

на «плато» заканчивается. В этом случае роль турбулентного потока вдоль поверхности горения играет давление.

Приведенные объяснения требуют для своего подтверждения дальнейших исследований и, в частности, изучения механизма воздействия катализаторов на скорость горения конденсированных веществ. Для всех составов исследованных конденсированных веществ не было замечено какой-либо зависимости скорости горения от частоты колебаний.

Поступила в редакцию
21/IV 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Исследования ракетных двигателей на твердом топливе. М., ИЛ, 1963.
2. Крамп, Э. В. Прайс. РТК, 1964, 7.
3. Л. А. Уоттермейер. РТК, 1961, 4.
4. Б. В. Новожилов. ФГВ, 1965, 1, 3.
5. Ю. И. Медведев, Л. Н. Ревагин. ФГВ, 1974, 10, 3.

РЕЛАКСАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ЛОКАЛЬНОГО РАЗОГРЕВА ТВЕРДЫХ ВВ ПРИ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян

Г. Т. Афанасьевым и В. К. Боболевым предложен механизм инициирования твердых ВВ при ударе за счет упругой разгрузки [1]. Движение деформированных частей при разгрузке носит характер затухающих колебаний [2]. Эти колебания, обусловленные действием упругих сил и трения, есть механические релаксационные колебания [3, 4]. Таким образом, механизм образования очагов разогрева за счет упругой разгрузки можно назвать релаксационным механизмом.

Ниже рассматриваются закономерности возникновения механических релаксационных колебаний при деформации сдвига плоских слоев твердого ВВ, определяются образующиеся при этом очаги разогрева, исследуется воспламенение этих очагов.

Постановка задачи

Пусть две одинаковые бесконечные плоские пластины одного и того же ВВ прижаты друг к другу и находятся в состоянии простого сдвига, а наружные грани их закреплены (рис. 1). Если при этом касательное напряжение τ_y в пластинах меньше удельной силы трения $\tau_{тр}$, то пластины находятся в состоянии равновесия и скольжение отсутствует. За исходное принимаем положение, когда $\tau_y = \tau_{тр}^0$, где $\tau_{тр}^0$ — удельная сила трения покоя при начальной температуре ВВ. Чтобы получить разогрев за счет трения скольжения при упругой разгрузке, необходимо нарушить равновесие и инициировать упругую разгрузку.

Один из возможных способов нарушения начального равновесия — уменьшение силы трения на определенную величину в начальный момент времени. Этого можно достичь, например, за счет уменьшения давления прижатия пластин. Другой способ — начальный толчок, т. е. сообщение незакрепленным частям пластин определенной начальной

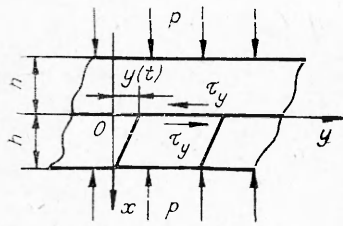


Рис. 1. Схема воздействия трением на твердое ВВ.

скорости. Поскольку цель настоящей работы — нахождение условий образования очагов разогрева за счет самопроизвольной упругой разгрузки, т. е. за счет перехода упругой энергии в тепловую, то энергия начального толчка должна быть малой по сравнению с запасом упругой энергии в пластинах. В силу этого начальные скорости будем считать малыми по сравнению с характерными скоростями движения пластин в процессе упругой разгрузки. При малых скоростях вклад кинетической энергии

от начальной скорости в разогрев незначителен, поэтому направление начальной скорости не должно влиять на критические условия самопроизвольной упругой разгрузки. В работе [2], где в аналогичной постановке рассматривалась упругая разгрузка при прочностном разрушении ВВ, начальная скорость бралась отрицательной. Здесь основные расчеты проведены также для отрицательной начальной скорости, но рассмотрен и случай положительной скорости.

Для простоты распределение начальных скоростей по толщине пластин принимаем линейным и антисимметричным относительно плоскости трения. При этом начальные скорости движения наружных граней пластин равны нулю, а внутренних граней равны между собой по величине и противоположны по направлению. Так как пластины одинаковые, то в процессе упругой разгрузки они будут двигаться относительно своих положений равновесия в ненапряженном состоянии с равными по величине и противоположно направленными скоростями. Задача в кинематическом отношении является антисимметричной, а в тепловом отношении симметричной, так как выделяющееся от трения тепло поровну распределяется по пластинам. Это позволяет при количественном описании перейти от сопряженной задачи к краевой, рассматривая поведение только одной пластины, например нижней.

Уравнение движения. Пластины считаем линейно упругими. Через y обозначим смещение верхней грани пластины относительно положения равновесия (см. рис. 1), y_0 — смещение в момент начала скольжения. Тогда упругие напряжения в пластинах будут определяться выражением $\tau_y = Gy/h = \tau_{\text{тр}} y/y_0$, где h — толщина пластины, G — модуль сдвига. Выделим в нижней пластине элемент с единичной поверхностью трения. Поскольку нижняя грань элемента закреплена, его движение при упругом сдвиговом деформировании будет описываться уравнением [5]

$$dM/dt = K, \quad (1)$$

где M — момент импульса элемента относительно плоскости закрепления, K — сумма моментов сил, действующих на элемент. Уравнение (1) записано в скалярной форме, так как в случае рассматриваемого простого сдвига движение будет плоскопараллельным. Учитывая, что вдоль оси x распределение скорости движения частей элемента линейно

$$v(x) = [(h-x)/h] \cdot dy/dt,$$

запишем

$$M = \int_0^h \frac{\rho(h-x)^2}{h} \frac{dy}{dt} dx = \frac{\rho h^2}{3} \cdot \frac{dy}{dt},$$

где ρ — плотность ВВ; x — расстояние от плоскости трения; dy/dt — скорость движения элемента в плоскости трения.

С учетом знака возвращающей упругой силы и силы трения уравнение движения (1) можно записать следующим образом:

$$\rho h/3 \cdot d^2y/dt^2 + Gy/h + |\tau_{тр}| \operatorname{sign}(dy/dt) = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) — дифференциальное уравнение затухающих колебаний нижней пластины. Начальные условия для уравнения движения:

$$y = y_0, \quad dy/dt = -v_0 \quad \text{при } t = 0, \quad (3)$$

где v_0 — скорость движения пластин в плоскости трения в начальный момент времени, за который принимается момент начала скольжения.

Уравнение теплопроводности с учетом тепловыделения от химической реакции записывается так

$$c_p \cdot \partial T / \partial t = \lambda \cdot \partial^2 T / \partial x^2 + Q k_0 \exp(-E/RT). \quad (4)$$

Начальное условие:

$$T = T_0 \quad \text{при } t = 0, \quad 0 \leq x < \infty. \quad (5)$$

Граничные условия:

$$-\lambda \cdot \partial T(0, t) / \partial x = |\tau_{тр} \cdot dy/dt| \quad \text{при } T \leq T_*, \quad (6)$$

$$\lambda \cdot \partial T(0, t) / \partial x = 0 \quad \text{при } T > T_*, \quad (7)$$

$$T \rightarrow T_0 \quad \text{при } x \rightarrow \infty. \quad (8)$$

Здесь $T(x, t)$ — температура, λ и c — коэффициенты теплопроводности и теплоемкости ВВ, Q , k_0 , E — тепловой эффект, предэкспонент, энергия активации химической реакции, R — универсальная газовая постоянная.

Условие (8) написано в предположении малости ширины зоны разогрева по сравнению с толщиной пластины h . Условия (6) и (7) обобщаются ниже.

Сила трения. В работе [6] на основании [1, 7] зависимость силы трения от температуры принималась линейной. В настоящей работе рассмотрим более общий, степенной закон зависимости удельной силы трения скольжения от температуры

$$\tau_{тр}(T) = k \tau_{тр}^0 \{1 - [(T - T_0)/(T_* - T_0)]^n\}, \quad (9)$$

где k и n — постоянные величины; T_* — температура, при которой в силу зависимости (9) сила трения скольжения обращается в нуль. Если известна действительная зависимость силы трения от температуры, то величины T_* и n подбираются из условия наилучшего приближения степенным выражением (9) действительной зависимости $\tau_{тр}(T)$.

В действительности трение не исчезает при повышении температуры, поэтому использование зависимости (9) возможно для температур, не слишком близких к T_* . Например, в случае бризантных ВВ за T_* можно принять температуру плавления $T_{пл}$, как это делалось в [6]. Тогда температуры считаются не слишком близкими к T_* , если они меньше $0,9 T_{пл}$, при которой вблизи поверхности трения образуется пластическая прослойка [1].

Таким образом, будем рассматривать только сухое трение, т. е. только случаи, когда максимальная температура разогрева за счет трения без тепловыделения от химической реакции не слишком близка к T_* , а при учете тепловыделения от химической реакции — случаи, когда воспламенение начинается раньше, чем достигаются температуры, близкие к T_* , полученные за счет теплоты трения. В последнем случае использование до температуры T_* граничного условия (6), справедливо-го только для сухого трения, не дает заметной ошибки, так как при

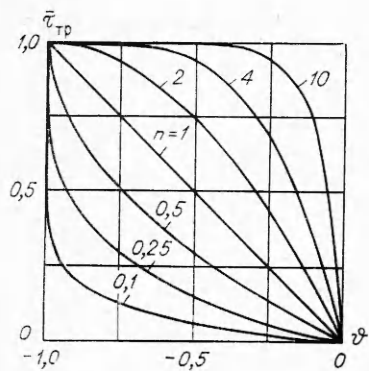


Рис. 2. Зависимость силы трения от температуры.

температурах, близких к T_* , теплоприход от химической реакции намного сильнее теплоприхода от трения [8].

Величина k — отношение удельной силы трения скольжения при T_0 к удельной силе трения покоя — зависит от давления прижатия. Если при переходе от состояния относительного покоя на плоскости трения к состоянию скольжения сила трения не меняется скачком, т. е. при T_0 силы трения покоя и скольжения равны между собой, то $k=1$. Это справедливо, например, для сдвигового разрушения при давлениях востороннего сжатия, которые на несколько порядков превышают предел прочности ВВ, в результате чего удельные силы трения покоя и

скольжения равны между собой и пределу прочности ВВ на сдвиг $\tau_{тр}^0$ [1]. Кроме того, $k=1$ в случае трения пластин, когда начало проскальзывания не сопровождается скачкообразным уменьшением давления.

Для сдвигового разрушения при сравнительно небольших давлениях сжатия, когда удельная сила трения скольжения меньше предела прочности ВВ на сдвиг, $k < 1$, так как разрушение происходит при напряжении $\tau_{пр}^0$, а при последующем скольжении $\tau_{тр} < \tau_{пр}^0$ даже при T_0 . Если начало проскальзывания пластин сопровождается мгновенным скачкообразным уменьшением давления, то также $k < 1$. В этом и предыдущем случаях величина удельной силы трения определяется коэффициентом трения и давлением прижатия пластин. Параметр n вводится в рассмотрение для определения влияния на образование очагов разогрева нелинейности зависимости силы трения от температуры. В безразмерных величинах $\bar{\tau}_{тр} = \tau_{тр} / \tau_{тр}^0$, $\vartheta = (T - T_*) / (T_* - T_0)$ выражение (9) запишется

$$\bar{\tau}_{тр}(\vartheta) = k[1 - (1 + \vartheta)^n].$$

Как видно из рис. 2, степенная зависимость охватывает разнообразные случаи зависимости силы трения от температуры. Например, при $n=0$ сила трения скольжения равна нулю, при $n=\infty$ сила трения скольжения не зависит от температуры, при $n=1$ — зависимость линейная.

Приведение задачи к безразмерному виду

При переходе к безразмерному виду за масштабные принимаем величины, характерные для механических колебаний и для процессов теплопроводности при наличии химической реакции.

Масштабом для координаты y является отклонение пластины в плоскости трения от положения равновесия в момент начала скольжения, т. е. $y_m = y_0 = \tau_{тр}^0 h / G$. За масштаб времени естественно принять величину $t_m = \omega^{-1} = (\rho h^2 / 3G)^{1/2}$, где $\omega = (3G / \rho h^2)^{1/2}$ — частота собственных колебаний пластины, которая находится из уравнения (2). Масштабом скорости движения будет величина $v_m = y_m / t_m = y_0 \cdot (3G / \rho h^2)^{1/2}$. Отношение начальной скорости движения v_0 к масштабной скорости v_m будет определять величину безразмерного параметра $\chi = v_0 / v_m$. За масштаб координаты x целесообразно выбрать характерную ширину зоны прогрева $x_m = (\lambda t_m / c\rho)^{1/2}$ за время t_m .

В теории очагового теплового воспламенения характерной температурой является температура очага разогрева. Поэтому за характерную

принимая максимальную температуру T_{\max} в плоскости трения в случае разогрева инертного тела. К этой температуре следует относить значения параметров κ , β , θ_0 , которые имеют обычный для теории теплового воспламенения смысл и приводятся ниже. В частности, κ характеризует интенсивность тепловыделения от химической реакции. При учете этого за масштаб температуры принимается характерный температурный интервал RT_{\max}^2/E . Но этот масштаб не характерен для случая разогрева инертного тела за счет сил трения. Здесь за масштаб можно принять разность температур $T_* - T_0$, в интервале между которыми сила трения уменьшается от первоначального значения до нуля.

Из граничного условия (6) получим безразмерный параметр ν , который характеризует интенсивность тепловыделения от трения при колебании пластин и также приводится ниже.

Используя упомянутые выше масштабы и зависимость (9), систему уравнений (2) и (4), запишем начальные и граничные условия (3), (5) — (8) в безразмерном виде

$$d^2\eta/d\tau^2 + \eta + k\{1 - [(1 + \vartheta_{\max})(1 + \theta/\theta_0)]^n\} \operatorname{sign} d\eta/d\tau = 0, \quad (10)$$

$$\eta = 1, \quad d\eta/d\tau = -\chi \quad \text{при } \tau = 0. \quad (11)$$

$$\partial\theta/\partial\tau = \partial^2\theta/\partial\xi^2 + \kappa \exp[\theta/(1 + \beta\theta)], \quad (12)$$

$$\theta = -\theta_0 \quad \text{при } \tau = 0, \quad (13)$$

$$-\partial\theta(0, \tau)/\partial\xi = |\kappa\nu\theta_0(1 + \vartheta_{\max}) \cdot \{1 - [(1 + \vartheta_{\max})(1 + \theta/\theta_0)]^n\} \cdot d\eta/d\tau|$$

при $\theta \leq -\theta_0\vartheta_{\max}/(1 + \vartheta_{\max})$, (14)

$$\partial\theta(0, \tau)/\partial\xi = 0 \quad \text{при } \theta > \theta_0\vartheta_{\max}/(1 - \vartheta_{\max}), \quad (15)$$

$$\theta \rightarrow -\theta_0 \quad \text{при } \xi \rightarrow \infty. \quad (16)$$

Безразмерные переменные:

$$\eta = yG/h\tau_{\text{TP}}^0, \quad \xi = x(3Gc^2\rho/h^2\lambda^2)^{1/4}, \quad \tau = t \cdot (3G/\rho h^2)^{1/2}, \quad \theta = E/RT_{\max}^2 \cdot (T - T_{\max}).$$

Безразмерные параметры:

$$\chi = \frac{\nu_0}{\tau_{\text{TP}}^0} \cdot \left(\frac{\rho G}{3}\right)^{1/2}, \quad \nu = \frac{(\tau_{\text{TP}}^0)^2 h}{G(T_* - T_0)} \cdot \left[\frac{3G}{(\lambda c \rho h)^2 \rho}\right]^{1/4},$$

$$\kappa = \frac{Qk_0}{c\rho} \cdot \frac{E}{RT_{\max}^2} \cdot \left(\frac{\rho h^2}{3G}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{RT_{\max}}\right),$$

$$\theta_0 = E/RT_{\max}^2 \cdot (T_{\max} - T_0), \quad \beta = RT_{\max}/E,$$

$$\vartheta_{\max} = (T_{\max} - T_*) / (T_{\max} - T_0).$$

В случае инертного тела ($\kappa = 0$) за безразмерную температуру необходимо принять величину $\vartheta = (T - T_*) / (T_* - T_0)$, в полученных выражениях взять $\theta_0 = 1$, $\vartheta_{\max} = 0$ и заменить $\theta(\xi, \tau)$ на $\vartheta(\xi, \tau)$.

Решение задачи

Остановимся на физическом смысле параметра ν . Характерное время колебаний t_m является временем релаксации упругих сдвиговых напряжений при колебании пластины. Если выражением $t_{\text{TP}} = [(\tau_{\text{TP}}^0)^2 \cdot h/G(T_* - T_0) \sqrt{\lambda c \rho}]^2$ определить время тепловой релаксации количества тепла $\tau_{\text{TP}}^0 \theta_0$, характерного для трения при колебании пластины, то $\nu = (t_{\text{TP}}/t_m)^2$. Этот параметр является определяющим для релаксационных колебаний.

Механические релаксационные колебания пластины при сдвиге могут возникать, если $\nu \gg 1$. В этом случае характерное время теплоотво-

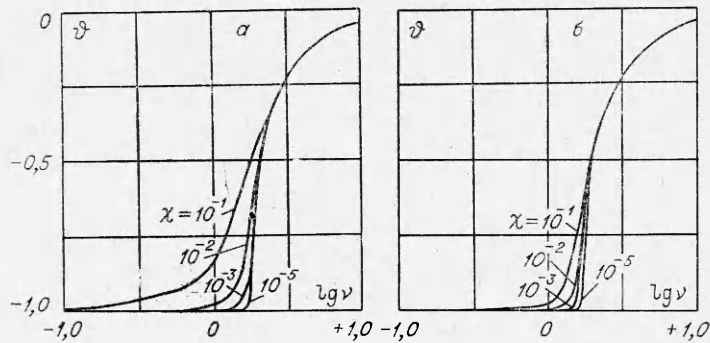


Рис. 3. Зависимость максимальной температуры на плоскости трения от $\lg v$ при $k-n=1$ и различных χ .

да больше характерного времени колебаний. Тепло, выделяемое за счет трения при колебании пластины, будет накапливаться в узкой зоне вблизи поверхности трения, температура на поверхности трения в течение времени t_m будет выше начальной. В результате уменьшения силы трения окажется возможной самопроизвольная упругая разгрузка пластины, т. е. возникнут механические релаксационные колебания. При $v \ll 1$ время теплоотвода от плоскости трения будет меньше времени, необходимого для совершения колебания. Самопроизвольная упругая разгрузка оказывается невозможной.

При $v \ll 1$ релаксационные колебания могут возникать за счет высоких значений параметра χ ($\chi \gg 1$). В этом случае колебания возникают не под действием самопроизвольной упругой разгрузки пластины, а под действием принудительного перемещения пластины из-за высокой начальной скорости. Возникающие при этом колебания не играют существенной роли в получении разогрева, так как их характерная скорость $v_m \ll v_0$. Разогрев обуславливается в основном кинетической энергией начального толчка, а не накопленной упругой энергией. Поэтому в настоящей работе такие случаи рассматриваться не будут.

Задача (10)–(16) существенно нелинейна и решалась на ЭВМ. Нашлись положение элемента, скорость его движения, температура в пластине в зависимости от времени и параметров системы. Последовательно рассматривалось несколько случаев. В первых трех исследовалось движение и разогрев инертного тела, в четвертом — твердых ВВ, а также критические условия воспламенения.

Случай 1 ($\kappa=0$, $k=n=1$): сила трения зависит от температуры линейно, начало скольжения не сопровождается скачкообразным уменьшением силы трения. Это положение рассмотрено в работе [2], где показано, что возникновение релаксационных колебаний и образование очагов разогрева по релаксационному механизму возможно при условии $v > v_{кр} = 1,74$. На рис. 3 представлены для сравнения максимальные разогревы, получающиеся при отрицательной (а) и положительной (б) начальных скоростях. Видно, что характер процесса не зависит от знака начальной скорости, а при малых значениях параметра χ максимальные разогревы практически не отличаются. Предельный максимальный разогрев при $\chi \rightarrow 0$ в обоих случаях одинаков. Отсюда следует, что $v_{кр}$ не зависит от знака начальной скорости. (Более того, к такому же критическому значению параметра v приводит рассмотрение несколько иной схемы деформирования пластин, когда наружная грань верхней пластины задается незакрепленной, а движущейся с некоторой постоянной скоростью [4].) Данный результат объясняется тем, что при малых значениях χ разогрев определяется запасом упругой энергии, величина которого не зависит от начальной ско-

рости. Поэтому ниже рассматривается только случай отрицательной начальной скорости.

В работе [2] рассматривалось первое колебание. Но при определенных значениях ν и χ в процессе упругой разгрузки могут осуществляться несколько колебаний (рис. 4). Расчет показывает, что для $\chi \ll 1$ при $1,74 < \nu < 3,4$; $3,4 < \nu < 5$; $5 < \nu < 6,1$ происходит соответственно одно, два, три колебания. С увеличением ν число колебаний быстро возрастает и при $\nu = 10$ происходит уже девять колебаний. Как видно из рис. 4, максимальные температуры при последующих колебаниях мало отличаются от T_{\max} при первом колебании. Поэтому исследовалось в основном первое колебание. В дальнейшем, если специально не оговорено, результаты относятся к первому колебанию.

Случай 2 ($\kappa=0, \chi=0, n=1$): начальная скорость скольжения равна нулю, сила трения зависит от температуры линейно и в момент начала скольжения уменьшается скачком.

Уменьшение силы трения за счет параметра k , с одной стороны, облегчает возникновение механических релаксационных колебаний, с другой — вызывает уменьшение тепловыделения от трения. Как видно из рис. 5, 6, уменьшение k от 1 до 0,7 приводит к облегчению получения очагов разогрева за счет релаксационных колебаний. Время достижения максимальной температуры существенно уменьшается, максимальный разогрев почти не уменьшается, а при малых значениях ν даже увеличивается. Дальнейшее уменьшение k ухудшает условия образования очагов разогрева, время достижения T_{\max} практически не изменяется, а ее величина существенно уменьшается. При $k \ll 1$ релаксационные колебания сильны, а разогревы малы.

Зависимость максимальной температуры от $\lg \nu$ при $k \rightarrow 1$ (см. рис. 5) совпадает с аналогичной зависимостью для первого случая при

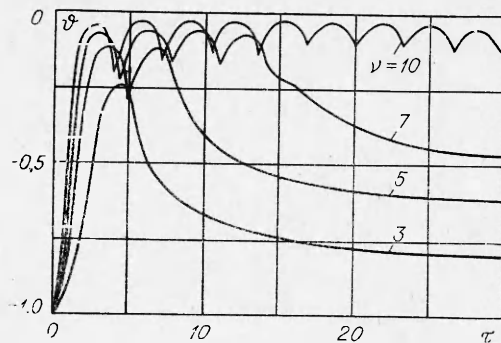


Рис. 4. Изменение во времени температуры на плоскости трения при $k=n=1, \chi=0,01$ и различных ν .

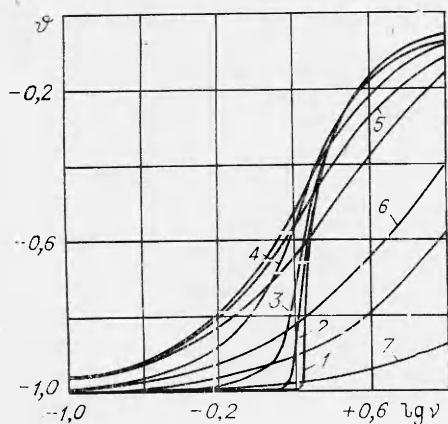


Рис. 5. Зависимость максимальной температуры на плоскости трения от $\lg \nu$ при $n=1, \chi=0$.

k равно: 1—0,99999, 2—0,999, 3—0,99, 4—0,9, 5—0,5, 6—0,1, 7—0,01.

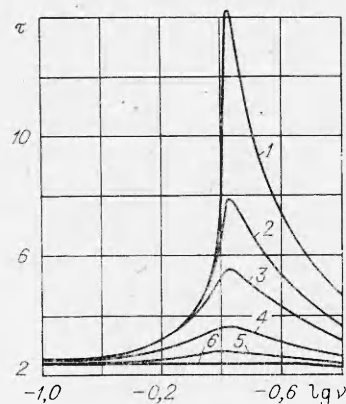


Рис. 6. Зависимость времени достижения максимальной температуры от $\lg \nu$ при $n=1, \chi=0$.

k равно: 1—0,99999, 2—0,999, 3—0,99, 4—0,9, 5—0,5, 6—0,001.

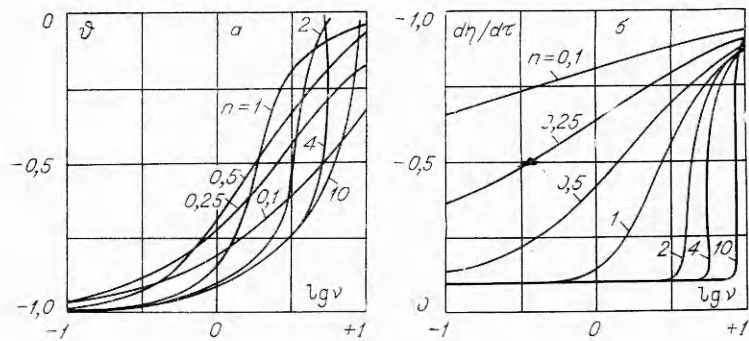


Рис. 7. Зависимость максимальной температуры (а) и максимальной скорости (б) на плоскости трения от $\lg v$ при $k=1$, $\chi=0,1$ и различных n .

$\chi \rightarrow 0$, поэтому $v_{кр} = 1,74$, как и в первом случае. Следует подчеркнуть, что о существовании $v_{кр}$ следует говорить при k близких к единице.

Случай 3 ($\chi=0$, $k=1$): сила трения зависит от температуры нелинейно. Влияние на возникновение релаксационных колебаний и очагов разогрева степени отклонения зависимости $\tau_{тр}(T)$ от линейной видно из рис. 7.

Уменьшение n приводит к облегчению возникновения релаксационных колебаний, так как в области температур, близких к T_0 уменьшение силы трения при повышении температуры становится более сильным. В пределе при $n \rightarrow 0$ сила трения равна $\tau_{тр}^0$ при $T=T_0$ и равна нулю при $T>T_0$, т. е. происходят свободные колебания без повышения температуры. При $n \rightarrow \infty$ сила трения скольжения равна $\tau_{тр}^0$ вплоть до T_* , скачкообразно обращаясь в нуль при этой температуре, т. е. колебания происходят с наиболее сильным затуханием и вызвать их труднее всего.

В области $n < 1$ с уменьшением n ослабевает влияние параметра χ (при условии $\chi \ll 1$). Например, если $n \leq 0,5$, разогревы при $\chi = 10^{-1}$ и 10^{-5} практически одинаковы для одного и того же значения параметра v . Здесь осуществляется режим самопроизвольной разгрузки. В данной области уменьшение n аналогично рассмотренному выше случаю уменьшения k при $n=1$. При $n \ll 1$ возможны сильные колебания при слабых разогревах.

В области $n > 1$ следует привлечь к рассмотрению характерную температуру ϑ_1 , при которой $d\tau_{тр}/d\vartheta = -1$. Эта температура делит кривую зависимости силы трения от температуры на две части (см. рис. 2). В одной части кривой температурная зависимость слабая ($d\tau_{тр}/d\vartheta > -1$), в другой — сильная ($d\tau_{тр}/d\vartheta < -1$). В рассматриваемой области картина протекания процесса практически определяется тем, достигается или нет при данных χ и v температура ϑ_1 . До достижения температуры ϑ_1 упругая разгрузка носит принудительный характер. Если ϑ_1 достигается, то происходит самопроизвольная упругая разгрузка, при этом колебания сильны, разогревы велики. Чем больше n , тем резче происходит переход от слабых колебаний к сильным.

Случай 4 ($\chi \neq 0$): тело реакционноспособное, рассматривается воспламенение образующихся по релаксационному механизму очагов разогрева.

Результаты, полученные для воспламенения при первом колебании, приведены в работе [2]. Но воспламенение может происходить как при первом, так и при последующих колебаниях. Ниже приводятся примеры зависимости $v_{кр}$ от номера колебания N , при котором происходит воспламенение очага разогрева. Результаты приведены для $\theta_0 = 10$, $\beta = 0,04$,

$k=n=1$, $\chi=0,01$ и двух значений ν : 1) при $\nu=5-\kappa_{кр}=5,6$ и $2,9$ соответственно для $N=1$ и 2 ; 2) при $\nu=10-\kappa_{кр}=6,9$; $3,3$; $2,1$; $1,6$; $0,85$ соответственно для $N=1, 2, 3, 4, 7$.

Зависимость $\kappa_{кр}(N)$ можно приближенно представить так $\kappa_{кр}(N) = \kappa_{кр}/N$, где $\kappa_{кр}$ — критическое значение κ при первом колебании. Эта зависимость объясняется следующим образом. Время действия источника тепловыделения от сил трения пропорционально N . Квадрат ширины зоны прогрева, т. е. размер очага, также пропорционален N . Так как при изменении N максимальная температура разогрева изменяется незначительно (см. рис. 3), можно считать, что соответствующее значение параметра Франк-Каменецкого δ пропорционально N . Поэтому при совершении N колебаний значение $\kappa_{кр}$ уменьшается примерно в N раз.

Случай несимметричной задачи

Рассмотрим влияние места образования плоскости разрушения на величину возникающих очагов разогрева.

Возьмем предельный случай, когда плоскость разрушения образуется не в середине плоского слоя, а с краю, т. е. совпадает с одной из его поверхностей. Будем считать, что по поверхности слой граничит с недеформируемым пространством с такими же теплофизическими параметрами, что и ВВ. Переходя к безразмерным переменным, нетрудно убедиться, что это эквивалентно уменьшению значения ν в выражении (14) в $\sqrt{2}$ раз. Объясняется все тем, что масштабное время колебаний t_m в два раза увеличивается по сравнению со случаем, когда плоскость разрушения проходит посередине слоя. Одна и та же упругая энергия превращается в работу трения за более длительный промежуток времени. В результате получаются более широкие слои разогрева, но с меньшей максимальной температурой. Таким образом, наибольшие разогревы получаются, когда плоскость разрушения проходит посередине слоя ВВ, так как при нахождении ее в любом другом месте процесс идет более медленно за счет большого масштабного времени колебаний.

Если плоский слой ВВ граничит с каким-либо инертным материалом с характеристиками λ_1, c_1, ρ_1 , например, металлом, и плоскостью разрушения является поверхность контакта, то, считая инертный материал недеформируемым, аналогичным образом получим, что это эквивалентно изменению ν в $\sqrt{2} \cdot \alpha_{т.п}$ раз, где $\alpha_{т.п} = (1 + \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1 / \lambda c \rho})^{-1}$ — коэффициент распределения тепловых потоков.

Авторы благодарны Э. И. Андрианкину, Г. Т. Афанасьеву, В. К. Боболеву, А. Г. Мержанову за ценные советы и полезное обсуждение работы, Ж. А. Зиненко и Н. И. Перегудову за программирование задачи для численного счета.

Отделение института
химической физики
АН СССР, Черноголовки

Поступила в редакцию
10/XII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых взрывчатых веществ ударом. М., «Наука», 1968.
2. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян, Ж. А. Зиненко. Докл. АН СССР, 1973, 209, 6.
3. И. В. Крагельский. Трение и износ. М., «Машиностроение», 1968.
4. А. П. Амосов. Докл. АН СССР. 1973, 212, 3.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика. М., «Наука», 1965.

6. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян, В. С. Козлов. ФГВ, 1972, 8, 3.
7. Д. Маклин. Механические свойства металлов. М., «Металлургия», 1965.
8. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР. 1968. 178, 1.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ УСИЛЕНИЯ
В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ЛАЗЕРЕ
НА СМЕСИ $\text{CO}_2\text{—N}_2$ ОТ СОДЕРЖАНИЯ ПАРОВ ВОДЫ**

*П. В. Белков, В. П. Вакатов, Б. К. Ткаченко,
Н. Н. Широков*

В литературе имеется значительное число теоретических и экспериментальных работ, в которых исследуются зависимости усиления и мощности генерируемого излучения от процентного содержания компонентов смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—H}_2\text{O}$, от параметров торможения и от конфигурации сверхзвуковых сопел. Все эти работы находятся на ступени качественного описания явлений. Причиной этого в случае теоретических исследований является ограниченность знаний скоростей колебательной релаксации сталкивающихся молекул; в случае же экспериментального изучения причина, по-видимому, заключается в методике проведения эксперимента, а точнее в отсутствии контроля содержания паров воды в ресивере. К этому выводу авторы настоящей работы пришли на основе анализа экспериментальных данных, а также в результате собственных исследований по составлению смесей с парами воды. Цель настоящей работы — разработка метода составления газовых смесей с парами воды, а также способа их контроля для получения надежных экспериментальных данных по изменению усиления слабого зондирующего сигнала в сверхзвуковом потоке смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—H}_2\text{O}$.

Обзор экспериментальных работ

1. В 1970—1974 гг. было опубликовано более десятка работ по экспериментальному исследованию показателей усиления в смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—H}_2\text{O}$. В одной из первых работ по обнаружению инверсной населенности молекулы CO_2 [1] была получена качественная зависимость показателя усиления в смеси $X_{\text{CO}_2}:X_{\text{N}_2}$, 1:4 (X_i — молярная доля компоненты i в смеси) от содержания в ней паров воды (рис. 1). Измерения были выполнены на аэродинамической установке. Условия эксперимента в [1] были следующими: 1) клиновое сопло: угол раскрытия сопла $\varphi=13^\circ$, длина разгонного участка $l=50$ мм, высота критического сечения $A^*=0,5$ мм, высота выходного сечения $A=11,5$ мм, $A/A^*=1:4$; 2) параметры газовой смеси: температура торможения $T_0=1000$ К, давление торможения $P_0=4,9$ атм.

Зондирование излучения осуществлялось на расстоянии $L=5$ см от критического сечения сопла¹.

Как следовало из экспериментов (см. рис. 1), зависимость усиления от содержания паров воды в смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2$ характеризуется быстрым ростом при увеличении процентного содержания паров воды

¹ В дальнейшем описании экспериментов значения T_0 , P_0 , $X_{\text{CO}_2}/X_{\text{N}_2}$, A/A^* , L будут выноситься на рисунки.