

## ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ МИКРОМЕТЕОРОИДНЫХ И ТЕХНОГЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОЧНОЙ МДМ-СТРУКТУРЫ

© 2004 К. Е. Воронов, Н. Л. Богоявленский, Н. Д. Семкин

Самарский государственный аэрокосмический университет

Решается задача образования ионов многокомпонентной плазмы и проводимости ударносжатого или закороченного частицей участка пленочной МДМ-структуры при высокоскоростном ударе. Рассматриваются модели взаимодействия частицы с преградой. Получены аналитические выражения для зарядов многокомпонентной ударной плазмы и проводимости ударносжатой и закороченной МДМ-структуры. Разработаны детекторы микрометеороидных и техногенных частиц ионизационно-конденсаторного типа на основе тонких МДМ-структур и проведены лабораторные и космические эксперименты на геостационарной орбите на спутниках «Горизонт-41» и «Горизонт-43».

Интерес к вопросу о взаимодействии высокоскоростной частицы с тонкой (металл-диэлектрик-металл) структурой связан с проблемой регистрации микрометеороидов и частиц космического мусора [1-6]. Использование пленочных МДМ-структур в преобразователях параметров частиц вызвано необходимостью повышения чувствительности в нижнем диапазоне скоростей и масс ( $W \leq 10$  км/с;  $m \leq 10^{-8}$  кг), а также созданием детекторов микрометеороидов с большой рабочей площадью чувствительной поверхности [4].

В данной работе на качественном уровне решается задача образования ионов многокомпонентной плазмы и проводимости ударносжатого или закороченного частицей участка пленочной МДМ-структуры при высокоскоростном ударе и приводятся некоторые результаты лабораторных и космических экспериментов. В основу моделей расчета проводимости ударносжатой МДМ-структуры и параметров ударной плазмы положены результаты решения уравнений гидродинамики [8] и кинетики разлета плазмы [5, 7, 8]. Рассматривается вопрос о влиянии характеристик внешнего электрического поля на электропроводность и характеристики плазмы, образованной в результате высокоскоростного взаимодействия частицы с тонкой преградой в виде МДМ-структуры [8, 9].

В рамках единой модели не представляется возможным решить указанные задачи для широкого диапазона скоростей частицы

(1...70 км/с), так как механизмы рассматриваемых явлений для различных скоростей различны. Для диапазона скоростей 0,5...7 км/с справедлива модель поверхностной ионизации, а для диапазона скоростей 15...50 км/с — модель объемной ионизации [10, 12].

Рассмотрим процессы генерации носителей заряда и изменения проводимости закороченного участка пленочной МДМ-структуры.

При взаимодействии частицы с МДМ-структурой в них начинают распространяться ударные волны, параметры состояния которых находятся из следующей системы уравнений [5]:

уравнение для внутренней энергии во фронте ударной волны

$$E_{\phi} = E_x + E_l + E_e; \quad (1)$$

уравнение Ренкина-Гюгонио

$$E_{\phi} = \frac{p(x)}{\rho_0 \gamma}; \quad (2)$$

уравнение ударной адиабаты

$$p = p(x), \quad (3)$$

где  $E_{\phi}$  - внутренняя энергия во фронте ударной волны;  $E_x$  - энергия холодного сжатия;  $E_l = C_v T_{\phi}$  - тепловая энергия колебаний кристаллической решетки;  $E_e = \frac{1}{2} \beta_0 x^{1/2} T_{\phi}^2$  - энергия теплового возбуждения электронов;

$C_v$  - теплоемкость решетки;  $T_\phi$  - температура во фронте ударной волны;  $\beta_0$  - коэффициент электронной теплоемкости;  $x$  - безразмерный удельный объем.

Аналогичная система уравнений записывается для вещества мишени, причем обе системы уравнений связаны друг с другом условием:  $P_m = P_y$ , где  $P_m$  - давление в мишени;  $P_y$  - давление в ударнике.

Термодинамические параметры во фронте ударной волны и при изоэнтропийной разгрузке в соответствии с системой (1)-(3) приведены в [4].

Поскольку зависимость  $P(x)$  не может быть определена теоретически, то необходимо использовать эмпирические зависимости, связывающие скорость ударной волны и массовую скорость вещества за фронтом ударной волны. Для установления взаимосвязи параметров состояния во фронте ударных волн с параметрами мишени и налетающей пылевой частицы (скорость, плотность) используем следующие уравнения [5]:

$$P_m = P_y; \quad (4)$$

$$U_m + U_y = V_0, \quad (5)$$

где  $U_m$  - массовая скорость ударных волн в мишени;  $U_y$  - массовая скорость ударных волн в ударнике;  $V_0$  - скорость соударения.

При выходе ударной волны на свободную поверхность сжатое ударной волной вещество адиабатически разгружается практически до нулевого давления, и при этом происходит нагрев и расширение вещества по сравнению с исходным состоянием (до взаимодействия).

В процессе разгрузки температура понижается, и закон охлаждения можно найти, используя адиабатическую связь температуры и удельного объема:

$$\frac{T}{T_\phi} = \left( \frac{V_\phi}{V} \right)^{\Gamma_0}, \quad (6)$$

где  $\Gamma_0$  - параметр Грюнайзена [5].

Полагая, что при разгрузке вещество расширяется с постоянной скоростью

$$U_p = \frac{R_y}{t_0}, \quad \text{где } R_y - \text{ радиус ударника, время}$$

$t_0$  можно оценить как  $t_0 = R_y/V_0$ , а закон изменения радиуса образовавшегося газового облака имеет вид

$$R = R_y \cdot \frac{t}{t_0}.$$

Объем сферы и ее радиус связаны кубической зависимостью, и поэтому изменение объема газового облака во времени имеет вид

$$V = V_\phi \cdot \left( \frac{t}{t_0} \right)^3. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует

$$T = T_\phi \cdot \left( \frac{t_0}{t} \right)^{3\Gamma_0}. \quad (8)$$

Основным параметром, характеризующим явление поверхностной ионизации, является степень ионизации

$$\alpha = \frac{N_+}{N_0}, \quad (9)$$

где  $N_+$ ,  $N_0$  - соответственно количество одновременно десорбируемых одинаковых по химическому составу ионов и нейтральных частиц. Степень ионизации определяется по формуле Саха-Ленгмюра [7]:

$$\alpha = \frac{q_i}{q} \exp\left( \frac{\Phi - J}{T} \right), \quad (10)$$

где  $q_i = 1/2$  - статистический вес ионов;  $q = 1$  - статистический вес нейтральных атомов;  $\Phi$  - работа выхода электрона;  $J$  - потенциал ионизации.

Известно [5], что при подаче напряжения к переходу „металл-диэлектрик” высота энергетического барьера снижается на величину

$$\varphi_m = 3.79 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{U_0}{d}}, \text{ эВ}, \quad (11)$$

где  $U_0 = 50 \dots 100$  В;  $d = (10 \dots 20) \cdot 10^{-4}$  см - толщина диэлектрического слоя МДМ-структу-

ры. Выражение (10) с учетом (11) запишется в виде

$$\alpha = \frac{q_i}{q} \exp\left(\frac{\Phi - J + \varphi_m}{T}\right). \quad (12)$$

Анализируя (12), легко видеть, что наибольший выход имеют ионы атомов с низким потенциалом ионизации. Согласно экспериментальным и расчетным данным [4], спектр зарядов состоит в основном из ионов примесей щелочных металлов (*Li, Na, K*) в материале мишени, потенциал ионизации которых низок (5,39; 5,14 и 4,34 эВ, соответственно), и ионов *Al* (материал обкладок структуры), имеющих сравнительно невысокий потенциал ионизации (5,98 эВ).

Эмиссия носителей заряда определяется процессом диффузии атомов примесей к нагретой в результате удара поверхности. Характерный объем, из которого могут диффундировать атомы, определяется соотношением

$$V_{\text{дифф}} = R_x^2 \cdot l_{\text{дифф}}. \quad (13)$$

Здесь  $R_x = (2...3)R_y$  - характерный размер;  $l_{\text{дифф}}$  - длина диффузионного пробега частицы, определяемая соотношением

$$l_{\text{дифф}} = \sqrt{2D\tau_{\text{дифф}}}, \quad (14)$$

где  $D$  - коэффициент диффузии;  $\tau_{\text{дифф}}$  - время, соизмеримое с характерным временем образования кратера (порядок  $10^{-7}$  с).

В результате газокINETического разлета плазмы происходит изменение ее температуры. Для примесных атомов температурная зависимость коэффициента диффузии  $D$  согласно [7] имеет вид

$$D(T) = 5 \cdot 10^{-5} \exp\left(\frac{-0.431}{T}\right). \quad (15)$$

Заряд  $Q$ , образованный в результате ударного взаимодействия, определяется по формуле

$$Q = e \cdot n_{np} \cdot V_{\text{дифф}} \cdot \frac{\alpha}{1 + \alpha}, \quad (16)$$

где  $e$  - заряд электрона;  $n_{np} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  - концентрация примесных атомов.

С учетом (12)-(15) после некоторых преобразований (16) примет вид

$$Q = 4 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\exp\left(\frac{\Phi - J + \varphi_m - 0,431}{T}\right)}{2 + \exp\left(\frac{\Phi - J}{T}\right)}. \quad (17)$$

Рассмотрим процесс образования ионов многокомпонентной плазмы и проводимости закороченного участка пленочной МДМ-структуры при высокоскоростном ударе. Модель расчета справедлива в диапазоне скоростей частиц выше 10...15 км/с [11]. В основу модели расчета электропроводности ударносжатой МДМ-структуры положены результаты решения задачи об инерциальном разлете ударной плазмы и модель объемной ионизации [4, 5, 11]. В рамках данной модели решается задача о влиянии характеристик внешнего электрического поля на параметры плазмы, образованной в результате высокоскоростного взаимодействия частицы с тонкой преградой в виде МДМ-структуры (конденсатора).

Используя известные соотношения из теории ударных волн [5], для случая скоростей частицы-ударника  $V_0 = 15...50$  км/с можно получить следующие выражения.

1. Температура во фронте ударной волны

$$T_\phi = G \cdot \frac{V_0}{1 + \sqrt{p}}, \quad (18)$$

где  $p = \frac{\rho_y}{\rho_m}$ ;  $V_0$  - скорость ударника;  $\rho_y$  - плот-

ность ударника;  $\rho_m$  - плотность мишени;

$G = \frac{1}{\beta^{1/2} x^{1/4}}$  - коэффициент пропорциональ-

ности;  $\beta$  - коэффициент электронной теплопроводности;  $x$  - безразмерный удельный объем.

2. Начальная температура образовавшегося плазменного сгустка

$$T_0 = T_\phi \left( \frac{n_0}{n_\phi} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (19)$$

где  $n_0 \leq 10^{20} \text{ см}^{-3}$  - концентрация тяжелых частиц в плазме;  $n_\phi \leq 10^{23} \text{ см}^{-3}$  - концентрация атомов ударносжатого вещества.

Подставляя выражение (18) в (19), для  $T_0$  получим

$$T_0 = 0,1 \cdot \frac{V_0}{1 + \sqrt{p}}. \quad (20)$$

### 3. Время образования плазмоида

$$t_0 = \frac{R_0}{u},$$

где  $u = \frac{V_0}{1 + \sqrt{p}}$  - скорость расширения границы сгустка;

$R_0 = 10 \cdot R_y$  - размер плазмоида;  $R_y$  - характерный размер ударника.

Для определения проводимости ударносжатой МДМ-структуры вначале рассмотрим процесс разлета плазменного облака. По координатам  $x$  и  $y$  облако расширяется значительно медленнее, чем по координате  $z$  (рис. 1).

Это связано с тем, что одна часть плазменного сгустка находится внутри конденсатора, а другая часть выбрасывается наружу. Часть плазмоида, вышедшая за пределы кон-

денсатора, под действием газодинамических сил беспрепятственно расширяется. Расширение плазменного облака внутри конденсатора происходит в других условиях: на пути расширения облака находится преграда в виде стенок конденсатора. Расширение этой части сгустка возможно при испарении обкладок и диэлектрика конденсатора под действием высокой температуры.

Элементный состав плазмы определяется из уравнений Саха. Для пылевых частиц размером  $R_y = (10^{-5} \dots 10^{-3}) \text{ см}$  и скоростью  $V_0 = (20 \dots 50) \text{ км/с}$  параметры плазменных сгустков лежат в пределах:  $10^{-4} \leq R_0 \leq 10^{-2} \text{ см}$ ,  $n_0 \leq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $1 \leq T \leq 3 \text{ эВ}$ . Низкие температуры плазмы позволяют учитывать только однократную ионизацию, что дает возможность проведения расчета остаточных зарядов без применения численных методов.

Пусть в момент времени  $t = t_0$  имеется равновесная, в общем случае многокомпонентная плазма заданной плотности со следующими параметрами:

$n_0 = \sum_{k=1}^{k_{\max}} n_{0k}$ , радиуса  $R_0$ , температуры  $T_0$ . Законы расширения запишем в виде, принятом в [4, 5]:

$$\frac{dx_k}{dt} = (1 - x_l) \cdot x_e \cdot \frac{ACt_0 n(t)}{T^3(t)} \times \exp\left(-\frac{J_k}{T_0}\right) - \frac{x_k x_e^2 n^2(t) A t_0}{T^{9/2}(t)}, \quad (21)$$

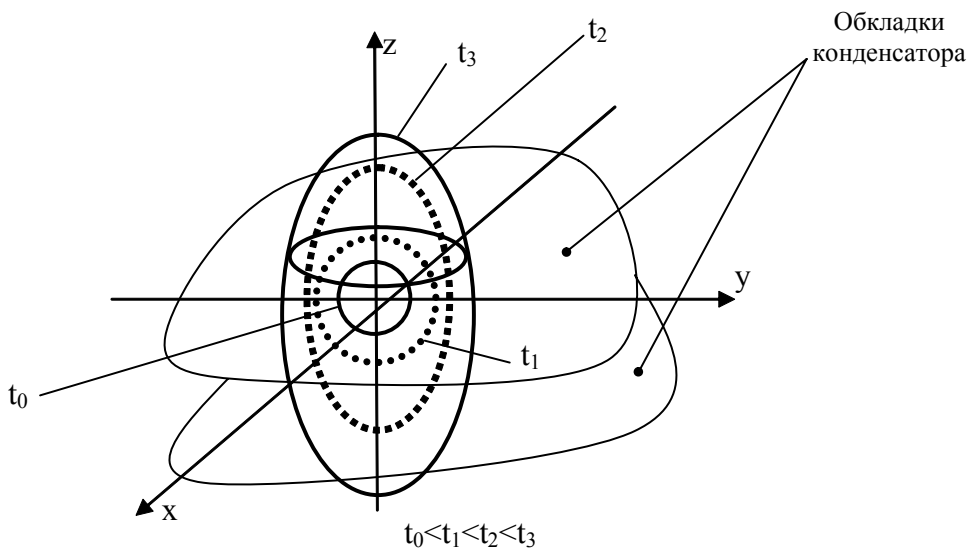


Рис. 1. Схематическое изображение разлета плазменного облака

$$n(t) = \frac{n_0}{t^3}; \quad (22) \quad \frac{dx}{dt} = \frac{x_k x_e^2 n^2(t) A t_0}{T^{9/2}(t)}. \quad (28)$$

$$T(t) = \frac{T_0}{t}; \quad (23)$$

$$x_e = \sum_{k=1}^{k_{\max}} C_k x_k, \quad (24) \quad \frac{dx_e}{dt} = -\frac{x_e^3 \cdot A \cdot t_0 \cdot n^2}{T^{9/2}}. \quad (29)$$

где  $A = 8.75 \cdot 10^{-27} \text{ см}^6 \cdot (\text{эВ})^{-9/2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $t$  - безразмерное время, нормированное на  $t_0$ ;  $x_e$  - степень ионизации электронов;  $x_k$  - степени ионизации ионов  $k$ -ого элемента;  $v_k$  - содержание тяжелых частиц  $k$ -ого сорта:

$$v_k = \frac{n_k}{n_0} = \frac{n_{k0}}{n_0} = \text{const}; \quad \sum_{k=1}^{k_{\max}} v_k = 1.$$

Начальные условия определяются из уравнения Саха [5], решение которого при начальной степени ионизации  $x_k \ll 1$  имеет вид:

$$x_{e0} = \left( \sum_{k=1}^{k_{\max}} v_k \mu_k \right)^{1/2}, \quad (25)$$

$$\mu_k = \frac{C \cdot T^{3/2}}{n_0} \cdot \exp\left(-\frac{J_k}{T_0}\right), \quad (26)$$

где

$$C = 6.06 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot (\text{эВ})^{-3/2},$$

$$x_{k0} = \frac{\mu_k}{x_{e0}}. \quad (27)$$

Введя время  $t > t_0$  нарушения ионизационного равновесия, можно получить решение системы (25)-(27) с помощью следующего приема. При  $t_0 \leq t \leq t_1$  значения степеней определяются приближенно по уравнениям Саха для  $n = n(t)$ ,  $T = T(t)$ . При  $t > t_1$  скоростью ионизации из-за экспоненциальной зависимости можно пренебречь по сравнению со скоростью рекомбинации и уравнение (21) записать в виде

Умножая правую и левую части (28) на  $n_k$  и суммируя по индексу  $k$  с учетом (24), получим

Интегрируя (29), с использованием (21)-(25) получим

$$x_e(t) = r \cdot \left[ 1 + \left( \frac{r}{x_{el}} \right)^2 - \sqrt{\frac{t_1}{t}} \right]^{-1/2}; \quad (30)$$

$$x(t) = r \cdot \frac{x_{kl}}{x_{el}} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{r}{x_{el}} \right)^2 - \sqrt{\frac{t_1}{t}} \right]^{-1/2}, \quad (31)$$

где  $r = \left( \frac{T_0^{9/2} \cdot t_1^{1/2}}{2 \cdot A \cdot t_0^{3/2} \cdot n_0^2} \right)^{1/2}$ ;  $x_{e1}$ ,  $x_{k1}$  - значения

степеней ионизации при  $t = t_1$ , определяемые из уравнений Саха для  $n_1 = n_{t1}$ ,  $T_1 = T(t_1)$ .

Для оценки времени  $t_1$  воспользуемся выражением, справедливым для однокомпонентной плазмы

$$\frac{A \cdot n_1^2 \cdot x_e^2 \cdot t_0}{T_1^{9/2}} = \frac{3}{2} \cdot (\gamma_{\text{эфф}} - 1) \cdot \frac{J}{T_1}. \quad (32)$$

Для однокомпонентной плазмы по уравнению Саха имеем

$$x_{e1}^2 = \frac{C \cdot T_0^{9/2}}{n_0} \cdot \exp\left(-\frac{J}{T_0}\right). \quad (33)$$

При сохранении вида уравнения (32) для многокомпонентной плазмы потенциал  $J$  будет определяться из условия равенства электронных степеней ионизации для одно- и многокомпонентной плазмы

$$x_{el}^2(J_k) = x_{el}^2(J). \quad (34)$$

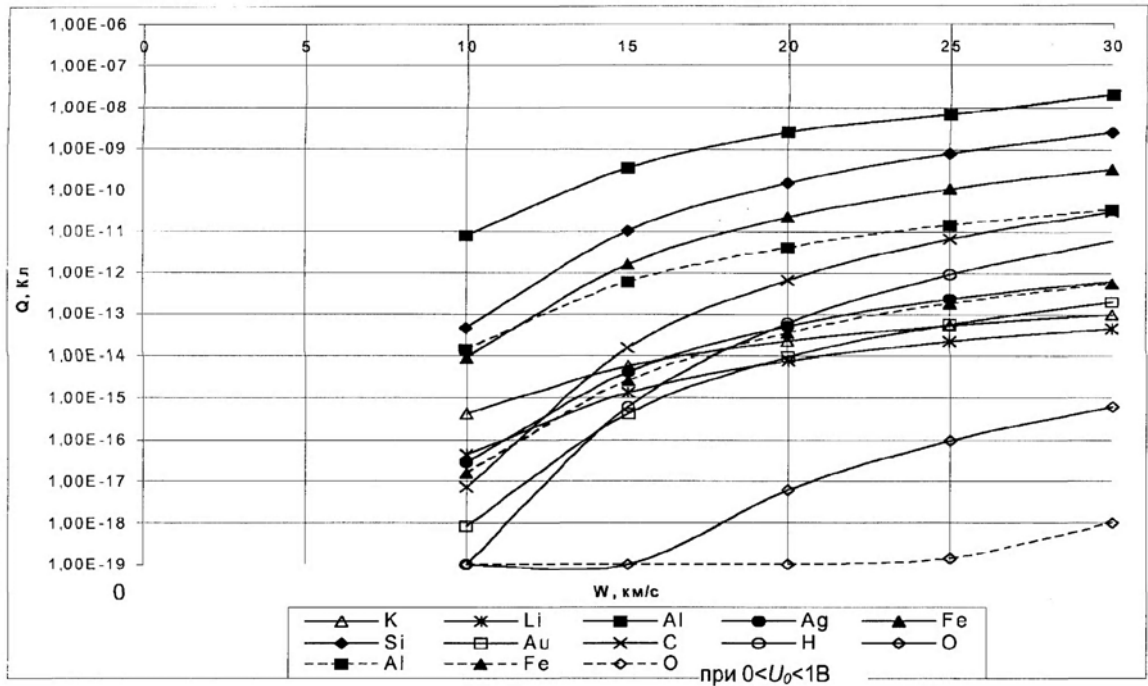


Рис. 2. Зависимость интегральных зарядов от скорости для различных элементов

Подставляя в (34) выражения (25) и (32), получим уравнение для эффективного потенциала  $J$ :

$$\sum_{k=1}^{k_{\max}} \nu_k \cdot \exp\left(-\frac{J_k}{T_l}\right) = \exp\left(-\frac{J}{T_l}\right). \quad (35)$$

Совместное решение (33) и (35) позволяет определить зависимости  $t_l = t_l(n_{\sigma}, T_{\sigma}, t_{\sigma}, n_k, J_k)$  и  $J = J(n_{\sigma}, T_{\sigma}, t_{\sigma}, n_k, J_k)$ . Асимптотические значения степеней ионизации можно определить из (30) и (31) при  $t \rightarrow \infty$ :

$$x_{e\infty} = \frac{r}{\left[1 + \left(\frac{r}{x_{el}}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (36)$$

$$x_{k\infty} = \frac{x_{kl}}{x_{el}} \cdot x_{e\infty}. \quad (37)$$

Так как  $\left(\frac{r}{x_{el}}\right)^2 \ll 1$ , то  $x_{e\infty} \approx r$ , и, используя выражения (36) и (37), можно записать формулы для остаточных зарядов:

$$Q_e = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_0^3 \cdot n_0 \cdot x_{e\infty}; \quad (38)$$

$$Q_k = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_0^3 \cdot n_0 \cdot C_k \cdot x_{k\infty}; \quad (39)$$

$$Q_e = \sum_{k=1}^{k_{\max}} Q_k,$$

$$C_k = \frac{n_k}{n_0}.$$

Полученные выражения (38) и (39) описывают приближенную модель инерциального разлета плазменного сгустка за счет газодинамических сил. Данную модель следует дополнить данными о влиянии внешнего электрического поля на процесс разлета плазменного облака.

Проводимость плазмы складывается из электронной и ионной составляющих [7]:

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_i = e \cdot (n_e \cdot \mu_e + n_i \cdot \mu_i), \quad (40)$$

где  $\sigma_e$  - электронная составляющая проводимости;  $\sigma_i$  - ионная составляющая проводимости.

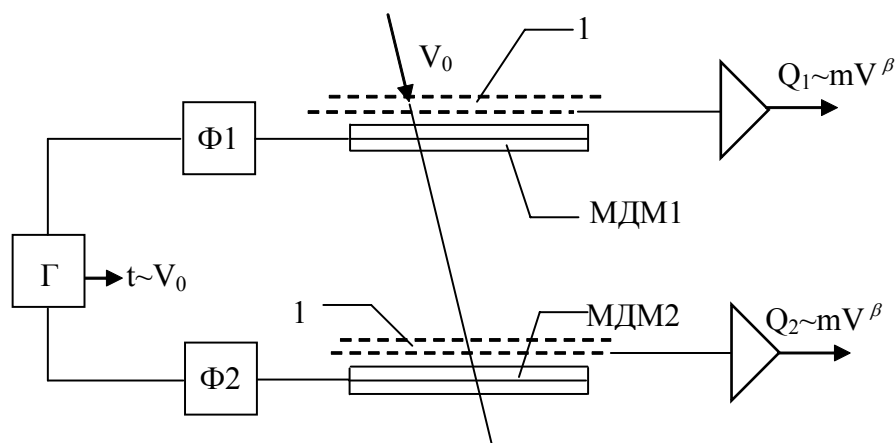


Рис. 3. Структурная схема пленочного детектора ионизационно-конденсаторного типа

сти;  $\mu_e$  - подвижность электронов;  $\mu_i$  - подвижность ионов.

С электронной составляющей проводимости связано явление токового разогрева плазмы. Под действием электрического поля заряженные частицы (электроны и ионы) повышают свою кинетическую энергию, при этом ионы с массой  $\mu_i > \mu_e$  можно считать практически неподвижными. Плазма может быть представлена как смесь электронной и ионной жидкостей. Сила трения электронной жидкости об ионную вызывает разогрев плазмы. Скорость нагрева электронов за счет работы силы трения определяется из уравнения [7]:

$$\frac{3}{2} \cdot n_e \cdot \frac{dT_{\text{наг}}}{dt} = \sigma_e \cdot E. \quad (41)$$

Рост температуры плазмы за счет токового (джоулева) разогрева следует учитывать при решении задачи газокинетического разлета плазменного сгустка. Полная температура плазмы может быть представлена как сумма двух компонент:

$$T_{\Sigma} = T + \tilde{T}, \quad (42)$$

где  $T$  - температура расширяющегося сгустка (8);  $\tilde{T}$  - температура джоулева разогрева плазмы

$$\tilde{T} = T_{\text{нар}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}. \quad (43)$$

Поскольку плазма обладает в начальный момент времени достаточно высокой электропроводностью, то внешнее электрическое поле проникает внутрь объема плазмы на малую глубину, для оценки которой воспользуемся формулой [6]

$$E(y) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{y}{r_D}\right),$$

где  $E_0$  - напряженность внешнего электрического поля;  $E(y)$  - напряженность поля внутри объема плазмы на глубине  $y$ ;

$$r_D = \sqrt{\frac{T_i + T_e}{8\pi n e^2}} - \text{дебаевский радиус; } T_e, T_i -$$

температуры электронной и ионной жидкостей;  $n$  - равновесная концентрация частиц.

Для упрощения модели примем, что в начальный момент времени внешнее электрическое поле не влияет на процессы ионизации и рекомбинации. Лишь по истечении некоторого времени, когда проводимость плазмы уменьшается, внешнее поле начинает проникать в плазму, ускорять заряженные частицы и разогревать плазму.

Для расчета заряда как функции времени необходимо определить ток, протекающий через пробитый конденсатор. С учетом уравнений электродинамики получено выражение для величины тока через МДМ-структуру в виде [8]

$$J(t) = \frac{U(t)}{d^2} \sigma(\bar{i}, t) dV, \quad (44)$$

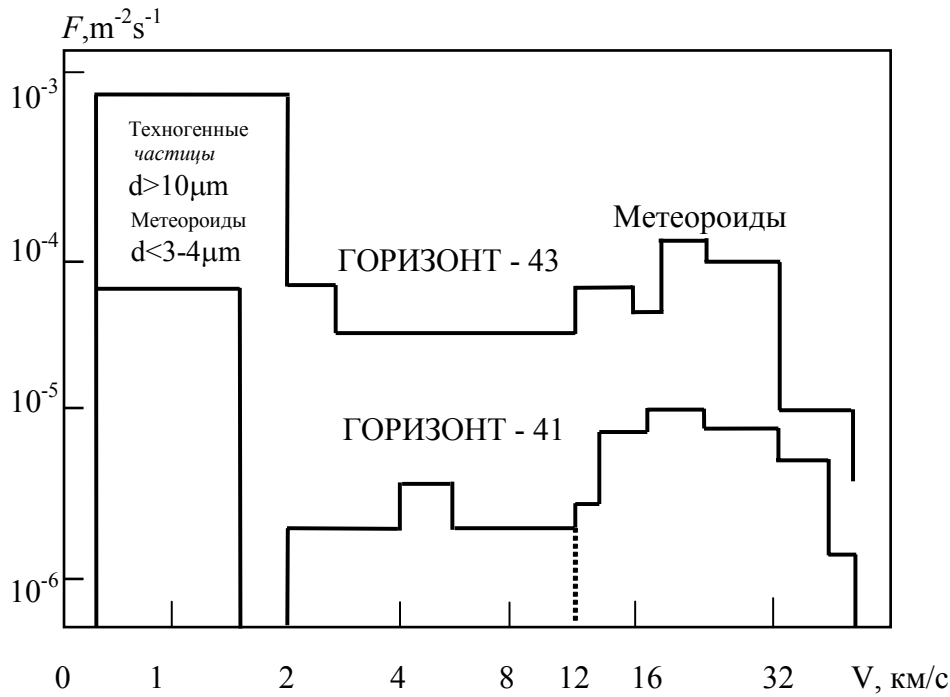


Рис. 4. Экспериментальные зависимости величины потока техногенных и микрометеороидных частиц, полученные на КА «Горизонт-41» и «Горизонт-43»

где  $U(t)$  - напряжение, приложенное между обкладками структуры;  $\sigma$  - проводимость МДМ-структуры;  $V$  - объем пробитого конденсатора.

Определим закон изменения напряжения в МДМ-структуре, которая разряжается через возникший канал проводимости (плазму). Для этого рассмотрим дифференциальное уравнение, описывающее разрядку конденсатора [8]:

$$U_C + \frac{dU_C}{dt} \cdot R_{пл} \cdot C = 0, \quad (45)$$

где  $U_C$  - напряжение на конденсаторе;  $R_{пл}$  - сопротивление плазмы;  $C \approx 1$  мкФ - емкость конденсатора.

Сопротивление проводящего канала плазмы [5]

$$R_{пл} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d}{S}, \quad (46)$$

где  $\sigma = e \cdot n(t) \cdot \mu(t)$  - проводимость плазмы; концентрация  $n(t)$  и подвижность  $\mu(t)$  заряженных частиц изменяются в соответствии с законами газокINETического разлета плазмы, приведенными ранее;  $d$  - толщина диэ-

лектрического слоя конденсатора;  $S = 4\pi R_y^2$  - площадь сечения проводящего канала;  $R_y$  - радиус кратера, образовавшегося в результате удара частицы.

Полученные на основе данной модели зависимости заряда с конденсатора как функции параметров частицы и напряжения на конденсаторе представлены на рис. 2.

Экспериментально рассмотрены три механизма взаимодействия частицы с МДМ-структурой (конденсатором):

1. Взаимодействие частиц с диаметром, равным или большим толщины конденсатора.
2. Образование ионов и проводимости в процессе ударного сжатия в непробиваемом и пробиваемом конденсаторе в диапазоне скоростей частиц 0.1...8 км/с.
3. Проводимость конденсатора, инициируемая электрическим разрядом в процессе ударного взаимодействия.

Экспериментальные исследования проводились с помощью электростатических ускорителей КГ-500 и ЭГ-8 с ускоряющими напряжениями 500 кВ и 2 МВ по методике, приведенной в [12].

Экспериментальный стенд состоял из инжектора (источника) пылевых частиц, электростатического ускорителя, системы



сепарации и регистрации параметров пылевых частиц, исследуемого детектора и его системы регистрации [12, 13]. Исследуемый детектор (рис. 3) состоит из двух пленочных конденсаторов (МДМ1, МДМ2), приемника ионов в виде двухфазной решетки 1, усилителей  $Q_1$  и  $Q_2$ , усилителей-формирователей  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  и генератора для измерения времени пролета частицы между двумя конденсаторами Г.

Для изучения первого механизма взаимодействия с пленочным конденсатором использовались частицы из  $Al$  (1...4 мкм),  $Fe$  (1...4 мкм),  $W$  (3...5 мкм). В качестве объекта исследования использовались пленочные МДМ-структуры с диэлектриком  $h = 2$  мкм, 4 мкм и 20 мкм. Форма и амплитуда наблюдаемых сигналов при пробое конденсатора частицами свидетельствовала о полном закорачивании структуры.

Для второго случая в процессе эксперимента исследовались заряд  $Q$  и скорость разлета ионов  $V$ , образывавшихся в результате соударения частицы с конденсатором. Сбор ионов осуществляется приемником в виде тонких проводников, установленным на расстоянии 13 мм от верхней обкладки конденсатора. Параметры частицы: масса  $m$  и скорость  $V$  - связаны с параметрами электрического импульса соотношением

$$Q = c \cdot m^\alpha \cdot V^\beta, \quad (47)$$

где  $c$  - коэффициент, зависящий от плотностей частиц и мишени (конденсатора).

Максимум импульса тока связан с наличием наиболее вероятной скорости, то есть связан со скоростью разлета ионов, которая пропорциональна скорости соударения, зависит от плотности частицы и практически не зависит от ее массы. Это позволяет использовать параметр времени разлета ионов для измерения скорости частицы при априорно заданной плотности [9, 10].

Анализ полученных характеристик показывает, что коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  в формуле (47) равны:  $\alpha = 0.63 \pm 0.1$  и  $\beta = 2.04 \pm 0.3$ .

При исследовании случая ударного сжатия наблюдалось 30 - 40 % увеличение остаточного заряда, вызванное дополнительным

токовым разогревом материала ударного кратера.

На основе теоретических и лабораторных исследований был разработан детектор микрометеороидных и техногенных частиц по схеме, изображенной на рис. 3. С помощью него в период 1993 - 1996 гг. на геостационарной орбите проведены эксперименты на космических аппаратах (КА) «Горизонт-41» и «Горизонт-43» [15].

Площадь чувствительной поверхности детектора  $230 \text{ см}^2$  (площадь пленочного конденсатора), толщина пленок 20 мкм, расстояние между конденсаторами (МДМ-структурами) 8 см.

Над каждым конденсатором были установлены приемники ионов в виде полосковой структуры. Таким образом, детектор содержал конденсаторные и ионизационные датчики. Кроме того, измерялось время пролета частицы между двумя конденсаторами в случае их пробоя частицей. Результаты в виде распределений потоков (техногенных частиц и микрометеороидов) по скоростям в двух экспериментах на КА «Горизонт-41» и «Горизонт-43» приведены на рис. 4. Было зафиксировано 86 частиц за 11 месяцев экспонирования детектора на КА «Горизонт-41» и «Горизонт-43».

Величина потока, полученная в эксперименте на КА «Горизонт-41», составляет  $5.9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  для скоростей частиц выше 12 км/с, при этом общий поток частиц за время работы детектора составил  $1.2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Поток частиц, полученный в эксперименте на КА «Горизонт-43», интенсивнее, чем на КА «Горизонт-41» (рис. 4). Величина потока частиц в эксперименте на КА «Горизонт-43» равна  $3.6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Максимальная скорость частиц составляет 20...25 км/с. Скорость частиц измерялась по времени пролета ионами расстояния  $L$  между двумя МДМ-структурами, а также времени нарастания переднего фронта ионного импульса с приемника 1 (рис. 3). Минимальные и максимальные значения потоков частиц (рис. 4) составляют по данным [15]:

«Горизонт-41»:  $5.9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $1.2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;

«Горизонт-43»:  $3.6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $1.1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , однако для уточнения величины потока частиц требуются дополнительные натурные эксперименты.

Дальнейшее развитие рассмотренной системы регистрации частиц “космического мусора” заключается в увеличении рабочих площадей чувствительной поверхности детектора, его эффективности и информативности [16].

#### Список литературы

1. Околоземное пространство. / Под ред. Джонсона Ф. С. М.: Мир. 1966.
2. Патент М.2050008(РОССИЯ). Детектор микрометеороидных и техногенных частиц / Семкин Н. Д. Оpubл. 10.12.95.БИ N.34.
3. Семкин Н. Д. Исследование характеристик конденсаторного датчика для регистрации твердых частиц с помощью импульсного лазера /Изв. Вузов СССР. Сер. Приборостроение, 1986. Т. XXIX, № 8. - С. 60-64.
4. Гришин В. К., Семкин Н. Д., Юсупов Г. Я. Расчет ионного спектра, образованного ударной плазмой во времяпролетном масс-спектрометре. // Методы обработки и отображения информации в радиотехнических устройствах. Куйбышев: КуАИ, 1985.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1966.
6. Ораевский В. Н. Плазма на Земле и в космосе. Киев: Наукова думка, 1974.
7. Телеснин Р. В. Курс физики. М.: Просвещение, 1970.
8. Семкин Н. Д., Воронов К. Е. Проводимость ударножатых МДМ-структур на основе полиметилметакрилата, // ЖТФ, 1998, том 68, вып. 8. - С. 63-66.
9. Семкин Н. Д., Воронов К. Е., Кондрашов В. Н. Исследование характеристик ионизационно-конденсаторного преобразователя пылевых частиц, получаемых с помощью импульсного лазера. ЦНИИАтомИнформ, 1998.
10. Smith D., Adams N. G. Studies of Plasma Production at Hypervelocity Microparticle Impact// J.Phys. D.:Appl. Phys.1973,v. G, N 4. p. 700-719/
11. Drapatz S., Michel K. W. Theory of Shock – wave Ionisation upon High – Velocity Impact of Micrometeorites. Z. Naturforsch, 1974, 20a, p. 870-879.
12. Новиков Л. С., Семкин Н. Д., Куликаускас В. С. Масс-спектрометрия ионов, эмиттируемых при соударении микрометеороидных частиц с материалами // ФХОМ, 1989, № 6. - С. 49 - 56.
13. Novikov L. S., Voronov K. E., Semkin N. D., etc. Measurements of Solid Micro – Particle Fluxes in Geosynchronous Orbit. ESTEC, Norvik, 19 – 20 Nov., 1996. ESA.SP - 392. 1996.
14. Семкин Н. Д., Семенчук С. М., Юсупов Г. Я. // Письма в ЖТФ, 1990. т. 14. Вып. 6. - С. 517-521.
15. Novikov L. S., Voronov K. E., Semkin N. D., etc. Attempt of Measurements of Space Debris Microparticle Flux of Geosynchronous Orbit. Proceedings of the Second European Conference on Space Debris, ESOC, Darmstadt, Germany, 17 – 19 March, 1997, (ESA SP-393, May, 1997).
16. Семкин Н. Д., Воронов К. Е., Рогов С. В. Детектор микрометеороидных и техногенных частиц // Измерительная техника. № 8, 1999. - С. 3-9.

### TRANSFORMER REFORMER OF MICROMETEORIODS AND TECHNICAL DEBRIS BASED ON FILM MDM STRUCTURES

© 2004 К. Е. Voronov, N. L. Bogoyavlensky, N. D. Semkin

Samara State Aerospace University

The problem of formation of ions of multicomponent plasma and conduction of a film MDM- structure part which is impact-compressed or particle-short-circuited under high-speed impact is solved. Models of plasma-barrier interaction are considered. We obtained analytical equations for multicomponent impact plasma charges and conduction of impact-compressed and short-circuited MDM structure. Ionization-capacitor type detectors of micrometeoroids and technical debris have been developed on the basis of thin MDM structures. Laboratory and space tests have been conducted on the geostationary orbit by «Gorizont-41» and «Gorizont-43» satellites.