

**Forschungszentrum Karlsruhe**

in der Helmholtz-Gemeinschaft

**Wissenschaftliche Berichte**

FZKA 6657

**Mechanische und fraktographische Charakterisierung  
des niedrigaktivierbaren Chromstahls F82H-mod im  
spröd-duktilen Übergangsbereich**

Mario Walter

Institut für Materialforschung

Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)  
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2002

**Impressum der Print-Ausgabe:**

**Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

**ISSN 0947-8620**

**Mechanische und fraktographische Charakterisierung des  
niedrigaktivierbaren Chromstahls F82H-mod  
im spröd-duktilen Übergangsbereich**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

an der Fakultät für Maschinenbau  
der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von  
Dipl.-Ing. Mario Walter  
aus Robern

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Juni 2001

Hauptreferent:  
Korreferent:

Prof. Dr. rer. nat. Dietrich Munz  
Prof. Dr. rer. nat. Otmar Vöhringer

## **Kurzfassung**

Gegenstand dieser Arbeit ist die Überprüfung der grundsätzlichen Anwendbarkeit der Methode des Local Approach auf die niedrigaktivierbaren Fusionsreaktorstähle im spröde-duktilen Übergangsbereich, am Beispiel des Chromstahls F82H-mod. Dazu wurden Serien unterschiedlich gekerbter und angerissener Rundzugproben im Temperaturbereich  $-150^{\circ}\text{C}$  bis Raumtemperatur zerrissen und die mechanischen Bruchparameter ermittelt. Diese werden als Eingangsdaten für die Parameterbestimmung des Modells benötigt. Zur Überprüfung der Grundannahmen des Local Approach wurden im Anschluss die Bruchflächen der Proben, sowie ausgewählte Axialschliffe von gebrochenen Proben im Rasterelektronenmikroskop (REM) untersucht und qualitativ als auch nach Möglichkeit quantitativ ausgewertet.

Die numerischen Ergebnisse zeigen, dass lediglich das Versagen von Proben mit kleinen Kerbradien (d.h. hohe Spannungsmehrachsigkeit), untersucht bei  $-150^{\circ}\text{C}$ , problemlos mit der Methode beschrieben werden kann. Dies ist anhand der mechanischen und fraktographischen Untersuchungen dadurch erklärbar, dass nur diese Proben sämtliche Grundannahmen des Modells erfüllen und durch reinen transkristallinen Spaltbruch versagen. Ausgelöst wird dies durch das Überschreiten einer kritischen, lokalen Spannung an einer charakteristischen Schwachstelle. Alle anderen Proben weisen im Gegensatz dazu unterschiedliche kritische Ereignisse auf, die zum Versagen führen und dementsprechend zu unverträglichen numerischen Ergebnissen. Eine Übertragbarkeit der Ergebnisse von nichtgeschädigten Strukturen auf angerissene Strukturen ist aus dem gleichen Grund ebenfalls nicht möglich. Um das Modell auf den untersuchten Stahl gerade im Übergangsbereich anzuwenden, ist eine Modifizierung unumgänglich.

# **Mechanical and fractographic characterization of the low activation chrome-steel F82H-mod in the brittle-ductile transition region**

## **Abstract**

The subject of this work is the examination of the basic applicability of the method of the Local Approach on low activation fusion reactor structural steels in the brittle-ductile transition region, by the example of the chrome-steel F82H-mod. Therefore series of differently notched and pre-cracked round specimen were destroyed at temperatures within the range  $-150^{\circ}\text{C}$  to ambient temperature. The mechanical break parameters were determined, which are needed as input data for the parameter generation of the model. For the examination of the basic assumptions of the Local Approach, the fracture surfaces of the samples, as well as selected axial cross sections of broken specimens, were qualitatively and if possible also quantitatively evaluated by Scanning Electro Microscopy (SEM).

The numeric results show that the failure can be described by this method without problems only for samples with small notch radii (i.e. high stress-multi-axiality), at  $-150^{\circ}\text{C}$ . On the basis of the mechanical and fractographic investigations is explainable, that only these samples fulfill all basic assumptions of the model and fail by pure cleavage fracture. For this effect a critical local stress at a characteristic weak point must be exceeded. On all other samples several different critical events leading to failure and accordingly to incompatible numeric results. For the same reason a transferability of the results of non-damaged structures to pre-cracked structures is likewise not possible. In order to apply the model to the examined steel even in the transition region, a modification is inevitable.

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
<b>1. Einleitung</b>	1
<b>2. Versagen ferritischer Stähle im Übergangsbereich</b>	4
<b>2.1 Duktile Schädigung</b>	5
2.1.1 Mechanischer Versagensvorgang	5
2.1.2 Modellvorstellungen	7
<b>2.2 Sprödbbruch</b>	13
2.2.1 Mechanischer Versagensvorgang	13
2.2.2 Modellvorstellungen	14
2.2.3 Der Local Approach	18
<b>2.3 Versagen im Übergangsbereich</b>	26
<b>3. Versuchsmaterial</b>	31
<b>3.1 Material im Ausgangszustand</b>	31
<b>3.2 Probenherstellung</b>	33
<b>4. Experimentelle und fraktographische Untersuchungen</b>	35
<b>4.1 Voruntersuchungen an glatten Rundzugproben</b>	35
<b>4.2 Gekerbte Rundzugproben</b>	38
4.2.1 Versuchsdurchführung	38
4.2.2 Experimentelle Ergebnisse	40
4.2.3 Fraktographische Ergebnisse	45
4.2.4 Transmissionselektronenmikroskopie	72
<b>4.3 Angerissene Rundzugproben</b>	75
4.3.1 Versuchsdurchführung	75
4.3.2 Experimentelle Ergebnisse	76
4.3.3 Fraktographische Ergebnisse	81
<b>5. Diskussion und Ausblick</b>	89
<b>6. Zusammenfassung</b>	100
<b>Literaturverzeichnis</b>	102

## 1. Einleitung

Im Bereich der Strukturmaterialien für die in Planung befindliche internationale Fusionsanlage ITER (International Thermonuclear Experimental Reaktor), wurde in den letzten Jahren verstärkt eine Entwicklung von ferritisch-martensitischen Eisenbasislegierungen mit 7 - 12 % Chrom vorgenommen. Neben guter mechanischer und magnetischer Eigenschaften ist dies letztlich auch darauf zurückzuführen, dass bei ferritischen Stählen die einer Neutronenbestrahlung ausgesetzt sind, im Gegensatz zu austenitischen Stählen, durch geeignete Auswahl der Legierungselemente eine sogenannte Niedrigaktivierbarkeit erzielt werden kann. Dazu werden unter der Berücksichtigung, dass die mechanischen Eigenschaften des Werkstoffs den Anforderungen in höheren Temperatureinsatzbereichen genügen, Legierungselemente die durch Neutroneneinfang Isotope mit hoher Langzeitradioaktivität bilden durch Elemente substituiert, die eine reduzierte Aktivierbarkeit aufweisen. Durch geeignete Vergütungsbehandlungen wird erreicht, dass bei ähnlichen Warmfestigkeitseigenschaften durch ausgezeichnete Korrosionsbeständigkeit sowie bessere Wärmeleitfähigkeit bei geringerer Wärmeausdehnung, auch hier teilweise Vorteile gegenüber austenitischen Stählen vorhanden sind [1]. Da bei der Verschmelzung von Wasserstoffisotopen das Reaktionsprodukt Helium keine Langzeitaktivität besitzt, wird in Fusionsmaschinen der eigentliche Teil der Radioaktivität durch Reaktionen in den Strukturmaterialien erzeugt. Die Entwicklung niedrigaktivierbarer Stähle besitzt somit in Bezug auf Zwischenlagerung und spätere Handhabung eine ökologisch besondere Bedeutung.

Allgemein kommt es in nuklearen Anlagen durch Neutronenbestrahlung bei Strukturwerkstoffen neben der Entstehung radioaktiver Isotope, zusätzlich durch Stoßeffekte zur Entfernung einzelner Atome von ihren regulären Gitterplätzen auf Zwischengitterplätze (sogenannter Frenkel-Defekt) [2]. Bei hinreichend hoher aufgenommener Stoßenergie, können diese Atome ihrerseits andere Atome aus dem Gitterverband stoßen, wodurch Kaskaden von bis zu  $10^4$  Leerstellen bzw. Zwischengitteratomen erzeugt werden können. Diese Defekte führen zu einer Versprödung des Werkstoffs. Auch wenn bei höheren Temperaturen die neutroneninduzierten Gitterbaufehler durch Diffusionsvorgänge teilweise ausheilen können, kann ein Bauteil dann bei bestimmten mechanischen Belastungen durch die gefährlichste Versagensart, den Sprödbruch, ohne vorausgegangene makroskopisch ersichtliche Verformung innerhalb eines Augenblicks komplett zerstört werden. Zur Auslegung von Bauteilen ist es deshalb notwendig Material-

parameter zu ermitteln, die den verwendeten Werkstoff im Sprödbruchbereich, bzw. dem spröd-duktilen Übergangsbereich hinreichend genau charakterisieren. Neben den üblichen Parameterbestimmungen beispielsweise anhand von Zugversuchen, kommen bruchmechanischen Untersuchungen hier eine ganz besondere Bedeutung zu. Werkstoffparameter, die den Widerstand gegen Rissbildung, bzw. das Rissausbreitungsverhalten und deren Streuung beschreiben, müssen quantitativ möglichst genau erfasst werden. Da konventionelle bruchmechanische Konzepte anhand von globalen Versagenskriterien einige Unzulänglichkeiten bezüglich der Geometrieunabhängigkeit sowie der Erfassung von Werkstoffgradienten aufweisen und allgemein eher konservative Ergebnisse liefern, wurde in jüngerer Vergangenheit die Entwicklung von mikromechanischen Modellen vorangetrieben. Aufgrund der Einbeziehung des physikalischen Verständnisses von Mikromechanismen und von Spannungsanalysen mittels der Finiten-Element-Methode, sind diese Modelle unabhängig von der Geometrie, der Größe und der Beanspruchungssituation eines Bauteils einsetzbar. Zudem ist ihre Anwendung nicht nur auf rissbehaftete Strukturen beschränkt.

Eine mehrfach angewandte Methode, das Versagen ferritischer Stähle im Sprödbruchbereich zu beschreiben, wurde Anfang der achtziger Jahre entwickelt und ist unter dem Namen Local Approach bekannt [3, 4]. Die Modellvorstellungen basieren dabei auf einer Korrelation der statistisch verteilten mikrostrukturellen Schwachstellen im Material und den zugehörigen lokalen Beanspruchungen. Durch die statistischen Ansätze, hergeleitet aus der Annahme des schwächsten Glieds, können Versagenswahrscheinlichkeiten für eine beliebige Struktur bei einer bestimmten Belastung vorhergesagt werden. In Kombination mit geeigneten mikromechanischen Schädigungsmodellen zur Bestimmung realer Spannungsverläufe, kann das Modell unter Einhaltung der Grundannahmen auch im Übergangsbereich eingesetzt werden.

Im Rahmen der Untersuchungen zur Kernfusion wird die grundsätzliche Anwendbarkeit der Methode des Local Approach auf die niedrigaktivierbaren Stähle am Beispiel des in Japan entwickelten ferritisch-martensitischen Chromstahls F82H-mod überprüft. Aus Handhabungs- und Kostengründen wird die Versprödung des Materials in diesem ersten Schritt nicht durch Neutronenbestrahlung, sondern durch Unterkühlung im Tieftemperaturbereich hervorgerufen. Eine Bestimmung der jeweiligen Modellparameter erfolgt anhand von Versuchsergebnissen an gekerbten Rundzugproben sowie an angerissenen Rundzugproben. Durch Übertragbarkeitsuntersuchungen wird anschliessend geprüft, unter welchen Bedingungen eine quantitative Voraussage von Spaltbruch im Übergangsbereich möglich ist.



Innerhalb dieser Arbeit steht die Durchführung und Auswertung der notwendigen Experimente im Vordergrund. Neben der Ermittlung mechanischer Kennwerte werden die benötigten Versuchsdaten für die numerische Auswertung bereitgestellt. Zusätzlich erfolgt eine Überprüfung der mikrostrukturellen Grundannahmen des Modells. Dazu werden Serien von unterschiedlich gekerbten Rundzugproben bei Temperaturen im Bereich  $-150^{\circ}\text{C}$  bis Raumtemperatur geprüft. Mit einem speziell dafür entwickelten Messsystem werden dabei unter anderem die Bruchparameter für die Eingangsdaten des Modells ermittelt. Zur Prüfung der Übertragbarkeit von Ergebnissen nichtgeschädigter Strukturen auf rissbehaftete Strukturen, werden angerissene Rundzugproben hergestellt und ebenfalls temperaturabhängig untersucht. Um die Überprüfung der Grundannahmen des Modells vorzunehmen, werden die Bruchflächen der Proben am Rasterelektronenmikroskop fraktographisch untersucht und sowohl qualitativ als auch nach Möglichkeit quantitativ ausgewertet. Hauptziel dabei ist, die Identifizierung der bruchauslösenden Mechanismen und gegebenenfalls eine Erklärung für deren Entstehung in Abhängigkeit der mikrostrukturellen Materialeigenschaften herzuleiten. Ergänzend zu den Bruchflächenauswertungen werden dazu nach Notwendigkeit auch Schliffe angefertigt und untersucht. Eine Bewertung der mikrostrukturellen Befunde erfolgt dann in Verbindung mit den zugehörigen lokalen Spannungszuständen. Anhand der Gegenüberstellung von numerischen Auswertungen der Versuchsserien nach der Methode des Local Approach und den zugehörigen mechanischen bzw. fraktographischen Ergebnissen erfolgt eine abschliessende Beurteilung, inwiefern das Versagensverhalten des Stahls F82H-mod im Übergangsbereich durch das Modell beschrieben werden kann. Die dafür benötigten Spannungsverteilungsanalysen, sowie die Bestimmung der Versagenswahrscheinlichkeiten mittels FE-Rechnungen, werden parallel zu dieser Arbeit am Institut durchgeführt.

## 2. Versagen ferritischer Stähle im Übergangsbereich

Ferritische Stähle zeichnen sich unter anderem dadurch aus, dass sie auch bei hohen Festigkeiten noch genügend Zähigkeit aufweisen und so möglichen Rissen in Bauteilen einen großen Widerstand gegen deren Ausbreitung entgegensetzen. Die Duktilität ist jedoch abhängig von der Beweglichkeit der Versetzungen im Material. Wird diese behindert, kommt es dadurch zu einer Versprödung des Werkstoffs. Bei Stählen, die in einem kubisch-raumzentrierten Gitter vorliegen, hängt die plastische Verformbarkeit im wesentlichen von der Umgebungstemperatur, der Belastungsgeschwindigkeit und der Mehrachsigkeit des Spannungszustandes ab. Während bei hohen Temperaturen im Allgemeinen durch stabile Rissausbreitung ein mit hohem Energieaufwand verbundener duktiler Bruch auftritt, fördern ein Herabsenken der Temperatur sowie ein Erhöhen der Belastungsgeschwindigkeit bzw. eine große Mehrachsigkeit die Neigung zum Sprödbruch. Reiner Sprödbruch weist makroskopisch fast keine plastische Verformung auf und gilt deshalb als gefährlichste Versagensart. Er führt durch instabile Rissausbreitung zur schlagartigen Zerstörung eines gesamten Bauteils bei einem relativ geringen Energieaufwand. Im Bereich zwischen duktilem Bruch und Sprödbruch, dem sogenannten spröd-duktilen Übergangsbereich, treten beide Versagensarten nacheinander oder nebeneinander auf und stehen in Konkurrenz zueinander.

Aus diesen globalen Betrachtungen heraus entstanden kontinuumsmechanische Werkstoffmodelle zur Beschreibung des Materialverhaltens. Der Werkstoff wird unabhängig von seiner strukturellen Zusammensetzung als eine kontinuierlich im Raum verteilte Materie betrachtet und seine mechanischen Eigenschaften werden aus makroskopisch-phenomenologischer Sicht beschrieben. Mathematische Betrachtungen basieren auf einer Herleitung des Zusammenhangs zwischen einer von außen aufgebrachten Belastung und dem daraus resultierenden Verformungsverhalten der Materie. Um das Verhalten eines bestimmten Werkstoffs zu beschreiben, enthalten die Materialmodelle freie Parameter, die anhand ausgesuchter Experimente am betreffenden Werkstoff ermittelt werden. Ergeben sich während der Belastung strukturelle Veränderungen im Werkstoff (Rissbildung), die zu einem Versagen führen, beschreiben diese Modelle alleine das Werkstoffverhalten nicht mehr. Hier erfolgt der Übergang zur Bruchmechanik wo in Abhängigkeit des Werkstoffs und der Beanspruchung spezielle Versagensmodelle mit zugehörigen Versagenskriterien zum Einsatz kommen. Innerhalb der klassischen Bruchmechanik wird wiederum versucht, die Beanspruchung im Bereich der Rissspitze, gekennzeichnet durch große Spannungsüberhöhungen und hohe Dehnungen, anhand

globaler Größen zu beschreiben. Die charakteristischen Zähigkeitskennwerte  $J$  ( $J_c$ ) bzw.  $K$  ( $K_c$ ), die den Widerstand eines Werkstoffs gegen Rissausbreitung kennzeichnen, lassen sich jedoch nur unter bestimmten Bedingungen ermitteln, da sie eine ausgesprochene Abhängigkeit von der Belastungsart, der Probengeometrie und der Rissgeometrie aufweisen [5, 6, 7].

Mit zunehmender Kenntnis über die unterschiedlichen Schädigungs- und Versagensabläufe erfolgte eine Weiterentwicklung der Versagenskonzepte hin zu mikromechanischen Modellen. Diese lokalen Modelle beschreiben die Schädigung und das Versagen anhand realer Mechanismen in der Mikrostruktur und greifen auf lokal definierte Beanspruchungsgrößen zurück. Vollständige mikromechanische Modelle erlauben Vorhersagen über das Verformungsverhalten einer beliebigen Struktur einschliesslich der Entstehung und Ausbreitung von Schädigung bis zum Versagen. Sie sind dadurch den klassischen bruchmechanischen Konzepten überlegen, die nur auf rissbehaftete Strukturen angewendet werden können. Im Folgenden werden die jeweiligen Mechanismen, die zum Versagen führen, beschrieben und die für diese Arbeit im wesentlichen relevanten Modellvorstellungen aufgeführt.

## **2.1 Duktile Schädigung**

### **2.1.1 Mechanischer Versagensvorgang**

Die Mechanismen innerhalb der Struktur technischer Metalle, die zu einem zähen Bruch führen, lassen sich mit zunehmender Belastung in drei aufeinanderfolgende Vorgänge unterteilen: Bildung von mikroskopischen Hohlräumen, deren Wachstum, sowie einer nachfolgenden Vereinigung zu einem makroskopischen Riss [8].

Die Entstehung von Hohlräumen, erfolgt i.A. an nichtmetallischen Ausscheidungen und Einschlüssen durch Ablösung der Matrix oder durch Bruch der Zweitphasen. In Sonderfällen können durch Versetzungsreaktionen auch innerhalb der Matrix, bevorzugt an Korngrenzen oder Tripelpunkten, Hohlräume entstehen. Die Ablösung der umgebenden Matrix von nichtmetallischen Phasen beruht auf unterschiedlichen elastischen und plastischen Eigenschaften. Sie wird durch geringe Adhäsionskräfte, einer plastischen Deformierbarkeit und einer eher sphärischen Geometrie der Teilchen begünstigt. Sprödigkeit, langgezogene oder verzweigte Geometrie und ansteigende Bindungskräfte

hingegen, führen hauptsächlich zum Bruch von Zweitphasen. Besitzen die Einschlüsse und/oder die Ausscheidungen unterschiedliche Ausdehnungen, erfolgt Hohlräumbildung zuerst an größeren Teilchen. Kleinste Teilchen bilden erst bei sehr großen Verformungen Hohlräume und spielen i.A. lediglich eine untergeordnete Rolle.

Mit zunehmender Belastung erfolgt ein Wachstum der entstandenen Hohlräume. Die Wachstumsrate ist werkstoffabhängig und wird maßgeblich von der plastischen Verformung sowie der Größe und Form der beteiligten Zweitphasen beeinflusst. Die Geometrie der Hohlräume ist stark an den Spannungszustand gekoppelt. Während bei einachsiger Spannung die Poren überwiegend in die Länge gezogen werden und ihren Querschnitt kaum ändern, wachsen sie mit zunehmender Mehrachsigkeit verstärkt auch senkrecht zur Hauptbelastungsrichtung.

Wird die Belastung weiter gesteigert, vereinigen sich die Hohlräume zu Mikrorissen, die sich letztlich zu einem Makroriss zusammenschließen. Dieser breitet sich stetig aus und führt letztlich zum Bruch. Abhängig vom Material treten unterschiedliche Vereinigungsmechanismen auf. Je nach lokalem Spannungszustand und Abstand der großen Poren zueinander, kommt es durch Abgleiten zu lokalen Einschnürungen oder Abscherung der Werkstoffbrücken. Liegen die großen Hohlräume etwas weiter auseinander, so können auch die aus kleinsten Teilchen entstandenen Sekundärhohlräume Verbindungen zwischen den großen Poren bilden. Eingeschnürte Werkstoffbrücken werden vor allem dann beobachtet, wenn der Abstand zwischen den großen Poren eher klein ist. In den meisten Fällen findet man jedoch eine Kombination aus Sekundärhohlraumverbindung und Abscherung. Nach allgemeiner Auffassung trägt die Porenbildung an den kleinen Teilchen lediglich zur Hohlraumvereinigung bei, die Porenbildung an den großen Zweitphasen ist jedoch als bruchbestimmend anzusehen.

## 2.1.2 Modellvorstellungen

Zur Auslegung von Bauteilen erfolgt heute noch die Beschreibung des zähen Bruchs metallischer Werkstoffe überwiegend anhand bruchmechanischer Konzepte wie dem J-Integralverfahren oder der CTOD-Methode [6, 9]. Da solche globalen Versagenskriterien innerhalb dieser Arbeit nicht zum Einsatz kommen, wird hier auch nicht näher darauf eingegangen. Vielmehr sollen die grundlegenden Überlegungen und Realisierungen mikrostruktureller Konzepte vorgestellt werden, die zukünftig eine wesentlich bedeutendere Rolle innerhalb der Auslegung und Bewertung, vor allem von hochbelasteten Konstruktionen spielen werden.

Gekoppelt an experimentelle und mikroskopische Betrachtungen wurden Ende der sechziger Jahre die ersten Modelle entwickelt, mit denen die einzelnen Versagensabläufe beschrieben werden können. Aus einer Vielzahl von Konzepten, die beispielsweise größtenteils in [10] zusammengefasst sind, werden im Folgenden einige exemplarische Überlegungen aufgeführt.

Die Entstehung von Hohlräumen an Zweitphasen wird überwiegend auf das Überschreiten einer kritischen Spannung zurückgeführt. Die ersten, die ein Kriterium für Porenbildung durch Bruch von Partikeln aufstellten, waren Gurland und Plateau [11]. Ausgehend von der Überlegung, dass die freigesetzte Dehnungsenergie beim Partikelbruch größer ist als die Oberflächenenergie der Rissoberfläche und dass das Spannungsfeld des Partikels und des Risses innerhalb der gleichen Größenordnung liegt wie die des Partikels, bestimmten sie eine Näherungslösung für die kritische Spannung, die zum Bruch eines Partikels führt:

$$\sigma_c = \frac{1}{q} \left( \frac{E\gamma}{a} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $q$  ein Spannungskonzentrationsfaktor,  $a$  der Partikeldurchmesser,  $E$  ein gewichteter Durchschnittswert der E-Moduli des Partikels und des Matrixwerkstoffs und  $\gamma$  die spezifische Oberflächenenergie des Risses im Partikel. Das Modell sagt eine zunehmende kritische Spannung mit abnehmender Partikelgröße voraus. Der Fall, dass Porenbildung auf einer Ablösung des Matrixmaterials von Zweitphasen beruht, wird wesentlich häufiger behandelt. Goods und Brown [12] führen diesen Effekt auf das Überschreiten einer kritischen Spannung zurück, die sich aus einer Summe unterschiedlicher Spannungskomponenten zusammensetzt:

$$\sigma_g + \sigma_f + \sigma_H \geq \sigma_c \quad (2.2)$$

Hier ist  $\sigma_H$  der hydrostatische Druck,  $\sigma_f$  die Fließspannung der Matrix bei durchschnittlicher plastischer Dehnung im Bereich der Zweitphase, ohne daß diese vorhanden wäre,  $\sigma_g$  die lokale Spannung an der Grenzfläche Matrix-Partikel, resultierend aus Versetzungsaufstauungen und  $\sigma_c$  die Grenzflächenspannung die zur Dekohäsion benötigt wird. Die plastische Dehnung und die Größe der Teilchen gehen bei der Berechnung von  $\sigma_f$  und  $\sigma_g$  in die Ungleichung mit ein. Nach Beremin [13] ist die kritische Spannung, die zur Trennung der Matrix-Partikel-Bindung führt:

$$\sigma_c = \sigma_1 + k(\sigma_v - R_e) \quad (2.3)$$

abhängig von der größten Hauptspannung  $\sigma_1$ , der von-Mises-Vergleichsspannung  $\sigma_v$ , der Streckgrenze  $R_e$  und über einem Faktor  $k$  von der Orientierung und Form der Zweitphasen. Bei der Herleitung der Dekohäsionsvoraussetzung gehen die Autoren allgemein von unterschiedlichen energetischen Ansätzen aus. Es besteht jedoch Einigkeit darüber, dass die Bedingung zur Porenbildung entscheidend von der Teilchengröße abhängig ist.

Zur Beschreibung des Porenwachstums wurden unter anderem von Rice und Tracey und von McClintock Modelle entwickelt, die von vereinfachten Voraussetzungen ausgehen. So wird eine Wechselwirkung der Hohlräume untereinander, sowie eine Wachstumsbehinderung durch innenliegende Partikel nicht berücksichtigt. Die Rückwirkung der Poren auf die Spannungs-Dehnungs-Berechnung wird durch die Annahme vernachlässigt, dass das Hohlraumvolumen klein bleibt gegenüber dem Gesamtvolumen. Rice und Tracey [14] betrachten einen idealplastischen Werkstoff mit kugelförmigen Poren in einem kontinuumsmechanischen Spannungs-Dehnungs-Feld. Die anhand numerischer Methoden bestimmte Näherungslösung zur Berechnung der Wachstumsrate wird mit:

$$\frac{\dot{R}}{\dot{\epsilon}R} = 0,283 \exp\left(\frac{\sqrt{3}\sigma_m}{2\tau_0}\right) \quad (2.4)$$

angegeben.  $R$  ist der durchschnittliche Porenradius,  $\dot{\epsilon}$  die äquivalente plastischen Dehngeschwindigkeit,  $\tau_0$  die Schubfließgrenze und  $\sigma_m$  die hydrostatische Spannung. Experimentelle Befunde zeigten jedoch, dass bei hohen Mehrachsigkeiten die Wachstumsrate deutlich unterschätzt wird. Marini et al. [15] modifizierten die Formel anhand Untersuchungen an Sintermetallen und berücksichtigten dabei die Verfestigung der Werkstoffe. In der integralen Form:

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \alpha \bar{\varepsilon} \exp\left(\frac{3\sigma_m}{2\bar{\sigma}}\right) \quad (2.5)$$

ist  $R$  der aktuelle Porenradius,  $R_0$  der Ausgangsradius,  $\bar{\varepsilon}$  die plastische Vergleichsdehnung und  $\bar{\sigma}$  die gemittelte Spannung. Der Parameter  $\alpha$  ist abhängig von der Anzahl der porenbildenden Einschlüsse und muß experimentell bestimmt werden. Für einen im Vergleich zum Gesamtvolumen geringen Volumenanteil von Zweitphasen kann  $\alpha = 0,5$  gesetzt werden. McClintock [16] betrachtete zylindrische Hohlräume mit elliptischer Grundfläche in einem Werkstoff. Unter der Voraussetzung eines ebenen Dehnungszustands und plastischen Materialverhaltens bestimmte er, abhängig von der Verfestigung, Näherungslösungen für die Wachstumsrate der Poren in einem Zugspannungsfeld. Für einen Verfestigungsexponent  $0 \leq n \leq 1$  ergibt sich demnach ein Wachstum des mittleren Ellipsenradius  $R = (a+b)/2$  der zylindrischen Hohlräume zu:

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \frac{\sqrt{3}\varepsilon_v^p}{2(1-n)} \sinh\left(\frac{\sqrt{3}(1-n)}{2} \frac{\sigma_a + \sigma_b}{\sigma_v}\right) + \frac{\varepsilon_a + \varepsilon_b}{2} \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnen die Indizes  $a$  und  $b$  die Hauptachsenrichtungen der Ellipsen. Trotz Vereinfachungen wird sowohl dieses als auch das Rice-Tracey-Modell der experimentellen Beobachtung gerecht, dass zunehmende Mehrachsigkeiten schnelleres Wachstum verursachen. Gekoppelte Modelle, d.h. Modelle die sowohl die Verformung als auch die Schädigungsentwicklung durch Hohlraumwachstum beschreiben, wurden unter anderem von Gurson und Rousselier aufgestellt. Sie bilden die Grundlage kompletter Modelle und werden im Folgenden noch näher beschrieben.

Die mathematische Beschreibung der Koaleszenz erfolgt ähnlich wie bei der Porenbildung durch ein Kriterium, bei dem eine kritische Größe überschritten wird. So fanden z.B. Hancock und McKenzie [17] anhand von Kerbzugversuchen an unterschiedlichen Stählen heraus, dass die Dehnung bis zum Bruch mit zunehmendem  $\sigma_m / \bar{\sigma}$  - Verhältnis immer geringer wird und die modifizierte Rice-Tracey-Beziehung dementsprechend eine Näherung für ein Versagenskriterium beinhaltet. Das Einsetzen von Hohlraumvereinigung wird durch die zu diesem Zeitpunkt vorhandene plastische Vergleichsdehnung beschrieben:

$$\bar{\varepsilon}_v = a \exp\left(\frac{-3\sigma_m}{2\bar{\sigma}}\right) \quad (2.7)$$

wobei  $a$  abhängig vom Material ist und experimentell bestimmt werden muss. Mudry [18] betrachtet die Hohlraumvereinigung als nahezu unabhängig von der Größe bzw. dem Abstand der Poren und geht davon aus, dass die Koaleszenz mit dem Überschreiten eines kritischen Hohlraumwachstums einsetzt:

$$\left(\frac{R}{R_0}\right) \geq \left(\frac{R}{R_0}\right)_c \quad (2.8)$$

Das kritische Verhältnis  $(R/R_0)_c$  kann anhand fraktographischer Auswertungen ermittelt werden.

Aufbauend auf diesen und weiteren Arbeiten entstanden in jüngerer Zeit vollständige mikromechanische Modelle, mit denen sowohl das lokale als auch das globale duktile Schädigungs- und Versagensverhalten von Strukturen vorhergesagt werden können. Im Folgenden werden die zur Zeit am häufigsten benutzten Modelle aufgeführt und kurz vorgestellt.

### Das modifizierte Gurson-Modell

Die Betrachtungen von Gurson [19] gehen von einem repräsentativen kugel- bzw. zylinderförmigen Volumenelement aus, in dessen Zentrum ein kugel- bzw. zylinderförmiger Hohlraum ist. Mit Hilfe des Prinzips der maximalen plastischen Arbeit leitete er für idealplastisches Matrixmaterialverhalten folgende makroskopische Fließfunktion für Werkstoffe mit Hohlräumen her:

$$\phi = \left(\frac{\sigma_v}{\sigma_0}\right)^2 + 2f \cosh\left(\frac{3\sigma_m}{2\sigma_0}\right) - 1 - f^2 = 0 \quad (2.9)$$

Dabei ist  $\sigma_0$  die Fließspannung des Matrixmaterials,  $\sigma_v$  die Vergleichsspannung nach von Mises,  $\sigma_m$  die hydrostatische Spannung und  $f$  der Hohlraumvolumenanteil.

Um die mit zunehmendem Hohlraumvolumen auftretenden Wechselwirkungen zwischen den Hohlräumen mit zu berücksichtigen, sowie zur Modellierung der Hohlraumvereinigung, modifizierten Tvergaard und Needleman [20] diese Fließfunktion durch eine Erweiterung um die Parameter  $q_1$  und  $f^*$ :

$$\phi = \left(\frac{\sigma_v}{\sigma_0}\right)^2 + 2q_1 f^* \cosh\left(\frac{3\sigma_m}{2\sigma_0}\right) - 1 - (q_1 f^*)^2 = 0 \quad (2.10)$$



Hierbei ist  $f^*$  davon abhängig, ob ein kritisches Hohlraumvolumen  $f_c$  überschritten wurde, oder nicht:

$$f^* = \begin{cases} f & \text{für: } f \leq f_c \\ f_c + \frac{f_u^* - f_c}{f_f - f_c} (f - f_c) & \text{für: } f > f_c \end{cases} \quad (2.11)$$

Die Überschreitung des kritischen Hohlraumvolumens gilt als Kriterium für den Beginn der Vereinigung. Der Bruch tritt nach Überschreitung von  $f_f$  ein, wenn  $f^*$  den Wert :

$$f_u^* = \frac{1}{q_1} \quad (2.12)$$

erreicht hat und die Tragfähigkeit des Materials komplett verloren geht. Der Hohlraumvolumenanteil selbst, ergibt sich aus der Hohlraumbildung und dem Hohlraumwachstum über die Entwicklungsgleichungen:

$$\dot{f} = \dot{f}_{nucl} + \dot{f}_{growth} \quad (2.13)$$

$$\dot{f}_{nucl} = B( \dot{\sigma}_0 + \dot{\sigma}_m/3 ) + D\dot{\epsilon}_0^p \quad (2.14)$$

$$\dot{f}_{growth} = (1 - f) \dot{\eta}_m^p \quad (2.15)$$

Die Entstehung von Hohlräumen basiert auf dem statistischen Ansatz, dass die Hohlraumbildung einer Normalverteilung folgt und vom Spannungsdehnungsfeld abhängig ist [21, 22]. Das Hohlraumwachstum wird über die Änderung des plastischen Volumens anhand des Dehnratentensors berechnet.

## Das Roussellier-Modell

Roussellier [23] leitet anhand allgemeingültiger Formen des thermodynamischen und plastischen Potentials unter einigen Vereinfachungen ein kontinuumsmechanisches Materialmodell her. Die plastische Verformung und die duktile Schädigung von Metallen wird durch die Fließfunktion:

$$\phi = \frac{\sigma_v}{1-f} + D\sigma_I f \exp\left(\frac{\sigma_m}{3(1-f)\sigma_I}\right) - \sigma_0 = 0 \quad (2.16)$$

beschrieben. Während die Konstante  $D$  vom Werkstoff unabhängig ist und oft mit 2 angenommen wird, ist die Konstante  $\sigma_I$  materialabhängig. Sie kann durch die Auswertung von Zugversuchen anhand der Formel:

$$\sigma_I = (R_{p0,2} + R_m)/3 \quad (2.17)$$

berechnet werden. Um die im Originalmodell fehlenden Entwicklungsgesetze für die Hohlraumbildung und die Schädigungsbeschleunigung bei der Koaleszenz zu berücksichtigen, führt Seidenfuß [24] in Analogie zum modifizierten Gurson-Modell ebenfalls einen kritischen Wert  $f_c$  ein.

## Das Modell des kritischen Hohlraumwachstums nach Mudry

Mudry [18] beschreibt den vollständigen Ablauf des duktilen Bruchs durch eine Modellkombination für die verschiedenen Versagensabläufe. Als Kriterium für die Hohlraumbildung gilt das Überschreiten der kritischen Spannung  $\sigma_c$  nach Beremin aus Formel (2.3). Das Hohlraumwachstum, ausgedrückt durch das Verhältnis des aktuellen Hohlraumradius zum Ausgangsradius ( $R/R_0$ ), wird in Abhängigkeit der plastischen Vergleichsdehnung nach dem modifizierten Modell von Rice und Tracey (Formel (2.5)) berechnet. Die Koaleszenzbedingung wird nach Formel (2.8) durch das Überschreiten des kritischen Hohlraumwachstums erfüllt.

Im Gegensatz zu den Modellen von Gurson und Roussellier ist bei Mudry die Schädigungsentwicklung nicht mit der Spannungsanalyse des Modells gekoppelt. Alle drei Methoden vereinigen jedoch den Vorteil mikrostruktureller Modelle, dass die mikro-

mechanischen Parameter von der Probengeometrie unabhängig sind und der starke Einfluss der Mehrachsigkeit auf die Schädigungsentwicklung mit einbezogen ist.

## **2.2 Spröbruch**

### **2.2.1 Mechanischer Versagensvorgang**

Im Spröbruchbereich unterscheidet man zwischen interkristallinem und trans- oder intrakristallinem Spaltbruch [8]. Entscheidend für den Rissverlauf ist letztlich der Weg des geringsten Widerstands.

Interkristalliner Spaltbruch wird dann beobachtet, wenn die Korngrenzen durch Ausscheidungen oder Verunreinigungen versprödet sind. Dies wird nicht nur durch metallurgische Prozesse hervorgerufen. Besondere Umgebungsbedingungen wie beispielsweise Kontakt mit aggressiven Medien kann ebenfalls zu Korngrenzenversprödungen führen. Als wichtigster Mechanismus sei hier die Behinderung der Versetzungsbeweglichkeit im Material durch Aufnahme von Wasserstoff erwähnt

Trans- oder intrakristalliner Spaltbruch beruht auf der Überwindung der Kohäsionskräfte atomarer Bindungen im Metallgitter und verläuft durch einzelne Körner entlang bestimmter kristallographischer Ebenen. Er ist bei ferritischen Stählen die wichtigste Versagensart im Spröbruchbereich und im Allgemeinen auf kubisch-raumzentrierte und hexagonal dichtest gepackte Gittertypen beschränkt (tritt bei kubisch-flächenzentriertem Gitter nur unter extremen Beanspruchungsbedingungen wie z.B. Spannungsrisskorrosion auf). Für seine Entstehung sind zumindest lokal plastische Verformungen notwendig, die zur Bildung von Mikrorissen führen, von denen sich letztlich wenigstens einer instabil ausbreitet. Die Bildung von Mikrorissen beruht auf dem Aufstau von Versetzungen im Metallgitter an Großwinkelkorngrenzen, auf entsprechenden Versetzungsreaktionen oder dem häufigsten Fall, Aufstau an der Grenzfläche zu einem harten nichtmetallischen Partikel. Dieser kann aufgrund unterschiedlicher elastischer und plastischer Eigenschaften entweder brechen, oder von der umgebenden Ferritmatrix abgelöst werden. Bei sehr tiefen Temperaturen ist in der Regel der Bruch eines harten Teilchens das kritische Ereignis, das zur instabilen Rissausbreitung führt. Bei mäßig tiefen Temperaturen kann der Spaltbruch an der Grenze zum Ferritkorn arretieren, wenn der Rissarrestwert an der Grenzfläche größer

ist, als die Risszähigkeit des Partikels. Oberhalb einer bestimmten Übergangstemperatur ( $TT_{KIC}$ ) stumpft der Riss unter Erzeugung von Versetzungen ab und kann bei Belastungszunahme nicht mehr instabil werden. Überwindet der Mikroriss diese Grenze, wirkt die nächste Ferrit-Ferrit-Korngrenze ebenfalls als Barriere. Auch hier kann er unter bestimmten Voraussetzungen arretieren und abstumpfen. Wird auch diese Grenze überwunden, breitet sich der Spaltbruch in einem homogenen Gefüge letztlich ungehindert weiter aus. Die Frage, unter welchen Voraussetzungen eine Rissabstumpfung durch Erzeugung von Versetzungen erfolgt, ist noch nicht endgültig geklärt. Dementsprechend gibt es auch noch kein allgemeingültiges Kriterium, unter welchen Bedingungen die jeweiligen Barrieren überwunden werden können, bzw. welche Barriere die am schwierigsten zu überwindende ist und somit das kritische Ereignis der instabilen Rissausbreitung festlegt. Anhand experimenteller Untersuchungen gilt jedoch als gesichert, dass die Überwindung der Partikel-Ferrit-Korngrenze bei angerissenen Proben und mäßig tiefen Temperaturen das kritische Ereignis darstellt, während die Überwindung der Ferrit-Ferrit-Korngrenze bei gerissenen Proben ab einer bestimmten Temperatur bzw. Rissspitzenausrundung, in jedem Fall nach duktiler Rissinitiierung und bei gekerbten Proben das kritische Ereignis darstellt.

### 2.2.2 Modellvorstellungen

Bereits 1920 führte Griffith [25] die Tatsache, dass die theoretische Trennfestigkeit eines idealen Werkstoffgitters, berechnet aus den Bindungskräften der Atome, um bis zu drei Größenordnungen höher ist als die technischer Werkstoffe, auf die Existenz kleiner Fehlstellen im realen Material zurück. Er betrachtete sämtliche Fehlstellen als Mikrorisse und nahm an, dass eine instabile Verlängerung mehr elastische Energie freisetzen muss, als für die Schaffung der Rissoberflächen benötigt wird. Darauf aufbauend formulierte er eine kritische Spannung, bei der sich ein senkrecht belasteter Mikroriss der Länge  $l_0$  instabil ausbreitet:

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi(1-\nu^2)l_0}} \quad (2.18)$$

Dabei ist  $E$  der Elastizitätsmodul,  $\nu$  die Querkontraktionszahl und  $\gamma$  die spezifische Oberflächenenergie. Das Griffith-Kriterium wurde für kleinere Dehnungen, auch bei

makroskopischen Rissen oftmals experimentell bestätigt [26]. Für größere plastische Dehnungen wird durch die Verformung bei der Rissausbreitung in Metallen zusätzliche Energie benötigt. Um die dadurch auftretenden Abweichungen von der Griffith'schen Vorstellung zu berücksichtigen, schlugen Irwin [27] und Orowan [28] eine Modifikation der Formel dahingehend vor, eine temperaturabhängige plastische Verformungsarbeit  $\gamma_{pl}$  zur Oberflächenenergie  $\gamma$  hinzu zu addieren. Eine Temperaturabhängigkeit von  $\sigma_c$  wird somit durch die Versetzungsbeweglichkeit berücksichtigt:

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{2E(\gamma + \gamma_{pl}(T))}{\pi(1-\nu^2)l_0}} \quad (2.19)$$

Orowan [28] formulierte auch das Konzept der kritischen Spannungen, wonach der Bruch durch Überschreiten der kritischen Spannung  $\sigma_c$  von der größten Hauptspannung  $\sigma_1$  eintritt:

$$\sigma_1 > \sigma_c = \sigma_f \quad (2.20)$$

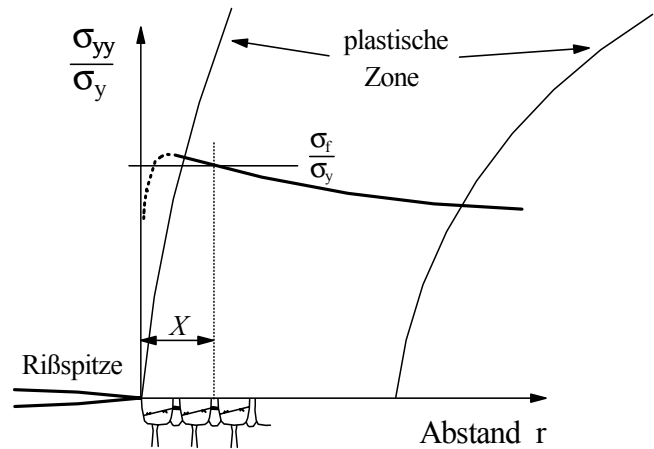
$\sigma_f$  wird als kritische Spaltbruchspannung bezeichnet und ist werkstoffabhängig. Die Arbeiten von Griffith, Irwin und Orowan sind allgemein anerkannt und stellen heute als lokale Bruchkriterien eine der Grundlagen mikromechanischer Modellvorstellungen dar.

Ritchie, Knott und Rice [29] führten aufgrund bruchmechanischer Untersuchungen an einem unlegierten Stahl eine charakteristische Länge  $X$  vor der Rissspitze ein, über der die kritische Spaltbruchspannung überschritten sein muss, um instabiles Risswachstum hervorzurufen. Sie führten diese Forderung darauf zurück, dass die Hauptspannung, die senkrecht auf den Riss wirkt, ihr Maximum nicht direkt an der Rissspitze erreicht (Spannungssingularität aufgrund linear-elastischen Materialverhaltens), sondern in einer bestimmten, temperaturabhängigen Entfernung und danach stetig abfällt (*Abb. 2.1*). Da die Spannung nicht nur ausreichend hoch sein muss einen Riss in einem Korngrenzenkarbid zu initiieren, sondern diesen auch noch durch die nächste Korngrenze treiben muss, bestimmten sie eine charakteristische Länge  $X$  von zwei Korndurchmessern  $d$  im Abstand zur Rissspitze. Mit dem erweiterten Orowan-Kriterium:

$$\sigma_1 > \sigma_c = \sigma_f \quad \text{über } X (= 2d_{Korn}) \quad (2.21)$$

gelang es ihnen, in Abhängigkeit der Temperatur aus Fließspannungen und den Verfestigungseigenschaften des untersuchten Stahls Bruchzähigkeiten zu berechnen, die im Experiment bestätigt wurden.

**Abb. 2.1:** Schematische Darstellung des kritischen Bruchereignisses nach Ritchie et. al



Das RKR-Modell wird auch heute noch oft angewandt, steht jedoch im Widerspruch zu der Erkenntnis, dass bei Bruchmechanikproben ein Rissarrest an Ferrit-Ferrit-Korngrenzen nur bei relativ hohen Temperaturen auftritt. Anhand fraktographischer Auswertung von Versuchen an CT-Proben aus einem Druckbehälterstahl konnten Rosenfield et. al. [30] auch zeigen, dass der Ort der Bruchinitiierung nicht immer im Bereich der maximalen Hauptspannung liegt. Sie fanden teilweise Bruchsprünge in vielfachem Abstand eines Korndurchmessers von der Rissspitze entfernt. Untersuchungen dieser Art führten zu Überlegungen, dass neben dem Orowan-Kriterium auch noch andere Bedingungen für instabile Rissausbreitung erfüllt werden müssen. So schlugen Chen et. al. [31, 32] eine Kombination aus drei Kriterien vor:

- Für die Bildung eines Mikrorisses ist eine plastische Mindestdehnung notwendig.
- Damit der Riss nicht sofort abstumpft muss ein bestimmter Grad der Spannungsmehrachsigkeit erreicht werden.
- Die wirkende Hauptspannung muss größer als die kritische Spaltbruchspannung sein.

$$\epsilon_v^p > \epsilon_{vc}^p \quad \text{und!} \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_v} > \left( \frac{\sigma_m}{\sigma_v} \right)_c \quad \text{und!} \quad \sigma_1 > \sigma_c = \sigma_f \quad (2.22)$$

Mit diesen Forderungen konnten sie erklären, dass in einem manganhaltigen Stahl trotz offensichtlich ausreichend hoher Spannung und genügend plastischer Dehnung in der Nähe einer Rissspitze wegen zu geringer Spannungsmehrachsigkeit keine Spaltbruchinitiierung auftrat.

Da Bruchmechanikproben, außer bei sehr tiefen Temperaturen, eine große Streuung der Kennwerte ( $K_{IC}$ ,  $J_{IC}$ ) und eine damit verbundene Abhängigkeit von der Probengröße zeigen, versuchten Landes und Shaffer [33] erstmals eine statistische Methode zu entwickeln, um das Versagensverhalten zu beschreiben. Mit der Erkenntnis, dass die Zähigkeit eines Materials variabel ist und der Bruch von der Stelle entlang der Rissfront ausgeht, an der die geringste Zähigkeit vorhanden ist (These des schwächsten Glieds), formulierten sie ausgehend von CT1-Proben ein Modell, basierend auf einer Weibullverteilung. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Bruchzähigkeit kleiner als  $x$  ( $\equiv K_{IC}$ ) ist, ist gegeben durch:

$$F_N(x) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{(N)^{\frac{1}{c}} x}{b}\right)^c\right] \quad (2.23)$$

Hierbei ist  $N$  ein Skalierungsfaktor für die Probengröße,  $b$  ein Skalierungsparameter und  $c$  der Weibullexponent. Damit war es ihnen möglich, für einen Ni-Cr-Mo-V Stahl anhand von Versuchsergebnissen, ermittelt an CT-1 Proben ( $N=1$ ), temperaturabhängige Zähigkeiten für CT-4 Proben ( $N=4$ ) zu berechnen und diese experimentell zu bestätigen. Dieses globale Versagensmodell für rissbehaftete Strukturen bietet grundsätzlich die Möglichkeit, durch Vorhersage der spröd-duktilen Übergangskurve unter Berücksichtigung des Größeneffekts und der Streuung der Kennwerte eine Auslegung von Bauteilen für ein bestimmtes Material durchzuführen. Es ist deshalb Ausgangspunkt für einige Modifikationen und Weiterentwicklungen [34, 35, 36, 37, 38].

Ebenfalls aufbauend auf der statistischen Festigkeitstheorie spröder Werkstoffe nach Weibull [39, 40, 41], entwickelte die französische Autorengruppe Beremin ein lokales Versagensmodell für Spaltbruch ferritischer Metalle. Im Gegensatz zu dem Modell von Landes und Shaffer beinhaltet die mathematische Formulierung neben dem statistischen Größeneffekt der Schwachstellenstruktur, über die Betrachtung des lokalen Spannungsfeldes auch den mechanischen Größeneffekt. Die sogenannte Methode des Local Approach [3, 4] ist nicht nur auf rissbehaftete Strukturen beschränkt und wird als Ausgangspunkt dieser Arbeit im Folgenden ausführlich beschrieben.

### 2.2.3 Der Local Approach

Die Grundidee des Beremin-Modells basiert auf der Überlegung, die Korrelation mikrostruktureller Eigenschaften ferritischer Metalle mit dem lokalen Spannungszustand durch statistische Ansätze zu beschreiben. Es erlaubt grundsätzlich werkstoffabhängige Aussagen über die Spaltbruchwahrscheinlichkeit eines Bauteils unter einem bestimmten Spannungszustand. Grundlage des Modells bilden die Weakest-Link-Annahmen, nach denen:

- jede reale Struktur eine größere Anzahl von Mikrorissen aufweist,
- die Risse statistisch verteilt sind und sich gegenseitig nicht beeinflussen,
- die jeweilige Rissgröße eine Zufallsvariable darstellt und
- das Versagen der ganzen Struktur von einem, dem gefährlichsten Mikroriss ausgeht.

Aus bruchmechanischer Sicht folgt durch den Befund, dass für Mikrorissbildung bzw. -vergrößerung bei Metallen Versetzungsbewegungen notwendig sind:

- potentiell bruchauslösende Schwachstellen liegen im plastisch verformten Volumen.

Es wird angenommen, dass die Bildung von Mikrorissen bereits beim Überschreiten der Fließgrenze einsetzt und danach keine weiteren mehr hinzu kommen. Instabile Rissausbreitung erfolgt dann, wenn die senkrecht auf einen Riss wirkende Spannungskomponente einen kritischen Wert überschreitet. Dabei gilt für kleine Spannungsgradienten am Ort der Schwachstelle die Griffith-Beziehung:

- $$\sigma_1 = \sqrt{\frac{C}{a_c}} \quad \text{bzw.} \quad a_c = \frac{C}{\sigma_1^2} \quad (2.24)$$

wobei in  $C$  die Werkstoffkonstanten (vergl. Formel (2.18)) zusammengefasst sind. Die Spaltbruchwahrscheinlichkeit wird nun anhand Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen bezüglich des versagenauslösenden Risses und der zugehörigen lokalen Spannung wie folgt hergeleitet:

$V_0$  sei ein repräsentatives plastisches Volumenelement das groß genug ist, die charakteristischen Mikrostrukturen eines Werkstoffs zu umfassen, so dass darin mehrere Mikrorisse zu finden sind. Es sei jedoch auch klein genug, so dass innerhalb  $V_0$  die Variation der Beanspruchungsgröße nur gering ist. Unter der Voraussetzung, dass die in  $V_0$  enthaltenen Schwachstellen unterschiedlich groß sind und die Verteilungsdichte der



Fehler durch ein einfaches Potenzgesetz beschrieben werden kann, ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein zufällig gewählter Mikroriss größer als  $a_c$  ist:

$$Q_1'(a > a_c) = \int_{a_c}^{\infty} q_1(a) da = \int_{a_c}^{\infty} \frac{\alpha}{a^\beta} da \quad (2.25)$$

mit den Materialparametern  $\alpha = > 0$  und  $\beta > 1$ . Dies ist unter Berücksichtigung des vereinfachten Griffith-Kriteriums (Gleichung (2.24)) die Bruchwahrscheinlichkeit, wenn genau ein Mikroriss ( $a > a_c$ ) vorhanden ist:

$$Q_1'(a > a_c) = \int_{a_c}^{\infty} \frac{\alpha}{a(\sigma_1)^\beta} da = \frac{\alpha}{\beta - 1} C^{\beta-1} \sigma_1^{2\beta-2} \quad (2.26)$$

Die Überlebenswahrscheinlichkeit ist demnach mit  $1 - Q_1(a > a_c)$  gegeben.

Betrachtet man nun das gesamte plastisch verformte Volumen, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein beliebig herausgegriffener Mikroriss das Versagen auslöst:

$$Q_1(a > a_c) = \frac{1}{V_{pl}} \int \int_{V_{pl} a_c}^{\infty} q_1(a) da dV_{pl} = \frac{1}{V_{pl}} \frac{\alpha}{(\beta - 1)} C^{\beta-1} \int_{V_{pl}} \sigma_1^{2(\beta-1)} dV_{pl} \quad (2.27)$$

Geht man davon aus, dass durchschnittlich  $M$  Fehler in  $V_0$  vorhanden sind, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass genau  $k$  Fehler in  $V_{pl}$  vorhanden sind, wenn durchschnittlich  $MV_{pl}/V_0$  vorhanden sind, durch die Poisson-Verteilung:

$$p_k = \frac{\left( \frac{MV_{pl}}{V_0} \right)^k \exp\left( -\frac{MV_{pl}}{V_0} \right)}{k!} \quad (2.28)$$

gegeben. Die Überlebenswahrscheinlichkeit für die plastische Zone ergibt sich demnach aus der Überlebenswahrscheinlichkeit, wenn genau  $k$  Fehler darin vorhanden sind ( $(1 - Q_1(a > a_c))^k$ ), multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, dass genau  $k$  Fehler vorhanden sind, aufsummiert über alle möglichen Werte von  $k$ :

$$P_s = \sum_{k=0}^{\infty} p_k (1 - Q_1(a > a_c))^k \quad (2.29)$$

Mit der allgemeinen Form:

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^k}{k!} = \exp(x) \quad (2.30)$$

und einsetzen von Gleichung (2.27) und Gleichung (2.28) in Gleichung (2.29) folgt:

$$\begin{aligned} P_s &= \exp\left(\frac{-MV_{pl}}{V_0}\right) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{MV_{pl}}{V_0}\right)^k (1-Q_1)^k}{k!} \\ &= \exp\left(\frac{-MV_{pl}}{V_0}\right) \exp\left(\frac{MV_{pl}}{V_0}(1-Q_1)\right) \\ &= \exp\left(\frac{MV_{pl}}{V_0} - \frac{MV_{pl}}{V_0} - \frac{MV_{pl}}{V_0}Q_1\right) \\ &= \exp\left(-\frac{M}{V_0} \frac{\alpha}{\beta-1} C^{1-\beta} \int_{V_{pl}} \sigma_1^{2(\beta-1)} dV_{pl}\right) \end{aligned} \quad (2.31)$$

Durch Betrachtung der integralen Größe als Zufallsvariablen und dem Zusammenfassen einzelner Parameter, erhält man die Versagenswahrscheinlichkeit der gesamten Struktur:

$$P_f = F(\sigma_w) = 1 - P_s = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w}{\sigma_u}\right)^m\right) \quad (2.32)$$

mit der sogenannten Weibullspannung  $\sigma_w$  als verteilter Belastungsgröße:

$$\sigma_w^m = \frac{1}{V_0} \int_{V_{pl}} \sigma_1^m dV_{pl} \quad (2.33)$$

und den Weibullparametern  $m$ ,  $\sigma_u$ :

$$m = 2(\beta - 1) \quad (2.34)$$

$$\sigma_u = \sqrt[m]{\frac{m}{2\alpha M}} \sqrt{C} \quad (2.35)$$

Während der Weibullexponent  $m$  die Fehlerverteilung der Schwachstellen beschreibt, ist  $\sigma_u$  ein Maß für den Widerstand gegen Rissausbreitung. Beide Parameter gelten als reine Werkstoffparameter, da die Geometrie über das Spannungsfeld im plastischen Volumen bei der Bestimmung der Weibullspannung berücksichtigt wird. Sie können durch Untersuchungen an gekerbten Rundzugproben bestimmt werden. Der dritte vorhandene Parameter  $V_0$ , ist anhand der mittleren Fehleranzahl  $M$  mit  $\sigma_u$  in der Form  $\sigma_u/V_0^{1/m}$  verknüpft. Zur Berechnung der Versagenswahrscheinlichkeit denkt man sich, dass die Probe oder das Bauteil aus Elementen der Größe des repräsentativen Volumens zusammengesetzt ist. Es wird grundsätzlich angenommen, dass das Versagen eines Elements das Versagen der gesamten Struktur zur Folge hat. Deshalb kann  $V_0$  bei der Verwendung von Kerbzugproben im Rahmen der beschriebenen Eigenschaften grundsätzlich frei gewählt werden. Bei der Verwendung angerissener Proben ist aufgrund der großen Spannungsgradienten vor der Rissspitze eine homogene Spannungsverteilung nicht mehr in jedem möglichen  $V_0$  gegeben. Damit ist auch die statistische Unabhängigkeit, die bei der Herleitung von Gleichung (2.32) verwendet wurde nicht mehr gegeben.  $V_0$  ist deshalb als dritter unabhängiger Parameter zu betrachten, der aus Versuchen an Kerbzugproben nicht bestimmt werden kann. Zur Ermittlung des repräsentativen Volumens ist es notwendig, den relativ kleinen Bereich annähernd konstanter Spannung vor der Rissspitze zu bestimmen. In Analogie zum RKR-Modell nimmt die Gruppe Beremin an, dass die Forderung annähernd homogener Spannungsverteilung über die charakteristische Distanz  $D$  von ein bis zwei Korndurchmessern entfernt von der Rissspitze gegeben ist. Sie bestimmen so das repräsentative Volumen zu:  $V_0=D^3$ . In neueren Überlegungen wird dem Einfluss von Spannungsgradienten dahingehend Rechnung getragen, dass man beispielsweise wie in [42], die bruchmechanische Beschreibung der kritischen Fehlergröße  $a_c$  anhand von Gewichtsfunktionen durchführt.  $V_0$  braucht dann nicht mehr als Parameter betrachtet werden, sondern dient lediglich als Normierungsgröße für die untersuchte Struktur.

Die Herleitung der Versagenswahrscheinlichkeit, aufbauend auf einem charakteristischen Volumenelement  $V_0$ , ist eigentlich nur für sehr feinkörnige, homogene Gefüge zutreffend. Nur dann kann davon ausgegangen werden, dass innerhalb des Volumens eine für den Werkstoff charakteristische Fehlerverteilung, bzw. Fehlergrößenverteilung vorliegt und das Volumen noch klein genug ist, dass die Forderung über eine näherungsweise homogene Spannungsverteilung bezüglich des Elements erfüllt ist. Um das Modell mathematisch exakt auch auf grobkörnigere Werkstoffe anzuwenden, kann man die statistischen Ansätze in gleicher Weise auch direkt auf das plastisch verformte

Volumen beziehen. Allerdings ist es aus Dimensionierungszwecken dann notwendig, ein Einheitsvolumen  $V_0$  einzuführen, um eine Bezugsgröße für die mittlere Anzahl der Fehler zu erhalten. Dadurch führen beide Betrachtungsweisen grundsätzlich zu dem gleichen Ergebnis, da es für die Auswertung nicht notwendig ist, die Anzahl der Fehler und deren Größe zu kennen.

Bei größeren plastischen Verformungen, tritt bei der Anwendung der Methode des Local Approach noch ein grundlegendes Problem auf. Mit zunehmender Belastung kann aufgrund Spannungsabbau durch Fließen, lokal die größte Hauptspannung abnehmen. In einigen Fällen ist es somit möglich, dass trotz stetiger Zunahme des plastischen Volumens auch die Weibullspannung abnimmt. Dies führt zu einer unzulässigen Abnahme der Versagenswahrscheinlichkeit. Um derart widersinnige Ergebnisse zu umgehen, wird oftmals anstatt der aktuellen größten Hauptspannung  $\sigma_I$ , die in der Belastungsgeschichte maximal auftretende Hauptspannung  $\sigma_{I,max}$  zur Berechnung der Weibullspannung herangezogen:

$$\sigma_w^m = \frac{1}{V_0} \int_{V_{pl}} \sigma_{I,max}^m dV_{pl} \quad (2.36)$$

Begründet wird dies damit, dass die Versagenswahrscheinlichkeit diejenige Wahrscheinlichkeit ist, bei der bis zum Erreichen einer bestimmten Weibullspannung an irgendeinem Ort im plastisch verformten Volumen, die Spannung einen kritischen Wert überschritten hat. Somit muss die gesamte Lastgeschichte betrachtet werden und nicht nur der augenblickliche Zustand. Tut man dies nicht, so bestimmt man die bedingte Wahrscheinlichkeit dafür, dass die Probe erst nach Erreichen der Weibullspannung versagt, aber nicht vorher versagen könnte. Mit Ersetzen der aktuellen größten Hauptspannung durch die maximal auftretende Hauptspannung trägt man dem zwar Rechnung, dies steht jedoch im Widerspruch zu einigen experimentellen Befunden, bei denen Bruchursprünge von rissbehafteten Proben auch zwischen dem Bereich der maximalen Hauptspannung und der Rissspitze, also an Orten, an denen die maximale Hauptspannung bereits abgenommen hat, gefunden wurden.

Bei ihren Untersuchungen an einem Reaktorbaustahl stellte die Gruppe Beremin [3] auch fest, dass die Spaltbruchspannung bei großen plastischen Verformungen zunehmend eine Funktion der Dehnung ist. Da die Spannungen um etwa den Faktor  $\exp(-\epsilon/2)$  höher liegen, wurde vorgeschlagen, dies bei der Berechnung der Weibullspannung zu berücksichtigen und  $\sigma_I$  durch  $\sigma_I \exp(-\epsilon/2)$  zu ersetzen:

$$\sigma_w^m = \frac{1}{V_0} \int_{V_{pl}} \left[ \sigma_1 \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{2}\right) \right]^m dV_{pl} \quad (2.37)$$

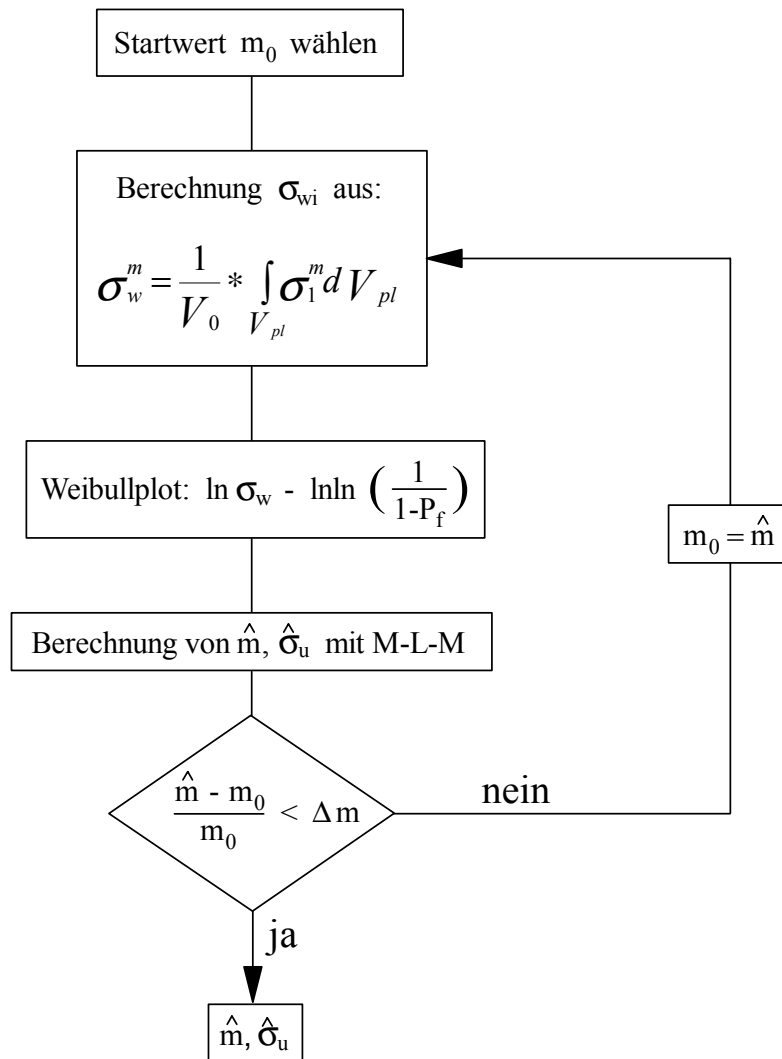
Hierbei ist  $\varepsilon_1$  die Dehnung in Richtung der größten Hauptspannung.

Gewöhnlich werden die Parameter  $m$  und  $\sigma_u$  durch Serien von Versuchen an gekerbten Rundzugproben bei einer festen Temperatur ermittelt. Dazu werden die einzelnen Bruchparameter bestimmt und für jede Probe mit abnehmendem Kerbgrunddurchmesser, schrittweise eine Spannungsanalyse mittels FE-Rechnung bis zum Bruch durchgeführt. Die Auswahl von gekerbten Rundzugproben als Probentyp bietet mehrere Vorteile. Es ist keine Anrissherstellung erforderlich und es treten keine größeren Spannungsgradienten auf. Durch die Kerbgeometrie ist ein definierter mehrachsiger Ausgangsspannungszustand vorhanden. Die plastische Zone ist im Allgemeinen auf den Bereich der Kerbe beschränkt und die FE-Rechnungen können aufgrund der Rotationssymmetrie zweidimensional durchgeführt werden.

Zur Bestimmung der Versagenswahrscheinlichkeit werden die Proben der Testserie zuerst bezüglich ihres Spaltbruchverhaltens geordnet. Die Vergleichsgröße muss zum einen das Bruchereignis eindeutig beschreiben, zum anderen muss sie mit zunehmender Belastung monoton zu- oder abnehmen. Da sowohl die von außen aufgebrachte Kraft, als auch die lokalen Spannungen im Kerbgrund allgemein aufgrund plastischer Verformung mit zunehmender Belastung auch vor Eintritt des Bruchs abnehmen können, wird überwiegend die Änderung des minimalen Durchmessers als Vergleichsgröße benutzt. Bei  $N$  getesteten Proben erfolgt somit eine Ordnung nach Zunahme der  $\Delta d_{\min}$ -Bruchwerte. Dabei wird jeder  $i$ -ten Probe die Versagenswahrscheinlichkeit:

$$P_f(i) = \frac{i}{N + 1} \quad i = 1, \dots, N \quad (2.38)$$

zugeordnet. Anschließend wird für einen gewählten Startwert  $m$  mit Gleichung (2.36) für jede Probe die Weibullspannung beim Bruch berechnet. Anhand der Verteilung dieser Werte wird ein neues  $m$  bestimmt, das wiederum zu einer Neuberechnung der Weibullspannungen benutzt wird. Die Anpassung der Weibullverteilung erfolgt mit der Maximum-Likelihood-Methode [43]. Der iterative Prozess wird so lange durchgeführt, bis der Neuberechnete Weibullexponent im Rahmen einer vorgegebenen Genauigkeit  $\Delta m$  dem Startwert entspricht. Die schematische Vorgehensweise bei dieser Iteration zeigt das anschließende Flussdiagramm (Abb. 2.2):



**Abb. 2.2:** Schematische Darstellung der Weibullparameterbestimmung

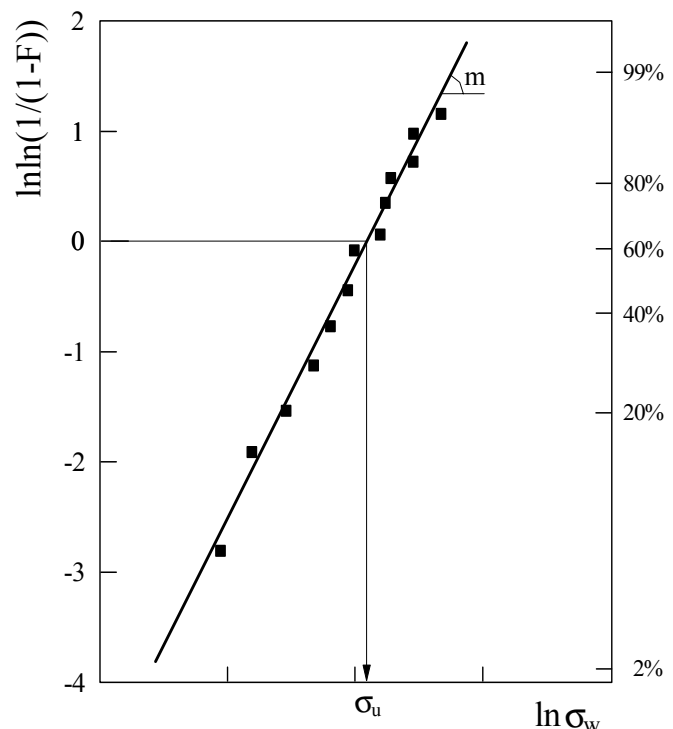
Die Maximum-Likelihood-Methode liefert die Parameter, die der tatsächlichen Stichprobe unter allen möglichen Realisierungen die größte Wahrscheinlichkeit verleihen. Da sie jedoch eine direkte Abhängigkeit von der Anzahl der untersuchten Proben aufweist, ist die Wahrscheinlichkeit, dass  $m$  und  $\sigma_u$  exakt bestimmt werden um so höher, je mehr Proben untersucht werden. Deshalb können für  $N$  untersuchte Proben zur Beurteilung der statistischen Unsicherheit Vertrauensintervalle, sogenannte Konfidenzintervalle ermittelt werden. Angaben über die jeweils gültigen Intervalle für unterschiedliche Stichprobenumfänge finden sich z.B. in der DIN 51110. Allgemein ist die Methode nur asymptotisch erwartungstreu, d.h. die bestimmten Werte bei  $N$  Proben sind ungleich den Werten bei unendlich vielen Proben. Im Fall des Parameters  $m$  ergibt sich ein erwartungstreuer Schätzer:

$$\hat{m}_{unbiased} = \hat{m} \cdot b(N) \quad (2.39)$$

wobei  $\hat{m}$  der Maximum-Likelihood-Schätzer für  $m$  ist. Werte für  $b(N)$  können ebenfalls aus der DIN 51110 entnommen werden.

Zur visuellen Überprüfung, ob die Daten einer Weibullverteilung gehorchen, werden sie durch doppeltes Logarithmieren der Gleichung (2.32) in der Form  $\ln \ln(1/(1-F))$  über  $\ln \sigma_w$  im sogenannten Weibulldiagramm dargestellt (*Abb. 2.3*). Falls die Annahme stimmt, sollten die Wertepaare annähernd auf einer Geraden liegen. Der Weibullexponent  $m$  liefert die Steigung der Geraden,  $\sigma_u$  ist die Weibullspannung bei  $\ln \ln(1/(1-F))=0$ . Dies entspricht einer Versagenswahrscheinlichkeit von ca. 63%.

**Abb. 2.3:** Schematische Darstellung eines Weibulldiagramms



Unter der Voraussetzung, dass die Grundannahmen des Modells jeweils erfüllt sind, können die Parameter grundsätzlich aus unterschiedlichen Versuchen bestimmt werden, da nach der Theorie des Local Approach die Weibullspannung  $\sigma_w$  und die zugehörige Versagenswahrscheinlichkeit  $F(\sigma_w)$  unabhängig von der Geometrie sind. Bei der Durchführung und Auswertung von Versuchsserien mit unterschiedlich gekerbten Rundzugproben oder auch Bruchmechanikproben, sollten dementsprechend die jeweiligen Konfidenzintervalle miteinander verträglich sein (überlappen die Vertrauensintervalle, die mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit den wahren Wert einer Verteilung enthalten, so stammen die Stichproben unterschiedlicher Versuchsserien mit hoher Wahrscheinlichkeit aus der gleichen Grundgesamtheit).

Liegen die gleichen Versagensmechanismen vor, so ist allgemein auch eine Übertragbarkeit der Ergebnisse einer ausgewerteten Versuchsserie auf Strukturen mit einer anderen Geometrie möglich, wenn bei dieser der Zusammenhang zwischen Belastungsparameter und Weibullspannung bekannt ist. Dazu werden für die neue Geometrie, unter Verwendung des ermittelten Weibullmoduls  $m$ , anhand genauer FE-Rechnungen diejenigen Belastungsparameter bei den durch die ausgewertete Versuchsreihe gegebenen Weibullspannungen und zugehörigen Versagenswahrscheinlichkeiten berechnet, die zum Versagen dieser Struktur führen würden. So kann beispielsweise ausgehend von Ergebnissen gekerbter Rundzugproben, die Verteilung der Belastungsparameter beim Versagen von rissbehafteten Proben vorhergesagt werden.

### **2.3 Versagen im Übergangsbereich**

Wie bereits erwähnt, ist die Versprödung ferritischer Metalle außer von der Temperatur, auch von der Belastungsgeschwindigkeit und dem mehrachsigen Spannungszustand abhängig. Unter dem spröd-duktilen Übergangsbereich versteht man deshalb den Temperaturbereich, in dem bei gegebener Belastungsgeschwindigkeit und Geometrie ein Wechsel von reinem Sprödbbruch bei tiefen Temperaturen hin zu reinem Zähbruch bei höheren Temperaturen erfolgt. Der Bereich ist werkstoffabhängig und gekennzeichnet durch eine starke Zunahme der Risszähigkeit mit ansteigender Temperatur sowie einer erheblichen Streuung der bruchmechanischen Kennwerte bei konstanter Temperatur. Die Zunahme der Risszähigkeit ist darauf zurückzuführen, dass mit zunehmender Beweglichkeit der Versetzungen die Fließgrenze eines Werkstoffs absinkt und dadurch örtliche Spannungsüberhöhungen durch lokale Gleitvorgänge abgebaut werden können. Folglich kommt es mit steigender Temperatur zunehmend zu duktiler Schädigung, so dass man auf den Bruchflächen neben Spaltbruchfacetten auch vermehrt Bereiche mit Wabenstruktur vorfindet. Oberhalb einer bestimmten Temperatur ist kein Sprödbbruch mehr möglich, da die Fließspannung so gering ist, dass die Spannungsüberhöhung vor einer Risspitze nicht mehr die kritische Spannung  $\sigma_f$  erreicht. Die Streuung der Risszähigkeit und eine damit verbundene Größenabhängigkeit liegt daran, dass die Proben einer Versuchsserie bei gleicher Temperatur, unterschiedlich große Anteile von duktilem Bruch und Spaltbruch aufweisen. Dies wird im Allgemeinen durch die Annahme des schwächsten Gliedes erklärt.



Grundsätzlich können die unterschiedlichen Bruchvorgänge im Übergangsbereich nacheinander, oder - zeitlich nicht abgrenzbar - nebeneinander her ablaufen. Geht dem Spaltbruch durch Porenbildung und -zusammenlagerung stabiles Risswachstum voraus, gibt es einige plausible Ansätze, das Versagen im Übergangsbereich numerisch zu beschreiben. Anhand des auf den Arbeiten von Landes und Shaffer [29], bzw. Slatcher [30] beruhenden Weakest-Link-Modells, bestimmen beispielsweise Wallin [44] oder Brückner und Munz [45] globale Versagenswahrscheinlichkeiten, durch Berücksichtigung stabiler Rissverlängerung, hergeleitet durch Plausibilitätsbetrachtungen.

Kantidis et al. [46] fanden bei der Untersuchung eines Druckbehälterstahls, der bei tiefen Temperaturen durch interkristallinen Spaltbruch versagt heraus, dass bei diesem Bruchmechanismus die lokale Bruchspannung eine deutliche Temperaturabhängigkeit aufweist. Den Befund aufnehmend, dass mit zunehmender Temperatur die lokale Bruchspannung ebenfalls zunimmt, ersetzten sie bei der Verwendung des Beremin-Modells, im vereinfachten Griffith-Kriterium die größte Hauptspannung durch eine effektiv wirkende Spannung in der Form:

$$\sigma_1 + \sigma_h = \sigma_1 [1 + \lambda(T)] = \sqrt{\frac{C}{l_0}} \quad (2.40)$$

mit:

$$\lambda(T) = \frac{\sigma_h}{\sigma_1} = \frac{-p(T - T_0)}{\sigma_1} \quad (2.41)$$

Hierbei ist  $\sigma_h$  ein inhomogener, temperaturabhängiger Spannungsanteil,  $T$  die Versuchstemperatur und  $T_0$  eine Referenztemperatur.  $\lambda(T)$  und  $p$  sind zwei Parameter, die experimentell ermittelt werden können. Die modifizierte Weibullspannung ergibt sich demnach zu:

$$\sigma_{ww} = \frac{1}{V_0} \int_{V_{pl}} [\sigma_1 (1 + \lambda(\Delta T))]^m dV_{pl} \quad (2.42)$$

Dieses modifizierte Modell sagt im Übergangsbereich eine wesentlich stärkere Zunahme der Risszähigkeit mit der Temperatur voraus als das ursprüngliche Modell, bei dem als temperaturabhängige Materialvariable im wesentlichen lediglich die Fließspannung eingeht. Dies reicht jedoch häufig nicht aus, den starken Anstieg der Risszähigkeit im mittleren und oberen Teil des Übergangsbereiches zu beschreiben.

Ein weiteres Konzept zur Beschreibung des Versagens im Übergangsbereich, das in jüngerer Vergangenheit zunehmend Beachtung findet, ist die Kombination mikromechanischer Modelle. Grundlage zur Voraussage der Spaltbruchwahrscheinlichkeit bildet das Beremin-Modell. Die als Maß für die Beanspruchung geltende Weibullspannung  $\sigma_w$  wird hier aufgrund der zunehmenden Verformung und duktilen Schädigung anhand einer Spannungsverteilungsanalyse durch ein mikromechanisches Schädigungsmodell (beispielsweise das erweiterte Gurson-Modell) berechnet. Wegen der Berücksichtigung von Spannungsumlagerungen durch stabiles Risswachstum bei der Bestimmung von  $\sigma_w$ , bietet eine solche Modellkombination grundsätzlich die Möglichkeit, über einen großen Temperaturbereich Vorhersagen über die Spaltbruchwahrscheinlichkeit zu machen. Voraussetzung ist jedoch, dass die Weakest-Link-Annahmen noch erfüllt sind. Dies ist vor allem im Übergangsbereich ein Problem, da mit zunehmender Temperatur einerseits aufgestaute Versetzungen an Partikelgrenzen durch Klettern und Quergleiten zu einem Abbau der bruchauslösenden kritischen Spannungen führen können, andererseits bei bereits entstandenen Mikrorissen infolge einer Erzeugung von Versetzungen, hervorgerufen durch das Spannungsfeld vor der Rissspitze, eine Rissspitzenausrundung stattfinden kann, die zu einer Abstumpfung und damit zu einem Rissarrest führt. Zusätzlich bilden sich mit zunehmenden Dehnungen bei steigender Duktilität aber auch neue Mikrorisse durch Versetzungsaufstau an kleineren Partikeln. Innerhalb dieses kontinuierlichen Prozesses können mit steigender Temperatur also zum einen immer mehr potentielle bruchauslösende Schwachstellen ausfallen, zum anderen kommen neue hinzu, womit die Annahme über die statistische Verteilungsdichte der Fehler letztlich ihre Gültigkeit verliert. Basierend auf solchen mikromechanischen Vorgängen, kann auch nicht mehr ohne weiteres ausgeschlossen werden, dass sich die Schwachstellen über die resultierenden Spannungsumlagerungen nicht gegenseitig beeinflussen. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen schlagen beispielsweise Böschen et. al. [47] deshalb einen Übergang von der Berechnung einer akkumulierten Bruchwahrscheinlichkeit zu der Berechnung einer inkrementellen Bruchwahrscheinlichkeit vor. Die Spaltbruchwahrscheinlichkeit wird demnach berechnet anhand der Formel:

$$P_{f,n} = P_{f,n-1} + \Delta P_f (1 - P_{f,n-1}) \quad (2.43)$$

mit: 
$$\Delta P_f = 1 - \exp \left[ (-\sigma_w^*)^m \right] \quad (2.44)$$

Die Weibullspannung  $\sigma_w^*$  wird hergeleitet aus einem Ansatz, der die inkrementelle Bruchwahrscheinlichkeit eines Volumenelements  $V_0$  beschreibt. Unter einigen verein-

fachten Annahmen wird ein Proportionalitätsfaktor  $\alpha$  eingeführt, der die Dichteverteilung neu entstandener Mikrorisse in einem Lastinkrement beschreibt. Nur diese können sich ausbreiten und die zuvor entstandenen gelten als bereits abgestumpft.  $\alpha$  wird proportional dem Inkrement der Vergleichsdehnung und proportional der bis zu diesem Schritt noch nicht gebrochenen Partikel gesetzt. Auch wenn mit dieser Modifikation des Beremin-Modells zwei zusätzliche Parameter bestimmt werden müssen, wird neben der Korrektur einiger Übereinfachungen des Originals auch gleichzeitig das Problem beseitigt, dass bei abnehmenden Spannungen eine abnehmende akkumulierte Bruchwahrscheinlichkeit auftreten kann. Nach ersten Untersuchungen an warmvorbelasteten Proben im Tieftemperaturbereich gehen die Autoren davon aus, dass ähnlich wie bei dem ursprünglichen Modell, auch mit diesem Modell ein zu geringer Anstieg der Risszähigkeit im oberen Teil des Übergangsbereiches vorausgesagt wird. Sie schlagen deshalb weitere Modifikationen beispielsweise dahingehend vor, die inkrementelle Bruchwahrscheinlichkeit des Volumens  $V_0$  nicht nur proportional zum Vergleichsdehnungsinkrement, sondern zusätzlich als Funktion der Vergleichsspannung anzusetzen. Dazu liegen derzeit jedoch noch keine Untersuchungen vor.

Eine weitere Voraussetzung zur Anwendung des Local Approach im Übergangsbereich ist wie auch im Sprödbereich, dass identische Versagensmechanismen vorliegen. Es muß allgemein gewährleistet sein, dass auftretende duktile Schädigung dem Spaltbruch voraus geht und nicht gleichzeitig oder gar nach Spaltbruchinitierung stattfindet. Für den Fall reinen Spaltbruchs, bzw. dass ein lokal entstandener duktiler Riss zunächst stabil wächst und ab einer kritischen Größe den Spaltbruch einleitet, haben Renevey et.al. [48] ein Modell entwickelt, in dem neben der Spaltbruchwahrscheinlichkeit, auch das Versagen durch duktilen Bruch anhand lokaler statistischer Betrachtungen hergeleitet wird. Ausgehend von einem Volumenelement  $V_{0d}$  in einem heterogenen Material wird mit:

$$p_f(V_{0d}, \epsilon_{eq}^p) = p[f_0 \geq f_0^c(\epsilon_{eq}^p)] = 1 - F[f_0^c(\epsilon_{eq}^p)] \quad (2.45)$$

die Wahrscheinlichkeit bestimmt, eine Volumenfraktion von Poren  $f_0$  zu finden, die größer ist als eine kritische Fraktion  $f_0^c$ , bei der Koaleszenz einsetzt. Hierbei ist  $F$  die Verteilungsfunktion der effektiven Volumenfraktion porenbildender Zweitphasen, die anhand metallographischer bzw. fraktographischer Untersuchungen ermittelt werden muss. Die akkumulierte Bruchwahrscheinlichkeit für eine Struktur mit einem Bruchvolumen  $V_{nucl}$  (Volumen in dem sich zum Zeitpunkt des Bruchs Poren gebildet haben, bzw. gewachsen sind), ergibt sich durch Einbeziehung der Weakest-Link-Theorie zu:

$$P_f = 1 - \exp\left(\int_{V_{nucl}} \frac{\ln[F(f_0^c)]}{V_{0d}} dV\right) \quad (2.46)$$

unter der Voraussetzung, dass  $V_{nucl} \gg V_{0d}$ . Die Berechnung von  $V_{nucl}$  erfolgt anhand der kritischen Spannung  $\sigma_{nucl}$ , bei der Porenbildung einsetzt und wird mit dem Gurson-Modell bestimmt. Im Übergangsbereich wird nun angenommen, dass Versagen eintritt, wenn entweder Spaltbruch einsetzt, beschreibbar durch das Beremin-Modell, oder duktiler Bruch einsetzt, beschreibbar durch Formel (2.46). Unter der Voraussetzung, dass die Versagensarten miteinander konkurrieren ohne sich gegenseitig zu beeinflussen, wird die akkumulierte Versagenswahrscheinlichkeit für bimodalen Bruch anhand

$$P_f = 1 - \exp\left(\int_{V_{nucl}} \frac{\ln[F(f_0^c)]}{V_{0d}} dV\right) \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w}{\sigma_u}\right)^m\right) \quad (2.47)$$

berechnet. Mit diesem Modell gelang es Renevey et.al. für einen bainitisch-ferritischen Stahl mit Mangansulfideinschlüssen anhand Serien von Kerbzugproben bei unterschiedlichen Temperaturen sowohl reinen Spaltbruch als auch Spaltbruch nach vorausgegangenem lokalem duktilem Risswachstum zu beschreiben, solange die Flächen der duktilen Inseln weniger als 4 % der Bruchflächen einnahmen. Bei der Anwendung des Modells auf die Ergebnisse von CT-Proben, untersucht im Temperaturbereich RT bis -150°C, korrespondierte der berechnete Risszähigkeitsverlauf mit der unteren Grenze der jeweils experimentell bestimmten Werte. Die Autoren schlossen daraus, dass diese untere Grenze der Risszähigkeit im Übergangsbereich somit bestimmt wird durch den Konkurrenzkampf der Versagensarten Sprödbruch und duktiler Schädigung.

Letztlich muss gerade im Übergangsbereich bei Vorhersagen anhand der Übertragung von Ergebnissen einer ausgewerteten Versuchsreihe noch beachtet werden, dass bei gegebener Temperatur bei einer Struktur mit geänderter Geometrie ein Wechsel des kritischen Ereignisses einsetzen kann. Da in bestimmten Temperaturbereichen gerade beim Übergang von unbeschädigten Strukturen auf rissbehaftete Strukturen ein solcher Wechsel oftmals stattfindet und bei Übertragbarkeitsuntersuchungen zu unverträglichen Ergebnissen führt, schlagen einige Autoren wie z.B. Wiesner [49] vor, bei Vorhersagen für Proben oder Bauteile mit Riss zur Bestimmung der Weibullparameter grundsätzlich nur Proben mit eingebrachtem Ermüdungsriss zu verwenden.

### 3. Versuchsmaterial

#### 3.1 Material im Ausgangszustand

Der ferritisch-martensitische Chromstahl F82H-mod wurde in Japan von der NKK-Corp. in einer 5 to Großcharge in einem Vakuum-Induktionsofen erschmolzen und zu Platten von jeweils 7,5 und 15 mm Stärke ausgewalzt. Die Platten sind fortlaufend nummeriert und vom Hersteller vergütet worden (vergl. *Abb. 3.5*). Die chemische Zusammensetzung ist nach japanischen Herstellerangaben [50] in der folgenden Tabelle *3.1* aufgeführt.

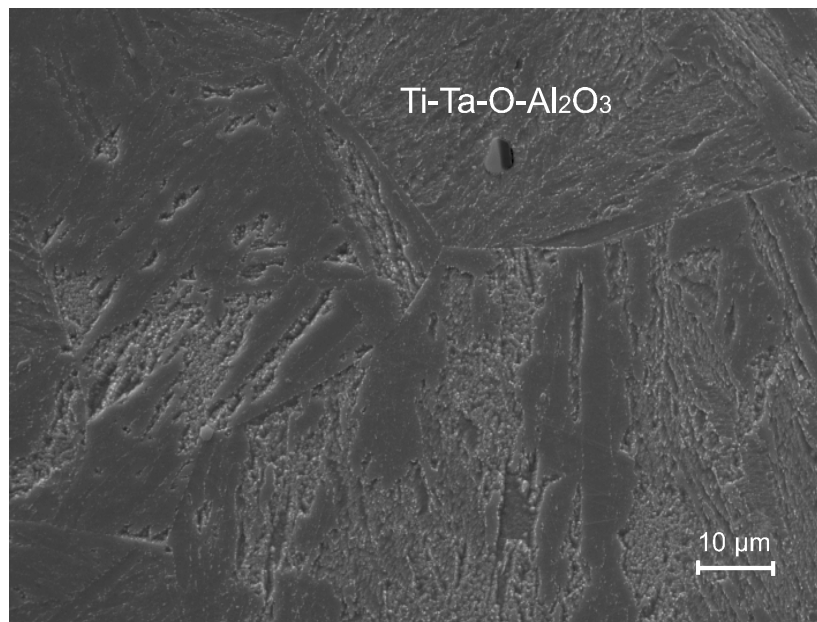
Element	Atom %
Fe	Basis
C	0,09
Cr	7,64-7,71
W	1,94-1,97
Mn	0,16
V	0,16
Ta	0,02
B	0,0002
N	0,007
P	0,002
S	0,002
Nb	0,0001
Mo	0,003
Ni	0,02
Cu	0,01
Al	0,003
Si	0,11
Ti	0,01
Co	0,005

***Tabelle 3.1:*** Chemische Zusammensetzung F82H-mod [50]

Das Gefüge im Anlieferungszustand ist vollmartensitisch und frei von  $\delta$ -Ferrit. Metallographische Untersuchungen zeigen eine Variation der Korngröße (ehemalige Austenitkörner) von 55-85  $\mu\text{m}$ . Der mittlere Korndurchmesser beträgt ca. 70  $\mu\text{m}$ , wobei die Körner in ihrer räumlichen Ausdehnung keine signifikante Vorzugsrichtung aufweisen [51].

Der Martensit liegt aufgrund des geringen Kohlenstoffgehalts als Lattenmartensit vor. Die Latten sind innerhalb der ehemaligen Austenitkörner allgemein in  $\langle 111 \rangle$  Richtung orientiert und etwa 2  $\mu\text{m}$  stark. Zwischen den Latten und entlang der ehemaligen Aus-

tenitkorngrenzen befinden sich  $(\text{Fe,Cr,W})_{23}\text{C}_6$ -Ausscheidungen. Die  $\text{M}_{23}\text{C}_6$ -Sonderkarbide sind homogen im Werkstoff verteilt und besitzen eine durchschnittliche Größe von ca.  $0,20\ \mu\text{m}$ . Ihr Volumenanteil am Gesamtgefüge beträgt etwa  $1,9\ \%$  [52]. Neben den Sonderkarbiden sind noch oxidische Phasen vorhanden. Es handelt sich hierbei überwiegend um  $(\text{Ti,Ta})_{(1-x)}\text{O}_x\text{-Al}_2\text{O}_3$ . Vereinzelt finden sich auch reine Titan-Tantal-Oxide oder Aluminiumoxide. Diese Phasen sind nicht im Stahl gewollt und offensichtlich auf eine zu frühe Hinzugabe des Desoxidationsmittels in der Schmelze zurückzuführen. Sie haben eine mittlere Größe von etwa  $5,7\ \mu\text{m}$  und sind regellos im Material verteilt. Eine statistische Auswertung ergab eine Dichte von  $5860\ \text{Oxiden}/\text{mm}^3$ . Der Volumenanteil beträgt ca.  $0,057\ \%$ . Die folgende Abb. 3.1 zeigt eine Schlibfbildaufnahme des Materials im Ausgangszustand im Bereich eines Tripelpunkts.



**Abb. 3.1:** REM-Schlibfbildaufnahme von F82H-mod im Anlieferungszustand

Die Härte des Materials liegt bei  $212\text{-}216\ \text{HV}_{30}$ . Die Durchführung von Zugversuchen in den relevanten Temperaturbereichen zur Bestimmung des E-Modul's, der Zugfestigkeit und der  $0,2\ \%$  Dehngrenze, ergab folgende Kennwerte:

	$R_{p\ 0,2}$ [MPa]	$R_m$ [MPa]	E-Modul [MPa]
<b>T = +25°C</b>	531	641	192578
<b>T = -75°C</b>	599	740	207078
<b>T = -150°C</b>	830	917	219188

**Tabelle 3.2:** Temperaturabhängige Materialkennwerte aus Zugversuchen

### 3.2 Probenherstellung

In Anlehnung an die ESIS P6 - 94D Prozedur [53] wurden zur Ermittlung der Weibullspannungen gekerbte Rundzugproben benutzt. Dazu wurden Proben mit Kerbradius 1 mm, 2 mm und 5 mm verwendet. Die Grundform der Proben ist für alle Kerbradien gleich und in der nachfolgenden Abb. 3.2 dargestellt:

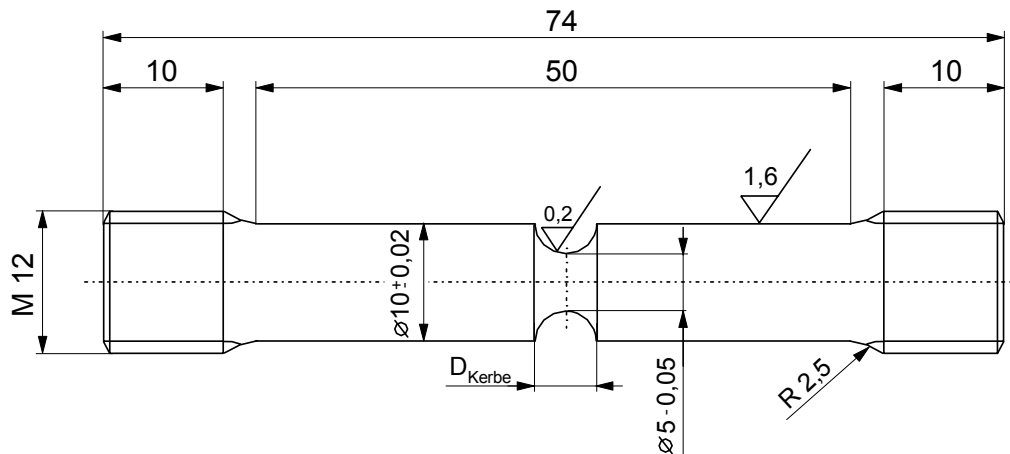
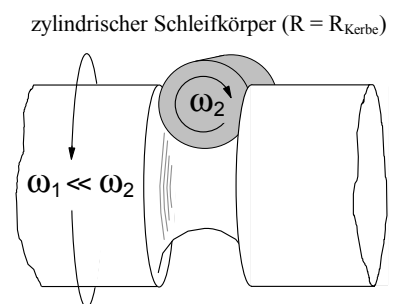


Abb. 3.2: Grundgeometrie der Kerbzugproben

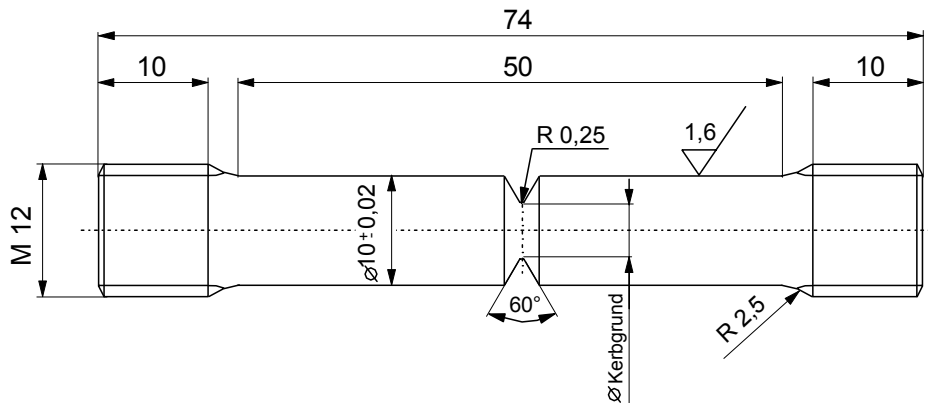
Um zu vermeiden, dass im Sprödbereich die Bruchinitiierung aufgrund Fertigungsfehlern an der Oberfläche erfolgt, wurden die Proben zuerst annähernd auf Maß vorgedreht und dann mit einem zylindrischen Schleifkörper (Abb. 3.3) axial auf Endmaß poliert. Neben einer hohen Oberflächengüte wird dadurch erreicht, dass die Mikroriefen fast parallel zur Krafteinleitungsrichtung verlaufen und somit keine bruchauslösenden Kleinkerben in Umfangsrichtung entstehen.

Abb. 3.3: Schematischer Schleifvorgang bei der Endbearbeitung der Kerbzugproben



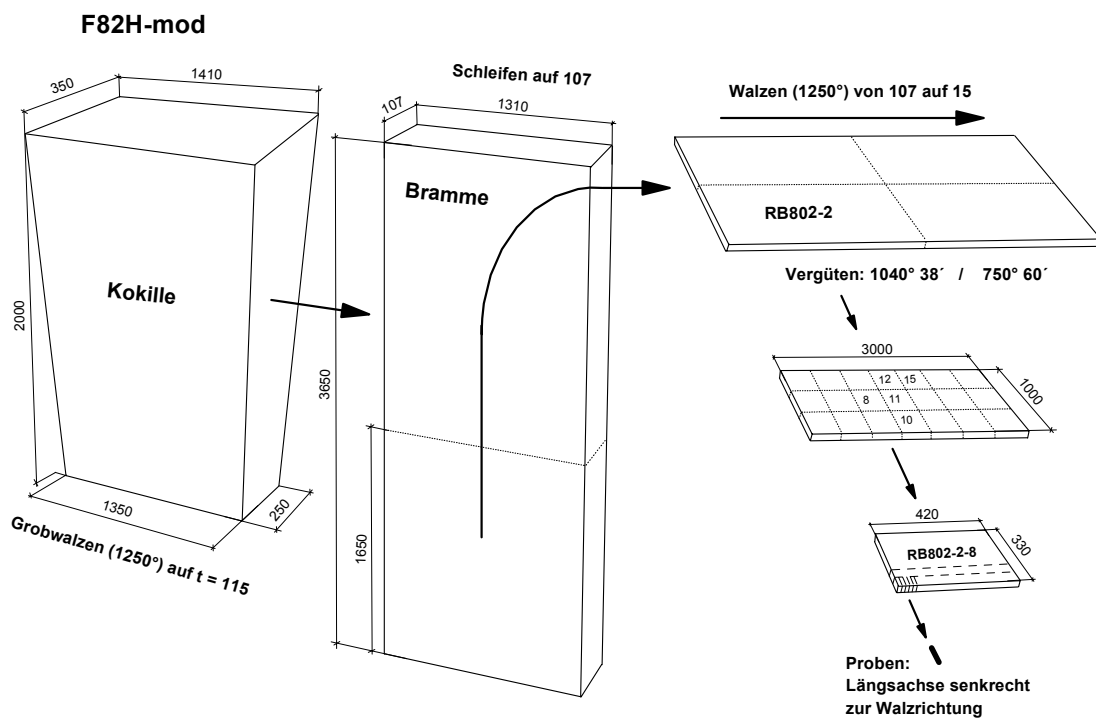
Für die Übertragbarkeitsuntersuchungen wurden angerissene Rundzugproben benutzt. Sie bieten gegenüber den konventionellen Bruchmechanikproben einige Vorteile. Randeffekte durch freie Oberflächen, wie sie bei den ansonsten verwendeten CT-Proben vorliegen spielen hier aufgrund der Axialsymmetrie keine Rolle. Zusätzlich können die FE-Rechnungen aufgrund der Rotationssymmetrie zweidimensional durchgeführt wer-

den. Bei der Auswahl der Probengeometrie wurde die Grundform der Kerbzugproben beibehalten. Als Kerbform wurden V-förmige Kerben mit einem Öffnungswinkel von  $60^\circ$  und einem Kerbradius von 0,25 mm gewählt (*Abb. 3.4*). Es wurden Proben mit einer Kerbtiefe von 1,7 mm und 0,85 mm hergestellt und bis auf einen tragenden Querschnitt von 4-5 mm mit einem Umlaufriess versehen (s. Kapitel 4.3.1).



**Abb. 3.4:** Grundgeometrie der bruchmechanischen Kerbzugproben

Alle Probenrohlinge wurden senkrecht zur Walzrichtung aus dem zur Verfügung stehenden Plattenmaterial entnommen, bearbeitet und im Ausgangszustand untersucht. Die folgende *Abbildung 3.5* zeigt schematisch die Herstellung des Materials und die Probenentnahme.



**Abb. 3.5:** Schematischer Herstellungsprozess der Platten und Probenentnahme



## 4. Experimentelle und fraktographische Untersuchungen

Sämtliche Zugversuche wurden an einer elektro-mechanischen Prüfmaschine der Firma INSTRON, Modell 1362 durchgeführt. Zur Temperierung der Proben, wurde die Maschine mit einer flüssigstickstoffbetriebenen Klimakammer ausgerüstet (INSTRON, Modell 3119-007). Alle Versuche erfolgten quasistatisch und weggeregelt mit einer Abzugsgeschwindigkeit von 0,5 mm/min. Die Verformungen wurden je nach Notwendigkeit mit einem Extensometer (für Längsdehnungen) oder einem CCD-Kamera-Messsystem (für Querdehnungen, Änderung der Radien der Einschnürung; s. 4.2.1) bestimmt.

### 4.1 Voruntersuchungen an glatten Rundzugproben

Zur Ermittlung des elastisch-plastischen Materialverhaltens wurden zuerst Versuche an ungekerbten Zugproben (halber Proportionalstab, Durchmesser 5 mm) bei unterschiedlichen Temperaturen im Bereich RT bis -150°C durchgeführt. Aus den ermittelten Kraft-Verformungs-Kurven, wurden die technischen und wahren Spannungs-Dehnungs-Kurven berechnet. Die nachfolgenden *Abbildungen 4.1* und *4.2* zeigen die globalen und lokalen mittleren wahren Spannungs-Dehnungs-Verläufe für unterschiedliche Temperaturen, berechnet nach Formel (4.1) und (4.2). *Abbildung 4.3* zeigt die korrigierten Fließkurven des Werkstoffs unter Berücksichtigung des mehrachsigen Spannungszustandes mit Beginn der Einschnürung nach Siebel und Schwaigerer (Formel (4.3)) [54].

Berechnung globaler Spannungs-Dehnungs-Kennlinien über die Längenänderung:

$$\sigma_w = \frac{4 \cdot F}{\pi \cdot D_0^2} \cdot \left( \frac{\Delta l}{l} + 1 \right) \quad \varepsilon_w = \ln \left( \frac{l}{l_0} \right) \quad (4.1)$$

Berechnung lokaler Spannungs-Dehnungs-Kennlinien über die Durchmesseränderung:

$$\sigma_w = \frac{4 \cdot F}{\pi \cdot D^2} \quad \varepsilon_w = 2 \cdot \ln \left( \frac{D_0}{D} \right) \quad (4.2)$$

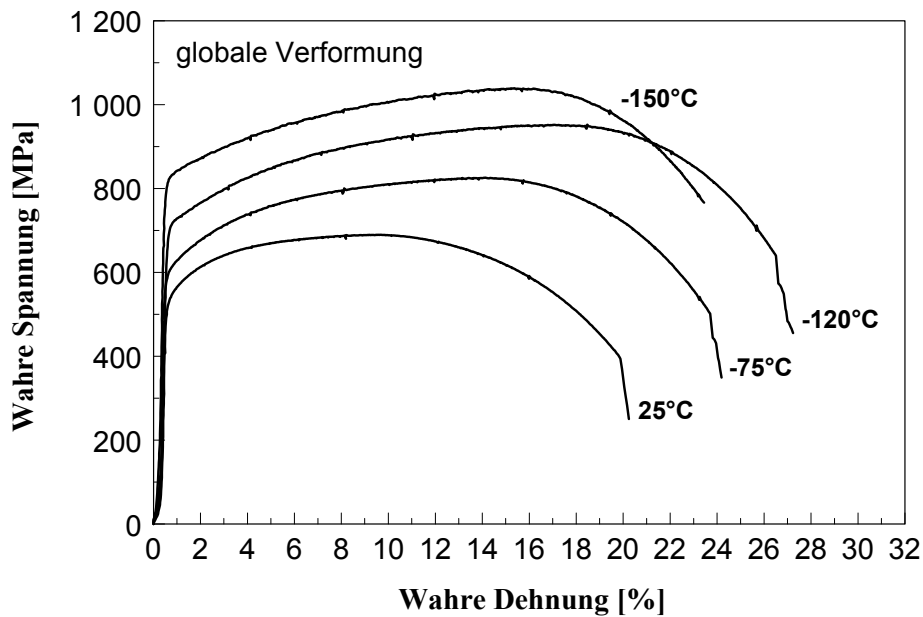
Berechnung einer Fließkurve unter Berücksichtigung des mehrachsigen Spannungszustandes mit Beginn der Einschnürung [54]:

$$\text{für : } \sigma_w \leq R_m \quad \sigma_w = \frac{4 \cdot F}{\pi \cdot D^2} \quad \varepsilon_w = \ln \left( \frac{l}{l_0} \right) \quad (4.3a)$$

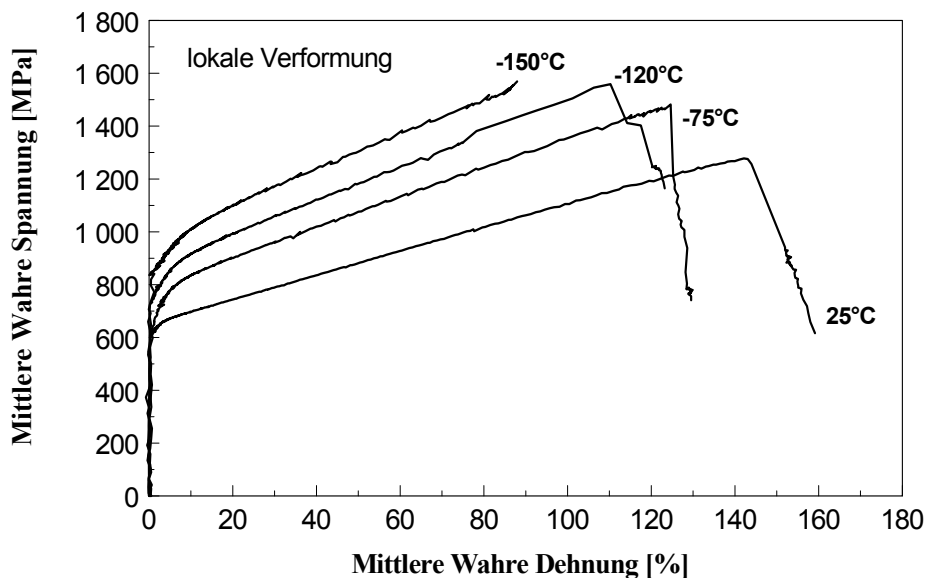
für :  $\sigma_w > R_m$

$$\sigma_w = \frac{4 \cdot F}{\pi \cdot D^2 \cdot \left(1 + \frac{D}{4 \cdot \rho}\right)} \quad \varepsilon_w = 2 \ln\left(\frac{D_0}{D}\right) \quad (4.3b)$$

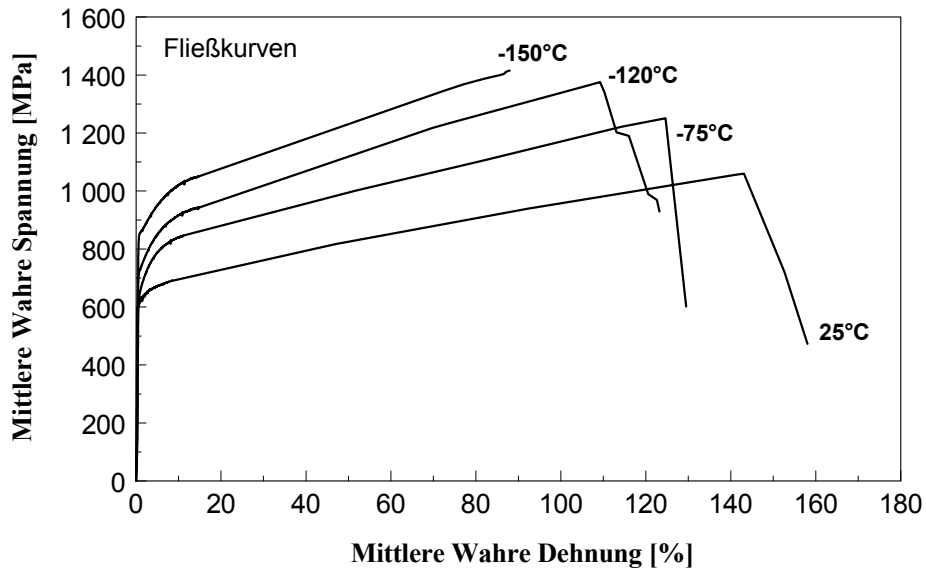
Hierbei ist  $F$  die Kraft,  $l_0$  die Ausgangsmesslänge,  $l$  die aktuelle Messlänge,  $D_0$  der Ausgangsdurchmesser,  $D$  der aktuelle Durchmesser  $\rho$  der aktuelle Radius der Einschnürung,  $\sigma_w$  die mittlere wahre Spannung und  $\varepsilon_w$  die mittlere wahre Dehnung.



**Abb. 4.1:** Globale Spannungs-Dehnungs-Kennlinie in Abhängigkeit der Temperatur



**Abb. 4.2:** Lokale Spannungs-Dehnungs-Kennlinie in Abhängigkeit der Temperatur



**Abb. 4.3:** Fließkurve in Abhängigkeit der Temperatur

Mit den Versuchsdaten erfolgte eine Bestimmung der Parameter für ein elasto-plastisches Verformungsmodell nach Ramberg-Osgood:

$$\varepsilon = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{pl} = \frac{\sigma}{E} + \alpha \left( \frac{\sigma}{R_{p0,2}} \right)^{n-1} \quad (4.4)$$

Hierbei ist  $\varepsilon$  die wahre Dehnung,  $\sigma$  die wahre Spannung,  $E$  der Elastizitätsmodul,  $R_{p0,2}$  die 0,2 % Dehngrenze,  $\alpha$  der Fließfaktor und  $n$  der Verfestigungsexponent.

Der Elastizitätsmodul und die 0,2 % Dehngrenze wurden jeweils aus den technischen Spannungs-Dehnungs-Kennlinien bestimmt. Der Fließfaktor  $\alpha$  und der Verfestigungsexponent  $n$  wurden durch einen Fit der plastischen Anteile der jeweiligen wahren Spannungs-Dehnungs-Kennlinien direkt aus Gl. (4.4) ermittelt:

$$\sigma = K \varepsilon_{pl.}^N \quad \text{mit:} \quad N = \frac{1}{n} \quad \rightarrow \quad K = \left( \frac{\sigma}{\alpha R_{p0,2}} \right)^{\frac{1}{n}} R_{p0,2} \quad (4.5)$$

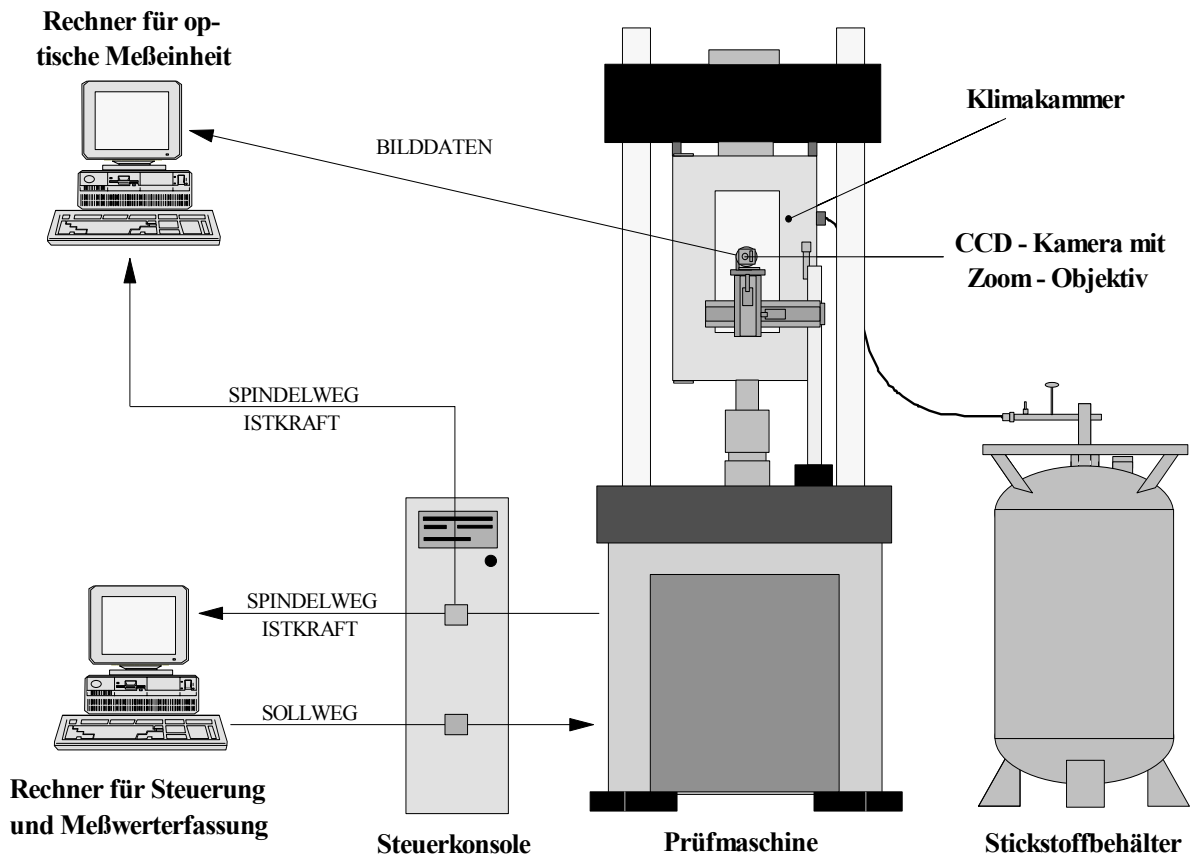
Mit den Werkstoffkennwerten aus Tabelle 3.2 ergab sich so ein  $n$  von jeweils 14, und ein  $\alpha$  von 0,7 (RT), 0,33 (-75°C) und 1,11 (-150°C). Anschliessend wurden mit dem im verwendeten FE-Programm ABAQUS implementierten Modell nach Ramberg-Osgood, für jede Temperatur mit zunehmender Belastung die axialen und radialen Spannungsverläufe im Kerbgrund von verschiedenen Probengeometrien bestimmt. Anhand der

Spannungsanalysen wurden hinsichtlich der Spannungsmehrachsigkeit und der Lokalisierung der plastischen Zone unter Berücksichtigung der ESIS Prozedur [46] die Probenformen festgelegt (Nenndurchmesser jew. 10 mm, minimaler Durchmesser im Kerbgrund jew. 5 mm, Kerbradien 1, 2 und 5 mm). Die Prüftemperaturen (RT, -75°C und -150°C) wurden aufgrund von Bruchflächenuntersuchungen am Rasterelektronenmikroskop und den ermittelten Spannungs-Dehnungs-Kennlinien so ausgewählt, dass bezüglich der Schadensmechanismen die Tieflage, der spröd-duktil-Übergangsbereich und die Hochlage abgedeckt wird.

## **4.2 Gekerbte Rundzugproben**

### **4.2.1 Versuchsdurchführung**

Um die gleichen Grundvoraussetzungen für alle Versuche zu schaffen, wurden die Proben in die Prüfmaschine eingebaut und mit 50 N vorbelastet. Bei den Tieftemperaturversuchen wurden die Proben bei konstanter Last abgekühlt und nach Erreichen der Prüftemperatur 20 - 30 Minuten gehalten, um eine gleichmäßige Temperatur im Probenvolumen zu gewährleisten. Die Temperatur wurde mit einem Widerstandsthermometer PT 100 direkt an der Probenoberfläche gemessen. Ab Versuchsbeginn wurden mit einer Rate von 60 Werten/s kontinuierlich die Kraft, sowie der Soll- und Istwert des Gestängewegs aufgenommen. Zusätzlich wurden mit einer Hochgeschwindigkeits-CCD-Kamera (60 Bilder/s) durch ein Sichtfenster der Klimakamera stetig Bilder vom Nahbereich des Kerbs gemacht. Nach Versuchsende wurden automatisch die jeweiligen Konturen der Probe aus den Bildern ermittelt und daraus der aktuelle Durchmesser im Kerbgrund, die Kerblänge und der Kerbdurchmesser bestimmt. Die Maßungengenauigkeit der geometrischen Werte ist temperaturabhängig und beträgt im ungünstigsten Fall bei -150°C, für den Kerbgrunddurchmesser etwa  $\pm 5 \mu\text{m}$ . Anhand des Bruchzeitpunkts wurden letztlich die mit dem Messsystem ermittelten Daten den jeweiligen Kraft- und Wegdaten auf eine sechzigstel Sekunde genau zugeordnet. Die anschliessende *Abb 4.4* zeigt den kompletten schematischen Versuchsaufbau. Eine exakte Funktionsweise des Messsystems ist in [55] und [56] beschrieben.



**Abb. 4.4:** Schematische Darstellung des kompletten Versuchsaufbaus

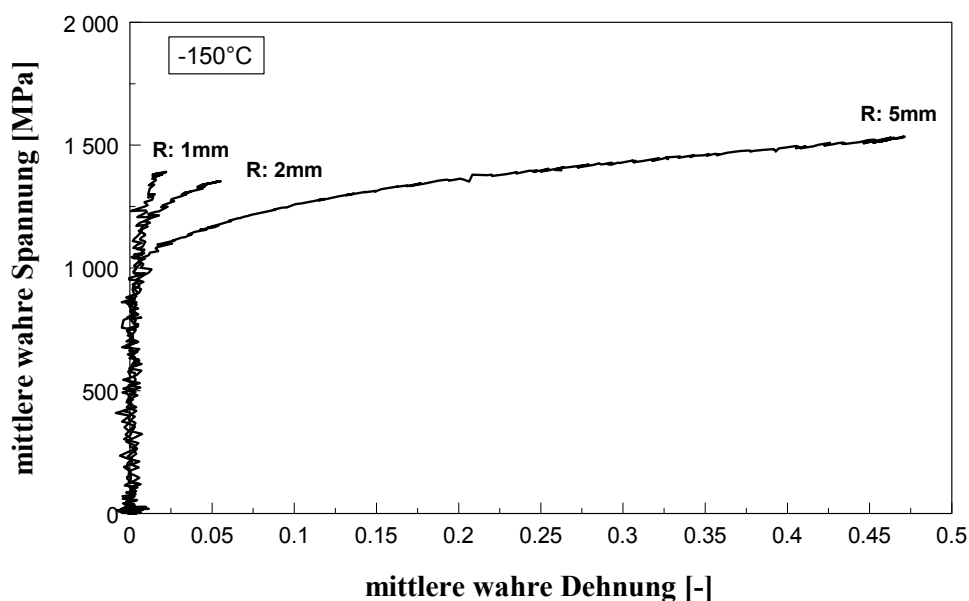
Zur statistischen Auswertung nach der Methode des Local Approach wurden bei allen Temperaturen jeweils zehn Versuche mit Proben gleicher Geometrie durchgeführt. Für Proben mit Kerbradius 1 mm und 2 mm wurden bei  $-150^{\circ}\text{C}$  zusätzlich jeweils fünf Versuche durchgeführt. Ergänzend dazu wurden außerhalb der statistischen Auswertung einzelne Versuche bei Zwischentemperaturen durchgeführt, um die Bereiche unterschiedlicher Versagensarten besser auflösen zu können.

## 4.2.2 Experimentelle Ergebnisse

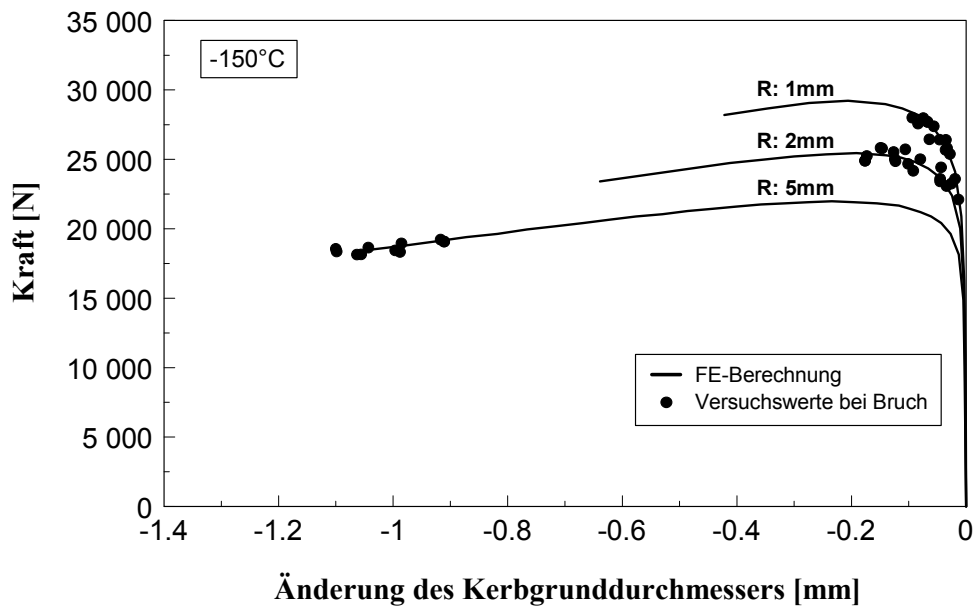
Im Folgenden werden unter Einbeziehung der zuvor anhand FEM-Rechnungen bestimmten Verformungskurven die Ergebnisse der Zugversuche dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit und der Vergleichsmöglichkeit sind die ermittelten Daten nach den Temperaturbereichen geordnet und zusammengefasst.

### Versuche bei $-150^{\circ}\text{C}$ :

Proben mit Kerbradius 1 mm und 2 mm zeigen nur geringe Bruchdehnungen bis maximal 8 %, weisen jedoch alle eine makroskopisch bleibende Verformung auf und versagen deutlich im elastisch-plastischen Bereich noch vor Erreichen eines horizontalen Verlaufs im Kraft-Verformungs-Diagramm. Proben mit Kerbradius 5 mm hingegen versagen mit bis zu 50 % bei wesentlich größeren Dehnungen lange nach Überschreiten der maximalen Last. Vergleicht man die Spannungs-Dehnungs-Kennlinien von Proben mit gleichem Kerbradius miteinander, so liegen diese sehr gut übereinander und zeigen wie zu erwarten lediglich bei den Bruchdehnungen bzw. -spannungen signifikante Streuungen. Die Kraft- $\Delta$  Kerbgrunddurchmesser-Kennlinien liegen nicht alle exakt übereinander, was auf minimale Variationen der Ausgangskerbgrunddurchmesser zurückzuführen ist. Die folgende [Abb. 4.5](#) zeigt drei Beispiele für den Spannungs-Dehnungs-Verlauf in Abhängigkeit des Kerbradius. [Abbildung 4.6](#) zeigt alle Bruchwertepaare bei  $-150^{\circ}\text{C}$ , welche als Eingangsdaten für das Modell benötigt werden.



**Abb. 4.5:** Spannungs-Dehnungs-Diagramm für unterschiedliche Radien bei  $-150^{\circ}\text{C}$

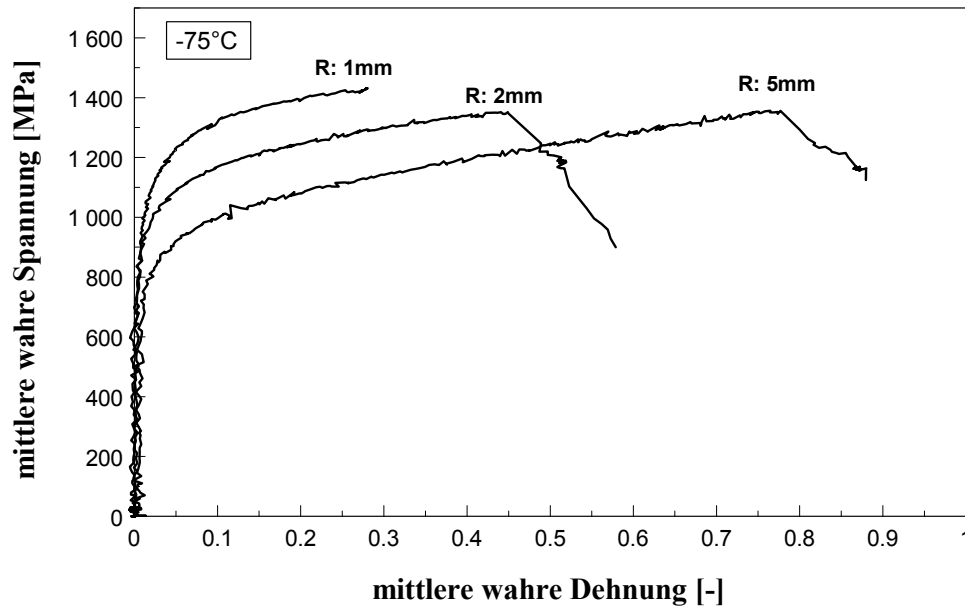


**Abb. 4.6:** Bruchwertepaare aller Versuche in Abhängigkeit des Radius bei  $-150^{\circ}\text{C}$

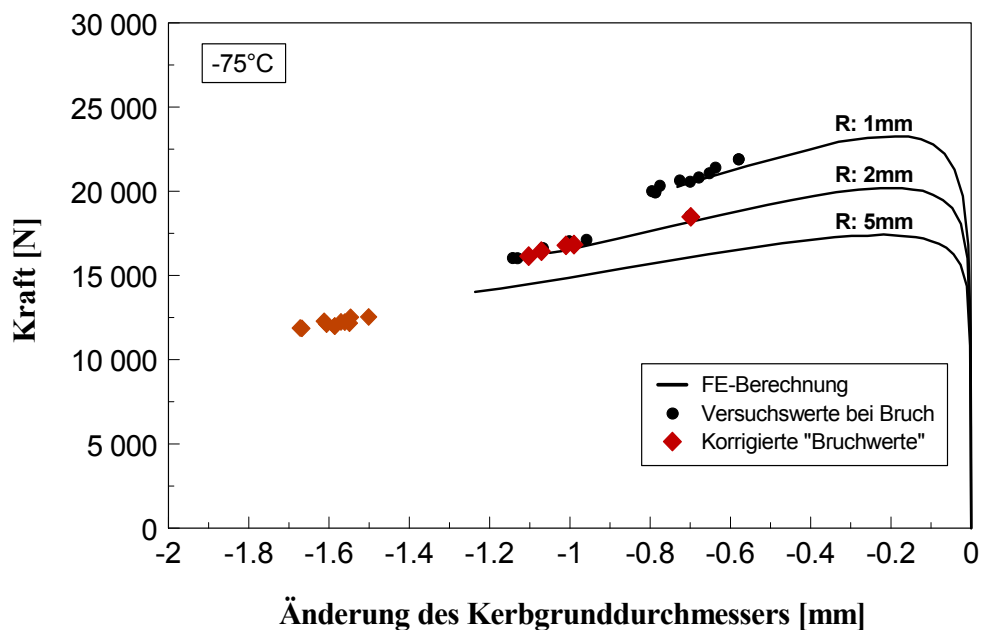
#### Versuche bei $-75^{\circ}\text{C}$ :

Alle Proben weisen relativ große Verformungen auf und brechen lange nach Überschreiten der maximalen Last. Während bei Proben mit Kerbradius 1 mm die Verformungskurven einen elastischen und elastisch-plastischen Bereich aufweisen, zeigen Proben mit Kerbradius 2 mm teilweise und alle Proben mit Kerbradius 5 mm zusätzlich Bereiche starker Lokalisierung, gekennzeichnet durch den Abfall der Spannung. Zurückzuführen sind diese Lokalisierungen auf die schlagartige Entstehung großer axialer Längsrisse vor dem Bruch. Sie verlaufen quer über die ganze Bruchfläche und können in axialer Richtung eine Länge von mehreren Millimetern aufweisen (vergl. Kapitel 4.2.3). Die Folge ist eine offensichtliche Abnahme der wahren Spannung, da der von außen bestimmte Querschnitt im Kerbgrund größer ist, als der tatsächlich tragende Querschnitt, verursacht durch die innere Schädigung. Diese makroskopische Schädigung ist auf den Bruchflächen mit dem bloßen Auge gut sichtbar und kann während der Zugversuche auch akustisch wahrgenommen werden. In Analogie zur ESIS Prozedur bei duktilem Bruch, werden die Proben mit Beginn makroskopischer Schädigung als zerstört betrachtet. Deshalb werden für die Auswertung nach der Methode des Local Approach nicht die tatsächlichen Bruchwerte als Eingangsdaten genutzt, sondern die Kraft-Kerbgrunddurchmesser-Wertepaare bei der maximal auftretenden mittleren wahren Spannung (korrigierte Werte). Wie bei den Proben, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  geprüft wurden, liegen auch hier die Spannungs-Dehnungs-Kennlinien sehr gut überein-

ander. Abweichungen treten lediglich bei Proben mit Kerbradius 2 mm und 5 mm in den Bereichen starker Lokalisierung auf. *Abbildung 4.7* zeigt wiederum drei Beispiele für den Spannungs-Dehnungs-Verlauf in Abhängigkeit des Kerbradius. *Abbildung 4.8* zeigt alle Bruchwertepaare bei  $-75^{\circ}\text{C}$ , wobei die Paare mit korrigierten Werten graphisch abgesetzt sind. Auffallend ist hier, dass die FE-Rechnung relativ nahe an den Versuchswerten liegt, was auf einen geringen Grad duktiler Schädigung schliessen lässt, der somit nur wenig Einfluss auf den Spannungs-Dehnungsverlauf ausübt.



**Abb. 4.7:** Spannungs-Dehnungs-Diagramm für unterschiedliche Radien bei  $-75^{\circ}\text{C}$

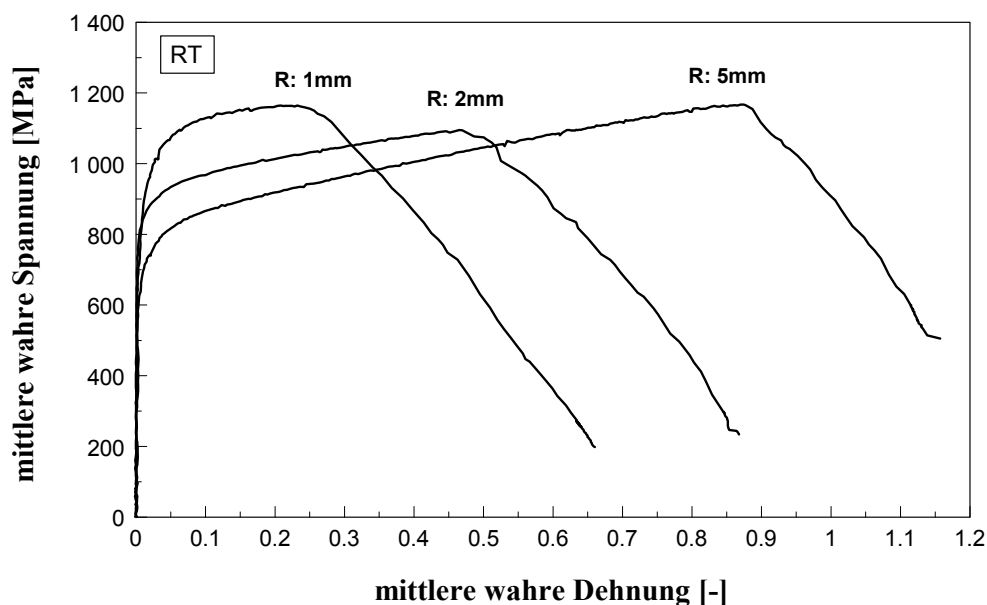


**Abb. 4.8:** Bruchwertepaare aller Versuche in Abhängigkeit des Radius bei  $-75^{\circ}\text{C}$

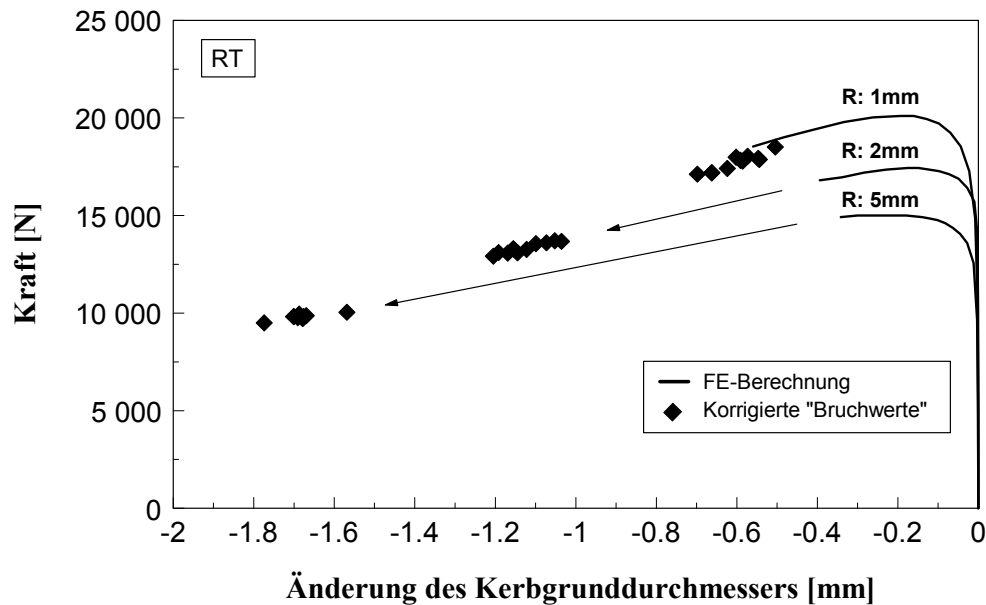


## Versuche bei Raumtemperatur:

Sämtliche Proben weisen große makroskopische Schädigung auf. Die Bruchflächen zeigen den für duktile Schädigung von technischen Metallen oftmals auftretenden Teller-Tassen-Bruch. Im Gegensatz zu den Proben, die bei  $-75^{\circ}\text{C}$  Lokalisierungen zeigen, ist der offensichtliche Abfall der Spannung hier auf andere Mechanismen zurückzuführen. Die Abnahme des tatsächlich tragenden Querschnitts beruht infolge Porenschlusses auf einer Makrorissbildung und -ausbreitung vom Zentrum zum Rand hin. Auffallend ist der nahezu parallele Verlauf der Spannungs-Dehnungs-Kennlinien in diesem Bereich für alle drei Kerbradien (*Abb. 4.9*). Bei allen Proben mussten wegen der makroskopischen Schädigung, wie zuvor beschrieben wurde, korrigierte Bruchwertepaare ermittelt werden. Wie in *Abbildung 4.10* zu sehen, wurde die FE-Rechnung nicht mehr bis zum korrigierten „Bruch“ durchgeführt. Grund hierfür sind numerische Instabilitäten bei großen Dehnungen, die sich durch Anwendung eines anderen elastoplastischen Materialmodells vermeiden liessen. Für genaue Spannungsanalysen wäre es bei den hier erreichten Dehnungen jedoch notwendig, die Verformung durch ein mikromechanisches Schädigungsmodell zu beschreiben, um das zunehmende Porenwachstum mit zu berücksichtigen.



**Abb. 4.9:** Spannungs-Dehnungs-Diagramm für unterschiedliche Radien bei RT



**Abb. 4.10:** Bruchwertepaare aller Versuche in Abhängigkeit des Radius bei RT

Allgemein können aufgrund der Zugversuche folgende Feststellungen getroffen werden:

- Unabhängig davon ob es sich um tatsächliche oder korrigierte Bruchwerte handelt, ist in jeder Versuchsreihe eine deutliche Streuung der Daten vorhanden.
- Mit Ausnahme der Proben mit Kerbradius 1 mm und 2 mm, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden, werden relativ hohe Dehnungen erreicht.
- Mit zunehmender Temperatur verringert sich das Spannungsniveau und die Dehnungen werden größer.
- Durch das Auftreten größerer Dehnungen und einer Zunahme duktiler Schädigung mit steigender Temperatur, reicht das elastoplastische Verformungsmodell nach Ramberg-Osgood nicht mehr aus, das Verformungsverhalten über den gesamten Temperaturbereich zu beschreiben.
- Der Einfluss der Spannungsmehrachsigkeit auf das Verformungsverhalten ist deutlich sichtbar. Innerhalb der einzelnen Temperaturbereiche steigt das Spannungsniveau mit abnehmenden Kerbradius und es werden geringere Dehnungen erreicht.
- Mit der Entstehung großer axialer Längsrisse tritt neben Sprödbbruch und duktilem Bruch ein zusätzlicher Schädigungs- bzw. Versagensmechanismus auf.
- Sämtliche Verformungskennlinien zeigen über ihren gesamten Bereich einen relativ unruhigen Verlauf.

### 4.2.3 Fraktographische Ergebnisse

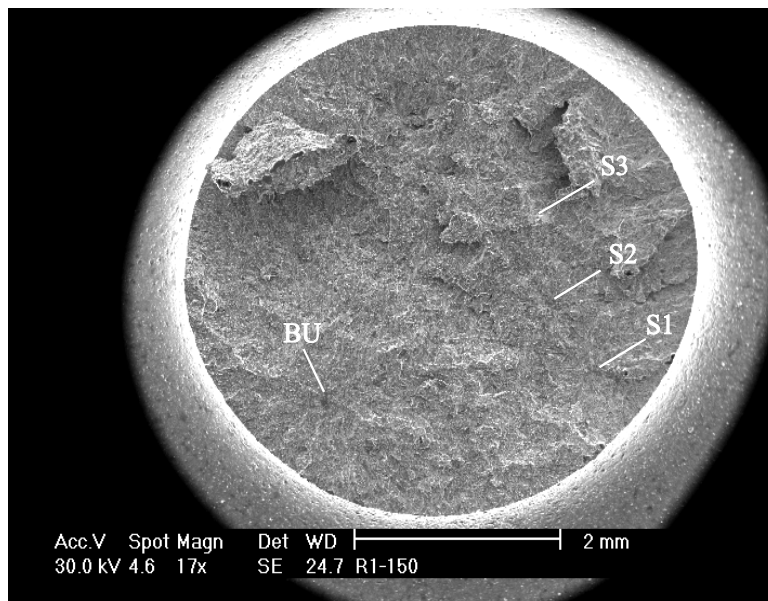
Fraktographische Untersuchungen dienen grundsätzlich dazu, den bruchauslösenden Mechanismus zu identifizieren, um eine Interpretation hinsichtlich mikrostruktureller Materialeigenschaften vorzunehmen. Daraus kann gegebenenfalls auf ein bekanntes Materialmodell zurückgegriffen bzw. ein solches modifiziert werden, oder aber es können neue Modellvorstellungen entwickelt werden. Während qualitative Analysen Aussagen über das Bruchgefüge liefern und im Allgemeinen eine Interpretation über den Versagensablauf erlauben, ermöglichen quantitative Analysen die Anwendung bruchmechanischer Methoden zur Beschreibung des Versagens. Im vorliegenden Fall geht es in erster Linie darum, die Grundannahme des Local Approach zu bestätigen, dass der Spröbruch vom Versagen einer lokalen Schwachstelle ausgeht und einen spannungsgesteuerten Versagensmodus darstellt. Kann die versagensauslösende Schwachstelle identifiziert werden, wird nach Möglichkeit die Art, die Lage und Größe bestimmt, um mit dem berechneten Spannungsfeld in der plastischen Zone zum Zeitpunkt des Bruchs, lokale Risszähigkeiten zu bestimmen. Eventuell auftretende duktile Inseln im Übergangsbereich werden ebenfalls vermessen, um bei späteren Auswertungen die daraus resultierenden Spannungsumlagerungen bei der Bestimmung der Weibullspannung mit berücksichtigen zu können. Im Folgenden sind die Ergebnisse der fraktographischen Untersuchungen aufgeführt. Aufgrund der unterschiedlich auftretenden Versagensarten erfolgte eine primäre Ordnung nach Temperaturbereichen, innerhalb denen die Versuchsreihen mit zunehmendem Kerbradius geordnet sind.

#### **Versuchstemperatur -150°C:**

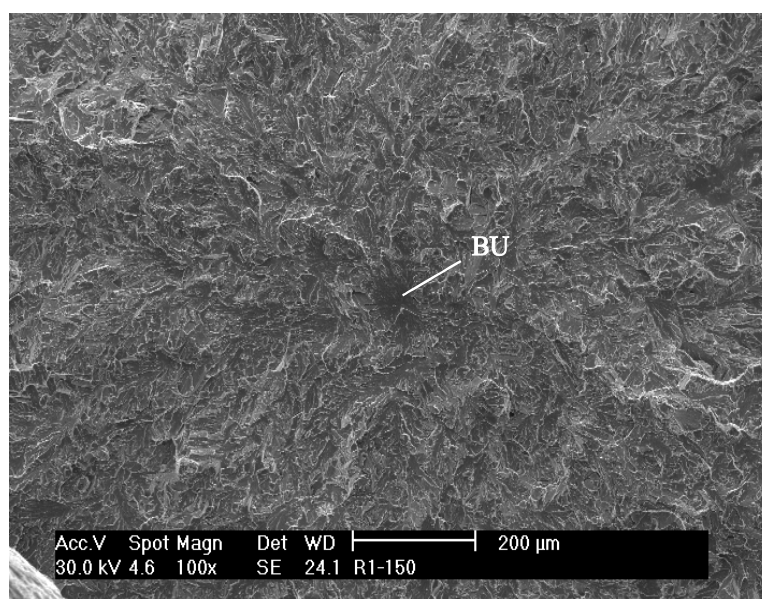
#### **Kerbradius 1 mm:**

Alle Proben versagten durch reinen transkristallinen Spaltbruch. Durch Zurückverfolgen des charakteristischen Flussmusters auf der Bruchfläche [2, 5], konnte der Bruchursprung jeweils detektiert werden (eine Probe wies sogar zwei gleichberechtigte Bruchursprünge auf). In den meisten Fällen wurden Oxide als spaltbrucheinleitende Einschlüsse aufgefunden. Als versagensauslösende Schwachstellen konnten Spaltbruchfacetten ermittelt werden, die sich teilweise auch über mehrere, offensichtlich ähnlich orientierte ehemalige Austenitkörner erstrecken. Neben den primären Bruchursprüngen finden sich oftmals mehrere sekundäre Bruchursprünge, gekennzeichnet durch abgesetzte, lokal begrenzte Flussmuster. Wahrscheinlich ist die Entstehung diese

Sekundärursprünge auf Spannungsumlagerungen zurückzuführen, die mit dem Loslaufen des Spaltbruchs vom Bruchursprung einsetzen. Grundsätzlich besteht aber auch die Möglichkeit, dass mehrere Risse in etwa gleichzeitig instabil werden und sich letztlich einer dominant über die gesamte Bruchfläche ausbreitet. Eine der Grundannahmen des Modells, dass sich die Schwachstellen nicht gegenseitig beeinflussen, kann deshalb nicht ohne weiteres bestätigt werden. Die nachfolgende *Abb. 4.11* zeigt die Übersichtsaufnahme einer Bruchfläche. Der Bruchursprung ist mit BU gekennzeichnet, die Sekundärbruchursprünge mit S1-S3. *Abb. 4.12* zeigt den Nahbereich des Bruchursprungs mit dem typischen Flussmuster.

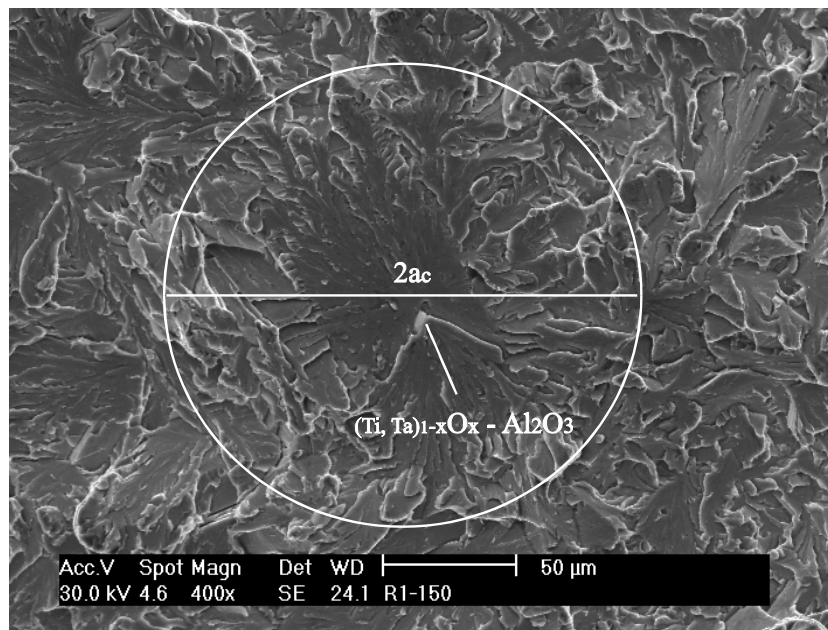


***Abb. 4.11:*** Bruchfläche einer Probe mit Kerbradius 1 mm, untersucht bei  $-150^{\circ}\text{C}$



***Abb. 4.12:*** Nahbereich des Bruchursprungs 100-fach vergrößert

Im Bruchsprung gut zu erkennen befindet sich ein brucheinleitender oxidischer Einschluss (*Abb. 4.13*). Die versagensauslösende Schwachstelle ist deutlich gegenüber der Umgebung abgegrenzt. Die in diesem Fall eher elliptische Rissgeometrie ist nicht der Regelfall. Im Allgemeinen liegt eine unsymmetrische Geometrie vor. Um die Ergebnisse miteinander vergleichen zu können, wurde vereinfacht von einem flachen kreisrunden Riss ausgegangen. Der Durchmesser (doppelte kritische Risslänge) wurde anhand der größten Ausdehnung der Schwachstellen bestimmt und dürfte einer Abschätzung zufolge im ungünstigsten Fall einen Fehler von maximal 20 % aufweisen.



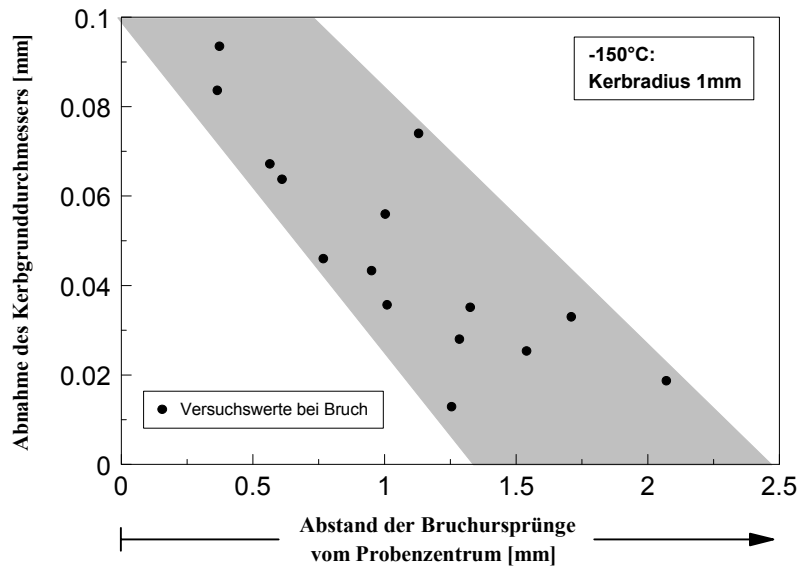
***Abb. 4.13:*** Bruchsprung mit oxidischem Einschluss 400-fach vergrößert

Für die quantitative Auswertung wurden jeweils beide Bruchflächen einer Probe untersucht. Zur Bestimmung der Lage des Bruchsprungs, wurden mit dem Lineartisch des Rasterelektronenmikroskops jeweils drei Punkte auf den Umrandungen beider Bruchflächen angefahren und die x-y-Werte notiert. Ebenso wurden die x-y-Werte des Bruchsprungs auf beiden Bruchflächen ermittelt. Mit der Formel:

$$R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \quad (4.6)$$

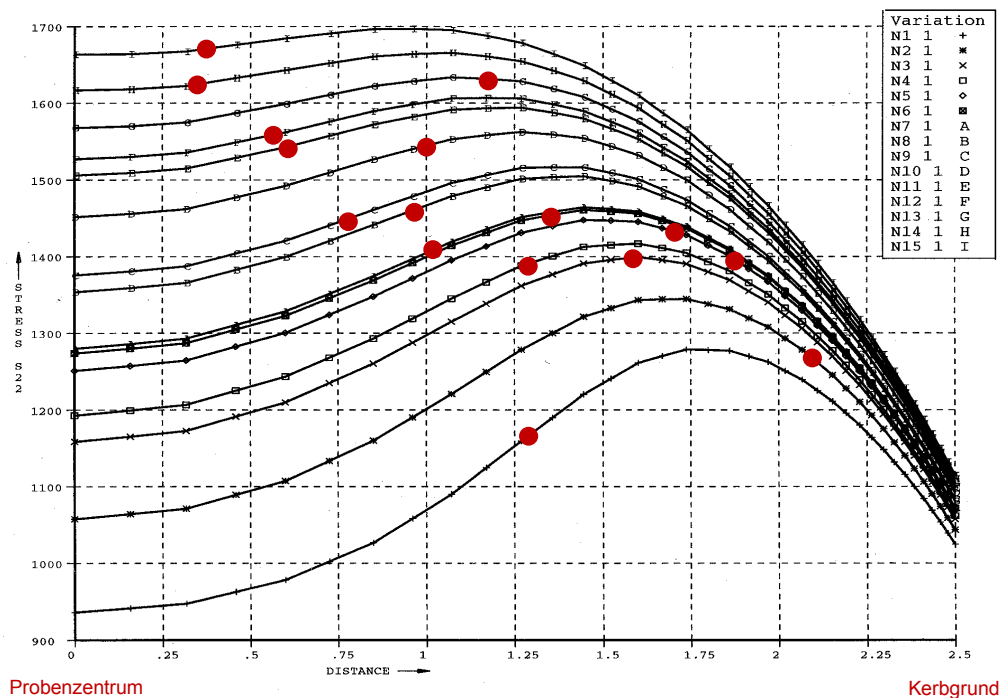
können so der Durchmesser  $2R$  der Bruchfläche, der Mittelpunkt  $(x_0, y_0)$  und damit der Abstand des Bruchsprungs vom Zentrum bestimmt werden. Die Auswertung der zusammengehörenden Bruchflächen ergab nur minimalste Abweichungen, da die Flächen fast ideal kreisrund sind. Trägt man die Abnahme des Kerbgrunddurchmessers

über der Lage der Bruchsprünge auf so wird deutlich, dass sich mit zunehmender Bruchdehnung die Bruchsprünge zum Probenzentrum hin verschieben (Abb. 4.14 - die dunkle Fläche zeigt das Zentrum des maximalen Bruchrisikos für einzelne Lastschritte.).



**Abb. 4.14:** Lage der Bruchsprünge in Abhängigkeit des Kerbgrunddurchmessers

Aus einer FE-Spannungsanalyse zum Zeitpunkt des Bruchs, wurde im Anschluss für jede Probe die Lage der versagensauslösenden Schwachstelle im Spannungsfeld ermittelt. Abbildung 4.15 zeigt die graphische Auswertung.



**Abb. 4.15:** Lage der Bruchsprünge im Axialspannungsfeld

Bei der Betrachtung der Spannungsverläufe stellt man fest, dass sich mit zunehmender Bruchdehnung bzw. -spannung das Maximum vom Kerbgrund zum Probenzentrum hin verschiebt und der weitere Verlauf zunehmend flacher wird. Die Verschiebung des Maximums zum Zentrum hin sowie dessen Verbreiterung, hat letztlich auch die Verschiebung der Bruchursprünge in die gleiche Richtung zur Folge. Grundsätzlich liegen alle Bruchursprünge in den hoch belasteten Bereichen der Probe im Probeninneren. Die weit überwiegende Anzahl wurde zwischen dem Ort des Spannungsmaximums und dem Probenzentrum gefunden. Mit den ermittelten Bruchspannungen über den versagensauslösenden Schwachstellen, wurden unter der vereinfachten Annahme dass es sich jeweils um flache, kreisförmige Risse handelt, nach Tada [57] lokale Risszähigkeiten bestimmt:

$$K_{IC, lokal} = \frac{2}{\pi} \sigma_{Bruch, lokal} \sqrt{\pi a_c} \quad (4.7)$$

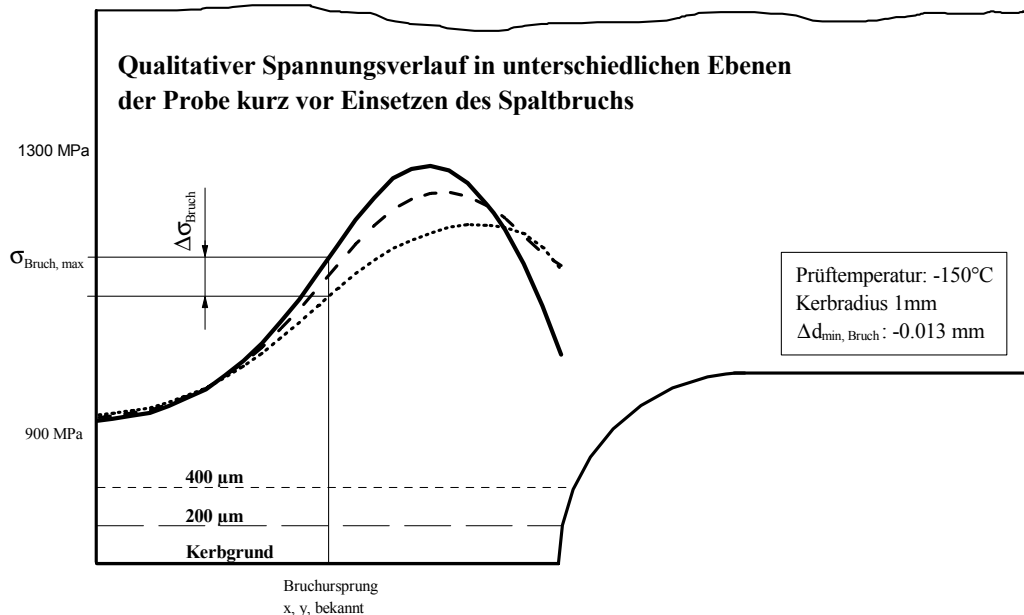
In der nachfolgenden *Tabelle 4.1* sind die gesamten Ergebnisse der Versuchsreihe aufgeführt:

Nr.:	Abstand Z-BU [µm]	Spaltbrucheinleitender Einschluß	2ac [µm]	σ Bruch-lokal [MPa]	K <sub>IC lokal</sub> [MPa√m ]
1	565	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (15.0 µm)	275	1560	20.64
2	373	-	262	1670	21.58
3	1255	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (17.5 µm)	372	1165	17.93
4	941	-	420	1185	19.39
5	951	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (10.8 µm)	225	1455	17.41
6	768	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (13.6 µm)	225	1445	17.29
7	1724 / 1873	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (11.9 / 6.9 µm)	209 / 315	1425 / 1395	16.44 / 19.75
8	1285	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (12.0 µm)	242	1390	17.25
9	895	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (5.00 µm)	216	1380	16.18
10	1326	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (20.0 µm)	258	1450	18.58
11	1540	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (5.60 µm)	438	1400	23.78
12	365	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (1.90 µm)	240	1625	20.09
13	611	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (4.31 µm)	300	1540	21.28
14	1003	-	210	1540	17.81
15	1130	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (2.25 µm)	273	1630	21.49

***Tab. 4.1:*** Ergebnisse der fraktographischen Auswertungen

Die berechneten lokalen Risszähigkeiten zeigen eine maximale Differenz von etwa 30%. Der Mittelwert von  $19,34 \pm 2,19 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  liegt sogar erstaunlich nahe an dem von Wallin postulierten untersten möglichen Grenzwert  $K_{\min} = 20 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  [58] für ferritische Stähle. Die reine Materialstreuung dürfte tatsächlich etwas geringer sein, da neben der vereinfachten Annahme über die Rissgeometrie und dem Fehler bei der

Bestimmung der kritischen Risslänge, auch nur die Spannungsverläufe in der Ebene des Kerbgrunds zur Auswertung herangezogen werden. Tatsächlich brechen manche Proben aber deutlich außerhalb dieser Ebene und die kritische Schwachstelle wird real bei einer geringeren Spannung instabil. *Abbildung 4.16* verdeutlicht dies am Beispiel der Spannungsverläufe in unterschiedlichen Ebenen einer Probe.



**Abb. 4.16:** Spannungsverlauf in unterschiedlichen Ebenen einer Probe

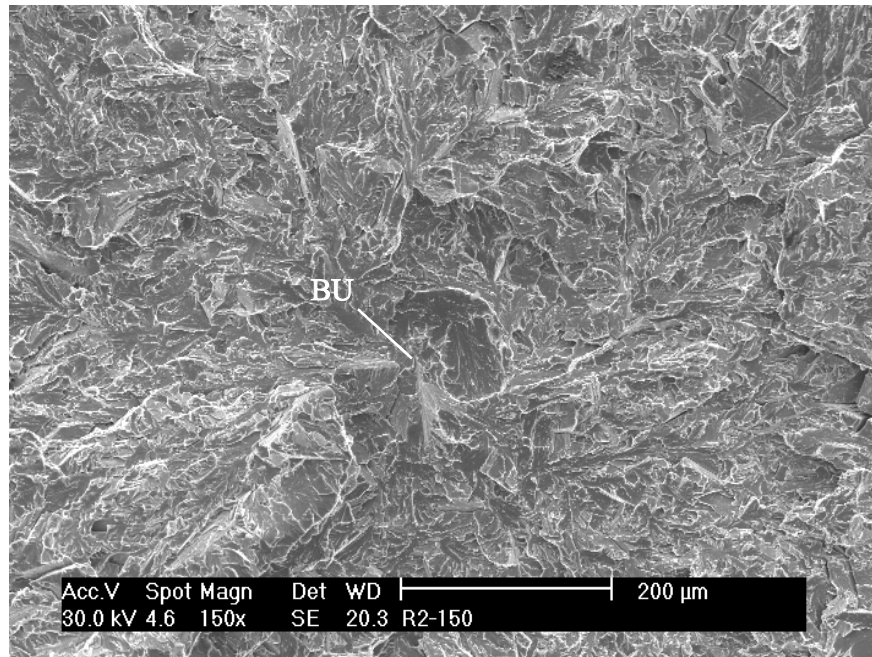
Nach einer Analyse würde so beispielsweise bei den hier untersuchten Proben, eine lokale Bruchspannung maximal 5-7 % geringer sein, wenn sich der Bruchsprung in einem axialen Abstand von bis zu 500  $\mu\text{m}$  von der Kerbgrundebene befinden würde. Grundsätzlich ist die exakte räumliche Lage eines Bruchsprungs auf einer Bruchfläche zu bestimmen nur mit großem Aufwand realisierbar. Obwohl sich inzwischen einige kommerzielle 3D-Analyseverfahren auf dem Markt befinden, die sehr gute Ergebnisse bei topographischen Vermessungen liefern, bleibt das Problem für die Bestimmung von Absolutwerten das 0-Niveau, bzw. in diesem Fall die Ebene des Kerbgrunds aufzufinden.

### **Kerbradius 2 mm:**

Wie die Proben mit Kerbradius 1 mm, versagten auch diese Proben durch transkristallinen Spaltbruch. Die Topographie ist jedoch stärker ausgeprägt und vereinzelt sind Rosetten erkennbar, die wie beim Quasispaltbruch linsenförmig ausgebildet sind. Auch

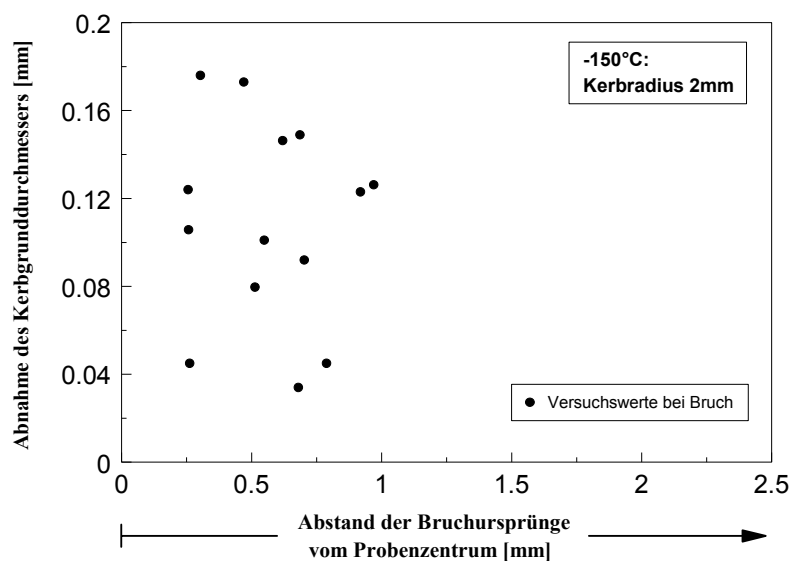


hier konnten alle Bruchsprünge detektiert und vermessen werden. Als spaltbrucheinleitende Einschlüsse wurden fast überall Oxide gefunden. Sekundäre Bruchsprünge waren nicht mehr so häufig vorhanden. Die nachfolgende *Abbildung 4.17* zeigt den Nahbereich eines Bruchsprungs.



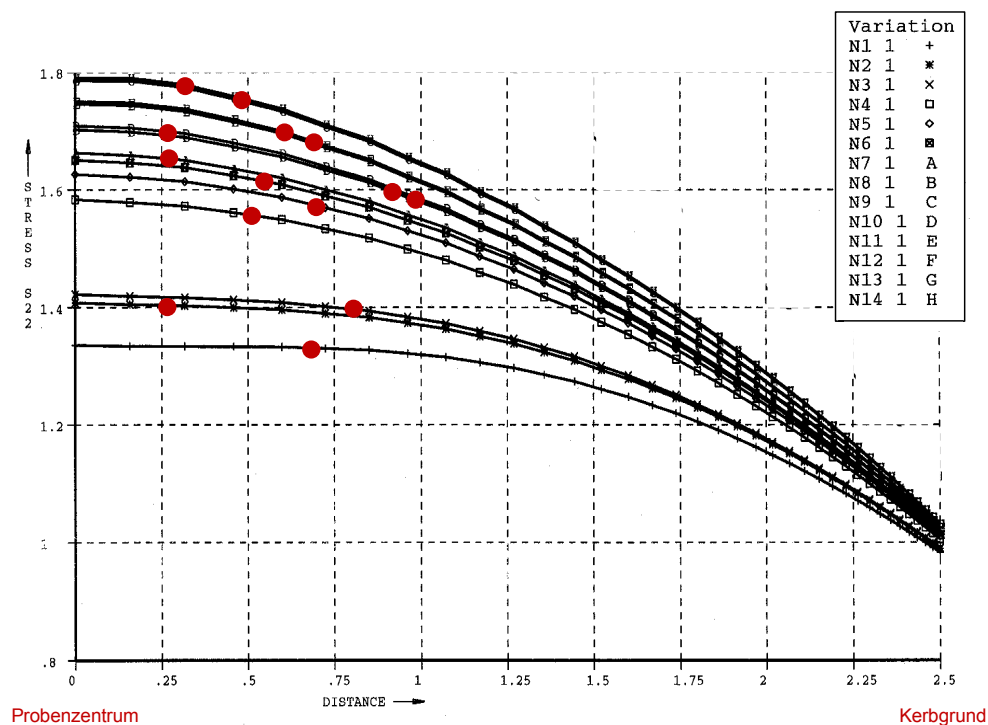
***Abb. 4.17:*** Nahbereich eines Bruchsprungs 150-fach vergrößert

Beim Auftragen der Abnahme des Kerbgrunddurchmessers über der Lage der Bruchsprünge erkennt man, dass sich die versagensauslösenden Schwachstellen in einem Abstand von maximal einem Millimeter vom Probenzentrum befinden (*Abb. 4.18*).



***Abb. 4.18:*** Lage der Bruchsprünge in Abhängigkeit des Kerbgrunddurchmessers

Eine signifikante Abhängigkeit ist bei dieser Versuchsreihe nicht mehr festzustellen. Grund hierfür ist die Lage der Spannungsmaximas im Probenzentrum, infolge größerer Bruchdehnungen wie in *Abbildung 4.19* zu sehen.



**Abb. 4.19:** Lage der Bruchsprünge im Axialspannungsfeld

Auch hier wurden unter der vereinfachten Annahme, dass es sich bei den Schwachstellen um flache, kreisförmige Risse handelt, lokale Risszähigkeiten bestimmt. Die gesamten Ergebnisse der Versuchsreihe sind in der folgenden *Tab. 4.2* aufgeführt.

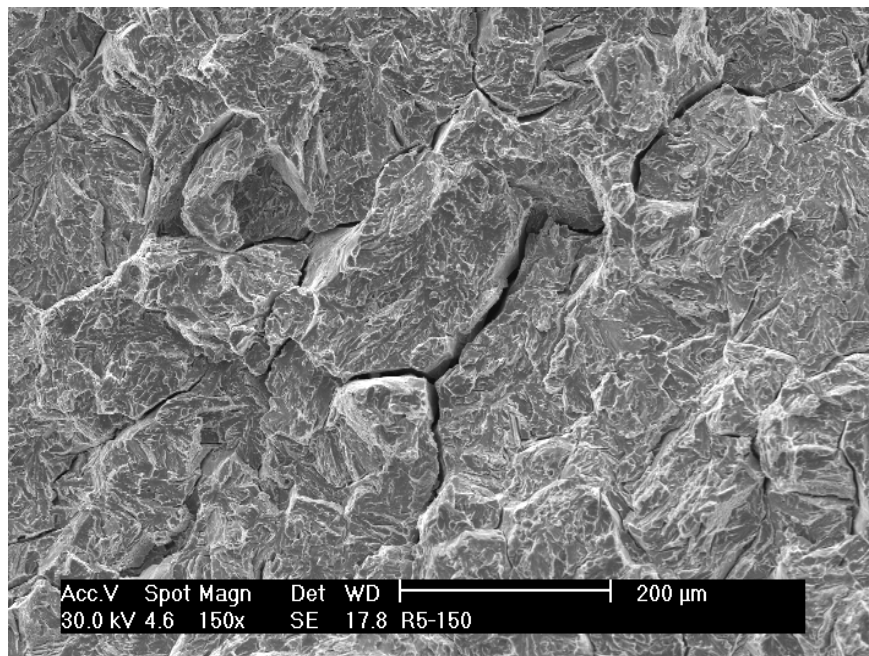
Nr.:	Abstand Z-BU [ $\mu\text{m}$ ]	Spaltbrucheinleitender Einschluß	2ac [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma$ Bruch-lokal [MPa]	K <sub>IC</sub> lokal [MPa $\sqrt{\text{m}}$ ]
1	303	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (7.60 $\mu\text{m}$ )	152	1780	17.51
2	262	-	260	1400	18.01
3	549	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (14.0 $\mu\text{m}$ )	244	1615	20.13
4	788	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (28.0 $\mu\text{m}$ )	286	1400	18.89
5	703	-	256	1570	20.04
6	680	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (5.60 $\mu\text{m}$ )	416	1330	21.64
7	256	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (13.70 $\mu\text{m}$ )	250	1690	21.32
8	470	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (4.60 $\mu\text{m}$ )	331	1755	25.48
9	919	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (13.5 $\mu\text{m}$ )	230	1590	19.24
10	513	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (4.60 $\mu\text{m}$ )	372	1555	23.93
11	620	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (9.20 $\mu\text{m}$ )	193	1700	18.84
12	686	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (7.90 $\mu\text{m}$ )	178	1670	17.78
13	258	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (13.30 $\mu\text{m}$ )	176	1650	17.47
14	970	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (4.70 $\mu\text{m}$ )	210	1580	18.27

**Tab. 4.2:** Ergebnisse der fraktographischen Auswertungen

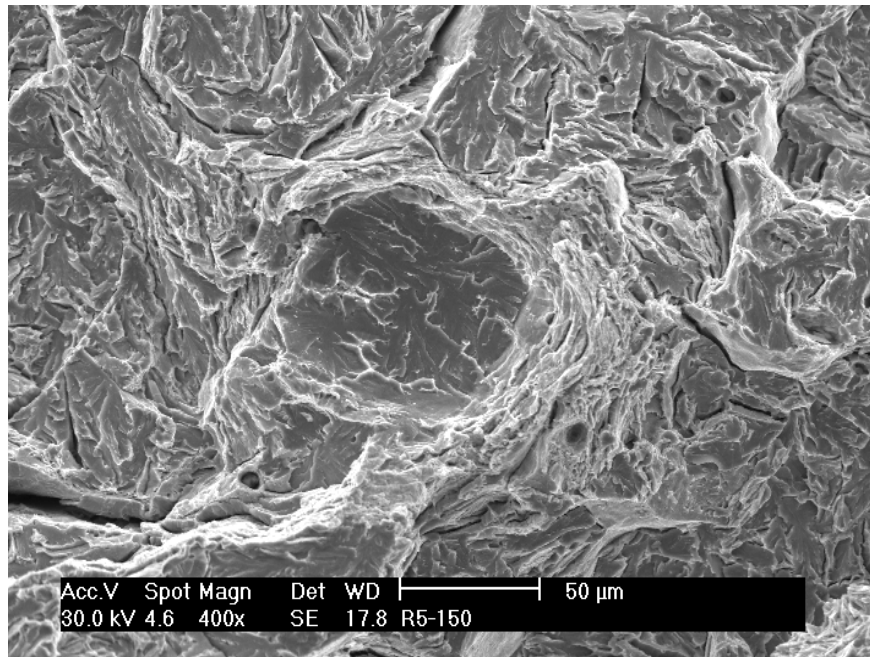
Wie bei der vorangegangenen Versuchsreihe, zeigen auch diese lokalen Risszähigkeiten eine maximalen Differenz von etwa 30 %. Der Mittelwert von  $19,90 \pm 2,44 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  ist auch fast exakt der gleiche. Die Analyse bezüglich einer Bruchursprungsverschiebung axial zur Kerbgrundebene, liefert bei einem Abstand von bis zu 500  $\mu\text{m}$  eine maximal 7-8 % geringere lokale Bruchspannung.

### **Kerbradius 5 mm:**

Alle Proben zeigen einen trans-interkristallinen Mischbruch. Der nach den wesentlich größeren Dehnungen erwartete Wechsel des Bruchmodus führt zu deutlich grobstrukturierteren Bruchflächen. Obwohl bei allen Proben der Ort des Bruchursprungs festgestellt werden konnte, wurde nur zweimal eine versagensauslösende Schwachstelle in Form einer Rosette mit duktilem Kranz gefunden. Bei den restlichen Proben waren weder anderweitige Schwachstellen noch Einschlüsse zu erkennen. Sekundäre Bruchursprünge traten nicht mehr auf. Die folgende *Abb. 4.20* zeigt einen charakteristischen Ausschnitt des Bruchgefüges, *Abbildung 4.21* eine der aufgefundenen Rosetten im Bruchursprung.

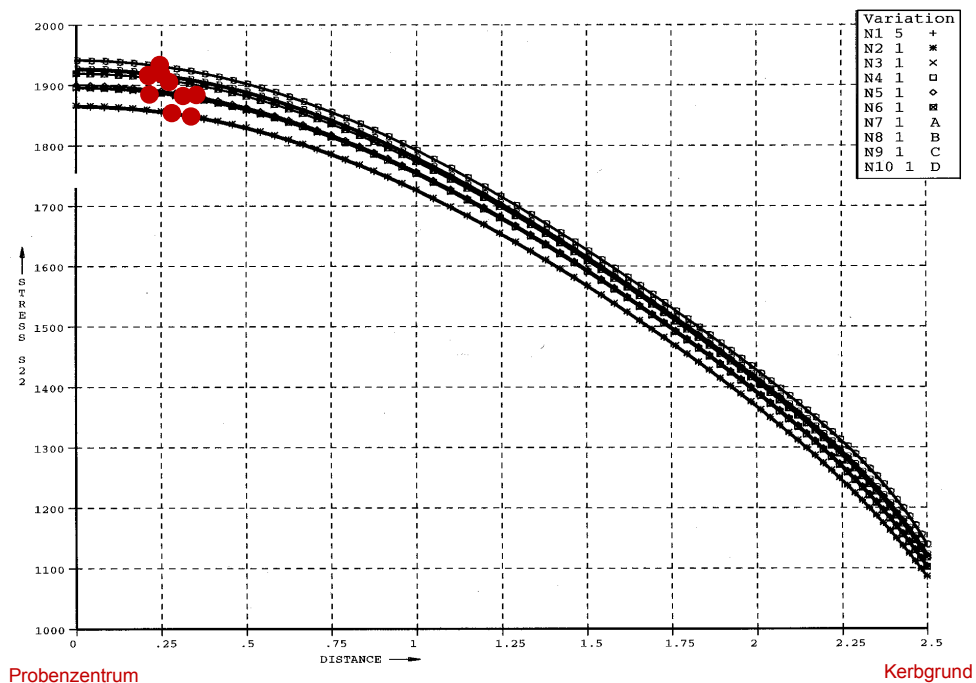


***Abb. 4.20:*** *Trans- interkristalliner Spaltbruch 150-fach vergrößert*



**Abb. 4.21:** Rosette mit duktilem Kranz im Bruchsprung 400-fach vergrößert

Die Bruchsprünge liegen mit 0,23 bis 0,35 mm Abstand zum Zentrum der Proben relativ nahe beieinander und zeigen wie in *Abbildung 4.22* zu sehen, nur eine geringe Streuung.



**Abb. 4.22:** Lage der Bruchsprünge im Axialspannungsfeld

Da lediglich zwei versagensauslösende Schwachstellen gefunden wurden, besitzen die beiden ermittelten Risszähigkeiten praktisch keine Aussagekraft. Der Vollständigkeit halber sind sie jedoch in der Ergebnistabelle 4.3 mit aufgeführt.

Nr.:	Abstand Z-BU [ $\mu\text{m}$ ]	Spaltbrucheinleitender Einschluß	2ac [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma$ Bruch-lokal [MPa]	K <sub>IC lokal</sub> [MPa $\sqrt{\text{m}}$ ]
1	325	-	138	1855	17.39
2	234	-	-	1925	-
3	237	-	94	1890	14.62
4	329	-	-	1900	-
5	243	-	-	1940	-
6	276	-	-	1900	-
7	230	-	-	1925	-
8	348	-	-	1900	-
9	298	-	-	1860	-
10	256	-	-	1925	-

**Tab. 4.3:** *Ergebnisse der fraktographischen Auswertungen*

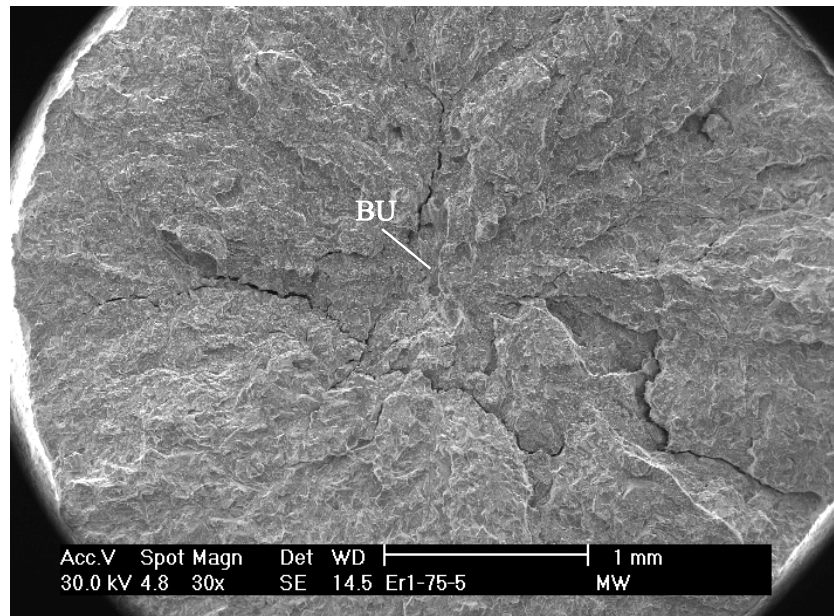
Abschließend läßt sich für die Versuchstemperatur -150°C feststellen, dass Proben mit Kerbradius 1 mm und 2 mm transkristallinen Spaltbruch aufweisen und die ermittelten Werkstoffkennwerte in Form von Risszähigkeiten gut übereinstimmen. Die allgemeine Auffassung, dass das kritische Ereignis für Spaltbruch bei gekerbten Proben die Überwindung der Matrixkorn Grenzen darstellt, konnte für diese beiden Probenserien bestätigt werden. Der Einfluss der Spannungsmehrachsigkeit auf die Versprödung des Materials wird an den Proben mit Kerbradius 5 mm deutlich. Aufgrund geringerer mehrachsiger Spannungszustände, versagen sie nicht mehr rein intrakristallin, sondern durch trans-interkristallinen Mischbruch. Unabhängig vom Kerbradius liegen die versagensauslösenden Stellen alle in den höher belasteten Bereichen der Proben und korrelieren somit mit den Spannungsfeldern in den plastischen Zonen.

### **Versuchstemperatur -75°C:**

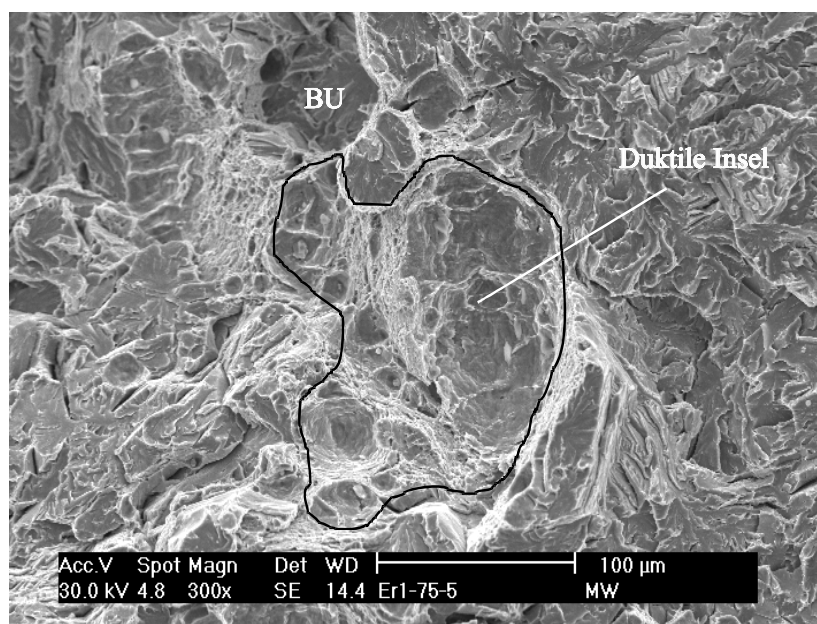
#### **Kerbradius 1 mm:**

Alle Proben versagten durch trans-interkristallinen Mischbruch. Zusätzlich sind größere axiale Risse vorhanden. Bei einer Probe wurde im Bruchursprung eine Rosette mit duktilem Kranz gefunden, wie sie zuvor in Abb. 4.21 gezeigt wurde. Bei den restlichen Proben befanden sich ein oder zwei duktile Inseln auf den Bruchflächen. Die

Bruchsprünge liegen allgemein direkt am Rand der duktilen Bereiche, so dass davon ausgegangen werden kann, dass ein sich zunächst stabil ausbreitender Riss beim Überschreiten einer kritischen Spannung vor der Rissspitze instabil wird und zum Versagen der Proben führt. Abbildung [4.23](#) zeigt die Gesamtansicht einer Bruchfläche. Abbildung [4.24](#) den Nahbereich des zugehörigen Bruchsprungs mit duktiler Schädigung.

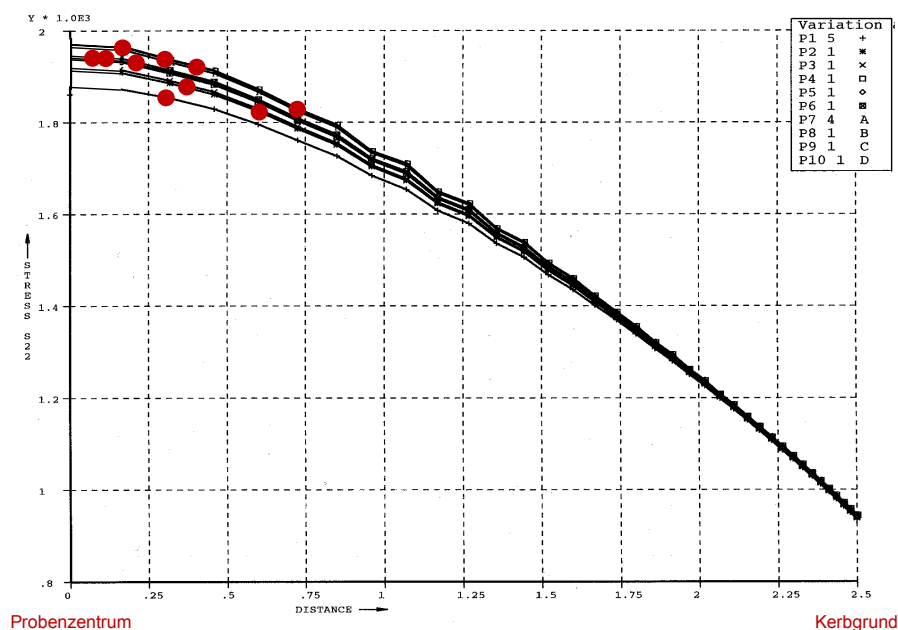


**Abb. 4.23:** Bruchbild einer Probe mit Kerbradius 1 mm untersucht bei  $-75^{\circ}\text{C}$



**Abb. 4.24:** Nahbereich des Bruchsprung mit duktiler Insel 300-fach vergrößert

Auch hier liegen die Bruchsprünge, wie aus Abb. 4.25 ersichtlich, relativ nahe dem Probenzentrum, zeigen jedoch eine etwas größere Streuung als die der Proben mit Kerbradius 5 mm, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden.



**Abb. 4.25:** Lage der Bruchsprünge im Axialspannungsfeld

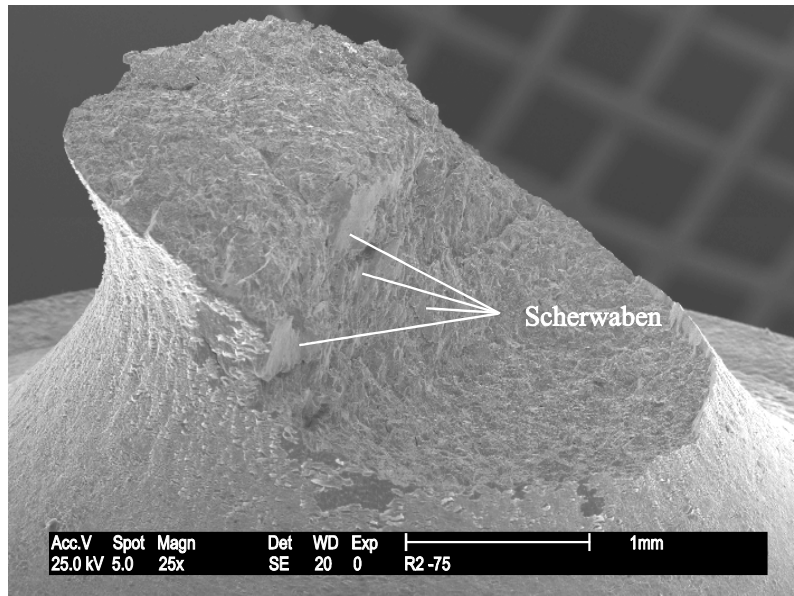
Da die Spannungsverteilungsanalyse ohne Berücksichtigung von Schädigung durchgeführt wurde, sind die lokalen Spannungsumlagerungen durch die Bildung duktiler Inseln nicht erfasst. Es muss deshalb davon ausgegangen werden, dass die tatsächlichen lokalen Bruchspannungen höher sind als die berechneten. Obwohl die lokalen Risszähigkeiten bei einem Mittelwert von  $24,37 \pm 2,51 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  deutlich größer sind, als die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  ermittelten Werte, müssten sie aufgrund der realen Bruchspannungen ebenfalls größer sein, als die in der folgenden Tabelle 4.4 aufgeführten Werte (Kursiv: zusätzliche Population duktiler Schädigung).

Nr.:	Abstand Z-BU [ $\mu\text{m}$ ]	Abstand Z-Ac [ $\mu\text{m}$ ]	Duktile Schädigungsfläche Ac [ $\mu\text{m}^2$ ]	2ac [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{\text{Bruch-lokal}}$ [MPa]	K <sub>IC lokal</sub> [MPa $\sqrt{\text{m}}$ ]
1	306	-	Rosette	415	1855	27.61
2	357	507	27736	258	1925	24.67
3	201	271	22729	207	1925	22.1
4	730	810	45270	297	1825	25.09
5	116	152	36440	273	1940	25.58
6	310	390	43484	269	1930	25.26
7	124 (392)	194 (392)	37849 (113826)	281 (500)	1960 (1915)	26.21 (34.17)
8	380	423	48860	285	1875	25.26
9	605	640	15191	165	1820	18.65
10	128 (325)	250 (325)	44485 (115177)	226 (510)	1940 (1910)	23.27 (34.42)

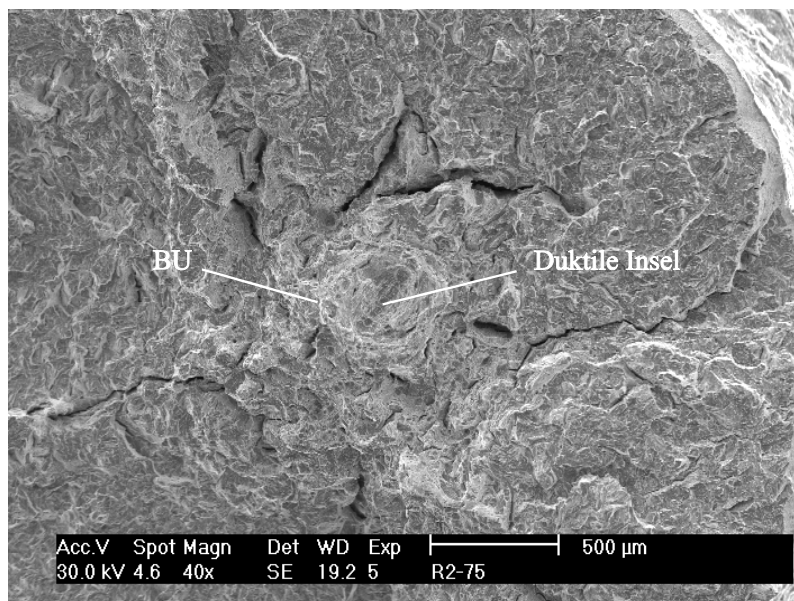
**Tab. 4.4:** Ergebnisse der fraktographischen Auswertungen

## Kerbradius 2 mm:

Bei dieser Versuchsreihe traten sehr unterschiedliche Mischbruchformen auf. Neben trans-interkristallinem Mischbruch mit mehreren kleineren Axialrissen, traten auch überkreuzte große Axialrisse auf sowie von der Seite betrachtet annähernd Z-förmige Bruchstrukturen (*Abb. 4.26*). Etwa die Hälfte der Proben weist Bereiche normalspannungsorientierte duktile Inseln auf (*Abb. 4.27*).



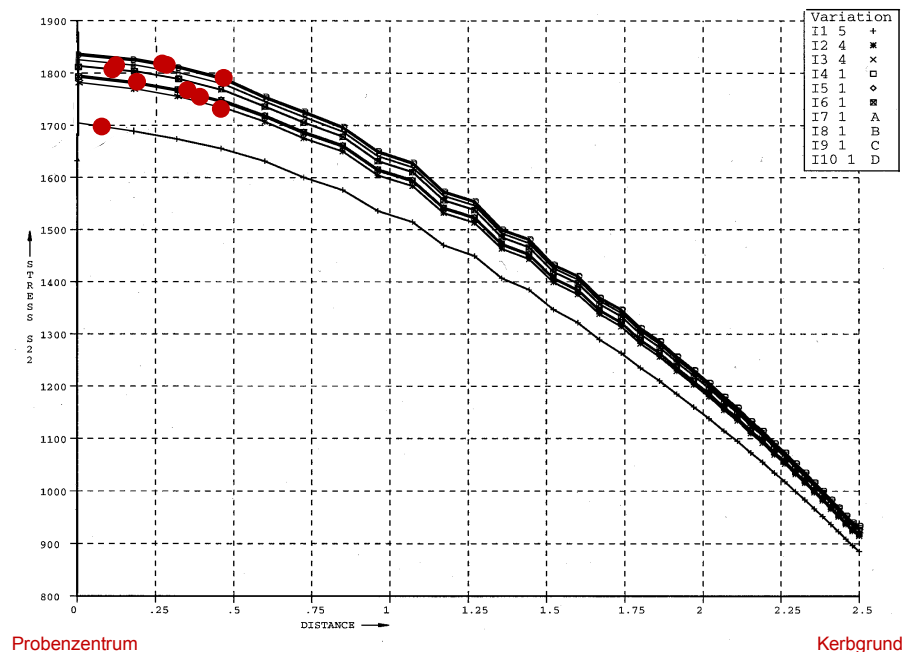
***Abb. 4.26:*** Annähernd Z-förmige Bruchstruktur



***Abb. 4.27:*** Bruch mit axialen Rissen und duktilem Schädigungsbereich



Obwohl alle Bruchsprünge detektiert werden konnten, kann bei einigen Proben bei der Bestimmung der Lage aufgrund der großen Höhenunterschiede im Randbereich, ein Fehler von etwa  $\pm 5\%$  auftreten. Grundsätzlich liegen auch hier alle Ursprünge relativ nahe dem Probenzentrum im hochbelasteten Bereich (*Abb. 4.28*).



**Abb. 4.28:** Lage der Bruchsprünge im Axialspannungsfeld

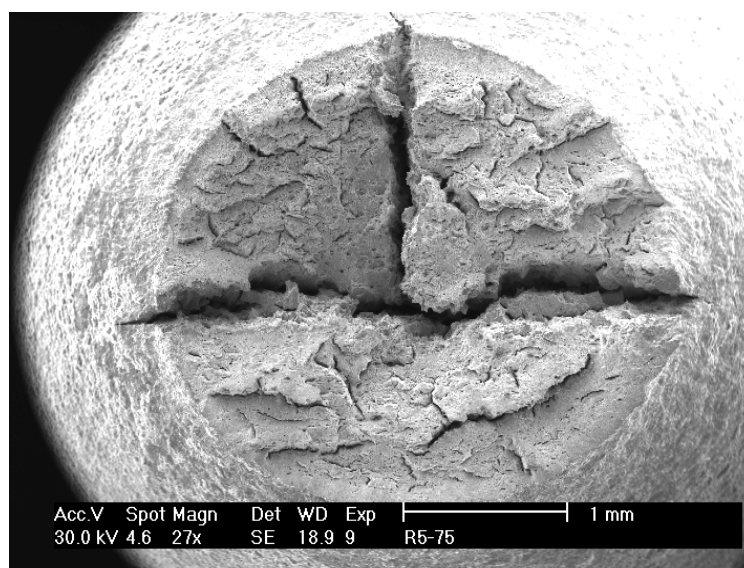
Bei der Auswertung der lokalen Risszähigkeiten, basierend auf den lokalen Bruchspannungen, tritt das gleiche Problem wie bei der vorigen Versuchsreihe auf. Auch hier sind die Spannungsumlagerungen aufgrund lokaler duktiler Schädigung nicht berücksichtigt, wodurch der Mittelwert von  $K_{IC}$  mit  $28,71 \pm 15,09 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  ebenfalls nur unter Vorbehalt zu betrachten ist. Die große Streuung der einzelnen Risszähigkeiten basiert letztlich auf den stark variierenden realen Spannungsfeldern, infolge der sehr unterschiedlich ausgebildeten duktilen Schädigungsanteilen, wie in *Tab. 4.5* zu sehen.

Nr.:	Abstand Z-BU [ $\mu\text{m}$ ]	Abstand Z-Ac [ $\mu\text{m}$ ]	Duktile Schädigungsfläche Ac [ $\mu\text{m}^2$ ]	2ac [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{\text{Bruch-lokal}}$ [MPa]	$K_{IC \text{ lokal}}$ [MPa $\sqrt{\text{m}}$ ]
1	182	205 (172 ; 522)	6332 (2753 ; 89050)	108 (78 ; 400)	1790 (1790 ; 1735)	14.84 (12.61 ; 27.69)
2	286	-	-	-	1820	-
3	368	-	-	-	1755	-
4	447	-	-	-	1740	-
5	145	358	799590	1212	1830	50.83
6	473	505 (537)	(3800 ; 58422)	100 (453)	1795 (1770)	14.32 (30.06)
7	332	332 (551)	12959 (113188)	169 (475)	1765 (1730)	18.31 (30.08)
8	261	-	-	-	1825	-
9	73	125	257440	808	1700	38.56
10	125	362 (619)	112930 (26509)	600 (292)	1810 (1730)	35.37(24.68)

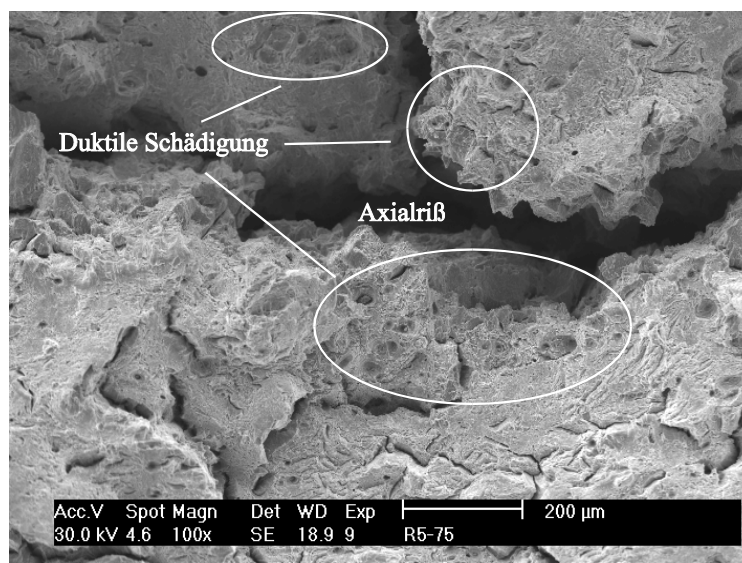
**Tab. 4.5:** Ergebnisse der fraktographischen Auswertungen

## Kerbradius 5 mm:

Alle Proben zeigen die gleiche Versagensstruktur. Zwei große T- oder kreuzförmig angeordnete Axialrisse, die sich etwa im Probenzentrum überschneiden und viele kleinere Axialrisse dominieren das Bruchbild (*Abb. 4.29*). Während im Bereich der Überschneidung der großen Risse normalspannungsorientierte duktile Schädigung erkennbar ist (*Abb. 4.30*), zeigt der gesamte Rest der Bruchflächen Scherwaben zwischen den Axialrissen. Aus der Betrachtung heraus wird klar, dass sich die Bruchsprünge ziemlich nahe dem Probenzentrum befinden. Aufgrund der großen, weit auseinanderklaffenden Risse, ist eine quantitative Auswertung jedoch nicht mehr möglich.



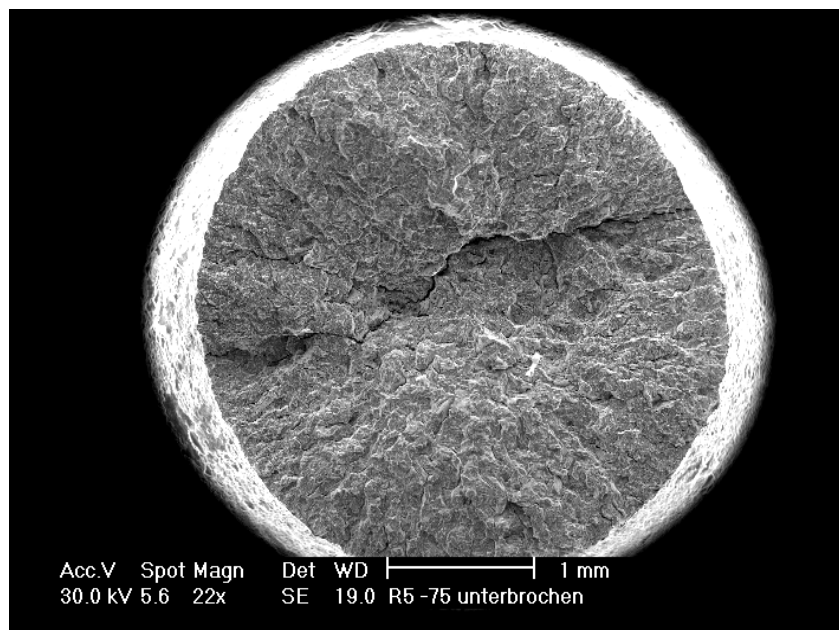
***Abb. 4.29:*** Bruchfläche einer Probe mit Kerbradius 5 mm, untersucht bei -75°C



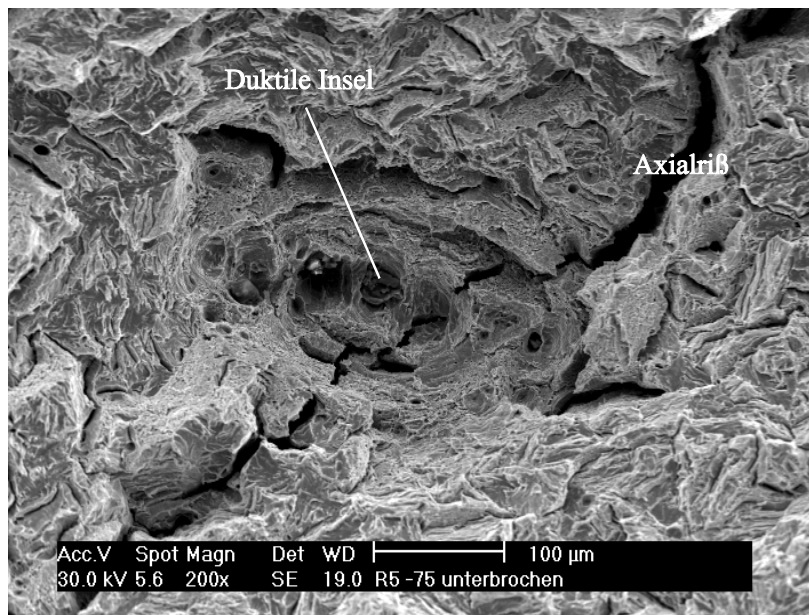
***Abb. 4.30:*** Normalspannungsorientierte duktile Schädigung 100-fach vergrößert

Die Versuche bei  $-75^{\circ}\text{C}$  zeigen eine Vielfalt an Mischbruchformen und unterstreichen den großen Einfluss der Spannungsmehrachsigkeit auf das Schädigungs- bzw. Versagensverhalten des Werkstoffs. Trotz der unterschiedlichen Brucharten finden sich alle Bruchsprünge in den hoch belasteten Bereichen der Proben und korrelieren somit ebenfalls mit den Spannungsfeldern in den plastischen Zonen. Mit dem Auftreten axialer Längsrisse ist neben der Bildung und dem Zusammenschluss von Poren ein weiterer Schädigungsmechanismus vorhanden.

Um festzustellen, wann innerhalb solcher Mischbrüche welcher Schädigungsmechanismus einsetzt, wurde eine Probe mit Kerbradius 5 mm bei  $-75^{\circ}\text{C}$  belastet bis kurz vor Axialrissinitialisierung, entlastet und anschließend bei  $-165^{\circ}\text{C}$  zerrissen. Das Bruchbild gleicht dem von Proben mit Kerbradius 1 mm, die bei  $-75^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden. Es handelt sich um trans-interkristallinen Mischbruch, mit größeren axialen Rissen (*Abb. 4.31*). Die Entstehung der Risse fällt mit dem Zeitpunkt der Spaltbruchinitialisierung zusammen. Ihr Vorhandensein ist auf die große Vorverformung bei  $-75^{\circ}\text{C}$  zurückzuführen. Im Bruchsprung ist eine duktile Insel vorhanden, die bereits bei der Vorbelastung entstanden sein muss, da jungfräuliche Proben bei  $-165^{\circ}\text{C}$  durch reinen transkristallinen Spaltbruch versagen. Zudem ist sie durch einen der Axialrisse getrennt worden, so dass eindeutig feststeht, dass zuerst lokale duktile Schädigung einsetzt, bevor die Axialrisse entstehen (*Abb. 4.32*).



***Abb. 4.31:*** Bruchbild Kerbradius 5 mm - vorbelastet bei  $-75^{\circ}\text{C}$ , zerstört bei  $-150^{\circ}\text{C}$

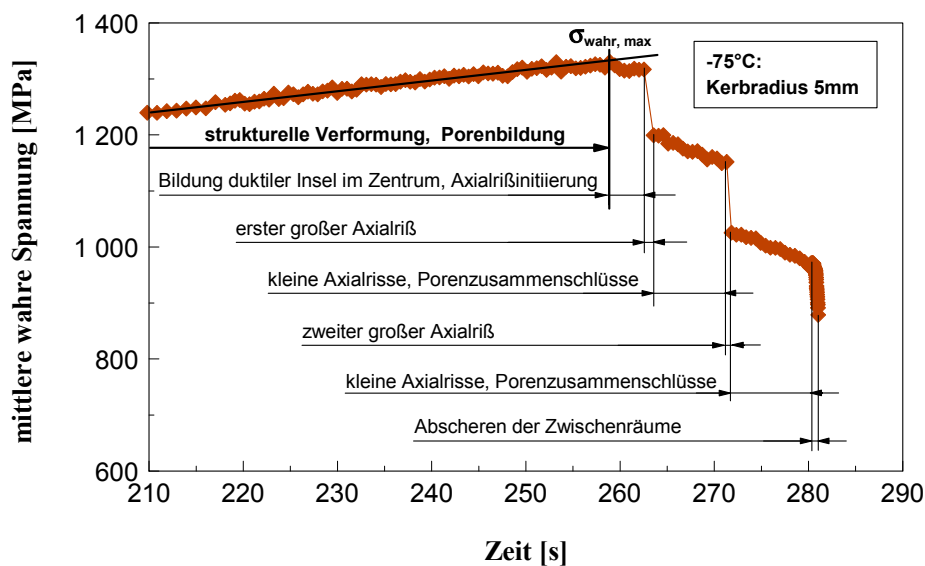


**Abb. 4.32:** *Duktile Insel im Bruchsprung durch einen Axialriss getrennt*

Um die Entstehung der großen Axialrisse zu untersuchen, wurden einige Längsschliffe von verformten und gebrochenen Proben angefertigt. Es zeigte sich, dass sich die Martensitlatten bei großen Dehnungen nach Überschreiten des Kraftmaximums im Nahbereich der Einschnürung überwiegend in Richtung des Kraftflusses ausrichten. Mit zunehmendem Kerbradius, d.h. geringerer Spannungsmehrachsigkeit und folglich geringerer Dehnungsbehinderung, vergrößert sich der strukturell veränderte Bereich. In Abhängigkeit des lokalen Spannungsfeldes, hervorgerufen durch die Strukturänderung und das Ablösen der auf den Latten- und ehemaligen Austenitkorngrenzen sitzenden spröden Zweitphasen, wird nun in den hoch belasteten Bereichen im Probeninneren die kritische Schubspannung zur Trennung der sowieso gestörten Gitterbereiche des Matrixmaterials zwischen den zuvor entstandenen Poren schneller erreicht als die kritische Normalspannung. Die Folge ist eine schubspannungskontrollierte Rissinitiierung an einer Latten- oder Korngrenze und ein sich instabil ausbreitender Längsriss. Dieser läuft bis in den Bereich, in dem die isotrope Gefügestruktur noch vorhanden ist.

Das anschließende Schädigungs- und/oder Versagensverhalten wird maßgeblich von der erreichten plastischen Dehnung, dem Grad der strukturellen Änderung, dem Schädigungsgrad und den resultierenden aktuellen Spannungszuständen in den unterschiedlichen Radialebenen bestimmt. Proben mit 5 mm Kerbradius, zeigen aufgrund geringerer Dehnungsbehinderung infolge geringerer Mehrachsigkeit, große Dehnungen und damit verbunden, größere Bereiche struktureller Änderungen. Kommt hier die Rissspitze im isotropen, wenig vorgeschädigten Gefüge an, wird eine zunehmend

größere Energie benötigt, um den Riss weiter voranzutreiben. Die Spannungen in diesem Bereich sind aufgrund des großen Abstands zur Kerbgrundebene dazu jedoch nicht mehr ausreichend hoch, so dass der Riss ausläuft und stehen bleibt. In der Kerbgrundebene selbst, erfolgt der weitere Schädigungsfortgang. Betrachtet man den Spannungsverlauf über der Zeit unter der Einbeziehung der fraktographischen Ergebnisse (*Abb. 4.33*) so lässt sich folgern, dass es anschliessend offensichtlich zum Zusammenschluss normalspannungsorientierter einzelner Poren, sowie zur Bildung kleinerer Axialrisse kommt. Mit zunehmender Schädigung wird die kritische Schubspannung abermals überschritten und es entsteht ein zweiter Axialriss, in etwa im rechten Winkel zum Ersten. Dieser bleibt wiederum stehen, es bilden sich weitere kleinere Axialrisse und Porenzusammenschlüsse, bis die Zwischenräume letztlich abgesichert werden. Überkreuzte Axialrisse treten auch bei ungekerbten Proben, die bei  $-120^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden auf. Die gesamte Schädigungsentwicklung verläuft ähnlich, normalspannungsorientierte duktile Schädigung ist jedoch so gut wie nicht vorhanden. Zum Schluss scheren die Zwischenräume auch nur teilweise ab, der Rest bricht transkristallin.

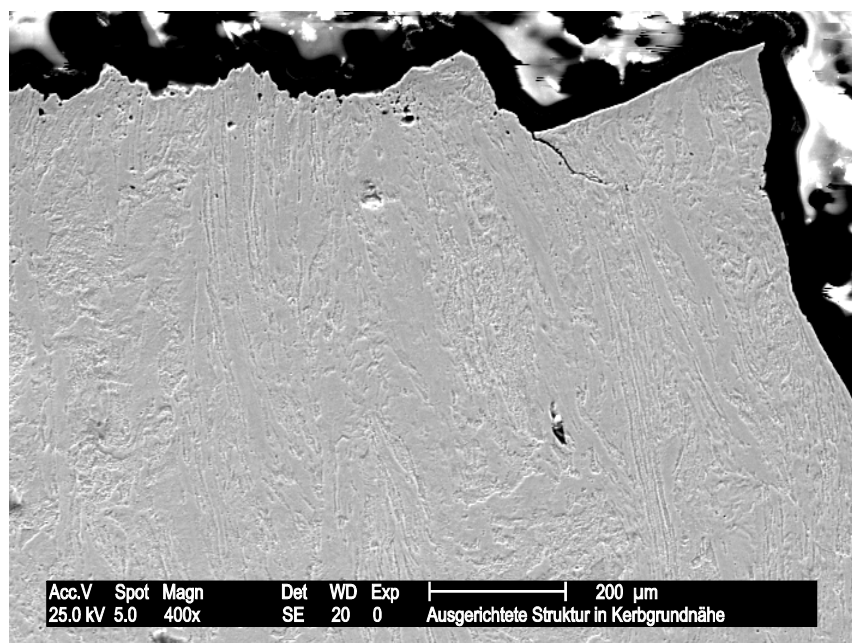


**Abb. 4.33:** Zeitliche Änderung der Spannung aufgrund des Schädigungsverlaufes

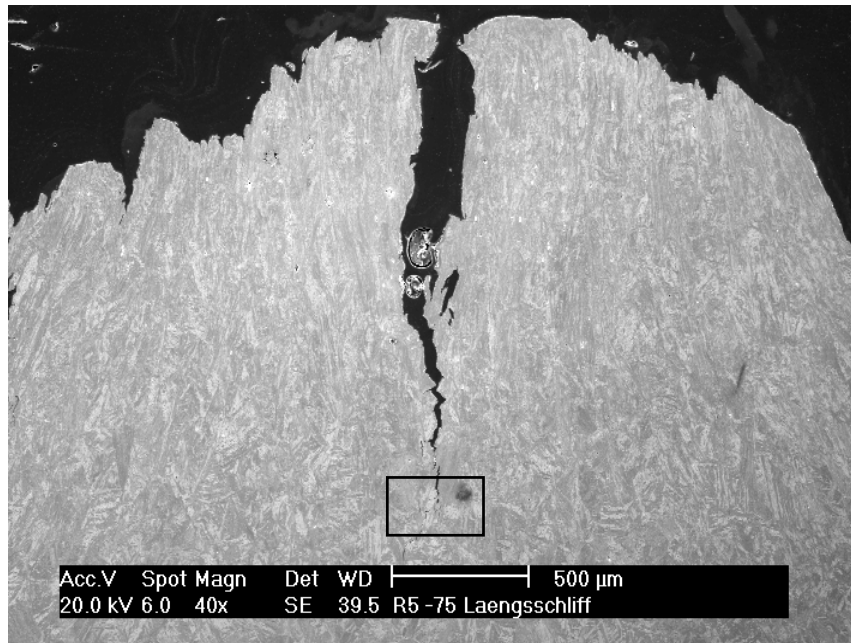
Proben mit 2 mm Kerbradius zeigen aufgrund größerer Dehnungsbehinderung geringere Dehnungen und damit verbunden kleinere Bereiche struktureller Änderungen. Die Unterschiede der Spannungszustände im Bereich des isotropen Gefüges und in der Kerbgrundebene sind aufgrund des geringeren Abstandes und der geringeren Einschnürung deshalb grundsätzlich kleiner als bei den Proben mit 5 mm Kerbradius. Auch hier

sind bei denjenigen Proben, die Axialrisse aufweisen, die Schubspannungen nicht mehr ausreichend hoch den Riss weiter in axialer Richtung voranzutreiben, wenn die Risspitze in den isotropen Bereich vorgedrungen ist. Unter günstigen lokalen Bedingungen ist es jedoch möglich, dass der Riss nicht stehen bleibt, sondern umgeleitet wird und eine ausreichend hohe Normalspannung in dieser Radialebene vorherrscht, die das weitere Versagen bestimmt. Es erfolgt dann ein Wechsel von Modus II zu Modus I, bzw. ein Wechsel von schubspannungsgesteuertem zu normalspannungsgesteuertem Risswachstum und der Riss breitet sich instabil, senkrecht zur Zugrichtung weiter aus und zerstört die Probe. Diese Z-förmigen Brüche entstanden neben einigen Proben mit Kerbradius 2 mm, die bei  $-75^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden, auch an sämtlichen glatten Proben, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  zerrissen wurden.

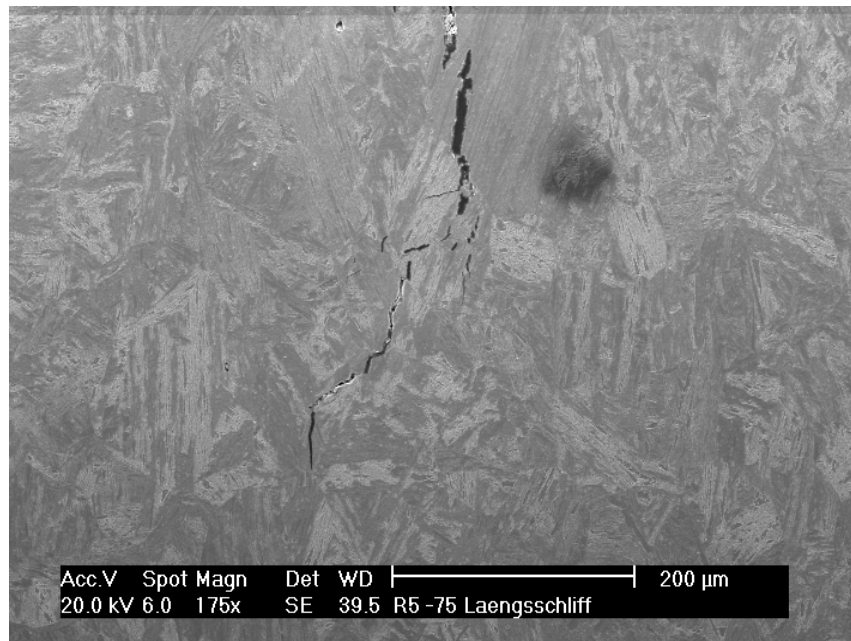
Abschliessend lässt sich festhalten, dass für das Auftreten von Axialrissen eine strukturelle Ausrichtung des Materials aufgrund größerer plastischer Dehnungen notwendig ist. Die Entstehung selbst sowie das weitere Schädigungs- bzw. Versagensverhalten zeigt eine starke Abhängigkeit von der Probengeometrie, dem daraus resultierenden Spannungsfeld mit zunehmender Verformung und der Temperatur. In den folgenden Abbildungen [4.34](#) bis [4.38](#) ist die strukturelle Ausrichtung im Nahbereich der Lokalisierung und die resultierenden Schädigungen zu sehen.



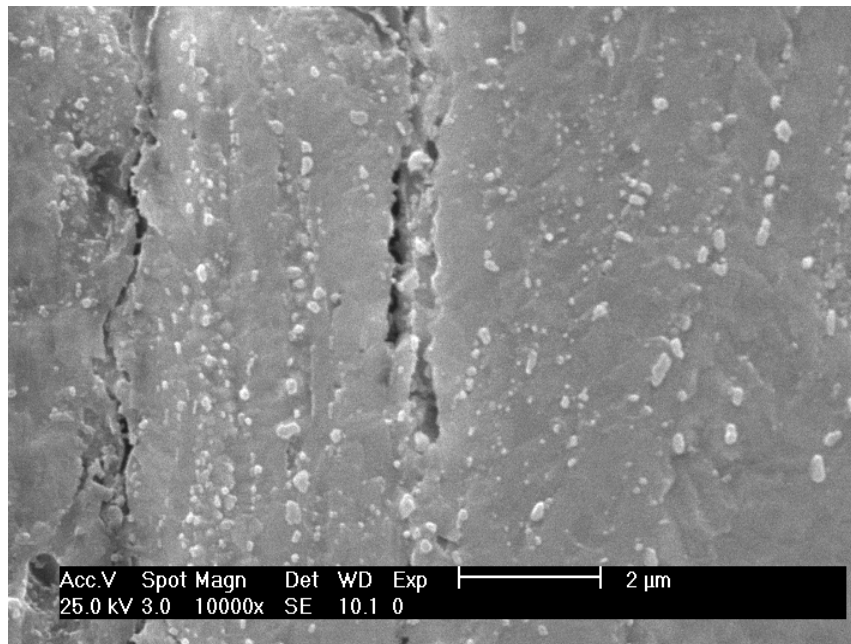
**Abb. 4.34:** Strukturelle Ausrichtung im Nahbereich der Einschnürung einer Probe mit 5 mm Kerbradius, untersucht bei  $-75^{\circ}\text{C}$



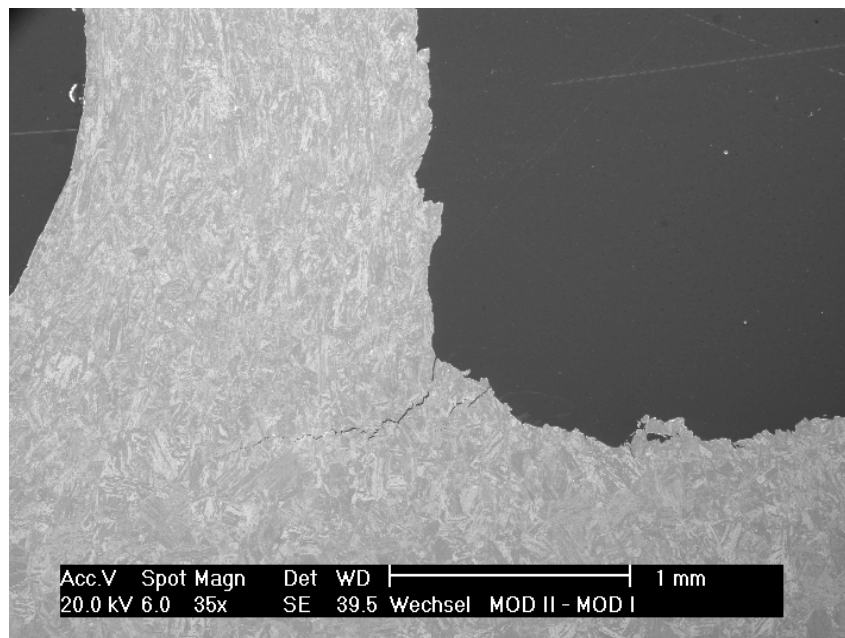
**Abb. 4.35:** Axialrissverlauf im Längsschliff einer Probe mit Kerbradius 5 mm, untersucht bei -75°C



**Abb. 4.36:** Nahbereich der Risspitze im isotropen Gefügebereich der oben abgebildeten Probe



**Abb. 4.37:** Axialrissbildung durch Porenschluss bei einer Probe mit Kerbradius 5 mm, untersucht bei  $-75^{\circ}$ , 10.000-fach vergrößert



**Abb. 4.38:** Z-förmiger Bruch, Bereich des Wechsels von Modus II zu Modus I einer Probe mit Kerbradius 2 mm, untersucht bei  $-75^{\circ}\text{C}$

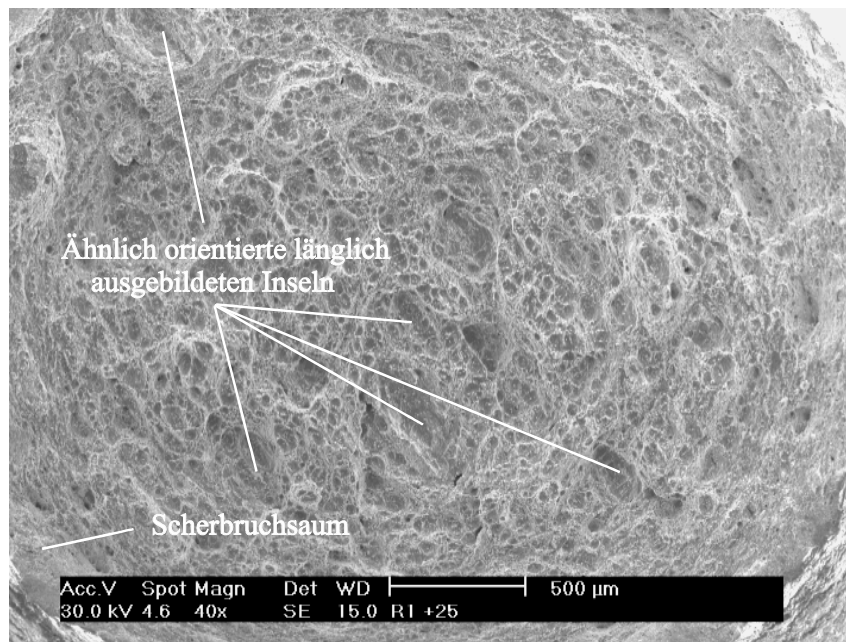


## **Raumtemperatur:**

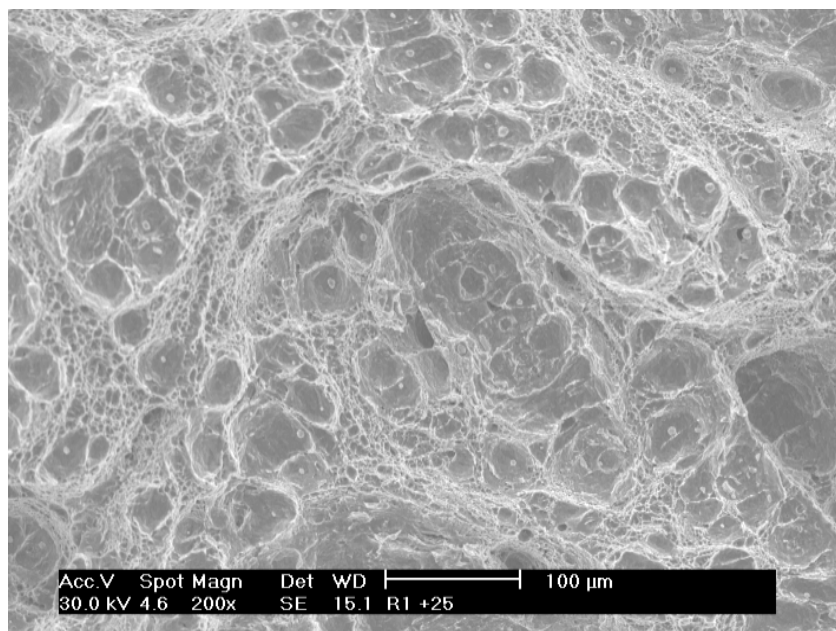
Alle Proben versagten duktil und zeigen den für vergütete Stähle typischen Teller-Tassen-Bruch. Innerhalb der duktilen Bruchfläche treten zwei unterschiedliche Klassen von Poren auf. Große Hohlräume, verursacht durch die Ablösung der Oxide vom Matrixmaterial und kleine Hohlräume, verursacht durch die Ablösung kleinster Oxide und der Karbide (Eine grundsätzlich auch mögliche Porenbildung durch Versetzungsreaktionen an der Grenzfläche Matrix-Karbid konnte bei diesen Untersuchungen nicht festgestellt werden). Während in den großen Poren fast immer ein Partikel zu finden ist, sind die kleinen Poren wesentlich seltener belegt. Durch unterbrochene Vorversuche an glatten Proben konnte festgestellt werden, dass sich die großen Oxide mit Beginn der Einschnürung von der Matrix lösen, die wesentlich kleineren Karbide und Kleinstoxide jedoch erst bei relativ großen Verformungen. Die unterschiedlichen Kerbgeometrien zeigen, dass der Zusammenschluss der Poren eine deutliche Abhängigkeit vom mehrachsigen Spannungszustand aufweist. Große Axialrisse traten aufgrund der wesentlich höheren Duktilität des Materials bei Raumtemperatur nicht mehr auf. In Schliiffbildern ist jedoch zu erkennen, dass sich während der Koaleszenz und Makrorissbildung, bei geeignetem Abstand und lokalem Spannungszustand, Poren auch in axialer Richtung vereinigen.

## **Kerbradius 1 mm:**

Die Bruchflächen zeigen eine sehr hohe Dichte an großen Waben, die sich im Allgemeinen zuerst zu kleineren Inseln zusammengeschlossen haben. Diese besitzen teilweise eine längliche Form, deren ähnliche Ausrichtung auf eine leichte Textur infolge der Grundmaterialherstellung hinweist. Zwischen diesen Bereichen befindet sich die zweite Population wesentlich kleinerer Waben, die aufgrund ihrer geringen Dichte jedoch nur eine untergeordnete Rolle bei der Vereinigung spielen. Der infolge des Zusammenschlusses entstandene Makroriss im Zentrum der Proben breitete sich aufgrund auseinanderklaffender Rissflanken leicht terrassenförmig zum Kerbgrund hin aus, bis mit Überschreiten einer kritischen Spannung letztlich die Restfläche in einem Winkel von etwa  $45^\circ$  abgeschert wurde. Die abgescherte Fläche ist im Vergleich zur gesamten Bruchfläche relativ klein und bildet einen ungleichmäßigen Saum. Die nachfolgende Abbildung [4.39](#) zeigt die Übersichtsaufnahme einer Bruchfläche. Der terrassenförmige Aufbau des zähen Bruchs und die etwas flacheren, langgezogenen Inseln sind gut zu erkennen. Abbildung [4.40](#) zeigt die Wabenstruktur im Zentrum der Probe.



**Abb. 4.39:** Bruchbild einer Probe mit Kerbradius 1 mm, untersucht bei Raumtemperatur

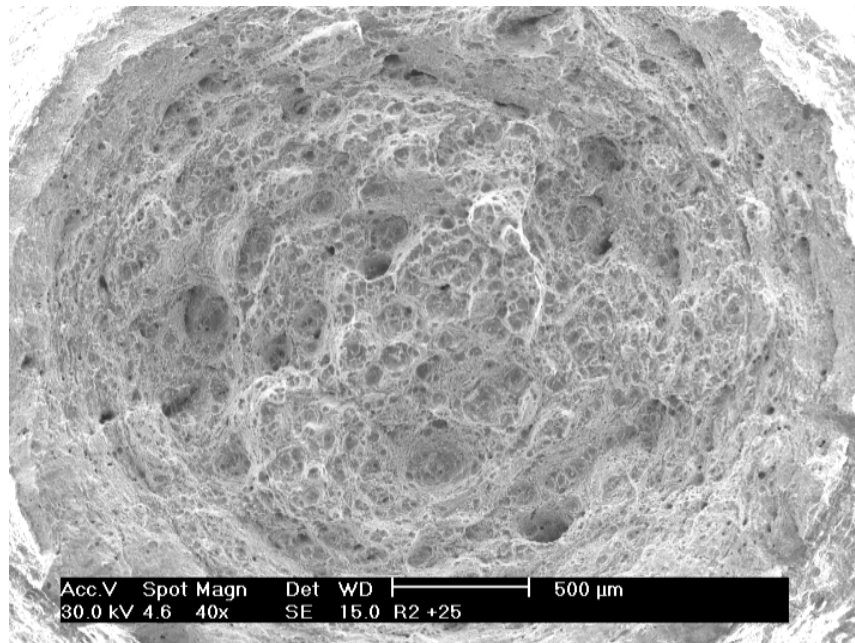


**Abb. 4.40:** Wabenstruktur im Probenzentrum 200-fach vergrößert

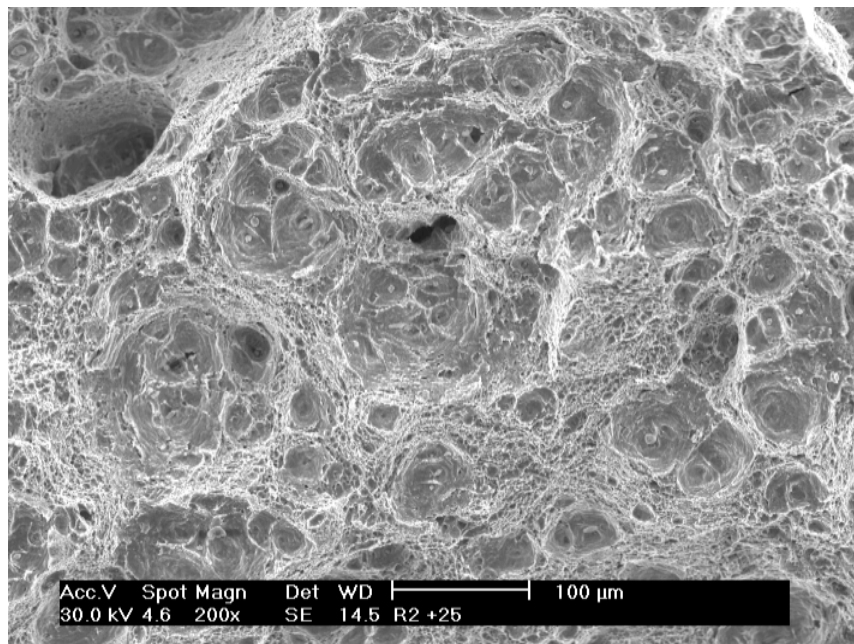
### **Kerbradius 2 mm:**

Die Bruchflächen sind ähnlich ausgebildet wie die der Proben mit 1 mm Kerbradius. Allerdings ist die Dichte der großen Waben etwas geringer und die der kleinen Waben

etwas größer. Die Bruchtopographie ist wesentlich stärker ausgeprägt, so dass die terrassenförmige Ausbreitung des Risses noch besser zu erkennen ist. Die folgenden Abbildungen 4.41 und 4.42 zeigen wiederum die Übersicht einer Bruchfläche und den vergrößerten Bereich im Bruchzentrum.



**Abb. 4.41:** *Bruchbild einer Probe mit Kerbradius 2 mm, untersucht bei Raumtemperatur*



**Abb. 4.42:** *Wabenstruktur im Probenzentrum 200-fach vergrößert*

## Kerbradius 5 mm:

Im Gegensatz zu den Proben mit kleineren Kerbradien dominieren hier die kleinen Waben das Bruchbild. Die großen Waben sind überwiegend einzeln vorhanden und teilweise durch Scherwaben miteinander verbunden. Der Scherbruchsaum ist deutlich größer und die gesamte Bruchfläche zeigt eine wesentlich gröbere Struktur. Eine terrassenförmige Ausbreitung des Risses vom Zentrum ausgehend, ist kaum noch erkennbar (Abb. 4.43 und 4.44).

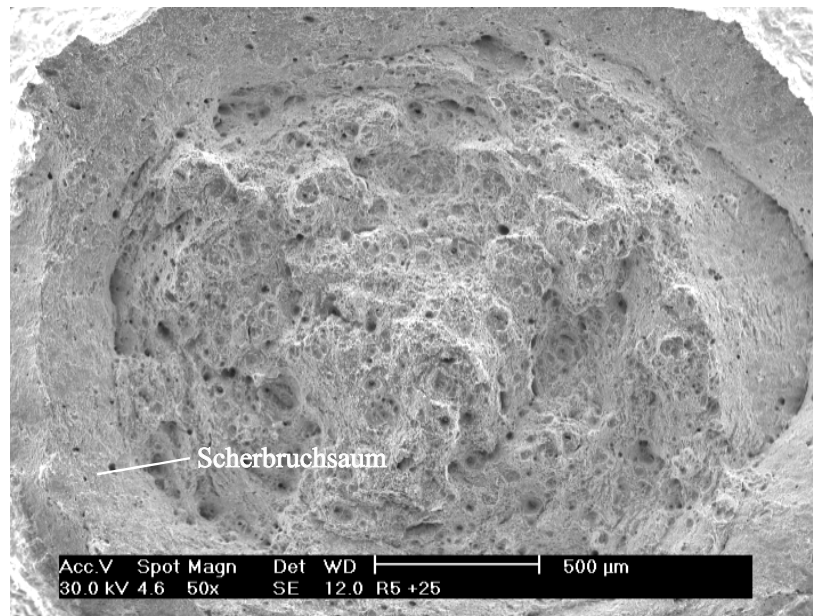


Abb. 4.43: Bruchbild einer Probe mit Kerbradius 5 mm, untersucht bei Raumtemperatur

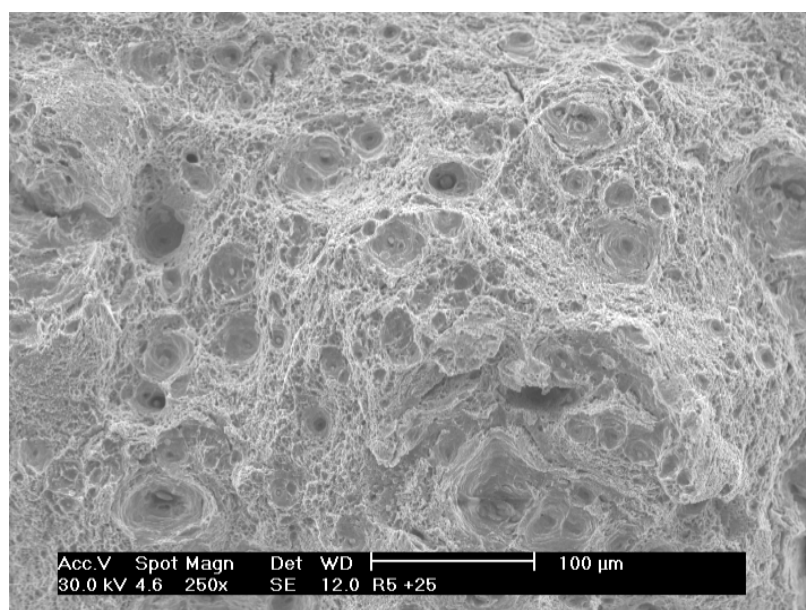


Abb. 4.44: Wabenstruktur im Probenzentrum 250-fach vergrößert

Vergleicht man die Ergebnisse der drei Versuchsreihen miteinander so lässt sich feststellen, dass mit zunehmendem Kerbradius bzw. abnehmender Spannungsmehrachsigkeit, die Bruchstruktur zunehmend größere topographischen Unterschiede aufweist, der Einfluss der kleinen Poren auf die Koaleszenz und Makrorissbildung stark zunimmt und sich der Scherbruchsraum im Vergleich zur Wabenbruchfläche vergrößert. Die stärker ausgeprägte Bruchstruktur ist die Folge zunehmenden Porenzusammenschlusses in axialer Richtung, aufgrund verstärkter struktureller Ausrichtung des Werkstoffs im Bereich der Einschnürung. Der zunehmende Einfluss der kleineren Poren auf die Hohlraumvereinigung lässt sich dadurch erklären, dass mit geringerer Mehrachsigkeit die großen Waben stärker in axialer, als in radialer Richtung wachsen und aufgrund geringerer Dehnungsbehinderung größere Verformungen vor dem Porenzusammenschluss erreicht werden, wodurch auch ein größeres Wachstum der kleinen Poren möglich ist. Da die Dichte der Sonderkarbide im Material wesentlich höher ist als die der größeren Oxide, erfolgt in diesem Fall die duktile Rissverlängerung nicht mehr überwiegend durch die Vereinigung großer Hohlräume, sondern über die Vereinigung kleiner Poren, die anschliessend die großen Waben miteinander verbinden. Größere Verformungen führen letztlich auch zu geringeren Querschnitten im Kerbgrundbereich vor Einsetzen der Koaleszenz, wodurch mit zunehmendem Rissfortschritt schneller die kritische Spannung erreicht wird, bei der die tragende Restfläche absichert. Dementsprechend vergrößert sich der Anteil des Restscherbruchs am gesamten Bruch.

Bei der Durchführung der ESIS Prozedur für duktilen Bruch anhand der Modellkombination von Mudry [18] sind die Vorgänge nach der Bildung eines Makrorisses nicht mehr relevant. Entscheidend ist die realitätsnahe Beschreibung des Verformungsverhaltens in Abhängigkeit des Porenwachstum mit zunehmender Belastung bis zur Koaleszenz. Während bei den Proben mit 1 mm und 2 mm Kerbradius die großen Hohlräume ausschlaggebend sind für die Schädigungsentwicklung und die kleinen Hohlräume nur eine untergeordnete Rolle spielen, müssen bei den Proben mit 5 mm Kerbradius beide Populationen berücksichtigt werden. Deshalb wurden zur Ermittlung der kritischen Porengröße  $(R/R_0)_c$  aus Formel (2.8), bei diesen Proben neben den großen, auch die kleinen Waben inklusive der zugehörigen Einschlüsse vermessen. Die Auswertung erfolgte zweidimensional, jeweils im näheren Umfeld des Probenzentrums, da in diesem Bereich die Makrorissbildung einsetzt. Für eine eigentlich notwendige dreidimensionale Vermessung steht zwar derzeit keine geeignete Software zur Verfügung, die Ergebnisse in Tabelle 4.6 zeigen jedoch deutlich, dass das kritische Porenwachstum der großen Waben in radialer Richtung mit abnehmender Spannungsmehrachsigkeit kleiner wird.

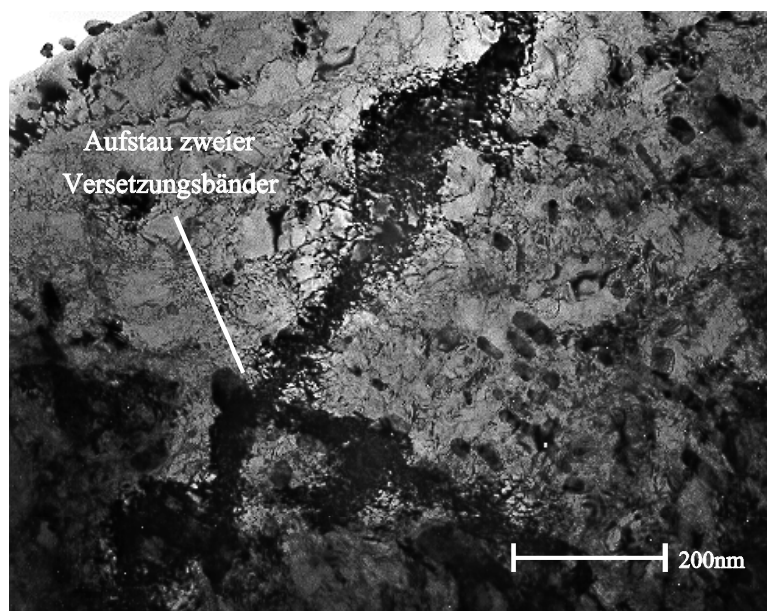
Kerbradius [mm]	mittlere Teilchengröße Ø [µm]	mittlere Porengröße Ø [µm]	mittleres kritisches Verhältnis
1	5.8 ± 2.1	35.1 ± 13.5	6.2 ± 1.7
2	5.4 ± 1.9	31.6 ± 9.9	6.0 ± 1.4
5	5.4 ± 1.6	26.1 ± 8.5	4.9 ± 1.0
	0.3 ± 0.1	2.8 ± 1.3	8.9 ± 2.2

**Tab. 4.6:** Ergebnisse der Einschluss- und Porenvermessung

Es bleibt anzumerken, dass aufgrund des zunehmenden Einflusses der Sonderkarbide auf Hohlraumbildung und -vereinigung bei geringerer Spannungsmehrachsigkeit die modifizierten Modelle nach Gurson und Rousselier wahrscheinlich besser geeignet sind, das duktile Versagensverhalten des Stahls zu beschreiben, als das Rice-Tracey-Modell.

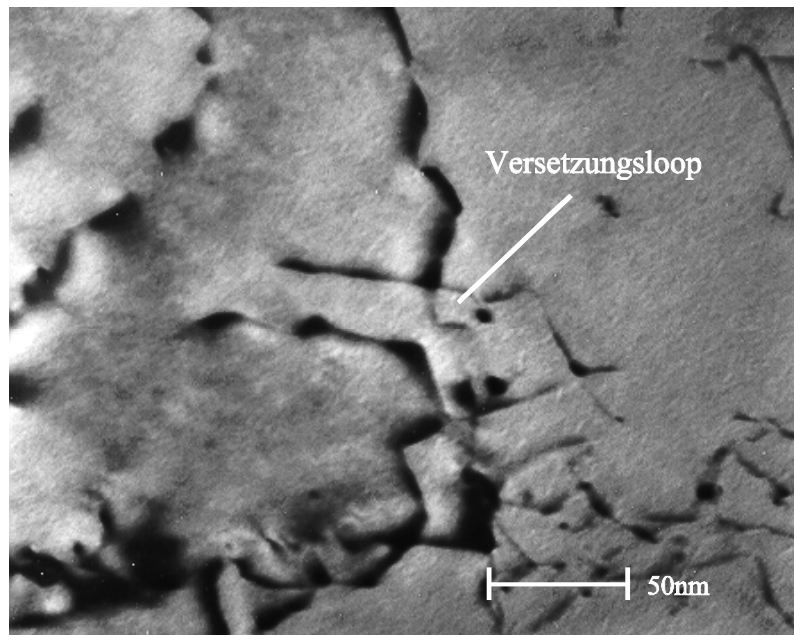
#### 4.2.4 Transmissionselektronenmikroskopie

Ergänzend zu der fraktographischen Auswertung wurden noch einige Untersuchungen mit dem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) an unverformtem und verformtem Material im Bereich der Einschnürung durchgeführt. Es zeigt sich, dass die plastische Verformung überwiegend durch knäuelartig angeordnete Versetzungen hervorgerufen wird, die größtenteils in Bändern durch den Werkstoff laufen, wie in Abbildung 4.45 zu sehen.



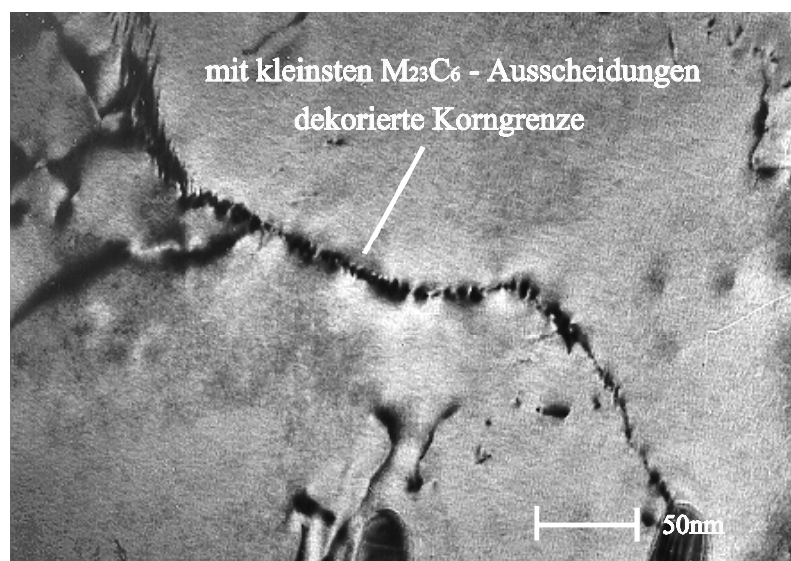
**Abb. 4.45:** TEM- Aufnahme von Versetzungsbändern 50.000-fach vergrößert (nach Verformung bei - 75°C)

Sehr häufig sind auch einzelne Versetzungen zu finden, die sich an kleinsten Ausscheidungen aufstauen und mit Überschreiten einer kritischen lokalen Spannung beispielsweise in einem Loop losreißen (*Abb. 4.46*).



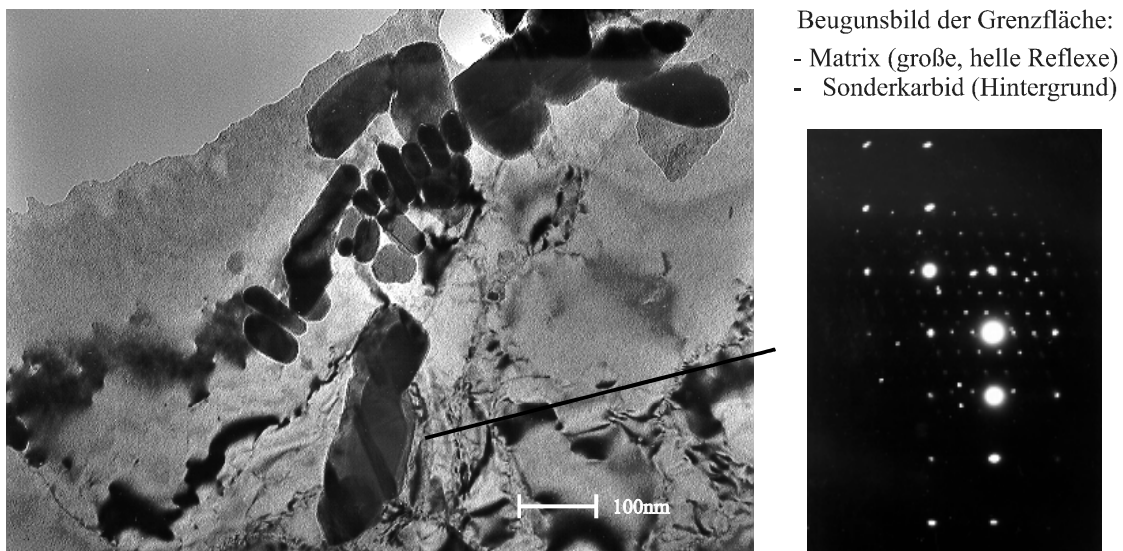
***Abb. 4.46:*** Hellfeldaufnahme von gepinnten Versetzungen 400.000-fach vergrößert

Die Häufigkeit der Sonderkarbide, die nur wenige Elementarzellen groß sind, wird erst im TEM deutlich. Sie sind sowohl in den Körnern, als auch auf den ehemaligen Austenitkorngrenzen zu finden, wie die folgende Abbildung *4.47* zeigt.



***Abb. 4.47:*** Mit Nanoausscheidungen belegte Korngrenze 300.000-fach vergrößert

Während die innenliegenden Nanoausscheidungen das Verformungsverhalten des Werkstoffs geringfügig mit beeinflussen, spielen sie bei der Schädigungsentwicklung und dem Versagen praktisch keine Rolle. Anders verhält es sich mit den auf Latten- und Korngrenzen sitzenden Kleinstkarbiden. Sie dürften im Übergangsbereich die Entstehung von Axialrissen nachhaltig begünstigen. Ansammlungen von kleinen und mittelgroßen Ausscheidungen wie sie hingegen in *Abbildung 4.48* zu erkennen sind, stellen in ihrer Gesamtheit eine potentielle kritische Schwachstelle dar, die im Sprödbereich zum Versagen führen kann. Da sie wie die Untersuchungen an den Bruchflächen mit Wabenstruktur zeigen, im Gegensatz zu den Oxiden beim Bruch und nachfolgendem Transport der Proben oftmals herausfallen, sind sie möglicherweise dafür verantwortlich, dass in einigen Fällen bei den fraktographischen Untersuchungen keine spaltbrucheinleitenden Zweitphasen gefunden werden konnten.



***Abb. 4.48:*** Konglomerat von  $M_{23}C_6$ -Ausscheidungen 150.000-fach vergrößert und Beugungsbild der Grenzfläche Matrix - Sonderkarbid

Anhand von Beugungsbildern kann festgestellt werden, dass trotz inkohärenter Bindung der Sonderkarbide mit dem Matrixmaterial, eine gewisse Ordnung der beiden Phasen vorliegt. Kleinere oxidische Einschlüsse wurden zwar gefunden, über die Art der Bindung zur Matrix kann jedoch keine Aussage gemacht werden, da aufgrund ihrer zu großen Dicke keine Beugungsreflexe zustande kamen. Die strukturelle Ausrichtung während der Verformung zeigt sich dadurch, dass bei den Proben aus dem eingeschnürten Bereich lediglich Kleinwinkelkorngrenzen vorhanden waren. Beugungsaufnahmen der Grenzflächen wiesen jeweils nur geringe Orientierungsvariationen der einzelnen Körner nach.

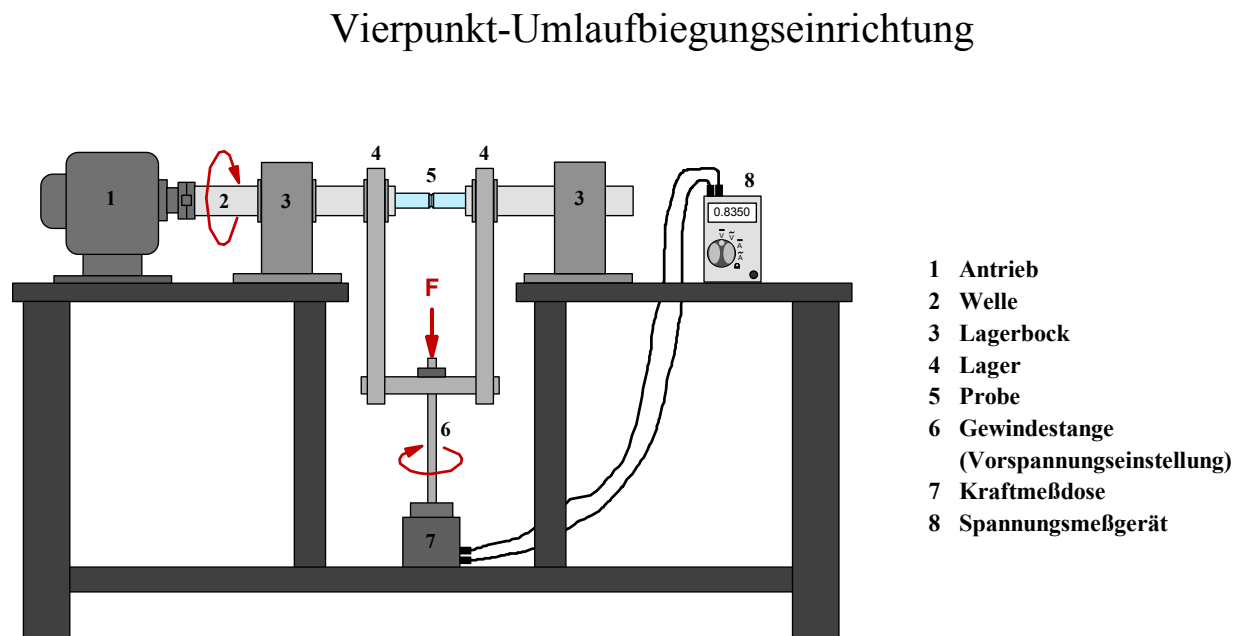


### 4.3 Angerissene Rundzugproben

Die Untersuchung von angerissenen Rundzugproben dient zur Überprüfung, ob für diesen Werkstoff eine Übertragbarkeit der Ergebnisse der gekerbten Proben, auf Bruchmechanikproben möglich ist. Neben der Ermittlung geeigneter Eingangsdaten für eine Weibullauswertung wird vor allem überprüft, ob die gleichen mikromechanischen Bruchmechanismen zum Versagen der Proben führen.

#### 4.3.1 Versuchsdurchführung

Zur Herstellung der Umlaufrisse wurde eine eigens dafür konstruierte Vierpunkt-Umlaufbiegungseinrichtung benutzt, deren schematischer Aufbau in der folgenden *Abb. 4.49* dargestellt ist.



**Abb. 4.49:** Vierpunkt- Umlaufbiegungseinrichtung zur Herstellung von Umlaufrissen

Die Proben werden hierbei in einem zweiteiligen Gestänge fest fixiert, so dass alle drei axialen Symmetrielinien übereinanderliegen und ein Rundlauf der gesamten Einheit gewährleistet ist. Das Wellensystem wird in zwei Lagerböcken geführt, die mit Pendelkugellager ausgestattet sind. Der Antrieb erfolgt über ein Kupplungsstück durch einen Elektromotor auf der Festlagerseite. Zur Erzeugung einer Durchbiegung sind auf den Innenseiten der beiden Wellen zwei Pendelkugellager mit Lagerhalterungen fest fixiert, die über ein Quergestänge und eine verstellbare Gewindestange mit einer Kraftmessdose verbunden sind. Mit Beginn eines Versuches wird der Elektromotor eingeschaltet und

durch Einstellen einer Vorlast wird ein konstantes Biegemoment auf die Probe übertragen. Nachdem sich ein Riss gebildet hat, verringert sich mit zunehmender Risslänge die Steifigkeit des Wellensystems und die Vorspannkraft nimmt ab. Erreicht die Kraft einen vorgegebenen Wert, wird die Probe entlastet und ausgebaut.

Für die Untersuchungen wurden jeweils siebzehn Proben gleicher Geometrie angerissen. In Anbetracht der Ergebnisse der Kerbzugproben, wurden für die Übertragbarkeitsuntersuchungen zur statistischen Auswertung im Anschluss jeweils fünfzehn Proben bei  $-150^{\circ}\text{C}$  geprüft. Zusätzlich wurde jeweils eine Probe bei  $-75^{\circ}\text{C}$  und Raumtemperatur geprüft, um die Änderung der Bruchmechanismen in Abhängigkeit der Temperatur zu erfassen. Die Durchführung der Zugversuche erfolgte in gleicher Weise wie bei den gekerbten Proben. Aufgrund der sehr geringen Dehnungen wurde jedoch nicht mit dem Kamerasystem die Verformung gemessen, sondern mit einem Extensometer die Längenänderung.

### 4.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Nach Vorversuchen wurden zur Erzeugung der Umlaufrisse zu Beginn alle Proben so belastet, dass im Kerbgrund ein Biegemoment vorhanden war, das unabhängig von der Geometrie in etwa die gleichen Randfaserspannungen erzeugte. Für Proben mit einem Kerbgrunddurchmesser von 6,6 mm wurde so ein Wert von 127 Nm, für Proben mit einem Kerbgrunddurchmesser von 8,3 mm ein Wert von 245 Nm festgelegt. Die Bestimmung des Biegemoments ist in Abbildung 4.50 dargestellt.

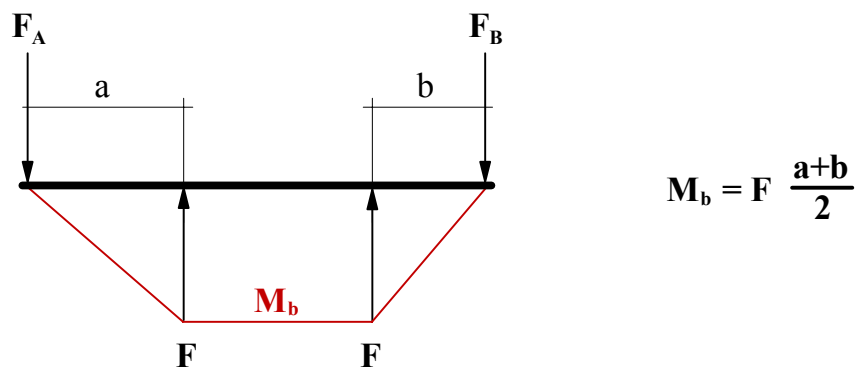


Abb. 4.50: Berechnung des Biegemoments

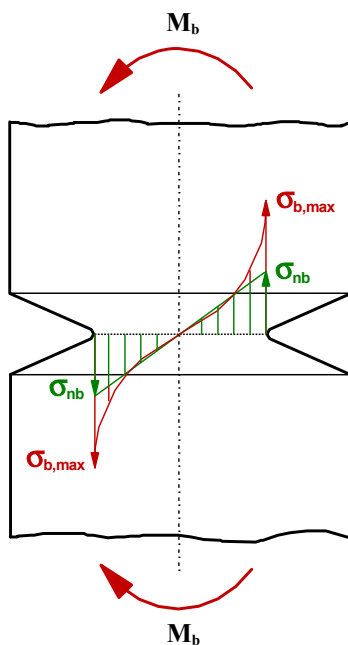
Demnach ergibt sich mit der Formel aus [59]:

$$\sigma_{nb} = \frac{M_b}{W_y} = \frac{32 M_b}{\pi \cdot d_{Kerbgr.}^3} \quad (4.8)$$

eine Nominalrandfaserspannung von 446 MPa (bei  $d_{Kerbgr.} = 6,6$  mm) bzw. 437 MPa (bei  $d_{Kerbgr.} = 8,3$  mm). Die tatsächliche Randfaserspannung ist aufgrund des mehrachsigen Kerbspannungszustandes wesentlich höher (vergl. Abb. 4.51) und kann nach [59] über die Spannungsformzahl  $\alpha_{kb}$  anhand der Formel:

$$\sigma_{b,max} = \alpha_{kb} \cdot \sigma_{nb} \quad (4.9)$$

berechnet werden.



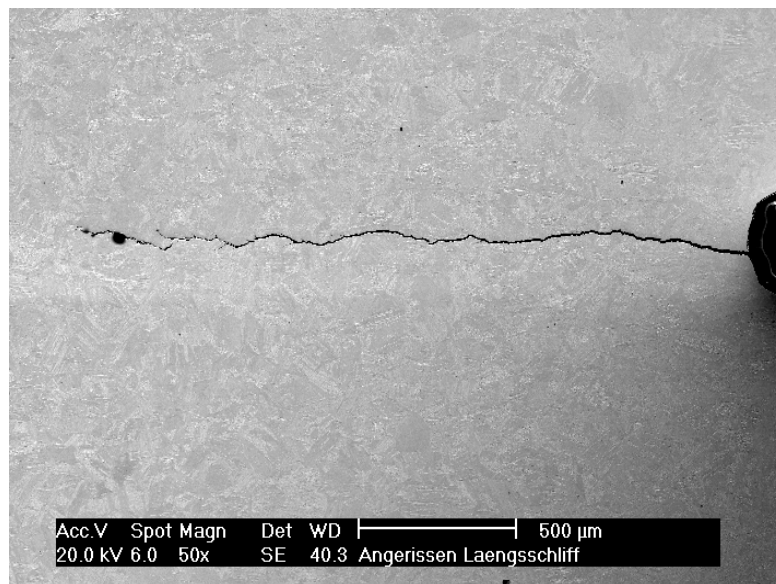
**Abb. 4.51:** Spannungsverlauf in einer gekerbten Probe bei Biegebelastung

Die Spannungsformzahl  $\alpha_{kb}$  selbst, kann nach [59] über die Beziehung:

$$\alpha_{kb} = 1 + \frac{1}{\sqrt{\frac{A}{\left(\frac{t}{\rho}\right)^k} + B \cdot \left[\frac{1 + \frac{a}{\rho}}{\frac{a}{\rho} \cdot \sqrt{\frac{a}{\rho}}}\right]^l + C \cdot \frac{\frac{a}{\rho}}{\left(\frac{a}{\rho} + \frac{t}{\rho}\right) \cdot \left(\frac{t}{\rho}\right)^m}}} \quad (4.10)$$

berechnet werden. Hierbei sind  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $k$ ,  $l$ ,  $m$  von der Belastungsart abhängige bekannte Konstanten,  $\rho$  der Kerbradius,  $a$  der halbe Kerbgrunddurchmesser und  $t$  die

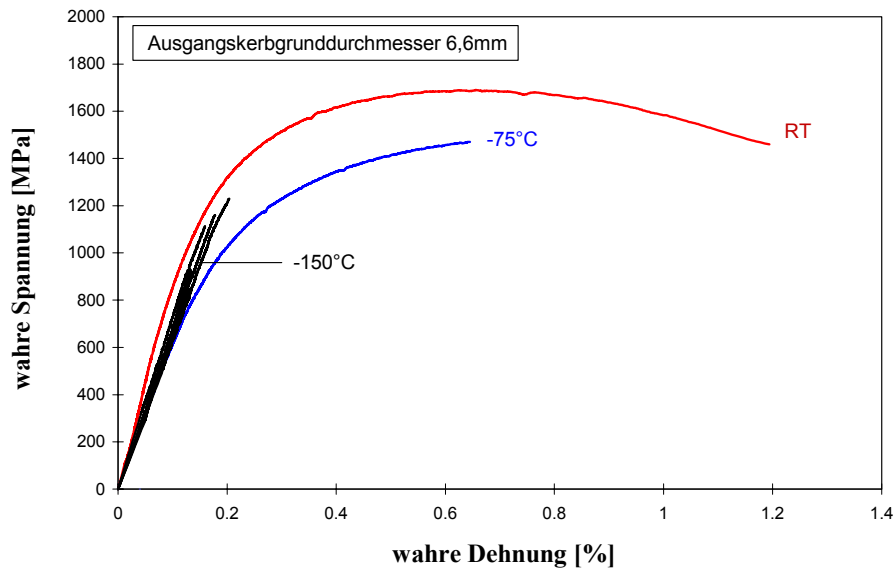
Kerbtiefe. Für Proben mit einem Kerbgrunddurchmesser von 6,6 mm ergibt sich demnach eine Spannungsformzahl  $\alpha_{kb} = 3,160$  und eine Randfaserspannung von 1410 MPa. Für Proben mit einem Kerbgrunddurchmesser von 8,3 mm ergibt sich eine Spannungsformzahl  $\alpha_{kb} = 3,238$  und eine Randfaserspannung von 1416 MPa. Nach einem Abfall des Biegemoments auf 124 Nm (bei  $d_{Kerbgr.} = 6,6$  mm) bzw. 239 Nm (bei  $d_{Kerbgr.} = 8,3$  mm) wurden die Proben jeweils entlastet und ausgebaut. Die folgende Abbildung [4.52](#) zeigt den Anriss einer Probe mit 8,3 mm Kerbgrunddurchmesser im Längsschliff. Verursacht durch die Umlaufbiegungsbelastung, weist die Kerbradiusform deutlich auf plastische Verformung im Kerbgrund hin. Der Riss selbst zeigt einen welligen Verlauf, was offensichtlich auf die Gefügeausbildung zurückzuführen ist. Teilweise sind kleinere Rissverzweigungen vorhanden.



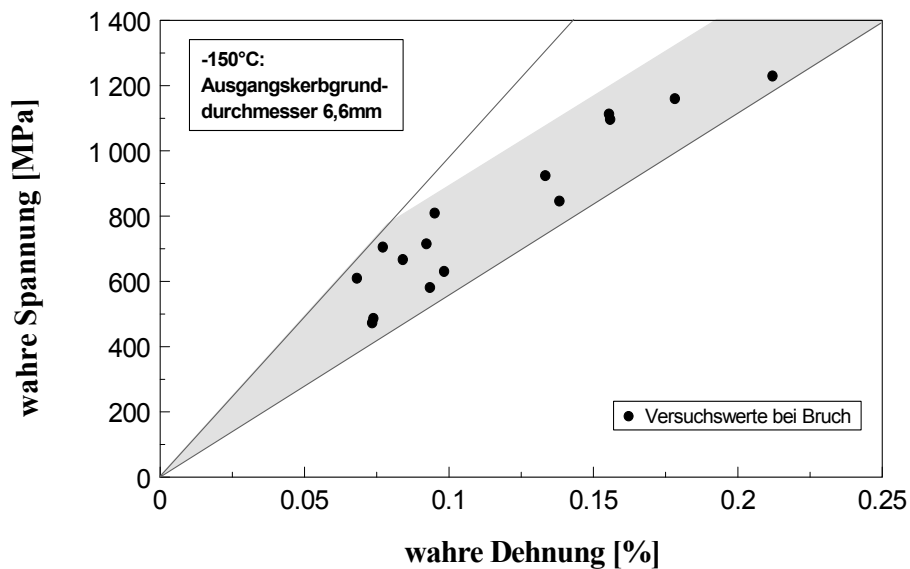
**Abb. 4.52:** Angerissene Probe mit 8,3mm Kerbgrunddurchmesser im Längsschliff

Die wie oben beschrieben hergestellten Bruchmechanikproben, wurden im Anschluss in der Universalprüfmaschine geprüft. Unabhängig vom Ausgangsdurchmesser im Kerbgrund, versagte die überwiegende Anzahl der Proben, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  überprüft wurden, makroskopisch betrachtet im elastischen Bereich. Alle wiesen mit maximal 0,21% nur sehr geringe Längsdehnungen auf. Selbst bei Proben, die nach dem Anreißen einen nahezu identischem Restquerschnitt besaßen, wurden auffallend große Unterschiede bei den erreichten Bruchkräften festgestellt. Während Proben, die bei  $-75^{\circ}\text{C}$  geprüft wurden, im elastoplastischen Bereich, deutlich vor Erreichen der Gleichmaßdehnung versagten, brachen Proben, die bei Raumtemperatur geprüft wurden, weit nach

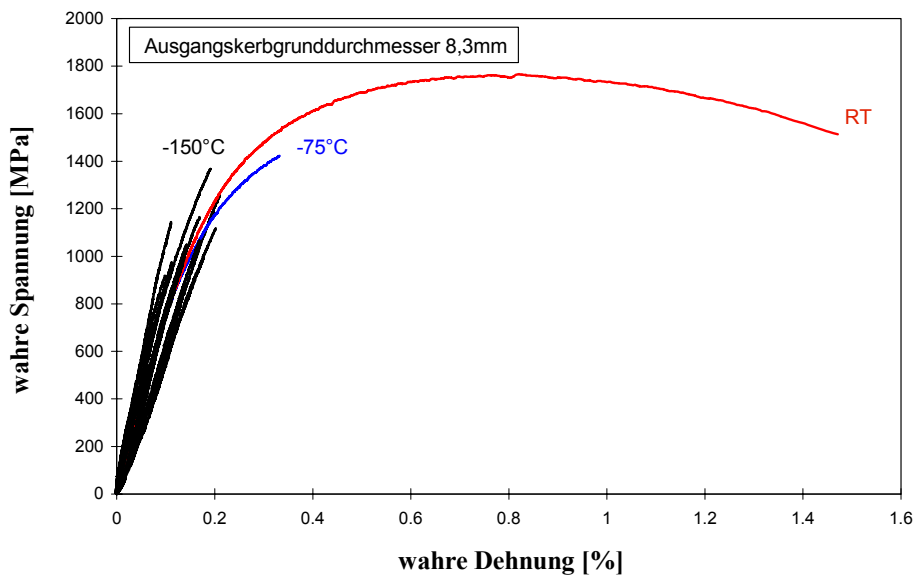
Überschreiten der maximalen Last. Starke Lokalisierungen wie bei den gekerbten Proben sind jedoch nicht zu erkennen. Die folgenden Abbildungen 4.53 bis 4.56 zeigen die nach Formel (4.1) berechneten globalen Verformungskurven in Abhängigkeit der Temperatur sowie die Bruchwertepaare bei  $-150^{\circ}\text{C}$  für beide Kerbgeometrien.



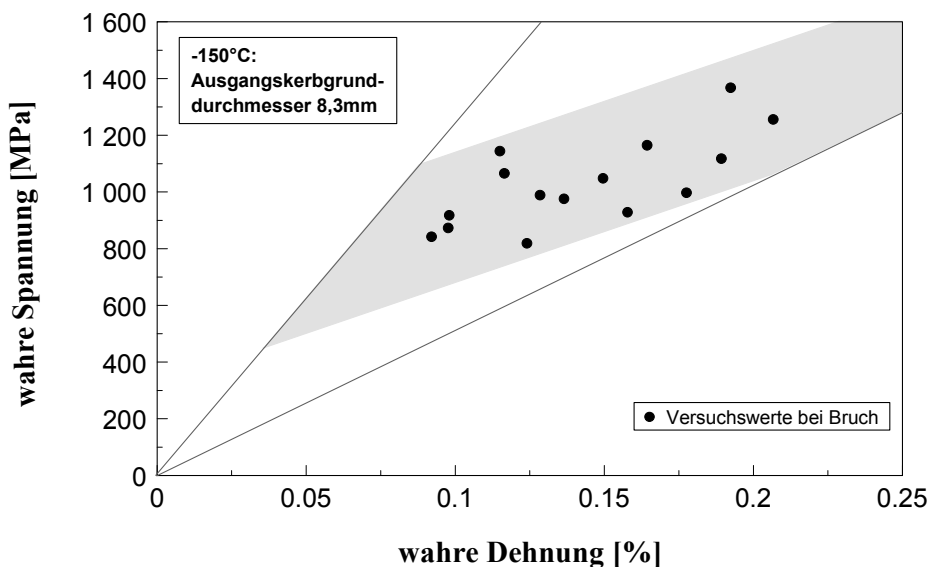
**Abb. 4.53:** Globale Verformungskurven der Proben mit 6,6 mm Kerbgrunddurchmesser



**Abb. 4.54:** Bruchwertepaare der Proben mit 6,6 mm Kerbgrunddurchmesser ( $-150^{\circ}\text{C}$ )



**Abb. 4.55:** Globale Verformungskurven der Proben mit 8,3 mm Kerbgrunddurchmesser

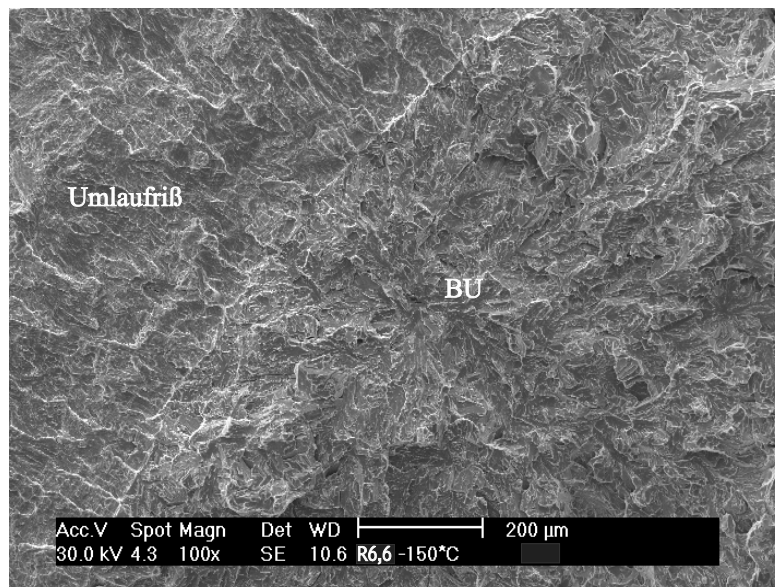


**Abb. 4.56:** Bruchwertepaare der Proben mit 8,3 mm Kerbgrunddurchmesser (-150°C)

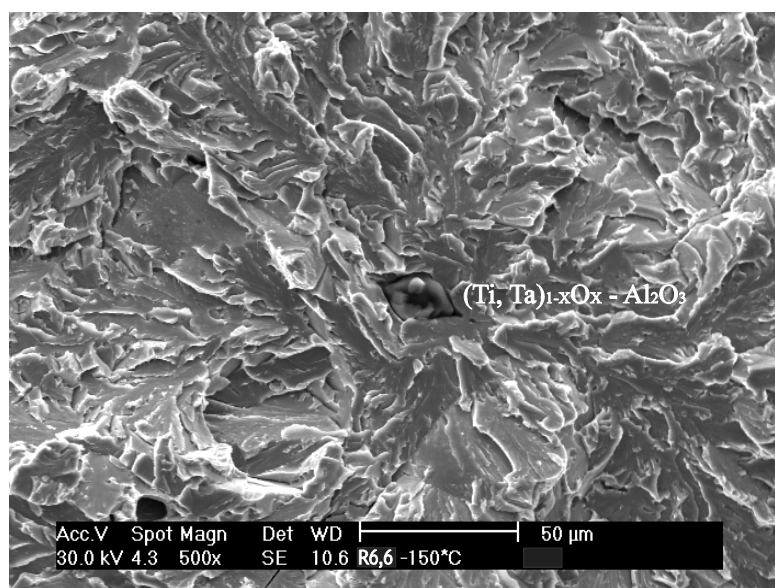
Da die Proben nach dem Anreißen unterschiedliche Restquerschnitte besaßen, sind die Daten zum besseren Vergleich in Spannungs-Dehnungs-Werten angegeben. Die Verformungskurven zeigen für die bei -150°C untersuchten Proben neben der großen Variation der Bruchspannungen, auch deutliche Unterschiede bei den Steigungen der „elastischen Geraden“, wobei diese bei den Proben mit geringerer Anrisstiefe (6,6 mm Kerbgrunddurchmesser) nicht ganz so stark ausgeprägt sind. Das Auftreten von unterschiedlichen Steigungen führt letztlich auch zu den im Vergleich zu den Kerbzugproben wesentlich größeren Streubändern der Bruchwertepaare.

### 4.3.3 Fraktographische Ergebnisse

Alle Proben die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  und  $-75^{\circ}\text{C}$  geprüft wurden, versagten durch transkristallinen Spaltbruch. Die Lage der Bruchursprünge konnte jeweils detektiert werden. Sie befinden sich grundsätzlich in der Nähe der Risssspitze im Abstand von zwei bis acht mittleren Korndurchmessern (*Abb. 4.57*). Charakteristische Spaltbruchfacetten wie bei den gekerbten Proben sind nicht vorhanden. Bei etwa 40 % konnten jedoch oxidische Einschlüsse gefunden werden (*Abb. 4.58*).

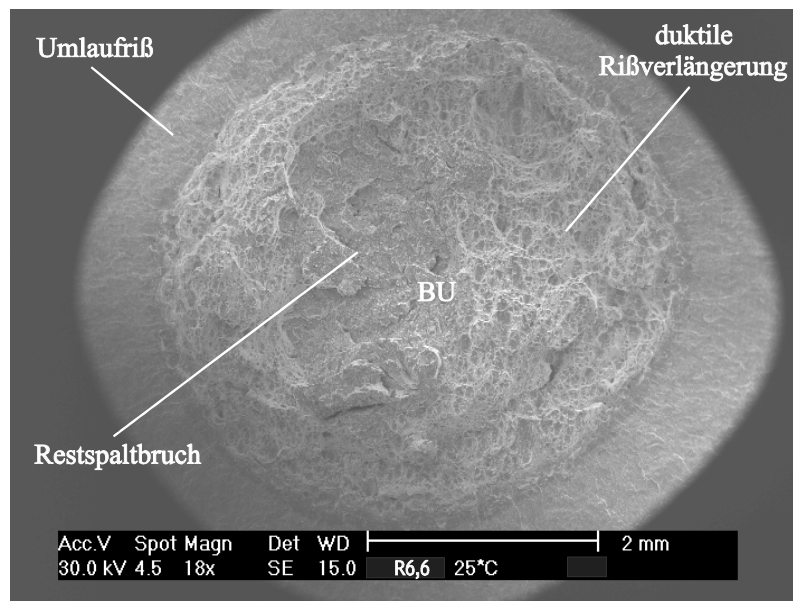


***Abb. 4.57:*** Bruchursprung einer Probe in Rissnähe, untersucht bei  $-150^{\circ}\text{C}$



***Abb. 4.58:*** Oxidischer Einschluss im Bruchursprung 500-fach vergrößert

Bei Raumtemperatur untersuchte Proben, versagten nach duktiler Rissverlängerung durch transkristallinen Restspaltbruch. Die Bruchursprünge befinden sich weiter im Zentrum der Proben, direkt am Rand des duktilen Saums, der sich relativ ungleichmäßig von der Anrisspitze her ausgebildet hat. Die Längsachse der annähernd ovalen transkristallinen Restbruchfläche liegt genau in Walzrichtung, so dass auch hier ein Hinweis auf die Ausbildung einer Textur während des Walzprozesses vorliegt. In der folgenden Abbildung 4.59 sind die unterschiedlichen Bereiche einer solchen Bruchfläche deutlich zu erkennen.



**Abb. 4.59:** Bruchfläche einer Probe, untersucht bei Raumtemperatur

Während bei diesen und den bei  $-75^{\circ}\text{C}$  untersuchten Proben eine ausgeprägte Risspitzenausrundung erkennbar ist, zeigen die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  untersuchten Proben nur leichte Ausrundungen. Im Axialschliffbild weisen lediglich die bei Raumtemperatur geprüften Proben eine geringfügige strukturelle Ausrichtung auf.

Zur quantitativen Auswertung wurden wiederum beide Bruchflächen einer Probe herangezogen. Die Lagebestimmung der Bruchursprünge erfolgte in Analogie zur Auswertung an den gekerbten Proben. Für die Bestimmung der Risstiefe wurde ein graphisches Verfahren gewählt, da die Rundheit und Konzentrität des Restquerschnittes überprüft wurde. Zudem ist die tatsächliche Abgrenzung zwischen Anriss und Restquerschnitt in vielen Bereichen nicht ersichtlich, da der Bruchverlauf zum Rand hin nicht zwangsläufig in der Ebene der Risspitze stattfindet. Es wurden deshalb mehrere x-y-Koordinaten an den Stellen ermittelt, an denen die tatsächliche Anrissstiefe eindeutig



ersichtlich war. In einem Graphikprogramm wurden dann von Hand Kreise durch die Punkte gelegt und mit den Koordinaten des Kerbgrunddurchmessers und des Bruchursprungs die restlichen Geometriedaten ermittelt. Bei einer exakt runden Restquerschnittsfläche erlaubt dieses Verfahren eine Bestimmung des Durchmesser und der Lage der Fläche bezüglich des Probenzentrums auf etwa 10 µm genau. Die Auswertung zeigt, dass bei fast allen Proben ein nahezu idealsymmetrischer Anriss erfolgte. Lediglich bei drei Proben konnte eine leichte Elliptizität festgestellt werden, wobei sich jedoch nur maximal 5 % Abweichung von der Kreisform ergaben. Die bestimmten Exzentrizitäten der Restquerschnitte im Vergleich zu den Ausgangsquerschnitten sind sehr gering und können als unbedeutend betrachtet werden. In den nachfolgenden Tabellen 4.7 und 4.8 sind die gesamten Ergebnisse der fraktographischen Untersuchungen aufgeführt.

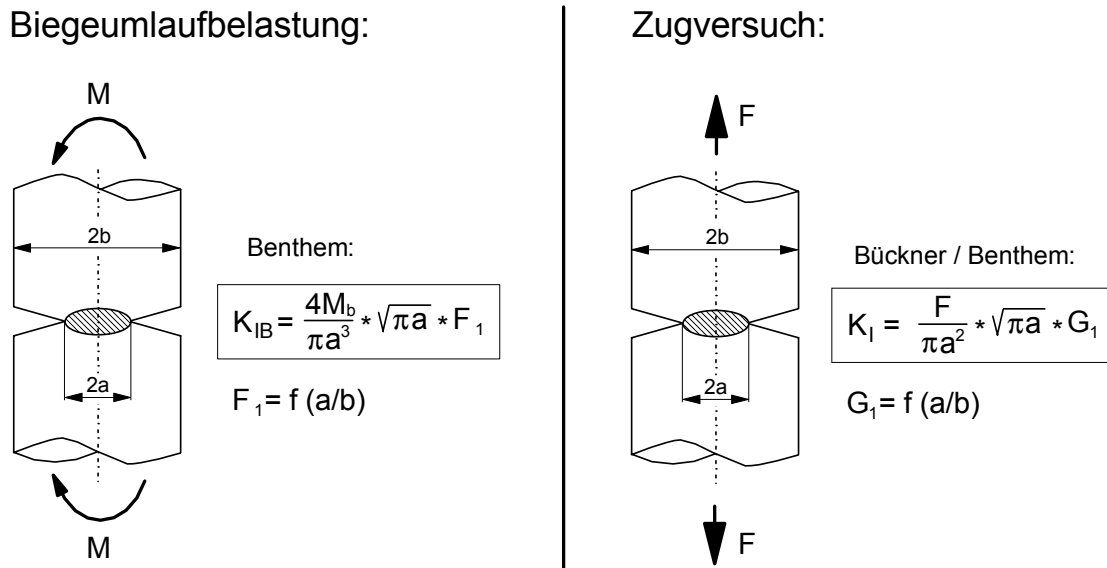
Nr.:	Temp. [°C]	Ø Kerbgrund [mm]	Ø Restquerschnitt [mm]	Abstand		Spaltbrucheinkl. Einschluß
				Zentr. (ØKG - ØRQ) [µm]	Zentr.(ØKG) - BU [µm]	
A1	-150	6.617	4.45	173	2092	-
A2	-150	6.639	3.9	69	1652	-
A3	-150	6.627	4.5	72	1997	-
A4	-150	6.625	4.95	91	2353	-
A5	-150	6.625	4.71	53	2118	-
A6	-150	6.612	4.78	20	2009	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
A7	-150	6.622	4.65	26	2128	-
A8	-150	6.624	4.83	107	2195	-
A9	-150	6.621	4.68	65	2087	-
A10	-150	6.624	4.74	117	2324	-
A11	-150	6.623	4.91	86	2396	-
A12	-150	6.618	4.35	64	1987	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
A13	-150	6.618	5.1	71	2448	-
A14	-150	6.617	4.67	34	1930	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
A15	-150	6.621	4.78	85	2119	-
A16	-75	6.619	4.1	69	1276	-
A18	25	6.533	3.8	97	270	-

**Tab. 4.7:** Ergebnisse der Auswertung an Proben mit 6,6 mm Kerbgrunddurchmesser

Nr.:	Temp. [°C]	Ø Kerbgrund [mm]	Ø Restquerschnitt [mm]	Abstand		Spaltbrucheinkl. Einschluß
				Zentr. (ØKG - ØRQ) [µm]	Zentr.(ØKG) - BU [µm]	
B1	-150	8.286	4.7	69	2037	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
B2	-150	8.302	4.7	93	1766	-
B3	-150	8.302	4.66	64	2056	-
B4	-150	8.292	4.64	126	2206	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
B5	-150	8.304	4.7	47	2141	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
B6	-150	8.293	4.37	101	1568	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
B7	-150	8.299	4.51	41	2067	-
B8	-150	8.29	4.48	76	2088	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
B9	-150	8.306	4.54	74	1774	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
B10	-150	8.305	4.44	61	2099	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
B11	-150	8.297	4.65	31	2144	Ti-Ta-O-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
B12	-150	8.295	4.44	144	2083	-
B13	-150	8.287	4.46	51	2031	-
B14	-150	8.293	4.45	68	2160	-
B15	-150	8.295	4.47	95	1810	-
B16	-75	8.297	4.33	147	1922	-
B17	25	8.238	4	46	521	-

**Tab. 4.8:** Ergebnisse der Auswertung an Proben mit 8,3 mm Kerbgrunddurchmesser

Anhand der Restquerschnitte wurden im Anschluss die maximalen Spannungsintensitätsfaktoren  $K_{IB}$  bei der Biegeumlaufbelastung und die kritischen Spannungsintensitätsfaktoren  $K_{IKr}$  beim Bruch der Proben ermittelt. Die Berechnung der Werte erfolgte nach Benthem und Bückner, wie in [57] aufgeführt und in der folgenden Abbildung 4.60 dargestellt.



**Abb. 4.60:** Berechnung der Spannungsintensitätsfaktoren bei Biegung und Zugbelastung

Eine Abschätzung der Größe der jeweiligen plastischen Zone wurde unter der Annahme annähernd ebenen Dehnungszustandes mit:

$$\omega_{EDZ} = \frac{1}{3\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_{ypl}} \right)^2 \quad (4.11)$$

nach Irwin durchgeführt. Für die Berechnung der Zonengröße bei der Biegeumlaufbelastung, wurde wie allgemein üblich  $\sigma_{ypl} = R_{p0,2} (RT)$  gesetzt. Für die Berechnung der Zonengröße beim Bruch wurde bei fast allen Proben  $\sigma_{ypl} = (R_{p0,2} + \bar{\sigma}_{wahr, max})/2 (T)$  gesetzt, da hier die plastischen Zonen nach der Biegeumlaufbelastung größer waren als die, die sich anschliessend während der Zugbelastung bis zum Bruch gebildet hatten. Bei den wenigen Proben, bei denen die plastische Zone durch die Zugbelastung nach dem Bruch größer war, wurde  $\sigma_{ypl} = R_{p0,2} (T)$  gesetzt. Für die bei  $-150^\circ\text{C}$  untersuchten Proben wurden die kritischen Spannungsintensitätsfaktoren und die zugehörigen plastischen Zonen anhand einer plastischen Zonenkorrektur der Risslänge:  $a_c = a_c + \omega_{EDZ}$  mit (4.11) und der zugehörigen Formel in Abb.4.60 iterativ berechnet. In den Tabellen 4.9 und 4.10 sind die Ergebnisse der Berechnungen aufgeführt.

Nr.:	Ø Restquerschnitt [mm]	ØEDZ [mm] nach Biegeumlaufbel.	K <sub>IB</sub> -max [MPa√m ]	Temp. [°C]	ØEDZ [mm] nach Bruch	K <sub>Ikr.</sub> [MPa√m ]
A1	4.45	0.763	45.028	-150	0.143	<b>30.498</b>
A2	3.9	1.476	62.234	-150	0.169	<b>33.161</b>
A3	4.5	0.721	43.787	-150	0.092	<b>24.419</b>
A4	4.95	0.448	34.504	-150	0.772	(82.422)
A5	4.71	0.574	39.068	-150	0.221	<b>37.879</b>
A6	4.78	0.534	37.654	-150	1.066	(118.938)
A7	4.65	0.612	40.341	-150	0.144	<b>30.603</b>
A8	4.83	0.506	36.687	-150	0.117	<b>27.562</b>
A9	4.68	0.593	39.698	-150	1.709	(368.825)
A10	4.74	0.556	38.453	-150	0.129	<b>28.986</b>
A11	4.91	0.467	35.211	-150	0.064	<b>20.448</b>
A12	4.35	0.855	47.661	-150	0.414	52.334
A13	5.1	0.386	32.022	-150	0.071	<b>21.513</b>
A14	4.67	0.599	39.911	-150	0.271	42.0246
A15	4.78	0.534	37.654	-150	0.108	<b>26.447</b>
A16	4.1	1.121	54.579	-75	0.222	58.131
A17	3.8	1.639	65.997	25	0.356	64.996

**Tab. 4.9:** Bruchmechanische Parameter der Proben mit 6,6 mm Kerbgrunddurchmesser

Nr.:	Ø Restquerschnitt [mm]	ØEDZ [mm] nach Biegeumlaufbel.	K <sub>IB</sub> -max [MPa√m ]	Temp. [°C]	ØEDZ [mm] nach Bruch	K <sub>Ikr.</sub> [MPa√m ]
B1	4.7	2.158	75.721	-150	0.158	46.197
B2	4.7	2.158	75.721	-150	0.242	57.706
B3	4.66	2.252	77.357	-150	0.177	48.938
B4	4.64	2.301	78.193	-150	0.301	64.257
B5	4.7	2.158	75.721	-150	0.214	53.685
B6	4.37	3.105	90.836	-150	0.215	54.001
B7	4.51	2.652	83.951	-150	0.143	43.916
B8	4.48	2.742	85.363	-150	0.148	44.465
B9	4.54	2.566	82.571	-150	0.111	38.923
B10	4.44	2.869	87.298	-150	0.178	48.802
B11	4.65	2.276	77.773	-150	0.097	<b>36.002</b>
B12	4.44	2.868	87.298	-150	0.099	<b>36.881</b>
B13	4.46	2.804	86.323	-150	0.389	73.818
B14	4.45	2.836	86.809	-150	0.125	41.133
B15	4.47	2.773	85.841	-150	0.122	40.466
B16	4.33	3.251	92.949	-75	0.259	63.681
B17	4	4.832	113.322	25	0.401	69.886

**Tab. 4.10:** Bruchmechanische Parameter der Proben mit 8,3 mm Kerbgrunddurchmesser

Wie zu erwarten steigen die Spannungssensitivitätsfaktoren  $K_{IB}$  und die Größe der zugehörigen plastischen Zonen allgemein mit zunehmender Anrisslänge an. Dies führt bei den Proben mit 8,3 mm Kerbgrunddurchmesser die grundsätzlich tiefer angerissen wurden nach der Irwin'schen Abschätzung zu plastischen Zonen, die sich fast bzw. ganz über den Restquerschnitt ausdehnen und deshalb in allen Fällen größer sind, als die während dem Zerreißversuch entstandenen Zonen. Bei den Proben, bei denen die plastische Zone nach dem Zugversuch über die nach dem Anreißen vorhandene Zone hinaus ging (A4, A6, A9), wurden sehr hohe Bruchspannungen erreicht. Die iterative Berechnung

der kritischen Spannungssensitivitäten führte in zwei dieser Fälle zu keiner Konvergenz und wurde nach der vierten Schleife abgebrochen (*Tab. 4.9* - Werte in Klammern). Betrachtet man den überwiegenden Rest der Proben so kann festgestellt werden, dass selbst bei ähnlichen Anrisslängen größere Streuungen der kritischen Spannungssensitivitätsfaktoren vorliegen und die stärker vorplastifizierten Proben mit 8,3 mm Kerbgrunddurchmesser, im Mittel höhere Werte aufweisen.

Obwohl die Mehrzahl der bei -150°C untersuchten Proben mit 6,6 mm Kerbgrunddurchmesser und zwei Proben mit 8,3 mm Kerbgrunddurchmesser die geometrischen Bedingungen:

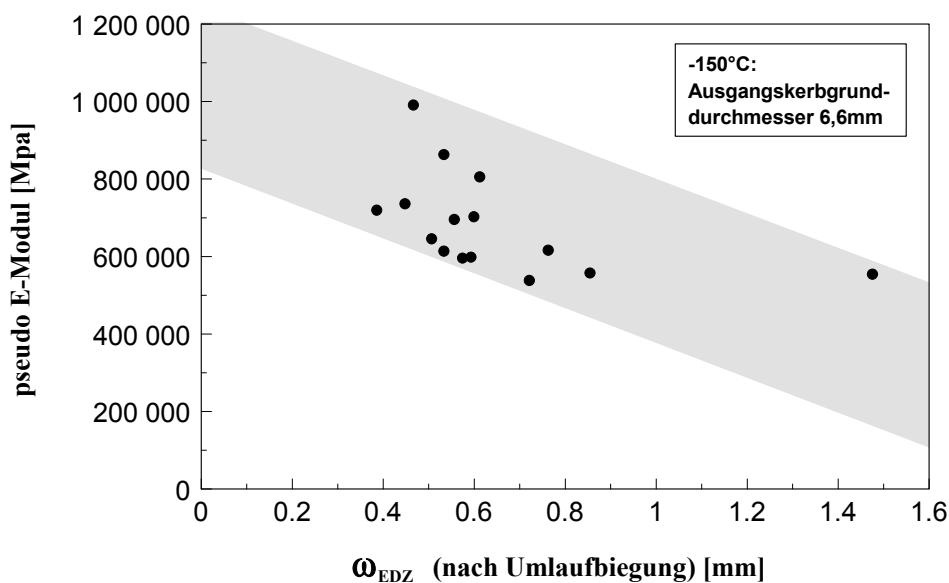
$$a_c > \beta_1 \left( \frac{K_{IC}}{R_{p0,2}} \right)^2 \quad W - a_c > \beta_2 \left( \frac{K_{IC}}{R_{p0,2}} \right)^2 \quad (4.12)$$

mit  $\beta_1 = \beta_2 = 1$  (fettgedruckte  $K_{IKr}$ -Werte) für die Anwendbarkeit der linear-elastischen Bruchmechanik erfüllen (nach ASTM-Norm E 399 mit  $\beta_1 = \beta_2 = 2,5$  lediglich drei Proben - fettgedruckt und kursiv - dieser Wert gilt jedoch als zu konservativ), handelt es sich hierbei nicht um die materialcharakteristischen  $K_{IC}$ -Werte, da durch die Warmvorbelastung der Biegeumlaufanriss erzeugung bei RT die Initiierungsbedingungen für Risse verändert wurde. Dieser sogenannte WPS-Effekt (warm prestress effect) führt im Allgemeinen zu einer Erhöhung der effektiven Bruchzähigkeiten bei tieferen Temperaturen und kann nach Nichols [60] grundsätzlich auf drei Mechanismen zurückgeführt werden:

- Durch die Verfestigung bei der Warmvorbelastung wird bei der Kaltbelastung plastisches Fließen unterdrückt.
- Lokales Fließen bei der Vorbelastung führt bei der anschließenden Entlastung zu Druckeigenstressungen.
- Eine Abstumpfung von Kerben und Risspitzen bei der Vorbelastung reduziert bei der späteren Kaltbelastung die örtlichen Spannungsüberhöhungen.

Aufgrund mehrerer wirkender Mechanismen liegt der vergleichbare Mittelwert der ausreichend vielen Proben mit 6,6 mm Kerbgrunddurchmesser, die die Anwendungsbedingungen zur Bestimmung von Risszähigkeiten bei -150°C erfüllen, trotz der Berücksichtigung der Verfestigung durch die  $\sigma_{ypl}$ -Korrektur, mit  $K_{IKr} = 28,51 \pm 5,29 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  um etwa 30% deutlich höher als die Risszähigkeiten der bei gleicher Temperatur untersuchten Kerbzugproben mit 1 mm und 2 mm Kerbradius. Wegen der geringen Anzahl, ist der Mittelwert von  $K_{IKr} = 36,44 \pm 0,62 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  der Proben mit 8,3 mm

Kerbgrunddurchmesser, die die geometrischen Bedingungen erfüllen zwar wenig aussagekräftig, zeigt jedoch, auch in Anbetracht der gesamten Ergebnisse, dass sich der WPS-Effekt mit zunehmender Vorverformung verstärkt. Der in Abhängigkeit der Warmvorbelastung durch die Mechanismen des Effekts veränderte Spannungs-Dehnungs-Zustand, erklärt letztlich auch die unterschiedlichen Steigungen der Verformungskennlinien. In erster Linie sind hier offensichtlich die eingebrachten Druckeigenstressungen im plastifizierten Volumen verantwortlich, die aus Gleichgewichtsgründen zu Zugeigenstressungen im nichtplastifizierten Volumen führen. Je größer die plastischen Zonen nach der Vorbelastung sind, desto größer sind die induzierten Druck- bzw. Zugeigenstressungen im Material. Dies führt dazu, dass beim Zugversuch im nichtplastifizierten Volumen mit zunehmenden Zugeigenstressungen schon bei geringen Belastungen die Fließgrenze überschritten wird während im plastifizierten Volumen noch reine elastische Verformung erfolgt. Das lokale Fließen des Werkstoffs hat zur Folge, dass der eigentlich linear-elastische Anteil der Verformungskurve auch elastisch-plastische Anteile beinhaltet und somit eine geringere Steigung aufweist als bei nichtvorverformtem Material. Die Abweichung von einer Geraden im Anfangsverlauf der Verformungskennlinie ist aufgrund der sehr geringen Dehnungen praktisch nicht sichtbar. Trägt man jedoch die Steigungen dieser pseudo-elastischen „Geraden“ - für die relativ hohen Werte gibt es derzeit noch keine Erklärung - über den jeweiligen Größen der plastischen Zonen nach der Umlaufbiegung auf, wie in Abbildung 4.61 am Beispiel der Proben mit 6,6 mm Ausgangskerbgrunddurchmesser dargestellt, wird dieser Effekt innerhalb eines Streubands deutlich sichtbar.



**Abb. 4.61:** Steigung der pseudo-elastischen Geraden im Zugversuch, in Abhängigkeit der Größe der plastischen Zone nach der Umlaufbiegung

Auch wenn die Proben allgemein einen mehr oder minder ausgeprägten WPS-Effekt aufweisen, können anhand der Versuchsauswertung doch Rückschlüsse auf das Versagen nichtvorverformter Proben gezogen werden. Wie die fraktographischen Auswertungen zeigen, erfolgt das rein transkristalline Versagen der angerissenen Proben ausgehend von einem oxidischen Partikel, oder offensichtlich dem Auftrennen des Materials an gestörten Gitterbereichen wie Lattengrenzen, Korngrenzen oder -zwickeln. Im Vergleich zu gekerbten Proben, die durch reinen transkristallinen Bruch versagten und charakteristische Spaltbruchfacetten als versagensauslösende Schwachstellen aufweisen, hat somit ein Wechsel des kritischen Ereignisses stattgefunden. Da dieser Wechsel aufgrund der Vorplastifizierung während der Anriss erzeugung bei Risszähigkeiten stattfindet, die grundsätzlich höher liegen als bei nichtvorverformten Bruchmechanikproben, muss bei diesen zwangsläufig ebenfalls ein Wechsel des kritischen Ereignisses einsetzen. Ob nun der Bruch eines einzelnen Partikels, bzw. einer einzelnen Schwachstelle das kritische Ereignis ist das, zum Versagen führt, ohne dass weitere vorhanden wären, oder die Überwindung einer Partikel-Ferrit-Phasengrenze, bzw. das Überschreiten einer kritischen Belastung an einer von mehreren Schwachstellen, kann aufgrund der Vorplastifizierung (teilweise liegen die Bruchursprünge deutlich ausserhalb der konservativ abgeschätzten plastischen Zone) bei den hier untersuchten Proben nicht geklärt werden. Dazu müssten nichtvorverformte Proben geprüft werden und mit Hilfe von FEM-Analysen die genaue Größe der plastischen Zone berechnet werden. Im Anschluss müsste dann auf den Bruchflächen innerhalb dieser Bereiche nach weiteren potentiellen Schwachstellen, neben den eigentlichen Bruchursprüngen, gesucht werden. Dass bei den Bruchmechanikproben grundsätzlich wesentlich weniger Oxide im Bruchursprung gefunden wurden als bei den relevanten Kerbzugproben ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass innerhalb der sehr viel kleineren plastischen Zonen keine repräsentative Größenverteilung dieser Zweitphasen vorliegt und das Versagen somit nicht zwingend von diesen ausgeht.

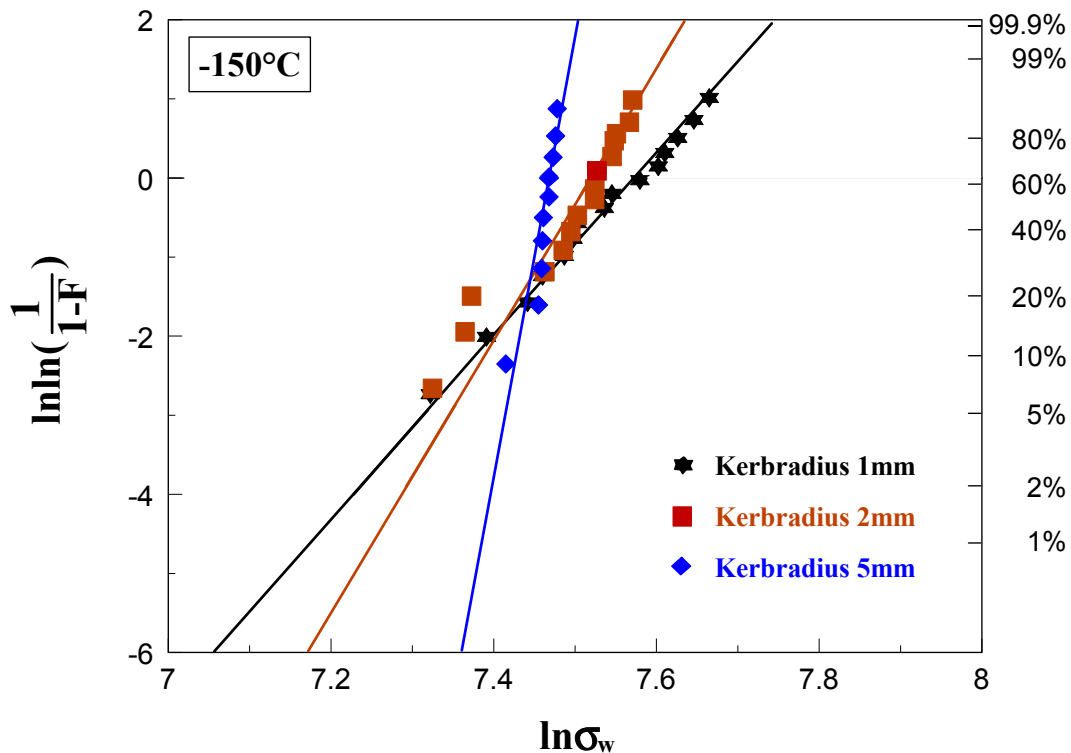
## 5. Diskussion und Ausblick

Anhand der ermittelten Bruchwertepaare wurden, parallel zu dieser Arbeit, am Institut Auswertungen nach dem ursprünglichen Beremin-Modell für die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  und  $-75^{\circ}\text{C}$  untersuchten Kerbzugprobenserien durchgeführt. Ebenso erfolgte zwecks Übertragbarkeitsuntersuchungen eine Auswertung der beiden Serien von angerissenen Proben, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  geprüft wurden. Die Größe des charakteristischen Volumenelements  $V_0$  betrug jeweils  $1\text{mm}^3$ . Sämtliche FE-Rechnungen für die Spannungsanalyse wurden rein elasto-plastisch ohne Schädigung durchgeführt. Es kann angenommen werden, dass diese wohl keinen ausschlaggebenden Einfluss auf die Bestimmung der Weibullspannungen bei tieferen Temperaturen ausüben dürfte. Dies zeigen zum einen Axialschliffbilder von gebrochenen Proben, bei denen das gesamte Porenvolumen sehr klein ist im Vergleich zum plastisch verformten Volumen, zum anderen die Lage der Bruchwertepaare im Vergleich zur elastoplastisch berechneten Verformungskurve. Eine genaue Beschreibung der angewandten numerischen Vorgehensweise zur Bestimmung der Weibullparameter ist in [61] ausführlich dargestellt. Im Folgenden werden diese Ergebnisse den Befunden aus der fraktographischen Auswertung gegenübergestellt um aufzuzeigen, inwiefern die Methode des Local Approach geeignet ist, das Versagensverhalten des untersuchten Stahls F82H-mod im spröd-duktilen Übergangsbereich zu beschreiben.

Die Weibullauswertungen der Versuchsserien, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden, zeigen für Proben mit Kerbradius 1 mm und Kerbradius 2 mm durch eine Überlappung der Vertrauensintervalle, eine Verträglichkeit bei den Weibullparametern  $m$  und  $\sigma_u$ . Proben mit 5 mm Kerbradius weisen hingegen einen ca. vier bis sechsfach größeren Weibull-exponenten  $m$  auf und zeigen auch für  $\sigma_u$  keine Verträglichkeit. In der nachfolgenden Tabelle 5.1 sind die ermittelten Parameter und die zugehörigen Konfidenzintervalle der drei Probenserien, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden, aufgeführt. Abbildung 5.1 zeigt das zugehörige Weibulldiagramm der Versuchsserien.

	<b>m</b>	<b>90% Konfidenzintervall für m</b>	<b><math>\sigma_u</math> [MPa]</b>	<b>90% Konfidenzintervall für <math>\sigma_u</math> [MPa]</b>
<b>Kerbradius 1 mm</b>	11.6	[8.2; 16.6]	1943	[1866; 2019]
<b>Kerbradius 2 mm</b>	17.3	[12.0; 25.2]	1843	[1794; 1895]
<b>Kerbradius 5 mm</b>	82.3	[53.0; 129.8]	1751	[1740; 1763]

**Tab. 5.1:** Weibullparameter der bei  $-150^{\circ}\text{C}$  untersuchten Probenserien



**Abb. 5.1:** Weibulldiagramm der Probenserien, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden

Dass die Ergebnisse der Probenserie mit 5 mm Kerbradius grundsätzlich keine Verträglichkeit aufweisen, ist aus mechanisch-struktureller Sicht offensichtlich darauf zurück zu führen, dass hier aufgrund eines geringeren Versprödungsgrades infolge geringerer Spannungsmehrachsigkeit, die Dehnungen um etwa eine Größenordnung höher liegen und daraus resultierend auch eine Änderung des Versagensverhaltens von reinem transkristallinen Spaltbruch hin zu trans-interkristallinem Spaltbruch erfolgt. Dies hat mehrere Auswirkungen auf die Weibullauswertung zur Folge:

- Durch die großen Dehnungen verschieben sich die Bruchspannungen bzw. -kräfte hin in Bereiche, in denen trotz genügend großer Streuung der Bruchdehnungen bzw. der Kerbgrunddurchmesserabnahme, nur kleinere Änderungen des Spannungsniveaus auftreten. Dementsprechend zeigen bei der Auswertung die Weibullspannungen geringere Variationen, was allgemein wiederum zu einem hohen Weibullexponenten  $m$  führt. Im vorliegenden Fall dürfte sich dieser auch bei Berücksichtigung duktiler Schädigung nur geringfügig ändern.
- Es muss auch davon ausgegangen werden, dass einige Grundannahmen des Modells nicht mehr erfüllt sind. Da die Bildung von Mikrorissen aus heutiger Sicht als kontinuierlicher Prozess in Abhängigkeit der Belastungsgeschichte angesehen werden muss, hängt die Fehlerverteilung direkt vom Grad der Plastifizierung ab. Dadurch



ergibt sich mit ansteigender Verformung und stetig größer werdendem plastischem Volumen eine zunehmende Diskrepanz zu der Annahme, dass die Mikrorissbildung mit Überschreiten der Fließgrenze einsetzt, keine weiteren mehr hinzukommen und die Fehlerverteilung demnach durch ein statisches Gesetz beschrieben werden kann.

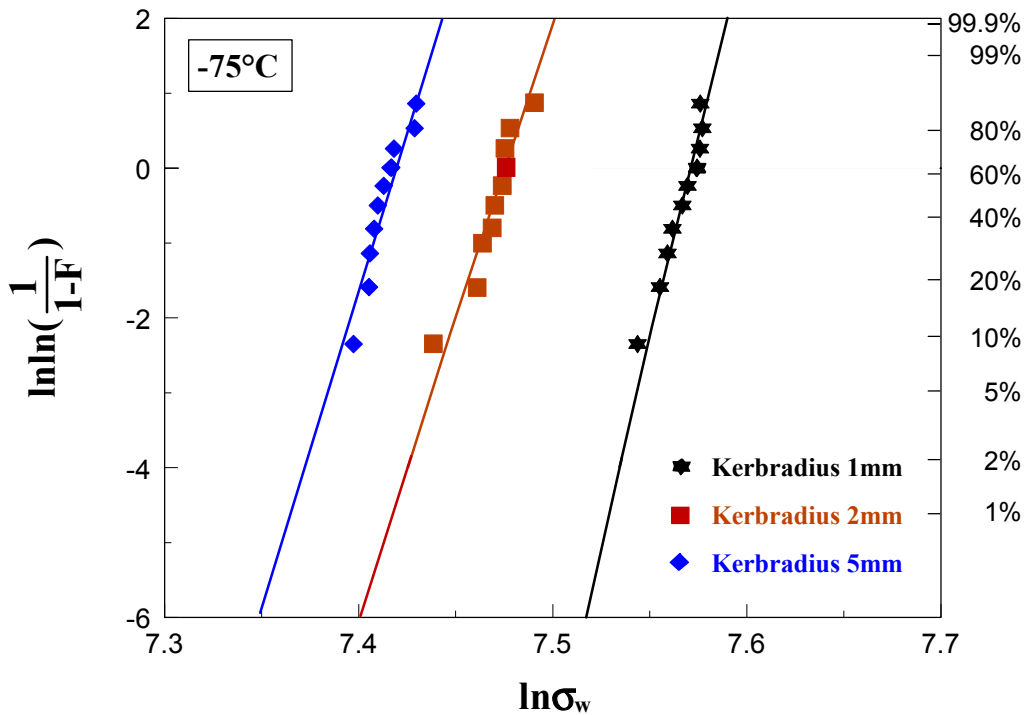
- Da eine Änderung des Versagensverhaltens hin zu trans-interkristallinem Spaltbruch stattgefunden hat, und lediglich bei zwei Proben Schwachstellen im Bruchsprung gefunden werden konnten, muss beim Rest der Proben davon ausgegangen werden, dass hier auch ein Wechsel des kritischen Ereignisses vorliegt. Das Fehlen jeglicher charakteristischer Schwachstellen lässt den Schluss zu, dass der Spaltbruch wahrscheinlich, erleichtert aufgrund Porenbildung, durch das Aufreißen von Lattengrenzen, Korngrenzen oder Kornzwickeln losgeht. Ob zur bruchmechanischen Beschreibung des Versagens das Griffith-Kriterium dann noch ausreicht, muss angezweifelt werden.

Bei den Versuchsserien der Proben mit 1 mm und 2 mm Kerbradius tritt aufgrund der geringen Bruchdehnungen die Problematik bei der Bestimmung der Weibullparameter basierend auf großen Verformungen nicht auf. Alle Proben versagten bei relativ geringen Dehnungen durch reinen transkristallinen Spaltbruch. Als kritische Schwachstellen konnten jeweils charakteristische Spaltbruchfacetten im Bruchsprung detektiert werden, die fast durchweg einen Oxidpartikel als spaltbrucheinleitenden Einschluss aufwiesen. Das kritische Ereignis ist demnach bei beiden Probenserien die Überwindung der Ferrit-Ferrit-Korngrenze. Die bruchmechanische Auswertung ergab jeweils eine nahezu identische mittlere lokale Risszähigkeit. Sowohl die statistischen, als auch die bruchmechanischen Grundannahmen des Modells können deshalb mit Ausnahme der ungeklärten Frage über die Entstehung der Sekundärbruchsprünge und einer eventuell damit verbundenen gegenseitigen Beeinflussung der Mikrorisse über lokale Spannungsumlagerungen als erfüllt betrachtet werden.

Die Weibullauswertungen der Versuchsserien, die bei  $-75^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden, zeigen wie die Versuchsserie mit Kerbradius 5 mm, die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  untersucht wurde, einen sehr hohen Weibullmodul  $m$ . Während die Probenserien mit Kerbradius 2 mm ( $-75^{\circ}\text{C}$ ) und Kerbradius 5 mm ( $-150^{\circ}\text{C}$ ) fast identische Parameter aufweisen, zeigen die Serie mit 1 mm Kerbradius ( $-75^{\circ}\text{C}$ ) und 5 mm Kerbradius ( $-75^{\circ}\text{C}$ ) lediglich für den Weibullmodul  $m$  eine Überlappung der Vertrauensintervalle. Tabelle 5.2 zeigt die ermittelten Parameter, sowie die 90 %-Konvidenzintervalle der bei  $-75^{\circ}\text{C}$  untersuchten Serien. Abb. 5.2 zeigt das zugehörige Weibulldiagramm.

	m	90% Konfidenzintervall für m	$\sigma_u$ [MPa]	90% Konfidenzintervall für $\sigma_u$ [MPa]
Kerbradius 1 mm	107.5	[70; 170]	1941	[1927; 1955]
Kerbradius 2 mm	78.8	[51; 124]	1765	[1753; 1777]
Kerbradius 5 mm	88.0	[57; 139]	1660	[1657; 1677]

**Tab. 5.2:** Weibullparameter der Probenserien, die bei  $-75^\circ\text{C}$  untersucht wurden

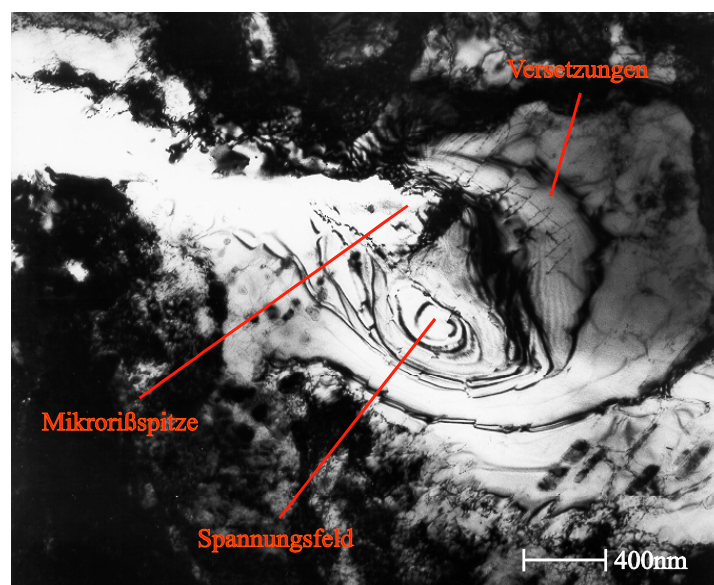


**Abb. 5.2:** Weibulldiagramm der Probenserien, die bei  $-75^\circ\text{C}$  untersucht wurden

Da die Probenserie mit 5 mm Kerbradius, untersucht bei  $-150^\circ\text{C}$  und die Probenserie mit 2 mm Kerbradius, untersucht bei  $-75^\circ\text{C}$ , deutlich unterscheidbare Versagensarten aufweisen, ist die gute Übereinstimmung der Weibullparameter offensichtlich auf nahezu identische Bereiche der auftretenden Bruchdehnungen, bei geringer Variation der Bruchspannungen (etwa 5 %), zurückzuführen. Im Gegensatz dazu, zeigt die Probenserie mit 1 mm Kerbradius, untersucht bei  $-75^\circ\text{C}$ , mit Ausnahme der Bildung duktiler Inseln, den gleichen Versagensmechanismus wie die Proben mit 5 mm Kerbradius, untersucht bei  $-150^\circ\text{C}$ . Beide Weibullparameter liegen hier im Vergleich jedoch, trotz wesentlich geringerer Bruchdehnung, bei etwa ähnlichen Bruchspannungen, deutlich höher. Damit wird klar, dass die Weibullmoduli  $m$  ab einer gewissen Größe im Rahmen des Local Approach für Sprödbruch nicht mehr eindeutig interpretiert werden können und die Übereinstimmungen lediglich als Artefakt zu werten sind. Dies ist letztlich darauf zurückzuführen, dass aufgrund Spannungsumlagerungen, verur-

sacht durch duktile Schädigung, lokale stabile Rissverlängerung und strukturelle Verformung (Ausrichtung der Martensitlatten), eine größere Diskrepanz bei der Berechnung der Weibullspannungen auftritt und durch die Änderung der Versagensmechanismen die Streuung der Fehlergröße für das Versagen nicht mehr entscheidend ist. Außerdem kommen im Übergangsbereich neben den erwähnten Auswirkungen von großen Dehnungen noch weitere Aspekte hinzu, die zu einer Nichteinhaltung der Grundannahmen des Modells führen:

- Für lokal auftretende Spaltbrüche, die nicht gleich zum Versagen der Proben führen, wie die bei diesen Untersuchungen vorkommenden großen Axialrisse, ist die Weakest-Link-Annahme grundsätzlich nicht mehr erfüllt. Da hier der Bruch der Proben mit Einsetzen der Axialrissentstehung gleichgesetzt wird, wird dieses Problem zwar umgangen, allerdings kann das kritische Ereignis aus bruchmechanischer Sicht nicht mehr mit dem Überschreiten der größten Hauptspannung  $\sigma_1$  von einer kritischen Spannung  $\sigma_c$  beschrieben werden, da es sich hier um einen schubspannungsgesteuerten Versagensmechanismus handelt.
- Mit zunehmender Temperatur kommt es vermehrt zu Rissarretierungen an Korngrenzen und einer Abrundung, bzw. Abstumpfung von Rissspitzen infolge der Erzeugung von Versetzungen, hervorgerufen durch das Spannungsfeld vor der Spitze. Dadurch fallen mit zunehmender Belastung immer mehr potentielle bruchauslösende Schwachstellen aus, wodurch ebenfalls eine kontinuierliche Veränderung der Verteilungsdichte der Fehler eintritt. Die anschließende TEM-Aufnahme zeigt eine Situation, in der durch Versetzungsbildung eine Rissspitzenabrundung erfolgt (Abb. 5.3).



**Abb. 5.3:** TEM-Aufnahme von einer Rissspitze mit deutlich erkennbarem Spannungsfeld

Für die Probenserien, die bei Raumtemperatur untersucht wurden, ist eine Auswertung nach der Methode des Local Approach nicht mehr relevant. Sämtliche Proben versagten rein duktil und zeigten den für vergütete Stähle typischen Teller-Tassen-Bruch. Auch hier ist jedoch eine deutliche Abhängigkeit des Schädigungs- und Versagensverhalten von der Geometrie nachweisbar. Da der Werkstoff neben den  $M_{23}C_6$ -Ausscheidungen zusätzlich oxidische Partikel aufweist, die wesentlich größer sind als die Sonderkarbide, wird das Schädigungsverhalten, anhand Porenbildung und Porenwachstum, in erster Linie von diesen Zweitphasen bestimmt. Mit zunehmender Dehnung bis zum Eintritt der Koaleszenz, bilden sich jedoch auch vermehrt Poren an den wesentlich kleineren Sonderkarbiden und der Einfluss der sehr viel häufiger vorkommenden Ausscheidungen auf die Hohlraumvereinigung steigt stark an. Dies ist darauf zurückzuführen, dass mit zunehmender Spannungsmehrachsigkeit die Poren etwa gleichmäßig in alle Richtungen wachsen. Der mittlere Abstand der Oxide in radialer Richtung wird mit zunehmender Belastung durch die gleichmäßig wachsenden großen Waben überwunden und es kommt zur Vereinigung. Die bis dahin entstandenen kleinen Poren spielen dabei nur eine untergeordnete Rolle. Bei abnehmender Spannungsmehrachsigkeit hingegen erfolgt das Porenwachstum mit zunehmender Belastung überwiegend in axialer Richtung. Um den mittleren Abstand der an den großen Oxiden entstandenen Poren in radialer Richtung zu vermindern, werden nun wesentlich stärkere Verformungen notwendig. Dadurch kommt es vermehrt zur Bildung und zum Wachstum von Poren an den sehr viel kleineren Karbiden. Ein Zusammenschluss der großen Poren erfolgt dann letztlich über den Zusammenschluss mit den kleinen Poren in den Zwischenräumen. Bei der Beschreibung des Materialverhaltens anhand eines mikromechanischen Schädigungsmodells, müssen ab einer bestimmten Spannungsmehrachsigkeit deshalb beide Populationen von Zweitphasen berücksichtigt werden.

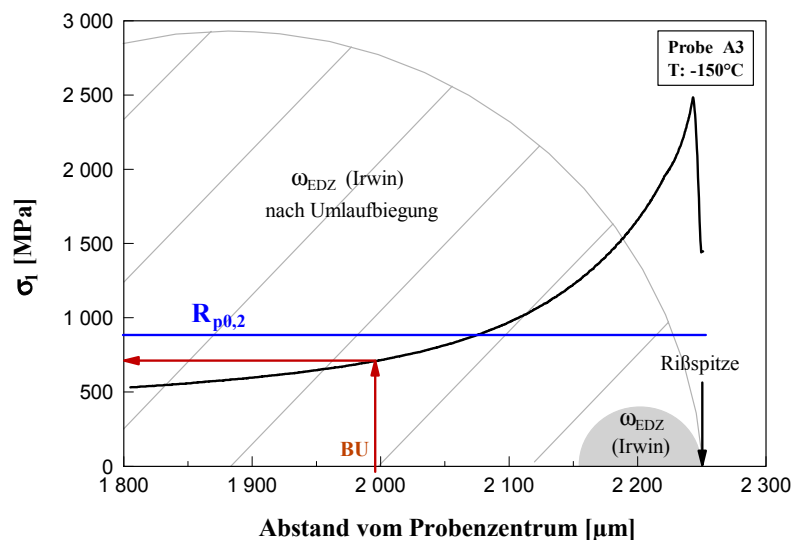
Für die Übertragbarkeitsuntersuchungen, wurde zur Auswertung der beiden angerissenen Probenserien, anhand der Ergebnisse der Probenserie mit 1 mm Kerbradius, untersucht bei  $-150^{\circ}\text{C}$ , innerhalb der Iteration ein Startwert  $m = 11.6$  vorgegeben. Als Vergleichsgröße wurde die mittlere wahre Spannung beim Bruch gewählt. Bei der Bestimmung der Weibullspannungen mittels FE-Spannungsanalyse, wurde die Vorverformung der Proben nicht berücksichtigt. In der folgenden Tabelle [5.3](#) sind die Ergebnisse nach dem ersten Iterationsschritt aufgeführt. Für die Probenserie mit flachen Kerben sind zusätzlich die Ergebnisse nach Erreichen der Konvergenz aufgeführt. Eine weitere Durchführung der Iterationsprozedur bei der Probenserie mit den tieferen Kerben führte zu keiner Konvergenz der Werte.

	m	90% Konfidenzintervall für m	$\sigma_u$ [MPa]	90% Konfidenzintervall für $\sigma_u$ [MPa]
Kerbtiefe 1.70 mm 1. Iteration	4.4	-	2599	-
Kerbtiefe 0.85 mm 1. Iteration	16.7	-	3003	-
Kerbtiefe 0.85 mm Konvergenz	20.9	[14.7; 29.9]	2539	[2484; 2596]

**Tab. 5.3:** Weibullparameter der angerissenen Probenserien, untersucht bei  $-150^\circ\text{C}$

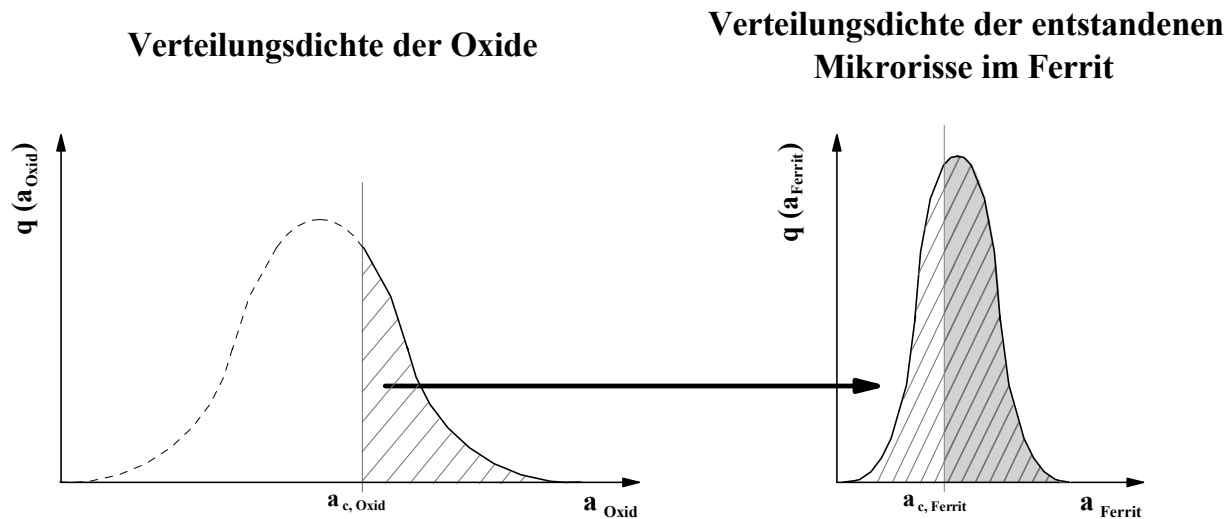
Ist eine Übertragbarkeit der Ergebnisse gewährleistet, sollte der bestimmte Weibullmodul  $m$  nach dem ersten Iterationsschritt im Konfidenzintervall der gekerbten Proben liegen. Dies ist bei beiden Serien nicht der Fall. Auch wenn die angerissene Probenserie mit einer Kerbtiefe von 0.85 mm nach der Konvergenz für den Weibullmodul  $m$  eine Verträglichkeit zu den Ergebnissen der Kerbzugserien mit 1 mm und 2 mm Kerbradius, untersucht bei  $-150^\circ\text{C}$ , zeigt, sollte dem keine weitere Bedeutung hinsichtlich der Übertragbarkeit beigemessen werden. Grund hierfür ist im Besonderen bei dieser Versuchsserie, die Vorbelastung der Proben bei der Anrisserzeugung und die daraus resultierenden veränderten Rissinitiierungsbedingungen. Eine damit verbundene Erhöhung der Risszähigkeit, wurde für beide Probenserien innerhalb der auf den fraktographischen Ergebnissen beruhenden bruchmechanischen Berechnungen nachgewiesen. Dass die statistischen und bruchmechanischen Grundannahmen des Modells komplett ihre Gültigkeit verlieren zeigt sich jedoch am besten daran, dass oftmals Bruchursprünge ausserhalb der durch den Zugversuch erzeugten plastischen Zone gefunden wurden und dies innerhalb eines Spannungsfeldes, in dem nach FE-Rechnung teilweise nicht einmal die Fließgrenze überschritten war. Die folgende Abbildung 5.4 zeigt dies am Beispiel der Probe A3.

**Abb. 5.4:** Bruchursprung der Probe A3 im Axialspannungsfeld



Grundsätzlich müsste bei der Anwendung des Beremin-Modells zur Beschreibung des Versagensverhaltens beider Versuchsserien, aufgrund der Warmvorbelastung, bei der Berechnung der Weibullspannungen die gesamte Lastgeschichte betrachtet werden. Auch wenn diese aufwendigen Berechnungen hier nicht durchgeführt wurden, liefern die Untersuchungen doch genügend Hinweise für eine mögliche Übertragbarkeit. So zeigen alle untersuchten Proben aufgrund der hohen Spannungsgradienten vor der Rissspitze nur sehr geringe Bruchdehnungen und bei den fraktographischen Untersuchungen konnten trotz transkristallinem Spaltbruchs keine, wie für die Kerbzugproben typischen kritischen Schwachstellen in Form von charakteristischen Spaltbruchfacetten, gefunden werden. Das Versagen erfolgt vielmehr ausgehend von einem oxidischen Partikel, oder dem Auftrennen des Materials an gestörten Gitterbereichen wie Lattengrenzen, Korngrenzen oder -zwickeln. Dadurch erfolgt in jedem Fall ein Wechsel des kritischen Ereignisses. Ist nun der Bruch eines einzelnen Partikels das kritische Ereignis das zum Versagen führt, noch bevor sich andere Schwachstellen bilden konnten, sind die Weakest-Link-Annahmen nicht erfüllt und das Modell kann zur Beschreibung des Bruchverhaltens nicht angewandt werden. Ist die Überwindung der Partikel-Ferrit-Phasengrenze das kritische Ereignis das zum Versagen führt, sind die statistischen und bruchmechanischen Annahmen zunächst einmal grundsätzlich erfüllt und der Bruch geht von der gefährlichsten Schwachstelle aus. Das gleiche gilt auch für den Fall, dass das kritische Ereignis durch das Überschreiten eines Mikrorisses von einer Ferrit-Ferrit-Korngrenze ausgelöst wird, so wie bei den Proben mit 1 mm und 2 mm Kerbradius, untersucht bei  $-150^{\circ}\text{C}$ . Da hier in den meisten Fällen Oxide als spaltbruceinleitende Einschlüsse identifiziert werden konnten, ist die Verteilung dieser Schwachstellen direkt an die Fehlergrößenverteilung der Oxide im plastisch verformten Volumen gekoppelt. Die Größe dieser Schwachstellen und damit deren Größenverteilung wird jedoch durch die Größe und Orientierung der umschließenden Ferritkörner, bzw. der umliegenden Ferritkörner bestimmt. Bei günstiger Orientierung kann so, ausgehend von einem Einschluss beliebiger Größe ( $a_{\text{Oxid}} > a_{c, \text{Oxid}}$ ), eine große potentielle kritische Schwachstelle entstehen, die sich über mehrere etwa gleich orientierte Körner erstreckt. Bei geringer Größe des umschließenden Ferritkorns und ungünstiger Orientierung der umliegenden Körner hingegen, können auch Schwachstellen entstehen, die keine versagensrelevante Größe aufweisen, womit sich die mittlere Anzahl der potentiellen kritischen Schwachstellen verringert. Es muß also somit davon ausgegangen werden, dass bei Bruchmechanikproben eine andere Verteilung der Fehler und ihrer Größe vorliegt (vergl. *Abb. 5.5*) und dadurch andere Weibullparameter ermittelt werden als bei den vergleichbaren gekerbten Proben. Einen deutlichen Hinweis auf diesen Sachverhalt

liefern neben der Weibullauswertung der Proben mit tieferen Kerben und geringeren Vorverformungen, vor allem die quantitativen fraktographischen Auswertungen der betreffenden Kerbzugproben, bei denen die Variation der Größe der spaltbrucheinleitenden Einschlüsse deutlich stärker ist, als die Variation der Größe der letztlich versagensauslösenden Schwachstellen (vergl. *Tab. 4.1 und 4.2*).

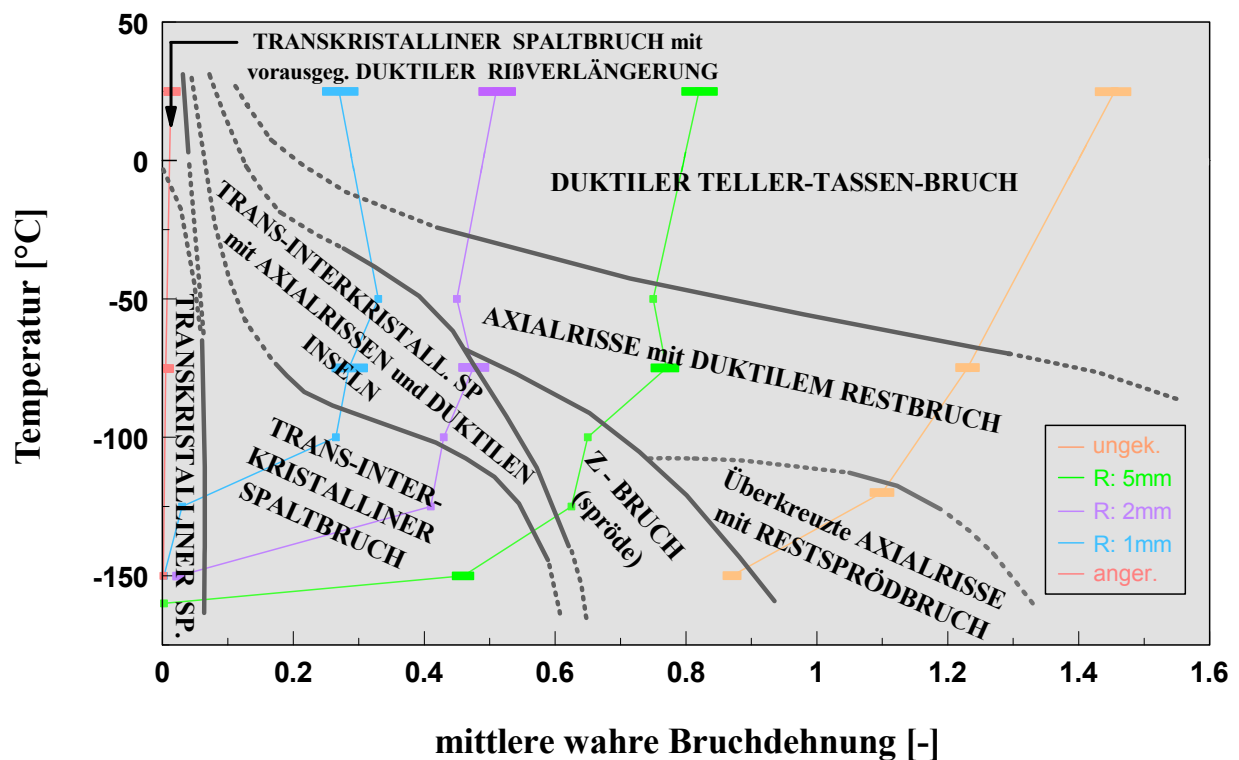


**Abb. 5.5:** Schematische Darstellung der Verteilungsdichte der Mikrorisse im Ferrit, resultierend aus der Verteilungsdichte der spaltbrucheinleitenden Oxide

Da das Versagen bei den angerissenen Proben zusätzlich nicht zwingend von den Oxiden bestimmt wird und auch die Übergangstemperatur deutlich hin zu höheren Temperaturen verschoben ist, wie die bei  $-75^{\circ}\text{C}$  untersuchten Proben zeigen, die ebenfalls durch reinen transkristallinen Spaltbruch versagten, ist eine Übertragbarkeit der Ergebnisse von unbeschädigten Strukturen, auf rissbehaftete Strukturen für den untersuchten Stahl offensichtlich nicht möglich. Zur endgültigen Klärung der Frage ob ein Weakest-Link-Versagen vorliegt oder nicht, ist es wie bereits erwähnt notwendig, Serien von nichtvorverformten Proben zu untersuchen und auszuwerten. Dazu könnte man beispielsweise die Probengeometrie optimieren und die Belastung bei der Umlaufbiegung nach Möglichkeit so wählen, dass gerade noch eine Rissinitiierung bzw. ein -wachstum stattfindet und die daraus resultierende plastische Zone sehr klein wird. Aus Zeitgründen konnte diese Optimierungen bezüglich der Anrissherstellung innerhalb dieser Arbeit jedoch nicht mehr realisiert werden.

Abschliessend läßt sich für die Untersuchungen im Übergangsbereich feststellen, dass beide Weibullparameter eine deutliche Abhängigkeit vom Versprödungsgrad, bestimmt durch die Umgebungstemperatur und die Geometrie, aufweisen. Die daraus resultie-

renden unterschiedlichen Versagensmechanismen lassen eine Anwendung des Originalmodells nur in sehr engen Grenzen zu. Betrachtet man die erreichten Bruchdehnungen in Abhängigkeit der Geometrie und der Temperatur als Maß für den Versprödungsgrad, so lassen sich wie in der folgenden Abbildung 5.6 zu sehen, die Bereiche unterschiedlicher Versagensarten in einem Bruchdehnungs-Temperatur-Diagramm darstellen. Um die einzelnen Bereiche besser auflösen zu können, sind hier neben den Werten aus den Versuchen zur statistischen Auswertung, Ergebnisse aus zusätzlichen Einzelversuchen mit aufgeführt. Bei den Werten aus den Versuchen mit angerissenen Proben muss aufgrund der Warmvorbelastung davon ausgegangen werden, dass sich die Übergangstemperaturen der einzelnen Versagensarten, bei nichtvorbelastetem Material weiter zu höheren Temperaturen hin verschiebt. Während die vollen Linien durch Versuche belegt sind, zeigen die gestrichelten Linien mögliche weiterführende Verläufe.



**Abb. 5.6:** Versagensarten in Abhängigkeit der Bruchdehnung und der Temperatur

Anhand dieser Darstellung wird auch graphisch deutlich, dass das konventionelle Beremin-Modell nicht geeignet ist, das Versagen des Stahl F82H-mod im Übergangsbereich zu beschreiben. Aufgrund wechselnder Versagensarten, selbst bei einer festen Temperatur, in Abhängigkeit der Geometrie, bzw. der Spannungsmehrachsigkeit, ist eine Vorhersage über das Versagen einer beliebigen Struktur, auf der Basis einer ausgewerteten Versuchsreihe faktisch nicht möglich. Ausschlaggebend ist dabei hauptsächlich



lich die Tatsache, dass im Allgemeinen die Bereiche unterschiedlichen Versagens nicht bekannt sind und die mit den zunehmenden Verformungen einhergehende strukturelle Ausrichtung der Martensitlatten in Richtung des Kraftflusses zu Versagensarten führt, die eine modifizierte bruchmechanische Beschreibung erfordern.

Trotz unterschiedlicher Versagensarten, selbst innerhalb einer Versuchsserie, zeigen die Weibulldiagramme der ausgewerteten Probenserien, dass sich das Versagensverhalten des Werkstoffs grundsätzlich durch eine solche Extremwertverteilung beschreiben lässt. Um eventuell reine Werkstoffparameter zu erhalten, müssten jedoch zuerst einige Übervereinfachungen des Originalmodells beseitigt werden. Es ist offensichtlich unumgänglich, die Verteilungsdichte der Fehler in Abhängigkeit der Plastifizierung zu beschreiben. Eine Möglichkeit dazu wäre beispielsweise der von Böschen et.al. [46] vorgenommene Übergang von der Berechnung einer akkumulierten Bruchwahrscheinlichkeit, hin zu einer inkrementellen Bruchwahrscheinlichkeit, innerhalb der die aktuelle Fehlerverteilung, abhängig von der vorangegangenen Belastungsgeschichte hergeleitet wird. Desweiteren ist es notwendig, zur bruchmechanischen Beschreibung des Versagens, das Griffith-Modell durch ein anderes Kriterium zu ersetzen. So ist speziell die größte Hauptspannung  $\sigma_1$  nicht dazu geeignet, den Bruch durch Entstehung von Axialrissen zu charakterisieren. In Anbetracht der Untersuchungsergebnisse scheint es sinnvoll ein Kriterium zu entwickeln, in dem eine kritische Spannung  $\sigma_c$  sowohl in Abhängigkeit der plastischen Dehnung als auch der Spannungsmehrachsigkeit das Versagen beschreibt. Ein so modifiziertes Beremin-Modells würden letztlich auch genauer aufzeigen, inwiefern Spannungsumlagerungen, basierend auf strukturellen Änderungen und lokaler duktiler Schädigung, einen Einfluss auf die Bestimmung der Weibullspannungen ausüben.

## 6. Zusammenfassung

Innerhalb dieser Arbeit wurde die grundsätzliche Anwendbarkeit der Methode des Local Approach [3, 4] auf den ferritisch-martensitischen Fusionsreaktorbaustahl F82H-mod im spröd-duktilen Übergangsbereich überprüft. Dazu wurden Serien unterschiedlich gekerbter Rundzugproben bei ausgesuchten Temperaturen im Bereich  $-150^{\circ}\text{C}$  bis Raumtemperatur geprüft und die mechanischen Bruchparameter ermittelt, die als Eingangsdaten für die Parameterbestimmung des Modells benötigt werden. Zur Überprüfung der Grundannahmen des Local Approach wurden im Anschluss die Bruchflächen der Proben sowie ausgewählte Axialschliffe von gebrochenen Proben im Rasterelektronenmikroskop untersucht. Hierbei erfolgte eine Identifizierung der bruchauslösenden Mechanismen in Abhängigkeit der durch die unterschiedlichen Verformungsgrade bestimmten mikrostrukturellen Materialeigenschaften. Zusätzlich wurde nach Möglichkeit die Art, Größe und Lage der bruchauslösenden Schwachstellen ermittelt. Dadurch konnten bei einigen Probenserien lokale Risszähigkeiten berechnet werden. Zur Überprüfung einer möglichen Übertragbarkeit von Ergebnissen nichtgeschädigter Strukturen auf rissbehaftete Strukturen, wurden angerissene Rundzugproben auch bei unterschiedlichen Temperaturen untersucht und ebenfalls sowohl mechanisch als auch fraktographisch ausgewertet.

Unter Einbeziehung der numerischen Auswertungen nach der Methode des Local Approach (parallel zu dieser Arbeit am Institut durchgeführt) und den gesamten Ergebnissen aus den mechanischen und fraktographischen Untersuchungen zeigte sich, dass lediglich das Versagen von Proben mit kleinen Kerbradien, untersucht bei  $-150^{\circ}\text{C}$ , problemlos mit dem Modell beschrieben werden kann. Zurückzuführen ist dies auf ein rein transkristallines Versagen nach geringen makroskopischen Dehnungen. Als bruchauslösende Schwachstellen konnten hier jeweils charakteristische Spaltbruchfacetten detektiert werden, die fast durchgehend oxidische Partikel als spaltbrucheinleitende Einschlüsse aufwiesen. Die bruchmechanischen Auswertungen ergaben nahezu identische mittlere lokale Risszähigkeiten, so dass die Grundannahmen des Modells soweit als erfüllt betrachtet werden können. Eine Bestätigung liefern auch die Weibullauswertungen, die eine relativ gute Übereinstimmung der ermittelten Werte zeigt.

Proben mit größeren Kerbradien die bei  $-150^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden und alle Proben, die bei  $-75^{\circ}\text{C}$  untersucht wurden, wiesen hingegen relativ große Bruchdehnungen auf. Sie zeigten in Abhängigkeit der Geometrie eine Vielzahl unterschiedlicher Mischbruchformen. Neben trans-interkristallinem Bruch und teilweise auftretenden lokalen duktilen Schädigungszonen, kommt mit der Entstehung von Axialrissen ein weiterer Schädigungs- bzw. Versagensmechanismus hinzu. Dieser basiert auf einer strukturellen Ausrichtung der Martensitlatten mit zunehmender Verformung in Richtung des

Kraftflusses. Aufgrund der sehr großen Dehnungen und unterschiedlicher Versagensmechanismen, selbst innerhalb einer Versuchsserie, kommt es hier zu einer Verletzung verschiedener Grundannahmen des Modells. Dies unterstreichen auch die numerischen Auswertungen, die sehr große Weibullmoduli liefern und keine Verträglichkeit zu den Ergebnissen der Versuchsserien mit kleinen Kerbradien, untersucht bei  $-150^{\circ}\text{C}$ , aufwiesen.

Proben, die bei Raumtemperatur untersucht wurden, versagten rein duktil und zeigen den für vergütete Stähle typischen Teller-Tassen-Bruch. Das Versagensverhalten kann grundsätzlich durch ein mikromechanisches Schädigungsgesetz für duktilen Versagen beschrieben werden.

Die mechanischen und fraktographischen Auswertungen der angerissenen Proben zeigen einen deutlichen warm-prestress-effect, hervorgerufen durch die bei Raumtemperatur erfolgte Umlaufbiegung zur Riss erzeugung. Aufgrund einer damit verbundenen Änderung der Rissinitiierungsbedingungen, und einer nachgewiesenen Erhöhung der Risszähigkeit, sind die Probenserien grundsätzlich nicht für Übertragbarkeitsuntersuchungen geeignet. Die fraktographischen Untersuchungen zeigten jedoch, dass bei reinem transkristallinem Spaltbruch das Versagen von einem Oxidpartikel oder dem Aufreißen von Lattengrenzen, Korngrenzen oder -zwickeln ausgeht. Im Vergleich zu den Kerbzugproben, die durch reinen transkristallinen Spaltbruch versagten und charakteristische Schwachstellen in Form von Spaltbruchfacetten aufwiesen, hat somit ein Wechsel des kritischen Ereignisses stattgefunden. Da durch diesen Wechsel grundsätzlich eine andere Fehlerverteilung, bzw. Fehlergrößenverteilung vorliegt, ist eine Übertragbarkeit der Ergebnisse von Kerbzugproben auf angerissene Proben offensichtlich nicht möglich. Einen Hinweis darauf liefern neben den fraktographischen Untersuchungen auch die Weibullauswertung einer Probenserie mit geringer Vorverformung.

Insgesamt zeigen die Untersuchungen eine deutliche Abhängigkeit der Weibullparameter von der Geometrie und der Temperatur, die letztlich die Art des Versagensmechanismus bestimmen. Aufgrund der unterschiedlichen Mechanismen bei gleicher Temperatur und der daraus resultierenden Nichteinhaltung einiger Grundannahmen des Modells ist eine Übertragbarkeit von Ergebnissen einer ausgewerteten Versuchsserie auf eine beliebige Struktur, mit dem Originalmodell nicht möglich. Basierend auf den hier erzielten Ergebnissen würde sich eine Modifikation des Modells hin zu einer Kopplung der Dehnung und der Spannungsmehrachsigkeit an die Herleitung der Fehlerverteilung und der bruchmechanischen Beschreibung des Versagens anbieten.

## Literaturverzeichnis

- [ 1] Ehrlich, K.; Kelzenberg, S.; Röhrig, H. D.; Schäfer, L.; Schirra, M.  
The Development of Ferritic-Martensitic Steels with  
Reduced Longterm Activation  
Journal of Nuclear Materials 212-215, S. 678-683, 1994
  
- [ 2] Engel, L.; Klingele H.  
Rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen von Metallschäden  
Gerling Institut für Schadenforschung und Schadenverhütung GmbH Köln  
Druckerei J. P. Bachem KG Köln 1974
  
- [ 3] Beremin F. M.  
A Local Criterion for Cleavage Fracture of a Nuclear Pressure Vessel Steel  
Metallurgical Transactions 14A, S. 2277-2287, 1983
  
- [ 4] Mudry, F  
A Local Approach to Cleavage Fracture  
Nuclear Engineering and Design 105, S. 65-76, 1987
  
- [ 5] ASTM E 399-90  
Standard test method for plane-strain fracture toughness of metallic materials  
Annual Book of ASTM Standards, Vol. 03.01  
American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993
  
- [ 6] ASTM E 813-87  
Standard test method for  $J_{IC}$ , a measure of fracture toughness  
Annual Book of ASTM Standards, Vol. 03.01  
American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993
  
- [ 7] ASTM E 1152-87  
Standard test method for determining J-R curves  
Annual Book of ASTM Standards, Vol. 03.01  
American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993
  
- [ 8] Erscheinungsformen von Rissen und Brüchen metallischer Werkstoffe  
Verein Deutscher Eisenhüttenleute, 2. Auflage  
Verlag Stahleisen GmbH, Düsseldorf 1997
  
- [ 9] ASTM E 1290  
Standard test method for crack-tip opening displacement (CTOD)  
Annual Book of ASTM Standards, Vol. 03.01  
American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1990
  
- [10] Garrison Jr., W. M.; Moody, N. R.  
Ductile Fracture  
J. Phys. Chem. Solids, 48, S. 1035-1074, 1987

- [11] Gurland, J.; Plateau, J..  
The Mechanism of Ductile Rupture of Metals Containing Inclusions  
Transactions of the ASM 56, S. 442-454, 1963
- [12] Goods, S. H.; Brown, L. M.  
The Nucleation of Cavities by Plastic Deformation  
Acta Metallurgica 27, S. 1-15, 1979
- [13] Beremin, F. M.  
Cavity Formation from Inclusions in the Ductile Fracture of A508 Steel  
Metallurgical Transactions A 12A, S. 723-731, 1981
- [14] Rice, J. R.; Tracey, D. M.  
On the Ductile Enlargement of Voids in Triaxial Stress Fields  
Journal of the Mechanics and Physics of Solids 17, S. 201-217, 1969
- [15] Marini, B.; Mudry, F.; Pineau, A.  
Experimental Study of Cavity Growth in Ductile Rupture  
Engineering Fracture Mechanics 22, S. 989-996, 1985
- [16] Mc Clintock, F. A  
A Criterion for Ductile Fracture by the Growth of Holes  
Transaction of the ASME, Journal of Appl. Mechanics 58, S. 1084-1086, 1991
- [17] Hancock, J. W.; McKenzie, A. C.  
On the Mechanism of Ductile Rupture in High-Strength Steel  
Subjected to Multi-Axial Stress-States  
Journal of the Mechanics and Physics of Solids 24, S. 167ff, 1976
- [18] Mudry, F.  
Etude de la rupture ductile et de la rupture par clivage d'aciers faiblement alliés  
Dissertation, Ecole des Mines Paris, 1982
- [19] Gurson, A. L.  
Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth:  
Part 1 - Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media  
Journal of Engineering Materials and Technology 99, S. 2-15, 1977
- [20] Tvergaard, V.; Needleman, A.  
Analysis of the Cup-Cone Fracture in a Round Tensile Bar  
Acta Metallurgica 32, S. 157-169, 1984
- [21] Tvergaard, V.  
On Localisation in Ductile Materials Containing Spherical Voids  
International Journal of Fracture 18, S. 237-252, 1982

- [22] Needleman, A.; Tvergaard, V.  
An Analysis of Ductile Rupture in Notched Bars  
Journal of the Mechanics and Physics of Solids 32, S. 461-490, 1984
- [23] Rousselier, G.  
Ductile Fracture Modells and their Potential in Local Approach of Fracture  
Nuclear Engineering and Design 105, S.97-111, 1987
- [24] Seidenfuß, M.  
Untersuchungen zur Beschreibung des Versagenverhaltens mit Hilfe von  
Schädigungsmodellen am Beispiel des Werkstoffs 20 MnMoNi 5 5  
Dissertation Universität Stuttgart, 1992
- [25] Griffith, A. A.  
The Phenomena of Rupture and Flow in Solids  
Philosophical Transactions of the Royal Society A221, S. 163-198, 1920/21
- [26] Hahn, H. G.  
Bruchmechanik  
Teubner Studienbücher Mechanik, B.G. Teubner, Stuttgart 1976
- [27] Irwin, G. R.  
Fracture Dynamics  
American Society for Metals Seminar: Fracturing of Metals,  
Cleveland, S. 147-166, 1947
- [28] Orowan, E.  
Fracture and Strength of Solids  
Report on Progress in Physics 12, S. 185-212, 1948/49
- [29] Ritchie, R. O.; Knott, J. F.; Rice, J. R.  
On the Relationship Between Critical Tensile Stress  
and Fracture Toughness in Mild Steel  
Journal of the Mechanics and Physics of Solids 21, S. 395-410, 1973
- [30] Rosenfield, A. R.; Shetty, D. K.; Skidmore, A. J.  
Fractographic Observations of Cleavage Initiation in the Ductile-Brittle  
Transition Region of a Reactor-Pressure-Vessel Steel  
Metallurgical Transactions A 14A, S. 1934-1937, 1983
- [31] Chen, J. H.; Wang, G. Z.; Zhu, L.; Gao, Y. Y.  
Further Study on the Scattering of the Local Fracture Stress  
and Allied Toughness Value  
Metallurgical Transactions A 22A, S. 2287-2296, 1991

- [32] Chen, J. H.; Wang, G. Z.  
Study of Mechanism of Cleavage Fracture at Low Temperature  
Metallurgical Transactions A 23A, S. 509-517, 1992
- [33] Landes, J. D.; Shaffer, D. H.  
Statistical Characterization of Fracture in the Transition Region  
Fracture Mechanics: 12. Conference  
American Society for Testing and Materials, Philadelphia  
ASTM STP 700, S. 368-382, 1980
- [34] Slatcher, S.  
A Probabilistic Model for Lower-Shelf Fracture  
Toughness-Theory and Application  
Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Struct. 9, S.275-289, 1986
- [35] Brückner, A.; Munz, D.  
Prediction of Failure Probabilities for Cleavage Fracture from the Scatter of  
Crack Geometrie and of Fracture Toughness Using the Weakest Link Modell  
Engineering Fracture Mechanics 18 (2), S. 359-375, 1983
- [36] Wallin, K.  
The Size Effect in  $K_{IC}$ -Results  
Engineering Fracture Mechanics 19 (1), S. 149-163, 1985
- [37] Satoh, K.; Toyoda, M.; Minami, F.  
Thickness Effect in Fracture Toughness of Steel Welds  
IIW Doc. X-1135-87, S.21, 1987
- [38] Brückner-Foit, A.; Ehl, W.; Munz, D.; Trolldenier, B.  
The Size Effect and Microstructural Implications of the Weakest-Link-Modell  
Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Struct. 13, S.185-200, 1990
- [39] Weibull, W.  
A Statistical Theory of the Strength of Materials  
Ingeniørsvetenskapakademiens, Handlinger 151, 1939
- [40] Weibull, W.  
The Phenomenon of Rupture in Solids  
Ingeniørsvetenskapakademiens, Handlinger 153, 1939
- [41] Weibull, W.  
A Statistical Distribution Funktion of Wide Applicability  
Annual Meeting of the American Society of Mechanical Engineers  
Journal of Applied Mechanics, S. 293-297, 1951

- [42] Sckuhr, M. A.  
Spannungssingularitäten und deren Bewertung in mechanisch beanspruchten  
Zweistoffverbunden unter Berücksichtigung der Plastizität  
Dissertation der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe, 1997
- [43] Minami, F.; Brückner-Foit, A.; Munz, D.; Trollenier, B.  
Estimation procedure for the Weibull parameters used in the Local Approach  
International Journal of Fracture 54, S. 197-210, 1982
- [44] Wallin, K.  
The Effect of Ductile Tearing on Cleavage Fracture Probability  
in Fracture Toughness Testing  
Engineering Fracture Mechanics Vol 32, S. 523-531, 1989
- [45] Brückner, A.; Munz, D.  
Scatter of Fracture Toughness in the Brittle-Ductile  
Transition Region of a Ferritic Steel  
Adv. Prob. Fract. Mech., PVP.- Vol 92,  
Hrsg. Sundarajan, ASME, New York 1984
- [46] Kantidis, E.; Marini, B.; Pineau, A.  
A Criterion for Intergranular Brittle Fracture of a Low Alloy Steel  
Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Struct. 17, S.619-633, 1994
- [47] Bösch, R.; Stöckl, H.; Varfolomeyev, I.  
Werkstoffmechanisches Verhalten von postulierten Anrissen in  
druckführenden Komponenten mit vorbeanspruchter Rißspitze  
bei Belastung infolge rascher Abkühlvorgänge  
Abschlußbericht Referenz Nr. 1500981  
Fraunhofer - Institut für Werkstoffmechanik, Freiburg, Juli 1998
- [48] Renevey, S.; Carassou, B.; Marini, C.; Eripret, C.; Pineau, A.  
Duktile-Brittle Transition of Ferritic Steels Modelled by the Local Approach  
Journal De Physique IV  
Colloque C6, supplément au Journal de Physique III, Vol. 6, octobre 1996
- [49] Wiesner, C.S.; Goldthorpe, M.R.  
The effect of temperature and specimen geometry on the parameters  
of the local approach to cleavage fracture  
Euromech-Mecamat'96, Fontainebleau, 1996
- [50] Shiba, K.; Hishinuma, A.; Tohyama, A.; Masamura, K.  
Properties of Low Activation Ferritic Steel F82H IEA Heat  
-Interim Report of IEA Round-robin Test (1)-  
Bericht JAERI-Tech 97-038  
Japan Atomic Energy Research Institut, 1997



- [51] Schirra, M.; Adelhelm, Ch.; Falkenstein A.; Fernandez M.P.; Graf P.; Heger S.; Schäfer L.; Schweiger W.; Zimmermann H.  
unveröffentlichter Bericht  
Forschungszentrum Karlsruhe September 1995
- [52] Materna-Morris, E.  
Persönliche Mitteilung (Ergebnis einer chemischen Extraktion), 1999
- [53] ESIS P6 - 94 D  
Draft procedure to measure and calculate local approach criteria  
using notched tensile specimens  
Draft document (v 4.0), März 1997
- [54] Siebel, E.; Schwaigerer, S.  
Zur Mechanik des Zugversuchs  
(Mitteilung aus dem Materialprüfungsamt Berlin-Dahlem und dem  
Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Abhandlung 472)  
Archiv für das Eisenhüttenwesen 19. Band, S. 145-152, 1948
- [55] Walter, M.; Aktaa, J.; Klotz, M.  
Entwicklung und Aufbau eines Meßsystems zur Erfassung  
von Konturen gekerbter Zugproben  
FZKA- Bericht 6022, Forschungszentrum Karlsruhe Dezember 1997
- [56] Forschungszentrum Karlsruhe  
Erfinder: Walter, M.; Aktaa, J.; Klotz, M.  
Meßsystem zur Erfassung der Konturänderung von Zugproben  
bei verschiedenen Temperaturen  
Deutsches Patent Nr.197 54 129, Dezember 1998  
Europäisches Patent Nr. 98121312.7-2213, Januar 1999
- [57] Tada, H.; Paris, P.; Irwin, G.  
The Stress Analysis Of Cracks  
Handbook, Second Edition  
Paris Productions Incorporated, St. Louis, Missouri, 1985
- [58] Wallin, K.  
Statistical Aspects of Constraint with Emphasis to Testing and  
Analysis of Laboratory Specimens in the Transition Region  
ASTM Symposium on Constraint Effect in Fracture, Indianapolis, 1991
- [59] Beitz, W.; Küttner, K.-H.  
DUBBEL - Taschenbuch für den Maschinenbau  
18. Auflage, C14, E12, E83  
Springer Verlag Berlin-Heidelberg, 1994

- [60] Nichols R. W.  
The use of overstressing techniques to reduce the risk of  
subsequent brittle fracture - Part 1 and 2  
British Welding Journal 15, S. 21-42 und 75-84, 1968
- [61] Riesch-Oppermann, H.; Brückner-Foit, A.  
WEISTRABA - A Code for the Numerical Analysis of Weibull Stress  
Parameters from ABAQUS Finite Element Stress Analysis  
FZKA-Bericht 6155, Forschungszentrum Karlsruhe, August 1998