

УДК 532.522+536.422.1

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ НА ХАРАКТЕР КУМУЛЯТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ

Ю. А. Тришин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Описан процесс схождения вязкой облицовки кумулятивного заряда к оси симметрии. Показано, что диссипация энергии оказывает существенное влияние на данный процесс. При малых углах схождения возможен сильный фазовый взрыв метастабильной жидкости внутренних сильно нагретых слоев облицовки, сравнимый со взрывом тротила. С увеличением угла схождения наблюдается слабый фазовый “взрыв”, приводящий к различному поведению кумулятивных струй в зависимости от вида материала оболочки.

Основное различие в действии плоских кумулятивных зарядов и зарядов с осесимметричными облицовками состоит в том, что в процессе метания взрывом клиновидная облицовка не подвергается существенным деформациям. Осесимметричная облицовка, обжимаемая продуктами детонации взрывчатого вещества (ВВ), испытывает значительные деформации, под действием которых слои оболочки скользят друг относительно друга. При этом существенное влияние на процесс схождения оболочки к оси симметрии оказывают механизмы диссипации энергии. Для зарядов с плоскими облицовками, ускоряемых взрывом, диссипация энергии практически отсутствует даже при метании скользящей детонационной волной, так как отсутствует проскальзывание слоев пластины. Об этом свидетельствует форма запрессованных в пластину индикаторных проволочек [1]. После косоугольного соударения пластин форма проволочек значительно искажается, особенно вблизи поверхности соударения. Следовательно, только на стадии соударения и струеобразования в плоских зарядах возможна диссипация механической энергии.

В работе [2] на примере обжатия взрывом цилиндрических оболочек экспериментально и теоретически показано, что процесс схождения оболочки к оси симметрии наиболее точно описывается моделью ньютоновской жидкости. Следовательно, из-за действия вязких сил при схлопывании осесимметричных оболочек процесс диссипации энергии должен изменять характеристики образующихся кумулятивных струй в зависимости от вида материала оболочки. Кроме того, можно подобрать такие параметры заряда и цилиндрической оболочки, чтобы начальная кинетическая энергия оболочки полностью трансформировалась в тепловую энергию и оболочка остановилась при достижении некоторого радиуса R^* [2].

Для приближенного расчета кумулятивного заряда коническую облицовку можно разделить сечениями, перпендикулярными оси конуса, на ряд колец и считать, что они движутся независимо друг от друга.

Для инерционного движения кольца вязкой несжимаемой жидкости в работе [2] получено уравнение движения для внутренней поверхности цилиндрической оболочки радиуса R

$$R\dot{R} = (R_0\dot{R}_0 + 4\nu) \frac{\sqrt{\ln(R_{10}/R_0)}}{\sqrt{\ln(R_1/R)}} - 4\nu, \quad (1)$$

где R_1 — наружный радиус; R_{10} — наружный радиус при $t = 0$; R_0 и \dot{R}_0 — радиус внутренней поверхности оболочки и ее скорость при $t = 0$; ν — коэффициент кинематической вязкости.

Из условия несжимаемости оболочки следует

$$R_1^2 - R^2 = R_{10}^2 - R_0^2 = A^2. \quad (2)$$

Удельная мощность сил диссипации

$$N = \frac{dE}{dt} = 4\nu \frac{(R\dot{R})^2}{r^4},$$

где r — независимая переменная ($R \leq r \leq R_1$); E — удельная энергия. Из несжимаемости оболочки следует $r^2(t) = R^2(t) + r_0^2 - R_0^2$, где r_0 — начальный радиус частицы, находящейся в толще оболочки ($R_0 \leq r_0 \leq R_{10}$). Отсюда в адиабатическом приближении для частицы с радиусом r_0 получаем приращение температуры

$$\Delta T = \frac{4\nu}{c} \int_0^t \frac{R^2 \dot{R}^2}{(R^2 + r_0^2 - R_0^2)^2} dt, \quad (3)$$

где c — удельная теплоемкость оболочки. Можно найти приближенное решение уравнения (3), учитывая, что на начальной стадии схлопывания \dot{R} мало отличается от \dot{R}_0 [3]. Тогда соотношение (3) примет вид

$$\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2 = \frac{4\nu}{c} \dot{R}_0^2 \int_0^{t_*} \frac{R^2}{(R^2 + r_0^2 - R_0^2)^2} dt + \frac{4\nu}{c} \int_{t_*}^t \frac{(R\dot{R})^2}{(R^2 + r_0^2 - R_0^2)^2} dt, \quad (4)$$

где t_* — время, в течение которого \dot{R} мало отличается от \dot{R}_0 .

Если положить $R = R_0 - \dot{R}_0 t$, то первый интеграл ΔT_1 легко вычисляется:

$$\Delta T_1 = \frac{2\nu \dot{R}_0}{c} \left[\frac{R_*}{R_*^2 + r_0^2 - R_0^2} - \frac{R_0}{r_0^2} + \frac{1}{\sqrt{r_0^2 - R_0^2}} \operatorname{arctg} \frac{(R_0 - R_*) \sqrt{r_0^2 - R_0^2}}{r_0^2 - R_0^2 + R_0 R_*} \right].$$

Для определения ΔT_2 , когда внутренняя поверхность кольца приближается к оси ($R \rightarrow 0$), разложим знаменатель соотношения (1) в ряд и, используя (2), получим с точностью до $\varepsilon^2 = (R^2/A^2)^2$ его значение $(1/2) \ln(A^2/R^2) = (4/3)(1 - 3\varepsilon)$. Тогда из уравнения (1) имеем

$$R^2 = (R_*^2 + b/a) \exp(-a\tau) - b/a, \quad (5)$$

где $a = (2,598/A^2)(R_0\dot{R}_0 + 4\nu)(\ln(R_{10}/R_0))^{1/2}$; $b = 0,667A^2a - 8\nu$; $\tau = t - t_*$. Из соотношений (4), (5) находим

$$\Delta T_2 = -\frac{a\nu}{c} \left[\frac{B}{\exp(-a\tau) + B} - \frac{B}{1 + B} + \ln \left(\frac{\exp(-a\tau) + B}{1 + B} \right) \right],$$

где $B = (r_0^2 - R_0^2 - b/a)/(R_*^2 + b/a)$. Результаты расчета распределения температуры ΔT_1 по толщине медных и железных колец при $R_* = 0,3R_0$ представлены в табл. 1, а температуры ΔT_2 для медных колец при $R = 0,1R_0$ — в табл. 2 ($\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2$). Начальная

Таблица 1

r_0 , см	r , см	Cu		Fe	
		ΔT_1 , К	H , Дж/г	ΔT_1 , К	H , Дж/г
1,00	0,30	1710	650	5550	3550
1,01	0,33	1420	540	4600	2940
1,02	0,36	1210	460	3910	2500
1,03	0,39	1050	400	3090	1980
1,05	0,44	830	320	2680	1720
1,07	0,48	680	260	2200	1410
1,09	0,53	550	210	1790	1150
1,10	0,55	510	195	1660	1070

Таблица 2

r_0 , см	r , см	ΔT , К	H , Дж/г
1,00	0,10	5700	2180
1,01	0,17	2760	1050
1,02	0,22	1910	730
1,03	0,26	1500	570
1,05	0,33	1060	405
1,07	0,39	820	310
1,09	0,45	640	240
1,10	0,47	590	225

скорость $\dot{R}_0 = 10^5$ см/с, а также начальные геометрические размеры $R_0 = 1$ см, $R_{10} = 1,1$ см для обоих колец одинаковы. Отличаются они только значениями кинематического коэффициента вязкости ν , который для меди при начальной скорости деформации порядка 10^5 с $^{-1}$ составляет $(0,7 \div 1,0) \cdot 10^4$ см 2 /с [2, 4], для железа — $(3,8 \div 5,1) \cdot 10^4$ см 2 /с [5]. Скорость деформации при радиальном сжатии цилиндрической оболочки определяется выражением

$$\dot{\epsilon} = \frac{R_0 \dot{R}_0}{\delta_0} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{\sqrt{A^2 + R^2}} \right),$$

где $\delta_0 = R_{10} - R_0$. В расчетах удельные теплоемкости меди и железа принимались равными 0,382 и 0,64 Дж/(г · К).

Разогрев, обусловленный вязкостью, неравномерен по толщине материала оболочки и увеличивается по мере сжатия оболочки к центру. Максимальный рост температуры достигается на ее внутренней поверхности. Рост температуры изменяет свойства материала оболочки и, в частности, коэффициент динамической вязкости.

Согласно теории Френкеля — Эйринга [5], разработанной для жидкости и примененной в [6] для описания экспериментов по ударно-волновому нагружению металлов вплоть до температуры плавления, коэффициент динамической вязкости η жидкости зависит от температуры T и степени сжатия σ следующим образом:

$$\eta(\sigma, T) = \eta_0 \sigma \exp [E_a(\sigma)/T].$$

Из физических соображений следует, что для работы, связанной с вязким движением при образовании вакансий, энергия активации E_a имеет вид $E_a = A + B\sigma^3$. Константы A , B определялись из ударно-волновых экспериментов в металлах.

Для алюминия и свинца экспериментально установлено [6], что с ростом интенсивности ударной волны вязкость вначале увеличивается, а затем, пройдя через максимум при $\sigma \approx 1,4$, уменьшается. Нетривиальная зависимость коэффициента вязкости от интенсивности ударной волны, по-видимому, может быть качественно интерпретирована конкуренцией процессов, связанных со сжатием материала, и тепловых процессов.

Аналогичная ситуация наблюдается при сжатии к оси цилиндрической оболочки. Уменьшение вязкости внутренних слоев из-за их более сильного нагрева компенсируется более высокой степенью сжатия, так как на внутренней поверхности цилиндра и в прилегающих слоях давление растет с уменьшением радиуса сжатия оболочки.

Уравнения Навье — Стокса для сжатия несжимаемой цилиндрической оболочки к оси имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0. \quad (6)$$

Вязкость в уравнения (6) не вошла. Она представлена выражением $\eta(\text{grad div } \mathbf{u} - \text{rot rot } \mathbf{u})$, в данном случае равным нулю, так как из-за несжимаемости жидкости $\text{div } \mathbf{u} = 0$, а из-за цилиндрической симметрии течения $\text{rot } \mathbf{u} = 0$. Вязкость входит в граничные условия. На внутренней и внешней поверхностях оболочки нормальное напряжение отсутствует ($\sigma_{rr} = 0$). Поскольку $\sigma_{rr} = -p + 2\eta\partial u/\partial r$, можно записать

$$p|_{r=R} = 2\eta\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)_{r=R}, \quad p|_{r=R_1} = 2\eta\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)_{r=R_1}. \quad (7)$$

Из уравнения неразрывности (6) имеем

$$u = F(t)/r = R\dot{R}/r. \quad (8)$$

Продифференцировав соотношение (5) по времени и подставляя в (8), получаем

$$u = -(1/(2r))(aR^2 + b),$$

откуда следует, что давление на внутренней поверхности цилиндрической оболочки согласно (7) имеет вид

$$p|_{r=R} = \rho\nu(a + b/R^2). \quad (9)$$

Оценка давления на внутренней поверхности рассматриваемого медного кольца ($\nu = 0,7 \cdot 10^4$ см²/с) дает значения 245 кбар при $\dot{R}_0 = 10^5$ см/с и 720 кбар при $\dot{R}_0 = 1,5 \cdot 10^5$ см/с, когда внутренний радиус становится равным 0,06 см. Следует отметить, что значение коэффициента кинематической вязкости выбрано из большого объема экспериментальных данных по схлопыванию медных цилиндров слоями ВВ типа ТГ 50/50 различной толщины [2]. Именно при этом значении кинематической вязкости экспериментальные и расчетные кривые $R_1 = R_1(t)$ совпадают на всем пути схлопывания медных оболочек.

Для грубой оценки степени сжатия материала вблизи внутренней поверхности цилиндра воспользуемся уравнением состояния металлов в форме Тэта

$$p = B[\sigma^n - 1],$$

где n , B — параметры, характеризующие материал оболочки (для меди $B = 2,5 \cdot 10^2$ кбар, $n = 4$). Отсюда получаем, что $\sigma = 1,2$ при $\dot{R}_0 = 10^5$ см/с и $\sigma = 1,4$ при $\dot{R}_0 = 1,5 \cdot 10^5$ см/с.

Наибольшее значение давления достигается во внутренних слоях цилиндрической оболочки. Проинтегрировав второе уравнение (6) по радиусу с учетом соотношения (8), находим

$$p(r, t) = p_R + \rho \left[\frac{(R\dot{R})^2}{2} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{r^2} \right) - (\dot{R}^2 + R\ddot{R}) \ln \frac{r}{R} \right],$$

где p_R определяется соотношением (9); ρ — плотность. Давление достигает максимального значения при $r_{\max}^2 = (R\dot{R})^2/(\dot{R}^2 + R\ddot{R})$, что следует из условия $\partial p/\partial r|_{r=r_{\max}} \equiv 0$. Окончательно распределение давления по толщине оболочки в зависимости от времени имеет вид (рис. 1)

$$p(r, t) = \rho\nu \left(a + \frac{b}{R^2} \right) + \frac{\rho a^2}{2} \left(R^2 + \frac{b}{a} \right) \left[\frac{1}{4} \left(R^2 + \frac{b}{a} \right) \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{r^2} \right) - \ln \frac{r}{R} \right], \quad (10)$$

а значение радиуса, на котором давление максимально:

$$r_{\max} = \sqrt{(R^2 + b/a)/2}. \quad (11)$$

В выражение (10) время входит через зависимость $R(t)$, определяемую соотношением (6). Из уравнений (10), (11), в частности, следует, что на расстоянии $R = 0,06$ см от оси

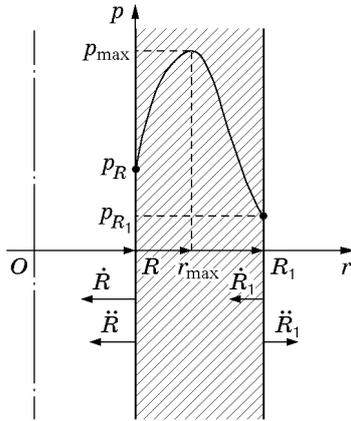


Рис. 1. Схема схождения вязкой цилиндрической облицовки к оси симметрии. Распределение давления по толщине облицовки

симметрии для медного кольца, движущегося со скоростью $\dot{R}_0 = 10^5$ см/с, максимальное давление $p_{\max} = 260$ кбар, а при $\dot{R}_0 = 1,5$ км/с значение $p_{\max} = 1070$ кбар. Приведенные примеры показывают, что влияние давления на коэффициент динамической вязкости во внутренних слоях цилиндрической оболочки сводится к тому, что значение этого коэффициента может не измениться ($\eta = \eta_0$) или даже увеличиться, несмотря на рост температуры в слоях, примыкающих к внутренней поверхности цилиндра.

Из расчетов (см. табл. 1, 2) следует, что скорость роста температуры для медной и железной оболочек составляет $3 \cdot 10^8$ и 10^9 К/с для частиц оболочек, находящихся на расстоянии $r_0 = 1,01$ см.

В работе [7] показано, что при времени нагрева 0,1–10,0 мкс возможен перегрев металлической жидкости вплоть до предельно устойчивых состояний, определяемых спинодалью. В реальных условиях перегрев жидкости затруднен тем, что жидкость содержит готовые центры (например, газовые включения). Однако при большой мощности подвода энергии доля вещества, испарившегося через свободную поверхность и поверхность зародышей, невелика. В этом случае возможен перегрев жидкости и близкий подход к спинодали, являющейся границей термодинамической устойчивости существования метастабильной жидкости, соответствующей переходу жидкости в пар. Оценки показывают, что перегрев метастабильной жидкости, близкий к предельному, возможен при $\dot{T} \geq 10^8$ К/с [7].

При приближении к спинодали со стороны метастабильной жидкости флуктуации резко увеличиваются. При пересечении спинодали происходит потеря термодинамической устойчивости жидкой фазы, и в результате взрыва она переходит в двухфазное состояние. Переход жидкости в пар в основном определяется не кинетикой испарения через межфазную поверхность, а кинетикой гомогенного образования зародышей пара. Возникновение таких зародышей возможно благодаря флуктуациям в жидкости.

В то же время метастабильная жидкость при $T/T_c = 0,88$ (T_c — критическая температура) обладает значительной устойчивостью по отношению к флуктуациям, которые лишь при приближении к спинодали резко увеличиваются. При $T/T_c < 0,88$ переход метастабильной жидкости в двухфазное состояние определяется механизмом гетерогенного образования и роста зародышей пара.

При заданном давлении перегретая жидкость обладает избыточной энтальпией. Для точки спинодали имеем

$$H_s - H_0 = \int_{T_0}^{T_s} C_p dt,$$

где H_0 — энтальпия в точке кипения T_0 ; C_p — теплоемкость жидкости в метастабильной

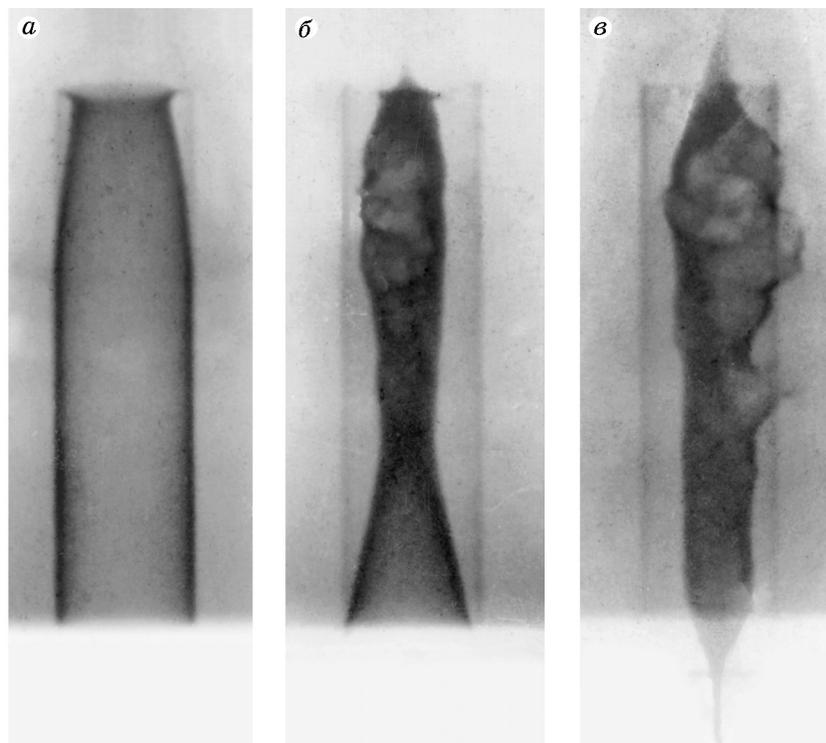


Рис. 2. Рентгенограммы обжатия медной цилиндрической облицовки скользящей детонационной волной, распространяющейся по коаксиальному заряду (сверху вниз):
 а — $t = 9,7$ мкс; б — $t = 17,4$ мкс; в — $t = 22,4$ мкс

области. При взрывном переходе эта энтальпия расходуется на частичное испарение жидкости, в результате температура системы понижается. Доля жидкости, превратившейся в пар, $\beta_s = (H_s - H_0)/\lambda_0$ (λ_0 — теплота парообразования при $T = T_0$). Таким образом, фазовый взрыв характеризуется тепловым эффектом $H_s - H_0$ и паровыделением β_s .

Расчеты показывают, что для медного кольца (см. табл. 1) даже внутренний слой не нагревается до температуры спинодали T_s , которая согласно уравнению спинодали по Фюрту определяется из выражения $P/P_c = 10(T/T_c) - 9$ и при $P_s = 0$ равна $T_s = 0,9T_c = 4900$ К. Только при радиусе $R = 0,1R_0$, близком к радиусу медного цилиндра $R^* = 0,05R_0$ [2], температура внутренней поверхности и прилегающей к ней окрестности превышает температуру на спинодали 5700 К (см. табл. 2). При этом возможно взрывное испарение внутреннего слоя с тепловым эффектом $H - H_0 = 1,1$ кДж/г (см. табл. 2) и газовой выделением $\beta = 0,166$. Для железного цилиндра даже на стадии движения с постоянной скоростью $\dot{R} = 10^5$ см/с (см. табл. 1) температура слоя толщиной $1 \text{ см} \leq r_0 \leq 1,02 \text{ см}$ выше температуры спинодали ($T_s = 5700$ К). Для внутреннего слоя железного цилиндра параметры взрыва следующие: $H - H_0 = 3,4$ кДж/г, $\beta = 0,54$. Тепловой эффект взрыва сравним со взрывом заряда тротила, равного 4,2 кДж/г.

Таким образом, для цилиндрического или конического (с малым углом конусности) схождения материала облицовки к оси возможен фазовый взрыв. На рис. 2 представлена рентгенограмма обжатия медной трубки ($R_{10} = 1$ см, $R_0 = 0,9$ см, $R_0 \approx 1$ км/с) слоем ТГ 50/50 в режиме скользящей детонации. Измеренный угол схождения облицовки к оси симметрии составляет около 15° . Внутри трубки отчетливо видны отдельные жидкие фрагменты внутренних слоев оболочки, образовавшиеся после взрыва этих слоев. На рис. 2–4 время отсчитывается с момента инициирования заряда.

На рис. 3 представлены рентгенограммы процесса обжатия медной трубки ($R_{10} = 1,43$ см, $R_0 = 1,3$ см) высотой 60 мм коническим зарядом ТГ 50/50 с углом раствора конуса $\beta = 30^\circ$ в режиме скользящей детонации, распространяющейся от основания конуса по направлению к его вершине. На участке, где слой ВВ достаточно толстый, цилиндрическая облицовка сходится к оси под малым углом, поэтому в верхней части облицовки происходит фазовый взрыв внутренних слоев облицовки, в конечном счете приводящий к расхлопыванию верхней части облицовки. В частях облицовки, расположенных ниже по ходу волны детонации, угол схождения непрерывно увеличивается из-за того, что скорость кольцевых элементов облицовки, лежащих впереди, больше скорости следующих за ними элементов, так как слой ВВ по ходу детонации непрерывно уменьшается. Действительно, в верхней части медной трубки толщина слоя ВВ достигает 19 мм, а в нижней части — 2,7 мм. Тогда по формуле Гарни скорость метания равна [8]

$$u = \sqrt{3/(k^2 - 1)D\mu/(2 + \mu)} = \sqrt{3/8} D\mu/(2 + \mu),$$

где μ — отношение массы ВВ к массе метаемого тела на единицу площади. При $\mu \rightarrow \infty$ $u_1 = \sqrt{3/8} D$, поэтому в верхней части трубки, где значение μ велико ($\mu = 2,7$), скорость метания почти не меняется и схлопывание происходит с постоянной скоростью u_1 . В нижних частях, где μ мало ($\mu = 0,385$ в нижнем сечении трубки), скорость метания

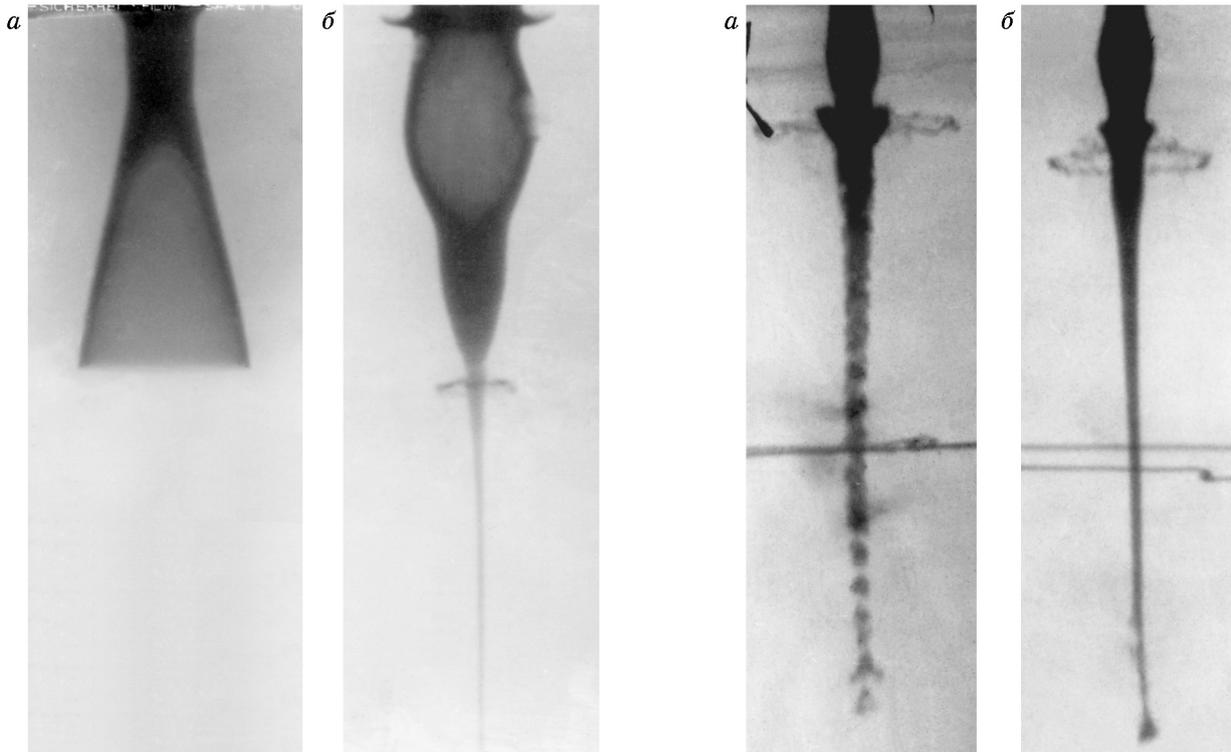


Рис. 3

Рис. 4

Рис. 3. Рентгенограммы обжатия медной цилиндрической облицовки скользящей детонационной волной, распространяющейся по коническому заряду от основания конуса к его вершине (сверху вниз):

a — $t = 16,5$ мкс; b — $t = 31,7$ мкс

Рис. 4. Рентгенограммы стальной (a) и медной (b) кумулятивных струй, полученных из кумулятивного заряда с конической облицовкой в момент $t = 37$ мкс

$u_2 = \sqrt{3/8} D\mu/2$ уменьшается по ходу детонации пропорционально μ при одновременном росте угла схлопывания.

При больших углах схождения характер течения меняется, появляются кумулятивная струя и пест, картина захлопывания цилиндрической оболочки становится двумерной, и вектор скорости обжатия направлен не по нормали к оси симметрии цилиндрической облицовки. Из результатов эксперимента следует, что нагрев существенно меньше для частей оболочки, сходящихся к оси под большими углами. В этом случае фазового взрыва внутренних слоев оболочки не происходит. Можно предположить, что для облицовок конической формы внутренние слои стальных облицовок должны нагреваться сильнее медных, поэтому стальные струи нагреты больше, чем медные (при одинаковых параметрах кумулятивного заряда). Для них возможен плавный переход в двухфазное состояние в результате гетерогенного образования зародышей пара и последующего их роста. При небольшом перегреве фазовый переход метастабильной жидкости происходит в основном за счет роста гетерогенных зародышей пара, возникающих на готовых центрах. Поскольку число этих центров невелико, а скорость перемещения межфазной границы порядка нескольких метров в секунду [7], время протекания фазового взрыва достаточно большое (слабый фазовый “взрыв”).

Для выяснения влияния физико-механических свойств материала облицовок на характер образующихся струй проведена серия экспериментов с использованием рентгеноимпульсной съемки. В экспериментах использовался заряд взрывчатого вещества ТГ 50/50, в нижней части которого помещалась кумулятивная облицовка из различных металлов. В экспериментах изменялись угол раствора конуса ($2\alpha = 30; 45; 60^\circ$) и материал облицовки — различные сорта стали (Ст3, Ст20, 30ХГСА) и медь марки М-1. Плотность этих металлов приблизительно одинакова, что обеспечивает неизменность кинематических характеристик кумулятивных зарядов с разными материалами облицовок. При рентгеноимпульсной съемке в одни и те же моменты наблюдается почти полное совпадение картин деформирования облицовок и свободного движения кумулятивных струй (при наложении негативов друг на друга). Одновременно фиксировалась глубина проникания струи в стальную преграду.

Эксперименты показали, что стальные струи распадаются на отдельные части, а медные в эти моменты продолжают растягиваться без видимых разрывов. Удлинение и распад стальной струи сопровождается ее разуплотнением (рис. 4), а не “строчкообразованием”, характерным для медной струи при большом удлинении. Поэтому глубина внедрения стальных струй в преграды всегда меньше, чем медных, например, для зарядов с конической облицовкой ($2\alpha = 60^\circ$), находящихся на расстоянии 150 мм от стальной плиты, глубина проникания равна 195 мм для медной струи и 110 мм для стальной (рис. 4). Отметим, что распад стальной струи начинается через 20–25 мкс после выхода детонационной волны на вершину конической облицовки и не зависит от угла раствора конуса в исследованном диапазоне углов $2\alpha = 30 \div 60^\circ$.

Таким образом, при работе кумулятивного заряда с осесимметричными облицовками возможен перегрев материала облицовки, который может вызвать сильный фазовый взрыв внутренних слоев еще на стадии ее обжатия продуктами детонации ВВ либо слабый фазовый “взрыв”, приводящий к разуплотнению вещества на стадии образования и движения кумулятивной струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаптев В. И., Рубцов М. В., Тришин Ю. А. Об использовании модели вязкой жидкости для описания высокоскоростных струйных течений металлов // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 1. С. 80–86.

2. Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. О некоторых эффектах, возникающих при взрывном обжатии вязкой цилиндрической оболочки // ПМТФ. 1978. № 3. С. 99–112.
3. Trishin Yu. A. Physical aspects in shaped-charge performance // Proc. of the Intern. seminar “Fundamental problems of cumulation”. St-Petersburg (Russia), 7–12 July, 1997.
4. Шехтер Б. И., Шумко Л. А., Крыськов С. Л. Исследование процесса обжатия облицовки удлиненного кумулятивного заряда и формирование элементов кумулятивного ножа // Физика горения и взрыва. 1977. Т 13, № 2. С. 244–254.
5. Френкель Я. И. Введение в теорию металлов. М.: Физматгиз, 1958.
6. Минеев В. Н., Савинов Е. В. Вязкость и температура плавления алюминия, свинца и хлористого натрия при ударном сжатии // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1967. Т. 52, вып. 3. С. 629–636.
7. Мартынюк М. М. Фазовый взрыв метастабильной жидкости // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 2. С. 213–229.
8. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1972.

*Поступила в редакцию 25/I 1999 г.,
в окончательном варианте — 24/V 1999 г.*
