

**УСЛОВИЯ ПОДЖИГАНИЯ СТенок ПОРЫ  
ПРИ ГОРЕНИИ ПОРИСТОГО ЗАРЯДА**

*А. Д. Марголин, С. В. Чуйко*  
(Москва)

Несмотря на большое число экспериментальных работ [1—3, 5], явление нарушения нормального горения пористых зарядов взрывчатых веществ и порохов остается недостаточно изученным. Для нарушения нормального горения необходимо, во-первых, чтобы газы горения проникли внутрь поры заряда или же газы, заполняющие пору, были разогреты каким-либо способом (сжатие и др.); во-вторых, чтобы эти горячие газы вызвали существенное изменение процесса горения. Горячие газы могут оказать тепловое (поджигание, пиролиз, разогрев вещества) или же механическое (разрушение заряда или его части) воздействие на горение заряда. Было показано, что следует различать вынужденное и самопроизвольное проникновение горячих газов извне заряда в зависимости от причины. Вынужденное проникновение газа происходит под действием изменения внешнего давления газа вдали от поверхности горения и непосредственно не связано с процессом горения, причем причина повышения внешнего давления не существенна. Самопроизвольное проникновение возникает именно из-за особенностей горения, таких как неоднородность, нестационарность и неоднородность структуры зоны горения и газовых потоков в непосредственной близости от поверхности.

В зависимости от причины проникновения газов в поры полезно различать вынужденное и самопроизвольное нарушение нормального горения. Так, к вынужденному нарушению можно отнести случаи поджигания стенок пор горячими газами, проникающими под действием возрастающего внешнего давления, воспламенение стенок пор при адиабатном или ударном разогреве газовых включений и т. д.

Для получения количественного условия нарушения нормального горения пористых зарядов ВВ до сих пор реально принималась во внимание только необходимость проникновения газов в поры горящего заряда [4] и некоторые дополнительные соображения, такие как сопоставление размеров характерных зон горения с диаметром пор [4, 5], причем сопоставление производилось с максимальным диаметром [5], или размера зоны горения с глубиной проникновения газа [4]. Многие авторы [1—6] писали о необходимости поджигания поры проникающими газами, однако каких-либо оценок или попыток расчета условий поджигания при нарушении нормального горения пористых зарядов сделано не было.

В настоящей работе приближенно рассматриваются упрощенные модели теплового воздействия (поджигание, пиролиз) горячих газов на

стенки пор для того, чтобы выявить направления дальнейших теоретических и экспериментальных исследований нарушения нормального горения пористых зарядов. Такой подход представляется целесообразным ввиду сложности и неизученности процесса.

#### О ПРОГРЕВЕ И ПОДЖИГАНИИ СТЕНОК ПОРЫ В ГОРЯЩЕМ ЗАРЯДЕ ВВ ВТЕКАЮЩИМИ ГОРЯЧИМИ ГАЗАМИ

Рассмотрим упрощенную задачу о прогреве стенок поры постоянно-го сечения с гидравлическим диаметром  $d$  потоком газа, втекающего со скоростью  $v_r$  относительно стенок поры и имеющего начальную температуру  $T_r$ , теплоемкость  $C_r$ , коэффициент теплопроводности  $\lambda_r$  и плотность  $\rho_r$ . В системе координат, связанной с поверхностью горения заряда, газ втекает в пору со скоростью  $(v_r - u_r)$ , где  $u_r$  — линейная скорость горения ВВ. Втекающий газ постепенно остывает, отдавая свое тепло стенке, и его температура падает с  $T_r$  до температуры стенки  $T_0$ . В первом приближении примем, что температура газа изменяется не плавно, а скачком: на некотором отрезке  $L$  от входа она равна  $T_r$ , а затем —  $T_0$ . Примем также, что температура стенки на отрезке  $L$  постоянна и равна  $T$ . Запишем уравнение теплового баланса:

$$(v_r - u_r) c_r \rho_r (T_r - T) \frac{d^2}{4} = \frac{Nu \lambda_r}{d} (T_r - T) L d, \quad (1)$$

где  $Nu$  — число Нуссельта втекающего в пору газа.

Из (1) найдем расстояние  $L$ , на котором газ отдает тепло:

$$L = (v_r - u_r) d^2 / 4 Nu a_r; \quad a_r = \lambda_r / c_r \rho_r. \quad (2)$$

Стенка поры прогревается в течение времени  $\tau_0$ , равного

$$\tau_0 = L / u_r. \quad (3)$$

Для определения времени  $\tau_1$  достижения на поверхности температуры  $T_*$  составим уравнение теплового баланса на стенке поры:

$$\frac{Nu \lambda_r}{d} L d (T_r - T_*) \tau_1 = (T_* - T_0) \rho_r c_r L (d \sqrt{a_r \tau_1} + \alpha a_r \tau_1), \quad (4)$$

( $\alpha=0$  для щели;  $\alpha=1$  для поры круглого сечения). Индекс «т» относится к твердой фазе. Здесь предполагается, что глубина прогретого слоя  $l = \sqrt{a_r \tau}$  постоянна на всем отрезке  $L$ . Из (4) получаем, что

$$\tau_1 = \frac{d^2}{a_r} \left( \frac{\beta}{Nu - \alpha \beta} \right)^2, \quad \beta = \frac{\lambda_r}{\lambda_r} \frac{T_* - T_0}{T_r - T_*}. \quad (5)$$

Время  $\tau_2$  образования теплового слоя  $l = \sqrt{a_r / u_r}$ , соответствующего условиям стационарного горения, равно:

$$\tau_2 = l_0 / u_r = a_r / u_r^2. \quad (6)$$

Комбинируя равенство (3) с  $l_0 = \sqrt{a_T \tau_0}$ , можно получить следующее соотношение:

$$l^2 = Ll_0. \quad (7)$$

Для воспламенения поры, согласно теории Я. Б. Зельдовича [7], в первом приближении необходимо, чтобы выполнялись соотношения:

$$l/l_0 \geq 1, \quad (8)$$

$$\theta_0 = \tau_0/\tau_1 \geq 1. \quad (9)$$

Из сравнения (7) и (8) видно, что (8) эквивалентно следующему:

$$L_0 = L/l_0 \geq 1 \text{ или } \tau_0/\tau_2 \geq 1, \quad (10)$$

т. е. требование достаточной толщины теплового слоя (8) совпадает с условием того, что эффективный путь теплоотдачи газов  $L$  превышает толщину теплового слоя  $l_0$ . Подставляя в (8) и (10) неравенства (3) (5) и (6), получаем:

$$L_0 = (l/l_0)^2 = L/l_0 = \frac{(v_r - u_r) u_r d^2}{4 Nu a_r a_T} \gg 1, \quad (11)$$

$$\theta_0 = \frac{(v_r - u_r) Nu (\rho c \lambda)_r}{4 u_r (\rho c \lambda)_T} \left( \frac{T_r - T_*}{T_* - T_0} \right)^2 \left( 1 - \frac{\alpha \beta}{Nu} \right)^2 \geq 1. \quad (12)$$

Температура воспламенения  $T_*$  зависит от химической кинетики, теплофизических характеристик вещества, его начальной температуры и условий теплопередачи. В рамках теории Зельдовича [7] эта величина принимается равной температуре поверхности горящего вещества. Из (11) и (12) видно, как основные характеристики горения втекающего газа и ВВ влияют на условия воспламенения. В частности, видно, что воспламенение возможно только при  $(v_r - u_r) > 0$ , так как при  $(v_r - u_r) < 0$  газы извне в пору не проникают.

Значения  $v_r$  и  $Nu$  можно измерить или вычислить исходя из режима втекания газа. Для исследования нарушения режима нормального горения наиболее интересны поры малого диаметра, в которых течение ламинарно. Согласно [8], в ламинарном режиме при  $\xi = \frac{x}{d} \frac{1}{Re Pr} \gtrsim 0,1$  число Нуссельта можно считать постоянным (здесь  $x$  — расстояние от вихода в пору;  $Re$ ,  $Pr$  — числа Рейнольдса и Прандтля).

Из проведенного анализа видно, что при малых диаметрах поры глубина, на которой втекающий в пору горячий газ остывает, весьма мала (см. (2)); так при  $v_r = 1$  м/сек и давлении  $p$ , равном атмосферному, величина  $L$  имеет следующие значения:  $L(d=1 \text{ см}) \approx 30 \text{ см}$ ;  $L(d=1 \text{ мм}) \approx 3 \text{ мм}$ ;  $L(d=100 \text{ мк}) \approx 30 \text{ мк}$ ;  $L(d=10 \text{ мк}) \approx 0,3 \text{ мк}$ . Вследствие этого в порах малого диаметра прогретый слой  $l$  оказывается очень тонким. Так как условие (12) от диаметра поры не зависит (при данных  $v_r$ ,  $T_*$  и  $Nu$ ), то при достаточно больших значениях диаметра поры образуется прогретый слой нужной толщины (выполняется неравенство (11)), и если, кроме того, выполняется неравенство (12), то стенка поры поджигается. При малых диаметрах стенка поры не воспламеняется, а идет ее принудительный пиролиз (несамопроизвольное горение). При этом неравенство (12) выполняется, а (11) не выполняется.

Рассмотрим основные допущения, которые были сделаны выше. Важным является предположение о постоянстве температуры стенки на отрезке  $L$ , так как при этом не учитывается прогрев вещества за счет основного горения и теплоотдача вдоль поры по конденсированной фазе. Это предположение становится грубым, когда  $L/l_0$  близко к единице. Такое положение имеет место на границе выполнения неравенства (11). При более точном решении задачи о воспламенении стенки поры втекающим газом необходимо учитывать продольную теплопередачу в конденсированной фазе и пиролиз поверхности в верхней части поры, который будет источником дополнительного потока горячих газов и вызовет изменение формы входной части поры. При таком уточненном расчете следует рассматривать газодинамику охлаждающегося газа и пользоваться условием воспламенения с учетом конкретной химической кинетики ВВ.

Необходимо подчеркнуть следующее важное обстоятельство. Условия воспламенения стенок поры или возникновения их пиролиза являются необходимыми, но не обязательно достаточными для нарушения **устойчивости** нормального горения. Для нарушения устойчивости необходимо, чтобы передний фронт воспламенения или пиролиза все время двигался быстрее нормального горения.

#### **ВОСПЛАМЕНЕНИЕ СТЕНКИ ПОРЫ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГОРЕНИЯ ПО ЗАПОЛНЯЮЩЕМУ ЕЕ ГОРЯЧЕМУ ГАЗУ**

Поры горящего заряда могут оказаться заполненными полупродуктами сгорания, способными к горению. По этим горячим газам пламя может проникнуть в пору и поджечь ее стенку. Стационарное горение, распространяющееся с линейной скоростью  $u_r$ , может проникнуть в пору диаметра  $d$ , если [9]

$$d \geq d_k, \quad (13)$$

где

$$d_k = \frac{a_r}{u_r} \sqrt{\frac{8}{e} \text{Nu} \frac{E}{R T_0}}$$

Рассмотрим условия, при которых распространяющееся по газу пламя сможет воспламенить стенку поры. Применим приближенный способ расчета, аналогичный описанному выше, но в системе координат, связанной с фронтом горения. При этом вместо формул (2), (3), (7) и (10) имеем

$$L = \frac{w_r d^2}{4 \text{Nu} a_r'}, \quad \tau_0 = L/u_r, \quad l^2 = L l_0 u_r/u_r'; \quad L_1 = \frac{L}{l_0} \frac{u_r'}{u_r} \geq 1,$$

где  $w_r$  — скорость течения продуктов сгорания газа относительно фронта пламени. Формулы (5), (6), (8) и (9) сохраняются неизменными. Кроме того, везде следует заменить  $T_r$  на  $T_r'$  — температуру сгорания газа. Условия воспламенения в этом случае будут иметь вид

$$L_1 = L_0 \frac{u_r'}{u_r} \geq 1, \quad (14)$$

$$\theta_1 = \theta_0 \frac{T_r'}{T_0} \geq 1. \quad (15)$$

В рассматриваемом случае условие воспламенения получено более точно, чем в ранее, так как в неравенстве (14) стоит малый множитель  $u_T/u_r$ , в результате чего на границе выполнения (14)  $L/l_0 \gg 1$  и потому продольная теплопередача не существенна.

Когда выполняется (15) и не выполняется (14), идет пиролиз стенки поры. Пиролиз вызывает увеличение диаметра и изменение формы поры. Для оценки этого эффекта примем, что скорость пиролиза равна скорости горения, хотя она может превышать эту величину. В результате пиролиза диаметр поры увеличится на  $\Delta d = 2L u_T/u_r$ . Относительное увеличение диаметра поры равно

$$\Delta d/d = 2L u_T/d u_r = \frac{d u_r}{2 \text{Nu} a'_r} \frac{T'_r}{T_0}$$

Сравним также количество газа  $\Delta M$  и тепла  $\Delta Q$ , поступающих за счет пиролиза отрезка  $L$ , с количеством газа  $M$  и тепла  $Q$ , поступающего в пору извне. Отношение этих величин равно

$$\Delta M/M = \frac{\rho_r u_r (\alpha L u_T/u_r + d)}{4 \text{Nu} a'_r}$$

$$\Delta Q/Q = (\Delta M/M) [\rho'_r c'_r (T'_r - T_*) / \rho_r c_r (T_r - T_*)]$$

При выполнении неравенств  $\Delta d/d \ll \Delta M/M \ll 1$  и  $\Delta Q/Q \ll 1$  пренебрежение пиролизом при выводе условий (14) и (15) можно считать оправданным. Легко убедиться, что указанные неравенства выполняются в широком диапазоне изменения параметров.

Температура воспламенения  $T_*$  в рамках теории Зельдовича [7] равна температуре поверхности горящего вещества. Например, для испаряющегося без химических реакций в конденсированной фазе вещества  $T_* = \text{const}$ . Если же нужно знать  $T_*$  точнее, то следует провести экспериментальное определение этой величины. В частности, экспериментальное определение пределов воспламенения в рассмотренном в этом пункте случае можно использовать в качестве метода определения величины  $T_*$ . Следовательно, определение пределов воспламенения может служить способом изучения химической кинетики и закономерностей образования поверхностей конденсированной фазы (диспергирования и т. д.) при горении. Для веществ с существенными экзотермическими реакциями в конденсированной фазе в первом приближении можно воспользоваться следующим простым соотношением:

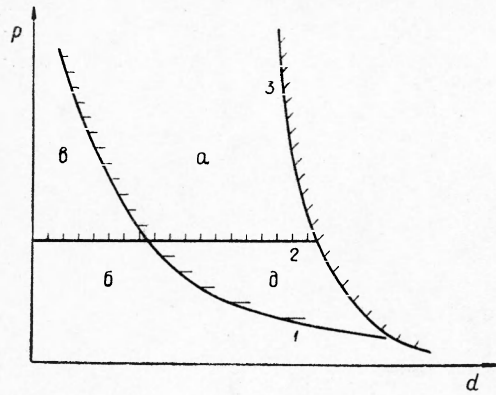
$$T_* = T_1 / \left( 1 - \frac{2R T_1}{E_r} \ln \frac{l_1}{l_*} \right),$$

где  $E_r$  — энергия активации,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $T_1$  — температура воспламенения при ширине прогретого слоя  $l_1$ ,  $T_*$  — искомая температура воспламенения, которой соответствует слой  $l_*$ .

На рисунке схематически показаны области поджигания «а» и пиролиза «б» стенки поры в зависимости от диаметра поры и давления при ламинарном течении продуктов сгорания газа. Выше кривой 1 выполняется неравенство (14), т. е.  $l > l_0$ ; выше кривой 2 температура стенки выше  $T_*$ , т. е. выполняется неравенство (15) при ламинарном течении газа. При увеличении диаметра поры течение продуктов сгорания ста-



новится турбулентным (область «г» справа от кривой 3). При турбулентном течении выполнение условия (15) облегчается, а условия (14) затрудняется. В области «д» при достаточно большой толщине прогретого слоя, вследствие того, что при увеличении начальной температуры ВВ скорость его горения возрастает, возможно ускоренное распространение горения по прогретому слою. Условия воспламенения в турбулентной области получаются путем подстановки в (14) и (15) соответствующих выражений для числа Нуссельта.



Зависимость давления  $p$  поджигания стенки поры горящим газом от диаметра поры  $d$ :

$a$  — область поджигания;  $б$  — не поджигается;  $в$  — область пиролиза;  $г$  — область турбулентного горения газа;  $д$  — возможно распространение горения по прогретому слою на поверхности поры.

Если горение распространяется по газу, движущемуся со скоростью  $v$ , то условия теплообмена и поджигания изменятся, а именно: вместо (2), (3), (7) и (10) при  $v > 0$ , т. е. когда  $v$  и  $u_r$  имеют одинаковое направление, получаем

$$L = \frac{w_r d^2}{4Nu_r}, \quad \tau_0 = L/(v + u_r), \quad l^2 = Ll_0 u_r / (u_r + v),$$

$$L_2 = L_0 \frac{u_r}{u_r + v} \quad (16)$$

Условия поджигания в этом случае (при  $v > 0$ ) будут:

$$L_2 = L_0 \frac{u_r}{u_r + v} \geq 1, \quad (17)$$

$$\theta_2 = \theta_0 \frac{u_r}{u_r + v} \geq 1, \quad (18)$$

Если  $v < 0$ , т. е. газ течет навстречу фронту пламени, то снос пламени определяется скоростью потока  $v(\delta)$  на гасящем расстоянии  $\delta$  от стенки [10], которое примерно равно критическому диаметру  $d_*$  (см. (13)). При этом в (16), (17) и (18) величину  $v$  следует заменить на  $v(\delta)$ , а  $w_r = \frac{\rho_r}{\rho_r} [u_r - \bar{v} + v(\delta)]$ , где  $\bar{v}$  — скорость течения газа в лабораторной системе координат, усредненная по площади сечения поры. Для ламинарного течения  $v(\delta) = v_{\max} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2\delta}{d} \right)^2 \right]$  или при  $\frac{2\delta}{d} \leq 1$   $v(\delta) = v_{\max} \frac{4\delta}{d}$ .

Следует отметить, что рассмотренная в данном пункте задача имеет и самостоятельное значение.

### ТЕПЛОВОЙ ВЗРЫВ ЗАПОЛНЯЮЩИХ ПОРУ ГАЗОВ

Условия, при которых возможен тепловой взрыв активного газа, в частности, полупродуктов сгорания, в первом приближении можно получить из сравнения времени адиабатического теплового взрыва  $\tau_3$  и времени охлаждения газа, находящегося в поре,  $\tau_4$ . С точностью до множителя порядка единицы получаем

$$(d^2 \rho_r Q_r E_r k_0 / 2 R T_0^2 \lambda_r \text{Nu}) \exp(-E_r / R T_r) \geq 1, \quad (19)$$

где  $k_0$  — предэкспонент,  $Q_r$  — тепловой эффект химического превращения газа. Тепловой взрыв при выполнении неравенства (19) может произойти на глубине не более  $L$  (см. (2)) и может привести к поджиганию, вспышке, нестационарному пиролизу или локальному механическому разрушению устья поры. Этот процесс может периодически повторяться. Для того, чтобы тепловой взрыв газа в поре привел к поджиганию стенки, необходимо ее нагреть до температуры  $T_*$  и образовать тепловой слой достаточной толщины:

$$\left( \frac{T_r' - T_*}{T_* - T_0} \right) \frac{(\rho c \lambda)_r}{(\rho c \lambda)_r} \geq 1, \quad (20)$$

$$(du_r)^2 / 4 a_r a_r \geq 1, \quad (21)$$

где  $T_r'$  — температура газа после взрыва, равная в данном случае  $T_r' = T_r + Q_r / c_r$ . Если выполняется только условие (20) достижения температуры  $T_*$ , а условие (21) не выполняется, то возникает вспышка или нестационарный пиролиз стенки, не приводящие к распространению горения. В этом случае произойдет только выгорание тонкого прогретого слоя. Сходная ситуация, но в других условиях, была рассмотрена в работе [11].

### РАЗОГРЕВ ЗАПОЛНЯЮЩИХ ПОРУ ГАЗОВ ВСЛЕДСТВИЕ ИХ СЖАТИЯ

При быстром нарастании давления над зарядом ВВ (например, при горении в манометрической бомбе с достаточной плотностью заряжения) содержащийся в порах газ будет сжиматься и разогреваться. Для получения существенного разогрева газа в поре необходимо, чтобы время сжатия газа  $\tau_5 \sim p / (dp/dt)$  было меньше времени его охлаждения  $\tau_4$ :

$$\tau_4 / \tau_5 = \frac{d^2}{4 \text{Nu} Pa_r} \frac{dp}{dt} \geq 1. \quad (22)$$

Для того, чтобы разогревшийся газ смог поджечь стенку поры, необходимо выполнить условия (21) и (20), где теперь  $T_r'$  — температура газа после сжатия. Видно, что для разогрева газа, заключенного в узких порах, необходимы очень большие скорости нарастания давления.

Наконец, возможна ситуация, когда сжатию в поре подвергается химически активный газ. Вследствие разогрева газа может произойти тепловой взрыв. Это возможно в случае выполнения неравенства (19),

в котором температура  $T_r$  равна  $T_r = T_0 k^n$ , где  $k$  — компрессия,  $n$  — показатель политропы. При выполнении неравенства (22) процесс

будет близок к адиабатному и  $n = c_p/c_v$ . Разогрев активного газа вследствие сжатия более опасен, чем сжатие инертного газа, так как температура сжатого активного газа будет выше в результате химических реакций. Для поджигания стенки поры по-прежнему необходимо выполнение неравенств (20) и (21).

### ВЛИЯНИЕ НЕИДЕАЛЬНОСТИ ПОРЫ

Выше рассматривались идеальные поры с гладкими стенками, причем считалось, что состав и свойства заряда на поверхности стенки не отличаются от средних свойств вещества в массе. Неидеальность поры может привести как к облегчению, так и затруднению поджигания стенки.

Шероховатость, неровность стенки приводят к тому, что выступы нагреваются быстрее и до более высокой температуры, чем гладкая поверхность. Перегрев выступа будет значительным, если время его прогрева  $\tau_b \sim b^2/a_T$  ( $b$  — характерный размах выступа) меньше полного времени прогрева  $\tau_n$  ( $\tau_b \leq \tau_n$ ). Наличие выступов особенно существенно, когда гладкая стенка не нагревается до достаточно высокой температуры, при которой начинается пиролиз или поджигание. Выступ может явиться местом поджигания, если  $\tau_b > \tau_2$ ,  $\tau_b < \tau_n$ ,  $\tau_2 = a_T/a_T^2$ . Например, наличие шероховатости соответствующих размеров приводит к тому, что поджигание стенки поры газовым пламенем (см. рисунок) будет происходить не только в области «а», как в случае гладкой стенки, но и в области «д».

Поверхность реальной поры может иметь на некоторой толщине свойства, отличные от средних свойств вещества. Такой слой может образоваться в результате загрязнения, выщелачивания, поверхностного разложения, адсорбирования влаги, обогащения одним из компонентов многокомпонентной смеси и т. д. Если этот поверхностный слой оказывается более пассивным, чем вещество в массе, то поджигание стенки затрудняется. Не исключено, что в некоторых случаях, особенно для многокомпонентных систем, отдельные участки поверхности будут более активными, чем вещество в среднем, что облегчит образование очагов воспламенения или пиролиза стенки. Такой активный участок может стать очагом поджигания, если его размеры порядка или более ширины прогретого слоя при его горении.

Некоторые особенности возникают в случае порошкообразных ВВ. Порошкообразный заряд имеет набор пор различного диаметра и высоты, кроме того, диаметр пор не постоянен по высоте. С рассматриваемой здесь точки зрения важно не только среднее значение, но и распределение размеров пор и их топография. Поры большого диаметра способствуют проникновению горячего газа на большую глубину и образованию толстого прогретого слоя в стенке поры, соединяющиеся с ними мелкие поры, так же как и мелкие выступы, становятся очагами высокой температуры. В связи с этим оценка среднего диаметра пор по результатам измерения газопроницаемости большого образца во многих случаях не достаточна.

Кроме отмеченных особенностей, порошкообразные заряды обладают низкой механической прочностью, в связи с чем наряду с тепловыми могут стать существенными и механические воздействия.

Можно ожидать, что при описании устойчивости горения порошкообразных зарядов будет полезным статистический подход. Таким образом, поджигание стенки поры может быть следствием нескольких раз-



личных процессов, и проведенное здесь рассмотрение помогает оценить в конкретных случаях реальность того или иного механизма. В свете полученных результатов необходимо провести экспериментальные и теоретические работы по изучению различных механизмов поджигания в порах. Только накопление фактического материала позволит создать физически обоснованную теорию нарушения нормального горения пористых зарядов.

Поступила в редакцию  
19/II 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. ГЭИ, 1957.
2. К. К. Андреев. Докл. АН СССР, 1940, 29.
3. А. Ф. Беляев. Докл. АН СССР, 1940, 28.
4. А. Д. Марголин. Докл. АН СССР, 1961, 140.
5. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов. ПМТФ, 1963, 4.
6. В. К. Боболев, И. А. Карпунин, С. В. Чуйко. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 1.
7. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12.
8. Э. Р. Эккерт, Р. М. Дрейк. Теория тепло- и массообмена. ГЭИ, 1961.
9. Я. Б. Зельдович. Теория пределов тихого пламени. ЖЭТФ, 1941, 11.
10. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. ИЛ, 1948.
11. В. Б. Либрович. ПМТФ, 1963, 6.