

2.6. разработка методик прогнозирования отдельных характеристик и состояния электrorадиоизделий в целом в условиях глубокого вакуума.

3. Проведение конструкторских и организационных работ.

3.1. Проведение оценочных расчетов срока функционирования ЭРИ с учетом результатов исследования.

3.2. Согласование направлений использования и условий эксплуатации ЭРИ с ЦБП.

3.3. Уточнение перечня перспективной элементной базы для создания аппаратуры, работоспособной в условиях открытого космоса.

3.4. Формирование технических требований и разработка ТЗ на разработку (доработку) недостающей элементной базы.

3.5. Корректировка НТД на элементную базу или оформление специальных дополнений к НТД.

3.6. Разработка методов испытания, контроля и отбраковки элементной базы для негерметичной аппаратуры.

3.7. Разработка рекомендаций по конструкциям и технологии изготовления негерметичной аппаратуры.

ПОЛУЧЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА ВДОЛЬ ОСИ КАНАЛА ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ТОЛСТОПЛЕНОЧНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ МИКРОСБОРОК

А. В. Столбиков, М.Н. Пиганов

Самарский государственный аэрокосмический университет имени
С.П.Королева, г.Самара

Высокочастотный факельный разряд (ВЧФР), как известно, имеет вид тонкого яркого шнура, окруженного менее яркой оболочкой. При воздействии ВЧФР на толстую резистивную пленку локальный участок последней в месте их взаимодействия будет представлять собой совокупность зон с различными фазовыми и переходными состояниями вещества резистивной пленки. Центральная зона будет областью испаренного вещества резистивной пленки, затем идут зоны интенсивного испарения, переходная к жидкой фазе, плавления и нагрева, где происходит изменение температуры от точки плавления T_p резистивного материала до окружающей среды T_0 в сторону периферийных участков пленки.

Отметим, что взаимодействие факельного разряда происходит вначале с плоской поверхностью и продукты разрушения распределяются по полусфере. В процессе формирования кратера происходит уменьшение угла распределения удаленного за пределы локальной области резистивного вещества. Форма и соотношение размеров кратера зависят от теплофизических характеристик материала. При составлении математической

модели учтем конвекцию вдоль оси разряда и излучение оболочки факела в окружающее пространство.

При составлении данной модели удобно применить цилиндрическую систему координат с началом в точке пересечения оси факела с внешней плоской границей пленки. Ось Z совместим с осью высокочастотного факельного разряда, при этом за положительное направление оси выберем направление распространения разряда. Эта система удобна уже тем, что ни одна из физических характеристик в этом случае не зависят от угла.

Рассмотрим действие высокочастотного факельного разряда (ВЧФР) на резистивную пленку в течении времени $T < T_0$, де T_0 - полное время взаимодействия. Отметим здесь, что площадь испаряемого участка S_u и a значит и масса этого участка пленки m_u по при известной толщине последней h считаются заданными за время T_0 .

Общее уравнение теплового баланса запишем в следующем виде $\text{div}(\lambda_{\text{ф}} \text{grad} T_z) \tau = \sigma \cdot \tau \cdot E^2 - C_{\text{в}} \rho_{\text{в}} \tau (V_z \frac{\partial T_z}{\partial z} + V_z \frac{\partial T_z}{\partial z}) - \sum_{i=1}^6 Q_i$ (1)

где $\lambda_{\text{ф}}$ - теплопроводность факела;

T_z - температура на оси исследуемой области;

σ - электропроводность канала факела;

E - напряженность электромагнитного поля;

$C_{\text{в}}$ - удельная теплоемкость окружающей среды;

$\rho_{\text{в}}$ - плотность окружающей среды

V_z, V_r - осевая и радиальная составляющая скорости конвекционного потока;

Q_i - расход энергии на i -ые теплофизические процессы, связанные с изменением агрегатного состояния отдельных зон изучаемого участка пленки в месте взаимодействия с ВЧФР.

Опуская непосредственные выводы Q_i , запишем лишь их окончательные выражения.

На испарение m_u за τ идет

$$Q_1 = L_u m_u \quad (2)$$

где L_u - удельная теплота испарения резистивного материала:

$$m_u = m_{u0} \tau \tau_0^{-1} \quad (3)$$

Для нагрева m_u и массы части жидкой фазы пленки зоны интенсивного испарения $m_{\text{жл}}$ с T_n до температуры испарения T_u , необходимо

$$Q_2 = C_{\text{нR}}(T_u - T_n)(m_u + k_{1\text{нR}} m_{\text{жл}}), \quad (4)$$

где $k_{1\text{нR}}$ - учитывает неравномерность нагрева.

Для плавления резистивного материала и нагрева его до этой температуры имеем соответственно:

$$Q_3 = L_{\text{п}}[(m_u + k_{1\text{п}} m_{\text{жл}}) + k_{1\text{п}} m_{\text{п}}] \quad (5)$$

$$\text{и } Q_4 = C_{\text{R}}[m_u + k_{1\text{п}} m_{\text{жл}} + k_{1\text{п}} m_{\text{п}}](T_u - T_0), \quad (6)$$

где $L_{\text{п}}$ - удельная теплота плавления материала резистивной пленки;

C_{R} - его удельная теплоемкость;

m_n -масса расплавляемого участка;

k_{1n} -учитывает неравномерность плавления.

Энергия, идущая на нагрев периферийных участков кратера (локальной области взаимодействия ВЧФР с резистивной пленкой), находится при рассмотрении этой системы в виде: нагретое тело цилиндрической формы – полуограниченный массив.

Имеем:

$$Q_5 = 2\pi r h C_R^2 \rho_R^2 T_0^2 (R_H - R_{II})^2 \ln \frac{4h}{R_U + R_{II}} [\lambda_R - C_R \rho_R (R_U - R_{II}) \ln \frac{4h}{R_U + R_{II}}]; \quad (7)$$

где R_{II} , R_{II} , R_U - радиусы соответствующих зон;

λ_R - теплопроводимость материала резистивной пленки.

Энергия излучения оболочки факела:

$$Q_6 = 2\pi \varepsilon \varepsilon_0 C_0 l R_{0\phi} (T_{\phi}^4 - T_0^4) \phi \cdot 10^{-8}; \quad (8)$$

где $R_{0\phi}$ - радиус оболочки свободного факела;

ϕ - коэффициент облученности;

ε - приведенная степень черноты системы оболочка ВЧФР;

C_0 - коэффициент излучения абсолютно черного тела;

l - расстояние от острия электрода до поверхности резистивной пленки;

T_{ϕ} - температура факела у острия электрода.

Отметим, что учет взаимодействия частиц на молекулярном уровне сильно усложняет математические исследования температурного поля. Получение аналитического решения становится весьма проблематичным, поэтому влияние некоторых процессов отражено не будет. Левую часть (1) в соответствии с [1] и с учетом [2,3] запишем в виде:

$$\operatorname{div}(\lambda_{\phi} \operatorname{grad} T_z) = \rho_B \cdot C_B \cdot V_z \frac{\partial T_z}{\partial z} + \rho_B V_z^2 \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda_{\phi} \frac{\partial T_z}{\partial z}); \quad (9)$$

$$\text{Рассмотрим случай } V_z = \text{const, т.е. } \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

Отметим, что радиальной конвекционной составляющей можно пренебречь [2].

Примем для электропроводности экспоненциальную зависимость от температуры

$$\delta = a e^{BT_z}; \quad (11)$$

и представим ее в виде ряда

$$\delta = \sum_{n=0}^{\infty} a \frac{(bT_z)^n}{n!}; \quad (12)$$

Выразим все массы через m и с помощью k_{2i} -соответствующих

коэффициентов соотношения масс (заметим, что они зависят от соотношения радиусов зон).

$$\text{Примем } k_{11} k_{21} = K; \quad (13)$$

С учетом вышеизложенных выражений уравнение (1) имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (\lambda_{\phi} \frac{\partial T_z}{\partial z}) = aE^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(bT_z)^n}{n!} - 2\rho_B \cdot C_B \cdot V_Z \frac{\partial T_z}{\partial z} - \\ - \epsilon C_0 2\pi R_{0\phi} \phi \cdot 10^{-8} (T_{\phi}^4 - T_0^4) - \frac{\rho_R h S_U}{\tau_0} \{L_U + C_{\Pi} (T_U - T_0) \} * \\ * (1 + k_{HP}) + [(L_{\Pi} + C_R (T_{\Pi} - T_0))(1 + k_{HP} + k_{\Pi})] + \\ + \frac{2\pi h T_0 \ln \frac{4h}{R_U + R_{\Pi}} \cdot [C_R \rho_R (R_H - R_{\Pi})]^2}{\lambda_R - \rho_R C_R (R_H - R_{\Pi}) \ln \frac{4h}{R_U + R_{\Pi}}}; \quad (14) \end{aligned}$$

Для разрешения вышеописанного дифференциального уравнения относительно T_z применяются общие методы решения таких уравнений. Решение представляется в виде суммы общего и частного решений. При нахождении частного решения и коэффициентов в общем решении используются считающиеся известными данные о

T_{ϕ} -температуре в начальной точке у основания факела и T_0 -в точке $Z_0 = h + h_{\Pi}$. Опуская подробные выкладки поиска решений, окончательный вид распределения T_z по оси Z в удобном для восприятия виде:

$$T_z = A \cdot e^{\alpha \cdot z} + B \cdot e^{-\beta \cdot z} + C; \quad (15)$$

где

$$A = \frac{T_0 e^{\frac{h+h_{\Pi}}{2}} \left[\sqrt{\left(\frac{2\rho_B C_B V_Z}{\lambda}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda}} - \frac{2\rho_B C_B V_Z}{\lambda} \right] - T_{\phi}}{e^{(h+h_{\Pi})} \sqrt{\left(\frac{2\rho_B C_B V_Z}{\lambda}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda}} - 1}; \quad (16)$$

$$B = \frac{T_{\phi} e^{-(h+h_{\Pi})} \sqrt{\left(\frac{2\rho_B C_B V_Z}{\lambda}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda}} + T_0 e^{\frac{h+h_{\Pi}}{2}} \left[\sqrt{\left(\frac{2\rho_B C_B V_Z}{\lambda}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda}} - \frac{2\rho_B C_B V_Z}{\lambda} \right]}{e^{(h+h_{\Pi})} \sqrt{\left(\frac{2\rho_B C_B V_Z}{\lambda}\right)^2 + \frac{4abE^2}{\lambda}} - 1}$$

$$\begin{aligned}
 & + T_0 e \frac{h + h_{\pi}}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{2 \rho C V_z}{\lambda} \right)^2 + \sqrt{\frac{4 ab E^2}{\lambda} - \frac{2 \rho C V_z}{\lambda}}} \right) \\
 & * \frac{(h + h_{\pi}) \sqrt{\left(\frac{2 \rho C V_z}{\lambda} \right)^2 + \sqrt{\frac{4 ab E^2}{\lambda} - 1}}}{2 \pi \cdot z \cdot T_0 \ln \frac{4 h}{(R_U + R_{\pi})} [C_R \rho_R (R_U + R_{\pi})]^2} \\
 C = & \frac{ab E^2 [\lambda_R - C_R \rho_R (R_U + R_{\pi}) \ln \frac{4 h}{(R_U + R_{\pi})}]}{ab E^2 [\lambda_R - C_R \rho_R (R_U + R_{\pi}) \ln \frac{4 h}{(R_U + R_{\pi})}]} \\
 & - \frac{1}{\varepsilon} + \frac{2 \varepsilon \cdot C_0 \pi \cdot R_0 \cdot \varphi \cdot l (T^4 - T_0^4)}{ab \cdot 10^8 \cdot 2} \quad (18)
 \end{aligned}$$

$$- \frac{Z \rho_{\pi} S_4}{ab \tau \cdot E^2} [L_U + C_{\pi R} (T_U - T_{\pi})(1 + K_{\pi}) + (1 + K_{\pi} + K_{\pi}) \cdot (L_{\pi} + C_R (T_{\pi} - T_0));$$

$$\alpha = \sqrt{\left(\frac{\rho_a C_a V_z}{\lambda_a} \right)^2 + \sqrt{\frac{ab E^2}{\lambda_a} - \frac{\rho_a C_a V_z}{\lambda_a}}}; \quad (19)$$

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{2 \rho_a C_a V_z}{\lambda_{\Phi}} \right)^2 + \sqrt{\frac{ab E^2}{\lambda_{\Phi}} + \frac{\rho_a C_a V_z}{\lambda_{\Phi}}}} \quad (20)$$

Литература:

1.Трехов Е.С., Тюрин Е.Л., Фетисов Е.П. К теории высокочастотного факельного разряда в воздухе. В сб.: Физика газоразрядной плазмы.- М.:Атомиздат, 1969. Вып.2. С.148-155.

2.Качанов А. В., Трехов Е.С., Тюрин Е.Л., Фетисов Е.П. Некоторые вопросы генерации плотных плазменных струй в проточном высокочастотном факельном разряде. В сб.: Физика газоразрядной плазмы.- М.:Атомиздат, 1968. Вып.1. С.52-59.

3. Качанов А. В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. Электродинамическое описание высокочастотного факельного разряда. Там же. С.39-47.