

3. Иванов А. Г. Откол в квазиакустическом приближении // Там же.— 1975.— 11, № 3.— С. 475—480.
4. Иванов А. Г. Феноменология разрушения и откол // Там же.— 1985.— 21, № 2.— С. 97—104.
5. Иванов А. Г., Огородников В. А. Различаются ли хрупкие и пластичные тела при отколе? // ПМТФ.— 1992.— № 1.— С. 102—106.
6. Романченко В. И., Степанов Г. В. Влияние масштаба системы на откольную прочность стали // Проблемы прочности.— 1983.— № 8.— С. 45—48.
7. Letian Shen, Yilong Bai. Experimental study of spall damage in an aluminium alloy // Proc. Int. Symp. on Intense Dynamic Loading and its Effects, June 3—7, 1986, Beijing (China).
8. Минеев В. Н., Погорелов В. П., Иванов А. Г. и др. Установка для исследования поведения материалов и конструкций при динамических нагрузках // ФГВ.— 1978.— 14, № 3.— С. 129—133.
9. Степанов Г. В. Откольное разрушение металлов плоскими упругопластическими волнами // Проблемы прочности.— 1976.— № 8.— С. 66—69.
10. Grady D. E. The spall strength of condensed matter // J. Mech. Phys. Solids.— 1988.— 36, № 3.— Р. 353—384.
11. Канель Г. И., Разоренов С. В., Фортвов В. Е. Откольная прочность металлов в широком диапазоне длительностей нагрузки // Докл. АН СССР.— 275, № 2.— С. 369—371.
12. Новиков С. А., Чернов А. В. Об определении величины откольной прочности по измеренным значениям скорости свободной поверхности образца // ПМТФ.— 1982.— № 5.— С. 126—129.
13. Иванов А. Г., Новиков С. А. Об ударных волнах разрезания в железе и стали // ЖЭТФ.— 1961.— 40, № 6.— С. 1880—1882.

г. Арзамас-16

Поступила в редакцию 30/X 1992

УДК 541.126.662.62+001.573

А. М. Липанов

## ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ НА ПОДВИЖНОЙ ГРАНИЦЕ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ

(феноменологический подход)

Рассматриваются граничные условия при решении дву- и трехмерных задач расчета параметров продуктов сгорания в разгорающихся каналах. Такие задачи решаются при определении параметров в РДТТ, различного рода газогенераторах, МГД-установках на твердом топливе и т. д., а также в орудийных системах, если специально рассчитывается распределение параметров вдоль пороховых элементов или вдоль каналов внутри пороховых шашек. Можно назвать класс задач (например, для периода постепенного воспламенения), когда аналогичные граничные условия необходимо использовать и в неразгорающихся каналах: перед воспламенением, после тушения топлива, между двумя воспламенениями топлива. Это тем более важно, что собственно горению всегда предшествуют определенные физико-химические процессы, происходящие в прогревом слое или на поверхности топлива.

Необходимо последовательно рассмотреть вопрос о граничных условиях на границе Г — К (газообразные вещества — конденсированная фаза), которая не только перемещается, но от нее при горении топлива оттекают продукты сгорания (ПС), уносящие массу, энергию и импульс. Постановка граничных условий здесь связана с необходимостью определения не только потоков массы и энергии, но и скорости перемещения границы. Этот важный вопрос с однозначностью до сих пор тоже не обсуждался.

Поскольку граница Г — К перемещается не только вследствие физико-химических процессов превращения твердого топлива (ТТ) в ПС, но и механически, в результате деформирования (для зарядов, прочно скрепленных с корпусом, при увеличении или уменьшении давления, действующего на заряд), то будем отличать скорость горения  $u_g$  от скорости деформирования  $u_d$ . При расширении канала они направлены вдоль местной нормали в глубину топлива, а величина скорости перемещения границы Г — К будет характеризоваться их суммой. Скорость  $u_d$  определяется из решения задачи о напряженно-деформированном состоянии (НДС) заряда [1], и нахождение ее — самостоятельная проблема. При рассмотрении вопроса о граничных

условиях  $w_s$  считаем известной функцией времени и координат поверхности. Для определения  $u_T$  используем равенство

$$\rho_T u_T = (\dot{m}_{\text{исп}} - \dot{m}_k + \sum_{i=1}^{m_s} \sum_{j=1}^{n_{is}} \dot{m}_{ij}) (1 - \beta_s), \quad (1)$$

где  $\beta_s$  — объемная доля компонентов, не участвующих в химическом взаимодействии и оказывающихся среди ПС после прохождения через них границы  $\Gamma - K$ ;  $\dot{m}_{\text{исп}}$ ,  $\dot{m}_k$  — массовые скорости испарения и конденсации компонентов с поверхности топлива.

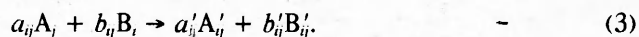
Для расчета разности  $\dot{m}_{\text{исп}} - \dot{m}_k$  воспользуемся формулой Герца — Кнудсена [2]

$$\dot{m}_{\text{исп}} - \dot{m}_k = \sum_{v=1}^{\mu_s} \left( \frac{\mu_v}{2\pi k} \right)^{1/2} (p_{v*} e^{\frac{L_v}{RT}} - c_v p). \quad (2)$$

Здесь  $\mu_s$  — число испаряющихся или конденсирующихся компонентов ТТ;  $\mu_v$  — молекулярная масса  $v$ -го испаряющего или конденсирующего вещества;  $c_v$ ,  $L_v$  — концентрация вещества в ПС около границы  $\Gamma - K$  и теплота испарения;  $k$ ,  $R$  — постоянная Больцмана и универсальная газовая постоянная;  $p$  — давление в ПС;  $p_{v*}$  — постоянная.

В выражении (1) учтены основные факторы (кроме диспергирования), определяющие процесс перемещения границы  $\Gamma - K$  вследствие физико-химических процессов на поверхности ТТ: испарение ПС и их конденсация, а также расходование веществ, составляющих ТТ, вследствие гетерогенных химических реакций.

Предположим, что каждый из газообразных реагентов, диффундирующих из потока ПС к поверхности ТТ и вступающих в химическое взаимодействие с компонентами ТТ, может участвовать в нескольких реакциях. Тогда внутренняя сумма по  $j$  от 1 до  $n_{is}$  относится к  $i$ -му реагенту, участвующему в  $n_{is}$  реакциях с компонентами (функциональными группами) топлива;  $m_s$  — число реагентов, диффундирующих из потока к поверхности топлива. Пусть  $i$ -й газообразный реагент  $B_i$  участвует в  $ij$ -й необратимой гетерогенной реакции



Здесь  $a_{ij}$ ,  $b_{ij}$ ,  $a'_{ij}$ ,  $b'_{ij}$  — стехиометрические коэффициенты;  $A_j$  —  $j$ -й компонент топлива или функциональная группа;  $A'_j$ ,  $B'_{ij}$  — продукты взаимодействия — газообразные или конденсированные, но поступающие в газовую фазу. Массовая скорость протекания реакции (3) характеризуется выражением

$$\rho_T \varphi_{ij}(c_{is}) K_{ij}(T_s),$$

где  $c_{is}$  — концентрация  $i$ -го реагента на поверхности ТТ;  $\varphi_{ij}(c_{is})$  — функция, учитывающая влияние концентрации  $i$ -го реагента на величину  $ij$ -й гетерогенной реакции;  $K_{ij}(T_s)$  — температурная зависимость  $ij$ -й реакции. Если через  $\dot{m}_{B_i}$  обозначить удельную, соответствующую единице поверхности ТТ скорость расходования  $i$ -го реагента, то для определения ее величины можем получить следующее уравнение:

$$\dot{m}_{B_i} = \left( 1 + \frac{a_{ij} \mu_{A_j}}{b_{ij} \mu_{B_i}} \right)^{-1} \rho_T \varphi_{ij}(c_{is}) \cdot K_{ij}(T_s), \quad (4)$$

$\mu_{B_i}$ ,  $\mu_{A_j}$  — молекулярные массы  $i$ -го реагента и  $j$ -й функциональной группы (компонента) топлива. При этом расход массы топлива в  $ij$ -й реакции

$$\dot{m}_{ij} = \frac{a_{ij} \mu_{A_j}}{b_{ij} \mu_{B_i}} \dot{m}_{B_i} = \left( 1 + \frac{b_{ij} \mu_{B_i}}{a_{ij} \mu_{A_j}} \right)^{-1} \rho_T \varphi_{ij}(c_{is}) \cdot K_{ij}(T_s). \quad (5)$$

Эта величина и входит в уравнение (1).

Если гетерогенные реакции имеют место (это экспериментальный факт [3]), то с единицы поверхности  $\Gamma - K$  топлива в единицу времени будет расходоваться отличная от нуля масса. Это значит, что доля разложившегося

в прогретом слое топлива  $\gamma_s$  не может достигать единицы. Более того, по данным [4] она, как правило, не превышает 0,2. Поэтому использование условия  $\gamma_s = 1$  вместо условия (1) физически оказывается не состоятельным.

Мало удобна и простая связь

$$T_s = f(p), \quad (6)$$

так как это должно быть сложное многопараметрическое соотношение, зависящее от совокупности процессов, происходящих в прогретом слое топлива и в свободном объеме, в том числе от вязких свойств ПС. Поскольку зависимость (6) предполагается определять экспоненциально, а получить универсальные результаты для этой связи практически нельзя, использование ее должно быть ограничено отдельными расчетными случаями. Отсюда становится целесообразным определение видов гетерогенных химических реакций и характеризующих их параметров. Пока же на это внимания практически не обращалось.

При использовании уравнения (1), как показано в работе [5], становятся ненужными так называемые условия Зельдовича [6], накладывающие достаточные ограничения на температуру и ее градиент в к-фазе топлива и обеспечивающие его устойчивое горение. В расчете по (1) устойчивое горение достигается благодаря подводу тепла от внешнего источника и не скачком, а после прохождения определенного интервала времени, зависящего от условий протекания процессов. Имея выражение для нахождения скорости горения, можно приступить к выводу уравнений для определения потоков тепла и массы через границу  $\Gamma - K$ .

Рассмотрим неподвижный элементарный цилиндрический объем

$$dW = (u_r + w_s) dt dS,$$

имеющий высоту  $(u_r + w_s) dt$  и площадь поперечного сечения  $dS$ . Образующая этого элементарного объема параллельна местной нормали к поверхности, соответствующей границе  $\Gamma - K$ . Объем  $dW$  располагаем так, что в момент времени  $t$  его торец номер 1, а в момент  $t + dt$  торец 2 находятся на границе  $\Gamma - K$ , т. е. в момент времени  $t$  элементарный объем полностью находится в прогретом слое топлива, а при  $t + dt$  — в ПС, но в то же время граница 1 все время находится в ПС, а граница 2 в к-фазе топлива. Так как объем  $dW$  неподвижен, то граница движется относительно объема. Это движение для вкладных зарядов практически осуществляется только за счет скорости  $u_r$ . Влияние деформирования для этих видов зарядов как правило незначительно.

Для скрепленных с корпусом зарядов действуют два фактора одновременно. При этом  $u_r$  не меняет своего направления, а  $w_s$  при нагружении совпадает с  $u_r$ , но при разгрузке имеет противоположное направление. Более того, в период нагружения возможна ситуация, когда в процессе постепенного воспламенения деформирование уже заметно, а топливо на определенной части поверхности горения еще не воспламенялось. Для таких участков поверхности заряда перемещение границы будет осуществляться только за счет  $w_s$  и в направлении внутренней нормали.

После воспламенения топлива предполагаем, что результирующая скорость  $u_r + w_s$  независимо от знака  $w_s$  всегда имеет направление  $u_r$ , так как при устойчивом горении топлива  $u_r > w_s$ . Прежде всего на основе закона сохранения массы запишем соотношение для всей массы веществ, находящейся в элементарном объеме:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{ПС}} (u_r + w_s) dt dS - \rho_r (u_r + w_s) dt dS = \\ = \rho_{\text{ПС}} V_{\text{ПС}} dt dS - \rho_r w_s dt dS + \dot{m}_n dt dS. \end{aligned}$$

Здесь в левой части учтены масса ПС в объеме  $dW$  в момент времени  $t + dt$  и масса к-фазы топлива в момент времени  $t$ ; в правой части — расход ПС через границу 1 из-за расширения превращающегося со скоростью  $u_r$  в ПС топлива, расход через границу 2 к-фазы вследствие механического деформирования и ухода по этой причине массы  $\rho_r w_s dt dS$  со скоростью  $w_s$ , а также приход массы благодаря потоку частиц от воспламенителя. Последнее

слагаемое целесообразно учитывать на этапе до воспламенения, когда поступающие в объем  $dW$  частицы с массовой скоростью  $\dot{m}_n$  (в направлении местной нормали к границе) могут налипать на поверхность топлива. Сокращая полученное выше выражение на  $dt dS$ , находим

$$\rho_{\text{ПС}} V_{\text{ПС}} = (\rho_{\text{ПС}} - \rho_{\text{Т}}) u_{\text{Т}} + \rho_{\text{ПС}} w_s - \dot{m}_n. \quad (7)$$

После воспламенения поступлением к-частиц в объем  $dW$  пренебрегаем, считаем, что они отбрасываются потоком оттекающих от поверхности топлива ПС. Справедливость этой гипотезы можно обосновать еще и тем, что нормальная составляющая потока частиц мала по сравнению с тангенциальной и большинство частиц лишь несколько изменяет свои траектории. Частицы, достигшие границы  $\Gamma - \text{К}$ , в следующее мгновение окажутся в ПС (например, частицы металла, входящего в композицию топлива, из-за перемещения границы  $\Gamma - \text{К}$ ). Поэтому в балансе массы на границе  $\Gamma - \text{К}$  их можно не учитывать и после воспламенения считать, что  $\dot{m}_n = 0$ .

После воспламенения, если  $w_s = 0$ , имеем классическое баллистическое соотношение для расчета скорости оттекания ПС от границы  $\Gamma - \text{К}$ . При  $w_s \neq 0$  реализуется обобщенный случай. Но в обеих ситуациях  $V_{\text{ПС}} < 0$ , так как  $\rho_{\text{ПС}} \ll \rho_{\text{Т}}$ , а  $w_s < u_{\text{Т}}$ . Если  $u_{\text{Т}} = 0$ ,

$$V_{\text{ПС}} = w_s - \dot{m}_n / \rho_{\text{ПС}}.$$

В частности, такая ситуация имеет место на невоспламенившихся участках поверхности заряда в период постоянного воспламенения, когда заряд расширяется из-за нагружения. Тогда, если  $w_s > \dot{m}_n / \rho_{\text{ПС}}$ , то  $V_{\text{ПС}} > 0$ , т. е. ПС устремляются вслед за движущейся стенкой, как в артиллерийском стволе за движущимся снарядом или за раздувающейся резиновой оболочкой (волейбольный мяч, автомобильные или велосипедные шины и т. д.). Величина  $V_{\text{ПС}}$  может быть больше нуля и на начальной стадии воспламенения, на этапе неустойчивого горения, пока

$$(\rho_{\text{ПС}} - \rho_{\text{Т}}) u_{\text{Т}} < \rho_{\text{ПС}} w_s - \dot{m}_n.$$

Далее на основе закона сохранения энергии получим выражение для теплового потока, поступающего в к-фазу ТТ из газовой фазы:

$$\begin{aligned} & \rho_{\text{ПС}} E_{\text{ПС}} (u_{\text{Т}} + w_s) dt dS - \rho_{\text{Т}} E_{\text{Т}} (u_{\text{Т}} + w_s) dt dS = \\ & = -\lambda_{\text{Т}} \frac{\partial T_{\text{Т}}}{\partial n} dt dS + \lambda_{\text{Т}} \frac{\partial T_{\text{Т}}}{\partial n} dt dS + \rho_{\text{ПС}} V_{\text{ПС}} H_{\text{ПС}} dt dS - \\ & - \dot{m}_{\text{исп}} (1 - \beta_s) Q_{\text{исп}} dt dS + \dot{m}_{\text{к}} (1 - \beta_s) Q_{\text{конд}} dt dS + \\ & + \sum_{i=1}^{m_s} \sum_{j=1}^{n_{\text{ис}}} \rho_{\text{Т}} \varphi_{ij} (c_{\text{ис}}) \cdot K_{ij} (T_s) \cdot Q_{ij} (1 - \beta_s) dt dS - \\ & - \rho_{\text{Т}} E_{\text{Т}} w_s dt dS - p w_s dt dS + \dot{m}_n \cdot E_r dt dS. \end{aligned} \quad (8)$$

В левую часть (8) входят полные энергии: ПС в момент времени  $t + dt$  и ТТ в момент времени  $t$ , при этом  $E_{\text{ПС}}$  имеет и тепловую, и кинетическую составляющие; кинетической составляющей  $0,5 w_s^2$  в выражении для  $E_{\text{Т}}$  по сравнению с тепловой можно пренебречь. В правой части (8) имеем приход энергии за счет теплового потока из газовой фазы, расход энергии вместе с тепловым потоком в глубь прогретого слоя топлива, расход энергии (энтальпии) вместе с вытекающими из объема  $dW$  продуктами, расход энергии на испарение компонентов топлива, приход энергии, выделяющейся при конденсации компонентов топлива, приход энергии, поступающей в объем  $dW$  вследствие протекания гетерогенных химических реакций (для совокупности всех реакций этот процесс считаем изотермичным), расход энергии вместе с уходящей массой вследствие механического деформирования, расход энергии, затрачиваемой на работу, совершаемую силой  $p dS$  на пути  $w_s dt$  в процессе механического деформирования, и приход энергии вместе с выпадающими на поверхность невоспламенившегося топлива частицами от горения заряда воспламенителя.

Если принять, что топливо непрозрачное, пренебречь эффектом диспергирования и другими возможными факторами как второстепенными, то это будет полный перечень энергетических эффектов, влияющих на баланс полной энергии в рассматриваемом элементарном объеме. Последнее слагаемое содержит полную удельную энергию подлетающих к границе  $\Gamma - K$  частиц. Величину квадрата скорости движения берем в точке выпадения на поверхность топлива перед столкновением.

Сделанное выше заключение о возможности пренебрежения поступлением массы за счет выпадения частиц после воспламенения распространяем и на уравнение энергии, хотя эти два вывода не обязательно должны совпадать. Дело в том, что если разогретая конденсированная частица внедрится на некоторую, пусть небольшую, но конечную глубину прогретого и ожигженного слоя топлива, то прежде чем будет отброшена, она успеет передать часть своей энергии. Оценка этого эффекта требует специального анализа. Предполагаем, что выпадать может лишь малая часть потока частиц и на малую поверхность горения заряда. Это дает основание последним слагаемым в уравнении (8) после воспламенения топлива пренебрегать.

Сокращая далее уравнение (8) на  $dt dS$ , подставляя вместо  $\rho_{\text{ПС}} V_{\text{ПС}}$  его выражение из (7) и приводя подобные члены, для расчета теплового потока  $\lambda_{\text{T}} \frac{\partial T_{\text{T}}}{\partial n}$  получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{T}} \frac{\partial T_{\text{T}}}{\partial n} = & \lambda_{\text{Г}} \frac{\partial T_{\text{Г}}}{\partial n} - u_{\text{T}} [\rho_{\text{ПС}} R_{\text{ПС}} T + \rho_{\text{T}} (E_{\text{T}} - H_{\text{ПС}})] + \\ & + \dot{m}_{\text{n}} (H_{\text{ПС}} - E_{\text{T}}) + \dot{m}_{\text{неп}} Q_{\text{неп}} (1 - \beta_{\text{s}}) - \dot{m}_{\text{к}} Q_{\text{к}} (1 - \beta_{\text{s}}) - \\ & - \sum_{i=1}^{m_{\text{s}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{s}}} \rho_{\text{T}} \varphi_{ij} (c_{is}) \cdot K_{ij} (T_{\text{s}}) \cdot Q_{ij} (1 - \beta_{\text{s}}). \end{aligned} \quad (9)$$

Величина скорости деформирования  $w_{\text{s}}$ , если газообразную часть ПС считать подчиняющейся закону Клапейрона — Менделеева, а скорости оттеkania газообразных веществ и конденсированных частиц равными, в это выражение не входит. Поэтому, если  $u_{\text{T}} = \dot{m}_{\text{n}} = \dot{m}_{\text{неп}} = \dot{m}_{\text{к}} = \dot{m}_{ij} = 0$ , то  $\lambda_{\text{T}} \frac{\partial T_{\text{T}}}{\partial n} = \lambda_{\text{Г}} \frac{\partial T_{\text{Г}}}{\partial n}$  независимо от того, неподвижна граница между газом и конденсированной стенкой или перемещается по той или иной причине. Если же любой из факторов  $\dot{m}_{\text{n}}$ ,  $\dot{m}_{\text{неп}}$ ,  $\dot{m}_{\text{к}}$ ,  $\dot{m}_{ij}$  или все они вместе не равны нулю, то

$$\lambda_{\text{T}} \frac{\partial T_{\text{T}}}{\partial n} \neq \lambda_{\text{Г}} \frac{\partial T_{\text{Г}}}{\partial n}$$

( $u_{\text{T}}$  — линейная функция перечисленных массовых скоростей).

Для правильного расчета процесса прогрева топлива это обстоятельство важно учитывать. При расчете температуры на поверхности топлива считаем, что

$$T_{\text{Г}} = T_{\text{T}} = T_{\text{s}}, \quad (10)$$

т. е. интенсивность колебаний молекул в жидкой (конденсированной) среде на поверхности топлива и в вязкой газообразной среде в среднем совпадают. Далее, получим аналогичное выражение для расчета потока массы  $i$ -го реагента на границу  $\Gamma - K$ . Для определенности рассматриваем  $i$ -е вещество, диффундирующее к поверхности топлива из газовой фазы. Применяя закон сохранения массы, получим

$$\begin{aligned} \rho_{\text{ПС}} c_{i\text{T}} (u_{\text{T}} + w_{\text{s}}) dt dS - \rho_{\text{T}} c_{i\text{T}} (u_{\text{T}} + w_{\text{s}}) dt dS = \\ = -D_{i\text{T}} \rho_{\text{ПС}} \frac{\partial c_{i\text{T}}}{\partial n} dt dS + D_{i\text{T}} \rho_{\text{T}} \frac{\partial c_{i\text{T}}}{\partial n} dt dS + \\ + \rho_{\text{ПС}} c_{i\text{T}} V_{\text{ПС}} dt dS - \sum_{j=1}^{n_{\text{s}}} \dot{m}_{ij} (1 - \beta_{\text{s}}) dt dS - \rho_{\text{T}} c_{i\text{T}} w_{\text{s}} dt dS. \end{aligned}$$

В левую часть записанного уравнения входят массы  $i$ -го реагента в объеме  $dW$  в моменты времени  $t + dt$  и  $t$ , а в правую — приход массы  $i$ -го

реагента в объем  $dW$  через диффузию и ее расход в глубь топлива по этой же причине; расход массы топлива пропорционально  $c_{г}$  вместе в оттекающими от поверхности топлива ПС, расход  $i$ -го реагента на поверхности топлива в результате протекания  $n_{is}$  гетерогенных химических реакций, в каждой из которых масса именно  $i$ -го реагента расходуется со скоростью  $\dot{m}_{ij}$  и, наконец, расход массы  $i$ -го реагента вместе с уходом массы вследствие механического деформирования. Испарение и конденсация (хотя  $i$ -й реагент и может участвовать в этих процессах) не сказываются на его суммарной величине в пределах объема  $dW$  и в уравнении не учитываются.

Сокращая на  $dtdS$ , подставляя вместо  $\rho_{ПС}V_{ПС}$  его выражение и приводя подобные члены, получим

$$D_{гг}\rho_{г}\frac{\partial c_{гг}}{\partial n} = D_{гг}\rho_{ПС}\frac{\partial c_{гг}}{\partial n} + c_{гг}\dot{m}_n + u_{г}(c_{гг} - c_{гг})\rho_{г} + \sum_{j=1}^{n_{is}} \dot{m}_{ij}(1 - \beta_{г}). \quad (11)$$

Как и для теплового потока, величина скорости деформирования не входит в выражение для диффузионного потока массы, и если  $u_{г} = \dot{m}_n = \dot{m}_{ij} = 0$ , то при неподвижной и при подвижной поверхности  $\Gamma - K$

$$D_{гг}\rho_{г}\frac{\partial c_{гг}}{\partial n} = D_{гг}\rho_{ПС}\frac{\partial c_{гг}}{\partial n}.$$

Для расчета  $c_{гг}$  и  $c_{гг}$  в окрестности поверхности заряда при стремлении к ней со стороны газовой и конденсированной фаз соответственно воспользуемся равенством

$$N_{гг} = N_{гг}k, \quad (12)$$

где  $N_{гг}$ ,  $N_{гг}$  — удельные количества молекул  $i$ -го реагента в газовой и конденсированной фазах в непосредственной окрестности поверхности заряда;  $k < 1$  — коэффициент аккомодации. Умножая (12) слева и справа на  $m_i$  (массу молекулы  $i$ -го реагента), получим соотношение для парциальных плотностей  $i$ -го реагента в газовой и конденсированной фазах. Отсюда

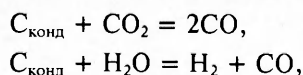
$$c_{гг} = c_{гг}k\rho_{г}/\rho_{гг}. \quad (13)$$

Поскольку  $k < 1$ , а  $\rho_{г}/\rho_{гг} \ll 1$ , то массовая концентрация  $i$ -го реагента в приповерхностной зоне к-фазы топлива по крайней мере в  $10^3$  раз меньше, чем в газовой фазе. Поэтому в уравнении (11) для потока массы с концентрацией  $c_{гг}$  по сравнению с концентрацией  $c_{гг}$  можно пренебречь. В этих условиях гетерогенные реакции на поверхности к-фазы будем считать функциями  $c_{гг}$  ( $i = 1, 2, \dots, m_i$ ), а в уравнениях (4), (5) принимаем  $c_{гг} = c_{гг}$ .

Из выполненного анализа следует, что собственно в к-фазу топлива поступление реагентов крайне невелико, и в пределах реакционного слоя к-фазы будут протекать только реакции распада. Более того, диффузионную задачу для газообразных веществ, поступающих из газовой фазы, но не для продуктов, оттекающих от к-фазы в результате испарения и гетерогенных реакций, в отличие от тепловой задачи можно решать не как сопряженную, а при условии

$$\frac{\partial c_{гг}}{\partial n} = 0 \quad (14)$$

вместо (11) (как для непроницаемой поверхности). Выполненные при этих гипотезах расчеты об уносе полимерного углеродсодержащего материала, когда на поверхности протекают две гетерогенные реакции



параметры кинетики которых известны [7], позволили получить теоретическую скорость перемещения к-фазы с точностью  $\pm 6\%$ , соответствующую экспериментальной.

Эрозионный эффект как для положительной [8], так и для отрицательной [9] эрозии, также выразился через температуру поверхности к-фазы, от которой явно зависит линейная скорость горения при очень хорошем соот-



ветствии расчетных и экспериментальных данных. И, наконец, поскольку при растяжении химическая реакция ускоряется [10], эффект влияния напряженно-деформируемого состояния на скорость горения также учитывается через выражение (1), в котором энергии активации гетерогенных реакций и теплота испарения должны быть уменьшены пропорционально величине наибольшей из компонент тензора напряжений на границе  $\Gamma - K$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Альес М. Ю., Булгаков В. К., Липанов А. М. Об одном алгоритме решения геометрически нелинейной задачи о напряженно-деформированном состоянии полых цилиндров сложной формы на основе метода конечных элементов // Изв. АН СССР. МТТ.— 1985.— № 2.— С. 106—112.
2. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения.— М.: Изд-во МГУ, 1987.— С. 310.
3. Исаков Г. Н. Моделирование нестационарных процессов тепломассопереноса и воспламенения в реакционноспособных средах.— Томск: Изд-во ТГУ, 1988.— С. 233.
4. Соркин Р. Е. Газодинамика ракетных двигателей на твердом топливе.— М.: Наука, 1967.— С. 366.
5. Lipanov A. M., Rusjak I. G. Phenomenological model of ignition and burning of solid fuel. Book of states. III Int. Seminar on flame structure.— Novosibirsk, 1990.
6. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.
7. Калинин В. В., Ковалев Ю. Н., Липанов А. М. Нестационарные процессы и методы проектирования узлов РДТТ.— М.: Машиностроение, 1986.— С. 215.
8. Булгаков В. К., Липанов А. М., Камалетдинов А. Ш. // ЖХФ.— 1986.— 5, № 6.— С. 831.
9. Булгаков В. К., Липанов А. М., Вилюнов В. Н. и др. О механизме отрицательной эрозии при горении твердых топлив // ФГВ.— 1989.— 25, № 4.— С. 32—35.
10. Регель В. Р. // Высокомолекулярные соединения. Сер. А.— 1977.— 19.— № 9.— С. 1915—1923.

426000, г. Ижевск,  
УдНЦ УрО РАН

Поступила в редакцию 27/IV 1992

УДК 532.598:678.01

А. З. Жук, А. В. Иванов, Г. И. Канель, О. К. Розанов

### СЖИМАЕМОСТЬ И РАЗРУШЕНИЕ СТЕКЛОТЕКСТОЛИТА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Методом манганиновых датчиков давления измерены ударная сжимаемость и скорость звука в стеклотекстолите марки КАСТ-В в интервале давлений до 22 ГПа. С помощью лазерного доплеровского измерителя скорости измерены волновые профили скорости свободной поверхности образцов при давлении ~ 1 ГПа. Оценены вязкость и откольная прочность материала.

В литературе имеется крайне ограниченное количество данных об ударной сжимаемости и реологических свойствах композитных материалов на полимерной основе. В работе [1] представлены результаты измерений ударной сжимаемости и исследована устойчивость ударных волн (УВ) в области давлений  $p = 20 \div 40$  ГПа для трех композитных материалов на основе эпоксидного связующего с равномерно распределенными по объему алюминиевыми нитями диаметром 3 мм. Объемное содержание Al в образцах составляло 25, 40 и 65 %. Направление движения УВ совпадало с направлением волокон. Скорость звука в Al значительно больше, чем в эпоксидном связующем, поэтому участки УВ вблизи волокон в проведенных экспериментах пережали волну в связующем. В результате плоскостность ударного фронта нарушалась, он приобретал «волнистую» периодическую структуру. Измеренная ударная сжимаемость близка к расчетным значениям, полученным на основе принципа аддитивности с использованием известных ударных адиабат компонентов.

В [2, 3] приведены данные по ударной сжимаемости и откольной прочности стеклопластика АГ-4, стеклотекстолита, асботекстолита и текстолита. Нагружение осуществлялось в направлении, перпендикулярном

© А. З. Жук, А. В. Иванов, Г. И. Канель, О. К. Розанов, 1993.