

5. Губкин К. Е., Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ПМТФ, 1978, 6.
6. Вайнштейн Б. И., Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1984, 20, 5.
7. Кузнецов В. М., Кузнецов Н. М., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1982, 22, 1.
8. Кузнецов Н. М., Шведов К. К. ФГВ, 1966, 2, 4.

Поступила в редакцию 5/V 1987,
после доработки — 17/VIII 1987

УДК 534.16 + 539.374

О ГЕТЕРОГЕННОМ НАГРЕВЕ ВЕЩЕСТВ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

Н. Ф. Машаров, С. С. Бацанов
(Менделеево)

Изучение эмиссионных спектров твердых тел при ударно-волновом нагружении показало [1, 2], что цветовая температура может быть в 2—10 раз выше температуры Гюгонио, вычисленной из уравнения состояния в предположении однородного нагрева вещества. Отсюда можно заключить, что энергия ударной волны (УВ), диссипируемая в веществе, распределяется не однородно, а нагревает выделенные области. Представляется естественным, что к таковым прежде всего относятся границы зерен, где вследствие концентрации напряжений предел текучести достигается быстрее, чем в объеме кристаллита. Так, в [3] предполагалось, что тепло выделяется в зонах скольжения, однако выбор их геометрии в условиях сложного ударно-волнового нагружения отличается известным произволом. Цель настоящей работы — оценка температуры в зависимости от геометрии зон скольжения.

Определим величину удельных необратимых потерь энергии ΔE_{π} в веществе. При ударном сжатии единице объема вещества без учета прочности среды сообщается энергия

$$E_y = 0,5 \cdot p_k \varepsilon_k$$

(p_k и $\varepsilon_k = 1 - V_k/V_0$ — давление и деформация во фронте УВ; V_0 , V_k — исходный и конечный объемы вещества). Известно, что разгрузка вещества происходит вдоль изоэнтропы до тех пор, пока давление в веществе не станет равным начальному, в нашем случае — нулю. Тогда

$$\Delta E_{\pi} = 0,5 \cdot p_k \varepsilon_k - E_{\partial}, \quad E_{\partial} = \int_0^{\varepsilon_k} (p d\varepsilon)_{\partial}$$

где E_{∂} — энергия изоэнтропийной разгрузки. Считаем далее УВ слабой, тогда адиабата Гюгонио будет приближенно равна изоэнтропе и описывается линейным соотношением $D = a + bu$ (D , u — волновая и массовая скорости). Тогда, используя известные соотношения $p = \rho_0 Du$, $\varepsilon = u/D$ (ρ_0 — плотность невозмущенного вещества), после исключения и соответствующего интегрирования получим

$$\Delta E_{\pi} = \frac{1}{2} \rho_0 \bar{u}^2 \frac{\varepsilon_k^2}{(1 - \varepsilon_k b)^2} - \frac{\rho_0 a^2}{b} \frac{\varepsilon_k}{(1 - \varepsilon_k b)} - \frac{\rho_0 a^2}{b^2} \ln(1 - \varepsilon_k b).$$

В пределе, когда $\varepsilon_k b \ll 1$, приходим к выражению, совпадающему с полученным в [3]:

$$\Delta E_{\pi} = 1/3 \cdot \rho_0 a^2 b \varepsilon_k^2.$$

Предполагается, что диссипация энергии происходит не во всем объеме V , а в выделенных областях объема V_{π} . Максимально возможное измене-

ние локальной температуры находим по выражению

$$\Delta E_{\pi} = \Delta T \rho_0 c_V \frac{V_{\pi}}{V}.$$

Во время сжатия температура меняется не только за счет пластической деформации, но и изоэнтропийно. В результате получаем

$$T_{\pi} = T_0 e^{\gamma \varepsilon} + \frac{a^2 b \varepsilon^3}{3 c_V} \frac{V}{V_{\pi}}. \quad (1)$$

Здесь первый член суммы — изоэнтропийное увеличение начальной температуры T_0 ; γ — коэффициент Грюнайзена. Ясно, что с течением времени за счет теплопроводности весь кристалл прогреется однородно, поэтому время достижения максимальной локальной температуры T_{π} ограничено временем нарастания интенсивности УВ τ .

Считаем далее, что в каждом кристаллите есть один очаг тепловыделения. Тогда, если пластическая деформация развивается в точке, на линии или в плоскости, получим выражение

$$V/V_{\pi} \approx (l/\Delta l)^{3-r},$$

в котором $r = 0, 1, 2$ — размерность очага нагрева; l — характерный размер кристаллита; $\Delta l = (\pi \chi \tau)^{1/2}$ — длина прогрева вещества за время τ ; χ — коэффициент температуропроводности. После этого уравнение (1) принимает вид

$$T_{\pi} = T_0 e^{\gamma \varepsilon} + \frac{a^2 b \varepsilon^3}{3 c_V} \frac{l^{3-r}}{(\pi \chi \tau)^{3-r/2}}.$$

Оценим длину прогрева вещества за время τ . Возьмем для этого типичное значение для металлов, равное $5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$. Известно, что τ сильно зависит от способа определения, поэтому берем для нее значение $10^{-(10 \pm 2)} \text{ с}$, охватывающее весь диапазон результатов, встречающихся в литературе, тогда $\Delta l = 10^{-(7 \pm 1)} \text{ м}$.

Если размер частицы составляет 10 мкм (обычно встречающийся случай), т. е. $l/\Delta l \approx 10^2$, тогда для $\varepsilon = 0,1$, что соответствует величинам давлений $\sim 5 \text{ ГПа}$, получим $T_{\pi} \approx 10^7$, $\approx 10^5$ и $\approx 10^3 \text{ К}$ для пластических течений в точке, на линии и в плоскости соответственно. Отсюда видно, что локальная температура тем выше, чем меньше размерность очага пластической деформации. Однако величины $\sim 10^5 - 10^7 \text{ К}$ превышают температуры испарения любого конденсированного тела, что может быть сопоставлено с поверхностным испарением частиц при ударном сжатии порошков. Поэтому на практике нуль- и одномерные очаги нагрева превращаются в двумерные, и именно они и наблюдаются на опыте [4]. Что касается измеренных температур деформирования, то в случае минералов, по данным [2], она достигала $4 \cdot 10^3 \text{ К}$. По-видимому, временное и пространственное усреднения, существующие в реальном эксперименте, позволяют увидеть только следы от нагрева нуль- и одномерных очагов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Корнер С. Б., Синицин М. В., Кириллов Г. А. ЖЭТФ, 1965, 21, 689.
2. Kondo K., Ahrens T. Phys. Chem. Miner., 1983, 9, 173.
3. Grady D., Asay J. J. Appl. Phys., 1982, 53, 7350.
4. Engelhardt W., Bertsch W. Contr. Mineral. Petrol., 1969, 20, 203.

Поступила в редакцию 21/VII 1986,
после доработки — 18/XI 1986