

## Оценка ресурса ионно-оптической системы плазменно-ионного ускорителя

*Национальный аэрокосмический ун-т им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»*

*ХГП з-д им. Малышева*

*Харьковский университет радиоэлектроники (ХНУРЭ)*

Разработана методика расчета ресурса ИОС ПИУ, учитывающая распыление, испарение, эрозионное действие привязок разряда, деформирование сеток ИОС, термоупругое и термоусталостное разрушение в зоне действия частиц, достижение критического зазора по электрическому пробую, непосредственное термоупругое или термоусталостное разрушение сеток с измененной геометрией.

**Ключевые слова:** плазменно-ионный ускоритель, ионно-оптическая система, термоупругое и термоусталостное разрушения.

### Введение

Применение наноструктур и нанопокровов для повышения работоспособности деталей машиностроения и аэрокосмической техники позволит существенно снизить объем требуемых легированных элементов, запасы которых в Украине ограничены. Использование наноструктур в технике тормозится из-за отсутствия необходимого оборудования, позволяющего изменять энергию иона, его сорт и заряд, что требуется для получения наноструктурных слоев требуемой толщины, а плотности токов должны соответствовать первой критической [1], что говорит о необходимости управления плотностью тока. Все это выдвигает такие требования к конструкции источника ионов, который должен иметь:

- 1) гибкую систему управления (изменения) энергии иона;
- 2) обеспечивать получение не менее трех разных сортов ионов и их порционной подачи;
- 3) автоматизированную систему изменения энергии, сорта иона и, желательно, его заряда;
- 4) систему управления плотностью тока.

Наиболее удачным для модернизации является плазменно-ионный ускоритель (ПИУ) со сферической или струнной ионно-оптической системой (ИОС). Пример схемы такой технологической установки показан на рис. 1, где имеется три дуговых источника с катодами  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $K_3$  из разных материалов с магнитными затворами, обеспечивающими подачу требуемого сорта иона, а магнитные затворы  $MЗ_1$ ,  $MЗ_2$ ,  $MЗ_3$  обеспечивают их выход в требуемый момент времени. Подачей импульсов напряжений на сетки обеспечивается варьирование энергии ионов. Фокусирующая магнитная и электростатическая системы дают возможность управлять плотностью ионного тока.

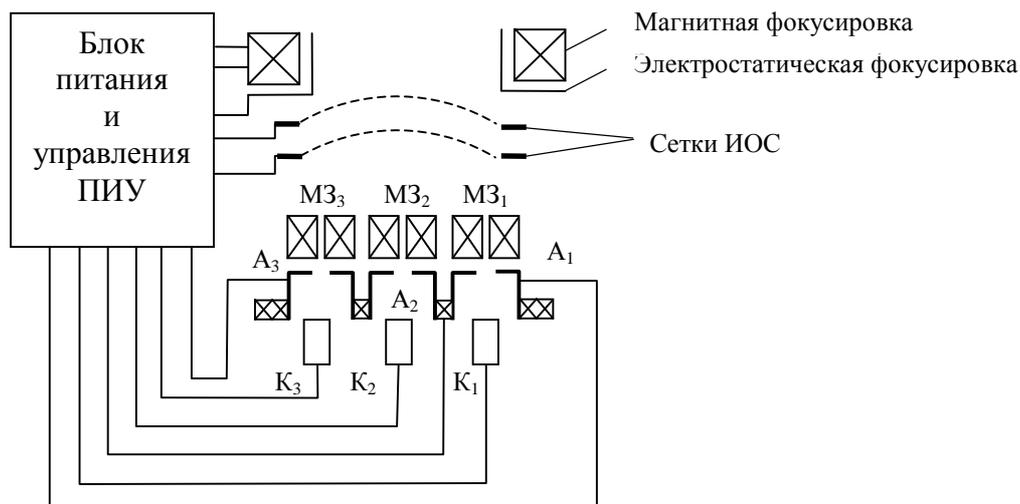


Рис. 1. Схема модернизированного ПИУ со сферической ИОС (K<sub>1</sub>, K<sub>2</sub>, K<sub>3</sub> – катоды дуговых источников, A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, A<sub>3</sub> – аноды дуговых источников ионов, MЗ<sub>1</sub>, MЗ<sub>2</sub>, MЗ<sub>3</sub> – магнитные затворы)

Настоящая работа посвящена теоретическому рассмотрению напряженного состояния, перемещений сеток ИОС ПИУ и влиянию их ресурса.

Все изложенное говорит о том, что наиболее критичным к разрушению очевидно будет ИОС, т.е. сетки ПИУ, рассмотрению ресурса которых и будет посвящена настоящая статья.

Работа выполнялась в рамках программы Министерства образования и науки Украины "Новые ресурсосберегающие и технологии в энергетике, промышленности и агропромышленном комплексе" (подсекция 13), "Аэрокосмическая техника и транспорт" и по темам "Создание физико-технических основ повышения качества материала аэрокосмических конструкций" и "Разработка технологических основ интегрированных технологий плазменно-ионной обработки деталей аэрокосмической техники", а также в рамках хозяйственных работ и договоров о сотрудничестве.

### Состояние вопроса

Ресурсом электродных систем занималось небольшое количество исследователей [1–7]. Над этим вопросом работали Харьковская школа Г.И. Костюка (ускорители заряженных частиц), Московская школа В.Б. Тихонова (электрореактивные двигатели), Новороссийская школа М.Ф. Жукова (плазмотроны), но вопрос работоспособности сеток ИОС ПИУ в многокритериальном плане не рассматривался, поэтому работа посвящена исследованию ресурса сеток по большому количеству критериев.

Расчет ресурса камеры ионизации плазменно-ионного ускорителя (ПИУ) можно проводить по методике, изложенной для электродных систем установки ПУСК, но оптическая система ПИУ требует особого подхода к определению ее ресурса. Рассмотрим методику расчета только ионно-оптических систем (ИОС).

Перечислим факторы, определяющие ресурс оптической системы:

1. Изменение геометрии (толщины) ионно-оптической системы в результате распыления материала сетки частицами.
2. Изменение толщины ионно-оптической системы вследствие испарения

материала сетки.

3. Эрозионное действие привязок разряда, вызывающее изменение геометрии и деформирование ионно-оптических систем.

4. Относительное перемещение сеток оптической системы ПИУ, приводящее к их замыканию или к достижению пробойных условий при значительном сокращении расстояния между сетками оптической системы.

5. Создание условий непосредственного разрушения при совместном действии температурных напряжений и напряжений из-за внешних воздействий.

6. Непосредственное термоупругое и термоусталостное разрушение в зоне действия заряженных частиц.

Проанализируем последний фактор.

На сетки оптических систем действуют электроны и ионы с энергией  $10^3 \dots 5 \cdot 10^3$  эВ. Для молибденовых сеток в этих условиях напряжения в зоне действия индивидуальных частиц не превышают динамического предела прочности  $\sigma_{\max e} = 2,38 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ ,  $\sigma_{\max i} = 7,8 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ , когда  $\sigma_{\text{ВД}} = 6,03 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$ , а  $\sigma_{\text{В}} = 6,38 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ , т.е. непосредственного разрушения материала не происходит, а возможна реализация только термоусталостных эффектов. Определим дозу облучения, при которой возможно отслаивание материала вследствие термоусталостных эффектов. Расчеты показывают, что критическая доза для электронов -  $1,04 \cdot 10^{27}$  част/м<sup>2</sup>, а для ионов -  $7,5 \cdot 10^{26}$  част/м<sup>2</sup>. Следовательно, по плотности электронного и ионного тока утечки можно найти время, за которое реализуются эти дозы.

Для электронов это время составляет  $3 \cdot 10^4$  часа, а для ионов -  $8,22 \cdot 10^4$  часа, т.е. порядка 5 и 10 лет. Глубина отслаивающегося материала для электронов -  $7 \cdot 10^{-13}$  м, для ионов -  $5 \cdot 10^{-11}$  м, поэтому материал на этой глубине эрозионного действия ионов и испарения будет удален значительно раньше. Следовательно, в этих условиях нецелесообразно учитывать термоусталостный эффект, а при напряжениях на сетках  $10^4 \dots 10^5$  В возможно непосредственное термоупругое и значительное термоусталостное разрушение в зоне действия частиц.

### Постановка задачи и исследования

Все факторы, влияющие на стойкость ионно-оптических систем, за исключением распыления заряженными частицами и действия привязки, связаны с решением совместной задачи теплопроводности и термоупругости в оптике ПИУ.

На рис. 2 изображено геометрическая схема сетки оптики. Очевидно, что наличие отверстий меняет характер теплообмена в различных направлениях, а также жесткость системы. Влияние отверстий на теплообмен и изменение жесткости учитывается введением соответствующих коэффициентов.

Изменение площади, воспринимающей тепловой поток в направлении оси Y, для сотового расположения отверстий можно оценить как отношение площадей поверхности сетки, полученных с учетом отверстий  $S_{\text{от}}$  и без их учета  $S$ :

$$K = \frac{S_{\text{от}}}{S} = 1 - \frac{\pi d^2}{4(d+a)^2 \sin 60^\circ}. \quad (1)$$

Изменение площади сечения в направлениях фф и ψψ определяется с помощью коэффициентов K фф и K ψψ. Так, для сотового расположения

$$\begin{aligned} \text{минимальное} - K_{F\psi\psi_{min}} &= K_{F\varphi\varphi_{min}} = \frac{d}{d+a}, \\ \text{максимальное} - K_{F\psi\psi_{max}} &= K_{F\varphi\varphi_{max}} = 0,5 + \frac{d}{2(d+a)\cos 30^0}, \\ \text{среднее} - K_{F\psi\psi_{cp}} &= K_{F\varphi\varphi_{cp}} = 0,5 + \frac{0.21d}{d+a}. \end{aligned} \quad (2)$$

С учетом этих коэффициентов (рис. 2, в) теплофизические коэффициенты в направлении  $\varphi\varphi$  и  $\psi\psi$  определяем таким образом:

$$\begin{aligned} a_{\varphi\varphi} &= a_{\psi\psi} = aK_{F\varphi\varphi}; \\ \lambda_{\varphi\varphi} &= \lambda_{\psi\psi} = \lambda K_{F\varphi\varphi}; \\ a_{zz} &= a_{rr} = a; \\ \lambda_{zz} &= \lambda_{rr} = \lambda. \end{aligned} \quad (3)$$

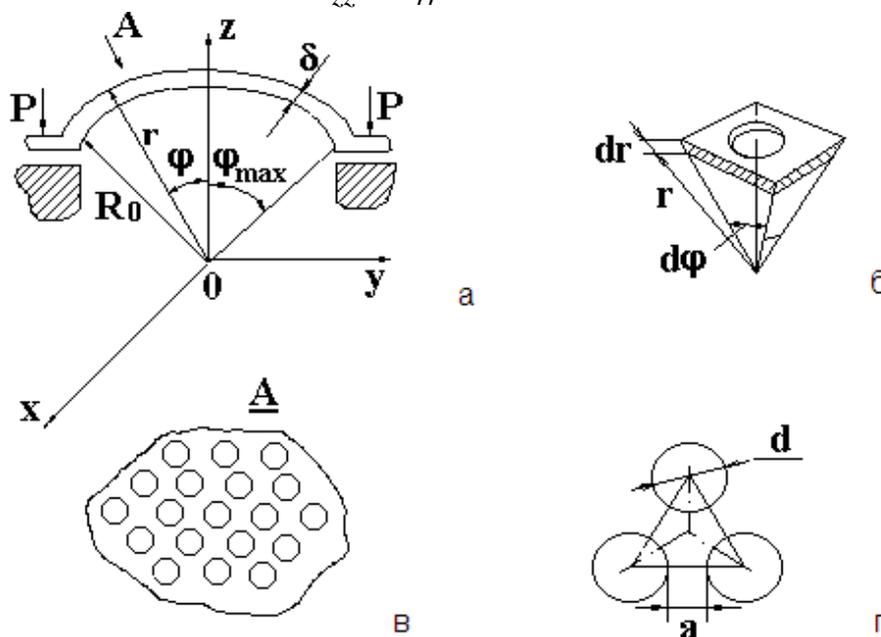


Рис. 2. Схема оптической системы ПИУ: а - упрощенная схема ПИУ; б - элементарный объем металла оптики, рассматриваемой в задаче; в - расположение отверстий в сетке; г - взаимное расположение трех отверстий в сетке

Два последних соотношения показывают, что в направлениях  $zz$  и  $rr$  отверстия не оказывают влияния на характер теплообмена.

Рассмотрим баланс тепла в элементарном объеме сетки оптики (рис. 2, б), в котором теплообмен осуществляется за счет теплопроводности, смещения фронта испарения на рабочей (1) и нерабочей (2) поверхностях, а также в результате термоупругого деформирования электрода:

$$\frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial t} = a_1 \Delta T(r, \varphi, t) + V_{\varphi 1} \frac{dT(r, \varphi, t)}{\partial r} \bigg|_{r=R} - V_{\varphi 2} \frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial z} \bigg|_{r=R+\delta} + \frac{1}{C_{V1}} \frac{\partial W(r, z, t)}{\partial t},$$

$$\text{где } a_I \Delta T(r, \varphi, t) = \frac{arr \partial^2}{r \partial r^2} [rT(r, \varphi, t)] + \frac{a\varphi\varphi}{r^2 \sin \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \sin \varphi \frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial \varphi} \right), \quad (4)$$

т.е. в направлении z теплообмена нет (из-за осей симметрии потока).

Исследуем граничные условия на различных поверхностях.

На поверхности  $r = R$ , т.е. рабочей поверхности учтены действие теплового потока из-за бомбардировки заряженными частицами, испарение, взаимооблучение между плазмой и сеткой оптики:

$$-\frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial r} \Big|_{r=R+\delta} = \frac{1}{\lambda_{rr}} \left[ F_r - F_{ucn} + \sigma \left( \varepsilon_n T_n^4 - \varepsilon T_{(R, \varphi, t)}^4 \right) \right]. \quad (5)$$

На поверхности  $r = R + \delta$  осуществляется теплообмен в результате испарения и излучения поверхности:

$$-\frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial r} \Big|_{r=R+\delta} = \frac{1}{\lambda_{rr}} \left[ -F_{ucn} + \sigma \varepsilon_n T_{n(R+\delta, \varphi, t)}^4 \right]. \quad (6)$$

На границе  $\varphi = \varphi_{\max}$  теплообмен происходит из-за теплоотвода в конструкцию:

$$-\frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\varphi_{\max}} = \frac{1}{\lambda_{\varphi\varphi}} F_T(t). \quad (7)$$

Начальные условия записываем в виде

$$t = 0, T(r, \varphi, t) = T_n, \quad (8)$$

а объемный источник тепла вследствие джоулева нагрева не учитываем из-за малости переносимых токов.

Плотность теплового потока электронов на первую сетку составит величину

$$F_{r1} = F_e = \mu_e (F_e + \Phi) j_{max_e} \exp \left( -\frac{\sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi_{\max}} \right), \quad (9)$$

а на вторую -

$$F_{r11} = F_i = \mu_i (E_i - \Phi) j_{max_i} \exp \left( -\frac{\sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi_{\max}} \right), \quad (10)$$

где  $\mu_i$  и  $\mu_e$  - коэффициент аккомодации иона и электрона в материале мишени;  $E_i$  и  $E_e$  - энергия электрона и иона;  $\Phi$  - работа выхода электрона в материале сетки.

Плотность теплового потока, отводимого от поверхностей 1 и 2, а также скорости смещения фронта испарения на этих границах определяются в предположении ленгмюровского механизма испарения.

Для нахождения энергии деформирования, величин действующих напряжений и перемещений сетки оптики, задачу термоупругости следует решать двумя методами:

1. С помощью формул перехода из сферической системы координат в декартову.

2. С использованием системы уравнений (9.16) из работы [3].

Рассмотрим решение термоупругой задачи в первом варианте.

По известному распределению температур, полученному на первом шаге,

решаем уравнение относительно термоупругого потенциала перемещений:

$$\Delta\Phi(x, y, z, t) = \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \alpha [T(x, y, z, t) - T]. \quad (11)$$

На границе  $\varphi = \varphi_{max}$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = -\frac{PN4f}{\pi(D_1^2 - D_0^2)} \sin\varphi_{max}, \sigma_{z\varphi} = -\frac{PN4f}{\pi(D_1^2 - D_0^2)} \cos\varphi_{max}. \quad (12)$$

С учетом выражения для определения напряжений

$$\sigma_{i,k} = 2G \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial_i \partial_k} - \Delta\Phi \delta_{ik} \right), \quad (13)$$

$$\delta_{ik} = 0 \text{ при } i \neq k,$$

$$\delta_{ik} = 1 \text{ при } i = k$$

и выражений для нахождения относительных перемещений и сдвигов

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ki} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial_i \partial_k} \quad (14)$$

определяем термоупругий потенциал единицы объема:

$$W(x, y, z, t) = G \left[ \varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2 + 2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2) + \frac{\mu}{1 - \mu} e^2 (T(x, y, z, t) - T) \right], \quad (15)$$

где  $e = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$ .

С помощью этих выражений вычисляем энергию, затрачиваемую на деформирование и используемую для решения задачи теплопроводности на втором и последующих шагах по времени.

Перемещение сетки в направлении оси z

$$U_{zz} = \omega = \delta \int_R^{R-\delta} \varepsilon_{rz} dz. \quad (16)$$

Во втором варианте решения задачи термоупругости проводится с помощью соотношений, полученных в работах [3], но изменение жесткости системы из-за наличия отверстий учитывается. Так, изгибная жесткость может быть определена такими выражениями:

а) минимальная –  $K_{min} = \frac{1.11a}{d+a} \cdot \frac{E\delta^2}{12(1-\mu^2)}$ ; (17)

б) максимальная –  $K_{max} = \frac{3}{\pi} \cdot \frac{E\delta^3}{12(1-\mu^2)}$ ; (18)

в) средняя –  $K_{cp} = \frac{1}{2} \left( \frac{3}{\pi} + \frac{1.11d}{d+a} \right) \cdot \frac{E\delta^3}{12(1-\mu^2)}$ . (19)

В общем случае, очевидно, нужно аппроксимировать изменение жесткости

от минимального до максимального значения некоторой функции от  $\varphi$  и задавать  $k$ , но в то же время можно использовать  $K_{cp}$ .

Преобразуя систему (9.16) из [3], получим:

$$\frac{d^2 x}{d\varphi^2} + ctg\varphi \frac{dx}{d\varphi} - (ctg^2\varphi + \mu)x = \frac{\delta^2 R}{4K_{cp}} Q + a(1 + \mu) \frac{R}{z} \left[ \frac{\partial T(\varphi, r, t)}{\partial \varphi} - \frac{\partial T(r, R, t)}{\partial \varphi} \right]; \quad (20)$$

$$\frac{d^2 Q}{d\varphi^2} + ctg\varphi \frac{dQ}{d\varphi} - (ctg^2\varphi - \mu)Q = \frac{4ER}{\delta} K_{F\varphi\varphi} \left( x + a \frac{dT(r, \varphi, t)}{d\varphi} \right),$$

где  $Q = 4q \frac{R}{\delta}$ ;  $q = \int_{\delta/2}^{\delta/2} \sigma_{\varphi z} dz$ ;  $x = \frac{1}{R} \left( v - \frac{d\omega}{d\varphi} \right)$  – изменение угла наклона

касательной к медиану;  $\omega$  – перемещение в направлении оси  $\varphi\varphi$ ;  $\alpha$  – коэффициент линейного расширения;  $Y$  – модуль упругости первого рода;  $\mu$  – коэффициент Пуассона;  $R$  – радиус сферы.

Граничные условия в этой задаче записываются с учетом постановки опорной части оболочки на мальтийский крест (прижатие к поверхности с определенной силой).

Тогда при  $\varphi = \varphi_{max}$

$$x = 0; Q = -\frac{2PNf \sin \varphi}{\delta^2 \pi}, \quad (21)$$

а при  $\varphi = 0$

$$\frac{\partial x}{\partial \varphi} = 0, \frac{\partial Q}{\partial \varphi} = 0. \quad (22)$$

Такие граничные условия связаны с отсутствием деформирования оболочки в месте заделки, действием силы прижатия, с экстремальным перемещением по величине в центре симметрии.

Решая систему (20), находим величины  $Q$  и  $x$ , по которым определяем значение напряжений:

$$\sigma_{\varphi\varphi} = -\frac{\partial}{\partial z} Q \frac{\delta^2}{4R} ctg\varphi, \quad (23)$$

$$\sigma_{z\varphi} = \frac{\partial}{\partial z} Q \frac{\delta^2}{R}.$$

Величины перемещений вдоль оси  $z$  вычисляем с помощью уравнений (9.6) - (9.8) из работы [3], которые преобразуем к дифференциальному уравнению

$$\frac{d\omega}{d\varphi} + \frac{1}{ctg\varphi} \omega + R \left[ \frac{1}{ctg\varphi} \left( \frac{\mu}{E} \sigma_{\varphi\varphi}(\varphi=0) - a(T_{(r,z,t)} - T) \right) + x \right] = 0 \quad (24)$$

с граничными условиями: при  $\varphi = \varphi_{max}$   $\omega = 0$ ,

$$\varphi = 0, \frac{\partial \omega}{\partial \varphi} = 0. \quad (25)$$

Решая уравнение (24), определяем перемещение  $\omega$ .

Изменение толщины сетки в результате испарения находим с помощью

выражения

$$\Delta I_{U-\bullet} = \int_0^t V_{\varphi,(\varphi,t)} dt + \int_0^t V_{\varphi 2(\varphi,t)} dt. \quad (26)$$

Изменение геометрии вследствие действия заряженных частиц рассчитываем по формуле

$$\Delta l_r = \int_0^t j_{max} M_{exp} \left( -\frac{\sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi_{max}} \right) \frac{K [E_{e,i}, j_{e,i}] m_a}{ej} dt, \quad (27)$$

где  $M$  - коэффициент, учитывающий неравномерность распределения плотности тока (вблизи отверстия он максимален, а между отверстиями минимален).

Приняв распределение плотности тока вблизи отверстия экспоненциальным и считая, что плотность тока одинакова на равном расстоянии от двух отверстий ( $z = a / r$ ;  $a$  - расстояние между отверстиями), легко получить значение коэффициента

$$M = 2 - e^{-\frac{2 \ln^2 z}{a}},$$

где  $z$  - расстояние от отверстия.

Величина

$$j_{max} = \frac{2I_{\text{ут}}}{(\pi R^2 - N\pi r^2)}, \quad (28)$$

где  $I_{ym}$  - ток утечки на сетку;  $K[E_{e,i}, j_{i,e}]$  - коэффициент эрозии (распыления), зависящий от энергии и плотности тока частиц;  $e$  - заряд электрона;  $j$  - плотность материала электрода;  $m_a$  - масса атома материала электрода;  $R$  - радиус сетки;  $r$  - радиус отверстий в сетке;  $N$  - количество отверстий.

Реализация привязки разряда к сеткам ионно-оптических систем приводит к изменению их толщины.

Применение различных блоков защиты оптики от привязок разряда позволяет снизить время действия привязки на ионно-оптическую систему ускорителя до  $10^{-7} \dots 10^{-4}$  с в зависимости от параметров системы обратной связи.

Привязка разряда будет развиваться во времени в двух стадиях:

1. Высоковольтная (искровая), время реализации которой можно определить по материалам работы [5] с использованием выражения

$$\tau_{искр} = \frac{3}{h_0 \sigma_u} \sqrt{\frac{m_{pm}}{2eu}}, \quad (29)$$

где  $n_0$  - концентрация нейтралей в межэлектродном зазоре;  $\sigma_u$  - сечение ионизации электронным ударом ( $\sigma_u = 10^{-2} \dots 10^{-19}$  м<sup>2</sup>);  $m_{pm}$  - масса атома рабочего тела;  $e$  - заряд электрона;  $U$  - рабочее напряжение на ионно-оптической системе.

2. Низковольтная (дуговая), время реализации которой определяется выражением

$$\tau_{дуг} = \tau_{пр} - \tau_{искр}, \quad (30)$$

где  $\tau_{пр}$  - время действия привязки, зависящее от параметров системы блока защиты от привязок.

Если  $\tau_{искр} > \tau_{пр}$ , реализуется только высоковольтная стадия привязки и

напряжение на электродах можно принять равным  $0.6...0.8 U$ , где  $U$  - рабочее напряжение на оптической системе. Если же реализуются оба режима, то среднее напряжение на электродах в высоковольтной стадии можно определить из выражения

$$U_c P_{искр} = \frac{1}{2} \left( U + \frac{U_i I}{I_0} K \right), \quad (31)$$

где  $I$  - ионный ток;  $I_0$  - пороговый ток перехода из высоковольтной в низковольтную стадию разряда.

Величина порогового тока может быть найдена [6] по выражению

$$I \approx 5 / 2 \cdot 10^{-5} T_{кип} \sqrt{\lambda}, \quad (32)$$

где  $T_{кип}$  - температура кипения материала электрода в нормальных условиях (т.е. температура, при которой упругость пара металла равна 1 ат);  $\lambda$  - теплопроводность металла при комнатной температуре, кал/см·с·град);  $U$  - напряжение на оптике в рабочем режиме;  $K$  - коэффициент, учитывающий долю всего тока, переносимого в привязке ( $\kappa = 0.1...1$ ), для малых диаметров оптики и неравномерных распределений тока по радиусу он близок к единице, а для значительных диаметров и равномерных распределений он составляет  $\sim 0,1$ .

В высоковольтном режиме привязки ток меняется от  $I$  до  $I_0$ , напряжение - от  $U$  до  $U_{искр} = \frac{UI}{I_0} K$ , а время соответствует  $t_{искр}$  (или  $t_{пр}$ , если  $t_{пр} < t_{искр}$ ). В этом

случае плотности токов относительно невелики (меньше первой критической) и оценить их величину можно с помощью выражения

$$j_{искр} = \frac{(I + I_0) K}{a 2 (\pi R^2 - N \pi r^2)}, \quad (33)$$

где  $R$  - радиус мидельного сечения оптики;  $r$  - радиус отверстия оптики;  $N$  - количество отверстий в оптике;  $a$  - коэффициент, учитывающий долю поверхности оптики, которая занимается привязкой (он равен  $0,01...0,1$ ).

Тогда с учетом числа привязок разряда  $P$ , реализующихся в единицу времени, коэффициента эрозии  $K [U_{ср искр}]$ , плотности тока  $j_{искр}$  получим скорость изменения толщины оптики из-за высоковольтной привязки:

$$V_{искр}^n = m \frac{m_a K [U_{ср искр}] (I_0 - I) K}{ej (\pi R^2 - N \pi r^2) 2a}, \quad (34)$$

где  $j$  - плотность материала сетки;  $m_a$  - масса атома материала сетки.

В низковольтной стадии привязки ток изменяется от  $I_0$  до  $I_{max} = \frac{IUK}{U_0}$ , а

напряжение - от  $U_{пр.искр} = \frac{UIK}{I_0}$  до  $U_0$ . Плотность тока в этом случае можно

оценить выражением

$$j_{\partial yz} = \frac{(I_0 + I_{max})K}{2N(\pi R^2 - N\pi r^2)}. \quad (35)$$

Время низковольтной стадии привязки  $\tau_{\partial yz} = \tau_{np} - \tau_{искр}$ . С помощью величин  $\tau_{\partial yz}, j_{\partial yz}, u_0$  можно рассчитать глубину пораженной зоны в пятне привязки  $\Delta l_n$  по методике, изложенной в работе [1], а также по величине коэффициента эрозии в пятне. Скорость изменения толщины оптики из-за низковольтной привязки

$$V_{\partial yz}^n = \frac{\Delta l_n \cdot P \cdot N (\pi R^2 - N\pi r^2)}{(\pi R^2 - N\pi r^2)(\tau_{np} - \tau_{искр})} = \frac{\Delta l_n \cdot P \cdot N}{\tau_{np} - \tau_{искр}}. \quad (36)$$

Тогда скорость изменения толщины оптики в результате действия привязки

$$V^n = V_{искр}^n + V_{\partial yz}^n. \quad (37)$$

Необходимые для расчетов величины  $I_u$  и  $U_0$  можно определить из табл. 1.

Таблица 1

Величины пороговых токов  $I_0$ , напряжений  $U_0$  и мощностей  $P$  коротких дуг различных металлов по данным работы [1]

| Материал | Величины                         | Al   | Ti    | Gu   | Fe   | Ni    | Mo   | Ta    | W    |
|----------|----------------------------------|------|-------|------|------|-------|------|-------|------|
| $I_0$    | для вакуума                      | 1    | 2     | 1.6  | 2    | 6     | 1.5  | 1.5   | 1.6  |
| A        | $P = 8 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$ | 1.2  | 1.7   | 1.8  | 2    | 2.1   | 2.35 | 2.45  | 2.8  |
| $U_0$    | для вакуума                      | 15.8 | 15    | 18   | 17   | 17.25 | 19   | 21.5  | 19.5 |
| B        | $P = 8 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$ | 18   | 16.5  | 18.5 | 16.5 | 17    | 20   | 19    | 22   |
| $P_0$    | для вакуума                      | 15.8 | 30    | 28.8 | 34   | 102.5 | 28.5 | 32.25 | 31.2 |
| Br       | $P = 8 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$ | 21.6 | 28.05 | 33.3 | 33   | 35.7  | 47   | 46.55 | 61.6 |

Изменение толщины оптики в результате действия привязки определяем как

$$\Delta l_{np} = (V_{искр}^n + V_{\partial yz}^n)t. \quad (38).$$

### Результаты исследования

Расчеты проводим для такой конструкции оптики плазменно-ионного ускорителя: радиус сферы 0.340 м,  $\varphi_{max} = 0.2$  рад, диаметр отверстия  $3 \cdot 10^{-3}$  м, толщина  $\delta = 0.5 \cdot 10^{-3}$  м, расстояние между отверстиями 0,5 d =  $6 \cdot 10^{-3}$  м, усилие в месте крепления  $F = 50$  Н, количество болтов  $N_{\delta} = 6$ .

Распределение температур по углу  $\varphi$  в различные моменты времени показано на рис. 3: (1-t = 0,01 с; 2-t = 0,1 с; 3-t = 1 с; 4-t = 20 с; 5-t = 50 с; 6-t = 90 с; 7-t = 140 с; 8-t = 200 с; 9-t = 540 с; 10-t = 1190 с). В этом случае, начиная с двадцатой и до двухсотой секунды, по угловой координате наблюдается существенно неоднородное температурное поле, которое выравнивается к пятисотой секунде. Стационарный режим достигается к 1190 с.

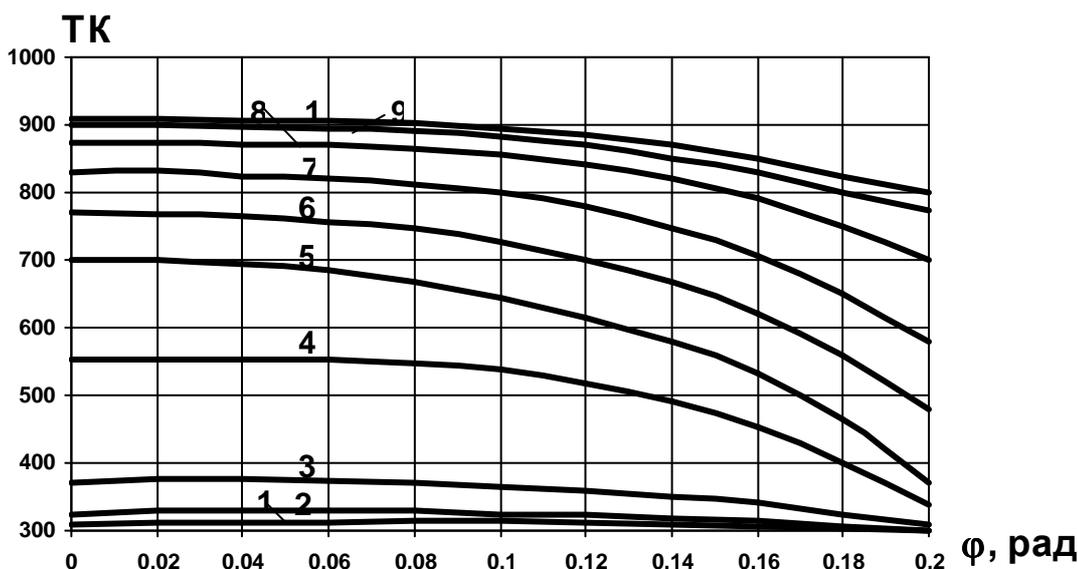


Рис. 3. Распределение температур по угловой координате в различные моменты времени: 1 – 0,01 с; 2 – 0,1 с; 3 – 1 с; 4 – 20 с; 5 – 50 с; 6 – 600 с; 7 – 140 с; 8 – 200 с; 9 – 540 с; 10 – 1150 с

Режим работы ПИУ: вытягивающее напряжение 1,8 кВ, замедляющее напряжение 0,3 кВ, полный ток пучка 0,85 А, плотность тока на сетку 5 А/м<sup>2</sup>, напряжение в камере ионизации 46 В, разрядный ток в камере ионизации 4,3 А.

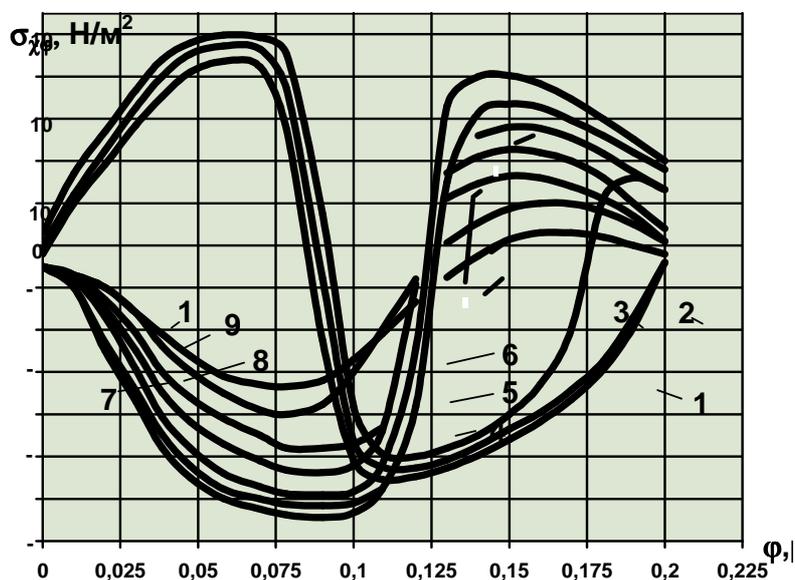


Рис. 4. Распределение нормальных напряжений по угловой координате в различные моменты времени

Анализ условий работы сеток показал, что наиболее теплонпряженной является вытягивающая сетка, поэтому ресурс оптической системы рассчитывается при достижении критических условий на вытягивающей сетке, а для замедляющей сетки проводится проверка изменения толщины, оцениваются напряжения и перемещения.

Наиболее опасным с точки зрения термоупругого разрушения и наиболее сложным для математического описания является период времени от запуска до достижения стационарного теплового режима работы сеток, поэтому рассмотрим сначала этот режим.

Характер изменения напряжений по угловой координате  $\varphi$  во времени показан на рис 4 для  $\sigma_{\varphi\varphi}$  и рис. 5 для  $\sigma_{z\varphi}$ .

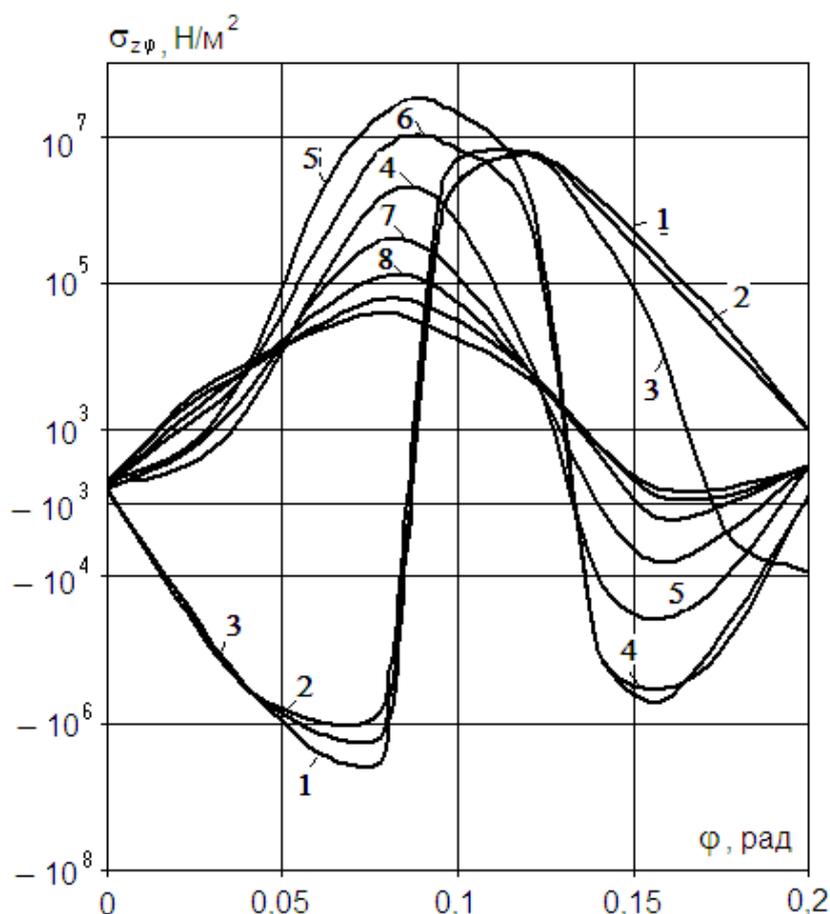


Рис. 5. Распределение касательных напряжений по угловой координате в различные моменты времени

При  $t < 1$  с максимальные растягивающие напряжения  $\sigma_{\varphi\varphi}$  достигаются вблизи угла  $0,08$  рад, а максимальные сжимающие - в зоне угла  $0,12$  рад, тогда как с  $20$  до  $1190$  с картина распределения напряжения по координате меняется. Максимальные растягивающие напряжения реализуются при углах  $0,12...0,16$  рад, а сжимающие - при углах  $0,1...0,6$  рад, т.е. со временем наблюдается смещение максимумов напряжений от заделки к центру сетки. Напряжения  $\sigma_{zz}$  при временах до  $1$  с достигают максимальных отрицательных значений вблизи углов  $0,12$  рад, а положительных - в зоне угла в  $0,8$  рад. При  $t > 20$  с картина меняется и максимальные отрицательные значения напряжений появляются вблизи углов  $0,06...0,1$  рад, а максимальные положительные - в зоне углов  $0,12...0,16$  рад. Величины напряжений при этом значительно меньше предела прочности молибдена.

Динамика перемещения различных точек сетки показана на рис. 6. При  $t < 540$  с сетка ведет себя, как мембрана: в диапазоне углов  $0...0,11$  рад она даже

перемещается в направлении отрицательных  $\omega$  (т.е. во внутрь оболочки), а при углах от 0,1 рад до  $\varphi_{max}$  - в направлении положительных  $\omega$ . К 20 с отрицательных перемещений угла не происходит, но существенная немонотонность с максимумом перемещений при углах 0,08...0,1 рад сохраняется до 140 с. При достижении стационарного теплового режима максимальное перемещение реализуется вдоль оси симметрии оболочки. Характер деформации оболочки показывает, что при выборе материала сеток следует принимать во внимание мембранный характер их деформирования, т.е. выбирать материалы с улучшенными упругими свойствами.

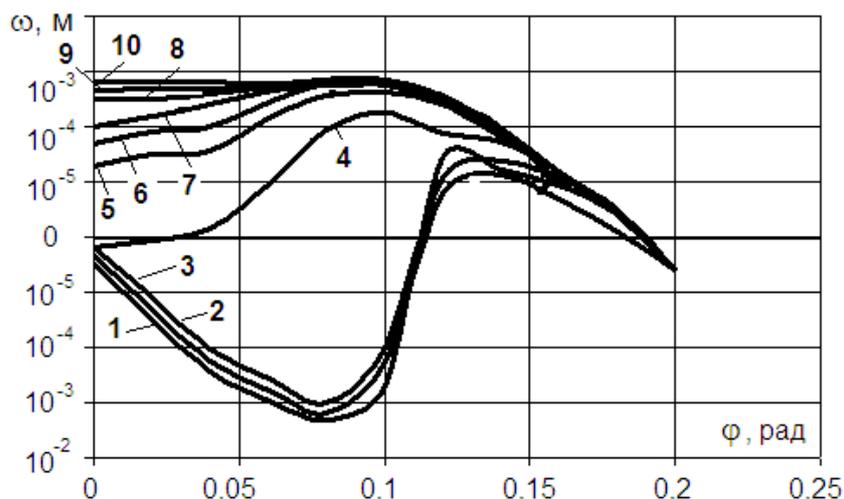


Рис. 6. Зависимость максимального перемещения от угловой координаты в различные моменты времени

Изменение геометрии сетки вследствие испарения в различных местах (рис. 7) при  $t = 1150$  с незначительно. Максимальное значение  $\Delta l_{исп}$  достигаются на оси симметрии сетки.

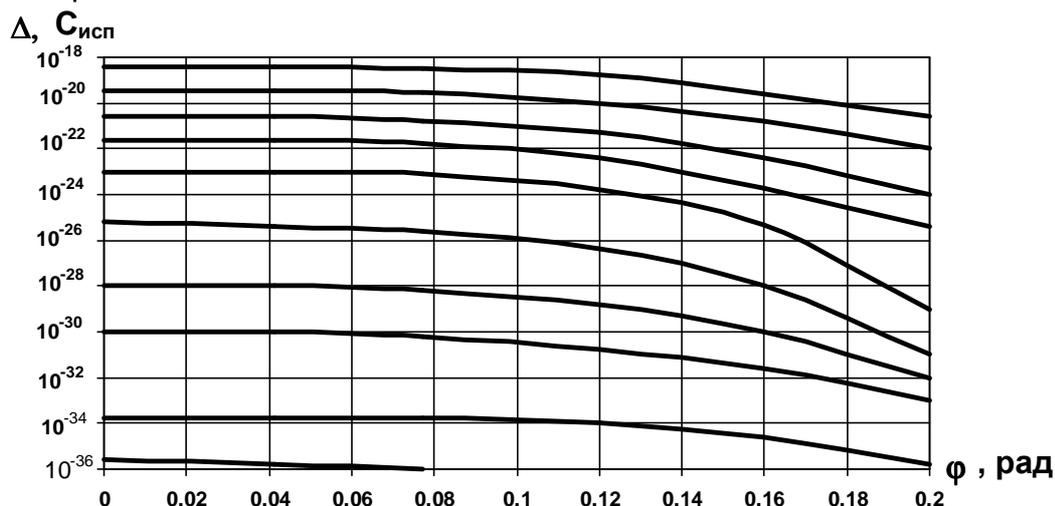


Рис. 7. Изменение толщины сетки в результате испарения по угловой координате:  
 1 – 0,01 с; 2 – 0,1 с; 3 – 1 с; 4 – 20 с; 5 – 50 с; 6 – 100 с; 7 – 140 с; 8 – 200 с;  
 9 – 540 с; 10 – 1150 с

Изменение геометрии сетки в результате действия заряженных частиц и привязки разряда во все моменты времени более существенно (примерно на пять порядков) влияет на геометрию электрода (рис. 8).

В стационарном режиме сетка ПИУ может работать длительное время, поэтому рассмотрим скорости изменения геометрии вследствие испарения и совместного действия потоков заряженных частиц и привязки разряда. Скорости изменения толщины различных частей сетки в зависимости от угловой координаты в результате испарения (кривая 1), действия заряженных частиц и привязки разряда (кривая 2) и совместного действия этих факторов (кривая 3) показаны на рис. 9. Таким образом, распыление заряженными частицами определяет изменение геометрии.

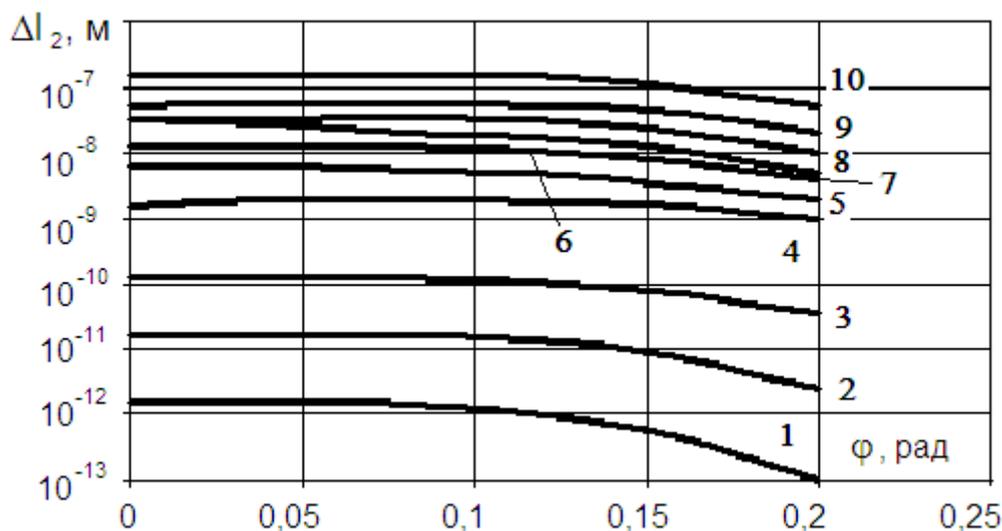


Рис. 8. Изменение геометрии в результате действия заряженных частиц по угловой координате в различные моменты времени

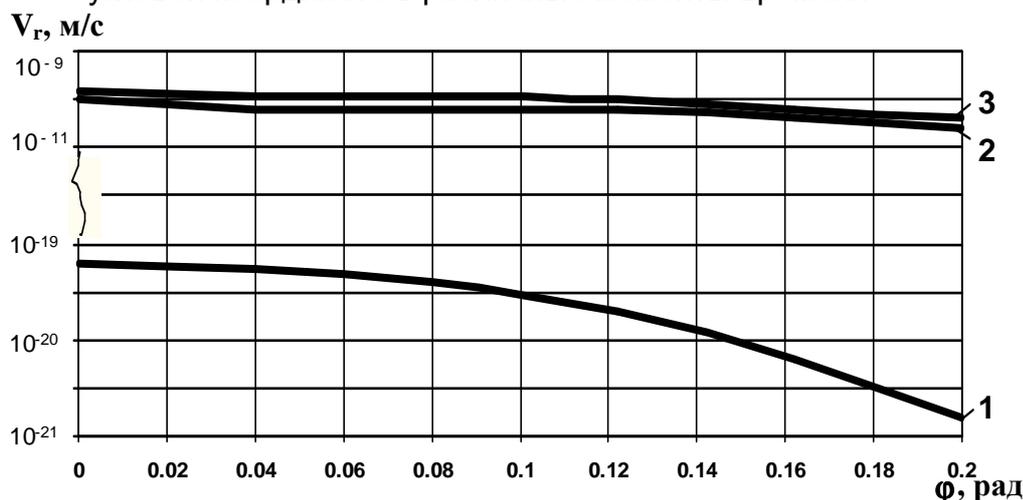


Рис. 9. Скорость изменения геометрии по угловой координате вследствие: 1 – испарения; 2 – распыления; 3 – суммарного изменения

Полное изменение геометрии за время работы ПИУ

$$\Delta l = \Delta l_{cm} + (t - t_{cm}) V_{\Sigma} \quad (39)$$

Ресурс системы рассчитываем при ограничении максимального изменения геометрии. Такого ограничения можно достичь, когда критические значения напряжений соответствуют некоторым допускаемым напряжениям, равным  $[\sigma] = \sigma_b/n_b$ , где  $n_b$  - коэффициент запаса прочности. Тогда по критерию изменения геометрии находим ресурс

$$\Delta l = \Delta l_{cm} + (t + t_{cm}) V_{\Sigma} \cdot \quad (40)$$

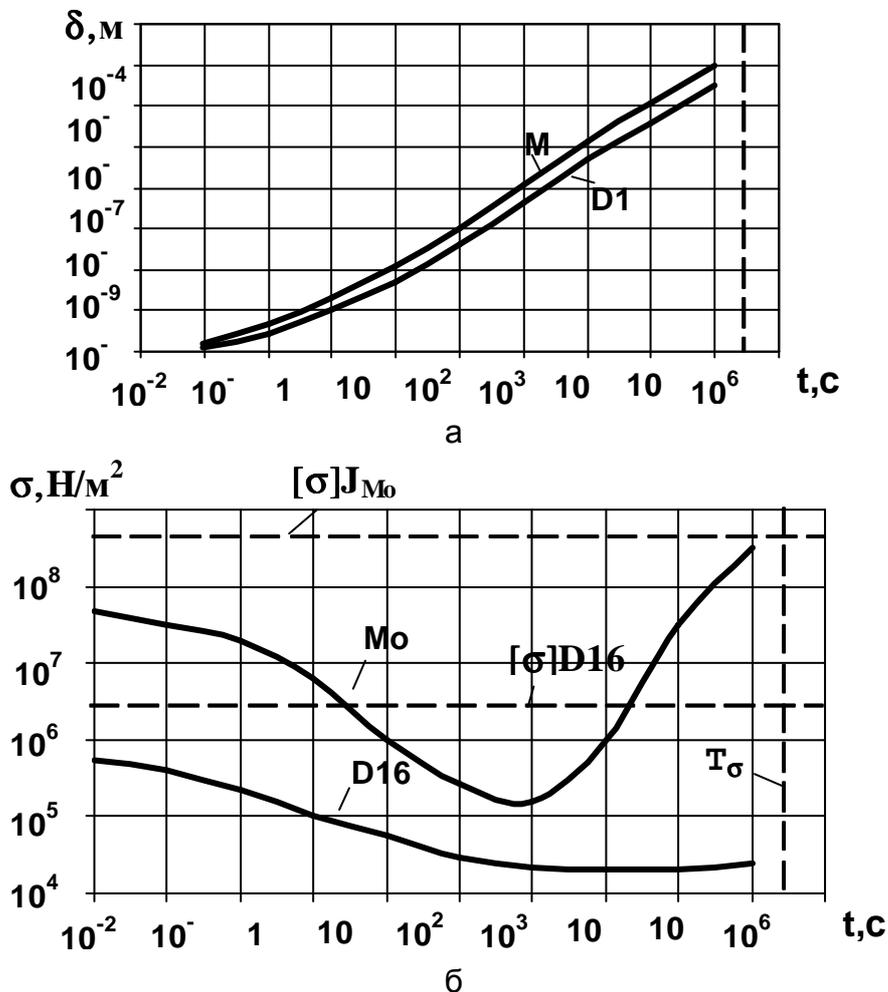


Рис. 10 Изменение геометрии (а), эквивалентных напряжений (б) и межсеточного зазора (в) при достижении ресурса по соответствующим критериям

По критическому перемещению ресурс можно найти, если предположить, что пробойные условия достигаются при реализации в межэлектродном зазоре критической напряженности электрического поля  $E_{кр}$ , которая по данным работы [1] составляет  $6 \cdot 10^6$  В/м. Тогда критический зазор

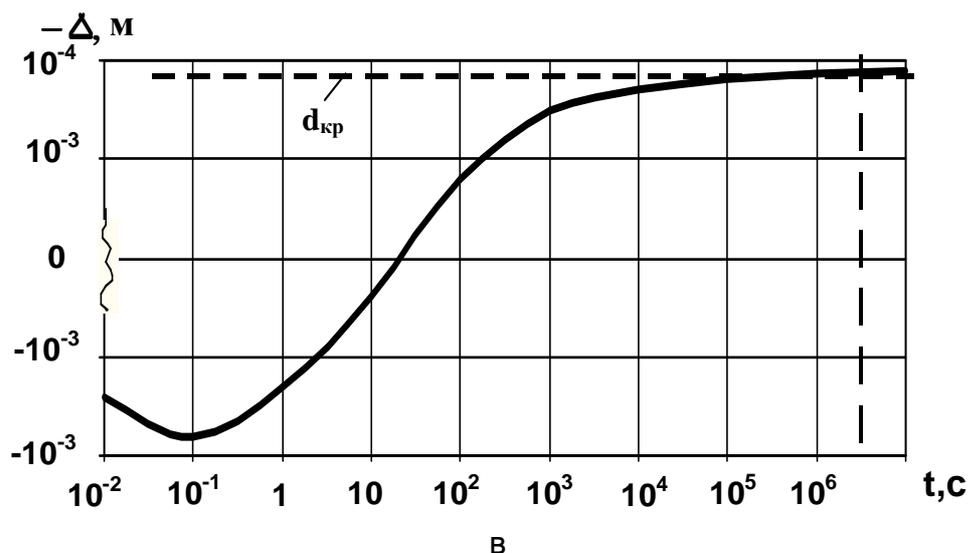
$$d_{кр} - 1.5 \frac{U}{E_{кр}} \approx 0.25 \cdot 10^{-6} U, \quad (41)$$

где  $U$  – напряжение на сетках.

Для выявления ресурса по этим критериям проведем исследование динамики изменения геометрии (рис. 10, а), эквивалентных напряжений

$\sigma_{экр} = \sqrt{\sigma_{эфф}^2 + 4\sigma_{фя}^2}$  (рис. 10, б) и зазора между молибденовой

(вытягивающий электрод) и дюралюминовой (замедляющий электрод, рис. 10, в) сетками. Анализ полученных зависимостей показывает, что для обеих сеток изменение геометрии до выхода на стационарный тепловой режим менее существенно, чем в стационарном. Эквивалентные напряжения в молибденовой сетке сначала существенно снижаются, а затем растут и при времени  $3,5 \cdot 10^6$  с (970 часов) достигают допустимых –  $1,2 \cdot 10^8$  Н/м. Эти напряжения для дюралюминовой сетки незначительны и со временем существенно уменьшаются. Межэлектродный зазор в начале работы оптической системы увеличивается из-за прогиба во внутрь молибденовой сетки, затем уменьшается и достигает критической величины  $2,59 \cdot 10^6$  с (720 часов).



В  
Продолжение рис. 10.

Итак, ресурс оптической системы составляет: по критическим напряжениям – 970 часов; по критическим перемещениям - 720 часов.

Очевидно, что для данной конструкции определяющими являются критические перемещения.

Относительно невысокий ресурс рассмотренной оптической системы связан со значительным током утечки на сетку, который может быть существенно снижен для конструкций с более точно изготовленными сетками оптической системы. Так, для сеток, изготовленных более точно, этот ток можно уменьшить на один-два порядка.

### Выводы

1. Разработанная модель исследования напряженного состояния ИОС ПИУ и расчета его ресурса показала работоспособность модели и ее пригодность для практического использования.

2. Модель расчета ресурса ИОС ПИУ позволяет определить фактор, за счет которого достигается этот ресурс, что позволяет конструктивно доработать изделие и повысить ресурс.

3. Показано, что, изменяя геометрию сеток ИОС ПИУ, можно обеспечить одинаковый ресурс по всем критериям.

### Список литературы

1. Костюк, Г.И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий [Текст] Кн. 1: Физические процессы плазменно-ионных, ионно-лучевых, плазменных, светолучевых и комбинированных технологий / Г.И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2002. — 596 с.
2. Костюк, Г.И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий [Текст] Кн. 2: Справочник для расчета основных физических и технологических параметров, оценки возможностей, выбора типа технологий и оборудования / Г.И. Костюк. – К.: Изд-во АИНУ, 2002. — 482 с.
3. Белан, Н.В. Физические основы стойкости электродов плазменных ускорителей и технологических плазменных устройств [Текст]: учеб. для вузов / Н.В. Белан, Г.И. Костюк, Е.П. Мышелов – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 1986. – 206 с.
4. Мокшанцев, Б.Б. Об эрозии электродов импульсных ускорителей плазмы [Текст]:  
I. Анод / Б.Б. Мокшанцев, В.Б. Тихонов. – Изв. вузов. Физика, 1968, № 6, с. 46–52.
5. Мокшанцев, Б.Б. Об эрозии электродов импульсных ускорителей плазмы [Текст]:  
II. Катод / Б.Б. Мокшанцев, В.Б. Тихонов. – Изв. вузов. Физика, 1968, № 6, с. 52–58.
6. Жуков, М.Ф. Приэлектродные процессы в других разрядах [Текст] / М.Ф. Жуков, Н.П. Козлов, А.В. Пустогаров и др. – Новосибирск: Наука, 1982. – 157 с.
7. Жуков, М.Ф. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). – М.: Наука, 1973. – 232 с.

**Рецензент:** д-р техн. наук, проф. А.И. Долматов, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков

Поступила в редакцию 19.09.2013

### Оцінка ресурсу іонно-оптичної системи плазмово-іонного прискорювача

Розроблено методику розрахунку ресурсу ІОС ПІП, яка враховує розпилення, випаровування, ерозійну дію прив'язок розряду, деформування сіток ІОС, термопружне руйнування у зоні дії частинок, досягнення критичного зазору по електричному пробію, безпосередньому та термовтомлювальному руйнуванню сіток зі зміненою геометрією.

**Ключові слова:** плазмово-іонний прискорювач, іонно-оптична система, термопружний і термоусталостне руйнування.

### Resource estimation of ion-optical system of plasma-ion accelerator

The method of calculation takes into account the resource IOS PIA sputtering, evaporation, erosion action bindings discharge deforming meshes IOS, thermo-elastic and thermal fatigue degradation in the area of the particles, the achievement of a critical gap in the electric breakdown, the immediate destruction of the thermo-elastic and thermal fatigue nets with modified geometry.

**Keywords:** plasma-ion accelerator, the ion-optical system, the thermo-elastic and thermal fatigue fracture.