

Итак, численным анализом получены зависимости коэффициента динамичности деформации K_n от основных безразмерных параметров задачи динамики двухмассовых упругих и упругопластических систем, впаянных в грунтовую среду, нагруженную на свободной поверхности кратковременным импульсом давления с амплитудой p_Φ до $4 \cdot 10^5$ Па. Приведенные данные позволяют проводить расчетную оценку динамических деформаций упругопластических конструкций методами статики упругих систем по эквивалентной статической нагрузке.

Поступила в редакцию
4/IX 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Котляревский, Р. А. Румянцева, А. Г. Чистов. Изв. АН СССР, МТТ, 1977, 5.
2. Дж. Ферри. Вязкоупругие свойства полимеров. М., ИЛ, 1963.
3. М. А. Колтунов. Ползучесть и релаксация. М., Высшая школа, 1976.
4. В. А. Котляревский, Р. А. Румянцева. ФГВ, 1978, 14, 1.

О ТЕПЛОМ ВЗРЫВЕ ОКТОГЕНА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Л. А. Шипицын
(Раменское)

Для вычисления критических условий инициирования детонации вторичных ВВ ударными волнами и параметров процесса детонации необходимо знать кинетические характеристики термического распада и параметры теплового взрыва ВВ при давлениях порядка 100 кбар. В подобных расчетах [1—3] используются значения энергии активации и предэкспонента, определенные в обычных условиях, что нельзя признать достаточно обоснованным. Согласно [4, 5], в настоящее время кинетика термораспада ВВ в условиях детонационного процесса неизвестна.

При возбуждении детонации нитрометана ударными волнами обнаружено, что энергия активации уменьшается на 12 ккал/моль [6] и на 30 ккал/моль, согласно [7]. В работе [8] отмечается удивительно слабая зависимость времени реакции тротила в детонационной волне от температуры ударного сжатия и предполагается, что основной причиной наблюдаемой закономерности является изменение кинетических констант при давлении детонации. В [9] показано, что с учетом зависимости константы скорости реакции от давления и энергии упругого сжатия кристалла ВВ эффективное значение энергии активации определяется приближенным выражением

$$E_{\text{эфф}} = E + p\Delta V - \alpha\varepsilon, \quad (1)$$

где E — энергия активации, определенная в обычных условиях, например, с помощью манометрического метода; ΔV — активационный объем; p — давление; ε — энергия упругого сжатия ВВ ударной волной; α — численный коэффициент порядка единицы. В [10] обнаружено, что начиная с динамического давления ~ 130 кбар в нитробензоле развивается быстрая химическая реакция (пиролиз), сопровождающаяся скачкообразным уменьшением объема, потерей прозрачности и резким увеличением электропроводности. Следует, однако, заметить, что термин «пиролиз» не отражает роли давления и поэтому предпочтительнее использование названия термобарораспад.

Таким образом, теоретические и экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что при детонационных давлениях кинетические характеристики термического распада ВВ могут меняться существенным

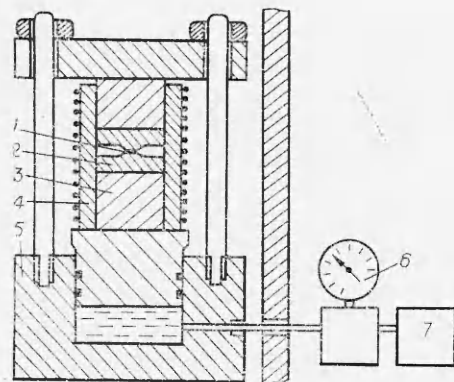


Рис. 1.

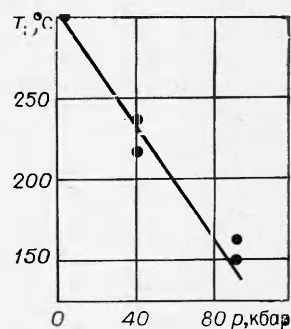


Рис. 2.

образом. В связи с этим представляется необходимым проведение исследования теплового взрыва в условиях воздействия статического давления до 100 кбар с целью определения $E_{эф}$.

Исследование теплового взрыва октогена проводилось с помощью установки, схема которой изображена на рис. 1. Заряд ВВ 1 помещался без прокладки между двумя наковальнями Бриджмена 2, центральная часть которых изготовлена из карбида вольфрама ВК-6. Давление в прессе 5 создавалось насосом НЖР 7, фиксировалось образцовым манометром 6 и передавалось на наковальни через стальные цилиндрические поршни 3. Диаметр основания усеченного конуса наковальни Бриджмена 5 мм, диаметр поршня пресса 100 мм. Величина давления в образце вычислялась по отношению площадей поршня, наковальни и показаниям манометра. Следует, однако, отметить, что в центральной части заряда вследствие неравномерного распределения усиления по площади наковальни действительная величина давления может быть на $10 \div 20\%$ выше расчетной. Условия нагружения заряда не гидростатические.

Наковальни и поршни нагревались электрическим обогревом с постоянной скоростью, равной $2,4 \pm 0,2$ град/мин. Температура измерялась с помощью хромель-копелевой термопары, помещенной на уровне заряда в канале, просверленном в стенке термостата 4 (см. рис. 1). Температура заряда непосредственно не измерялась. Характер режима разложения определялся по резкому звуковому эффекту, сопутствующему взрыву заряда. Определенная в данный момент температура термостата с достаточной точностью принималась за температуру самовоспламенения заряда. Толщина заряда после его предварительного обжата до 100 кбар, производимого в начале каждого опыта с целью получения сопоставимых результатов, составляла около 0,1 мм. В опытах использовался заряд с начальным диаметром 3 мм.

Эксперименты показали, что температура самовоспламенения резко убывает с ростом давления (рис. 2). Аналогичные результаты для гексогена, тротила и состава на их основе при воздействии статического давления до 60 кбар приведены в [11] и также свидетельствуют о том, что температура интенсивного разложения ВВ снижается с ростом давления на несколько десятков градусов.

Для проведения оценочных расчетов использовалась зависимость безразмерной температуры самовоспламенения $\Theta_{0+} = E(T_+ - T_*)/RT_*^2$ от скорости нагрева $\omega = wE \exp(E/RT_*)/(RT_*^2 k_0)$, приведенная в [12]. Здесь T_* — критическая температура самовоспламенения в статическом режиме ($w = 0$); w — скорость нагрева; k_0 — предэкспонент; R — газовая постоянная; T_+ — температура самовоспламенения в линейном нагреве.

На основе известных значений критической температуры при $w = 0$ для давлений 3—4 кбар (T_{*0}) [9] с помощью критического условия

Франк-Каменецкого путем экстраполяции находится для заряда октогена толщиной 0,1 мм $T_{*0} = 270 \pm 5^\circ\text{C}$ ($E = 38$ ккал/моль). При малых давлениях $T_+ - T_{*0} \sim 30^\circ\text{C}$ [12]. При переходе к давлениям ~ 90 кбар разность $T_+ - T_*$ при неизменной скорости нагрева изменяется незначительно, несмотря на возможное изменение значения энергии активации. Так, для октогена и НТФА [9] при $w \sim 1$ град/мин $T_+ - T_* = 30 \div 40^\circ\text{C}$, хотя для октогена $E = 38$ ккал/моль, а для НТФА $E = 46$ ккал/моль. Далее по известному экспериментальному значению T_+ при $p = 90$ кбар определяется $T_* = 130 \pm 10^\circ\text{C}$.

Для оценки изменения E используется соотношение, приведенное в [9]

$$(E + p\Delta V)/RT_* = E/RT_{*0}, \quad (2)$$

где ΔV — суммарное эффективное значение объема активации. С учетом полученных значений T_* , находим $\Delta V = E(T_* - T_{*0})/(pT_{*0}) = -4$ см³/моль. Тогда снижение величины энергии активации при $p = 100$ кбар составляет около 10 ккал/моль (с точностью $\pm 20\%$, учитываемая погрешности в определении T_*, p). Величина снижения энергии активации для октогена близка к ΔE , найденной для нитрометана.

Изложенное выше оказывается возможным применить при рассмотрении механизма разложения взрывчатого вещества при распространении процесса детонации при высоких давлениях. Ударный фронт детонационной волны сжимает и нагревает ВВ до высоких температур. Согласно (1), с ростом давления энергия активации процесса термораспада ВВ убывает (при давлениях, больших величины критического давления, определяемого свойствами ВВ), вследствие чего ослабляется зависимость времени реакции от температуры. В частности, при $E + p\Delta V - \alpha\varepsilon = 0$ зависимость от температуры исчезает совсем, что соответствует такой степени сжатия кристалла, при которой молекулы диссоциируют на составляющие их атомы или функциональные группы и слой сжатого кристалла в целом переходит в активированное состояние. Иначе говоря, давление непосредственно вызывает химическое превращение вещества [4].

Поступила в редакцию
30/IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. C. L. Mader. Phys. of Fluids, 1962, 6, 6.
2. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1968, 4, 1, 45.
3. Г. С. Соснова, В. М. Богомолов и др. ФГВ, 1968, 4, 2, 272.
4. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
5. С. Б. Ратнер. ЖФХ, 1967, 20, 1377.
6. М. В. Баталов, С. М. Бахрах, В. Н. Зубарев. ФГВ, 1973, 9, 3, 416.
7. D. R. Hardesty. Comb. and Flame, 1976, 27, 229.
8. К. К. Шведов, С. А. Колдунов. — В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
9. Ф. А. Баум, А. С. Державец и др. Термостойкие взрывчатые вещества и их действие в глубоких скважинах. М., Недра, 1969.
10. В. В. Якушев, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1979, 15, 2, 132.
11. J. Sophy. Compt. Rend. Acad. Scien. France, 1966, 263, C, 689.
12. А. Г. Мержанов, А. Г. Струнина. НТПГВ, 1965, 1, 4, 59.

К ТЕОРИИ ДИФфуЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Г. С. Сузов, Л. П. Ярин

(Ленинград)

1. При горении жидкости над испаряющей поверхностью формируется диффузионный факел, в котором реагируют пары жидкости и газообразный окислитель, содержащийся в окружающей среде. Как показывают