ЧАСТЬ 4

# ПЛЕНАРНАЯ ДИСКУССИЯ

### СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ДИАГНОСТИКИ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА

### Г.Т. Афанасьев

#### 1. О диагностике детонационной способности и структуры зарядов взрывчатого вещества

Известно, что критический диаметр детонации  $d_{\rm cr}$  у порошков взрывчатых веществ (ВВ) зависит от плотности заряда  $\rho$ , размера частиц  $\mu$  и пр. Для монокристальных частиц все данные по пределам детонации в цилиндрических зарядах и прямоугольных пластинах удалось объединить в координатах  $lg(\mu/\partial_{\rm SC})-lg(d_{\rm cr}/\partial_{\rm SC})$  прямыми, отвечающими простому закону с разделением переменных,

$$(2\Delta_{\rm cr})^2 = d_{\rm cr}^2 = A^2(\rho_{\rm rel})\partial_{\rm SC}\mu\,,\tag{1}$$

где  $\partial_{SC}$  — критический диаметр детонации монокристалла, а  $\Delta_{cr}$  — толщина бесконечного слоя, находимая из критических размеров детонации пластинок (толщиной  $Y_{cr}$  и шириной  $X_{cr}$ ):

$$X_{\rm cr}^{-1} + Y_{\rm cr}^{-1} = \Delta_{\rm cr}^{-1} = 2d_{\rm cr}^{-1}$$

Для насыпных ( $\rho_{\rm rel} \cong 0.59$ ) и прессованных зарядов соотношение (1) различается значением  $A(\rho_{\rm rel})$  и областью определения: при  $\rho_{\rm rel} \cong$  $\cong 0.59$  они, соответственно, составляют A(0.59) = 3 и  $\mu \leq \partial_{\rm SC}$ , а для прессованных A(0.9) = 1 и  $\mu \leq \partial_{\rm SC}/144$ . Сдвиг границы области определения для пластинок на два порядка связан с пристенным дроблением частиц при прессовании, которое следует отличать от объемного дробления. Очевидными показателями этого отличия могут служить гладкие поверхности прессовок и шероховатые поверхности на их разломах. При  $\rho_{\rm rel} \cong 0.9$  и  $6\mu \geq \Delta_{\rm cr}$  сама величина  $\Delta_{\rm cr}$  перестает зависеть от  $\mu$  и остается постоянной. С одной стороны, это позволяет использовать широкую зону  $\mu \geq \partial_{\rm SC}/144$  с  $\Delta_{\rm cr} = const$  как кратчайший путь для измерения  $\partial_{\rm SC}$  с помощью прессованных пластин, используя формулу  $\partial_{\rm SC} = 24\Delta_{\rm cr}$ . С другой стороны, равенство  $6\mu = \Delta_{\rm cr}$  означает одинаковый характер пристенного дробления и толщину зоны этого дробления, равную трем исходным размерам частиц, что приводит к следующим важным выводам:

- действие закона (1) начинается с «седьмого» зерна, находящегося во внутреннем слое пластины, что в переводе на цилиндрическую симметрию отражает определяющую роль центральной трубки тока на критическом диаметре;
- у всех прессованных зарядов поверхностный слой толщиной в 3 исходных размера зерна отличается по раздробленности от состояния в объеме, и поэтому разрешение всех контактных методов значительно хуже, чем декларируется, так как вблизи датчиков имеют место переходные нестационарные процессы, не соответствующие объемным.

#### 2. О диагностике горения с помощью микротермопар

Применение сверхтонких (3–7 мкм) П-образных термопар для исследования стационарного горения конденсированных систем можно рассматривать как методическое достижение и как искус-CTBO. Недоумение, однако, вызывает отсутствие зависимостей коэффициента теплопроводности от температуры, а также температур и теплот фазовых переходов, получаемых из термограмм горения. Пленки расплава, которые тянутся за термопарой, редко дают сколь-нибудь достаточную информацию. Исследуя горение, давно можно было бы определить критические точки у твердых ВВ. Без ответа на эти простые вопросы трудно верить в опубликованные зависимости температур поверхности от давления и скорости и, тем более, в извлекаемую якобы кинетику тепловыделения. Нет ответа и на возможность усреднения показаний термопар, так как их перекосы по отношению к границе к-фазы должны влиять симметрично и тогда верны либо верхние, либо нижние значения.

#### 3. О механической чувствительности и «вероятности» взрывов взрывчатых веществ

Широкая зона вероятности взрывов при испытаниях тонких слоев ВВ на чувствительность к удару и трению представляет собой серьезную проблему для измерений пороговых значений, определяющих возбуждение взрыва. В терминах давления распределение вероятностей разрушений в зоне разброса измеряемых прочностей зарядов оказывается равномерным, и, как следствие, наблюдается линейный рост вероятности взрывов до искомого в эксперименте верхнего предела частостей разрушений или взрывов. Такое равномерное распределение подтверждается экспериментами.

### И.Г. Ассовский

# О проблемах диагностики горения артиллерийских порохов и ракетных топлив

Обсуждаются вопросы соответствия натурным условиям экспериментальных данных о горении артиллерийских порохов и ракетных топлив, полученных в лабораторных установках. Рассматриваются возможные способы улучшения соответствия для стандартных методик измерения скорости горения топлив в бомбах постоянного давления, а также манометрических испытаний артиллерийских порохов в бомбах постоянного объема.

В артиллерии и ракетной технике энергоемкие материалы (ЭМ) используются, прежде всего, в качестве источников энергии и рабочего тела. Поэтому скорость производства энергии и продуктов горения, состав и температура продуктов горения относятся к числу важнейших характеристик артиллерийских порохов и ракетных топлив. Эти характеристики определяют давление в камере сгорания, а также эффективность преобразования химической энергии в механическую.

Как ракетные двигатели, так и многие артиллерийские системы имеют малый запас избыточной прочности, что является одной из главных причин необходимости удержания рабочего давления в камере сгорания в достаточно узких пределах (чтобы избежать демонтажа при «выскоке» давления, а также избежать разнообразных потерь вследствие малого давления). Коридор допустимых отклонений по давлению обычно не превышает 10%–15%. С учетом квадратичной зависимости максимального давления пороховых газов от скорости горения пороха при выстреле [1] (и примерно такой же зависимости для ракетных двигателей на твердом топливе) погрешность экспериментального определения скорости горения не должна превышать 5%–7%.

В ракетных двигателях основная масса заряда сгорает в квазистационарном режиме, поэтому экспериментальная зависимость стационарной скорости горения от давления при различных начальных температурах (закон горения) является главным источником информации о горении. Среди существующих разнообразных методов определения закона горения [2] наиболее распространен метод сжигания в бомбе постоянного давления (БПД). Многие методы, в том числе БПД, принципиально позволяют определять закон горения с погрешностью не более 5%-7%. Проблема, однако, заключается в том, что равенство давлений и начальных температур не обеспечивает достаточно полного подобия для условий горения в БПД и реальном двигателе. Эту проблему часто связывают с масштабным фактором, хотя очевидно, что простое увеличение масштаба БПД ее не решает. В числе факторов, определяющих существенное отличие реального закона горения от экспериментального, можно назвать высокую температуру окружающей среды, ее турбулизованность, а также наличие акустических колебаний. В определенной степени эти факторы могут быть учтены при сжигании топлива в малогабаритных модельных двигателях. Однако в таких испытаниях прямое измерение скорости горения при достаточно полном контроле за состоянием среды крайне затруднено. Не решает проблему и применение так называемых Т-горелок для оценки устойчивости горения к акустическим колебаниям. Для продвижения в этом вопросе необходим всесторонний анализ критериев, обеспечивающих подобие экспериментальных и натурных условий и достоверность получаемого закона горения.

Близкая по смыслу, но более сложная по содержанию проблема существует и для экспериментального определения закона горения артиллерийских порохов. Одно из принципиальных отличий сгорания метательного заряда при артиллерийском выстреле от горения заряда в ракетном двигателе заключается в повышенной роли воспламенительного периода, продолжительность которого соизмерима с продолжительностью всего выстрела [1, 3]. Поговорка «хорошее начало — половина дела» относится, прежде всего, к воспламенительному периоду метательного артиллерийского заряда.

Главным источником информации о законе горения артиллерийского пороха является его манометрическое испытание в бомбе постоянного объема. Вместе с тем, хорошо известно, что условия воспламенения и горения пороха в манометрической бомбе по многим параметрам значительно отличаются от соответствующих условий в орудии. Поэтому стандартная манометрия используется, главным образом, для сравнения горения разных порохов. При этом главное требование — обеспечить подобие условий для воспламенения и горения, а также использовать один и тот же метод обработки экспериментальной кривой изменения давления в бомбе. Получение с помощью манометрии достаточно точных абсолютных значений скорости горения пороха является значительно более сложной задачей. Известен случай, когда манометрические измерения скорости горения, проведенные в 10 различных организациях на одной и той же партии пороха, дали разброс значений, значительно превышающий погрешность определения. По этой причине давно осуществляется поиск способов модернизации манометрических испытаний с целью повышения их информативности и достоверности.

Одно из направлений модернизации манометрии — унификация системы воспламенения и приближение условий воспламенения пороха в бомбе к натурным. Примером такой модернизации является известный метод Коршунова, который позволяет сравнивать пороха одновременно с воспламеняющими составами. Другое направление — модернизация методики обработки экспериментальной диаграммы давления с учетом влияния условий воспламенения на скорость горения, теплопотерь и других факторов [1, 3, 4].

Наиболее перспективным направлением представляется объединение манометрии с испытанием в полузамкнутом объеме, примером которого может служить установка и методика, предложенные в работе [5]. В таких установках удается значительно приблизить лабораторные условия к натурным, увеличив плотность заряжания. Вместе с тем, такие установки позволяют диагностировать нестационарные эффекты в переходных режимах горения.

### И.М. Воскобойников

### О регистрации параметров ударных волн в конденсированных средах

Для измерения параметров ударных волн в конденсированных средах мне представляется эффективным метод электронно-опти-

ческой регистрации яркости свечения ударного фронта в прозрачной органической жидкости, находящейся в контакте с исследуемой средой. Органическая жидкость является индикаторной средой, для которой из опыта предыдущих исследований известна зависимость температура-давление на ударном фронте (она, как правило, линейная в интересующем диапазоне интенсивностей ударных волн). Высокое временное разрешение такого метода регистрации обеспечивается безынерционностью оптических измерений (конечный результат определяется только качеством используемой аппаратуры), а высокое амплитудное разрешение — экспоненциальной зависимостью яркости свечения от температуры. Например, при яркостной температуре 2000-3000 К, соответствующей давлению 13,5–20 ГПа в CCl<sub>4</sub>, изменению давления на 0,5 ГПа отвечает изменение яркости свечения в 1,5 раза. Если разброс яркости в идентичных опытах не превышает 20%, то реальная точность измерения давления оказывается не хуже 0,2–0,3 ГПа.

Однако при обработке одной осциллограммы можно надежно определить относительное изменение давления в 0,01–0,02 ГПа, что значительно лучше, чем в большинстве используемых в настоящее время методик.

Такую индикаторную схему мы с успехом применили в нашей лаборатории, исследуя затухание ударных волн малой длительности в конденсированных средах и измеряя скорость волновых возмущений за ударными фронтами.

### Ю.В. Фролов

# 1. Об определении удельной поверхности порошков энергоемких материалов

Удельную поверхность исследуемого энергоемкого порошка мы определяем на установке Flow Sorb III 2305. Работа установки основана на принципе адсорбции газа поверхностью исследуемого материала в криогенных условиях. Непосредственно регистрируется разность концентрации рабочего газа в потоке, измеренная до и после экспозиции исследуемого материала.

Конструкционные особенности и технические решения, реализованные в приборе (рис. 1), позволяют:

Выпуск 3



Рис. 1 Принципиальная схема прибора Flow Sorb III 2305

- проводить предварительную дегазацию поверхности исследуемого материала;
- использовать для регистрации газовые смеси различного компонентного состава;
- удалять из рабочей смеси газов загрязняющие примеси;
- проводить плавную регулировку интенсивности рабочего газового потока;
- регулировать время, необходимое для выполнения исследования;
- регистрировать слабые потоки газов с нижним концентрационным порогом в  $\Delta \nu = 0.008\%$ ;
- определять площадь образцов с удельной поверхностью от  $S_{\rm yg} \sim 10^{-2}$  до ~  $10^2$ – $10^3$  м<sup>2</sup>/г с точностью (репродуктивностью)  $\Delta S_{\rm yg} \sim 0.5\%$ .

В качестве примера в табл. 1 указаны значения удельной поверхности  $S_{yq}$  компонентов энергетических конденсированных систем (ЭКС), полученные на приборе Flow Sorb III 2305, а также их среднеповерхностных диаметров  $\langle D_S \rangle$ , рассчитанных на основе  $S_{yq}$ .

Вещество	$S_{\rm yg},{\rm m}^2/{\rm f}$	$\langle D_S \rangle$ , мкм
Ti	41,6	0,03
Al	11,9	0,19
CL-20	$^{2,3}$	1,25
ПХА	1,7	1,86
Октоген	$0,\!1$	33,8

Таблица 1 Характеристики компонентов ЭКС

# 2. Об измерении микрорельефа и физических свойств поверхности энергоемких материалов

Сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) Интегра Прима (ЗАО НТ-МДТ, Россия) (рис. 2) позволяет в контролируемых условиях проводить изучение рельефа и физических свойств поверхности с использованием основных методов зондовой микроскопии: атомно-силовой (АСМ), сканирующей туннельной, магнитно-силовой, электросиловой и ближнепольной оптической микроскопии. В СЗМ исследование микрорельефа поверхности и ее локальных свойств проводится с помощью специальным образом приготовлен-



Рис. 2 Сканирующий зондовый микроскоп Интегра Прима



**Рис. 3** Наноразмерная фракция ультрадисперсного октогена (a); частицы наноразмерного алюминия (b); поверхность образца ЭКС ALEX/октоген (b)

ных зондов в виде игл. Размеры острия таких зондов (радиус скругления и угол раствора) определяют латеральное разрешение изображения. Характерное расстояние между зондом и поверхностью образцов при работе составляет около 0,1–10 нм.

На рис. 3 показаны примеры изображений одиночных частиц (октоген, рис. 3, a), группы частиц (алюминий, рис. 3, b) и участок поверхности ЭКС (рис. 3, b), полученных в полуконтактном режиме АСМ. Использование СЗМ позволяет определить форму и размер частиц, включая наноразмерные материалы, оценить качество смешения компонентов многокомпонентной дисперсной системы, а

также определить адгезионные и электромагнитные свойства объектов.

#### 3. Об исследовании структуры энергоемких компонентов

Растровый электронный микроскоп (РЭМ) Phenom (FEI, Нидерланды) дает возможность исследовать структуру компонентов (ГНИВ, рис. 4, *a*), а также гомогенность ЭКС (состав Al/октоген,



**Рис.** 4 ГНИВ (*a*); состав Al/октоген (*б*); ультрадисперсный алюминий ALEX (*в*); элементные карты азота (светлая) и хлора (темная) с участка поверхности ЭКС (*г*)

светлые частицы — алюминий АСД-6, рис. 4, *б*). Основные характеристики микроскопа:

- диапазон увеличения:  $120 \times -20000 \times$ ;
- ускоряющее напряжение: 5 кB;
- максимальный размер образца: диаметр 25 мм, высота 30 мм.

Для исследований наноразмерных материалов и диагностики сложных систем мы используем многофункциональный РЭМ Quanta 3D FEG (FEI, Нидерланды) с интегрированной системой фокусированного ионного пучка. Его основные характеристики:

- ускоряющее напряжение: 200 B-30 кB;
- разрешение: 1,2 нм (30 кВ, высокий вакуум, SE);
- химический анализ (элементы с №4 Ве по №92 U).

На рис. 4, в показаны частицы ультрадисперсного алюминия марки ALEX. По полученным изображениям можно построить кривые распределения частиц по размерам. Наложение элементных карт азота (светлая) и хлора (темная) с участка поверхности ЭКС позволяет судить о реальной структуре композиции и качестве смешения (рис. 4, г).

# 4. О синхронном термическом анализе энергоемких материалов

Метод синхронного термического анализа (СТА) позволяет объединить термогравиметрию (ТГ) с дифференциальной сканирующей калориметрией (ДСК) ЭМ. Преимущество метода СТА состоит в том, что условия эксперимента для ТГ и ДСК полностью идентичны (одинаковая атмосфера, скорость потока газа, давление паров образца, скорость нагрева, термический контакт с тиглем и сенсором, излучение и т.д.), что обеспечивает возможность получать больше информации, чем при использовании двух отдельных приборов. На рис. 5 представлена фотография прибора STA 449 F3 Jupiter<sup>®</sup>, используемого нами для определения характерных температур и тепловых эффектов (фазовые переходы, разложение и др.). Ниже приведены его основные характеристики:



Рис. 5 Фотография прибора STA 449 F3 Jupiter<sup>®</sup>

- микровесы с электромагнитной компенсацией нагрузки, верхняя загрузка образца;
- встроенная электроника для цифрового температурного контроля и сбора данных;
- температурный диапазон: комнатная-1550 °C;
- скорость нагрева и охлаждения: 0,001-50 К/мин;
- максимальный вес образца: 35000 мг;
- разрешение ТГ: 1 мкг;
- разрешение ДСК < 1 мкВт;</li>
- атмосфера: инертная, окислительная, статическая, динамическая (подключение до трех газов);
- вакуумное разрешение до  $10^{-2}$  мбар.

На рис. 6 показан результат СТА эксперимента для октогена. Определены характерные температуры и тепловые эффекты фазового перехода, плавления и разложения октогена. Сравнение экспериментов при разных скоростях нагрева позволили определить кинетические параметры процессов разложения модель-независимыми методами и методами линейной/нелинейной регрессии.





**Рис. 6** Кривые изменения массы (ТГ и изменения теплового состояния образца (ДСК) октогена. Скорость нагрева 10 К/мин, масса образца 2 мг, скорость потока аргона 70 мл/мин

# 5. О способе получения наноразмерных компонентов энергоемких материалов

На рис. 7 представлена схема лабораторной установки для получения наноразмерных компонентов ЭКС. Установка работает по



Рис. 7 Схема установки для получения наноразмерных порошков ЭКС

принципу переконденсации в потоке инертного газа. Испаряемый в нагревателе (1) исходный порошок (2) потоком инертного газа (Ar) переносится на охлаждаемую жидким азотом поверхность (3), на которой происходит конденсация испаренного материала. Рабочая температура может изменяться от комнатной до 1000 °C. Скорость потока регулируется газовым расходомером.

На рис. 8 представлены изображения РЭМ и АСМ полученного порошка МоО<sub>3</sub>. Индивидуальные частицы сферической формы





Рис. 8 Микроскопия наноразмерного порошка оксида молибдена

318

с диаметром 10–100 нм образуют агломераты размером порядка 100 мкм.

# 6. Об отборе конденсированных продуктов горения энергоемких конденсированных систем

На рис. 9 показана схема установки с «вращающимся барабаном» 1, размещенным в БПД. Отбор конденсированной фазы производится в слой закаливающей жидкости 3. Щелевой заряд ЭКС 2 закрепляется в специальном держателе 4, позволяющем варьировать расстояние от торца заряда до гасящей жидкости (H), что определяет время пребывания частиц в высокотемпературном потоке продуктов сгорания. Благодаря непрерывному вращению барабана вылетающие с поверхности образца частицы постоянно попадают в свежий слой жидкости, что препятствует их слиянию и сохраняет исходную форму и размер. Собранные при различных начальных условиях ( $P_0$ , H) конденсированные продукты горения ЭКС в дальнейшем высушиваются и исследуются доступными методами.

Пример РЭМ изображений конденсированных продуктов горения ЭКС представлен на рис. 10. Частицы имеют сферическую форму с размерами от 0,4 до 3 мкм (присутствует небольшое количество частиц диаметром от 5 до 16 мкм).



Рис. 9 Схема установки: 1 — вращающийся барабан; 2 — щелевой заряд; 3 — слой закаливающей жидкости; 4 — держатель образца

#### ГОРЕНИЕ И ВЗРЫВ: ВЫПУСК 3



Рис. 10 Конденсированные продукты горения ЭКС

### 7. О регистрации процесса распространения тепловой волны по поверхности металлической трубки при сжигании в ней энергоемких конденсированных систем

Зависимость температуры от времени T(t) при распространении тепловой волны по поверхности трубки можно регистрировать с помощью набора термопар (например, W–Re 5/20). Разумеется, количество точек, измеряемых одновременно, ограничено количеством каналов регистрирующего устройства. На рис. 11 приведен пример схемы размещения термопар вдоль поверхности трубки. На рис. 12 показаны записи температуры в 5 точках.



Рис. 11 Схема подключения термопар

320

```
Выпуск 3
```



**Рис.** 12 Запись температуры на поверхности герметичной стальной трубки при горении в ней термитной смеси Mg/Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: 1 — канал 1; 2 — канал 2; 3 — канал 3; 4 — канал 4; 5 — канал 5



**Рис.** 13 Температурная карта развернутой на плоскость цилиндрической поверхности герметичной стальной трубки при горении в ней термитной смеси  $Mg/Fe_2O_3$  (момент времени, когда достигается максимальная температура)

По записям температуры можно построить температурную карту поверхности объекта в любой момент времени. Пример такой карты приведен на рис. 13.

Одновременно с измерением температуры с помощью пьезоэлектрического датчика давления (например, T6000) можно проводить запись давления внутри трубки. Для защиты датчика от конденсированных продуктов горения следует применять специальный переходник. В наших экспериментах давление в трубке повышалось до 600 МПа при погрешности калибровки датчика не более 1%.

### С.М. Фролов

### Об измерении размеров фрагментов при аэродинамическом дроблении струй и капель в высокоскоростных потоках

Как известно, облако, образованное в результате дробления капли жидкости за сильной ударной волной, — это смесь газа, паров горючего и жидких фрагментов дробления разного размера. Фотографические исследования не дают информации о состоянии вещества в таком облаке вследствие сильного рассеяния света на микрокаплях. Даже с помощью рентгеновской диагностики удается получить лишь сведения о средней плотности смеси в облаке без какой-либо информации о структуре и агрегатном состоянии вещества. Что касается размеров фрагментов дробления  $d_m$ , то для их оценки часто используется эвристическое соотношение [6]:  $d_m \sim 0.1d_0$ , где  $d_0$  — диаметр исходной капли. Таким образом, до последнего времени внутренняя структура облака была изучена недостаточно и надежные данные по его составу отсутствовали.

В 2009 г. появилась интересная работа [7], в которой, на мой взгляд, впервые получены достоверные сведения о размерах фрагментов дробления капель. Эксперименты проводились в импульсной аэродинамической трубе (AT) с рабочей секцией квадратного сечения  $20 \times 20$  см при скорости воздушного потока 1750 м/с, статическом давлении 0,5 атм, статической температуре 300 К и продолжительности течения 5 мс. На рис. 14 показана схема эксперимента. В рабочей секции AT размещали генератор жидкой струи с выходным соплом круглого сечения диаметром 6 мм с осью, на-



**Рис.** 14 Схема эксперимента [7]: (*a*) вид сверху, (*б*) вид сбоку. Линейные размеры указаны в миллиметрах

правленной поперек воздушного потока. Генератор через клапан соединяли с емкостью, заполненной жидкостью под давлением 6 атм. Для сбора истекающей из сопла жидкости (жидкая цилиндрическая струя диаметром 6 мм) на расстоянии 50 мм от среза сопла размещали приемную воронку. Для определения размеров фрагментов дробления поперечной жидкой струи на расстоянии 160 мм от оси струи устанавливали клин с углом при вершине (углом отклонения воздушного потока) 15° и шириной 120 мм. Идея эксперимента заключалась в том, что относительно мелкие фрагменты дробления жидкой струи при обтекании клина должны следовать линиям тока газа, т.е. двигаться параллельно поверхности клина, а относительно крупные частицы должны ударяться о поверхность

#### ГОРЕНИЕ И ВЗРЫВ: ВЫПУСК 3



**Рис.** 15 Кадр скоростной теневой киносъемки фрагментов дробления поперечной струи жидкого гексанола в сверхзвуковом потоке воздуха (1750 м/с) [7]

клина, причем чем крупнее фрагменты, тем меньше они должны отклоняться от направления набегающего потока. На рис. 15 показаны результаты скоростной теневой киносъемки в эксперименте со струей гексанола. Видно, что за ударной волной, присоединенной к вершине клина, все фрагменты дробления движутся параллельно поверхности клина. Оценки, приведенные в [7], показывают, что такое поведение возможно, если диаметр фрагментов не превышает 5–10 мкм. Только в этом случае фрагменты дробления могут быстро приобретать скорость, близкую к локальной скорости газа за присоединенной ударной волной, и следовать линиям тока газа.

Этот замечательный результат позволяет по-новому взглянуть на проблему гетерогенной капельной детонации жидких углеводородных горючих в воздухе. В частности, он свидетельствует о том, что фрагменты дробления капель в детонационной волне настолько малы, что временем их скоростной релаксации в газовом потоке можно, по-видимому, пренебречь по сравнению с временем их прогрева и испарения. Именно на таких предпосылках основана наша теория [8].

### Литература

1. Ассовский И.Г. Физика горения и внутренняя баллистика. — М.: Наука, 2005. 357 с.

Выпуск	3	
--------	---	--

- Zarko, V. E., and K. K. Kuo. Critical review of methods for regression rate measurements of condensed phase systems. Int. J. Energ. Mater. Chem. Prop. 3(1–6):600–23.
- Кудрявцев О. А., Ассовский И. Г. Теплофизика процесса артиллерийского выстрела. Т. 1. Экспериментальные методы внутренней баллистики. Диагностика воспламенения и горения метательных зарядов. — Пенза: Пензенский артиллерийский инженерный институт, 2004. 136 с.
- Хоменко Ю. П., Широков В. М. Определение нестационарных законов горения пороха на основе манометрических испытаний // Физика горения и взрыва, 2006. № 2. С. 29–38.
- 5. Ananyev A. V., V. N. Marshakov, and I. G. Assovskiy. 2004. Experimental study of ignition influence on subsequent combustion of solid propellant in high pressure chamber. 21st Symposium (International) on Ballistics Proceedings. Australia.
- 6. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987.
- Smeets, G., and G. Patz. 2009. Shock tube experiments at ISL on liquid fragmentation. Part 2: Atomization of a cylindrical liquid beam in high speed flows. In: Von Karman Institute for Fluid Mechanics Lecture Series 2009-04 "Liquid Fragmentation in High-Speed Flow." Eds. P. Rambaud and C. O. Asma. Rhode-St-Genese: VKI Publ.
- Frolov, S. M. 2009. Detonations of liquid sprays and drop suspensions: Theory. In: Von Karman Institute for Fluid Mechanics Lecture Series 2009-04 "Liquid Fragmentation in High-Speed Flow." Eds. P. Rambaud and C. O. Asma. Rhode-St-Genese: VKI Publ.