

6. Несмелов В.В. Влияние темпа нагрева на характеристики теплопереноса при термической деструкции фенольного углепластика // ФГВ. — 1993. — 29, № 6. — С. 53—58.
7. Лыков А.В. Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967. — 600 с.
8. Несмелов В.В., Исаков Г.Н., Задорина Е.Н., Вишневский Г.Е. Новые данные о закономерностях термодеструкции полимеров при конвективном теплообмене // Докл. АН СССР. — 1987. — Т. 292, № 5. — С. 1123—1126.
9. Исаков Г.Н., Касьянов Г.С., Несмелов В.В. К вопросу о механизмах разрушения стеклопластиков в потоке высокоскоростного газа // Сб. Механика сплошных сред. Механика жидкости и газа / Тез. докл.: Уральск. зон. конф. — 1980. — С. 91—92.
10. Несмелов В.В. Влияние предварительной тепловой обработки на воспламенительную способность коксующихся полимерных материалов // ИФЖ. — 1987. — Т. 53, № 6. — С. 1030—1031; Деп. в ВИНТИ 05.06.87, рег. № 4047—В87.
11. Гришин А.М., Фомин В.М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. — Новосибирск: Наука, 1984. — 318 с.
12. Гришин А.М., Берцун В.Н., Зинченко В.И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. — Томск: Изд-во ТГУ, 1981. — 160 с.
13. Хантер Л.В., Пирини Л.Л., Конн Д.В., Бренза П.Т. Метод расчета абляции графитового покрытия возвращаемого аппарата при сверхзвуковых и дозвуковых скоростях его полета // Аэрокосмическая техника. — 1987. — № 8. — С. 31—37.
14. Бучнев Л.М., Смыслов А.И. и др. Экспериментальное исследование энтальпии квазикристалла графита и стеклоуглерода в интервале температур 300—3800 К // ТВТ. — 1987. — Т. 25, № 6. — С. 1120—1125.

г. Томск
НИИПММ

Поступила в редакцию
21/XII 1993,
после доработки — 5/IV 1994

УДК 536.423.531.3:542.921

О.Ф. Шленский

ВЛИЯНИЕ ГОМОГЕННОГО ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ НА СКОРОСТЬ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ТЕРМОРАЗЛОЖЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Гомогенное зародышеобразование рассматривается как одна из основных причин, вызывающих увеличение скорости процессов терморазложения конденсированных систем при нагревании. Обсуждаются вопросы практического использования температур достижимых перегревов. Приведены новые экспериментальные данные по температурам достижимых перегревов ВВ.

В основу многих математических моделей физики горения и взрыва конденсированных систем положены закономерности, заимствованные без каких-либо модификаций из теории горения газовых смесей. К таким зависимостям относится уравнение Аррениуса вида $k = k_0 \exp(-E/RT)$, получившее строгое обоснование в теории активированного комплекса для гомогенных сред [1].

В отличие от газовых смесей реакционная способность конденсированных систем зависит не только от скорости собственно химической реакции $k_x(T)$, к которой относится уравнение Аррениуса, но и частот гетерогенного $k_r(T)$ и гомогенного $k_{гом}(T)$ зародышеобразования [2]. Таким образом, скорость брутто-процесса терморазложения есть сложная функция: $k = f(k_x, k_r, k_{гом})$, поэтому зависимость $k(T)$ оказывается более сложной, чем простое уравнение Аррениуса. В частности функция $k(T)$ этих систем ограничена. Естественно, сверху температурная область существования функции $k(T)$, как и сама система, ограничивается линией спинодали. При постоянном давлении ($p = \text{const}$) температура на линии спинодали $T_{сп}$ может быть вычислена из уравнения состояния данного вещества на осно-

© О.Ф. Шленский, 1995.

вании условий термодинамической устойчивости метастабильного состояния $\delta^2 G = 0$, где G — потенциал Гиббса [3].

При невысоких температурах вдали от линии спинодали константа скорости терморазложения k_1 определяется значениями k_x и k_r , так как роль гомогенной нуклеации при невысоких температурах относительно невелика, т.е. $k_1 = k_1(k_x, k_r)$ [2, 4]. Энергии активации указанных процессов (E_x и E_r соответственно) могут различаться. Например, для азиды свинца $E_x = 50,2$ ккал/моль = 210 кДж/моль, $E_r = 110$ ккал/моль = 490 кДж/моль [4].

При высоких температурах по мере приближения к верхней границе (линии спинодали) к процессу гетерогенной нуклеации добавляется гомогенное зародышеобразование [2, 4], протекающее со скоростью $k_{\text{гом}}$. Энергетическим барьером гомогенной нуклеации служит работа W образования зародыша критических размеров; $W = 16\pi\sigma^3 / (3\Delta G_v)^2$, где ΔG_v — изменение объемной свободной энергии Гиббса данного перехода; σ — энергия поверхностного натяжения [2, 4—6]. Ввиду кубической зависимости $W(\sigma)$ ослабление σ с температурой ведет к резкому возрастанию $k_{\text{гом}}$. Поэтому общая скорость реакции в высокотемпературной области k_2 резко (на несколько порядков) увеличивается в узком температурном интервале ΔT , верхняя граница которого — предельная температура терморазложения T_p , причем $k_2 = k_2(k_x, k_{\text{гом}})$. Для химически стабильных конденсированных систем такую температуру называют [5, 6] температурой достижимого перегрева. Отметим, что скачкообразное увеличение скорости терморазложения, наблюдаемое при температуре плавления $T_{\text{пл}}$, также происходит вследствие ослабления σ .

Величина T_i близка к температуре $T_{\text{сп}}$ на линии спинодали, поэтому обострение режима терморазложения при T_i называют предспинодальным взрывом, время которого соответствует установлению стационарной частоты зародышеобразования (спустя $\sim 10^{-9}$ с) [5]. Время до появления видимых зародышей весьма мало и составляет $\tau \approx 10^{-7}$ с [5]. Такой переход необходимо учитывать при использовании уравнения Аррениуса. С учетом сказанного, полная зависимость $k(T)$ при терморазложении конденсированной системы в широком диапазоне температур может быть представлена, точнее аппроксимирована, следующими соотношениями:

$$k_1 = k_1 \exp(E_1/RT) \quad \text{при } T \ll T_p, \quad (1)$$

$$k_2 = k_2 \exp(E_2/RT) \quad \text{при } (T_p - \Delta T) < T < T_p, \quad (2)$$

$$k_3 = \tau^{-1} \quad \text{при } T = T_p. \quad (3)$$

Точное описание зависимости $k(T)$ рассмотрено в теории гетерогенных реакций [2, 4], но полученные в ней зависимости весьма громоздки, поэтому мало пригодны в математическом моделировании процессов горения и взрыва. Они содержат много параметров, трудно определяемых из экспериментов для ВВ. В то же время введение параметра T_i в систему аппроксимирующих уравнений (1)—(3) позволяет значительно повысить точность моделирования.

Известно много методов изучения высокоперегретых конденсированных систем опытным путем [5, 6], например тепловой зонд, импульсный нагрев джоулевым теплом, перегрев на теплоотдающей поверхности. Разновидность последнего — контактный метод термического анализа [7]. Экспериментальные исследования показали [5—8], что величина T_i термически нестабильных жидкостей и полимеров лежит в пределах (1,2—1,4) $T_{\text{пл}}$, где $T_{\text{пл}}$ — температура начала разложения, определяемая методами термического анализа при постоянной скорости нагрева образцов.

Многие известные методы термического анализа оказались мало пригодными для определения кинетических характеристик энергоемких соеди-

нений вблизи линии спинодали из-за отсутствия изотермической стадии нагрева образцов. Тепловой зонд, успешно использованный для нахождения температур достижимых перегревов и предельных значений T_i жидкостей [5, 6], нельзя использовать для изучения свойств твердых конденсированных систем. Модифицированные контактные методы термического анализа позволили достигнуть значительных перегревов ВВ без их вспышки и измерить значения T_i [8].

Суть контактных методов состоит в том, что тонкие слои исследуемого вещества помещаются на поверхность металлической подложки, предварительно нагретой до постоянной заданной температуры. Вследствие высокой тепловой активности металла подложки при толщинах образцов 2—5 мкм время их прогрева до температуры подложки составляет 0,01—0,001 с и менее, если уменьшать толщину наносимого слоя. После прогрева образцы испытывают при постоянной температуре, равной температуре подложки. В опытах регистрировали ослабление интенсивности собственного излучения в ИК-спектре и время полного разложения вещества t_p в видимом спектре. Результаты опытов и съемок приведены в [8].

Наиболее просто наносятся на подложку слои плавящихся ВВ, например тротила, октогена и др. Неплавкие вещества предварительно измельчали и помещали в промежуточный теплоноситель — термостойкую жидкость [8]. В результате испытаний получали кинетические кривые, которые затем перестраивали в зависимости логарифмов скоростей реакций от обратной абсолютной температуры. Тангенс угла наклона таких графиков характеризует значение эффективной энергии активации. Величину T_i определяли на участке резкого отклонения от аррениусовых прямых.

В отличие от стандартных методов при контактом нагреве тонких слоев вещество не воспламенялось вследствие поглощения выделяющегося тепла металлической пластиной подложки. В то же время изотермический режим испытаний тонких слоев ВВ позволяет относить результаты испытаний к температуре подложки, измеряемой с высокой точностью стационарными методами. Отсутствие вспышки тонких слоев ВВ, в частности азида свинца установлено в [9], однако этот эффект не использован для кинетических измерений, чем, видимо, и объясняется отсутствие экспериментальных данных о достижимых перегревах ВВ.

Ниже приведены значения T_i некоторых энергоемких соединений по предыдущим публикациям [8] и новые данные.

ВВ	T_i , °C	ВВ	T_i , °C
Тротил	335	Порох Н	320
Октоген	350	Бихромат аммония	295
ТАТБ (2,4,6-триаминотринитробензол)	460	Азид свинца	395
Азид натрия	550	Нитроцеллюлоза	320
Нитрат аммония	340	Коллоксилин 60 % + дибутилфталат 40 %	280

Для тротила T_i (с точностью измерений ± 6 °C) примерно соответствует температуре его кипения, которая вычислена по уравнению Клапейрона—Клаузиуса для нормального давления по параметрам, полученным при других давлениях [10]. При испытании азида натрия наблюдали возникновение расплавов при $T = 545$ °C, время жизни которых составляло ~ 0,1 с. Достигнутые перегревы пороха Н и нитроклетчатки удовлетворительно соответствуют данным [11, 12], где перегрев тех же ВВ осуществляли на пленочных образцах с толщиной 1—3 мкм, и при скорости нагрева 100 К/с достигнута температура нитроклетчатки около 310 °C. Совпадение предельных температур названных ВВ обусловлено, как показано в цитируемых работах, быстрым испарением летучих компонентов пороха (нитроглице-

рина и динитротолуола) из микронных пленок, в результате чего на подложке при высоких температурах остается практически одна нитроклетчатка.

Рассмотрим далее некоторые аспекты применения полученных результатов и отмеченных особенностей гомогенной нуклеации в физике взрыва. Представляет практический интерес сопоставить предельные величины T_i с температурами вспышки $T_{всп}$. Ввиду условности режима нагрева образцов при произвольно задаваемом времени t_3 задержки воспламенения значение $T_{всп}$ тоже условно. В отличие от $T_{всп}$ температура терморазложения данного вещества является его индивидуальным свойством, связанным с поверхностным натяжением σ и величиной ΔG_V при термоллизе. Поэтому T_i можно использовать для характеристики взрывоопасности данного ВВ. Анализ показывает, что T_i соответствует $T_{всп}$ образцов ничтожно малых размеров без какой-либо оболочки при времени задержки воспламенения $t_3 \rightarrow \tau$. Таким образом, $\lim_{t_3 \rightarrow \tau} T_{всп}(t_3) = T_i$.

Учет процессов гомогенного зародышеобразования в конденсированных системах позволяет установить простую связь условий ударного нагружения с возникновением вспышки ВВ. Природа такой связи близка к физике процессов вскипания перегретых жидкостей при воздействии вибраций и встряхивания, которые хорошо изучены [6]. При встряхивании или ударе копра температура образца ВВ повышается до некоторого значения T_y . Как правило, при ударе T_y лишь на 2—7 °С выше начальной температуры. Очевидно, что при $T_y < T_{всп}$ взрыва нет. Однако ударное механическое воздействие возбуждает механические напряжения, оказывающие сенсибилизирующее влияние, которое сводится к уменьшению величины T_y . Касательные и нормальные механические напряжения снижают работу возникновения зародышей критических размеров W как гетерогенных, так и гомогенных, и увеличивает плотность (количество в единице объема) дополнительных потенциальных зародышей новой фазы. Такое изменение происходит даже в случае, если механические напряжения не влияют на скорость химических реакций.

Условие начала предспинодального перехода при действии механических напряжений имеет вид [6]

$$H\sigma(T) < p''(T) - p', \quad (4)$$

где параметр H учитывает изменение главных радиусов кривизны R_1 и R_2 при изменении формы зародыша: $H = 1/R_1 + 1/R_2$; p'' — давление газа в зародыше; p' — давление в конденсированной системе.

Для сферических зародышей $R_1 = R_2 = R$ и $H = 2/R$ и величина W наибольшая. При равномерном всестороннем сжатии сферическая форма зародышей сохраняется, а радиус их уменьшается пропорционально величине давления. Тогда $H\sigma > p'' - p'$, что приводит к подавлению уже возникших зародышей и уменьшению частоты их образования. Иначе обстоит дело при направленном ударном воздействии; касательные напряжения искажают форму ранее возникших зародышей и деформируют вновь возникшие. При этом R_1 и R_2 изменяются так, что значение H уменьшается. Как только начинает выполняться условие (4), существующие зародыши начинают увеличиваться и резко возрастает частота зародышеобразования, которая зависит от W по экспоненте. Соответственно снижается значение T_y . При $T_i = T_y$ возникает тепловой взрыв. При этом скорость тепловыделения превышает значение, прогнозируемое аррениусовской зависимостью $k_x(T)$.

Отмеченную особенность поведения ВВ подтверждают опыты Бриджмена, свидетельствующие о взрывобезопасности ВВ при равномерном, всестороннем и медленном нагружении. Например, тротил не взрывается при $p > 5 \cdot 10^9$ Па [1]. В то же время ударное нагружение образцов в одном

направлении, сопровождаемое возникновением касательных напряжений под углом 45° , вызывает взрыв этого и других ВВ.

В дополнение к указанному эффекту искажения формы зародышей в кристаллических телах под воздействием касательных напряжений могут происходить пластические деформации, в результате которых в зоне контактов частиц возрастает плотность дислокаций, являющихся центрами зародышеобразования (более чем в 10^3 раз [13]). Во столько же раз повышается частота зародышеобразования и соответственно снижается T_i . Дробление кристаллов при ударе не только увеличивает площадь поверхности и число центров зародышеобразования (трещин, повреждений и т.п.), но и приводит к росту частоты зародышеобразования (нуклеации) и снижению T_i , чем в значительной мере объясняется высокая чувствительность кристаллических ВВ к ударам и трению.

Протекание гомогенной нуклеации накладывает свои особенности на процессы распространения фронтов тепла и химических реакций. В работах [7, 14] дан анализ особенностей прохождения тепловых волн с учетом предспинодальных эффектов на основании решений уравнений тепло- и массопереноса. Для их записи удобнее выражения (1)—(3) аппроксимировать одним, например модифицированным уравнением Аррениуса с переменным значением эффективной энергии активации $E(T)$

$$k = A_{\text{exp}} [-E_0(1 - T/T_i)^n / RT], \quad (5)$$

где $A = 1/\tau$, параметр n вычисляется в зависимости от ширины температурного интервала ΔT и равен $0,1-0,01$.

Выполненные расчеты указывают на возможность существования двух режимов распространения фронта превращения: медленного горения при температурах фронта $T_\phi < T_i$ и высокоскоростного режима давления фронта с максимальной температурой терморазложения (температура продуктов разложения может значительно превышать T_i). Медленное горение возбуждается, если на границе полупространства действует умеренный тепловой поток и температура при $x = 0$ не превышает T_i исходного вещества.

Скорость движения фронта $u = \int_0^\infty k[T(x)] dx$, где $k(T)$ определяется урав-

нением (5). При решении уравнений теплофизические свойства модельного вещества полагались постоянными (не зависящими от температуры). Были рассмотрены три варианта расчета процесса теплопроводности, различающиеся тепловыми эффектами реакции терморазложения.

При высоких интенсивностях нагрева, если температура на границу полупространства достигала значения T_i ($T_{x=0} = T_i$) и тепловой эффект реакции был достаточно высок, в среде модельного вещества достигался фронт со скоростью тепловой волны (скоростью фононов), несколько отличающейся от скорости движения упругой волны. При малых значениях теплового эффекта процесс носил затухающий характер. При совпадении скоростей тепловой и упругой волн возникала их интерференция (резонанс), которую можно отождествить с возбуждением детонации [14].

Проведенные расчеты качественно соответствуют экспериментальным исследованиям некоторых энергоемких конденсированных систем. В [15] показано, что при ударном нагружении в образцах бихромата аммония возбуждается фронт терморазложения вещества со скоростью движения $(1,3 \pm 0,2 \text{ км/с})$ и скоростью упругой волны $2,2 \text{ км/с}$. При этом температура $T_\phi \approx 300^\circ\text{C}$, что соответствует приводимым выше данным измерений T_i . В то же время при медленном горении бихромата аммония $T_\phi \ll 300^\circ\text{C}$. Важно отметить, что одно уравнение Аррениуса (1) не позволяет описать режим движения фронта реакции со скоростью $1,3 \text{ км/с}$ при $T_\phi = 300^\circ\text{C}$, так как время реакции по этому уравнению оказывается значительно больше, чем в действительности ($\sim 10^{-7} \text{ с}$). В то же время учет предспинодального терморазложения позволил моделировать указанный процесс.

Учет гомогенной нуклеации позволяет дать простое объяснение перехода режима медленного горения в высокоскоростную детонацию, если характерный размер системы (диаметр заряда) достаточно велик. При малых диаметрах заряда образование газообразных продуктов не значительно повышает давление в системе и T_i остается на уровне изобарического режима. Увеличение диаметра, а также применение оболочки приводят к возрастанию давления в центральной части заряда, соответственно повышаются $T_{\text{сп}}$ и T_i . В результате растет скорость реакции. Кроме того, плотность вещества перед фронтом увеличивается, а вместе с ней и скорость распространения теплового фронта, который накладывается на фронт упругой волны.

Экспериментальные подтверждения протекания процессов гомогенной и гетерогенной нуклеации при низкоскоростной детонации представлены в [16]. Используя киносъемочную технику, авторы работы [16] зарегистрировали при ударно-волновом нагружении прозрачных ВВ процессы гомогенного и гетерогенного зародышеобразования вблизи фронта детонации (для обозначения последнего процесса использован термин кавитация, что имеет тот же смысл).

Учет эффекта нуклеации показывает, что понижение давления также может вызывать взрыв конденсированных систем. Такой вывод вытекает из условия (4). При уменьшении p' правая часть (4) увеличивается (зародыши начинают расти), кроме того, с понижением давления уменьшается работа образования зародышей критического размера, T_i падает.

Взрывные эффекты возникают при вакуумировании образцов иодистого и хлористого азота, взрыв которых происходит при 0,1 мм рт. ст. [10]. Без учета нуклеации природа такого взрыва не находит исчерпывающего объяснения. Высокая чувствительность указанных веществ связана с низкой температурой вспышки (50 °С) [10] и соответственно с малым значением T_i . В тех объемах образца, где действуют остаточные напряжения, T_i близка к комнатной температуре, поэтому достаточно небольшого сотрясения, чтобы возник процесс гомогенной нуклеации, переходящий во взрыв.

Как отмечено в [10], существуют причины взрыва энергоемких соединений, не связанные с повышением температуры: воздействие ультразвука, интенсивная бомбардировка электронами, охлаждение и т.п. Учет гетерогенного и гомогенного зародышеобразования позволяет дать объяснение многим из этих причин на основе физической природы таких процессов [5, 6].

Теория нуклеации дает простое объяснение корреляции между температурой плавления, пределом прочности σ_b и температурой вспышки [1]. Указанные характеристики находятся в существенной зависимости от сил межмолекулярного взаимодействия, мерой которых может служить энергия поверхностного натяжения σ . Согласно теории Граффитса (см. [17]), $\sigma_b \sim \sqrt{\sigma}$. С другой стороны, энергия поверхностного натяжения определяет, как сказано выше, работу W , скорость нуклеации и, следовательно, величину T_i . С энергией поверхностного натяжения связано образование и разрушение зародышей новой фазы при кристаллизации и плавлении. В то же время связь указанных характеристик никак не может быть объяснена уравнением Аррениуса, которое не учитывает межмолекулярное взаимодействие и другие особенности нуклеационных процессов.

На основе изложенного можно сделать следующие выводы. Твердо- и жидкофазные реакции ВВ имеют свою специфику, определяемую протеканием гомогенной и гетерогенной нуклеации, которая вызывает «обострение» режима теплового взрыва вблизи линии спинодали. Отсутствие экспериментальных данных о скоростях терморазложения ВВ при высоких температурах способствовало стереотипному использованию закономерностей теплового взрыва газовых смесей для описания взрывных эффектов в конденсированных системах без учета указанных процессов.

На необходимость учета верхней границы существования конденсированных систем по температурам указано еще в [18], однако ее выводы

также не подкреплены экспериментальными исследованиями. Разработка контактных методов термического анализа [7, 8] позволила определить температуры достижимых перегревов ряда полимерных веществ и предельные температуры терморазложения ВВ различных классов, что способствовало расширению представлений о тепловом взрыве рассматриваемых систем и внесению корректив в соответствующие математические модели физики горения и взрыва. Проведенная работа позволяет также считать, что предельная температура терморазложения ВВ имеет большие основания быть использованной для характеристики взрывоопасности ВВ нежели температура вспышки (если $T_i \neq T_{кип}$), ввиду ее простого физического смысла и связи с другими индивидуальными характеристиками ВВ (поверхностным натяжением и изменением объемной свободной энергии Гиббса).

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. — М.: Наука, 1975. — 691 с.
2. Браун М., Доллимор Д., Галвей А. Реакции твердых тел / Пер. с англ. — М.: Мир, 1983. — 360 с.
3. Мюнстер А. Химическая термодинамика / Пер. с нем. — М.: Мир, 1971. — 296 с.
4. Янг Д. Кинетика разложения твердых веществ / Пер. с англ. — М.: Мир, 1969. — 264 с.
5. Скрипов В.П., Сеницын Е.Н., Павлов П.А. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. — М.: Атомиздат, 1980. — 208 с.
6. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. — Свердловск: АН СССР, УрО, 1988. — 245 с.
7. Shlensky O.F., Shashkov A.G. and Aksenov L.N. Thermal Decomposition of Materials, ELSEVIER, Amsterdam, 1991, 302 p.
8. Шленский О.Ф., Юндев Д.Н. // Теплофизика высоких температур. — 1993. — Т. 31, № 4. — С. 685—686; 1994. — Т. 32, № 1. — С. 137—139.
9. Боуден Ф., Иоффе Н. Быстрые реакции в твердых веществах / Пер. с англ. — М.: ИЛ, 1962. — 261 с.
10. Андреев К.К., Беляев А.Ф. Теория взрывчатых веществ. — М.: Оборонгиз, 1960. — 594 с.
11. Александров В.В., Буфетов И.Г., Пастухов Т.В., Тухтаев Р.К. // ФГВ. — 1973. — 9, № 1. — С. 75—84.
12. Андреев В.П., Буфетов Н.С. // ФГВ. — 1971. — 7, № 2. — С. 306—308.
13. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. — М.: Физматгиз, 1963. — 696 с.
14. Шленский О.Ф., Мурашов Г.Г. // Докл. АН СССР. — 1983. — Т. 269, № 6. — С. 1406—1409.
15. Ениколопан Н.С., Александров А.И., Гаспарян Э.Э. и др. // Докл. АН СССР. — 1991. — Т. 319, № 6. — С. 1384—1387.
16. Дубовик А.В., Боболев В.К. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. — М.: Наука, 1978. — 227 с.
17. Нарисава И. Прочность полимерных материалов / Пер. с яп. — М.: Химия, 1987 г.
18. Шленский О.Ф., Афанасьев Н.В. // ФГВ. — 1984. — № 1. — С. 40—43.

г. Москва, А-47,
МХТУ им. Д.И. Менделеева

Поступила в редакцию
16/III 1994,
после доработки — 20/VI 1994

УДК 536.46

С.Г. Андреев, Л.Н. Власова

ВЛИЯНИЕ ЦИКЛИЧНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОГО ПОТОКА НА ЭНЕРГИЮ ЗАЖИГАНИЯ ВВ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗЕ

Проведенный анализ результатов численных расчетов зажигания ВВ в конденсированной фазе показал возможность значительного уменьшения плотности энергии, необходимой для воспламенения вещества за счет изменения параметров цикличности поверхностного теплового

© С.Г. Андреев, Л.Н. Власова, 1995.