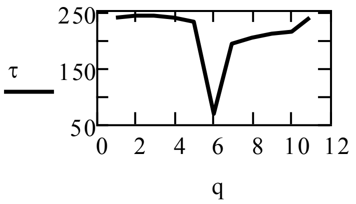
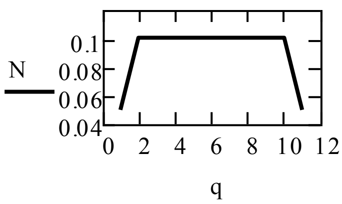
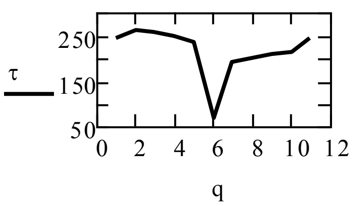
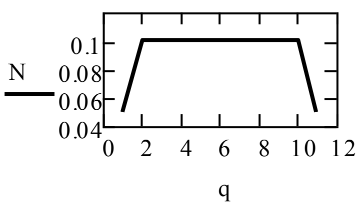
| | | |
|---|---|---|
|  |  | n10(0)=1<br>n1(0)=n2(0)=…n11(0)=0 |
|  |  | n11(0)=1<br>n1(0)=n2(0)=…n10(0)=0 |

Из анализа полученных данных (Таблица 1) видно, что:

1) равновесная концентрация не зависит от начальных условий;

2) для различных подсистем время релаксации различно;

3) во всех случаях, кроме случая n6(0)=1, зависимость времени релаксации от номера подсистемы имеет несимметричный характер;

4) в случае n6(0)=1 зависимость времени релаксации от номера подсистемы имеет симметричный вид и имеет 2 минимума в подсистемах 4 и 8. В подсистемах время релаксации имеет локальный максимум в крайних подсистемах (1, 2, 10, 11 подсистемах);

5) в случаях n6(0)≠1 зависимость времени релаксации имеет 1 минимум в средней подсистеме (6 подсистема).

На основании анализа данных можно прийти к выводу, что в одномерной системе времена релаксации существенно зависят, как от положения подсистемы в системе, так и от начальных условий. Равновесные состояния одномерной системы не зависят от начальных условий, для всех подсистем, кроме крайних, равновесное состояние одинаково.

*Список литературы*


1. **Базаров И. П. и др.** Термодинамика и статистическая физика: теория равновесных систем: учебное пособие для ун-тов по спец. ―Физика" / И. П. Базаров, Э. В. Геворкян, П. Н. Николаев. М.: Изд-во МГУ, 1986. 309 с.
2. **Волков И. К.** Случайные процессы: учеб. для втузов / И. К. Волков, С. М. Зуев, Г. М. Цветкова; под ред. В. С. Зарубина, А. П. Крищенко. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2003. 447 с.
3. **Грот С. Р.** Неравновесная термодинамика / пер. с англ. В. Т. Хозяинова; под ред. Д. Н. Зубарева. М.: Мир, 1964. 456 с.
4. **Гурский Д. А.** Вычисления в MathCAD: для мат. и естеств.-науч. специальностей, преподавателей и науч. работников. Минск: ООО ―Новое знание", 2003. 813 с.
5. **Дьярмати Ч.** Неравновесная термодинамика / пер. с англ. М.: Мир, 1924. 304 с.
6. **Макаров Е. Г.** Инженерные расчеты в MathCAD 14. СПб.: Питер, 2007. 591 с.


---

УДК 534.222.2

*Евгений Степанович Прохоров*
*Новосибирский государственный педагогический университет*

## ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЗОДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В СУЖАЮЩИХСЯ КАНАЛАХ©

Детонация представляет волновой процесс распространения по горючему (взрывчатому) веществу зоны экзотермической химической реакции со сверхзвуковой скоростью $D$ ($D > c_0$, где $c_0$ – скорость звука в данном веществе). Выделяющаяся в зоне реакции энергия обеспечивает самоподдерживающееся распространение детонационной волны (ДВ). При выходе детонации на установившийся режим (режим Чепмена – Жуге) скорость фронта ДВ стремится к своему постоянному минимальному значению $D_{CJ}$, которое принимается в качестве основной характеристики взрывчатого вещества [1]. Здесь и далее нижний индекс «CJ» используется для обозначения параметров детонации Чепмена–Жуге.

Для взрывчатых газовых смесей $D_{CJ}$ достигает значений 1’ 3 км/с, при этом ДВ имеет сложную ячеистую структуру из-за пульсаций, вызванных неустойчивостью переднего фронта волны. Поперечный размер детонационной ячейки $a_{CJ}$, который зависит от химического состава и термодинамических данных взрывчатой смеси, сопоставим с толщиной фронта ДВ – шириной зоны основного энерговыделения и резкого повышения значений газодинамических параметров продуктов химической реакции [4], таких как температура $T$, давление $p$, плотность $\rho$ и массовая скорость $u$. Для газовой ДВ, распространяющейся в прямолинейном канале, гидравлический диаметр которого $d >> a_{CJ}$ (когда влиянием пульсаций фронта можно пренебречь), рассчитанное по одномерной модели Зельдовича–Неймана–Дѐринга значение $D_{CJ}$ практически не отличается от скорости детонации, измеренной в эксперименте [7]. Поэтому при решении целого ряда задач полагают $D_{CJ}$ заранее определенной, заданной величиной.

Известно, что при переходе детонации из широкой трубы в узкую трубу ДВ может усиливаться и распространяться в пересжатом режиме. У пересжатых ДВ скорость фронта $D$ и давление (плотность) продуктов химической реакции больше, чем у детонации Чепмена–Жуге. Степень пересжатия $\alpha$ определяется следующим соотношением:

$$\alpha = D / D_{CJ} \tag{1}$$

В рамках двумерной нестационарной постановки численное исследование формирования и распространения газодетонационных волн в конически сужающихся каналах выполнено в [2].

В данной работе предложена более простая по сравнению [Там же] квазиодномерная модель для описания распространения ДВ в канале с переменным поперечным сечением. Эта модель применима для приближенных аналитических расчетов степени пересжатия ДВ при переходе детонации из широкой трубы в узкую и оценки газодинамических параметров на детонационном фронте в зависимости от $\alpha$.

Для упрощенного описания газодетонационных волн можно использовать следующий подход. Так на практике часто встречается ситуация, когда толщина фронта пренебрежимо мала по сравнению с характерным линейным масштабом всего газодинамического течения (например, диаметром трубы $d$, в которой распространяется детонация). В этом случае фронт ДВ можно рассматривать как скачок уплотнения с мгновенным выделением тепла, на котором, в частности, должны выполняться законы сохранения массы, импульса и энергии (соотношения на сильном разрыве [3]). Из анализа равновесных расчетов параметров детонации [5] следует, что для интенсивно взрывающихся газовых смесей с температурой продуктов химической реакции (далее продуктов детонации или сокращенно ПД) порядка 3000 К показатель равновесной адиабаты близок к единице, т.е. ПД представляют почти изотермическую среду.

Для этой модели справедливы следующие соотношения на фронте ДВ

$$\rho_*\left(D-u_*\right)=\rho_0 D,\ \ p_*+\rho_*\left(D-u_*\right)^2=p_0+\rho_0 D^2,\ \ p/\rho=c^2=const \tag{2}$$

где $c$ – равновесная скорость звука в ПД; индексами «0» и «*» обозначены значения газодинамических величин в исходном состоянии (перед фронтом) и на фронте ДВ соответственно. Если уравнения (2) дополнить условием Чепмена–Жуге относительно равновесной скорости звука [4]

$$D_{CJ}=u_{CJ}+c_{CJ} \tag{3}$$

тогда для детонации Чепмена–Жуге можно оценить значения параметров ПД на фронте.

Обычно для ДВ $p_* >> p_0$, так что начальным давлением газовой смеси можно пренебречь. Тогда решая систему уравнений (2)-(3), получаем:

$$u_{CJ}=c_{CJ}=c=D_{CJ}/2,\quad \rho_{CJ}=2\rho_0,\quad p_{CJ}=2\rho_0 c_*^2 \tag{4}$$

Погрешность таких оценок по сравнению с точными расчетами [5] не хуже 20%.

Используя определение для $\alpha$ (1), из соотношений (2) находим зависимости $p_*$, $\rho_*$, $u_*$ на фронте ДВ от степени пересжатия

$$u_*/u_{CJ}=\alpha+\sqrt{\alpha^2-1},\ \ p_*/p_{CJ}=\rho_*/\rho_{CJ}=\alpha\left(\alpha+\sqrt{\alpha^2-1}\right) \tag{5}$$

Интересно отметить, что для обезразмеренных параметров детонации погрешность формул (5) незначительна (около 3 %) по сравнению с точными расчетами [Там же].

Рассмотрим квазиодномерную задачу о переходе газовой детонации из широкой трубы (с площадью перечного сечения $S_0$) в узкую (с площадь поперечного сечения $S_1$) через сужающийся патрубок (канал с изменяющейся площадью поперечного сечения $S_1 \le S \le S_0$, где $S=S(x)$ – некоторая убывающая функция от координаты $x$). В широкой части трубы самоподдерживающаяся ДВ распространяется по смеси со скорость $D_{CJ}$. После входа в область сужения трубы детонация усиливается, возрастает еѐ степень пересжатия $\alpha$, которая достигает своего максимального значения $\alpha_{\max}$ при входе в узкую часть трубы. Для определения $\alpha_{\max}$ можно применить приближенный метод Уитема (например, как в [8]), суть которого основана на так называемом «характеристическом правиле»: предложение о близости скоростей фронта волны и догоняющей его $c_+$ - характеристики.

При таком описании не учитывается обратное действие на фронт возмущенного состояния ПД, что позволяет получить аналитическую зависимость между относительным изменением площади поперечного сечения канала $S_0 / S_1$, и максимальной степенью пересжатия ДВ $\alpha_{\max}$.

Для течений газа в трубе переменного сечения вдоль $c_+$ - характеристики (линии $dx / dt = u + c$, где $t$ – время) должно выполняться следующее дифференциальное уравнение [6]:

$$du + \frac{dp}{\rho c} = -\frac{uc}{u+c} d(\ln S) \qquad (6)$$

При малых степенях пересжатия разница наклонов траекторий движений фронта ДВ и догоняющей его $c_+$ - характеристики мала ($u + c - D \approx 0$). Тогда можно считать, что (6) выполняется и вдоль траектории фронта ДВ.

Подставляя в (6) соотношения (4) и (5), получим дифференциальное уравнение, устанавливающее связь между степенью пересжатия $\alpha$ и площадью поперечного сечения $S = S(x)$:

$$\left( \sqrt{\frac{\alpha+1}{\alpha-1}} + 1 \right) \cdot (1 + 1/\alpha) \cdot d\alpha = d(\ln S).$$

Проинтегрируем это уравнение в области сужения трубы, когда площадь поперечного сечения изменяется от $S_0$ до $S_1$, а степень пересжатия от 1 до $\alpha_{\max}$. Разлагая найденное решение в ряд относительно $\alpha_{\max} - 1$ и пренебрегая членами выше первого порядка малости, получим приближенное уравнение

$$(\alpha_{\max} - 1) + \sqrt{8(\alpha_{\max} - 1)} = 0,5 \ln(S_0 / S_1) \qquad (7)$$

Проверка показала, что приближенная зависимость (7) позволяет описывать (отклонение не превышает 3%) расчетные данные для максимальной степени пересжатия ДВ, полученные по двумерной нестационарной модели [2], которая хорошо согласуется с известными результатами экспериментов. Поэтому для оценок $\alpha_{\max}$ можно пользоваться уравнением (7).

Таким образом, в работе сформулирована простая модель, позволяющая адекватно описывать изменение скорости и газодинамических параметров ДВ, распространяющейся в сужающемся канале по взрывчатой газовой смеси.

*Список литературы*

1. **Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И.** Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
2. **Ждан С. А., Прохоров Е. С.** Формирования и распространения газодетонационных волн в конически сужающихся каналах // Физика горения и взрыва. 1995. № 5. Т. 31. С. 92-100.
3. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика: гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
4. **Митрофанов В. В.** Детонация гомогенных и гетерогенных систем. Новосибирск: Изд-во ИГиЛ СО РАН, 2003. 200 с.
5. **Николаев Ю. А., Топчиян М. Е.** Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. 1977. № 3. Т. 13. С. 393-404.
6. **Станюкович К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 804 с.
7. **Щетинков Е. С.** Физика горения газов. М.: Наука, 1965. 740 с.
8. **Teipel I.** Detonation waves in pipes with variable cross-section // Acta Mechanica. 1983. V. 47. P. 185-191.

---

УДК 044.925.84

*Роман Владимирович Руденский*
*Московский государственный институт электронной техники (технический университет)*

## ТЕХНОЛОГИЧЕСКИ-ОРИЕНТИРОВАННЫЙ ПОДХОД В ЭЛЕКТРОННОМ ГЕОМЕТРИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ©

Компьютерное трехмерное твердотельное геометрическое моделирование является общепринятым техническим уровнем в процессе проектирования электронных приборов и устройств, позволяющим более эффективно использовать CALS-технологию (Continuous Acquisition and Life cycle Support – непрерывную информационную поддержку поставок и жизненного цикла изделия). Эта технология использует компьютерную технику и современные информационные технологии на всех стадиях жизненного цикла изделия, обеспечивая единообразные способы управления процессами и взаимодействие всех участников этого цикла [4]. CALS-технология на этапе проектирования и производства использует технологии «сквозного цикла», что сокращает сроки проектирования и повышает его качество.