

где $\mu = \text{const}$. Численные значения компонент тензора напряжений в этом случае можно сравнить по рис. 6, 7. Еще один интересный результат состоит в том, что на волне все компоненты напряжения, кроме $\sigma_{\theta\theta}$, пренебрежимо малы. Это показывает, что тензор напряжений существенно не шаровой, т. е. напряжения не сводятся к одному давлению. Это можно проверить непосредственно на уравнениях (14).

Соотношения (22) означают, что главные оси тензора напряжений совпадают с осями цилиндрической системы координат. Эти соотношения суть не что иное, как условия пластичности типа Треска — Сен Венана. Существенное отличие от простейших условий пластичности состоит в том, что, согласно (22) и (4), вдоль каждой линии тока имеется свой предел текучести. Не будем здесь обсуждать причину появления соотношений (22) между компонентами тензора напряжений. Напомним, что их получили как результат расчета первого приближения. Важный факт состоит, однако, в том, что в описанных условиях нагружения порошкообразных материалов нельзя рассматривать эти материалы в газодинамическом приближении. С другой стороны, газодинамический подход может оказаться вполне адекватным существу дела при достаточно высоких давлениях.

Описанный способ обработки результатов эксперимента можно применять в случае любых геометрий течения. Полученные при этом соотношения типа (22) (или иного типа) и знание кинематики течения позволяют построить определяющие уравнения, описывающие поведение вещества в изучаемом классе экспериментов и в других близких условиях. Эти уравнения вместе с уравнениями, описывающими поведение вещества при очень высоких давлениях, будут достаточно полно характеризовать вещество при различных условиях нагружения.

Авторы благодарят С. К. Годунова и А. А. Дерибаса за постановку задачи и полезные обсуждения, а также В. В. Смелова, участвовавшего в начальной стадии работы, и Н. К. Кузьмину за помощь в расчетах на ЭВМ.

*Поступила в редакцию
21/IV 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. W. T. Montgomery, H. Thomas. Powder Metallurgy, 1960, 6.
2. С. С. Бацанов, А. А. Дерибас. НТПГВ, 1965, 1, 1.
3. А. М. Ставер. Канд. дисс. Новосибирск, 1971.
4. С. Б. Кормер, А. И. Фунтиков и др. ЖЭТФ, 1962, 42, 3.
5. R. J. Naumann. J. Appl. Phys., 1971, 42, 12.
6. С. С. Григорян. ПММ, 1960, 24, 6.
7. M. M. Carroll and A. C. Holt. J. Appl. Phys., 43, 3.

УДК 532.593

МЕТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ ТОЛЩИНЫ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ

*М. А. Могилевский
(Новосибирск)*

Вопрос об особенностях протекания пластической деформации при нагружении кристаллических тел ударными волнами представляет интерес как для физики металлов, поскольку при этом имеют место очень высокие напряжения и скорости деформации, так и для физики ударных волн, так как развитие сдвигов существенно влияет на ряд харак-

теристик ударной волны и на прочностные свойства нагруженного вещества. Величина эквивалентной одномерной деформации на фронте ударной волны [1]

$$\varepsilon = \frac{2}{3} \ln \frac{V}{V_0},$$

где V и V_0 — удельные объемы в сжатом и исходном состояниях. Среднюю скорость деформации на фронте ударной волны можно определить как $\dot{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\Delta t}$, где Δt — время, в течение которого происходят превращения, обеспечивающие данную степень деформации. В достаточно мощных ударных волнах пластическая деформация составляет большую часть ε .

При деформации посредством дислокационного скольжения

$$\dot{\varepsilon}_{пл} = f N b v,$$

где N — плотность подвижных дислокаций; v — их средняя скорость; b — вектор Бюргера; f — коэффициент, учитывающий геометрию деформации (при сдвигах по плоскостям под 45° к оси в условиях одномерного сжатия $f=4/3$ [2]).

В настоящее время имеется очень мало сведений о толщине фронта ударной волны в металлах (под толщиной фронта понимается время нарастания нормального давления до установившегося значения (Δt), или соответствующая толщина деформируемой зоны δ), а следовательно, и о скорости деформации.

В армо-железе толщина фронта пластической волны, соответствующей фазовому переходу, была оценена с помощью изучения зоны взаимодействия ударной волны с волной разрежения со свободной поверхности [3]. Измерение микротвердости и изменения структуры показали, что эта толщина уменьшалась от 0,2 мм при 225 кбар до 0,02 мм при 420 кбар (время нарастания в последнем случае должно быть порядка 10^{-9} с). В прозрачных ионных кристаллах анализ отражения света от фронта ударной волны позволил сделать вывод о том, что фазовые переходы и плавление в ударной волне происходят за время порядка $10^{-11} \div 10^{-12}$ с [4], т. е. на нескольких десятках межатомных расстояний.

При не очень высоких давлениях в области существования двухволновой конфигурации получены профили фронта (массовая скорость в зависимости от времени) для алюминия, меди, железа и других металлов и сплавов. Из анализа профилей фронта (см., например, [5, 6]) можно прийти к следующим выводам.

1. Деление фронта на «упругую» и «пластическую» волну условно. При двухволновой конфигурации сдвиги зарождаются уже на упругом предвестнике.

2. Заметные сдвиги на «полочке» за фронтом до прихода разгрузки отсутствуют. В противном случае пластические сдвиги в деформируемых элементах, приводящие в условиях одномерного сжатия к уменьшению касательных напряжений (а следовательно, и к уменьшению нормального напряжения в направлении распространения ударной волны) и к росту плотности, должны были бы, согласно законам сохранения, привести к соответствующему изменению массовой скорости, что противоречит измерениям. Поскольку это положение очень существенно для дальнейшего, укажем в его подтверждение на низкий уровень касательных напряжений на «полочке» по сравнению с фронтом [7] и на необходимость развития сдвигов в решетке, сильно искаженной возникшими на фронте дефектами. Двойникование в металлах может быть полностью подавлено предшествующей деформацией скольжением [8, 9].

3. Характер изменений при повышении давления плавный. В алюминии [6] при переходе давления от 21 к 90 кбар скорость деформации

в «пластической» волне возросла с $0,13 \cdot 10^6$ до $14 \cdot 10^6$ 1/с, что вполне может быть обеспечено обычным механизмом деформации. Можно предположить, что и при более высоких давлениях при одноволновой конфигурации фронт в металлах будет достаточно широким по сравнению с межатомным расстоянием (при повышении давления пластическая волна догоняет упругую, а не наоборот).

В [10] был предложен метод оценки толщины фронта ударной волны по размерам следов деформации, получающихся в результате нагружения. Он может быть особенно полезен при одноволновой конфигурации фронта. В настоящей работе вопрос рассматривается более подробно.

СВЯЗЬ МЕЖДУ ТОЛЩИНОЙ ФРОНТА И ВЕЛИЧИНОЙ СДВИГОВ

Пусть в некоторый момент фронт ударной волны в кристалле имеет толщину δ . Если в точке фронта A зарождается сдвиг (двойникование, перестройка решетки за счет фазового перехода, дислокационная петля), он может распространяться в плоскости двойникования (скольжения) во всех направлениях. Поскольку приход задней стенки фронта (начало «полочки») означает достижение состояния, близкого к равновесному, а следовательно, и прекращение заметных сдвигов, можно получить следующие зависимости для величины сдвигов в различных направлениях (см. рисунок):

$$S_1 = (\delta - x) \frac{v_1}{D + v_1 \cos \alpha},$$

если сдвиг распространяется навстречу фронту;

$$S_2 = (\delta - x) \frac{v_2}{D - v_2 \cos \alpha},$$

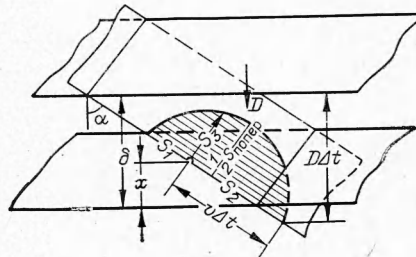
если сдвиг распространяется вперед;

$$S_3 = (\delta - x) \frac{v_3}{D},$$

если сдвиг распространяется в поперечном направлении.

Вследствие общности как ориентации, так и последовательности проходимых промежуточных состояний, определяющих уровень касательных напряжений (зависит в основном от положения на фронте x), можно считать $v_1 = v_2 = v$ — скорость участков с ориентацией, близкой к краевой. В общем случае скорость распространения сдвига в поперечном направлении (участки с винтовой ориентацией) будет другой, $v_3 = av$.

При нагружении металлов плоскими ударными волнами исследование сдвигов по следам на заранее отполированных поверхностях практически невозможно. Структурные изменения изучаются на срезах. Поэтому при оценке расстояния, на которое распространяется сдвиг, изучение двойников и следов фазовых превращений мартенситного типа может дать значительно более надежные данные, чем распределение дислокаций. Когда речь идет о двойниковании или о фазовом переходе, общепринятым является предположение о распространении границ областей с новой ориентацией со скоростями, близкими к скорости соответствующих сдвиговых волн (см. [11] стр. 219, [12]). В [13] для ряда металлов с гранцентрированной кубической решеткой рассчитаны предельные скорости распространения дислокаций различной ориентации к плоскости {111}. Для дислокационного скольже-



ния в меди, согласно результатам этого расчета, получается значение коэффициента $a = \frac{c_{\infty}^S [110]}{c_{\infty}^E [112]} = 1,36$; для двойникования (движения частичных дислокаций) $a = \frac{c_{\infty}^E [112]}{c_{\infty}^E [110]} = 0,81$. В других металлах с гранцентрированной кубической решеткой величина коэффициента a находится в пределах $1 \div 1,41$ и $0,77 \div 1$ соответственно.

Чтобы воспользоваться записанными выше соотношениями для оценки толщины фронта, нужно перейти к определяемым из эксперимента максимальным (при $x=0$) размерам следов в поперечном сечении, параллельном фронту ($S_{\text{попер}}$ при $\cos(\hat{S}_1, r) = -\frac{v}{D} \cos \alpha$), и в продольном сечении, перпендикулярном плоскости сдвига ($S_{\text{прод}} = S_{1\text{max}} + S_{2\text{max}}$):

$$\delta = \frac{S_{\text{попер}} (D^2 - a^2 v^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}}{2av} \quad \text{и} \quad \delta = \frac{S_{\text{прод}} (D^2 - v^2 \cos^2 \alpha)}{2Dv}.$$

Если принять для скоростей развития сдвигов предельные значения, т. е. скорости соответствующих сдвиговых волн, получим заниженную оценку толщины фронта. Оценка занижена потому, что сдвиг зарождается не при нулевом напряжении и взаимодействие с другими системами сдвигов может остановить распространяющийся двойник (скользящую дислокацию) еще до прихода «полочки».

Зная размеры следов в двух сечениях и геометрию нагружения, можно более точно оценить толщину фронта и среднюю скорость развития сдвигов. Для этого достаточно получить точку пересечения двух кривых $\delta(S_{\text{попер}}, v)$ и $\delta(S_{\text{прод}}, v)$, построенных в координатах δ, v .

Структурные изменения, изучаемые в образце после нагружения плоской ударной волной, могут возникнуть как на фронте сжатия, так и в ходе разгрузки. Однако в монокристаллах и крупнокристаллических образцах для заданного направления распространения ударной волны можно определить, какие системы двойникования могут работать при сжатии, какие при разгрузке (см., например, [14]). Необходимо также указать на важность учета зависимости сжимаемости от направления при определении систем сжатия и растяжения в сильно анизотропных кристаллах. В цинке, например, с несимметричным сжатием решетки связано изменение знака направления двойникования при давлении около 90 кбар [15].

Результаты работ [8, 9, 14] позволяют считать, что в общем случае вследствие сравнительно низкого уровня касательных напряжений при разгрузке и развития сдвигов в уже искаженной решетке двойники систем растяжения, если и возникнут, то будут значительно меньше двойников, возникших при сжатии.

Рассмотрим некоторые случаи применения предложенного метода.

Толщина фронта в железе. В предположении, что наблюдаемые в оптическом микроскопе длинные следы мартенситного типа возникают в процессе фазового перехода при сжатии, можно оценить время, необходимое для перестройки решетки. На рис. 5 из работы [16] дана фотография с продольного сечения образца, нагруженного ударной волной с давлением 750 кбар (одноволновая конфигурация), максимальная длина следов составляла около 30 мк. Грубая оценка толщины фронта с $\alpha = 45^\circ$ и $v = D/2$ дает $\delta \approx 26$ мк и $\Delta t \approx 5 \cdot 10^{-9}$ с. При давлении 650 кбар, когда второй «пластической» волне предшествует «упругий» предвестник, многие двойники пронизывали насквозь зерно размером более 140 мк. Отсюда $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с. Такое различие связано, видимо, с возникновением двойников еще до прихода «пластической» волны.

Для сравнения отметим, что для времени нарастания давления на фронте волны, несущей фазовое превращение в железе по спаду микро-

твердости в области взаимодействия волн у свободной поверхности [5], получена оценка порядка 10^{-9} с. Расхождение между приведенными оценками толщины фронта в железе ввиду косвенного характера обоих методов представляется вполне приемлемым.

Толщина фронта в других металлах. Оценка толщины фронта ударной волны по максимальным размерам двойников в металлах, нагруженных плоскими ударными волнами с давлениями до 500—600 кбар, дает значения $10^{-6} \div 10^{-8}$ с, т. е. «скачок» свойств растянут на сотни тысяч — миллионы межатомных расстояний.

В настоящее время имеется крайне мало опубликованных данных для выводов о влиянии различных особенностей структуры на толщину фронта ударной волны в металлах. Можно отметить зависимость размера наблюдаемых двойников (а следовательно, и расчетной толщины зоны развития сдвигов) от направления распространения ударной волны в монокристаллах. Так, в цинке [15] в кристаллах с осью [0001] при давлении 70 кбар максимальная длина двойников в поперечном сечении была около 300 мк, а в кристалле с осью $[2\bar{1}10]$ при 200 кбар достигала 3 мм. По-видимому, это различие связано с зависимостью скорости распространения упругой волны от ориентации. Зависимость расчетной толщины фронта от ориентации может присутствовать и в монокристаллах меди [14, 17]. Интересно отметить, что в кристалле меди с осью [113], где одна из систем сжатия находится в особо благоприятных условиях, двойники этой системы в кристалле, нагруженном ударной волной с давлением 220 кбар [17], достигали длины более 5 мм, что свидетельствует о неожиданно большом времени развития сдвига при сжатии. В [17] в качестве подложки использовался кристалл той же ориентации высотой 5 мм. В нашем эксперименте с высокой подложкой (100 мм) (для исключения эффекта разгрузки снизу) некоторые двойники благоприятно ориентированной системы сжатия пронизывали насквозь образец диаметром 20 и высотой 20 мм даже при нагружении от литого ТГ 70/30 (расчетное давление 380 кбар). Представляет интерес проведение на монокристаллах меди различных ориентаций одновременных исследований толщины фронта металлографическим методом и измерением профиля нарастания массовой скорости на свободной поверхности.

*Поступила в редакцию
3/IV 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. A. H. Holtzman, G. R. Cowan. In book: "Response of metals to high velocity deformation". Proc. Conf. N. Y., Intersc., 1961, p. 447.
2. J. N. Johnson, L. M. Barker. J. Appl. Phys., 1969, 40, 4321.
3. C. S. Smith. Trans. Met. Soc. AIME, 1958, 214, 574.
4. С. Б. Кормер. УФН, 1968, 94, 641.
5. J. M. Taylor, M. H. Rice. J. Appl. Phys., 1963, 34, 364.
6. L. M. Barker. In book: "Behavior of dense media under High Dynamic Pressure". Symposium HDP, Paris, Dunod, 1968.
7. G. R. Cowan. Trans. Met. Soc. AIME, 1965, 233, 1120.
8. F. E. Van Wely, C. A. Verbraak. In book: "Proc. Conf. on Metals for Space Age". Reutte, Tyrol, 1965, p. 382.
9. A. H. Cottrell, A. T. Churchman. Nature (L.), 1950, 176, 943.
10. М. А. Могилевский. В кн.: «Высокоскоростная деформация». Матер. конф. М., «Наука», 1971, стр. 72.
11. Ж. Фридель. Дислокации. М., «Мир», 1967.
12. Т. Takeuchi. J. Phys. Soc. Japan, 1966, 21, 2616.
13. L. J. Teutonico. Acta Met., 1963, 11, 391.
14. C. A. Verbraak. Z. Metallkunde, 1964, B55, H12, 723.
15. М. А. Могилевский. ФММ, 1969, 28, 508.
16. E. G. Zukas, C. M. Fowler. In book: "Response of metals to high velocity deformation", Proc. Conf., N. Y., Intersc., 1961, p. 343.
17. C. S. Smith, C. M. Fowler. In book: "Response of metals to high velocity deformation". Proc. Conf. N. Y., Intersc., 1961, p. 309.