

# Vergleich der Simulation einer Durchkontaktierung mit dem Experiment unter thermischer Belastung

B. E. Abali, W. H. Müller, H. Walter, O. Wittler und M. Schneider-Ramelow, Berlin

Organisch basierte Leiterplatten (*printed circuit board*, PCB) werden in verschiedenen Einsatzgebieten extremen thermischen Belastungen ausgesetzt. Zum einen verursacht die Elektronik thermische Verluste und auf der anderen Seite wird Wärme durch die Umgebung der Elektronik eingetragen. Beides führt in der Kombination zu komplexen Belastungsprofilen, die durch Temperaturwechsel charakterisiert werden. Dies führt unter anderem zu thermomechanischen Spannungen innerhalb der Leiterplatte, da sie sich aus unterschiedlichen Materialien mit verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten zusammensetzt. Durch Ein- und Ausschaltvorgänge sowie durch umgebungs- bzw. einsatzbedingte Temperaturwechsel treten diese thermischen Spannungen zyklisch auf. Durch diese Vorgänge ermüdet das Material (Kupfer) der Durchkontaktierung, wodurch Risse auftreten, die zum Versagen der Durchkontaktierung führen können.

Experimentell wird dieser Prozess beschleunigt getestet, indem Leiterplatten mit Durchkontaktierungen durch kontrollierte Temperaturwechsel belastet werden. Der gleiche Prozess wird auch numerisch berechnet, wobei die thermischen Spannungen und die daraus resultierende plastische Deformation mit Hilfe der Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie bestimmt werden. Das System dieser gekoppelten und nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen wird mit dem Forschungscode FEniCS symbolisch linearisiert und durch die Methode der finiten Elemente gelöst. Alle Felder, nämlich die Verschiebung und die Temperatur werden gleichzeitig gelöst. Somit sind die Kopplungsterme und Nichtlinearitäten bis zur Maschinengenauigkeit exakt zu simulieren, was gegenüber kommerziellen Programmen (wie Ansys, Abaqus, Comsol) von Vorteil ist. Durch den Vergleich zwischen dieser numerischen Lösung und dem Experiment können die getroffenen Annahmen für das Plastizitätsmodell, die Randbedingungen, die Geometrievereinfachungen überprüft und gegebenenfalls verbessert werden. Somit wird ein Modellbeispiel geschaffen, mit dem die verschiedenen Ermüdungsmodelle getestet werden können.

## 1 Einführung und Motivation

Leiterbahnen aus Kupfer in PCB verbinden die Bauelemente elektrisch. Diese sind in mehreren Ebenen (Lagen) in sog. HDI-Leiterplatten (*high density interconnect*) typischerweise in glasfaserverstärktes Epoxidharz (Basismaterial) eingebettet. Verbindungen zwischen den Lagen werden mithilfe sog. Durchkontaktierung aus Kupfer (Cu) hergestellt. Durch die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Cu und Basismaterial längs der Durchkontaktierung versuchen die Materialien, sich bei zyklischen Temperaturwechseln unterschiedlich auszudehnen. Dadurch entstehen Spannungen – sogar über die Fließspannung hinaus – so dass sich die Struktur plastisch deformiert.

Die thermischen Spannungen akkumulieren in jedem Zyklus die plastische Deformation, weil dies ein irreversibler Vorgang ist. Wenn eine materialbedingte Obergrenze erreicht wird, treten Risse auf. Die Risse reduzieren die elektrische Leitfläche, wodurch sich der elektrische Widerstand vergrößert. Die Risse wachsen und führen am Ende zum Versagen der Durchkontaktierung. Es kommt zu einem ausgeprägten Anstieg des elektrischen Widerstandes und damit schlussendlich zum Verlust der Funktionalität des Schaltungsträgers. Dieser komplexe Prozess kann nur vereinfacht unter mehreren Annahmen modelliert werden. Dennoch kann eine akkurate Abschätzung der Lebensdauer einer Durchkontaktierung erzielt werden. Dies hängt von mehreren Punkten ab:

- Die plastische Deformation wird in jedem Zyklus berechnet.
- Die Entstehung bzw. der Fortschritt eines resultierenden Schadens (z. B. Riss, Materialveränderung, ...) wird erfolgreich beschrieben.

Um alle Aspekte zu berücksichtigen, wird ein Modellbeispiel in einem Forschungscode benötigt, der jegliche Erweiterung ermöglicht. Somit können verschiedene Aspekte und Modelle eingeführt und getestet werden. In diesem Beitrag werden an einer Cu-Durchkontaktierung Lösungen vorgestellt, die durch die notwendigen Gleichungen und deren Implementierung in den Forschungscode FEniCS beschrieben werden konnten. Das Modellbeispiel wird mit einem realen Experiment verglichen, und im Modell wird eine phänomenologische Relation zur Berücksichtigung der Steifigkeitsänderung aufgrund des Rissfortschritts eingeführt.

## 2 Kontinuumsmechanische Bestimmungsgleichungen

Zur Berechnung der Verschiebung  $u_i$  und der Temperatur  $T$  werden aus den Massen-, Impuls- und Energiebilanzen die notwendigen Bestimmungsgleichungen hergeleitet – siehe [1] für die detaillierte Herleitung. Die sogenannte Lagrangesche Darstellung für kleine Deformationen wird benutzt, so dass alle Variablen in der materiellen Konfiguration definiert werden. Mit anderen Worten: es werden die Materialparameter durch an dem Material befestigte Sensoren gemessen. Dies wird mit dem Einsatz von Dehnmessstreifen als eine konventionelle Methode zur Be-

stimmung der Moduln möglich. Dazu werden die übliche Einsteinsche Summationskonvention sowie „ $\cdot$ “ für partielle Zeitableitung und  $\cdot_j$  für die partielle Ortsableitung nach der Ortskomponente  $X_i$  genutzt. In der materiellen Konfiguration wird die Massenbilanz erfüllt. Für die Berechnung der Verschiebung wird die Impulsbilanz benutzt:

$$\rho u_i'' - \sigma_{ji,j} - \rho f_i = 0, \quad (1.1)$$

wobei die spezifische Kraft aufgrund der Gravitation,  $f_i$ , sowie die Massendichte,  $\rho$ , gegeben sind. Für die Spannung,  $\sigma_{ji}$ , werden die Materialgleichungen benötigt. Dabei wird sich auf die Plastizität als Ursache der Dissipation beschränkt, d.h. ein Einfluss von Viskoelastizität wird ausgeschlossen und angenommen, dass ein elastoplastisches Materialverhalten genügt. Mit dem üblichen linearen Dehnungsmaß,

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}), \quad (1.2)$$

und der Spannungsrate,

$$\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl}(\dot{\varepsilon}_{kl} - {}^t\varepsilon_{kl} - {}^p\varepsilon_{kl}) \quad (1.3)$$

folgt die folgende inkrementelle Spannungsgleichung:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^0 + \Delta t \dot{\sigma}_{ij}, \quad (1.4)$$

wobei die bekannten Spannungswerte vom letzten Zeitschritt,  $\sigma_{ij}^0$ , benutzt werden. Dabei wurde angenommen, dass der Steifigkeitstensor  $C_{ijkl}$  konstant (in der Zeit) ist. Die thermische Dehnung,

$${}^t\varepsilon_{ij} = \alpha_{ij}(T - T_{\text{ref}}), \quad (1.5)$$

ist gegeben mit den Ausdehnungskoeffizienten,  $\alpha_{ij}$ , deren Zeirate nicht unbedingt konstant sein muss. Da die Belastung zyklisch ist, wird die übliche plastische Dehnrate:

$${}^p\varepsilon_{mn} = \langle \gamma \rangle \frac{(\sigma_{|ij|}^0 - \beta_{ij}^0)C_{ijkl}(\dot{\varepsilon}_{kl} - {}^t\varepsilon_{kl})}{\frac{4}{9}h_p\sigma_Y^2 + (\sigma_{|ij|}^0 - \beta_{ij}^0)C_{ijkl}(\sigma_{|kl|}^0 - \beta_{kl}^0)}, \quad \sigma_{|ij|} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3}\sigma_{kk}\delta_{ij}, \quad (1.6)$$

und das sogenannte *back stress*:

$$\beta_{ij} = \beta_{ij}^0 + \Delta t \dot{\beta}_{ij}, \quad \dot{\beta}_{ij} = \frac{(\sigma_{|kl|}^0 - \beta_{kl}^0)\dot{\sigma}_{kl}}{\frac{2}{3}\sigma_Y^2} (\sigma_{|ij|}^0 - \beta_{ij}^0), \quad (1.7)$$

zur Realisierung der kinematischen Verfestigung genutzt, wobei zur numerischen Vereinfachung ebenso die Werte vom letzten Zeitschritt eingefügt werden – für detaillierte Einführung der assoziierten Plastizität siehe [1, Kap. 1.6]. In der Formulierung befinden sich die Elastizitätskonstanten in  $C_{ijkl}$ , Fließspannung  $\sigma_Y$  und der Verfestigungsparameter  $h_p$ , der während der plastischen Deformation eine lineare Verfestigung modelliert. Diese Parameter werden aus einem uniaxialen Zugtest ermittelt. Der numerisch bedingte Parameter  $\langle \gamma \rangle$  in Macaulay Klammern ist eine in jedem Punkt definierte Feldfunktion, welche den Wert 0 für den Fall einer elastischen Deformation und den Wert 1 für die plastische Deformation hat. Die Deformation wird elastisch verlaufen, wenn die Vergleichsspannung nach von Mises

$$\sigma_{\text{eq}} = \left( \frac{3}{2} (\sigma_{|ij|}^0 - \beta_{ij}^0)(\sigma_{|ij|}^0 - \beta_{ij}^0) \right)^{1/2}, \quad (1.8)$$

kleiner als die Fließspannung,  $\sigma_Y$ , ist; oder wenn die Richtung der Belastung sich ändert. In der Formulierung wird das in [10] vorgeschlagene *predictor-corrector* Verfahren nicht verwendet, sondern die Werte vom letzten Zeitschritt dienen der Vereinfachung. Diese Vereinfachung konvergiert in der Zeit zur akkuraten Lösung, weil für die Zeitdiskretisierung die Euler rückwärts Methode benutzt wird – für eine ähnliche Anwendung siehe [3]. Diese Zeitdiskretisierung ist implizit und somit stabil.

Zur Berechnung der Temperatur wird die innere Energiebilanz mit der hergeleiteten Materialgleichung für die Entropie, siehe [1, Sect. 2.5], benutzt:

$$\rho c T' + T \alpha_{ij} \dot{\sigma}_{ij} + q_{i,i} - \rho r = \sigma_{ij} {}^p\varepsilon_{ji}' \quad (1.9)$$

wobei der Wärmefluss,  $q_i$ , durch folgende geeignete Materialgleichung definiert wird:

$$q_i = -\kappa T_{,i}. \quad (1.10)$$

Der spezifische Zufuhrterm,  $r$ , ist gegeben, in diesem Fall null. Dabei wurde angenommen, dass die mechanische Leistung in einen reversiblen und dissipativen Anteil aufgeteilt werden kann,

$$\sigma_{ji} \dot{\varepsilon}_{ij} = \sigma_{ji}^r \dot{\varepsilon}_{ij} + \sigma_{ji}^p \dot{\varepsilon}_{ij}, \quad (1.11)$$

wobei der reversible Anteil aus der elastischen Dehnung,  $\varepsilon_{ij} - {}^t \varepsilon_{ij} - {}^p \varepsilon_{ij}$ , und der thermischen Dehnung,  ${}^t \varepsilon_{ij}$ , entsteht. Der Rest bildet den dissipativen (irreversiblen) Anteil, in diesem Fall beinhaltet der dissipative Anteil nur die sog. Innere Reibung aufgrund der plastischen Deformation.

Die notwendigen Materialgleichungen sind definiert, somit sind alle Bestimmungsgleichungen abgeschlossen. Das System der Gleichungen ist gekoppelt und nichtlinear. Alle Gleichungen werden gleichzeitig diskret in der Zeit und im Raum gelöst. Für die Zeitdiskretisierung wird die obengenannte implizite Euler rückwärts Methode genutzt. Dies ist nämlich die finite Differenzenmethode, zum Beispiel, für ein beliebiges Feld  $a$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{a - a^0}{\Delta t}. \quad (1.12)$$

Diese stabile Methode ist auch bezüglich der inkrementellen Methode in der Plastizität die korrekte Wahl. Um im Ort zu diskretisieren, benutzen wir die finite Elementenmethode mit den Testfunktionen,  $\delta u_i$ ,  $\delta T$ , vom gleichen Sobolev Raum wie die Felder,  $u_i$ ,  $T$ , und generieren die schwache Form:

$$\begin{aligned} \text{Form} = \int_B & \left( \rho u_i \ddot{\delta u}_i + \sigma_{ji} \delta u_{i,j} - \rho f_i \delta u_i + \frac{\rho c}{T} (T - T^0) \delta T + \Delta t \alpha_{ij} C_{ijkl} (\dot{\varepsilon}_{kl} - {}^p \dot{\varepsilon}_{kl} - {}^t \dot{\varepsilon}_{kl}) \delta T - \right. \\ & \left. - \Delta t q_i \left( \frac{\delta T}{T} \right)_{,i} - \Delta t \frac{\rho r}{T} \delta T - \frac{\Delta t}{T} \sigma_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^o \delta T + \frac{\Delta t}{T^2} q_i T_{,i} \delta T \right) dV + \int_{\partial B} \left( \Delta t \hat{q} \frac{\delta T}{T} - \hat{t}_i \delta u_i \right) dA \end{aligned} \quad (1.13)$$

mit

$$u_i \ddot{\cdot} = \frac{u_i - 2u_i^0 - u_i^{00}}{\Delta t^2}, \quad \dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2\Delta t} (u_{i,j} - u_{i,j}^0 + u_{j,i} - u_{j,i}^0), \quad {}^t \dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{\alpha_{ij} - \alpha_{ij}^0}{\Delta t} (T - T_{\text{ref}}) + \alpha_{ij} \frac{T - T^0}{\Delta t}. \quad (1.14)$$

Eine explizite Unterscheidung in der Notation zwischen Feldgrößen und deren numerischen Approximation wird nicht gemacht. Die obengenannten Gleichungen sind für jedes stationäre Material und jeden Prozess gültig. Das Gebiet zur numerischen Berechnung ist der Kontinuumskörper. Auf der Berandung des Gebiets (Oberfläche des Körpers) mit den bekannten Verschiebungen ist die Testfunktion null. Sonst ist der Spannungsvektor  $\hat{t}_i = n_j \sigma_{ji}$  gegeben. Dieser ist null auf den freien Oberflächen. Für die Temperatur benutzen wir eine natürliche Randbedingung:

$$q_i n_i = h(T - T_{\text{ref}}), \quad (1.15)$$

mit der Wärmeleitung zwischen dem Körper und der Umgebung geregelt durch den Faktor,  $h$ . Die nichtlineare, schwache Form in Gl. (1.8) ist mithilfe vom Forschungscode FEniCS, der die Pakete aus dem FEniCS Projekt [4] benutzt, symbolisch linearisiert und numerisch gelöst worden. Dieser Forschungscode ist frei zugänglich und alle Pakete sind quelloffen. Der Code wurde in Python geschrieben und mithilfe FEniCS Pakete in C++ umgewandelt, kompiliert und vom iterativen Löser GMRES und direkten Löser MUMPS transient und gekoppelt gelöst.

### 3 Modellierung

Die Leiterplatte besteht aus Basismaterial (Glasfaser-verstärktes Epoxid-Verbundmaterial) und dem elektrischen Leiter (Kupfer). Das Basismaterial ist elektrisch isolierend und weist ein rein elastisches, orthotropes Verhalten auf. Das Kupfermaterial ist elektrisch leitend, hat eine kubische Gitterstruktur und deformiert sich plastisch mit der kinematischen Verfestigung. Der Steifigkeitstensor,  $C_{ijkl}$ , wird in der Voigtschen Notation,  $C_{IJ}$ , wie folgt angegeben:

$$C_{IJ} = \begin{pmatrix} C_{1111} & C_{1122} & C_{1133} & C_{1123} & C_{1113} & C_{1112} \\ & C_{2222} & C_{2233} & C_{2223} & C_{2213} & C_{2212} \\ & & C_{3333} & C_{3323} & C_{3313} & C_{3312} \\ & & & C_{2323} & C_{2313} & C_{2312} \\ \text{sym.} & & & & C_{1313} & C_{1312} \\ & & & & & C_{1212} \end{pmatrix}, \quad (1.16)$$

die aus der Inverse der Nachgiebigkeitsmatrix,  $S_{IJ}$ , gefunden wird,  $C_{IJ} = (S^{-1})_{IJ}$ . Zur Vereinfachung benutzen wir alle Materialparameter für das Basismaterial in Raumtemperatur aus [2] wie folgt:

$$\begin{aligned}
E_x &= 20000 \text{ MPa}, E_y = 7000 \text{ MPa}, E_z = 17000 \text{ MPa}, \\
\nu_{xy} &= 0,35, \nu_{xz} = 0,35, \nu_{yz} = 0,15, \\
G_{yz} &= 2250 \text{ MPa}, G_{zx} = 6600 \text{ MPa}, G_{xy} = 2250 \text{ MPa},
\end{aligned} \tag{1.17}$$

wobei sich die Leiterplatte in der  $xz$ -Ebene befindet. Somit ist der Elastizitätsmodul  $E_y$  entlang der Plattendicke kleiner als  $E_x, E_z$  entlang der Fasern. Das Basismaterial hat die Nachgiebigkeitsmatrix:

$$S_{IJ}^{\text{Ba}} = \begin{pmatrix} 1/E_x & -\nu_{xy}/E_y & -\nu_{xz}/E_z & 0 & 0 & 0 \\ & 1/E_y & -\nu_{yz}/E_z & 0 & 0 & 0 \\ & & 1/E_z & 0 & 0 & 0 \\ & & & 1/G_{yz} & 0 & 0 \\ \text{sym.} & & & & 1/G_{zx} & 0 \\ & & & & & 1/G_{xy} \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

und die Ausdehnungskoeffizienten, die Massendichte, die Wärmekapazität, die Wärmeleitfähigkeit, wie folgt

$$\alpha_{ij}^{\text{Ba}} = \begin{pmatrix} 13,2 & 0 & 0 \\ 0 & 16,7 & 0 \\ 0 & 0 & 39 \end{pmatrix} \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}, \rho^{\text{Ba}} = 2500 \text{ kg/m}^3, \tag{1.19}$$

$$c^{\text{Ba}} = 800 \text{ J/(kg K)}, \kappa^{\text{Ba}} = 13 \text{ W/(K m)},$$

wobei die Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit für Epoxid eingesetzt sind. Für die Materialkonstanten von Kupfer wird [2], [7, Table 10], [5] genutzt und angenommen, dass das Material isotrop modelliert werden kann. Die Parameter sind

$$\begin{aligned}
E^{\text{Cu}} &= 120 \cdot 10^3 \text{ MPa}, \nu^{\text{Cu}} = 0,3, \alpha^{\text{Cu}} = 17 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}, \rho^{\text{Cu}} = 8940 \text{ kg/m}^3, \\
c^{\text{Cu}} &= 390 \text{ J/(kg K)}, \kappa^{\text{Cu}} = 385 \text{ W/(K m)}, h_p = 800 \text{ MPa}, \sigma_Y = 100 \text{ MPa}.
\end{aligned} \tag{1.20}$$

Wegen der plastischen Dehnung im Kupfer tritt ein Schaden auf, der aufgrund der Isotropie durch eine skalare Funktion,  $\omega$ , modelliert wird. Für die Modellierung des Schadenmechanismus gibt es zahlreiche empirische oder auch phänomenologische Ansätze. Insbesondere die phänomenologischen Strategien von Gurson in [6], Lemaitre in [8] und Rousselier [9] finden eine weite Nutzung in der Literatur. Hier wird das Lemaitre-Modell für die Entwicklung des Schadenparameters genutzt:

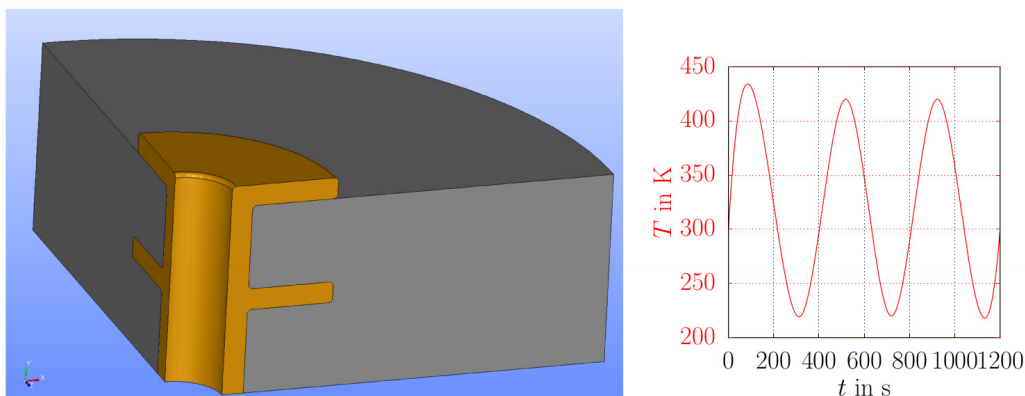
$$\begin{aligned}
\dot{\omega} &= \frac{D_c}{\varepsilon_R - \varepsilon_D} \left( \frac{2}{3}(1+\nu) + 3(1-2\nu) \left( \frac{\sigma_H}{\sigma_{\text{eq}}} \right)^2 \right) p^{2/M} p^{\cdot}, \\
\sigma_H &= \frac{1}{3} \sigma_{ii}, p = \left( \frac{2}{3} \varepsilon_{ij} \varepsilon_{ij} \right)^{1/2}, p^{\cdot} = \left( \frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_{ij}^o \dot{\varepsilon}_{ij}^o \right)^{1/2}.
\end{aligned} \tag{1.21}$$

Die Bruchdehnung  $\varepsilon_R = 0,17$  ist die obere Grenze, die Schadensdehnung  $\varepsilon_D = 0,02$  ist die untere Grenze, der zu messende Schadenskoeffizient  $D_c = 0,5$  ist für viele Metalle zwischen 0,2-0,8 und der Verfestigungsparameter  $M = 1$  ist schon in der Plastizität durch die lineare Verfestigung angenommen worden. Die genannten Parameter beruhen nicht auf einer expliziten Messung, somit ist die Analyse in diesem Beitrag zunächst von einem qualitativen Charakter.

#### 4 Simulation und Ergebnisse

Eine realitätsnahe 3D-Geometrie einer Durchkontaktierung wurde in Salome 7.5 erstellt, siehe in Abb. 1 (links), und mit NetGen Algorithmen vernetzt. Aufgrund des orthotropen Basismaterials kann ein Achtel der Durchkontaktierung simuliert werden. Dabei sind die Symmetrieflächen so definiert, dass entlang deren Flächennormalen keine Bewegung stattfindet – angegeben als Dirichlet Randbedingung. Dies führt auch zur vollständigen Befestigung ohne Starrkörperbewegung. Die Temperatur auf der Durchkontaktierung wird gesteuert und als Dirichlet Randbedingung angegeben. Aufgrund der hohen Leitfähigkeit wird die gestellte Temperatur in einem Zeitschritt in der gesamten Durchkontaktierung erreicht. Weil eine zeit-unabhängige Plastizität implementiert und die implizite Zeitdiskretisierung angewandt wurde, kann der Zeitschritt relativ groß ausgewählt werden. Die Simulation startet mit der Raumtemperatur, welche als spannungsfreie Referenztemperatur angenommen ist,  $T_{\text{ref}} = 300 \text{ K}$ . Eine Temperaturamplitude von  $200^\circ \text{C}$  wird mit der Temperaturveränderung zwischen  $T_{\text{ref}} - 80^\circ \text{C}$  und  $T_{\text{ref}} + 120$  mit  $1^\circ \text{C}$  Ände-

ung in 1 s erreicht. Für die Darstellung der Ergebnisse sind 3 Zyklen simuliert worden, der Temperaturablauf ist mit einer kubischen Fitfunktion über maximalen und minimalen Werte realisiert worden, siehe Abb. 1 (rechts). Die Fitfunktion erzeugt



**Bild 1:** Links: Leiterplatte mit Basismaterial (grau) und Durchkontaktierung (orange), erstellt in Salome 7.5. Rechts: Der aufgebraachte Temperaturablauf für die simulierten 3 Zyklen.

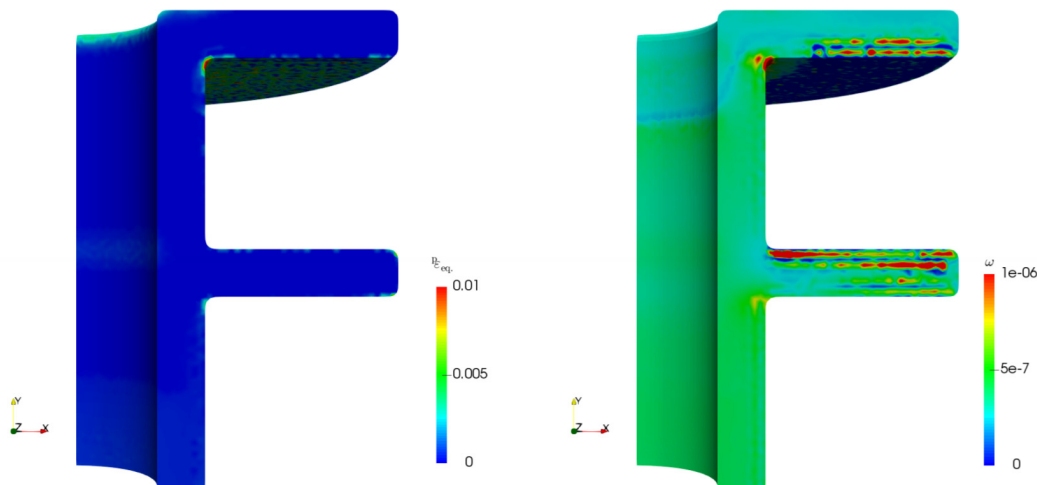
leicht unterschiedliche maximale Werte in den ersten zwei Zyklen. Weil die Plastizität ein irreversibler Prozess ist, erhöht sich die plastische Dehnung in jedem Zyklus. Die akkumulierte, plastische Vergleichsdehnung,

$${}^p \varepsilon_{\text{eq}} = {}^p \varepsilon_{\text{eq}}^0 + \Delta t {}^p \dot{\varepsilon}_{\text{eq}} \quad (1.22)$$

wird inkrementell aus der Vergleichsdehnungsrate,

$${}^p \dot{\varepsilon}_{\text{eq}} = \left( \frac{2}{3} {}^p \dot{\varepsilon}_{ij} {}^p \dot{\varepsilon}_{ij} \right)^{1/2} \quad (1.23)$$

bestimmt. Am Ende der 3 Zyklen ergibt sich die Verteilung der akkumulierten plastischen Vergleichsdehnung, wie in Abb. 2 (links). Die Spannungskonzentration in den abgerundeten Ecken weist darauf hin, dass der

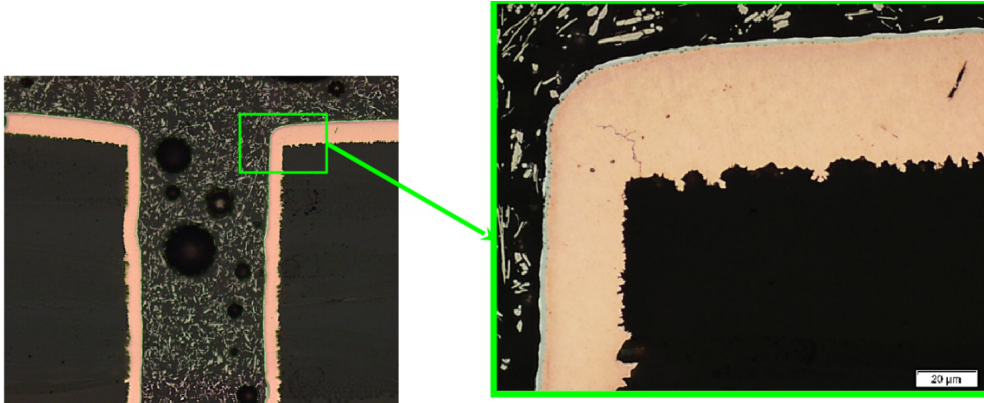


**Bild 2:** Nach 3 Zyklen, links: akkumulierte, plastische Vergleichsdehnung; rechts: Schadensparameter, dargestellt in ParaView.

Schaden vermutlich dort auftreten wird. In anderen Worten ist die Rissinitiierung gemäß der zahlreichen Ermüdungsmodelle an diesen Stellen zu erwarten. Zum Beispiel benutzt das Coffin–Manson Modell die akkumulierte, plastische Vergleichsdehnung, um die Lebensdauer zu bestimmen. Die Relation ist eine nichtlineare Gleichung zwischen der Lebensdauer und der akkumulierten, plastischen Dehnung, so dass der Riss laut diesem Modell dort anfangen wird, wo  ${}^p \varepsilon_{\text{eq}}$  maximal ist.

Es wird nun der Schadensparameter genutzt, der aus einer Entwicklungsgleichung in Gl. (19) berechnet wird. Wir erkennen ein leicht unterschiedliches Muster bei dem Schadensparameter in Abb. 2 (rechts). Die Entwicklung des Schadensparameters involviert nicht nur die plastische Dehnrate sondern auch die Spannungstriaxialität,  $\sigma_H$ , welche die Volumenänderung durch die erste Invariante des Spannungstensors generiert. Deshalb entsteht der Schadensparameter in den Bereichen, in denen die Volumenänderung dominant ist. Es ist zu beachten, dass die Plasti-

zität als reine Scherungsdeformation (ohne Volumenänderung) modelliert wird. Die Rolle der Volumenänderung ist bei der Schadensentwicklung anerkannt und es ist auch zu erwarten, dass die Rissinitiierung und der Rissfortschritt anhand einer Schadensmodellierung besser modelliert werden. Anhand der Simulation sind Risse an der oberen inneren Ecke, oberen und mittleren Innenlagenanbindungen zu erwarten. Dazu wird eine Messung ohne Innenlagenanbindung mit 165°C Temperaturamplitude in Abb. 3 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass in dem Übergangsbereich Kupferhülse – Außenlagen sich Risse (*corner crack*) gebildet haben. Die Initiierung der Risse erfolgte vermutlich an der Ecke.



**Bild 3:** Schliffbild einer Durchkontaktierung in einem beschleunigten Experiment nach Temperaturwechselbelastung und vollständiger Rissbildung.

## 5 Zusammenfassung

Die Ermüdung der Durchkontaktierungen erfolgt durch die aus der thermischen Spannungen erzeugte plastische Deformation, die zur Rissbildung führt. Die gewöhnlichen Ermüdungsmodelle benutzen die plastische Dehnung in einer Gleichung zur Bestimmung der Rissinitiierung. Bei einer Modellierung des Schadenmechanismus kann die Spannungstriaxialität eine Rolle spielen und wir erwarten, dass die Entwicklung des Risses dadurch besser modelliert werden kann. Um solche neuartigen Aspekte entwickeln und mit den realen Experimenten vergleichen zu können, wird eine erweiterbare Plattform benötigt, bei der jegliche Differentialgleichungen gelöst werden. In diesem Beitrag wurde ein Modellbeispiel mithilfe der quelloffenen Pakete aus FEniCS Projekt simuliert und ein Modell nach Lemaitre zur Entwicklung des Schadens implementiert. Durch die Kooperation zwischen Fraunhofer IZM und TU Berlin wurde so eine verbesserte Modellierung des Schadenmechanismus einer Durchkontaktierung erzielt.

## 6 Literatur

- [1] Abali, B. E. 2016. Computational Reality, Solving Nonlinear and Coupled Problems in Continuum Mechanics. Advanced Structured Materials vol 55. Springer.
- [2] Abali, B. E., Lofink, P., and Müller, W. H. 2014. Untersuchung der Variation der Materialkennwerte zur Lebensdauerabschätzung für Durchkontaktierungen in Leiterplatten. DVS-Berichte, 301:297-303.
- [3] Abali, B. E., Reich, F. A. & Müller, W. H. 2014. Fatigue analysis of anisotropic copper vias in a circuit board. GMM, Mikro-Nano-Integration, VDE Verlag, Berlin, S. 92-95.
- [4] Alnaes, M. S. & Mardal, K.-A. 2012. Automated solution of differential equations by the finite element method, the FEniCS book, Kap. 15 Syfi and sfc: symbolic finite elements and form compilation. Springer
- [5] Deutsches Kupferinstitut 2014. Kupfer der Elektrotechnik – Kabel und Leitungen. <http://www.kupferinstitut.de>
- [6] Gurson, A. L. 1977. Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: Part i–yield criteria and flow rules for porous ductile media. Journal of engineering materials and technology, 99(1):2-15.
- [7] Ledbetter, H. & Naimon, E. 1974. Elastic properties of metals and alloys, ii. Copper. Journal of physical and chemical reference data
- [8] Lemaitre, J. 1985. A continuous damage mechanics model for ductile fracture. Transactions of the ASME. Journal of engineering materials and technology, 107(1):83-89.
- [9] Rousselier, G. 2001. Dissipation in porous metal plasticity and ductile fracture. Journal of the mechanics and physics of solids, 49(8):1727-1746.
- [10] Simo, J. C. & Hughes, T. J. 2006. Computational inelasticity, vol. 7. Springer Science & Business Media.