

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ЗАМКНУТЫХ СТАЛЬНЫХ ОБОЛОЧЕК ПРИ ВЗРЫВЕ ВНУТРИ НИХ ЗАРЯДОВ ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА

А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Синуцын  
(Москва)

Для исследования поведения замкнутых стальных оболочек при импульсном нагружении, осуществляющемся подрывом внутри них сферического заряда взрывчатого вещества (ВВ), применяются электрические тензометры сопротивления [1,2], а также конденсаторный метод [3]; последний применен в данной работе, так как позволяет с большей точностью получать непрерывную запись скорости движения наружной поверхности оболочки.

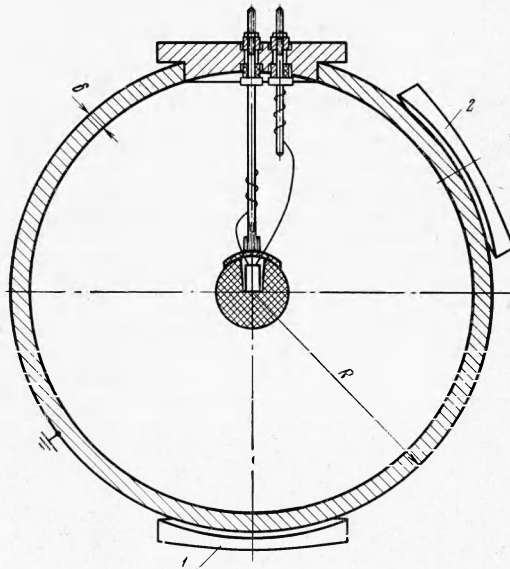
1. В опытах исследовались несколько видов замкнутых сферических и цилиндрических с эллиптическими днищами стальных оболочек.

Временное сопротивление ( $\sigma_b$ ) и предел текучести при деформации 0,2% ( $\sigma_s$ ) для материала этих оболочек, подвергнутых отжигу, были определены при помощи образцов-«свидетелей» и оказались равными  $\sigma_b = 41 \text{ кг/мм}^2$ ,  $\sigma_s = 20 \text{ кг/мм}^2$  для стали 15 и  $\sigma_b = 55 \text{ кг/мм}^2$ ,  $\sigma_s = 28 \text{ кг/мм}^2$  для сталей 25 и 35. Испытывалось шесть сферических оболочек 1, ..., 6 и две цилиндрических 7, 8, данные о которых приводятся ниже.

№	1	2	3	4	5	6	7	8
Сталь	35	25	15	35	35	25	35	35
$R=$	166.5	166.5	166.5	161.0	96.3	150	94.5	94.5
$\delta=$	13.5	13.5	13.5	8.0	7.8	32	6.0	6.0
$H=$	—	—	—	—	—	—	75	150

Здесь  $R$  — радиус,  $H$  — длина,  $\delta$  — толщина стенки приведены в мм.

Импульсное нагружение осуществлялось подрывом сферических зарядов ВВ различного веса, расположенных в центре оболочек при помощи тонкой стальной спицы



Фиг. 1

предотвращала прорыв наружу продуктов взрыва. Скорость движения поверхности сферических оболочек в зависимости от времени регистрировалась при помощи двух конденсаторных датчиков [3-5]. В опытах с цилиндрическими оболочками производилась запись скорости движения поверхности цилиндрической части оболочки и днища. Датчики 1 и 2 крепились независимо от оболочки.

Поверхность оболочки служила движущейся обкладкой конденсатора; второй (неподвижной) обкладкой был датчик.

Расшифровка осциллографической записи дает зависимость скорости движения поверхности оболочки от времени  $V = \varphi(t)$ . В работе использовался катодный осциллограф ОК-17М. Точность измерения скорости при помощи данного конденсаторного метода составляет (3-5%). Графическое интегрирование полученной зависимости  $V = \varphi(t)$  дает зависимость смещения оболочки от времени  $S = f(t)$ . Точность построения этой зависимости для достаточ-

но большого числа разбиений при графическом интегрировании не ниже нескольких процентов.

2. Типичные осциллограммы, полученные в опытах с различными оболочками, представлены на фиг. 2, где первый кадр соответствует цилиндрической оболочке; второй и третий — сферическим оболочкам при зарядах 130 и 240 г соответственно. На фиг. 3 даны зависимости  $V = \varphi(t)$ ,  $S = f(t)$ , полученные при обработке осциллограмм. Частота упругих колебаний сферической оболочки

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \left[ \frac{2E_1}{\rho(1-\mu)R^2} \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

Здесь  $T_0$  — период колебаний,  $E_1$  — модуль Юнга,  $\rho$  — плотность,  $\mu$  — коэффициент Пуассона,  $R$  — радиус.

Если оболочка в стадии активного нагружения переходит через предел текучести (динамический), то для описания деформации в пластической области вводится частота

$$\omega = \left[ \frac{2E_2}{\rho(1-\mu)R^2} \right]^{1/2} \quad (2.2)$$

При этом предполагается, что материал обладает линейным упрочнением;  $E_2$  — модуль упрочнения ( $E_2 < E_1$ ). Разгрузка оболочки после достижения максимальной деформации происходит упруго и характеризуется частотой колебаний  $\omega_0$  (предполагается, что коэффициент Пуассона постоянен в упругой и пластической области). Таким образом, средняя частота колебаний оболочки, переходящей через предел текучести, должна быть меньше частоты упругих колебаний. Величина кинетической энергии оболочки при движении ее к центру может быть достаточно большой для того, чтобы материал вторично (при сжатии) перешел в пластическое состояние. Вторичный и даже многократный переход материала оболочки в пластическое состояние в одном эксперименте может происходить также вследствие эффекта Баушингера.

Приводим некоторые значения первого периода  $T_1$  (мксек) колебаний оболочки 1 в зависимости от веса  $Q$  (г) подрываемого в ней заряда ВВ.

$Q$	135	161	192	198	242	292	292
$T_1$	115	130	149	150	168	176	180

Максимальным зарядом, при подрыве которого оболочка еще не переходила через предел текучести, был заряд весом 130 г. Первый период колебаний оболочек заметно увеличивается с ростом величины заряда. Период колебаний оболочек в упругой области хорошо совпадает с величиной, вычисленной по формуле (2.1). Предельная упругая деформация всех испытанных оболочек составляет (0.11—0.12%).

Из полученных осциллограмм видно наличие достаточно больших вторичных пульсаций скорости.

Период этих пульсаций  $\tau$  равняется времени циркуляции упругой волны по толщине оболочки  $\tau = 2\delta/C$ , где  $C$  — упругая скорость звука в бесконечной среде; для стали  $C = 5950$  м/сек. Результаты опытов указывают на зависимость амплитуды вторичных пульсаций и скорости их затухания от следующих двух факторов: от величины деформации оболочки в данном опыте; от степени деформации, предшествующей данному опыту. Наиболее отчетливо эта зависимость проявляется для оболочек с небольшой относительной толщиной.

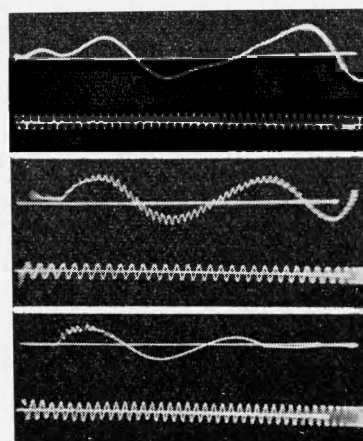
Так, если деформация оболочки в опыте не выходит за пределы упругой зоны и если до этого оболочка не подвергалась пластической деформации, то амплитуда вторичных пульсаций практически не затухает в течение первых нескольких периодов. Затухание происходит значительно интенсивнее в опытах с оболочками, которые перед этим испытали заметную пластическую деформацию или в процессе нагружения в данном опыте перешли через предел текучести [6]. Эти явления иллюстрируются вторым и третьим кадрами фиг. 2.

3. Изменение напряжения в оболочке в процессе колебаний схематично представлено на фиг. 4.

Положение равновесия после каждого полупериода колебаний, сопровождающегося переходом материала в пластическое состояние, будет смещаться на величину соответствующей остаточной деформации. Точка  $O$  характеризует начальное положение равновесия, точки  $C$  и  $B$  — соответственно, последующие положения равновесия. Точка  $B$  определяет суммарную остаточную деформацию оболочки после опыта.

Таким образом, если оболочка по крайней мере дважды переходит в пластическое состояние, то суммарная остаточная деформация оболочки должна отличаться от величины остаточной деформации в первом полупериоде. Полученные в опыте экспериментальные зависимости  $V = \varphi(t)$ ,  $S = f(t)$  позволяют оценить значение напряжения в оболочке даже в том случае, когда оболочка испытывает значительные пластические деформации.

При этом предполагается, что напряжение  $\sigma$  постоянно по толщине оболочки. Влиянием радиальной составляющей напряжения ввиду ее малости по сравнению с тан-



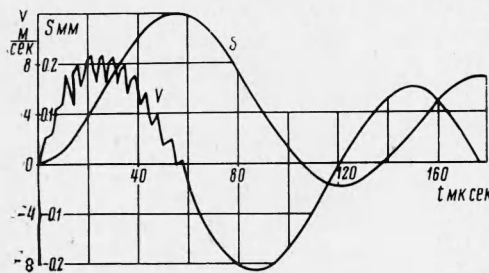
Фиг. 2

генциальной можно пренебречь. Очевидно, что это предположение близко к действительности лишь для относительно тонких оболочек. Максимальное напряжение в оболочке реализуется в первом периоде колебаний. Как следует из схемы фиг. 4, это напряжение можно вычислить по формуле

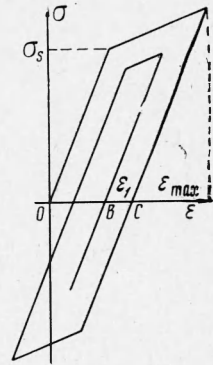
$$\sigma = \frac{\varepsilon_{\max} - \varepsilon_1}{1 - \mu} E_1 \quad (3.1)$$

Здесь  $\varepsilon_{\max}$  — максимальная деформация,  $\varepsilon_1$  — остаточная деформация в первом периоде.

Выше уже отмечалось, что  $\varepsilon_1$  в первом периоде может заметно превышать суммарную остаточную деформацию. Поэтому для определения максимального напряжения в первом периоде необходимо найти соответствующую ему величину остаточной деформации ( $\varepsilon_{\max}$  — определяется по экспериментальной зависимости  $S = f(t)$ ).

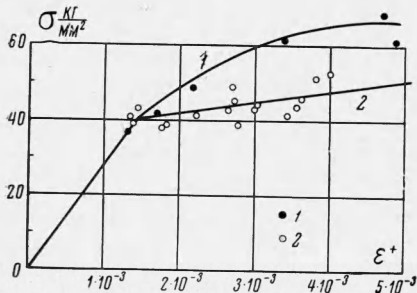


Фиг. 3



Фиг. 4

Так как максимальная скорость оболочки при движении к центру достигается тогда, когда вся запасенная упругая энергия оболочки переходит в кинетическую, то это соответствует ее прохождению через новое положение равновесия. Это позволяет



Фиг. 5

определить остаточную деформацию оболочки в первом периоде колебания, соответствующую этому новому положению равновесия, и по (3.1) величину напряжения<sup>1</sup>.

Из сравнения результатов одинаковых опытов, проведенных на той же оболочке через небольшой интервал времени (0.5—1.0 час), следует, что при деформировании оболочки происходит заметное упрочнение ее — наклеп, которое уменьшает деформацию в последующем опыте. Особенно заметно это сказывается в опытах с относительно толстыми оболочками. Результаты опытов, проведенных через значительное время (от одного до нескольких дней), показывают, что в течение этого времени свойства материала оболочки практически полностью восстанавливаются. Данные таких опытов с одинаковыми зарядами хорошо согласуются<sup>2</sup>. Используя это, можно построить зависимость  $\sigma$ - $\varepsilon$  для испытанных оболочек на основе результатов опытов, проведенных через большой интервал времени (фиг. 5). Здесь  $\sigma$  и  $\varepsilon^+$  максимальные напряжения и деформации оболочек 1 и 2 в первом полупериоде для каждого опыта.

Для более толстостенных оболочек необходимо учитывать значительный градиент напряжения по толщине оболочки.

<sup>1</sup> Такая оценка напряжения является несколько заниженной, так как не учитывает влияние давления разогретых продуктов взрыва внутри оболочки. Оценка величины этого давления показывает, что ошибка составляет величину порядка (10—15%).

<sup>2</sup> Восстановлению свойств стали способствует и заметное нагревание оболочки во время опыта. Согласно [7], нагревание стальных образцов, после их динамического нагружения до температуры 93° С приводит к полному восстановлению свойств материала через 12 мин, а при нагревании до 66° С через 100 мин.

Представленные на фиг. 5 для оболочек 1 и 2 зависимости  $\sigma-\varepsilon^+$  позволяют легко оценить величину динамического предела текучести материала оболочек, которая оказалась равной  $40 \text{ кг/мм}^2$  для оболочек 1 и 2 (ст. 25 и ст. 35), т. е. возросла примерно на 40% по сравнению со статическим значением.

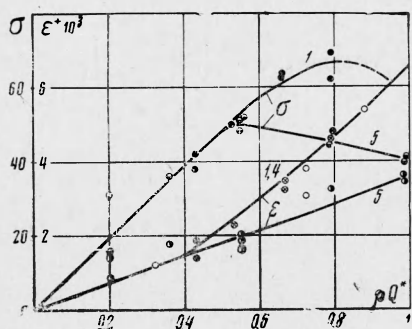
4. Из величин, определяющих поведение сферических оболочек, изготовленных из одного материала, при взрыве внутри них зарядов ВВ одного состава и плотности, можно составить один безразмерный параметр (влияние скорости деформирования не учитывается)

$$Q^* = Q / \delta R^2 \rho \quad (4.1)$$

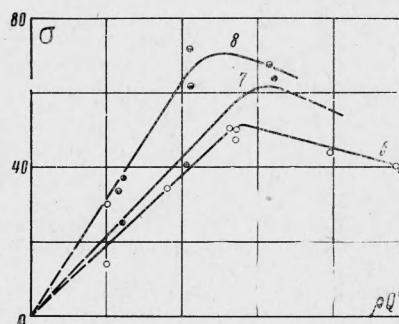
Возможность моделирования по этому параметру экспериментально исследовалась в опытах со сферическими оболочками 1, 4 и 5.

Все размеры оболочки 5 были в 1.73 раза меньше размеров оболочки 1. Оболочка 4 имела тот же внутренний радиус, что и оболочка 1, а толщину в 1.7 раза меньше. Результаты экспериментов представлены на фиг. 6. (На кривых указаны номера оболочек.) Из них следует, что значения максимальных деформаций для оболочек 1 и 5 хорошо описываются общей зависимостью лишь в области упругих деформаций ( $\varepsilon^+ \leq \leq 0.12\%$ ). В области пластических деформаций экспериментальные данные значительно различаются:  $\varepsilon^+$  заметно меньше для оболочки меньшего размера. Это различие резонно связать с влиянием скорости деформирования  $d\varepsilon/dt$ , которая обратно пропорциональна периоду колебаний оболочки, т. е. ее радиусу. С увеличением скорости

Материал	Q (г)	V+ (м/сек)	$\varepsilon_{\max} \times 10^3$	$\sigma_{\max}$ (кг/мм <sup>2</sup> )	$\varepsilon_2 \times 10^2$
Ст. 35	135	6,5	1,72	41,0	1,0
	167	9,0	2,19	49,0	
	207	14,5	3,17	62,5	
	207	15,0	3,38	61,5	
	250 *	20,0	4,5	67,5	
Ст. 25	140	6,5	1,38	38,5	2,5
	172	8,5	1,81	39,0	
	207	9,5	2,66	41,5	
	254	14,5	3,00	42,5	
	302	16,0	3,56	43,5	
	335 *	18,0	3,80	51,5	
Ст. 15	130	7,5	1,41	37,0	1,3
	165	9,0	2,04	37,5	
	201	9,0	2,20	16,8	
	240	12,0	4,08	16,8	
	290	14,5	4,56	31,0	
	400 *	16,0	4,9	28,0	



Фиг. 6



Фиг. 7

деформирования зависимость  $\sigma-\varepsilon$  заметно изменяется. Оболочка меньшего размера будет оказывать большее сопротивление деформации, что и приводит в опыте к меньшим значениям  $\varepsilon^+$ . Для оболочек 1 и 4, имеющих одинаковые радиусы, скорости деформирования совпадают, поэтому моделирование по параметру  $Q^*$  справедливо во всей исследованной области деформаций (фиг. 6).

5. Статические механические характеристики материалов исследуемых оболочек различаются мало. Однако в условиях взрывного нагружения влияние материала заметно сказывается на поведении геометрически одинаковых оболочек 1, 2, 3.

Максимальные положительные скорости  $V^+$  (направленные от центра оболочки) при взрыве одинаковых зарядов в оболочке из ст. 35 заметно больше, чем в оболочках

из ст. 15 и ст. 25 (табл. 1). Заметная разница имеется в значениях величин  $\sigma_{\max}$ ,  $\varepsilon_{\max}$ , а также в суммарных остаточных деформациях оболочек перед разрушением ( $\varepsilon_2$ ). Звездочкой в таблице указаны опыты, в которых произошло разрушение оболочки.

6. При статическом нагружении одинаковым внутренним давлением цилиндрических и сферических оболочек одинакового радиуса и толщины напряжения в стенке цилиндра примерно вдвое превышают напряжения в стенке сферы [8].

Реальная картина нагружения замкнутых цилиндрических оболочек при подрыве сферических зарядов ВВ гораздо сложнее. Во-первых, оболочка испытывает осевую деформацию, во-вторых, так как величина импульса, воспринимаемого единицей поверхности цилиндрической оболочки, меняется по длине (максимальная величина его имеет место в центральном сечении), то в оболочке возникают значительные изгибающие усилия.

По своему характеру осциллографическая запись движения цилиндрической оболочки, полученная при помощи конденсаторного датчика (фиг. 2), ничем не отличается от осциллограмм, полученных в опытах со сферическими оболочками. На осциллограммах, полученных при помощи датчиков, регистрирующих движение днища, отмечается вначале отрицательная (направленная внутрь оболочки) скорость движения. Это отрицательное смещение вызывается волной напряжения, распространяющейся по оболочке от наиболее близко прилегающей к заряду цилиндрической части ее к днищу со скоростью поперечных волн в стали и достигающей днища раньше, чем его достигнет воздушная ударная волна от заряда. Тангенциальные напряжения в цилиндрической оболочке можно определить из выражения

$$\sigma = (\varepsilon_{\max} - \varepsilon_1)E_1 / (1 - 0.5\mu) \quad (6.4)$$

Эта оценка не учитывает влияние днища на напряженное состояние у середины цилиндрической части оболочки. В оболочке с длинной цилиндрической частью ( $H = 2R$ ) влияние днища к моменту максимального расширения цилиндрической части не сказывается, так как возмущения от днища не успевают к этому времени туда дойти. При вычислении напряжений в цилиндрической части коротких оболочек ( $H = R$ ) влияние днища не учитывалось.

На фиг. 7 приведена полученная в экспериментах зависимость напряжения  $\sigma$  кг/мм<sup>2</sup> в цилиндрической оболочке от параметра  $Q^*r$  гсм<sup>-3</sup> для двух оболочек, представляющих собой сочетание цилиндра и двух эллиптических днищ. Для сравнения там же приведена эта зависимость для сферической оболочки того же радиуса (на кривых указаны номера оболочек).

Из представленного графика следует, что напряжение в цилиндрической оболочке с  $H = 2R$  заметно больше, чем в цилиндрической с  $H = R$  и сферической оболочках при одном и том же параметре моделирования  $Q^*$ .

Результаты, полученные в экспериментах с короткой цилиндрической оболочкой, мало отличаются от аналогичных результатов для сферической оболочки. Это объясняется малым различием в их форме.

Поступила 16 II 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Baker W. E., Allen F. J. The Response of Elastic Spherical Shells to Spherically Symmetric Internal Blast Loading. Proc. Third US Nat. Congr. Appl. Mech., N. — Y., 1958, p. 79—87.
2. Baker W. E. The Elastic — Plastic Response of thin Spherical Shells to Internal Blast Loading, J. Appl. Mech., 1960, vol. 27, No. 1.
3. Иванов А. Г., Новиков С. А. Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности. Приборы и техника эксперимента, 1963, № 1.
4. Иванов А. Г., Новиков С. А., Синицын В. А. Исследование упруго-пластических волн в железе и стали при взрывном нагружении. Физика твердого тела, 1963, т. 5, вып. 1.
5. Taylor J. W., Rice W. H. Elastic — Plastic Properties of Iron. J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, No. 2.
6. Иванова В. С., Гордиенко Л. К. О влиянии циклического нагружения на физические свойства металла. Прочность металлов при переменных нагрузках. Изд-во АН СССР, 1963, стр. 23—38.
7. Wheeland T., Wood D. S., Clark D. S. A study of the mechanism of the delayed yield phenomenon. Trans. Amer. Soc. Metals, 1953, vol. 45.
8. Хилл Р. Математическая теория пластичности. М., Гостехиздат, 1956.