

**МОДЕЛЬ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ФИЗИКО-ДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ  
МИКРОМЕТЕОРИТНЫХ ТЕЛ ТИПА СФЕРИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА**

**К.З.НУРИЕВ**

*Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство  
AZ1106, г. Баку, пр. Азадлыг, 159*

Построена и исследована математическая модель преобразователя физико – динамических параметров на основе ионизационно-конденсаторного типа.

С помощью численного метода исследованы зависимости заряда и тока ионов в плазме, образовавшейся в результате высокоскоростного удара микрочастиц о металлическую поверхность полусферической формы. Расчеты указанных параметров проведены в максвелловском и газодинамическом приближениях. Показано, что потенциал, приложенный между преобразователем ММТ и приемником ионов, способствует увеличению сбора ионов.

В состав солнечной системы наряду с планетами, их спутниками, астероидами и кометами входит огромное число твердых частиц различных размеров – от мельчайших субмикронных пылинок до каменных глыб, которые в совокупности образуют твердую составляющую межпланетной среды. Особое место в этой среде занимают мельчайшие частицы (микрометеориты) массами  $10^{-17} - 10^{-13}$  кг.

Исследование физико–химических параметров микрометеоритных тел (ММТ) представляет большой интерес как при объяснении механизмов эволюции комет и солнечной системы, так и при решении прикладных задач, таких как увеличение сроков функционирования космических аппаратов (КА) и безопасности космонавтов при возможных бомбардировках космическими частицами. Определение массы, размера, величины и направления скорости, а также химического состава ММТ помогут учесть тот вклад в дистанционные измерения, который обусловлен взаимодействием солнечного излучения с этими частицами.

Для исследования твердой составляющей межпланетной среды и пылевой составляющей верхней атмосферы в настоящее время используют различные прямые и косвенные методы (оптические, радиолокационные и т.д.). Общим недостатком косвенных методов является невозможность изучения ММТ, орбиты которых не проходят вблизи орбиты Земли. Регистрация ударов микрочастиц с помощью датчиков, установленных на КА позволяет изучать плотность потоков частиц с массами  $10^{-14} - 10^{12}$  г. Измерения могут производиться как вблизи орбиты Земли, так и вдали от нее. При этом с достаточной точностью измеряется некоторая скалярная функция массы  $m$  и относительная скорость  $v$  ММТ вида  $kmv^x$  ( $x=0,5 \div 2$ , а  $k$  - определяется по данным модельных лабораторных экспериментов).

В настоящее время существует достаточное количество методов и датчиков для определения физико – динамических параметров ММТ. В основе принципа действия этих датчиков лежит преобразование механического импульса в пропорциональный ему электрический сигнал [1,2], явление высвечивания люминофора при его возбуждении под действием высокоскоростного удара [3-5].

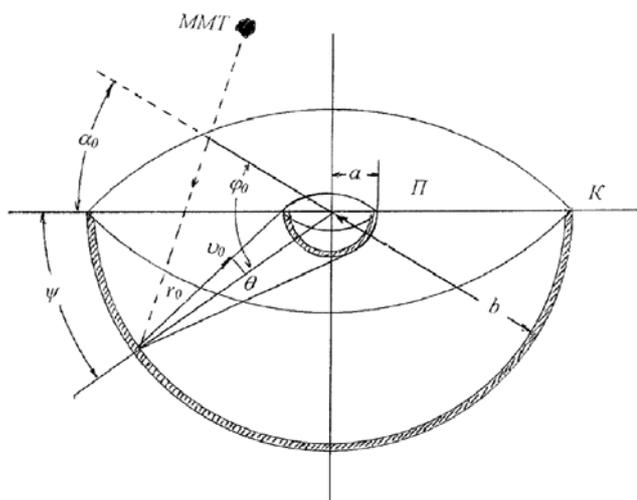
Однако основным недостатком этих датчиков является низкая эффективность их для частиц с малыми скоростями (менее 5км/с). Поэтому в настоящее время все более и более широкое применение находят датчики на основе исследования плазмы, образовавшейся при высокоскоростном ударе

микрочастиц о металлическую мишень. В [6] показано, что для получения высокой степени ионизации необходимо, чтобы материал мишени обладал максимальной плотностью, максимальной теплотой испарения, максимальной энергией ионизации.

Настоящая работа посвящена расчету преобразователя типа сферического конденсатора, обладающего высокой эффективностью сбора и регистрации ионов ударной плазмы. Отметим, что исследование конструкции преобразователей непосредственно связано с определением оптимальных условий сбора ионов приемником. Трудности в этом смысле, прежде всего, заключаются в том, что распределение заряженных частиц в пространстве и по скорости при ударе ММТ являются неравновероятными. Измеряемые параметры преобразователя являются функцией не только материала мишени, но зависят от его конструкции.

Основная задача исследований конструкций преобразователей заключается в нахождении оптимальных параметров конструкций мишени и приемника, удовлетворяющих требованиям максимального влияния их на реальный физический импульс тока и максимальный сбор заряженных частиц приемником.

Рассмотрим преобразователь сферической конструкции, представляющий собой полусферический конденсатор (Рис.1), между обкладками которого приложена разность потенциалов  $U_0$ .



**Рис.1.**

Преобразователь в виде полусферического конденсатора.

В основу расчета поставлены следующие предположения.

1. Из-за того что радиус образовавшейся плазмы  $R_0 \ll a, b$  ( $a$  и  $b$  радиусы внутренней и внешней полусфер, соответственно) будем считать, что начальный радиус плазмы ( $R_0$ ) равен нулю, т.е. в начальный момент заряженные частицы сосредоточены в точке.

2. Из-за расширения облака плазмы взаимодействием ионов между собой пренебрегаем.

3. Ионы обладают одинаковой массой и одинаковым зарядом.

4. Векторы скоростей равновероятно направлены во все стороны.

5. Ионы, векторы скоростей которых составляют с вектором  $\overline{OH}$  (Рис.1) угол, превышающий  $90^\circ$ , не достигают приемника и рекомбинируются на мишени.

Положение точки в пространстве в сферической системе координат определяется модулем радиус-вектора  $\overline{\rho}$ , соединяющего начало координат с данной точкой и угловыми координатами  $\alpha$  и  $\psi$  ( $\alpha$  - угол между вектором  $\overline{\rho}$  и плоскостью  $\Pi$ ,  $\psi$  - угол измеряемый от оси  $K$ ). В силу ограниченности пространства полусферическими поверхностями электродов  $a \leq \rho \leq b$ .

Таким образом, внешняя и внутренняя полусферические поверхности полностью задаются радиусами  $a$  и  $b$ , а начальное положение ионов - вектором  $\vec{r} \rightarrow r\alpha_0$ .

Рассмотрим движение заряженной частицы в центральном электрическом поле [7]. При подключении разности потенциалов  $U_0$  к сферическим обкладкам потенциальная энергия электрического поля конденсатора будет иметь вид:

$$P(r) = -\frac{\chi}{r}, \quad (1)$$

где  $r$  - расстояние от данной точки до центра поля,  $\chi$  - коэффициент пропорциональности, равный

$$\chi = \frac{U_0 a b e}{b - a}, \quad (2)$$

( $e$  - заряд электрона).

Момент импульса системы, представляющий собой заряженную частицу и центральное электрическое поле, определяется векторным произведением [8].

$$\vec{M} = \vec{r} \cdot \vec{P}, \quad (3)$$

где  $\vec{P} = m\vec{v}$ .

Векторы  $\vec{M}$  и  $\vec{r}$  взаимно перпендикулярны, следовательно траектория заряженной частицы в центральном электрическом поле полностью лежит в одной плоскости. Это позволяет рассматривать задачу в двумерном пространстве. Система «ион – центральное поле» является замкнутой и для нее справедливы законы сохранения энергии и импульса. Следовательно,  $M = const$ . Отсюда из начальных условий имеем

$$M = k m v_0 r_0 \sin \theta, \quad (4)$$

где  $\theta$  - наименьший угол между векторами  $\vec{v}$  и  $\vec{r}_0$   $k=1$  при  $(\vec{v}_0 \wedge \vec{r}_0) > 0$ ,  $k=0$  при  $\vec{v}$  и  $\vec{r}_0$  коллинеарных,  $k=1$  при  $(\vec{v}_0 \wedge \vec{r}_0) < 0$ .

Отметим, что энергия этой системы состоит из кинетической энергии иона и его потенциальной энергии в поле:

$$E = E_k + P(r). \quad (5)$$

Кинетическая энергия иона в полярной системе координат равна

$$E_k = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2), \quad (6)$$

где  $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$ ;  $\dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt}$ .

Тогда можно записать

$$E_k = \frac{m}{2} \dot{r}^2 + \frac{M^2}{2mr^2} + P(r); \quad \dot{r} = \pm \sqrt{\frac{2}{m} [E - P(r)] - \frac{M^2}{mr^2}}. \quad (7)$$

Из (7) можно найти время движения иона к центру поля (к приемнику)

$$t = \int_r^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m} [E - P(r)] - \frac{M^2}{mr^2}}}. \quad (8)$$

Поскольку  $d\varphi = \frac{M dt}{mr^2}$ , то

$$\varphi = \int_r^{r_0} \frac{M/r^2 dr}{\sqrt{\frac{2}{m} [E - P(r)] - \frac{M^2}{mr^2}}} \quad (9)$$

При наличии электрического поля ( $U_0 > 0$ ) уравнения (8) и (9) запишутся

$$t = \sqrt{\frac{m r_0}{2 \xi}} \int_r^{r_0} \frac{d r}{\sqrt{(\xi-1) + \frac{r_0}{r} - \xi \sin^2 \theta \frac{r_0^2}{r^2}}}, \quad (10)$$

где  $\xi = \frac{E_{k0}}{|P(r_0)|} = \frac{m v_0^2}{2 \chi} r_0$  - безмерная величина. Обозначив  $S = \frac{r}{r_0}$  получим для (8) и (9) следующие выражения

$$t = \sqrt{\frac{m r_0}{2 \xi}} r_0 \int_{r/r_0}^1 \frac{S ds}{\sqrt{(\xi-1)S^2 + S - \xi \sin^2 \theta}} \quad (11)$$

$$\text{и} \quad \varphi = \varphi_0 + k W(\xi, \theta, r), \quad (12)$$

где  $W(\xi, \theta, r)$  - функция угла смещения.

Необходимыми условиями попадания иона на внутреннюю полусферу (на приемник) являются:

1.  $r_{min} \leq a$ , т.е. чтобы максимально возможное приближение иона к центру поля было меньше или равно радиусу внутренней полусферы;
2.  $0 \leq \varphi_k \leq \pi$ , т.е. чтобы угловая координата, соответствующая точке попадания иона, лежала на внутренней полусфере.

Условие 1 можно записать в виде

$$(\xi-1) \frac{a^2}{r^2} + \frac{a}{r} - \xi \sin^2 \theta \geq 0,$$

откуда

$$\sin^2 \theta \leq \frac{a^2}{r} + \frac{a/r_0 + a^2/r_0^2}{\xi}$$

или

$$\theta \leq \arcsin \sqrt{\frac{a^2}{r^2} + \frac{a/r_0 - a^2/r_0^2}{\xi}}. \quad (13)$$

Условие 2 представим в виде

$$-k W(\xi, \theta, r) \leq \varphi_0 \leq \pi - k W(\xi, \theta, r). \quad (14)$$

Тогда необходимыми условиями попадания иона на внутренний электрод будут

$$0 \leq \arcsin a/r_0 \quad (15)$$

$$\text{и} \quad 0 \leq \varphi + k \left( \pi/2 - \theta - \arccos \frac{r_0}{a} \sin \theta \right) \leq \pi. \quad (16)$$

Таким образом, область допустимых значений угла  $\theta$  для преобразователя без поля много меньше, чем области допустимых значений при наличии поля, а время пролета иона в промежутке между полусферами увеличивается.

Для оценки дифференциального заряда (степени ионизации плазменного облака) воспользуемся максвелловской функцией распределения в сферической системе координат, которая имеет вид

$$\frac{d N}{N_0} = \left( \frac{m}{2 \pi T} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{m v^2}{2 T}} \cdot v^2 \cdot \sin \theta \, d \theta \, d v \, d \psi, \quad (17)$$

где  $N_0$  - общее число ионов облаке плазмы,  $T$  - температура плазмы,  $v$  - скорость ионов,  $m$  - масса ионов,  $\frac{d N}{N_0 d \theta d v d \psi}$  - дифференциальная плотность ионов с

параметрами  $\theta, v, \psi$ ;  $\theta$  и  $\psi$  - угловые координаты.

Для газодинамического распределения, когда начальная скорость равна некоторой  $v_{cp}$  (17), будем иметь

$$\frac{dN}{N_0} = \frac{1}{4\pi} \delta\left(\frac{v}{v_{cp}} - 1\right) \sin\theta d\frac{v}{v_{cp}} d\theta d\psi, \quad (18)$$

где  $\delta\left(\frac{v}{v_{cp}} - 1\right)$  - смещенная дельта - функция. Введем новую функцию

$$z^2 = \frac{mv_0^2}{2T} = \xi \left| \frac{P(r_0)}{T} \right| = \xi v. \quad \text{Тогда (17) и (18) примут вид}$$

$$\frac{dN}{N_0} = \frac{1}{\pi^{3/2}} z^2 e^{-z^2} \sin\theta dz d\theta d\psi, \quad (19)$$

$$\frac{dN}{N_0} = \frac{1}{4\pi z_0} \delta\left(\frac{z}{z_0} - 1\right) \sin\theta dz d\theta d\psi. \quad (20)$$

Переходя в (19) и (20) к дифференцированию заряда и, заменяя  $1 - \cos\theta = \gamma$ , получим для максвелловского распределения:

$$dQ = \frac{Q_0}{\pi^{3/2}} e^{-z^2} dz d\gamma d\psi, \quad (21)$$

для газодинамического распределения

$$dQ = \frac{Q_0}{4\pi z_0} \cdot \delta\left(\frac{z}{z_0} - 1\right) dz d\gamma d\psi \quad (22)$$

или

$$dQ = Q_0 R(z) dz d\gamma d\psi, \quad (23)$$

здесь  $R(z) = \frac{1}{\pi^{3/2}} e^{-z^2} z^2$  (для максвелловского распределения) и  $R(z) = \frac{1}{4\pi z_0} \delta\left(\frac{z}{z_0} - 1\right)$

(для газодинамического распределения).

После введения функции  $G(z, \gamma, \alpha, \psi)$  в выражение (23) и выполнения некоторых преобразований можно получить функцию зависимости заряда от времени в интегральной форме

$$q(\tau^*) = 2 \int \int_{\Omega_{\tau^*}} R(z) [\pi - g(z, \gamma, \alpha)] dz d\gamma, \quad (24)$$

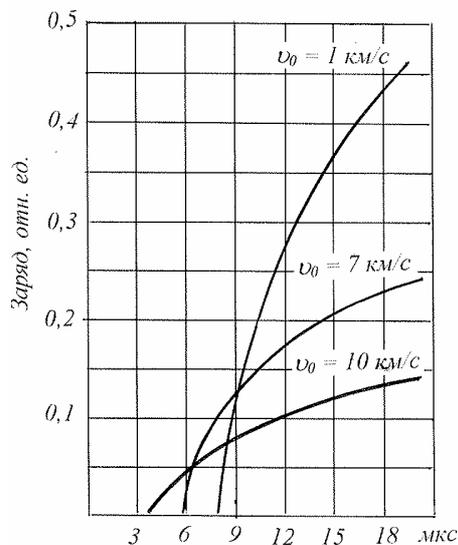
где  $\tau^*$  - время, в течение которого ион, достигая внутреннего электрода, рекомбинирует, а область  $\Omega_{\tau^*}$  - определяется следующим образом

$$\Omega_{\tau^*} = \{z, \gamma : f(z, \gamma) \leq \tau^*\}.$$

Используя зависимость (24) и (11), можем найти  $i(\tau)$  в параметрической форме

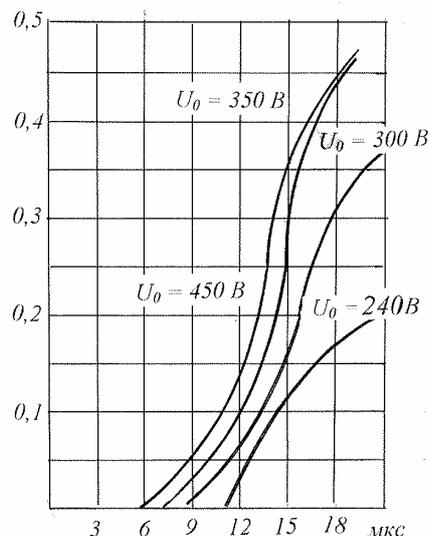
$$\left\{ \begin{array}{l} i(\tau) = \frac{z_0^2 (1-\gamma) \left[ 1 - \frac{1}{\pi} g(z, \gamma, \alpha) \right]}{4 z_0^2 \left( \frac{z_0^2}{v} - 1 \right) \gamma (2-\gamma) + v} \left[ \frac{1 - 2 \frac{z_0^2}{v} \gamma (2-\gamma)}{\frac{z_0}{v} \sqrt{\frac{1}{v} (1-\gamma) (2-\gamma)}} - \frac{\frac{a}{r_0} - \frac{z_0^2}{v} (2-\gamma) \gamma}{\sqrt{\left( \frac{z_0^2}{v} - 1 \right) \left( \frac{a}{r_0} \right)^2 + \frac{a}{r_0} - \frac{z_0^2}{v} (2-\gamma) \gamma}} \right] \\ \tau = \int(Z, \gamma) \end{array} \right. \quad (25)$$

Расчет зависимостей заряда и тока от времени при максвелловском и газодинамическом распределении проведен численным методом. Результаты приведены на Рис.2 иРис 3.



**Рис.2.**

Зависимость заряда от времени (газодинамическая модель).



**Рис.3.**

Зависимость заряда от времени (максвелловская модель).

Отметим, что методика расчета характеристик заряда и тока основана на модели расширения облака слабоионизированного газа в нелинейном электрическом поле полусферического конденсатора. Анализ результатов расчета функциональной зависимости заряда от времени с учетом электрического поля позволяет сделать следующие выводы:

1. С увеличением температуры (Рис. 2) потери заряда на коллекторе увеличиваются, а фронт импульса сдвигается влево.
2. При увеличении угла падения частицы ( $\alpha$ ) величина заряда увеличивается приблизительно в два раза, а длительность импульса уменьшается.
3. При увеличении напряжения на обкладках конденсатора заряд увеличивается более, чем вдвое, а фронт импульса уменьшается.

1. В.Н.Лебединец, *Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве*. Л., Гидрометеиздат, (1980) 247.
2. Т.Н.Назарова, *Космические исследования*, **14** № 3 (1976) СТР.
3. Р.А.Исмаилов, К.З.Нуриев, *Proceeding the 2<sup>nd</sup> International Conference TPE*, (2004) 347.
4. Масс – спектрометрия верхней атмосферы Земли, сб. статей под ред. В.Б.Данилова, Л., Гидрометеиздат, (1972) 463.
5. *Патент США*, № 3, 931516.
6. К.З.Нуриев, *Известия НАН, серия физ.-мат. и тех. наук*, **23** № 5 (2003) 28.
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Теория поля*, М., 1973.
8. А.А.Сысоев, М.С.Чупахин, *Введение в масс–спектрометрию*, М., Атомиздат, (1977) 340.

**MİKROMETEORİTLƏRİN FİZİKİ DİNAMİKİ PARAMETRLƏRİNİN SFERİK KONDENSATOR TIPLİ  
ÇEVİRİCİLƏRİNİN MODELİ**

**K.Z.NURİYEV**

İşdə kosmik mənşəli mikroərrəciklərin fiziki kəmiyyətlərinin sferik kondensator tipli çeviricilərin riyazi modeli tədqiq olunmuşdur.

Hesablama metodu ilə plazma ionlarının yükünün və cərəyanın zamandan asılılığı, maksvel və qazodinamik yaxınlaşmalarda araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, mikroərrəciklər çeviricisi ilə ion qəbuledicisi arasına tətbiq olunan potensial ionların qəbulediciyə yığılmasına xidmət edir.

**MODEL OF THE CONVERTER OF PHYSICAL DYNAMIC PARAMETERS OF THE  
MICROMETEORIC BODIES**

**K.Z.NURİYEV**

The mathematical model on a basis of ionized condenser type converter for formulation of physical dynamic parameters has been created.

With the help of a numerical method have been investigated the dependences of a charge and a current of ions in the plasma, formed as a result of high-speed impact of micro particles in a metal surface of the hemispherical form. Calculations of the specified parameters have been carried out in maxwellian and gas-dynamic approaches. It was shown that the potential applied between converter MMT and application of ions promotes increase in gathering of ions.

Редактор: А.Гарибов