

*Б. Е. Гельфанд, Г. М. Махвиладзе, В. Б. Новожилов,
И. С. Таубкин, С. А. Цыганов*

ОБ ОЦЕНКЕ ХАРАКТЕРИСТИК АВАРИЙНОГО ВЗРЫВА ПРИ ПОВЕРХНОСТНОГО ПАРОВОЗДУШНОГО ОБЛАКА

Методом математического моделирования исследуются последствия взрыва паровоздушного облака, образовавшегося вследствие аварийного пролива и испарения горючего. Показано, что при крупномасштабных (порядка сотен тонн) проливах интенсивное конвективное течение, инициированное всплывающим огненным шаром, вызывает разрушение находящихся в зоне аварии объектов. Указанный подход дает возможность оценить величину пролива по наблюдаемым гидродинамическим последствиям катастрофы и может повысить достоверность выводов при исследовании аварии.

Взрывы паровоздушных облаков, образующихся вследствие разрушения резервуаров, промышленных аппаратов, продуктопроводов и других средств транспортировки или при испарении проливов горючих жидкостей, — один из наиболее распространенных и опасных видов промышленных аварий [1—3]. Несмотря на значительные усилия в области промышленной безопасности, подобные аварии случаются довольно часто и приводят к большому ущербу.

Одна из главных задач, неизбежно возникающих при анализе аварий, заключается в установлении суммарного количества горючего, вовлеченного в энерговыделение. Прямое определение этой величины часто бывает затруднительным, хотя и опирается на данные по последствиям аварий, характеристики которых могут быть выявлены достаточно надежно. Установление связи между массой прореагировавшего горючего и наблюдаемыми последствиями аварии позволяет прогнозировать вероятный ущерб и проводить аргументированную экспертизу при расследовании обстоятельств той или иной промышленной катастрофы.

В принципиальном плане определение указанной связи базируется на рассмотрении различных поражающих факторов взрыва. Прежде всего следует упомянуть далеко продвинутую теорию нагрузок, создаваемых взрывными волнами, на элементы различных конструкций [1]. Вместе с тем при анализе аварий в силу сложности и многообразия происходящих физико-химических и гидродинамических процессов желательно иметь и другие независимые способы оценки мощности взрыва. Сопоставление нескольких оценок, основанных на анализе различных по своей природе явлений, позволяет повысить достоверность окончательных выводов.

В связи с этим представляется целесообразным провести анализ процессов на стадии развития конвективных течений непосредственно после взрыва паровоздушных облаков. Дело в том, что один из разрушительных поражающих факторов связан с догоранием массы топлива, не принявшей участие во взрыве, и обусловлен формированием интенсивного конвективного течения в атмосфере. Как известно [1—3], быстрое выделение энергии в ограниченной области пространства завершается возникновением огненного шара-термика. Подъем термика под действием архимедовой силы способствует вовлечению окружающего воздуха в движение, направленное к центру взрыва. Естественно предположить, что при достаточном большом энерговыделении воздушные потоки способны вызвать повреждение строений, повал деревьев, перенос осколков и биообъектов. Отмеченный процесс, по мнению авторов, четко проявился при взрыве парового облака, образовавшегося в результате разрыва продуктопровода в Башкирии (июнь 1989 г.). Наблюдался повал леса на площади $\approx 2,4 \div 3$ км² с упорядоченной ориентацией поваленных сломанных деревьев: кронами — в направлении эпицентра взрыва.

С целью термо- и газодинамического обоснования возможности предложенного сценария и получения количественных оценок, пригодных для анализа подобных ситуаций, перейдем к постановке задачи.

Постановка задачи

Пусть при смешении паров топлива (пропан, бутан и более тяжелые углеводороды) с воздухом образовалось паровоздушное облако. Распределения физических величин предполагаются осесимметричными, подстилающая поверхность — плоской. Форма и размеры паровоздушного облака и, следовательно, термика, образующегося при его последующем сгорании, зависят от условий выброса горючего (в частности, при разрыве трубопровода — от направления и скорости струи). Анализ [1, 2] позволяет выявить характерные особенности формирования паровых облаков и сделать предположения о геометрии образующегося термика.

В результате гравитационного опускания тяжелых паров горючего паровоздушное облако сплюснуто к поверхности: его характерный горизонтальный размер больше или равен вертикальному. В зависимости от условий зажигания, степени смешения топлива с воздухом, загроможденности пространства и других обстоятельств режимы химического превращения облака могут быть различными. Возможны как быстрая объемная детонация, так и высокоскоростной дефлаграционный процесс с образованием огненного шара, а также последовательная реализация обоих режимов сгорания.

При известной аварии в Порт-Хадсоне [1, 3] на первой стадии наблюдалась квазидетонация (вследствие «жесткого» зажигания облака); на завершающей стадии сформировался огненный шар, порожденный горением переобогащенный топливом части смеси. Такое же развитие событий, по-видимому, имело место и при железнодорожной аварии в Башкирии. На первой стадии взрыва по периферии облака, где находилась перемешанная смесь воздуха и паров топлива, пробежала квазидетонационная волна. Затем в результате сгорания внутреннего содержимого топливного слоя образовался огненный шар.

Рассмотрим процесс формирования конвективного течения с момента образования облака продуктов сгорания. Такой подход эквивалентен допущению, что выделение энергии в результате сложного процесса турбулентного горения в облаке происходит мгновенно. Как показал анализ [1, 2], это приближение вместе с допущением о постоянстве температуры по объему шара дает результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными. Результаты [1, 2] можно суммировать в виде зависимости радиуса огненного шара от массы сгоревшего топлива

$$R = 27,5M^{1/3}, \quad (1)$$

где R измеряется в метрах, а масса топлива M — в тоннах.

Температура огненного шара T_* для углеводородных топлив вычислялась в [2], исходя из теоретической зависимости температуры его поверхности от доли излучения в общем энерговыделении. Немногочисленные экспериментальные результаты дают долю излучения, равную 0,25—0,3, что приводит к оценке $T_* \approx 1620$ К.

Перейдем к постановке начальных условий. Общее количество тепла, выделившееся при сгорании массы топлива M , равно

$$Q_1 = Mq \quad (2)$$

(q — теплота сгорания).

Количество тепла, сосредоточенное в образующемся огненном шаре радиуса R ,

$$Q_2 = \int_V \rho c_p (T - T_0) dV,$$

где $V = 4/3\pi R^3$; ρ — плотность газа; c_p — теплоемкость при постоянном

давлении; T — температура в огненном шаре; T_0 — температура окружающего воздуха.

С учетом постоянства температуры по объему шара, а также зависимости (1) выражение для Q_2 принимает вид

$$Q_2 = \frac{4}{3} \pi (27,5)^3 M \rho c_p (T_* - T_0). \quad (3)$$

Для углеводородных топлив $q \approx 5 \cdot 10^7$ Дж/кг, $c_p \approx 10^3$ Дж/(К·кг), $T_0 \approx 293$ К, $\rho = \rho_0 T_0 / T_*$ (после расширения продуктов взрыва до атмосферного давления $\rho_0 \approx 1,25$ кг/м³), что дает $Q_1 \approx 5 \cdot 10^{10}$ Дж, $Q_1 - Q_2 \approx 2,3 \cdot 10^{10}$ МДж. Эта оценка показывает, что в огненном шаре сосредоточивается примерно половина всей тепловой энергии, которая может выделяться при полном сгорании всей массы топлива. Величины R , Q_1 и Q_2 , зависящие от M в соответствии с (1) — (3), используются ниже для задания начальных условий, определяющих геометрию и начальный запас тепловой энергии в термике.

Будем считать, что в результате сгорания паровоздушного облака в приповерхностном слое образовалась зона продуктов сгорания (термик), которая состоит из горячего ядра с постоянной температурой T_* и периферийной части, содержащей энергию $Q_1 - Q_2$. Горячее ядро представляет собой полуэллипсоид с полуосями d ; d и σd , центр которого лежит на земной поверхности в начале цилиндрической системы координат (r, z) . Распределение избыточной температуры в термике имеет вид

$$T(0, r, z) = \begin{cases} T_*, & r^2/d^2 + z^2/(\sigma d)^2 \leq 1, \\ T_0 + (T_* - T_0) \exp[-p^2(\sqrt{r^2 + z^2/\sigma^2} - d)^2], & r^2/d^2 + z^2/(\sigma d)^2 > 1. \end{cases} \quad (4)$$

Размер горячего ядра термика естественно связать с радиусом огненного шара R , входящим в полуэмпирическое состояние (1), приравняв объемы ядра термика и огненного шара, что дает $\sigma d^3/2 = R^3$. Параметр σ учитывает различие в горизонтальных и вертикальных размерах начального паровоздушного облака. При каждом значении массы топлива M в зависимости от рода топлива, ландшафта местности и других факторов геометрия образовавшегося термика может быть различной, поэтому значение σ заранее неизвестно и варьировало в расчетах в диапазоне $0 < \sigma \leq 1$. Параметр p определяет затухание температуры при удалении от горячего ядра термика и вычисляется из нормировочного условия

$$2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty \rho c_p (T - T_0) r dr dz = Q_1,$$

приводящего к следующему уравнению для p :

$$R^{-3}(p^{-3}\varphi_1 + dp^{-2}\varphi_2 + d^2p^{-1}\varphi_3) = \Lambda,$$

где

$$\Lambda = [2\pi\sigma\rho_0c_p(T_* - T_0)R^3]^{-1}(Q_1 - Q_2);$$

$$\varphi_1 = \int_0^\infty \frac{s^2}{\exp(s^2) + T_*/T_0 - 1} ds;$$

$$\varphi_2 = \frac{1}{(T_*/T_0 - 1)} \ln \left(\frac{T_*}{T_0} \right);$$

$$\varphi_3 = \int_0^\infty \frac{1}{\exp(s^2) + T_*/T_0 - 1} ds.$$

Следует отметить, что при задании начального условия (4) предполагалось, что вся тепловая энергия, выделившаяся при сгорании массы топлива M , переходит в тепловую энергию термика (при этом прене-

брегается потерями энергии на образование взрывных волн, тепловое излучение и др.). Поэтому получаемая в расчетах оценка массы топлива в указанном смысле является оценкой сверху.

Связь скорости ветра с вызываемыми им повреждениями устанавливается с помощью шкалы Бофорта [5]. Выберем в качестве критической скорости ветра силой 10 баллов ($u_* \approx 22 \div 25$ м/с). Такой ветер характеризуется как «сильный шторм, ломающий деревья». Цель расчета состоит в том, чтобы выделить в приповерхностном слое область, в которой продольная компонента скорости достигает или превышает значение u_* хотя бы в какой-то момент времени, и выяснить характер зависимости размеров этой области от определяющих параметров M и σ .

Система уравнений термо- и газодинамики, описывающая процесс подъема термика, интегрировалась численно в безразмерных переменных, при введении которых в качестве характерного линейного масштаба использовались радиус шара R , скорости \sqrt{Rg} , времени $\sqrt{R/g}$. Давление P , плотность ρ и температура газа T были отнесены к соответствующим величинам в невозмущенной атмосфере у поверхности Земли P_0, ρ_0, T_0 . Тогда уравнения движения принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{V} &= 0, \quad \rho \frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\gamma M^2} \nabla P + \rho \vec{G} + \frac{1}{\operatorname{Re}} \left[\Delta \vec{V} + \frac{1}{3} \nabla (\operatorname{div} \vec{V}) \right], \\ \rho \frac{dT}{dt} &= -(\gamma - 1) P \operatorname{div} \vec{V} + \frac{\gamma}{\operatorname{RePr}} \Delta T, \quad P = \rho T, \\ \frac{d}{dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla), \quad \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial r}; \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad \operatorname{div} \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \\ &+ \frac{\partial v}{\partial z}, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\vec{V} = (u, v)$ — скорость газа; \vec{G} — вектор, описывающий действие массовых сил; $\gamma = c_p/c_n$ — показатель адиабаты; $M = (Rg/\gamma R^0 T_0)^{1/2}$ (R^0 — газовая постоянная), $\operatorname{Re} = RV\sqrt{Rg\rho_0}/\eta$, $\operatorname{Pr} = \eta c_p/\lambda$ — числа Маха, Рейнольдса и Прандтля соответственно. Турбулентный характер течения учитывался введением эффективных турбулентных значений динамической вязкости и теплопроводности, которые предполагались постоянными и вычислялись по методике [6, 8], согласно которой $\eta/\rho_0 = (R^3 g I_0/1750)^{1/2}$; $I_0 = Q_1/\rho_0 R^3 c_p T_0$ — безразмерная теплота сгорания топлива.

Сопротивление, оказываемое лесным массивом движущемуся воздуху, задается в соответствии с [4]: влияние растительности со случайным распределением поверхностных сил по всему рассматриваемому массиву моделируется процессами в среде с непрерывно распределенной объемной силой сопротивления, которая в размерных переменных имеет вид $\vec{F} = -c_d s |\vec{V}| \vec{V}$, где c_d — коэффициент аэродинамического сопротивления; s — величина, характеризующая площадь поверхности элементов растительности (листьев, ветвей и т. п.), приходящуюся на единицу объема.

Вектор \vec{G} в (5) с учетом силы тяжести принимает вид

$$\vec{G} = \begin{pmatrix} G_r \\ G_z \end{pmatrix} = \begin{cases} \begin{pmatrix} c_d s R \sqrt{u^2 + v^2} u \\ 1 + c_d s R \sqrt{u^2 + v^2} v \end{pmatrix}, & 0 \leq z \leq h = H/R, \\ \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, & z > h, \end{cases}$$

где h — безразмерная высота растительности. Для типичного лесного массива [4] $H \approx 10$ м, $s^{-1} \approx 1,2$ м, $c_d \approx 0,02$. Диапазон изменения определяющих параметров выбирался в соответствии с масштабом башкирской катастрофы. Их значения с учетом (1) и приведенных выше теплофизических параметров, характеристик лесного массива и эффективной вязкости задавались следующими: $\gamma = 1,4$, $M = 0,281 M^{1/6}$, $\operatorname{Re} = 516,3$,

$Pr = 1$, $T_*/T_0 = 5,5$, $\Lambda = 0,111/\sigma$, $h = 0,364M^{-1/3}$, $c_{as}R = 0,458M^{1/3}$, причем масса топлива варьировала в пределах $M = 100 \div 6500$ т, $\sigma = 0 \div 1$, а горизонтальная скорость ветра, которая сравнивалась с критической $u_* = 22,5$ м/с, определялась на высоте $3/4H = 7,5$ м.

В приближении постоянных коэффициентов переноса граничным условием, приводящим к наиболее реалистичным распределениям вблизи поверхности, согласно [7], является $\partial u/\partial z = 0$ ($z = 0$). Остальные граничные условия не нуждаются в пояснениях:

$$v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (z = 0);$$

$$u = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0 \quad (r = 0).$$

При $r^2 + z^2 \rightarrow \infty$ задавались параметры невозмущенной атмосферы. Начальные условия ($t = 0$) имеют вид

$$\vec{V} = 0, \quad T(r, z) = T(0, r, z)/T_0, \quad P(r, z) = \exp(-\gamma M^2 z),$$

$$\rho(r, z) = P(r, z)/T(r, z).$$

Результаты расчетов

Искомая совокупность точек поверхности $\{r: u(t, h) \geq u_*\}$ представляет собой кольцо $\gamma_1 \leq r \leq \gamma_2$, поскольку скорость $u(t, r, h)$ мала вблизи оси $r = 0$ и при больших r . Изотермы и поле скоростей во всплывающем термике показаны на рис. 1 в момент $t = 10$ с. Возникающее вблизи оси симметрии мощное конвективное течение вызывает радиальное приповерхностное течение газа и продуктов горения, направленное к началу координат.

На рис. 2 приведены конечные результаты расчета: для каждого из выбранных значений σ в зависимости от массы прореагировавшего топлива M выделена область земной поверхности на высоте h , над которой в ходе процесса достигалось значение $u \geq u_* = 22$ м/с. Согласно шкале Бофорта, такой ветер вызывает массовый вывал деревьев, на которых сорваны ветви, листья, кора, что и наблюдалось в Башкирии. Пересечение прямой $M = \text{const}$ с верхней и нижней ветвями каждой из нанесенных кривых определяет ближнюю ($r = \gamma_1$) и дальнюю ($r = \gamma_2$) границы искомой области.

Более общая зависимость размеров критической области от обоих определяющих параметров M, σ представлена на рис. 3. Для точек плоскости (M, σ) , расположенных между линией Γ и прямой $\sigma = 1$ (область 1 на рис. 4), восстановленный в данной точке перпендикуляр пересекает искомую поверхность π в двух точках, которые и дают соответствующие выбранным M и σ значения границ γ_1 и γ_2 . Для точек области 2 на

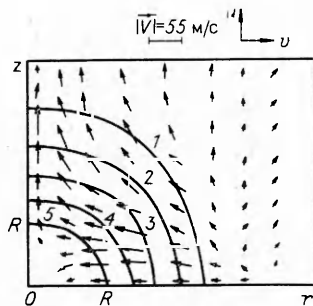


Рис. 1. Подъем полусферического ($\sigma = 1$) термика.
 T/T_0 : 1 — 1,0, 2 — 1,02, 3 — 2,68, 4 — 5,04, 5 — 5,5.

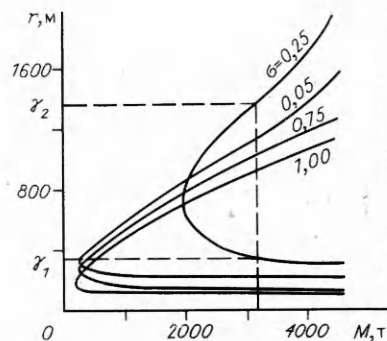


Рис. 2. Границы критической области в зависимости от формы образовавшегося термика.

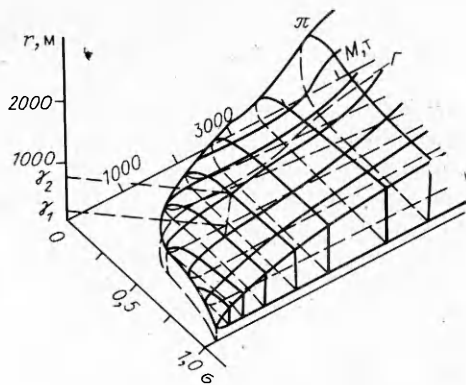


Рис. 3. Общая зависимость критической области от параметров M и σ .

рис. 4 указанного пересечения не происходит, т. е. скорость не достигает критической величины ни в одной из точек.

Исходя из расположения кривой Γ в плоскости определяющих параметров, можно сказать, что значения $u(t, r) \geq u_*$ не достигаются при достаточно малом σ , т. е. при достаточно сильно «сплюсненном» термике.

С другой стороны, для каждого σ существует пороговое значение массы M , ниже которого тепловая энергия, сосредоточенная в термике, уже не может привести к формированию течения с $u(r, t) \geq u_*$. Для массы топлива, меньшей минимального порогового значения M_* , независимо от формы термика критическая скорость u_* не может быть достигнута.

Динамика изменения ближней — $\gamma_1(t)$ и дальней — $\gamma_2(t)$ границ области заданного разрушения, в которой в данный момент $u \geq u_*$, представлена на рис. 5. Видно, что продолжительность штормового ветра вблизи поверхности в зависимости от параметров термика составляет $\approx 30 \div 40$ с. Размер зоны разрушения определяется значениями

$$\gamma_1 = \min_t \alpha_1(t), \quad \gamma_2 = \max_t \alpha_2(t).$$

Проведенные расчеты позволяют оценивать массу топлива M по известным γ_1 и γ_2 для идеального двумерного случая. На практике из-за неровностей ландшафта, несимметричности облака и прочих обстоятельств осесимметричность может существенно нарушаться. В случае башкирской катастрофы это проявилось, в частности, в том, что определить значение γ_1 оказалось затруднительным, тогда как дальняя граница наблюдалась достаточно четко. В такой ситуации естественно попытаться получить оценку для M , опираясь лишь на величину γ_2 (тем более, что ее зависимость от M намного сильнее, чем у γ_1 (см. рис. 2)). Ясно, что при использовании лишь одной границы можно найти только интервал значений величин M и σ . Используя для башкирской катастрофы величину $\gamma_2 \approx 1000$ м и изменяя σ в пределах $0 < \sigma \leq 1$, получим диапазон, в котором могут лежать искомые значения: $2200 \leq M \leq 3600$ т, что по порядку величины совпадает с оценками, основанными на других подходах.

Таким образом, при крупномасштабных (порядка сотен тонн) выбросах горячего гидродинамического поля выплывающего огненного шара вызывает разрушение находящихся в зоне аварии объектов, в частности массовый вывал деревьев в лесистой местности. Исследованный эффект,

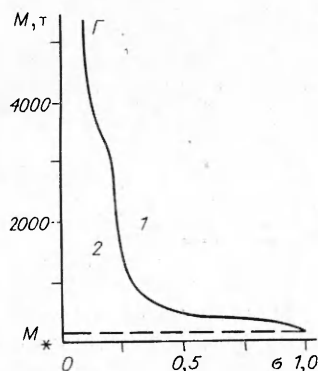


Рис. 4. Предельная кривая в плоскости определяющих параметров.

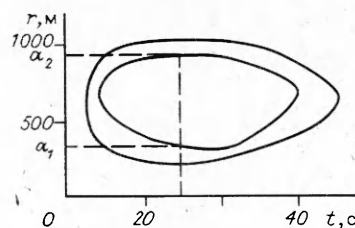


Рис. 5. Динамика изменения границ критической области.

представляющий одно из специфических гидродинамических явлений при аварийных взрывах, можно использовать для соответствующих оценок. При этом надо иметь в виду, что зафиксировать размеры огненного шара с достаточной точностью обычно не удастся. Свидетельства очевидцев, особенно людей, попавших в зону поражения огненного шара, субъективны и малодостоверны; поэтому ошибка в определении радиуса (а тем более массы топлива) может быть значительной. Напротив, величины γ_1 и особенно γ_2 , как правило, могут быть достаточно точно измерены непосредственно на местности, что дает возможность по результатам проведенного исследования определить и величину массы топлива.

Отметим, что масса пролитого горючего может существенно отличаться от массы, вовлеченной в энерговыделение. Действительно, в зависимости от условий образования и зажигания парового облака часть горючего может остаться в жидком состоянии. Кроме того, в силу особенностей ландшафта облако может быть разделено на несколько частей, некоторые из них рассеются без зажигания. В указанном смысле приведенные выше расчеты дают, очевидно, нижнюю оценку величины M пролитого горючего.

Аналогичным образом можно рассмотреть и другие характерные точки шкалы Бофорта. Соответствующие величины M_* могут быть использованы для классификации аварий по степени их разрушительных последствий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бейкер Ч., Коке П., Уэстайн П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия.— М.: Мир, 1986.
2. Маршалл В. Основные опасности химических производств.— М.: Мир, 1989.
3. Lees F. P. Loss prevention in the process industries.— L.: Butterworths, 1980.
4. Дубов А. С., Быкова Л. П., Марунчи С. В. Турбулентность в растительном покрове.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.
5. Хргиан А. Х. Физика атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.
6. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е. Турбулентный осесимметричный термик в неоднородной сжигаемой атмосфере. Численное исследование.— М., 1987.— (Препр./АН СССР. ИПМ; № 303).
7. Гостинцев Ю. А., Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Вынос аэрозольных частиц в стратосферу горячим термиком // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1987.— № 6.— С. 146.
8. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В. и др. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере/АН СССР. ИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1985.

г. Москва

Поступила в редакцию 1/VII 1991

УДК 539.375 : 539.219.2

Е. Г. Фатеев, В. П. Хан

НЕОДНОРОДНЫЙ МАССОПЕРЕНОС В ТВЕРДЫХ СПЛАВАХ В УСЛОВИЯХ РЕОЛОГИЧЕСКОГО ВЗРЫВА

Представлены экспериментальные исследования, свидетельствующие о том, что в процессе реологического взрыва твердые сплавы испытывают необратимые изменения, связанные с явлениями массопереноса при возбуждении импульса нагружения и аномально быстрых слоевых потоков отдельных фракций. Показано, что неоднородный массоперенос в процессе эффекта приводит к скачкообразному изменению характера протекания по материалу электрического тока.

Явление реологического взрыва (РВ)— это возбуждение аномально быстрого (скорость ~ 1 км/с) квазижидкого течения взрывоподобно разрушенного твердого тела в критических полях сдвиговых напряжений, возникающих при относительно медленных нагружениях в открытых системах сжатия. Характерные времена нагружения системы с наковальнями Бриджмена до проявления РВ и времена процессов импульсного сжатия с аномальным течением вещества в момент РВ существенно от-