

AN ITERATIVE MODEL FOR CALCULATING THE CRACK STRUCTURE IN FUEL ROD DESIGN

K. LABMANN

*Institut für Reaktortechnik der
Technischen Hochschule Darmstadt
Petersenstr. 30, D-6100 Darmstadt, Germany*

SUMMARY

The mechanical behaviour of fuel rods is significantly influenced by the extent of fuel pellet cracking. Due to steady or unsteady power histories, crack growth or crack healing may occur. Especially in power cycling relocation effects are observed and must be considered in normal operation and safety analysis.

The model developed to calculate the crack structure is within the scope of the URANUS fuel rod code, which gives a thermal and mechanical analysis of integral fuel rod behaviour. As the fuel rod geometry in the URANUS-code is idealized as a quasi two-dimensional description, the model can take local effects into account only by their average values. The basic assumptions of the model are:

- a) cracks are substituted by means of fictitious crack strains;
- b) cracks may occur perpendicular to radial, tangential and axial direction.

The theory is developed in extension to the classical theory of plasticity. An iterative procedure is given combining plasticity and crack calculation. During this iterative procedure criteria are established which decide whether assumptions concerning plasticity or crack structure during the step (m) are still valid for the step ($m+1$). The final results of this iterative procedure are physically meaningful:

- a) in a region of plasticity the stress is on the yield surface;
- b) perpendicular to a crack surface the stress is given by an average value which may be a function of the history.

For each time step Δt , the calculation of the crack structure is done. The mathematical formulation, in principle, is given by the following equation:

$$\{\Delta\varepsilon\}^{(m+1)} = [i]^{(m)} \cdot \{s\}^m,$$

where

$\{\Delta\varepsilon\}$: increments of plastic and crack strains,

$[i]$: pilot diagonal matrix,

$\{s\}$: estimation function.

The elements of $[i]$ may be zero or 1 and depend on history and the actual loading. Of course, $[i]$ is space dependent. The material properties used in this model are the yield criterion and a crack formation criterion. A model for physical crack healing is included.

The results show the importance of a good crack model to fuel rod analysis: the fictitious crack strains are of the same order of magnitude as the thermal strains. Both together give the most dominant influence to the gap conductance. Example calculations are presented for UO_2 and UC under different conditions. During the heat-up phase, radial and axial cracks from the pellet outside to the center are observed while during the heat-down phase cracks from the center to the outside are obtained. During this phase also circumferential cracks are predicted by the model.

This crack calculation model is one of the most important parts of the integral fuel rod code URANUS. The number of iteration steps depends on the power history, in normal cases not more than 3 steps are required to reach convergency within a time step Δt .

1. Einleitung

Das thermische und mechanische Verhalten von Brennstäben eines Kernreaktors wird entscheidend von der Rißstruktur und vom Rißverhalten der Brennstofftablettchen beeinflusst. Im folgenden wird ein Modell vorgestellt, das in Erweiterung von plastischen Vorgängen eine bruchmechanische Beschreibung ermöglicht. Dieses Modell wird derzeit im integralen Brennstab-Rechenprogramm URANUS [1] eingesetzt, das auf einer quasi zweidimensionalen mechanischen Behandlung der Brennstabstruktur basiert. Untersuchungen haben jedoch gezeigt [2], daß das Modell auch mit einer zweidimensionalen Finitelement-Methode gekoppelt werden kann und gute Ergebnisse liefert. Größen, die vom Ort (R, Z) und der Zeit t abhängen können, werden im folgenden durch fett geschriebene Buchstaben charakterisiert. Es wird die übliche Matrizennotation verwendet.

Die Berücksichtigung von Rissen geschieht durch die Einführung von fiktiven Rißdehnungen $\{\epsilon^f\}$. Bevor jedoch Risse auftreten können, muß das Plastifizierungsvermögen ausgeschöpft sein, d. h. für die Analyse der Rißstruktur müssen auch die plastischen Dehnungen $\{\epsilon^{pl}\}$ untersucht werden. Diese werden als zeitunabhängig betrachtet. Die gerissene Struktur wird also nach wie vor als Kontinuum behandelt, wobei lokale Effekte nicht wiedergegeben werden können. Für die fiktiven Rißdehnungen $\{\epsilon^f\}$ gelten folgende Zuordnungen:

$$\epsilon_l^f \geq \epsilon_{res}^f, \quad (1)$$

wenn ein Riß senkrecht zur Richtung l vorliegt. Die Größe ϵ_{res}^f ist stets größer oder gleich Null und berücksichtigt, daß beim Schließen eines Risses die Oberflächenrauigkeiten der Rißufer ein vollständiges Schließen des Risses verhindern.

Sowohl aus rechentechnischen als auch theoretischen Gründen wurde für die Behandlung der Bruchmechanik ein Weg gewählt, der der Behandlung der Plastizität analog ist. Das Grundmodell zur Beschreibung beider Vorgänge wird in folgendem Kapitel dargestellt.

2. Grundmodell

In der Abb. 1 ist exemplarisch eine thermoelastische Spannungsverteilung in einer Brennstofftablette dargestellt. Dabei wurde die Vergleichsspannung nach der v. Mises Bedingung ermittelt. Es ist unmittelbar zu erkennen, daß die Vergleichsspannung σ_v im gesamten Bereich oberhalb des Bruchspannungsbereichs liegt, der schraffiert dargestellt ist. Durch den Pfeil soll angedeutet werden, daß sich die Bruchspannung im Zug- und Druckbereich unterscheiden kann.

Plastische Vorgänge sind also zu erwarten. Falls das Material genügend Plastifizierungsmöglichkeiten aufweist, können Spannungen durch Fließen des

Werkstoffs abgebaut werden. Im anderen Fall treten Risse auf. Für das zu entwickelnde Modell müssen also Fließgrenze $G_{v,F}$ und plastische Dehnung bis zum Bruch $\epsilon_v^{pl.B}$ bekannt sein.

Die eigentlichen Annahmen des Grundmodells zur Fließ- und Bruchmechanik lassen sich in folgenden Iterationszielen formulieren:

Für den plastischen Bereich muß gelten, daß die Fließgrenze $G_{v,F}$ nicht überschritten werden darf, für einen gerissenen Bereich wird angenommen, daß die Spannung senkrecht zum Rißufer gleich einer mittleren Spannung $\bar{\sigma}$ ist.

Es werden also folgende Forderungen aufgestellt:

$$G_v = G_{v,F} \tag{2}$$

und
$$G_\ell = \bar{\sigma} \quad \text{für} \quad \epsilon_\ell^f > \epsilon_{res}^f \tag{3}$$

Die Gleichung (2) bezieht sich auf den plastifizierten Bereich, Gl. (3) gilt jeweils für die senkrecht auf einem vorhandenen Rißufer stehende Komponente.

Zur Steuerung des Iterationsablaufs wird eine Diagonalmatrix $[i]$ eingeführt, die sich auf die Komponenten der plastischen Dehnung und der Rißbildung bezieht:

$$[i] = \begin{bmatrix} i_1^{pl} & & & \\ & i_{2..}^{pl} & & \\ & & i_1^f & \\ & & & i_{2..}^f \end{bmatrix} \tag{4}$$

Die Koeffizienten von $[i]$ können die Werte Null und 1 annehmen. Die Festsetzung ihrer Werte wird im nächsten Abschnitt behandelt.

Die Iterationsvorschrift zur Erfüllung der Iterationsziele - Gleichung (2) und (3) - kann damit allgemein in folgender Weise angegeben werden:

$$\begin{Bmatrix} \Delta \epsilon_1^{pl} \\ \Delta \epsilon_2^{pl} \\ \vdots \\ \Delta \epsilon_1^f \\ \Delta \epsilon_2^f \\ \vdots \end{Bmatrix}^{(m+1)} = [i]^{(m+1)} \{S\}^{(m)} \tag{5}$$

(m) : Iterationsindex

Die Größe $\{S\}$ stellt die eigentliche Schätzvorschrift dar. Während die Koeffizienten der Matrix $[i]$ bestimmen, ob die Zuwächse $\{\Delta \epsilon\}^{(m+1)}$ von Null verschieden sind. Die neuen Werte für die plastischen Dehnungen $\{\epsilon^{pl}\}$ und die Rißdehnungen $\{\epsilon^f\}$ erhält man nach

$$\epsilon_{\ell}^{pl(m+1)} = \epsilon_{\ell}^{pl(m)} + \Delta \epsilon_{\ell}^{pl(m+1)} \quad (6)$$

$$\epsilon_{\ell}^f(m+1) = \epsilon_{\ell}^f(m) + \Delta \epsilon_{\ell}^f(m+1) \quad (7)$$

Die Iteration ist abgeschlossen, wenn die Gleichungen (2) und (3) im Rahmen vorzugebender Schranken erfüllt sind.

3. Allgemeine Überlegungen zur Matrix $[i]$

Die Elemente der Diagonalmatrix $[i]$ sind von der Plastizitätsgeschichte und einer richtungsindividuellen Bruchgeschichte abhängig, sowie Funktionen der aktuellen Belastung. Zu berücksichtigen ist eine Rißfortpflanzung ebenso wie eine mögliche Rißausheilung nach einem Schließen eines Risses. Dies sind physikalische Überlegungen, die in ähnlicher Weise auch schon Rashid[3] aufgestellt hat.

Die Matrix $[i]$ ist jedoch - wie schon in der Gleichung (5) angedeutet wurde - auch eine Funktion des Iterationsweges. Zu berücksichtigen sind also nicht nur Überlegungen zur physikalischen sondern auch zur "numerischen" Geschichte. Während des Iterationsablaufs können sich demnach Annahmen hinsichtlich des Auftretens von Plastizität bzw. von Rissen als falsch herausstellen und müssen entsprechend revidiert werden. Erst nach Beendigung der Iteration sind die Koeffizienten der Matrix $[i]$ physikalisch sinnvoll, weil die physikalisch sinnvollen Iterationsziele (2) und (3) erreicht wurden. Diese Werte von $[i]$ müssen im nächsten Zeitschritt berücksichtigt werden. Sie stellen gewissermaßen die Geschichte der Struktur dar.

3. Bestimmung der Matrix $[i]$

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der Matrix $[i]$ im geschichtslosen und geschichtsbehafteten Materialzustand bestimmt.

Nach der klassischen Plastizitätstheorie kann eine Fließkurve in folgender allgemeiner Form aufgestellt werden:

$$F(\{G\}, \{\epsilon^{pl}\}, K) = 0 \quad (8)$$

Dabei ist K ein Verfestigungsparameter. Führt ein Spannungszustand $\{G\}$ zu einem Wert $F < 0$, dann verhält sich das Material elastisch. Für $F = 0$

wird der plastische Zustand erreicht, der Bereich $F > 0$ hat keine physikalische Bedeutung. Die Plastifizierung erfolgt nach einem Fließgesetz, das in folgender Form verwendet wird [4] :

$$\{d\boldsymbol{\varepsilon}^{pl}\} = d\lambda \frac{\partial F}{\partial \{\boldsymbol{\sigma}\}} \quad (9)$$

Die Größe $d\lambda$ ist eine Proportionalitätskonstante und muß noch bestimmt werden. Für die folgende Behandlung ist es zweckmäßig, die schon im vorhergehenden verwendeten Größen der Vergleichsspannung $\boldsymbol{\sigma}_v$ und einer plastischen Vergleichsdehnung $\boldsymbol{\varepsilon}_v^{pl}$ in die Gesetze (8) bzw. (9) einzuarbeiten. Die Gleichung (8) wird zu einer Definitionsgleichung für die Vergleichsspannung $\boldsymbol{\sigma}_v$ in

$$F(\boldsymbol{\sigma}_v, \boldsymbol{\sigma}_{v,F}) = 0 \quad (10)$$

umgeschrieben.

Die Größe $d\boldsymbol{\varepsilon}_v^{pl}$ kann über einen Vergleich der plastischen Dissipationsarbeit definiert werden:

$$\{\boldsymbol{\sigma}\}^T \{d\boldsymbol{\varepsilon}^{pl}\} = \boldsymbol{\sigma}_v d\boldsymbol{\varepsilon}_v^{pl} \quad (11)$$

Die gesamte plastische Vergleichsdehnung $\boldsymbol{\varepsilon}_v^{pl}$ ist analog definiert. Mit Hilfe der Gleichung (11) kann der Faktor $d\lambda$ in der Gl. (9) eliminiert werden. Als Fließgesetz erhält man somit:

$$\{d\boldsymbol{\varepsilon}^{pl}\} = \frac{\boldsymbol{\sigma}_v d\boldsymbol{\varepsilon}_v^{pl}}{\{\boldsymbol{\sigma}\}^T \frac{\partial F}{\partial \{\boldsymbol{\sigma}\}}} \frac{\partial F}{\partial \{\boldsymbol{\sigma}\}} \quad (12)$$

Aus dieser Gleichung läßt sich die in der Gl. (5) enthaltene Schätzvorschrift für die plastischen Dehnungen entwickeln. Vor Lastaufbringung zur Zeit $t = 0$ wird ein geschichtsloser Materialzustand vorausgesetzt:

$$\left\{ \boldsymbol{\varepsilon}^{pl} \right\}_{t=0} = 0 \quad (13)$$

$$\left\{ \boldsymbol{\varepsilon}^f \right\}_{t=0} = 0 \quad (14)$$

Die Matrix $[\dot{\boldsymbol{i}}]$ ist Null:

$$\left[\dot{\boldsymbol{i}} \right]_{t=0}^{(1)} = [0] \quad (15)$$

Falls für eine beliebige Zeit in einem beliebigen Iterationsschritt (m)

$F^{(m)} > 0$ wird, muß die Iterationsvorschrift (5) für die plastischen Zuwächse $\{\Delta \epsilon^{pl}\}$ angewendet werden, d. h. für $\{\Delta \epsilon^{pl}\}$ von Null verschiedene Werte liefern. Dazu wird gesetzt:

$$i_{\ell}^{pl(m+1)} = 1 \quad \text{für } F^{(m)} > 0 \quad (16)$$

Die Gleichung (16) stellt die Annahme dar, daß an dieser bestimmten Stelle der Struktur plastische Vorgänge auftreten. Durch Spannungsunterlagerungen infolge Plastifizierung an anderen Stellen kann sich jedoch diese Annahme als falsch erweisen. Zur Überprüfung der Annahme (16) in jedem weiteren Iterationsschritt $m' > m+1$ wird deshalb die Summe über alle Zuwächse der plastischen Vergleichsdehnung $\Delta \epsilon_v^{pl}$ gebildet:

$$\tilde{\epsilon}_v^{pl(m')} = \sum_{k=m+1}^{m'} \Delta \epsilon_v^{pl(k)} \quad (17)$$

Die Größen $\Delta \epsilon_v^{pl(k)}$ sind vorzeichenbehaftete Größen, da sie aus einer Schätzvorschrift vom Typ

$$\Delta \epsilon_v^{pl(k)} = A \left(\sigma_v^{(k)} - \sigma_{v,F}^{(k)} \right) \quad (18)$$

A : Materialkonstante

ermittelt werden. Da positive Schätzwerte $\Delta \epsilon_v^{pl(k)}$ demnach nur bei Überschreitung der Fließgrenze $\sigma_{v,F}$ möglich sind, war die Annahme (16) offensichtlich dann nicht gerechtfertigt, wenn

$$\tilde{\epsilon}_v^{pl(m')} \leq 0 \quad (19)$$

wird. Bei Erfüllung der Gleichung (19) muß also

$$i_{\ell}^{pl(m'+1)} = 0 \quad (20)$$

gesetzt werden und die Rechnung mit einer geänderten Matrix $[i]^{(m'+1)}$ im nächsten Iterationsschritt wiederholt werden. Gleichzeitig muß der vor dem Iterationsschritt $(m+1)$ herrschende Zustand wieder hergestellt werden. Da im allgemeinen bereits plastische Vorgänge auftreten, gilt dann:

$$\left\{ \epsilon^{pl} \right\}^{(m'+1)} = \left\{ \epsilon^{pl} \right\}^{(m)} \quad (21)$$

Zur bisherigen Behandlung ist noch eine erläuternde Bemerkung zu machen. Wie dargestellt, wird die Plastifizierung durch sukzessive Schätzungen behandelt. Diese Schätzungen sind rein numerische Vorschriften und stellen deshalb keinen realen physikalischen Vorgang dar. Insofern ist während dieser Iteration (vom Schritt $m+1$ bis m') auch für den verfestigenden Werkstoff keine zusätzliche Bedingung der Art

$$\{G^{(n)} - G^{(n-1)}\}^T \{d\epsilon^{pl}\} \geq 0 \quad (22)$$

zu fordern (Drucker's Stabilitätskriterium). Während der Iteration sind also durchaus auch entfestigende Vorgänge zulässig.

In der bisherigen Untersuchung wurde der Fall diskutiert, daß sich die Annahme zum Vorliegen einer Plastizität im Verlauf der Iteration als falsch herausstellen könnte. Neben dieser Überprüfung ist jedoch stets auch zu untersuchen, ob das gegebene Material unter den zur Zeit t vorliegenden Bedingungen Plastifizierungsmöglichkeit aufweist, oder ob ein Reißen der Struktur angenommen werden muß. Diese Überlegungen können leicht formuliert werden. Danach ist reine Plastizität nur dann möglich, wenn

$$\epsilon_v^{pl(m')} \leq \epsilon_v^{pl,B} \quad (23)$$

ist. Gilt

$$\epsilon_v^{pl(m')} > \epsilon_v^{pl,B} \quad (24)$$

dann wird einmal angenommen, daß ein Riß senkrecht zur Richtung der betragmäßig maximalen Spannung auftritt, zum anderen, daß Risse senkrecht zu Richtungen derjenigen Spannungen auftreten, deren Beträge größer als die maximale Bruchspannung $\sigma_{v,F}^B$ sind. Die entsprechenden Koeffizienten können also nach folgender Vorschrift festgesetzt werden:

$$i_\ell^{f(m'+1)} = 1 \quad \text{für} \quad \sigma_\ell = \max \{|\sigma|\} \\ \text{oder falls} \quad \sigma_\ell > \sigma_{v,F}^B(K) \quad (25)$$

Da die Plastifizierungsmöglichkeit ausgeschöpft ist, muß bei Anwendung der obigen Gleichung (25)

$$i_\ell^{pl(m'+1)} = 0 \quad (26)$$

gesetzt werden.

Analog zur Gleichung (17) darf die plastische Vergleichsdehnung ϵ_v^{pl} den Wert $\epsilon_v^{pl,B}$ nicht überschreiten. Dies wird dadurch erreicht, daß die plastische Dehnung $\{\epsilon^{pl}\}$ mit Hilfe des Fließgesetzes (8) bestimmt wird:

$$\left\{ \epsilon^{pl} \right\}^{(m'+1)} = \frac{\sigma_v^{(m)} \epsilon_v^{pl,B}}{\left\{ \sigma \right\}^{(m)} \frac{\partial F^{(m)}}{\partial \left\{ \sigma \right\}^{(m)}}} \frac{\partial F^{(m')}}{\partial \left\{ \sigma \right\}^{(m')}}} \quad (27)$$

Auch die Annahme, daß ein Riß vorliegt, kann sich im Verlauf der Iteration als falsch herausstellen. Da negative Rißdehnungen $\{ \epsilon^f \}$ nicht möglich sind, muß bei negativen Werten die entsprechende Annahme zum Vorhandensein eines Risses zurückgenommen werden. Allerdings muß eine zusätzliche Einschränkung gemacht werden:

$$i_l^{f(m''+1)} = 0 \quad \text{falls } \epsilon_l^{f(m'')} < 0$$

$$(m'' > m') \quad \text{und falls } \left| \sigma_l^{(m'')} \right| < \sigma_{v,F}(K) \quad (28)$$

Gleichzeitig muß für

$$\epsilon_l^{f(m'')} < 0$$

$$\epsilon_l^{f(m''+1)} = 0 \quad (29)$$

gesetzt werden. Ergibt sich, daß auf diese Weise

$$i_l^{f(m''+1)} = \epsilon_l^{f(m''+1)} = 0$$

für alle l (30)

wird, dann muß auch die Möglichkeit einer Plastifizierung wieder zugelassen werden, d. h. bei Erfüllung der Gl. (30) gilt:

$$\left[i^{pl} \right]^{(m''+1)} = \left[1 \right] \quad (31)$$

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf die Annahme, daß ein Riß neu entsteht bzw. auf die Rücknahme dieser Annahme. Diese Überlegungen müssen jedoch modifiziert werden, wenn physikalisch bereits ein Riß vorliegt. Für das Schließen und Ausheilen gelten dann auch physikalische Kriterien, die sich in folgender Weise angeben lassen:

a) ein physikalischer vorliegender Riß kann sich u.U. wegen Oberflächenrauigkeiten nicht mehr vollständig schließen. Dies kann näherungsweise durch die Forderung

$$\{ \epsilon^f \} \geq \epsilon_{res}^f \{ I_0 \} \quad (32)$$

res : residual

formuliert werden. Die Größe ϵ_{res}^f kann selbst geschichtsabhängig sein und von weiteren Größen (z.B. der Temperatur) abhängen.

b) Unter Druckspannungen kann infolge von Nachsinterprozessen eine Riausheilung stattfinden. Lovejoy et al. z.B. [5] geben hierzu ein Modell an, in dem die Zeit, die Temperatur und die Spannungsabhängigkeit berücksichtigt werden.

Die Gleichungen (28-31) verlieren also dann ihre Gültigkeit, wenn physikalisch ein Riß vorliegt. Sie müssen durch die Gleichung (32) und ein Modell zur Riausheilung ersetzt werden.

Der nach Abschluß des Iterationsprozesses vorliegende Zustand erfhlt alle physikalischen Forderungen. Die im letzten Iterationsschritt (n) vorliegende Matrix $\left[\dot{\mathbf{i}} \right]^{(n)}$ spiegelt somit auch einen physikalischen Zustand wieder. Da allerdings die Plastifizierung abgeschlossen ist und eine weitere Plastifizierung für den nächsten Zeitschritt Δt nicht präjudiziert werden darf, muß

$$\left[\dot{\mathbf{i}}^{pl} \right]^{(n)} = \left[\dot{\mathbf{o}}_{e_i} \right] \quad (33)$$

gesetzt werden. Diese nach Gl. (33) neu definierte Matrix $\left[\dot{\mathbf{i}} \right]^{(n)}$ gibt den Ausgangszustand der Struktur für die weitere Berechnung wieder. Sie stellt somit die Geschichte der gerissenen Struktur dar.

4. Ergebnisse

Das oben beschriebene Modell wurde in das URANUS-System [1] integriert. Alle dargestellten Ergebnisse wurden mit diesem Rechenprogramm erzielt, wobei im Rahmen dieses Vorabdrucks Ergebnisse nur exemplarisch wiedergegeben werden. Im Diagramm 2 wird die Plastizität in einem ideal-plastischen Rohr analysiert. Die Lösung des URANUS-Rechenprogramms stimmt gut mit der geschlossenen Lösung nach Reckling [6] überein (v. Mises Fließkurve). Analoge Rechnungen wurden für verschiedene Verfestigungsgrade - auch unter Berücksichtigung von hohen Wärmespannungen - getestet. Dabei konnte die volle Funktionsfähigkeit des Plastifizierungsmodells nachgewiesen werden.

Bei zyklischen Belastungen erwartet man, daß sich während der Anfahrphase im noch intakten Pellet Risse von außen bilden, während beim Abkühlen Risse von innen her entstehen. Dies wurde durch zahlreiche Rechnungen bestätigt, von denen eine im Diagramm 3 dargestellt ist. Die gleiche Aussage kann auch aus dem Experiment von Wrona et al. [7] hergeleitet werden, in dem akustische Emissionen von Pellets in An- und Abfahrvorgängen aufgenommen werden. Durch Analyse der im URANUS-Rechenprogramm berechneten Rißstruktur kann ebenfalls eine fiktive akustische Emission angegeben werden. Der qualitative Vergleich im Diagramm 4 zeigt eine befriedigende Übereinstimmung.

In zahlreichen Rechnungen konnte die volle Funktionsfähigkeit des oben beschriebenen bruchmechanischen Modells nachgewiesen werden. Es arbeitet schnell und zuverlässig, wobei unter Zugrundelegung einer realistischen Leistungsgeschichte im Mittel etwa 3 Iterationsschritte pro Zeitschritt Δt

benötigt wurden.

5. Acknowledgement

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen einer Zusammenarbeit mit dem Projekt Schneller Brüter des Kernforschungszentrums Karlsruhe (PSB, GfK). Vom PSB ist besonders Herrn Dr. Karsten zu danken. Herrn Prof. Dr. Humbach (IRT) danke ich besonders für wertvolle Anregungen.

Literatur

- [1] K. Laßmann, URANUS, a computer code for the thermal and mechanical analysis of fuel rod behavior, SMIRT 4, D 1/a (1977)
- [2] H. Fabian, K. Laßmann, Untersuchungen zur gerissenen Brennstofftablette mit Hilfe der Finiteelement Methode, in Vorbereitung
- [3] Y. R. Rashid, Mathematical modeling and analysis of fuel rods, Nuc.Eng. and Design, 29 (1974), p. 22-32
- [4] O. C. Zienkiewicz, The finite element method in engineering science, McGraw-Hill (1971), London
- [5] W. S. Lovejoy et al., A crack healing correlation predicting recovery of fracture strength in LMFBR fuel, ANS 23 (1976)
- [6] K. A. Reckling, Plastizitätstheorie und ihre Anwendung auf Festigkeitsprobleme, Springer (1967)
- [7] B. J. Wrona et al., Thermal-shock cracking in UO_2 during power transients, ANS, 22 (1975)

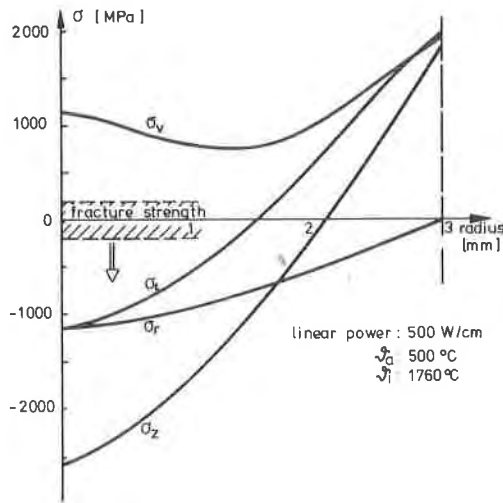


Fig. 1: Thermo-elastic stress distribution in the fuel pellet (LMFBR conditions)

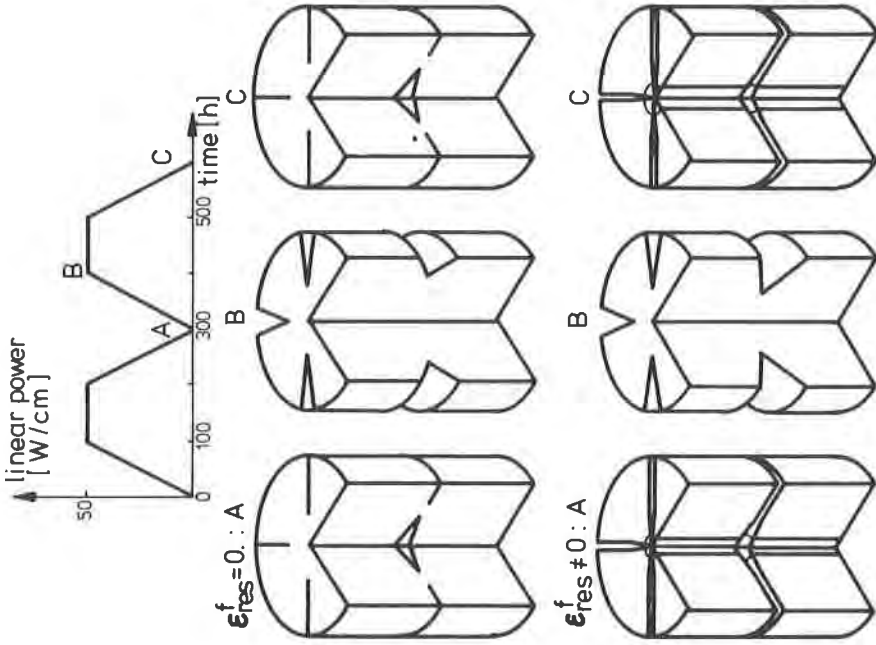


Fig. 3: Crack structure for different loads

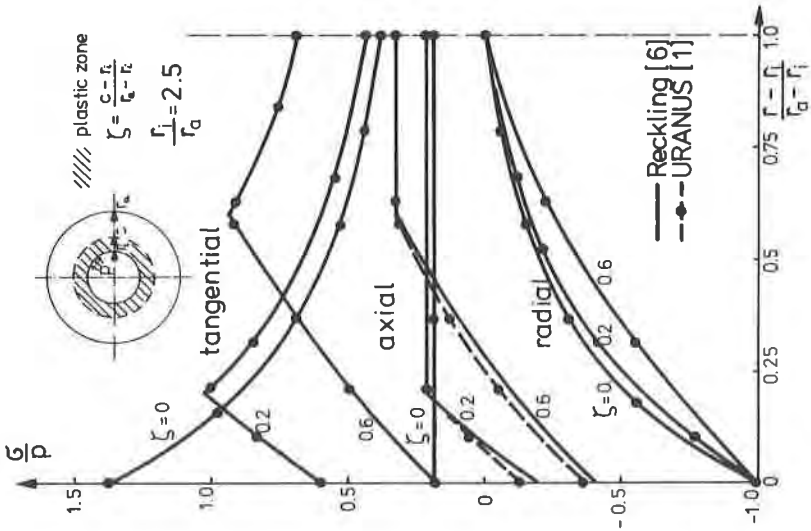
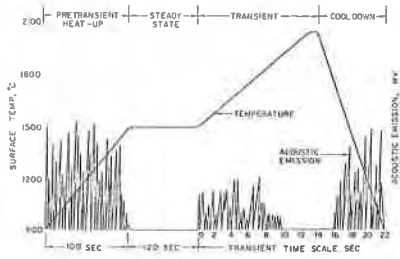


Fig. 2: Comparison concerning plasticity between the analytical solution of Reckling [6] and present solution URANUS [1]



Relative size of cracks formed before, during, and after a DEH transient. [7]

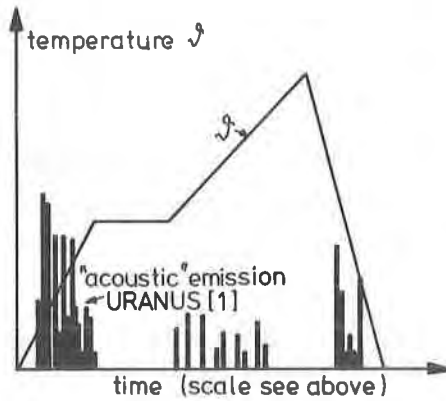


Fig. 4: Fictitious acoustic emission of a cracked pellet (comparison between the experiment of Wrona [7] and URANUS [1])