

5. А. Н. Жуков. Тр. Математического ин-та им. В. А. Стеклова. Т. LVIII. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
6. В. Н. Кондратьев, Н. В. Немчинов, Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1968, 4.
7. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
8. M. Cowperthwaite, R. Shaw. J. Chem. Phys., 1970, 53, 2.
9. V. Olinger, H. Cady. Symp. H. D. P. Paris, 1978.

О ПРИЧИНАХ ОБРАЗОВАНИЯ ДВУОКИСИ КРЕМНИЯ В ПРОДУКТАХ УДАРНОГО СЖАТИЯ

Д. Л. Гурьев, Е. В. Лазарева, Л. И. Копанева
(Москва)

При динамическом взаимодействии на различные материалы в продуктах ударного сжатия иногда наблюдается присутствие двуокиси кремния. Например, при обжати химически чистого Nd_2O_3 обнаружены кристаллы E -фазы, состава $\text{Nd}_2\text{O}_3 \cdot n\text{SiO}_2$ [1]. Наиболее вероятным источником кремния является материал стенок ампулы сохранения, так как в состав сталей входит ферросилиций. Настоящая работа предпринята в целях проверки такого предположения.

Опыты проводились в цилиндрических стальных контейнерах, внутри которых подрывался заряд ВВ (использовалась смесь тротила и гексогена). Получившиеся продукты подвергались химическому, рентгенографическому и спектроскопическому анализам, а также измерялись плотность и показатель преломления. Анализы показали, что в результате окисления микроотколов от стенок контейнера и самих стенок кислородом воздуха и продуктами детонации происходило образование закиси-окиси железа и двуокиси кремния (кварц). Найдено также, что имеется прямая зависимость между выходом SiO_2 и Fe_3O_4 . Количество полученного SiO_2 удовлетворительно соответствует содержанию кремния в соответствующих промышленных сталях, т. е. 0,1% от выхода окиси железа. Образование SiO_2 не наблюдалось, когда температура была меньше 400°C , т. е. ниже порога окисления кремния.

Результаты опытов показали, что при определенных условиях взрывного нагружения из стали выделяется кремний, который вступает во взаимодействие с окружающей средой, окисляется и может присутствовать в продуктах реакции в виде SiO_2 или его соединений. Это следует учитывать при рентгеновских и ИК-спектроскопических исследованиях ударно-обжатых материалов.

Авторы приносят благодарность С. С. Бацанову за постановку задачи и интерес к ее выполнению.

Поступила в редакцию 8/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. S. S. Batsanov.— In: Comp. milieux denses hautes pressions dynam. Paris — New-York, 1968.

СХЛОПЫВАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТРУБ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЗРЫВА ПРИ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЕ СЛОЯ ВВ

С. А. Кинеловский
(Новосибирск)

В работе [1] приведены аналитические выражения, с хорошей точностью описывающие процесс схлопывания труб под действием скользящей детонации слоя ВВ достаточной большой толщины. Формулы справедливы

на начальном участке движения стенки, когда ее внутренняя граница проходит путь, не превышающий $(0,2-0,3)R_0$, и при условии, что волна разрежения со свободной поверхности продуктов взрыва (ПВ) не успевает повлиять на движение стенки трубы. Ниже рассмотрен случай относительно небольших толщин слоя ВВ, когда волна разрежения существенно влияет на процесс уже на начальной стадии схлопывания трубы. Как и в [1], упор делается на наибольшую простоту расчетной модели, что при обеспечении необходимой точности в описании экспериментальных результатов является немаловажным для проведения инженерных расчетов.

1. В основу расчета в [1] положены предположение об одномерности и независимости движения элементов стенки в каждом поперечном сечении (приводящее к задаче о схлопывании несжимаемого цилиндрического поршня) и предположение, подкрепленное расчетными и экспериментальными результатами, о том, что движение внешней границы цилиндрического поршня на начальной стадии может быть описано решением задачи о движении плоского поршня под действием адиабатически расширяющегося газа, являющегося продуктами взрыва заряда ВВ. Кроме того, предполагалось, что ПВ удовлетворяют уравнению состояния Ландау — Станюковича, а для описания начального термодинамического состояния газа использовались две модели: 1 — модель мгновенной детонации, 2 — состояние Чепмена — Жуге. В результате получены следующие аналитические выражения, описывающие движение стенки трубы:

$$x_1(T) = 1 + m_1 - \frac{2}{k-1} KT + \frac{2km_1 \rho_1}{k-1 \rho_0} \left[\left(\frac{k+1 \rho_0}{2km_1 \rho_1} KT + 1 \right)^{\frac{2}{k+1}} - 1 \right], \quad (1)$$

$$u_1(T) = \frac{2K}{k-1} \left[1 - \left(\frac{k+1 \rho_0}{2km_1 \rho_1} KT + 1 \right)^{\frac{k-1}{-k+1}} \right], \quad (2)$$

$$x_2(T) = \sqrt{x_1^2(T) - (m_1^2 + 2m_1)}, \quad (3)$$

$$u_2(T) = x_1(T)/x_2(T) \cdot u_1(T), \quad (4)$$

где все линейные величины отнесены к начальному внутреннему радиусу трубы R_0 , все скорости — к скорости детонации D . Обозначения: x_1, x_2 — текущие внешний и внутренний радиусы стенки трубы в каждом сечении; u_1, u_2 — радиальные скорости внешней и внутренней границ стенки трубы (тангенс угла наклона внешней или внутренней границ стенки к оси трубы численно равен величине соответствующей скорости); ρ_1 — плотность материала трубы; ρ_0 — начальная плотность ПВ, причем для модели 1 $\rho_0 = \rho_{00}$, а для модели 2 $\rho_0 = (k+1)/k \cdot \rho_{00}$; ρ_{00} — плотность ВВ; m_1 — начальная толщина стенки трубы; k — показатель степени в уравнении состояния газа; константа $K = \sqrt{k/2(k+1)}$ или $K = k/(k+1)$ для моделей 1 и 2 соответственно. Безразмерное время $T = Dt/R_0$ отсчитывается от момента прихода детонационной волны в данное сечение.

Формулы (1) — (4) справедливы при условии, что за рассматриваемое время волна разрежения, идущая по газу с его свободной границы, не приходит на стенку трубы (точнее, не успевает существенно повлиять на движение стенки). В плоском случае для $k = 3$ она догоняет поршень в момент времени

$$T_0 = m_2/K \cdot (1 + qm_2/4m_1), \quad (5)$$

где m_2 — относительная толщина слоя газа (слоя ВВ), а $q = 2/3\rho_{00}/\rho_1$ или $q = 8/9 \cdot \rho_{00}/\rho_1$ — для моделей 1 и 2 соответственно. Для других значений k аналогичная формула имеет более сложный вид, а в цилиндрическом случае задача определения T_0 вообще не допускает аналитического решения. Однако для практических расчетов оказалось достаточным ограничиться формулой (5). Это объясняется тем, что, во-первых, значения k для ПВ не сильно отличаются от $k = 3$ и, во-вторых, цилиндрическая симметрия процесса еще не успевает сильно проявить себя.

Итак, будем считать, что время T_0 , когда волна разрежения со свободной границы газа догонит цилиндрический поршень, определяется формулой (5). В последующие моменты времени происходит отражение волны разрежения от ускоряемого поршня, что приводит к резкому понижению давления в газе на границе с поршнем. Оценка для плоского случая в пренебрежении смещением поршня (отражение волны разрежения от стенки) для случая $k = 3$ показывает, что давление на стенке падает, как t^{-3} (см., например, [2]). Для цилиндрического поршня расчеты [3] также дают резкое падение давления в газе после прихода волны разрежения на поршень в начальной стадии схлопывания. Отметим еще, что инерциальное схлопывание цилиндрического поршня характеризуется непрерывным торможением его наружной границы и ускорением внутренней.

Анализ экспериментальных и расчетных результатов, относящихся к начальной стадии обжатия металлических трубок, показывает, что наклон наружной поверхности стенки трубки, начиная с момента времени, примерно соответствующего приходу волны разрежения, на значительном участке близок к прямолинейному. Это означает, что в модельной задаче о цилиндрическом поршне на его движении еще сказывается остаточное давление в газе и скорость внешней границы поршня близка к постоянной. Изложенное выше дает возможность построить простую расчетную модель процесса движения стенки трубы для $T > T_0$.

Предположим, что после прихода волны разрежения на поршень его внешняя граница движется с постоянной скоростью. Тогда наружный радиус стенки трубы в каждом сечении определяется линейной зависимостью

$$x_1(T) = X_1 - U_1(T - T_0), \quad (6)$$

где $X_1 = x_1(T_0)$ и $U_1 = u_1(T_0)$ определяются формулами (1), (2), (5). Что касается внутренней границы стенки трубы, то закон ее движения по-прежнему описывается формулами (3), (4). Данная модель физически достаточно оправдана, так как она в какой-то мере учитывает влияние остаточного давления в газе (радиальная скорость наружной границы стенки не уменьшается) и описывает характерное возрастание скорости внутренней границы стенки. Однако можно предположить, что в силу приближенности расчетной модели для более точного описания экспериментальных результатов она потребует некоторого изменения полученных в [1] значений показателя степени k в уравнении состояния ПВ.

2. Экспериментальные результаты по схлопыванию металлических трубок под действием взрыва получены, как и в [1], с помощью фотографирования процесса на рентгеноимпульсной установке. На фотографиях в фиксированных сечениях трубы измерялся ее наружный радиус в зависимости от времени, отсчитываемого от момента прохождения детонационной волны через данное сечение. В отдельных случаях, в основном для легких материалов (алюминий и т. п.), достаточно точно удавалось измерить и внутренний радиус схлопывающейся трубы.

В подтверждение справедливости предложенной расчетной модели на рис. 1 приведены результаты, относящиеся к обжатию дюралюминиевой трубки при скользящей детонации заряда ВВ из насыпного аммонита ($m_1 = 0,133$, $m_2 = 0,444$): 1 — зависимость внешнего радиуса $x_1(T)$ при $m_2 = \infty$ построена по (1) с использованием модели 2 и $k = 3,5$ (момент T_0 прихода волны разрежения определен по (5) для $m_2 = 0,444$); 2 — $x_1(T)$ для $T \geq T_0$ по формулам (1), (2), (5) и (6); 3 — зависимость внутреннего радиуса трубки $x_2(T)$ рассчитана по (3). Точками показаны соответствующие экспериментальные результаты, относящиеся к трубке с $R_0 = 22,5$ мм.

Отметим, что на рис. 1 представлен один из лучших случаев соответствия экспериментальных и расчетных данных: до $x_2 = 0,4$ они практически совпадают. Для основной массы результатов хорошее соответствие расчетов с экспериментом наблюдалось до $x_2 = 0,6 \div 0,7$.

Рис. 1. Зависимость от времени наружного (1, 2) и внутреннего (3) радиусов дюралюминиевой трубки для заряда ВВ из насыпного аммонита.

Сравнение эксперимента с расчетом для различных материалов трубок и типов ВВ проведем для $T \geq T_0$ (для $T < T_0$ оно проводилось в [1]). С этой целью экспериментальные данные будем рассматривать в виде зависимости

$$x_1(T)/X_1 = F[1 - U_1/X_1 \cdot (T - T_0)], \quad (7)$$

где F — некоторая функция своего аргумента; T и $x_1(T)$ — данные эксперимента, а остальные величины рассчитываются по формулам (1), (2), (5). Отметим, что согласно (6), расчетной зависимостью (7) является прямая, проведенная под углом 45° .

Для большей наглядности результаты сравнения расчетов с экспериментом рассмотрим отдельно по каждому типу ВВ.

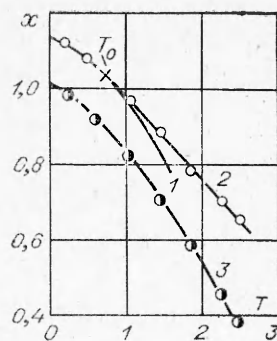
Аммонит. В экспериментах использовался насыпной аммонит марки 6ЖВ, скорость детонации $D = 4,05 \pm 0,2$ км/с. В расчетах принималось $\rho_{00} = 1$ г/см³. Проведенное сравнение показало, что для рассмотренных значений толщины стенки m_1 и всех материалов трубок экспериментальные результаты при небольших толщинах слоя ВВ хорошо описываются расчетом с использованием модели 2 и $k = 3,5$; отклонение не превышает 5% до значений $x_2 \approx 0,65$ (рис. 2, а).

Гексоген насыпной плотности ($\rho_{00} = 1$ г/см³), скорость детонации $D = 6,1 \pm 0,2$ км/с (см. рис. 2, б). В расчетах начальное термодинамическое состояние газа определялось по модели 2. Наилучшее соответствие расчета с экспериментом достигается, если для показателя степени в уравнении состояния ПВ принять $k = 3$ для трубок из тяжелых материалов (медь, латунь, сталь) и $k = 2,7$ для трубок из легких материалов (алюминий, дюралюминий). При этом отклонение экспериментальных точек от зависимости (6) не превышает 5% до значений $x_2 \approx 0,55 \div 0,6$.

ТГ 50/50 — литой сплав с $\rho_{00} = 1,65$ г/см³ и $D = 7,55$ км/с. Здесь сравнение расчетов с экспериментом (см. рис. 2, в) проводилось для трубок из тяжелых материалов, так как для легких материалов (типа алюминия) скорость схлопывания трубки была довольно велика, и на рассматриваемом участке движения стенок конечность толщины слоя ВВ практически не сказывалась на процессе. Для толстостенных трубок ($m_1 \geq 0,2$) в расчетах, как и в [1], использовались модель 1 и $k = 3$, а для трубок с $m_1 < 0,2$ — модель 2 и $k = 4,0$. Отклонение экспериментальных результатов от расчетной зависимости (6) не превышает 2% вплоть до $x_2 = 0,65 \div 0,7$. Исключение составляют результаты для свинца, для которых отклонение достигает 5%.

Результаты, представленные на рис. 1, 2, показывают, что предлагаемая расчетная схема может быть использована для описания начальной стадии взрывного обжата труб и при относительно небольших толщинах слоя ВВ. Выбором модели, по которой определяется начальное термодинамическое состояние ПВ и значения показателя k , достигается высокая точность в описании экспериментальных результатов. При этом начальное состояние газа определяется аналогично случаю больших толщин слоя ВВ [1]: для ТГ 50/50 и труб из тяжелых металлов с $m_1 \geq 0,2$ — по модели 1 (не исключено, что и для других типов ВВ в данном случае предпочтительней окажется эта модель, но в экспериментах это не исследовано), в остальных случаях — по модели 2.

Выбор показателя степени в уравнении состояния ПВ в расчетах несколько отличается от [1]. Для аммонита отличие k не очень существенно, так как в основном в [1] значение $k = 3,5$ также оказывалось наилучшим. Для гексогена величина k не изменилась, за исключением случая алюминиевых и дюралюминиевых трубок. Но, вообще говоря, и в



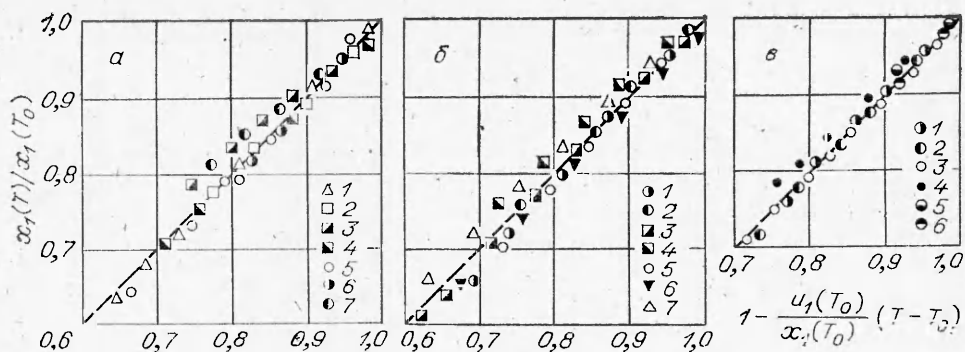


Рис. 2. Сравнение расчета с экспериментом для зависимости наружного радиуса трубки от времени при $T \geq T_0$.

Материалы трубок: а) 1 — дюралюминий, 2—4 — сталь, 5—7 — медь; б) 1, 2 — медь, 3, 4 — сталь, 5 — латунь, 6 — алюминий, 7 — дюралюминий; в) 1—3, 5, 6 — медь, 4 — свинец.

[1] предпочтительней оказывалось значение $k = 2,7 \div 2,8$, а $k = 3$ для всех условий выбрано из соображений упрощения расчетной модели. Наиболее заметное изменение используемой величины k (с 3,5 до 4,0) наблюдается для ТГ 50/50 при расчете обжатия труб из тяжелых металлов с $m_1 < 0,2$, и в данном случае оно было ожидаемым.

В [3] при сравнении результатов численного решения задачи о цилиндрическом поршне с экспериментом по обжатию медных трубок зарядами из ТГ 50/50 показано, что расчеты с определенного момента времени дают более высокую радиальную скорость движения внешней границы стенки трубы, чем наблюдаемая в эксперименте, причем при уменьшении толщины слоя ВВ отличие возникает на большем радиусе схлопывающейся трубки. В [4] это различие преодолено с помощью модели вязкой несжимаемой жидкости для материала поршня. Рассмотренный выше приближенный расчет на начальной стадии схлопывания поршня дает результаты, довольно близкие к полученным при численном решении задачи о поршне [3], поэтому понятно, что для описания экспериментальных результатов необходимо уменьшить воздействующее на поршень среднее давление газа. Этого можно достигнуть искусственно, увеличив значение используемого в приближенном расчете показателя степени k в уравнении состояния ПВ.

Если во всех случаях, где начальное состояние ПВ определяется по модели 2, положить $k = 3$, что дает наиболее простую расчетную модель, и ограничиться рассмотрением процесса схлопывания труб до $x_2 \geq 0,8$, то расчет по (1) — (6) обеспечивает точность в описании экспериментальных результатов не хуже 10—15% для всех рассмотренных типов ВВ и материалов труб.

3. Проведем оценку, в каких случаях с заданной степенью точности можно пренебречь цилиндрической симметрией при схлопывании трубы и рассматривать движение ее стенки, как плоской пластины, т. е. считать, что $u_2(T) = u_1(T)$, а текущий внутренний радиус $x_2(T)$ меньше величины (1) на постоянную m_1 . Естественно, что последующие рассуждения не зависят от толщины слоя ВВ и относятся как к большим значениям m_2 , рассмотренным в [1], так и к случаю конечной толщины слоя ВВ.

Потребуем, чтобы отношение радиальных скоростей внутренней и внешней границ стенки трубы отличалось от единицы на величину, не превышающую ϵ :

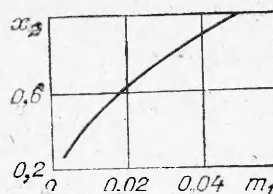
$$u_2(T)/u_1(T) \leq 1 + \epsilon.$$

Тогда из (3), (4) с учетом, что ϵ , а также m_1 (что понятно из физических соображений) являются малыми величинами, получаем

$$x_2(T) \geq \sqrt{m_1/\epsilon}. \quad (8)$$

Таким образом, при фиксированном значении толщины m_1 стенки трубы

Рис. 3. Область справедливости плоского приближения, определяемая неравенством (8) с $\varepsilon = 0,05$.



для значений внутреннего радиуса x_2 , удовлетворяющих (8), с заданной точностью осевой симметрией процесса можно пренебречь. На рис. 3 эти результаты представлены графически на плоскости m_1, x_2 . Кривая, соответствующая знаку равенства в (8), делит плоскость на две части: выше этой кривой с соответствующей ей точностью процесс движения стенки трубы можно рассматривать в плоском приближении.

Поступила в редакцию 24/III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Кинеловский. ФГВ, 1980, 16, 6.
2. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1974.
3. С. А. Кинеловский, Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 7. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1974.
4. Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин. ПМТФ, 1978, 3.

О КРИТИЧЕСКИХ УГЛАХ СТОЛКНОВЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЙ

А. А. Штерцер
(Новосибирск)

При наклонном падении ударной волны на жесткую стенку возможны два режима отражения — регулярный и нерегулярный (рис. 1) [1]. Границу перехода между этими режимами удобно отображать в виде кривой $\alpha_{кр}(p)$ на плоскости $\alpha - p$, где α — угол падения ударной волны на стенку; p — давление за фронтом падающей волны; $\alpha_{кр}$ — критический угол.

В [2] проводились подробные исследования режимов отражения ударных волн в компактных металлах — алюминии, меди, свинце и железе. С использованием метода ударных поляр [1] рассчитаны кривые $\alpha_{кр}(p)$ для всех четырех металлов. Систематические исследования различных режимов отражения в пористых материалах проведены, например, в [3].

В [4—6] экспериментально и расчетным путем построены кривые $\alpha_{кр}(p)$ для пористых титана и алюминия. Показано, что $\alpha_{кр}$ для компактных металлов монотонно спадает с ростом давления, а для пористых металлов — монотонно возрастает (в исследованном диапазоне давлений).

Расчет $\alpha_{кр}(p)$ в [4] проводился с использованием уравнения состояния Грюнайзена без учета прочности материала. Однако такой подход пригоден только при достаточно высоких (по сравнению с прочностью) давлениях. Для получения информации о ходе кривой $\alpha_{кр}(p)$ при $p \rightarrow 0$ следует проводить расчеты с привлечением прочностных характеристик материала.

Учет прочности усложняет решение рассматриваемой задачи, поскольку тензор напряжений за фронтом ударной волны в пористом теле, строго говоря, не является шаровым [7]. В этой ситуации отраженная волна распространяется по веществу, находящемуся в сложнапряженном состоянии. Существуют подходы, позволяющие на основе некоторых упрощений преодолеть указанные трудности. При этом упрощенные модели достаточно удовлетворительно описывают физику явления. В [8], например, для решения задачи о взрыве в грунте используется модель пластичной жидкости, в которой грунт считается уплотненным до нулевой