

Определение кривизны хронограмм позволяет оценить глубину расположения окружности инициирования в заряде-акцепторе относительно контактной с зарядом-донором поверхности. Для ТГ 50/50 это 1—3 мм. При толщине заряда-донора, большей критического значения, глубина инициирования, получаемая из хронограмм, отрицательна и равна по модулю толщине заряда-донора. Это соответствует переходу к обычному точечному режиму инициирования с поверхности заряда-донора.

Итак, малая глубина окружностного инициирования говорит о том, что инициирующим фактором в опытах является косая ударная волна (УВ), ведомая в заряде-акцепторе расходящейся детонационной волной (ДВ) заряда-донора. Выход такой косой волны на поверхность заряда виден на хронограмме опыта с фольгой (см. рис. 2, б).

То, что заряд-донор тонкий и эффективная зона ДВ (зона вне влияния боковой разгрузки) в нем мала, требует утверждения, что для инициирования основного заряда важна только область вблизи фронта с шириной порядка толщины заряда-донора. Тогда причина инициирования заряда на некоторой окружности (а не в точке) состоит в малости инициирующего импульса эффективной прифронтальной зоны ДВ заряда-донора вблизи «точки» его задействования и увеличения этого импульса по мере удаления волны от названной точки.

Этот рост импульса связан с уменьшением кривизны фронта и повышением давления в эффективной зоне вследствие ослабления разгрузки сзади, т. е. со снижением неидеальности ДВ. Прямые проверочные опыты по измерению скорости пластин из оргстекла толщиной 1—2 мм, разгоняемых расходящейся детонацией заряда-донора, показали монотонное увеличение скорости участков пластин при отходе от проекции точки инициирования заряда вплоть до окружности с диаметром 120 мм. Это указывает на увеличение импульса эффективной зоны детонационной волны по мере ее расхождения.

Подтверждают сказанное эксперименты с зарядами-донорами в виде дисков, диаметр которых несколько меньше диаметра ожидаемой окружности инициирования. В этих опытах заряд-акцептор не инициировался.

Из приведенных фактов следует, что рассматриваемый режим есть режим инициирования ВВ нестационарной косой ударной волной с амплитудой $(100 \div 130) \cdot 10^8$ Па и с эффективной длительностью 0,2—0,6 мкс в неоднородной геометрии. Окружность инициирования — это место реализации в косой УВ критического импульса инициирования заряда-акцептора.

Поступила в редакцию 20/III 1986

УДК 622.235.5

ОТБОР ЭНЕРГИИ ПЛАСТИНОЙ ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ ОТ ЗАРЯДА ВВ

Т. И. Карманова, В. Г. Лобойко
(Челябинск)

Известно, что доля энергии ВВ, получаемой тонкой несжимаемой пластиной, метаемой плоской детонационной волной, не превышает 35,1% при оптимальном соотношении масс метаемой пластины и заряда (для кубического уравнения состояния ПВ [1]).

Сделано предположение, что за счет переменности массы пластины можно получить дополнительный отбор энергии. Решалась абстрактная задача — тонкая пластина нарастающей массы с заданным законом изменения массы метаема зарядом ВВ. При этом принимался произвольный закон изменения массы

$$M = M_0 T^n,$$

где M_0 — начальная масса пластины; T — время. Решалась на ЭВМ для разных M_0 и n следующая система уравнений в безразмерных координатах [1, 2]:

кубическое уравнение состояния ПВ

$$p = \frac{16}{27} \left(\frac{x}{T} - \frac{dx}{dT} \right)^3,$$

работа ПВ на произвольном отрезке пути

$$E = \int_1^x p(x) dx,$$

закон движения пластины

$$M \frac{dU}{dT} + U \frac{dM}{dT} = p,$$

кинетическая энергия пластины

$$E_k = \frac{M(T_i) (dx/dT)_i^2}{2},$$

$$U = dx/dT, \quad \varphi = E/E_{ВВ}, \quad E_{ВВ} = 1/16, \quad \varphi_1 = E_k/E_{ВВ}.$$

Здесь x — база полета пластины; T — время; p — давление ПВ; E — энергия; φ — коэффициент отбора, пропорциональный работе ПВ; $E_{ВВ}$ — калорийность ВВ; φ_1 — коэффициент отбора, пропорциональный кинетической энергии пластины; U — скорость движения пластины; M — масса; dM/dT — «секундная масса» (приток массы в единицу времени). При обезразмеривании x , T , U , M , p за единицу принимались соответственно длина заряда l , время распространения детонации по заряду l/D , скорость детонации D , масса заряда $\rho_{ВВ} l$ и $\rho_{ВВ} D^2$, а при обезразмеривании E и $E_{ВВ}$ — $\rho_{ВВ} l D^2$.

Движение пластин переменной и постоянной массы различно. В расчетах принято, что переменная масса $M(T)$ образуется присоединением бесконечно малых элементов dM за бесконечно малые промежутки времени dT и после каждого акта присоединения вся система движется как единое целое, т. е. в рассматриваемой задаче предполагается, что после объединения масс они движутся с одинаковой скоростью.

Уравнение движения тела переменной массы учитывает уменьшение скорости после соударения:

$$\frac{dU}{dT} = \frac{p}{M} - \frac{U}{M} \frac{dM}{dT}.$$

В отсутствие внешнего давления и при растущей массе ($dM/dT > 0$) приращение скорости dU/dT отрицательно. Но наличие давления ПВ частично компенсирует потери скорости (кинетической энергии) при соударении. По мере движения пластины и нарастания ее массы доля некомпенсированных потерь будет возрастать, так как давление при расширении падает.

Таким образом, видно, что работа, совершаемая ПВ над пластиной возрастающей массы, и кинетическая энергия, приобретенная при этом пластиной, различаются. При решении системы уравнений получены параметры движения пластины (давление и работа ПВ, кинетическая энергия пластины, коэффициенты отбора, скорость пластины, масса пластины). При этом $M_0 = 0,1 \div 1,0$; $n = 0 \div 1,5$.

Расчеты показали, что работа ПВ над пластиной переменной массы значительно больше, чем в случае $M = \text{const}$. Коэффициент отбора энергии в некоторых случаях ($n = 1; 1,5; M_0 = 0,1; 0,2$) достигает значения $\sim 50\%$. Однако отбор в виде кинетической энергии пластиной переменной массы не превышает соответствующего значения для пластины $M = \text{const}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Aziz c. a. Phus. Fluids, 1964, 4, 3, 380.
2. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 20/III 1986

УДК 541.68

ДИНАМИЧЕСКОЕ СЖАТИЕ КРИСТАЛЛОВ. ДЕФЕКТЫ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

С. С. Бацанов

(Москва)

Реальная структура твердого тела — чрезвычайно важный фактор на всех стадиях ударно-волновых процессов (в исходном состоянии, в момент нагружения, в разгруженном образце, свойства и применения которого во многом определяются типом и концентрацией дефектов). Очевидно, что если исходный кристалл перенасыщен дефектами, т. е. близок к аморфному состоянию, то фазовые переходы не имеют резких термодинамических границ, а будут размыты или даже вовсе отсутствуют. Поэтому уровень концентрации дефектов определяет саму возможность фиксации фазового перехода.

Естественно возникает вопрос, какое количество дефектов может поглотить твердое тело без потери дальнего порядка в кристаллической структуре? Если взять за термодинамический критерий теплоту плавления, которая составляет 1—10% энергии атомизации кристалла, то ясно, что в случае гомодесмических структур типа ZnS, NaCl, Fe, SiO₂ разрыв 1—10% химических связей приведет к полной аморфизации тела, т. е. такие кристаллы не могут иметь дефектов более нескольких процентов от своего состава. В случае гетеродесмических (например, слоистых) структур разрыв ван-дер-ваальсовых связей, имеющих прочность на один-два порядка меньшую нормальных химических связей, должен составить 50—70%, чтобы сравняться по энергетике с теплотой плавления кристалла. Следовательно, плотность дефектных кристаллов в этом случае может быть в 2—3 раза ниже стандартной (рентгеновской) плотности тела [1].

Действительно, графит и гексагональный нитрид бора в максимально дефектированной (турбостратной) форме не испытывают фазового превращения в алмазную структуру, но по мере отжига дефектов это превращение при ударном сжатии протекает с возрастающим выходом [2—5].

Как обстоит дело с влиянием дефектов на фазовый переход при статическом сжатии?

Был исследован фазовый переход в KCl и RbCl в статических условиях, причем применялись все доступные методы создания дефектов в кристаллах, а именно: многократные нагружения, тонкое измельчение путем высаживания осадка из водного раствора органическими жидкостями, взрывное воздействие. Результат качественно был одинаков — по мере роста концентрации дефектов повышалось давление начала фазового перехода, но одновременно уменьшалось давление обратного перехода, так что средняя величина давления превращения оставалась постоянной в пределах нескольких процентов [6].

Какова же максимальная величина петли гистерезиса при фазовом переходе вследствие влияния дефектов? Тривиальный ответ заключается в том, что половина петли гистерезиса не может быть больше давления самого перехода, иначе на обратном ходе получилось бы отрицательное давление, что в установках статического сжатия невозможно. Поскольку