

13. Кедринский В. К., Солоухин Р. И., Стебновский С. В. Полупроводниковый датчик давления для измерения сильных ударных волн в жидкости ($\geq 10^3$ атм) // ПМТФ.— 1969.— № 4.— С. 92—94.
14. Викулин И. М., Стафеев В. И. Полупроводниковые датчики.— М.: Сов. радио, 1975.
15. Бернотас К. Э., Грицюс А. А. и др. Полупроводниковый датчик импульсного давления // ФГВ.— 1986.— 22, № 2.— С. 133—135.
16. Циклис Д. С., Бородин Н. Д. Малоинерционный манганиновый манометр // ПТЭ.— 1965.— № 2.— С. 200—201.
17. Немец И. Практическое применение тензорезисторов.— М.: Энергия, 1970.
18. Заседателев С. М., Беликов Л. В. и др. О проектировании датчиков давления с интегральными тензопреобразователями // Приборы и системы управления.— 1971.— № 11.— С. 45—48.
19. Луцкейкин Г. А. Полимерные электреты.— М.: Химия, 1966.
20. Черкашин А. В. Пьезоэффект в электретированном винилпласте при динамических нагружениях // ФГВ.— 1981.— 17, № 3.— С. 139—141.
21. Уртъев П. А., Эрикссон Р. М. и др. Измерение давления и массовой скорости в твердых телах при динамическом нагружении // Там же.— 1986.— 22, № 5.— С. 113—126.
22. Григорьев П. В., Правдин С. С., Фомичев В. П. Пьезоспектральный метод измерения импульсов давления // Пятая Междунар. конф. по генерации мегагауссовых магнитных полей и родственными экспериментам: Тез. докл.— Новосибирск, 1989.
23. Малов В. В. Пьезорезонансные датчики.— М.: Энергоатомиздат, 1989.
24. Хохлов Н. П., Минеев В. Н. и др. Динамический пьезомодуль керамики ЦТС-19 // ФГВ.— 1978.— 14, № 4.— С. 146—149.
25. Новицкий Е. З., Садунов В. Д., Карпенко Г. Я. Поведение сегнетоэлектриков в ударных волнах // Там же.— 1978.— 14, № 4.— С. 115—129.
26. Walsh J. M., Rice M. H. Dynamic compression of liquids from measurements on strong shock waves // J. Chem. Phys.— 1957.— 26, N 4.— P. 815—823.
27. Frondel C. Tourmaline pressure gauges // Amer. Miner.— 1948.— N 33.— P. 1—17.
28. Синани П. Б. Турмалиновые индикаторы ударных волн в жидкостях // ПТЭ.— 1957.— № 4.— С. 85—89.
29. Лебедев А. С., Каргальцев С. В., Павлюченко В. С. // Материалы по генетической и экспериментальной минералогии. Рост и свойства кристаллов. Синтез и свойства турмалинов ряда $Al-Mg-(Na)$ и $Al-Fe-(Na)$.— Новосибирск: Наука, 1988.— С. 58—75.
30. Лыков А. В. Тепломассообмен: Справочник.— М.: Энергия, 1978.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 28/VI 1990

УДК 621.787.044 — 621.7.044.2

М. П. Бондарь, В. Ф. Нестеренко

ДЕФОРМАЦИИ НА КОНТАКТАХ И КРИТЕРИИ ОБРАЗОВАНИЯ СОЕДИНЕНИЯ ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Связь при сварке и прессовании взрывом образуется прежде всего вследствие локализованных деформационных процессов на контактах. Деформационное состояние на контакте динамически взаимодействующих поверхностей выявлено методом рекристаллизации. Найден интервал гомологических температур для определения деформационного состояния соединений и величины зоны интенсивной пластической деформации R , параметра, связанного с физическими условиями реализации связи.

Процессы образования соединений на контакте металлических поверхностей играют большую роль при разных способах сварки, компактирования, нанесения покрытий, получения композиционных материалов. Особое место принадлежит динамическим методам, при которых соединения образуются за времена порядка нескольких микросекунд при высокой степени пластической деформации контактных областей, сопровождаемых качественным изменением свойств материала: упрочнение, фазовые превращения и др. Благодаря кратковременности динамических процессов соединения и особому влиянию этих методов на структуру они зачастую представляются основными в создании, например, метастабильных материалов, материалов с особым химическим составом и для соединения пар металлов, которые другими методами не

могут быть получены из-за предельно слабого или полного отсутствия химического взаимодействия.

Успешное использование динамических методов в таких процессах, как сварка и компактирование взрывом, определяется правильным сочетанием трех групп параметров: технологических, кинематических и физических. Первые две группы достаточно хорошо изучены для сварки взрывом [1], намечены подходы и для компактирования взрывом [2, 3]. В ряде работ [4—9] исследованы области режимов сварки взрывом для конкретных пар металлов, которые чаще всего представлены сочетанием кинематических параметров γ , v_k (γ — угол соударения, v_k — скорость точки параметра).

Третья группа параметров, связанная с определением условий и процессов, ответственных за реализацию связи при образовании соединений, изучена в наименьшей степени. В [10] рассмотрены фундаментальные основы образования связи большого количества пар металлов применительно к сварке взрывом. Прочность связи представляется через энергию связи, рассчитанную по модели межуатомного взаимодействия на контактируемых поверхностях. Модель основана на теории Мейдена для образования сплавов. Авторы [10] считают, что внутриповерхностные связи образуются при взаимодействии объемных атомов, а не тех, что находились на исходных поверхностях. Это справедливо для высокоскоростных соударений, где «раскрытие» объемных атомов происходит за счет больших пластических деформаций соударяемых поверхностей, сопровождаемых срывом поверхностных слоев, т. е. самоочищением. Таким образом, процесс образования соединения при сварке взрывом является существенно объемным процессом, подобным созданию границ зерен. Энергию образования соединения авторы [10] представляют выражением

$$\gamma_{AB} = 0,15(\gamma_A^s + \gamma_B^s) + \gamma_{AB}^{\text{chem}},$$

где первый член по величине соответствует средней энергии большеугловых границ зерен в металлах А и В, второй, связанный с химическим взаимодействием, — символ стабильности связи. На величину образованной связи влияют следующие факторы:

- характер совместимости, обусловленный степенью несоответствия кристаллических структур, параметров решетки, кристаллографической ориентации на поверхностях соединения;

- характер совместимости, обусловленный различием электронных свойств соединяемых металлов, определяющих, в частности, их химическое сродство;

- другие поверхностные и внутриповерхностные эффекты: взаимолегирование, сегрегация легирующих элементов на внутренней поверхности соединения, диффузионные эффекты.

Движущей силой для реализации связи является также уменьшение общей поверхностной энергии системы при образовании соединения. Величины энергии связи, определенные таким образом, на 5—6 порядков меньше энергии, расходуемой при соударении. Эти две величины, как отмечают авторы [10], независимы. Следовательно, механическая энергия, применяемая в динамических методах соединения, необходима для создания условий, приводящих к взаимодействию объемных атомов, определяющему прочность связи. Основная роль в создании условий взаимодействия объемных атомов принадлежит совместной пластической деформации соударяемых поверхностей. В каком-то смысле процесс образования связи может быть прямым следствием процесса пластической деформации контактов. Именно поэтому исследование деформационного состояния околоконтактной зоны, обеспечивающего реализацию связи, и установление зависимости этого состояния от параметров соударения — важная задача при использовании динамических методов соединения.

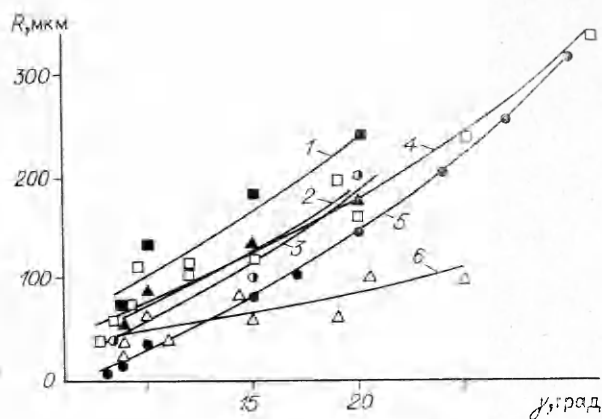
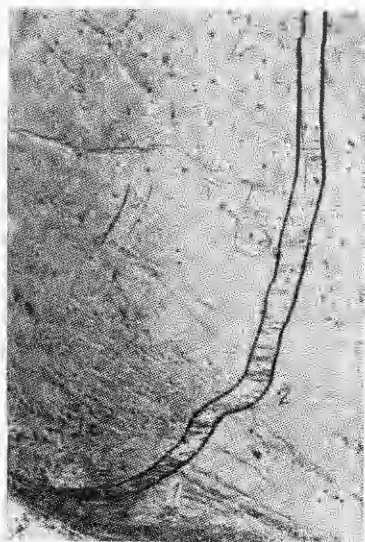


Рис. 2. Зависимость $R(\gamma)$.

1 — Cu + Cu — рекристаллизация; 2 — Ni + Ni — рекристаллизация; 3, 4 — Cu + Cu — двойники; 5 — $\delta_0 \sin^2 \gamma/2$; 6 — Ni + Ni — двойники.

Рис. 1. Двойник, входящий в шов (образец сварен при $\gamma = 24^\circ$ и $v_k = 950$ м/с; $\times 400$).

Исследованию пластической деформации в окрестности зоны соединения при сварке взрывом посвящен ряд работ [11—14]. В [13, 14] использован метод изучения деформации, не требующий нарушения сплошности свариваемых образцов. Это принципиально важно при изучении высокоскоростной интенсивной сдвиговой деформации, характерной особенностью которой является эффект ее локализации. Метод не вносит искажений в формируемой картине пластического течения и, следовательно, представляет действительное деформационное состояние.

В качестве модельного материала в [13, 14] использована медь, в которой путем специального отжига сформирована крупнозернистая структура с большим количеством двойников. Деформация изучалась по изменению направления и формы двойников. Сварка проведена в широком диапазоне кинематических параметров ($5 < \gamma < 30^\circ$, $800 < v_k < 3500$ м/с) по несимметричной схеме соударения, сваривались пластины размером $180 \times 60 \times 5$ мм. Измерена сдвиговая составляющая деформации ϵ_s предельно близко к шву и при этом установлены следующие закономерности пластической деформации в околошовной зоне:

1) размер пластически продеформированной приконтактной зоны растет с повышением γ , v_k ;

2) величина ϵ_s у шва превосходит 100 % при всех параметрах, входящих в «окно сварки»;

3) величина ϵ_s растет по мере приближения к шву. Степень роста ϵ_s неравномерна, в зависимости от γ , v_k наблюдается один или два скачка, которые регистрируются в виде изломов на двойниках (рис. 1):

4) расстояние от шва до первого излома (см. рис. 1, 1) определяет размер зоны интенсивной пластической деформации (ЗИПД) R , где ϵ_s может достигать $n \cdot (100 \div 1000 \%)$;

5) при одновременном росте γ и v_k может наблюдаться второй скачок в изменении ϵ_s (рис. 1, 2). Для медных пластин он появляется в области сварки с $\gamma \geq 20^\circ$, $v_k \geq 1000$ м/с на расстоянии от шва $\sim 2a$ (a — амплитуда волны). Объем материала между швом и вторым скачком характеризуется резким изменением скорости деформации и возможной сменой ее механизма, и обнаруживается по изменению травимости; для полиморфных материалов в этом объеме возможны фазовые превращения;

6) размер R находится в прямой зависимости от γ и коррелирует с $\delta(\gamma) = \delta_0 \sin^2 \gamma/2$ — толщиной кумулятивной струи (рис. 2), где δ_0 — толщина соударяемых пластин;

7) прочность соединения σ_v связана с R [14]. В [14] также показано, что величина R , определяющая σ_v , зависит от исходной шероховатости соударяемых поверхностей. Для достижения $\sigma_v \approx \sigma_{v \text{ исх}}$ ($\sigma_{v \text{ исх}}$ — прочность свариваемых пластин) необходимы условия соударения, при которых реализуется $R = (0,8-1,5)\%$ от толщины метаемой пластины в зависимости от шероховатости. Значение R , обуславливающее соединение при сварке взрывом, может быть также уменьшено при переходе от гладкой к волновой границе соединения за счет значительного увеличения v_k .

Зависимость $\sigma_v(R)$, установленная в [14], хорошо согласуется с результатами работы [15], где показано, что нижняя граница сварки взрывом может быть смещена в сторону меньших значений $\gamma - v_k$ за счет специальной подготовки соударяемых поверхностей, например, полировки. В [15] этот факт связывается с критерием самоочистения, как одним из определяющих образование соединения. В [14] показано, что при любых условиях реализации сварки взрывом, в том числе и при условиях, приведенных в [15], имеется область R , и ее наличие является основным критерием образования соединения на контакте соударяемых поверхностей. Зависимость же R от качества поверхностей соударения указывает на то, что ее роль не однозначна в области сварки $\gamma - v_k$, как условие обеспечения межатомного взаимодействия. В [14] показано, что за счет области R может также происходить образование физического контакта.

Таким образом совместный анализ работы [10] по формированию связи при сварке взрывом и [14], показывающей зависимость $\sigma_v(R)$, дает основание считать, что роль зоны интенсивной пластической деформации R состоит в реализации условий взаимодействия объемных атомов, обеспечивающих возникновение связи. Однако выяснение всех особенностей образования соединений, необходимых и достаточных условий деформационного состояния приводит к постановке ряда вопросов: зависит ли R от природы свариваемых материалов при эквивалентных условиях сварки? Зависит ли R от физико-механических и структурных свойств материала? Имеются ли подобные зоны деформации при взрывном компактировании, как связан размер этих зон с размерами и формой частиц порошка и условиями деформирования?

Ответы на эти вопросы можно получить при исследовании деформационного состояния приконтактных областей соединяемых материалов. Большинство из них не имеет естественных деталей структуры (например, двойников), которые можно использовать для характеристики деформационного состояния. Необходим способ описания деформационного состояния, приемлемый для любых материалов. В качестве такого способа может быть использовано явление рекристаллизации [16] — процесс, формирующий структуру металлов и сплавов при нагреве и приводящий к уменьшению свободной энергии системы. Для рекристаллизации нет критической температуры T , как для фазовых превращений. По своей природе этот процесс более близок к аллотропическим превращениям, при этом также образуются зародыши новых зерен, и их последующий рост не связан с изменением состава и не требует диффузии атомов на расстояние, большее, чем межатомное.

Движущей силой процесса рекристаллизации является упругая энергия, обусловленная пластической деформацией, и энергия границы между деформированными и свободными от деформации рекристаллизованными зернами [17].

Обычная теория зарождения центров рекристаллизации предполагает, что зародыши растут в сильно деформированных участках матрицы в результате последовательного ряда тепловых флуктуаций от начальных размеров, близких атомному. Скорость зарождения $\dot{N}$ резко

возрастает с увеличением деформации. От соотношения $\dot{N}$ и скорости роста зародыша ω зависит конечный размер зерна. Величины $\dot{N}$ и ω зависят как от ϵ , так и от T ($T_{пл}$). На основе экспериментальных данных установлено, что однородная крупнозернистая структура в результате первичной рекристаллизации может быть получена при $T = 0,4T_{пл}$ и $\epsilon = \epsilon_{кр}$, $\epsilon_{кр} = 5-7\%$ [18]. Отклонение ϵ от $\epsilon_{кр}$ приводит к уменьшению размера зерна, кроме того, рост ϵ влияет на T так же, как на процесс самодиффузии, т. е. увеличение ϵ приводит к снижению T . Зависимость размера зерна и начальной температуры рекристаллизации от ϵ открывают возможность с помощью рекристаллизованной структуры установить степень неоднородности деформационного состояния до отжига. Кроме того, процесс рекристаллизации зависит еще и от типа деформации: скорость рекристаллизации снижается, когда уменьшается составляющая компонента деформации растяжения [16].

Цель данной работы сводилась к определению интервала гомологических температур, связанного с выявлением деформационного состояния заготовок после сварки взрывом и взрывного компактирования.

Сварка взрывом

С учетом многопараметричности процесса рекристаллизации сопоставляли рекристаллизованную структуру образцов, сваренных взрывом, с исходной деформационной структурой. Рекристаллизацию осуществляли в интервале температур $200-800^\circ\text{C}$. Тщательное исследование проведено на образцах крупнозернистой меди размером $180 \times 60 \times 5$ мм, сваренных в режиме $\gamma = 24^\circ$, $v_k = 950$ м/с, обеспечивающем большое значение R . Измеренная по положению первого излома двойника величина $R = 120$ мкм. Отжили при $T = 200 \div 500^\circ\text{C}$ проводили через 50° , в интервале $500 \div 800^\circ\text{C}$ через 100° .

Анализ рекристаллизованных структур в сопоставлении с исходными показал, что при $T = (0,35 \div 0,45) T_{пл}$ происходит рекристаллизация ЗИПД и полос, разделяющих объемы материала, входящего во «впадину» и «бугор» (рис. 3, а, зона А). Направление этих полос близко к направлению полета пластины, а их начало совпадает с местом второго излома двойников (с местом второго скачка в изменении сдвиговой составляющей деформации). В нерекристаллизованном образце микроструктурных особенностей в местах расположения полос явно не наблюдалось. В малопластичных материалах в этих местах часто видны полосы локализованного сдвига.

Размер зерен в рекристаллизованной в указанном интервале температур структуре ЗИПД $d = 10 \div 20$ мкм. Размер ЗИПД, выявленный по рекристаллизованной структуре на контакте сваренных пластин, составляет $200-250$ мкм, что практически совпадает с $2R$, определенными

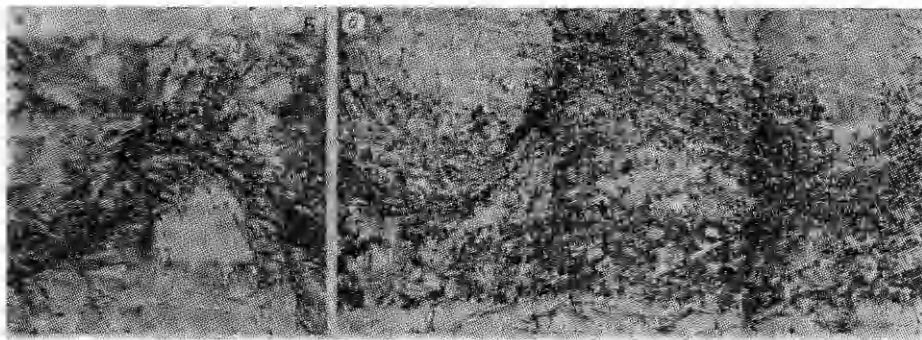


Рис. 3. Структура пришовной зоны после рекристаллизационного отжига при $T = 300$ (а) и 450°C (б); $\times 100$.

в исходном образце. При травлении выделяется полоса структуры, прилегающая к шву (рис. 3, а, зона В), расположенная на расстоянии второго скачка, которая в исходном состоянии не всегда обнаруживается при травлении.

Если $T = (0,45 \div 0,55) T_{пл}$, рекристаллизуется вся область, ограниченная положением второго скачка в изменении скорости деформации и швом (рис. 3, б), ЗИПД при этом выделяется неизменным размером малых зерен. Характерна неоднородность структуры, определенная особенностями деформации соударяемых поверхностей, внутри «впадин» и под «буграми» размер зерен больше по сравнению с размером зерен во всей рекристаллизованной околошовной области. Это свидетельствует о меньшей величине упругой энергии, связанной с пластической деформацией, в этих местах. Этот факт, как и изменение формы двойников [13, 14], позволяет считать, что во «впадинах и под «буграми» при формировании волновой границы соединения материал испытывает меньшее сопротивление деформированию. Это вносит ясность в картину волнообразования, так как может быть дополнительным доказательством того, что именно перед точкой контакта происходит чередующееся образование «бугров» в соударяемых пластинах при развитии волновой границы соединения. Сопротивление пластической деформации при выдавливании бугра на свободную поверхность меньше, чем при деформировании той части пластины, которая налетает на него. Величина сопротивления пластической деформации определяет степень остаточных упругих искажений и, следовательно, размер зерен в рекристаллизованной структуре. Малое значение d над буграми (см. рис. 3, б) указывает на стесненные условия развития пластической деформации в этих местах.

Таким образом, рекристаллизованная структура характеризует неоднородность деформационного состояния в околошовной зоне и косвенно свидетельствует об особенностях кинематики деформирования.

После отжига при $T \geq 0,6 T_{пл}$ весь образец имеет рекристаллизованную структуру, при этом в ЗИПД и в других местах, где рекристаллизованная структура образовывалась при меньших температурах отжига, начался рост зерен, т. е. процесс вторичной рекристаллизации.

Приведенные результаты показывают, что ЗИПД проявляется в виде полосы мелкозернистой структуры при рекристаллизационном отжиге в интервале температур $(0,35 \div 0,45) T_{пл}$. Полный спектр структурных неоднородностей (см. рис. 3, б), определенный деформационным состоянием околошовной зоны после сварки взрывом, четко выявлен при отжиге $T = (0,45 \div 0,55) T_{пл}$. Необходимо отметить, что при первичной рекристаллизации впервые получены такие детали деформационного состояния, которые другими методами в металлах, не имеющих фазовых переходов, не определяются.

С целью обобщения результатов проводили сравнительное измерение ЗИПД с помощью двойников по исходным образцам медных и никелевых заготовок, сваренных взрывом в широком диапазоне кинематических параметров ($5 < \gamma < 30^\circ$, $800 < v_k < 3000$ м/с), и по образцам, рекристаллизованным при $T = (0,35 \div 0,45) T_{пл}$. Никель выбран потому, что имея отличающиеся от меди физические характеристики ($T_{пл}$, энергия дефектов упаковки), в то же время обеспечивает эквивалентность кинематических параметров сварки из-за близкой к меди плотности. Кроме этого в никеле, так же как и в меди, имеются двойники отжига, позволяющие измерить R . Все эксперименты с Ni и Cu проведены на одном размере свариваемых пластин ($180 \times 60 \times 5$ мм).

Значения $R(\gamma)$, измеренные по двойникам и по рекристаллизованной структуре в найденном выше интервале температур, представлены на рис. 2. Здесь же приведена зависимость толщины кумулятивной струи $\delta(\gamma)$, подсчитанная для случая $\delta_0 = 5$ мм. Кривые $R(\gamma)$, построенные по двум способам измерения, коррелируют в некоторой степени с $\delta(\gamma)$. Отклонение $R(\gamma)$ для никелевых заготовок, измеренное по

двойникам (см. рис. 2.б), от $\delta(\gamma)$ в сторону меньших значений, по нашему мнению, связано с меньшим размером зерен в Ni по сравнению с размером зерен в Cu. Размер зерен в меди на 2 порядка больше, чем в никеле. При росте γ размер R становится равным или больше размера зерен в Ni, и часть сдвиговой деформации при этом, видимо, маскируется межзеренным скольжением. Кривые $R(\gamma)$, полученные по измерениям ЗИПД после рекристаллизации для никелевых заготовок, лежат в полосе разброса значений $R(\gamma)$ для медных образцов. Значительный общий разброс в измерении $R(\gamma)$ может быть связан с изменением формы границы соединения, обуславливающей изменение γ . Поэтому несмотря на то, что для определения R всегда использовали двойники, входящие в те места границы, касательные к которым были параллельны шву, разброс значений увеличивался с ростом γ , т. е. с ростом и изменением формы волн от синусоподобных к грибовидным.

Прочность соединения сваренных никелевых образцов определялась по методу, использованному для медных [14]. Получена зависимость $\sigma_v(R)$, подобная зависимости для медных образцов.

Таким образом, размер зоны интенсивной пластической деформации является одним из основных параметров, определяющих прочность соединения при сварке взрывом. Этот параметр показывает, какая толщина материала у поверхности соударения должна быть подвергнута интенсивной пластической деформации для реализации условий взаимодействия объемных атомов. По результатам, приведенным в работе [14] для медных образцов, и по измерениям, сделанным в данном исследовании для никелевых образцов, установлено, что прочное соединение образуется при $R = (0,8 - 1,5) \%$ от толщины метаемой пластины в зависимости от степени шероховатости соударяемых поверхностей. Результаты исследования показывают, что метод рекристаллизации полностью выявляет R и может быть использован для подтверждения результатов [14] на других материалах.

Взрывное компактирование

Представляется интересным попытаться сопоставить условия и критерии получения прочного соединения гранул при компактировании порошков и при сварке взрывом. Общим для них является важность локальных процессов деформаций и тепловыделения на контактах. Если режимы сварки можно описать в координатах $\gamma - v_k$ [1], то ввести подобные величины, например, в качестве усредненных параметров для компактирования в принципе невозможно, так как отсутствуют стационарные режимы столкновения частиц и в ряде случаев само столкновение как таковое. Отметим, что хотя в [18] и приведена картина волнообразования между крупными частицами меди при компактировании, в случае деформирования гранул ЭП-450 в развитом динамическом режиме, достаточном для образования прочных связей, формирования волн не наблюдалось [2, 19]. Процессы на контактах при компактировании, в свою очередь, определяются размером фракции частиц, плотностью, термодинамическими характеристиками материалов, условиями нагружения [18—27]. Здесь не обсуждаются проблемы сохранения изделий от образования трещин в волнах растяжения. Эти вопросы наиболее полно рассмотрены в [28, 29].

В работе [20] сформулировано предположение, что для выбора оптимального режима взрывного прессования необходимо выполнение следующих условий:

$$e_0 > e_{\min}, \quad p > p_{\min}, \quad E_k > E_{k\min}, \quad t > t_{\min}, \quad (1)$$

где e_0 — удельная внутренняя энергия; p — давление; E_k — плотность энергии на единицу площади контактов; t — время действия нагрузки.

Физический смысл первых двух формул из (1) состоит в том, что

они предусматривают определенный минимум величины $p_{\min}$, необходимый для пластического течения, ведущего к захлопыванию пор, и определенную величину полной удельной энергии e , зависящей не только от давления, но и от начального объема V_0 . Требование $e_0 > e_{\min}$ определяет переход к динамическому режиму деформирования пористого материала [2, 25, 26], который необходим для разрушения поверхностных включений и создания деформации сдвига, достаточной для образования связей. Этот переход может быть обеспечен изменением начальной температуры, фракции, пористости, давления [30, 31]. Из модифицированной модели Кэрролла — Холта [30] следует, что если этот режим реализуется для данного материала при наименьшей исходной температуре T_1 , то для сплава с близкими прочностными свойствами, исходной фракцией и плотностью он будет реализовываться при $T_2 = T_1 \frac{T_{2\text{пл}}}{T_{1\text{пл}}} (T_{1\text{пл}}, T_{2\text{пл}}$ — соответствующие температуры плавления) в тех же условиях нагружения.

Полезные оценки давления перехода к динамическому режиму сделаны на основе опытов [32] в цилиндрической геометрии с медными гранулами, обладающими малыми прочностными параметрами по сравнению, например, со стальными или титановыми сплавами. Для фракции 600—850 мкм соответствующая технологическая величина давления (давление детонации) равна 6 ГПа. Поэтому по нашему мнению, вряд ли целесообразно использовать взрывные методы, особенно в цилиндрической геометрии, для получения монолитных материалов из высокопрочных порошков при нормальной начальной температуре без дальнейшей обработки компактов (спекание, ковка и т. д.).

В работах [2, 19, 25, 26] предложен критерий получения прочных компактов на базе сопоставления удельной энергии e_d , диссипируемой в окрестности сферической поры на стадии ее схлопывания и удельной энергии ударного сжатия. Разница $e_0 - e_d$ представляет собой микрокинетическую энергию, необходимую для очищения поверхностных контактных слоев и создания требуемой степени совместной пластической деформации для обеспечения прочной связи между гранулами. Сравним критерий получения прочного компакта [2, 26] при $\alpha_0 \lesssim 2$

$$p > 2H_v \quad (2)$$

(p — давление ударной волны; H_v — микротвердость, ГПа) с критерием получения однородной цилиндрической прессовки оптимальной плотности [3] без центральных дефектов за счет маховского отражения

$$p_T \sim H_v \quad (3)$$

(p_T — давление детонации). Сопоставление (2) и (3) (с учетом $p_T > p$) позволяет сделать принципиально важный вывод о несовместимости этих критериев. Это означает, что давление ударной волны, необходимое для развитого динамического режима деформирования гранул в цилиндрическом случае, будет всегда приводить к маховскому отражению в центре. Критерий перехода к динамическому режиму $p > H_v$ [2, 25, 26, 30] позволяет сделать вывод, что начало нерегулярного отражения должно наблюдаться при квазистатическом режиме деформирования гранул, по крайней мере, на периферии образцов. Таким образом, в цилиндрической схеме прессования взрывом без центрального стержня невозможно получить однородный компакт с прочностью, сравнимой с прочностью материала гранул непосредственно после взрывного нагружения [27].

Третье условие в (1) связано с требованием достижения определенного уровня величины поверхностной удельной энергии, необходимой для активизации диффузионных процессов, ведущих к появлению прочных связей между частицами.

Рассмотренные условия в определенной степени независимы, так как изменение начальной пористости позволяет добиваться различных значений e_0 при одинаковых p . С другой стороны, E_k в сильной степени зависит от величины фракции при одинаковых p и e_0 , как отмечалось в [22]. Необходимость требования $E_k > E_{k\min}$ демонстрируется в [33]. Показано образование металлических связей между частицами, испытывавшими взаимное скольжение, приведшее к требуемой для этого концентрации поверхностной энергии, и отсутствие связей на контактах, где наблюдалось простое смятие частиц без заметного скольжения. Таким образом, возможна ситуация, когда достигается плотность материала, близкая к теоретической, но не обеспечивается связь по всей поверхности контактирующих частиц.

В [20] отмечалось также, что при компактировании материалов, когда возможно появление фазовых переходов, требуются естественные ограничения сверху на величины E_k , e_0 . Требование $t > t_{\min}$ связывалось в [20] с обеспечением достаточно длительного импульса сжатия, необходимого для полного захлопывания пор, определяемого $t_{\min}$. Это особенно важно при работе с крупной фракцией частиц.

В [20] отмечается, что оптимальный размер фракции, составляет $0,1 \div 1$ мм. Это заключение основывалось на экспериментальных данных [34]: фракция $0,1-0,5$ мм позволяет получить температуру контактов 1000°C для порошков насыпной плотности в технологически приемлемой области $p \leq 5$ ГПа. При этом легко обеспечить режим нагружения такой, что напряжения, возникающие при нагрузке, не будут приводить к разрушению образца. Предполагалось, что поверхностные температуры такого порядка в сочетании с интенсивными пластическими течениями и давлением способны приводить к образованию прочных связей между частицами. С другой стороны, поскольку в реальных взрывных экспериментах длительность импульса сжатия имеет порядок 10 мкс при массовой скорости порошка ~ 500 м/с (соответствующей $p \sim 5$ ГПа), то заведомо обеспечить условие $t > t_{\min}$ можно, ограничив размер фракции величиной 1 мм.

В работе [21] сделано предположение, что прочная связь между частицами образуется при достижении на контактах $T_{пл}$. Условием для этого является требование:

$$\tau \leq t_m, \quad t_m = \frac{1}{12\kappa} \left(\frac{a}{2} \frac{\Delta T}{\Delta T_s} \right)^2, \quad \tau = \frac{3,6a}{D}, \quad (4)$$

где ΔT_s , ΔT — соответствующие разницы между температурой плавления, средней установившейся температурой за фронтом и начальной; D — скорость ударной волны; τ — ширина ее фронта; t_m — характерное время достижения температуры плавления; κ — температуропроводность.

Отметим, что величина τ в (4) сильно завышена при $p \geq 1$ ГПа [20, 30]. В [21] обнаружено, что остаточная прочность компактов начинает возрастать при $\tau/t_m < 1$, хотя ее значения порядка и выше соответствующих монолиту свинца достигались только при $\tau/t_m \sim 10^{-3}$. Получение прочных компактов при $\tau \ll t_m$, по-видимому, связано не только с условием достижения $T_{пл}$, но и с требованием обеспечить само плавление определенной части материала вблизи поверхности частиц, связанным с дополнительными затратами энергии, что увеличивает необходимую величину D . Если наличие связей между контактами частиц действительно определяется плавлением контактных областей, то в критерий их образования помимо ΔT_s должна входить и скрытая теплота плавления. В [35] предложен критерий образования прочных компактов, обобщающий формулы (4).

В [21] однозначно связывается прочность компактов с τ/t_m . Между тем ряд значений этого параметра получен при различных давлениях УВ, которые сами по себе могут определить прочность спрессованных образцов. Замечание в [21] о том, что роль давления как такового не важна, так как статическое давление той же величины не приводит к об-

разованию связей, не совсем справедливо. Действительно, роль динамического давления может отличаться от статического, например, различным характером разрушения окисных пленок, степенью локализации пластической деформации контактных областей и др. Поэтому интересно изучить поведение прочности компактов в зависимости от размера частиц, определяющего отношение τ/t_m при одном и том же давлении.

В [2, 26] исследована прочность компактов из отожженных гранул стали ЭП-450 (микротвердость $290H_v$) с фракциями 40—70, 90—145, 145—310 и 310—440 мкм. Одно из исследованных давлений (6 ГПа) для крупной фракции находилось вблизи нижнего предела, требуемого для получения прочных компактов. Тогда из формулы (4) следует, что для мелкой фракции $p_{кр}$ УВ должно быть примерно в 2 раза выше. Однако при тех же условиях нагружения прочность компакта из мелкой фракции выше по сравнению с прессовкой из фракции 310—440 мкм [26]. Таким образом, этот эксперимент доказывает несостоятельность критерия (4).

В [23] выдвинут критерий

$$L = e_0 / (C(T_{пл} - T_0) + \lambda) > L_{min}, \quad (5)$$

где C — среднее значение теплоемкости между $T_{пл}$ и T_0 ; λ — скрытая теплота плавления. Ясно, что (5) можно переписать в виде $e_0 > e_{min}$ [20]. В предположении, что основная доля внутренней энергии выделяется по границам частиц, L определяет минимальное количество расплавов вдоль границ, необходимое для получения высокой прочности компактов.

В [24] показано, что прочность на растяжение $\sigma \geq \sigma_s/2$, где σ_s — прочность монолитного материала, достигается при $L_{min} \approx 0,22$ для порошка сплава AISI 9310 с фракцией частиц 60 мкм и начальной пористостью 1,7. Это соответствует $e_0 = 3,2 \cdot 10^5$ Дж/кг. Поскольку микротвердость быстрозакаленного порошка стали составляла $344H_v$, то применение критериев $p > H_v$ [2, 26] и (2) приводит к давлению перехода от квазистатического режима к динамическому $\sim 3,4$ ГПа и давлению получения прочного компакта 6,9 ГПа. Данные величины хорошо согласуются с результатами [24], где наблюдается пороговый характер появления связей между гранулами, соответствующий началу динамического режима в диапазоне давлений между 3,6 и 5,9 ГПа, и отмечено достижение компактом прочности $\sigma \geq 0,5\sigma_s$ при $p \approx 8$ ГПа.

Другим важным условием образования прочного компакта авторы [23] считают требование

$$t_r > t_s, \quad (6)$$

t_r — время нахождения образца под давлением до прихода волны разрежения; t_s — время кристаллизации расплавов по границам частиц. Условия $L > L_{min}$, $t_r > t_s$ ограничивают область компактирования на плоскости нормализованных параметров $t_r - e_0$.

Необходимо отметить, что догон волной разрежения УВ еще не приводит к возникновению растягивающих напряжений. Последние появляются как следствие взаимодействия встречных волн разрежения. В этой связи время возникновения растягивающих напряжений может существенно превышать (в зависимости от геометрии опыта) время прихода в данную точку одной из волн разрежения.

Требование (6) выдвигалось в [18] и иллюстрируется образованием сетки трещин на поверхности расплавов при их достаточно большой величине [30]. Результаты этого эксперимента подтверждают необходимость дополнения критерия (2) ограничением на время выдержки образца под высоким давлением до момента прихода растягивающих напряжений. Однако данный временной критерий не проверен в экспериментах, допускающих численный анализ результатов, хотя в [23] зафиксировано резкое падение прочности при уменьшении длительности УВ от 1—2 до 0,3 мкс.

Авторы [24] строят модель образования расплавленных зон по периферии частиц порошка, предполагая, что тепловая энергия выделяется в результате трения, а наличие расплавов приводит к удалению с поверхности частиц окисных пленок и заполнению пор, трещин в компактированном материале. Критерий по давлению образования расплавленной зоны толщиной δ по границам частиц, благодаря механизму трения, имеет вид

a , мкм	$p_{\min}$ (ГПа) при α , равном	
	1,4	1,6
100	10,8	7,2
50	21,6	14,4
10	107,8	72,0

$$p \geq \frac{3\delta [(T_{\text{пл}} - T_0)C + \lambda] \rho_0}{\mu a (\alpha - 1)}, \quad (7)$$

где μ — коэффициент трения частиц между собой. Недостатки данного механизма гетерогенного нагрева обсуждались в [22, 30]. Отметим только, что наличие трения не является необходимым для поверхностного разогрева. Последний возникает как естественное следствие локализации вязкопластического течения вблизи контактов частиц при схлопывании пор [36].

Второй критерий [23] $t_r > t_s$ выглядит теперь следующим образом:

$$t_r \geq \frac{\pi a^2}{64\kappa} \left\{ \frac{p [V_0 (\alpha - 1)] \lambda}{C [(T_{\text{пл}} - T_0)C + \lambda] (T_{\text{пл}} - T_0)} \right\}^2. \quad (8)$$

Принимая для Мо $\delta = 1$ мкм, получены величины критических давлений из уравнения (7) в зависимости от a , α , где a — размер частиц; α — пористость исходного порошка (см. таблицу [24]). Поскольку в [24] эксперименты проводились при $\alpha = 1,4$, $a < 45$ мкм, $p < 12$ ГПа, то, как следует из таблицы, данные условия недостаточны для плавления слоя 1 мкм на поверхности частиц, в чем, по мнению авторов, состоит причина получения недостаточной прочности у спрессованных образцов. Нахождение величины $E_{\text{к min}}$, входящей в условия образования прочных компактов (1), на базе требования конечного размера расплавов ~ 1 мкм [24] является, видимо, разумным подходом и использовалось в работе [30]. Отметим, что это позволяет найти нижнюю оценку давления прессования, если предположить, что $E_{\text{к min}} = e_0$.

Однако линейная зависимость $p_{\min}$ от величины фракции (см. таблицу) также находится в противоречии с экспериментами [2, 26] со сплавом ЭП-450, в которых прочность компактов при одинаковых режимах нагружения существенно не менялась при изменении фракции от 40—70 до 310—440 мкм.

Видимо, более общим критерием для образования прочного компакта является неравенство (2). Последнее, учитывая прочностные характеристики гранул, в отличие от (4), (5), (7) определяет переход к развитому динамическому режиму их деформирования, в ходе которого реализуются на всех или на части контактов первые из 4 условий (1). Рассмотренные критерии (4), (5), (7), основанные на требованиях достижения определенных теплофизических параметров на контактах, не в состоянии описать экспериментальные результаты. Поэтому образование связей при импульсном компактировании в определенном смысле есть прежде всего механический процесс интенсивной пластической деформации, а не чисто теплофизическое явление. В этой связи отметим, что обнаруженная в [22, 34] зависимость $T_{\text{к}}$ от фракции существует лишь в определенном диапазоне давлений и проявлялась при увеличении фракции от 20 до 300 мкм, т. е. на порядок.

Представляет интерес сравнить мощность энергии, выделяемой на контактах при сварке взрывом и прессовании порошков в режимах, приводящих к образованию прочной связи. Для этого оценим тепловую энер-

гию E_c , выделяемую на единицу площади в первом случае за время τ_c

$$E_c = f \cdot m_1 v_K^2 / 2, \quad \tau_c = 2b/c_0, \quad (9)$$

где f — численный коэффициент; m_1 , b , c_0 — масса на единицу площади, толщина метаемой пластины и скорость звука в ней. Величина τ_c соответствует порядку времени существования высоких давлений вблизи шва и оценивает сверху время тепловыделения. В качестве нижнего критерия сварки взрывом примем [1]

$$v_K \approx 1,14 \sqrt{H_v / \rho \gamma^2}, \quad (10)$$

ρ — плотность пластины; γ — угол соударения. Прочность соединения порядка σ_b для свариваемых пластин достигается при $\gamma = 10^\circ$. С учетом этого из (9) и (10), полагая $f \approx 1$, можно легко найти величину мощности тепловыделения W_c при сварке взрывом на единицу поверхности

$$W_c = E_c / \tau_c \approx 10 c_0 \cdot H_v. \quad (11)$$

В случае порошков с достаточно высокой начальной пористостью основная доля удельной энергии ударного сжатия запасается в виде тепловой энергии [22, 30, 34]. Поэтому вблизи давления получения прочного компакта ($p \approx 2H_v$), считая $\alpha_0 \approx 2$, имеем оценки для e_0 и энергии на единицу поверхности E_K (аналог E_c), выделяемых за время τ_n , принимая удельную поверхность контактов частиц равной $S = 3/\rho a$:

$$e_0 = p/2\rho \cdot (\alpha_0 - 1), \quad E_K = e_0/S = H_v a/3, \\ \tau_n = a/D = a/2 \cdot (\rho/2H_v)^{1/2}, \quad (12)$$

ρ — плотность; a — размер частиц. Оценка τ_n в (12) получена из связи D и p для порошка в предположении плотности за фронтом $\rho_K \approx \rho$ и с учетом того, что в развитом динамическом режиме компактирования пространственная ширина фронта близка к размеру частиц [26]. Используя (12) и учитывая связь c_0 с модулем Юнга E , а значений микротвердости H_v с пределом текучести материала Y ($H_v \approx 3Y$), легко получить

$$W_n = \frac{E_K}{\tau_n} \approx \frac{D}{3} H_v \Rightarrow \beta = \frac{W_c}{W_n} \approx 6 \left(\frac{E}{Y} \right)^{1/2}.$$

Например, для литой стали ЭП-450, исследованной в [2, 19, 26], $Y = 640$ МПа, $E = 2 \cdot 10^5$ МПа, β равна 100 и увеличивается при переходе к менее прочным материалам. Таким образом, сравнение нижних режимов сварки взрывом и критерия получения прочного компакта приводит к важному выводу: мощности энергий пластической деформации, необходимой для образования связей при сварке взрывом, и прессовании порошков различаются на два порядка. Причина этого состоит в принципиально различной исходной геометрии взаимодействующих поверхностей в этих двух случаях. Наличие естественных концентраторов напряжений в порошке и обуславливает данную разницу.

Исходя из того, что одним из основных параметров, определяющих образование прочного соединения при сварке взрывом, является размер ЗИПД, представляло интерес обнаружить подобные зоны у поверхностей контактов частиц, прессуемых взрывом. С этой целью отжигали компакты из быстрозакаленных стальных гранул. Компактирование при $p = 28$ ГПа проводилось по плоской схеме нагружения [2] в развитом динамическом режиме, что обусловлено отмеченным выше принципиальным недостатком цилиндрического режима компактирования.

Прочность компактов на растяжение непосредственно после взрыва достигала значений более половины прочности исходной литой стали того же состава ($\sigma_b \approx 0,64$ ГПа). Особенность плоской схемы нагружения состоит в образовании слоя расплава вблизи подложки с характерными сферическими пустотами (рис. 4) [37]. Его структура говорит в пользу вытеснения воздуха из образца в развитом динамическом режиме компак-

Рис. 4. Структура на границе гранулы Си — подложка; $\times 50$.

тирования, где ширина фронта УВ порядка размера гранул. При такой геометрии нагружения на контактах, близких к направлению распространения фронта УВ, возможны условия пластического течения, подобные течению на контакте соударяемых поверхностей при сварке взрывом в безволновом режиме.

Гомологический интервал температур для компактов выбирался последовательным приближением при увеличении температуры отжига на 50° от 500 до 1000°C с одновременным исследованием структуры. При этом обнаружено, что после отжига при 750° в течение часа на контактах частиц, испытывавших интенсивную сдвиговую деформацию появились области с характерной мелкодисперсной структурой (рис. 5), в отличие от контактов, образовавшихся при плоском смятии, где связь не возникает. Эта структура сохранялась практически неизменной при росте температуры отжига до 900°C . Интервал $750\text{—}900^\circ\text{C}$ соответствует $0,55\text{—}0,65T_{\text{пл}}$. Более высокий интервал гомологических температур для взрывных компактов связан с меньшей степенью поверхностной деформации частиц по сравнению с деформацией в ЗИПД при сварке взрывом. Степень пластического течения при компактировании ограничена насыпной плотностью, формой частицы, их геометрией, скоростью нагружения. Все эти факторы требуют дальнейшего исследования.

Следует отметить общую особенность для ЗИПД при сварке взрывом и для приконтактной области частиц в компакте, состоящую в том, что структура этих областей не меняется в широком интервале температур: $300\text{—}500^\circ\text{C}$ для ЗИПД при сварке взрывом и $750\text{—}900^\circ\text{C}$ для приконтактной зоны спрессованных взрывом компактов.

Выводы

Показано, что деформационное состояние на контакте динамически взаимодействующих поверхностей может быть выявлено методом рекристаллизации. Найден интервал гомологических температур для определения деформационного состояния соединений и зоны интенсивной пластической деформации — R , параметра, связанного с физическими условиями реализации взаимодействия объемных атомов на внутриконтактной поверхности.

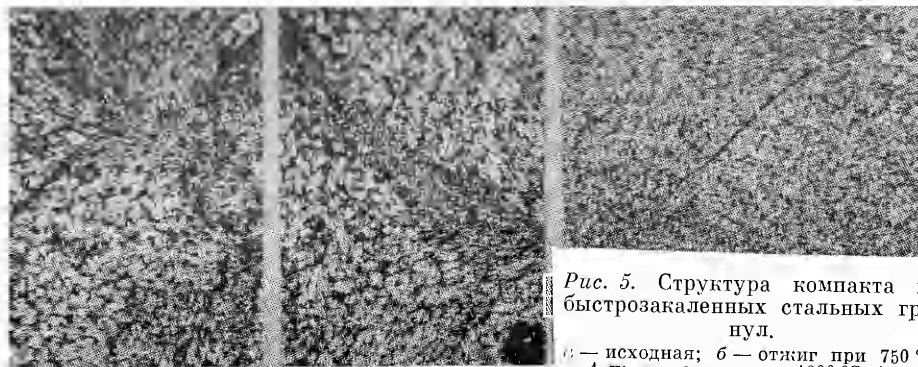


Рис. 5. Структура компакта из быстрозакаленных стальных гранул.
а — исходная; б — отжиг при 750°C , 1 ч; в — отжиг при 1000°C , 1 ч.

На примере сваренных взрывом медных и никелевых заготовок показано, что значения зоны интенсивной пластической деформации для эквивалентных условий сварки равны и для разных материалов составляют 0,8—1,5 % от толщины метаемой пластины в зависимости от шероховатости соударяемых поверхностей.

Показано, что как сварка взрывом, так и образование связей при прессовании порошков являются в первую очередь следствием локализованных на контактах деформационных процессов, которые вносят в исходную систему новый структурный уровень пластического течения.

Мощность выделяемой на контактах энергии локализованной пластической деформации, требуемой для образования прочных связей, в случае сварки взрывом и прессовании порошков отличается на два порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1980.
2. Нестеренко В. Ф., Лазариди А. Н., Першин С. А. и др. Свойства компактов из быстрозакаленных стальных гранул различных фракций, полученных ударно-волновым прессованием // Междунар. семинар по высокоэнергетической обработке быстрозакаленных материалов: Тр. Междунар. семинара, 1988.— Новосибирск, 1988.
3. Prümmer R. P. Explosive compaction of powders — state of art. High Energy Rate Fabrication: Proc. 9th Intern. conf., 18—22 Aug. 1986.— Novosibirsk, 1986..
4. Дерибас А. А., Пай В. В., Симонов В. А. Особенности соударения крупногабаритных пластин и некоторые дополнительные ограничения области сварки // Обработка металлов взрывом.— Марианские Лазни, 1976.
5. Loyer A., Telerman M., Hay D. et al. Explosive welding: the weldability window for dissimilar metals and alloys // Обработка металлов взрывом.— Марианские Лазни, 1976.
6. Mayer M. D. Impact welding using magnetically driven flyer plates: 4th Intern. Symp. of the Center for High Energy Forming.— Denver, Colorado, 1973.
7. McKee F., Crossland B. Further experiments on the mechanism of explosive welding // Ibid.
8. Stivers S. W., Wittman R. H. Computer selection of the optimum explosive loading and weld geometry // Ibid.
9. Wittman R. H. The influence of collision parameters on the strength and microstructure of explosion welded aluminium alloys: 2-й Междунар. симп. по использованию энергии взрыва.— Марианские Лазни, 1973.
10. Oberg A., Mårtensson N., Schweitz J. A. Fundamental aspects of formation and stability of explosive welds: Metallurgical Trans.— 1985.— 16A.
11. Кривенцов А. Н., Седых В. С. О роли пластической деформации металлов в зоне соединения при сварке взрывом // Физика и химия обработки материала.— 1969.— № 1.
12. Годунов С. К., Дерибас А. А., Захаренко И. Д. и др. Исследование вязкости металлов при высокоскоростных соударениях // ФГВ.— 1971.— 7, № 1.
13. Бондарь М. П., Оголихин В. М. О пластической деформации в зоне соединения при плакировании взрывом // ФГВ.— 1985.— 21, № 5.
14. Бондарь М. П., Оголихин В. М. Пластическая деформация и образование связи при сварке взрывом медных пластин // ФГВ.— 1988.— 24, № 1.
15. Захаренко И. Д. Определяющие процессы при сварке взрывом // ФГВ.— 1979.— 15, № 3.
16. Yucel Birol J. Plastic zone characterization by recrystallization // J. of Materials Sci. Letters.— 1987.— N 6.
17. Бурке Дж. Е., Тернболл Д. // Успехи физики металлов.— М., 1956.
18. Staver A. M. Metallurgical effects under shock compression of powder materials // Shock waves and high-strain-rate phenomena in metals. Concepts and applications/ Ed. M. A. Meyers, L. E. Murr.— N. Y.; L.: Plenum Press, 1981.
19. Бондарь М. П., Нестеренко В. Ф., Тесленко Т. С. и др. Оптимизация режимов термообработки взрывных компактов из быстрозакаленных гранул хромистой стали: Материалы V Всесоюз. конф. по импульсной обработке материалов.— Новосибирск, 1990.
20. Роман О. В., Нестеренко В. Ф., Пикус И. М. Влияние размера частиц порошка на процесс взрывного прессования // ФГВ.— 1979.— 15, № 5.— С. 102—107.
21. Raybould D. The cold welding of powders by dynamic compaction // Intern. J. of Powder Metallurgy and Powder Technology.— 1980.— 16, N 1.
22. Нестеренко В. Ф. Гетерогенный разогрев пористых материалов при ударно-волновом деформировании и критерий образования прочных компактов. Высокоэнергетическое воздействие на материалы: Сб. тр. 9-й Междунар. конф., Новосибирск, 18—22 авг. 1986 г.— Новосибирск, 1986.— С. 157—163.
23. Schwarz R. B., Kasiraj P., Vreeland T., Jr. et al. The effect of chock duration on the dynamic consolidation of powder. Shock waves in condensed matter: Proc.

- Amer. Phys. Soc. Topical Conf., July 1983.— Santa Fe: Elsevier Sci. Publ., 1984.
24. Ahrens T. J. et al. Shock compaction of molybdenum powder. Shock waves in condensed matter. Proc. Amer. Phys. Soc. Topical Conf., July 1983 // Ibid.
25. Нестеренко В. Ф. Особенности микромеханики порошков при сильном импульсном воздействии: Материалы X Всесоюз. конф. «Численные методы решения задач теории упругости и пластичности». — Новосибирск, 1988. — С. 212—220.
26. Nesterenko V. F., Lazaridi A. N. Regimes of shock wave compaction of granular materials: Proc. XII Intern. Conf. AIRAPT, Padeborn, 1989.
27. Нестеренко В. Ф. Нелинейные явления в конденсированных гетерогенных средах при импульсном воздействии: Материалы Всесоюз. конф. по сильновозбужденным состояниям. — Томск, 1990.
28. Wilkins M. L., Cline C. F. Simulation of explosive compaction experiment: Proc. II Meeting on Explosive Working of Materials, Novosibirsk 8—10 Sept., 1981. — Новосибирск: ИГ, 1981. — С. 166—173.
29. Wilkins M. L. Dynamic powder compaction. Intern. Conf. on High Energy Rate Fabrication. — San Antonio, 1984.
30. Нестеренко В. Ф. Нелинейные явления при импульсном нагружении гетерогенных конденсированных сред: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. — Новосибирск, 1988. — 370 с.
31. Carroll M. M., Kim K. T., Nesterenko V. F. The effect of temperature on viscoplastic pore collapse // J. Appl. Phys. — 1986. — 59, N 6.
32. Kusubov A. S., Nesterenko V. F., Wilkins M. L. et al. Dynamic deformation of powder materials as a function of particle size: Proc. Intern. seminar on high energy working of rapidly solidified and high temperature superconducting materials. — Novosibirsk, 1989.
33. Нестеренко В. Ф. Возможности ударно-волновых методов получения и компактирования быстрозакаленных материалов // ФГВ. — 1985. — 21, № 6. — С. 85—98.
34. Нестеренко В. Ф. К термодинамике ударного сжатия пористых материалов // Обработка металлов взрывом: Тр. 2-го Междунар. симп. по взрывной обработке материалов. — Т. 2. — Марианские Лазни, 1976.
35. Raybould D. Some theoretical aspects and mechanical properties of dynamic compacts: Mater Intern. Conf. on High Energy Rate Fabrication. — San Antonio, 1984.
36. Williamson R. L., Berry R. Microlevel numerical modeling of the shock wave induced consolidation of metal powders. Shock waves in condensed matter. — N. Y.; L.: Plenum Press, 1986.
37. Bondar M. P., Nesterenko V. F., Lazaridi A. N. A new method of production of strong compacts from rapidly solidified granules by explosively-thermal treatment: Тр. Междунар. конф. «Новые методы в физике и механике деформируемого твердого тела». — Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. — Ч. 2.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 26/VII 1990

УДК 621.762.4

А. В. Молотков, А. Б. Ноткин, Д. В. Елагин,
В. Ф. Нестеренко, А. Н. Лазариди

ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ ВЗРЫВНЫХ КОМПАКТОВ ИЗ ГРАНУЛ БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПОСЛЕ ТЕРМООБРАБОТКИ

Показано, что использование взрывного прессования (ВП) перед горячим газостатическим прессованием обеспечивает значительное улучшение структуры материала и повышение прочности. Разработана методика проведения горячего ВП и выявлены особенности структуры полученных компактов.

Изготовление конструкционных материалов методом взрывного прессования металлических порошков имеет ряд преимуществ по сравнению с горячим газостатическим прессованием (ГГП). Взрывное прессование дает возможность существенно снизить температуру процесса за счет создания давлений, в 10—1000 раз превышающих развиваемые в газостатических установках. Это позволяет в значительной мере сохранить фазовое и структурное состояния быстрозакаленных порошков, а также зафиксировать новые метастабильные фазы, что в конечном итоге обеспечивает получение компактного материала с уникальными свойствами.