

СТРУКТУРА УДАРНЫХ ВОЛН И ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ В ЖЕЛЕЗЕ

А. В. Ананьин, А. Н. Дремин, Г. И. Канель

(Москва)

Поведению железа при высоких давлениях посвящено довольно много исследовательских работ. По излому на ударной адиабате [1] было обнаружено, что железо претерпевает полиморфное превращение с уменьшением объема под действием давления выше 130 кбар. Этот факт был затем подтвержден экспериментами в статических условиях по скачку электросопротивления железа при давлении в 133 кбар и комнатной температуре [2]. Первоначально фаза высокого давления отождествлялась с γ -фазой, имеющей гранецентрированную кубическую структуру, в которую железо переходит при нормальном давлении и температуре выше 910°С (исходная α -фаза железа обладает объемноцентрированной кубической структурой). Однако в работе [3] на основании исследования микроструктуры образцов железа, подвергнутых ударному сжатию при различных температурах, было высказано предположение, что фаза высокого давления при комнатной температуре отличается от высокотемпературной γ -фазы. Позднее рентгеноструктурные исследования сжатых в статических условиях образцов железа показали, что низкотемпературная фаза высокого давления есть ϵ -фаза с гексагональной плотноупакованной структурой [4—6]. В работе [7] по измерениям электросопротивления железа в зависимости от давления и температуры получены кривые равновесия между α -, ϵ - и γ -фазами железа для прямого перехода. Следует отметить, что полиморфное превращение обратимо, но существует большой гистерезис между давлениями начала $\alpha \rightarrow \epsilon$ и $\epsilon \rightarrow \alpha$ переходов [8].

В настоящее время, по-видимому, нет единого мнения о величине давления p^* , соответствующей началу полиморфного превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$ в железе. Согласно первым измерениям, давление p^* в статических и динамических условиях составляет 131 ± 2 кбар [1—8]. По измерениям зависимости электросопротивления железа от давления в динамических условиях в работе [9] определено $p^* = 150$ кбар. По данным работы [10], основанным на регистрации изменений скорости свободной поверхности образцов после выхода на нее ударной волны, $p^* = 147 \pm 5$ кбар. В [11] при исследовании относительно больших образцов железа в условиях статического сжатия было найдено $p^* = 152,5 \pm 2,5$ кбар. В то же время в [12] давление начала полиморфного превращения определено равным 110—115 кбар.

Эксперименты по ударному сжатию железа с различными легирующими добавками [13, 14] показали, что давление начала полиморфного превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$ может очень сильно зависеть от типа и концентрации добавки.

Вследствие того, что железо при ударном сжатии претерпевает обратимое полиморфное превращение, в нем происходит расщепление фронта ударной волны с образованием двухволновой конфигурации в области давлений примерно 130—360 кбар, а при разгрузке образуется ударная волна разрежения [15]. Образование двухволновой конфигурации наблюдалось в экспериментах по регистрации движения свободной поверхности образцов после выхода на нее ударной волны [1, 10]. Ударные волны разрежения в железе непосредственно не наблюдались; в качестве косвенного экспериментального доказательства существова-

ния этих волн рассматривается явление гладкого откола [16, 17]. Прямым способом ударные волны разрежения экспериментально зарегистрированы, по-видимому, только в хлористом и бромистом калии [18].

Большое внимание уделяется исследованию прочностных свойств железа в условиях ударного сжатия. Основная часть работ, относящихся к этому вопросу, посвящена изучению упругих предвестников перед фронтом ударной волны (см., например, [19, 20]). В работах [21, 22] проведено измерение скоростей продольных упругих волн и констант упругости для железа, сжатого ударной волной до давлений 400—1850 кбар.

В [23] проведен численный расчет эволюции ударной волны и волны разрежения в железе. Следует, однако, отметить, что для достаточно высокой точности подобных расчетов необходимо знать величину давления, соответствующего началу обратного превращения $\epsilon \rightarrow \alpha$, и зависимость прочностных свойств материала от давления за фронтом ударной волны.

В настоящей работе изучалась эволюция импульсов сжатия, генерируемых ударом алюминиевых пластин в образцах железа «армко», стали Ст. 3 и стали ХВГ в состоянии поставки, а также в закаленных до твердости 60—62 RC образцах стали ХВГ. Проведено две серии опытов с различными толщиной и скоростью алюминиевых пластин (ударников). В первой серии опытов ударник толщиной 1 мм разгонялся продуктами взрыва по способу, описанному в [24]. Во второй серии опытов толщина ударника составляла 7 мм при диаметре плоского участка в момент соударения 60—65 мм, а его скорость — $2,11 \pm 0,05$ км/с.

Профили давления $p(t)$ при прохождении ударной волны через заданные сечения образцов в [25, 26] регистрировались с использованием манганиновых датчиков давления (пьезосопротивлений). Каждый образец состоял из двух пластин, между которыми располагался датчик давления. Толщина пластины, обращенной к ударнику, варьировалась; толщина второй пластины выбиралась достаточной для того, чтобы регистрируемый профиль давления не искажался волной разрежения от свободной поверхности образца. Поверхности пластин, обращенные к датчику, полировались. Электрическая схема включения датчиков описана в [26]. Связь между давлением p и относительным изменением электросопротивления манганина $\frac{R - R_0}{R_0}$, определенная с точностью $\pm 5\%$ по двенадцати точкам в диапазоне давлений 10—450 кбар, имеет вид:

$$p = \left[345 \frac{R - R_0}{R_0} + 75 \left(\frac{R - R_0}{R_0} \right)^2 \right] \text{ кбар.}$$

При определении этой зависимости датчики помещались между пластинами меди или алюминия, в которых создавались ударные волны заданной амплитуды.

Конструкция использовавшихся в данной работе датчиков несколько модифицирована по сравнению с описанными ранее, чтобы свести к минимуму электромагнитные помехи. Как известно [27, 28], ϵ -фаза железа не обладает ферромагнитными свойствами. Во время опыта через датчик пропускается ток, создающий магнитное поле датчика. Поток магнитной индукции через контур датчика зависит от магнитной проницаемости прилегающих к датчику слоев образца. В ударной волне происходит переход железа в ϵ -фазу; при этом резко меняется поток магнитной индукции через контур датчика, в результате чего в цепи датчика наводится э. д. с. индукции, искажающая регистрируемый при определении профиля давления сигнал. Для того чтобы свести к минимуму наводимую э. д. с., нужно по возможности уменьшить магнитный поток через контур датчика при достаточной для измерений силе тока.

Это достигается, если использовать датчик в форме двойной бифилярной петли.

В данной работе датчики состояли из двух расположенных строго друг под другом узких, вытянутых петель, соединенных между собой так, чтобы токи в них имели противоположные направления (рис. 1). Петли разделялись между собой слоем изоляции из лавсановой пленки толщиной 0,02 мм. Чувствительный элемент датчика изготовлялся из манганиновой проволоки диаметром 0,10 или 0,12 мм, которая изгибалась в форме вытянутой петли длиной 10÷15 мм и затем расплющивалась на прессе между пуансонами. К концам петли точечной сваркой приваривались выводы — полоски медной фольги толщиной 0,015 мм. Из этой же фольги изготавливалась вторая петля датчика. Ширина датчика не превышала 5 мм, расстояние между выводами — не более 1 мм. От поверхностей образца датчик отделялся целлофановыми, фторопластовыми или полиэтиленовыми пленками толщиной по 0,07÷0,1 мм с каждой стороны. Сопротивление датчиков составляло 2,0÷2,5 Ом, сила тока через датчик — 2 А, толщина датчика с изоляцией — 0,20—0,25 мм.

На рис. 2, а приведена осциллограмма опыта, в котором проводилась одновременная регистрация сигнала, снимаемого с манганинового датчика в виде одинарной петли, и сигнала, снимаемого с одинарной петли из медной фольги. Через обе петли, расположенные рядом друг с другом между пластинами из Ст. 3 толщиной 10 мм, пропускали одинаковые токи, и регистрация сигналов проводилась при одинаковых чувствительностях двух каналов осциллографа. Ударная волна в пластинах создавалась детонацией заряда ТНТ с плотностью 1,59 г/см³. На рис. 2, б приведена осциллограмма аналогичного опыта с двойными бифилярными датчиками. Видно, что применение двойного бифилярного датчика позволяет практически исключить искажения регистрируемого профиля давления. Следует отметить, что качество регистрируемых осциллограмм зависит от формы датчика (петли должны быть возможно более узкими и вытянутыми и строго повторять друг друга) и соотношения толщин изоляции (внутренняя изоляция между петлями должна быть в несколько раз тоньше внешней, отделяющей датчик от образца).

На рис. 3 представлен идеализированный профиль давления, который должен регистрироваться в железном образце на некотором расстоянии от плоскости соударения. Волна сжатия должна распасться на упругую (а) и две пластические (b и c) волны; давление за фронтом первой пластической волны (точка b) равно давлению начала полиморфного превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$ [15]. Волна разрежения распадается на упругую (dc) [22], пластическую (fd) и ударную (hi) [15]; давление в точках g и h соответствует давлению начала обратного перехода $\epsilon \rightarrow \alpha$. График на рис. 3 построен в предположении безынерционности полиморфных переходов и отсутствия релаксации сдвиговых напряжений.

Из осциллограмм, приведенных на рис. 4, а, в, видно, что экспериментальные профили давления отличаются от

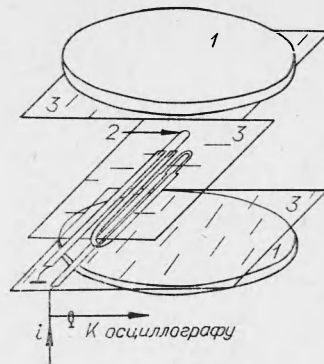


Рис. 1. Конструкция двойного бифилярного датчика.

1 — пластины образца; 2 — чувствительный элемент датчика, изготовленный из манганиновой ленты; 3 — изолирующие прокладки (*i* — направление тока).

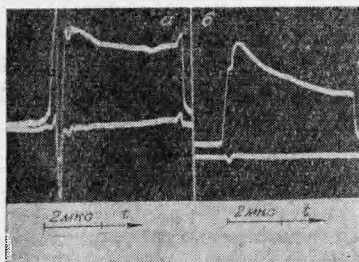


Рис. 2. Осциллограммы опытов, иллюстрируемых работу двойного бифилярного датчика.

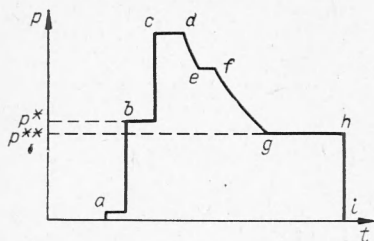


Рис. 3. Идеализированный профиль давления в железном образце; p^* — давление перехода $\alpha \rightarrow \epsilon$, p^{**} — давление обратного перехода $\epsilon \rightarrow \alpha$, разность $p^* - p^{**}$ определяется помимо прочего прочностью сжатого образца.

Предположение о том, что резкое уменьшение крутизны профиля давления в точке g связано со скачкообразным изменением кривизны изэнтропы ϵ -фазы железа, выглядит необоснованным. Более вероятно, что падение давления в области gh волны разрежения связано с релаксационным характером фазового перехода. Известно [15], что если в среде изменения давления сопровождаются некими релаксационными процессами (такими как химическая реакция, фазовый переход и т. д.), приводящими к изменениям объема, то скорость распространения возмущений зависит от соотношения скорости изменения давления на фронте возмущения и скорости релаксационного процесса. С этим связана дисперсия звука — рост скорости звука с увеличением частоты звуковых колебаний от равновесной скорости на низких частотах (когда с изменением давления релаксационный процесс успевает пройти полностью) до «замороженной» на высоких частотах (когда релаксационный процесс не успевает внести существенный вклад) [15].

В случае полиморфного превращения равновесная скорость звука определяется наклоном кривой межфазового равновесия в плоскости $p - v$, а «замороженная» — наклоном более крутой изэнтропы метастабильной фазы. Скорость полиморфного превращения при прочих равных условиях обычно тем выше, чем больше давление в метастабильной фазе отличается от давления на кривой межфазового равновесия, т. е. чем больше «пересыщение». В волне разрежения состояние ϵ -фазы железа переходит через кривую равновесия между ϵ - и α -фазами. С этого момента скорость звука начинает резко падать, что, как нетрудно показать, приводит к резкому изменению скорости падения давления в

идеализированного профиля (см. рис. 3) отсутствием областей постоянного давления ef и gh между упругой и пластической и между пластической и ударной волнами разрежения. Падение амплитуды упругой волны разрежения при ее распространении и «сглаживание» профиля давления в переходной области между упругой и пластической волнами разрежения наблюдалось в алюминии и магнии [29]. Падение давления между пластической и ударной волнами разрежения было также получено в результате численного расчета профилей давления в железе с учетом зависимости скорости фазового перехода от давления [23].

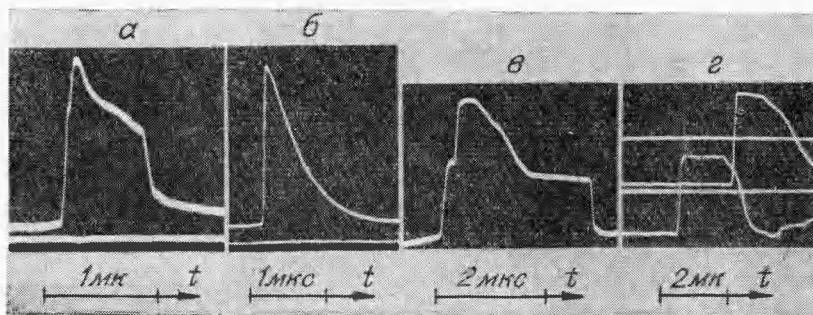


Рис. 4. Типичные осциллограммы опытов первой (а, б) и второй (в, г) серий:

а) Ст. 3, расстояние от поверхности соударения до датчика $h=6$ мм; б) медь, $h=10$ мм; в) Ст. 3, $h=11$ мм; г) алюминий, расстояние от поверхности соударения до первого датчика $h_1=5$ мм и до второго датчика — $h_2=15$ мм.

соответствующей части волны разрежения. Следовательно, точка g резкого уменьшения крутизны профиля $p(t)$ соответствует началу обратного полиморфного превращения $\epsilon \rightarrow \alpha$ в волне разрежения. Этот вывод подтверждается результатами численных расчетов [23]. Из соображений устойчивости ударной волны разрежения следует, что ее скорость должна быть равна скорости звука перед ее фронтом. Этим и определяется давление в точке h на фронте ударной волны разрежения.

На рис. 5 представлены полученные после обработки осциллограмм двух серий опытов профили давления в железе «армко» и Ст. 3.

Каждый профиль получен после усреднения результатов 2—5 опытов. Разброс экспериментальных данных по давлению был в пределах $\pm 6\%$. Давление, соответствующее началу полиморфного превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$, оказалось равным для железа «армко» 150 кбар, для Ст. 3 — 152,5 кбар, для стали ХВГ в состоянии поставки — 160 кбар и для закаленных образцов стали ХВГ — 162 кбар. Давление начала обратного превращения $\epsilon \rightarrow \alpha$ по результатам второй серии опытов — 134, 129, 127 кбар для железа «армко», Ст. 3 и ХВГ соответственно. Для закаленных образцов стали ХВГ полный профиль давления удалось получить лишь при использовании сравнительно толстой (0,5 мм) изоляции датчиков; это, естественно, привело к значительному искажению истинного профиля давления, и давление начала превращения $\epsilon \rightarrow \alpha$ для закаленных образцов стали ХВГ определить не удалось. Непонятным представляется тот факт, что в опытах с тонким ударником давление в точке резкого уменьшения крутизны профиля $p(t)$ в образцах Ст. 3 (см. рис. 4, а и 5, а) оказалось равным 165 кбар, т. е. даже выше, чем давление начала прямого перехода $\alpha \rightarrow \epsilon$. Давление перед фронтом ударной волны разрежения составляет 108, 117, 110 и 129 кбар соответственно для железа «армко», Ст. 3, ХВГ в состоянии поставки и закаленных образцов ХВГ. На рис. 6 представлен полученный в первой серии опытов график затухания ударной волны, генерируемой в образцах Ст. 3 ударом тонкой алюминиевой пластины, и для сравнения график затухания ударной волны в меди для тех же условий, взятый из [24]. Несмотря на то, что ударные адиабаты меди и железа очень близки, затухание ударной волны в железе идет, по крайней мере на начальном участке, гораздо быстрее.

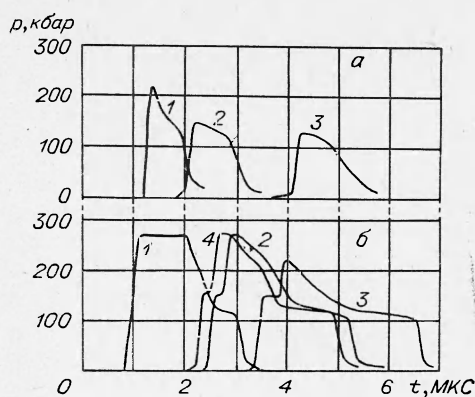


Рис. 5. Профили давления, полученные после обработки осциллограмм:

а) первая серия опытов. Ст. 3. 1 — $h=6$ мм, 2 — $h=10$ мм, 3 — $h=20$ мм; б) вторая серия опытов с образцами железа «армко» (1, 2, 3) и Ст. 3 (4): 1 — $h=4$ мм, 2 — $h=12$ мм, 3 — $h=17$ мм, 4 — $h=11$ мм.

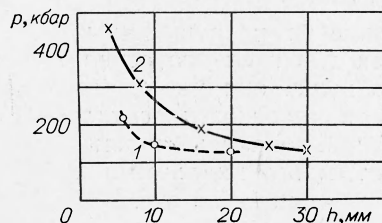


Рис. 6. Затухание ударной волны в образцах Ст. 3 для первой серии опытов (1) и для медных образцов по данным [24] (2).

По результатам опытов второй серии определены скорость упругой волны разрежения и ударной волны разрежения в железе «армко». Скорость упругих волн разрежения определялась тремя способами.

1. Часть опытов проведена с двумя датчиками, показывающими в одном опыте два профиля давления в различных расстояниях от поверхности соударения. Скорость головной части упругой

волны разрежения a_i в лагранжевых координатах тогда получается делением исходного расстояния между датчиками Δh на промежуток времени Δt , между моментами начала падения давления на первом и втором датчиках $a_i = 8,22 \pm 0,25$ км/с. Соответствующая скорость в эйлеровых координатах $c_i = a_i \frac{v}{v_0} = 6,9 \pm 0,20$ км/с, где v/v_0 — степень сжатия образца за фронтом ударной волны. Измеренная для контроля точности скорость первого фронта ударной волны (до фазового перехода) $D_1 = 5,05 \pm 0,07$ км/с.

2. По результатам опытов с одним датчиком, расположенным на различных расстояниях от поверхности соударения, скорость упругой волны определялась с использованием соотношения

$$\frac{\Delta h}{a_i} = \frac{\Delta h}{D_1} + \tau_{h_2} - \tau_{h_1},$$

где τ_{h_2} , τ_{h_1} — промежутки времени между моментами прохождения первого фронта ударной волны и головной части волны разрежения через датчики, расположенные на расстояниях h_2 и h_1 от поверхности соударения. Таким способом найдено $a_i = 8,46 \pm 0,25$ км/с; $c_i = 7,15 \pm 0,20$ км/с.

3. Скорость упругой волны разрежения можно определить по результатам опытов с одним датчиком и длительности импульса давления на поверхности соударения. Последняя рассчитывалась с использованием ударной адиабаты алюминия (материала ударника) [30] и зависимости скорости упругих волн в алюминии от давления [15, 31—34] и найдена равной 1,58 мкс. Этим способом получено $a_i = 8,44 \pm 0,25$ км/с; $c_i = 7,13 \pm 0,20$ км/с.

Определенная способами 1 и 2 скорость ударной волны разрежения в лагранжевых координатах равна $3,84 \pm 0,20$ и $3,78 \pm 0,20$ км/с соответственно. Эйлерова скорость ударной волны разрежения, рассчитанная с использованием величины степени сжатия перед ее фронтом, полученной экстраполяцией верхней ветви ударной адиабаты железа до давления 108 кбар, равна $3,57 \pm 0,20$ и $3,54 \pm 0,20$ км/с.

Судя по тому, что профили давления в железе «армко», Ст. 3 и ХВГ практически идентичны, величины скоростей упругой и ударной волн разрежения для них одинаковы.

Время нарастания давления во втором ударном фронте, которое равно времени полиморфного превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$, составляет $0,1 \div 0,2$ мкс для всех исследованных материалов. По данным [10], это время равно $0,2 \div 0,4$ мкс при давлении 200—250 кбар; по данным [35] — 0,12 мкс при 300 кбар. Время падения давления в ударной волне разрежения по нашим данным — $0,12 \div 0,18$ мкс.

В данной работе не принимались специальные меры для сохранения образцов, однако, после многих опытов удавалось найти их осколки. Здесь интересно отметить следующие особенности. В опытах второй серии после нагружения образцов железа «армко» сохранялась без видимых разрушений центральная их часть диаметром 70—90 мм со скошенными боковыми поверхностями. Поверхности разрушения в этом случае были преимущественно характерными для гладкого откола. Образцы стали ХВГ сохранялись значительно хуже, они разбивались на осколки трещинами, перпендикулярными к плоскости соударения. В случае закаленных образцов стали ХВГ наблюдалось «прилипание» алюминиевых ударников к образцам, разбитым вертикальными трещинами на отдельные столбики с площадью основания $\sim 0,3$ см². В опытах с другими образцами подобное «прилипание» не наблюдалось.

В заключение авторы благодарят С. В. Першина и В. С. Трофимова за ценные дискуссии.

Поступила в редакцию
13/XII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Bancroft, E. L. Peterson, S. Minshall. J. Appl. Phys., 1956, 27, 291.
2. A. Balchan, H. G. Drickamer. Rev. Sci. Instr., 1961, 32, 308.
3. P. C. Johnson, B. A. Stein. R. S. Davis. J. Appl. Phys., 1962, 33, 557.
4. J. C. Jamiesen, A. W. Lawson. J. Appl. Phys., 1962, 33, 776.
5. R. L. Clendenen, H. G. Drickamer. J. Phys. Chem. Solids, 1964, 25, 865.
6. T. Takahashi, W. A. Bassett. Science, 1964, 145, 483.
7. F. P. Bundy. J. Appl. Phys., 1965, 36, 616.
8. P. M. Giles, M. H. Longenbach, A. R. Marder. J. Appl. Phys., 1971, 42, 4290.
9. P. J. Fuller, J. H. Price. Nature, 1962, 193, 262.
10. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. ФММ, 1966, 21, 252.
11. Л. Ф. Верещагин, А. А. Семерчан и др. Докл. АН СССР, 1969, 185, 785.
12. H. G. Drickamer. Rev. Sci. Instr., 1970, 41, 1667.
13. T. R. Loree, C. M. Fowler a. o. J. Appl. Phys., 1966, 37, 1918.
14. A. Cristof, N. Brown. J. Appl. Phys., 1971, 42, 4160.
15. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
16. А. Г. Иванов, С. А. Новиков. ЖЭТФ, 1961, 40, 1880.
17. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, Ю. И. Тарасов. ФТТ, 1962, 4, 249.
18. Л. В. Альтшулер, М. Н. Павловский, В. П. Дракин. ЖЭТФ. 1967, 52, 400.
19. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Синицын. ФТТ, 1963, 5, 269.
20. J. W. Taylor. J. Appl. Phys., 1965, 36, 3146.
21. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 38, 1061.
22. Л. В. Альтшулер, М. И. Бражник, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1971, 6.
23. Р. И. Нигматулин. ПМТФ, 1970, 1.
24. Г. А. Ададулов, В. В. Густов, П. А. Ямпольский. ФГВ, 1971, 7, 2, 284.
25. P. J. A. Fuller, J. H. Price. Brit. J. Appl. Phys., 1964, 15, 751.
26. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1971, 7, 1, 147.
27. D. N. Pirkorn, C. K. Edge a. o. Phys. Rev., 1964, 135, A1604.
28. R. N. Keeler, A. C. Mitchell. Solid. State Comm., 1969, 7, 271.
29. P. J. A. Fuller, J. H. Price. Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D.), 1969, 2, 275.
30. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 790.
31. J. O. Eггстап, А. В. Christensen. J. Appl. Phys., 1967, 38, 5395.
32. A. R. McMillan. Bull. Amer. Phys. Soc., 1968, 13, 1680.
33. A. S. Kusubov, M. Thiel. J. Appl. Phys., 1969, 40, 3776.
34. A. S. Kusubov, M. Thiel. J. Appl. Phys., 1969, 40, 893.
35. C. S. Smith. Trans. AIME, 1958, 214, 574.

УДК 621.787

ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ МЕДИ, НИКЕЛЯ И СПЛАВА Г31 СЖАТИЕМ И ВЗРЫВОМ

А. И. Жаров, М. С. Михалев, Р. З. Кац, В. С. Дмитриева

(Свердловск)

В работе [1] на примере стали Гадфильда выяснены некоторые особенности пластической деформации, вызванной ударными волнами.

В настоящей работе ставилась задача проверить, распространяются ли выявленные особенности на другие металлы и сравнить с результатами упрочнения взрывом стали Гадфильда. В данном случае наиболее интересно было узнать, характерна ли остаточная высокая пластичность после наклепа ударными волнами только для стали Гадфильда или в этом проявляются общие отличительные свойства данного способа деформации для ГЦК металлов и сплавов.

Исследовались образцы меди М2 чистой 99,7%, никеля НПА1 чистой 99,7% и сплава Г31 (С — 0,06; Мп — 30,8; Si — 0,87; Р — 0,009; S — 0,008; Fe — остальное), который после термообработки имел аусте-