

2. А.А.Волкова, А.Д.Зинченко, И.В.Санин Временные характеристики инициирования ТЭНа лазерным излучением. ФГВ. 1977. Т13. №5 с 760 - 766.
3. А.И. Быхало, Ж.В. Ужукало, Н.Г.Ковальский Инициирование тэна мощным лазерным излучением. ФГВ. 1985. Т21. №4. с 110 - 113.
4. В.И. Таржанов, А.Д.Зинченко, В.И. Сдобнов Лазерное инициирование тэна. ФГВ. 1996. Т32. №4. с 113 - 119.
5. Э.Д. Алукер, А.Г. Кречетов, Б.Г. Лобойко и др. Хим. физика. 2008. Т27. №5. - 67с.
6. Э.Д. Алукер, А.Г.Кречетов, Д.Р. Нурмухаметов и др. Письма ЖТФ. 2009. Т35. Вып.22. – 55с.
7. Э.Д. Алукер, Н.Л. Алукер, Г.М. Белокуров Хим. физика. 2010. Т29. №1. – 49с.
8. Б.П. Адуев, Г.М. Белокуров и др. Исследование взрывной чувствительности механической смеси тэна и наночастиц Ni-C при инициировании взрыва импульсом лазера. ФГВ. 2009. Т.45. №1. с 68 - 72.
9. Б.П. Адуев, Д.Р. Нурмухаметов и др. Влияние добавок наночастиц монокарбида никеля на чувствительность тэна к лазерному воздействию. Хим. физика. 2008. Т.28. №11. с 50-53.
10. Б.П. Адуев Д.Р. Нурмухаметов и др. Давление продуктов взрывного разложения смеси тэна и наночастиц монокарбида никеля при импульсном лазерном инициировании. Хим. физика. 2010. Т.29. №1. с. 70-74.
11. V.N. German, A.K. Fisenko, N.P. Khokhlov. Laser radiation induced detonation in HE samples produced by thermovacuum deposition. 1998 Life Cycles of Energetic Materials Proceedings, Fullerton, California, USA, 1998 p.60-77.
12. Б.П. Адуев Д.Р. Нурмухаметов и др. Влияние добавок ультрадисперсных частиц Al-C на чувствительность тэна к лазерному воздействию. Хим. Физика. 2011. Т 30. №3. с63 - 65.
13. В.Г. Кригер, А.В. Каленский, А.А. Звекон, И.Ю. Зыков, Б.П. Адуев. Влияние эффективности поглощения лазерного излучения на температуру разогрева включений в прозрачных средах. ФГВ. 2012. Т.48. № 6. с.54 – 58.
14. А.А. Волкова, А.Д. Зинченко, И.В. Санин. Временные характеристики инициирования тэна лазерным излучением. ФГВ. 1977. Т13. №5 с 760 - 766.
15. Дж.Ф. Рэди. Действие мощного лазерного излучения. Мир, Москва, 1974, с.210 - 212.

**ПЛАСТИФИЦИРОВАННЫЙ ТЭН. ПРИНЦИП ГЛЕНСДОРФА-ПРИГОЖИНА
ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ДЕТОНАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ В МОДЕЛИ
"ДЕТОНАЦИЯ КАК ФАЗОВОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ"**

И.В. Кузьмицкий

РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия

Уточнены параметры детонации и произведены вычисления неполного выгорания в точке Жуге в рамках модели "Детонация как Фазовое Превращение" (ДФП). Получены параметры для устойчивой детонации при применении принципа Гленсдорфа-Пригожина с точкой Жуге [1-3] и с волновой скоростью D_{js} , которая при применении констант уравнений состояний фракций ВВ и ПВ пластифицированного ТЭН'а (ПТЭН) на основе последних экспериментов ИФВ оказалась несколько выше обычно регистрируемой экспериментальной волновой скорости $D_j \approx 7.8$ км/с для этого ВВ.

Приведена интерпретация этого результата как возможного стационарного состояния волны детонации для больших длин зарядов ПТЭН'а. Имеется в виду медленный рост волновой скорости детонации при увеличении длины образца ВВ.

Напомним, что при описании детонации уравнениями классической теории детонации (КТД)- уравнениями на основе теории Зельдовича-Неймана-Дёринга (ЗНД) постулируется, что в точке Жуге выгорание полное, достигает 100% [4].

При описании детонации уравнениями, рассматривающими этот процесс как фазовое превращение, а саму детонацию как неравновесный процесс, стационарное состояние которого определяет принцип Гленсдорфа-Пригожина, выгорание в точке Жуге, как правило, меньше 100%. Применительно к ВВ ПТЭН предварительные оценки [1-3,5] приводят к величине $\leq 50\%$. Это очень существенный момент. Конечно, хорошо известно, что выгорание может продолжаться и за точкой Жуге [4,6], но здесь уже оно зависит от газодинамики конкретного течения. Если в лагранжевую точку течения, находящуюся за точкой Жуге, придёт волна разрежения (волна Тейлора), в которой давление снижается быстро, то процесс выгорания резко замедлится, и заметная доля фракции непрореагировавшего ВВ ПТЭН останется несгоревшей. Энергетика детонации может снизиться. Это, в некоторых случаях, может изменить характер газодинамического течения, и в итоге, повлиять на конечный результат, если его рассчитывать в рамках уравнений классической детонации, а не по уравнениям ДФП.

Для проведения расчётов по системе уравнений ДФП, кроме самой системы уравнений, на "первом шаге" нужно определиться с системой констант для фракций ВВ и ПВ. Останется ли система констант для уравнений ДФП прежней, или требуется её менять?

Предполагается, что её можно не менять. Какие причины для такого утверждения? Менять систему "холодных" констант для фракции ВВ нет резона. Так как в точке ударного скачка выгорание нулевое, т. е. фазовое превращение ещё не началось. Константы для фракции ВВ получены из экспериментальных данных для зависимостей $D(U)$, Pf – давление на фронте ударного скачка (измерения манганиновыми датчиками) или Uf – массовая скорость на фронте ударного скачка (измерения лазерной интерферометрией или микроволновая диагностика).

Константы фракции ПВ строятся в первую очередь по экспериментальным данным для давлений и массовых скоростей при разгрузке в инертные среды. В этом случае давления и массовые скорости в продукте взрыва (ПВ) в точности такие же, как и в инертной среде, для которой хорошо известно уравнение состояния и измерена скорость ударной волны в ней (определён "волновой луч").

Эти измерения никак не связаны с таким понятием, как полностью прореагировало ВВ и перешло во фракцию ПВ, или не полностью. Другими словами – основной момент для описания детонации как фазового превращения – недогорание в точке Жуге ВВ не критично для таких экспериментов. Поэтому, "в первом приближении" не видно причин, по которым уравнение состояния ПВ при применении уравнений ДФП следует перенормировать, т. е. подбирать другие константы. Отдельно стоит вопрос о калорийности в системе констант для ПВ при использовании уравнений КТД и ДФП. Константа Q_0 в уравнениях классической теории детонации имеет смысл величины энерговыделения в точке Жуге.

В уравнениях ДФП используется другая константа калорийности q_0 , которая имеет иной физический смысл: это разность энергетических уровней между внутренней энергией ПВ и внутренней энергией ВВ на грамм вещества при фиксированных начальных условиях по давлению и температуре. Удобно эти начальные величины приводить к "нормальным" условиям: $P_0 = 1 \text{ атм} = 1.01325 \cdot 10^{-4} \text{ ГПа}$, $T_0 = 298 \text{ }^\circ\text{K}$. Эту величину с учётом коррекции, выполненной Свициным А.В. (ИТМФ) полагаем $q_0 = 6.2 \text{ КДж/г}$. Заметим, что подбирать константы для ПВ по результатам разгрузочных экспериментов с калорийностью $q_0 = 6.2 \text{ КДж/г}$ нет резона. Так как в точке Жуге калорийность заведомо должна быть ниже этой величины, а какая она будет по результатам расчётов по уравнениям ДФП заранее не известно.

Этой модификацией и отличается система констант для уравнений КТД от системы констант для уравнений ДФП.

В работе приведены расчётные параметры в квазистационарных волнах с точкой Жуге по уравнениям фазового превращения (ДФП) при различных значениях волновой скорости D . Таких

квазистационарных волн с точкой Жуге в конце ЗХР множество. Отбор из них истинно стационарной волны основан на принципе Гленсдорфа-Пригожина для стационарных неравновесных процессов и производится условием: $\delta^2\sigma = 0$. Это условие реализации минимального темпа производства энтропии в ГФТ (гетерогенной физической точке, состоящей из двух фракций ВВ и ПВ). В этом случае зависимость - выгорание α от волновой скорости D , имеет точку максимума, которая и отвечает условию $\delta^2\sigma = 0$:

$$\alpha_{max} \equiv \alpha_{JS} = \alpha_J(D_{JS}) \quad (1)$$

Таким образом, из расчётной зависимости определяется истинно стационарный режим с точки зрения неравновесной термодинамики и его волновая скорость D_{JS} , а также максимальная величина выгорания в точке Жуге для этого режима - α_{max} . Правильная калорийность в такой точке Жуге находится по простому соотношению:

$$Q_{JS} = q_0 \cdot \alpha_{JS} \leq q_0 \quad (2)$$

Выпишем систему уравнений для стационарной волны детонации с волновой скоростью D в приближении равновесного фазового превращения за ударным скачком (3). Волновую скорость D считаем внешним задаваемым произвольным параметром. В системе уравнений (3) использовано выражение для "замороженной" скорости звука [7]. Из решения двенадцати алгебраических уравнений в (3) найдём двенадцать физических величин как функции волновой скорости D :

$$\{\alpha(D), P_f(D), U_f(D), \rho_f^{(1)}(D), \rho_f^{(2)}(D), P(D), P_Q(D), U(D), \rho(D), \rho^{(1)}(D), \rho^{(2)}(D), \sigma_0^{(2)}(D)\}$$

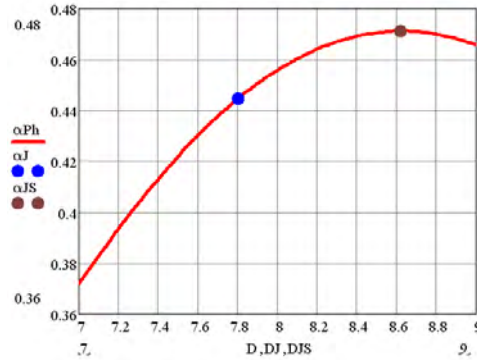


Рисунок 1. Зависимость выгорания в точке Жуге от величины волновой скорости D .

При "штатной" скорости детонации $D_f = 7.8$ км/с выгорание равно $\alpha_J = 0.44452$.

Стационарная скорость волны детонации с точкой Жуге из принципа Гленсдорфа-Пригожина достигается в точке максимума зависимости и равна $D_{SJ} = 8.62$ км/с, выгорание при этом равно $\alpha_{SJ} = 0.47109$

$$\rho_0 \cdot D = \rho_f^{(1)} \cdot (D - U_f) \quad (1)$$

$$P_0 + \rho_0 \cdot D^2 = P_f + \rho_f^{(1)} \cdot (D - U_f)^2 \quad (2)$$

$$H^{(1)}(P_0, \rho_0) + D^2/2 = H^{(1)}(P_f, \rho_f^{(1)}) + (D - U_f)^2/2 \quad (3)$$

$$T^{(1)}(P_f, \rho_f^{(1)}) = T^{(2)}(P_f, \rho_f^{(2)}) \quad (4)$$

$$T^{(1)}(P, \rho^{(1)}) = T^{(2)}(P, \rho^{(2)}) \quad (5)$$

$$\rho_0 \cdot D = \rho \cdot (D - U) \quad (6)$$

$$1/\rho = (1 - \alpha)/\rho^{(1)} + \alpha/\rho^{(2)} \quad (7)$$

$$P_Q = P_f + (\rho_0 \cdot D)^2 \cdot (1/\rho_f^{(1)} - 1/\rho) \quad (8)$$

$$\begin{aligned} H^{(1)}(P_f, \rho_f^{(1)}) - T^{(1)}(P_f, \rho_f^{(1)}) \cdot \sigma^{(1)}(P_f, \rho_f^{(1)}) = \\ = H^{(2)}(P_f, \rho_f^{(2)}) - T^{(2)}(P_f, \rho_f^{(2)}) \cdot (\sigma_0^{(2)} + \sigma^{(2)}(P_f, \rho_f^{(2)})) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} H^{(1)}(P, \rho^{(1)}) - T^{(1)}(P, \rho^{(1)}) \cdot \sigma^{(1)}(P, \rho^{(1)}) = \\ = H^{(2)}(P, \rho^{(2)}) - T^{(2)}(P, \rho^{(2)}) \cdot (\sigma_0^{(2)} + \sigma^{(2)}(P, \rho^{(2)})) \end{aligned} \quad (10)$$

$$(1 - \alpha) \cdot \varepsilon^{(1)}(P, \rho^{(1)}) + \alpha \cdot \varepsilon^{(2)}(P, \rho^{(2)}) + P_Q/\rho + (\rho_0 \cdot D/\rho)^2/2 = \quad (3)$$

$$= \varepsilon^{(1)}(P_f, \rho_f^{(1)}) + P_f/\rho_f^{(1)} + (\rho_0 \cdot D/\rho_f^{(1)})^2/2 \quad (11)$$

$$C(\alpha, P_Q, \rho^{(1)}, \rho^{(2)}) + U - D = 0 \quad (12)$$

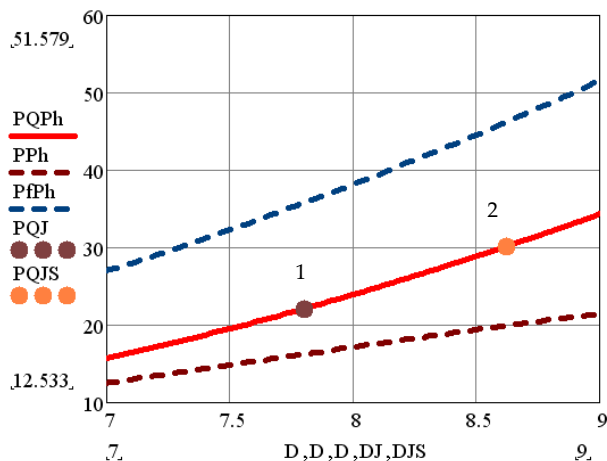
Дальнейшее догорание и увеличение калорийности у такой волны детонации возможно уже за точкой Жуге. Но если величина калорийности в ЗХР в области течения в стационарной волне детонации до точки Жуге - гарантированная величина, то величина калорийности на догорании зависит от внешних граничных условий течения среды, другими словами, от темпа снижения давления в волне разрежения. Если этот темп достаточно большой и скорость реагирования (кинетика) быстро снижается, то и калорийность может остаться на уровне таком, какой зафиксирован в точке Жуге в (2), т.е. будет "малой" величиной.

Из рисунка 1 следует важный вывод: если этот результат отражает правильную "физику" детонации в ВВ ПТЭН, то выгорание в точке Жуге не превышает величины $\sim 0.44...0.47$. Калорийность в точке Жуге $Q_J = 2.756$ КДж/г, калорийность в точке стационарной детонации по критерию Гленсдорфа-Пригожина $Q_{SJ} = 2.921$ КДж/г. Различие этих величин весьма невелико:

$\Delta Q = 0.165$ КДж/г. Различие в выгораниях тоже мало $\Delta \alpha = 0.02657$. Эти различия, как по калорийности, так и по выгоранию, порядка $\sim 5.6\%$. Тем не менее, при таких незначительных различиях в выгорании и калорийности в "штатной" точке Жуге и в точке Жуге со стационарным режимом по критерию Гленсдорфа - Пригожина достаточно велико различие в волновых скоростях: $D_{SJ} = 8.62$ км/с и $D_J = 7.8$ км/с. Что это такое? **Неточность расчёта, или, может быть, эти параметры вообще должны совпасть?**

Такая ситуация, как на рисунке 1, может иметь место в действительности? На наш взгляд такая ситуация (или почти такая) может иметь место, если предположить, что в области выгорания $\alpha \sim 0.44...0.47$ темп кинетики реагирования резко снижается. А в области выгорания до точки Жуге с экспериментальной волновой скоростью $D_J = 7.8$ км/с темп кинетики достаточно велик. Поэтому на эксперименте с относительно небольшой длиной образца из ПТЭН'а, будет регистрироваться

"штатная скорость" $D_J = 7.8$ км/с. Приведём расчётные величины давлений в точке Жуге, полученные из решения системы уравнений (3).



Коричневая точка (1) – давление в точке Жуге при волновой скорости $D_J = 7.8$ км/с – $P_J = 22.118$ ГПа. Жёлтая точка (2) – давление в точке Жуге при стационарной волновой скорости $D_{SJ} = 8.62$ км/с – $P_{SJ} = 30.167$ ГПа

Рисунок 2. Расчётные величины давлений для ПТЭН'а в точках Жуге в зависимости от волновой скорости D (в км/с). Красная сплошная кривая – давление в точке Жуге на линии ФП с учётом расчётной калорийности Q – P_{QPh} (в ГПа)

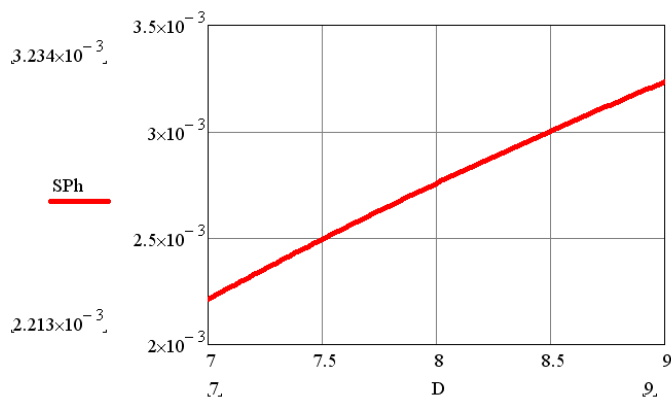


Рисунок 3. Зависимость удельной энтропии (в КДж/(г·°К)) от волновой скорости (в км/с) в точке Жуге

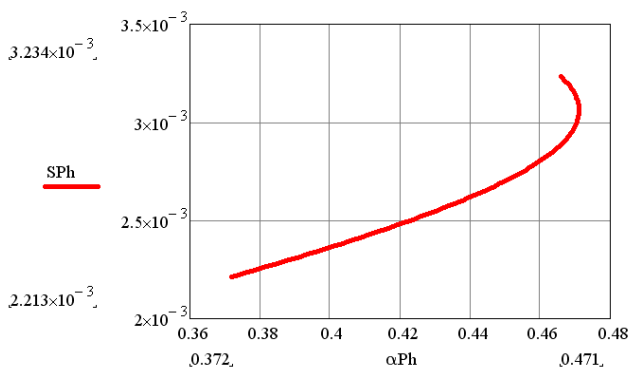


Рисунок 4. Зависимость удельной энтропии ГФТ (в КДж/(г·°К)) от выгорания в точке Жуге

Такой характер зависимости энтропии от выгорания, как на рисунке 4, и приводит к реализации принципа Гленсдорфа-Пригожина в точке максимума выгорания (рисунки 1 и 5)

Калорийности в "штатной" точке Жуге $Q_J = 3.056$ КДж/г, в стационарной точке Жуге со стационарным состоянием $Q_{SJ} = 3.221$ КДж/г

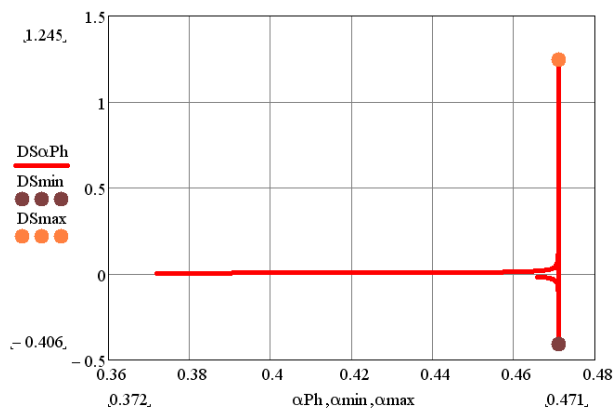


Рисунок 5. Темп "производства" энтропии $\delta\sigma/\delta\alpha$ (в КДж/(г·0К)) в зависимости от выгорания

Следует отметить, что в настоящее время получена ещё одна система констант для фракций ВВ и ПВ ПТЭН'а, которая тоже с той же примерно точностью описывает эксперименты ИФВ по разгрузке в различные среды. Но при применении новой системы констант волновые скорости в точке максимума выгорания α_{max} практически совпали: $D_{SJ} = D_J = 7.8$ км/с.

$$D_J = D_{JS} = 7.796 \text{ км/с}, \quad \alpha_J \approx \alpha_{JS} \approx 0.5 \quad P_{QJ} = 23.299 \text{ ГПа}, \quad P_{QJS} = 23.336 \text{ ГПа}.$$

Поэтому этот вопрос должен решаться на эксперименте.

Таблица 1. Константы ("NEW") УРС JWL для ВВ ПТЭН

Название ВВ	ПТЭН	
ρ_0 , г/см ³	1.52	
Продукт	ВВ	ПВ
A, ГПа	20280	380
B, ГПа	-4.0	15
R ₁	10.5	4.1
R ₂	1.0	1.65
ω	0.5688	0.2
C_v , ГПа/°К	$2.71151 \cdot 10^{-3}$	$1.234 \cdot 10^{-3}$
q_0, Q_0 , кДж/г	6.2	5.8
D, км/с	7.796	

Предполагается на относительно длинном образце ВВ инициировать *режим пересжатой детонации* и регистрировать снижение волновой скорости до стабильной величины. Тогда, возможно, удастся установить волновую скорость, которая отвечает условию Гленсдорфа-Пригожина.

На рисунках 6...9 приведены решения системы уравнений (3) с новыми константами уравнений состояний фракций ПТЭН'а из таблицы 1.

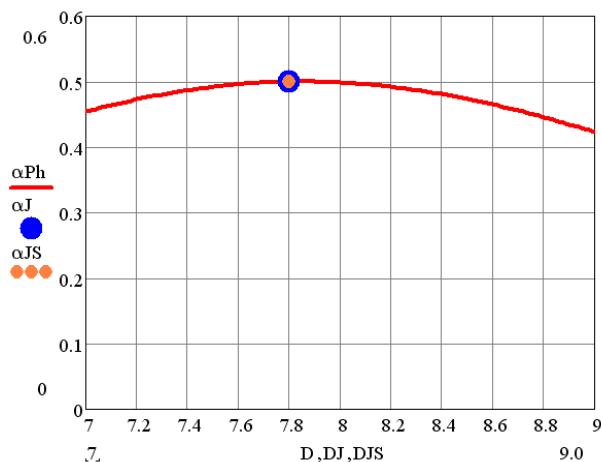


Рисунок 6. Зависимость выгорания в точке Жуге от величины волновой скорости D . При "штатной" скорости детонации $D_J=7.8$ км/с выгорание равно ~ 0.5 . Стационарная скорость волны детонации с точкой Жуге из принцип Глендорфа-Пригожина достигается в точке максимума зависимости и равна $D_{sj}=7.8$ км/с, выгорание при этом равно ~ 0.5

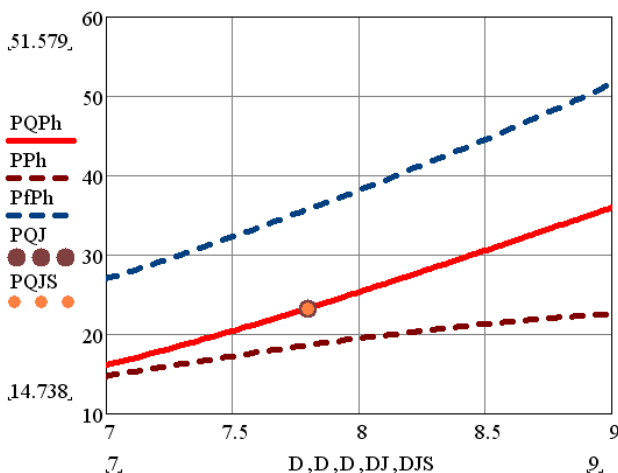


Рисунок 7. Расчётные величины давлений для ПТЭН'а в точках Жуге в зависимости от волновой скорости D (в км/с). Сплошная кривая – давление в точке Жуге на линии ФП с учётом выбранной калорийности $q_0 - P_{QPh}$ (в ГПа). Точка – давление в точке Жуге при волновой скорости $D_J = 7.8$ км/с, $P_{QJ} = 23.299$ ГПа, $P_{QJS} = 23.336$ ГПа

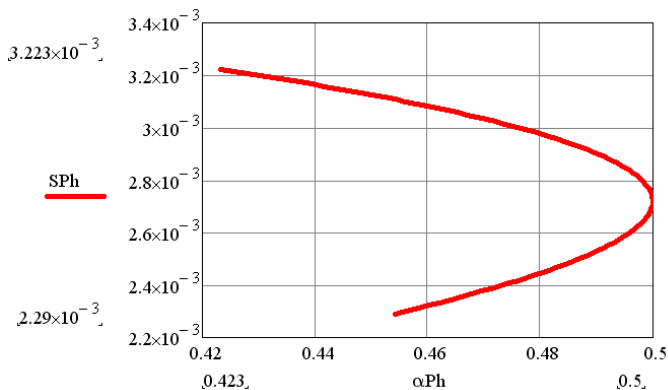


Рисунок 8. Зависимость удельной энтропии ГФТ (в КДж/(г·0К)) от выгорания в точке Жуге

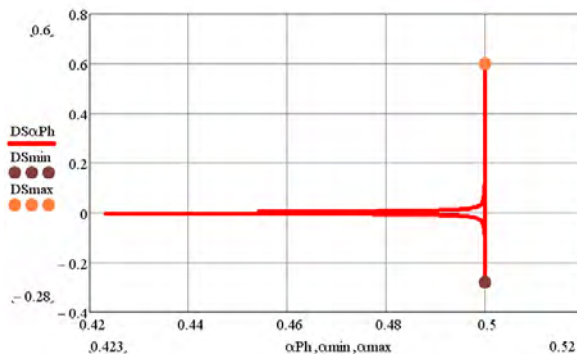


Рисунок 9. Темп "производства" энтропии $\delta\sigma/\delta\alpha$ (в КДж/(г·0К)) в зависимости от выгорания

Список литературы

1. Кузьмицкий И.В. Детонация как фазовый переход от ВВ к ПВ// Конференция. Ударные волны в конденсированных средах. 23-26 ноября. 2008. С-Петербург. Россия. С. 265-271.
2. Кузьмицкий И.В. Критерии детонации как фазового перехода для стационарных режимов Чепмена-Жуге на основе теоремы Гленсдорфа-Пригожина и волна разрежения//Международная конференция XIII Харитоновские тематические научные чтения "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Сборник тезисов докладов. Саров. Россия. 14-18 марта. 2011. С. 43-44//Труды международной конференции XIII Харитоновские тематические научные чтения, 2011. С. 76-82.
3. 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
4. Физика взрыва, т. 1, издание третье, дополненное и переработанное, под редакцией Орленко Л.П., М.: Физматлит, 2002. 823 с.
5. И.В. Кузьмицкий, В.М. Бельский, А.Н. Шуйкин, В.В. Шутов, Р.А. Ибрагимов, В.В. Пуль, И.А. Свиридова, А.Л. Стадник. Особенности энерговыделения за точкой Жуге при детонации пластифицированного ТЭНа по результатам экспериментов по методике Т-20// Физика горения и взрыва. Т. 50. № 2. 2014. С. 124-131.
6. P.C. Souers, Ben Wu, L.C. Hastlman. Detonation Equation of State at LLNL. 1995. P 1-6.
7. M.W. Evans and C.M. Ablow. Theories of Detonation// Chemical Review. B. 61 №2. 1961. PP 129-178.

МОДЕЛЬ РАЗЛОЖЕНИЯ ГЕКСАНИТРОСТИЛЬБЕНА

П.Н. Столяров

ГНЦ РФ ФГУП «ЦНИИХМ», Москва, Россия

При решении многих практических и теоретических задач необходимо знать кинетику разложения энергетических материалов, при этом прогнозировать стойкость за температурные пределы исследования. Для определения безопасных температурно-временных режимов эксплуатации изделий с данным ЭМ необходим выбор математической модели, понимание ее возможностей прогнозирования, а также физико-химические особенности протекания реакций, часто ограничивающие возможности прогноза.