

## Критические условия ударно-волнового возбуждения химической реакции в жидком энергетическом материале, содержащем стеклянные микросферы

А.В. Аттетков, Е.В. Пилявская

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

e-mail: e.pilyavskaya@mail.ru

*Рассмотрена задача определения температурного поля ударно-сжатой двухфазной среды, имитируемой ньютоновской жидкостью с микросферическими включениями одинаковым радиусом, существование которых фактически учтено наличием покрытия постоянной толщины на поверхности сжимаемых пор. Разработана математическая модель изучаемого процесса, ассоциируемая с принятием гипотезы о том, что покрытие является термически тонким, т. е. допустима реализация идеи «сосредоточенная емкость». Предложенная математическая модель представляет собой смешанную задачу для уравнения в частных производных параболического типа. Ее специфика обусловлена нестандартностью нестационарного краевого условия на подвижной границе фаз, явно содержащего производную температуры по времени. Полученные результаты использованы для теоретической оценки предела возбуждения химической реакции в жидком энергетическом материале, содержащем стеклянные микросферы.*

**Ключевые слова:** жидкий энергетический материал, стеклянные микросферы, ударно-волновое нагружение, критические условия возбуждения химической реакции.

## Critical Conditions of Shock-Wave Initiation of Chemical Reaction in the Liquid Explosives Containing Glass Microballoons

A.V. Attetkov, E.V. Pilyavskaya

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

e-mail: e.pilyavskaya@mail.ru

*In this work we consider the task of determining the temperature field of the shock compressed two-phase medium. The latter is imitated by Newtonian liquid with microspherical inclusions of the identical radius. The existence of these inclusions is actually considered by a covering of the constant thickness on a surface of the compressed pores. We develop the mathematical model of the studied process, meanwhile accepting the hypothesis that the covering is thermally thin (i.e. we admit the idea of "the concentrated capacity"). The offered mathematical model represents the mixed task for the equation in private derivatives of a parabolic type. Its specific character is due to the irregularity of the non-stationary boundary condition on the mobile border of the phases which obviously involves temperature's derivative with respect to time. The obtained results are used for the theoretical estimation of a chemical reaction initiation limit in the liquid explosives containing glass microballoons.*

**Keywords:** liquid explosive, glass microballoons, shock-wave compression, critical conditions of initiating a chemical reaction.

**Введение.** В проблеме ударно-волновой чувствительности гетерогенных энергетических материалов (ЭМ) важное место занимают теоретические исследования, базирующиеся на вязкопластической модели горячих точек (ГТ) — локализованных зон динамического перегрева ударно-сжатого ЭМ (см., например, работу [1] и цитируемую в ней литературу). Особый интерес эти исследования представляют при изучении механизма образования ГТ в жидких взрывчатых веществах (ВВ), содержащих стеклянные микросферы [2–5]. Математическая модель процесса образования ГТ в двухфазной среде, имитируемой ньютоновской жидкостью постоянной вязкости, наличие микросферических включений в которой фактически учтено покрытием (несжимаемая вязкопластическая среда) на поверхности сжимаемых пор, предложена в работе [2].

Трудности, возникающие при изучении мезоскопических процессов теплопереноса в ударно-сжатых двухфазных средах, известны [1–8]. Один из возможных путей их преодоления основан на принятии разного рода допущений, приводящих к замене исходной математической модели ее упрощенными аналогами. Так, стандартное предположение об идеальности теплового контакта на границе раздела фаз, а также предположение о том, что покрытие является термически тонким, т. е. допустима реализация идеи «сосредоточенная емкость» [9], приводит к упрощенному аналогу исходной математической модели — модели «сосредоточенная емкость» [10, 11].

Цель проведенных исследований — применение математической модели «сосредоточенная емкость» процесса формирования температурного поля в жидком ВВ, содержащем стеклянные микросферы, для теоретической оценки критических условий ударно-волнового возбуждения химической реакции в изучаемой двухфазной среде.

**Постановка задачи и математическая модель.** Рассмотрим задачу о стационарной ударной волне (УВ), распространяющейся со скоростью  $D$  в двухфазной среде: несжимаемой ньютоновской жидкости с коэффициентом вязкости  $\eta = \text{const}$  (фаза 1), содержащей стеклянные микросферы одинаковым радиусом  $c$  (регулярная ячеистая схема [7]), наличие которых в изучаемой системе имитируется покрытием постоянной толщины (вязкопластическая среда с коэффициентом вязкости  $\mu$  и пределом текучести  $Y$  на поверхности шаровой полости (фаза 2)). Введем следующие предположения.

1. Характерная ширина фронта УВ много больше размеров сферических включений и расстояния между ними.

2. Тепловой контакт на границе фаз 1 и 2 идеален, покрытие термически тонкое, т. е. допустима реализация идеи «сосредоточенная емкость» [9], среднеинтегральная по толщине покрытия температура

$$\langle T(t) \rangle = \frac{3}{c^3 - a^3} \int_a^c T(r, t) r^2 dr \quad (1)$$

равна как температуре его границ, так и температуре подвижной границы раздела фаз  $T(a+0, t) = T(c-0, t) = \langle T(t) \rangle = T(c+0, t)$ ,  $t \geq 0$ , где  $a$  — радиус поры (наличием газа в порах пренебрегаем).

3. Объемным содержанием фазы 2 в единице объема двухфазной среды можно пренебречь.

4. Реализуется сильновязкий режим затекания пор с сохранением их сферической формы [1, 2, 10].

С учетом перечисленных предположений в системе координат, связанной с УВ, интегралы уравнений сохранения массы и импульса двухфазной среды можно представить в виде [10]

$$p - p_0 = \rho_1 D^2 (\alpha_0 - \alpha) \alpha_0^{-2}, \quad (2)$$

справедливым для всех промежуточных состояний во фронте волны (индекс «0» определяет параметры состояния изучаемой среды перед фронтом УВ), где

$$p_0 = \frac{2Y}{3} \frac{\delta + \alpha_0 - 1}{\alpha_0} \ln \frac{\delta + \alpha_0 - 1}{\alpha_0 - 1}. \quad (3)$$

При этом давление  $p$  и плотность  $\rho$  двухфазной среды в равенствах (2), (3) связаны со среднеинтегральными фазовыми значениями величин равенствами [10, 11]

$$\begin{aligned} p &= \alpha^{-1} [\delta p_2 + (1 - \delta) p_1]; \\ p_1 &= \frac{3}{b^3 - c^3} \int_c^b p_1(r) r^2 dr; \quad p_2 = \frac{3}{c^3 - a^3} \int_a^c p_2(r) r^2 dr; \\ \rho &= \alpha^{-1} [\delta \rho_2 + (1 - \delta) \rho_1] \approx \alpha^{-1} \rho_1; \\ \alpha &= \frac{b^3}{b^3 - a^3}; \quad \delta = \frac{c^3 - a^3}{b^3 - a^3}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $b$  — радиус сферического объема характерного (представительного) элемента двухфазной среды;  $\alpha$ ,  $\delta$  — концентрационные симплексы подобия среды.

В соответствии с исходными предположениями и обозначениями (4) результирующее уравнение связи [10] в изучаемом (сильновязком) режиме сжатия пор представляется в виде суммы динамического слагаемого  $p_v(\dot{\alpha}, \alpha, \delta)$ , отражающего вязкие свойства фаз 1 и 2 среды при пластическом затекании пор, и слагаемого  $p_s(\alpha, \delta)$ , ассоциируемого с проявлением механических свойств материала покрытия:

$$\begin{aligned}
 p &= p_v(\dot{\alpha}, \alpha, \delta) + p_s(\alpha, \delta); \\
 p_v(\dot{\alpha}, \alpha, \delta) &= -\frac{4\dot{\alpha}}{3\alpha(\alpha-1)} \frac{\mu\alpha\delta + \eta(\alpha-1)(1-\delta)}{\delta + \alpha - 1}; \\
 p_s(\alpha, \delta) &= \frac{2Y}{3} \frac{\delta + \alpha - 1}{\alpha} \ln \frac{\delta + \alpha - 1}{\alpha - 1},
 \end{aligned} \tag{5}$$

где  $\dot{\alpha} = \dot{\alpha}(t)$  — скорость деформации двухфазной среды во фронте УВ. Согласно равенствам (4), (5), функция  $\dot{\alpha}(t)$  определяется как

$$\begin{aligned}
 \dot{\alpha} &= -\frac{3\alpha(\alpha-1)(\delta + \alpha - 1)}{4[\mu\alpha\delta + \eta(\alpha-1)(1-\delta)]} \left[ p - \frac{2Y}{3} \frac{\delta + \alpha - 1}{\alpha} \ln \frac{\delta + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right], \quad t > 0; \\
 \dot{\alpha}(0) &= 0.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Здесь  $\alpha = 1 + (\alpha_0 - 1)R_1^3$ ;  $R_1(t) = a(t)/a_0$  — безразмерный радиус подвижной границы поры. При  $\delta \rightarrow +0$  представление (6) функции  $\dot{\alpha}(t)$  упрощается и принимает вид:

$$\begin{aligned}
 \dot{\alpha} &= -\frac{3\alpha(\alpha-1)|\delta + \alpha - 1|}{4[\mu\alpha\delta + \eta(\alpha-1)(1-\delta)]} \left[ p - \frac{2Y}{3\alpha} \delta \left( 1 + \frac{\delta}{\alpha - 1} \right) \right], \quad t > 0; \\
 \dot{\alpha}(0) &= 0.
 \end{aligned} \tag{7}$$

Значение параметра пористости  $\alpha_e$  двухфазной среды за фронтом УВ амплитудой  $p = p_e$  определяется по равенству (6) при  $\dot{\alpha} = 0$ :

$$p_e - \frac{2Y}{3} \frac{\delta + \alpha_e - 1}{\alpha_e} \ln \frac{\delta + \alpha_e - 1}{\alpha_e - 1} = 0.$$

**Температурное поле.** С учетом исходных предположений реализуемая математическая модель «сосредоточенная емкость» процесса формирования температурного поля изучаемой системы на стадии, предшествующей возбуждению химической реакции, принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}
 c_1 \rho_1 \left[ \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} + v_r \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right] &= \frac{\lambda_1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right] + \\
 &+ 12\eta \left( \frac{v_r}{r} \right)^2, \quad c(t) < r < b(t), \quad t > 0; \\
 r(0) &= r_0; \quad v_r(0) = 0; \quad T(r, 0) = T_0;
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=b(t)} &= 0; \\ \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=c(t)} &= \frac{c(t)}{3\lambda_1} \left\{ \frac{\delta}{\delta + \alpha - 1} \left[ c_2 \rho_2 \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} \Big|_{r=c(t)} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{4\mu}{3} \frac{\dot{\alpha}^2}{(\delta + \alpha - 1)(\alpha - 1)} \right] + \frac{2Y}{3} \frac{\dot{\alpha}}{\delta + \alpha - 1} \ln \frac{\delta + \alpha - 1}{\alpha - 1} \right\}; \\ v_r &= \frac{a_0^3 \dot{\alpha}}{3(\alpha_0 - 1)r^2}; \quad r^3 = r_0^3 + a^3(t) - a_0^3, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $c_k, \lambda_k, k \in \{1, 2\}$  — удельная массовая теплоемкость и теплопроводность фаз 1 и 2;  $\dot{\alpha}(t)$  — скорость деформации двухфазной среды во фронте УВ, определяемая по (6).

Математическая модель (8) представляет собой смешанную задачу нестационарной теплопроводности, в которой наличие термически тонкого покрытия на поверхности пор фактически учтено специфичным граничным условием на подвижной границе раздела фаз  $r = c(t)$ , явно содержащим производную температуры по времени. Отметим, что разработанная математическая модель (8) предусматривает возможность учета температурной зависимости механических свойств фазы 1 изучаемой системы. Она реализуется следующим представлением предела текучести  $Y$  и вязкости  $\mu$  покрытия:  $Y = Y(\langle T(t) \rangle)$ ;  $\mu = \mu(\langle T(t) \rangle)$ , где  $\langle T(t) \rangle$  — среднеинтегральная по толщине покрытия температура, определенная по равенству (1).

Далее для достижения основной цели исследований предполагаем, что процесс теплопереноса не оказывает существенного влияния на формируемое температурное поле ударно-сжатой двухфазной среды, формально полагая в модели (8)  $\lambda_1 = 0$ . Это позволяет представить скорость изменения температуры подвижной границы фаз в виде

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} \Big|_{r=c(t)} = \frac{4\mu}{3} \frac{\dot{\alpha}^2}{(\delta + \alpha - 1)(\alpha - 1)} - \frac{2Y}{3\delta} \dot{\alpha} \ln \frac{\delta + \alpha - 1}{\alpha - 1}. \quad (9)$$

При  $\delta \rightarrow +0$  равенство (9) принимает более удобный вид для качественного анализа процессов тепловой диссипации в изучаемой системе:

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} \Big|_{r=c(t)} = \frac{4\mu}{3} \frac{\dot{\alpha}^2}{(\delta + \alpha - 1)(\alpha - 1)} - \frac{2Y}{3} \frac{\dot{\alpha}}{\alpha - 1}, \quad (10)$$

где  $\dot{\alpha} = \dot{\alpha}(t)$  — функция, определяемая по равенству (7).

Для удобства дальнейших рассуждений введем в рассмотрение функцию

$$e^*(t) = c_1 \rho_1 [T(c, t) - T_0], \quad (11)$$

определяющую приращение объемной плотности диссипированной энергии подвижной границы фаз. Для УВ с амплитудой  $p_e \gg Y$ , используя равенства (7) и (10), в которых формально принимаем  $\alpha = \alpha_e \equiv 1$ , и функцию (11), при  $\delta \rightarrow +0$  получаем суммарное приращение объемной плотности диссипированной энергии подвижной границы фаз во фронте УВ:

$$e_e^* = \frac{3\mu}{4} \frac{c_1 \rho_1}{c_2 \rho_2} \frac{p_e^2}{\eta^2} \tau_\eta. \quad (12)$$

Здесь  $\tau_\eta = 4\eta/p_e$  — характерное время сжатия поры [1, 12]. Отметим, что при  $p_e \gg Y$  основной вклад в суммарное приращение диссипированной энергии при ударном переходе двухфазной пористой среды вносят вязкие свойства ее фаз [10, 13, 14].

Пусть  $e_{ign}^* = c_1 \rho_1 (T_{ign} - T_0)$ , где  $T_{ign}$  — критическая температура воспламенения вязкой жидкости (фаза 1). С учетом введенного обозначения и равенств (11), (12) приходим к следующему представлению предела ударно-волнового возбуждения химической реакции в изучаемой двухфазной среде:

$$p_{ign}^* = \frac{\varepsilon}{3\zeta} e_{ign}^*, \quad (13)$$

где  $\zeta = \mu/\eta$ ;  $\varepsilon = c_2 \rho_2 / (c_1 \rho_1)$  — симплексы подобия вязких и теплофизических свойств фаз двухфазной среды.

Амплитуда УВ, определяемая значением  $p_{ign}^*$ , согласно равенству (13) устанавливает нижний предел возбуждения химической реакции в изучаемой системе и может отличаться от фактического порогового значения  $p_{ign}$  (обычно  $p_{ign} > p_{ign}^*$ ), ассоциируемого с проявлением эф-фехтов теплопереноса в процессе сжатия пор (см., например, работы [1, 2, 10, 13]).

Теоретическая оценка (13), в частности показывает, что при  $\zeta > 1$  ( $\mu > \eta$ ) наличие термически тонкого покрытия на поверхности пластически затекаемых пор приводит к снижению предела возбуждения химической реакции в ударно-сжатой двухфазной среде. Полученные результаты физически правильно отражают существующие представления о процессе возбуждения взрывного превращения в жидких ВВ, сенсбилизированных тонкостенными или полыми стеклянными микросферами, при ударно-волновом нагружении [1–4].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Хасаинов Б.А., Аттетков А.В., Борисов А.А. Ударно-волновое инициирование пористых энергетических материалов и вязкопластическая модель горячих точек // Химическая физика. 1996. Т. 15. № 7. С. 53–125.
2. Хасаинов Б.А., Ермолаев Б.С. Возбуждение химической реакции при ударно-волновом сжатии жидких ВВ, содержащих стеклянные микросферы // Химическая физика. 1992. Т. 11. № 11. С. 1588–1600.
3. Khasainov B.A., Ermolaev B.S., Presles H.-N. Shock wave initiation of chemical reaction in liquid high explosives sensitized by glass microballoons // X Symp. (Int.) on Detonation. Boston, 1993. P. 40–43.
4. Presles H.N., Khasainov B.A., Ermolaev B.S. Influence of glass microballoons size of the detonation of nitromethane based mixture // Shock Waves. 1995. Vol. 5. P. 325–329.
5. Кобылкин И.Ф., Селиванов В.В. Возбуждение и распространение взрывных превращений в зарядах взрывчатых веществ. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015. 354 с.
6. Волны в жидкостях с пузырьками газа / А.А. Губайдуллин и др. // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер.: Механика жидкости и газа. 1982. С. 160–254.
7. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. В 2 ч. М.: Наука, 1987.
8. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах / С.П. Киселев и др. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1992. 261 с.
9. Пудовкин М.А., Волков И.К. Краевые задачи математической теории теплопроводности в приложении к расчетам температурных полей в нефтяных пластах при заводнении. Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1978. 188 с.
10. Atetkov A.V., Golovina E.V., Ermolaev B.S. Mathematical simulation of mesoscopic processes of heat dissipation and heat transfer in a two-phase porous material subjected to shock compression // Journal of Heat Transfer Research. 2008. Vol. 39. No. 6. P. 479–487.
11. Аттетков А.В., Головина Е.В., Ермолаев Б.С. Иерархия моделей процесса теплопереноса в двухфазном пористом материале при ударном сжатии // Труды V Всероссийской национальной конференции по теплообмену. М., 2010. Т. 8. С. 50–53.
12. Two-phase viscoplastic model of shock initiation of detonation in high density pressed explosives / B.A. Khasainov et al. // VII Symp. (Int.) on Detonation. Annapolis, 1981. P. 435–448.
13. Аттетков А.В., Головина Е.В., Ермолаев Б.С. Математическое моделирование процессов тепловой диссипации и теплопереноса при наличии расплавленных зон в ударно-сжатом пористом материале // Тепловые процессы в технике. 2010. Т. 2. № 3. С. 129–132.
14. Пилявская Е.В., Аттетков А.В. Эффекты тепловой диссипации при распространении ударной волны в двухфазном пористом материале // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2011. № 3. С. 53–58.

## REFERENCES

- [1] Khasainov B.A., Atetkov A.V., Borisov A.A. Shock-Wave Initiation of Porous Energetic Materials and Viscoplastic Model of Hotspots. *Khimicheskaya fizika* [Russian Journal of Physical Chemistry], 1996, vol. 15, no. 7, pp. 53–125 (in Russ.).
- [2] Khasainov B.A., Ermolaev B.S. Initiation of a Chemical Reaction under Shock-Wave Compression of Liquid Explosives Containing Glass Microballoons. *Khimicheskaya fizika* [Russian Journal of Physical Chemistry], 1992, vol. 11, no. 11, pp. 1588–1600 (in Russ.).

- [3] Khasainov B.A., Ermolaev B.S., Presles H.-N. Shock wave initiation of chemical reaction in liquid high explosives sensitized by glass microballoons. *X Symp. (Int.) on Detonation*. Boston, 1993, pp. 40–43.
- [4] Presles H.N., Khasainov B.A., Ermolaev B.S. Influence of glass microballoons size of the detonation of nitromethane based mixture. *Shock Waves*, 1995, vol. 5, pp. 325–329.
- [5] Kobylkin I.F., Selivanov V.V. Vozbuzhdenie i rasprostranenie vzryvnykh prevrashcheniy v zaryadakh vzrychatykh veshchestv [Initiation and Propagation of Explosive Transformations in the Explosive Charges]. Moscow, MGTU im. N.E. Baumana Publ., 2015. 354 p.
- [6] Gubaydullin A.A. et al. Waves in Liquids with Gas Bubbles. *Itogi nauki i tekhniki. VINITI. Ser. Mekhanika zhidkosti i gaza* [The Overall Results of Science and Technology. All-Union Institute of Scientific and Technical Information. Ser.: Fluid Mechanics], 1982, pp. 160–254 (in Russ.).
- [7] Nigmatulin R.I. Dinamika mnogofaznykh sred [Dynamics of Multiphase Media]. Moscow, Nauka Publ., 1987.
- [8] Kiselev S.P. et al. Udarno-volnovye protsessy v dvukhkomponentnykh i dvukhfaznykh sredakh [Shock-Wave Processes in Two-Component and Two-Phase Media]. Novosibirsk, Nauka Sib. Publ., 1992. 261 p.
- [9] Pudovkin M.A., Volkov I.K. Kraevye zadachi matematicheskoy teorii teploprovodnosti v prilozhenii k raschetam temperaturnykh poley v neftyanykh plastakh pri zavodnenii [Boundary Value Problems of Heat Conduction Mathematical Theory Applied to the Calculations of Temperature Fields in the Oil Reservoirs at Waterflooding]. Kazan', Kazanskiy univ. Publ., 1978. 188 p.
- [10] Attekov A.V., Golovina E.V., Ermolaev B.S. Mathematical simulation of mesoscopic processes of heat dissipation and heat transfer in a two-phase porous material subjected to shock compression. *Journal of Heat Transfer Research*, 2008, vol. 39, no. 6, pp. 479–487.
- [11] Attekov A.V., Golovina E.V., Ermolaev B.S. The Hierarchy of Models of Heat Transfer Process in the Two-Phase Porous Material under Shock Compression. *Tr. V Vseros. natsional'noy konf. po teploobmenu* [Proceedings of the V All-Russia National Heat Transfer Conference]. Moscow, 2010, vol. 8, pp. 50–53 (in Russ.).
- [12] Khasainov B.A. et al. Two-phase viscoplastic model of shock initiation of detonation in high density pressed explosives. *VII Symp. (Int.) on Detonation*. Annapolis, 1981, pp. 435–448.
- [13] Attekov A.V., Golovina E.V., Ermolaev B.S. Mathematical Simulation of Mesoscopic Processes of Heat Dissipation and Heat Transfer Involving Melted Zones in Porous Material Subjected to Shock Compression. *Teplovye protsessy v tekhnike* [Thermal Processes in Engineering], 2010, vol. 2, no. 3, pp. 129–132 (in Russ.).
- [14] Pilyavskaya E.V., Attekov A.V. Heat Dissipation Effects during Shock Wave Propagation in Two-Phase Porous Material. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2011, no. 3, pp. 53–58 (in Russ.).

Статья поступила в редакцию 18.11.2015

Аттетков Александр Владимирович — канд. техн. наук, старший научный сотрудник, доцент кафедры «Прикладная математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

Attekov A.V. — Cand. Sci. (Eng.), Senior Researcher, Assoc. Professor of Applied Mathematics Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).



Пилявская Елена Владимировна — канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры «Прикладная математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

Pilyavskaya E.V. — Cand. Sci. (Phys.-Math.), Assoc. Professor of Applied Mathematics Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Bauman-skaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Аттетков А.В., Пилявская Е.В. Критические условия ударно-волнового возбуждения химической реакции в жидком энергетическом материале, содержащем стеклянные микросферы // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2016. № 3. С. 93–101.

DOI: 10.18698/1812-3368-2016-3-93-101

**Please cite this article in English as:**

Attetkov A.V., Pilyavskaya E.V. Critical conditions of shock-wave initiation of chemical reaction in the liquid explosives containing glass microballoons. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Bauman, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2016, no. 3, pp. 93–101.

DOI: 10.18698/1812-3368-2016-3-93-101