

## ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЧАСТИЦ ПОЛУСФЕРИЧЕСКОЙ КОНСТРУКЦИИ

© 2009 М. В. Изюмов<sup>1</sup>, Н. Д. Семкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГУП ГНП РКЦ «ЦСКБ-Прогресс»

<sup>2</sup>Самарский государственный аэрокосмический университет

В работе решена задача построения математической модели преобразователя высокоскоростных частиц ионизационного типа полусферической конструкции. Рассмотрены результаты экспериментов с преобразователем полусферической конструкции, проводимые с помощью импульсного лазера.

*Преобразователь полусферической конструкции, математическая модель, ионы, заряд, высокоскоростная частица, импульсный лазер.*

### Введение

Воздействие микрометеороидов и частиц космического мусора на элементы конструкции космического аппарата (КА) в условиях длительной эксплуатации приводит к снижению сроков его функционирования на орбите. Одно из направлений в создании устройств регистрации частиц и контроля их взаимодействия с КА основано на использовании элементов конструкции КА (теплообменники, солнечные батареи, терморегулирующие покрытия, антенны и т.д.). В данной работе рассмотрен преобразователь параметров высокоскоростных пылевых частиц, в качестве мишени которого используется полусфера (например, антенна).

### 1. Методика расчета

Преобразователь сферической конструкции представляет собой полусферический конденсатор (рис. 1), между электродами которого поддерживается постоянная разность потенциалов [1, 2].

Сформулируем основные положения, на основе которых будем строить математическую модель расчета.

1. Ввиду того, что отношение начального радиуса облака плазмы  $R_0$  к радиусам полусферических электродов «а» и «б» (рис. 1) много меньше единицы, будем считать начальный радиус  $R_0$  равным нулю, то есть в начальный момент времени заряженные частицы сосредоточены в точке.

2. С момента расширения облака плазмы расстояния между ионами становятся настолько большими, что их взаимодействием между собой можно пренебречь.

3. Ионы облака плазмы обладают одинаковой массой и одинаковым зарядом.

4. Векторы начальных скоростей равномерно направлены в любую сторону.

5. Ионы, векторы начальных скоростей которых составляют с вектором  $\overline{НО}$  угол, превышающий  $90^\circ$  (рис. 1), не достигают коллектора (приемника), так как рекомбинируют на мишени ввиду больших начальных скоростей.

Положение точки в пространстве в сферической системе координат определяется модулем  $\rho$ , радиус – вектором  $\vec{\rho}$ , соединяющим начало координат с данной точкой пространства и угловыми координатами  $\alpha$  и  $\psi$ ;  $\alpha$  – угол между вектором  $\vec{\rho}$  и плоскостью П. Углы  $\alpha$  и  $\psi$  изменяются соответственно от 0 до  $90^\circ$  и от 0 до  $2\pi$ .

В силу ограниченности рассматриваемого пространства полусферическими поверхностями электродов преобразователя  $\alpha \leq \rho \leq b$ .

Таким образом, внешняя и внутренняя полусферические поверхности полностью задаются соответственно радиусами «а» и «б». Начальное положение ионов облака плазмы задается параметрами вектора  $r \rightarrow r_0, \alpha_0$ .

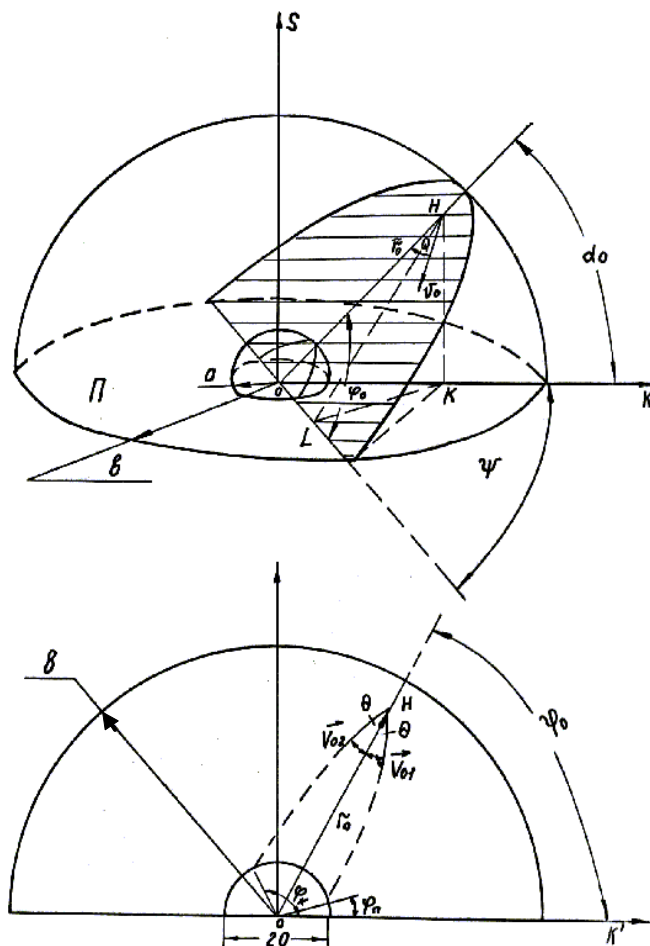


Рис. 1. Схематическое изображение преобразователя полусферической конструкции

Рассмотрим движение заряженной частицы в центральном электрическом поле.

При подключении разности потенциалов к сферическим электродам преобразователя электрическое поле конденсатора является центральным электрическим полем с потенциальной энергией в данной точке:

$$P \geq (\rho) = -\frac{\xi}{\rho}, \tag{1}$$

где  $\xi$  - коэффициент пропорциональности, равный

$$\xi = \frac{v_0 ab}{b-a} e, \tag{2}$$

$v_0$  - напряжение между обкладками конденсатора;  $b, a$  - радиусы внешней и внутренней полусфер;  $e$  - заряд электрона.

Момент импульса системы определяется векторным произведением

$$\vec{M} = \vec{r} \vec{P}, \tag{3}$$

где  $\vec{r}$  - радиус-вектор, соединяющий точку, определяющую местонахождение заряженной частицы и центрального электрического поля;  $\vec{P}$  - импульс частицы, равный

$$\vec{P} = m \vec{v},$$

где  $m$  - масса частицы;  $\vec{v}$  - вектор скорости частицы.

Отметим, что траектория заряженной частицы в центральном электрическом поле лежит в одной плоскости.

Запишем (3) в виде

$$M = kmv_0 r_0 \sin \theta, \tag{4}$$

где  $m, v_0$  - соответственно масса и начальная скорость иона;  $\theta$  - наименьший угол между векторами  $\vec{v}_0$  и  $\vec{r}$ .

$$K = \begin{cases} I, \text{если } (\vec{v}_0, \vec{r}_0) > 0 \\ 0, \text{если } \vec{v}_0, \vec{r}_0 - \text{коллинеарны;} \\ I, \text{если } (\vec{v}_0, \vec{r}_0) < 0. \end{cases} \quad (5) \quad \varphi = \int_r^{r_0} \frac{\frac{M}{r^2} dr}{\sqrt{\frac{2}{m} \left[ E - P(r) - \frac{M^2}{r^2} \right] - \frac{M^2}{r^2}}}. \quad (11)$$

Энергия рассматриваемой системы складывается из кинетической энергии иона и его потенциальной энергии в поле:

$$E = E_k + P(r). \quad (6)$$

Кинетическая энергия иона в полярной системе координат

$$E_k = \frac{m}{2} (\dot{r} + r \dot{\varphi})^2, \quad (7)$$

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

Для центрального электрического поля импульс  $\vec{P}$  равен

$$P = mr^2 \dot{\varphi}, \quad (8)$$

где  $\dot{\varphi} = \frac{M}{mr^2}$ .

Тогда можно записать:

$$E = \frac{mr}{2} \dot{\varphi}^2 + \frac{M}{2mr^2} + P(r) \Rightarrow \Rightarrow \dot{r} \pm \sqrt{\frac{2}{m} \left[ E - P(r) \right] - \frac{M^2}{mr^2}}. \quad (9)$$

Знак "+" – случай движения частицы от центра поля; "-" – случай движения частицы к центру поля.

Найдем время движения иона к центру поля:

$$t = \int_r^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m} \left[ E - P(r) \right] - \frac{M^2}{mr^2}}}, \quad (10)$$

так как  $d\varphi = \frac{Mdt}{mr^2}$ , следовательно,

Выражения (10 и 11) полностью задают движение иона в центральном поле.

При наличии электрического поля  $v_0 > 0$  уравнение (10) запишется

$$t = \sqrt{\frac{mr_0}{2\xi}} \int_r^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{(\xi - 1) + \frac{r_0}{r} - \xi \sin^2 \theta * \frac{r_0^2}{r^2}}}, \quad (12)$$

где  $\xi = \frac{E_{k0}}{|P(r_0)|} = \frac{mv_0^2 r_0}{2\xi}$  - безразмерная величина.

Обозначив  $S = r/r_0$ , перепишем (11), (12) в виде

$$t = \sqrt{\frac{mr_0}{2\xi}} r_0 \int_{r/r_0}^1 \frac{SdS}{\sqrt{(\xi - 1)S^2 + S - \xi \sin^2 \theta}}; \quad (13)$$

$$\varphi = \varphi_0 + k W(\xi \sin, \theta, r), \quad (14)$$

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

Необходимыми условиями попадания иона на катод являются:

1.  $r_{min} \leq a$ , то есть максимально возможное приближение иона к центру поля было меньше или равно радиусу катода.

2.  $0 \leq \varphi_k \leq \pi$ , то есть угловая координата, соответствующая точке попадания иона на катод, лежала на полусфере катода.

Условие 1 можно записать в виде

$$(\xi - 1) \frac{a^2}{r_0^2} + \xi \sin^2 \theta \geq 0;$$

$$\sin^2 \theta \leq \frac{a^2}{r_0^2} + \frac{\frac{a}{r_0} - \frac{a^2}{r_0^2}}{\xi},$$

$$\text{или } \theta \leq \arcsin \sqrt{\frac{a^2}{r_0^2} + \frac{a/r_0 - a^2}{r_0^2 \xi}}. \quad (15)$$

Условие 2 представим в виде

$$-kw(\xi, w, a) \leq \varphi_0 \leq \pi - kw(\xi, \theta, a). \quad (16)$$

Таким образом, ион попадает на коллектор при выполнении условий (14), (15).

При отсутствии поля ( $P(r)=0$ ), будем иметь

$$t = \frac{r_0}{v_0} * \int_{r/r_0}^1 \frac{S * ds}{\sqrt{S^2 - \sin^2 \theta}} = \frac{r_0}{v_0} * \left( \sqrt{1 - \sin^2 \theta} - \sqrt{\frac{r}{r_0} - \sin^2 \theta} \right); \quad (17)$$

$$\varphi = \varphi_0 + K * \left( \frac{\pi}{2} - \theta - \arccos \frac{r_0}{r} \sin \theta \right). \quad (18)$$

Необходимыми условиями попадания иона на катод являются

$$\varphi \leq \arcsin \frac{a}{r_0}; \quad (19)$$

$$0 \leq \varphi_0 + K * \left( \frac{\pi}{2} - \theta - \arccos \frac{r_0}{a} \sin \theta \right) \leq \pi. \quad (20)$$

Таким образом, область допустимых значений угла  $\theta$  для преобразователя без поля (20) много меньше области допустимых значений при наличии поля, а время пролета иона в промежутке анод-катод для случая отсутствия поля увеличивается.

Для нахождения дифференциала заряда воспользуемся максвелловской функцией распределения частиц по скоростям, которая в сферической системе координат имеет вид

$$\frac{dN}{N_0} = \left( \frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} * e^{-\frac{mv^2}{2T}} * \sin \theta d\theta dv d\psi, \quad (21)$$

где  $N_0$  - общее число ионов в облаке плазмы;

$T$  - температура облака плазмы;  $\frac{dN}{N_i d\theta dv d\psi}$

- дифференциальная плотность ионов с параметрами;  $\theta, \psi$  - угловые координаты.

Для распределения, при котором начальная скорость ионов равна некоторой средней  $V_{cp}$ , в сферической системе координат будем иметь

$$\frac{dN}{N_0} = \frac{1}{4\pi} \delta \left( \frac{v}{v_{cp}} - 1 \right) \sin \theta d \frac{v}{v_{cp}} d\theta d\psi, \quad (22)$$

где  $\delta(v/v_{cp} - 1)$  - смещенная дельта - функция.

Введем новую переменную  $z$ , равную

$$\sqrt{\frac{mv_0^2}{2T}}.$$

Заметим, что переменные  $\xi$  и  $z$  связаны следующим образом:

$$z^2 = \frac{mv_0^2}{2T} \left| \frac{P(r_0)}{P(r_0)} \right| = \xi \left| \frac{P(r_0)}{T} \right| = \xi v, \quad (23)$$

где  $v = \left| \frac{P(r_0)}{T} \right|$  - коэффициент пропорцио-

нальности между энергией электрического поля и энергией облака плазмы.

С учетом вышеуказанной функции (21) и (22) примут вид:

$$\frac{dN}{N_0} = \frac{1}{\pi^{3/2}} * z^2 * e^{-z^2} * \sin \theta * dz * d\psi * d\theta; \quad (24)$$

$$\frac{dN}{N_0} = \frac{1}{4\pi z_0} * \delta \left( \frac{z}{z_0} - 1 \right) * \sin \theta * dz * d\theta * d\psi. \quad (25)$$

Переходим к дифференцированию заряда, после замены переменных  $\gamma = 1 - \cos \theta$  получим с учетом максвелловского распределения

$$d\theta = \frac{\theta_0}{\pi^{3/2}} e^{-z^2} * dz d\gamma d\psi. \quad (26)$$

С учетом распределения, которое соответствует модели разлета ионов с равными скоростями по величине и изотропному распределению по направлениям, имеем

$$d\theta = \frac{\theta_0}{4\pi z_0} \delta\left(\frac{z}{z_0} - 1\right) dz d\gamma d\psi. \quad (27)$$

В общем случае, если  $R(z)$  – функция распределения, то

$$d\theta = \theta_0 R(z) dz d\gamma d\psi. \quad (28)$$

Обозначим  $t_{ок} = \sqrt{\frac{mr_0}{2\xi}} * r_0 f(\xi, \theta)$  и введем индикаторную функцию  $G(z, \gamma, \alpha, \psi)$ . При  $G(z, \gamma, \alpha, \psi) = 1$  в момент времени

$t = \sqrt{\frac{mr_0}{2\xi}} r_0 f_1(z, \gamma)$  на катоде рекомбинирует заряд

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

где  $f_1(z, \gamma) = f\left[\frac{z^2}{v}, \arccos(1 - \gamma)\right]$ .

При  $G(z, \gamma, \alpha, \psi) = 0$  заряд не попадает на катод, поэтому можно сказать, что в момент

времени  $t = \sqrt{\frac{mr_0}{2\xi}} f_1(z, \gamma)$  на катоде в плоскости, соответствующей углу  $\psi$ , рекомбинирует заряд, равный

$$dQ = Q_0 G(z, \gamma, \alpha, \psi) R(z) dz d\gamma d\psi. \quad (29)$$

Функция времени зависит только от  $z, \gamma$  и не зависит от угла  $\psi$ . Это означает, что ионы, имеющие одинаковые параметры  $z, \gamma$ , но разные по плоскости вектора  $\vec{v}_0$ , рекомбинируют на катоде в одно и то же время.

При этом считаем, что все ионы достигают катода, но только одни вносят заряд, вычисляемый по формуле (29) [ $G(z, \gamma, \alpha, \psi) = 1$ ], другие вносят заряд, равный нулю (для них  $G(z, \gamma, \alpha, \psi) = 0$ ). Если ионы с одинаковыми параметрами  $z$  и  $\gamma$  рекомбинируют в одно время, то их заряды можно просуммировать по всем плоскостям, и это не внесет изменений в выходной импульс.

Таким образом:

$$dQ = \int_0^{2\pi} [Q_0 G(z, \gamma, \alpha, \psi) R(z) dz d\gamma] d\psi. \quad (30)$$

Запишем (30) в виде

$$\begin{aligned} dQ &= Q_0 R(z) \int_0^{2\pi} [G(z, \gamma, \alpha, \psi) d\psi] dz d\gamma = \\ &= Q_0 R(z) \left[ \int_0^{\pi} G(z, \gamma, \alpha, \psi) d\psi + \int_{\pi}^{2\pi} [G(z, \gamma, \alpha, \psi)] d\psi \right] dz d\gamma; \end{aligned} \quad (31)$$

$$\int_0^{\pi} G(z, \gamma, \alpha, \psi) d\psi = \int_{g(z, \gamma, \alpha)}^{\pi} d\psi = \pi - g(z, \gamma, \alpha); \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \int_{\pi}^{2\pi} G(z, \gamma, \alpha, \psi) d\psi &= \int_{g(z, \gamma, \alpha)}^{\pi} d\psi = \\ &= 2\pi - \pi - g(z, \gamma, \alpha) = \pi - g(z, \gamma, \alpha). \end{aligned} \quad (33)$$

После некоторых преобразований получим

$$dQ = 2Q_0 R(z) [\pi - g(z, \gamma, \alpha)] dz d\gamma. \quad (34)$$

Обобщенному дифференциалу заряда ставится в соответствие некоторый момент времени  $t_{0K}$  – время рекомбинации иона на катоде, то есть

$$t_{0K} = \sqrt{\frac{m\Gamma_0}{2\xi}} \cdot \Gamma_0 \cdot f_1(z, \gamma);$$

$t_{0K} = \sqrt{\frac{m\Gamma_0}{2\xi}} \cdot \Gamma$  – обуславливает размерность времени.

Под временем будем понимать переменную  $\tau = \sqrt{\frac{2\xi}{m\Gamma_0}} \cdot t$ .

Введем величину  $q = \frac{Q}{Q_0}$  – приведенный безразмерный заряд, тогда из (34) будем иметь

$$dq = 2R(z) [\pi - g(z, \gamma, \alpha)] dzd\gamma . \quad (35)$$

Зафиксируем момент времени  $t^*$ . В интервале времени  $[0, t^*]$  на катоде рекомбинировали некоторые заряды. Необходимым условием рекомбинации иона на катоде в интервале времени  $[0, t^*]$  является условие:  $t_{0K} \leq t^*$ ; заряд, рекомбинированный на катоде в течение времени  $t^*$ , равен сумме всех дифференциалов заряда, для которых  $t_{0K} \leq t^*$ :

$$q(t^*) = 2 \int_{\Omega_*} \int [R(z)(\pi - g(z, \gamma, \alpha))] dzd\gamma , \quad (36)$$

где область  $\Omega_*$  определяется из условия

$$\Omega_{\tau_*} = \{z, \gamma : f_1(z, \gamma) \leq \tau_*\} . \quad (37)$$

Таким образом, получена зависимость заряда в интегральной форме.

Расчет зависимостей заряда (27) при газодинамическом и максвелловском распределении проведен численными методами.

Результаты расчетов приведены в виде графиков (рис. 2-5).

Анализ результатов расчета функциональной зависимости заряда от времени с учетом электрического поля позволяет сделать следующие выводы.

- С увеличением скорости частицы длительность переднего фронта уменьшается, а потери заряда увеличиваются (рис. 2).

- С увеличением температуры потери заряда на коллекторе увеличиваются, а начало фронта импульса сдвигается влево (рис. 3).

Показано, что избирательная способность коллектора к той или иной части распределения искажает временную зависимость переднего фронта заряда от температуры.

- При увеличении угла попадания частиц  $\alpha$  от 0 до  $90^\circ$  величина заряда увеличивается приблизительно в два раза, а длительность импульса уменьшается (рис. 4).

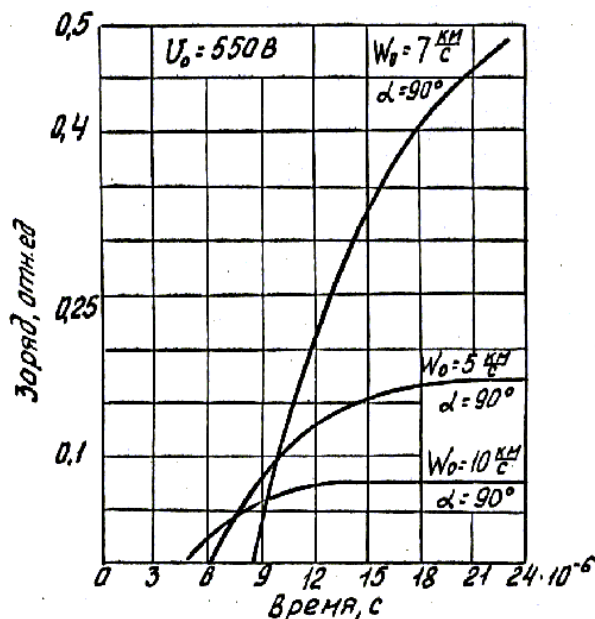


Рис. 2. Зависимость безразмерного заряда от времени при  $W=Var$

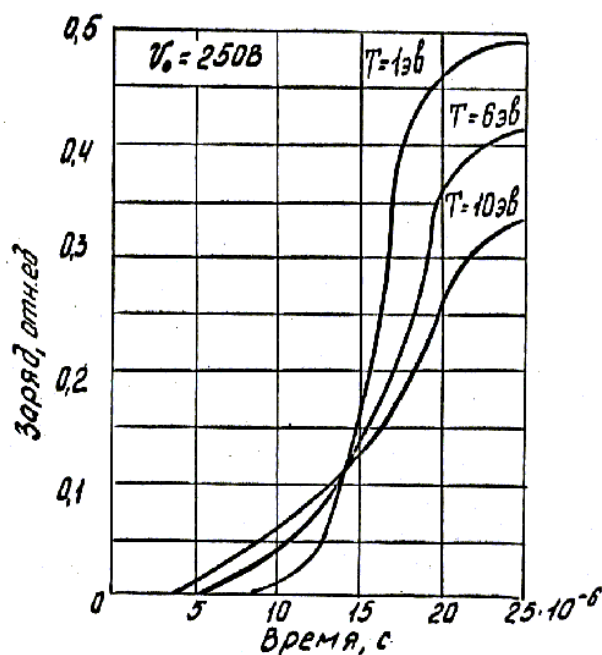


Рис. 3. Зависимость безразмерного заряда от времени при  $W=Var$

- При увеличении напряжения между мишенью (полусферой) и коллектором преобразователя заряд увеличивается в два раза, а передний фронт импульса уменьшается (рис. 5).

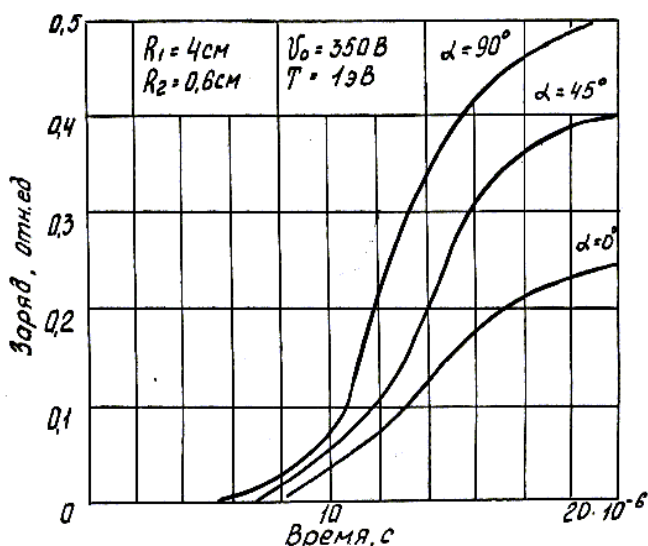


Рис. 4. Зависимость безразмерного заряда от времени при  $\alpha = Var$

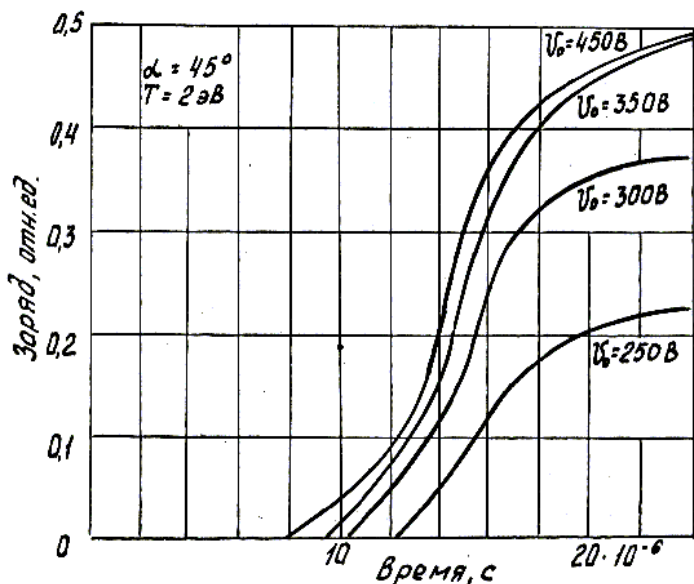


Рис. 5. Зависимость безразмерного заряда от времени при  $V_0 = Var$

## 2. Результаты экспериментов

Экспериментальное исследование преобразователя полусферической формы проводилось с помощью импульсного лазера [3]. Лазер является наиболее подходящим энергетическим эквивалентом высокоскоростного удара с точки зрения получения плазмы, характеристики которой (температура, концентрация, размер облака) могут соответствовать характеристикам плазмы, полученной ударным воздействием

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 6.

Она включает:

1. Лазер импульсный твердотельный;
2. Вакуумную камеру;
3. Исследуемый преобразователь;
4. Стабилизированный источник питания;
5. Запоминающий осциллограф;
6. Оптическую систему фокусировки.

Исследовались зависимости  $U_m = f(U_{mn})$ ,  $\tau_\phi = (U_{mn})$ , где  $U_m$  и  $\tau_\phi$  соответственно амплитуда напряжения с приемника и длительность фронта ионного импульса, отсчитываемая от начала процесса до максимума напряжения.

$U_{mn}$  – напряжение между мишенью и приемником.

Преобразователь помещался в экран с целью уменьшения помех, наводимых на мишень. Пятно светового импульса лазера фокусировалось на мишени оптической системой.

Были получены экспериментальные зависимости  $U_m = f(U_{mn})$ ,  $\tau_\phi = (U_{mn})$ , приведенные на рис. 7 и 8.

Сравнение экспериментальных данных с теоретическими указывает на удовлетворительное совпадение результатов исследования влияния электрического поля между электродами преобразователя на сбор ионов приемником.

Проводился анализ зависимости сбора ионов и длительности  $\tau_\phi$  от угла попадания импульса света от лазера (рис. 9,а и 9,б). Из-

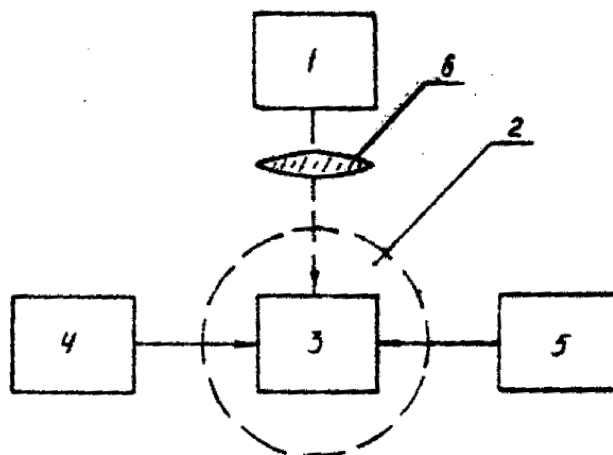


Рис. 6. Блок-схема экспериментальной установки

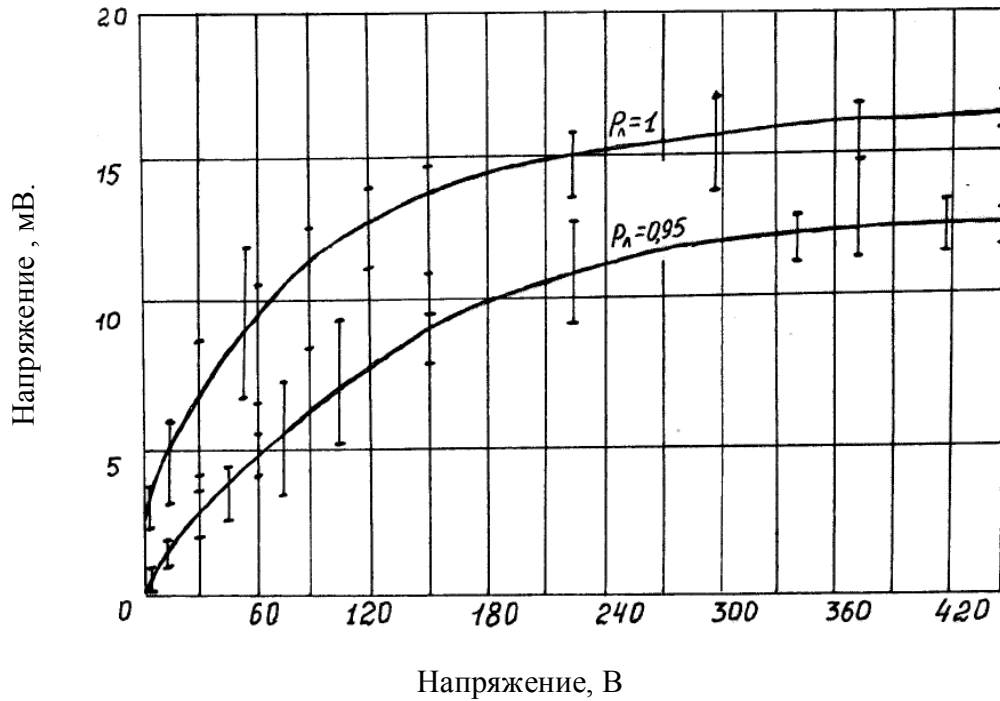


Рис. 7. Зависимость напряжения с преобразователя полусферического типа от напряжения между электродами

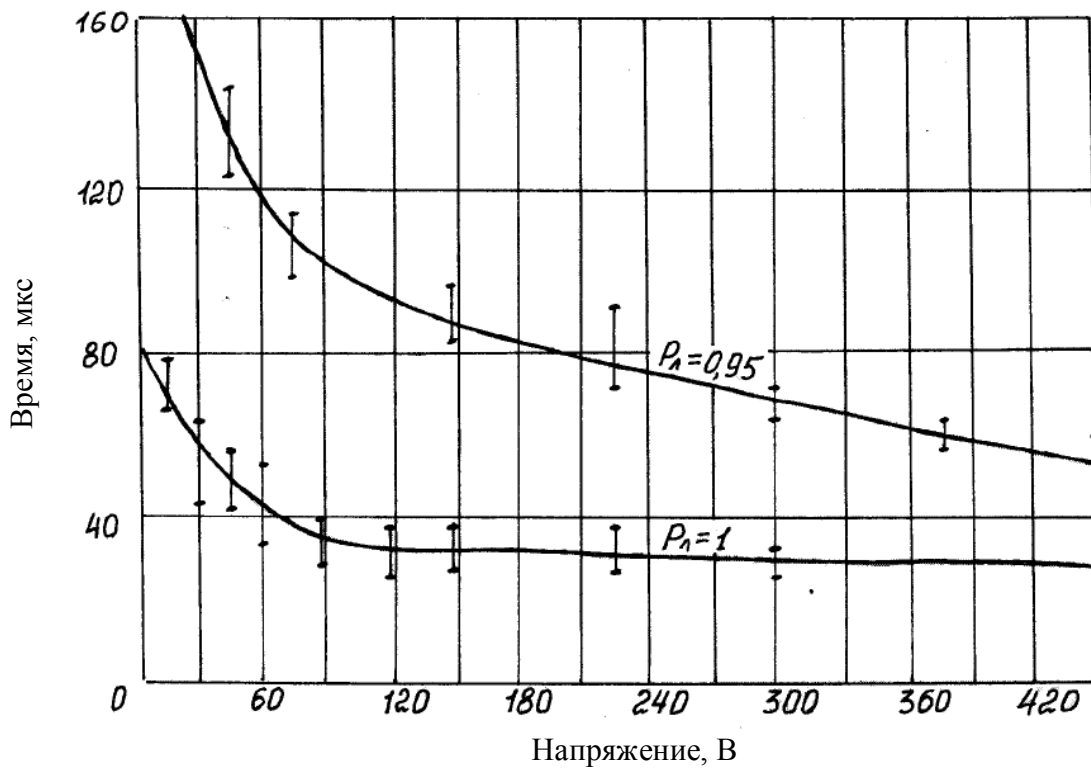
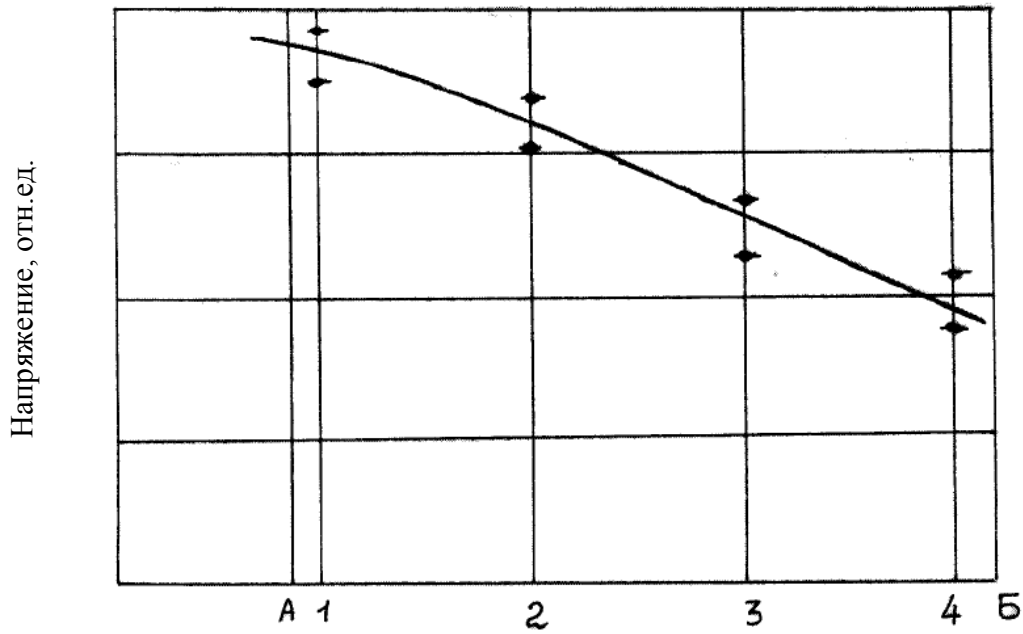
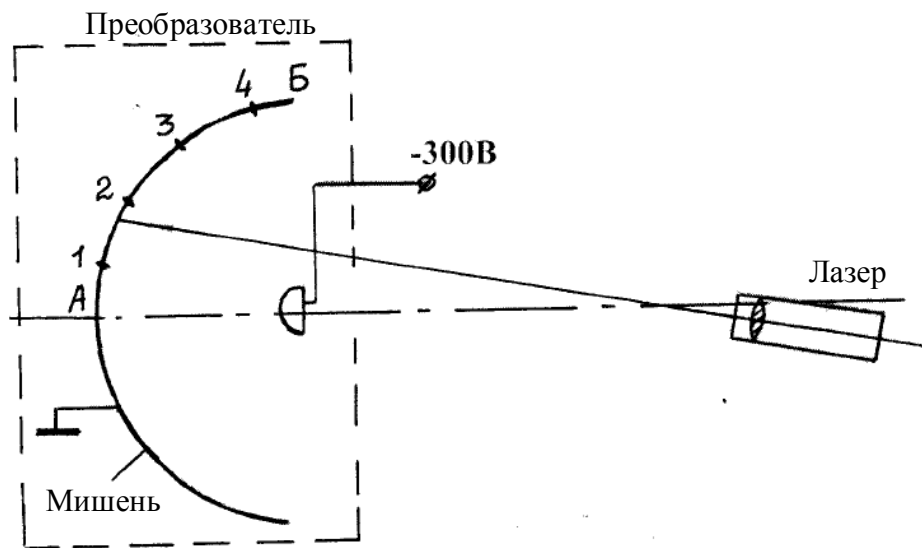


Рис. 8. Зависимость длительности фронта импульса с преобразователя полусферического типа от напряжения между электродами





а)



б)

Рис. 9. Экспериментальная зависимость коэффициента сбора ионов приемником от места попадания:  
 а – зависимость коэффициента сбора ионов приемником от места попадания импульса лазера;  
 б – схема экспериментальной установки

менение угла попадания достигалось поворотом головки с активным элементом лазера вместе с фокусирующей системой без нарушения фокуса пятна на мишени.

### 3. Выводы

Проведенные исследования показыва-

ют, что параметры конструкции преобразователя существенно влияют на точность определения параметров частицы. Полученные результаты могут быть полезны для решения задачи контроля работоспособности элементов конструкций космического аппарата.

**Библиографический список**

1. А. С. № 1830499 (СССР). Устройство для измерения физических характеристик микрометеороидных пылевых частиц // Н. Д. Семкин, В. А. Бочкарев, Г. Я. Юсупов, С. М. Семенчук. БИ №28, 1993, с. 81.
2. Семкин Н. Д., Бочкарев В. А., Юсупов Г. Я. Устройство для определения химического состава пылевых частиц // Метрология. – 1988. - № 1. – С. 50-58.
3. Семкин Н.Д. Патент 2122257 РФ // БИ №32, 1998, с. 76.

**References**

1. Inventor's Certificate № 1830499 (USSR). Device for measurement of micrometeorite dust particles physical characteristics. // N.D. Semkin, V.A.Bochkarev, G.Ya. Yusupov, S.M.Semenchuk. БИ №28, 1993, p.81.
2. Semkin N.D., Bochkarev V.A., Yusupov G.Ya. Device for definition of dust particles chemical composition. // Metrologiya. – 1988. - № 1. – pp. 50-58.
3. Semkin N.D. Inventor's Certificate 2122257(Russia) // БИ №32, 1998, p.76.

**HEMISPHERICAL HIGH-SPEED PARTICLE TRANSDUCER**

© 2009 M. V. Izyumov<sup>1</sup>, N. D. Syomkin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Samara Space Rocket Centre "TsSKB-Progress"

<sup>2</sup>Samara State Aerospace University

The paper presents the solution to the problem of constructing a mathematical model of a high-speed particle ionisation transducer of a hemispherical design. The results of experiments with the hemispherical transducer carried out with the help of a pulsing laser are discussed.

*Hemispherical transducer, mathematical model, ions, charge, high-speed particle, pulsing laser.*

**Информация об авторах**

**Изыумов Михаил Владимирович**, инженер, Самарский государственный аэрокосмический университет. Область научных интересов: аэрокосмическое приборостроение, космические исследования. E-mail: izumov\_mike.csdb@mail.ru.

**Семкин Николай Данилович**, профессор, доктор технических наук, Самарский государственный аэрокосмический университет. Область научных интересов: аэрокосмическое приборостроение, космические исследования. E-mail: semkin@ssau.ru.

**Izyumov, Mikhail Vladimirovitch**, head of sector, Samara Space Rocket Centre "TsSKB-Progress". Area of research: aerospace instrument engineering, space research. E-mail: izumov\_mike.csdb@mail.ru.

**Syomkin, Nikolay Danilovitch**, professor, doctor of technical science, Samara State Aerospace University. Area of research: aerospace instrument engineering, space research. E-mail: semkin@ssau.ru.