

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЧАСТИЦ ПЛОСКОЙ КОНСТРУКЦИИ

© 2009 М. В. Изюмов¹, Н. Д. Семкин²

¹ ФГУП ГНП РКЦ «ЦСКБ-Прогресс»

² Самарский государственный аэрокосмический университет

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

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

Введение

Одной из важных научных проблем в изучении космоса является исследование физико-химических свойств микрометеороидных и техногенных высокоскоростных частиц, а также их распределение по орбитам [1, 2]. Взаимодействие указанных частиц с элементами космических аппаратов (КА) является важным фактором, связанным с длительностью существования КА на орбите. В данной работе рассматриваются преобразователи параметров высокоскоростных пылевых частиц плоской конструкции. Использование преобразователей данного типа позволяет осуществлять контроль за поверхностями элементов КА, значительных площадей без значительного ухудшения параметров поверхностей.

1. Методика расчета преобразователя плоской конструкции с приемником в виде плоскости

Рассмотрим исходную физическую модель расчета. При высокоскоростном ударе за счет ионизации частицы и мишени у поверхности мишени за время $t=t_x$ образуется сгусток плазмы с параметрами $n=n_0$, $T=T_0$,

$r_0=R_M$, где $t_x = \frac{L}{V}$ - характерное время взаимодействия частицы с мишенью; n_0 , T_0 , r_0 - соответственно концентрация, температура,

характерный размер плазмы; R_M - характерный размер частицы.

Пусть в момент $t=t_3$ имеется облако плазмы, которое за счет разлета уже имеет параметры n_1 , T_1 , r_1 , где $n_1 \ll n_0$, $T_1 < T_0$, $r_1 \gg r_0$; t_3 - время «закалки» (время окончания процессов взаимодействия вторичных частиц в плазме).

При этом радиус облака плазмы в момент времени t_3 и расстояние плазмы от поверхности мишени много меньше расстояния коллектора от мишени, и можно считать, что у поверхности мишени имеется точечный источник заряженных и невзаимодействующих между собой частиц, для которых предполагается максвелловская функция распределения по скоростям. Ионы и электроны в процессе разлета попадают на коллектор, образуя при включении его в электрическую цепь импульс тока.

Расчет проведен для коллектора в форме квадрата и круга.

На рис. 1 схематично представлен вид преобразователя плоской конструкции.

Коллектор представляет собой сплошную плоскость, имеющую форму квадрата (рис. 1, а).

Рассмотрим случай попадания частицы в центр мишени. Относительное число вторичных частиц, заключенных в элементарном объеме пространства конфигураций и скоростей, будет равно

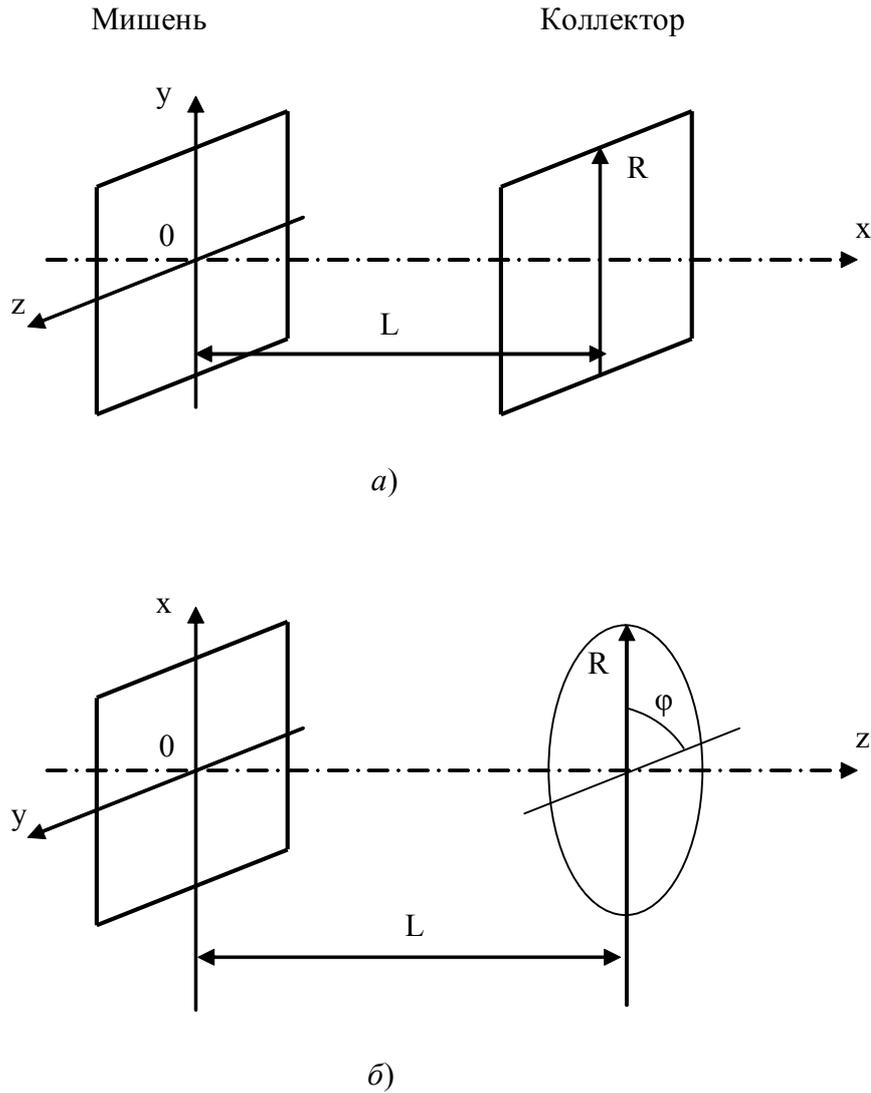


Рис. 1. Схематическое изображение преобразователя с приемником в виде квадрата (а), круга (б)

$$dN = N_0 f(\bar{v}) dv_x dv_y dv_z, \quad (1)$$

где $f(\bar{v})$ - функция распределения частиц в элементарном объеме скоростей; N_0 - общее число заряженных частиц в момент $t=t_3$.

С учетом предположения максвелловского распределения частиц по скоростям [3] выражение (1) перепишем:

$$dN = \frac{N_0}{\pi^{\frac{3}{2}}} e^{-(x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)} dx_c dy_c dz_c, \quad (2)$$

где $x_c = v_x/v_H$; $y_c = v_y/v_H$; $z_c = v_z/v_H$, v_H - наиболее вероятная скорость частиц.

Дважды проинтегрируем (2) по y_c, z_c , учитывая, что $-x_c P \leq y_c \leq x_c P$; $-x_c P \leq z_c \leq x_c P$, где $P=R/L$, R - размер коллектора, L - расстояние между мишенью и коллектором.

Получим

$$\begin{aligned} dN &= \frac{N_0}{\pi^{\frac{3}{2}}} (e^{-x_c^2} \int_{-Px_c}^{Px_c} e^{-y_c^2} dy_c \int_{-Px_c}^{Px_c} e^{-z_c^2} dz_c) dx_c = \\ &= \frac{N_0}{\sqrt{\pi}} e^{-x_c^2} \operatorname{erf}^2 Px_c dx_c \end{aligned} \quad (3)$$

или

$$dN = \frac{N_0}{\sqrt{\pi} \cdot T^2} e^{-\frac{1}{T^2}} \cdot \operatorname{erf}^2 \left(\frac{P}{T} \right) dt, \quad (4)$$

где $T=1/x_c$ – безразмерное время.

Безразмерный ток

$$I = \frac{1}{N_0} \frac{dN}{dT}. \quad (5)$$

После подстановки (4) в (5) получим

$$I = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot T^2} \operatorname{erf}^2\left(\frac{P}{T}\right) e^{-\frac{1}{T^2}}. \quad (6)$$

Рассмотрим случай произвольного по месту попадания частицы (рис. 1, а):

$$P_y = \frac{R \pm y_0}{L} = P\left(1 + \frac{y_0}{R}\right), \quad P_z = P\left(1 \pm \frac{z_0}{R}\right). \quad (7)$$

Подставляя (7) в (3) и переходя к безразмерной форме записи тока, получим

$$I = \frac{1}{4\sqrt{\pi} \cdot T^2} \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{P}{T}\left(1 - \frac{y_0}{R}\right)\right] + \operatorname{erf}\left[\frac{P}{T}\left(1 + \frac{y_0}{R}\right)\right] \right\} \times \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{P}{T}\left(1 - \frac{z_0}{R}\right)\right] + \operatorname{erf}\left[\frac{P}{T}\left(1 + \frac{z_0}{R}\right)\right] \right\}. \quad (8)$$

Для преобразователя, коллектор которого имеет форму круга (рис. 1, б), расчет проведен в цилиндрической системе координат. Для частного случая, когда частицы ударяются в центр мишени, число частиц в элементарном объеме скоростей

$$dN = \frac{N_0}{\pi^{3/2} v_H^3} e^{-\frac{v_z^2 + v_r^2}{v_H^2}} \cdot v_r \cdot dv_r \cdot dv_z \cdot d\varphi, \quad (9)$$

где v_r – радиальная составляющая скорости.

При переходе к безразмерной скорости

$$dN = \frac{N_0}{\pi^{3/2}} e^{-z_c^2 - r_c^2} \cdot r_c \cdot dr_c \cdot dz_c \cdot d\varphi. \quad (10)$$

Интегрируя по dr_c выражение (10), будем иметь

$$dN = \frac{N_0}{2\pi^{3/2}} e^{-z_c^2} dz_c d\varphi (1 - e^{-P^2 z_c^2}). \quad (11)$$

Проинтегрируем по $d\varphi$ выражение (11) от 0 до 2π .

$$dN = \frac{N_0}{\sqrt{\pi}} e^{-z_c^2} \cdot dz_c (1 - e^{-P^2 z_c^2}). \quad (12)$$

Выражение (12) с учетом безразмерного времени и выражения (5) можно записать в виде

$$I = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot T^2} (1 - e^{-\frac{P^2}{T^2}}). \quad (13)$$

На рис. 2, а, б показаны зависимости соответственно амплитуды импульса тока и длительности фронта от места попадания частицы в различные места мишени, а также от размеров коллектора и расстояния от него до мишени (рис. 3, а, б).

Эксперименты, подтверждающие приведенные расчеты, были выполнены с помощью лазера типа ЛТИПЧ-8. Мишень, помещенная в вакууме, облучалась однократным импульсом в точки, указанные на рис. 2, а. Результаты экспериментов нанесены на теоретические характеристики.

Таким образом, информация об амплитуде и длительности импульса тока в плоской конструкции преобразователя зависит от места попадания частицы в мишень.

Коллектор в виде плоской поверхности (рис. 1, а) можно представить системой плоскопараллельных пластин или нитей, электрически соединенных между собой через одну и подключенных к источнику постоянного тока с большим значением напряженности электрического поля.

2. Методика расчета преобразователя плоской конструкции с приемником в виде системы плоскопараллельных пластин

Модель преобразователя плоской конструкции (рис. 4) основана на использовании выражения для тока в цепи приемника, выполненного по схеме двухфазной решет-

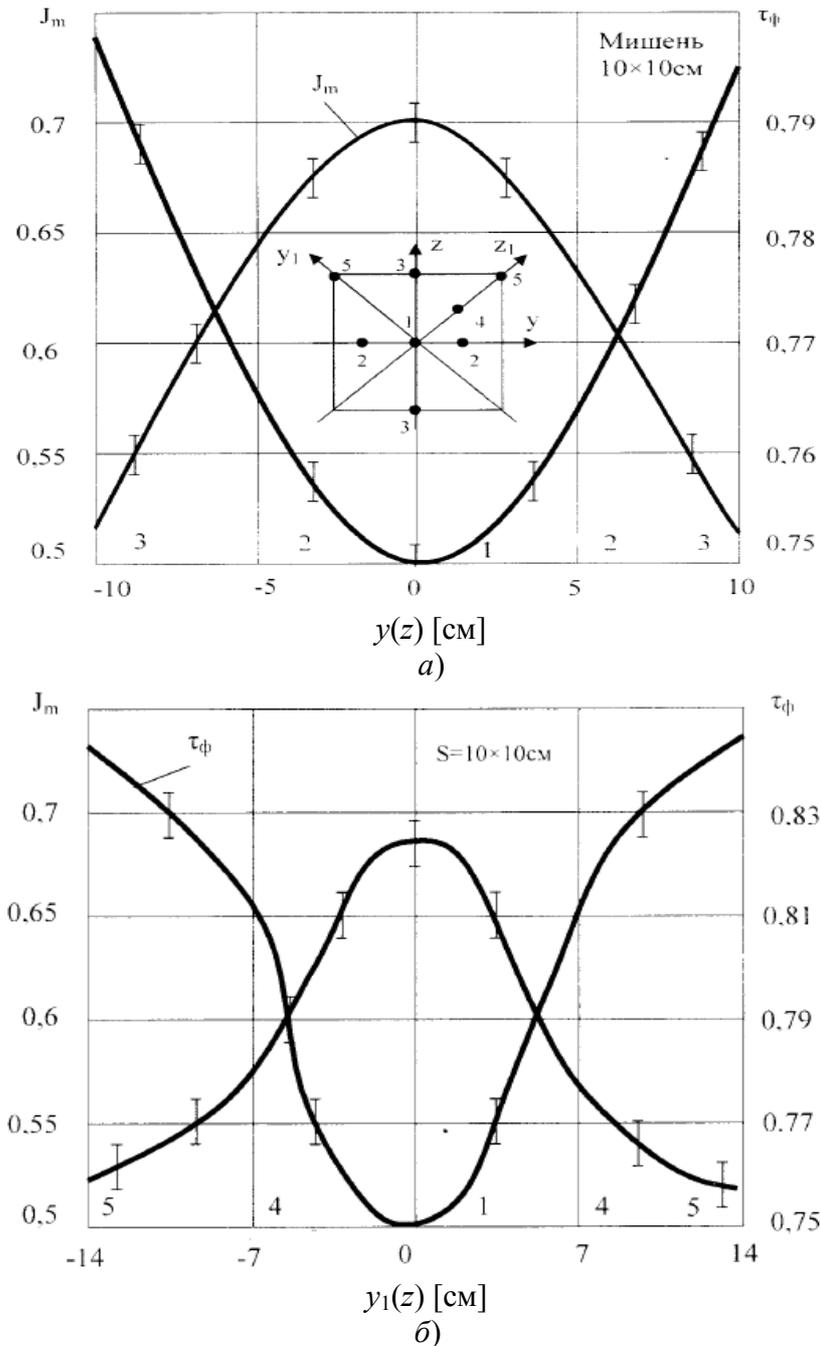


Рис. 2. Зависимости амплитуды и длительности импульса тока от места попадания: $[y_1(z)] - a$, $[y(z)] - б$

ки в виде системы плоскопараллельных пластин или системы тонких проводников. В такой схеме электрическое поле между мишенью и приемником практически отсутствует, и сбор ионов происходит независимо от места соударения частицы. Импульс тока в безразмерном виде представим как

$$J = \frac{1}{4\sqrt{\pi}T^2} \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{P}{T} \left(1 - \frac{y_0}{R} \right) \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{P}{T} \left(1 + \frac{y_0}{R} \right) \right] \right\} \times \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{P}{T} \left(1 - \frac{z_0}{R} \right) \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{P}{T} \left(1 + \frac{z_0}{R} \right) \right] \right\}. \quad (14)$$

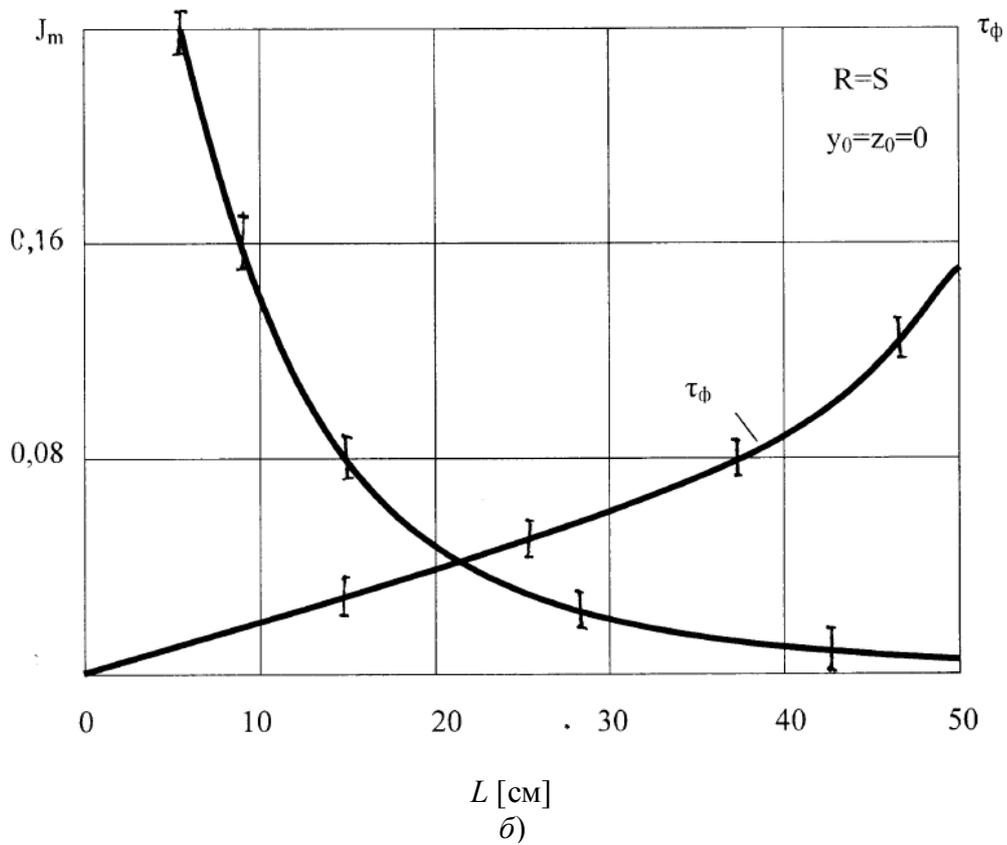
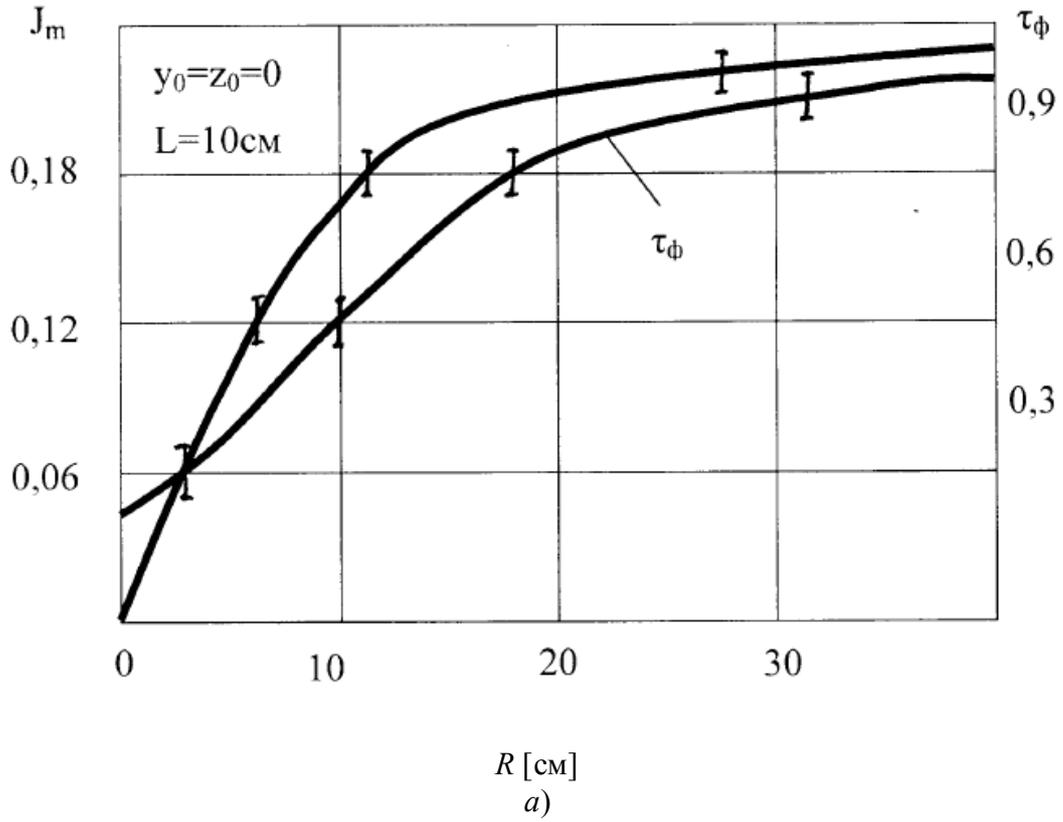


Рис. 3. Зависимости амплитуды и длительности импульса тока от размеров коллектора (а) и расстояния его до мишени (б)

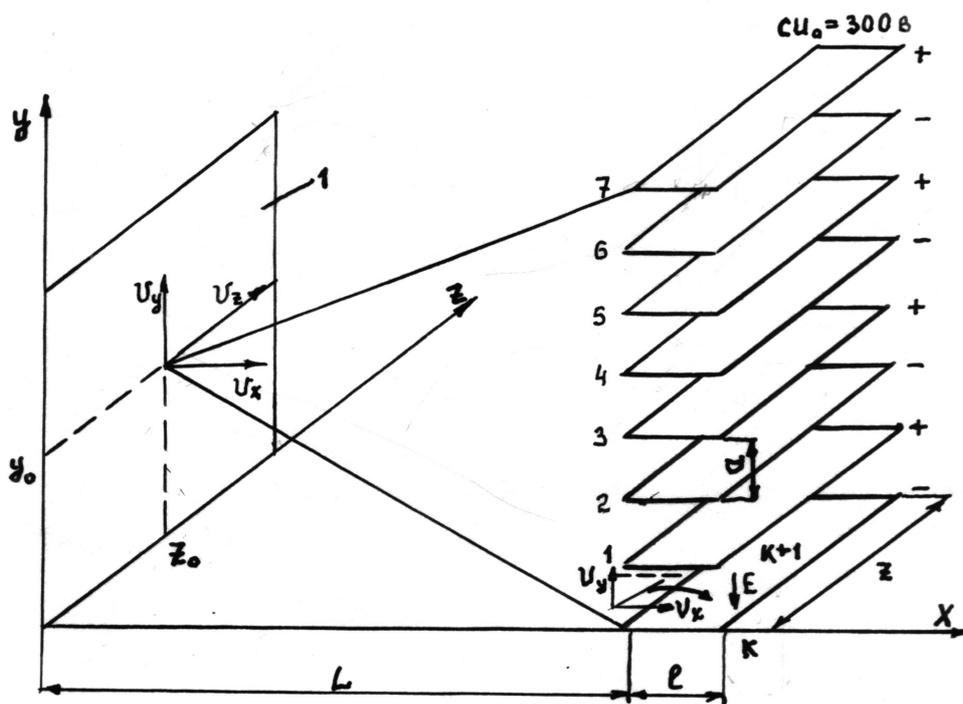


Рис. 4. Блок-схема преобразователя плоской конструкции с приемником в виде системы плоскопараллельных пластин

Выражение (14) справедливо для случая, когда приемник выполнен в виде плоскости и позволяет исследовать зависимость его от координат места попадания частицы в мишень, установить оптимальные конструктивные параметры преобразователя. При переходе к реальному приемнику определить истинную величину импульса тока в простом аналитическом виде не удастся. Рассмотрим решение задачи о нахождении выражения для импульса тока в приемнике в виде системы плоскопараллельных пластин, на которые наложено электрическое поле. Делается допущение о максвелловском распределении частиц по скоростям у поверхности мишени в момент соударения. Количество ионов в приемнике:

$$dN = \frac{N_0}{\pi^{3/2} V^3} \exp\left(\frac{-V_x^2 - V_y^2 - V_z^2}{V^2}\right) dV_x dV_y dV_z, \quad (15)$$

где N_0 - общее число ионов в плазме. После преобразований получим

$$\frac{dN}{N_0} = e^{-u^2 - v^2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{z - z_0}{L} u\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{L} u\right) \right] dudv;$$

$$\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-x^2} dx,$$

где u и v - безразмерные скорости, $u = \frac{V_x}{V_H}$;

$$v = \frac{V_y}{V_H}; \quad \tau = \frac{L}{V_x} + \tau(V_x, V_y),$$

где $\tau(V_x, V_y)$ - время взаимодействия иона с электрическим полем.

Время взаимодействия определяется из уравнения движения:

$$\tau = \frac{-\Omega v + \sqrt{(\Omega v)^2 - \left(\beta_0 + \Omega \frac{v}{u} - K\right) \operatorname{sign}(v \Omega^2)}}{\operatorname{sign}\left(\Omega^2 \frac{v}{2}\right)}. \quad (16)$$

Уравнения для заряда и времени запишутся в виде

$$\Delta q = \frac{1}{2\pi} \iint_{(R)} \exp(-u^2 - v^2) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{z-z_0}{L}u\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{L}u\right) \right] dudv;$$

$$T = \frac{1}{u} + \tau. \tag{17}$$

Вычисление заряда как функции времени производится с помощью ЭВМ.

Результаты решения иллюстрированы графиками. На рис. 5 изображена форма импульса заряда и тока в крайней и средней пластинах, а также показано распределение заряда по пластинам (рис. 6). На рис. 7-8 показаны зависимости потерь заряженных частиц (ионов) в приемнике от скорости частицы как функции количества пластин, напряжения между ними.

Теоретический анализ плоской конструкции менее трудоемкий по сравнению с анализом сферической конструкции. Практи-

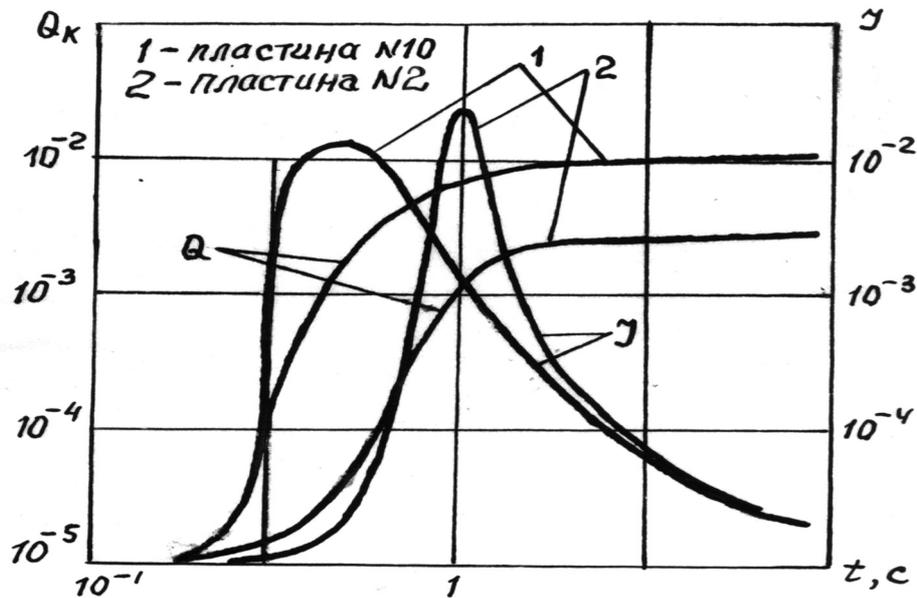


Рис. 5. Временные зависимости заряда и тока в средней и крайней пластинах

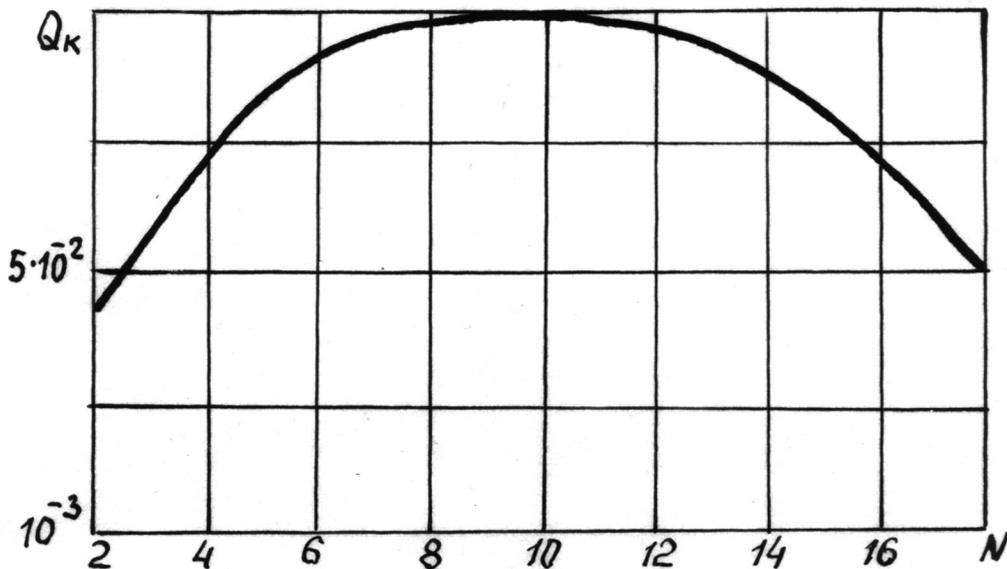


Рис. 6. Распределение заряда по пластинам, N – номер пластины приемника ионов

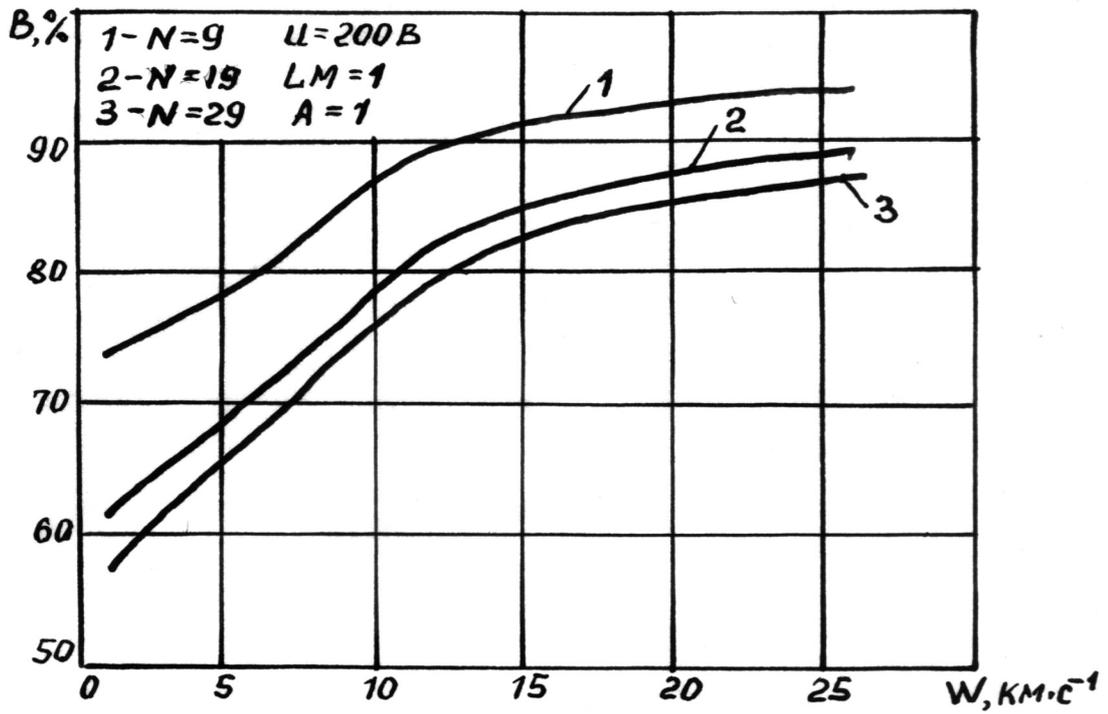


Рис. 7. Зависимость коэффициента потерь от скорости при $N = \text{var}$

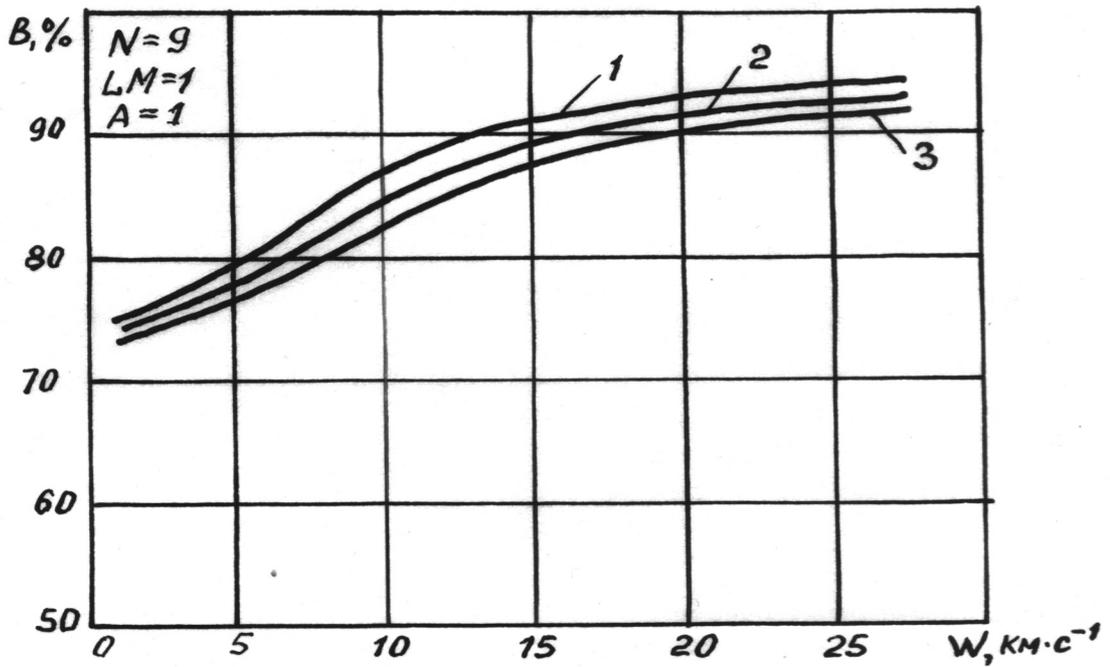


Рис. 8. Зависимость коэффициента потерь от скорости при $u = \text{var}$,
1 - $u=200\text{В}$; 2 - $u=300\text{В}$; 3 - $u=400\text{В}$

чески отсутствие электрического поля между мишенью и приемником в плоской конструкции увеличивает время разлета плазмы ~ на 40% по сравнению со сферической. При обработке информации влияние электрического поля на параметры частицы можно не рассматривать.

Эффективность сбора ионов в плоской конструкции выше сбора ионов в конструкции сферического типа. Существенным недостатком рассматриваемых конструкций преобразователя является низкая чувствительность в диапазоне субмикронных частиц и низких скоростей (<5 км/с) за счет применения приемников в виде сетки, плоскопараллельных пластин, штыря и т.д.). С целью увеличения чувствительности необходимо применять в качестве приемника вторично-электронный умножитель (ВЭУ) или микроканальную пластину (МКП).

3. Методика расчета преобразователя с приемником в виде системы параллельных нитей

Произведем анализ преобразователя с приемником в виде системы параллельных нитей, к которым также приложено собирающее напряжение. Структурная схема преобразователя приведена на рис. 9.

Для упрощения задачи считаем, движение частиц осуществляется с максвелловским распределением по скоростям в плоскости XOY, на движение частиц вдоль оси OZ поле не влияет. Поле, создаваемое нитями, влияет на частицы на всем пространстве между мишенью и приемником, то есть скорость и координаты частиц меняются под влиянием этого поля линейно.

Для проведения анализа рассмотрим поле одной нити. Согласно теории Остроградского – Гаусса поток вектора направленного электрического поля через замкнутую поверхность

$$E_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N \frac{\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0 r_i} 1_{ri} (-1)^{i-1}. \quad (18)$$

Так как система осесимметричная, то D не зависит от S :

$$D \oint ds = N. \quad (19)$$

Для поля равномерно заряженного цилиндра

$$N = 2\pi r l E = \tau l. \quad (20)$$

Следовательно,

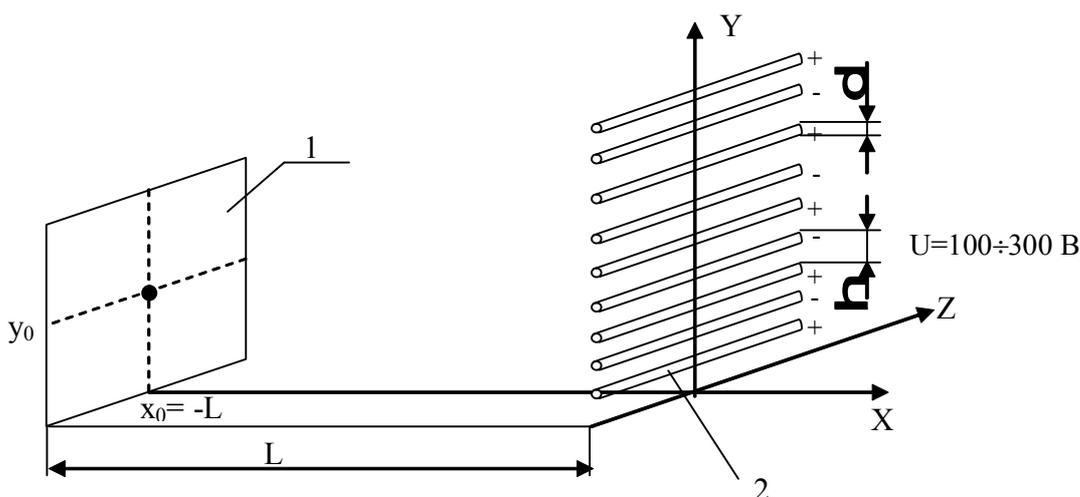


Рис. 9. Блок-схема преобразователя плоской конструкции с приемником в виде системы параллельных нитей: 1 – мишень, 2 – приемник

$$E = \frac{\tau}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon r} 1r. \quad (21)$$

$$\varphi = \tau \ln\left(\frac{r}{r_0}\right), \quad (27)$$

Полное поле решетки с чередованием знаков

где $r_0 = \frac{d}{2}$, d - диаметр проволоки,

$$E_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N \frac{\tau}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon r_i} 1r_i (-1)^{i-1}. \quad (22)$$

$$\tau = \frac{u}{\ln\left(\frac{2h}{d}\right)}.$$

Раскрывая радиус – векторы по координатам

$$\overline{E_{\Sigma}} = E_x \overline{1x} + E_y \overline{1y} + E_z \overline{1z}, \quad (23)$$

При пролете частицы через приемник на нее действует электрическое поле. Потенциальная энергия частицы в этом случае

получаем

$$E_z = 0, \\ E_x = \frac{\tau}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \sum_{i=1}^N \frac{x}{x^2 + (y - (i-1)h)^2} (-1)^{i-1}, \quad (24)$$

$$E_n = qV \frac{\ln\left(\frac{2r}{d}\right)}{\ln\left(\frac{2h}{d}\right)}. \quad (28)$$

Критерием захвата пролетающего иона собирающим полем является условие:

$$E_y = \frac{\tau}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \sum_{i=1}^N \frac{y - (i-1)h}{x^2 + (y - (i-1)h)^2} (-1)^{i-1}.$$

$$\frac{mV(0, y)^2}{2} > E_n = qV \frac{\ln\left(\frac{2r}{d}\right)}{\ln\left(\frac{2h}{d}\right)}. \quad (29)$$

На летящую частицу с зарядом q в электрическом поле действует сила

$$\overline{F} = q\overline{E}. \quad (25)$$

Решение находилось численным методом с использованием разностного уравнения вида

Преобразуя, получаем дифференциальное уравнение траектории движения частицы

$$\Delta^2 X - \frac{q}{m} E(x, y) \Delta^2 t = 0, \quad (30)$$

$$\frac{d^2 \overline{r}(x, y)}{dt^2} - \frac{q}{m} \overline{E}(x, y) = 0 \quad (26)$$

с начальным условием $y = y_0, x_0 = -L$.

с начальными условиями:

Используя уравнение, находим заряд, собранный k -той нитью $Q_k(t)$, тогда импульс тока с приемника

$$\left. \frac{dx}{dy} \right|_{t=0} = V_0, x(0) = -L.$$

$$I = \sum_{K=1}^N \frac{dQ_k(t)}{dt}. \quad (31)$$

Определим величину линейной плотности заряда для пары нитей, потенциалы в произвольной точке для поля между нитями:

Результаты моделирования приведены на рис. 10-12.

Результаты расчетов показали, что преобразователь с приемником в виде системы

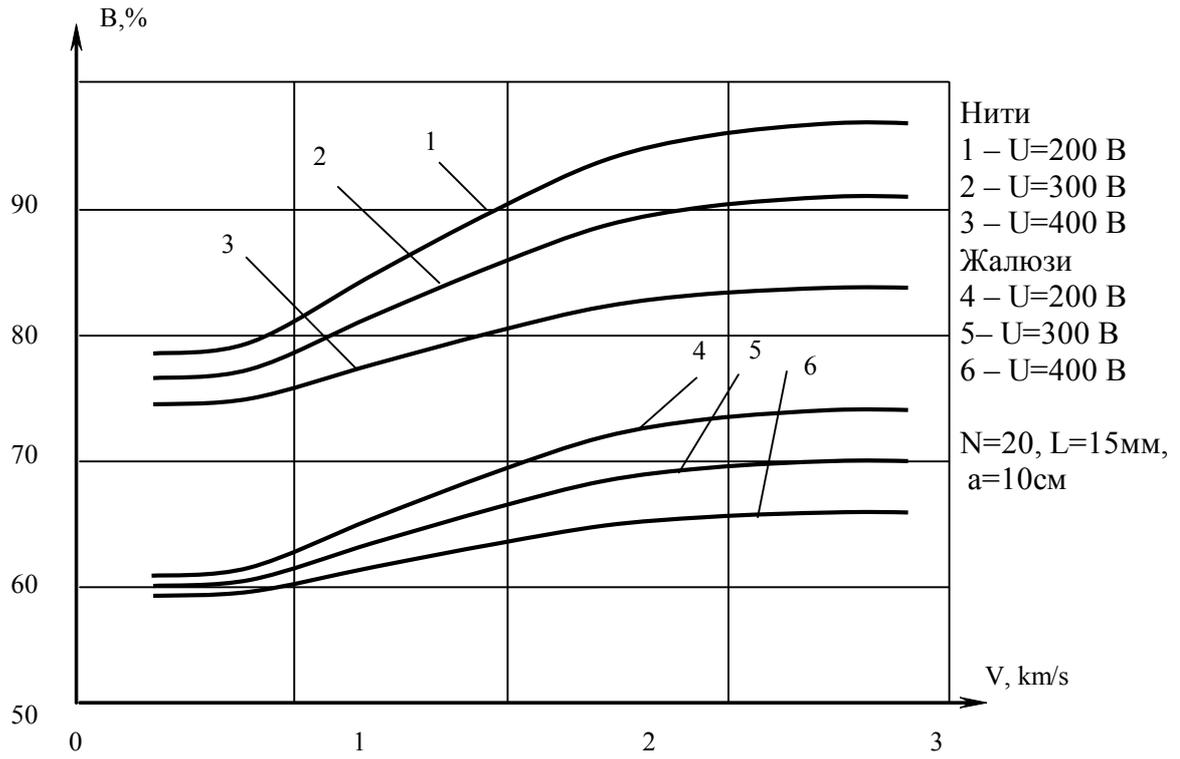


Рис. 10. Зависимость коэффициента потерь от скорости и напряжения сбора

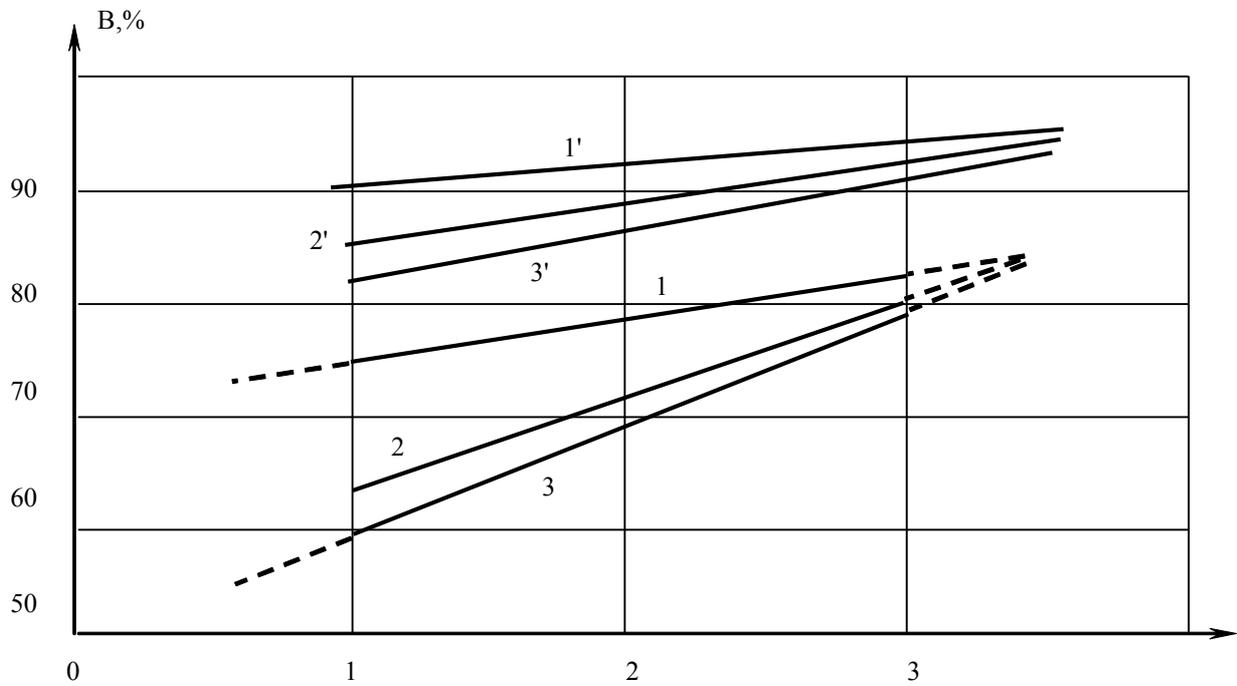


Рис. 11. Зависимость коэффициента потерь от расстояния до приемника и расстояния между пластинами, при 1, 2, 3 – V=6 км/с, 1', 2', 3' – V=16 км/с

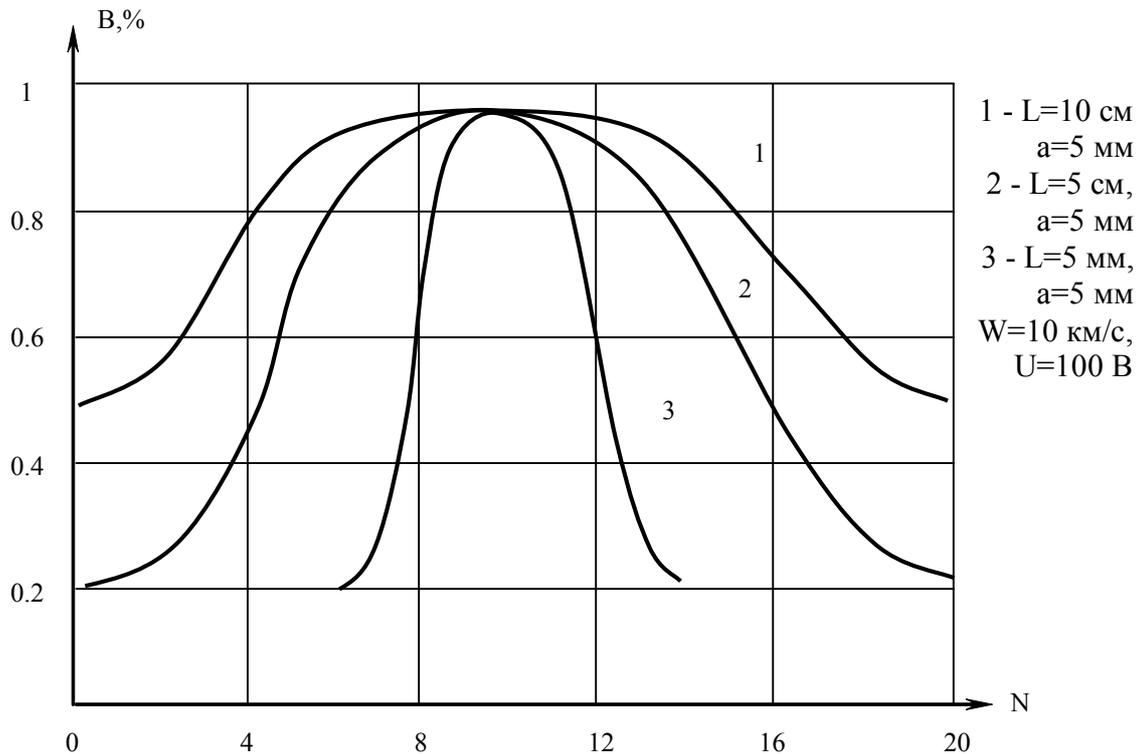


Рис. 12. Зависимость распределения заряда по пластинам и нитям

плоскопараллельных пластин обладает меньшим коэффициентом потерь и соответственно лучшим сбором пропорционально ширине пластин.

Для улучшения коэффициента сбора, особенно при высоких скоростях соударения, необходимо увеличивать напряжение собирающего поля, ширину пластин или уменьшать расстояние между пластинами. Изменение геометрических размеров жалюзи приводит к резкому уменьшению прозрачности приемника при отклонении траектории полета частицы от перпендикулярного по направлению к плоскости мишени. В связи с этим оказывается более выгодным использование преобразователя с приемником в виде параллельных нитей, которые позволяют практически без изменения прозрачности резко сократить расстояние между нитями и получить коэффициент сбора, близкий к максимальному.

Таким образом, применение преобразователя с приемником в виде системы параллельных нитей позволяет получить удовлетворительный коэффициент сбора ионов при фиксированном напряжении сбора и близком расположении приемника с мишенью, что весьма важно при проектировании плоских датчиков.

Библиографический список

1. Dietzel H., Eichhorn G., Fechting H., Grun E., Hoffman H., Kissel I. The Heos 2 and Helios micrometeoroid experiments. – Research papers, 1972. p. 209-217.
2. Adams N. G., Smith D. Studies of microparticle impact phenomena leading to the development of a highly sensitive micrometeoroid detector. – Planetary and Space Science, 1971, 19, p. 195-204.
3. Hansen D.O. Mass analysis of ions produced by hypervelocity impact. – Applied physics letters, 1968, 13,3, p. 89-91.

References

1. Dietzel H., Eichhorn G., Fechting H., Grun E., Hoffman H., Kissel I. The Heos 2 and Helios micrometeoroid experiments. – Research papers, 1972. p. 209-217.
2. Adams N. G., Smith D. Studies of microparticle impact phenomena leading to the development of a highly sensitive micrometeoroid detector. – Planetary and Space Science, 1971, 19, p. 195-204.
3. Hansen D.O. Mass analysis of ions produced by hypervelocity impact. – Applied physics letters, 1968, 13,3, p, 89-91.

PLANE HIGH-SPEED PARTICLE TRANSDUCER

© 2009 M. V. Izyumov¹, N. D. Syomkin²

¹Samara Space Rocket Centre “TsSKB-Progress”

²Samara 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 plane design. The results of experiments with the plane transducer carried out with the help of a pulsing laser are discussed.

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

Информация об авторах

Изыумов Михаил Владимирович, начальник сектора, ФГУП ГНП РКЦ «ЦСКБ-Прогресс». 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.