

01;05;07

## Ударно-сжатые структуры металл–диэлектрик–металл в условиях воздействия высокоскоростных пылевых частиц

© Н.Д. Семкин, А.М. Телегин

Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С.П. Королева,  
443086 Самара, Россия  
e-mail: talex85@mail.ru

(Поступило в Редакцию 22 июня 2010 г. В окончательной редакции 18 ноября 2010 г.)

Проведено численное моделирование процессов высокоскоростного соударения твердой частицы со структурой металл–диэлектрик–металл (МДМ). Рассмотрены процессы ионизации и диффузии атомов и ионов в диэлектрик при ударе. Предложена модель, описывающая стационарное свечение МДМ-структуры после ее столкновения с высокоскоростными частицами.

### Введение

Для регистрации микрометеоритов используются различные физические явления, возникающие при высокоскоростном ударе. Широкий обзор явлений и принципов построения детекторов микрометеоритов проведен в работе [1]. При исследовании и разработке бортовых детекторов космической пыли необходимо создание аппаратуры, преобразующей ударные воздействия и связанные с ними параметры частицы в электрические сигналы.

В работе рассматриваются физико-химические процессы при высокоскоростном соударении твердых частиц со структурой металл–диэлектрик–металл (МДМ). На рис. 1 изображена МДМ-структура, она состоит из верхней алюминиевой обкладки 1, диэлектрика 2 (полиметилметакрилата), нижней медной обкладки 3, регистратора 4. В случае толщины верхней обкладки, большей размера частицы, кратер при ударе

механически не разрушает материал диэлектрика, но ударная волна за счет сжатия и последующего нагрева приводит к кратковременному увеличению его проводимости.

При этом предварительно заряженный конденсатор частично разряжается через канал проводимости. Измерив остаточное напряжение на конденсаторе, можно оценить интенсивность ударной волны и, следовательно, параметры частицы.

Упрощенные формулы, полученные для таких датчиков, имеют вид [1]:

$$E_{\text{pulse}} = C_1 m^{\alpha_1} W^{\beta_1}, \quad \Delta t_{\text{pulse}} = C_2 W^{\beta_2}, \quad (1)$$

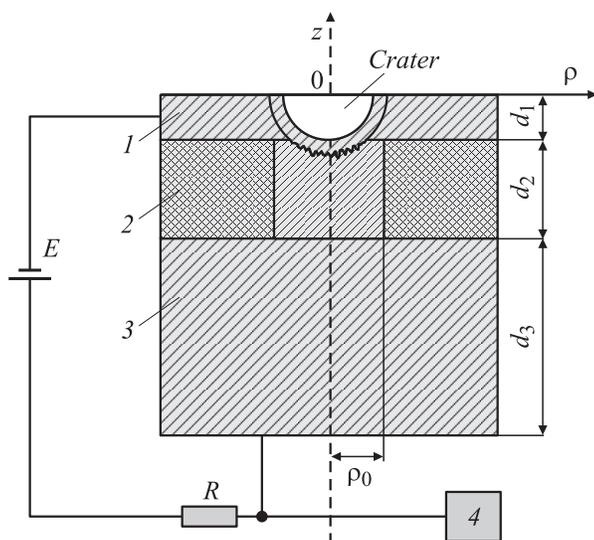
где  $E_{\text{pulse}}$  — энергия импульса с ударно-сжатой МДМ-структуры;  $m$  — масса пылевой частицы;  $W$  — скорость пылевой частицы;  $C_1, C_2, \alpha_1, \beta_1, \beta_2$  — экспериментально определяемые параметры, зависящие от плотности и геометрических размеров МДМ-структуры и параметров пылевой частицы;  $\Delta t_{\text{pulse}}$  — передний фронт импульса.

### Процесс высокоскоростного соударения

При высокоскоростном соударении твердых микрочастиц с пленочной МДМ-структурой возникают несколько режимов ее функционирования:

- 1) режим, когда частица проникает только в верхнюю обкладку;
- 2) режим, когда остатки частицы застревают в диэлектрике;
- 3) режим сквозного пробивания тонкой МДМ-структуры.

Для определения проводимости ударно-сжатых диэлектриков МДМ-структуры как функции времени и параметров частицы решается система уравнений гидродинамики и электродинамики с использованием уравнений



**Рис. 1.** Общий вид МДМ-структуры: 1 — верхняя обкладка, 2 — диэлектрик, 3 — нижняя обкладка, 4 — измерительное устройство.

состояния для металла и диэлектрика вида [2]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{W}) = 0; \\ \frac{\partial(\rho \mathbf{W}_i)}{\partial \rho} + \operatorname{div}(\rho W_i \mathbf{W}) + V\rho = 0; \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial E} + \operatorname{div}(\rho E \mathbf{W}) + \operatorname{div}(\rho \mathbf{W}) = 0; \\ p = p\left(\rho; E - \frac{W^2}{2}\right), \quad i = 1, 2, \dots; \\ p = a\rho^3; \quad T = \frac{p - a(\rho^3 - \rho_0^3)}{4\rho N}; \\ J = \frac{U}{a^2} \iiint_{(V)} \sigma(\mathbf{r}, t) dV, \end{array} \right. \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность;  $p$  — давление;  $J$  — ток через МДМ-структуру (полный ток через ударно-сжатый конденсатор);  $U$  — напряжение на обкладках структуры;  $V$  — объем интегрирования области, охваченной ударной волной;  $\sigma(\mathbf{r}, t)$  — удельная электропроводность;  $d$  — толщина диэлектрика;  $E$  — внутренняя энергия вещества;  $\mathbf{r}, t$  — координаты, время, соответственно записаны законы сохранения массы, импульса и энергии, а также уравнения состояния алюминия и полиметилметакрилата. Температура  $T$  определяется из трехчленного уравнения состояния; величины  $p, E, \mathbf{W}, \rho$  находятся в результате решения уравнений методом крупных частиц; методика решения на основе этих уравнений приведена в работе [3]. В результате решения системы уравнений (2) определяются значения  $U, E, p, \rho$ , характеризующие поведение веществ во времени. Программа позволяет рассчитать также поле температур в ячейках. Расчеты используются для вычисления удельной электропроводности, зависящей от температуры ударно-сжатого канала проводимости МДМ-структуры. Зная температуру, по известной функции  $\sigma = \sigma(T)$  можно определить  $\sigma$ ; либо, зная  $\sigma$  и  $T$ , установить эмпирическую зависимость  $\sigma$  от  $T$ .

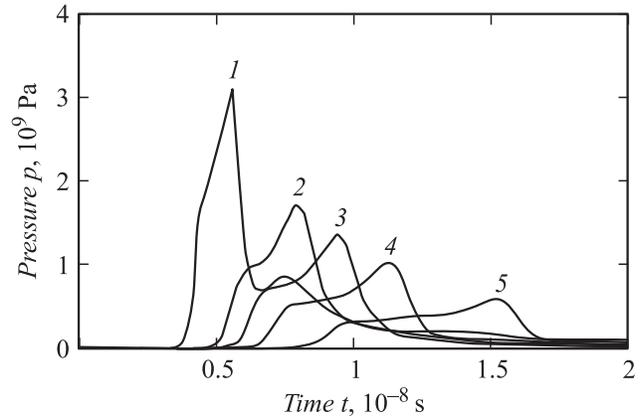
Результаты моделирования приведены на рис. 2–5.

Согласно этим рисункам, в функции изменения давления и температуры присутствуют ярко выраженные максимумы. Увеличение плотности, скорости микрометеорита и уменьшение толщины верхней обкладки приводят к увеличению максимальной температуры диэлектрика.

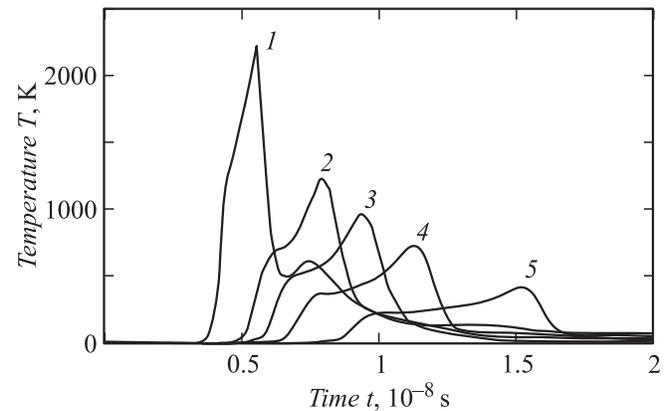
Для определения размера кратера, образовавшегося при ударе, воспользуемся полуэмпирической формулой, связывающей объем кратера с энергией удара и твердостью материала преграды [4]:

$$\frac{E}{W} = 2.6 \cdot 10^6 H_B, \quad (3)$$

где  $E$  — энергия частицы;  $W$  — конечный объем кратера;  $H_B$  — твердость материала преграды по Бригеллю, причем  $W = \frac{2}{3} \pi r^3$  при условии полусферичности



**Рис. 2.** Давление внутри диэлектрика в зависимости от времени (толщина верхней обкладки  $d_1 = 12 \cdot 10^{-6}$  м, толщина диэлектрика  $d_2 = 2 \cdot 10^{-6}$  м, радиус ударника  $0.5 \cdot 10^{-6}$  м, плотность ударника  $\rho_i = 2700 \text{ kg/m}^3$  ( $i$  — impactor), плотность мишени  $\rho_t = 2700 \text{ kg/m}^3$  ( $t$  — target), плотность диэлектрика  $\rho_d = 1700 \text{ kg/m}^3$  ( $d$  — dielectric)) при изменении скорости ударника: 1 — 12000 (глубина кратера  $r_c = 3.5 \cdot 10^{-6}$  м), 2 — 9000 ( $2.9 \cdot 10^{-6}$  м), 3 — 8000 ( $2.7 \cdot 10^{-6}$  м), 4 — 7000 ( $2.4 \cdot 10^{-6}$  м), 5 — 5500 м/с ( $2.1 \cdot 10^{-6}$  м).



**Рис. 3.** Температура внутри диэлектрика в зависимости от времени (параметры эксперимента аналогичны указанным в подписи к рис. 2) при изменении скорости ударника: 1 — 12000, 2 — 9000, 3 — 8000, 4 — 7000, 5 — 5500 м/с.

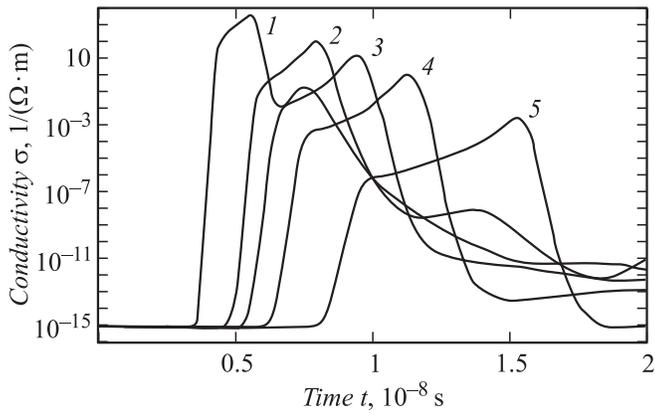
кратера. Тогда радиус кратера  $r_c$  ( $c$  — crater) можно определить согласно формуле:

$$r_c = 2.65 \cdot 10^{-3} \left( \frac{E}{H_B} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

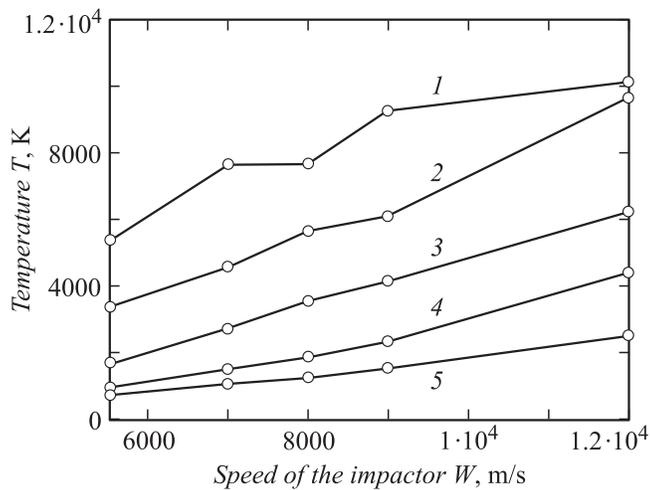
Закон изменения электропроводности ударно-сжатой МДМ-структуры берется в виде [2]:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{-\Delta E}{2kT(t)}\right), \quad (5)$$

где  $\sigma_0$  — удельная проводимость диэлектрика при давлении  $p = 10^5$  Па и температуре  $0^\circ\text{C}$ , а  $\Delta E$  — текущая ширина запрещенной зоны для полиметилметакрилата.



**Рис. 4.** Удельная проводимость диэлектрика в зависимости от времени (параметры эксперимента аналогичны указанным в подписи к рис. 2) при изменении скорости ударника: 1 — 12 000, 2 — 9000, 3 — 8000, 4 — 7000, 5 — 5500 м/с.



**Рис. 5.** Зависимость максимального значения температуры от скорости ударника при различной толщине верхней обкладки  $d_1$ : 1 —  $4 \cdot 10^{-6}$ , 2 —  $6 \cdot 10^{-6}$ , 3 —  $8 \cdot 10^{-6}$ , 4 —  $10 \cdot 10^{-6}$ , 5 —  $12 \cdot 10^{-6}$  м.

Как отмечено в работах [5–7], ширина запрещенной зоны при сжатии под давлением изменяется согласно выражению:

$$\Delta E = \Delta E_0 + b\Delta p, \quad (6)$$

где  $\Delta E_0$  — ширина запрещенной зоны при нормальных условиях;  $b$  считаем неким постоянным коэффициентом, который имеет отрицательное значение и пропорционален сжимаемости вещества, т.е. используем линейный закон аппроксимации.

В нашем случае считаем:  $\Delta E = \Delta E_0 \approx 2.4$  eV,  $\sigma_0 = 7059$  S · cm<sup>-1</sup>.

## Ионизация и диффузия

При высоких температурах внутри зоны перегрева возможны процессы электронного возбуждения (энергия

активации 2–5 eV), а также процессы тепловой ионизации (энергия активации 6–10 eV) [8].

При ударе происходит разогрев материала мишени, при этом процесс образования ионов при таких значениях температуры может быть связан с явлением поверхностной ионизации примесей щелочных металлов с низким потенциалом ионизации, содержащихся в материале мишени и, предположительно, в материале частицы. Поверхностная ионизация будет происходить в сторону диэлектрика и в сторону свободной поверхности.

Основным параметром, характеризующим данный эффект, является степень ионизации

$$\alpha = \frac{N_+}{N_0}, \quad (7)$$

где  $N_+$ ,  $N_0$  — потоки одновременно десорбируемых, одинаковых по химическому составу ионов и нейтральных частиц.

Степень ионизации определяется по формуле Саха-Ленгмюра [9]:

$$\alpha = \frac{q_i}{q} \exp\left(\frac{\Phi - J}{kT}\right), \quad (8)$$

где  $q_i$ ,  $q$  — статистические веса ионов и нейтральных атомов, для щелочных металлов  $\frac{q_i}{q} = \frac{1}{2}$ ;  $\Phi$  — работа выхода;  $J$  — потенциал ионизации;  $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  JK<sup>-1</sup>;  $T$  — температура.

С учетом того, что к МДМ-структуре (мишени) приложено напряжение, потенциальный барьер уменьшается на величину  $\phi$ , eV:

$$\phi = 3.79 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{U}{d}}, \quad (9)$$

где  $d$  — толщина диэлектрического слоя МДМ-структуры.

Площадка мишени, с которой в сторону диэлектрика происходит диффузия ионов, соизмерима с площадью основания кратера

$$S_{\text{ион}} = \pi r_c^2, \quad (10)$$

где  $r_c$  — радиус кратера.

Количество атомов, попадающих на нагретую во время удара мишень, определяется процессом диффузии примесей щелочных металлов к поверхности. Характерный объем  $V$ , из которого могут диффундировать примесные атомы, равен

$$V = r_c^2 x, \quad (11)$$

где  $x$  определяется известным соотношением из теории диффузии

$$x = \sqrt{2D(T)\tau}, \quad (12)$$

$$D(T) \approx 5 \cdot 10^{-5} \exp\left(\frac{5000}{T}\right), \quad (13)$$

где  $D(T)$  — коэффициент диффузии для щелочных металлов,  $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , температура  $T$  измеряется в К; время охлаждения  $\tau$ , в течение которого температура мишени и частицы остаются постоянными, после чего резко уменьшаются и поверхностная ионизация исчезает, соизмеримо со временем образования кратера. Для микронных частиц в диапазоне скоростей  $10^3$ – $10^4 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$  это время, по оценкам, составляет  $\tau = 10^{-7} \text{ с}$ .

Число положительных ионов, эмитируемых из объема  $V$ , определяется как

$$v_+ = n_{\text{imp}} V \frac{\alpha}{1 + \alpha}, \quad (14)$$

где  $n_{\text{imp}} = 1 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  — концентрация атомов примесей (imp—impurity).

Заряд, который образуется при ударе, равен:

$$Q = e v_+,$$

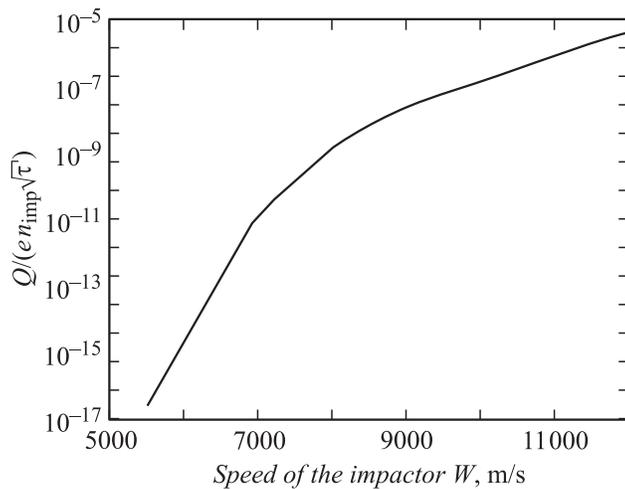
где  $e$  — заряд электрона, или

$$Q = e n_{\text{imp}} r_c^2 \sqrt{2(5 \cdot 10^{-5}) \exp\left(\frac{5000}{T}\right) \tau} \times \frac{\frac{1}{2} \exp\left(\frac{\Phi - J + \phi}{T}\right)}{\frac{1}{2} \exp\left(\frac{\Phi - J + \phi}{T}\right) + 1}, \quad (15)$$

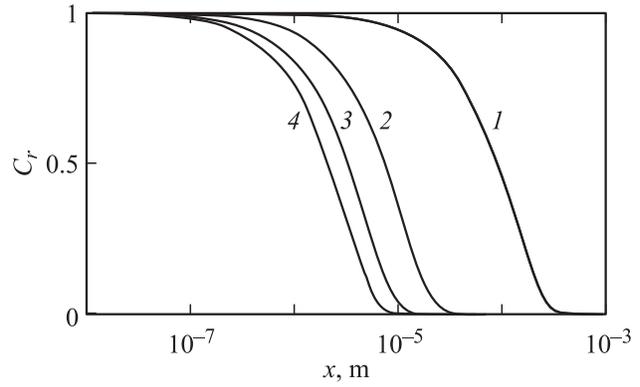
где  $\phi$  — внешний приложенный потенциал.

На рис. 6 показан относительный заряд, образовавшийся на границе раздела верхняя обкладка–диэлектрик в зависимости от скорости микрометеорита, рассчитанный по формуле (15), согласно которой, увеличение напряжения на обкладке приводит к увеличению количества образовавшихся зарядов.

Анализ показывает, что доминирующую роль в образовании заряда играют элементы с низким потенциалом ионизации (Li, K, Na, Rb, Cs).



**Рис. 6.** Относительный заряд, образовавшийся на границе раздела верхняя обкладка–диэлектрик в зависимости от скорости ударника.



**Рис. 7.** Распределение приведенной концентрации примеси щелочных металлов  $C_r$  (r—relative) в зависимости от глубины внутрь диэлектрика при различных температурах (1 — 2000, 2 — 1500, 3 — 1000, 4 — 500 К) при среднем времени воздействия  $10^{-8} \text{ с}$ .

Также в процессе удара, возможно, происходит диффузия атомов металлов в диэлектрик. Диффузия задается уравнением Фика [10]:

$$\frac{\partial C(z, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(z, t)}{\partial z^2}, \quad (16)$$

где  $D = D_0 e^{-\frac{\Delta E}{RT}}$  — коэффициент диффузии в диэлектрике,  $C(z, t)$  — распределение концентрации атомов металла,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $\Delta E$  — энтальпия.

Предложим, что если диффузия будет происходить только с поверхности площади, равной площади основания кратера, то такая диффузия будет иметь место только в процессе удара и остывания кратера. В диэлектрике будет происходить процесс диффузии атомов и ионов алюминия и щелочных металлов. Решения для данного уравнения выберем в виде диффузии из постоянного источника в полуограниченное тело [10]:

$$C(z, t) = C_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{Dt}}\right), \quad (17)$$

где  $C_0$  — начальная концентрация атомов. При расчете сложную форму изменения проводимости МДМ-структуры аппроксимировали прямоугольным импульсом длительности  $t$ .

Как видно из рис. 7, даже при малом времени воздействия происходит внедрение примеси из верхней обкладки в диэлектрик. Средняя температура диэлектрика 500 К соответствует приблизительно скорости микрометеорита  $6000 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ ; 2000 К соответствует приблизительно  $12000 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$  при толщине диэлектрика  $10^{-6} \text{ м}$  и верхней обкладке  $16 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ .

## Стационарное свечение ударно-сжатого диэлектрика

При проведении экспериментов с использованием электростатического ускорителя [11] был обнаружен режим включенной в цепь постоянного напряжения ударно-сжатой МДМ-структуры, при котором возникает стационарное свечение участка ограниченного диэлектрика, подвергнутого ударному воздействию алюминиевых частиц диаметром  $d = (0.1-0.5) \cdot 10^{-6} \text{ м}$  в диапазоне скоростей  $3000-12000 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$  и хромовых частиц  $d(1-20) \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ,  $V \leq 2000 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ . Пленки МДМ-структур, полученных путем полимеризации в высокочастотном разряде, за счет оптимального выбора технологических параметров и режимов полимеризации, а также последующей тренировки с помощью импульсного напряжения, обладают большим значением пробивного напряжения. Такие характеристики пленочных конденсаторов на больших площадях с минимальным ложным замыканием необходимы для использования их в качестве детекторов микрометеоритов. Сопротивление канала проводимости участка сжатого органического диэлектрика находится в пределах  $10^3-10^6 \Omega$ , а ток проводимости составляет  $\sim 10^{-3}-10^{-4} \text{ А}$ . Свечение является стабильным во времени, наблюдается визуально в течение нескольких часов и более, а интенсивность свечения полиметилметакрилата линейно связана с величиной поданного на МДМ-структуру постоянного электрического поля. Было предположено, что в основе свечения лежит явление электролюминесценции.

При ударе микрометеорита и его частичного внедрения в диэлектрик возможно образование микроострий, которые приводят к утончению толщины диэлектрика. При этом в местах расположения микроострий напряженность электрического поля в несколько раз превосходит среднюю напряженность электрического поля. Именно здесь и происходит автоэлектронная эмиссия [12]. Ускоренные полем электроны производят ударную ионизацию, а также вызывают диссоциацию молекул диэлектрика. Образующиеся за счет диссоциации ионы металла могут образовывать проводящие мостики, которые объясняют остаточную повышенную проводимость диэлектрика.

Другим подходом к описанию эффекта свечения является то, что при сжатии оптически прозрачных диэлектриков в достаточно сильных ударных волнах, в которых температура достигает нескольких тысяч градусов, тепловое возбуждение электронов сопровождается смещением энергетических уровней, вещество становится непрозрачным и начинает интенсивно излучать [13]. Если предположить, что происходят изменение свойств полиметилметакрилата под влиянием ударного сжатия и его сжатие приложенным внешним электрическим полем [7], то можно иметь тот же эффект, что и при помутнении пластика, происходящем при давлении  $214\,000 \text{ бар}$  [14].

Внутри светящегося канала температура находится в пределах от  $700$  до  $1500 \text{ К}$  в зависимости от приложенного напряжения [15]. Очевидно, что при таких температурах возможны химические превращения внутри диэлектрика с образованием высокотемпературного соединения. Известно [14,16], что диэлектрическая пленка полиметилметакрилата  $[-\text{CH}_2\text{C}(\text{CH}_3)(\text{COOCH}_3)-]_n$  при температурах свыше  $300^\circ\text{C}$  разрушается и начинают рваться связи  $\text{O}-\text{O}$ ,  $\text{C}-\text{C}$ ,  $\text{C}-\text{H}$ ,  $\text{O}-\text{H}$ . При этом образуются металлоорганические соединения, где атомы металла (Al или Cr) диффундируют из верхней обкладки и оставшейся пылевой частицы. Совместо с диффузией атомов происходит образование нового металлоорганического соединения. В работе [17] отмечено, что продуктами деструкции углеводородов могут быть углерод в алмазной фазе и метан. Согласно [13], превращение  $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$  в  $\text{C}_{\text{solid}}$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$  требует около  $0.055 \cdot 10^5 \text{ Дж}$ ; превращение в  $\text{H}$ ,  $\text{C}$  и  $\text{O}$ -атомы требует  $0.62 \cdot 10^5 \text{ Дж}$ , а при скорости ударной волны  $16.5 \text{ км/с}$  и давлении  $2 \cdot 10^{11} \text{ Па}$   $0.14 \cdot 10^5 \text{ Дж}$  энергии тратится на разрыв связей. Как видно по балансу энергии, связи в полиметилметакрилате будут разрушаться не полностью.

Вероятно, при свечении протекают процессы, подобные электрохемилюминесценции [18]:

- 1)  $R \rightarrow R^+ + e^-$  — окисление на поверхности анода;
- 2)  $e^- + R \rightarrow R^-$ ,  $R^+ + R^- \xrightarrow{K_1} R^* + R$  — превращение на поверхности катода;
- 3)  $R^* \xrightarrow{K_2} R + h\nu$  — излучательный переход;
- 4)  $R^* \xrightarrow{K_3} R$  — безызлучательный переход, где  $R$  — органическая молекула;  $R^+$  — катионный радикал;  $R^-$  — анионный радикал;  $R^*$  — молекула в возбужденном состоянии;  $K_1, K_2, K_3$  — константы скорости реакции.

Согласно представленным процессам, при увеличении подаваемого между обкладками напряжения увеличивается поток электронов, а следовательно, и интенсивность свечения.

## Заключение

В работе получены результаты численного моделирования процесса соударения высокоскоростных пылевых частиц с пленочной МДМ-структурой, приведены модель и графики изменения температуры и проводимости МДМ-структуры в зависимости от параметров мишени и микрометеорита.

Показано, что в ударно-сжатой МДМ-структуре протекают процессы образования ионов и диффузии атомов, ионов, электронов в диэлектрик в условиях воздействия электрического поля, а также химические процессы его деструкции.

На основании ранее проведенных авторами исследований предложена модель стационарного свечения МДМ-структуры, как результат ее взаимодействия с пылевыми частицами. Причиной свечения может быть люминесценция, имеющая место при формовке МДМ-структур.

## Список литературы

- [1] Семкин Н.Д., Воронов К.Е., Новиков Л.С. Регистрация пылевых и газовых частиц в лабораторных и космических условиях. Самара: Изд-во СГАУ, 2005. 470 с.
- [2] Семкин Н.Д., Воронов К.Е. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 8. С. 63–66.
- [3] Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 187 с.
- [4] Физика быстропротекающих процессов / Под ред. Н.А. Златина. М.: Мир, 1971. Т. 2. 373 с.
- [5] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [6] Твердые тела под высоким давлением / Под ред. В. Пола и Д. Варшауэра. М.: Мир, 1966. 524 с.
- [7] Вершинин Ю.Н., Ильичев Д.С., Морозов П.А. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 1. С. 85–87.
- [8] Дремин А.Н. // Хим. физика. 2009. Т. 28. № 4. С. 55–62.
- [9] Drapats S., Michel K.W. // Z. Naturforsch. 1974. Bd 29a. P. 870–879.
- [10] Черняев В.Н. Физико-химические процессы в технологии РЭА: Учеб. для вузов по спец. „Конструирование и пр-во РЭА“. М.: Высш. шк., 1987. 376 с.
- [11] Семкин Н.Д., Семечук С.М., Юсупов Г.Я. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 6. С. 517–521.
- [12] Воробьев Г.А., Похолков Ю.П., Королев Ю.Д., Меркулов В.И. Физика диэлектриков (область сильных полей): Учеб. пособие. Томск: ТПУ, 2003. 244 с.
- [13] Зельдович Я.Б., Кормер С.Б., Сеницын М.В., Курятин А.И. // Докл. АН СССР. 1958. Т. 122. Вып. 1. С. 48–50.
- [14] Хищенко К.В., Ломоносов И.В. // Хим. физика. 1998. Т. 17. № 7. С. 74–79.
- [15] Семкин Н.Д., Воронов К.Е., Богоявленский Н.Л. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 85–89.
- [16] Воскобойников И.М., Воскобойникова О.И. // Хим. физика. 2001. Т. 20. № 10. С. 70–74.
- [17] Хищенко К.В. // ТВТ. 1997. Т. 35 (6). С. 1002–1005.
- [18] Прикладная электролюминесценция / Под ред. М.В. Фока. М.: Сов. радио, 1974. 416 с.