

## ВЛИЯНИЕ РАСТЯЖЕНИЯ СМЕСЕВОГО ТОПЛИВА НА СКОРОСТЬ ЕГО ГОРЕНИЯ

С. А. Рашковский<sup>1</sup>, Ю. М. Милёхин<sup>2</sup>, А. Н. Ключников<sup>2</sup>, А. В. Федорычев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем механики РАН, 117526 Москва, rash@ipmnet.ru

<sup>2</sup>Федеральный центр двойных технологий «Союз», 140090 Дзержинский

Проведен анализ существующих представлений о влиянии растягивающих деформаций на скорость горения топлив. Показано, что основным механизмом повышения скорости горения смесевых топлив при растяжении является отслоение связующего от частиц окислителей, образование дополнительной поверхности горения и изменение структуры зоны горения. Для описания этого эффекта разработана реологическая модель смесевого твердого топлива, учитывающая отрыв связующего от дисперсных частиц наполнителей (окислителей, охладителей, металлов и др.). Установлен критерий, описывающий различие в поведении топлива при растяжении с отрывом связующего от частиц и при растяжении этого же материала без возникновения внутренних дефектов. Предложен метод экспериментального определения количества дефектов, возникающих в топливе при растяжении, основанный на анализе диаграммы растяжения материала. Разработана математическая модель горения смесевого топлива в условиях растяжения, учитывающая отрыв связующего от частиц окислителей и образование дополнительной поверхности горения. Установлена корреляция между изменением скорости горения топлива при его растяжении и параметрами диаграммы растяжения топлива. Разработан метод, позволяющий предсказывать изменение скорости горения топлива при его растяжении по форме диаграммы растяжения топлива.

Ключевые слова: твердое топливо, горение, деформация, отслоение, частицы.

### ВВЕДЕНИЕ

Вопросам горения смесевых твердых топлив в напряженно-деформированном состоянии посвящены многочисленные экспериментальные [1, 2] и теоретические [3–6] исследования. К настоящему времени выявлены некоторые общие закономерности горения твердых топлив при действии статических механических растягивающих напряжений. В условиях одноосного растяжения и малых относительных деформаций ( $\varepsilon < 5 \div 10\%$ ) многие топлива обнаруживают, как правило, линейный характер зависимости скорости горения от относительной деформации  $\varepsilon$ :

$$u(\varepsilon) = u_0(1 + k_\varepsilon \varepsilon),$$

где  $u_0$  — скорость горения в отсутствие деформаций ( $\varepsilon = 0$ ),  $k_\varepsilon$  — коэффициент пропорциональности, определяемый экспериментальным или расчетным путем [3].

В области более высоких деформаций для некоторых топлив экспериментально выявлена зависимость  $k_\varepsilon$  от давления  $p$  в камере сгорания, например, в виде  $k_\varepsilon = k_0 - mp$ , где

$m$  — некоторая постоянная, и установлено существование пороговой деформации  $\varepsilon^*$  и порогового давления  $p^* = f(\varepsilon)$ , превышение которых сопровождается усилением зависимости  $u(\varepsilon)$ .

Обобщая многочисленные экспериментальные данные, зависимость  $u(\varepsilon)$  можно представить в виде

$$u_\varepsilon = \begin{cases} u_0, & p \leq p^*, \\ u_0[1 + k_\varepsilon \varepsilon (p - p^*)^\gamma], & p > p^*, \end{cases}$$

где  $p^* = A/(B + \varepsilon)$ ;  $k_\varepsilon$ ,  $\gamma$ ,  $A$ ,  $B$  — экспериментальные константы,  $\gamma > 0$ .

В экспериментальных исследованиях обнаружена взаимосвязь  $k_\varepsilon$  с фракционным составом топлива ( $k_\varepsilon \sim D_0$ ,  $D_0$  — диаметр исходных частиц), уровнем скорости горения в ненагруженном состоянии ( $k_\varepsilon \sim 1/u_0$ ), содержанием компонентов отверждающей системы, типом используемого окислителя, физико-механическими характеристиками топлива [5], присутствием в топливе регуляторов скорости горения.

В литературе рассматривается несколько возможных механизмов изменения скорости

горения смесового твердого топлива при действии растягивающих напряжений.

Авторы работы [5] с позиций термофлуктуационной молекулярно-кинетической теории термостойкости и долговечности полимеров объясняют это изменение активизацией химических связей полимерной матрицы и возрастанием скорости ее термической деструкции.

Некоторые авторы связывают изменение скорости горения топлива при действии растягивающих напряжений с изменением условий теплообмена в конденсированной фазе волны горения за счет:

(i) возрастания относительного объема микропор [6];

(ii) образования системы микротрещин [1, 3, 6] и вызываемого ими роста газопроницаемости приповерхностного слоя топлива [3] или увеличения площади поверхности горения [1];

(iii) разрыва связей между связующим и частицами дисперсных компонентов [1–4].

В ряде случаев в качестве возможного механизма повышения скорости горения топлива при растяжении рассматривается изменение в процессе деформирования топлива взаимного расположения компонентов и уменьшение толщины прослойки связующего между частицами окислителя.

Очевидно, что с позиций молекулярно-кинетической теории термостойкости и долговечности полимеров невозможно объяснить существование зависимости  $k_\varepsilon(D_0)$ , пороговых эффектов и экстремального характера поведения величины  $k_\varepsilon$  от содержания компонентов отверждающей системы.

Образование микропор и микротрещин в связующем за счет разрыва молекулярных связей в полимере [3, 4] также не способно объяснить зависимость  $k_\varepsilon(D_0)$ .

Принимая во внимание гетерогенную структуру смесевых твердых топлив и выявленную взаимосвязь  $k_\varepsilon$  с фракционным составом содержащихся в них частиц, изменение скорости горения под действием напряженно-деформированного состояния следует рассматривать, в первую очередь, как результат разрыва связей между связующим и частицами дисперсных компонентов. В результате этого происходит образование дополнительной поверхности горения связующего и дисперсных компонентов, что приводит к увеличению скорости горения.

## РЕОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТОПЛИВА

Смесевые топлива (и вообще, дисперсно-наполненные композиты) состоят из компонентов с существенно различными модулями упругости. Обычно модуль упругости частиц дисперсных компонентов (окислителей, охлаждающих и др.) существенно превышает модуль упругости связующего. По этой причине деформации, которым подвергается образец топлива, формируются главным образом в связующем, а дисперсные частицы приближенно могут рассматриваться как недеформируемые.

Далее будем рассматривать только растяжение материала, так как при сжатии интересные нас эффекты не наблюдаются.

Деформация связующего, заполняющего пространство между практически недеформируемыми частицами, приводит к тому, что на границе контакта частица — связующее возникают высокие отрывающие (нормальные) и скалывающие (касательные) напряжения. При определенных условиях эти напряжения могут быть выше напряжений, характеризующих прочность адгезии связующего к частицам, что приведет к отслоению связующего от частиц.

Зная адгезионные свойства связующего по отношению к частице и распределение напряжений в материале с учетом его гетерогенной структуры, можно рассчитать, как будет происходить отслоение связующего от частиц при изменении деформаций всего образца.

Можно поставить и решить точную задачу о распределении напряжений на границе контакта частиц и связующего. Для этого требуется смоделировать структуру топлива (распределив частицы в заданном объеме), а затем численно рассчитать напряжения в связующем стандартными вычислительными методами теории упругости. Такой расчет в принципе возможен, однако он очень трудоемкий и малоинформативный, так как процесс отслоения связующего от частиц носит статистический характер. Поэтому рассмотрим упрощенную реологическую модель дисперсно-наполненного композита, учитывающую отслоение связующего от частиц при растяжении образца.

Простейшая схема такой модели показана на рис. 1. Подобная реологическая модель рассматривалась в работах [7–10].

Пружины в этой схеме моделируют упругие свойства композита, зависящие от деформации связующего. Каждая пружина характе-

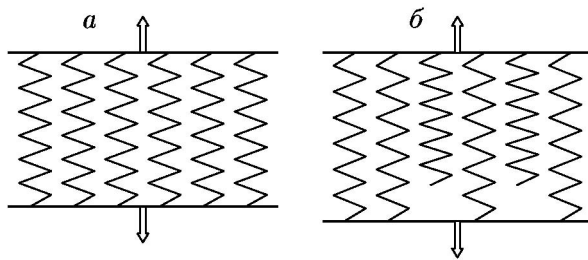


Рис. 1. Простейшая механическая модель дисперсно-наполненного композита:

*a* — материал до растяжения или при малых растягивающих деформациях, *b* — материал после растяжения до определенных конечных деформаций

ризует некоторую часть связующего, связанную с частицами.

При малых деформациях, когда отслоение связующего от частиц отсутствует, все пружины (все слои связующего между частицами) участвуют в деформации материала и создании внутренних напряжений в материале. При определенных деформациях материала в целом связующее отслаивается от частиц. В модели это означает разрыв соответствующей пружины. Разрыв адгезионной связи между связующим и частицей происходит при определенных напряжениях на границе их контакта, поэтому будем считать, что разрыв пружины реализуется при определенном усилии, возникшем в этой пружине. В реальном материале отслоение связующего от различных частиц происходит не одновременно, а при разных деформациях образца как целого. Если бы разрыв адгезионных связей у всех частиц в материале осуществлялся одновременно, это приводило бы к мгновенному разрыву материала. Неодновременность разрыва адгезионных связей у разных частиц связана, во-первых, со случайными свойствами самой адгезии; во-вторых, со случайным характером условий, в которых находятся разные частицы (это — следствие случайной структуры гетерогенного материала), в-третьих, с зависимостью поля напряжений в материале от размеров частиц для полидисперсных порошков; в-четвертых, с зависимостью адгезионной силы от размеров частиц для полидисперсных порошков ( $\sigma_a \sim D^{-0.5}$ , где  $D$  — диаметр частицы [7]).

Таким образом, будем считать, что разрыв пружин в модели происходит при различных усилиях в каждой из них. Обозначим пре-

дельное усилие в пружине, при котором происходит ее разрыв, через  $\sigma_{cr} = \sigma_a$ .

После разрушения части пружин в процессе растяжения материала приложенное к образцу усилие перераспределяется между оставшимися рабочими пружинами.

Рассмотрим математическую формулировку этой задачи.

Обозначим через  $N(\epsilon_{\max})$  количество рабочих пружин (упругих элементов), которые остались в материале после достижения в нем максимальной деформации  $\epsilon_{\max}$  в процессе растяжения. Здесь следует иметь в виду, что и реальный материал, и рассматриваемая модель обладают гистерезисом: если растянуть материал до возникновения в нем некоторой деформации  $\epsilon_{\max}$ , то произойдет разрыв части связей и число оставшихся активных связей будет равно  $N(\epsilon_{\max})$ . Если после этого разгрузить материал, то в процессе разгрузки число активных связей не изменится, но механические свойства материала при разгрузке будут отличаться от свойств первоначального материала (до разрыва части связей). В результате кривая разгрузки будет отличаться от кривой растяжения. Если снова нагружать материал до состояния  $\epsilon \leq \epsilon_{\max}$ , то число активных связей в материале останется прежним  $N(\epsilon_{\max})$  и материал будет вести себя так же, как и при разгрузке, т. е. кривая повторного растяжения и кривая разгрузки совпадут, но будут отличаться от кривой первоначального растяжения. Цикл растяжения-разгрузки можно повторять, но, если все циклы будут находиться в пределах  $\epsilon \leq \epsilon_{\max}$ , новый гистерезис не появится: кривые повторных растяжений-разгрузок совпадут. Однако, если при последующем растяжении будут достигнуты деформации  $\epsilon > \epsilon_{\max}$ , произойдет разрыв новых связей и число активных связей (пружин) уменьшится. Таким образом,  $\epsilon_{\max}$  — максимальная деформация материала за всю историю его нагружения.

Сделаем следующие допущения:

- 1) каждая связь (пружина) работает в пределах упругости и подчиняется закону Гука,
- 2) напряжение в материале (не локальное напряжение, а макроскопическое — осредненное, которое определяется как отношение силы к площади поперечного сечения образца) равномерно распределяется между связями (пружинами),
- 3) деформация всех пружин одинакова и

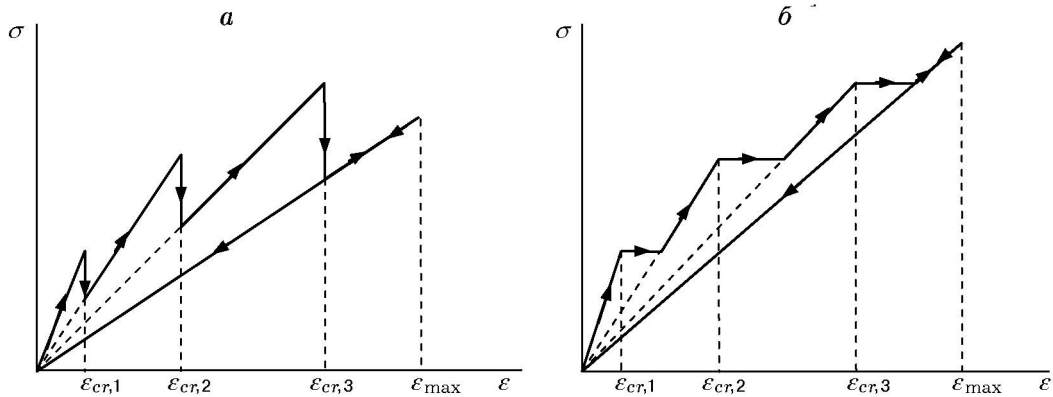


Рис. 2. Диаграмма растяжения-разгрузки для материала с небольшим количеством упругих связей при разных законах нагружения:

*a* — деформация изменяется по заданному закону, *б* — растягивающая сила изменяется по заданному закону

равна деформации образца в целом.

Таким образом, пружины в модели работают параллельно.

В результате рассматриваемая механическая модель применительно к одноосным деформациям растяжения-сжатия описывается уравнением

$$\sigma = N(\varepsilon_{\max})E_1\varepsilon, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — макроскопическое напряжение в материале;  $\varepsilon$  — макроскопическая относительная деформация материала в целом;  $E_1$  — постоянная характеристика материала, играющая роль модуля Юнга для одной пружины.

Чтобы замкнуть модель, рассмотрим метод расчета функции  $N(\varepsilon_{\max})$ .

В дальнейшем будем говорить об упругих связях в материале; в модели им соответствуют пружины.

Будем считать, что напряжение, при котором разрушается каждая связь  $\sigma_{cr}$ , является постоянной характеристикой этой связи; для разных связей значения  $\sigma_{cr}$  будут разными. Таким образом, для  $i$ -й связи можно ввести величину  $\sigma_{cr,i}$ , и, если напряжение в этой связи в процессе деформации материала в какой-то момент времени станет больше  $\sigma_{cr,i}$ , она разорвется и больше не будет участвовать в создании напряжений (в модели такая пружина исключается из рассмотрения).

Так как макроскопическое напряжение равномерно распределяется между всеми связями, то напряжение в одной связи  $\sigma_1 = E_1\varepsilon$ .

Условие разрыва  $i$ -й связи имеет вид

$$E_1\varepsilon_{\max} > \sigma_{cr,i} \quad (2)$$

или

$$\varepsilon_{\max} > \varepsilon_{cr,i}, \quad (3)$$

где

$$\varepsilon_{cr,i} > \frac{\sigma_{cr,i}}{E_1} \quad (4)$$

— критическая деформация  $i$ -й связи.

Если для всех связей в материале заданы напряжения разрыва  $\sigma_{cr,i}$ , расчет диаграммы  $\sigma(\varepsilon)$  для материала в целом не представляет труда.

В самом деле,  $N(\varepsilon_{\max})$  — число связей, для которых  $E\varepsilon_{\max} < \sigma_{cr,i}$ , при этом напряжения и деформации в материале связаны соотношением (1).

При растяжении значение  $N(\varepsilon_{\max})$  уменьшается, если  $\varepsilon_{\max}$  увеличивается. При разгрузке  $N(\varepsilon_{\max})$  остается постоянным и материал подчиняется закону Гука. В результате имеет место описанный выше гистерезис (рис. 2). При заданном законе изменения деформаций в материале (рис. 2, *a*) скачки напряжений в точках  $\varepsilon = \varepsilon_{cr,i}$  связаны с разрывом связей. Соответственно при заданном законе изменения напряжений (рис. 2, *б*) разрыв связей при  $\varepsilon = \varepsilon_{cr,i}$  приводит к скачку деформаций при фиксированном напряжении.

Интересная ситуация может возникать для некоторых материалов при растяжении под действием заданной силы или силы, изменяющейся по заданному закону.

Пусть под действием заданной силы (напряжения) в материале произошел разрыв некоторых связей, как показано на рис. 2, *б*. В

этом случае приложенная к образцу сила перераспределится между остальными связями, в результате чего сила, действующая на одну оставшуюся связь, станет больше, чем перед разрывом связей. Соответственно и деформация каждой оставшейся связи увеличится при неизменной внешней силе. Если среди оставшихся связей окажутся такие, у которых разрывная деформация меньше той, которая возникла в результате разрыва некоторых связей и перераспределения приложенного к образцу усилия, то такие связи разорвутся без дополнительного увеличения внешней нагрузки. После их разрыва приложенная сила перераспределится между оставшимися связями и процесс может повториться, если среди оставшихся связей имеются более слабые, разрываемые возникшими новыми нагрузками. Таким образом при определенных условиях разрыв части связей может привести к лавинообразному процессу разрыва новых связей — своего рода «цепная реакция». Процесс остановится, когда деформация оставшихся связей будет меньше, чем разрывная деформация у самой слабой из оставшихся связей. Если таких связей нет, то лавинообразный процесс разрыва связей закончится разрушением образца.

Если растяжение материала происходит при заданном законе изменения деформации (т. е. в процессе растяжения в каждый момент времени контролируется деформация образца, а сила подбирается так, чтобы обеспечить заданную деформацию), то описанный лавинообразный процесс разрыва связей не реализуется. Это указывает на принципиальное отличие для рассматриваемых материалов процессов растяжения при заданном законе изменения силы и заданном законе изменения деформации.

Расчет по описанной схеме может быть проведен только в том случае, если число упругих связей в модели невелико.

В реальном материале число эффективных связей по порядку величины совпадает с количеством частиц, которое всегда велико. Поэтому рассмотрим случай, когда начальное число связей  $N_0 = N(0) \gg 1$ .

В этом случае можно ввести функцию распределения связей по разрывающим деформациям  $f(\varepsilon_{cr})$ , удовлетворяющую условию нормировки:

$$\int_0^{\infty} f(\varepsilon_{cr}) d\varepsilon_{cr} = 1.$$

Тогда  $N_0 f(\varepsilon_{cr}) d\varepsilon_{cr}$  — число связей в материале, которые разорвутся в диапазоне относительных деформаций материала  $[\varepsilon_{cr}, \varepsilon_{cr} + d\varepsilon_{cr}]$ .

Очевидно,

$$N(\varepsilon_{\max}) = N_0 \int_{\varepsilon_{\max}}^{\infty} f(\varepsilon_{cr}) d\varepsilon_{cr}. \quad (5)$$

Если процесс растяжения происходит монотонно (без разгрузки), то  $\varepsilon_{\max} = \varepsilon$  и в соответствии с (1), (5) связь напряжения с деформацией имеет вид

$$\sigma(\varepsilon) = N(\varepsilon) E_1 \varepsilon \quad (6)$$

или

$$\sigma(\varepsilon) = E \varepsilon \int_{\varepsilon}^{\infty} f(\varepsilon_{cr}) d\varepsilon_{cr}, \quad (7)$$

где  $E = E_1 N_0$  — постоянная характеристика материала в целом, играющая роль модуля Юнга материала при малых деформациях.

Диаграмма растяжения такого материала с  $N_0 \gg 1$  показана на рис. 3. Здесь  $\varepsilon_{вр}$  — максимальная деформация, при которой происходит разрыв материала — деформационный предел прочности. Поведение такого материала сохраняет основные черты поведения материала с конечным числом связей (см. рис. 2), в частности, здесь также наблюдается гистерезис, однако диаграмма материала с  $N_0 \gg 1$  является гладкой без ступенек и скачков.

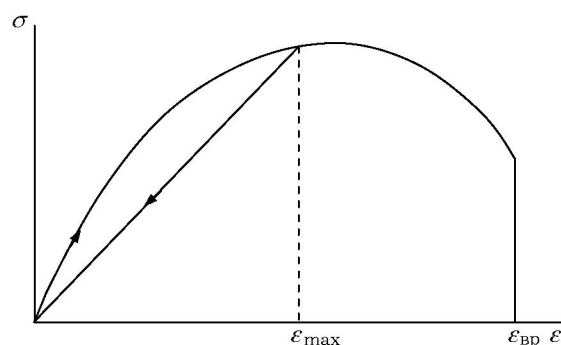
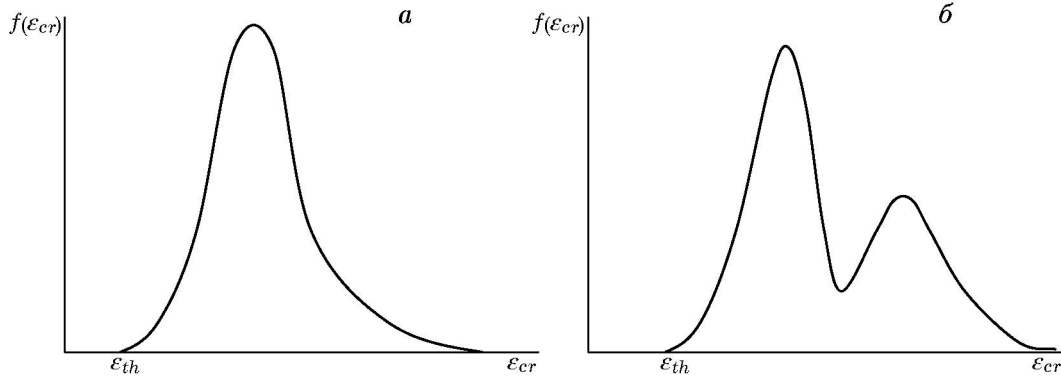


Рис. 3. Диаграмма растяжения-разгрузки для материала при  $N_0 \gg 1$

Рис. 4. Характерные зависимости  $f(\varepsilon_{cr})$ :

$a$  — одномодальное распределение,  $b$  — бимодальное распределение

На рис. 4 приведены различные виды функций распределения  $f(\varepsilon_{cr})$ . Здесь  $\varepsilon_{th}$  — пороговое значение деформаций, ниже которого отслоение связующего от частиц не происходит. Для различных типов материалов (разные типы связующего и частиц, разные размеры и концентрация частиц и т. д.) значения  $\varepsilon_{th}$  могут быть разными, в частности, для некоторых топлив возможно  $\varepsilon_{th} = 0$ . При деформациях  $\varepsilon < \varepsilon_{th}$  топливо подчиняется закону Гука и гистерезис на этом участке отсутствует.

Одномодальные распределения (рис. 4,  $a$ ) могут быть характерны для материалов с частицами одного размера и одного типа; бимодальные распределения (рис. 4,  $b$ ) можно ожидать, например, если в материале используются либо частицы одного типа с бимодальным распределением по размерам, либо частицы двух разных типов, имеющие существенно разную адгезию со связующим (например, перхлорат аммония (ПХА) и охладитель и т. д.).

Зависимость  $f(\varepsilon_{cr})$  можно легко восстановить по результатам испытаний образца на растяжение, используя диаграмму  $\sigma(\varepsilon)$  (см. рис. 3).

В самом деле, как следует из (7),

$$E = \left( \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right)_{\varepsilon=0}, \quad (8)$$

$$f(\varepsilon) = -E^{-1} \frac{d(\sigma(\varepsilon)/\varepsilon)}{d\varepsilon}. \quad (9)$$

Модель (7) соответствует процессу растяжения образца, в котором контролируется деформация.

Рассмотрим случай, когда растяжение происходит при заданном законе изменения

растягивающих усилий (напряжений). В этом случае деформация определяется из соотношения (6) при фиксированном значении  $\sigma$ :

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{(N/N_0)E}, \quad (10)$$

где число оставшихся связей  $N$  находится по формуле (5). Подставляя (10) в (5), получаем

$$\frac{N}{N_0} = \frac{\int_{\sigma}^{\infty} f(\varepsilon_{cr}) d\varepsilon_{cr}}{\frac{\sigma}{(N/N_0)E}}. \quad (11)$$

При фиксированном  $\sigma$  соотношение (11) является уравнением относительно параметра  $N/N_0$ . После вычисления  $N/N_0$  как функции  $\sigma$  соотношение (10) будет определять зависимость  $\varepsilon(\sigma)$ .

Таким образом, мы снова видим, что растяжение с контролируемыми деформациями и растяжение с контролируемыми нагрузками для рассматриваемого материала — это принципиально разные процессы, приводящие к различным результатам.

В процессе горения топлива основным отличием растянутого образца от нерастянутого является наличие отслоений связующего от частиц. Введем число частиц в единице объема топлива  $n(\varepsilon)$ , у которых в результате растяжения образца произошло отслоение связующего.

Очевидно,

$$n(\varepsilon) = \gamma n_0 \int_0^{\varepsilon} f(\varepsilon_{cr}) d\varepsilon_{cr}, \quad (12)$$

где  $n_0$  — общее число частиц в единице объема топлива, которое легко найти, если известны

размеры частиц и их концентрация в топливе;  $\gamma$  — коэффициент пропорциональности, учитывающий, что каждая связь соединяет две частицы, а отрыв всегда происходит только у одной из них. Именно величина  $n(\varepsilon)$  будет определять изменение скорости горения топлива при напряженно-деформированном состоянии.

Учитывая условие нормировки, соотношение (7) можно переписать в виде

$$\sigma(\varepsilon) = E\varepsilon \left( 1 - \int_0^\varepsilon f(\varepsilon_{cr}) d\varepsilon_{cr} \right).$$

Тогда соотношение (12) примет вид

$$n(\varepsilon) = \gamma n_0 \left( 1 - \frac{\sigma(\varepsilon)}{E\varepsilon} \right). \quad (13)$$

Таким образом, для определения количества частиц в единице объема топлива, у которых при растяжении образца произошло отслоение связующего, достаточно знать диаграмму растяжения материала  $\sigma(\varepsilon)$  (см. рис. 3).

Анализ соотношения (12) позволяет сделать следующие выводы.

1. Если  $\lim_{\varepsilon_{cr} \rightarrow 0} f(\varepsilon_{cr}) = a$ , где  $a$  — постоянная, не равная нулю, то разложение функции (12) в ряд по степеням  $\varepsilon$  начинается с членов первого порядка по  $\varepsilon$ , а значит, при малых деформациях:

$$n(\varepsilon) = \gamma n_0 a \varepsilon + o(\varepsilon).$$

Если в окрестности  $\varepsilon = 0$  функция  $f(\varepsilon_{cr}) = b\varepsilon_{cr}^\beta + o(\varepsilon_{cr}^\beta)$ , где  $b, \beta$  — постоянные, то при малых  $\varepsilon$

$$n(\varepsilon) = \frac{\gamma n_0 b}{\beta + 1} \varepsilon^{\beta+1} + o(\varepsilon^{\beta+1}).$$

2. Если имеется пороговая деформация  $\varepsilon_{th}$ , ниже которой отслоение связующего от частиц не происходит, т. е.  $f(\varepsilon_{cr}) = 0$  при  $\varepsilon_{cr} < \varepsilon_{th}$ , то зависимость (12) также будет обладать порогом: при  $\varepsilon < \varepsilon_{th}$  число отслоений  $n(\varepsilon) = 0$ . Если при малых значениях  $(\varepsilon_{cr} - \varepsilon_{th})$  в области  $\varepsilon_{cr} > \varepsilon_{th}$  функция  $f(\varepsilon_{cr}) = b(\varepsilon_{cr} - \varepsilon_{th})^\beta + o((\varepsilon_{cr} - \varepsilon_{th})^\beta)$ , то при небольших запороговых деформациях

$$n(\varepsilon) \approx \frac{\gamma n_0 b}{\beta + 1} (\varepsilon - \varepsilon_{th})^{\beta+1}. \quad (14)$$

Это соотношение обобщает все возможные частные случаи, которые имеют место при  $\beta = 0$  и/или  $\varepsilon_{th} = 0$ .

## МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ ТОПЛИВА ПРИ РАСТЯЖЕНИИ ОБРАЗЦА

Простейшая модель горения топлива в условиях напряженно-деформированного состояния заключается в следующем. Будем считать, что определяющим параметром частиц в процессе горения топлива (как с отслоением, так и без отслоения) является дисперсность частиц, которая описывается средней поверхностью горения частиц в единице объема топлива. При этом полагаем, что этот параметр универсален в том смысле, что его влияние на скорость горения одинаковое независимо от того, что вызывает изменение дисперсности: изменение размеров исходных частиц или образование дополнительной поверхности горения при отслоении связующего от частиц.

Введем удельную поверхность горения частиц  $s$  в единице объема топлива. Для одинаковых частиц, не имеющих отслоения связующего (плотность топлива и частиц для простоты считаются одинаковыми),

$$s = S_1 n_0,$$

где  $S_1$  — поверхность горения одной частицы,  $n_0$  — число частиц в единице объема,

$$n_0 \pi D^3 / 6 = \varphi,$$

где  $\varphi$  — массовая доля частиц в топливе;  $D$  — диаметр частиц;  $S_1 = \pi D^2 / 6$ , так как средний диаметр сечения частицы поверхностью горения топлива составляет  $(2/3)^{1/2}$  от диаметра частицы [11]. Таким образом,

$$s = \frac{\varphi}{D}.$$

По условию однозначная зависимость  $u(s)$  справедлива для топлива как без отслоений, так и с отслоениями связующего от частиц. Эта зависимость устанавливается экспериментально при сжигании образцов без напряженно-деформированного состояния. Известно, что для топлив с монодисперсным порошком ПХА эта зависимость степенная [11]:

$$u(s) = B s^\alpha, \quad (15)$$

где  $B$  и  $\alpha$  — параметры, зависящие от давления и начальной температуры топлива.

Так как при растяжении образца возникают отслоения связующего от частиц, удельная поверхность горения изменяется. Поверхность горения частиц с отслоением можно приближенно считать равной поверхности самой

частицы; для неотслоившихся частиц поверхность горения остается прежней.

Таким образом, удельная поверхность горения топлива в условиях напряженно-деформированного состояния будет

$$s = (n_0 - n)\pi D^2/6 + n\pi D^2.$$

После простых преобразований получим

$$s = \frac{\varphi}{D} \left( 1 + 5 \frac{n}{n_0} \right), \quad (16)$$

где  $n$  — количество частиц с отслоением в единице объема топлива. В соответствии с (13) имеем

$$\frac{n(\varepsilon)}{n_0} = \gamma \left( 1 - \frac{\sigma(\varepsilon)}{E\varepsilon} \right). \quad (17)$$

Соотношения (15)–(17) определяют зависимость скорости горения от деформации.

Из (15)–(17) следует, что должна существовать однозначная зависимость  $u(\varepsilon) = u \left( 1 - \frac{\sigma(\varepsilon)}{E\varepsilon} \right)$ ; иными словами, скорость горения должна быть однозначной функцией параметра  $1 - \frac{\sigma(\varepsilon)}{E\varepsilon}$ . Этот параметр, легко определяемый экспериментально, и формирует зависимость скорости горения от деформаций.

Соотношения (15), (16) показывают, что максимальное увеличение удельной поверхности частиц происходит при  $n = n_0$ ; в этом случае удельная поверхность частиц будет в шесть раз больше, чем для недеформированного образца. Соответственно скорость горения образца при наличии деформации имеет верхний предел:  $u_{\max}/u_0 = 6^\alpha$ . Это естественный предел повышения скорости горения за счет растяжения образца. Для безметалльных топлив на основе монодисперсного ПХА  $\alpha < 0.4$  [11]. Поэтому для них максимальное увеличение скорости горения при растяжении  $u_{\max}/u_0 < 2$ .

В частном случае, когда выполняется разложение (14), из соотношений (14)–(16) следует зависимость скорости горения от деформаций в виде

$$u(\varepsilon) = \begin{cases} u_0, & \varepsilon \leq \varepsilon_{th}, \\ u_0(1 + k_\varepsilon(\varepsilon - \varepsilon_{th})^{\beta+1})^\alpha, & \varepsilon > \varepsilon_{th}, \end{cases}$$

$$\text{где } u_0 = B \left( \frac{\varphi}{D} \right)^\alpha, \quad k_\varepsilon = \frac{5\gamma b}{\beta + 1}.$$

Полученные соотношения полностью соответствуют имеющимся экспериментальным данным о горении смесевых твердых топлив в условиях напряженно-деформированного состояния.

## ВЫВОДЫ

Таким образом, в работе предложена реологическая модель смесевого твердого топлива, учитывающая отслоения связующего от частиц дисперсных компонентов.

Установлен критерий, описывающий различие в поведении топлива при растяжении с отрывом связующего от частиц и при растяжении этого же материала без возникновения внутренних дефектов. Предложен метод экспериментального определения количества дефектов, возникающих в топливе при растяжении, основанный на анализе диаграммы растяжения материала.

На основе предложенной реологической модели разработана математическая модель горения смесевого топлива в условиях растяжения, учитывающая отрыв связующего от частиц окислителей и образование дополнительной поверхности горения. Установлена корреляция между изменением скорости горения топлива при его растяжении и параметрами диаграммы растяжения топлива. Разработан метод, позволяющий предсказывать изменение скорости горения топлива при его растяжении по форме диаграммы растяжения топлива.

Изложенный подход носит корреляционный характер, поскольку основан на корреляционной зависимости скорости горения от удельной поверхности горения частиц  $u(s)$ . Такой подход имеет важное преимущество перед другими: он легко реализуется на практике, это инженерная методика. В самом деле, для топлива устанавливаются диаграмма растяжения  $\sigma(\varepsilon)$  и корреляционная зависимость  $u(s)$  в отсутствие деформаций. Скорость горения в условиях напряженно-деформированного состояния получается автоматически из зависимости  $u(s)$  и соотношений (16), (17). Это одновременно является и недостатком такого подхода: зависимость  $u(s)$  берется из эксперимента без анализа ее физической природы. Поэтому в будущем предполагается провести анализ влияния напряженно-деформированного состояния на скорость горения на базе физических моделей горения смесевых топлив [11]. Кроме того, предполагается обобщить предложенную



модель на составы с полидисперсными порошками; такое обобщение представляется очевидным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Boggs T. L., Zurn D. E., Derr R. L.** The effects of strain on the burning rates of high energy solid propellants // 13th JANNAF Combustion Meeting, Monterey, California, September 1976.
2. **Биллс К. В., Виганд Д. Х.** Связь механических свойств твердых топлив с разрушением зарядов ракетных двигателей // Ракетная техника и космонавтика. — 1963. — № 9.
3. **Либрович В. Б., Ярин А. Л.** О влиянии механических напряжений на скорость горения смесевых твердых топлив // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18, № 5. — С. 58–63.
4. **Langhenry M. T.** The direct effects of strain on burning rates of composite solid propellants // AIAA Paper. — 1984. — N 84-1436.
5. **Ковалев О. Б., Петров А. П., Фомин В. М.** Горение смесового твердого топлива в условиях статических механических растягивающих напряжений // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 4. — С. 20–28.
6. **Kohno M.** A study of mechanical failure properties and their effects on combustion characteristics of AP composite propellants. — Tokyo: The Inst. of Space and Astronaut. Sci., 1981. — Report N 598.
7. **Мошев В. В., Свистков А. Л. и др.** Структурная механика формирования свойств гранулярных композитов. — Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 1997.
8. **Moshev V. V., Evlampieva S. E.** Filler-reinforcement of elastomers viewed as a triboelastic phenomenon // Intern. J. Solids and Structures. — 2003. — V. 40. — P. 4549–4562.
9. **Moshev V. V., Evlampieva S. E.** Potentiality of the triboelastic approach for clarifying the filler reinforcement mechanism in elastomers // Intern. J. Solids and Structures. — 2005. — V. 42. — P. 5129–5139.
10. **Golotina L. A., Kozhevnikova L. L., Koshkina T. B.** Investigation of the mechanical behavior of two-component granular composites in terms of structural models mechanics of composite materials // Mechanics of Compos. Mater. — 2007. — V. 43, N 2. — P. 127–132.
11. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Зырянов В. Я., Бобрышев В. П.** Моделирование процессов горения твердых топлив. — Новосибирск: Наука, 1985.

*Поступила в редакцию 10/XI 2008 г.*