

УДК 662.612.32

## О ВОСПЛАМЕНЕНИИ ЧАСТИЦ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

С. П. Киселев, В. П. Киселев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
630090 Новосибирск

В работе представлены результаты численного моделирования поведения частиц угольной пыли в ударных волнах (УВ). Показано, что нагрев газа в облаке частиц приводит к их воспламенению в проходящих УВ. Отмечено, что за УВ, отраженной от задней стенки канала, возникает вихревое течение.

Рассмотрим разреженное облако твердых сферических частиц, занимающих область  $\Omega_2$  (рис. 1), на которое слева набегают УВ. В  $\Omega_1$  течение газа описывается уравнениями Эйлера, а в  $\Omega_2$  — уравнениями континуально-дискретной модели [1, 2]. Выбирая ось  $x$  по направлению распространения УВ, а  $y$  — перпендикулярно, запишем систему уравнений газ-частицы в плоском случае [1, 2]:

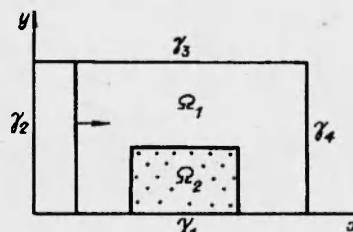


Рис. 1

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_2 \frac{\partial f}{\partial x} + w_2 \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial v_2}(\bar{u}_x f) + \frac{\partial}{\partial w_2}(a_y f) + \frac{\partial}{\partial T_2}(\bar{q} f) = 0,$$

$$f = f(t, x, y, v_2, w_2, r, T_2), \quad n = \int f dV, \quad m_2 = \frac{4}{3} \pi \int r^3 f dV,$$

$$dV = dv_2 dw_2 dr dT_2, \quad m_1 + m_2 = 1, \quad q = 2\pi \lambda r \text{Nu} \frac{T_1 - T_2}{c_s m_p},$$

$$a_x = \frac{v_1 - v_2}{\tau} - \frac{1}{\rho_{22}} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad a_y = \frac{w_1 - w_2}{\tau} - \frac{1}{\rho_{22}} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{3}{4} \left( \frac{\text{Re} \mu}{\rho_{22} d^2} \right) C_d(\text{Re}, M_{12}), \quad m_p = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_{22},$$

$$C_d(\text{Re}, M_{12}) = \left( 1 + \exp - \frac{0,43}{M_{12}^{4,67}} \right) \left( 0,38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} \right),$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_{11} |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| d}{\mu}, \quad M_{12} = \frac{|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|}{c}, \quad c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho_{11}}},$$

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{0,33}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p \mu}{\lambda}, \quad \varepsilon_1 = c_v T_1,$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \Phi = 0, \quad \rho_1 = \rho_{11} m_1, \quad p = (\gamma - 1) \rho_{11} \varepsilon_1,$$

$$\varphi = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_1 v_1 \\ \rho_1 w_1 \\ \rho_1 (\varepsilon_1 + (v_1^2 + w_1^2)/2) \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho_1 v_1 \\ \rho_1 v_1^2 + p m_1 \\ \rho_1 v_1 w_1 \\ \rho_1 v_1 A_1 \end{pmatrix},$$

$$G = \begin{pmatrix} \rho_1 w_1 \\ \rho_1 v_1 w_1 \\ \rho_1 w_1^2 + p m_1 \\ \rho_1 w_1 A_1 \end{pmatrix}, \quad \Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ A_2 \end{pmatrix},$$

$$A_1 = \varepsilon_1 + \frac{p m_1}{\rho_1} + \frac{(v_1^2 + w_1^2)}{2}, \quad \rho_{22} = \text{const},$$

$$A_2 = v_1 \Phi_1 + w_1 \Phi_2 + p \left( \frac{\partial m_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial m_1}{\partial x} + w_1 \frac{\partial m_1}{\partial y} \right) - \rho_1 \Phi_3,$$

$$\Phi_3 = \frac{1}{\rho_1} \int m_p \left( \frac{(v_1 - v_2)^2}{\tau} + \frac{(w_1 - w_2)^2}{\tau} - c_s q \right) f dV,$$

$$\Phi_1 = -p \frac{\partial m_1}{\partial x} + \int m_p \frac{v_1 - v_2}{\tau} f dV, \quad \Phi_2 = -p \frac{\partial m_1}{\partial y} + \int m_p \frac{w_1 - w_2}{\tau} f dV.$$

Здесь индексом 1 обозначены параметры газа, 2 — частиц;  $f$  — функция распределения;  $v_1, w_1, \rho_{11}, \rho_1, T_1, p, \gamma, \varepsilon_1, m_1$  — скорости по  $x$  и  $y$ , истинная плотность, средняя плотность, температура, давление, показатель адиабаты, удельная внутренняя энергия, объемная концентрация газа;  $n$  — счетная концентрация частиц;  $v_2, w_2, a_x, a_y, \rho_{22}, r, T_2, m_2$  — скорости и ускорения по  $x$  и  $y$ , истинная плотность, радиус, температура, объемная концентрация частиц;  $\mu, \lambda, c_V, c$  — вязкость, теплопроводность, теплоемкость, скорость звука в газе;  $c_s$  — теплоемкость материала частиц;  $Re, Nu, Pr, M_{12}$  — числа Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля, Маха.

Система уравнений (1) решалась численно на ПЭВМ. Уравнения газа считались на эйлеровой сетке с 3-м порядком точности, а кинетическое уравнение решалось в переменных Лагранжа. В отличие от [2], уравнения траекторий и теплообмена частиц интегрировались аналитически на каждом временном шаге. Этим достигалось повышение точности расчета частиц и снималось ограничение на шаг по времени  $\tau \leq \rho_{11} d^2 / \mu$ . На  $\gamma_1, \gamma_3$  для газа ставилось условие твердой стенки, а на  $\gamma_2, \gamma_4$  — условие симметрии. Для частиц на  $\gamma_1, \gamma_3$  задавалось условие зеркального отражения, а на  $\gamma_2, \gamma_4$  — поглощения частиц (см. рис. 1).

Рассмотрим задачу о воспламенении частиц угля в проходящих УВ. В [3, 4] экспериментально изучалось воспламенение угольной пыли в проходящих и отраженных от торца трубы УВ. Путем аппроксимации экспериментальных данных была получена эмпирическая формула для времени воспламенения  $\tau_{ig}$  в отраженных от торца трубы УВ, которая отличается от соответствующей формулы в [3, 4] коэффициентами перед экспонентами и имеет вид

$$\tau_{ig} = 5,5 \cdot 10^{-7} \ln \left( \frac{V_g}{V_g - 0,04} \right) \exp(10^4 / T_1) + 2 \cdot 10^{-9} V_g^{0,3} (1,25 p / p_0)^{-(1+3,7 V_g)} \exp(2,3 \cdot 10^4 / T_1), \quad (2)$$

где  $V_g = 0,55$ ;  $p_0 = 1$  атм. С использованием температуры и давления за проходящей УВ было показано, что вычисленное по формуле (2)  $\tau_{ig}$  на три порядка больше, чем полученное в эксперименте. Поэтому представляется интересным рассмотреть задачу о воспламенении частиц в рамках данной модели (1), дополненной уравнением (2). Следует, однако, отметить, что уравнение (2) получено в отраженных УВ при постоянных параметрах газа  $p$ ,  $T_1$ . Найдем условия воспламенения частиц угля для переменных  $p$ ,  $T_1$ . Вероятность воспламенения частиц за время  $dt$  следующая:  $dt/\tau_{ig}(p, T_1)$ , тогда условие воспламенения частиц примет вид

$$\int_0^{t^*} \frac{dt}{\tau_{ig}(p, T_1)} = 1.$$

Здесь интеграл берется вдоль траектории частицы;  $\tau_{ig}$  определяется формулой (2);  $t^*$  — время воспламенения частиц.

В момент  $t = 0$  частицы находились в области  $\Omega_2$ , на которую слева набегаёт УВ (см. рис. 1). Размер облака по  $y$   $\Delta y = 0,6$  см, а по  $x$  соответственно  $\Delta x = 1$  см. Облако состояло из четырех фракций частиц угля с диаметрами  $d_i = 10; 20; 30; 40$  мкм, плотность частиц  $\rho_{22} = 1,2$  г/см<sup>3</sup>. Объемная концентрация каждой фракции  $m_2^{(i)} = 7 \cdot 10^{-4}$ , а суммарная объемная концентрация  $m_2^0 = 2,8 \cdot 10^{-3}$ . Выбор  $m_2^0$  был продиктован условиями эксперимента [3, 4], в котором частицы первоначально размещались в виде плотной засыпки на подложке. После прохождения УВ в результате выдува частиц за подложкой образуется разреженное облако, в котором происходит воспламенение частиц. Разреженное облако является оптически прозрачным, поэтому объемная концентрация частиц в нем не превосходит  $m_2^* \approx 3 \cdot 10^{-3}$  [4].

В данной работе не рассматриваются процессы образования разреженного облака, а предполагается, что оно сформировано в момент  $t = 0$ . Параметры газа перед УВ соответствуют [3, 4]:  $\rho_{11}^0 = 1,4 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>,  $T_1^0 = 293$  К,  $p^0 = 0,1$  атм, а число Маха УВ  $M_0 = 4,6$ . Расчеты проводились в лабораторной системе координат.

На рис. 2 представлено поле скоростей частиц облака в момент  $t = 30$  мкс. Звездочками обозначены частицы, в которых произошло воспламенение при  $t \approx 30$  мкс. На рис. 3 приведены изотермы газа  $T_1(x, y)$  при  $t = 30$  мкс, штриховой линией показана граница воспламенения облака. Видно, что воспламенение частиц происходит в области,

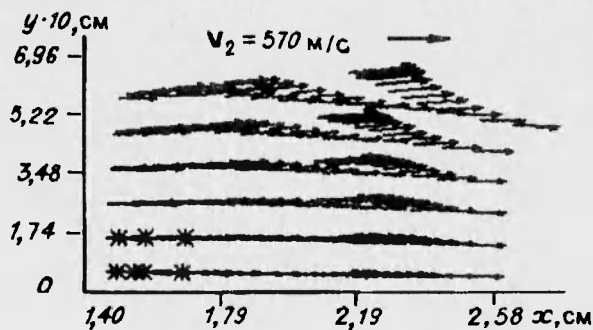


Рис. 2

где температура газа повышается до  $T_1 = 1600$  К. Температура газа за проходящей УВ  $T_1 = 1300$  К. Повышение  $T_1$  вблизи левой границы облака связано с формированием волны сжатия перед облаком, в которой число Маха потока  $M_1 = v_1/c$  уменьшается от 1,7 до 1,1. Внутри облака образуется волна разрежения, в которой поток ускоряется до  $M_1 = 1,3$ , а температура понижается до 1100 К. Таким образом, распределение температуры внутри облака оказывается существенно неоднородным.

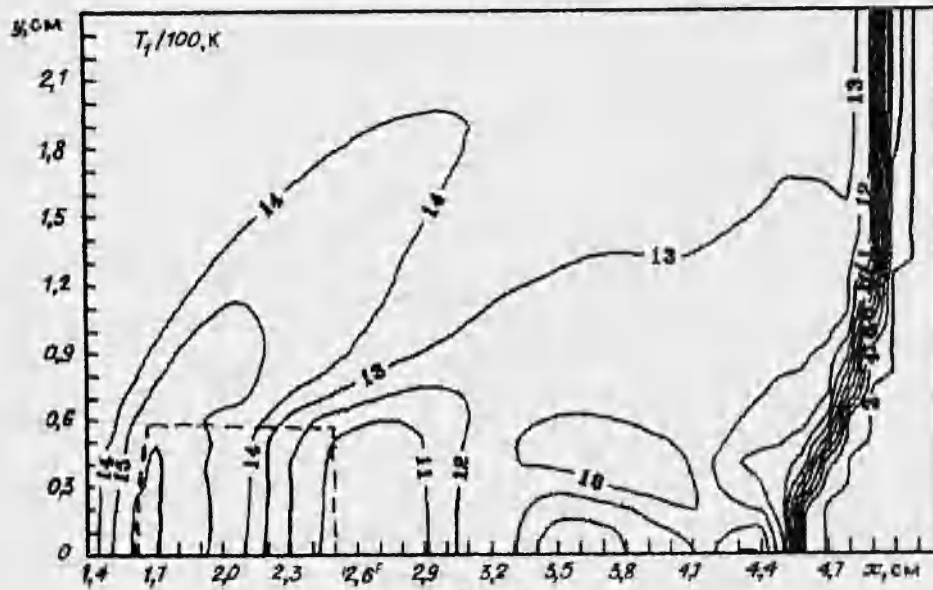


Рис. 3

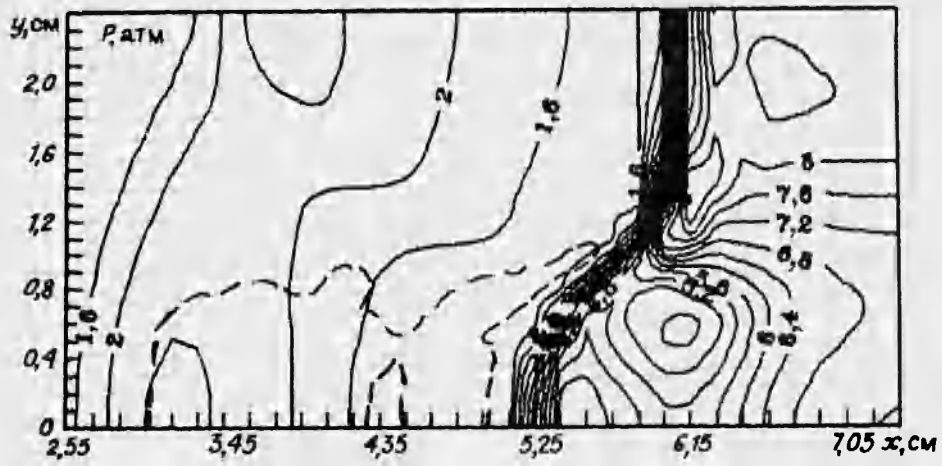


Рис. 4

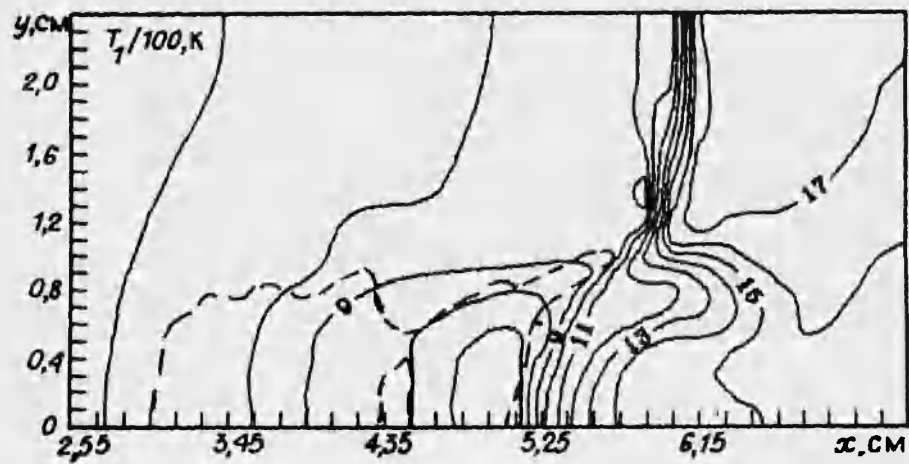


Рис. 5

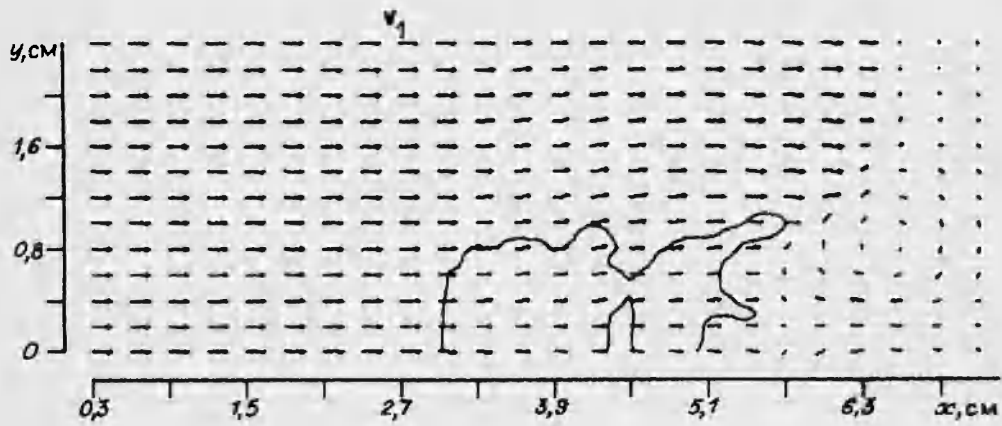


Рис. 6

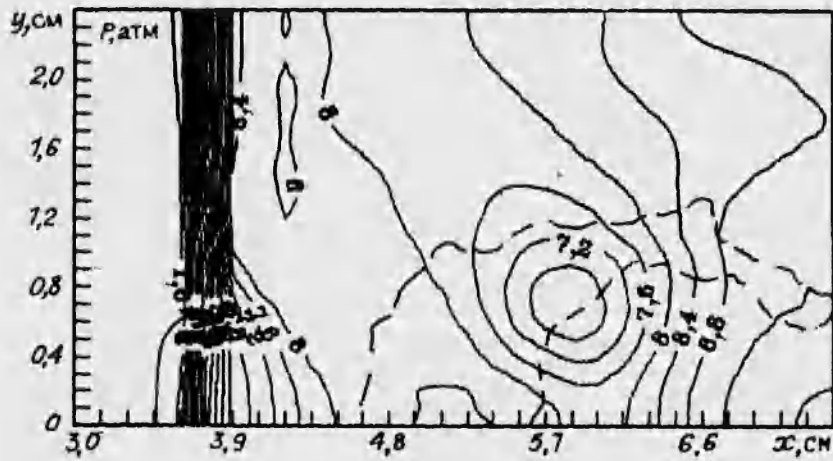


Рис. 7

Отметим, что за облаком ( $x \approx 3,5$  см) возникает локализованная область повышенной температуры ( $T_1 \approx 1400$  К). Ее возникновение связано с торможением и разворотом потока стенкой  $y = 0$ . Наряду с рассмотренной выше постановкой задачи, проводились расчеты, когда начальные условия для газа задавались в виде однородного потока с параметрами за фронтом проходящей УВ. Результаты расчетов совпали с приведенными выше на рис. 2, 3. Для оценки влияния  $m_2^0$  на  $t^*$  были проведены расчеты при  $m_2^0 = 10^{-3}$  и тех же параметрах УВ. В результате время задержки воспламенения  $t^*$  возросло до 90 мкс. Таким образом, воспламенение частиц в проходящих УВ связано с торможением потока газа частицами и соответствующим повышением температуры в облаке частиц.

Рассмотрим течение и воспламенение частиц угля за УВ, отраженной от торца трубы. Параметры газа перед проходящей УВ те же, что и выше, а  $M_0 = 3,6$ . В качестве граничных условий на  $\gamma_4$  задавались  $v_1 = 0$  и условия отражения частиц. На рис. 4, 5 приведены изобары и изотермы в момент  $t = 100$  мкс, штриховой линией обозначена граница облака.

На рис. 6 показано поле скоростей газа на тот же момент времени, сплошная линия соответствует границе облака частиц. Видно, что за от-

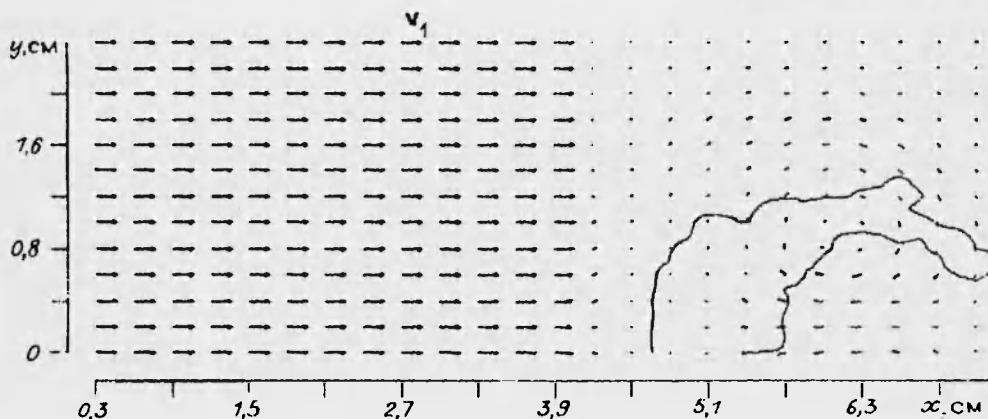


Рис. 8

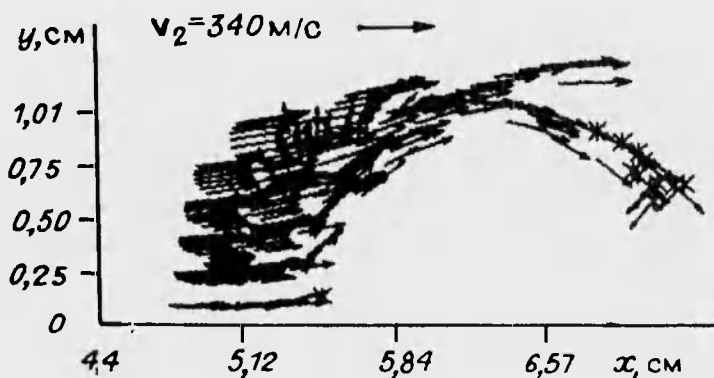


Рис. 9

раженной от стенки УВ формируется вихрь. Причиной возникновения вихревой структуры является неоднородность параметров газа за облаком частиц. Вследствие торможения частицами скорость газа вблизи  $y = 0$  меньше, чем в окрестности верхней стенки  $\gamma_3$ . В результате отраженная от стенки УВ при  $y = 0$  распространяется быстрее, чем при  $y \approx 2$  см, и возникает косая УВ, соединяющая две прямые УВ. Поскольку давление за прямой УВ больше, чем за косой, то газ из верхней области повышенного давления начинает двигаться в нижнюю, ускоряясь в волне разрежения. Затем газ тормозится нижней стенкой и сворачивается в вихрь, который, в свою очередь, увеличивает угол наклона косой УВ.

Отметим, что аналогичное вихревое течение возникает в задаче о вязком течении газа за пластиной, летящей от поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком [5]. Неоднородное поле течения газа перед УВ в этом случае создается пластиной. После того как отраженная УВ пройдет через облако, ее фронт выпрямляется (набегающий поток перед облаком становится однородным). Вихрь остается перед облаком, медленно затухая за счет вязкого взаимодействия с частицами. Это хорошо видно из рис. 7, 8, где представлены изобары и поле скоростей газа при  $t = 160$  мкс. Частицы по инерции движутся вправо и, попадая в область возвратного движения газа в вихре, тормозятся и поднимаются вверх (рис. 9, где показано поле скоростей частиц при  $t = 160$  мкс). Звездочками обозначены частицы, в которых произошло воспламенение.

На рис. 10 приведена зависимость времени воспламенения частиц угля от температуры газа  $T_1$  (точки 1 соответствуют эксперименту [3, 4], 2 — численному расчету, а линия описывается формулой (2)). Видно, что результаты расчета достаточно хорошо совпадают с данными эксперимента.

В заключение отметим, что возникновение вихря может играть определяющую роль в поднятии пыли за отраженными УВ.

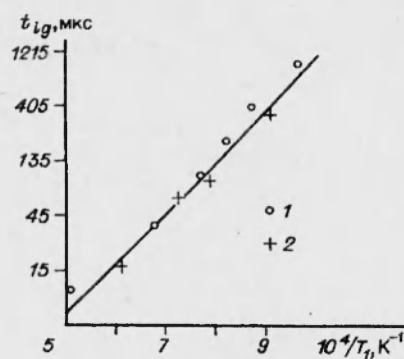


Рис. 10

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах / С. П. Киселев, Г. А. Руев, А. П. Трунев и др. Новосибирск: Наука, 1992.
2. Киселев В. П., Киселев С. П., Фомин В. М. О взаимодействии ударной волны с облаком частиц конечных размеров // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 2. С. 8–18.
3. Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В. О механизме воспламенения пылей в проходящих ударных волнах // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 3. С. 143–148.
4. Поплавский С. В. Исследование нестационарного взаимодействия ударных волн с пылегазовыми смесями: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1992.
5. Гриднев Н. П. Структура течения при вязком взаимодействии ударной волны с летящей частицей // ПМТФ. 1987. № 2. С. 115–118.

Поступила в редакцию 28/III 1994 г.,  
в окончательном варианте — 8/IV 1994 г.