

Рис. 4. Окружные деформации после первого периода,  $\Delta R/R = 0,2$ .

В условиях экспериментов [2]  $n = 9,9$ , т. е. на полусферу приходится 5 длин изгибной волны, что и наблюдается в расчетах.

Смещение центра взрыва вызывает постепенное увеличение максимальных окружных деформаций на первом периоде колебаний по мере продвижения от экватора к полюсу (рис. 4). Максимальные продольные деформации при этом практически не изменяются. Общая картина раскочки оболочки остается прежней, хотя количественные результаты несколько меняются. Так, при смещении центра взрыва до  $\Delta R/R = 0,2$  максимальная амплитуда колебаний в полюсной точке увеличивается с  $\sim 0,225$  до  $\sim 0,29$  % (см. рис. 3, б). Это несколько выше, чем в экспериментах [2], хотя качественно соответствует им, подтверждая, что основной вклад в раскочку колебаний вносит несимметрия, вызванная наличием присоединенной массы, а не смещение центра заряда.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. Г., Новиков С. А., Синицын В. А. ПМТФ, 1968, 6, 94.
2. Белов А. И., Клаповский В. Е., Корнилов В. А. и др. ФГВ, 1984, 20, 3, 71.
3. Абакумов А. И., Певницкий А. В., Соловьев В. П. и др. // Методы решения упругости и пластичности: Всесоюз. межвуз. сб.— Горький, 1984.
4. Абакумов А. И., Егунов В. В., Иванов А. Г. и др. ПМТФ, 1984, 3, 127.
5. Мальцев В. А., Степанов Г. В., Конон Ю. А. и др. Проблемы прочности, 1985, 12, 100.
6. Бахрах С. М., Певницкий А. В., Симонов Г. П. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики.— 1984.— Вып. 1(15).
7. Баталова М. В., Бахрах С. М., Винокуров О. А. и др. // Тр. Всесоюз. семинара по численным методам механики вязкой жидкости.— Новосибирск, 1969.
8. Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Телегин Г. С. ПМТФ, 1969, 4, 124.
9. Кузнецов П. М. Термодинамические функции и ударные адибаты воздуха при высоких температурах.— М.: Машиностроение, 1965.
10. Мальцев В. А., Конон Ю. А., Адищев В. В. и др. ФГВ, 1984, 20, 2, 97.

Поступила в редакцию 9/XI 1987,  
после доработки — 26/I 1989

УДК 621.7.044.2

#### ПОЛУЧЕНИЕ ВЗРЫВНЫМ КОМПАКТИРОВАНИЕМ ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ СИСТЕМЫ Mn—Al—C

А. А. Вертман, О. Г. Епанчинцев, Ю. И. Звездин, В. Ф. Нестеренко,  
С. А. Першин, М. П. Ревдель, Т. С. Родина

(Москва, Новосибирск)

Взрывное прессование применялось для получения компактов с целью достижения их высоких магнитных характеристик [1—3]. При этом в случае быстрозакаленных фольг, порошков [2, 3] данный метод наиболее приемлем, так как позволяет сохранить исходную структуру

Таблица 1

Образец	Исходное состояние	$\eta$	Магнитные свойства	
			$B_r$ , Гс	$H_c$ , Э
1	Изотропный	0,54	2400	2430
2		0,49	2360	2400
3		0,57	2100	2310
4	Текстурованный	0,47	2660	2520
5		0,43	2560	2400

материалов. Наиболее перспективны для изготовления магнитов без редкоземельных добавок сплавы Mn—Al [4], которые характеризуются сочетанием высокой коэрцитивной силы ( $H_c$ ), остаточной индукции  $B_r$  и прямоуглольностью петли гистерезиса, обеспечивающей высокую магнитную энергию  $(BH)_{\max}$  постоянного магнита. Однако сплавы этой системы хрупки и порошковая металлургия — единственный возможный способ получения из них изделий.

Попытки изготовить магниты с удовлетворительными свойствами традиционным способом (прессование + спекание) из порошка Mn—Al, изготовленного механическим дроблением, не увенчались успехом. Отсутствуют также данные по созданию компактов из быстрозакаленных порошков этой системы с сохранением их исходной структуры.

В настоящей работе изучались свойства спрессованных взрывом образцов из порошка сплава Mn—Al—C, полученного бездеформационными методами распыления расплава струей азота и самопроизвольного диспергирования (СПД) литого сплава. Исходные порошки изучались в изотропном и текстурованном видах. Последние приготавливались путем перемешивания с расплавом парафина и последующем его затвердении и закреплении частиц порошка в присутствии магнитного поля, что обеспечивало создание текстуры в его направлении. Частицы быстрозакаленного порошка (гранулы) имели в основном сферическую форму с размером 10—80 мкм (средний размер 30 мкм), микротвердость 800—1000 Hv и массовый состав: Al — 29 %, C — 1,75 %, Mn — остальное. Частицы Mn—Al—C, полученные методом СПД, имели неправильную форму и размер 10—3870 мкм (средний размер 60 мкм). Их массовый состав: Al — 29,5 %, C — 1,5 %, Mn — остальное. Магнитные свойства исходных порошков и компактов измеряли на установке УИМС, работающей в режиме медленно меняющегося поля ( $H_{\max} = 20$  кЭ) с регистрацией петель гистерезиса на двухкоординатном самописце. Компактирование взрывом проводилось в цилиндрической геометрии с центральным стержнем при технологических давлениях (давление детонации)  $p_r = 2-8,9$  ГПа.

В табл. 1 приведены магнитные свойства изотропных и текстурованных гранул исходного быстрозакаленного порошка. Коэффициент упаковки

$$\eta = \frac{\rho_0 - \rho_{\Pi}}{\rho_M - \rho_{\Pi}},$$

где  $\rho_0$ ,  $\rho_{\Pi}$ ,  $\rho_M$  — плотность образца, парафина и материала частиц порошка. Видно, что исходные гранулы, полученные быстрой закалкой из расплава, отличаются высоким уровнем коэрцитивной силы, существенно большим, чем для литого сплава Mn—Al (500—1500 Э), что обусловлено влиянием углерода. При этом остаточная индукция текстурованных образцов вдоль оси текстуры лишь незначительно выше, чем у изотропных образцов. Это может быть связано с тем, что гранулы исследованного порошка неоднородны в магнитном отношении, т. е. каждая из них содержит несколько кристаллитов единственной в этих сплавах магнитной ме-

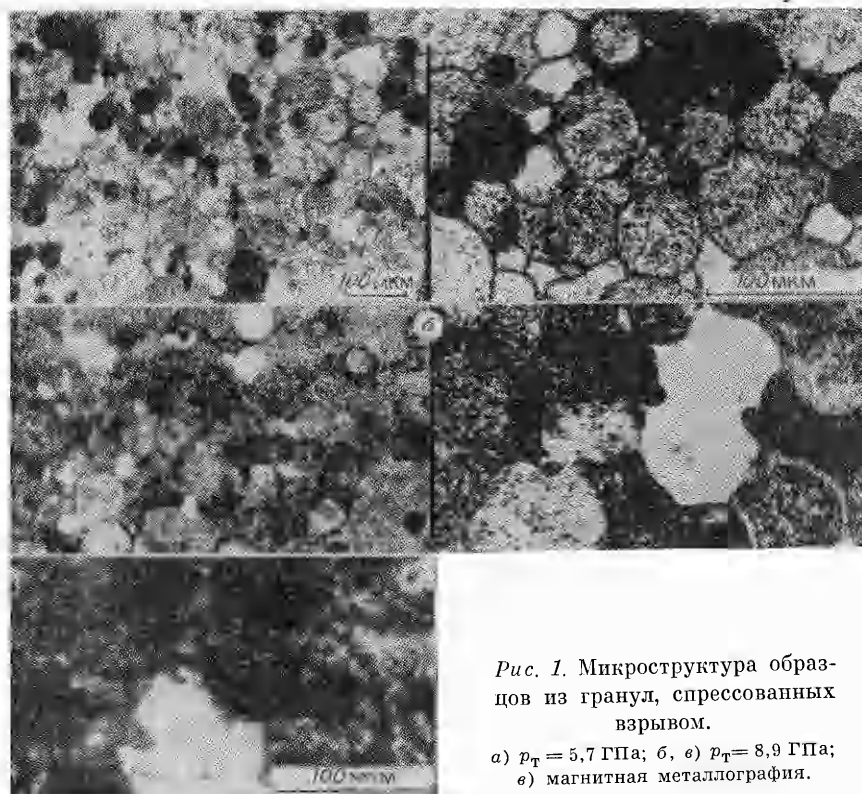


Рис. 1. Микроструктура образцов из гранул, спрессованных взрывом.

а)  $p_T = 5,7$  ГПа; б, в)  $p_T = 8,9$  ГПа; в) магнитная металлография.

тастабильной  $\tau$ -фазы с тетрагональной структурой, которые ориентированы различным образом.

Магнитные свойства порошка, полученного путем самопроизвольного диспергирования литого сплава, зависят от его последующей обработки — механического дробления, термообработки. В настоящей работе компактировались порошки четырех типов в зависимости от режимов их термообработки с исходными параметрами  $B_r = 1,25 \div 2,6$  кГс,  $H_c = 0,4 \div 1,14$  кЭ.

На рис. 1 представлена микроструктура образцов из быстрозакаленных гранул, полученных взрывным прессованием. Используемые давления соответствуют квазистатическому режиму деформирования данного порошка, который реализуется в области давлений  $p < 2Hv \approx 18$  ГПа [5, 6]. Для данных гранул это заведомо выполняется с учетом приведенных выше значений технологических давлений  $p_T$ . Поэтому деформация гранул в целом имеет характер, соответствующий статическому прессованию. Однако в отдельных местах имеются участки, вызванные большим

Т а б л и ц а 2

Образц	$p_T$ , ГПа	Магнитные свойства		Образц	$p_T$ , ГПа	Магнитные свойства	
		$B_r$ , Гс	$H_c$ , Э			$B_r$ , Гс	$H_c$ , Э
1	5,7	1900	3720	3	8,9	1500	4000
		1100	3690			900	3540
2	5,7	1700	3780	4	8,9	1700	3720
		1500	3810			1425	3800

П р и м е ч а н и е. Данные в числителе — для радиального, в знаменателе — для осевого направления измерения.

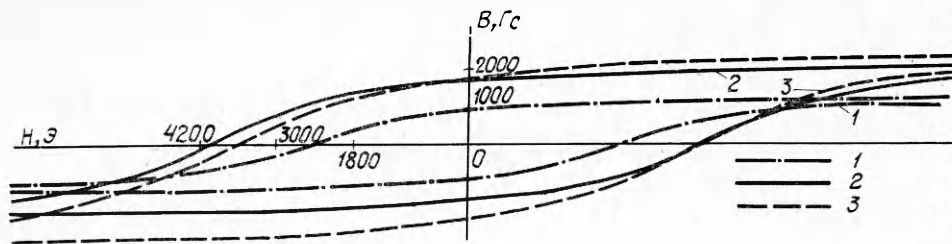


Рис. 2. Петли гистерезиса для быстрозакаленного сплава.

1 — исходный порошок в парафине ( $\eta = 0,47$ ); 2, 3 — спрессованный образец ( $p_T = 5,7$  ГПа) (осевое направление — (2), радиальное — (3)) (на оси абсцисс влево от нуля — величины отрицательные).

разбросом в радиусах частиц, и, возможно, с отличием их прочностных характеристик, обуславливающих локализацию пластической деформации в местах нахождения наименее прочных гранул. Пористость образца больше в случае меньшего давления детонации (см. рис. 1, а, б). Внутри гранул видны выделения равновесных немагнитных фаз  $\beta$ -Mn, Mn—Al и, по-видимому, карбидов  $Mn_3AlC$ . В некоторых гранулах (белых) выделений равновесных фаз нет. Часть из них — непревращенная высокотемпературная  $\epsilon$ -фаза (немагнитная), что подтверждает магнитная металлография (см. рис. 1, в) — при наложении магнитной суспензии эти зерна остаются белыми. Магнитная металлография показала также, что магнитное взаимодействие между гранулами проявляется слабо. Это приводит к их практически независимому перемагничиванию.

Магнитные свойства компактов из быстрозакаленных гранул приведены в табл. 2, а на рис. 2 показаны петли гистерезиса порошка и компакта. Плотности компактов для двух использованных давлений были близки ( $\approx 0,98 \rho_m$ ), поэтому данные для них в табл. 2 практически соответствуют свойствам материала частиц гранул. Из табл. 1, 2 и рис. 2 можно сделать важный вывод: взрывное компактирование приводит к существенному увеличению коэрцитивной силы (до 4000 Э) и понижению остаточной индукции. Вероятно, понижение остаточной индукции связано с частичным распадом  $\tau$ -фазы в результате высокоскоростной пластической деформации, обуславливающей значительное тепловыделение, и образованием немагнитных фаз  $\beta$ -Mn и Mn—Al. Рост коэрцитивной силы связан с диспергированием  $\tau$ -фазы вследствие появления выделений неферромагнитных фаз и увеличением степени дефектности кристаллической структуры.

Интересно, что наблюдается анизотропия магнитных свойств компактов, измеренных вдоль направления детонации и в радиальном направлении (см. табл. 2). В последнем случае  $B_r$  выше. Учитывая приведенные соображения о квазистатическом характере деформирования, наблюдаемую анизотропию можно связать не с особенностями деформирования гранул во фронте волны, а с пластическим формоизменением образца как целого.

Во всех компактах из порошка, полученного методом СПД, наблюдали выделения пластинчатых карбидов  $Mn_3AlC$ , имеющих в каждом зерне свою ориентировку, что характерно для исходного порошка и связано с условием охлаждения слитков перед самопроизвольным диспергированием. Как и в случае быстрозакаленных гранул, взрывное компактирование приводит к значительному росту (более чем в 3 раза) коэрцитивной силы прессовок по сравнению с исходным порошком. К аналогичному эффекту приводит и измельчение порошка в шаровой мельнице в течение 3—5 ч. На компактах из порошка СПД в оптимальном структурном состоянии при  $p_T \approx 6$  ГПа получены магнитные свойства:  $B_r = 2,6$  кГс,  $H_{cm} = 3,3$  кЭ,  $H_{св} = 1,8$  кЭ,  $(BH)_{max} = 1,5$  МГс · Э, что сопоставимо со свойствами некоторых анизотропных марок широко используемого феррита бария, например 9БА205.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Киселев А. И. ФГВ, 1977, 13, 1, 118.
2. Золотарев С. И., Воротникова О. И., Нестеренко В. Ф. и др. // Материалы Междунар. семинара HERAPS-88.— Новосибирск, 1989.
3. Нестеренко В. Ф., Аввакумов Е. Г., Першин С. А. и др. ФГВ, 1989, 25, 5.
4. Шур Я. С., Кандаурова Г. С., Магат Л. М. и др. ФММ, 1966, 22, 1, 39.
5. Нестеренко В. Ф. // Сб. тр. 7-го Междунар. симп. «Использование энергии взрыва для производства металлических материалов с новыми свойствами», Пардубице, ЧССР, 25—27 окт. 1988 г.— Т. 3.
6. Нестеренко В. Ф., Лазариди А. Н., Першин С. А. и др. // Материалы Междунар. семинара HERAPS-88.— Новосибирск, 1989.

Поступила в редакцию 17/XI 1988,  
после доработки — 2/III 1988

УДК 539.32

## К РАСЧЕТУ КАМЕР ДЛЯ ТЕРМОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

*П. Л. Абидуев, В. М. Корнев, В. И. Манжалей*  
(Новосибирск)

Камера для термоэнергетической обработки материалов это, как правило, герметически закрытый на время подрыва газовой смеси толсто-стенный сосуд цилиндрической формы. Она предназначена в основном для удаления заусениц деталей с помощью энергии детонационной волны [1]. Для тепловой защиты она может быть выполнена двухслойной с тонким внутренним покрытием из материала с высокой теплопроводностью. Поскольку камеры для обработки материалов газовой детонацией предназначены для достаточно длительной эксплуатации, то их конструктивные параметры должны быть выбраны таким образом, чтобы они удовлетворяли условиям длительной прочности.

Сложный процесс взаимодействия стенок камеры с продуктами детонации может быть представлен следующим образом. При инициировании газовой смеси вдоль стенок камеры начинают распространяться ударные волны (УВ), многократно отражаясь от торцов камеры, причем амплитуды волн, которые могут достигать несколько сотен атмосфер, быстро затухают во времени  $\sim 10^{-2}$  с [2]. Тепловой поток к стенкам камеры, обусловленный вынужденной конвекцией продуктов детонации, также характеризуется быстроубывающей функцией времени, имеющей примерно тот же порядок затухания, что и для УВ [3]. В работе [3] исследована зависимость теплового потока от времени  $Q(\tau)$  и на основе экспериментальных данных получена следующая приближенная формула:

$$Q(\tau) = Q_1 \exp(-\gamma\sqrt{\tau}) + Q_2 \exp(-\beta\tau), \quad (1)$$

где постоянные  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  зависят от геометрических размеров камеры, начального давления и состава газовой смеси.

В рамках линейной теории упругости расчет напряженно-деформированного состояния (НДС) камеры можно разделить на две независимые задачи:

- а) расчет динамической реакции камеры, вызванной действием УВ;
- б) расчет температурного поля с учетом соотношения (1); затем по полю температур определяются термоупругие напряжения в рамках невязанной квазистатической теории термоупругости.

В настоящей работе остановимся на второй задаче. Толщина  $H$  стенки камеры по сравнению с внутренним радиусом  $R$  и длиной  $L$  мала (обычно  $R/H \approx 4 \div 6$ ,  $L/H \approx 9$ ). Поэтому с достаточной для практики сте-