

ПРИМЕНЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СКОТТА ДЛЯ АНАЛИЗА РЕЗУЛЬТАТОВ КОПРОВЫХ ИСПЫТАНИЙ ОБРАЗЦОВ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

О. Ф. Шлёнский, Е. С. Соколов-Бородкин

Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, 125047 Москва
mechan@muctr.edu.ru

Решение гидродинамической задачи о течении неньютоновской среды между двумя сближающимися параллельными дисками, ранее полученное Скоттом, использовано для определения параметров деформирования и воспламенения образцов взрывчатых веществ при ударе на копре на нижнем пороге их чувствительности.

Ключевые слова: течение, неньютоновская жидкость, жидкие ВВ, чувствительность к удару.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные и теоретические исследования показали [1–4], что диссипативный нагрев образцов взрывчатых веществ (ВВ) при слабых и умеренных нагрузках (не превышающий 100 К) не может быть причиной их вспышки. Такой результат заставляет искать другие источники возбуждения вспышки на нижнем пределе чувствительности ВВ и вместе с тем обсуждать вопрос о применимости тепловой теории взрыва к описанию копровых испытаний [5]. Одним из невыясненных факторов влияния на чувствительность ВВ к слабым ударным воздействиям остается механоактивация процесса гомогенного зародышеобразования, непрерывно протекающего в энергоемких соединениях, в частности, увеличение частоты нуклеации и соответствующее увеличение скорости реакции терморазложения в деформируемой среде. В настоящей работе исследуется вклад механоактивационных процессов, протекающих при деформировании образцов во время копровых испытаний, в возбуждение вспышки ВВ на нижнем пороге их чувствительности.

Необходимые расчеты полей деформаций и напряжений в образцах предлагается проводить с помощью приближенной гидродинамической модели Скотта [6]. Течение неньютоновской жидкости (как степенной, так и псевдопластичной) между двумя сближающимися дисками при действии постоянной силы было рассмотрено Скоттом [6], а позднее Лейдером и Бердом [7]. Схема расположения образца при таком течении между дисками показана на рис. 1. Цель данной работы — рас-

пространить результаты [6–8] на режимы резкого (синусоидального) изменения силы во время ударного нагружения образцов для расчета деформаций и оценки влияния неравномерности нагрева, вызванного диссипацией механической энергии, на чувствительность ВВ к удару. При выборе упрощающих допущений предпочтение отдано тем из них, которые позволяют получить оценку интенсивности диссипативного тепловыделения «сверху».

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Гидродинамическая модель Скотта построена на упрощающих допущениях о ламинарности течения, отсутствии инерционных сил и осевых составляющих скорости, наличии осевой симметрии течения и постоянстве давления по высоте зазора. В этом случае давление в образце зависит только от радиуса r и касательных напряжений: $\tau_{rz} = -\frac{\partial p}{\partial z} = 0$. Для степенной жидкости, характеризуемой реологическим уравнением $\tau = \mu(\dot{\gamma})^n = \mu\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^n$, на основе уравнения неразрывности получено распределение скоростей течения в зазоре

$$v_{rr} = v_{\max}[1 - (z/h)^{1+s}] \quad (1)$$

и определена сила, действующая по нормали к образцу:

$$F = \mu\pi \frac{(2+s)^n}{2^n(3+n)} \frac{(-\dot{h})^n R^{3+n}}{h^{1+2n}}. \quad (2)$$

Здесь $\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt}$ — скорость сдвига, $s = 1/n$, n — индекс течения,

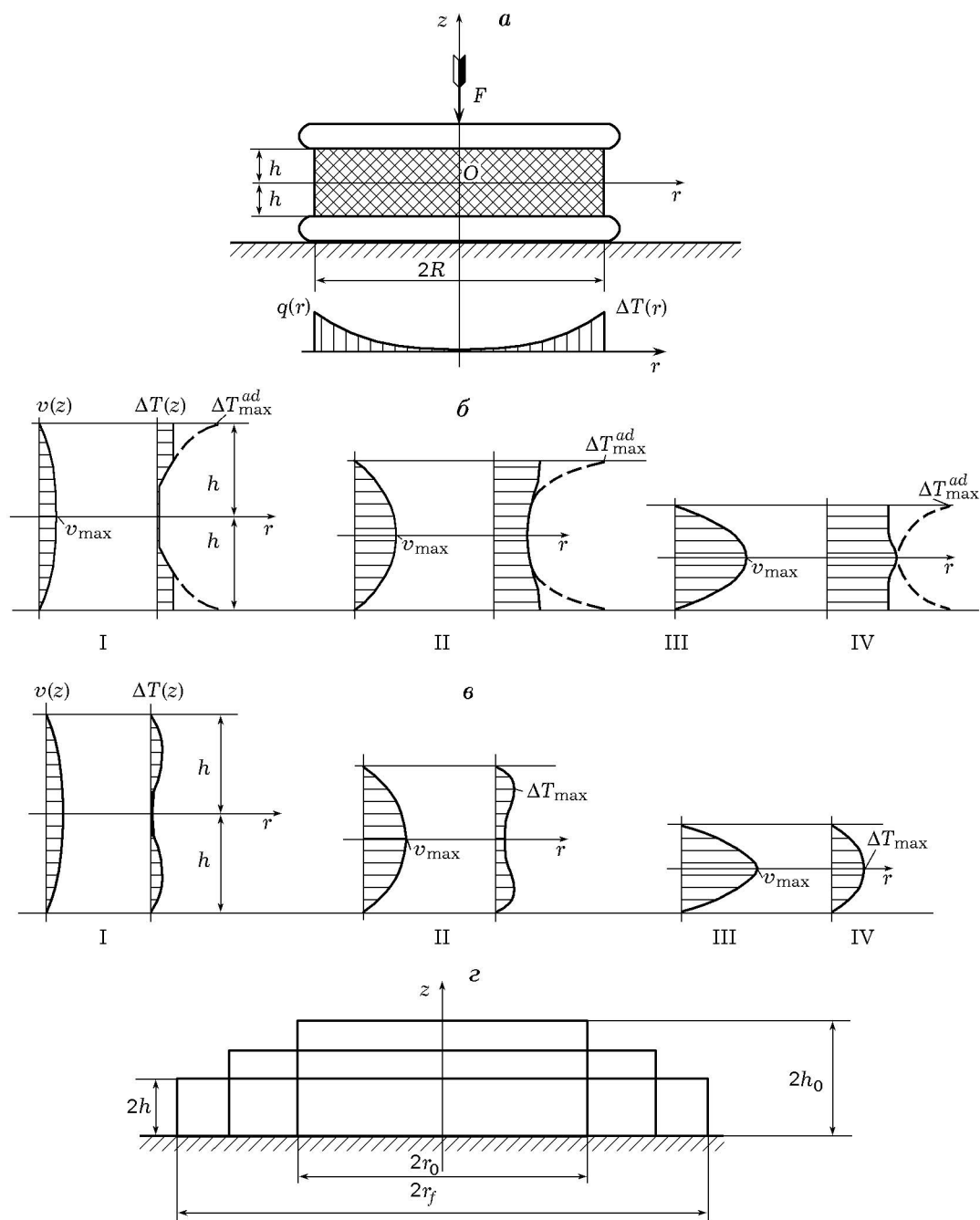


Рис. 1. Схема движения среды между двумя сближающимися дисками:

a — расположение образца, внизу — эпюры $q(r)$ и $\Delta T(r)$; *б* — эпюры скоростей и температур в зазоре при адиабатических условиях деформирования и наличии теплообмена внутри образца (сплошные линии) в моменты времени I–IV при росте нагрузки, штриховые линии — эпюры в отсутствие теплообмена внутри образца; *в* — эпюры скоростей и температур в зазоре при неадиабатических условиях деформирования и наличии теплообмена внутри образца в моменты времени I–IV при росте нагрузки; *г* — деформация образца, сжимаемого между параллельными плоскостями

$$v_{\max} = \frac{h^{1+s}}{1+s} \left(\frac{1}{\mu} \frac{dp}{dz} \right)^s$$

— максимальная скорость течения в срединной плоскости зазора, μ — эффективная вязкость среды, $2h$ — высота зазора, равная высоте образца, $\dot{h} = \frac{dh}{dt}$ — скорость изменения высоты зазора, R — радиус диска. В частном случае для ньютоновской жидкости при $n = 1$ имеем

$$F = 3\mu\pi\dot{h}R^4/8h^3. \quad (3)$$

Уравнение (2) и есть уравнение Скотта, которое получено в результате интегрирования давления по всей поверхности диска. Для случая постоянной силы, приложенной к дискам, оно позволяет определить величину зазора между ними как функцию времени [8]:

$$h(t) = h_0(1 + Ct)^{-n/(1+n)}, \quad (4)$$

где $C = 2(1+s)(3+n)^s(F/\mu\pi R^2)^s(h_0/R)^{1+s}/(2+s)$. При $n = 1$ $C = 16Fh_0/3\pi R^2\mu$.

Авторы работы [7] экспериментально подтвердили правомерность модели Скотта и предложили использовать ее для описания течения не только вязких, но и вязкопластических жидкостей между двумя сближающимися дисками.

Уравнение (4) позволяет определить время окончания течения среды t_f при заданной конечной высоте зазора $h = h_f$, которое зависит от высоты неровностей и шероховатости поверхности дисков. Для этого необходимо приравнять правую часть уравнения (4) значению h_f и решить его относительно времени:

$$t_f = \frac{(h_0/h_f)^{1+s} - 1}{2(1+s)(3+n)^s} \frac{R^{1+s}}{h_0^{1+s}} \left(\frac{\mu\pi R^2}{F} \right)^s.$$

Заметим, что отношение $F/\pi R^2 = \sigma$ есть напряжение осевого сжатия образца. Для ньютоновских жидкостей при $n = 1$

$$t_f = \frac{[(h_0/h_f)^2 - 1]}{16\sigma} \frac{R^2}{h_0^2} \mu. \quad (5)$$

Время t_f может быть меньше времени удара t_y , которое определяется, прежде всего, массой ударника (копра) и жесткостью наковальни и в меньшей степени зависит от свойств образца. Заметим, что $t_f \cong \mu R^2/16\sigma h_f^2$ не зависит от h_0 при $h_0 > h_f$.

ФУНКЦИЯ ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЯ

Используем гидродинамическую модель Скотта для решения поставленной задачи, в частности для определения функции тепловыделения и неравномерности нагрева среды. Зависимости силы удара от времени, которые необходимо знать для такого решения, изучены достаточно полно [1–4]. Например, при гармоническом законе изменения во времени силы удара в копре без образца $F(t) = F_a \sin \omega t$. Для такого режима согласно закону сохранения импульса максимальное значение силы (амплитуды) составит $F_a = (\pi/2)(Mv_0/t_y)$, где M — масса груза, v_0 — его скорость в момент удара при $t = 0$, $\omega = \pi/t_y$. Свойства образца оказывают влияние на режим изменения силы, действующей на диски. Некоторые варианты режимов нагружения дисков рассмотрены ниже.

Для установления вида функции тепловыделения необходимо знать также распределение линейных и угловых скоростей течения среды в зазоре. Интегрируя уравнение (1) по высоте зазора, определяем среднюю радиальную скорость течения среды в зазоре

$$\bar{v} = \frac{1}{h} \int_h^0 v_r dz = v_{\max} \frac{1+s}{2+s}. \quad (6)$$

В свою очередь, средняя радиальная скорость связана со скоростью изменения высоты зазора условием постоянства объема среды:

$$-\dot{h}\pi r^2 = 2\pi r\bar{v},$$

откуда находим

$$\bar{v} = -\frac{r}{2h} \dot{h}. \quad (7)$$

На краю диска при радиусе капли $r = R$ средняя радиальная скорость достигает наибольшего значения: $\bar{v}|_{r=R} = -\frac{r}{2h} \dot{h}$. Приравняв соотношения (6) и (7), получаем

$$v_{\max} = -\frac{2+s}{(1+s)^{-1}} \frac{r}{2h} \dot{h} = \frac{(2+s)\bar{v}}{1+s}. \quad (8)$$

Интенсивность тепловыделения определяем по соотношению [6]

$$q = \tau\dot{\gamma} = \mu(\dot{\gamma})^{n+1} = \mu \left(\frac{dv}{dz} \right)^{n+1}. \quad (9)$$

Скорость сдвига находим дифференцированием уравнения (1) по z :

$$\frac{dv}{dz} = \frac{v_{\max}}{h^{1+s}} (1+s)z^s.$$

Отсюда следует, что максимальная скорость сдвига и интенсивность тепловыделения реализуются в нижней и верхней плоскостях на краях зазора при $z = \pm h$. Для этих слоев

$$\dot{\gamma}_{\max} = \left(\frac{dv}{dz}\right)_{\max} = \frac{v_{\max}}{h} (1+s).$$

Подставляя сюда значение v_{\max} из уравнения (8), получаем

$$\dot{\gamma}_{\max} = \frac{(2+s)r z^s}{2h^{2+s}} \dot{h}. \quad (10)$$

Учитывая, что при $n = 1$ $\dot{\gamma}_{\max} = 3R\dot{h}/2h^2$, функцию интенсивности диссипативного тепловыделения запишем в виде

$$q = \mu \dot{\gamma}^{n+1} = \mu \left[\frac{2+s}{2h^{2+s}} \dot{h} r z^s \right]^{n+1}. \quad (11)$$

Функция (10) позволяет определить интенсивность тепловыделения в любой момент времени в любой точке образца, если известны ее координаты r и z . Максимальная интенсивность тепловыделения достигается в точках на окружности радиусом R с координатой $z = \pm h$: $q_{\max} = \mu (\dot{\gamma}_{\max})^{n+1} = \mu [(2+s)R\dot{h}/2h^2]^{n+1}$.

Для ньютоновской жидкости уравнение (11) можно переписать в виде

$$q = q_{\max} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \left(\frac{z}{h}\right)^2, \quad (11')$$

где

$$q_{\max} = \mu \left(\frac{3\dot{h}R}{2h^2}\right)^2. \quad (12)$$

Эпюры $q(r)$ схематично показаны на рис. 1, а.

Уравнение (12) позволяет оценить интенсивность тепловыделения в наиболее теплонапряженных точках в момент соприкосновения копра с верхним диском (при $t = 0$) независимо от дальнейшего изменения силы. Считая, что при $t = 0$ $h = h_0$ и $\dot{h} = v_0 = \sqrt{2gH}$, где H — высота падения груза, g — ускорение силы тяжести, и подставляя это значение в уравнение (12), получаем

$$q_{\max} = \mu \left(3\sqrt{2gH} \frac{R}{2h_0^2}\right)^2 = 44,145 \mu H^{1/2} \frac{R^2}{h_0^4}.$$

Приведем конкретный числовой пример расчета по полученным соотношениям. Воспользуемся данными из приложения работы

[9] по результатам испытаний образцов нитроглицерина на нижнем пороге чувствительности, в которых были зарегистрированы вспышки каждого шестого образца: $H = 0,3$ м, $R = 5 \cdot 10^{-3}$ м, $h_0 = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м, $M = 0,1$ кг. Примем также, что $\mu = 0,06$ Па·с, $\rho = 1,6 \times 10^{-3}$ кг/м³, $c_p = 1,25$ кДж/кг [1]. Тогда $q = 44,145 \mu H^{1/2} R^2 / h_0^4 = 44,145 \cdot 0,06 \cdot 0,548 \cdot (5 \times 10^{-3})^2 / (0,25 \cdot 10^{-3})^4 = 9,29 \cdot 10^9$ Дж/(м³·с).

Если далее полагать, что теплообмен вне и внутри образца отсутствует, все выделенное тепло расходуется на повышение температуры среды до момента времени $t = 10^{-3}$ с, а интенсивность тепловыделения постоянна (такие допущения ведут к завышению температуры), то приращение температуры в наиболее теплонапряженных точках составит

$$\Delta T_{\max}^{ad} = \frac{qt}{\rho c_p}. \quad (13)$$

Подставляя значения параметров, получим

$$\Delta T_{\max}^{ad} = 9,29 \cdot 10^9 \cdot 10^{-3} / 1,6 \cdot 10^3 \cdot 1,25 \cdot 10^3 = 4,64 \text{ К}.$$

Небольшой нагрев образца соответствует данным экспериментов [1], где показано, что на начальной стадии удара нагрев практически отсутствует. Очевидно, что столь слабый нагрев не может вызвать инициирование вспышки образца. Поэтому рассмотрим, в какой мере будет способствовать вспышке механоактивация зародышеобразования сдвиговыми деформациями. На начальной стадии удара, как показано в [1], не наблюдается существенного роста давления, что создает необходимые предпосылки для механоактивации среды в результате сдвига. Скорость сдвига согласно уравнению (10) при $n = 1$ равна $\dot{\gamma} = 3Rv_0/2h_0^2 = 3R\sqrt{2gH}/2h_0^2 = 2,9 \cdot 10^5$ с⁻¹. За время начальной стадии $0,1t_y$ угол сдвига будет $\gamma = \dot{\gamma} 0,1t_y = 29$ рад. Этого вполне достаточно для механоактивации зародышей, деформирующихся вместе со средой [10, 11]. Если вязкость жидкости небольшая и деформации микрзародышей пропорциональны скорости сдвига: $\varepsilon = 2\mu\gamma r_{cr}/\sigma_n$, где r_{cr} — радиус критического зародыша, σ_n — поверхностное натяжение, то в рассматриваемом примере при $\sigma_n = 10^{-2}$ Н/м, $r_{cr} = 80 \cdot 10^{-10}$ м получим значение $\varepsilon = 0,464$, также достаточное для интенсификации нуклеации. В результате интенсивного зародышеобразования деформируемая жидкость становится неоднородной и при

дальнейшем нагружении может дополнительно нагреваться за счет схлопывания пузырьков.

В соответствии с уравнением (11') приращение температуры в отсутствие теплообмена изменяется по координатам образца по параболическому закону. При $n = 1$

$$\Delta T^{ad} = \Delta T_{\max}^{ad} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \left(\frac{z}{h}\right)^2. \quad (14)$$

Соответствующие эпюры $\Delta T^{ad}(z)$ и $\Delta T_{\max}^{ad}(z)$ схематично показаны на рис. 1. Сопоставим максимальное значение ΔT_{\max}^{ad} ($r = R, z = h$) со средними по объему приращениями температуры, которые определим двойным интегрированием:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{T}^{ad} &= \frac{1}{\pi r^2 h} \int_0^R \int_{-h}^h \Delta T_{\max}^{ad} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \left(\frac{z}{h}\right)^2 \times \\ &\times \pi r^2 dr dz = \frac{\Delta T_{\max}^{ad}}{6}. \end{aligned}$$

Таким образом, средняя температура образца в шесть раз ниже ее максимального значения. В рассматриваемом примере $\Delta \bar{T}^{ad} = 10,93/6 = 1,82$ К. Отметим, что последовательность расчета для образцов в виде капли, не растекающейся по диску с начальным радиусом r_0 (см. рис. 1,2), соответствует рассмотренной выше. Однако конечный радиус R_f , если он меньше R , в соответствии с условием несжимаемости $\pi r_0^2 h_0 = \pi R_f^2 h_f$ имеет значение $R_f = r_0 \sqrt{h_0/h}$. Его следует подставлять в полученные соотношения вместо R . Уравнения (1)–(3), (6)–(11) справедливы для любого режима изменения силы во времени. Рассмотрим, как определить интенсивность диссипативного тепловыделения в некоторых простых вариантах нагружения.

ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В ПРОЦЕССЕ НАГРУЖЕНИЯ

1. Постоянная сила, сжимающая диски ($F = \text{const}$). При постоянной силе сжатия дисков изменение высоты зазора во времени описывается уравнением (4), из которого следует, что

$$\dot{h} = \left(-\frac{n}{n+1}\right) (1+Ct)^{\frac{1+2n}{1+n}}.$$

Далее находим отношение

$$\frac{\dot{h}}{h^2} = \frac{nC}{(1+n)h_0(1+Ct)^{1/(1+n)}}.$$

Подставляя его в уравнение (9), находим интенсивность тепловыделения в точках с координатами $z = \pm h$ и $r = R$:

$$q = \mu \left(\frac{(2+s)RnC}{4(1+n)h_0}\right)^{n+1} (1+Ct)^{-1}. \quad (15)$$

Для частного случая ньютоновской жидкости ($n = 1$), подставляя $C = 16Fh_0/3\pi R^4\mu$ в уравнение (15), получаем

$$q = \frac{1,62F^2h_0}{\pi^2\mu(1+Ct)R^6} = \frac{1,62\sigma^2h_0}{\pi^2\mu(1+Ct)R^2} = \frac{q_0}{1+Ct}, \quad (16)$$

где $q_0 = 16\sigma^2h^2/\mu R^2$. Такое же значение можно получить, если в уравнение (11) подставить величину $\dot{h} = \frac{8Fh_0^3}{3\pi\mu}$, определенную из уравнения (3). Как следует из уравнения (16), интенсивность тепловыделения максимальна в момент времени $t = 0$ и с течением времени снижается по гиперболическому закону.

Если считать (верхняя оценка), что тепловыделение с такой интенсивностью происходит равномерно в течение всего удара в отсутствие теплообмена, то приращение температуры в образце в самой нагретой точке составит $\Delta T_{\max}^{ad} = qt_y/\rho c_p$. Если учесть ослабление интенсивности со временем по уравнению (16), то очевидно, что

$$d(\Delta T) = \frac{qdt}{\rho c_p} = \frac{q_0 dt}{\rho c_p(1+Ct)}.$$

Интегрируя в пределах от $t = 0$ до t , получаем, что

$$\Delta T_t^{ad} = \frac{q_0 t_y}{\rho c_p} \frac{\ln(1+Ct)}{Ct} = \Delta T_0^{ad} \frac{\ln(1+Ct)}{Ct}.$$

2. Импульсный режим изменения силы: $F(t) = F_a^n (\sin \omega t)^n$. Подставляя это выражение в левую часть уравнения (2) и разделив переменные, находим, что $F_a^n (\sin \omega t)^n = B(-h)^n/h^{1+2n}$. Возводя левую и правую части последнего уравнения в степень $1/n$ и разделив переменные, запишем

$$F_a \sin \omega t dt = -B^s h^{-(2+s)} dh,$$

где $B = \mu\pi(2+s)^n R^{3+n}/2^n(3+n)$. При $n = 1$ $B = 3\pi R^2/8$. В результате интегрирования и последующих преобразований получаем зависимость высоты зазора от времени:

$$h = \frac{h_0}{[(1+n)h_0^{1+s} F_a(1 - \cos \omega t)/B^n \omega + 1]^{n/(1+n)}}. \quad (17)$$

Отсюда можно найти время окончания течения среды, если высота зазора ограничена конечным значением h_f :

$$t_f = \frac{1}{\omega} \arccos \left[\frac{(1 - ((h_0/h_f)^2 - 1)B\omega)}{2h_0^2 F_a} \right].$$

Определив далее \dot{h} и подставив его и выражение $h(t)$ (17) в уравнение (10), получим

$$q = \mu \left\{ \frac{(2+s)R(1+n)h_0^2 F_a \sin \omega t}{2(1+s)} \times \frac{1}{\left[\frac{(1+n)h_0^{1+s} F_a(1 + \cos \omega t)}{nB^s \omega} + 1 \right]^{1/(1+n)}} \times \frac{1}{nB^s} \right\}^{n+1}. \quad (18)$$

В частном случае ньютоновской среды

$$q = \frac{1,62F_a^2 h_0^2 \sin^2 \omega t}{\mu [16F_a h_0^2 (1 - \cos \omega t)/3\pi\omega R^4 + 1] R^6}.$$

Отсюда следует, что зависимость $q(h_0)$ неоднозначная. При малых толщинах и выполнении условия $16F_a h_0^2/3\pi\omega R^4 \ll 1$ первое слагаемое в квадратных скобках мало, тогда

$$q_1 = \frac{(1+n)^{n+1} h_0^{1+s} F_a^{n+1} \sin^{n+1} \omega t (3+n)^{1+s}}{(1+s)^{n+1} n^{n+1} \mu^s \pi^{1+s} R^{3(1+s)}}. \quad (19)$$

При $n = 1$

$$q_1 = \frac{1,62F_a^2 h_0^2 \sin^2 \omega t}{\mu R^6} = \frac{16\sigma_a^2 (h_0/R)^2 \sin^2 \omega t}{\mu}.$$

Общее тепловыделение в течение удара определяем интегрированием:

$$Q_1 = \int_0^{t_y} q_1 dt = 8 \left(\frac{h_0}{R} \right)^2 \frac{\sigma_a^2 t_y}{\mu}.$$

Если $t_f < t_y$, интегрирование следует выполнять от 0 до t_f . Из последнего уравнения видно, что с уменьшением h_0 значение Q уменьшается и необходимо увеличивать высоту сбрасывания груза, обеспечивающую возбуждение вспышки. Такой прогноз подтверждается испытаниями тонких образцов [4]. Вместе с тем при больших значениях начальной толщины образца первое слагаемое в квадратных скобках в (18) больше единицы. Тогда интенсивность тепловыделения q_2 будет другой. При $n = 1$ из уравнения (18) следует, что

$$q_2 = \frac{3\sigma_a \omega \sin^2 \omega t^2}{1 - \cos \omega t}, \quad (20)$$

а его максимальное значение составляет

$$q_2 \max = 3\sigma_a \omega. \quad (21)$$

Общее тепловыделение за все время удара определяем интегрированием q_2 от 0 до t_y :

$$Q_2 = 3\sigma_a \omega \int_0^{t_y} \frac{\sin^2 \omega t}{1 - \cos \omega t} dt = 6\sigma_a.$$

Отметим, что показатель степени n существенно не влияет на результат расчета. Так, например, при $n = 2$ имеем $Q = 4,16\sigma_a$, при $n = 0,5$ — $Q = 6,56\sigma_a$. Приращение температуры в наиболее нагретых точках образца в отсутствие теплообмена составляет $\Delta T_{\max}^{ad} = Q/\rho c_p = 6\sigma_a/\rho c_p$ при $n = 1$.

Этот результат совпадает с результатом приближенного расчета, полученного другим методом в работе [1]. Обращает на себя внимание независимость приращения температуры от начальной толщины образца, и если это приращение связано с чувствительностью образцов к удару, последняя не должна зависеть от h_0 , что подтверждается экспериментами [4] при $h_0 > 0,2$ мм.

Продолжая приведенный выше пример расчета, определим амплитуду силы: $F_a = (\pi/2)Mv_0/t_y$. При $v_0 = \sqrt{2gH} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 0,3} = 2,43$ м/с

$$F_a = (\pi/2)0,1 \cdot 2,43 \cdot 10^3 = 382 \text{ Н.}$$

И далее, $\sigma_a = 382/\pi(5 \cdot 10^{-3})^2 = 4,86 \cdot 10^6$ Па, $\Delta T_{\max}^{ad} = 6 \cdot 4,68 \cdot 10^6/1,6 \cdot 10^3 \cdot 1,25 \cdot 10^3 = 14$ К.

Очевидно, что без учета механоактивации такого незначительного нагрева недостаточно для возбуждения вспышки образцов, наблюдаемой в опытах. Покажем, что в рассматриваемом примере для возбуждения вспышки

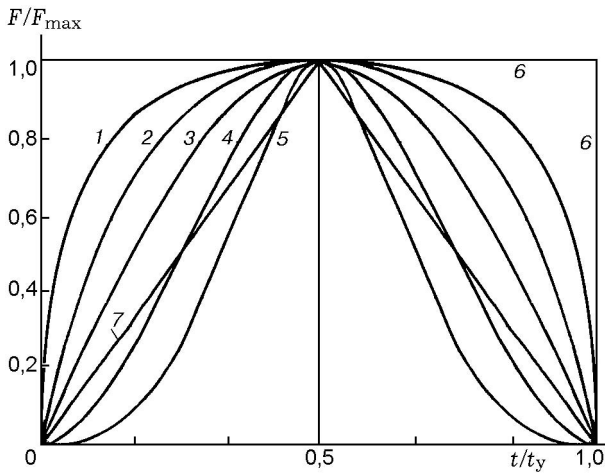


Рис. 2. Варианты импульсных режимов изменения силы нагружения образца:

1 — $F = (4F_{\max})n(\tau - \tau^2)n$, где $\tau = t/t_y$; 2-4 — $F = F_a^n (\sin \omega t)^n$; 2 — $n = 0,5$; 3 — $n = 1$; 4 — $n = 2$; 5 — $F = F_a^n (1 - \cos \omega t)^n = (F_{\max}/2)^n (1 - \cos \omega t)^n$; 6 — $F = F_a = \text{const}$; 7 — $F = 2F_a \tau (1 - \tau)$

достаточно сдвиговой деформации. Из уравнения (9) следует, что $\dot{\gamma} = (q/\mu)^{1/(1+n)}$, при $n = 1$ $\dot{\gamma} = (q/\mu)^{0,5}$. Максимальная интенсивность тепловыделения при $\omega t = \pi/2$ составляет $q_{\max} = 3\sigma_a\omega = 3\pi\sigma_a/t_y$. В рассматриваемом примере $q_{\max} = 3\pi\sigma_a/t_y = 3\pi \cdot 4,86 \times 10^6/10^{-3} = 4,58 \cdot 10^{10}$ Н/(м² · с). Среднее значение $\bar{q} = q_{\max}/2 = 2,29 \cdot 10^{10}$ Н/(м² · с), $\dot{\gamma} = (2,29 \cdot 10^{10}/0,06)^{0,5} = 6,18 \cdot 10^5$. Угловая деформация среды в теплонапряженных точках равна $\gamma = \dot{\gamma}t = 6,18 \cdot 10^5 \cdot 10^{-3} = 618$ рад. Для сред с небольшой вязкостью, например, при $\mu = 0,6$ Па · с, $\gamma = 2\mu\dot{\gamma}r_{cr}/\sigma_n = 2 \cdot 0,6 \cdot 6,18 \cdot 10^5 \times 80 \cdot 10^{-10}/9 \cdot 10^{-3} = 0,659$, что также превышает критическое значение деформации ($\gamma = 0,641$) [10, 11] и достаточно для резкой интенсификации гомогенной нуклеации и экзотермического процесса терморазложения при невысоких температурах образца [2].

На практике могут встретиться и другие режимы изменения силы удара. Нетрудно показать, что модель Скотта позволяет выполнять расчеты, аналогичные вышеприведенным, для таких режимов нагружения, как $F = F_a(1 - \cos \omega t)$, $F = 4F_{\max}(\tau - \tau^2)$, где $\tau = t/t_y$, и др. Некоторые из них представлены на рис. 2. Как показали расчеты, при других режимах изменения силы нагрев образцов также невелик, а деформации близки к расчетным при синусоидальном режиме изменения силы.

РОЛЬ ТЕПЛООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Теплообменные процессы на поверхности и внутри образца приводят к выравниванию полей температур. Поэтому окончательное расчетное значение приращения ΔT_{\max}^{calc} соответственно меньше ΔT_{\max}^{ad} . Аналитическое решение уравнения теплопроводности в общем виде представляет значительные математические трудности. Они связаны с тем, что в образце действуют тепловые источники двух видов и толщина образца значительно (на порядок величины) уменьшается. Поэтому в решении поставленной задачи ограничимся приближенными оценками. Измерения показали [1], что нагрев максимален при $r \approx (0,6 \div 0,75)R$, что связано с зависимостью вязкости от давления. Подставляя наибольшее значение $(0,75R)$ в уравнение (14), получаем $\Delta T_{\max} = \Delta T_{\max}^{ad}(0,75R)^2 \cong 0,5\Delta T_{\max}^{ad}$. Кроме того, высокая тепловая активность металлических дисков, превосходящая тепловую активность среды, позволяет считать, что нагрев поверхностей образца практически отсутствует [1]. В этом случае эпюра распределения температуры по высоте зазора не вогнутая, а выпуклая. При больших числах Фурье этот профиль описывается уравнением параболы [12] $\Delta T = (q/2\lambda)(h^2 - z^2)$, где λ — температуропроводность. Тогда $\Delta T_{\max} \approx (3/2)\Delta T_{\max}|_{r=0,75R} = 0,75\Delta T_{\max}^{ad}|_{r=0,75R}$. Такой результат не противоречит экспериментальным данным работы [1].

РОЛЬ ИНЕРЦИОННЫХ СИЛ

В модели Скотта не учитываются инерционные силы и жидкость считается невесомой. Тем не менее полученные соотношения позволяют оценить их роль в диссипативном нагреве и ускорении процессов зародышеобразования. На начальной стадии удара покоящаяся жидкость препятствует развитию течения, и поэтому скорость жидкости и интенсивность тепловыделения ниже, чем это следует из расчетов по уравнениям (8) и (9). В момент отскока груза, наоборот, инерционные силы поддерживают течение среды и способствуют ее дополнительному нагреву, однако на заключительной стадии скорости движения невелики ввиду исчерпания энергии удара, и поэтому

роль инерционных сил в процессе тепловыделения снижается. Согласно [1–4] инерционные силы в анализе можно не учитывать при значении числа Рейнольдса меньше единицы. Приближенную оценку роли инерционных сил может дать расчет кинетической энергии движения жидкости с последующим сопоставлением ее с полной энергией удара. Зная распределение скоростей в объеме образца $v(r, z)$, по уравнению (7) определим запас кинетической энергии путем интегрирования $U = \int \frac{\rho v^2}{2} dV$, где V — объем образца, $dV = 2\pi r h dr$. В результате получаем $U = \pi \rho (\bar{v})_R^2 R^2 = m(\bar{v})_R R^2 / 4$, где m — масса образца. Энергия U существенно меньше энергии удара MgH . Однако инерционные силы, не вызывая значительного прироста температуры образца, могут вызвать всестороннее растяжение среды и тем самым способствовать гомогенной и гетерогенной нуклеации и ускорению реакции терморазложения. Приближенную оценку давления всестороннего растяжения можно дать, приравнивая U потенциальной энергии всестороннего растяжения: $(p^2/2K)V = (\rho v_R^2/4)V$. Отсюда находим $p = v_R(\rho K/2)^{0,5}$, где K — модуль объемной упругости. Это давление также может быть причиной нарушения сплошности образца, увеличения частоты зародышеобразования и возникновения кавитационных пузырьков. Такие процессы здесь не рассмотрены ввиду их незначительной роли при слабых силовых воздействиях. Соотношения, связывающие частоту зародышеобразования с работой образования зародышей и давлением среды, приведены в работе [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вспышка ВВ возникает на определенной стадии гетерогенной реакции терморазложения, которая при любом механизме собственно химического превращения неосуществима без образования зародышей, заполненных газообразными продуктами распада. В работах [2, 10, 11] показана связь частоты нуклеации и константы скорости реакции терморазложения с механическими напряжениями в локальном объеме в стационарном состоянии. Специфической копровой испытаний является импульсное кратковременное изменение напряжений, сложным образом распределенных в объеме образца.

Поэтому для учета механоактивации вспышки необходимо иметь описание полей напряжений и деформаций в образцах в различные моменты времени. Принципиальная возможность возбуждения вспышки ВВ в результате механоактивации при ударе и незначительном диссипативном нагреве на числовых примерах показана в [2]. Однако при этом остался открытым вопрос о связи полей напряжений в образце с параметрами удара (массой груза, размерами образца и т. п.). Отсутствовало связующее звено между условием вспышки ВВ и условиями нагружения образца.

Модель Скотта, как показано выше, позволила установить такую связь, и, что важно, в аналитическом виде. В силу принятых допущений эта модель весьма приближенная и уступает современным численным расчетам ударного нагружения образцов ВВ. Вместе с тем модель отражает основные физические стороны рассматриваемого удара в рамках сделанных упрощений и устанавливает в явном виде связи параметров удара с полями напряжений и деформаций в образце. В отличие от известных приближенных решений [1] в ней учтен синусоидальный режим изменения силы удара. Модель применима к течению вязких и пастообразных сред, в которых роль инерционных сил невелика ввиду малых скоростей движения вдоль зазора между дисками (роликами) при ударном нагружении на нижнем пороге чувствительности ВВ. В данной работе ее роль и применение весьма ограничены: связать параметры удара с угловыми деформациями в образце и убедиться, что при слабых ударах и незначительных диссипативных нагревах механоактивационного фактора может быть достаточно для создания условий «срыва», резкого ускорения реакции терморазложения, необходимого для возникновения вспышки образца. Модель позволяет также объяснить возможность возникновения вспышки ВВ в начальный момент времени, когда определяющим фактором является скорость движения верхней пластины, а не масса груза. Модель показывает, что зависимость тепловыделения от чувствительности ВВ к удару является неоднозначной при больших и малых толщинах образцов. Такой вывод соответствует численному и натурному эксперименту.

Оценка неравномерности нагрева образцов при ударе показала, что при слабых ударах приращение температуры в наиболее нагретых

точках не может быть причиной вспышки образца. Вспышка в этом случае может быть вызвана только совместным действием диссипативного нагрева и механоактивации сдвиговыми деформациями, а также возникающими в некоторых случаях растягивающими усилиями (отрицательными давлениями), вызывающими увеличение скорости нуклеации и скорости брутто-процесса терморазложения ВВ. Сделанные расчеты показывают правомерность применения тепловой теории взрыва к описанию возбуждения вспышки ВВ при копровых испытаниях, если в дополнение к ранее рассмотренным факторам учитывать также и механоактивацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дубовик А. В., Боболев В. К.** Чувствительность жидких взрывчатых веществ к удару. М.: Наука, 1978.
2. **Шленский О. Ф., Соколов-Бородкин Е. С., Чечко В. Н.** О возможности возбуждения взрыва конденсированных систем в результате механоактивации процессов зародышеобразования при ударе // *Физика горения и взрыва*. 2001. Т. 37, № 1. С. 120–126.
3. **Дубовик А. В.** Оценка параметров разрушения и инициирования конденсированных взрывчатых материалов ударом // *Физика горения и взрыва*. 1999. Т. 35, № 2. С. 88–95.
4. **Дубовик А. В.** Численное моделирование закономерностей механического инициирования жидких взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва*. 1999. Т. 35, № 3. С. 103–110.
5. **Белик А. В., Потемкин В. А., Слука С. Н.** Расчет чувствительности органических взрывчатых веществ к удару // *Физика горения и взрыва*. 1999. Т. 35, № 5. С. 107–112.
6. **Scott J. R.** Hydrodynamics of the polymer melting flow in the flat channels // *Institution Rubber Industry Trans.* 1931. V. 7, N 1. P. 169–175.
7. **Lieder P. J. and Bird R. B.** Squeezing flow between parallel disks. I. Theoretical analysis // *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 1974. V. 13. P. 336–345.
8. **Тадмор З., Гогос К.** Теоретические основы переработки полимеров. М.: Химия, 1984.
9. **Андреев К. К., Беляев А. Ф.** Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
10. **Шленский О. Ф., Соколов-Бородкин Е. С.** О влиянии механических воздействий на достижимый перегрев и условия вскипания метастабильных жидкостей // *Теплофизика высоких температур*. 1999. Т. 17, № 1. С. 106–112.
11. **Шленский О. Ф.** Влияние слабых механических воздействий на частоту зародышеобразования и скорость терморазложения конденсированных систем // *Хим. физика*. 1998. Т. 17, № 7. С. 95–112.
12. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967.
13. **Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии / В. П. Скрипов, Е. Н. Синицын, П. А. Павлов и др.** М.: Атомиздат, 1980.

*Поступила в редакцию 18/III 2002 г.,
в окончательном варианте — 1/X 2002 г.*