

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ И ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ЭЛЕМЕНТАХ МИКРОСХЕМ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ БОРТОВОЙ АППАРАТУРЫ УПРАВЛЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

© 2011 Ю. К. Фортинский

Воронежская государственная лесотехническая академия

Рассмотрены модели возникновения тепловых и термомеханических эффектов от воздействия рентгеновского излучения. С их помощью определяются величина температуры разогрева и численное значение напряжения в элементах конструкции микросхем.

Радиация, рентгеновское излучение, тепловые эффекты, термомеханические эффекты, температура, напряжение, стойкость, радиационные отказы.

Для моделирования тепловых и термомеханических эффектов предложена динамическая математическая модель. Известно, что данные эффекты возникают при воздействии на изделие рентгеновского излучения с энергией несколько десятков КЭВ, так как оно характеризуется значительным поглощением [1, 2]. За счёт резкого выделения энергии за очень малые промежутки времени (наносекундный диапазон) в элементах конструкции и кристалле изделия наблюдается мгновенное увеличение температуры и термомеханический удар. На фоне данных явлений наблюдаются ионизационные эффекты.

Для моделирования этих явлений предложено допущение о двухэтапном протекании данных процессов: первый – увеличение температуры и возникновение термомеханического удара в момент воздействия излучения и непосредственно после него, второй – перераспределение тепла и возникновения напряжений в элементах конструкции после воздействия импульса излучения [1, 2].

Поместим рассматриваемое изделие в систему координат. За начало координат возьмем один из нижних углов корпуса, а ось Oz направим перпендикулярно плоскости изделия (рис. 1). Считаем, что поток излучения ортогонален плоскости xOy .

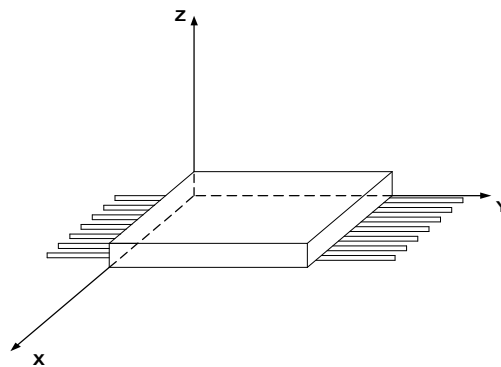


Рис. 1. Общий вид микросхемы в системе координат

Обозначим через Ω область в пространстве R^3 , занимаемую рассматриваемым изделием. Она состоит из подобластей Ω^s , представляющих собой слои конструкции, то есть различные материалы. Пусть $\Gamma = \partial \Omega$ – граница области Ω , $\Gamma^s = \partial \Omega^s$ – границы подобластей Ω^s . Обозначим через Γ' часть границы Γ , представляющую собой верхнюю поверхность корпуса, и через Γ'' – нижнюю поверхность.

Введём в $\bar{\Omega}$ равномерную сетку $\bar{\omega}_h = \{(x, y, z) \in \bar{\Omega}\}$ с шагами h_x, h_y, h_z по пространственным переменным. Причём шаги выберем таким образом, чтобы узлы сетки содержали внутренние границы Γ^s . Множество внутренних узлов сетки состоит из точек $(x, y, z) \in \bar{\Omega} \cap \Gamma^s$

пересечения гиперплоскостей $x=h_x i, y=h_y j, z=h_z k, i, j, k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Множество γ_h граничных узлов состоит из точек пересечения прямых C_x, C_y, C_z , проходящих через все внутренние узлы $(x, y, z) \in \omega_h$, с границей Γ . Множества $\gamma_{h,x}, \gamma_{h,y}, \gamma_{h,z}$ граничных по направлениям x, y, z узлов состоят из точек пересечения прямых $x=h_x i, y=h_y j, z=h_z k$ соответственно с границей Γ области Ω .

В каждом узле сетки $\bar{\omega}_h$ рассчитываем значение дозы по предложенной формуле

$$D(x_i, y_j, z_k) = r(z_k) \times \int_{t_1}^{t_2} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \mu_{km}(E) \times E \times n(E) \times e^{-\mu_{ij}^k(E)(z_0 - z_k)} dE dt, \quad (1)$$

где $\mu_{ij}^k(E)$ – линейный коэффициент ослабления, зависящий от материала слоя в точке (x_i, y_j, z_k) ; $r(z_k)$ – поправочный коэффициент, определяющий рассеяние и взаимное проникновение электроном на границе двух областей; $\mu_{km}(E)$ – массовый коэффициент передачи энергии для квантов с энергией E ; $n(E)$ – функция, описывающая распределение квантов по спектру энергии от E_{min} до E_{max} .

В соотношении (1) для учёта эффектов взаимопроникновения излучения между слоями предложено введение поправочного коэффициента. Величина этого коэффициента была определена экспериментально и рассчитывалась следующим образом:

$$r(z_k) = 1 - \zeta_1(z_k) + \zeta_2(z_k) + \zeta_3(z_k) - \zeta_4(z_k) + \zeta_5(z_k) + \zeta_6(z_k),$$

$$k = k_0, \dots, k_s;$$

$$\zeta_1(z_k) = \begin{cases} 0,5 \times \frac{\mu_s^{f*}}{\mu_s} \times \left(1 - \frac{z_k}{\delta_s^f}\right)^{2/3}, & z_{k_0} \leq z_k \leq \delta_s^f + z_{k_0}, \\ 0, & z_{k_0} + \delta_s^f < z_k < z_{k_s} - \delta_s^f, \\ 0,5 \times \frac{\mu_s^{f*}}{\mu_s} \times \left(1 - \frac{z_{k_s} - z_k}{\delta_s^f}\right)^{2/3}, & z_{k_s} - \delta_s^f \leq z_k \leq z_{k_s}; \end{cases}$$

$$\zeta_2(z_k) = \begin{cases} 0,5 \times \frac{\mu_{s-1}^{f*}}{\mu_s} \times \frac{\delta_{s-1}^f}{\delta_{s,s-1}^f} \times \left(1 - \frac{z_k}{\delta_{s,s-1}^f}\right)^{2/3}, & z_{k_0} \leq z_k \leq z_{k_0} + \delta_{s-1}^f, \\ 0, & z_{k_0} + \delta_{s-1}^f < z_k \leq z_{k_s}; \end{cases}$$

$$\zeta_3(z_k) = \begin{cases} 0, & z_{k_0} \leq z_k \leq z_{k_s} - \delta_{s+1}^f, \\ 0,5 \times \frac{\mu_s^{f*}}{\mu_s} \times \frac{\delta_{s+1}^f}{\delta_{s,s+1}^f} \times \left(1 - \frac{z_{k_s} - z_k}{\delta_{s,s+1}^f}\right)^{2/3}, & z_{k_s} - \delta_{s+1}^f \leq z_k \leq z_{k_s}; \end{cases}$$

$$\zeta_4(z_k) = \begin{cases} 0,5 \times \frac{\mu_s^{k*}}{\mu_s} \times \left(1 - \frac{z_k}{\delta_s^k}\right)^{2/3}, & z_{k_0} \leq z_k \leq \delta_s^k + z_{k_0}, \\ 0, & z_{k_0} + \delta_s^k < z_k < z_{k_s} - \delta_s^k, \\ 0,5 \times \frac{\mu_s^{k*}}{\mu_s} \times \left(1 - \frac{z_{k_s} - z_k}{\delta_s^k}\right)^{2/3}, & z_{k_s} - \delta_s^k \leq z_k \leq z_{k_s}; \end{cases}$$

$$\zeta_5(z_k) = \begin{cases} 0,5 \times \frac{\mu_{s-1}^{k*}}{\mu_s} \times \frac{\delta_{s-1}^k}{\delta_{s,s-1}^k} \times \left(1 - \frac{z_k}{\delta_{s,s-1}^k}\right)^{2/3}, & z_{k_0} \leq z_k \leq z_{k_0} + \delta_{s-1}^k, \\ 0, & z_{k_0} + \delta_{s-1}^k < z_k \leq z_{k_s}; \end{cases}$$

$$\zeta_6(z_k) = \begin{cases} 0, & z_{k_0} \leq z_k \leq z_{k_s} - \delta_{s+1}^k, \\ 0,5 \times \frac{\mu_s^{k*}}{\mu_s} \times \frac{\delta_{s+1}^k}{\delta_{s,s+1}^k} \times \left(1 - \frac{z_{k_s} - z_k}{\delta_{s,s+1}^k}\right)^{2/3}, & z_{k_s} - \delta_{s+1}^k \leq z_k \leq z_{k_s}, \end{cases}$$

где μ_s^{f*} – массовый коэффициент фотопоглощения материалом области Ω^s , μ_s – массовый коэффициент поглощения, $\delta_s^f, \delta_{s-1}^f$ и δ_{s+1}^f – величины пробегов фотоэлектронов в материалах Ω^s, Ω^{s-1} и Ω^{s+1} , соответственно, $\delta_{s,s-1}^f$ и $\delta_{s,s+1}^f$ –

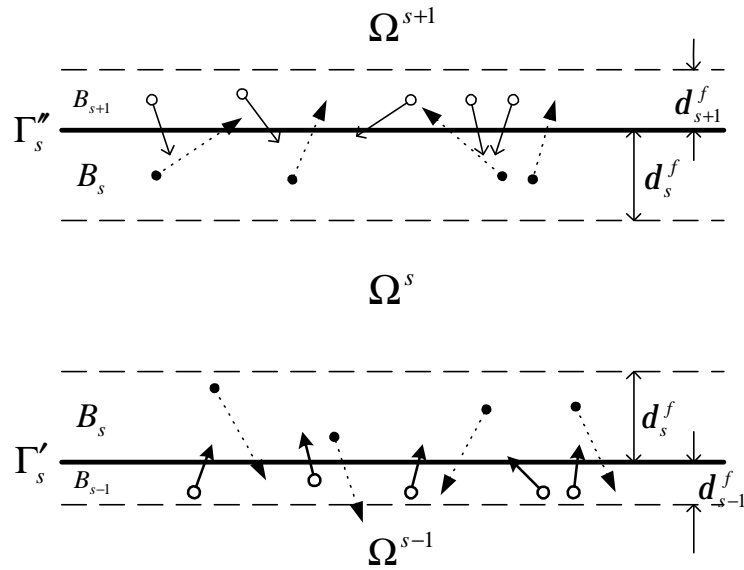


Рис. 2. Явление фотоэлектрического эффекта на границах раздела областей

\bullet - фотоэлектроны, вылетающие из слоя Ω^s в Ω^{s-1} и Ω^{s+1} , \circ - фотоэлектроны, влетающие в Ω^s из Ω^{s+1} , \circ - фотоэлектроны, влетающие в Ω^s из Ω^{s-1}

величины пробегов фотоэлектронов, образующихся в материалах $s-1, s+1$ слоёв, $\delta_s^k, \delta_{s-1}^k$ и δ_{s+1}^k – величины пробегов комптон-электронов в материалах Ω^s, Ω^{s-1} и Ω^{s+1} , соответственно, $\delta_{s,s-1}^k, \delta_{s,s+1}^k$ – величины пробегов фотоэлектронов, образующихся в материалах $s-1, s+1$ слоёв.

На рис. 2 показано взаимопроникновение частиц на примере фотоэффекта.

Для решения задачи резкого выделения тепла и последующего его перераспределения предложено рассматривать две задачи. Первая состоит в определении поля температур непосредственно после воздействия напряжений сжатия, расширения и оценки стойкости к тепловым и термомеханическим эффектам, вторая – в моделировании распределения температурного поля после воздействия из-за перераспределения температур, деформации конструкции вследствие этого возникновения напряжений. При этом оценка стойкости осуществляется через квантованные моменты времени.

Вначале в соответствии с динамическим рассмотрением задачи выбирается шаг квантования по времени τ . Для каждого момента времени $t_p = p\tau, p=0,1,2,\dots$ рассчитывается распределение температуры и напряжения растяжения-сжатия.

Проведя расчёты указанным образом, будем иметь распределение температуры и напряжений в каждый момент времени t_p с начала воздействия импульса (t_0).

Для определения поля температур введём обозначения: $c=c(x,y,z)$ – теплоёмкость в точке (x,y,z) , $c|_{(x,y,z) \in \Omega^s} = c^s$, $\rho=\rho(x,y,z)$ – плотность материала с координатой (x,y,z) , $\rho|_{(x,y,z) \in \Omega^s} = \rho^s$, $\chi=\chi(x,y,z)$ – коэффициент теплопроводности в точке (x,y,z) , $\chi|_{(x,y,z) \in \Omega^s} = \chi^s$, $T=T(x,y,z;t)$ – температура в точке (x,y,z) в момент времени t .

Рассмотрим вначале процесс мгновенного разогрева. Изменение температуры в каждой точке области Ω происходит лишь за счёт поглощения

энергии излучения и описывается уравнением

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial D}{\partial t}, (x,y,z) \in \Omega, t > 0, \quad (2)$$

где $D=D(x,y,z;t)$ – доза, полученная каждым слоем. С учётом начального условия

$$T(x,y,z;0) = T_{нач}(x,y,z), (x,y,z) \in \Omega^s \quad (3)$$

получим задачу Коши, которая решается аналитически, и её решение имеет вид [1, 2]

$$T(x,y,z;t) = \frac{1}{c(x,y,z)\rho(x,y,z)} D(x,y,z;t) + T_{нач}(x,y,z), (x,y,z) \in \Omega. \quad (4)$$

Необходимо определить значение температуры T в момент времени, когда действие импульса прекращается:

$$T_0(x,y,z) = \frac{1}{c(x,y,z)\rho(x,y,z)} D(x,y,z;t_0) + T_{нач}(x,y,z), (x,y,z) \in \Omega. \quad (5)$$

Функция описывает распределение температуры в структуре изделия непосредственно после действия импульса. Значение дозы $D(x,y,z;t_0)$ рассчитывается в узлах сетки по формуле.

Теперь переходим ко второй задаче, которая должна быть решена в соответствии с предложенным подходом. Действие внешнего источника прекращается, и в течение некоторого времени происходит перераспределение температуры, которое в области Ω описывается уравнением теплопроводности с переменными коэффициентами [1, 2]:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial z} \right), (x,y,z) \in \Omega, t > t_0. \quad (6)$$

Поскольку значение t_0 мало, для удобства вычислений можем считать за начальное время $t=0$.

Значение температуры в начальный момент времени определяется на предыдущем этапе и вычисляется по формуле

$$T(x,y,z;0) = T_0(x,y,z), (x,y,z) \in \bar{\Omega}. \quad (7)$$

На границе области Ω происходит теплообмен с окружающей средой, который описывается граничными условиями третьего рода

$$-\chi \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{(x,y,z) \in \mathcal{F}\Omega} = \beta(T_{cp} - T \Big|_{(x,y,z) \in \mathcal{F}\Omega}). \quad (8)$$

Поскольку область Ω неоднородна, то на границах раздела подобластей Ω^s должны выполняться условия сопряжения

$$[T] \Big|_{(x,y,z) \in \mathcal{F}\Omega^s} = 0, \quad \left[\chi \frac{\partial T}{\partial n_s} \right] \Big|_{(x,y,z) \in \mathcal{F}\Omega^s} = 0, \quad s=1, \dots, S, \quad (9)$$

где $\mathcal{F}\Omega$ – граница области Ω , $\mathcal{F}\Omega^s$ – граница подобласти Ω^s , b – коэффициент теплопереноса, T_{cp} – температура среды, n – нормаль к границе Ω , n_s – нормаль к границе Ω^s , $[T]$ – скачок функции $T(x,y,z)$ при переходе через границу Ω^s .

Таким образом, получена краевая задача для уравнения теплопроводности в области $\Omega \in R^3$. Перераспределение тепла происходит в течение некоторого времени t_{max} , по истечении которого температура корпуса и кристалла сравнивается с температурой окружающей среды. Момент времени t_{max} прогнозируется и обычно составляет 1000 секунд. Таким образом, приходим к математической задаче [1, 2].

В цилиндре $\overline{Q_t} = \overline{\Omega} \times [0 \leq t \leq t_{max}]$ требуется найти непрерывную функцию $T(x, y, z; t)$, где $(x, y, z) \in \overline{\Omega}$, удовлетворяющую уравнению

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\chi \text{grad} T), \quad (10)$$

$(x, y, z) \in \overline{\Omega}, t > 0,$

начальному условию

$$T(x, y, z; 0) = T_0, \quad (x, y, z) \in \overline{\Omega}, \quad (11)$$

граничному условию

$$-\chi \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = \beta(T_{cp} - T|_{\Gamma}) \quad (12)$$

и условиям сопряжения на границах раздела структурных слоёв

$$[T]|_{\Gamma_s} = 0, \quad \left[\chi \frac{\partial T}{\partial n_s} \right]_{\Gamma_s} = 0. \quad (13)$$

Для решения данной задачи предложен метод суммарной аппроксимации, который позволяет рассчитать значения температуры в узлах трёхмерной сетки с определённым шагом квантования по времени. Тогда значение температуры определяется решением последовательностью одномерных уравнений

$$\frac{1}{3} \frac{\partial T_{(1)}}{\partial t} = L_x T_{(1)} \quad \text{при } t_p < t < t_{p+\frac{1}{3}}, \quad (14a)$$

$$\frac{1}{3} \frac{\partial T_{(2)}}{\partial t} = L_y T_{(2)} \quad \text{при } t_{p+\frac{1}{3}} < t < t_{p+\frac{2}{3}}, \quad (14б)$$

$$\frac{1}{3} \frac{\partial T_{(3)}}{\partial t} = L_z T_{(3)} \quad \text{при } t_{p+\frac{2}{3}} < t < t_{p+1}, \quad (14в)$$

$$(x, y, z) \in \bigcup_s \Gamma_s$$

с условиями: $T_{(1)}(x, y, z; 0) = T_0(x, y, z),$

$$T_{(\alpha)}(x, y, z; t_{p+\frac{\alpha-1}{3}}) = T_{(\alpha-1)}(x, y, z; t_{p+\frac{\alpha-1}{3}}), \alpha = 1, 2, 3,$$

$$-\chi \frac{\partial T_{(\alpha)}}{\partial n} = \beta(T_{cp} - T_{(\alpha)}), \quad \text{где } t_{p+\frac{\alpha}{3}} = (p + \frac{\alpha}{3})\tau,$$

$$L_u = \frac{\partial}{\partial u} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial u} \right), \quad u = x, y, z, \quad \tau - \text{ шаг}$$

квантования по времени.

Изложенный подход позволяет определить динамику изменения температур и оценить время потери работоспособности вследствие превышения температурой активных элементов кристалла предельно-допустимых значений.

Выделение в твёрдом теле энергии за время, меньшее, чем необходимо для расширения и разгрузки, приводит к возникновению в нём напряжений сжатия. Характерное время распространения механических напряжений в твёрдом теле определяется отношением пути, проходимого возмущениями, к скорости звука в веществе. Для плоского двумерного слоя

$$\tau = \frac{h}{V_{зв}}, \quad (15)$$

где t – время прохождения среды возмущением; $V_{зв}$ – скорость звука.

Максимальная величина сжимающих напряжений определяется по формуле

$$\sigma = \frac{E\alpha\Delta T}{1-2\nu}, \quad (16)$$

где E – модуль Юнга; α – коэффициент линейного расширения; ν – коэффициент Пуассона; ΔT – увеличение температуры.

Приняв допущение о малом изменении размеров области, получаем выражение

$$\sigma = \frac{\alpha E \Delta T}{1-2\nu}. \quad (17)$$

Это максимальное напряжение сжатия, которое будет в том случае, если выделение энергии в твёрдом теле происходит мгновенно. Если время выделения энергии в твёрдом теле

сравнимо с характерным временем распространения волны напряжения ($t_u \approx t$) или больше него, то эти напряжения не достигнут максимальных значений вследствие разгрузки слоя одновременно с поступлением энергии. В этом случае выражение (17) принимает вид

$$\sigma_{max} = \frac{\alpha E \Delta T}{1-2^3} k_{\sigma}, \quad (17a)$$

где k_{σ} – коэффициент, показывающий степень механической разгрузки слоя за время действия импульса.

Коэффициент k_{σ} зависит от физико-механических свойств материала и поэтому различен для разных материалов. Кроме того, существует и его зависимость от длительности импульса по закону $I_0(e^{-at} - e^{-bt})$, где коэффициенты I_0 , a , b определяются экспериментально для различных материалов.

В первом приближении предложено считать

$$k_{\sigma} = \begin{cases} f\left(\frac{t_j}{\tau_u}\right) & \text{если } h < V_{3\sigma} \tau_u, \\ 1 & \text{если } h^3 V_{3\sigma} \tau_u \end{cases}, \quad (18)$$

где $f\left(\frac{t_j}{\tau_u}\right)$ экспериментально определяется из соотношения

$$k = \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{\tau_u}\right)^{\alpha}} \right).$$

Таким образом, определено напряжение сжатия. Как правило, данное напряжение не приводит к разрушению материала, так как динамическая прочность на сжатие очень велика.

Следующим процессом, который проходит в многослойной структуре, будет генерация волн напряжения, исходящих из слоёв, где возникают напряжения. Если описать разгрузку в виде двух волн, направленных к каждой из поверхностей слоя, то максимальная

амплитуда каждой из волн равна $\frac{1}{2} S_{max}$. Распространяемые волны сжатия проходят через всю структуру и отражаются от её свободных границ, как волны расширения, которые наиболее опасны. Волны расширения, распространяющиеся в структуре от разных свободных границ, интерферируют, что ведёт к сложению амплитуд волн и резкому увеличению растягивающих напряжений. При прохождении волн через структуру происходит затухание волн, которое выражается в том, что амплитуда волны уменьшается по закону $A = A_0 e^{-at}$.

Кроме того, в многослойной структуре, физико-механические свойства слоёв которой различны, величины растягивающих напряжений зависят от коэффициентов прохождения и отражения на границах слоёв

$$k_{np,1,2} = \frac{2R_2}{R_1 + R_2}, \quad k_{omp,1,2} = \frac{R_2 - R_1}{R_1 + R_2}, \quad (19)$$

где $k_{np,1,2}$ – коэффициент прохождения из 1-го во 2-й слой; $k_{omp,1,2}$ – коэффициент отражения между 1-ым и 2-ым слоем; R – акустическое сопротивление $R = rV_{3\sigma}$.

Если акустическое сопротивление одного материала много меньше другого, то такой материал будет свободной границей.

Помимо термомеханического удара наблюдаются напряжения, возникающие вследствие расширения конструктивных элементов от выделившегося в них тепла. При классическом подходе эти явления рассматривались без учёта габаритных размеров конструкции, а оценка напряжения проводится в момент времени непосредственно после воздействия импульса.

В настоящей работе предложена модель, которая позволяет учесть габаритные размеры конструкции изделия и производить оценку напряжений в момент времени, когда эти напряжения достигают максимального значения.

Задача расчёта термомеханических напряжений в трёхмерной области включает в себя три уравнения равновесия [1, 2]:

$$\frac{\int \sigma_x}{\int x} + \frac{\int \tau_{yx}}{\int y} + \frac{\int \tau_{zx}}{\int z} = 0, \quad (20a)$$

$$\frac{\int \tau_{xy}}{\int x} + \frac{\int \sigma_y}{\int y} + \frac{\int \tau_{zy}}{\int z} = 0, \quad (20б)$$

$$\frac{\int \tau_{xz}}{\int x} + \frac{\int \tau_{yz}}{\int y} + \frac{\int \sigma_z}{\int z} = 0, \quad (20в)$$

шесть уравнений совместности деформаций

$$\frac{\int \varepsilon_x^2}{\int y^2} + \frac{\int \varepsilon_y^2}{\int x^2} = \frac{\int \gamma_{xy}^2}{\int x \int y},$$

$$\frac{\int \left(\frac{\int \gamma_{yz}}{\int x} + \frac{\int \gamma_{zx}}{\int y} - \frac{\int \gamma_{xy}}{\int z} \right)}{\int z} = 2 \frac{\int \varepsilon_z^2}{\int x \int y}, \quad (21a)$$

$$\frac{\int \varepsilon_y^2}{\int z^2} + \frac{\int \varepsilon_z^2}{\int y^2} = \frac{\int \gamma_{yz}^2}{\int y \int z},$$

$$\frac{\int \left(\frac{\int \gamma_{zx}}{\int y} + \frac{\int \gamma_{xy}}{\int z} - \frac{\int \gamma_{yz}}{\int x} \right)}{\int x} = 2 \frac{\int \varepsilon_x^2}{\int y \int z}, \quad (21б)$$

$$\frac{\int \varepsilon_z^2}{\int x^2} + \frac{\int \varepsilon_x^2}{\int z^2} = \frac{\int \gamma_{zx}^2}{\int z \int x},$$

$$\frac{\int \left(\frac{\int \gamma_{xy}}{\int z} + \frac{\int \gamma_{yz}}{\int x} - \frac{\int \gamma_{zx}}{\int y} \right)}{\int y} = 2 \frac{\int \varepsilon_y^2}{\int z \int x}, \quad (21в)$$

шесть уравнений обобщённого закона Гука в прямой

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E^*} (\sigma_x - \nu^* (\sigma_y + \sigma_z)) + \alpha_T^*,$$

$$\gamma_{xy} = \frac{1 + \nu^*}{E^*} \tau_{xy}, \quad (22a)$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{E^*} (\sigma_y - \nu^* (\sigma_z + \sigma_x)) + \alpha_T^*,$$

$$\gamma_{yz} = \frac{1 + \nu^*}{E^*} \tau_{yz}, \quad (22б)$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E^*} (\sigma_z - \nu^* (\sigma_x + \sigma_y)) + \alpha_T^*,$$

$$\gamma_{xz} = \frac{1 + \nu^*}{E^*} \tau_{xz} \quad (22в)$$

или в обратной форме

$$\sigma_x = \lambda^* (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z - 3\alpha_T^*) + 2G^* (\varepsilon_x - \alpha_T^*),$$

$$\tau_{xy} = \frac{E^*}{1 + \nu^*} \gamma_{xy}, \quad (23a)$$

$$\sigma_y = \lambda^* (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z - 3\alpha_T^*) + 2G^* (\varepsilon_y - \alpha_T^*),$$

$$\tau_{yz} = \frac{E^*}{1 + \nu^*} \gamma_{yz}, \quad (23б)$$

$$\sigma_z = \lambda^* (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z - 3\alpha_T^*) + 2G^* (\varepsilon_z - \alpha_T^*),$$

$$\tau_{xz} = \frac{E^*}{1 + \nu^*} \gamma_{xz}, \quad (23в)$$

где $\lambda^* = \frac{\nu^* E^*}{(1 + \nu^*)(1 - 2\nu^*)}$ – коэффициент

Ляме, $G^* = \frac{E^*}{2(1 + \nu^*)}$ – модуль сдвига,

$\alpha_T^* = \int_{T_0(x,y,z)}^{T(x,y,z; t_p)} \alpha^*(T) dT$ – температурный коэффициент расширения.

На нижней части поверхности выполняются кинематические граничные условия в перемещениях

$$u=0, \quad v=0, \quad w=0, \quad (24)$$

а на остальных частях поверхности задаются статические граничные условия в напряжениях

$$\sigma_x l + \tau_{yx} m + \tau_{zx} n = 0,$$

$$\tau_{xy} l + \sigma_y m + \tau_{zy} n = 0,$$

$$\tau_{xz} l + \tau_{yz} m + \sigma_z n = 0, \quad (25)$$

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$ – компоненты тензора напряжений; $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z, \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx}$ – компоненты тензора деформаций; u, v, w – перемещения по x, y и z , соответственно; l, m, n – направляющие косинусы нормали \vec{n} к поверхности $\int \Omega$.

На основе данного подхода получаем задачу расчёта термомеханических напряжений в трёхмерной многосвязной области

$$\frac{\int \sigma_x}{\int x} + \frac{\int \tau_{yx}}{\int y} + \frac{\int \tau_{zx}}{\int z} = 0, \quad \frac{\int \tau_{xy}}{\int x} + \frac{\int \sigma_y}{\int y} + \frac{\int \tau_{zy}}{\int z} = 0,$$

$$\frac{\int \tau_{xz}}{\int x} + \frac{\int \tau_{yz}}{\int y} + \frac{\int \sigma_z}{\int z} = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\mathbb{I}^2 \varepsilon_x}{\mathbb{I} y^2} + \frac{\mathbb{I}^2 \varepsilon_y}{\mathbb{I} x^2} &= \frac{\mathbb{I}^2 \gamma_{xy}}{\mathbb{I} x \mathbb{I} y}, \\ \frac{\mathbb{I}}{\mathbb{I} z} \left(\frac{\mathbb{I} \gamma_{yz}}{\mathbb{I} x} + \frac{\mathbb{I} \gamma_{zx}}{\mathbb{I} y} - \frac{\mathbb{I} \gamma_{xy}}{\mathbb{I} z} \right) &= 2 \frac{\mathbb{I}^2 \varepsilon_z}{\mathbb{I} x \mathbb{I} y}, \\ \frac{\mathbb{I}^2 \varepsilon_y}{\mathbb{I} z^2} + \frac{\mathbb{I}^2 \varepsilon_z}{\mathbb{I} y^2} &= \frac{\mathbb{I}^2 \gamma_{yz}}{\mathbb{I} y \mathbb{I} z}, \\ \frac{\mathbb{I}}{\mathbb{I} x} \left(\frac{\mathbb{I} \gamma_{zx}}{\mathbb{I} y} + \frac{\mathbb{I} \gamma_{xy}}{\mathbb{I} z} - \frac{\mathbb{I} \gamma_{yz}}{\mathbb{I} x} \right) &= 2 \frac{\mathbb{I}^2 \varepsilon_x}{\mathbb{I} y \mathbb{I} z}, \\ \frac{\mathbb{I}^2 \varepsilon_z}{\mathbb{I} x^2} + \frac{\mathbb{I}^2 \varepsilon_x}{\mathbb{I} z^2} &= \frac{\mathbb{I}^2 \gamma_{zx}}{\mathbb{I} z \mathbb{I} x}, \\ \frac{\mathbb{I}}{\mathbb{I} y} \left(\frac{\mathbb{I} \gamma_{xy}}{\mathbb{I} z} + \frac{\mathbb{I} \gamma_{yz}}{\mathbb{I} x} - \frac{\mathbb{I} \gamma_{zx}}{\mathbb{I} y} \right) &= 2 \frac{\mathbb{I}^2 \varepsilon_y}{\mathbb{I} z \mathbb{I} x}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \lambda (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z - 3\alpha_T) + 2G (\varepsilon_x - \alpha_T), \\ \tau_{xy} &= \frac{E}{1+\nu} \gamma_{xy}, \\ \sigma_y &= \lambda (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z - 3\alpha_T) + 2G (\varepsilon_y - \alpha_T), \\ \tau_{yz} &= \frac{E}{1+\nu} \gamma_{yz}, \\ \sigma_z &= \lambda (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z - 3\alpha_T) + 2G (\varepsilon_z - \alpha_T), \\ \tau_{xz} &= \frac{E}{1+\nu} \gamma_{xz}. \end{aligned}$$

На нижней части поверхности ставятся кинематические граничные условия в перемещениях

$$u=0, \quad v=0, \quad w=0, \quad (27)$$

а на остальных частях поверхности задаются статические граничные условия в напряжениях

$$\begin{aligned} \sigma_x l + \tau_{yx} m + \tau_{zx} n &= 0, \\ \tau_{xy} l + \sigma_y m + \tau_{zy} n &= 0, \\ \tau_{xz} l + \tau_{yz} m + \sigma_z n &= 0, \end{aligned} \quad (28)$$

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$ – компоненты тензора напряжений; $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z, \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx}$ – компоненты тензора деформаций; u, v, w – перемещения по x, y и z , соответственно; l, m, n – направляющие косинусы нормали \vec{n} к поверхности $\mathbb{I}\Omega$; E – модуль Юнга; ν – коэффициент Пуассона; $\lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)}$ – коэффициент

Ляме; $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$ – модуль сдвига;

$\alpha_T = \int_{T_0(x,y,z)}^{T(x,y,z;p)} \alpha(T) dT$ – температурный коэффициент расширения.

Для решения этой задачи рассматриваемая конструкция представляется как кусочно-однородное тело, т.е. тело, состоящее из отдельных частей с различными, но постоянными в пределах каждой из них, физико-механическими характеристиками. В качестве начального распределения температуры используется полученное при расчёте тепловых эффектов динамическое поле температур.

Стойкость к рентгеновскому излучению по тепловым и термомеханическим эффектам определяется с помощью нахождения максимальных уровней рентгеновского излучения, при которых не происходит катастрофических отказов.

Библиографический список

1. Ачкасов, В. Н. Разработка средств автоматизации проектирования специализированных микросхем для управляющих вычислительных комплексов двойного назначения [Текст] / В.Н. Ачкасов, В.М. Антимиров, В.Е. Межов, В.К. Зольников. – Воронеж: Воронеж. гос. ун-т, 2005. – 240 с.
2. Фортинский, Ю. К. Автоматизация управления и проектирования в электронной промышленности [Текст] / Ю.К. Фортинский, В.Е. Межов, В.К. Зольников, П.П. Куцько. – Воронеж: Воронеж. гос. ун-т, 2007. – 275 с.

References

1. Achkasov, V.N. Designing of computer-aided facilities for designing specialized microcircuits for double-purpose operating computer complexes [Text] / V.N. Achkasov, V.M. Antimirov, V.Ye. Mezhev, V.K. Zolnikov. – Voronezh: Voronezh State University, 2005. – 240 p.
2. Fortinsky, Yu.K. Automation of management and designing in electronic industry [Text] / Yu.K. Fortinsky, V.Ye. Mezhev, V.K. Zolnikov, P.P. Kutsko. – Voronezh: Voronezh State University, 2007. – 275 p.

MODELING THERMAL AND THERMOMECHANICAL EFFECTS IN ELEMENTS OF MICROCIRCUITS FOR THE DESIGN OF AIRCRAFT CONTROL AIRBORNE EQUIPMENT

© 2011 Yu. K. Fortinsky

Voronezh State Academy of Forestry Engineering

The paper deals with the proposed models of initiation of thermal and thermo mechanical effects under the influence of x-ray radiation. The warming-up temperature and the numerical value of pressure in elements of microcircuits are defined.

Radiation, x-ray radiation, thermal effects, thermomechanical effects, temperature, pressure, stability, radiation failures.

Информация об авторах

Фортинский Юрий Кирович, кандидат технических наук, докторант кафедры вычислительной техники и информационных систем, Воронежская государственная лесотехническая академия, wkz@rambler.ru. Область научных интересов: управление и поддержка принятия решений в экономических системах и автоматизация проектных работ.

Fortinsky Yury Kirovich, candidate of technical sciences, doctoral of the department of computer facilities and information systems, Voronezh State Academy of Forestry Engineering, wkz@rambler.ru. Area of research: management and support of decision-making in economic systems and automation of design works.