым было установлено, что ртуть, так же как и олово, ведет себя по отношению к монокристаллам цинка как весьма сильное поверхностно-активное вещество, резко снижая их прочность и особенно пластичность¹. Монокристаллические проволоки цинка под действием ртути уже при комнатной температуре переходят в хрупкое состояние, характеризующееся весьма незначительным пластическим удлинением, заканчивающимся хрупким отрывом по плоскости базиса (или по плоскости призмы 1 рода) при незначительных растягивающих усилиях.

Так как расплавленные металлы значительно снижают прочность и пластичность более тугоплавких металлов, переводя их в хрупкое состояние, то возникает необходимость сравнительного изучения закономерностей деформации и разрушения металлов в сильно поверхностно-активных расплавах с аналогичными закономерностями для этих же металлов в хрупком состоянии, но в неактивных средах¹⁹.

Как известно, монокристаллические проволоки цинка при комнатной температуре весьма пластичны, т. е. способны к значительным пластическим удлинениям (до 600%). Хрупкий отрыв по плоскости базиса в этих условиях (при не слишком высоких скоростях растяжения) не происходит. Осуществить хрупкое состояние в монокристаллах цинка можно путем значительного понижения температуры. Возникающее при этом хрупкое состояние обладает той особенностью, что хрупкому отрыву под действием нормальных напряжений всегда предшествует более или менее значительная деформация сдвига по действующей системе скольжения (плоскостям базиса).

Изучение закономерностей хрупкого разрушения монокристаллов цинка с различной исходной ориентацией плоскости базиса относительно оси проволоки ($13^\circ \leq \chi_0 \leq 80^\circ$) проводилось при температуре жидкого азота (-196°C) в условиях растяжения с постоянной скоростью удлинения ($\cong 12\%$ мин.⁻¹). Критическое скалывающее напряжение в плоскости базиса при температуре жидкого азота достигает $\sim 130 \text{ Г.м.м}^{-2}$ и, как показывает большой экспериментальный материал²², не зависит от ориентации этой плоскости относительно оси кристалла (от величины χ_0).

Изучение закономерностей хрупкого разрушения (отрыва по плоскости базиса) монокристаллов цинка различной ориентации прежде всего

позволило обнаружить, что величина предшествующего разрушению пластического сдвига a_c тем больше, чем меньше χ_0 (рис. 5).

Вместе с тем нормальные напряжения отрыва в плоскости базиса (плоскости скольжения) резко падают с уменьшением начального угла ориентации χ_0 этой плоскости или, что то же самое, с увеличением пластического сдвига, предшествующего отрыву. На рис. 6 представлена зависимость нормальных напряжений на плоскость базиса от величины сдвига в процессе деформации монокристаллов цинка с различной начальной ориентацией плоскости базиса. Здесь необходимо указать, что площадь плоскости базиса (плоскости скольжения) с достаточной степенью точности не изменяется в процессе пластического сдвига даже при весьма значительных деформациях (до 600%). Обнажающиеся при сдвиге серповидные участки плоскостей скольжения составляют сотые доли процента от площади базисной плоскости, и, следовательно, этим изменением площади всегда можно пренебречь. Пунктирная кривая, соединяющая на рис. 6 конечные точки (отвечающие хрупкому от-

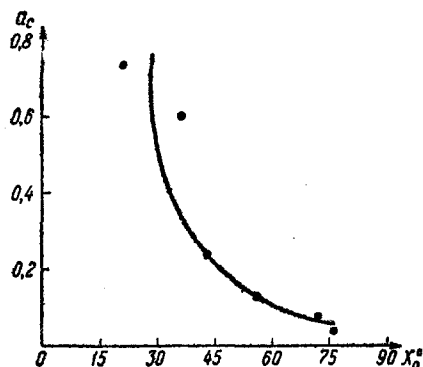


Рис. 5. Падение величины предельного пластического сдвига (a_c) монокристаллов цинка с ростом начального угла ориентации плоскости базиса (χ_0) при -196° .

рыву по плоскости базиса) отдельных кривых растяжения различно ориентированных монокристаллов цинка, определяет, тем самым, зависимость нормальных напряжений отрыва по плоскости базиса от величины сдвига, предшествовавшего отрыву. Эта зависимость, проверенная нами на большом числе образцов, показывает, что с ростом сдвиговой деформации по плоскости базиса, которая предшествует хрупкому отрыву по этой же плоскости, нормальные напряжения отрыва резко снижаются.

В таблице III приведены значения нормальных напряжений отрыва p_c , предельной величины сдвига a_c и скалывающих напряжений τ_c в зависимости от χ_0 .

Для правильного понимания этой закономерности следует указать, что кристаллографические условия деформации монокристаллов цинка в сочетании с законом независимости критического скалывающего напряжения от угла ориентации плоскости базиса приводят к тому, что при малых χ_0 нормальные напряжения на плоскость базиса сравнительно малы, тогда как при больших χ_0 эти напряжения значительно возрастают.

Так как процесс пластического сдвига по плоскости скольжения (плоскостям базиса) сопровождается уменьшением угла χ (в результате деформации $\chi < \chi_0$), то по кристаллографическим причинам нормальное напряжение на плоскость базиса должно в процессе скольжения уменьшаться. Однако возрастание из-за упрочнения напряжения сдвига приводит к росту

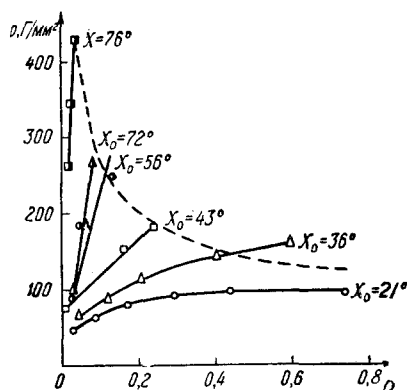


Рис. 6. Зависимость нормальных напряжений на плоскость базиса (p) от величины сдвига (a) в процессе деформации монокристаллов цинка с различной ориентацией плоскости базиса (χ_0) при -196° .

общего растягивающего напряжения, что вызывает также и возрастание нормального напряжения на плоскость сдвига, превышающее его снижение из-за кристаллографических причин.

На рис. 7 представлена зависимость предельного пластического сдвига, разрывных нормальных и скалывающих напряжений от начального угла ориентации плоскости базиса. Здесь отчетливо проявляется закономерное снижение нормальных напряжений отрыва с ростом предшествующей отрыву деформации пластического сдвига. Вместе с ростом этой деформации возрастает величина скалывающих напряжений, что связано с упрочнением сдвига.

Из этих данных прежде всего следует, что так называемый закон Зонке о постоянстве разрывных нормальных напряжений не имеет места для монокристаллов цинка, находящихся в хрупком состоянии. Объясняется это, по-видимому, тем, что хрупкому разрушению монокристаллов

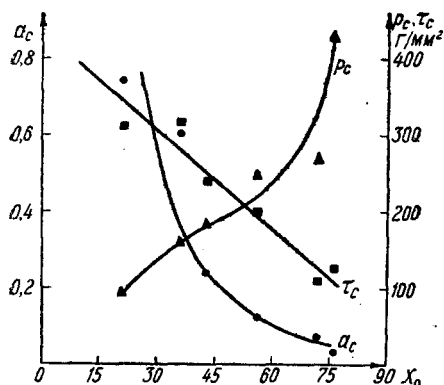


Рис. 7. Зависимость предельного пластического сдвига (a_c), разрывных нормальных (p_c) и скалывающих (τ_c) напряжений от начального угла ориентации плоскости базиса (χ_0) монокристаллов цинка при -196° .

цинка при низких температурах всегда предшествует заметная пластическая деформация сдвига по плоскостям скольжения, тогда как в кристаллах каменной соли, на которых этот закон был обнаружен, пластическая деформация, предшествующая отрыву, практически равна нулю. Что же касается работы Е. Шмида, подтверждавшего справедливость закона Зонке для монокристаллов цинка при низких температурах, то полученный им результат можно объяснить выбором сравнительно узкого интервала ориентации плоскости базиса в опытных образцах²².

Вместе с тем из полученных данных следует, что пластический сдвиг приводит к возникновению дефектов в структуре кристалла, являющихся зародышами разрушения. Эти дефекты структуры уже на ранних стадиях своего развития приводят к хрупкому отрыву по плоскости скольжения (плоскости базиса), если уровень нормальных напряжений достаточно высок (при больших χ_0). Если же величина нормальных напряжений мала (малые χ_0), то развитие дефектов до критической величины, соответствующей данному уровню нормальных напряжений, достигается при большей величине пластического сдвига.

верхностно-активной среде (ртути) резко—в 3—5 раз—снижается хрупкая прочность монокристаллов (величина нормальных напряжений отрыва), тогда как величина напряжений сдвига практически не меняется.

Ртуть наносилась на поверхность монокристаллов цинка тонким слоем (толщиной $\sim 5 \mu$) путем погружения кристаллов в насыщенный раствор азотной кислоты (окисной) с выдержкой в растворе около 1 мин. На рис. 8 представлены типичные диаграммы растяжения амальгированного и неамальгированного монокристаллов цинка ($\chi_0 = 48^\circ$) при комнатной температуре. Здесь

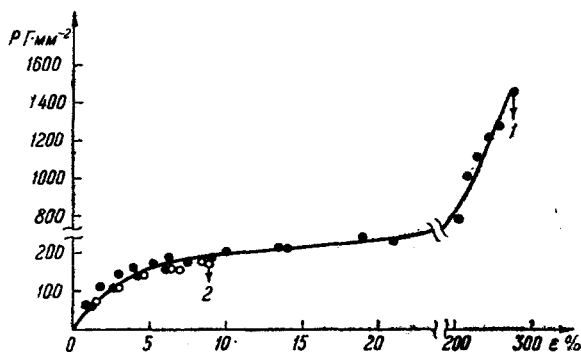


Рис. 8. График зависимости напряжения (P) от относительного удлинения (ϵ) неамальгированных (1) и амальгированных (2) монокристаллов цинка ($\chi_0 = 48^\circ$) при 20°C .

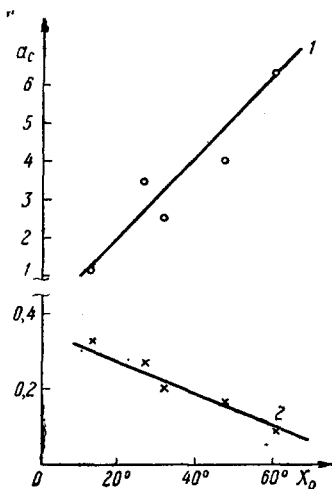


Рис. 9. Зависимость предельного пластического сдвига (a_c) неамальгированных (1) и амальгированных (2) монокристаллов цинка от начальной ориентации плоскости базиса (χ_0) при 20°C .

отчетливо видно резкое охрупчение кристаллов в присутствии ртути, но вместе с тем кривая растяжения амальгированного образца совпадает с кривой растяжения неамальгированного кристалла.

На рис. 9 дана зависимость предельного пластического сдвига a_c , предшествующего разрушению неамальгированных и амальгированных кристаллов, от начальной ориентации плоскости базиса. Тогда как в отсутствие ртути этот предельный сдвиг растет с возрастанием χ_0 , т. е. при более поперечном расположении базиса кристаллы оказываются более пластичными, амальгированные образцы обнаруживают прямо противоположную закономерность. Столь радикальное изменение характера зависимости $a_c = a_c(\chi_0)$ под действием ртути связано с переходом монокристаллов цинка в присутствии ртути из пластического в хрупкое состояние и с появлением в результате этого новых закономерностей деформации и разрушения.

Действительно, приведенная на рис. 10 зависимость предельной величины сдвига, нормальных и скалывающих напряжений в момент разрыва от ориентации плоскости базиса вполне аналогична подобной же зависимости для монокристаллов цинка при низких температурах (рис. 7). В таблице IV приведены значения предельной деформации сдвига, скалывающих и нормальных напряжений отрыва по плоскости базиса для хрупких амальгированных образцов различной ориентации при комнатной температуре.

Тогда как величина нормальных напряжений отрыва в 3—5 раз ниже, чем для неамальгированных кристаллов (при -196°), величина

скалывающих напряжений в плоскости базиса амальгамированных образцов остается такой же, как и для неамальгамированных монокристаллов цинка при той же комнатной температуре. Однако при температуре жидкого азота амальгамированные образцы оказываются не менее пластичными, чем неамальгамированные, а величины нормальных и скалывающих напряжений в момент хрупкого отрыва по плоскости базиса оказываются даже выше в присутствии ртутной пленки, чем в ее отсутствии (рис. 11). Так как погружение в жидкий азот амальгамированных образцов происходило спустя 2—3 мин. после нанесения пленки ртути и, следовательно, сколько-нибудь заметного диффузионного проникновения ртути в цинк не успевало произойти, эффект возрастания прочности амальгамированных образцов при низкой температуре можно объяснить появлением тонкого поликристаллического чехольчика из ртути на монокристаллах цинка, затрудняющего пластический сдвиг и хрупкий отрыв по плоскости базиса. Эффект упрочнения амальгамированных образцов в жидком азоте можно наблюдать и в результате диффузионного проникновения ртути в цинк (легирования), если амальгамированные образцы перед опытом выдерживать при комнатной температуре в течение достаточно длительного времени (~ 48 часов)²³.

Таблица IV

Значения a_c , p_c , τ_c в момент хрупкого отрыва по плоскости базиса амальгамированных монокристаллов цинка при 20°

χ_0	a_c	p_c , Г.ММ.-2	τ_c , Г.ММ.-2
13	0,33	29	136
27	0,28	58	131
32	0,20	64	114
48	0,17	90	96
61	0,09	85	55

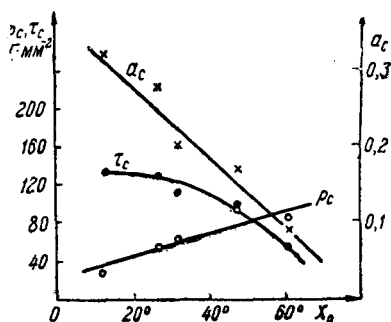


Рис. 10. Зависимость предельной величины сдвига (a_c), разрывных нормальных (p_c) и скалывающих (τ_c) напряжений от начальной ориентации плоскости базиса (χ_0) амальгамированных монокристаллов цинка при 20° С.

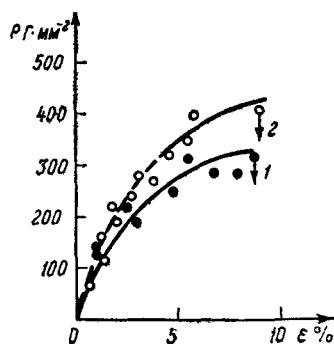


Рис. 11. График зависимости напряжения (P) от относительного удлинения (ϵ) неамальгамированных (1) и амальгамированных (2) монокристаллов цинка ($\chi_0 = 48^\circ$) при -196° .

Таким образом, ртуть как поверхностно-активное вещество вызывает хрупкое состояние в монокристаллах цинка, характеризующееся теми же общими закономерностями деформации и разрушения, что и хрупкость, вызванная понижением температуры в отсутствие поверхностно-активных веществ. Резкое снижение нормальных напряжений отрыва в присутствии ртути определяется значительным снижением межфазного поверхностного натяжения на границе насыщенный раствор цинка в ртути — цинк.

Образующиеся в процессе деформации дефекты структуры — микротрещинки — быстро заполняются ртутью механизмом двумерной миграции, и тем самым значительно облегчается их дальнейшее развитие вплоть до хрупкого разрушения под действием даже малых нормальных напряжений. Высокая подвижность атомов ртути, позволяющая им достаточно быстро проникать внутрь образующихся микротрещин, является необходимым условием наблюдения эффекта снижения прочности и пластичности. При низких температурах, когда атомы ртути лишены подвижности, наблюдается возрастание хрупкой прочности монокристаллов цинка, покрытых ртутной пленкой, что связано либо с легированием цинка ртутью, либо с затруднением сдвига и разрушения, приносимого самой пленкой.

Описанные опыты ^{18, 19, 21}, так же как и многочисленные данные других авторов, убедительно говорят о том, что хрупкому разрушению металлического монокристалла всегда предшествует та или иная пластическая деформация; при этом нормальное напряжение к плоскости спайности в момент отрыва p_c отнюдь не постоянно, а резко зависит от величины предшествующего пластического сдвига a_c и, вместе с тем, от достигаемого к моменту разрушения скалывающего напряжения в плоскости скольжения τ_c . В рассматриваемом случае хрупкого разрушения монокристаллов цинка, когда плоскость базиса служит одновременно и плоскостью скольжения, и плоскостью спайности, взаимозависимость p_c и τ_c особенно очевидна: чем выше значение p_c , тем при меньших τ_c происходит разрыв кристалла (табл. III и IV). В данном случае следует говорить, по-видимому, не об отклонениях от закона Зонке на которые неоднократно указывалось и ранее, а о полной неприменимости закона.

Известно, что действительные напряжения отрыва по плоскостям спайности p_c на несколько порядков величины меньше так называемого «теоретического» значения $p_{\text{теор}} \cong \sqrt{E\sigma/b}$, вычисляемого на основании той или иной модели межатомных сил для идеальной, не содержащей нарушений кристаллической решетки ^{25, 26}; здесь E — модуль Юнга, σ — удельная свободная поверхностная энергия и b — постоянная решетки. Такое расхождение связывается обычно с присутствием в реальном кристалле различных дефектов структуры и прежде всего микротрещин. Невыполнимость закона Зонке и обнаруженная зависимость p_c от τ_c и a_c для хрупкого разрушения монокристаллов цинка позволяют сделать следующий шаг в объяснении механизма хрупкого разрушения.

Именно, естественно предположить, что если процесс отрыва обусловлен присутствием микротрещины, величина которой s при данном p_c становится «опасной», то само зарождение и развитие микротрещины до опасной величины связано с предшествующей пластической деформацией, в ходе которой неоднородности сдвигообразования приводят к резким локальным концентрациям напряжений и зарождению микроразрывов ^{6, 24}.

Необходимо, следовательно, во-первых, найти величину критического нормального напряжения p_c , опасного при наличии трещины с размерами s и, во-вторых, попытаться оценить максимальную величину трещины s , которая может возникнуть в кристалле при данном скалывающем напряжении τ ²⁴.

Следуя Зинеру ²⁷, наиболее простую и наглядную оценку опасной величины растягивающего напряжения p_c при наличии в теле трещины размера s можно получить следующим образом (рис. 12). До появления трещины плотность упругой энергии в теле была равна $w = p^2/2E$. При возникновении трещины происходит разгрузка на площади $\cong s^2$; убыль

упругой энергии (на единицу длины в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа) составляет при этом $\cong p^2 c^2 / 2E$. Вместе с тем образование новой поверхности $\cong 2c$ связано с затратой работы $2c\sigma$. Общий прирост энергии равен $\Delta W = 2c\sigma - p^2 c^2 / 2E$.

Кривая $\Delta W(c)$ имеет максимум при $\frac{\partial}{\partial c} \Delta W = 0$.

Следовательно, трещина с шириною c теряет устойчивость при приложении перпендикулярно к ее плоскости «опасного» напряжения $p_c = \sqrt{2c\sigma E/c}$.

Подобная формула впервые была предложена Гриффитсом²⁸. Впоследствии рядом авторов было показано, что, за исключением некоторых различий в числовом коэффициенте, результат остается тем же при самых разнообразных постановках задачи: и для тонкой, и для толстой плиты (двумерная задача), и в случае трехмерной задачи (трещина в форме эллипсоида)²⁹, а также при переходе от вычисления энергии к непосредственному определению перенапряжений на краю трещины^{28, 30},

в частности, при анализе межатомных сил и расположения атомов³¹.

Итак, можно ожидать, что при наличии в кристалле трещины с величиною c опасное напряжение, нормальное к плоскости трещины, определяется соотношением

$$p_c = \alpha \sqrt{\frac{E\sigma}{c}}, \quad (1)$$

где α — некоторый безразмерный коэффициент, по порядку величины не сильно отличающийся от 1. (Впрочем, при переходе от изотропных сред, для которых получено соотношение (1), к кристаллам с резко выраженной спайностью, значения α будут лежать, по-видимому, заметно ниже единицы).

Пусть под действием скалывающего напряжения τ кристалл претерпел в плоскости скольжения сдвиг на величину Δ , который не распространился, однако, на все сечение кристалла, вследствие присутствия того или иного достаточно прочного препятствия O в плоскости скольжения (рис. 13). Основной областью локализации сдвига оказывается при этом интервал $MO = s$ вдоль плоскости скольжения (величина s зависит, очевидно, от исходного сдвига Δ). Поле напряжений вокруг такого дефекта мож-

но уподобить упругому полю надреза с длиной s , параллельного приложенному скалывающему напряжению τ . Как показывает теория упругости

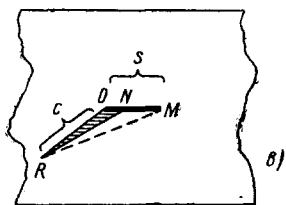
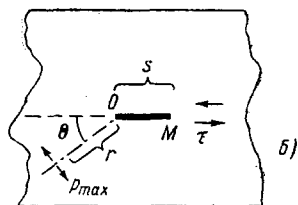
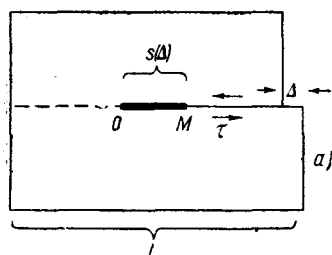


Рис. 13. а) возникновение незавершенного локального сдвига в плоскости скольжения; б) концентрация нормальных напряжений вблизи области незавершенного локального сдвига; в) возникновение микротрещины в области максимальной концентрации нормальных напряжений.

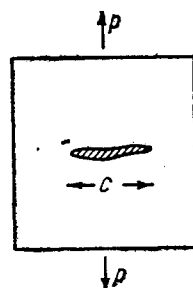


Рис. 12. К расчету $p_c(c)$.

(см., например, ³²), максимальные растягивающие напряжения имеют при этом место вдоль линии, отклоненной от плоскости надреза на угол Θ , где они достигают величины $p_{\max} \cong \tau \sqrt{s/r}$ (r — расстояние данной точки от вершины надреза).

Пусть в области максимальной концентрации напряжений возникает клиновидная трещина NOR величиною $NR \cong OR = c$ (основание клина ON примерно равно при этом исходному сдвигу Δ). Тогда высокая концентрация напряжений будет снята не только на площади самой трещины NOR , но и на значительно большей площади $\cong \Delta MOR$.

В отсутствие трещины плотность упругой энергии в районе интервала MO была равна $\omega = p^2/2E \cong \tau^2 s/2Er = \omega(r)$. Убыль энергии при раскрытии трещины (на единицу длины в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа) составляет примерно

$$\iint_{\Delta MOR} \omega(r) dS \cong \int_{r_0}^c \frac{\tau^2 s^2}{2Er} \left(1 - \frac{r}{c}\right) dr = \frac{\tau^2 s^2}{2E} \left(\ln \frac{c}{r_0} - \frac{c-r_0}{c}\right) \cong \frac{\tau^2 s^2}{2E} \ln \frac{c}{r_0}$$

при $c \gg r_0$. (Нижний предел интегрирования $r_0 \cong b$ определяется неприменимостью соотношений теории упругости в непосредственной близости от точки O .)

Вместе с тем образование трещины требует затраты работы $\cong 2c\sigma$. Общий прирост энергии равен $\Delta W \cong 2c\sigma - \frac{\tau^2 s^2}{2E} \ln \frac{c}{r_0}$. Функция $\Delta W(c)$

имеет минимум при $\frac{\partial}{\partial c} \Delta W(c) = 2\sigma - \frac{\tau^2 s^2}{2E} \frac{1}{c} = 0$. Следовательно, при накоплении в плоскости скольжения на интервале $s = s(\Delta)$ незавершенных сдвигов, в кристалле может возникнуть равновесная клиновидная трещина с шириной, равной $c \cong \tau^2 s^2/4E\sigma$ *).

С точки зрения анализа хрупкого разрушения нас интересует предельный случай наибольшего возможного c . Такой случай будет иметь место, если перед «совершенно непроницаемым» препятствием O интервал высокой концентрации незавершенных сдвигов s достигнет по порядку величины размеров всей плоскости скольжения L (для нетолстых, ≤ 1 мм, монокристаллов L близко к диаметру, для поликристаллов — это размер зерна).

Таким образом, следует полагать, что при приложении в плоскости скольжения скалывающего напряжения τ в кристалле может возникнуть трещина размером вплоть до

$$c = \beta \frac{\tau^2 L^2}{E\sigma}, \quad (2)$$

где безразмерный коэффициент β по порядку величины не сильно отличается от 1 **). Аналогичное соотношение может быть получено более строгим образом на основе теории дислокаций.

Рассмотренный выше процесс концентрации незавершенных сдвигов представляет собою, очевидно, не что иное, как формирование скопления дислокаций, заторможенных препятствием в плоскости скольжения. Согласно теории Мотта, такие скопления служат основными concentra-

*) Для того чтобы такая равновесная трещина действительно возникла, необходим выигрыш в работе: $\Delta W < 0$ при $c = \tau^2 s^2/4E\sigma$, или $\tau^2 s^2/4E\sigma > 2,7r_0$, т. е. порядка нескольких b .

**) С этой точки зрения увеличение прочности монокристаллов при легировании можно связать с уменьшением эффективной величины s и соответственно коэффициента β в (2): легированные монокристаллы деформируются более однородно, и при тех же напряжениях незавершенные локальные сдвиги оказываются меньше, чем в чистых монокристаллах.

торами внутренних напряжений, возникающих в кристалле в процессе пластической деформации³³⁻³⁵. Экспериментально дислокационные скопления были обнаружены, например, в работах по травлению выходов дислокаций на поверхность кристалла (рис. 14, см. также³⁶).

Задача о расположении n параллельных краевых дислокаций внутри скопления решена для изотропной среды методами теории упругости³⁷. Решение основывается на известном выражении

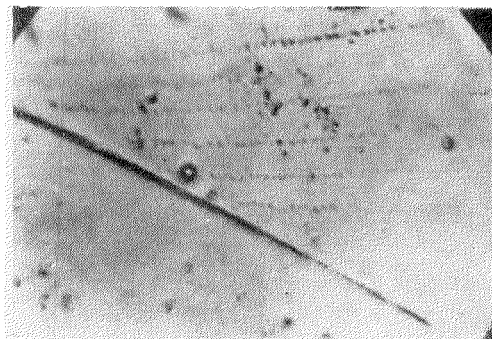
$$F = b \cdot \tau \quad (3)$$

для силы, действующей в плоскости скольжения на единицу длины линии дислокации³⁸ (τ — скалывающее напряжение в направлении вектора Бюргера дислокации b), и на выражении поля упругих напряжений краевой дислокации

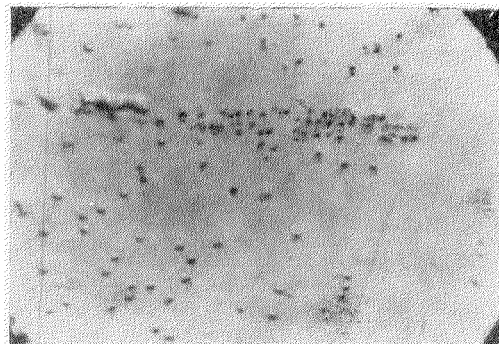
$$\begin{aligned} p_{rr} = p_{\theta\theta} &= -\frac{Gb}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{\sin \theta}{r}; \\ \tau_{r\theta} &= \frac{Gb}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{\cos \theta}{r} \end{aligned} \quad (4)$$

(в цилиндрических координатах угол θ отсчитывается от плоскости скольжения; μ — коэффициент Пуассона; форма зависимости имеет хорошее опытное подтверждение^{39, 40}). Общий ход рассуждений примерно таков.

Предполагается, что в каждой точке плоскости скольжения OS (рис. 15), где O — место остановки головной дислокации перед препятствием, а S — давший эти n дислокаций источник, действует касательное напряжение $\tau(x)$, складывающееся из внешнего напряжения в данной плоскости τ_0 , поля головной дислокации, положение которой $x_0 = 0$ фиксировано, и полей остальных дислокаций, координаты которых $x_1 \div x_{n-1}$



а)



б)

Рис. 14. Микрофотографии фигур травления на поверхности кристаллов цинка (а) и кадмия (б); видны дислокационные скопления перед границей зерна⁶; 800 \times .

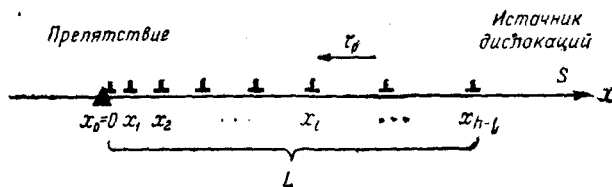


Рис. 15. Скопление дислокаций перед препятствием в плоскости скольжения.

должны быть найдены. Согласно (3) и (4) это напряжение равно

$$\tau(x) = \tau_0 - \frac{Gb}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{1}{x} - \sum_{i=1}^{n-1} \frac{Gb}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{1}{x - x_i}.$$

Условиями равновесия дислокаций служат $n-1$ уравнений

$$\tau(x_j) = 0; \quad j = 1, 2, \dots, n-1,$$

решение которых сводится к решению алгебраического уравнения

$$\frac{d}{dz} \left[e^z \frac{d^n}{dz^n} (e^{-z} z^n) \right] = 0,$$

где $z = x \cdot 2\tau_0 \cdot 2\pi(1-\mu)/Gb$, т. е. искомые координаты дислокаций определяются $n-1$ корнями первой производной полинома Лагерра n -го порядка; при больших n и малых z последнее уравнение может быть сведено к уравнению Бесселя. Расстояние x_1 между двумя головными дислокациями оказывается равным

$$x_1 = \frac{(3,83)^2 \cdot Gb}{4n \cdot 2\tau_0 \cdot 2\pi(1-\mu)} = 0,42 \frac{Gb}{n\tau_0}. \quad (5)$$

Для средних значений номеров i , больших 1, но значительно меньших n , справедлива следующая аппроксимация:

$$x_i \approx \frac{\pi Gb}{16n\tau_0(1-\mu)} i^2, \quad (6)$$

тогда как все занимаемое скоплением расстояние

$$x_{n-1} = L \approx \frac{nGb}{\pi\tau_0(1-\mu)}. \quad (7)$$

Рис. 16. Концентрация напряжений в районе головы дислокационного скопления.

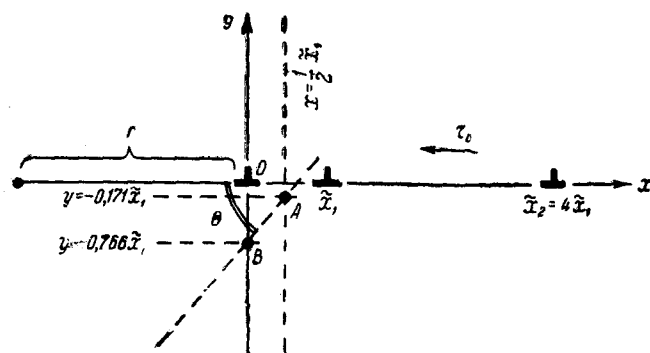
лишь при больших $n \sim 10^3$, однако слишком груба для малых $n \leq 10$.

Другой путь рассмотрения задачи о дислокационном скоплении, связанный с аппроксимацией скопления как континуума дислокаций с распределенным вектором Бюргера и приводящий к решению интегральных уравнений, указан Лейбфридом.

Строгое полное описание упругого поля напряжений скопления дислокаций требует суммирования рядов с членами типа (4). Приближенные результаты, относящиеся к нескольким частным случаям, были получены Кёлером^{38, 41} при аппроксимации всех значений x_i в том числе и x_1 , через выражение (6); значение x_1 , полученное из (6) и обозначенное на рис. 16 через \tilde{x}_1 , равно

$$\tilde{x}_1 = \frac{\pi Gb}{16n\tau_0(1-\mu)} \approx 0,28 \frac{Gb}{n\tau_0} = \frac{2}{3} x_1.$$

Согласно расчетам Кёлера, максимальное растягивающее напряжение p_{xx} на оси Oy имеет место в точке A при $y = -0,766\tilde{x}_1$ и равно $\sim n\tau_0$. На прямой $x = \tilde{x}_1/2$ это напряжение максимально в точке B с ординатой $y = -0,171\tilde{x}_1$ и составляет $\sim 7n\tau_0$. Автор подчеркивает, что найденные большие концентрации напряжений чрезвычайно существенны в процессе пластического и усталостного разрушения материалов. Свои результаты Кёлер считает, однако, завышенными примерно на 50% в связи с заведомо неточной аппроксимацией x_i . Отметим,



что угол Θ между направлением максимальных значений p_{xx} и отрицательным направлением оси Ox составляет несколько больше $\pi/4$.

Нетрудно показать, что столь же больших концентраций достигают около скопления и скалывающие напряжения, максимальные значения которых лежат, очевидно, на продолжении оси Ox при $\theta = \pi$. При том же упрощающем предположении относительно x_i касательное напряжение на расстоянии r перед головой скопления равно

$$\tau(r) = \tau_0 + \frac{Gb}{2\pi(1-\mu)} \sum_{i=0}^{n-1} \frac{1}{r + i^2 \tilde{x}_1}.$$

При $r \ll \tilde{x}_1$ сумма всех членов ряда, кроме $i=0$,

$$\sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{r + i^2 \tilde{x}_1} \approx \frac{1}{\tilde{x}_1} \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{i^2} < \frac{1}{\tilde{x}_1} \cdot \frac{\pi^2}{6} \ll \frac{1}{r},$$

т. е. в непосредственной близости от головы скопления поле совпадает с полем головной дислокации. При $r \gg L$

$$\sum_{i=0}^{n-1} \frac{1}{r + i^2 \tilde{x}_1} \approx \int_0^n \frac{d\xi}{r + \tilde{x}_1 \xi^2} = \frac{1}{\sqrt{r \tilde{x}_1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{n^2 \tilde{x}_1}{r}} \approx \frac{n}{r},$$

так как $n^2 \tilde{x}_1 = \frac{\pi^2}{16} L < L \ll r$. Это означает, что на весьма больших расстояниях поле скопления аналогично полю одной «большой» дислокации с вектором Бюргера, равным nb .

Высокая концентрация напряжений всего существеннее в промежуточной области $\tilde{x}_1 \ll r \ll L$. В силу левой части этого неравенства суммирование по-прежнему может быть заменено интегрированием, а в силу правой —

$$\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{n^2 \tilde{x}_1}{r}} \cong \frac{\pi}{2}, \quad \text{и} \quad \tau(r) = \tau_0 + \frac{Gb}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{1}{\sqrt{r \tilde{x}_1}} \cdot \frac{\pi}{2}.$$

Подставляя сюда значение \tilde{x}_1 из (8) и используя (7), получаем

$$\tau(r) = \tau_0 \left\{ 1 + \sqrt{\frac{L}{r}} \right\} \quad \text{при} \quad \tilde{x}_1 \ll r \ll L,$$

или, грубо,

$$\tau(r) \cong \tau_0 \sqrt{\frac{L}{r}}. \quad (9)$$

Приближенное решение для всех компонент напряжений поля скопления в наиболее интересной области $x_1 \ll r \ll L$ дано Стро⁴². Полученное автором расстояние между двумя передними дислокациями

$$\frac{Gb}{n\pi\tau_0(1-\mu)} \approx 0,46 \frac{Gb}{n\tau_0}$$

лишь немного отличается от x_1 по (5), а длина скопления точно совпадает со значением L из (7). Для компонент напряжений Стро находит

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2}(p_{xx} + p_{yy}) &= \tau_0 \sqrt{\frac{L}{r}} \cdot 2 \sin \frac{\vartheta}{2}, \\ \frac{1}{2}(p_{xx} - p_{yy}) &= \tau_0 \sqrt{\frac{L}{r}} \cdot \left(2 \sin \frac{\vartheta}{2} + \sin \vartheta \cos \frac{3}{2} \vartheta \right), \\ \tau_{xy} &= -\tau_0 \sqrt{\frac{L}{r}} \cdot \frac{1}{2} \left(2 \cos \frac{\vartheta}{2} - \sin \vartheta \sin \frac{3}{2} \vartheta \right). \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Последняя из этих формул совпадает при $\vartheta = \pi$ с приближенной оценкой наибольших сдвиговых напряжений (9). Максимальные нормальные напряжения в соответствии с (10) имеют место на прямой $\Theta \cong 70^\circ$ и составляют

$$p_{\max} = \frac{2}{\sqrt{3}} \tau_0 \sqrt{\frac{L}{r}}. \quad (11)$$

Моттом было высказано предположение, что высокая концентрация напряжений около головы дислокационного скопления может вызвать зарождение и развитие трещин^{33,43*}). Эта идея получила развитие в ряде работ Стро⁴⁴⁻⁴⁶.

Предполагая, что трещина образуется путем слияния всех n дислокаций, т. е. содержит дислокацию с вектором Бюргерса nb , Стро

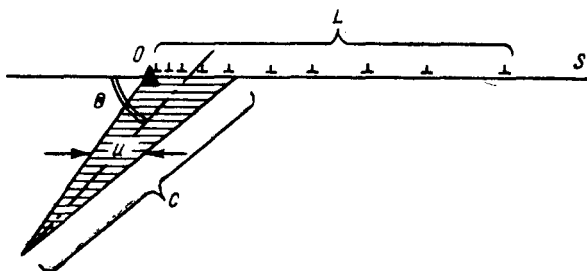


Рис. 17. Возникновение микротрещины в районе головы дислокационного скопления.

находит все компоненты поля напряжений трещины, расположенной под произвольным углом Θ относительно вектора nb , а также очертания трещины для случая $\Theta = \pi/2$: «толщина» ее

$$u = \frac{1}{2} nb \left\{ 1 + \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{c-2r}{c} \right\},$$

т. е. трещина имеет форму «клина» с основанием nb , лежащим в плоскости скольжения, — результат, отлично согласующийся с представлением о краевой дислокации, как лишней полуплоскости, вдвинутой перпендикулярно к плоскости скольжения.

Используя метод мысленного надрезания тела и раздвигания краев надреза и привлекая найденные компоненты поля трещины, Стро определяет ее энергию (на единицу длины перпендикулярно плоскости xOy):

$$W = \frac{n^2 G b^2}{4\pi(1-\mu)} \ln \frac{4R}{c} + 2c\sigma,$$

где R — расстояние от трещины до поверхности тела. Автор подчеркивает, что W не зависит от Θ . Это выражение имеет минимум

$$W_{\text{cr}} = \frac{n^2 G b^2}{4\pi(1-\mu)} \ln \frac{32\pi e(1-\mu) R \sigma}{n^2 G b^2},$$

которому соответствует равновесная ширина щели

$$c = \frac{n^2 G b^2}{8\pi(1-\mu) \sigma}. \quad (12)$$

*) Предложены и иные дислокационные модели возникновения трещин. Так, Фудзита⁴⁷ исходит из рассмотрения двух встречных скоплений дислокаций разных знаков в близких плоскостях скольжения, а Фишер^{48,49} — из анализа накопления вакансий, возникающих при пересечении дислокаций, содержащих винтовые компоненты⁵⁰.

Этот результат Стро⁴⁶ привлекает для количественного объяснения экспериментальных данных⁵¹ об увеличении электрического сопротивления и понижении плотности никеля при глубоком наклепе.

Используя (7) для оценки максимального числа дислокаций перед препятствием, имеем

$$c \approx \frac{\pi(1-\nu)}{8} \cdot \frac{L^2 \tau_0^2}{G\gamma}, \quad (13)$$

что вполне совпадает с выражением (2).

Подставляя теперь найденное значение максимально возможной величины трещины (2) в соотношение Гриффитса (1), мы получаем вместо закона Зонке $p_c = \text{const}$ новое соотношение

$$p_c \tau_c = \text{const} = K^2, \quad (14)$$

где

$$K = \gamma' \sqrt{\frac{E\gamma}{L}} = \gamma \sqrt{\frac{G\gamma}{L}}; \quad (15)$$

здесь G — модуль сдвига, а безразмерные коэффициенты γ' и γ по порядку величины близки к единице. Соотношение (14) можно характеризовать как «условие постоянства произведения нормального и скалывающего напряжений» при хрупком отрыве²⁴.

Следует сейчас же подчеркнуть, что входящие в соотношение (14) напряжения p_c и τ_c приложены, вообще говоря, к разным плоскостям (см. рис. 13, б). Однако для монокристаллов цинка условия значительно упрощаются, так как единственной плоскостью скольжения и единственной ярко выраженной плоскостью спайности (при данных условиях) служит одна и та же плоскость базиса.

Трещине выгодно развиваться в том направлении Θ , где выше всего локальная концентрация растягивающих напряжений (согласно⁴², в однородной изотропной среде угол $\Theta \cong 70^\circ$). Поскольку в гексагональном кристалле цинка нет плоскости спайности в соответствующем направлении, зародышевая микротрещина должна приобрести ступенчатый вид: расколы по плоскости базиса чередуются при этом, вероятнее всего, с расколами по плоскости призмы (рис. 18). (Такие ступенчатые трещины видны, например, на рис. 19, а; примером неоднократно наблюдавшихся⁶ мелких ступенек на зеркальной поверхности хрупкого скола может служить рис. 19, б.) Но расколу по базису произойти много легче, чем расколу по призме, и с этой точки зрения выгоднее, чтобы «базисные» ступеньки были значительно длиннее, чем «призменные». Таким образом, можно ожидать, что в случае цинка угол Θ будет невелик и на начальной стадии развития трещины, — после же достижения критерия Гриффитса (1) Θ становится равным нулю. Следовательно, при анализе данных о хрупком разрушении цинковых монокристаллов по плоскости базиса напряжение p_c в условии (14) следует относить к той же плоскости, что и τ_c .

Если разрыв происходит при угле χ между плоскостью скольжения и направлением растяжения, то $\tau_c = P_c \sin \chi \cos \chi$ и $p_c = P_c \sin^2 \chi$, где P_c — истинное растягивающее напряжение в момент разрыва. Следовательно, по чисто геометрическим причинам

$$\frac{p_c}{\tau_c} = \text{tg } \chi. \quad (16)$$

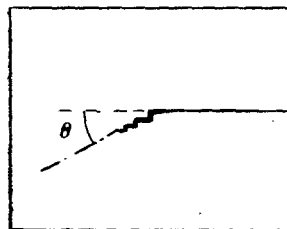


Рис. 18. Схема чередования расколов по разным плоскостям.

Решая (16) совместно с (14), находим

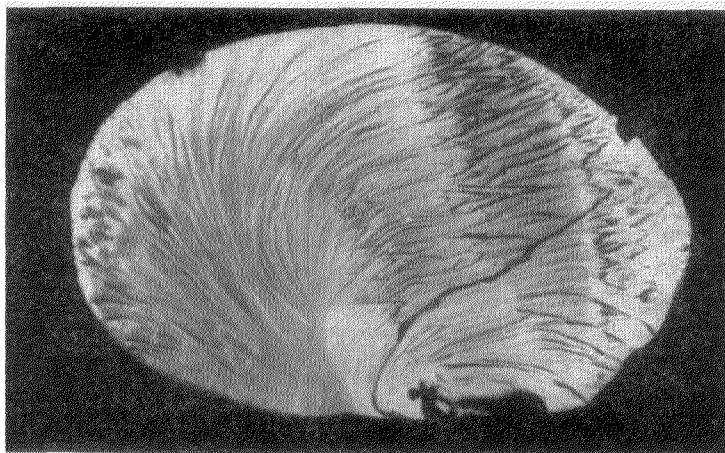
$$\left. \begin{aligned} p_0 &= K \sqrt{\operatorname{tg} \chi}, \\ \tau_0 &= K \sqrt{\operatorname{ctg} \chi}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Рис. 20, а показывает, что экспериментальные значения $p_0(\chi)$ и $\tau_0(\chi)$ для хрупкого разрыва монокристаллов цинка по плоскости базиса при температуре жидкого азота хорошо совпадают с кривыми, отвечающими уравнениям (17), при $K = 200 \text{ Г/мм}^2$. Полагая для образцов цинка $G = 3 \cdot 10^{11} \text{ дн/см}^2$, $\sigma = 10^3 \text{ эрг/см}^2$ и $L = \varnothing = 0,1 \text{ см}$, получаем $\gamma = K / \sqrt{\frac{G\sigma}{L}} = 0,37$.

На рис. 20, б приведены аналогичные данные для хрупкого разрушения амальгамированных монокристаллов цинка при комнатной тем-



а)



б)

Рис. 19. а — микрофотография извилистых трещин в кристалле цинка; $200\times$; б — микрофотография ступенек⁶, возникших на поверхности монокристалла цинка при хрупком разрыве; $50\times$.

пературе. Экспериментальные точки в пределах ошибок опыта по-прежнему совпадают с кривыми (17), но постоянная K оказывается равной примерно 80 Г/мм^2 , что представляется возможным связать лишь с резким понижением свободной поверхностной энергии цинка в присутствии ртути. Это относительное изменение σ составляет $(K_{\text{Zn}}/K_{\text{Zn-Hg}})^2 \cong 6$ раз (точнее, несколько меньше, если учесть зависимость модуля G от температуры), т. е. в присутствии ртути поверхностное натяжение на зародышевых микротрещинах составляет примерно $150 \div 200 \text{ эрг/см}^2$.

Убедительным экспериментальным подтверждением линейной зависимости напряжения хрупкого разрушения от $\sqrt{\sigma}$ служат опыты⁵² по изучению водородной хрупкости стали.

Орован объясняет понижением поверхностного натяжения при адсорбции газов из атмосферы уменьшение прочности стекла с увеличением длительности приложения нагрузки⁵³. Косвенные экспериментальные данные позволяют считать, что и в этом случае прочность снижается пропорционально корню квадратному из σ ⁵⁴.

Условие (14) может быть записано следующим образом: $p_c \tau_c = P_c^2 \sin^3 \chi \cos \chi = K_2$, где P_c — растягивающее напряжение при разрыве. Величина P_c при $\chi_{opt} = 60^\circ$ минимальна и равна $P_{c \min} = 1,76 K$. Естественно предположить, что при хрупком разрушении поликристалла первая

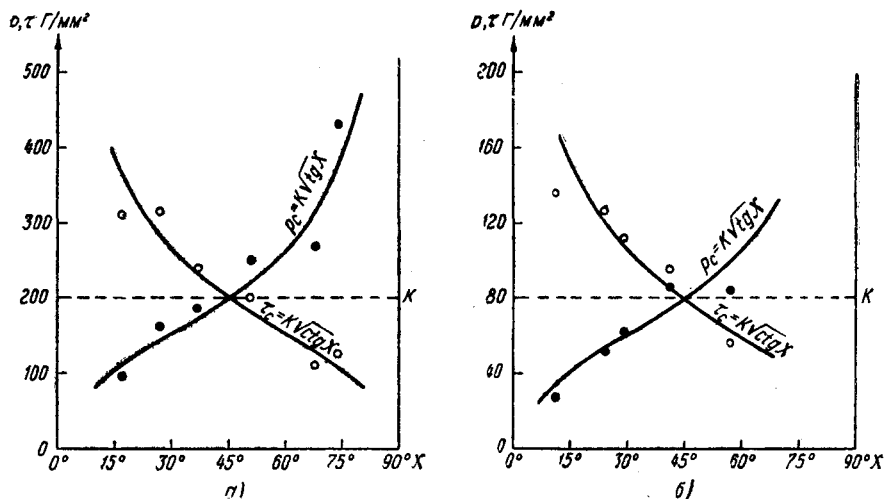


Рис. 20. Нормальные (p_c) и скалывающие (τ_c) напряжения при хрупком разрыве монокристаллов цинка: а) неамальгированные монокристаллы при -196°C ; б) амальгированные монокристаллы при комнатной температуре. Кривые построены теоретически.

опасная трещина возникает в зерне, для которого χ всего ближе к χ_{opt} ; тогда для поликристалла условием хрупкого разрушения будет

$$P_c = 1,76 K = \gamma_n \sqrt{\frac{G\sigma}{L}}, \quad (18)$$

где безразмерный коэффициент γ_n по порядку величины не сильно отличается от единицы; L приобретает здесь смысл размера зерна. Следует ожидать, что γ_n окажется больше соответствующего множителя γ для монокристалла, — не только благодаря «геометрическому» фактору 1,76, но и вследствие влияния соседних зерен (поликристалл с зерном L прочнее, вообще говоря, чем монокристалл с диаметром L). К аналогичной зависимости P_c от L приходят с точки зрения теории дислокаций авторы работ^{54, 45}.

Петч⁵⁴ исходит из следующих простых соображений. Число дислокаций в скоплении $n \propto$ (пропорционально) $L\tau_0$ (см. (7)); максимальное растягивающее напряжение в районе головы скопления³⁸ равно $p_{\max} \propto n\tau_0 \propto L\tau_0^2$ или, точнее, $\propto L(\tau_0 - \tau_i)^2$, где τ_i обозначает внутреннее встречное поле, препятствующее движению дислокаций («трение» при взаимодействии дислокаций с точечными дефектами структуры). Разрушение наступает при достижении p_{\max} «теоретического» значения $p_{\text{теор}}$. Отсюда $p_{\text{теор}} \propto L(\tau_c - \tau_i)^2 \propto L(P_c - P_i)^2$, т. е. $P_c = P_i + \text{const}/\sqrt{L}$. Опыт показывает⁵⁴, что для цинка слагаемое P_i весьма мало, и $P_c \cong \text{const}/\sqrt{L}$.

Стро⁴⁵ сопоставляет полученные им выражения для минимума энергии поля трещины $W_{cr} = \frac{n^2 G b^2}{4\pi(1-\mu)} \ln \frac{32\pi e(1-\mu) R \sigma}{n^2 G b^2}$ и для дислокационного скопления до образования трещины

$$W_{gr. d.} = \frac{n^2 G b^2}{4\pi(1-\mu)} \ln \frac{4\pi \sqrt{e}(1-\mu) \tau_0 R}{n G b}.$$

Трещина возникает при $\Delta W = W_{cr} - W_{gr. d.} < 0$, т. е. при

$$n \tau_0 b \geq 8 \sqrt{e} \sigma. \quad (19)$$

Используя (7) для исключения n и полагая $\tau_c \sim P_c$, имеем $P_c = \text{const}/\sqrt{L}$, где $\text{const} \cong 10^8 \text{ дн см}^{-3/2}$.

Экспериментальные данные подтверждают характерную зависимость $P_c \sim 1/\sqrt{L}$ ⁴⁵, причем для железа const оказывается равной $2,3 \cdot 10^8$, а для цинка — $1,0 \cdot 10^8 \text{ дн см}^{-3/2}$. Последнее означает, что в соотношении (18) $\gamma_n \approx 6$.

Критерий Стро (19), определяющий при данном τ_0 величину «опасного» скопления дислокаций n , представляет особый интерес. В связи с этим необходимо указать на некоторые противоречия в схеме автора. Условие это получено, по существу, как условие выгодности слияния всех n дислокаций с образованием равновесной трещины с размером $s \cong n^2 b$. Вычисления громоздки и не могут быть признаны строго обоснованными, тогда как сама схема исключает рассмотрение постепенного развития трещины и требует внезапного возникновения трещин с значительной величиной s . Несмотря на то, что условие (19) получено для равновесной трещины, автор использует его как условие разрушения; при этом автор интересуется лишь скалывающим напряжением и не учитывает нормальной компоненты приложенного напряжения, т. е. ориентировки χ . Сопоставление же с опытом⁴⁵ показывает, что условие¹⁹ справедливо для поликристаллов (когда пропадает зависимость от χ), и притом именно как условие утраты трещиной равновесности.

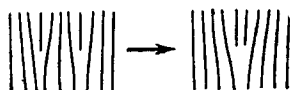
Такой вывод подтверждается и в предлагаемой нами схеме: исключая в уравнении (17) L с помощью (7) и обозначая «опасное» n через N , получим

$$N \tau_0 b = k \sigma \text{ctg } \chi, \quad (20)$$

где безразмерный коэффициент k по порядку величины близок к единице. Теперь данный критерий имеет уже совершенно определенный смысл условия разрушения кристалла, т. е. достижения ранее равновесной трещиной критерия Гриффитса. Вместе с тем, благодаря раздельному рассмотрению роли скалывающих и нормальных напряжений, в уравнение (19) введена зависимость от ориентировки монокристалла.

Предшествующие этапы развития микротрещины можно представить следующим образом⁶. Уже при небольших скалывающих напряжениях $\leq 10^7 \text{ дн/см}^2$ дислокационные скопления в отдельных плоскостях скопления монокристалла (перед достаточно прочными препятствиями) могут достичь величины $n \sim 10^2 - 10^3$. При использовании соотношений (3) — (5) и (8) оказывается, что расстояние между ведущими дислокациями сокращается до нескольких b , становясь меньше ширины дислокации⁵⁵, а силы отталкивания между ними превосходят так называемое «теоретическое» значение скалывающего напряжения $\cong G/2\pi \div G/30$ ^{56, 61}. Это означает, что в непосредственной близости от головы скопления выводы линейной теории утрачивают справедливость. Головным дислокациям

оказывается выгодным слиться с образованием полого дислокационного ядра по схеме:



Преодолеваемый потенциальный барьер тем более невелик, что начальное полое ядро еще не имеет развитой поверхности, т. е. σ еще очень мало. По мере увеличения τ_0 все большее число дислокаций n может накопиться перед препятствием, и все большая часть их n_c может вступить в развивающееся полое ядро. При достижении ядром величины $\cong 5-10 b$ под тем или иным средним углом Θ к плоскости скольжения от ядра вбок начинает постепенно развиваться трещина. Теперь уже справедлива схема, которая привела нас к соотношению (2). Полые дислокационные ядра и зародышевые микротрещины уже при малых напряжениях способны обеспечить быструю нерегулярную диффузию—двухмерную миграцию адсорбционно-активного вещества внутрь кристалла; действительно, монокристалл цинка обнаруживает чрезвычайную хрупкость и непрочность практически сразу же после нанесения ртутной пленки.

Подтверждение существования в деформируемых пластичных монокристаллах малых равновесных трещин, далеких от «опасной» величины, мы видим в исследованиях элементарных деформационных скачков различных металлических монокристаллов при растяжении их с постоянной нагрузкой, близкой к пределу текучести^{6, 57, 58}. Для этих опытов была создана специальная установка^{59, 6}, позволяющая синхронно записывать малые скачки деформации (с точностью до 50—100 Å) и сопутствующие им приросты электрического сопротивления образцов (с точностью до нескольких тысячных микроома) при весьма малой инерционности подвижных частей прибора. Основные результаты опытов^{6, 57, 58} можно суммировать следующим образом:

1. Максимальная величина элементарного, т. е. локализованного в одной зоне скольжения деформационного скачка равна 700—1000 Å для монокристаллов цинка, кадмия и олова с диаметром 0,5—1,0 мм и средними значениями угла χ (такие скачки мы назвали «единичными»). Рассматривая скачок как лавинный выход дислокационного скопления, находим, что максимальное число дислокаций в скоплении составляет при данных условиях $n \cong 10^3$; это вполне совпадает с результатами изучения линий скольжения⁶⁰ и позволяет уточнить числовой коэффициент в соотношении (7).

2. Обусловленный единичным деформационным скачком прирост электрического сопротивления примерно на 10^{-8} ом (т. е. на 25%) меньше геометрически обусловленной величины. Это понижение можно связать лишь с залечиванием микротрещины, которая постепенно развивалась перед головой дислокационного скопления по мере увеличения скопления (накапливания незавершенного локального сдвига), а при выходе лавины исчезла вместе с вносимым ею дополнительным сопротивлением⁶. Названной величине 10^{-8} ом соответствует тогда трещина размером порядка нескольких микрон⁴⁶. Анализ соотношения (12) показывает, что трещина должна была содержать при этом $n_c \sim 100-200$ дислокаций; оставшая (большая) часть скопления представляет собой неслившийся «хвост».

3. Поскольку вносимое трещиной сопротивление $\propto c^2 \propto n_c^{4/3}$, а n_c в свою очередь определяется общим числом дислокаций в скоплении n ,

естественно ожидать, что с уменьшением лавины разница между действительным и геометрически обусловленным приростами сопротивления должна быстро убывать. Действительно, для элементарных скачков, меньших единичного, опыт хорошо подтверждает это предположение^{6,58}.

4. На осциллограммах, за крайне редкими исключениями, не обнаружено скачкообразных приростов сопротивления, не сопровождаемых деформационными скачками или хотя бы значительно (вне пределов ошибок опыта) превышающих геометрически обусловленную величину. Следовательно, внезапное развитие микротрещин заметной величины, по-видимому, не имело места в этих опытах⁶.

5. Доля скачкообразной деформации резко возрастает при наличии в кристалле примесей, доходя подчас до 100% (рис. 21); следовательно,

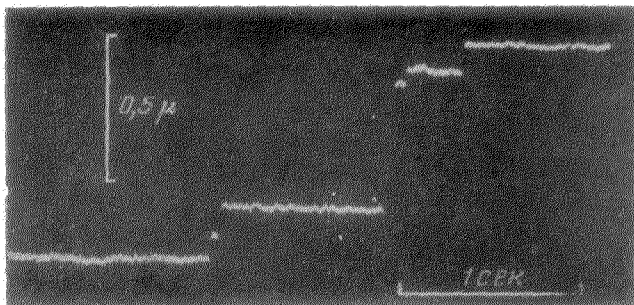


Рис. 21. Осциллограмма скачкообразной деформации монокристалла кадмия⁶.

присутствие инородных атомов (точечных дефектов) в решетке кристалла заметно способствует формированию дислокационных лавин.

Если теперь подставить в (20) полученные из опыта значения $n \sim 10^3$ и $\tau \sim 2 \cdot 10^7$ дн/см^2 (при средних ориентировках $\chi \sim 45^\circ$), то при $\sigma \sim 10^3$ эрг/см^2 и $b \sim 3 \cdot 10^{-8}$ см находим для цинка $k \cong 0,6$.

При накапливании в плоскости скольжения, ориентированной под углом χ относительно приложенного растягивающего напряжения, незавершенных сдвигов $\Delta = nb$, монокристалл хрупко разрушается, когда n достигает при данном τ_0 (или P) «опасной» величины

$$N = \frac{k\sigma}{b\tau_0} \operatorname{ctg} \chi = \frac{k\sigma}{bP} \cdot \frac{1}{\sin^2 \chi}; \quad k_{\text{Zn}} \sim 1. \quad (21)$$

Однако, будет ли в действительности при данных условиях кристалл хрупок или пластичен, зависит от того, какой величины могут достичь при этом незавершенные локальные сдвиги, т. е. каково в действительности максимальное число n дислокаций в скоплениях.

Можно ожидать, что при малых скальвающих напряжениях (до предела текучести) n определяется в основном «эффективным» размером плоскости скольжения L , согласно соотношению (7):

$$n^{(1)} \cong \kappa \frac{L\tau_0}{Gb}; \quad (22)$$

поскольку эксперимент при $L \sim 0,1$ см и $\tau_0 \sim 100 - 200$ Г/мм^2 дает $n \sim 10^3$, безразмерный множитель κ оказывается несколько большим, чем следует из (7).

При больших скальвающих напряжениях величина скоплений определяется, по-видимому, характером препятствий, которые встречают

дислокации в плоскости скольжения, а именно, распределением и степенью преодолемости препятствий. В монокристаллах чистых металлов сопротивление сдвигу обуславливается, в частности, взаимодействием параллельных дислокаций, лежащих в близких плоскостях скольжения, сидячими дислокациями, взаимодействием скрещивающихся дислокаций и возникновением при их пересечении ступенек (jogs), которые при последующем движении могут вызвать появление цепочек вакансий или дислоцированных ионов, и т. д. В поликристаллах решающую роль приобретают границы зерен. В сплавах дислокации при своем движении должны преодолевать включения инородных атомов с той или иной степенью дисперсности; препятствием движению служит

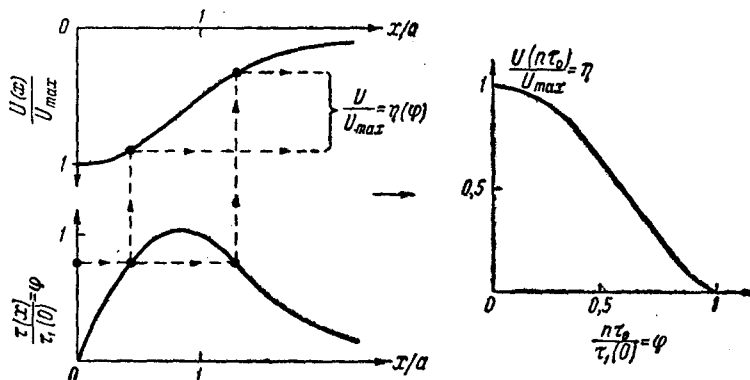


Рис. 22. Схема вычисления функции $\eta(\varphi)$ при известной зависимости $U(x)$.

также адсорбция на дислокациях внедренных атомов («атмосфера Коттрелла») ⁶¹⁻⁶³. Особый интерес представляет для нас взаимодействие дислокаций со свободной поверхностью кристалла.

Первое, весьма грубое приближение ⁶⁴ состоит в рассмотрении лишь одного типа препятствий, наиболее существенных при данных условиях и характеризующихся потенциальным барьером $U(x)$. Высота барьера U_{max} (эрг/атом) определяет активационную энергию преодоления препятствия при $\tau_0 = 0$, а величина $|\text{grad } U(x)|_{max}/b^2 = \tau_1(0)$ есть необходимое для прорыва локальное скалывающее напряжение в отсутствие термических активаций, т. е. при $T = 0^\circ\text{K}$ ^{64, 65}. При наличии в скоплении n дислокаций сила на единицу длины головной дислокации равна $nb\tau_0$ ³⁸; в этом случае энергия активации $U(n\tau_0) = U_{max} \cdot \eta(\varphi)$, где $\varphi = n\tau_0/\tau_1(0)$; функция $\eta(\varphi)$ определяется формой барьера $U(x)$ (рис. 22). (Параметр η на рис. 22 характеризует протяженность препятствия в направлении движения дислокации и по порядку величины близок к атомным расстояниям). Пусть каждую секунду к препятствию приходит v дислокаций — тогда скорость их накопления $\dot{n} = v - \nu \lambda \exp[-U(n\tau_0)/kT]$; здесь ν — частота колебаний решетки, а λ — число точек, где возможен прорыв (допускается, что для освобождения дислокаций достаточно прорыва в одном месте ⁴⁵). Динамическому равновесию отвечает $\dot{n} = 0$; следовательно, при значительных τ_0 , когда препятствия становятся преодолимыми, максимальное число дислокаций в скоплении определяется соотношением $n^{(2)} = \tau_1/\tau_0$, где локальное напряжение $\tau_1 = \tau_1(0) \varphi(\tau)$ и $\eta = kT \ln(\nu \lambda / v) / U_{max}$.

Введенный нами параметр ν непосредственно связан со скоростью сдвига $\dot{\alpha}$ и микронеоднородностью деформации (локализацией сдвигов в линиях скольжения), в том числе, со средней толщиной пачек

скольжения h . Сдвиг \dot{a} , отнесенный к h см и измеренный в единицах b , т. е. величина $v_0 \sim \dot{a}h/b$ и составляет примерно среднее число дислокаций, пересекающих кристалл в одну секунду в пределах одной линии скольжения. Решающую роль играет, однако, не эта средняя величина,

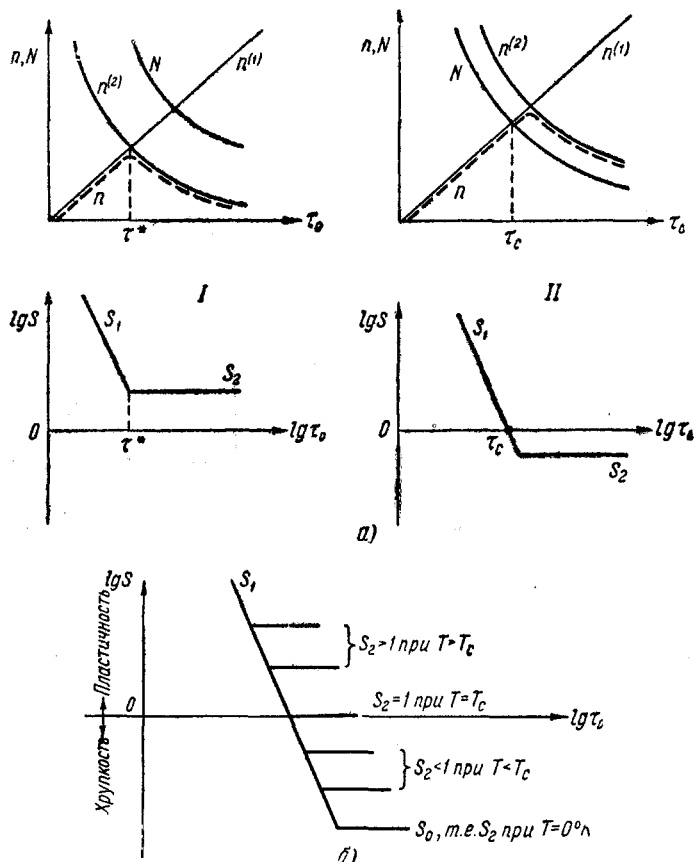


Рис. 23. а — Зависимость максимального числа дислокаций в скоплении n , «опасного» числа дислокаций N и ветвей критерия деформируемости S_1 и S_2 от приложенного скалывающего напряжения τ_0 : I — $n^{(2)} < N$ и $S_2 > 1$; кристалл пластичен, τ^* имеет смысл предела текучести; II — $n^{(2)} > N$ и $S_2 < 1$; кристалл хрупкий, τ_c — прочность при разрыве; б — Температурная зависимость ветви S_2 критерия деформируемости.

а ее максимальное значение $v = v_0 u$, где фактор микронеоднородности деформации u имеет смысл отношения общего числа линий скольжения к минимальному числу активных линий. Замечая, что при средних ориентировках кристалла χ скорость сдвига \dot{a} близка по порядку величины к скорости растяжения $\dot{\epsilon}$, имеем для параметра v следующую приближенную оценку:

$$v \sim \frac{\dot{\epsilon} h u}{b}. \quad (23)$$

При $\dot{\epsilon} \sim 10\%$ мин.⁻¹ и предельно возможной однородности деформации в микромасштабе, т. е. при $h \sim 10^{-4}$ см и $u = 1$ скорость локального

соскальзывания составляет $v_0 \leq 10$ трансляционных единиц в секунду. Второе крайнее значение v имеет место при $ku \sim 1$ см и (в пределах макроскопически плавного течения с постоянной скоростью $\sim 10\%$ мин.⁻¹) достигает значения $v_{\max} \sim 10^5$ сек.⁻¹; такой же порядок величины имеет и скорость соскальзывания для наблюдавшихся нами элементарных деформационных скачков^{6, 57}, дающих сдвиг 500 — 1000 b за время порядка нескольких миллисекунд при малых средних скоростях растяжения $\dot{\epsilon} \sim 0,01 \div 1,0\%$ мин.⁻¹.

В качестве истинного максимального значения числа дислокаций в скоплении можно, очевидно, принять $n = \min \{n^{(1)}, n^{(2)}\}$. Условие $n < N$ соответствует преодолению дислокациями барьера и пластическому течению; при $n > N$ развивается неравновесная трещина — наступает хрупкое разрушение. Следовательно, величина $S = N/n$ имеет смысл критерия деформируемости кристалла⁶⁴. Используя найденные значения N , $n^{(1)}$ и $n^{(2)}$, можно записать критерий S в следующей форме:

$$S \begin{cases} S_1 = A \frac{\sigma G}{L} \cdot \frac{1}{\tau_0^2} \cdot \operatorname{ctg} \chi & \text{при } \tau_0 < \tau^*, \\ S_2 = B \frac{\sigma}{b\tau_1} \cdot \operatorname{ctg} \chi & \text{при } \tau_0 > \tau^*, \end{cases} \quad \tau^* = C \sqrt{\frac{Gb\tau_1}{L}}, \quad (24)$$

$$\tau_1 = \tau_1(0) \varphi(\eta) = \tau_1(0) \varphi\left(\frac{kT}{U_{\max}} \ln \frac{\nu \lambda b}{\dot{\epsilon} h u}\right), \quad (25)$$

где $A = k/\chi$, $B = k$ и $C = 1/\sqrt{\chi}$ — безразмерные коэффициенты, близкие по порядку величины к единице; при качественном рассмотрении они могут быть опущены⁶⁴.

Если $S_2 < 1$, то хрупкое разрушение наступает при $S_1 = 1$, т. е. при прочности $\tau_c = \sqrt{A \frac{\sigma G}{L} \operatorname{ctg} \chi}$, что строго соответствует равенству (17); отметим, что $k/\chi^2 = \gamma^2$. Если $S_2 > 1$, то τ^* имеет смысл предела текучести. Характерная зависимость предела текучести от размера зерна L (для поликристаллов) хорошо подтверждена на опыте⁴⁵.

Согласно (24) и (25), критическая температура T_c перехода от хрупкости к пластичности равна^{6, 64}

$$T_c = \frac{U_{\max} \eta(S_0)}{k \ln \frac{\nu \lambda b}{\dot{\epsilon} h u}}, \quad \text{где } S_0 = \frac{\sigma}{b\tau_1(0)}. \quad (26)$$

В соответствии с определением v «вероятность» освобождения одной головной дислокации за время $1/v$, т. е. время между приходом от источника следующих друг за другом дислокаций,[†] при $\tau_0 = \tau_c$ составляет

$$M = \frac{\nu \lambda}{v} e^{-\frac{U_{\max} \eta(S_0)}{kT}} = e^{-\frac{U_{\max} \eta(S_0)}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c}\right)}. \quad (27)$$

Эта величина при $T = T_c$ равна 1, при $T < T_c$ быстро стремится к 0, а при $T > T_c$ резко возрастает. Величину M можно назвать «мерой пластичности» тела. Для сопоставления с экспериментом удобнее, однако, видоизменить эту величину так, чтобы при $T \rightarrow \infty$ она давала единицу; это достигается, если в качестве «вероятности пластического течения» рассматривать функцию

$$W = 1 - e^{-M}. \quad (28)$$

Совершенно аналогичное выражение может быть, согласно⁴⁵, получено следующим образом. Пусть L — длина закрепленного участка

6*

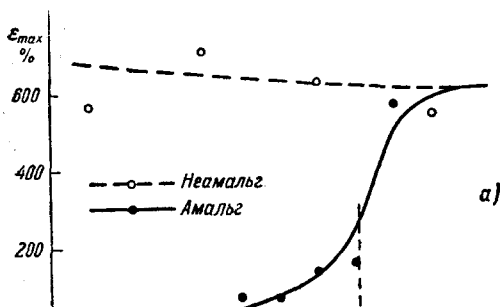
линии дислокации. Тогда, в предположении, что этот участок удерживается конденсированной атмосферой атомов внедрения⁶⁵, для возможного числа точек прорыва имеем $\lambda = \Lambda/b$. Пусть, далее, U есть энергия активации процесса при напряжении τ_0 . Тогда вероятность прорыва дислокации через препятствие за время dt равна $\omega = \nu \lambda e^{-U/kT} dt$.

Если p есть вероятность того, что к моменту t прорыв еще не произошел, то вероятность наступления его на отрезке времени

$t \div t + dt$ равна произведению вероятностей $p\omega$ и, по определению p , составляет убыль p на данном отрезке времени: $p\nu\lambda e^{-U/kT} dt = -dp$. Интегрирование этого уравнения дает

$$p = \exp \left\{ - \int_{-\infty}^t \nu \lambda e^{-U/kT} dt \right\}.$$

Приблизительно полагая U не зависящим от t и беря в



Совершенно иная картина имеет место для слабых (органических) адсорбционно-активных сред, не приводящих к охрупчению кристалла, но способных при определенных условиях пластифицировать его^{3-5, 64}. Малое изменение σ не может, само по себе, заметно сместить ветви критерия S . Однако, если при данных условиях деформации существенную роль играет взаимодействие дислокаций со свободной поверхностью

кристалла, то даже небольшое понижение σ способно значительно поднять ветвь S_2 и тем самым переместить влево точку предела текучести τ^* .

Соответствующий энергетический барьер $U_{\max} = b^2\sigma \cong 0,5 \text{ эв}$ обусловлен возникновением ступеньки при выходе дислокации на поверхность и имеет значительную крутизну, например, $U(x) \sim -U_{\max} \cdot [1 + (x/a)^3]^{-1}$ (a — порядка атомных расстояний), т. е. в непосредственной близости от поверхности определяемая им сила преобладает над медленно меняющейся выталкивающей «силой изображения»⁶¹. (Не исключено, что еще важнее роль поверхностных дефектов, блокирующих отдельные точки на контуре плоскости скольжения; в этом случае барьер может быть выше и иметь иное выражение, но по-прежнему останется короткодействующим и существенно зависящим от σ .)

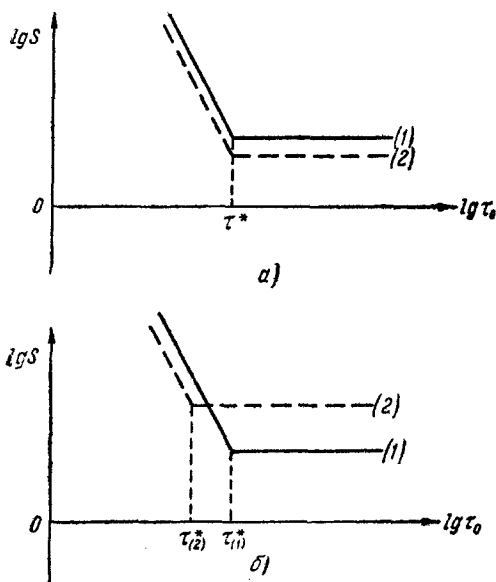


Рис. 26. а) изменение S при небольшом изменении σ , если U не зависит от σ ; б) возможное изменение S при небольшом уменьшении σ , если $U \propto \sigma$.

Тогда, согласно (24) и (25), для уменьшения предела текучести в зависимости от σ имеем⁶⁴:

$$\frac{\Delta \tau_0^*}{\tau_0^*} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\eta}{\varphi} \left| \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right| \right) \frac{\Delta \sigma}{\sigma}. \quad (31)$$

примерно, 20 (в данной модели дислокация закреплена лишь на конце, выходящем на поверхность, т. е. $\lambda \sim 1$ — много меньше, чем в случае, разобранным выше).

Тем не менее, при $\eta \sim 1$ соотношение (31) не может, вообще говоря, дать количественной оценки эффекта, поскольку в данном случае принимается во внимание лишь поверхностный энергетический барьер. Простейшим способом учета суперпозиции упрочняющих факторов в этой схеме может служить замена τ_1 (см. (24)) на сумму $\tau_1 + \tau_i$, где τ_i учитывает остальные упрочняющие факторы и зависит, в первом приближении, лишь от величины деформации ε (сдвига a), но не от температуры.

Приложения описанной схемы тесно связаны с тщательным анализом температурной зависимости упрочняющих факторов и спектров их активационных энергий. Вычисление локальных напряжений преодоления препятствий $\tau_1(T)$ требует, подобно тому, как это сделано в^{61, 65}, привлечения конкретных моделей взаимодействия дислокаций с препятствиями. Но и качественное рассмотрение на данном пути может привести к ряду интересных выводов.

Так, естественно ожидать, что при снижении $\dot{\varepsilon}$ на несколько порядков величины критическая температура перехода от хрупкости к пластичности T_c , согласно (26), настолько понизится, что хрупкость, вносившаяся легкоплавким покрытием, исчезнет. Более того, в соответствии с (31) при этом возможна даже пластификация, ранее маскировавшаяся эффектом охрупчения за счет резкого снижения σ на зародышевых микрополостях и, в некоторой степени, эффектом легирования. Действительно, в опытах¹⁷ убедительно показано, что при скоростях ползучести $\dot{\varepsilon} \sim 10^{-4} \% \text{ мин.}^{-1}$ покрытие монокристаллов цинка расплавленным оловом дает примерно двукратное увеличение скорости установившейся ползучести, тогда как при $\dot{\varepsilon} \sim 10\% \text{ мин.}^{-1}$ то же покрытие приводит к хрупкости при резко пониженной прочности.

Необходимо, однако, указать на основное ограничение в применимости рассмотренной приближенной схемы вывода критерия деформируемости. Оно определяется, по-видимому, не столько учетом лишь одного типа потенциального барьера, сколько отождествлением препятствия, перед которым формируется «опасное» скопление, и препятствий, определяющих предел текучести; при этом, в частности, предел текучести оказывается существенно зависящим от процесса формирования дислокационных скоплений. Такой подход справедлив, если преобладающую роль в обоих процессах действительно играют препятствия одного типа (например, границы зерен в поликристаллах); в других случаях он может, вообще говоря, оказаться недостаточным.

Действительно, рассмотрим следующий возможный случай. Пусть хотя бы одна активная плоскость скольжения содержит весьма прочное препятствие (практически непреодолимое), перед которым формируется скопление дислокаций, тогда как препятствия сдвигу, рассеянные в остальных плоскостях скольжения, преодолимы уже при невысоких τ_0 , например, одиночными дислокациями. При этом ветвь S_2 утрачивает значение, а первая ветвь принимает вид:

$$S_1 = A \frac{\sigma G}{L} \frac{1}{\tau^2(\varepsilon, T, a, \dots)} \operatorname{ctg} \chi, \quad (33)$$

где $\tau(\varepsilon, T, a, \dots)$ — напряженье пластического течения, определяемое всем объемом кристалла и, в частности, механическим упрочнением

с ростом сдвига a . В таком представлении величина

$$S_1^{\frac{1}{2}} = \frac{K \sqrt{\operatorname{ctg} \gamma}}{\tau} = \frac{\tau_0}{\tau} \quad (34)$$

есть, очевидно, отношение «опасного» скалывающего напряжения, определяемого условием (17), к величине действительного скалывающего напряжения на данном этапе деформации и при данных условиях (температуре, скорости растяжения). В этой последней форме записи критерий S соответствует рассмотрению перехода от хрупкости к пластичности по известной схеме, предложенной А. Ф. Иоффе⁶⁷.

При известной температурной зависимости предела текучести и коэффициента упрочнения соотношение (34) позволяет, очевидно, вычислить предельную деформацию ϵ_{\max} и разрывное напряжение P_0 для монокристалла с произвольной начальной ориентировкой χ_0 , поскольку плоскость скольжения и плоскость спайности совпадают.

Если же опасная трещина развивается под углом Θ к плоскости скольжения, множитель $\sqrt{\operatorname{ctg} \chi}$ должен быть заменен соответствующей более сложной функцией $f(\chi, \Theta)$.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Ребиндер, *Zeits. f. Phys.* **72**, 191 (1931); Юбилейный сборник, посвящ. 30-летию Великой Октябрьской Социалистической революции, Изд. АН СССР **1**, 123 (1947).
2. П. А. Ребиндер, *Изв. АН СССР, ОХН* **11**, 1284 (1957).
3. В. И. Лихтман, П. А. Ребиндер, *Изв. АН СССР, сер. физич.* **17**, 313 (1953).
4. В. И. Лихтман, *УФН* **37**, 3 (1949); **54**, 6 (1954).
5. В. И. Лихтман, П. А. Ребиндер, Г. В. Карпенко, *Влияние поверхностно-активной среды на процессы деформации металлов*, Изд. АН СССР (1954).
6. Е. Д. Щукин, *Изучение неоднородностей пластической деформации металлических монокристаллов*, диссертация, ИФХ АН СССР, Москва (1957).
7. C. Benedicks, *C. R. Acad. Sci. Paris* **232**, 2435; **233**, 409, 482 (1951); M. Sato, *Proc. Jap. Acad.* **30**, 193, 369 (1954).
8. M. Volmer, *Zeits. f. phys. Chem.* **125**, 151 (1927); **A 155**, 281 (1931).
9. П. А. Ребиндер, *Новые проблемы физико-химической механики*, докл. на пост. коллоквиуме по твердым фазам переменного состава совм. с Моск. коллоидным коллоквиумом 26/I—1956 г.
10. W. Goodrich, *J. Iron. Steel Inst.* **132**, 43 (1935).
11. R. Genders, *J. Inst. Met.* **37**, 215 (1927).
12. G. Austin, *J. Inst. Met.* **58**, 173 (1936).
13. L. Ewijk, *J. Inst. Met.* **56**, 241 (1935).
14. H. Miller, *J. Inst. Met.* **37**, 183 (1927).
15. E. Leech, P. Gregory, R. Eborall, *J. Inst. Met.* **83**, 347 (1954—55).
16. С. Т. Кышкян, В. В. Николенко, С. И. Ратнер, *ЖТФ* **24**, 8, 1455 (1954); Я. М. Потак, И. М. Щеглаков, *ЖТФ* **25**, 5, 897 (1955).
17. В. А. Лабзин, В. И. Лихтман, *ДАН* **121**, № 3, (1958).
18. П. А. Ребиндер, В. И. Лихтман, Л. А. Кочанова, *ДАН* **111**, 1278 (1956).
19. В. И. Лихтман, Л. А. Кочанова, Л. С. Брюханова, *ДАН* **120**, № 4 (1958).
20. В. И. Лихтман, Б. М. Масленников, *ДАН* **67**, 1 (1949).
21. В. Н. Рожанский, Н. В. Перцов, Е. Д. Щукин, П. А. Ребиндер, *ДАН* **116**, 769 (1957).
22. Е. Шмид, В. Боас, *Пластичность кристаллов*, ГОНТИ (1938).
23. Л. А. Брюханова, Е. Д. Щукин, *Инженерно-физический журнал* **1**, № 8, 116 (1958).
24. Е. Д. Щукин, В. И. Лихтман, *ДАН* (1958)—в печати.
25. M. Polanyi, *Zeits. f. Phys.* **7**, 323 (1921).
26. F. Zwicki, *Zeits. f. Phys.* **24**, 131 (1923).
27. C. Zener, *Elasticity and Anelasticity of Metals*, Chicago (1948).
28. A. A. Griffith, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **221**, 163 (1920).
29. R. A. Sack, *Proc. Phys. Soc.* **58**, 729 (1946).

30. E. Orowan, *Zeits. f. Krist.* A 89, 327 (1934).
 31. H. A. Elliot, *Proc. Phys. Soc.* 59, 208 (1947).
 32. Г. Нейбер, Концентрация напряжений, Гостехиздат (1947).
 33. N. F. Mott, *J. Phys. Soc., Japan.* 10, 650 (1955).
 34. N. F. Mott, *Proc. Phys. Soc. B* 64, 729 (1951).
 35. N. F. Mott, *Phil. Mag.* 43, 1151 (1952).
 36. A. H. A. Mèlèka, *Phil. Mag.* 1, 803 (1956).
 37. J. D. Eshelby, F. C. Frank, F. R. N. Nabarro, *Phil. Mag.* 42, 351 (1951).
 38. J. S. Koehler, *Phys. Rev.* 60, 397 (1941).
 39. В. Л. Инденбом, Г. Е. Томиловский, *Кристаллография* 2, 190 (1957).
 40. В. Л. Инденбом, М. А. Чернышева, *ДАН* 111, 596 (1956).
 41. J. S. Koehler, *Phys. Rev.* 85, 480 (1952).
 42. A. N. Stroh, *Proc. Roy. Soc. A* 223, 404 (1954).
 43. N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc. A* 220, 1 (1953).
 44. A. N. Stroh, *Proc. Roy. Soc. A* 218, 391 (1953).
 45. A. N. Stroh, *Phil. Mag.* 46, 968 (1955).
 46. A. N. Stroh, *Phil. Mag.* 2, 1 (1957).
 47. F. E. Fujita, *J. Phys. Soc., Japan.* 11, 1201 (1956).
 48. J. Fisher, *Acta Met.* 3, 109 (1955).
 49. R. Green, *Phys. Rev.* 102, 376 (1956).
 50. F. Seitz, *Adv. in Phys.* 1, 43 (1952).
 51. L. M. Clarebrough, M. E. Hargreaves, G. W. West, *Proc. Roy. Soc. A* 232, 252 (1955); *Phil. Mag.* 1, 528 (1956).
 52. N. J. Petch, *Phil. Mag.* 1, 331 (1956).
 53. E. Orowan, *Nature* 154, 341 (1944).
 54. N. J. Petch, *Progr. in Met. Phys.* 5, 1 (1954).
 55. R. Peierls, *Proc. Phys. Soc., A* 52, 134 (1940).
 56. Я. И. Френкель, *Zeits. f. Phys.* 37, 572 (1926).
 57. Е. Д. Щукин, Ю. В. Горюнов, Н. В. Перцов, В. Н. Рожанский, *ДАН* 118, 277 (1958).
 58. Е. Д. Щукин, В. Н. Рожанский, Ю. В. Горюнов, *ДАН* 115, 1101 (1957).
 59. Е. Д. Щукин, Н. В. Перцов, В. Н. Рожанский, *ПТЭ* 2, 98 (1957).
 60. D. Kuhlmann, *Zeits. f. Metallkunde* 41, 129 (1950).
 61. А. Х. Коттрелл, Дислокации и пластическое течение в кристаллах, Металлургия, 1958.
 62. G. Schoeck, *Adv. in Appl. Mech.* 4, 229 (1956).
 63. A. Seeger, *Zeits. f. Naturforsch.* 9a, 758, 856, 870 (1954).
 64. Е. Д. Щукин, *ДАН* 118, 1105 (1958).
 65. A. H. Cottrell, B. A. Bilby, *Proc. Phys. Soc. A* 62, 49 (1949).
 66. В. И. Лихтман, П. А. Ребиндер, Л. П. Янова, *ДАН* 56, 8 (1947).
 67. А. Ф. Иоффе, Физика кристаллов, Госиздат, М. (1929).
 68. Е. Д. Щукин, П. А. Ребиндер, IV Всесоюзная конференция по коллоидной химии (Тбилиси, май 1958 г.), тезисы докладов, Изд. АН СССР, М., 1958, стр. 128.
 69. В. Н. Рожанский, *УФН* 65, 387 (1958).
-