

9. А. С. Дубровин, В. Л. Кузнецов. Изв. АН СССР, *Металлы*, 1965, 4.
10. А. Ф. Чудновский. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. М., Физматгиз, 1962.
11. Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов, В. М. Шкиро. ФГВ, 1965, 1, 4.
12. И. М. Рафалович. Определение теплофизических свойств материалов цветной металлургии. Металлургиздат, 1957.
13. А. Г. Харламов. ИФЖ, 1965, IX, 1.
14. В. М. Костылев, В. Г. Набатов. ИФЖ, 1965, IX, 3.
15. В. М. Костылев. Теплофизика высоких температур, 1964, 2, 1.
16. Ю. Л. Плинер, С. И. Сучильников, Е. А. Рубинштейн. Аллюминотермическое производство ферросплавов и лигатур. Металлургиздат, 1963.
17. Н. Н. Бахман, В. С. Никифоров. ЖФХ, 1964, XXXVIII, 1.
18. А. С. Дубровин, Л. Н. Русаков, Ю. Л. Плинер. Изв. АН СССР, *Металлургия и горное дело*, 1964, 2.

УДК 536.463+662.311.1

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЯЩИХ ТРЕЩИН В ПОРОХЕ

З. В. Кирсанова, О. И. Лейпунский

(Москва)

В предлагаемой работе рассматривается устойчивость трещины в случае, когда растягивающие трещину нагрузки задаются избыточным давлением внутри нее, происходящим, например, от потока газа продуктов сгорания, вытекающего из трещины. Такой случай может быть при горении трещины в порохе. Повышенное давление, выталкивающее газ из трещины, может привести к разрыву и дальнейшему распространению трещины. Определена область размеров трещин, сохраняющих устойчивость при горении внутренней поверхности. Найдена критическая скорость распространения трещины. Распространение с меньшей скоростью приводит к автостабилизации трещины. При изложении результатов предполагается, что горение и растяжение трещины не меняет свойств материала.

Определены границы области устойчивости и условия автостабилизации при наличии растягивающих напряжений в материале.

УСЛОВИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЯЩЕЙ ОТКРЫТОЙ ТРЕЩИНЫ

Наличие открытой трещины в толще пороха и проникновение горения в нее может привести к повышению давления внутри трещины. Повышенное давление обеспечивает течение продуктов сгорания из трещины наружу и одновременно расширяет ее. Как показали эксперименты на искусственных щелях, образованных внутренними поверхностями двух пластин пороха, внутри щели при горении может образоваться весьма высокое давление [1]. При достаточно большом давлении прочность пороха может оказаться недостаточной, что приведет к разрыву материала, увеличению длины трещины горячей поверхности и скорости выделения газов, а также к увеличению избыточного давления и дальнейшему росту трещины. Это можно назвать неустойчивостью тре-

щины в механическом смысле, а трещины, разрастающиеся при проникновении в них горения, — неустойчивыми.

Если щель достаточно короткая и широкая, то проникновение в нее горения приводит к незначительным избыточным давлениям: прочность материала может оказаться достаточной и роста трещины не будет. Такую трещину можно назвать устойчивой. Со временем из-за разгорания щель исчезает, горящая поверхность выравнивается. Для определения условий устойчивости необходимо рассмотреть совместно условия проникновения, характер горения в узкой трещине и способность пороха сопротивляться росту трещины.

Точное решение задачи об определении предельных размеров устойчивых трещин требовало бы, строго говоря, рассмотрения нестационарного горения трещины в условиях переменного давления, переменного контура и т. п. совместно с механической задачей о прочности контура с меняющейся нагрузкой. Для упрощения задачи и получения обозримого результата сделан ряд предположений. Будем рассматривать устойчивую плоскую бесконечную в направлении, перпендикулярном x и y , трещину, расположенную перпендикулярно поверхности горения в полубесконечном заряде (рис. 1).

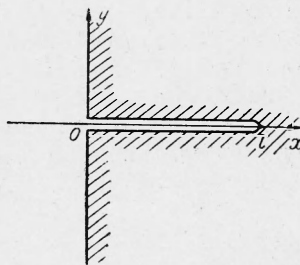


Рис. 1.

Можно показать, что за время поджигания поверхности трещины и время выхода на стационарный режим течения продуктов сгорания размеры трещины (ее длина и ширина) изменяются на 0,5—2%, а потому можно считать, что поджигание поверхности и выход на стационарный режим происходит мгновенно, длина трещины не меняется, а ширина постоянна по длине и определяется начальной шириной и смещением берегов трещины под действием расширяющего давления продуктов сгорания.

Повышение давления внутри устойчиво горящей трещины мало по сравнению с давлением в камере, поэтому можно считать, что скорость горения поверхности трещины равна скорости горения пороха при давлении p_0 в камере и не зависит от давления внутри трещины. Отсутствует эффект раздувания.

В этих предположениях задача разделяется на две части: нужно найти распределение давления в плоском канале постоянного сечения с подводом газа от стенок канала, а затем рассмотреть равновесие трещины, которую расширяет найденное избыточное давление (статистическое).

Современная математическая теория трещин, развитая Г. И. Баренблаттом, позволяет решить вопрос о равновесии трещины в материале при заданных нагрузках [2—4]. Согласно этой теории, контур трещины остается неподвижным, пока нагрузки малы и уравниваются молекулярными силами сцепления, действующими в малой концевой области, где берега трещины так близко подходят друг к другу, что молекулярные силы взаимодействия весьма велики. С ростом нагрузки силы сцепления возрастают (из-за деформации) до своего предельного значения. Такую трещину можно назвать предельной равновесной; суммарная характеристика предельного значения сил сцепления предложена Г. И. Баренблаттом в виде величины K :

$$K = \int_a \frac{G(x)}{V_x} dx,$$

где $G(x)$ — (модуль сцепления) распределение предельного значения сил сцепления в концевой области трещины α .

Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к росту трещины, он может быть устойчивым (когда малому изменению нагрузки соответствует малое изменение длины трещины) или неустойчивым (когда малому увеличению нагрузки соответствует неограниченный рост трещины) в зависимости от характера приложенных нагрузок. Вопрос об устойчивости трещин является важнейшей частью любого конкретного исследования, связанного с равновесием и развитием трещин в материале.

При рассмотрении равновесия трещины, распираемой избыточным давлением, для простоты дополнительно возьмем полупространство с трещиной симметрично относительно oy , чем внесем дополнительное взаимодействие области $x \geq 0$ с областью $x < 0$. Это взаимодействие можно точно рассчитать [4] и при необходимости ввести следующее приближение, однако расчеты показывают, что это приближение можно не вводить из-за малости поправки.

Избыточное давление, распирающее плоскую прямую трещину длиной l по ox , шириной $2h$ по oy , можно определить из уравнений сохранения потоков вещества и импульса:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} h \rho v &= \rho_s u; \\ \frac{d}{dx} h (p + \rho v^2) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ и ρ_s — плотности продуктов сгорания и твердого вещества соответственно; v — скорость вдоль оси x (см. рис. 1); u — линейная скорость горения; p — давление в трещине.

Для идеального газа:

$$\rho = \frac{\mu p}{RT}; \quad T \simeq \frac{q}{c_p}; \quad c_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{R}{\mu}, \quad (1)$$

откуда

$$\rho = \frac{p}{q} \frac{\gamma}{\gamma - 1},$$

где μ — средний молекулярный вес продуктов сгорания; T — температура продуктов сгорания; γ — показатель адиабаты; q — теплотворная способность пороха.

Граничные условия для системы (1) следующие: в носике трещины при $x=l$ скорость продуктов сгорания $v(l)=0$; на выходе из трещины при $x=0$ давление $p(0)=p_0$, где p_0 — давление в камере.

Интегрирование системы (1) с учетом малости отношения $[p(l) - p_0]/p_0$ дает

$$p(x) = p_0 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} q \frac{\rho_s^2 u^2 l^2}{p_0 h^2} \left(2 \frac{x}{l} - \frac{x^2}{l^2} \right). \quad (2)$$

Если заряд находится в условиях всестороннего сжатия давлением p_0 , то трещину распирает избыточное давление

$$\Delta p(x) = p(x) - p_0 = \Delta p_m \left(2 \frac{x}{l} - \frac{x^2}{l^2} \right), \quad (2')$$

где

$$\Delta p_m = \frac{\gamma - 1}{\gamma} q \frac{\rho_s^2 u^2 l^2}{p_0 h^2} = \Delta p(l). \quad (2'')$$

Условие равновесия трещины длиной $[-l, l]$, распираемой симметрично давлением $\Delta p(x) = \Delta p_m \left(2 \frac{|x|}{l} - \frac{x^2}{l^2} \right)$, имеет вид [2]

$$\frac{K}{\sqrt{2l}} \geq \int_0^l \frac{p(x) - p_0}{\sqrt{l^2 - x^2}} dx. \quad (3)$$

Здесь K — модуль сцепления рассматриваемого вещества, определенный экспериментально в соответствующих условиях.

Интегрирование дает

$$\frac{K}{\sqrt{2l}} \geq \frac{\gamma - 1}{\gamma} q \frac{\rho_s^2 u^2 l^2}{\rho_0 h^2} \left(2 - \frac{\pi}{4} \right),$$

откуда можно найти полуширину h устойчивой трещины длиной l

$$h \geq l^{5/4} \cdot \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma} q \frac{\rho_s^2 u^2}{\rho_0 K} \sqrt{2l} \left(2 - \frac{\pi}{4} \right)}. \quad (4)$$

Равенство в выражении (4) определяет предельные размеры устойчиво горящей трещины. Распирающее давление продуктов сгорания в такой предельной трещине можно найти, подставив равенство (4) в равенство (2'),

$$\Delta p_{\text{пр}}(x) = \frac{K}{\sqrt{2l_{\text{пр}}}} \cdot \frac{1}{2 - \pi/4} \left(2 \frac{x}{l_{\text{пр}}} - \frac{x^2}{l_{\text{пр}}^2} \right)$$

или в предельной устойчивой трещине максимально возможное избыточное давление Δp_m^* зависит лишь от длины трещины и модуля сцепления состава

$$\Delta p_m^* = \frac{K}{\sqrt{2l_{\text{пр}}(2 - \pi/4)}}. \quad (5)$$

Давление внутри трещины вызывает смещение берегов — расширение трещины

$$h = h_0 + \delta, \quad (6)$$

где h_0 — исходная полуширина трещины, а δ — смещение, обусловленное распирающим давлением $\Delta p(x)$, заданным выражением (2'). Расчет смещения кромок плоской щели под действием такого распирающего давления в упругом пространстве с модулем упругости E и коэффициентом Пуассона ν был проведен с использованием классических методов теории упругости [3] и привел к выражению

$$\delta(x, 0) = \frac{2 \Delta p_m}{E} l (1 - \nu^2) A \left(\frac{|x|}{l} \right) \text{ при } |x| \leq l,$$

где

$$A(\xi) = \frac{1}{\pi} \left\{ \left[\frac{\pi}{6} (1 + 2\xi^2) - 2 \right] \sqrt{1 - \xi^2} - \xi^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \xi^2}}{1 - \sqrt{1 - \xi^2}} \right\} \simeq 0,5.$$

Форма трещины, образованной из плоской щели с $h_0 = 0$, распирающим давлением (2') с точностью до множителя $\beta = \frac{2 \Delta p_m}{E} l (1 - \nu^2)$, пред-

ставлена на рис. 2. Как видно из графика, ширина трещины не сильно меняется вдоль длины, поэтому можно принять в дальнейших расчетах

$$\delta = \frac{\Delta p_m \cdot l}{E} (1 - \nu^2), \quad (7)$$

пока $|x| \ll l$. Для предельных устойчивых трещин, используя выражения (5) и (7), можно выразить смещение δ следующим образом:

$$\delta = \frac{K (1 - \nu^2)}{E \left(2 - \frac{\pi}{4}\right) \sqrt{2}} \sqrt{l_{\text{пр}}}. \quad (8)$$

Приводим значения длины предельно устойчивых трещин и соответствующих им перепадов давления внутри трещин для горящего пороха ($p_0 = 100$ атм, $u = 1$ см/сек, $q = 200$ кал/г) с механическими свойствами полиметилметакрилата ($K = 100$ кг/см^{3/2}, $E = 4000$ кг/см²); в случае $h_0 = 0,01$ см, $l_{\text{пр}} = 9$ см, $\Delta p_m = 19,4$ атм, в случае $h_0 = 0$, $l_{\text{пр}} = 6,4$ см, $\Delta p_m = 23$ атм.

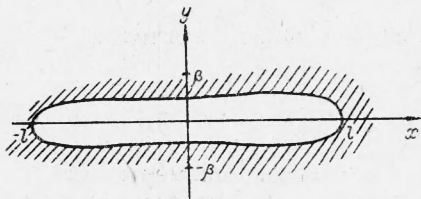


Рис. 2.

Границу области устойчивых размеров плоских трещин можно определить через h_0 и $l_{\text{пр}}$ — размеры трещины до горения из выражения (4), (6) и (8):

$$h_0 = l_{\text{пр}}^{5/4} \cdot \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma} q \frac{\rho_s^2 u^2}{p_0 K} \sqrt{2} \left(2 - \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K (1 - \nu^2) \sqrt{l_{\text{пр}}}}{E (2 - \pi/4) \sqrt{2}}}. \quad (9)$$

На рис. 3 представлена эта зависимость. Область устойчивости слева от границы, соответствующей предельному размеру устойчивых трещин. Чем больше значение модуля сцепления, тем шире область устойчивости при заданных параметрах топлива.

Достаточно короткие трещины оказываются устойчивыми при любой сколь угодно малой ширине (достаточной лишь для проскока пламени в трещину). Это объясняется тем, что смещение берегов такой трещины из-за распирающего давления, возникающего при горении вытекающих продуктов, составляет главную часть реализуемой ширины $2h$. Это распирающее трещины малой длины так ограничивает давление, что силы сцепления могут его компенсировать.

Максимальный размер длины l^* абсолютно устойчивых трещин можно получить из выражения (9) при $h_0 \rightarrow 0$



Рис. 3.

$$l^* = \left[\frac{K}{\sqrt{2} \left(2 - \frac{\pi}{4}\right)} \sqrt[3]{\frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_0}{q} \left(\frac{1 - \nu^2}{\rho_s u E}\right)^2} \right]^2. \quad (10)$$

МЕХАНИЗМ АВТОСТАБИЛИЗАЦИИ НЕУСТОЙЧИВЫХ ГОРЯЩИХ ТРЕЩИН¹

Выше рассмотрена механическая устойчивость горящих трещин в порохе и определена граница устойчивости, разделяющая все возможные размеры трещин на трещины, не распространяющиеся в глубь вещества при проникновении в них пламени, и трещины, проникновение пламени в которые неизбежно связано с ростом трещины под действием распирающего давления, вытекающих продуктов сгорания. При этом предполагалось, что рост трещины происходит с весьма большой скоростью (бесконечно большой по сравнению со скоростью горения). Однако в реальных материалах рост трещины происходит с конечной и часто не очень большой скоростью (в зависимости от величины и характера приложенных нагрузок и физического состояния материала).

Соотношение между скоростью распространения трещины и линейной скоростью горения предопределяет динамику роста трещины.

В случае, когда скорость роста трещины не слишком велика по сравнению со скоростью горения, изменение размеров неустойчивой трещины может происходить так, что величина l/h будет резко убывать: длина будет значительно медленнее увеличиваться, чем ширина. На рис. 3 это соответствует изменению размеров трещины не по горизонтам слева направо, а движение с некоторым положительным наклоном. При устойчивой трещине кривая идет вертикально вверх, при неустойчивой — горизонтально. Величина наклона есть отношение скорости горения к скорости распространения трещины.

В случае неустойчивой трещины с размерами, близкими к границе устойчивости, значение этого отношения является очень существенным фактором: при большом значении неустойчивая трещина при разгорании и разрастании обязательно попадет в область устойчивости.

Если рассмотреть поведение трещины предельного размера, то для нее начало роста с разгоранием может означать как движение вправо от границы устойчивости, так и движение с некоторым конечным наклоном, приводящим трещину в область устойчивости, т. е. к автостабилизации. Критический случай соответствует наклону, равному производной h по l . Изменение размеров трещины за время Δt имеет вид:

$$\Delta h = u \cdot \Delta t; \quad \Delta l = c \cdot \Delta t,$$

где u — линейная скорость горения; c — скорость движения конца трещины в глубь заряда — скорость распространения трещины (разрушения).

Условие устойчивости предельной трещины имеет вид

$$\frac{\Delta h}{\Delta t} = \frac{u}{c} \geq h'_l. \quad (11)$$

Здесь

$$h'_l = \frac{5}{4} l^{1/4} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma} q \frac{\rho_s^2 u^2}{p_0 K} \sqrt{2} (2 - \pi/4)} \quad (12)$$

получено дифференцированием равенства (4).

Подставляя (12) в (11), получаем

$$c \leq \frac{4}{5} l^{-1/4} \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0 K}{q \rho_s^2 u^2 \sqrt{2} (2 - \pi/4)}}. \quad (13)$$

¹ К идее о возможности автостабилизации горячей трещины независимо от нас и одновременно с нами пришли А. И. Коротков, А. А. Сулимов, М. К. Сукоян.

Выполнение равенства в соотношении (13) определяет критическое значение скорости распространения трещины.

Таким образом, не всякий рост трещины обязательно ведет к ее неограниченному распространению. Возможная автостабилизация приводит к расширению границ области устойчивости. Идея автостабилизации горящей трещины была одновременно и независимо высказана в работе [5].

РАСЧЕТ МЕХАНИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ РАСТЯГИВАЮЩИХ НАПРЯЖЕНИЙ В МАТЕРИАЛЕ

Расчет механической устойчивости горящей трещины предполагает, что причиной возможного ее роста является только избыточное давление продуктов сгорания. Однако рассматриваемый материал может быть в сложноподвижном состоянии, что существенно влияет на поведение трещины. В условиях сложноподвижного состояния равновесие и устойчивость трещины определяются помимо избыточного давления внутри трещины величиной и характером приложенных напряжений. В зависимости от этих внешних воздействий область устойчивости будет изменяться. Наиболее опасными с точки зрения сохранения устойчивости являются растягивающие напряжения, действующие по oy (см. рис. 1).

Расчет устойчивости для таких растягивающих напряжений значительно упростится, если дополнить полуплоскость $x \geq 0$ симметрично полуплоскостью $x < 0$ и рассматривать вместо схемы рис. 1 схему рис. 2, полагая, что в области $l \leq x < 0$ распирающее давление $p(x) - p_0 = p(|x|) - p_0$ и растягивающее напряжение $\sigma(x) = \sigma(|x|)$. Условие равновесия трещины в этом случае имеет вид [2]

$$\frac{K}{\sqrt{2l}} \geq \int_0^l \frac{p(x) - p_0 + \sigma(x)}{\sqrt{l^2 - x^2}} dx. \quad (14)$$

Системы (1), (14) позволяют определить область устойчивости при любых растягивающих напряжениях, действующих параллельно oy .

Если растягивающее напряжение однородно, т. е. $\sigma(x) = \text{const} = \sigma_0$, то решение системы (1), (14) дает для этого случая область устойчивости в виде

$$h \geq \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma} q \frac{\rho_s^2 u^2 l^2 (2 - \pi/4)}{p_0 \left(\frac{K}{\sqrt{2l}} - \frac{\pi}{2} \sigma_0 \right)}}. \quad (15)$$

В этом выражении l и h соответствуют параметрам горящей трещины; до проникновения горения в трещину ее полуширина h_0 отличалась от величины h . Это отличие обусловлено расширением трещины на величину δ вследствие сжатия материала избыточным давлением и уширением из-за растягивающих напряжений.

$$h_0 = h - \delta. \quad (16)$$

Значение величины h_0 определяется лишь начальной шириной трещины в отсутствие растягивающего напряжения σ_0 и распирающего давления $p(x) - p_0$. Уширение δ можно определить для любых значений избыточного давления и однородного растягивающего напряжения [3]; в слу-

чае избыточного давления заданного в виде (2) и $\sigma_0 = \text{const}$ можно показать, что уширение определяется формулой

$$\delta(|x|) = \frac{2 \Delta p_m}{E} l (1 - \nu^2) A\left(\frac{x}{l}\right) + \frac{2 \sigma_0}{E} l (1 - \nu^2) \sqrt{1 - \frac{x^2}{l^2}} \quad (17)$$

для $|x| \leq l$. Функция $A(\xi)$ и составляет примерно 0,5 вдоль всей длины трещины. Для простоты расчета усредним и второй член в выражении

$$(17) \text{ вдоль длины трещины, определив среднее значение } \bar{\delta} = \frac{1}{l} \int_0^l \delta(x) dx.$$

Тогда уширение определяется формулой

$$\bar{\delta} = \frac{\Delta p_m + \frac{\pi}{2} \sigma_0}{E} l (1 - \nu^2). \quad (18)$$

Соотношения (15), (16) и (18) позволяют рассчитать границу области механической устойчивости прямых и плоских трещин вследствие распираемых избыточным давлением и растягиваемых напряжением σ_0 , если известны все необходимые физико-химические и физико-механические параметры вещества.

Если начальная ширина трещины настолько мала, что сравнима с уширением трещины $\bar{\delta}$, то уширение играет весьма существенную роль и может привести к абсолютной устойчивости коротких трещин. Существует такое значение l^* , что все трещины короче l^* сохраняют устойчивость при любой ширине $2h_0$ (достаточной, конечно, для проникновения пламени в трещину). Это значение l^* можно определить, пренебрегая величиной h_0 из равенств (15), (16) и (18) и учитывая, что Δp_m зависит от отношения l^2/h^2 , согласно равенству (2), в котором l соответствует l^* , а $h = \bar{\delta}$.

При наличии растягивающих напряжений существует еще один критический размер l^{**} , где при $l \geq l^{**}$ трещины всегда неустойчивы. Эта неустойчивость связана с нарушением механической прочности и механической неустойчивостью трещин в поле однородных растягивающих усилий [2]. Размер l^{**} определяется по формуле

$$l^{**} = \frac{K^2}{\sigma_0^2} \cdot \frac{2}{\pi^2}.$$

На рис. 4 представлено, как изменяется положение границы устойчивости при наличии растягивающих напряжений (кривая 1 для $\sigma_0 = 0$ — при отсутствии растягивающих напряжений; кривая 2 для конкретного значения σ_0). Каждая кривая делит область возможных длин l и полуширин h_0 на верхнюю — устойчивую и нижнюю — неустойчивую. Наличие растягивающих напряжений существенно уменьшает область устойчивости.

Однако для веществ с малым модулем Юнга в некоторых случаях может наблюдаться и небольшое расширение области устойчивости для малых длин трещин при наличии внешних растягивающих напряжений. Это связано с существенным расширением щелей растягивающими усилиями и возникающим поэтому существенным уменьшением избыточного давления, так как Δp_m пропорционально отношению l^2/h^2 . Здесь стабилизирующее действие уширения вступает особенно наглядно. Положение границы устойчивости представлено для подобного случая на рис. 5. Кривая 1 для $\sigma_0 = 0$ и кривая 2 для конкретного значения σ_0 .

При наличии растягивающих усилий в порохе также может наблюдаться автостабилизация трещины при разгорании, т. е. может оказаться, что область устойчивости несколько шире, чем представленная на рис. 3, 4 и 5.

Если скорость разрушения трещины при разрыве не слишком велика, то за время Δt после проникновения горения в трещину и выхода на квазистационарный режим течения длина l увеличивается на

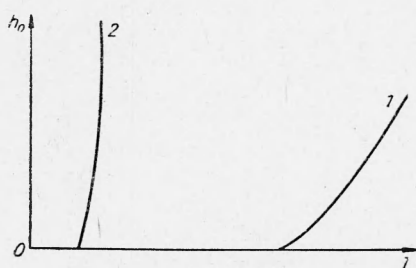


Рис. 4.



Рис. 5.

$\Delta l = c \cdot \Delta t$, где c — скорость разрушения (скорость движения конца трещины в глубь свода); за это время полуширина станет больше на $\Delta h = u \cdot \Delta t$.

Если выполняется неравенство $\frac{u}{c} \gg h'_l$, где h'_l — производная по l выражения (15), то тогда трещина с начальными параметрами l и h вблизи, но вне области устойчивости через некоторое время окажется в области устойчивости, так как распространение трещины в глубь материала прекратится.

Поступила в редакцию
5/II 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., «Наука», 1968.
2. Г. И. Баренблатт. ПММ, 1959, XXIII, 3—5.
3. Г. И. Баренблатт. ПМТФ, 1961, 4.
4. Н. И. Мухелишвили. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М., «Наука», 1966.
5. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков и др. 1-й Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Тезисы докладов. М., «Наука», 1968.

УДК 536.45

ИЗУЧЕНИЕ СЛИЯНИЯ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА ПРИ ГОРЕНИИ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ БАЛЛИСТИТНЫХ СОСТАВОВ И СМЕСЕЙ ГОРЮЧЕЕ — ОКИСЛИТЕЛЬ

П. Ф. Похил, В. С. Логачев, В. М. Мальцев
(Москва)

Из работ [1, 2] известно, что в начальной стадии горения баллиститных составов в реакционном слое конденсированной фазы происходит химическое разложение меньшей части состава до газообразных про-