

УДК 544.344.012-16-14

## ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ЗА ТОЧКОЙ ЖУГЕ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ПЛАСТИФИЦИРОВАННОГО ТЭНА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО МЕТОДИКЕ Т-20

И. В. Кузьмицкий, В. М. Бельский, А. Н. Шуйкин, В. В. Шутов,  
Р. А. Ибрагимов, В. В. Пуль, И. А. Свиридова, А. Л. Стадник

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров, igork@vniief.ru

Моделировались траектория движения медной оболочки, скорость ее полета, давление продуктов взрыва на внутренней поверхности медной оболочки. Обнаружено существенное отличие поведения давления в эксперименте и в расчетах, выполненных с применением штатных уравнений состояния взрывчатых веществ и продуктов взрыва. Скорее всего, имеет место заметный вклад кинетических процессов в энерговыделение за точкой Жуге. При этом наряду с экзотермическими реакциями в ходе превращения взрывчатых веществ в продукты взрыва, по-видимому, также протекают процессы эндотермического характера.

Ключевые слова: методика Т-20, пластифицированный тэн, расчет скорости движения оболочек по комплексам ЭГАК и МАСТЕР (Изумруд), энерговыделение за точкой Жуге, оценки скорости и давления из аналитических зависимостей.

### ВВЕДЕНИЕ

Пластифицированный тэн является интересным объектом для изучения физики детонационных процессов. В «холодном» тэне происходит фазовый переход в области давления  $p \approx 5 \div 8$  ГПа [1, 2]. На первой стадии перехода удельное тепловыделение составляет  $\approx 1.0$  кДж/г [3], далее происходит переход в окончательную фазу с полной калорийностью детонации  $Q_0 \approx 5.7$  кДж/г. Переход взрывчатого вещества (ВВ) в окончательный состав продуктов взрыва (ПВ) тоже можно рассматривать как новый фазовый переход и описывать его соответствующими уравнениями. Такой подход был реализован в работах [3, 4]. Приведем основные выводы работы [4].

Степень выгорания в точке Жуге ниже единицы и меняется в пределах  $\lambda_J \approx 64 \div 83$  % при использовании различных наборов уравнений состояния ПВ и при начальной калорийности ВВ  $q_0 = 7.07 \div 7.89$  кДж/г, определенной при нормальных условиях ( $T = 298$  К,  $p = 1.0$  атм) [5]. В волне разгрузки часть несгоревшего ВВ ( $\approx 17 \div 36$  %) при разлете будет догорать. Сколько несгоревшего ВВ из этой части перейдет в волне разрежения в ПВ, зависит от граничных условий при разлете продуктов за

точкой Жуге. При этом часть фазового состава ВВ — ПВ возможно будет «заморожена» из-за эффекта закалки [5, 6]. В классической теории детонации полагается  $\lambda_J = 100$  %, а значение  $Q_0$  подбирается с учетом результатов равновесных термодинамических расчетов для точки Жуге и экспериментов по выгоранию ВВ в «бомбе» Бихеля, а также с учетом экспериментального давления в точке Жуге [7]. При рассмотрении детонации как фазового перехода [3, 4] точка Жуге в общем случае не является точкой термодинамического и химического равновесия.

В данной работе исследовался разлет медных оболочек под действием продуктов взрыва пластифицированного тэна с применением штатной экспериментальной методики Т-20. Метод Т-20 описан, например, в [7, 8].

Вопрос о точности определения скорости оболочек этим методом изучался недавно в [9]: ошибка в определении скорости оболочки снижается в процессе ее разлета до вполне удовлетворительной величины — 4 % и менее. Следует заметить, что в отечественной литературе интерес к этим экспериментам связан в первую очередь с вопросом эффективности метательной способности того или иного взрывчатого состава [7, 8].

Несколько иначе обстоит дело с подобными экспериментами в зарубежных работах. Вероятно, первые эксперименты подобного рода

описаны в [10, 11]. Их результаты использованы для построения уравнений состояния продуктов взрыва в форме JWL [12] и определения «эффективной» калорийности ПВ при детонации.

Цель настоящей работы — оценить, можно ли в экспериментах типа Т-20 получить информацию о выгорании за точкой Жуге [3, 4] и определить роль этого процесса в общей картине детонации пластифицированного тэна.

### ДАННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО МЕТОДИКЕ Т-20 И ОЦЕНКА ИЗ АНАЛИТИЧЕСКИХ ВЫРАЖЕНИЙ СКОРОСТИ РАЗЛЕТА ОБОЛОЧКИ

При обработке фотохронограммы за начало отсчета принимали момент выхода свечения детонации из нижнего торца трубки. Приборная погрешность определения координаты оболочки не превышала 0.05 мм, времени — 0.07 мкс.

Регистрировалась скорость детонации пластифицированного тэна. Было проведено два опыта. В первом опыте средняя толщина стенки трубки составляла  $\Delta = 1.98$  мм, скорость волны детонации  $D = 7.81$  мм/мкс. Во втором опыте  $\Delta = 1.977$  мм,  $D = 7.824$  мм/мкс.

На рис. 1 приведены значения времени, зарегистрированные в двух опытах по вспышкам на пластине из оргстекла, отсчитанные от момента выхода волны детонации на нижний торец медной трубки до момента удара о пластину. Рис. 2 поясняет вывод формулы для экспе-

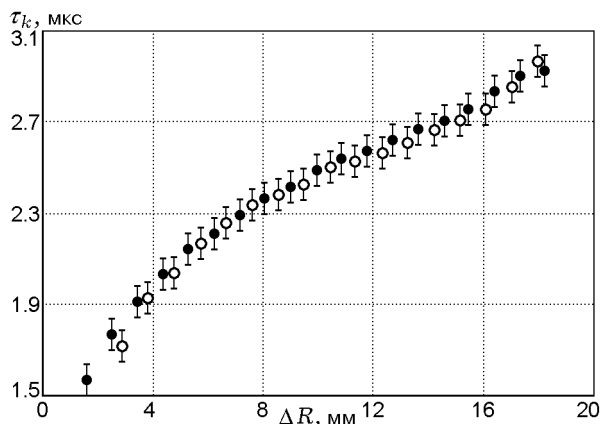


Рис. 1. Зависимость  $\tau_k$  от радиального расстояния  $\Delta R = R(t) - R_0$ , пройденного оболочкой до удара внешними границами ее элементов об оргстекло

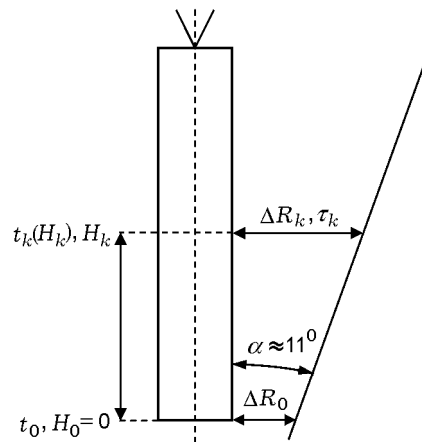


Рис. 2. Геометрия опыта по методике Т-20. К выводу формулы для определения радиальной скорости в момент удара о пластину

риментальной скорости разлета элементов оболочки при подлете к пластине из оргстекла. Время полета участка медной оболочки от момента появления фронта волны детонации на высоте  $H_k$  до удара о пластину равно

$$t_k = \frac{H_k}{D} + \tau_k. \quad (1.1)$$

Перейдем от координаты по высоте  $H_k$  к координате по радиусу  $\Delta R_k$ :

$$H_k = \frac{\Delta R_k - \Delta R_0}{\text{tg}(\alpha)}. \quad (1.2)$$

Используя (1.2), получаем

$$t_k(\Delta R_k) = \frac{\Delta R_k - \Delta R_0}{\text{tg}(\alpha)D} + \tau_k. \quad (1.3)$$

Формула (1.3) устанавливает связь между временем полета  $t_k$  фрагмента медной оболочки и пройденным расстоянием  $\Delta R_k$  до удара о пластину из оргстекла, другими словами, описывает траекторию полета медной оболочки во времени. Из рис. 1 видно, что в каждом опыте достаточно много экспериментальных точек. Составим разности «соседних» радиальных координат  $\Delta R_{k+1} - \Delta R_k \equiv \delta R_k$  и координат по времени  $t_{k+1}(\Delta R_{k+1}) - t_k(\Delta R_k) \equiv \delta t_k$ . Из (1.3) следует

$$\delta t_k = \frac{\delta R_k}{\text{tg}(\alpha)D} + \delta \tau_k, \quad (1.4)$$

где  $\delta \tau_k \equiv \tau_{k+1} - \tau_k$ . Поделим в (1.4) левую и правую части равенства на  $\delta R_k$ :

$$\frac{\delta t_k}{\delta R_k} = \frac{1}{\operatorname{tg}(\alpha)D} + \frac{\delta \tau_k}{\delta R_k}.$$

Отношение  $\delta t_k/\delta R_k$  — обратная величина скорости полета оболочки в момент удара  $u_k$ , которая определяется по формуле

$$u_k = \frac{\operatorname{tg}(\alpha)D}{1 + \operatorname{tg}(\alpha)D(\delta \tau_k/\delta R_k)}. \quad (1.5)$$

Экспериментальной скорости  $u_k$  соответствует средняя координата  $\langle \Delta R_k \rangle = (\Delta R_{k+1} + \Delta R_k)/2$ .

Результаты определения скорости полета показаны на рис. 3. Погрешность определения скорости и средняя погрешность в каждом опыте по совокупности экспериментальных точек приведены на рис. 4.

Линии на рис. 3 — аппроксимации по формуле

$$u(\Delta R) = u_0[1 - \exp(-\Delta R/\Delta)] \quad (1.6)$$

при  $\Delta = 1.25, 1.55$  и  $1.70$  мм и  $u_0 = 1.4$  км/с. Значение параметра  $\Delta = 1.55$  мм получено методом наименьших квадратов из экспериментальных данных, представленных на рис. 3. Исходя из расположения экспериментальных точек на этом рисунке, значения  $\Delta = 1.25$  и  $1.70$  мм выбраны в качестве моделирующих максимальный и минимальный темпы роста средней скорости медной оболочки при ее разлете. Следует пояснить термин «средняя скорость оболочки». В реальности при разгоне

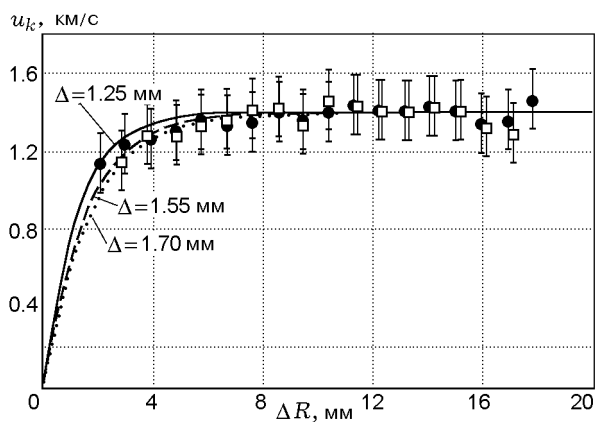


Рис. 3. Скорость полета оболочки в зависимости от пройденного ею радиального расстояния:

точки вычислены по формуле (1.5), линии — интерполяции по формуле (1.6) при различных значениях  $\Delta$

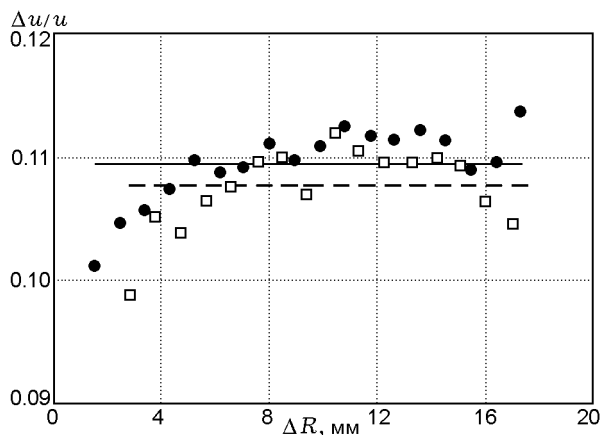


Рис. 4. Относительная погрешность измерения скорости (точки) и средние по совокупности точек относительные погрешности в каждом опыте (линии):

кружки, сплошная линия — эксперимент 1, квадраты, штриховая линия — эксперимент 2

оболочки импульсом давления от продуктов взрыва по ней распространяются волны сжатия (ударные волны) и волны разрежения, что приводит к пульсациям скорости внешней границы медной оболочки, движение которой регистрируется в опыте Т-20. Нас интересует средняя скорость центра масс элемента оболочки. Эта величина отражает эволюцию давления продуктов взрыва на внутренней границе оболочки. Метод определения экспериментальной скорости по соотношению (1.5) приводит к сглаживанию пульсаций скорости внешней границы и отражает изменение во времени средней скорости элемента оболочки. Конечно, можно, увеличивая число точек, которые «снимаются» с непрерывной записи фоторегистратора, попытаться выделить также пульсации скорости внешней границы оболочки. Но в реальности такие попытки приводят к резкому росту погрешности при определении из эксперимента мгновенного значения скорости по формуле (1.5). Поэтому экспериментальные точки, приведенные на рис. 3, характеризуют среднюю скорость оболочки, которая отражает эволюцию давления на внутренней поверхности медной оболочки.

Интегрируя и дифференцируя выражение (1.6), на основе экспериментальных точек получаем зависимости скорости полета  $u$ , пройденного радиального расстояния  $R$  и ускорения оболочки  $a$  от времени. Ускорение оболочки — крайне важная величина. Оно, фактиче-

ски, определяет эволюцию во времени давления, рассчитанного на основе данных эксперимента, на внутренней поверхности медной оболочки.

### ОЦЕНКА ДАВЛЕНИЯ НА ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕДНОЙ ОБОЛОЧКИ, ИЗМЕРЕННОГО ПО МЕТОДИКЕ Т-20, И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рис. 5 иллюстрирует определение давления на внутренней поверхности медной оболочки при ее разлете в экспериментах по методике Т-20.

Из экспериментов известна зависимость внешнего радиуса медной оболочки от времени:  $R_{Cu}(t) = R_0 + \Delta R_{Cu}(t)$ . Внутренний радиус оболочки  $R_{ПВ}(t)$  связан с внешней толщиной самой оболочки:

$$R_{Cu}(t) = R_{ПВ}(t) + \Delta(t). \quad (2.1)$$

Сначала выразим давление на внутренней поверхности медной оболочки через траекторию движения  $R_{ПВ}(t)$ . В точке  $A$  на рис. 5 на элемент поверхности оболочки  $dS$  массой  $dm$  действует ортогонально поверхности давление  $p(t)$ . Ускорение этого элемента оболочки, ортогональное поверхности  $dS$ , равно  $|a_N| = dS \cdot p/dm = p/\mu$ ,  $\mu \equiv dm/dS$ . Давление на оболочке рассчитывается по формуле

$$p(t) = \mu(t)|a_N(t)|. \quad (2.2)$$

Удельная масса  $\mu(t)$  медной оболочки на единицу поверхности по мере ее движения все время снижается относительно начального значения  $\mu_0 \equiv \rho_{0Cu}\Delta_0$ .

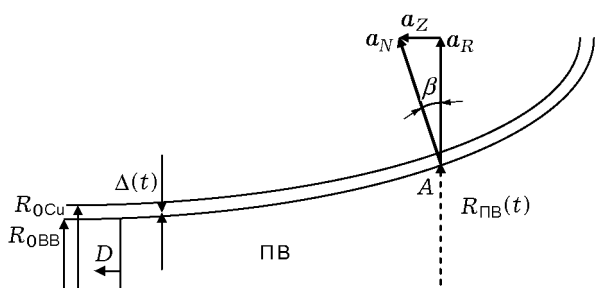


Рис. 5. К выводу соотношений для определения давления на внутренней поверхности медной оболочки по интерполяционным кривым для скорости (см. рис. 3), полученным в экспериментах по методике Т-20

Нормальное ускорение оболочки выразим через радиальное ускорение внутренней поверхности оболочки (рис. 5):

$$|a_N| = \frac{|a_R|}{\cos(\beta)} = \frac{\ddot{R}_{ПВ}}{\cos(\beta)}. \quad (2.3)$$

В системе координат относительно неподвижного фронта детонации угол  $\beta$  можно определить через радиальную скорость и скорость волны детонации:

$$\operatorname{tg}(\beta) = \frac{\dot{R}_{ПВ}}{D}.$$

Для нормального ускорения оболочки (2.3) получаем

$$a_N = \ddot{R}_{ПВ} \sqrt{1 + (\dot{R}_{ПВ}/D)^2}.$$

Учитывая, что  $\mu(t) = \mu_0 R_{0ВВ}/R_{ПВ}(t)$ , для давления на оболочке (2.2) запишем выражение

$$p(t) = \mu_0 \frac{R_{0ВВ}}{R_{ПВ}(t)} \ddot{R}_{ПВ}(t) \sqrt{1 + (\dot{R}_{ПВ}(t)/D)^2}. \quad (2.4)$$

Из формулы (2.4) видно, что давление зависит от внутреннего радиуса медной оболочки от его первой и второй производных по времени:  $\{R_{ПВ}(t), \dot{R}_{ПВ}(t), \ddot{R}_{ПВ}(t)\}$ . При этом основную роль в определении давления играют сам радиус и его вторая производная. Вклад первой производной менее существен. Действительно, даже если взять  $\dot{R}_{ВВ}(t) \approx 2.0$  км/с, то при  $D \approx 7.8$  км/с получим для выражения под корнем в формуле (2.4) значение  $\approx 1.032$ , отличающееся от единицы всего на 3%. Этот факт означает, что влияние на физические параметры поворота медной оболочки при ее разгоне мало и им можно пренебречь. В эксперименте фиксируется движение внешней границы оболочки. Различие величин  $R_{Cu}(t)$  и  $R_{ПВ}(t)$  на начальном этапе разгона оболочки  $\approx 20\%$ , далее толщина оболочки снижается и различие этих радиусов становится еще меньше. Перейдем в формуле (2.4) от радиуса  $R_{ПВ}(t)$  к радиусу  $R_{Cu}(t)$ . С хорошей точностью можно пренебречь небольшими изменениями плотности медной оболочки при движении и считать ее постоянной:  $\rho_{Cu}(t) \approx \rho_{0Cu}$ . Тогда получим выражения, связывающие внешний и внутренний радиусы и их производные во времени:

$$R_{ПВ}(t) = \frac{R_{Cu}(t)}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4R_{0ВВ}\Delta_0}{R_{Cu}(t)^2}} \right\},$$

$$\dot{R}_{\text{ПВ}}(t) = \dot{R}_{\text{Cu}}(t) \left\{ 1 + \frac{\Delta(t)}{\sqrt{R_{\text{Cu}}(t)^2 - 4R_{0\text{ВВ}}\Delta_0}} \right\},$$

$$\Delta(t) = \frac{R_{\text{Cu}}(t)}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{4R_{0\text{ВВ}}\Delta_0}{R_{\text{Cu}}(t)^2}} \right\},$$

$$\dot{\Delta}(t) = -\dot{R}_{\text{Cu}}(t) \frac{\Delta(t)}{\sqrt{R_{\text{Cu}}(t)^2 - 4R_{0\text{ВВ}}\Delta_0}},$$

$$\ddot{R}_{\text{ПВ}}(t) = \ddot{R}_{\text{Cu}}(t) +$$

$$+ \frac{\Delta(t)\ddot{R}_{\text{Cu}}(t) + 2\dot{\Delta}(t)\dot{R}_{\text{Cu}}(t) - 2\ddot{\Delta}(t)^2}{R_{\text{Cu}}(t)} - 2\Delta(t).$$

Зависимость  $p(t)$  на внутренней поверхности медной оболочки показана на рис. 6. Три кривые соответствуют трем вариантам интерполяции приведенных на рис. 3 экспериментальных данных по средней скорости движения оболочки.

На рис. 7–9 представлены результаты расчетов по вычислительным комплексам программ ЭГАК (2D) [13] и МАСТЕР (Изумруд) (1D) [14].

Расчеты по комплексу ЭГАК проведены в двумерной геометрии движения продуктов взрыва и медной оболочки. Это максимально общая постановка задачи для данной осесимметричной геометрии эксперимента. При этом двумерный характер разлета внешней медной оболочки реализуется лишь на начальном

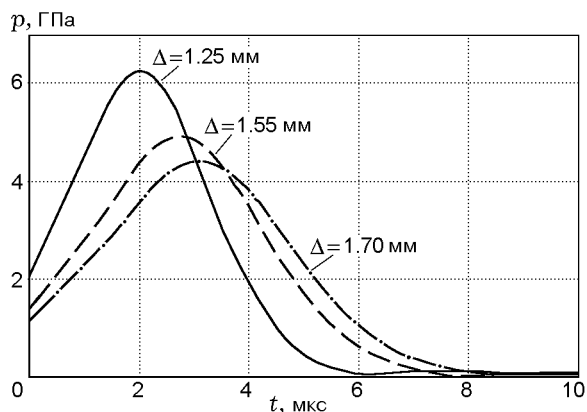


Рис. 6. Давление на внутренней поверхности медной оболочки в зависимости от времени (формула (2.4)):

кривые давления получены по интерполяционным зависимостям для экспериментальной скорости оболочки при различных значениях  $\Delta$  (формула (1.6))

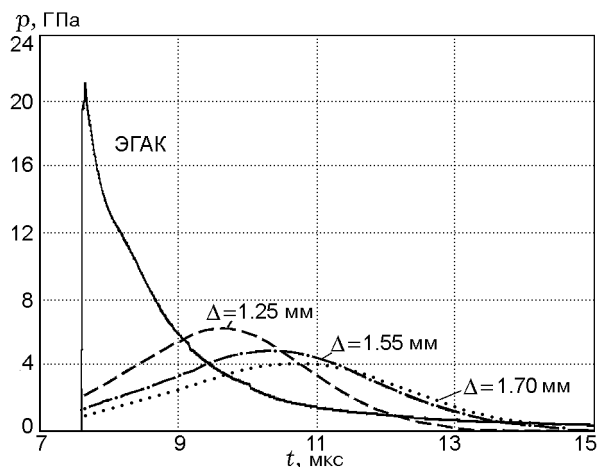


Рис. 7. Давление на внутренней поверхности медной оболочки в зависимости от времени, рассчитанное по комплексу ЭГАК (2D) с уравнением состояния Зубарева для продуктов взрыва без учета кинетики и полученное интерполяцией экспериментальных данных по давлению (см. рис. 6)

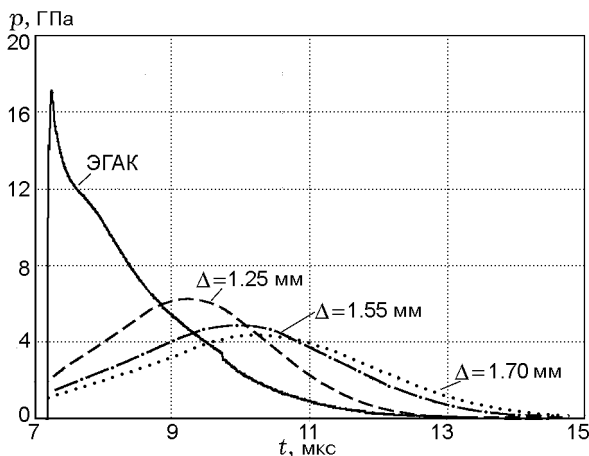


Рис. 8. Давление на внутренней поверхности медной оболочки в зависимости от времени, рассчитанное по комплексу ЭГАК (2D) с уравнениями состояния и кинетикой Ignition&Growth и полученное интерполяцией экспериментальных данных по давлению (см. рис. 6)

участке медной трубки длиной  $\approx 60$  мм, отсчитываемом от торца, где инициируется ВВ. Движение этого участка медной оболочки, как правило, не используется при «оцифровке» записи фоторегистратора. Причина как раз в том, что начиная примерно с этой высоты трубки остальные участки оболочки движутся практически по одной и той же радиальной тра-

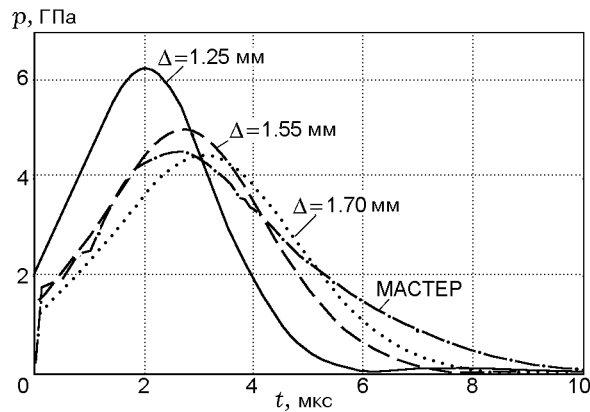


Рис. 9. Давление на внутренней поверхности медной оболочки в зависимости от времени в опытах Т-20, рассчитанное с источником энерговыделения  $Q(t)$  по программному комплексу МАСТЕР и полученное интерполяцией экспериментальных данных по давлению (см. рис. 6)

Энерговыделение  $Q(t)$ , рассчитанное по программному комплексу МАСТЕР (1D)

$t$ , мкс	$Q$ , кДж/г
0	0
0.7	2
0.1	0.2
0.5	0.5
1	1.5
2	5
3	7.3
4	7.8
5	7.8
10	6.5
30	5

ектории  $R(t)$ , что подтверждают расчеты по комплексу ЭГАК. По этой причине для описания движения элементов медной оболочки в эксперименте Т-20 можно использовать и одномерную геометрию в расчетах. Подобные расчеты выполнены также по комплексу программ МАСТЕР.

На рис. 7 и 8 показано изменение во времени давления на внутренней поверхности медной оболочки, рассчитанное по комплексу ЭГАК (2D) с уравнением состояния Зубарева для ПВ без учета кинетики («мгновенная детонация») и с уравнением состояния JWL для ВВ и ПВ с кинетикой Ignition&Growth. Калорийность пластифицированного тэна в расчетах взята равной  $Q_0 = 5.7$  кДж/г. Остальные линии на рис. 7 и 8 — интерполяции давления из рис. 6.

На рис. 9 представлены результаты расчета давления по программе МАСТЕР (1D) с «навязанным» источником выделения тепловой энергии по всему объему ПВ (см. таблицу). Уравнение состояния ПВ — «идеальный газ». Остальные линии на рис. 9 — интерполяции давления из рис. 6.

На рис. 6–8 наблюдается следующий фундаментальный факт. Давление на внутренней поверхности медной оболочки не возрастает скачком до самого максимального значения, чтобы потом монотонно снижаться, как того требует теория изоэнтропического разлета [1, 7] (расчетные давления по комплексу ЭГАК

на рис. 7 и 8). Вместо этого, оно в течение времени  $\Delta t \approx 2.0 \div 3.0$  мкс растет от начального  $1.0 \div 2.0$  ГПа до максимального  $4.5 \div 6.25$  ГПа (см. рис. 6) и лишь затем начинает снижаться. Разлет медной оболочки идет монотонно на протяжении всего времени регистрации, и за счет этого давление на внутренней поверхности оболочки должно только монотонно падать, как это получалось во всех проведенных расчетах (см. рис. 7 и 8). Между тем в интервале времени  $\Delta t \approx 2.0 \div 3.0$  мкс давление, оцененное по результатам экспериментов по методике Т-20, растет. Это указывает на продолжение энерговыделения в химических реакциях, и, возможно, выделение энергии длится дольше, чем  $\Delta t \approx 3.0$  мкс. Просто в этом случае, хотя и идет процесс тепловыделения, но разлет оболочки начинает подавлять рост давления, вызываемый экзотермическими реакциями.

«Каноническая» ширина зоны химических реакций в пластифицированном тэне, определяемая от точки Неймана до точки Жуге, весьма мала. При использованных константах кинетики она составила  $\Delta t \approx 7.0$  нс (расчеты с кинетикой Ignition&Growth). Близкая длительность зоны реакций в пластифицированном тэне указана в [15]. Сравнение двух обсуждаемых интервалов времени ( $\approx 3.0$  мкс и  $\approx 7.0$  нс) позволяет предположить, что заметное энерговыделение при детонации пластифицированного тэна происходит за точкой Жуге. В течение  $\Delta t \approx 3.0$  мкс оно будет «поддерживать» давление за точкой Жуге и при разлете смеси пла-

стифицированного тэна и продуктов его взрыва. Возможное энерговыделение за точкой Жуге рассматривалось ранее в рамках описания детонации как процесса фазового превращения [3, 4].

Результаты моделирования разлета медной оболочки с использованием программы МАСТЕР (Изумруд) с источником  $Q(t)$  (см. таблицу) и полученное давление на внутренней границе медной оболочки приведены на рис. 9. Видно, что рассчитанный импульс давления неплохо согласуется с оценками давления по результатам экспериментов Т-20 с разлетом медных трубок.

Это позволяет заключить, что после первой стадии энерговыделения, которое обеспечивает детонацию со скоростью  $D \approx 7.8$  км/с, имеет место энерговыделение за точкой Жуге в зоне разлета. В классическом подходе к детонации зона за точкой Жуге считается изоэнтропической зоной, в которой энерговыделение отсутствует. В действительности в ней выделяется энергия  $Q_{\max} \approx 7.8$  кДж/г, и далее идет заключительная эндотермическая стадия, которая компенсирует такое большое энерговыделение. Так что в «бомбе» Бихеля [7] регистрируется небольшая энергия:  $Q_0 \approx 5.1$  кДж/г.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из результатов движения медной оболочки от продуктов взрыва пластифицированного тэна, зарегистрированных в экспериментах по методике Т-20, извлечены скорость оболочки, радиальная траектория полета оболочки во времени и оценено давление на внутренней поверхности оболочки в зависимости от времени. Проведены расчеты по комплексу программ ЭГАК в двумерной постановке: задача с уравнением состояния Зубарева для ПВ (без использования кинетики) и задача с кинетической Ignition&Growth и уравнением состояния в форме JWL. В расчетах моделировались траектория движения медной оболочки, скорость ее полета, давление ПВ на внутренней поверхности медной оболочки. Особый интерес представляет сравнение результатов расчетов давления по методике ЭГАК (2D) с применением штатных уравнений состояния и оценок давления по результатам экспериментов по методике Т-20. Обнаружено существенное их отличие.

В расчетах по комплексу программ МАСТЕР удалось подобрать источник энерговыделения  $Q(t)$  за точкой Жуге, наличие

которого позволило достаточно хорошо описывать все результаты, полученные на основе эксперимента Т-20. Скорее всего, в энерговыделение за точкой Жуге заметный вклад вносят кинетические процессы. При этом наряду с экзотермическими реакциями в ходе превращения ВВ в продукты взрыва идут, по-видимому, и реакции эндотермического характера. Они снижают на заключительной стадии процесса повышенное выделение энергии, которое, вероятно, имеет место в ходе взрыва за точкой Жуге, и приводят энерговыделение к «штатному», заметно меньшему, чем это возможно в ходе самого процесса взрыва.

Получена следующая картина выделения энергии за точкой Жуге. Сначала реализуется первая экзотермическая стадия с выделением энергии  $\approx 2.0$  кДж/г. Этой энергии, скорее всего, достаточно, чтобы обеспечить стационарный режим детонации с точкой Жуге. Подобный вывод следует также и из расчета стационарного режима детонации, рассматриваемого как фазовый переход [3, 4]. Далее за точкой Жуге происходит дополнительное выделение тепла, максимум которого достигает значения  $\approx 7.8$  кДж/г. Это энерговыделение и объясняет вид импульса давления на внутренней поверхности медной оболочки, полученного из эксперимента, с максимальным давлением  $4.5 \div 6.25$  ГПа и временем его достижения  $\Delta t \approx 2.0 \div 3.0$  мкс. Процесс за точкой Жуге завершается эндотермической стадией, которая компенсирует такое большое энерговыделение ( $\approx 7.8$  кДж/г), так что при нормальных условиях по давлению и температуре в «бомбе» Бихеля [7] регистрируется небольшая величина:  $Q_0 \approx 5.1$  кДж/г. Следует отметить, что подобный характер энерговыделения в пластифицированном тэне может привести к альтернативной интерпретации режима недосжатой детонации в этом ВВ [7].

Следует подчеркнуть, что картину «неклассического» поведения давления во времени, полученную из результатов экспериментов по методике Т-20, конечно, желательно подтвердить прямыми измерениями давления на внутренней границе медной оболочки с помощью датчика давления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Yoo C. S., Cynn H., Howard W. M., Holmes N. Equation of state of unreacted high

- explosives at high pressures // Proc. 13th Symp. on Detonation. — 2006. — P. 951–957. — (DE 215-Yoo\_XIII.pdf).
2. **Foltz M. F.** Pressure dependence on the reaction propagation rate of PENT at high pressure // Proc. 10th Symp. on Detonation. — 1993. — P. 579–585.
  3. **Кузьмицкий И. В.** Детонация как фазовый переход от ВВ к ПВ // Ударные волны в конденсированных средах. — СПб., 2008. — С. 265–271.
  4. **Кузьмицкий И. В.** Детонация как фазовый переход и критерии определения стационарных режимов Чепмена — Жуге на основе теоремы Гленсдорфа — Пригожина. Волна разрежения // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 3. — С. 97–106.
  5. **Dobratz V. M.** LLNL Explosives Handbook. Properties of Chemical Explosives and Explosive Stimulants. — UCRL-52997. — 1981.
  6. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
  7. **Физика взрыва** / под ред. Л. П. Орленко. — М.: Физматлит, 2002. — Т. 1.
  8. **Методы** исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / под ред. М. В. Жерноклетова. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003.
  9. **Бойко М. М., Марков И. В.** К вопросу об определении закона движения тонкой оболочки при внутреннем нагружении // Intern. Conf. Shock Waves in Condensed Matter. — S. Petersburg — Novgorod, 2010. — P. 180–184.
  10. **Kury J. W., Hornig H. C., Lee E. L., Mac Donnel J. L., Ornellas D. L., Finger M., Strange F. M., Wilkins M. L.** Metal acceleration by composite explosives // Proc. 4th Symp. (Intern.) on Detonation. — 1965. — P. 3–12.
  11. **Finger M., Hornig H. C., Lee E. L., Kury J. W.** Metal acceleration by chemical explosives // Proc. 5th Symp. (Intern.) on Detonation. — 1970. — P. 137–149.
  12. **Souers P. S., Wu B., Haselman L. C., Jr.** Detonation equation of state at LLNL, 1995 // UCRL-ID-119262. Energetic Materials Center. — 1996. — P. 164.
  13. **Darova N. S., Dibirov O. A., Zharova G. V., Shanin A. A., Yanilkin Yu. V.** EGAK code system. Lagrangian-Eulerian techniques for 2D gas dynamic multicomponent fluid flows // VANT. Ser. Math. Model. Phys. Process. — 1994. — Is. 2. — P. 51–58.
  14. **Roudenko V., Chabourov M., Tchekhounov E.** Virtual physics laboratory of the package MASTER // Proc. Intern. Conf. Physics Teacher Education Beyond 2000. — Barcelona, 2000.
  15. **Лобойко Б. Г., Любятинский С. Н.** Зоны реакции детонирующих твердых взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 6. — С. 45–64.

*Поступила в редакцию 17/VII 2012 г.,  
в окончательном варианте — 3/IV 2013 г.*