

# НИЗКОСКОРОСТНАЯ ДЕТОНАЦИЯ В НИТРАТЕ АММОНИЯ И ЕГО СМЕСЯХ

*Б.С.Ермолаев<sup>1</sup>, Б.А.Хасаинов<sup>2</sup>, А.-Н.Прель<sup>2</sup>, П.Видаль<sup>2</sup>, А.А.Сулимов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт Химической Физики им. Н.Н.Семенова, РАН, Москва

<sup>2</sup>Laboratoire de Combustion et de Détonique, UPR CNRS 9028, ENSMA-Poitiers, France

## *АБСТРАКТ*

Низкоскоростная детонация твердых взрывчатых материалов остается явлением, многие свойства которого до сих пор не имеют ясной интерпретации. В работе с помощью численного моделирования проведен анализ экспериментальных данных по скорости НСД в нитрате аммония, его смесях с алюминием и тротилом и некоторых бризантных ВВ. Для расчетов использована модель, которая рассматривает НСД как разновидность стационарной неидеальной детонации в рамках квази-одномерного приближения для слабо дивергентного потока с химической реакцией в форме поверхностного горения. Расчеты воспроизводят и позволяют объяснить основные закономерности НСД, наблюдаемые в экспериментах. А анализ зависимости скорости НСД от диаметра заряда или толщины оболочки дает информацию о скорости химического превращения и зависимости этой скорости от давления.

## *ВВЕДЕНИЕ*

Термин «низкоскоростная детонация» обычно применяют для особого режима сверхзвукового распространения экзотермической реакции в конденсированных энергетических материалах, демонстрирующего все основные свойства нормальной детонации кроме величины скорости, которая оказывается в несколько раз меньше скорости детонации Чепмена-Жуге. Низкоскоростная детонация (НСД), как явление, известно более ста лет, и к настоящему времени накоплен обширный материал по условиям ее инициирования, устойчивости, скоростям распространения и механизму. Сведения о НСД в той или иной мере имеются для всех видов конденсированных энергетических материалов, включая жидкие и твердые ВВ, взрывчатые и пиротехнические смеси и пороха. С историей и большей частью результатов исследований НСД можно ознакомиться по ряду источников (см., например, [1-3]). Однако многие вопросы, включая те, которые имеют отношение к общим аспектам проблемы, остаются неясными.

По нашему мнению, самым существенным «белым пятном» является отсутствие данных по скоростям химического превращения при НСД. Именно этот пробел мы попытались восполнить в данной работе. Мы использовали общепринятый способ получения такого рода информации для неидеальной детонации, который основан на теоретической обработке экспериментальных данных по влиянию диаметра заряда на скорость детонации. Для анализа разработана теоретическая модель, которая рассматривает НСД как разновидность стационарной неидеальной детонации в рамках квази-одномерного приближения для слабо дивергентного потока с химической реакцией в форме поверхностного горения. Модель использована для численного моделирования нескольких серий экспериментальных данных. Мы проанализировали наши собственные измерения НСД в гранулированном нитрате аммония, заключенном в стальные оболочки разного диаметра. Сопоставив расчеты с экспериментальными данными, мы получили оценки объемной скорости химического

превращения и зависимости этой скорости от давления. Далее, мы проанализировали литературные данные по НСД и неидеальной детонации в нитрате аммония и его смесях с алюминием для зарядов в оболочках и без оболочек [4,5]. Чтобы выявить общие тенденции, мы обработали аналогичные данные, которые имеются для тэна разной плотности [1] и для тротила и его смеси с нитратом аммония [6].

Результаты исследования, демонстрирующие влияние взрывчатого материала, добавок, начальной пористости заряда и наличия оболочки, позволяют сделать ряд заключений о свойствах рассматриваемого процесса.

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Моделирование НСД осуществлено в рамках обычного подхода, применяемого для анализа неидеальной детонации с потерями энергии из-за бокового расширения [7]. Рассмотрим течение в зоне реакции стационарной детонационной волны, которая распространяется с постоянной скоростью  $D$  вдоль цилиндрического заряда пористого ВВ или взрывчатой смеси радиусом  $R_0$ . Уравнения модели получены в квазиодномерном приближении для слабо расширяющейся трубки тока в рамках механики многофазных реагирующих сред [8]. Компоненты реагирующей смеси (ВВ и продукты его детонационного превращения) находятся в локальном механическом равновесии, то есть, имеют одинаковые давление  $P$  и скорость течения  $U$ .

Предполагается, что химическая реакция протекает в форме горения по поверхности. В этом случае объемную скорость реакции обычно выражают как произведение удельной поверхности на скорость горения. Однако для НСД оба параметра неизвестны, поэтому в модели объемная скорость реакции представлена в виде функции концентраций реагентов и давления, которая включает масштабный фактор, используемый как подгоночный параметр модели.

Горению предшествует инициирование химической реакции в горячих точках, которое происходит во фронте волны. Мы предполагаем, что горение начинается сразу за фронтом волны и, следовательно, пренебрегаем задержкой воспламенения. Здесь мы опираемся на теоретические оценки [9], согласно которым задержка воспламенения в горячих точках при ударно-волновом сжатии пористого ВВ быстро уменьшается по мере увеличения разницы между давлением во фронте волны  $P_f$  и пороговым давлением инициирования химической реакции в горячих точках  $P_{ign}$  и становится меньше времени ударного сжатия.

Уравнения модели рассмотрим на примере взрывчатого материала с добавкой. В этом случае реагирующая смесь включает четыре компонента. Исходное ВВ (индекс «1») и добавка (индекс «3») составляет твердую фазу, а фаза продуктов представлена продуктами детонационного превращения ВВ (индекс «2») и продуктами горения добавки (индекс «4»). В системе координат, связанной с фронтом волны ( $x \geq 0$ ) и движущейся со скоростью  $D$ , имеем:

$$\frac{d}{dx}(\rho U) = -\rho U \frac{d}{dx}(\ln S) \quad (1)$$

$$\rho U \frac{dU}{dx} + \frac{dP}{dx} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d(e)}{dx} - \frac{P}{\rho^2} \frac{d(\rho)}{dx} = 0 \quad (3)$$

$$e = \sum \eta_i e_i, \quad 1/\rho = \sum \eta_i / \rho_i, \quad \sum \eta_i = 1, \quad i = 1, \dots, 4 \quad (4-6)$$

$$P = \Gamma_j \rho_j (e_j - e_{0j}) + B_j \left[ \left( \frac{\rho_j}{\rho_{j0}} \right)^{l_j} \left( 1 - \frac{\Gamma_j}{l_j - 1} \right) - \Gamma_j - 1 + \frac{\rho_j}{\rho_{j0}} \frac{\Gamma_j l_j}{l_j - 1} \right], j = 1, 3 \quad (7)$$

$$P = \Gamma_j \rho_j (e_j - e_{0j}) + B_j \rho_j^{m_j} \left( 1 - \frac{\Gamma_j}{m_j - 1} \right), j = 2, 4 \quad (8)$$

$$\rho U \frac{d}{dx} (\eta_j) = -M_j, j = 1, 2, 3 \quad (9)$$

$$\frac{de_j}{dx} - \frac{P}{\rho_j^2} \frac{d\rho_j}{dx} = 0, j = 1, 3 \quad (10)$$

$$P \left( 1 - \frac{\Gamma_2 c_{v2}}{\Gamma_4 c_{v4}} \right) = B_2 \rho_2^m - \frac{\Gamma_2 c_{v2}}{\Gamma_4 c_{v4}} B_4 \rho_4^n \quad (11)$$

Здесь (1) - (3) есть уравнения неразрывности, сохранения количества движения и энергии смеси; уравнения (4) и (5) выражают внутреннюю энергию  $e$  и плотность  $\rho$  смеси через энергию, плотность и массовую долю  $\eta_i$  компонентов в соответствии с правилом аддитивности; (6) – условие нормировки массовых долей компонентов; (7) и (8) - уравнения состояния компонентов; (9) - уравнения сохранения массы компонентов. Замыкают систему уравнений энергетические связи для компонентов: уравнения сохранения энергии твердых компонентов смеси (10) и уравнение (11), выражающее условие, что оба компонента продуктов реакции имеют равную температуру. Дополнительные обозначения:  $S$  – площадь поперечного сечения трубки тока,  $M$  - интенсивность химического превращения,  $\Gamma$  - коэффициент Грюнейзена,  $c_v$  – теплоемкость, индексом «0» обозначено начальное состояние.

Правая часть уравнения (1) отвечает за эффект дивергенции потока. Для расчета этого эффекта мы использовали два разных подхода. В случае зарядов без оболочки применен ставший уже привычным способ расчета характеристик неидеальной детонационной волны со слабо искривленным фронтом, основанный на предположениях [7], что скорость волны по нормали к фронту есть функция локальной кривизны фронта и радиус кривизны фронта много больше толщины зоны реакции. В этом случае дивергентный член, входящий в уравнение (1), вычисляется по формуле [10]:

$$\frac{d}{dx} (\ln S) = (D/U - 1) \frac{K}{1 - Kx/2} \quad (12)$$

Для расчета зарядов в стальной оболочке этот подход не годится по следующим причинам. Во-первых, скорость НСД оказывается ниже скорости звука в стальной оболочке. Этот случай не имеет теоретического решения, однако из экспериментов известно [1], что процесс контролируется инерционными и прочностными свойствами оболочки. Во-вторых, стальная оболочка значительно уменьшает диаметры зарядов, в которых наблюдается НСД, в результате отношение толщины зоны реакции к диаметру заряда не является малой величиной. Для этого случая мы предположили, что эффект кривизны фронта пренебрежимо мал и дивергенция потока определяется радиальным расширением канала оболочки. В результате, вместо (12) получается следующее уравнение

$$\frac{d \ln S}{dx} = \frac{2V_r}{RD} \quad (13)$$

Здесь  $R$  текущий радиус канала, а  $V_r$  - радиальная скорость расширения канала оболочки определяется уравнением

$$\rho_W H_c (R_c + H_c / 2) \frac{d}{dx} (V_r) = \begin{cases} DR(P - P_W) \\ 0, \quad P < P_W \end{cases} \quad (14)$$

Здесь  $H_c$  и  $R_c$  - толщина оболочки и начальный радиус канала,  $\rho_W$  и  $Y$  - плотность и предел текучести материала оболочки,  $P_W = 2Y \ln(1 + H_c / R_c)$  - прочность оболочки. Формула (14) получена в предположениях, что расширение оболочки происходит в режиме идеальной пластичности, и что эффектами сжимаемости материала оболочки и уменьшения прочности оболочки в процессе деформирования можно пренебречь.

Объемная скорость химического превращения ВВ равна

$$M_1 = \rho_{10} (\eta_1 / \eta_{10})^{2/3} G_1 (P / P_{ref})^n [1 + F (P / P_{ref})^{k-n}] \quad (15)$$

Формула содержит несколько коэффициентов. Давление  $P_{ref}$  принято равным 1 ГПа и введено для удобства, с тем, чтобы константа скорости реакции  $G_1$  имела размерность  $\text{сек}^{-1}$  независимо от показателя степени по давлению  $n$ . Горение рассматривается как чисто дегрессивное с показателем степени, равным  $2/3$ . Обычно при проведении расчетов коэффициент  $F$  принимался равным нулю, таким образом, только два параметра,  $G_1$  и  $n$  варьировались, чтобы получить наилучшее согласие расчета с экспериментом.

Интенсивность горения добавки вычисляли по формуле:

$$M_3 = \rho_{30} G_3 (\eta_3 / \eta_{30})^{2/3} (P / P_{ref})^r \left( \frac{C_{ox}}{1 + \eta_4 / \eta_2} \right)^s \quad (16)$$

Здесь показатель степени по концентрации, как и в формуле (15), принят равным  $2/3$ . Множитель, содержащий коэффициент  $C_{ox}$  (он равен доле газов, содержащих кислород и участвующих в горении добавки, в составе компонента «2») и показатель степени  $s$ , учитывает зависимость скорости горения добавки от концентрации и состава окисляющих газов. При анализе смесей нитрата аммония с алюминием мы приняли  $C_{ox} = 0,71$  и  $s = 1,0$ . Вопрос о влиянии давления на скорость горения добавки алюминия при НСД остается открытым. Из-за отсутствия необходимых данных мы провели расчеты при показателе степени  $r = 0$ . Таким образом, в качестве варьируемого параметра использовалась лишь константа скорости горения  $G_3$ .

Наконец,

$$M_2 = g_1 M_3 - M_1 \quad (17)$$

где  $g_1$  - стехиометрический коэффициент горения добавки.

Коэффициенты, входящие в уравнение состояния твердых компонентов (7), определяли с использованием литературных данных по ударной адиабате сплошного материала и величине коэффициента Грюнейзена. Аналогичные коэффициенты уравнение состояния продуктов (8) подбирали так, чтобы с их помощью достигалась наилучшая аппроксимация термодинамических расчетов параметров детонации. Термодинамические расчеты проводили с помощью программы [11] по уравнению состояния ВКВС, варьируя плотность заряда в диапазоне, который позволял получить давления детонации, ожидаемые при анализе НСД.

Приведенная система уравнений включает 8 ОДУ и 8 алгебраических уравнений для 16 независимых переменных. Уравнения интегрируются от фронта волны ( $x=0$ ). Значения переменных на этой границе (обозначим их индексом «f») определяются из решения системы алгебраических уравнений на скачке. Она включает уравнения сохранения массы, количества движения и энергии смеси,

уравнения для вычисления плотности (4) и внутренней энергии (5) смеси, уравнения состояния твердых компонентов (7), а также уравнение, которое выражает предположение о том, что прирост энергии в ударной волне делится между ВВ и добавкой обратно пропорционально квадратам их импедансов. Кроме того, в систему уравнений входят 3 условия для продуктов разложения ВВ в горячих точках (компонент «2»): уравнение состояния (8), массовая доля  $\eta_{2f}$  и плотность  $\rho_{2f}$ . Для плотности мы использовали результаты термодинамических расчетов плотности продуктов детонации, которые были представлены в виде полинома от давления  $P_f$ . Что касается величины  $\eta_{2f}$ , то в литературе вопрос о том, какое количество ВВ реагирует при инициировании горячих точек, остается открытым. При моделировании НСД мы исходили из предположения, что эта величина составляет незначительную часть количества ВВ, сгорающего в зоне реакции волны. В этом случае, как показали предварительные расчеты, конкретный выбор величины  $\eta_{2f}$  практически не сказывается на ходе интегральных кривых.

Путем несложных преобразований из системы уравнений (1) – (11) можно получить основное уравнение, которое здесь мы для экономии места приведем для частного случая ВВ без добавки:

$$\frac{dU}{dx} = \frac{M \frac{[K_2(1 - \rho_2 / \rho_1) + \Gamma_2(e_1 - e_2)] - U \frac{d(\ln S)}{dx}}{(K_2 \rho_2 + P\Gamma_2)}}{(1 - U^2 / C^2)} \quad (18)$$

Здесь функции  $K_i = \left. \frac{\partial P}{\partial \rho_i} \right|_{e_i}$ ;  $i = 1, 2$  определяются дифференцированием уравнений состояния (7) и (8); а скорость звука

$$C = \left\{ \rho^2 \left[ \frac{(1 - \eta)}{\rho_1(\rho_1 K_1 + P\Gamma_1)} + \frac{\eta}{\rho_2(K_2 \rho_2 + P\Gamma_2)} \right] \right\}^{-1/2} \quad (19)$$

Два слагаемых в числителе правой части уравнения (18) отвечают за эффекты горения и дивергенции потока, соответственно. Особая точка, в которой числитель и знаменатель одновременно обращаются в нуль, относится к типу «седло» и известна как точка Чепмена-Жуге. Для зарядов в стальной оболочке единственное решение, которое начинается в  $x=0$  и проходит через эту особую точку, определяет искомую скорость  $D$  и находится методом «пристрелки». Для зарядов без оболочки система уравнений содержит «лишний» параметр – кривизну фронта  $K$ , поэтому решение методом «пристрелки» разделяется на два этапа. На первом этапе проводится решение уравнений зоны реакции с варьированием скорости  $D$ , которая имеет смысл скорости волны вдоль нормали к фронту,  $D_n$ , и определяется функциональная зависимость  $K(D_n)$ . На втором этапе вычисляется диаметр заряда  $d_{ch}$  при данной скорости детонации вдоль оси заряда, которую обозначим  $D_0$ . Для этого интегрируется уравнение, описывающее фронт волны в координатах  $Y(r)$  [10]:

$$Y'' = (1 + Y'^2) \left[ K(1 + Y'^2)^{1/2} - \frac{Y'}{r} \right] \quad (20)$$

с граничным условием на оси заряда:

$$r = 0: \quad Y = Y' = 0 \quad (21)$$

Здесь аргумент функции  $K(D_n)$  связан с  $D_0$  уравнением

$$D_n = D_0 / (1 + Y'^2)^{1/2} \quad (22)$$

Уравнение (21) интегрируется до точки  $r^*$ , в которой скорость частиц вдоль линии тока на фронте становится равной скорости звука:

$$C_f^2 = U_f^2 + \frac{D_0^2}{(1 + \gamma' - 2)} \quad (23)$$

Эта точка определяет диаметр заряда:  $d_{ch} = 2r^*$ .

### НИТРАТ АММОНИЯ

Прежде чем приступить к анализу результатов моделирования, приведем результаты измерения скорости НСД в нитрате аммония. Опыты проводили с гранулированным нитратом аммония (НА) насыпной плотности. Продукт состоял из пористых гранул сферической формы размером в диапазоне от 1 до 2 мм и имел плотность около 690 кг/м<sup>3</sup>. Оболочки - стальные водопроводные трубы разного диаметра с закрытым нижним торцом имели длину 0,8 м, три опыта были проведены в стальных трубах длиной 2 м. Процесс инициировали зарядом на основе пентрита (FORMEX, скорость детонации около 7 км/с). Для измерения скорости детонации в стенках оболочки сверлили 4 отверстия на расстоянии 150 мм друг от друга, последнее отверстие на расстоянии 20 мм от закрытого торца оболочки. В отверстия вставляли 4 оптоволоконных провода диаметром 0,7 мм и длиной 3 м. Световой сигнал от проходящего фронта детонации передавался по волокнам на фотодиоды, преобразовывался в электрический сигнал и регистрировался цифровым осциллографом. Скорость детонации вычисляли осреднением значений, полученных по трем базам измерений. Результаты измерений приведены в табл.1.

Таблица 1. Скорости НСД гранулированного нитрата аммония плотностью 690 кг/м<sup>3</sup> в зарядах различного диаметра в тонкостенных стальных оболочках

Диаметры трубы (мм) внутр./внешн.	Средняя скорость детонации в повторных опытах (м/с)	Примечание
8/12	-	Нет детонации. При осмотре после опыта: большая часть заряда обнаружена несгоревшей, большая часть оболочки цела.
12/17	1200; 1181; 1154; 1205*)	После опыта не обнаружено остатков ВВ, оболочка разорвана на несколько сплошных кусков длиной 100 – 150 мм, деформированных по радиусу.
15/21	1095; 1103; 1103; 1174*)	После опыта не обнаружено остатков ВВ, оболочка разорвана на отдельные полосы, развернутые по радиусу
21/27	1210; 1181; 1172; 1227*)	-«-
27/33	1363; 1293; 1229	-«-
36/42	1500; 1531; 1648	-«-
41/48	1786; 1667; 1667	-«-
52/60	1923; 1875; 1875	-«-

\*) Заряд в оболочке длиной 2 м.

В трубах диаметром от 12 до 52 мм наблюдали устойчивую НСД со скоростями в диапазоне от 1100 до 1900 м/с. Скорость детонации хорошо

воспроизводится в параллельных опытах; разброс скорости по базам измерений и от опыта к опыту не превышал 100 м/с. Контрольные опыты, проведенные с оболочками длиной 2 м, дали те же значения скорости, что и в более коротких оболочках. В трубе диаметром 8 мм детонация не идет. В трубе диаметром 12 мм наблюдается устойчивая НСД, значение скорости, осредненное по 4 опытам, равно 1190 м/с. Таким образом, для данного НА критический диаметр НСД в стальных трубах с толщиной стенки 2 – 2,5 мм лежит между 8 и 12 мм. В диапазоне диаметров от 12 до 21 мм скорость НСД почти не изменяется, демонстрируя слабый минимум при 15 мм. При больших диаметрах наблюдается заметный рост скорости НСД.

Эти данные в графическом виде приведены на рис.1 вместе с экспериментальными данными по неидеальной детонации НА в стальных трубах, которые были получены другими авторами [4,12]. Хотя данные, как будто бы, ложатся на одну ветвь, нужно отметить, что если Шведов использовал тот же продукт, что и мы, то в опытах Мияке с сотр. [4] гранулы нитрата аммония имели более высокую плотность. Кроме того, в [4] использовали оболочки толщиной 10 мм и для зарядов диаметром менее 100 мм исследовали лишь заряд диаметром 49 мм, в котором наблюдался отказ детонации.

Анализ НСД в нитрате аммония проводили при следующих значениях входных параметров. Начальная плотность заряда  $\rho_0=690$  кг/м<sup>3</sup>. «Идеальная» скорость детонации, рассчитанная для данной плотности, равна около 3300 км/с. Коэффициенты уравнения состояния твердой фазы (7):  $\rho_{10} = 1725$  кг/м<sup>3</sup>,  $e_{10} = -4,56$  Мдж/кг,  $G_1 = 0,9$ ,  $l = 6,8$  и  $B_1 = 1,22$  ГПа. Коэффициенты уравнения состояния продуктов детонации (8):  $e_{20} = -6,16$  Мдж/кг,  $G_2 = 0,58$ ,  $m = 3,46165$  и  $B_2 = 0,05434$ . Остальные параметры  $\rho_W = 7800$  кг/м<sup>3</sup>,  $Y = 220$  МПа и  $\eta_{2f} = 0,01$ .

Результаты расчетов скорости НСД в нитрате аммония в зависимости от диаметра стальной оболочки приведены вместе с экспериментальными данными на рис.2. Наилучшее согласие получено при константе скорости реакции  $G_1$ , равной  $0,032$  мкс<sup>-1</sup> и показателю по давлению  $n = 1,1$ . На эту же кривую ложатся две точки, полученные Шведовым [12]. Результаты, рассчитанные с варьированием на  $\pm 10\%$  обоих коэффициентов, демонстрируют погрешность их определения.

Более подробно результаты расчетов представлены в табл.2. Видно, что для НСД с минимальными скоростями на уровне 1100 – 1200 м/с в зоне реакции детонационной волны сгорает чуть менее 40 % нитрата аммония, расширение трубки составляет около 30%, а давление во фронте волны не превышает 0,6 ГПа. Из этих данных, в частности, можно сделать вывод, что пороговое давление инициирования нитрата аммония в горячих точках достаточно низкое и не превышает 0,5 ГПа. Этот вывод будет использован ниже.

Рис.3 иллюстрирует влияние толщины оболочки на скорость детонации НА в зарядах плотностью 850 кг/м<sup>3</sup>. Расчет воспроизводит экспериментальные данные, полученные в [4], однако значение константы скорости реакции при использовании того же показателя по давлению  $n = 1,1$ , оказалось ниже  $G_1 = 0,0162$  мкс<sup>-1</sup>.

Данные, полученные на зарядах НА плотностью 690 кг/м<sup>3</sup> в стальной оболочке, были использованы для расчета характеристик заряда без оболочки. Результаты расчета скорости детонации и диаметра заряда даны в табл.3. На рис.4 приведены профиль фронта волны и распределение давления по фронту волны для заряда диаметром 308 мм. Отметим резкий спад давления на периферийных участках заряда. Параметры этого заряда: диаметр и скорость 2210 м/с отвечают критическим условиям стационарной детонации заряда НА без оболочки. При меньших скоростях

детонации давление на кромке заряда окажется ниже порогового давления воспламенения  $P_{ign}$ , которое в случае НА по нашей оценке составляет около 0,5 ГПа.

Эти расчеты находятся в согласии с экспериментальными данными Шведова [12], который для гранулированного НА плотностью 690 кг/м<sup>3</sup> получил затухание детонации в заряде диаметром 190 мм в тонкостенной пластиковой оболочке. В заряде диаметром 340 мм, массой 72 кг и длиной 1,3 м, заключенном в многослойную бумажную оболочку, была получена детонация со скоростью около 2480 м/с.

Таблица 2. Расчетные параметры НСД в зарядах нитрата аммония, заключенных в стальные оболочки

Диаметр оболочки внутр./внешн. (мм)	Скорость НСД (м/с)	Параметры на фронте		Параметры в точке Чепмена-Жуге				
		Давление (ГПа)	Массовая скорость (м/с)	Давление (ГПа)	Массовая скорость (м/с)	Толщина зоны реакции (мм)	Доля сгоревшего НА	Расширение трубки тока (%)
15/21	1132,6	0,53	670	0,22	250	17,1	0,37	30%
21/27	1198,3	0,59	720	0,25	270	17,4	0,39	28%
27/33	1282,1	0,68	770	0,28	290	17,6	0,43	25%
36/42	1417,1	0,835	850	0,34	310	17,7	0,46	21%
41/48	1624,9	1,11	990	0,45	370	19,6	0,57	19%
52/60	1905,2	1,53	1170	0,62	440	21	0,68	16%
130/140	2621,5	2,96	1640	1,24	670	24,4	0,90	7,5%

Таблица 3. НСД в зарядах гранулированного нитрата аммония плотностью 690 кг/м<sup>3</sup> без оболочки (расчет)

Скорость детонации (м/с)	Диаметр заряда (мм)	Радиус кривизны фронта на оси заряда (мм)
2210	308	266
2400	374	350
2600	475	484

### СМЕСИ НИТРАТА АММОНИЯ С АЛЮМИНИЕМ

Для анализа использованы данные по детонации мелкокристаллического НА и смесей НА + Al, полученные в [5] для зарядов без оболочки. Использовался НА в виде фракции частиц, полученных рассевом, со средним размером около 0,4 мм, и фракция дисперсного алюминия со средним размером около 70 мкм. Плотность НА 1040 кг/м<sup>3</sup>, плотность смесей НА + Al 1050 кг/м<sup>3</sup>. Для анализа выбраны смеси с 2 и 8 вес. % Al. Результаты моделирования вместе с экспериментом приведены на рис.5.

Первый шаг состоял в расчете детонации НА. Расчет, который воспроизводит экспериментальные данные, был проведен при  $n = 1,1$  и  $G_I = 0,0112$  мкс<sup>-1</sup>. Значение константы скорости реакции оказалось ниже, чем для гранулированного НА, рассмотренного выше. Можно заключить, что объемная скорость реакции в НА падает по мере увеличения плотности заряда. Эффект связан с изменением удельной поверхности и/или различием в марке НА.

Расчетный критический диаметр детонации равен 364 мм (это выше, чем в случае гранулированного НА), а критическая скорость детонации осталась на прежнем уровне 2200 м/с. Формально расчет позволяет также воспроизвести



экспериментальные точки, полученные в [5] с зарядами меньшего диаметра и скоростями НСД на уровне 1100 – 1500 м/с. Однако в этом случае расчетное давление на кромке заряда оказывается ниже, чем пороговое давление воспламенения  $P_{ign}$ , принятое равным 0,5 ГПа. Таким образом, эти точки, вполне вероятно, относятся к затухающей НСД, и можно предположить, что длина заряда в эксперименте (около 6 диаметров заряда) была недостаточной.

Следующий шаг состоял в расчете детонации смесей НА + Al. В расчете использованы следующие значения коэффициентов, связанных с добавкой Al. Для твердой фазы  $\rho_{30} = 2700$  кг/м<sup>3</sup>,  $e_{30} = -0,415$  Мдж/кг,  $G_3 = 1,7$ ,  $l_3 = 6,8$  и  $B_3 = 10,74$  ГПа. Для продуктов детонации  $e_{40} = -9,0$  Мдж/кг,  $G_4 = 0,28$ ,  $m_4 = 3,19$  и  $B_4 = 0,0428$ . Коэффициенты скорости горения Al равны  $r = 0$ ,  $s = 1$ ,  $C_{ox} = 0,714$  и  $G_3 = 0,05$  мкс<sup>-1</sup>.

Расчеты, проведенные для 2% Al, показаны на графике квадратами с пунктирной линией. Введение добавки уменьшает диаметр заряда при равной скорости НСД примерно в 1,5 раза, однако в эксперименте эффект оказался гораздо сильнее. Дополнительные расчеты показали, что увеличение константы  $G_3$  не приводит к росту скорости горения Al из-за снижения концентрации окисляющих продуктов разложения (см. уравнение (16)). Чтобы воспроизвести экспериментальную кривую, мы были вынуждены примерно в 3 раза увеличить константу скорости разложения НА. Наконец, чтобы воспроизвести экспериментальные данные, полученные для 8% добавки Al, нам пришлось увеличить константу скорости  $G_1$  еще примерно в 2 раза.

Итак, результаты расчетов показывают, что сдвиг кривой зависимости скорости детонации от диаметра заряда в область малых диаметров, наблюдаемый в эксперименте при добавке алюминия к нитрату аммония, можно объяснить, лишь предположив, что нитрат аммония в смеси горит быстрее. Качественно этот вывод совпадает с результатами нашей предыдущей работы [13].

### *БРИЗАНТНЫЕ ВЗРЫВЧАТЫЕ ВЕЩЕСТВА*

Чтобы понять, насколько общий характер имеют результаты, полученные на нитрате аммония, мы провели аналогичный анализ, используя литературные данные для некоторых бризантных ВВ.

Мы обработали экспериментальные данные по НСД в зарядах тэна, изготовленных из частиц размером около 0,5 мм прессованием до высокой плотности 0,975 ГМД [1]. Опыты проводились в зарядах диаметром 5 мм в стальных оболочках длиной 150 и 250 мм разной толщины. Как и в нашей ранней работе, посвященной теоретическому анализу этих данных [14], при скоростях НСД ниже 2250 м/с (скорость звука в тэне) мы учитывали расщепление фронта волны и появление упругого предвестника. Расчеты, проведенные при  $G_1 = 0,007$  мкс<sup>-1</sup> и  $n = 1$ , вместе с экспериментальными точками даны на рис.6. Результаты расчетов, которые фактически не отличаются от тех, что были получены нами ранее [14], подтверждают, что в этом случае из-за высокой начальной плотности заряда на поддержание волны тратится весьма незначительная часть химической энергии ВВ. Так, при скорости НСД 2500 м/с и давлении во фронте волны 1,1 ГПа в зоне реакции детонационной волны толщиной 4 мм сгорает всего 1% ВВ.

Было интересно оценить возможность НСД в заряде высокоплотного тэна без оболочки. Расчеты, проведенные при тех же значениях коэффициентов скорости горения тэна, показали, что процесс, распространяющийся со скоростью 2450 м/с в

заряде диаметром 35 мм, по-видимому, близок к критическому из-за низкого давления на периферийных участках заряда.

Далее, мы обработали другую серию экспериментальных данных по НСД в тэне, когда варьировалась плотность заряда [1]. Опыты проводили на зарядах диаметром 5 мм в оболочках из ПММА толщиной около 20 мм. Использовался крупнокристаллический тэн с размером кристаллов 1 – 1,2 мм. Расчеты проведены с использованием уравнения (13) для аппроксимации эффекта дивергенции. Экспериментальные данные и результаты расчетов приведены в табл.4. В последнем столбце таблицы даны значения коэффициента скорости горения тэна, которые были использованы, чтобы воспроизвести экспериментальные скорости НСД. Видно, что увеличение начальной плотности заряда, как и в случае нитрата аммония, снижает скорость горения. Для зарядов высокой плотности константа скорости оказалась ниже, той, которая была получена при обработке данных по НСД в стальной оболочке. Этот эффект, скорее всего, связан с почти 2-кратным различием в размере зерна тэна. Отметим также, что протяженность зоны реакции при НСД более чем на порядок величины превышает размер этой зоны при нормальной детонации ВВ.

Таблица 4. НСД в зарядах диаметром 0,5 см из крупнокристаллического тэна разной начальной плотности в оболочках из ПММА

Плотность заряда (кг/м <sup>3</sup> )	Пористость заряда	Скорость НСД (м/с), эксперимент [1]	Скорость НСД (м/с), расчет	Давление во фронте волны (ГПа)	Длина зоны реакции (мм)	Доля сгоревшего ВВ, %	Константа скорости горения, $G_I$ (мкс <sup>-1</sup> )
950	0,46	1730	1740	1,43	13,3	26 %	0,019
1200	0,32	1280	1287	0,7	14,8	9,5 %	0,01
1450	0,18	1070	1077	0,4	20,5	3 %	0,004
1580	0,11	1070	1083,6	0,34	25,1	2 %	0,003

Известно, что для ряда нитросоединений и смесей на основе НА скорость детонации монотонно растет по мере увеличения диаметра заряда, объединяя области низкоскоростной и нормальной детонации в единую кривую [15]. Такой же результат получен выше для нитрата аммония. Теперь мы обратимся к экспериментальным данным по детонации тротила насыпной плотности в зарядах без оболочки [6,16]. В этом случае результаты измерений на участках низкоскоростной и нормальной детонации ложатся на разные ветви, и некоторый промежуточный диапазон скоростей детонации вообще не реализуется.

Из теоретических соображений очевидно [17], что для того, чтобы воспроизвести экспериментальные наблюдения, зависимость между скоростью детонации, нормальной к фронту, и кривизной фронта должна иметь Z-образную форму с двумя точками возврата. Кроме того, следует учесть, что для ВВ в области нормальной детонации скорость химического превращения зависит от давления с показателем степени не менее 2 – 3 [10]. Предварительно мы провели расчеты, чтобы определить эффект, который оказывает изменение показателя степени по давлению в законе скорости горения ВВ на форму кривой  $K(D_n)$ . Как видно из рис.7, при  $n = 1$  и 1,5 зависимость имеет монотонный характер, при  $n = 1,75$  и 2 появляется одна точка возврата. Получить кривую Z-образной формы удалось лишь при использовании двучленной зависимости скорости горения тротила от давления, которая включает два слагаемых с разными показателями степени по давлению: низким на уровне 1 и

высоким на уровне 3 (см. рис.7). Этот закон скорости горения был использован для расчета зависимости скорости детонации тротила от диаметра заряда. Результаты расчета вместе с экспериментальными точками, взятыми из работы [6], приведены на рис.8. Следует отметить, что хотя расчеты, которые воспроизводят обе ветви кривой, выполнены с использованием единого закона скорости химического превращения, физические механизмы, контролирующие химическое превращение на участках низкоскоростной и нормальной детонации, очевидно, различаются. Однако обсуждение конкретных моделей соответствующих процессов выходит за рамки данной работы.

Наконец, мы провели пробные расчеты для смеси ТНТ + НА 50/50, для которой, в отличие от чистого ТНТ, наблюдается единая зависимость скорости детонации от диаметра заряда. В расчетах для скорости горения тротила мы использовали установленную выше двухчленную формулу, а для нитрата аммония, который теперь рассматривался как добавка,  $G_3 = 0,0112 \text{ мкс}^{-1}$ ,  $n_3 = 1,1$  и  $k_3 = 0$ . Расчет был проведен в двух вариантах, которые соответствуют двум разным условиям химического взаимодействия продуктов превращения тротила и нитрата аммония. В первом варианте в качестве компонента «4» взяты продукты детонационного превращения нитрата аммония, что отвечает отсутствию химического взаимодействия между продуктами превращения тротила (компонент «2») и добавки. Во втором варианте в качестве компонента «4» взяты продукты детонационного превращения смеси тротил + нитрат аммония 50/50, что отвечает полному химическому взаимодействию продуктов превращения тротила и добавки. Результаты расчетов показаны на рис.9. Видно, что в обоих вариантах в результате добавки нитрата аммония Z-образная зависимость скорости детонации от кривизны фронта трансформировалась в монотонно убывающую зависимость.

### *ЗАКЛЮЧЕНИЕ*

Проведены измерения скорости детонации в зарядах гранулированного нитрата аммония длиной 80 и 200 см в стальных оболочках внутренним диаметром от 1,2 до 5,2 см. Наблюдаемый процесс распространялся с постоянной и хорошо воспроизводимой низкой скоростью, которая при уменьшении диаметра заряда изменялась от 1900 до 1100 м/с.

Проведено численное моделирование НСД в нитрате аммония, его смесях с алюминием и тротилом, а также в некоторых бризантных ВВ. Для расчетов использована модель, которая рассматривает НСД как разновидность стационарной неидеальной детонации в рамках квази-одномерного приближения для слабо дивергентного потока с химической реакцией в форме поверхностного горения. Расчеты воспроизводят основные закономерности НСД, наблюдаемые в экспериментах, и позволяют извлечь информацию о скорости химического превращения и зависимости этой скорости от давления. По результатам анализа сделаны следующие выводы.

- Получены оценки объемной скорости химического превращения нитрата аммония в диапазоне давлений до 3 ГПа. Для нитрата аммония трех разных марок константа скорости горения (приведенная к давлению 1 ГПа) изменяется почти в 3 раза в диапазоне от 0,011 до 0,032  $\text{мкс}^{-1}$ , демонстрируя тенденцию к уменьшению при увеличении плотности заряда. При росте давления скорость горения нитрата аммония возрастает пропорционально давлению в степени около 1,1.

- Для зарядов нитрата аммония без оболочки расчетный критический диаметр НСД составляет от 308 до 364 мм в зависимости от плотности заряда, а критическая

скорость детонации – около 2200 м/с. Процесс, распространяющийся с меньшей скоростью, по-видимому, будет нестационарным из-за низкого давления в периферийных участках заряда, недостаточного, чтобы инициировать разложение нитрата аммония в горячих точках. Использование стальной оболочки позволяет получать НСД в зарядах существенно меньшего диаметра и с более низкими скоростями вплоть до 1100 м/с.

- Сдвиг кривой скорости детонации от диаметра заряда в область малых диаметров при добавке алюминия к нитрату аммония, наблюдаемый в эксперименте, преимущественно связан с тем, что нитрат аммония в смеси горит быстрее.

- При НСД бризантных ВВ (в качестве примера рассмотрены тэн и тротил) реализуются примерно такие же скорости химического превращения, как и в случае нитрата аммония (по-видимому, благодаря более низкой поверхности горения рассмотренных образцов). Как и в случае нитрата аммония, при увеличении начальной плотности заряда ВВ скорость химического превращения снижается.

- С помощью численного моделирования для тротила насыпной плотности воспроизведена экспериментальная зависимость скорости детонации от диаметра заряда, которая имеет две отдельные ветви для участков низкоскоростной и нормальной детонации. В основе этой зависимости лежит Z-образная форма кривой  $K(D_n)$ , для получения которой использована двучленная форма зависимости скорости химического превращения от давления. В этой формуле первое слагаемое с показателем степени по давлению, равным 1, описывает горение на участке НСД, тогда как второе слагаемое с показателем степени около 3 отвечает за химическое превращение при более высоких давлениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев А.Ф., Боболев В.К. и др. *Переход горения конденсированных систем во взрыв* // Москва, «Наука», 1973.
2. Leiber C.-O. *Assessment of Safety and Risk with a Microscopic Model of Detonation* // Elsevier, 2003.
3. Сулимов А.А., Ермолаев Б.С. *Низкоскоростная детонация в твердых ВВ* // Труды 5 Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву, 1977, Одесса, Химическая физика процессов горения и взрыва – Детонация, Черногоровка, с. 20 – 28.
4. Miyake A., Van der Steen A.C., and Kodde H.H. *Detonation Velocity and Pressure of the Non-Ideal Explosive Ammonium Nitrate* // 1X<sup>th</sup> Symposium (Int.) on Detonation, 1989, OCNR 113391-7, V.1, p.560-565.
5. Cook M.A., Filler A.S., Keyes R.T., Partridge W.S. and Ursenbach W.O. *Aluminized Explosives* // Journal of Physical Chemistry, 1957, V.61, p.189-196.
6. Парфенов А.К., Воскобойников И.М. *Низкоскоростная детонация в порошкообразных ВВ* // Физика горения и взрыва, 1969, т.5, с.347-354.
7. Bdzil J. and Stewart D.S. *Modeling Two-Dimensional Detonations with Detonation Shock Dynamics* // Phys. Fluids, 1989, A 1, p. 1261 – 1267.
8. Нигматулин Р.И. *Динамика многофазных сред. Часть 1* // Москва, «Наука», 1987.
9. Хасайнов Б.А., Аттетков А.В., Борисов А.А. *Ударно-волновое инициирование пористых энергетических материалов и вязкопластическая модель горячих точек* // Химическая Физика, 1996, т.7, с.987.
10. Swift D.C., and Lambourn B.D. *A Review of Developments in the W-B-L Detonation Model* // 10<sup>th</sup> Int. Detonation Symposium, July 12-16, 1993, p. 386-393, ONR 33395-12.

11. Victorov S.B. *The Effect of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Phase Transitions on Detonation Properties of Aluminized Explosives* // 12<sup>th</sup> Int. Detonation Symposium, August 11 - 16th, 2002, San Diego, Ca., Accepted for publication in the Proceedings of the Symposium.
12. Шведов К.К., Лавров В.А. (Институт Химической Физики, Черноголовка), частное сообщение.
13. Khasainov B.A., Ermolaev B.S., Presles H.-N., and Vidal P. *Numerical Modeling of Nonideal Detonations in Ammonium Nitrate/Aluminium Mixtures and Their Blast Effect* // 12<sup>th</sup> Int. Detonation Symposium, August 11 - 16th, 2002, San Diego, Ca., Accepted for publication in the Proceedings of the Symposium.
14. Ermolaev B.S., Khasainov B.A., Borisov A.A., and Korotkov A.I. *Low velocity detonation in cast and pressed high explosives* // Acta Astronautica. V.3, 1976, No 11/12, p.1033-1047.
15. Kozak G.D., Kondrikov B.N., and Starshinov A.V. *Low Velocity Detonation of Liquid Nitrocompounds* // 28<sup>th</sup> International Annual Conference of ICT, June 24 – 27, 1997, P-61-1.
16. Jones E., and Cumming G. *Sensitiveness to Detonation* // 2<sup>nd</sup> ONR Symposium on Detonation, 1955, p.483-493.
17. Stewart D.S., and Yao J. *The normal Detonation Shock Velocity – Curvature Relationship for Materials with Nonideal Equation of State and Multiple Turning Points* // Combustion and Flame, 1998, v.113, No 1-2, p.224-235.

РИСУНКИ

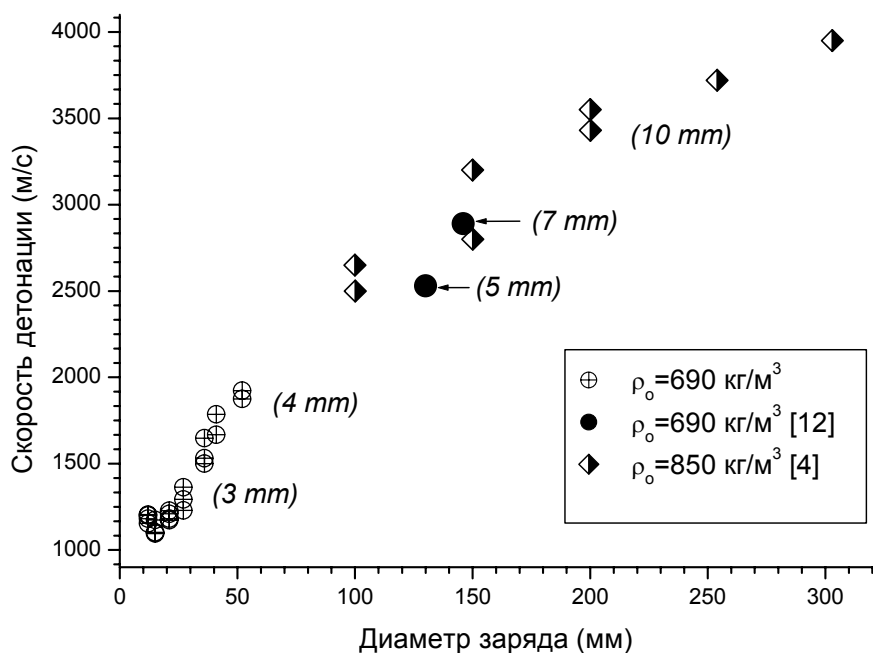


Рис.1. Экспериментальные данные по детонации гранулированного нитрата аммония в стальных оболочках. В скобках дана толщина оболочки.

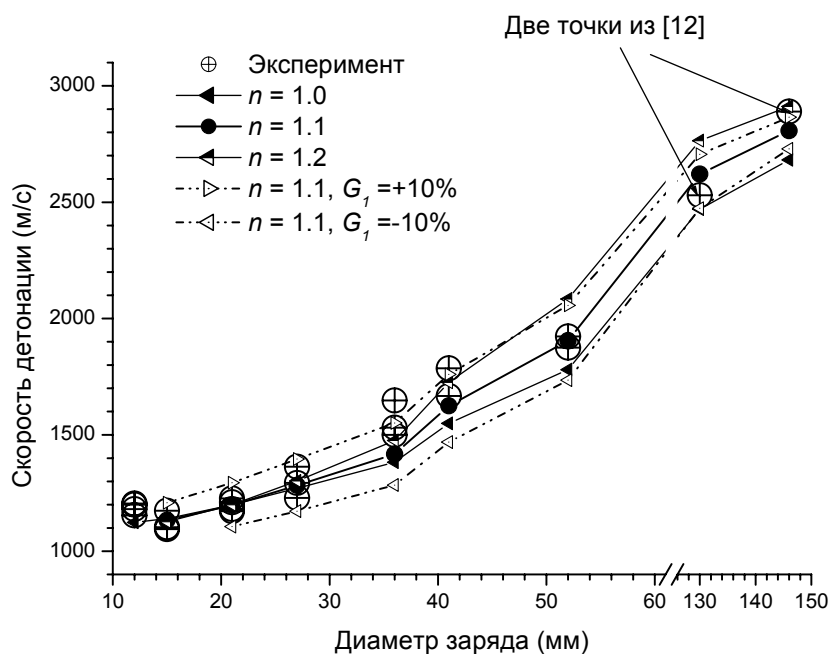


Рис.2. Результаты моделирования скорости НСД в нитрате аммония для зарядов в стальной оболочке. Различные кривые демонстрируют эффект изменения на 10% константы скорости горения и показателя степени по давлению.

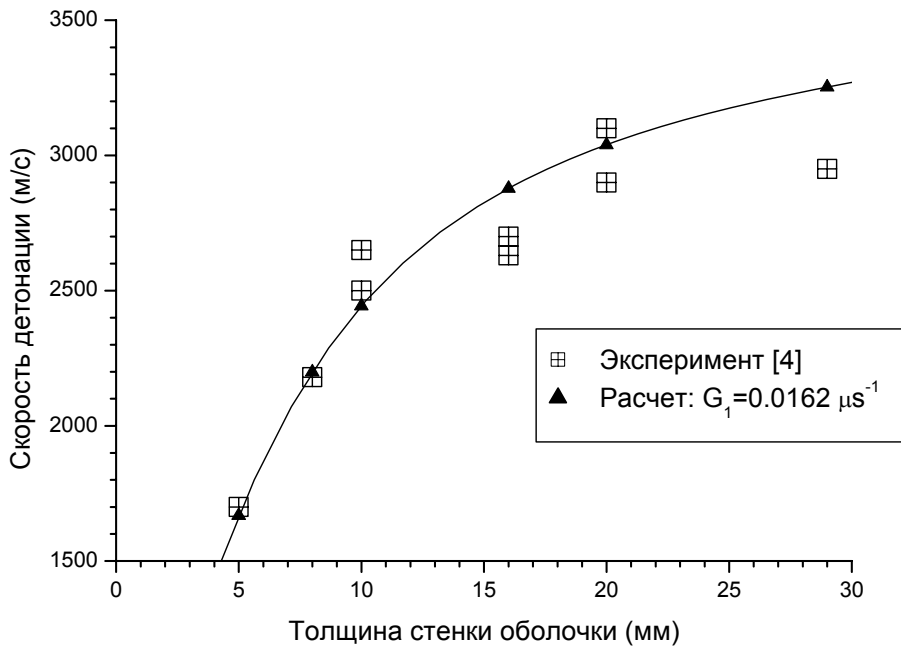


Рис.3. Экспериментальные данные по влиянию толщины стальной оболочки на скорость неидеальной детонации гранулированного нитрата аммония [4] и их численное моделирование. Диаметр заряда 100 мм.

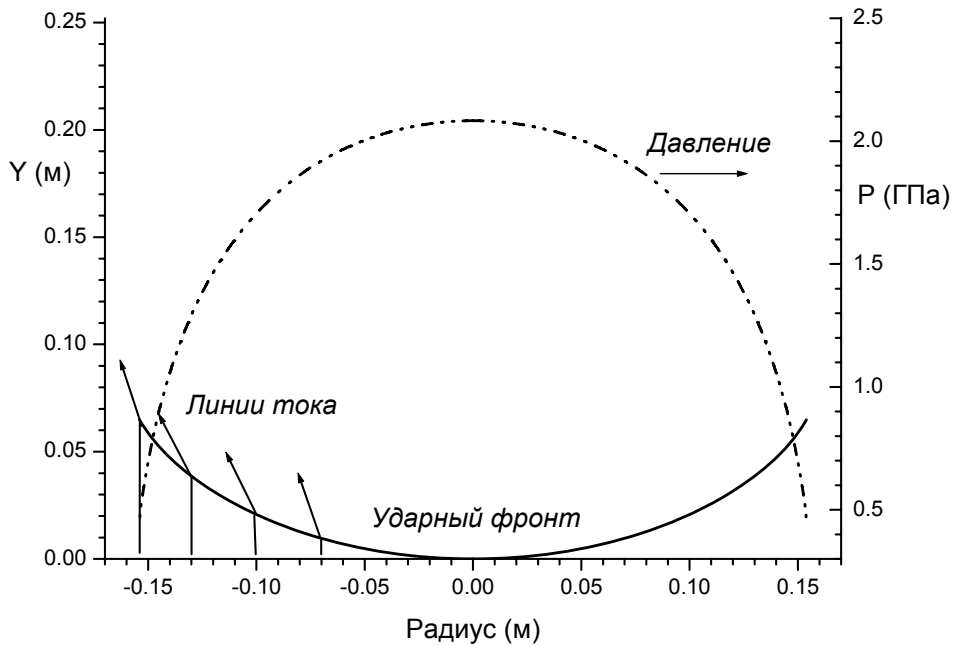


Рис.4. Расчетный профиль фронта волны и распределение давления по фронту волны для заряда гранулированного нитрата аммония без оболочки при скорости детонации 2210 м/с и диаметре заряда 308 мм (критический диаметр детонации).

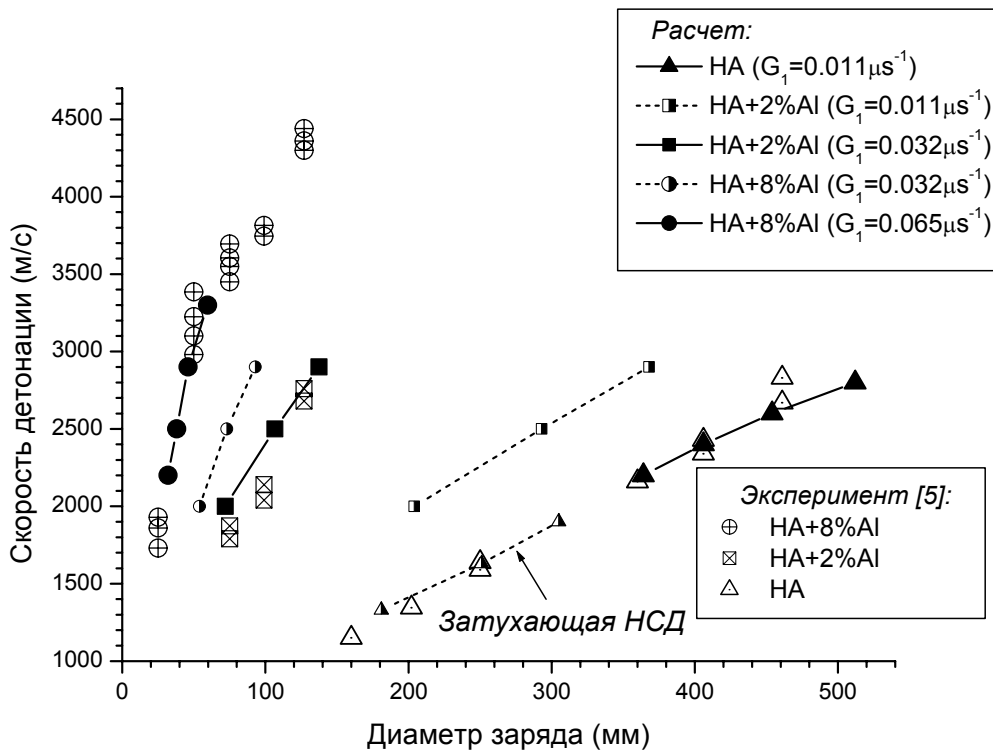


Рис.5. Экспериментальные данные по неидеальной детонации в кристаллическом нитрате аммония и его смесях с алюминием в зарядах без оболочки [5], а также результаты численного моделирования

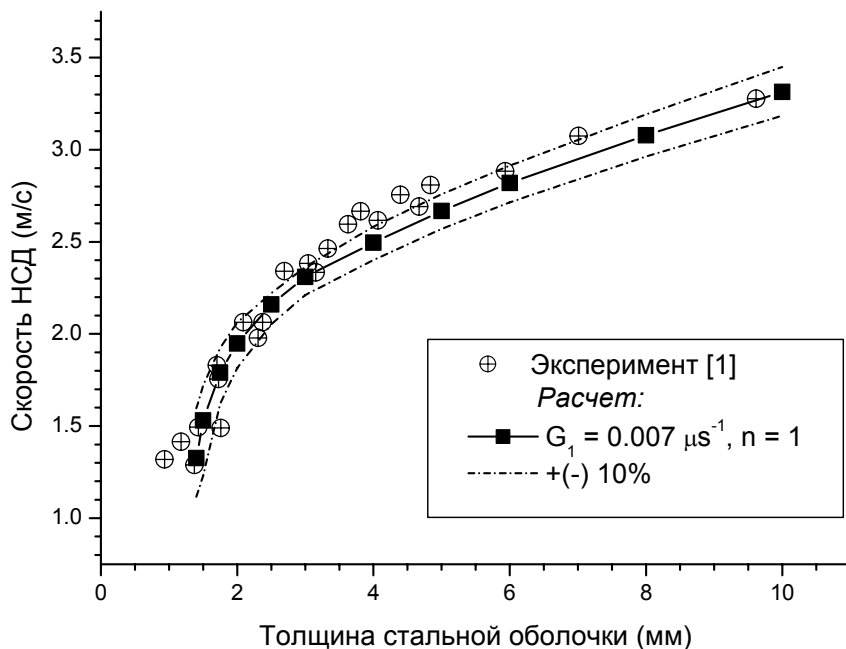


Рис.6. Экспериментальные данные по НСД в высокоплотном прессованном тэне в стальных оболочках разной толщины [1] и результаты численного моделирования



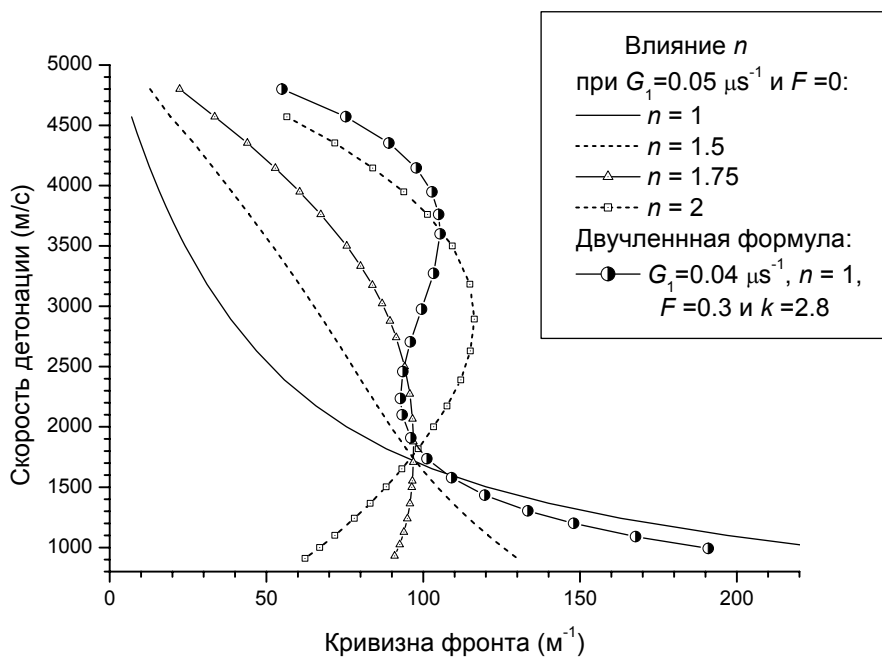


Рис.7. Эффект показателя степени по давлению в законе объемной скорости химического превращения тротила на форму зависимости скорости детонации, нормальной к фронту, от кривизны фронта.

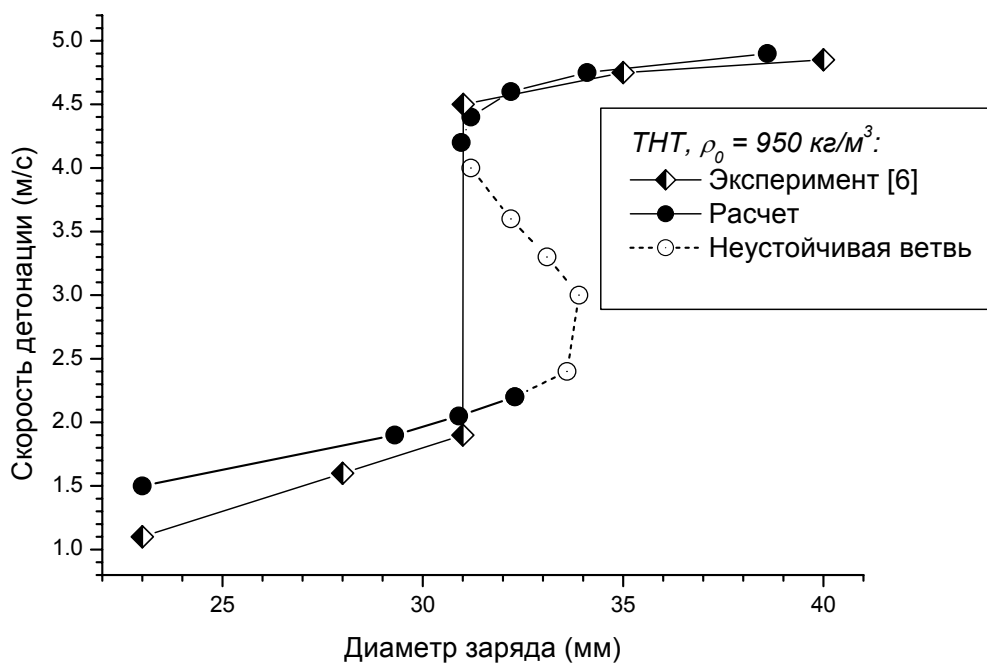


Рис.8. Результаты численного моделирования зависимости скорости детонации тротила от диаметра заряда, которая включает ветви низкоскоростной и нормальной детонации. Экспериментальные данные из работы [6]

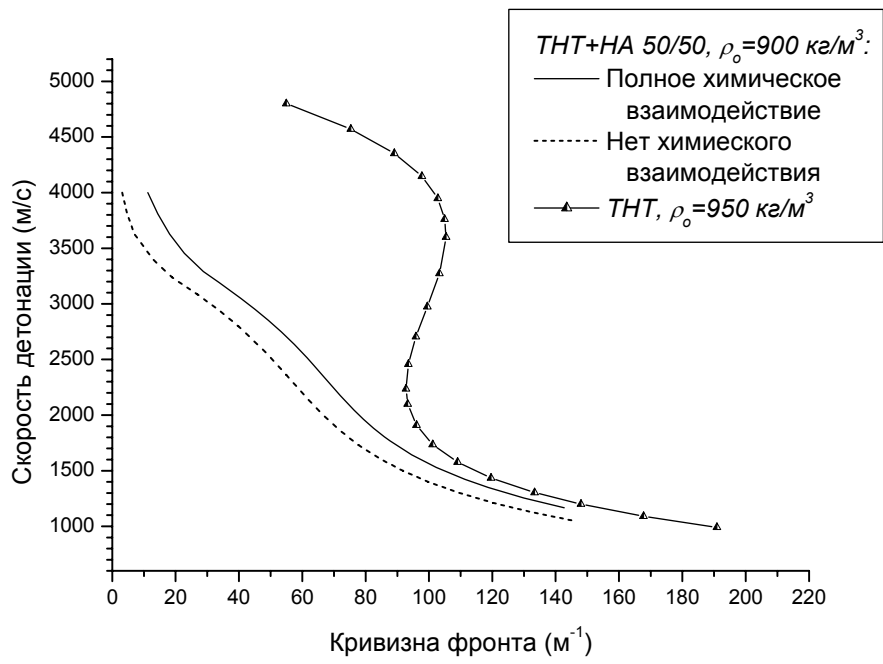


Рис.9. Расчетные зависимости скорости детонации по нормали к фронту от кривизны фронта, демонстрирующие Z-образную кривую в случае тротила и монотонные кривые в случае смеси тротил + нитрат аммония