POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 981

IZABELLA HYLA

Biblioteka Główna Politechniki Śląskiej w Gliwicach

P. 3354/89

BEITRAG ZUM SCHÄDIGUNGS – UND BRUCHVERHALTEN VON FASERVERSTÄRKTEN VERBUNDWERKSTOFFEN

GLIWICE 1989

-2, M 532

OPINIODAWCY
Prof. dr hab. inż. Adam Gierek
Prof. dr. dr. Bertohlt Knauer

KOLEGIUM REDAKCYJNE

REDAKTOR NACZELNY — Prof. dr hab. inż. Jan Węgrzyn
REDAKTOR DZIAŁU — Doc. dr inż. Izabella Hyla
SEKRETARZ REDAKCJI — Mgr Elżbieta Leśko

REDAKCJA TECHNICZNA
Alicja Nowacka

Wydano za zgodą
Rektora Politechniki Śląskiej

PL ISSN 0324-802X

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej
ul. Kujawska 3, 44-100 Gliwice

Nakład 160+85 Ark wyd. 10,5 Ark druk. 10,5 Papier offset. kl.III 70x100 70g
Oddano do druku 28.10.1988 Podpis. do druku 20.01.1989 Druk ukończ. w marcu 1989
Zam 784/88 Cena zł 210,—

Skład, fotokopie, druk i oprawę
wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

P 220/89

SPIS TREŚCI

Str.

1. WPROWADZENIE I SFORMUŁOWANIE CELU PRACY 7

2. KINETYKA POWSTAWANIA ZŁOMU 15

2.1. Mechanizmy inicjacji dekohezji 15

2.2. Modele obliczeniowe rozkładu naprężeń w kompozytach włóknistych 25

2.2.1. Modele jednoparametrowe 25

2.2.2. Model obliczeniowy rozkładu naprężeń w kompozycie włóknistym po zerwaniu włókna zbrojącego 32

2.3. Wpływ własności mechanicznych komponentów na przebieg procesu zniszczenia w kompozycie 38

2.4. Przykłady praktycznego wykorzystania kinetycznej teorii powstawania złomu 52

2.4.1. Metoda prognozowania żywotności materiałów jednorodnych odniesiona do materiałów kompozytowych 52

2.4.2. Strefy zabieleń jako wskaźnik zniszczenia w polimerowych kompozytach włóknistych 57

2.4.3. Metoda emisji akustycznej 61

3. MECHANIKA PĘKANIA W BADANIACH KOMPOZYTÓW WŁÓKNISTYCH 70

3.1. Ogólne zasady mechaniki pękania 70

3.2. Przydatność kryteriów mechaniki pękania do oceny kompozytów włóknistych 84

3.3. Metoda LHR 87

3.4. Naprężenia na wierzchołku szczeliny w kompozytach włóknistych 92

4. BADANIA PRZYDATNOŚCI METOD ENERGETYCZNYCH DO OCENY STANU ZNISZCZENIA W MATERIAŁACH KOMPOZYTOWYCH 97

4.1. Metoda całki J 97

4.1.1. Całka J 98

4.1.2. Badania eksperymentalne 105

4.1.3. Dyskusja uzyskanych wyników 107

4.2. Metoda właściwej pracy zniszczenia 119

4.2.1. Badania eksperymentalne 122

4.2.2. Dyskusja uzyskanych wyników 124

5. ZAKOŃCZENIE 140

6. LITERATURA 145

7. ZESTAWIENIE STOSOWANYCH OZNACZEŃ I SKRÓTÓW 152

8. DODATEK A 155

STRESZCZENIA 164

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

1. EINLEITUNG UND ZIELSTELLUNG 7

2. DIE KINETIK DER BRUCHAUSBILDUNG 15

2.1. Initiationsmechanismus der Dekohäsion 15

2.2. Die Berechnungs- und Spannungsverteilungsmodelle für faserverstärkte Materialien 25

2.2.1. Einparametrische Modelle 25

2.2.2. Ein Rechenmodell für die Spannungsverteilung im faserverstärkten Material nach dem Faserbruch 32

2.3. Einfluß mechanischer Eigenschaften der Komponenten auf den Bruchverlauf des Verbundwerkstoffes 38

2.4. Einige Beispiele praktischer Ausnutzung der kinetischen Bruchtheorie 52

2.4.1. Prognostizierung der Lebensdauer inhomogener Stoffe .. 52

2.4.2. Trübungszonen als Kennzeichen des Schädigungszustandes der faserverstärkten Polymere 57

2.4.3. Schallemissionsmeßverfahren 61

3. ÜBERSICHT ÜBER DIE ANWENDBARKEIT DER BRUCHMECHANIK AN FASERVERSTÄRKTEN MATERIALIEN 70

3.1. Grundlagen der Bruchmechanik 70

3.2. Typische Problemstellung bei der Benutzung der Bruchmechanikkriterien faserverstärkter Materialien 84

3.3. Die LHR-Methode 87

3.4. Spannungen an der Rißspitze im faserverstärkten Material ... 92

4. UNTERSUCHUNGEN ZUR ÜBERPRÜFUNG EINIGER ENERGIEBRUCHLINIEN ZUR CHARAKTERISIERUNG DES SCHÄDIGUNGSZUSTANDES DES VERBUNDWERKSTOFFES ... 97

4.1. Methode des J-Integrals 97

4.1.1. Das J-Integral 98

4.1.2. Durchführung der Untersuchungen 105

4.1.3. Diskussion der Ergebnisse 107

4.2. Methode der spezifischen Schädigungsarbeit 119

4.2.1. Experimentelle Durchführung 122

4.2.2. Ergebnisse und Diskussion 124

5. SCHLUßBEMERKUNG 140

6. LITERATURVERZEICHNIS 145

7. VERZEICHNIS DER VERWENDETEN FORMELZEICHEN UND ABKÜRZUNGEN 152

8. ANHANG A 155

ZUSAMMENFASSUNG 164

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

1. ВВЕДЕНИЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕЛИ РАБОТЫ 7

2. КИНЕТИКА ОБРАЗОВАНИЯ ИЗЛОМА 15

2.1. Механизмы начала декогезии 15

2.2. Расчетные модели распределения напряжения в волокнистом композите 25

2.2.1. Модели одного параметра 25

2.2.2. Расчетная модель распределения напряжений в волокнистом композите после разрыва армирующего волокна 32

2.3. Влияние механических свойств компонентов на ход процесса разрушения в композите 38

2.4. Примеры практического использования кинетической теории образования излома 52

2.4.1. Метод прогнозирования долговечности однородных материалов по отношению к композитным материалам 52

2.4.2. Зоны отбела как показатель разрушения в полимерных волокнистых композитах 57

2.4.3. Метод акустической эмиссии 61

3. МЕХАНИКА РАЗРУШЕНИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ВОЛОКНИСТЫХ КОМПОЗИТОВ 70

3.1. Общие правила механики разрушения 70

3.2. Пригодность критерий механики разрушения для оценки волокнистых композитов 84

3.3. Метод LHR 87

3.4. Напряжения на вершине трещин в волокнистых композитах 92

4. ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИГОДНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ СОСТОЯНИЯ РАЗРУШЕНИЯ В КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ 97

4.1. Метод интеграла J 97

4.1.1. Интеграл J 98

4.1.2. Экспериментальные исследования 105

4.1.3. Дискуссия над полученными результатами 107

4.2. Метод удельней работы разрушения 119

4.2.1. Экспериментальные исследования 122

4.2.2. Обсуждение полученных результатов 124

5. ОКОНЧАНИЕ 140

6. ЛИТЕРАТУРА 145

7. СОПОСТАВЛЕНИЕ ПРИМЕНЯЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ 152

8. ПРИЛОЖЕНИЕ А 155

РЕЗЮМЕ 164

1. EINLEITUNG UND ZIELSTELLUNG

Faserverstärkte Hochpolymere[x)] werden zunehmend als Konstruktionswerkstoffe für den Leichtabu verwendet. Der Vorteil dieser Werkstoffe gegenüber den konventionellen Konstruktionswerkstoffen, den Metallen, liegt in einem extrem günstigen Verhältnis von Masse zu Festigkeit (Bild 1.1 und 1.2) und in der Möglichkeit, die Festigkeitseigenschaften entsprechend den konstruktiven Forderungen zuzuschneiden. Nachteilig für die Verbreitung des Einsatzes dieser Materialien wirken sich weniger die anisotropen Materialeigenschaften aus als vielmehr die bestehende Unsicherheit, das Bruchverhalten quantitativ zu beschreiben.

Obwohl sich viele Arbeiten mid diesem Problem befaßten, bleibt es bisher nich genügend gelöst. Die Fachliteratur weist zwar auf eine lange Reihe von Zerstörungs kriterien für anisotrope Materialien, darunter auch für Verbundwerkstoffe hin, von dennen einige in Tabelle 1.1 angegeben sind, doch wurden sie weder von Konstrukteuren noch von den Verbrauchern dieser Werkstoffe völlig akzeptiert, noch gern benutzt. Diese Kriterien sind das Ergebnis der Verallgemeinerung vorhandener Kriterien für homogene, isotrope Stoffe und ihre Einstellung auf inhomogene, anisotrope Materialien führt generell zu verwickelten Formulierungen, komplizierten Berechnungen und Lösungen.

Einen ähnlichen Effekt ergaben phänomenologische Zerstörungskriterien. Zu denen zählt das Tensor-Polynom-Kriterium, das laut [164, 165] mit folgender Abhängigkeit ausgedrückt werden kann:

$$f(\sigma_{ij}) = F_{ij} \cdot \sigma_{ij} + F_{ijkl} \cdot \sigma_{ij} \cdot \sigma_{ki} + \ldots = 1 \qquad (1.1)$$

Sein Einsatz hat jedoch die experimentelle Bestimmung mechanischer Eigenschaften des gegebenen Verbundwerkstoffes zur Voraussetzung, und zwar zwecks Bezeichnung des Tensors der Festigkeitsoberfläche - F_{ij}. Es ist also auch ein arbeitsaufwendiges, in praktischer Anwendung beschwerliches Kriterium, das ähnlich anderen, auf Tab. 1.1 genannten Kriterien, die Entwicklung des Zerstörungsvorganges im Material nicht verfolgen läßt.

Vom Standpunkt der Ausnutzung des Materials in Gestalt eines Erzeugnisses ist jedoch die Periode der Beginnenden Schädigung sowie des Schädigungs-

---

x) In der vorgestellten Arbeit werden für faserverstärkte Hochpolymere auch weitere Ausdrücke wie z.B. Komposite, Verbundwerkstoffe oder verstärkte Materialien benutzt.

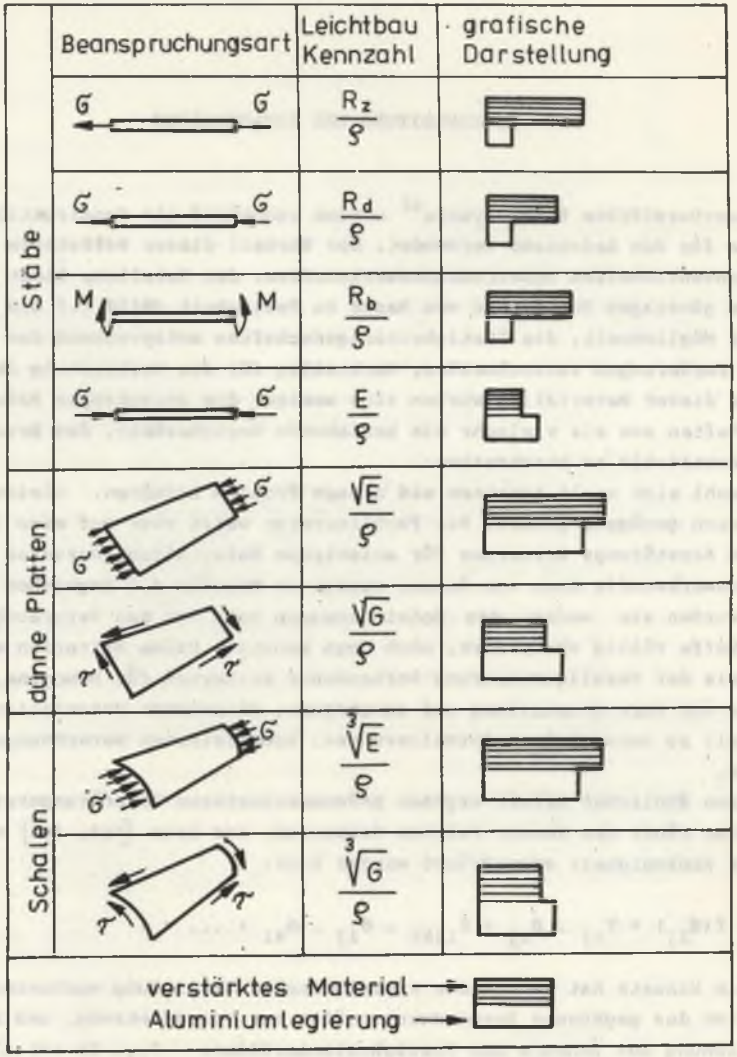


Bild 1.1. Vergleich spezifischer mechanischer Kennwerte einiger Halbzeuge aus Aluminiumlegierung und Polymerfaserverbunden

Rys. 1.1. Porównanie niektórych własności mechanicznych właściwych, jakie uzyskują półwyroby wykonane ze stopów aluminium lub z polimerowych kompozytów włóknistych

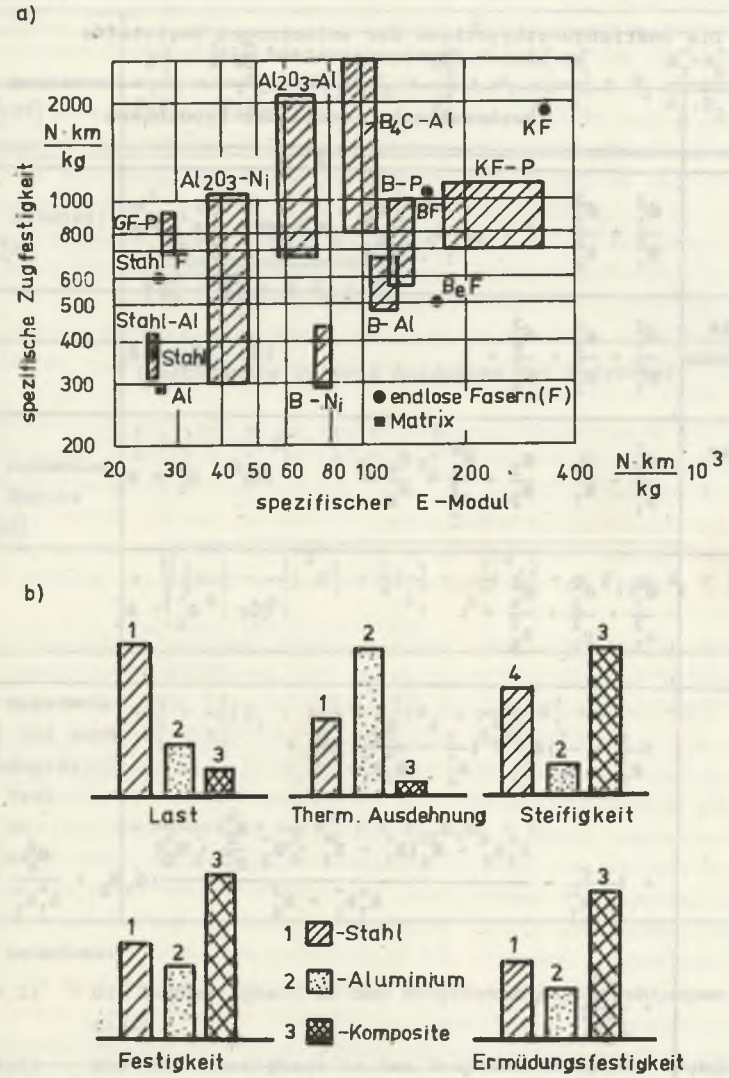


Bild 1.2. Einige Eigenschaften der verstärkten Materialien im Vergleicht mit anderen Materialien

a - spezifische Zugfestigkeit und spezifischer E-Modul [90], b - unterschiedliche physikalische Charakteristiken homogener Werkstoffe und Verbundwerkstoffe

Rys. 1.2. Zestawienie porównawcze niektórych własności materiałów kompozytowych z analogicznymi własnościami materiałów jednorodnych

a - właściwa wytrzymałość na rozciąganie i właściwy moduł sprężystości E, b - niektóre własności fizyczne

Tabelle 1.1

Die Anstrengungshypothese der anisotropen Werkstoffe im ebenen Spannungszustand [20]

Autoren Quelle	Mathematische Formel der Hypothesen
1	2
R. Mises R. Hill [73]	$\frac{\sigma_1^2}{R_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{R_2^2} + 2\,F_{12}\sigma_1\sigma_2 + \frac{\sigma_6^2}{R_6^2} = 1$ für $R_i^+ = R_i^-$
C.B. Norris P.F. McKinnon [121]	$\frac{\sigma_1^2}{R_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{R_2^2} + \frac{\sigma_6^2}{R_6^2} = 1$ für $R_i^+ = R_i^-$
C.B. Norris [122]	$\frac{\sigma_1^2}{R_1^2} - \frac{\sigma_1}{R_1} \cdot \frac{\sigma_2}{R_2} + \frac{\sigma_2^2}{R_2^2} + \frac{\sigma_6}{R_6} = 1$ für $R_i^+ = R_i^-$
F. Werren [172]	$\frac{\sigma_1^2}{R_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{R_2^2} + \frac{\sigma_6^2}{R_6^2} = 1$ für $R_i^+ = R_i^-$
J. Marin [116]	$\left(\frac{1}{R_1^+} - \frac{1}{R_1^-}\right)\sigma_1 + \left(\frac{1}{R_2^+} - \frac{R_2^+}{R_1^+R_1^-}\right)\sigma_2 +$ $+ \left(\frac{2}{R_1^+R_1^-} - \frac{R_1^+R_1^- - R_6(R_1^- - R_1^+ - R_2^-\frac{R_1^+}{R_1^-} + R_2^+}{R_1^+R_1^- - R_6^2}\right)\sigma_1\sigma_2 + \frac{\sigma_1^2}{R_1^+R_1^-} +$ $+ \frac{\sigma_2^2}{R_2^+R_1^-} = 1$
L. Fischer [45]	$\frac{\sigma_1^2}{R_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{R_2^2} + \frac{\sigma_6^2}{R_6^2} - A\,\frac{\sigma_1\sigma_2}{R_1R_2} = 1$ wo: $A = \left[E_1(1+\vartheta_{21}) + E_2(1+\vartheta_{12})\right]\left[2\sqrt{E_1E_2(1+\vartheta_{12})(1+\vartheta_{21})}\right] - 1$ für $R_i^+ = R_i^-$

Fortsetzung von Tabelle 1.1

1	2
K.W. Zacharow [177]	$\frac{\sigma_1^2}{R_1^+R_1^-} + \frac{\sigma_2^2}{R_2^+R_2^-} + K_{12}\sigma_1\sigma_2 + \frac{\sigma_6^2}{R_6^2} + \sigma_1 \frac{R_1^- - R_1^+}{R_1^+ . R_1^-} + \sigma_2 \frac{R_2^- - R_2^+}{R_2^+ . R_2^-} = R_1^+/R_2^-$
E.K. Aškenazi [2]	$\frac{\frac{\sigma_1^2}{R_1} + \frac{\sigma_2^2}{R_2} + F_{12}\sigma_1\sigma_2 + \frac{\sigma_6^2}{R_6}}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_1\sigma_2 + \sigma_6^2}} = 1$
S.J. Goldenblat W.A. Kopnow [52]	(beschränkte zu zwei Ausdrücke der Polynome) $\frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_1^+} - \frac{1}{R_1^-}\right)\sigma_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_2^+} - \frac{1}{R_2^-}\right)\sigma_2 + \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{1}{R_1^+} - \frac{1}{R_1^-}\right)^2\sigma_1^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{R_1^+} - \frac{1}{R_1^-}\right)^2\sigma_2^2 + 2F_{12}\sigma_1\sigma_2} = 1$
A.K. Malmeister [113] und auch unabhängig: S.W. Tsai E.M. Wu [164]	$\left(\frac{1}{R_1^+} - \frac{1}{R_1^-}\right)\sigma_1 + \left(\frac{1}{R_2^+} - \frac{1}{R_2^-}\right)\sigma_2 + \frac{1}{R_1^+R_1^-}\sigma_1^2 + \frac{1}{R_2^+R_2^-}\sigma_2^2 + \frac{1}{R_6^2}\sigma_6^2 + 2F_{12}\sigma_1\sigma_2 = 1$

Darin bedeuten:

$R_i^+ (i=1,2)$ - die Zugfestigkeit in den Hauptorthotropierichtungen des Materials

$R_i^- (i=1,2)$ - die Druckfestigkeit in den Hauptorthotropierichtungen des Materials

R_6 - die Schubfestigkeit in den Hauptorthotropierichtungen des Materials

K_{12} - Die Materialkonstante bei ebenem Spannungszustand

F_{12} - die Tensorfunktion für ebenen Spannungszustand

fortschrittes im Stoff weit wichtiger als das Endergebnis des Schädigungsprozesses in Form der Brucherscheinung.

Deshalb sollten bei Werkstoffprüfungen, dabei auch bei Prüfungen der Verbundwerkstoffe solche Methoden angesetzt werden, die die Verfolgung des Zerstörungsverlaufes im Material ermöglichen. Leider sind bestimmte Beiträge dieser Art in der Fachliteratur sehr selten zu finden. In der vorgelegten Arbeit wird zu diesem Problem Stellung genommen, indem der Versuch gemacht wird, zu überprüfen, inwiefern zu diesem Zweck energetische Kriterien Anwendung finden könnten. Der Verfasser geht von der Voraussetzung aus, daß der Zerstörungsprozeß ein kinetischer Vorgang ist und seine Entwicklung im Material mit dem Rißfortschritt eng verbunden ist.

Als Rißfortschritt bezeichnet man hier einen geschlossenen Zyklus, von der Submikrorißbildung bis zu ihrer Umwandlung in einen Mikro- und danach Makroriß.

Aufgrund der angenommenen Voraussetzungen wurde die These formuliert, daß die im Material entstehenden Änderungen der dissipierten Energiemenge im isothermen Beanspruchungszyklus, als Maßstab der im Werkstoff erscheinenden und fortschreitenden Schädigungen betrachtet werden können.

Daraus geht hervor, daß die Werte der dissipierten Energie zur Einschätzung der Kinetik des Schädigungsverlaufes in Kompositen genutzt werden können.

Die Außerachtlassungsschance von der inneren Kompositstruktur in Form von funktionalen Verbindungen entscheidet über die Einfachheit dieser Methode. Aus anwendungstechnischen Gründen wäre es sehr nützlich, experimentell allererste Schädigungen zu erfassen und den Rißfortschritt zu verfolgen und somit die Kinetik der Rißbildung beurteilen zu können. Neben der Erfassung erster Schädigungen und Verfolgung des Bruchverlaufes ist es für hochbeanspruchte Bauteile erforderlich, die Fehlerkonzentration zu kennen, die unter gegebenen äußeren Beanspruchungen für die Integrität eines Bauteiles noch toleriert werden kann. Das heißt: Welche Verformungsreserven und damit verbunden, welche Rißzähigkeit besitzt das eingesetzte Material? Allein aus der Kenntnis des Bruchverhaltens läßt sich diese Frage nicht beantworten. Nur mit Hilfe der quantitativen Beschreibung des Beanspruchungszustandes bei einsetzender Schädigung (Delamination, Faser- oder Matrixbruch) im Vergleich mit den maximal erreichbaren Beanspruchungswerten bei stabilem Rißfortschritt ist eine Abschätzung der Sicherheitsreserve eines beliebigen Bauteiles aus faserverstärkten Hochpolymeren möglich.

Daher wird in dieser Arbeit eine quantitative Beschreibung des Beanspruchungszustandes über einige energetische Methoden, sowohl für beginnende Schädigung als auch für stabilen Rißfortschritt angestrebt. Bei der Analyse des sich entwickelnden Zerstörungsprozesses des Verbundwerkstoffes ging man hier von der Annahme aus, daß nach der kinetischen Zerstörungstheorie die Dekohäsion des Werkstoffes (darunter auch des Verbundwerkstoffes) kein augenblicklicher, sofort einsetzender Prozeß ist, sondern ein im Zeitraum ausgedehnter Vorgang, der aus mehreren Etappen besteht.

Während jeder Etappe entsteht im Material eine bestimmte Anzahl verschiedenartiger Schädigungen. Die Forschungsergebnisse in der Arbeit von Tamuž [161] weisen darauf hin, daß die in der ersten Dekohäsionsphase erscheinenden Submikrorisse den Verlust der Tragfähigkeit des Materials noch nicht direkt hervorrufen können. Erst die folgenden Etappen können sich für den erwähnten Stoff gefährlich entwickeln. Trotzdem muß man beachten, daß die letzte Erscheinung der Dekohäsion eng mit den vorherigen Etappen und mit der Beanspruchungsgeschichte des Materials verbunden ist.

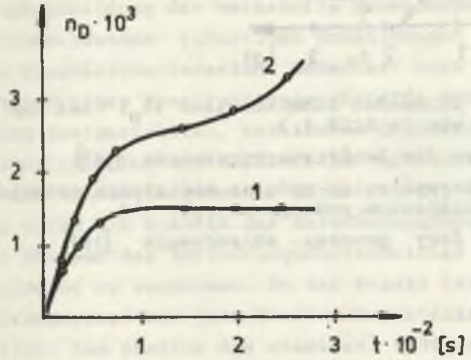


Bild 1.3. Die Submikrorißkonzentration (n_D) in Polyamidfasern bei folgender Belastung

$1 - \sigma = 0{,}7\ R_z$, $2 - \sigma = 0{,}9\ R_z$, [161]

Rys. 1.3. Koncentracja submikroszczelin (n_D) występująca w włóknach poliamidowych przy następujących poziomach obciążeń

$1 - \sigma = 0{,}7\ R_m$, $2 - \sigma = 0{,}9\ R_m$ [161]

(oznaczenie R_m odpowiada oznaczeniu R_z w j. niemieckim)

Es wurde festgestellt [161], daß die Geschwindigkeit der Rißausbildung sowie die Anzahl der Risse im Bereich des untersuchten Stoffvolumens neben den individuellen Eigenschaften des Stoffes auch von der Beanspruchungshöhe und der während des Versuches herrschenden Temperatur abhängig sind. Das veranschaulichen beispielsweise die Bilder 1.3 und 1.4.

Deshalb werden in der vorgestellten Arbeit neben der Verwertung der energetischen Kriterien auch folgende Probleme besprochen:

- die Bedingungen der Submikrorißausbildung und -ausbreitung in homogenen wie auch in Verbundwerkstoffen
- der Einfluß der Innenstruktur der Kompositen und mechanischen Charakteristiken ihrer Komponenten auf den Bruchverlauf
- einige analytische wie auch phänomenologische Methoden der Prognostizierung der Lebensdauer des Materials und Möglichkeiten der Beschreibung seines kritischen Zustandes.

Diese Probleme, im Gegensatz zu der Bewertung der energetischen Kriterien, werden zu allerst auf Grund des durchgeführten Literaturstudiums vorgestellt.

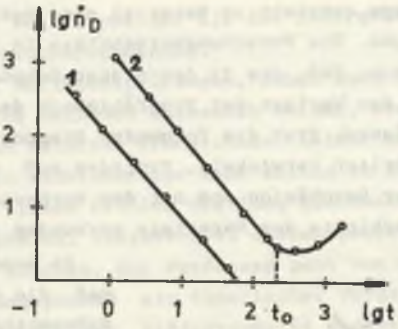


Bild 1.4. Geschwindigkeit der sich bildenden Submikrorisse ($\dot{n}_D$) bei der Belastung wie in Bild 1.3

t_o - Anfang der zweiten Phase des Schädigungsprozesses [161]

Rys. 1.4. Szybkość narastania submikroszczelin podczas obciążania materiału obciążeniami równymi obciążeniom podanym na rys. 1.3

t_o - początek rozwoju drugiej fazy procesu zniszczenia [161]

2. DIE KINETIK DER BRUCHAUSBILDUNG

Die in den letzten vierzig Jahren eingeleiteten Untersuchungen über die Bruchausbildung der Werkstoffe haben ergeben, daß die sich im Material herausbildenden rißartigen Schädigungen weder dessen Zerstörung noch seinen Tragfähigkeitsverlust bedeuten. Dies beweist die Tatsache, daß die gegenwärtigen Konstruktionswerkstoffe mit einer noch vor ihrer Beanspruchung festgestellten, bestimmten Defektanzahl von Einlagerung und anderen Diskontinuitäten als vollwertige Werkstoffe behandelt werden.

Die Prüfungsergebnisse haben belegt, daß über die Werkstoffzerstörung vor allem die Kinetik des Zerstörungsvorganges entscheidet. In den einzelnen Etappen des Zerstörungsfortschrittes sind unterschiedliche kinetische Parameter zu vernehmen. In der Praxis ist sogar die Unterteilung des Zerstörungsprozesses (mit dessen charakteristischen Kennwerten) in zwei Stufen üblich: das Stadium des stabilen Rißfortschrittes und das folgende Stadium mit einer unstabilen Rißentwicklung. Diese Einteilung kann u.a. zur Einschätzung der Konstruktionsteile bei Zwischenuntersuchungen während des Anwendungszeitraumes benutzt werden.

Im Flugzeugbau und Bauwesen existiert z.B. das Beurteilungskriterium für untersuchte Teile, benannt und bekannt als "Kriterium des zulässigen Defektes". Nach diesem Kriterium können zur weiteren Anwendung auch Konstruktionsteile mit einsetzender Rißentwicklung zugelassen werden. Wie festgestellt wurde, ist nicht das Vorhandensein des Risses allein, sondern die Geschwindigkeit seiner Ausbreitung über die Werkstoffzerstörung entscheidend. Man sollte also den kinetischen Zerstörungsparametern eine maximale Aufmerksamkeit widmen, weil eben sie die Lebensdauer des Materials sowie dessen Verwendbarkeit voraussagen lassen.

2.1. Initiationsmechanismus der Dekohäsion

Wird ein Werkstoff einer Beanspruchung unterworfen, so kommt es zur Störung des inneren Gleichgewichtes und als dessen Erfolg zur Bildung der Materialschädigungen.

Als Schädigung sind hierbei jegliche Veränderungen im Materialgefüge anzusehen, welche sich in einer Abweichung von der regulären Modellstruktur äußern [10, 107, 129, 183].

In Verbundwerkstoffen kann man sowohl Heterogenität, als auch Anisotropie als die Ursache für die Entstehung von Störstellen betrachten. Art und

Größe der in diesen Materialien zu erwartenden Defekte hängen stark vom Maß der Divergenz der einzelnen Materialeigenschaften sowie von der Herstellungs- und Verarbeitungstechnologie ab. [75, 76, 89, 104].

Dabei muß betont werden, daß bei den verstärkten Materialien der Bruchausbildungsprozeß auch in mikroskopischen Bereichen der einzelnen Komponenten stattfindet. Deshalb ist der Initiationsmechanismus, der sich in homogenen Stoffen ausbildenden Schädigungen, die von Tamuž [161] und Mc Clintock [27] analysiert wurden, auch bei den verstärkten Materialien aktuell. Die Untersuchungen von Tamuž haben bewiesen, daß die ersten Anzeichen der Materialdiskontinuität, die man als Submikrorisse bezeichnet, im Moment der Belastung zum Vorschein kommen. Ihre Dimensionen sind dem Maß der elementaren Strukturzellen des Werkstoffes gleich. Die Art der Submikrorißbildung hängt von der übermolekularen Struktur ab.

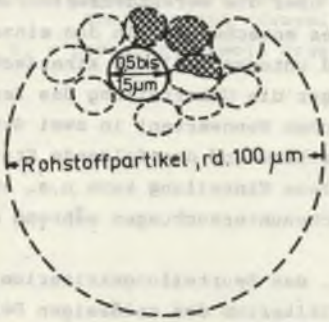


Bild 2.1a: Schematische Darstellung der übermolekularen Strukturzellen der amorphen Polymeren und der sog. Globulen [117]

Rys. 2.1. Schematyczne przedstawienie podstawowej jednostki struktury nadmolekularnej w polimerach amorficznych (tzw. "globula") [117]

Unter diesem Begriff versteht man in kristallinen Polymeren die kristallinen (im Bereich 10 bis 10^3 Å) und auch überkristalline Systeme wie Fibrillen, Lamellen, Makrofibrillen, Sphärolite usw. und bei amorphen Polymeren sog. Globulen (Bild 2.1a).

Die Möglichkeiten der Rißkeimbildung in kristallinen Werkstoffen sind:

a) Entstehen von Stufenversetzungen an Korngrenzen
b) Zusammenlaufen von Gleitbändern
c) Aufreißen von Kohlenstoffverbindungen.

Die Größenordnung der einzelnen Phasen der Rißausbildung der kristallinen Werkstoffe ist in Bild 2.1b dargestellt. Strukturuntersuchungen der Hochpolymere [33, 98, 167, 56, 73, 123] haben gezeigt, daß bei kristallinen Polymeren die ersten Submikrorisse durch das Zerreißen der Fibrillen hervorgerufen werden. In der Arbeit [147] wurde sogar die Hypothese formuliert, nach der die ersten Submikrorisse im Fall der kristallinen orientierten Polymere am wahrscheinlichsten an den Fibrillenendungen erscheinen. Bei amorphen Polymeren entsprechen die Dimensionen von Submikrorissen dem Durchschnittsmaß der Globulen (1500 bis 3000 Å), die als fundamentale Zelle der Übermolekularstruktur betrachtet werden.

Der Zusammenhang der Submikrorißdimensionen mit dem Maßstab der übermolekularen Struktur des Materials ist eine Erklärung für die Tatsache, daß das Maß der Submikrorisse weder vom Verformungsgrad noch von der Zeit der auf den Probekörper auswirkenden Belastung abhängig ist.

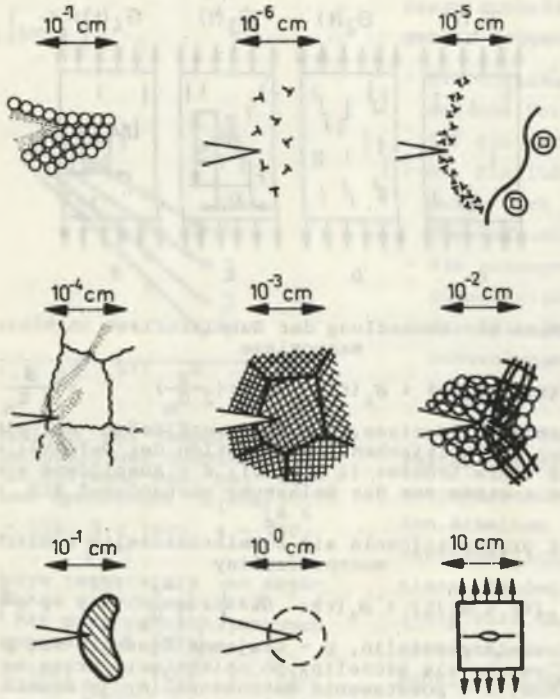


Bild 2.1b. Die Größenordnung der einzelnen Phasen - Rißausbildung der kristallinen Werkstoffe [17]

Rys. 2.1b. Poszczególne fazy rozwoju szczeliny w materiałach krystalicznych z uwzględnieniem rzędu wielkości analizowanego obiektu [17]

Die Submikrorißausbreitung wird im Fall der kristallinen Polymere an den Grenzen der anliegenden Fibrillen und bei amorphen Polymeren an den Globulengrenzen gestoppt. In diesem Zusammenhang gehören Submikrorisse in bezug auf ihr Maß, zu stabilen Defekten, die als Kennzeichen des Materials betrachtet werden können.

Erst nach dem Erreichen einer kritischen Konzentration von Submikrorissen erscheinen im untersuchten volumeninhalt großere Defekte, die sich in der nächsten Phase des Dekohäsionsvorganges in Makrorisse umwandeln und weiter als Streckrisse zum Bruch führen.

Die Umwandlung von Submikrorissen in Mikro- und danach Makrorisse erklärt Tamuž [161] so, daß bei einer kritischen Defektanhäufung die Entfernungen zwischen einzelnen Rissen mit dem Maß der Risse übereinstimmen, was zu einem "Zusammenfließen" der Risse führt.

Diese herausgebildeten Risse sind mehrfach größer als die in ihrer Ausgangsphase (Bild 2.2).

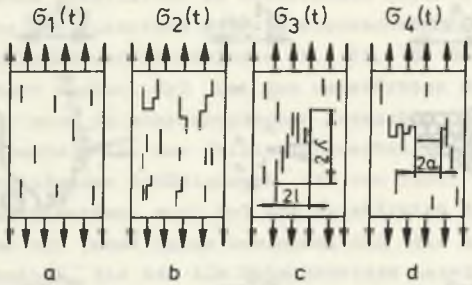


Bild 2.2. Ein Schema der Umwandlung der Submikrorisse in Mikro- und danach Makrorisse

$$\sigma_1(t) < \sigma_2(t) < \sigma_3(t) < \sigma_4(t); \quad \lambda = \left\{ r\left(\frac{E_f}{2\,G_m}\right)^{1/2} ; \; r\,\frac{\sigma}{2\,\tau_m} \right\}; \; [19]$$

a - Ausbildung der Submikrorisse; b - Zusammenfließen der einzelnen Risse nach dem Erreichen der kritischen Konzentration der Defekte; c - Ausbildung eines Makrorisses (ihre Grösse: (2 l, 2 λ); d - Ausbildung eines Makrorisses im Material mit einem vor der Belastung vorhandenen Riß mit der Länge $2\,a_o$

Rys. 2.2. Schemat przekształcania się submikroszczelin w mikro- a następnie makroszczeliny

$$\sigma_1(t) < \sigma_2(t) < \sigma_3(t) < \sigma_4(t); \quad \lambda = \left\{ r\left(\frac{E_f}{2\,G_m}\right)^{1/2} ; \; r\,\frac{\sigma}{2\,\tau_m} \right\}; \; [19]$$

a - powstawanie submikroszczelin, b - wzajemne łączenie się poszczególnych szczelin (tzw. zlewanie się szczelin) po osiągnięciu przez materiał krytycznej ilości defektów; c - powstawanie makroszczeliny (o rozmiarach: (2 l, 2λ); d - powstawanie makroszczelin w materiale, który jeszcze przed poddaniem go obciążeniom posiadał szczelinę o długości $2\,a_o$

Die Bildungsgeschwindigkeit wie auch der Konzentrationsgrad von Submikrorissen hängen stark von der Temperatur und Beanspruchungshöhe ab (Bild 2.3, 2.4).

Die Abhängigkeit der Geschwindigkeit des Schädigungsanstieges hat einen expotentiellen Charakter, wie das Bild 2.3 zeigt. Es weist auch darauf hin, daß die Temperaturabnahme eine Verschiebung der besprochenen Abhängigkeit in Richtung der größeren Spannungen zur Folge hat.

Analytisch kann diese Abhängigkeit mittels folgender Gleichung dargestellt werden [97]:

$$\dot{n}_D = n_{0_D} \exp\left(\frac{Q(\sigma)}{kT}\right) \tag{2.1}$$

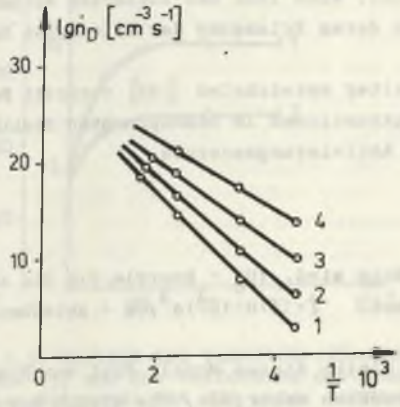
Es bedeuten:

$Q(\sigma)$ - eine Größe proportional zur Neigung der Kurve auf Bild 2.3

k - Boltzmann-Konstante

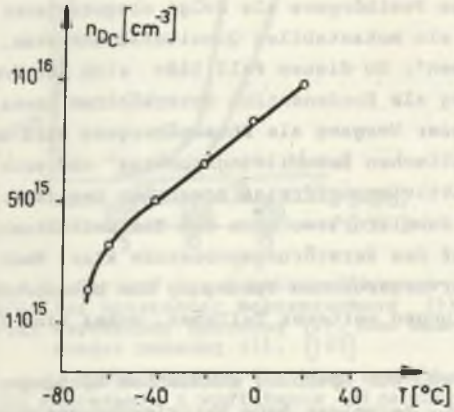
T - Temperatur.

Nach den Bedingungen für Submikrorißbildung ist anzunehmen, daß der Submikrorißbildungsmechanismus dem Thermofluktuationsmodell entspricht.



B Bild 2.3. Einfluß der Temperatur auf
d die Geschwindigkeit der Submikroriß-
a ausbildung im Polyamid PA6 bei ver-
schiedenen Spannungen σ [MPa]:
1 1 - 220; 2 - 190; 3 - 160; 4 - 130;
[161]

R Rys. 2.3. Wpływ temperatury na szyb-
k kość powstawania submikroszczelin w
p poliamidzie PA6 przy różnych poziomach
naprężeń σ [MPa]:
1 1 - 220; 2 - 190; 3 - 160; 4 - 130;
[161]



Rys. 2.4. Einfluß der Temperatur auf die kritische Konzentration der Defekte (n_{D_C}), [161]

Rys. 2.4. Wpływ temperatury na wielkość krytycznej koncentracji defektów (n_{D_C}), [161]

Diese Schlußfolgerung ist Ergebnis folgender Beobachtungen:

- die Gleichung (2.1), hat eine analoge Form wie der Ausdruck für die Wärmefluktuation
- der Einfluß der Temperatur prägt sich ähnlich aus, wie im Thermofluktuationsmodell
- die beanspruchte Zeit für die Submikrorißbildung entspricht der Zeit der erwarteten Wärmeschwankungen bei einer Aktivationsenergie von Q(6) [135].

Einen Thermofluktuationscharakter der Keimbildung von Submikrorissen beweisen auch die in den Arbeiten [183, 101, 184, 129] veröffentlichten Versuchsergebnisse. In der Arbeit von Shurkow [183] wird der Keimbildungsmechanismus eines Risses vom Standpunkt der Superposition der die Atomgitterschwingungen beschreibenden elastischen Wellen betrachtet. Das Fluktuationsmaß wird von Shurkow mit der freien Weglänge der Fononen, λ_F, bestimmt. Das Längenmaß λ_F ist von strukturellen Defekten, Atomzusätzen und anderen Stoffinhomogenitäten abhängig.

Die Zeitdauer der Fluktuation bestimmt die Formel

$$\tau = \frac{\lambda_F}{s} \qquad (2.2)$$

s - Schallgeschwindigkeit.

Die auf Atombindungen abschwächend wirkenden Fluktuationen werden von Shurkow und Kusow [101] als "Dilaton" bezeichnet. Die Bildung von Mikrohohlräumen im

Material, die Submikrorissen entspricht, wird laut der zitierten Autoren durch den Zerfall von Dilatonen, nach deren Erlangung der kritischen Größe hervorgerufen [183].

Diese Konzeption der Zerstörung weiter entwickelnd [185] vertritt Petrow [129] den Standpunkt, daß Thermofluktuationen im beanspruchten Festkörper gemäß der experimentell ermittelten Aktivierungsenergie

$$U = U_o - \gamma\sigma \qquad (2.3)$$

zur Erzeugung von keimenden Rissen fähig sind. (U_o - Energie, die die zwischenatomare Verbindung charakterisiert, $\gamma = (10-10^2)a^3$; a - zwischenautomarer Abstand, σ - Zugspannung).

Im Gegensatz zu früheren Modellen bleibt dieses Modell frei von Problemen lokaler Überlastungen des beanspruchten Materials, die gleich der theoretischen Widerstandsfähigkeit sind, und auch die Keimbildung der Risse wird mit der Verschiebung von Defekten, Trägern plastischer Formänderungen wie Dislokationen nicht in Verbindung gesetzt.

Nicht weniger bedeutend ist die Tatsache, daß im Unterschied zu vorangehenden Schilderungen der kinetischen Festigkeitstheorie [135] der elementare Zerstörungsakt nicht Ergebnis des Zerreißens einzelner zwischenatomarer Bindung ist, sondern auf die wärmefluktuierende Rißkeimbildung zurückzuführen ist. Gemäß den gegenwärtigen Betrachtungen [135, 136, 58, 161] sind Fluktuationserscheinungen in Festkörpern mit dem Zusammenstoßen der Fononen verbunden.

Beim unbeständigen Zustand eines Festkörpers als Folge eingetretener Belastung entwickelt sich im Körper ein metastabiles Quasiteilchensystem, sogenannte "Gase überflüssiger Fononen". Zu diesem Fall läßt sich der Prozeß fluktuierender Rißkeimbildung als Kondensation unterkühlten Gases entbehrlicher Fononen darstellen. Dieser Vorgang als Phasenübergang wird durch fluktuierende Entwicklung des "kritischen Keimbildungspunktes" und sein weiterhin thermodynamisch bequemes, aktivierungsfreies Anwachsen bestimmt.

Bei der Annahme, daß sich die Submikrorisse nach dem Thermofluktuationsmechanismums bilden, ist der Ablauf des Zerstörungsprozesses klar. Nach der ersten, durch Wärmeschwankungen hervorgerufenen Sprengung des beanspruchten Teilchens, sprengen rasch die Bindungen weiterer Teilchen, wobei sich der Submikroriß bildet.

Darauf, daß es bei diesem Prozeß zur Spannung chemischer Bindungen der Hauptkette des Makroteilchens kommt, verweisen hohe Aktivierungsenergien des Zerstörungsvorganges in Polymeren, die der Thermodestruktionsenergie gleichwertig sind. Die Zahl der entstehenden Submikrorisse vermindert sich in Verhältnissen fortdauernder Belastung (Bild 2.5). Die Zahl der entstehenden Submikrorisse hängt auch ab von der Geschwindigkeit der Belastung oder Verformung (Bild 2.6).

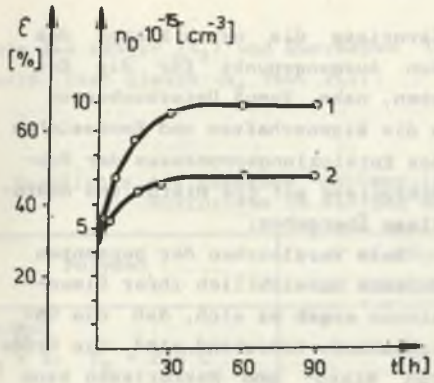


Bild 2.5. Verlauf der Submikrorißkonzentration (1) und der Verformung des untersuchten Polyamids PA6 (2) unter fortdauernder Belastung, [161]

Rys. 2.5. Wpływ długotrwałego obciążenia na wielkość koncentracji submikroszczelin (1) oraz odkształcenia (2), na przykładzie poliamidu PA6

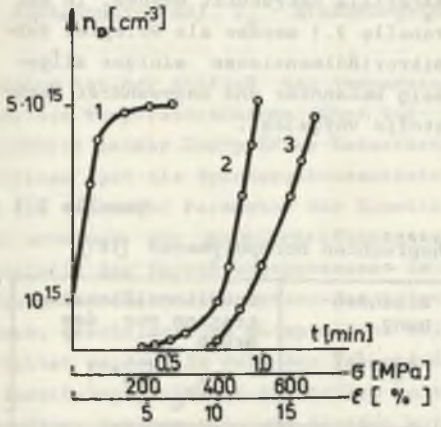


Bild 2.6. Verlauf der Submikrorißkonzentration bei konstanter Beanspruchung (1) und bei wachsender Spannung (2), oder wachsender Dahnung (3), [161]

Rys. 2.6. Wpływ stałego (1) oraz rosnącego (2) naprężenia i wydłużenia (3) na wielkość koncentracji submikroszczelin, [161]

Es läßt sich dadurch erklären, daß im untersuchten Volumen des Polymers eine bestimmte beschränkte Zahl von Mikrostrecken vorhanden ist, auf denen bei gegebenen Umständen (Belastung, Temperatur, Gefügezustand des Polymers) die zur Submikrorißbildung führende Bindungssprengung auftreten kann. Mit der Zeit kommt es bei ständiger Auswirkung der Belastung zur Erschöpfung des "Reservoirs" widerstandsunfähiger Mikrostrecken und der Gleichgewichtszustand setzt gewissermaßen in der inneren Materialstruktur ein. Es wurde auch festgestellt, daß für die gegebenen Zustandsparameter die direkt zum Bruch führende kritische Größe der Rißkonzentration für jedes Material bestimmt werden muß. Sie ist also als charakteristischer Parameter für ein bestimmtes Material bei bestimmten Untersuchungsumständen zu betrachten.

Weitere Untersuchungen an be- und entlasteten Probekörpern haben bewiesen, daß die während der ersten Belastung im Stoff entstandenen Submikroriße nach dessen Entlastung nich schwinden (Bild 2.7). Es vermindert sich nur die Rißweite.

Daraus läßt sich der Schluß ziehen, daß der durch die Belastung des Stoffes hervorgerufene Unstetigkeitszustand ein beständiger Effekt ist, der sich auf das weitere Verhalten des Stoffes ausprägt. Dadurch läßt sich die Tatsache erklären, daß man bei wiederholter Belastung des Stoffes zum Defektzustand aus der ersten Belastungsphase schon bei beachtlich niedrigeren Spannungen gelangt (Bild 2.7).

Auf Grund der Hypothese, daß Submikrorisse die erste Etappe des Zerstorungsvorganges kennzeichnen und den Ausgangspunkt für die Entwicklung von Mikro- und Makrorissen abgeben, nahm Tamuž Untersuchungen vor, die ermitteln sollten, inwiefern die Eigenschaften und Kennzeichen des Entwicklungsprozesses der Submikrorisse auf die Mikro- und Makrorisse übergehen.

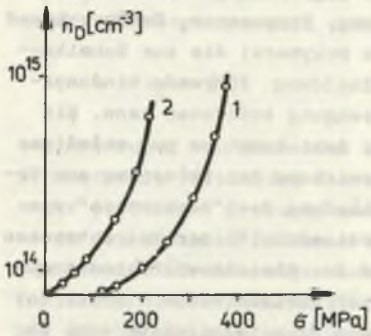


Bild 2.7. Die Submikrorisskonzentration im orientierten Polyamid PA6 während der ersten Belastung (1) und bei der wiederholten Beanspruchung (2), [161]

Rys. 2.7. Zależność wielkości koncentracji submikroszczelin w orientowanym poliamidzie PA6 od wielkości przyłożonego obciążenia podczas pierwszego (1) oraz powtórnego (2) obciążenia materiału, [161]

Beim Vergleichen der genannten Defekte hinsichtlich ihrer Dimensionen ergab es sich, daß die Unterschiede bedeutend sind. Die Größe von Mikro- und Makrorissen kann die der Submikrorisse um einige Å-Größenordnungen übertreffen. Ihre Größe ist jedoch ein ziemlich zufälliges Ergebnis. Demgegenüber ist die Große der Submikrorisse für jedes Material konstant. Sie kann als charakteristische Größe des Materials betrachtet werden. In der Tabelle 2.1 werden als Beispiel Submikrorißdimensionen einiger allgemein bekannter und angewandter Werkstoffe vorgelegt.

Tabelle 2.1

Dimensionen der Submikrorisse in beanspruchten Hochpolymeren [161]

Hochpolymer	Mikroriß-größe Å		$\frac{L_{\parallel}}{L_{\perp}}$	Bruchdehnung ε_B [%]	Submikrorißkonzentration vor dem Bruch n_{D_C} [cm^{-3}]
	längs quer				
	$L_{\parallel}$	$L_{\perp}$			
PA6	50	90	0,55	40	$9 \cdot 10^{16}$
PE - orient.	150	170	0,9	60	$6 \cdot 10^{15}$
PP - orient.	200	320	0,6	50	$7 \cdot 10^{14}$
PMMA bei T = 70°C	800	1700	0,5	60	$6 \cdot 10^{12}$
PCV	3000	3000	1,0	80	$1 \cdot 10^{12}$
PCV - weich	4000	3000	1,3	100	$3 \cdot 10^{12}$
UP - Harz	900	2000	0,45	30	$5 \cdot 10^{11}$

Es wurde auch festgestellt, daß die strukturelle Werkstoffhetergenität die Makrorisse praktisch nich beeinflußt. Dennoch ist das besmimmende Ver-

haltnis des Längs- ($l_{\parallel}$) und Quermaßes ($l_{\perp}$), sowohl dem Submikro- wie dem Makroriß fast gleich (s. Tab. 2.2).

Tabelle 2.2

Verhältnis des Ausmaßes entlang ($\parallel$) und quer ($\perp$) der Sub- und Mikrorisse in einigen Hochpolymeren [161]

Polymer	$L_{\parallel}/L_{\perp}$ bei Submikrorissen	$l_{\parallel}/l_{\perp}$ bei Makrorissen
Polyamid $\lambda_1 = 4$; $T_E = 212°C$	0,36	0,35
Polyamid $\lambda_1 = 4$; $T_E = 100°C$	0,56	0,62
Polypropylen $\lambda_1 = 6$; $T_E = 140°C$	0,60	0,65
Polyethylen $\lambda_1 = 7$	0,40	1,00

λ_1 - Ausdehnungsgrad; T_E - Erwärmungstemperatur

Analog ist der Einfluß der Temperatur auf die Formänderung beider Defekte, die Temperaturabnahme führt zur Rißverflachung. Die nachweisbare Ähnlichkeit beider überprüfter Defektarten läßt Submikrorisse ebenso wie Makrorisse auch als Spannungskonzentratoren gelten und ihren Konzentrationsgrad als wichtigen Parameter der Kinetik des Schädigungsprozesses des Materials annehmen. Der Submikrorißkonzentrationsgrad kann also auch als Charakteristik des Zerstörungsprozesses im Material verwendet werden [56, 114].

Die präsentierte Konzeption des Zerstörungsmechanismus in beständigen Körpern, geschildert am Beispiel von Polymeren, ist für homogene Stoffe erarbeitet worden. Im Fall der Verbundwerkstoffe können auf die Kinetik des Zerstörungsprozesses zusätzlich solche Faktoren Einfluß haben wie: notwendiger Zusammenhang von Stoffen mit stark unterschiedlichen mechanischen Charakteristiken und nachträglich die Wechselwirkung der Komponenten an den Grenzflächen.

Eine Übersicht darüber geben die Untersuchungsergebnisse bei der Überprüfung der verstärkten Materialien (Bild 2.8).

Die Untersuchungen zeigten, daß die Langzeitfestigkeit der mit der Matrix zusammenarbeitenden Fasern dreimal die Festigkeit der Fasern ohne Matrix übertrifft, obwohl das Maß der Submikrorisse in mit der Matrix verbundenen Fasern bis zu einem bestimmten Moment dem Maß der außer der Matrix belasteten Fasern gleicht. Die Ausbildungsgeschwindigkeit von Defekten liegt jedoch im Komposit erheblich niedriger als im Fall der vom Harz isolierten Faser.

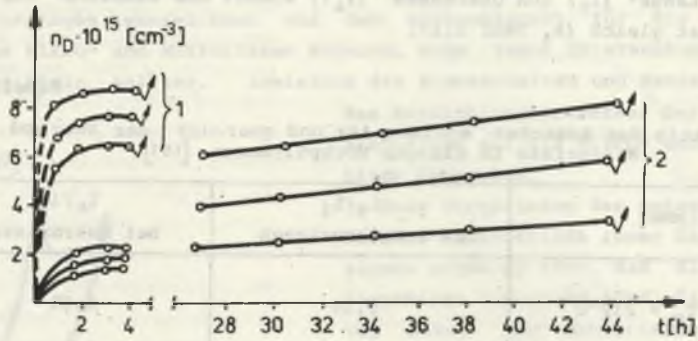


Bild 2.8. Kinetik der Submikrorißausbildung in Polyamidfasern nicht verbundene mit Polymermatrix (1) und verbundene mit Polymermatrix (2), [161]

Rys. 2.8. Kinetyka powstawania submikroszczelin w włóknie poliamidowym znajdującym się poza osnową (1) oraz połączonym z osnową polimerową (2), [161]

Es wurde weiter festgestellt, daß in der nächsten Stufe des Zerstörungsvorganges die in freien Fasern entstehenden Mikrorisse beachtlich kleinere Maße haben als die der Fasern im Komposit. Im Komposit konzentrieren sich die größten Risse hauptsächlich an der Grenzfläche der Komponenten und sind meistens nicht rechtwinklig zur Richtung der wirkenden Belastung orientiert. Mikrodefekte dieser Art verwandeln sich in der folgenden Zerstörungsphase nicht in zum Bruch führende Makrorisse, sondern sie rufen die örtliche Delamination von Fasern hervor. Mit dem Auftreten der Delaminationszentren beginnen auch die Fasern zu zerreißen.

Nach dem Erreichen der kritischen Defektzahl in Gestalt von Delamination und Faserbrüchen entwickelt sich der Zerstörungsprozeß im Komposit lawinenartig. Die Umwandlungsbedingungen vom stationären ins beschleunigte Stadium hängt von individuellen Eigenschaften der Komponenten und vom Charakter ihrer Grenzfläche ab. Dem ähnlich, wie die Art und Größe des im Komposit hervorgerufenen Spannungszustandes, kann auch die Verbundsfestigkeit der Komponenten auf die Kinetik seiner Zerstörung einen bedeutenden Einfluß ausüben. Hieraus ergibt sich, daß der Schädigungsprozeß in Kompositen nicht nur von physikalisch-mechanischen Charakteristiken der Komponenten abhängig ist, sondern auch von der Erzeugungstechnologie des Verbundwerkstoffes, von den Verhältnissen und der Zeit seiner Exploitation.

All diese Faktoren verursachten, daß die Beurteilung des Schädigungsgrades eines Verbundwerkstoffes nich anhand der Anzahl und Größe der entstandenen Submikro- und Mikrorisse durchgeführt werden kann, wie es bei homogenen Stoffen üblich ist, sondern aufgrund einiger physikalischer, einfach meßbarer und leicht zu überprüfender Größen, deren Veränderungen eng mit den Veränderungen des Schädigungsgrades im Material verbunden sind.

Diese Schlußfolgerung zeigt, daß die Abschätzung des Schädigungs- oder Anstrengungszustandes der verstärkten Materialien ein kompliziertes und noch offenbares Problem ist. Es ist versucht worden, auf unterschiedliche Weise eine Auflösung dieses Problems zu finden. Dementsprechend hat der Verfasser in der vorgestellten Arbeit den Versuch unternommen, zu überprüfen, wie einige energetische Prüfmethoden dazu nutzbar sein könnten.

2.2. Die Berechnungs- und Spannungsverteilungsmodelle für faserverstärkte Materialien

Die Keimbildung des Dekohäsionsprozesses im Verbundwerkstoff ist im großen Maße durch die Verteilung der in ihm unter Einfluß der Außenbelastung entstehenden Spannungen bedingt.

Wegen des komplizierten Verbundwerkstoffes kann diese Verteilung in einzelnen Stoffbereichen unterschiedlich sein. Der Belastungsgrad der Fasern hängt nich nur von mechanischen Eigenschaften der Komponenten ab, sondern auch von gegebenen Bedingungen zur Zusammenwirkung der Fasern mit der Matrix, welche die Übertragung der Außenbelastung des Stoffes von Matrix auf Fasern ermöglichen.

Störungen in der Spannungsverteilung können durch die Spannungskonzentration hervorgerufen werden, die sich an Faserendungen bei der Verstärkung mittels kurzer Fasern, bzw. beim Zerreißen der endlosen Fasern gebildet hat.

Das Problem der Spannungsverteilung im Komposit kann man mit Hilfe einiger Berechnungsmodelle lösen.

In der präsentierten Arbeit wurden einige geschildert. Die Bearbeitung wurde nach [93] vorgestellt.

2.2.1. Einparametrische Modelle

Sie beruhen auf der Voraussetzung, daß die Spannungsänderung längs der Fasern proportional zur Gegenverschiebung von Faser und Matrix sich verhält. Man kann das mit folgender Abhängigkeit ausdrücken:

$$\frac{dN_f}{dz} = H(w_f - w_m) \tag{2.4}$$

H - Proportionalitätsfaktor, w_f, w_m - Verschiebungen für Faser und Matrix. Zu Modellen dieser Art gehören die fogenden Modelle von Cox, Day, Rosen, Kelly-Tayson, Weissbarth und Greszczuk. Ihre kurze Charakteristik wird vorgestellt.

Modell von Cox

Dieses Modell (Bild 2.9) setzt voraus [33], daß eine Faser mit der Länge l im Harz verschmolzen ist und daß Faser und Matrix ideal miteinander verbunden sind. Weiter wird angenommen, daß die Querdehnung der Faser dieser Matrix entspricht.

Die zweite Voraussetzung weist darauf hin, daß die Belastung nicht durch die Enden der Faser übertragen wird. Deshalb kann die kurze Faser als Teil der gebrochenen endlosen Faser analysiert werden.

Bei der Annahme, daß

$$\frac{dw_f}{dz} = \varepsilon_f, \quad \frac{dw_m}{dz} = \varepsilon_m \tag{2.5}$$

$$\varepsilon_f = \frac{N_f}{E_f A_f}, \quad \varepsilon_m = \frac{N_m}{E_m A_m} \tag{2.6}$$

$$\varepsilon_m = \varepsilon_k, \quad E_k = E_f - E_m \tag{2.7}$$

erhält man

$$\frac{d^2 N_f}{dz^2} = H\left(\frac{N_f}{E_k A_f} - \varepsilon_k\right) \tag{2.8}$$

Nach einigen Transformationen kann die Gleichung (2.8) in folgender Form geschrieben werden:

$$\frac{d^2 N_f}{dz^2} - \alpha^2 N_f = -\frac{HP}{E_m A_m} \tag{2.9}$$

wobei:

$$\alpha^2 = H\left(\frac{1}{E_f A_f} + \frac{1}{E_m A_m}\right)$$

$$P = N_m + N_f$$

$$H = 2\pi G_m / \ln(r_o / r_f)$$

G_m - Matrix-Schubmodul
r_o - Mittelentfernung zwischen den Fasern
r_f - Faserradius.

Die Lösung dieser Differentialgleichung läßt die Spannungsverteilung längs der Faser feststellen.

Unter der Voraussetzung, daß die Zugspannungen gleichmässig im Querschnitt verteilt sind, dagegen die Schubspannungen am Faserumfang, erhält man

$$\sigma_f = \frac{E_f - E_m}{E_m}\,\sigma_k \left[1 - \frac{ch\beta_k(\frac{l}{2} - z)}{ch\beta_k\, l/2}\right] \tag{2.10}$$

$$\tau_p = \frac{E_f - E_m}{E_m}\,\frac{E_f}{2\pi r_f}\,\sigma_k \beta_k\,\frac{sh\beta_k(\frac{l}{2} - z)}{ch\beta_k\, l/2} \tag{2.11}$$

wobei

$$\beta_k = H/E_k E_f \quad \text{und} \quad \sigma_k = \varepsilon_k E_m \tag{2.12}$$

Im Cox-Modell ist die Beanspruchungsübertragungslänge der Faser durch die Länge l_c (Bild 2.9) bestimmt. Um diese zu berechnen, wurde vorausgesetzt, daß die max. Dehnung der Faser der max. Dehnung der Matrix entspricht, d.h., $\varepsilon_f = \varepsilon_m = \varepsilon_k$, also

$$\sigma_{f\,max} = E_f \varepsilon_k \tag{2.13}$$

und

$$ch\beta_k(\tfrac{l}{2} - l_c/2)\,\Big|\,ch\beta_k\,\tfrac{l}{2} = 1 - \frac{E_f}{E_f - E_m} \tag{2.14}$$

ist. Aus der Gleichung (2.14) kann man l_c berechnen, wobei l_c eine Faserlänge ist, bei welcher im Faserquerschnitt die Spannung $\sigma_f = \sigma_{f\,max}$ ist (Bild 2.9).

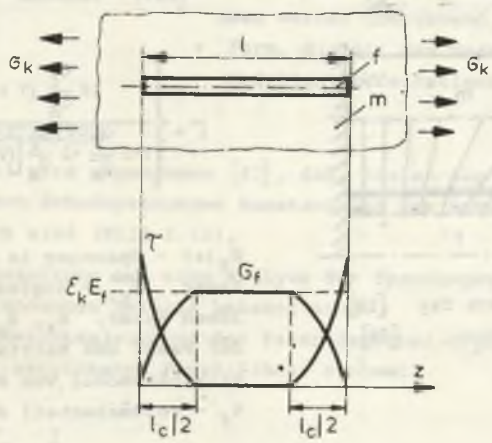


Bild 2.9. Modell von Cox [33]
Rys. 2.9. Model Coxa, [33]

Modell von Day

Day basiert in seinem Modell darauf, daß die Geraden im untersuchten Modellwerkstoff nach desen Verformung weiter Geraden bleiben [38] (Bild 2.10), was man mathematisch wie folgt ausdrücken kann

$$\gamma_m = \tau_p/G_m = (u_p - u_m)/\bar{r}_m \tag{2.15}$$

$$\gamma_f = \tau_p/G_f = (u_f - u_p)/\bar{r}_f \tag{2.16}$$

γ_f und γ_m - Gestaltsänderung in Faser und Matrix zwischen der Verteilungsgrenze und den die Matrixfläche r_m sowie die Faserfläche r_f halbierenden Linien (Bild 2.10)

τ_p - die sich an der Grenzfläche zwischen Matrix und Faser auswirkende Schubspannung.

In diesem Modell treten gleichzeitig die Schubspannungen und der einachsige Zug auf.

Nach [160] entspricht folgende Abhängigkeit dem Day-Modell

$$H = 2\pi r_f/(\bar{r}_m/G_m + \bar{r}_f/G_f) \tag{2.17}$$

$$\frac{l_c}{d_f} = \operatorname{arcch}\left[\frac{1}{1-\Phi}\right]/\Gamma \tag{2.18}$$

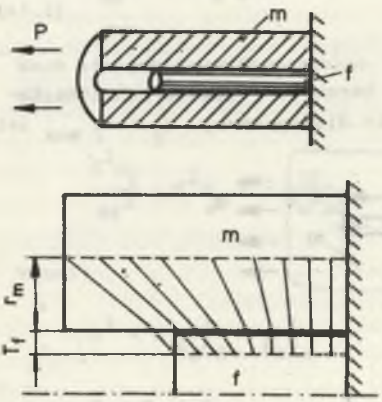


Bild 2.10. Modell von Day [38]
Rys. 2.10. Model Daya, [38]

Nach Sutton [160] bestimmt man die Beanspruchungsübertragungslänge bei

$$\Phi = \sigma_f(z)/\sigma_f^{\infty} = 0{,}94 \tag{2.19}$$

wo

$$\Gamma = \left\{\frac{24\,\frac{G_f}{G_m}\left(1 + \frac{V_f}{V_m}\frac{E_f}{E_m}\right)}{1 - 3\,\frac{G_f}{G_m} + 2\,\frac{G_f}{G_m}\left[(V_f^{-3/2} - 1)(V_f^{-1} - 1)\right]}\right\}^{1/2} \tag{2.20}$$

$\sigma_f(z)$ - Spannung in der zerrissenen Faser, σ_f^{∞} - Zugfestigkeit der endlosen Faser, G_f, G_m - Schubmoduln der Faser und Matrix, E_f, E_m - Elastizitätsmodul von Faser und Matrix, V_f - Volumenanteil der Fasern.

Mehrere Autoren schätzen das Day-Modell höher ein als das Cox-Modell, weil in diesem Modell die Spannungsverteilung auch von Schubeigenschaften der Matrix und Faser abhängig ist.

Modell von Rozen

Im Unterschied zu Day trennte Rozen in seinem Modell die für den Schub und Zug arbeitenden Elemente [146]. In seinem Modell wird die Faser von einer Matrixschicht umhüllt, die nur durch Schubspannungen beansprucht ist. Hinzu kommt eine dickere Matrixschicht mit Eigenschaften des Komposites (Bild 2.11). Diese Schicht arbeitet ähnlich der Faser, nur für den Zug.

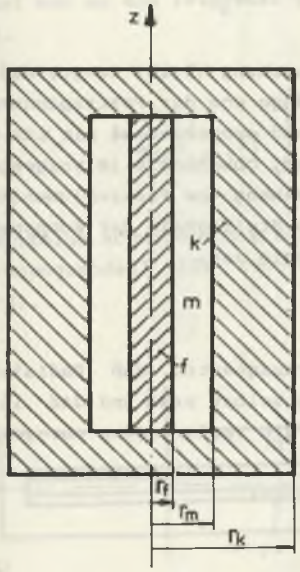


Bild 2.11. Model von Rozen, [146]
Rys. 2.11. Model Rozena, [146]

Die Gestaltsänderung in der Grenzschicht kann man hier aus folgender Abhängigkeit berechnen

$$\gamma = (u_k - u_f)/\Delta r \qquad (2.21)$$

mit

$$\Delta r = r_m - r_f \qquad (2.22)$$

Δr - Dicke der Grenzschicht

$$H = 2\pi r_f/\left(\frac{r_m - r_f}{G_m}\right) \qquad (2.23)$$

Von Δr zu den r_f oder r_m bestimmenden Werten übergehend, erhält man eine Form, die mit den vorher geschilderten Modellen übereinstimmt.

Modell von Kelly-Tayson

In diesem Modell wird angenommen [87], daß die an der Grenze von Faser und Matrix wirkenden Schubspannungen konstant und der Schubstreckgrenze der Matrix τ_{e_m} gleich sind (Bild 2.12).

Für diese Voraussetzung ist eine Analyse der Spannungsverteilung überflüssig, da die Spannungen bereits bekannt sind.

Aus der Gleichgewichtsgleichung des Faserelementes ergibt sich, daß die Zugspannung in der zerrissenen Faser linear zunimmt.

$$\sigma_f(z) = \tau_{e_m} \frac{2}{r_f} \int_0^z dz \qquad (2.24)$$

Nimmt man an, daß in einer bestimmten Entfernung vom Faserende die Spannung in der Faser einen Wert von σ_f^{∞} erreicht und dann konstant bleibt, so erhält man den Ausdruck für die l_c - Länge (Bild 2.12) in folgender Form [87]

$$\frac{l_c}{d_f} = \frac{1}{4}\,\frac{\sigma_f^{\infty}}{\tau_{e_m}} \tag{2.25}$$

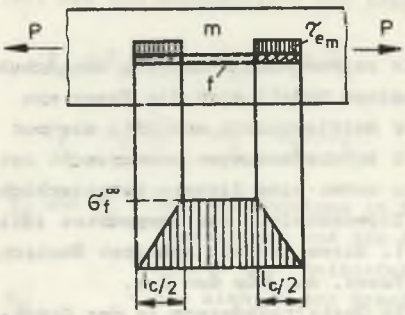


Bild. 2.12 Modell von Kelly-Tayson [87]

Rys. 2.12. Model Kelly-Taysona [87]

Die Gleichung (2.25) zeigt, daß die l_c - Länge von der Faserspannung abhängt und proportional mit ihr wächst und dies, obwohl sie im vorgestellten Zusammenhang vom Faservolumenanteil und der Steifigkeit der Komponenten unabhängig ist.

Modell von Weissbarth

In diesem Modell [133] (Bild 2.13) wird vorausgesetzt, daß Radialverschiebungen vorwiegend die Funktion des Radius selbst sind und daß in einer bestimmten Entfernung von Faserendungen die Verformungen nur gering von der Axialkoordinate abhängig sind.

Mathematisch läßt sich das wie folgt erfassen:

$$\frac{d^2u}{dz^2} \approx 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial w}{\partial z} \approx 0 \tag{2.26}$$

Bei solchen Annahmen bekommen die Gleichgewichtsgleichungen folgende Gestalt

$$\frac{(2\mu+\lambda)}{r^2}\,\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\,\frac{\partial w}{\partial r} - rw\right) + (\mu+\lambda)\,\frac{\partial^2 u}{\partial z\,\partial r} = 0$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial u}{r\,\partial r} = 0 \tag{2.27}$$

und nach der Integration

$$u(r,z) = a(z)\ln r + b(z)$$

$$w(r,z) = c(z)r + \frac{d(z)}{r} - \frac{\mu+\lambda}{2(2\mu+\lambda)}\,\frac{da(z)}{dz}\,r\ln r \tag{2.28}$$

a(z), b(z), c(z), d(z) - gewonnene Funktionen als Ergebnis der Integration nach r, die man unter der Beachtung der Grenzbedingungen bestimmen kann.

Haben wir den die Verschiebungen bestimmenden Ausdruck, so kann die Axial- Radial- und Umfangsspannungskomponente gewonnen werden.

Weissbarth hat das aber vernachlässigt und bei der Vereinfachung des Modells gewann er im Verhältnis zum Radius mittlere Axialspannungen. Zum Beispiel hat er aus folgender Gleichung die Zugspannungen in der Matrix berech net.

$$\sigma_m(z) = \frac{1}{\pi(r_k^2 - r_f^2)} \int_{r_f}^{r_k} \sigma_z(z,r)\, 2\pi r dr \qquad (2.29)$$

Demzufolge schwindet die Abhängigkeit von der Radiuskoordinate und das Berechnungsmodell läßt sich auf das Einparametermodell zurückführen (Bild 2.13).

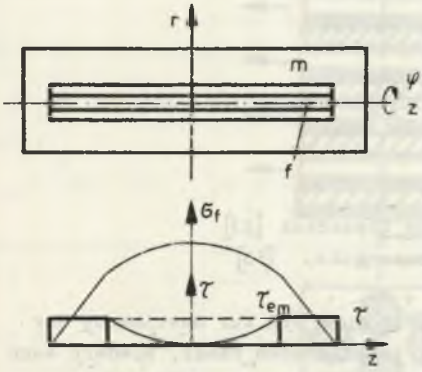


Bild 2.13. Modell von Weissbarth [133]

Rys. 2.13. Model Weissbartha, [133]

Weissbarth bekennt sich also ähnlich wie Rozen zur Existenz einer nur für die Schubspannung arbeitenden Grenzschicht. Seine Lösung läßt sich als die Untersuchung miteinander verbundener Modelle von Rozen und Kelly-Tayson einschätzen.

Die Grenzschichtbreite ist im Weissbarth-Modell durch die Gleichung

$$\Delta r = \frac{r_f}{2} \left(\frac{1}{1-V_f} + \frac{1}{\ln V_f}\right) \ln \frac{1}{V_f} \qquad (2.30)$$

bestimmt.

Ähnlich dem Kelly-Tayson-Modell hat Weissbarth vorausgesetzt, daß in der Grenzschicht eine konstante Schubspannung herrscht, die mit der Schubstreckgrenze der Matrix übereinstimmt.

Die vorgestellten Modelle haben den Nachteil, daß sie den Einfluß der gebrochenen Faser auf die anliegenden Fasern nicht beachten. Deswegen können sie zur Spannungsverteilungsanalyse bei Verbundwerkstoffen mit dichter Faserpackung nicht verwendet werden.

Dieses Problem berücksichtigt teilweise z.B. Greszczuk [53, 54] in seinem Modell.

Modell von Greszczuk

Greszczuk analysierte ein Material, in dem die Matrix mit dicht nebeneinanderliegenden Fasern verstärkt war. Er hat auch angenommen, daß sich die Matrixverformungen γ an der Grenze der zerrissenen Faser zu der Faserverschiebung im Verhältnis zu anliegenden Fasern $\Delta u(z)$ proportional verhalten, dagegen zu den Entfernungen zwischen Fasern, $b(\Theta)$, verhalten sie sich umgekehrt proportional (Bild 2.14).

$$\gamma = \Delta u(z)/b(\Theta) \tag{2.31}$$

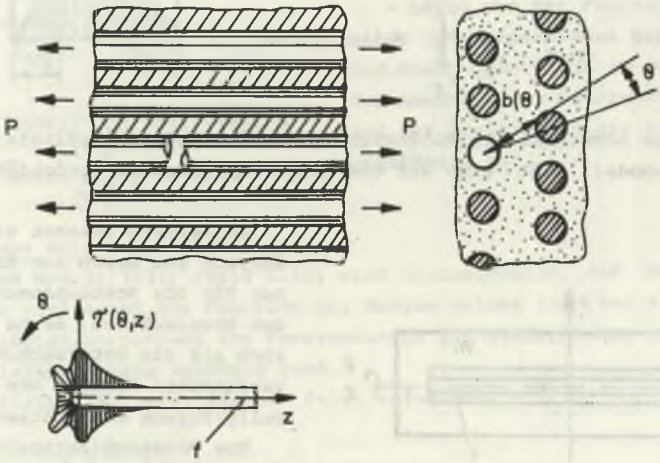


Bild 2.14. Modell von Greszczuk [53]
Rys. 2.14. Model Greszczuka, [53]

Die Einbeziehung dieser Hypothese führt nicht nur zur Bestimmung der Spannungsverteilung längs der Achse der zerbrochenen Faser, sondern auch zur Beurteilung des Schubspannungswechsels längs seiner Außenfläche.

Die Auswertung der untersuchten Modelle ergab, daß die Einparameterdarstellung trotz mehrerer Vereinfachungen verallgemeinerte, dem Verhalten nahekommende Lösungen liefert (vgl. Bild 2.15).

2.2.2. Ein Rechenmodell für die Spannungsverteilung im faserverstärkten Material nach dem Faserbruch

Der Faserbruch ruft sowohl an der Stelle der Rißerscheinung, als auch in einer bestimmten Entfernung vom Faserbruch Störungen der Spannungsverteilung in der Matrix und Faser hervor. Zwecks Bestimmung des Umfangs und der Reichweite eintretender Veränderungen ist die Durchführung entsprechender Berechnungen unumgänglich. Zu diesem Zweck ist ein adäquates Berechnungsmodell einzusetzen.

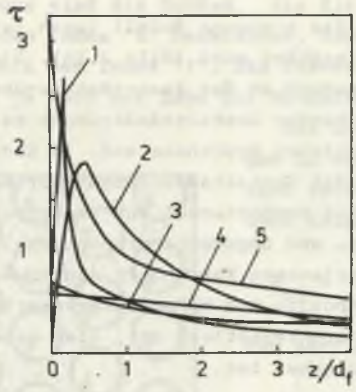


Bild 2.15. Schubspannungsverteilung (nach verschiedenen Quellen) entlang der zerbrochenen Faser [173]

1 - [1], 2 - [173], 3 - [33], 4 - [38], 5 - [140]

Rys. 2.15. Rozkład naprężeń stycznych wzdłuż pękniętego włókna określony na podstawie różnych źródeł

1 - [1], 2 - [173], 3 - [33], 4 - [38], 5 - [140]

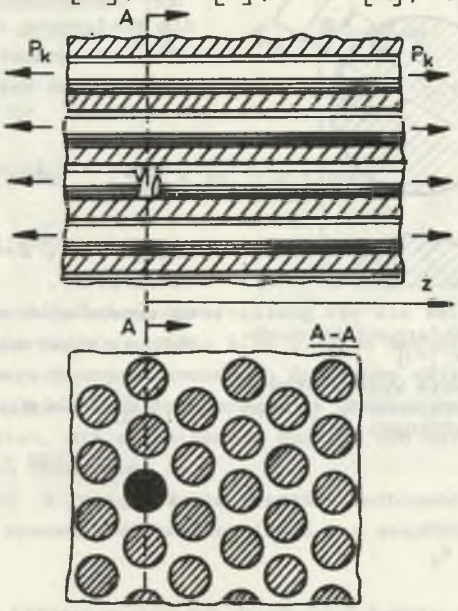


Bild 2.16. Ein elementarer Volumenanteil des Verstärktenmaterials mit einer zerstörten Faser [93]

Rys. 2.16. Element objętości kompozytu włóknistego zawierający pęknięte włókno, [93]

Für den behandelten Fall ist das mehrfaserige Modell als das geeignetste ausgewählt worden. Man gewinnt es unter Einbeziehung in die Erwägungen eines elementaren Volumens des verstärkten Materials mit einer bestimmten Menge von Fasern.

Es wird angenommen, daß das erwogene Modell durch Zugkräfte beansprucht ist, wobei eine der Fasern zerstört wird (Bild 2.16). Dieser Faserriß hat das Auftreten von Schubspannungen an der Faser-Matrix-Grenze zur Folge.

Zur Bestimmung der eintretenden Gestaltsänderungen baute man auf einer dem Modell von Greszczuk ähnlichen Hypothese auf. Im Sinne dieser Hypothese wurde angenommen, daß sich die Gestaltsänderungen der Matrix in der Grenzschicht einer beliebigen Faser proportional zur Verschiebung den gegenüber anliegenden Fasern verhalten, und umgekehrt proportional zu Entfernungen ihrer Oberfläche von den zerrissenen Fasern. In den Erwägungen wurde weiter berücksichtigt, daß für Komposite mit hohem faserverstärkten Gehalt die hexagonale Faseranordnung charakteristisch ist, also eine Lage, in der jede Faser mit sechs übrigen umgeben ist.

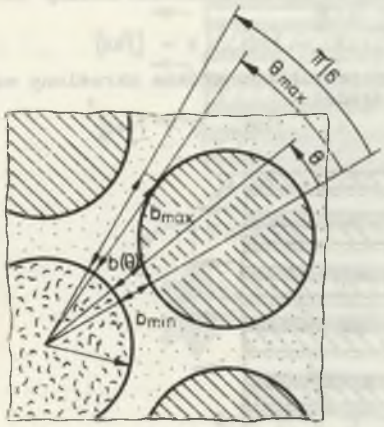


Bild 2.17. Faserentfernungsbezeichnungen [93]

Rys. 2.17. Oznaczenia wykorzystywane do określania wzajemnych odległości między włóknami [93]

Bei einer solchen Faseranordnung entsprechen die Entfernungen zwischen Fasern den Funktionen des Winkels Θ, der sich zyklisch mit der Halbperiode $\pi/6$ ändert (Bild 2.17).

Im Intervall $0 < \Theta < \Theta$ max. kann die Entfernung zwischen den Fasern, $b(\Theta)$, aus geometrischen Abhängigkeiten bestimmt werden

$$b(\Theta) = r_f(H_v\cos\Theta - 1 - \sqrt{1 - H_v^2\sin^2\Theta} \tag{2.32}$$

Dagegen bei: $\Theta = \Theta_{max}$, ist $b(\Theta) = b_{max}$ (Bild 2.17).

Es ergibt sich aus den Berechnungen, daß im Intervall

$$\Theta_{max} < \Theta < \pi/6$$

$$b(\Theta) = b_{max} = r_f(\sqrt{H_v^2 - 1} - 1) \tag{2.33}$$

$$H_v = \sqrt{2\pi/\sqrt{3}\, v_f} \tag{2.34}$$

Der Winkel Θ_{max}, ausgedrückt durch den Volumenanteil der Fasern beträgt

$$\Theta_{max} = \arcsin(1/H_v) \tag{2.35}$$

Die min. Entfernung zwischen Fasern bestimmt die Abhängigkeit

$$b_{min} = r_f(H_v - 2) \tag{2.36}$$

In weiteren Erwägungen sind die Größen, die die zerrissene, gebrochene Faser betreffen, mit dem Index "0" bezeichnet, dagegen Fasern, die sie unmittelbar umgeben, mit dem Index "1". Die Fasern der nächsten Kreise mit Index "2, 3, usw.", je nach der Lage zur Bruchfaser (Bild 2.18) gezeichnet.

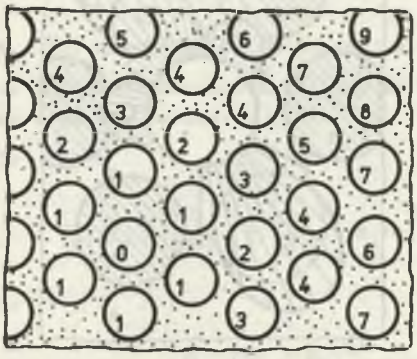


Bild 2.18. Die Fasernumerierung [93]
Rys. 2.18. Numeracja włókien [93]

Das Diagramm der Gestaltsänderungen in unmittelbarer Nähe der nächsten verstärkten Fasern wird sich nach folgender Abhängigkeit ändern

$$\gamma_{ij} = (u_i - u_j)/b(\Theta) \tag{2.37}$$

Für zerrissene Fasern

$$\gamma_{01} = (u_0 - u_1)/b(\Theta) \tag{2.38}$$

Für Fasern mit dem Index "1"

$$\gamma_{10} = (u_1-u_0)/b(\Theta) \qquad \gamma_{12} = (u_1-u_2)/b(\Theta)$$
$$\gamma_{11} = (u_1-u_1)/b(\Theta) \qquad \gamma_{13} = (u_1-u_3)/b(\Theta) \tag{2.39}$$

Für Fasern mit dem Index "2"

$$\gamma_{21} = (u_2 - u_1)/b(\Theta) \qquad \gamma_{24} = (u_2 - u_4)/b(\Theta)$$
$$\gamma_{23} = (u_2 - u_3)/b(\Theta) \tag{2.40}$$

usw. Diagramme der Gestaltsänderungsverteilung für die zerrissene Faser (0) und die Fasern weiterer Reihen enthält Bild 2.19 (a bis d).

Die aufgrund von Berechnungen gewonnenen Diagramme weisen darauf hin, daß max. Verformungen, also auch Spannungen, in unmittelbarer Nähe der zerrissenen Faser auftreten. Mit ansteigendem Abstand von der Faser nehmen die Spannungsveränderungen immer mehr ab.

Durch das im Anhang A geschilderte Vorgehen befolgend, gewinnt man Gleichungen, die die Spannungsverteilung längs der gesprengten Faser berechnen lassen

für $z \leq z_e$,

$$\frac{\sigma_{f0}}{\sigma_{f\infty}} = 1 - \frac{1}{2}\left[\left(\frac{M_3}{M_2} + 1\right)e^{-\alpha_e z} - \left(\frac{M_3}{M_2} - 1\right)e^{+\alpha_e z}\right] \tag{2.41}$$

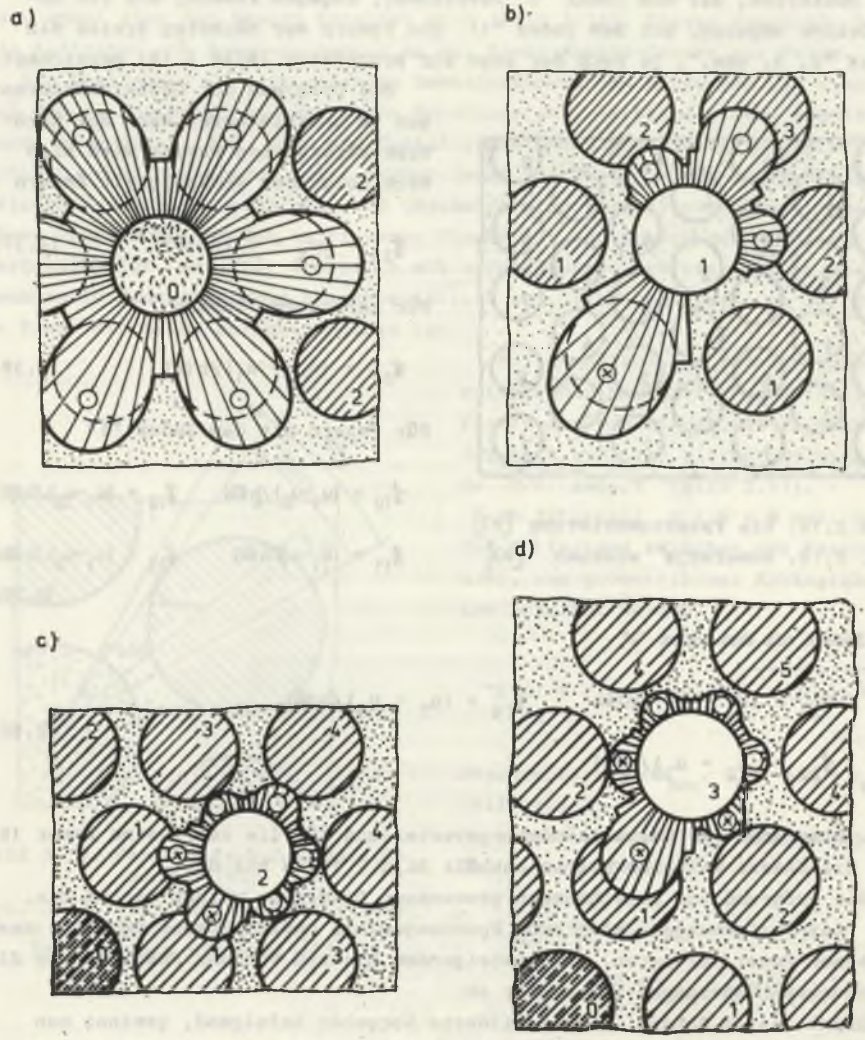


Bild 2.19. Die Diagramme der Matrixformänderungen an der Grenzfläche der Komponenten in verschiedenen Faserkreisen

a - bei zerrissener Faser, b - bei Fasern aus dem Kreis 1, c - aus dem Kreis 2, d - aus dem Kreis 3, [93]

Rys. 2.19. Wykresy obrazujące rozkład odkształceń osnowy na granicy rozdziału komponentów dla różnych kręgów włókien zbrojących

a - włókno zerwane, b - włókna należące do kręgu 1, c - włókna z kręgu 2, d - włókna z kręgu 3

für $z \geqslant z_e$,

$$\frac{\sigma_f 0}{\sigma_f \infty} = 1 - \frac{1}{M_2} \left(\frac{M_3 + M_2}{q + 1}\right)^q e^{-\alpha z} \tag{2.42}$$

(M_2, M_3, q, α - wurde im Anhang A erklärt).

Die Gestaltsänderungsverteilung am Faserumfang kann mit folgenden Gleichungen bestimmt werden:

für $z \leqslant z_e$

$$\gamma_{01}/\gamma_e = \frac{b_c}{b(\Theta)} \left\{ \frac{q}{2} \left[(M_3 + M_2) e^{-\alpha_e z} + (M_3 - M_2) e^{-\alpha_e z} - (q^2 - 1) \right] \right\} \tag{2.43}$$

für $z \geqslant z_e$

$$\gamma_{01}/\gamma_e = \frac{b_c}{b(\Theta)} \left[\frac{M_3 + M_2}{q + 1} \right]^q e^{-\alpha z} \tag{2.44}$$

Ist die Verteilung der Gestaltsänderungen bekannt, kann die Verteilung der Schubspannungen bestimmt werden. Berücksichtigt man, daß für $\gamma < \gamma_e$ ist

$$\tau = G_m \gamma \tag{2.45}$$

und für $\gamma > \gamma_e$ ist

$$\tau = \tau_e \tag{2.46}$$

mit

$$\gamma_e = \frac{\tau_e}{G_m} \tag{2.47}$$

so bestimmen folgende Gleichungen die Spannungsverteilung am Faserumfang

für $\gamma_{01} \leqslant \gamma_e$:

$$\frac{\tau_{01}}{\tau_e} = \frac{\gamma_{01}}{\gamma_e} \tag{2.48}$$

für $\gamma_{01} \leqslant \gamma_e$:

$$\frac{\tau_{01}}{\tau_e} = \frac{\gamma_{01}}{\gamma_e} \frac{1}{q^2} + \frac{q^2 - 1}{q^2} \tag{2.49}$$

wo σ_{01}/σ_e anhand der Gleichungen (2.43) und (2.44) bestimmt wird. Unter Anwendung ähnlicher Voraussetzungen und Abhängigkeiten wie im Kapitel 2.2.1 kann das Berechnungsmodell zur Beurteilung der Spannungsverteilung in an die zerrissene Faser unmittelbar anstoßenden Fasern (Kreis 1), als auch in weiter entfernten Fasern (Kreis 2, 3 und weitere) gewonnen werden. Aus den Diagrammen ist zu ersehen, daß erhebliche Veränderungen des Spannungszustandes allein in direkter Nähe der zerrissenen Faser zu bemerken sind. Deshalb befaßte man sich in dieser Arbeit nur mit der Analyse der Spannungsverteilung längs der gerissenen Faser. Weitere Gleichungen zur Berechnung der Spannungsverteilung entlang anderer Fasern, die die zerrissene Faser umgeben, werden hier nicht hinzugefügt.

Die präsentierten Berechnungsmodelle sind anhand mehrerer vereinfachender Voraussetzungen gewonnen worden. Aus diesem Grund sind auch die Ergebnisse nicht exakt. Dennoch machen sie es möglich, den Einfluß des bereits bestehenden, bzw. während der Materialbeanspruchung eintretenden Defektes auf die Veränderungen der Spannungsverteilung in den Fasern sowie in der sie umgebenden Matrix zu schildern. Solche Angaben können bei Untersuchungen der Kinetik des Schädigungsverlaufes im Verbundwerkstoff nützlich sein.

2.3. Einfluß mechanischer Eigenschaften der Komponenten auf den Bruchverlauf des Verbundwerkstoffes

In den Belastungsbereichen, die weit von der Festigkeitsgrenze des Materials entfernt sind, verhalten sich Verbundwerkstoffe in der Regel wie makroskopisch homogene. Es bedeutet, daß in keinem Bestandteil von seinen Komponenten die Neigung zur zusätzlichen Formänderung vorhanden ist. Beim Erreichen der Festigkeitsgrenze gelangt der Gleichgewichtszustand ins Schwanken, der den Formänderungs- oder Spannungsgrenzwert erreichende Bestandteil wird zerstört, was die Zerstörung des ganzen Komposites zur Folge hat [74, 92, 103, 78, 89].

Diese Zerstörung des Verbundwerkstoffes kann verschiedenen Charakters sein. Sie kann als Zerreißen der Fasern oder Matrix, wie auch als Abblätterung (Delamination) an der Grenzfläche der Komponenten, bzw. als Kombination der genannten Defektarten erscheinen (Bild 2.20).

Die Übermacht einiger von den genannten Mechanismen während der Bruchbildung im verstärkten Material hängt sowohl von der mechanischen Charakteristik der Komponenten, von der Bindungsfestigkeit an der Grenzfläche, als auch von der Belastungsweise des Materials ab.

Im Bild 2.21) sind mögliche Fälle des Zerstörungsvorganges in faserigen Verbundwerkstoffen schematisch vorgestellt worden. Man unterscheidet hier solche Fälle in denen die Grenze des Formänderungsvermögens der Matrix, ε_m, im Vergleich zur Grenze des Verformungsvermögens der Fasern, ε_f, kleiner, bzw. größer ist, oder wenn die Verbindungsfestigkeit τ an der Grenzfläche größer oder kleiner ist als die Schubfestigkeit τ_m der Matrix.

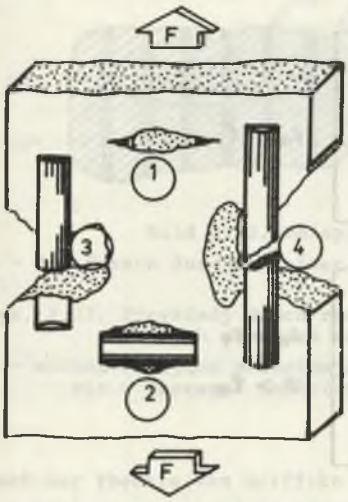


Bild 2.20. Beispiele der möglichen Zerstörungsarten des faserverstärkten Verbundwerkstoffes [8]

1 - Matrixbruch, 2 - Grenzschichtversagen (Delamination), 3 - Faserauszug (Pull-out), 4 - Faserbruch

Rys. 2.20. Przykłady rodzajów uszkodzeń, które można spotkać w materiałach kompozytowych

1 - pęknięcie w osnowie, 2 - utrata połączenia pomiędzy komponentami, 3 - wyciąganie włókien (pull-out), 4 - zerwanie włókna

Bei starker Verbindung ($\tau > \tau_m$) kommt es zur Zerstörung der Fasern, wobei sie nicht aus der Matrix gezogen werden, was gewöhnlich zum einflächigen Bruch führt (Bild 2.21a). Dagegen bei schwacher Bindung ($\tau < \tau_m$) geht dem Zerreißen der Fasern ihre Abblätterung voraus, was weiterhin zum vielflächigen Bruch führt (Bild 2.21c).

Die Bildung verschiedener Brucharten begleitet unterschiedlichen Energieeinsatz, vorauf die Zugdiagramme des Bildes (2.22) deuten. Die Änderung des Neigungswinkels der Zugkurve signalisiert im Fall des Einzelbruches - im Bild 2.22 a ist das die AB-Strecke - den Übergang einer von den Phasen in den plastischen Zustand, dagegen entspricht die waagerechte Strecke AB im Zugdiagramm (Bild 2.22b) der Bildungsperiode vielfacher Brüche der Spröderen Komponente; wenn z.B. die Matrix die sprödere Phase ist, dann entstehen in erster Linie in ihr die Risse. Sie bilden sich dann entlang der Faser oder senkrecht durch die Faser weiter, je nach der Verbindungsfestigkeit an der Grenzfläche und der Bruchfestigkeit der Fasern.

Der Energieanteil kann in beiden Fällen beachtlich untersiedlich sein.

Es ist zu bemerken, daß bei einer Analyse der Bedingungen zur Mikrorißentwicklung in spröder Matrix zwei Fälle unterschieden werden müssen:

- die Fasern durchschneiden die Risse und die gegenüberliegenden Ränder haften zusammen (Bild 2.23a),
- der Mikroriß befindet sich zwischen den Fasern und stützt sich mittels seiner Spitzen auf die nebeneinanderliegenden Fasern (Bild 2.23b).

Bei der Analyse dieser Probleme nahm Kelly an [86], daß für einen elliptischen Riß in spröder Matrix, der in einer senkrecht zur Spannungswirkung σ (Bild 2.24) gerichteten Fläche ruht, die Abhängigkeit

$$\frac{\sigma}{E} \approx \frac{b}{a} \tag{2.50}$$

richtig ist.

(b - Rißbreite, a - Halbachse des elliptischen Risses) (B. 2.24).

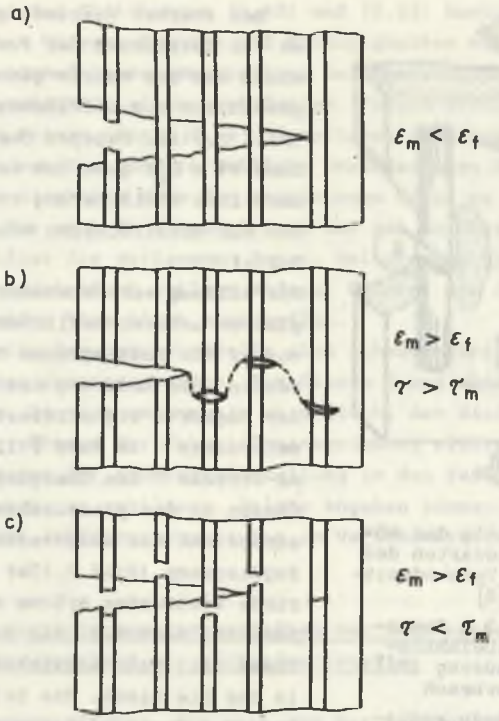


Bild 2.21. Beispiele des Zerstörungsverlaufs in faserverstärkten Materialien bei verschiedenen Verformungsmöglichkeiten der Komponenten und verschiedenen Haftfestigkeit an der Grenzfläche

Rys. 2.21. Przykłady rozwoju procesu zniszczenia w kompozytach w zależności od charakterystyk odkształceniowych komponentów oraz wytrzymałości ich połączenia na granicy rozdziału

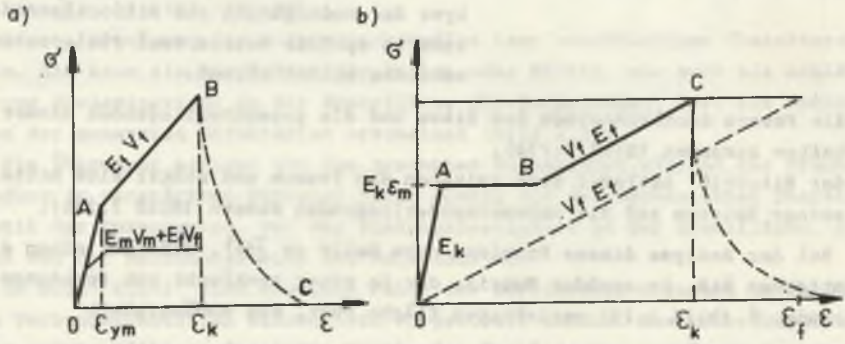


Bild 2.22. Die Zug-Dehnungsdiagramme der faserverstärkten Materialien [124]
a - der Fall des Einzelbruches, b - der Fall der vielfachen Brüche
Rys. 2.22. Wykresy rozciągania materiałów zbrojonych włóknami
a - złom jednopłaszczyznowy, b - złom wielokrotny

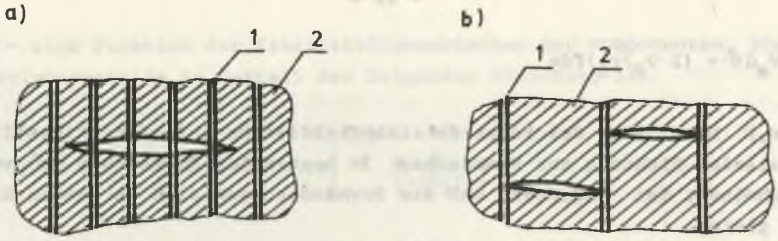


Bild 2.23. Beispiele des Risses in spröder Matrix

a - die Fasern durchschneiden den Riß , b - der Riß befindet sich zwischen den Fasern

Rys. 2.23. Przykłady dwóch rodzajów szczelin, jakie mogą pojawiać się w kruchych osnowach włóknistych materiałów kompozytowych

a - włókna zbrojące przecinają szczelinę, b - szczelina znajduje się jedynie w obszarze zamkniętym pomiędzy dwoma sąsiednimi włóknami

Nach der Theorie von Griffith [55] kann man die Bedingungen für die Bruchentwicklung mittels folgender Ungleichung ausdrücken [148]:

$$\sigma \geqslant \left[\frac{2\,\gamma_p E}{\pi(1-\vartheta^2)a}\right]^{1/2} = \left[\frac{GE}{\pi(1-\vartheta^2)a}\right]^{1/2} \qquad (2.51)$$

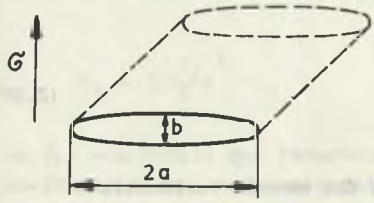


Bild 2.24. Die Achse des Risses und die Richtung der auf das Material wirkenden Spannung σ

Rys. 2.24. Osie szczeliny eliptycznej oraz kierunek działającego naprężenia σ

oder

$$\frac{\sigma}{E} = \varepsilon \geqslant \left(\frac{4}{\pi}\right)\frac{G}{Eb} \qquad (2.52)$$

G - Energiefreisetzungsrate,

E - Youngsmodull,

σ - Spannung

Zusätzliche Belastung der die anliegenden Ränder des Mikrorisses zusammenbindenden Fasern ruft ihre zusätzliche Formänderung $\alpha\varepsilon$ hervor, wobei

$$\alpha = \frac{E_m V_m}{E_f V_f} \qquad (2.53)$$

Bei gegenseitiger Verschiebung der Komponenten muß die zusätzlich notwendige Energie zur Zerstörung der Verbindung zwischen Faser und Matrix sowie zur Überwindung der Reibungskraft der Verschiebungsstrecke in Betracht gezogen werden. Wenn wir annehmen, daß die Verschiebung auf der Strecke des Abschnittes dz erfolgte, so beträgt die zusätzlich verwendete Energie

$$V_m d\sigma = (2\ V_f/r_f)\tau dz \tag{2.54}$$

$(2\ V_f/r_f)$ bezeichnet dei Faser-Matrixkontaktfläche auf einer Einzellänge in paralleler Richtung zur Faserachse. In bestimmter Entfernung z' vom Riß schwindet der Rißeffekt und die Formänderungen sind in beiden Komponenten gleich.

Diese Entfernung bestimmt die Abhängigkeit

$$z' = \frac{\varepsilon\alpha - V_f}{2\tau} E_f \tag{2.55}$$

Die max., kritische Öffnung des Risses, b, erfolgt bei kritischer Dehnung der beide Ränder des Risses zusammenklammernden Fasern, was mittels folgender Abhängigkeit ausgedrückt werden kann:

$$b = z'(1 + \alpha)\varepsilon \tag{2.56}$$

Wenn man die Abhängigkeit (2.56) in die Gleichung (2.52) einsetzt, erhält man eine Größe, die die Dehnung des verstarkten Materials bestimmen läßt und deren Überschreiten zum Bruch führt. Diese kritische Dehnung kann nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$\varepsilon^2 = (\tfrac{4}{\pi}) \frac{G_{(m)}}{E_m z'(1 + \alpha)} \tag{2.57}$$

(Index "m" bedeutet, daß die Rißbildung in der Matrix verläuft).

Bei Verwendung der Gleichung (2.55) erhält man mit

$$\varepsilon^3 = (\tfrac{4}{\pi}) \frac{G_{(m)}\ 2\tau}{E_m E_f \alpha(1 + \alpha) V_f} \tag{2.58}$$

Wenn der Riß nur den Raum zwischen anliegenden Fasern umfaßt (Bild 2.23b), dann müssen die elastischen Verformungen auf der Außenfläche der Fasern in der Faser und Matrix gleich sein.

Unter Berücksichtigung der oben vorgelegten Voraussetzung haben Aveston und Kelly [3, 4] eine Analyse dieses Problems durchgeführt und folgenden Ausdruck zur Berechnung der kritischen Dehnung eines Verbundwerkstoffes vorgeschlagen

$$\varepsilon^2 = \frac{G_{(m)} V_m \varphi^{1/2}}{\alpha E_k} \tag{2.59}$$

wo φ - eine Funktion der Elastizitätskonstanten der Komponenten, sowie deren Volumenanteile in Gestalt der folgenden Gleichung ist

$$\varphi^{1/2} = \left[2 \frac{G_{(m)}}{E_m} \frac{V_f}{V_m} (1 + \alpha) \right]^{1/2} \frac{1}{\ln(R/r_f)} \tag{2.60}$$

Nach Umformung der Gleichung (2.59) erhält man

$$\varepsilon = \frac{G_{(m)}}{E_m (1 + \alpha) \varepsilon \varphi^{-1/2}} \tag{2.61}$$

Beim Vergleichen der Gleichungen (2.61) und (2.52) kommt man zu dem Schluß, daß die Rißweite b, bei Vernachlässigung des Faktors $(4/\pi)$ die Abhängigkeit

$$b = (1 + \alpha) \frac{\varepsilon}{\varphi^{1/2}} \tag{2.62}$$

bestimmt.

Zwecks Verbindung der kritischen Rißweite mit dem Modell der Faserverteilung im Querschnitt, kann man folgende Abhängigkeit verwenden

$$V_f = \lambda \left(\frac{r_f}{R}\right)^2 \tag{2.63}$$

wo λ - vom Modell der Faserverstärkung im Kompositquerschnitt abhängiger Koeffizient ist; bei hexagonaler Faserverteilung ist $\lambda = \pi / 2\sqrt{3} = 0{,}912$, bei quadratischer Faserverteilung ist $\lambda = \pi/4 = 0{,}785$, deshalb erhält man folgende Abhängigkeit:

$$b = (1 + \alpha) \varepsilon R \left(\frac{V_f}{\lambda \varphi}\right)^{1/2} \tag{2.64}$$

Die vorgelegten Abhängigkeiten wurden abgeleitet unter Annahme der Voraussetzung, daß die Matrix ein spröder Stoff ist, also in erster Linie zum Riß neigt und dies sowohl während des Erzeugungsprozesses als auch während der Belastung des Komposites.

Bei verstärkten Materialien mit plastischer Matrix und spröder Faserverstärkung erfolgt in der Regel vor der endgültigen Stoffzerstörung vielfache Teilung der Fasern. Bei der Matrix, die Verfestigungsvermögen besitzt, bilden sich die ersten Faserrisse in der Fasermitte. An der Rißstelle entwickelt sich eine lokale Matrixverfestigung und der Verbundwerkstoff arbeitet weiter. Unter zunehmender Beanspruchung seztz der Zyklus der Fasertei-

lung wiederholend solange ein, bis die Faserteilstücke zur kritischen Länge l_c gelangen.

Bei einem solchen Rißverlauf kann die Faserlänge nach einem n-Zyklus der Faserteilung aus folgender Abhängigkeit berechnet werden:

$$(l_f)_n = l_f \frac{1}{2^n} \tag{2.65}$$

Die in der Arbeit [30] geschilderten Versuche haben diesen Schädigungsverlauf nicht völlig bestätigt. Es wurde festgestellt, daß unter den geprüften Materialien (plastische Matrix mit Verfestigungsvermögen und spröde Faser) nur 50% von Teilstücken der zerrissenen Fasern die aus der Gleichung

$$l_c = \frac{R_{zf} \cdot d_f}{2\,\tau_{e_m}} \tag{2.66}$$

berechnete kritische Länge erreicht haben. Die restlichen Fasersegmente waren etwas länger. Die Durchschnittslänge der Fasern nach dem Teilungsabschluß kann also auf 6/4 l_c eingeschätzt werden.

Berücksichtigt man erworbene Versuchsergebnisse für die verschiedenen Kompositen, so scheint die Einbringung einer mittleren, durchschnittlichen Faserlänge, die aus der Gleichung

$$m = l_{sr}/l_c \tag{2.67}$$

zu bestimmen ist, zweckmässig zu sein ("m" bezeichnet einen experimentell bestimmten Koeffizient).

Der besprochene Mechanismus der Bruchausbildung illustrieren Ergebnisse durchgeführter Untersuchungen [111, 39]. Ein eutektischer Komposit Ni(CrAl)-MC wurde hier bei Raumtemperatur einem statischen Zugversuch ausgesetzt. Zu diesem Zweck benutzte man ein Zusatzteil 35/TS-2, das mit dem Rasterelektronenmikroskop JSM-35 zusammen arbeitete. Dieses Gerät und seine wichtigsten Elemente sind auf den Bildern 2.25 und 2.26 gezeigt worden. Beim Zug des Probekörpers ist die Zugkurve aufgezeichnet worden (Bild 2.27), auf der mit den Zahlen 1-14 Meßstellen struktureller Prüfungen markiert wurden.

Gefügewandlungen sind hier fotografisch dokumentiert worden.

Dem Punkt 1 entspricht die auf Bild 2.28 vorgestellte Struktur, die bis zum Punkt 5 (das Gebiet der elastischen Formänderung) beständig bleibt.

Nach der Überschreitung der Dehnung, die dem Punkt 5 entspricht, erscheinen die ersten Teilungen der Faser (Bild 2.29). Mit dem Deformationsfortschritt erhöhte sich ständig die Faserbruchzahl, demzufolge die Faser in immer kleinere Segmente zerlegt wurde (Bild 2.30, 2.31, 2.32).

Nach Erreichen der Faserlänge $l \cong l_c$ setzte der Bruch ein. Es ist das Ergebnis der sich im Kerbboden bildenden Makrorisse, dessen Entwicklung auf den Bildern 2.33, 2.34, 2.35 gezeigt wird.

Bild 2.25. Prüfstelle mit Rasterelektronenmikroskop JSM-35 und anderen Zusatzteilen

Rys. 2.25. Skaningowy mikroskop elektronowy z uzupełniającym oprzyrządowaniem

Es wurde festgestellt, daß im Stadium der entwickelten Faserfragmentation am Prüfkörperrand (auf dem Kerbboden) Mikrorisse zur Erscheinung kommen (Bild 2.33).

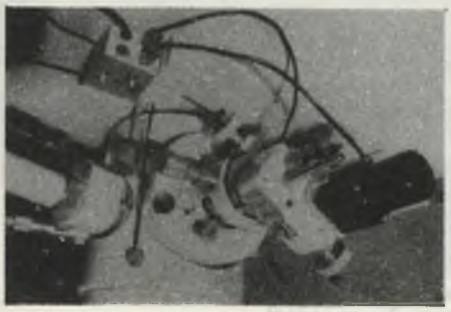


Bild 2.26. Zusatzteil TS-2 des Rasterelektronenmikroskopes, das die Strukturuntersuchungen während Zug-Druck-, oder Biegebeanspruchungen des Probekörpers erlaubte

Rys. 2.26. Oprzyrządowanie uzupełniające TS-2 skaningowego mikroskopu elektronowego pozwalające realizować badania strukturalne materiału poddanego rozciąganiu, ściskaniu lub zginaniu

Die Rißentwicklung nimmt mit dem Deformationsfortschritt zu.

Es ist dabei bemerkenswert, daß die Rißbildung ein sich langsam entwickelnder Vorgang ist, der keine merkliche Spannungsabnahme im Material hervorruft. Neben der Zerstörung der Komponenten können auch in Kompositen die Schädigungen an der Grenzfläche auftreten, was schon betont wurde. Einen solchen Rißverlauf, der mit der Grenzflächenschädigung (Delamination) verbunden ist, stellt schematisch für kurzfaserverstärktes Material das Bild 2.36 vor. Wie gezeigt, umläuft der Riß die Fasern meistens.

Hat die Matrix das Verfestigungsvermögen verloren, so teilen sich die Fasern nicht immer in kleinere Stücke auf, sondern sie brechen in der Bruchfläche der Probekörper, im Querschnitt der sich bildenden Einschnürungsstelle (Bild 2.37). Jede Zerstörungsart der Bestandteile eines Verbundwerkstoffgefüges absorbiert eine bestimmte Energiemenge. Daher läßt sich der Schluß ziehen, daß die Bilanz der während der Materialbeanspruchung dissipierten Energie zur Bewertung des Schädigungsgrades des Verbundwerkstoffes genutzt werden kann. Est ist hier zu berücksichtigen, daß neben

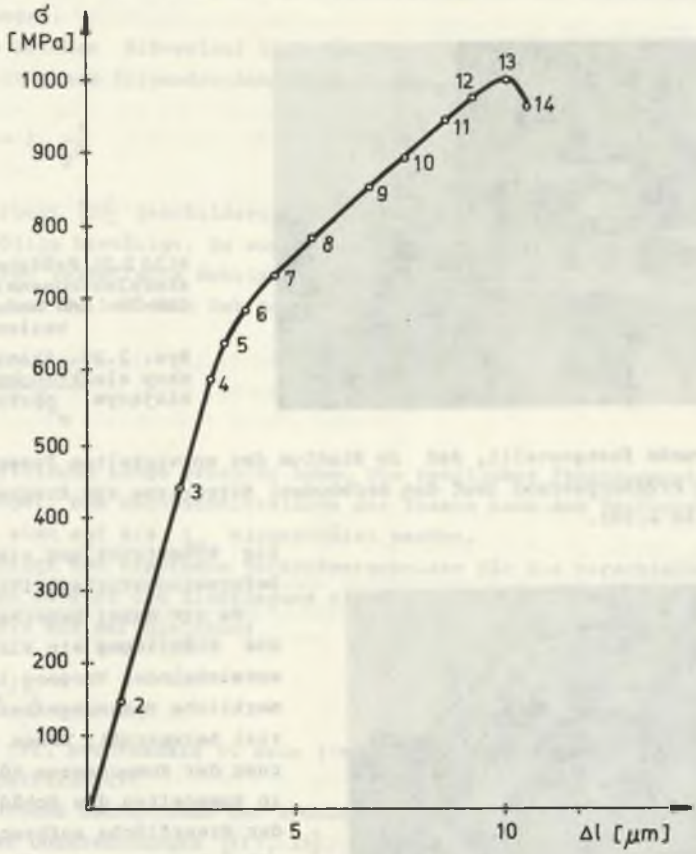


Bild 2.27. Zugkurve des untersuchten Materials Ni(CrAl)-MC mit Meßstellen der Strukturuntersuchungen [59]

Rys. 2.27. Wykres rozciągania materiału Ni(CrAl)-MC*; punkty od 1 do 16 oznaczają momenty realizacji badań strukturalnych [59]

Bild 2.28. Struktur des untersuchten Materials Ni(CrAl)-MC während elastischer Formänderungen (Punkt 1-5 auf dem Bild 2.27), Vergrößerung 100 fach [59]

Rys. 2.28. Struktura badanego materiału Ni(CrAl)-MC podczas odkształceń sprężystych (punkty 1-5 na rys. 2.27), pow. x 100, [59]

Bild 2.29. Erste Faserteilung (Punkt 6 auf der Zugkurve), Vergrößerung: 2400 fach (SEM)

Rys. 2.29. Pierwszy podział włókien zbrojących (punkt 6 na krzywej rozciągania), pow. x 2400 (SEM), [59]

Bild 2.30. Weitere Faserteilung (Punkt 8 auf der Zugkurve), Vergrößerung: 2400 fach (SEM)

Rys. 2.30. Dalszy podział włókien zbrojących (punkt 8 na krzywej rozciągania), pow. x 2400 (SEM), [59]

Bild 2.31. Faserteilung entsprechend dem Punkt 11 der Zugkurve, Vergrößerung: 2400 fach (SEM)

Rys. 2.31. Stan podziału włókien zbrojących odpowiadający punktowi 11 na krzywej rozciągania; pow. x 2400 (SEM), [59]

Bild 2.32. Die letzte Etappe des Schädigungsprozesses (Punkt 13 der Zugkurve), Vergrößerung 2400 fach (SEM), [59]

Rys. 2.32. Końcowe etapy procesu zniszczenia badanego kompozytu (Punkt 13 na krzywej rozciągania); pow. x 2400 (SEM) [59]

Bild 2.33. Die Makrorisse am Prüfkörperrand (auf dem Kerbboden) Vergrößerung: 360 fach (SEM) [59]

Rys. 2.33. Makroszczelina na krawędzi próbki (na dnie karbu), pow. x 360 (SEM), [59]

Bild 2.34. Die Rißentwicklung bei Deformationsfortschritt (Δl = 11,08 μm, σ = 855 MPa) Vergrößerung: 1000 fach (SEM)

Rys. 2.34. Dalszy rozwój szczeliny wraz z rosnącym odkształceniem próbki (Δl = 11,08 μm, σ = 855 MPa (pow. x 1000 (SEM), [59]

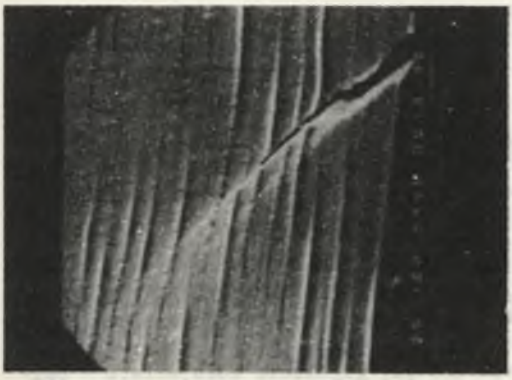


Bild 2.35. Der Riß bei Δl = 12,52 μm; σ= 910 MPa, Vergrößerung: 1000 fach [59]

Rys. 2.35. Szczelina przy Δl = 12,52 μm, σ= 910 MPa, pow. x 1000 [59]

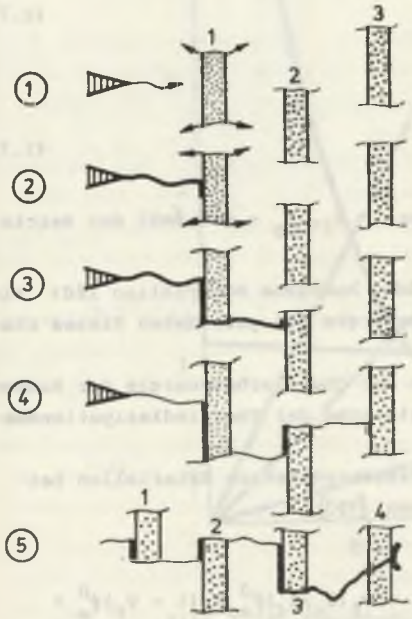


Bild 2.36. Die nacheinander folgenden Stadien der Rißausbreitung im kurzfaserverstärkten Polymerwerkstoff (1, 2, 3, 4 - die Faserreihe), [107]

Rys. 2.36. Kolejne stadia rozwoju szczeliny w kompozycie polimerowym zbrojonym włóknami krótkimi; (1, 2, 3, 4 - kolejne rzędy włókien zbrojących), [107]

den schon geschilderten Zerstörungsformen, den Umfang der beim Schädigungsvorgang des Komposites dissipierten Energie auch solche Mechanismen beeinflussen, wie die Reibarbeit der sich verschiebenden Fasern, sowie ihr Ausziehen. Nimmt man an, daß die gesamte Energie, die der untersuchten Probe durch die äußere Belastungsvorrichtung zugeführt ist, in Brucharbeit der Probe umgewandelt wird, so läßt sich die Brucharbeit als Summe über alle möglichen energiedissipierten Mechanismen wie folgt darstellen [104]

$$W_B = W_f + W_m + \sum_i n_{fm}^{(i)} W_{fm}^{(i)} \quad (2.68)$$

(W_f, W_m - Bruchenergie von Faser und Matrix, W_{fm} - mögliche Energiebeiträge der Grenzfläche, $n_{fm}^{(i)}$ - Anzahl der Fasern mit Grenzflächenbruch je Querschnitt).

Zur Berechnung der Energieterme kann man folgende Formel benutzen:

1. Bruchenergie der Faser W_f [46]

$$W_f = \frac{\pi d_f^2 \sigma_f^2 l_p}{6 E_f} N_f \quad (2.69)$$

2. Debondingenergie W_d [82]

$$W_d = \frac{\pi d_f^2 \sigma_f^2 l_p}{4 E_f} N_p \quad (2.70)$$

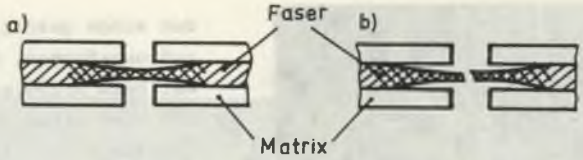


Bild 2.37. Schematische Vorstellung der Bruchbildung in dem faserverstärkten Werkstoff

a - Faserbrüche und nachfolgende Matrixeinschnürung, b - Vollbruch des Materials

Rys. 2.37. Schematyczne przedstawienie dwóch kolejnych etapów w procesie powstawania złomu w kompozytach włóknistych typu: krucha osnowa - plastyczne włókno

a - utrata spójności osnowy i towarzyszące jej płynięcie zbrojenia, b - całkowite zniszczenie materiału

3. Pull-out-Energie W_p [171]

$$W_p = \frac{\pi d_f^2 \sigma_f^2 l_p}{24} N_p \tag{2.71}$$

4. Bruchenergie der Matrix W_m [28]

$$W_m = \sigma_m \varepsilon_m d_f \left[(1 - V_f)^2 / V_f\right] \tag{2.72}$$

(l_p - max. Länge der ausgebrochenen Fasern, N_f, N_p - die Zahl der zerrissenen und der ausgezogenen Fasern).

Bei der energetischen Bilanz für spröde, homogene Materialien läßt sich der Rißwiderstand durch die Oberflächenenergie des gebildeten Risses charakterisieren.

Bei Verbundwerkstoffen aber müssen neben der Oberflachenenergie der Komponenten zusätzlich die besprochenen Energieterme der Energiedissipationsmechanismen beigefügt werden.

Es läßt sich also die Brucharbeit der faserverstarkten Materiallen beispielsweise aus folgender Formel berechnen [103]

bei $l \geqslant l_c$

$$W_B = \frac{V_f \sigma_{fB} l_c^2}{24\, l} \left[1 + \frac{4\sigma_{fB}}{E_f} (l/l_c - 1)\right] + V_f (l_c/d_f) \gamma_m^0 + (1 - V_f) \gamma_m^0 + V_f (1 - l_c/l) \gamma_f^0 \tag{2.73}$$

bei $l < l_c$

$$W_B = \frac{V_f \sigma_{fB} l_c^2}{24\, l} + (1 - V_f) \gamma_m^0 + V_f\, 4 (l_d/d_f) \gamma_f^0 \tag{2.74}$$

(für spröde Matrix).

Die Pull-out-Energie ist hier nach Piggot [132] und Grenzflächenenergie Faser-Matrix nach Marston u. Mitarbeiter [115] ausgedrückt, (γ_m^0, γ_f^0 - Oberflächenergie der Matrix und der Faser). Der Einfluß der einzelnen Energieterme hängt stark von den Charakteristiken der Komponenten, der Festigkeit ihrer Verbindung, wie auch vom Volumenanteil der Faserverstärkung ab.

Das letzte illustrieren die Diagramme in Bild 2.38. Autoren der Arbeit [103] erhalten diese Diagramme für kurzfaserverstärkte Polymermatrix. Die Diagramme in Bild 2.38 zeigen deutlich, daß der Einfluß der einzelnen Energieterme sich stark mit wachsendem Volumenanteil der Fasern ändert, trotzdem die Eigenschaften der Komponenten dieselben bleiben (E_f = 70 GPa, σ_{fB} = 2,5 GPa, d_f = 10 μm, E_m = 1/1,7 (stat./dyn.) GPa, σ_{me} = 28 MPa).

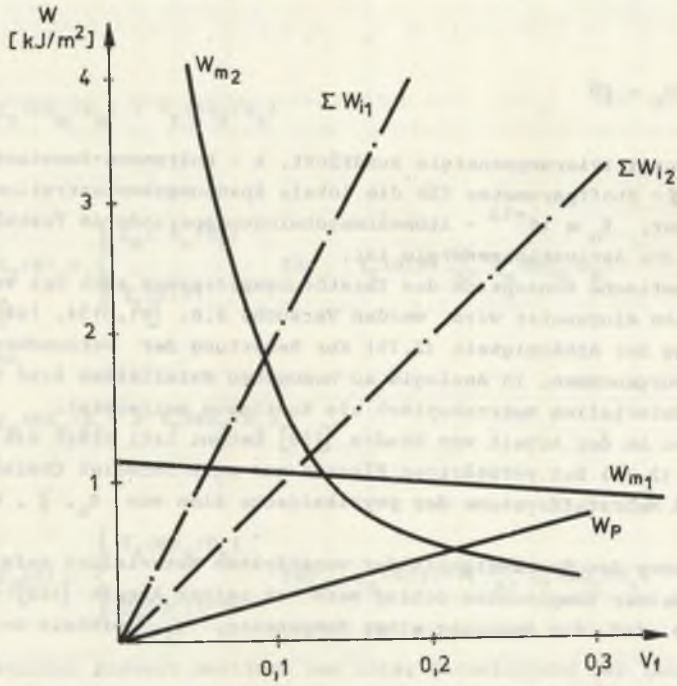


Bild 2.38. Energiedissipative Mechanismen [103]

W_m - Matrixbruchenergie (1 - Sprödbruch, 2 - duktiler Bruch), W_p - Pull-out-Energie, $\sum W_i$ - bleibende dissipierte Energieteile

Rys. 2.38. Zależność energii dyssypowanej obliczonej dla różnych mechanizmów zniszczenia od udziału objętości włókien zbrojących V_f [103]

W_m - energia zniszczenia osnowy (1 - złom kruchy, 2 - złom ciągliwy), W_p - energia wyciągania włókien z osnowy (pull-out), $\sum W_i$ - pozostałe części energii dyssypowanej

2.4. Einige Beispiele praktischer Ausnutzung der kinetischen Bruchtheorie

2.4.1. Prognostizierung der Lebensdauer inhomogener Stoffe

Die molekularkinetische Konzeption des sich entwickelnden Zerstörungsprozesses beruht auf der Grundlage, daß der in einem durch innere Materialstruktur sowie durch Belastungsbedingungen des Materials determinierten Zeitraum verlaufende Prozeß zu thermisch aktivierten Erscheinungen gehört. Deshalb wird vorgesehen [138, 137, 81, 134] die Lebensdauer eines Materials nach der Shurkov-Abhängigkeit [182] zu bestimmen

$$\tau = \tau_o e^{U(\sigma)/kT} \tag{2.75}$$

wo

$$U(\sigma) = U_o - \gamma\sigma$$

die Zerstörungsaktivierungsenergie ausdrückt, k - Boltzmann-Konstante, T - Temperatur, γ - Stoffparameter für die lokale Spannungskonzentration im belasteten Körper, $\tau_o \approx 10^{-13}$ - Atomwärmeschwingungsperiode im Festkörper, U_0 - anfängliche Aktivationsenergie ist.

Da die kinetische Konzeption des Zerstörungsprozesses auch bei verstärkten Materialien eingesetzt wird, werden Versuche z.B. [81, 134, 168] über die Verwendung der Abhängigkeit (2,75) zur Bewertung der Verbundwerkstofflebensdauer vorgenommen. In Analogie zu homogenen Materialien sind hier die verstärkten Materialien makroskopisch als Kontinuum betrachtet.

Wie es aber in der Arbeit von Skudra [158] betont ist, trägt die Anwendung von Gl. (2.75) bei verstärkten Plasten nur rein formalen Charakter, da für Zwei- und Mehrstoffsysteme der physikalische Sinn von τ_o, γ, U_o unklar bleibt.

Die Bewertung der Beständigkeit der verstärkten Materialien aufgrund der Lebensdauer seiner Komponenten schlug Weiß in seiner Arbeit [168] vor.

Er nahm an, daß die Spannung einer Komponente, σ_i, mittels der Abhängigkeit

$$\sigma_i = \sigma_k \frac{E_i}{E_k} \tag{2.76}$$

bestimmt werden kann.

σ_k - Spannung im Verbundwerkstoff, E_i - Elastizitätsmodul der Komponente und E_K - Elastizitätsmodul des verstärkten Materials, der nach der Mischungsregel zu bestimmen ist.

$$E_k = E_1V_1 + E_2V_2 \tag{2.77}$$

Die durch den Lebensdauerverlust einer der Komponenten hervorgerufene Verbundwerkstoffzerstörung tritt im bestimmten Zeitpunkt $\tau_1(\sigma)$ auf, den man wie folgt bestimmen kann:

$$\tau_1(\sigma) = \min \begin{cases} \tau_m(\sigma E_m/E_k) \\ \tau_f(\sigma E_f/E_k) \end{cases} \tag{2.78}$$

Die Beschädigung einer der Komponenten hat die Überanstrengung der zweiten Komponente zur Folge, was im allgemeinen zur Zerstörung des ganzen Materials führt. Der Autor der Arbeit [168] hat bewiesen, daß die vollkommene Zerstörung des Verbundwerkstoffes in der Zeit $\tau_2(\sigma)$ erfolgt, die man aufgrund der Kenntnisse über die Lebensdauer einzelner Komponenten vorausbestimmen kann.
Wenn

$$\tau_m(\sigma E_m/E_k) < \tau_f(\sigma E_f/E_k) \tag{2.79}$$

dann

$$\tau_2(\sigma) = \begin{cases} \tau_m(E_m/E_k) \\ \tau_f(\sigma/\vartheta) \end{cases} \quad \text{für} \quad \tau_f(\sigma/\vartheta) \ll \tau_m(\sigma E_m/E_k) \tag{2.80}$$

und wenn

$$\tau_m(\sigma E_m/E_k) > \tau_f(\sigma E_f/E_k) \tag{2.81}$$

dann

$$\tau_2(\sigma) = \begin{cases} \tau_f(\sigma E_f/E_k) \\ \tau_m(\sigma/(1-\vartheta) \end{cases} \quad \text{für} \quad \tau_m(\sigma/(1-\vartheta) \ll \tau_f(\sigma E_f/E_k) \tag{2.82}$$

Den gesuchten Endwert bestimmt man unter Einbeziehung der Tab. 2.3. Die Handlungsweise dabei ist folgende: Aus der ersten Zeile der Tabelle 2.3 ist der kleinere Wert auszuwählen. Wenn in der damit gewählten Spalte ein Wert viel größer ist als der andere, so ist der größere Wert das gesuchte Ergebnis.

Tabelle 2.3

$\tau_m(\sigma E_m/E_k)$	$\tau_f(\sigma E_f/E_k)$
$\tau_F(\sigma/\vartheta)$	$\tau_m(\sigma/(1-\vartheta)$

Wird auf die einzelnen Komponenten die Shurkov-Gleichung (2.75) angewandt und zugleich angenommen, daß $\tau_{om} = \tau_{of} = \tau_o$ ist, so ergibt sich für

$$\tau_m(\sigma E_m/E_k) \lessgtr \tau_f(\sigma E_f/E_k) \tag{2.83}$$

$$U_m - \gamma_m \sigma E_m/E_k \lessgtr U_f - \gamma_f \sigma E_f/E_k \tag{2.84}$$

für

$$\tau_f(\sigma/\vartheta) << \tau_m(\sigma E_m/E_k) \longrightarrow U_f - \gamma_f \sigma/\vartheta << U_m - \gamma_m \sigma E_m/E_k \tag{2.85}$$

für

$$\tau_m(\sigma/(1-\vartheta)) << \tau_f(\sigma E_f/E_k) \longrightarrow U_m - \gamma_m \sigma/(1-\vartheta) << U_f - \gamma_f \sigma E_f/E_k \tag{2.86}$$

Also die Lebensdauer $\tau_2(\sigma)$, die der globalen Zerstörung eines mit σ belasteten Verbundwerkstoffes entspricht, wird durch die folgende Abhängigkeit bestimmt,

$$\tau_2(\sigma) = \tau_o \exp \frac{U - \gamma\sigma}{kT} \tag{2.87}$$

wobei $(U - \gamma\sigma)$ aus der Tabelle 2.4 zu bestimmen ist.

Tabelle 2.4

$U_m - \gamma_m(\sigma E_m/E_k)$	$U_f - \gamma_f(\sigma E_f/E_k)$
$U_f - \gamma_f(\sigma/\vartheta)$	$U_m - \gamma_m(\sigma/(1-\vartheta))$

Die Auswahl der entsprechenden Größe aus der Tab. 2.4 erfolgt analog der Tab. 2.3. Die Verwendung der angegebenen Abhängigkeiten zur Bestimmung der Lebensdauer eines belasteten Verbundwerkstoffes bedarf einer Reihe von Angaben der Verbundkomponenten, was in manchen Fällen viele Schwierigkeiten bereiten kann. Deswegen versuchen einige Autoren eine weniger komplizierte Lösung zu finden.

Beispielsweise hat der Autor der Arbeit [81] versucht, die Werte U und γ gleich für den ganzen Verbundwerkstoff zu bestimmen.

Zu diesem Zweck nutzte er die Dauerfestigkeitsuntersuchungen aus. Untersuchungen und Berechnungen sind für den EPG Verbundwerkstoff durchgeführt worden. Auf der Basis der während der Untersuchungen entstandenen Diagramme R_z/τ sind die Koordinaten zweier Punkte bestimmt worden: $A_1(\lg\tau_1, R_z/\tau_1 = R_1)$ und $A_2(\lg\tau_2, R_z/\tau_2 = R_2)$ und danach sind aus den Abhängigkeiten (2.88) und (2.89) die für das untersuchte Material charakteristischen Größen γ und U berechnet worden.

$$\gamma = \frac{kT}{\lg e} \frac{\lg \tau_2 - \lg \tau_1}{R_1 - R_2} \tag{2.88}$$

$$U = \gamma \left[\frac{\lg \tau_2 - \lg \tau_o}{\lg \tau_2 - \lg \tau_1} (R_1 - R_2) + R_2 \right] \tag{2.89}$$

Die durchgeführten Untersuchungen [81] haben ergeben, daß diese Größen in Verbundwerkstoffen von der mechanischen Anisotropie des Verstärkungsmaterials abhängig sind (Bild 2.38, Tab. 2.5). Außerdem hat auch Ratner [134] festgestellt, daß der Faktor γ eine beachtliche Empfindlichkeit den Belastungen Gegenüber erweist (Dehnung, Biegung usw.) und stark von der Beziehung der Spannungstensoranteile, d.h., vom Verhältnis zwischen seinem Axiator und Deviator abhängig ist. Dieses drückte er mit folgender Abhängigkeit aus:

$$\gamma^{\sigma} = (\gamma_1 \sigma_1)_A + (\gamma_2 \sigma_2)_D \tag{2.90}$$

Die hier dargestellte Prognosemethode betreffs der Verbundwerkstofflebensdauer hat bisher wenige Anhänger gefunden, da die Kenntnisse über den Einfluß äußerer Faktoren auf die hier untersuchten Größen sehr gering sind. Demzufolge findet man auch wenige Publikationen zu diesem Thema.

Tabelle 2.5

Die Rechnungsergebnisse für U_o und γ (Gl. 2.75) des untersuchten Verstärktenmaterials EPG [81]

α_1 [°]	$R_{z\tau} = a - b \lg T_b$ [MPa]		$\tau_1 = 10^4$ [s]	$\tau_2 = 10^6$ [s]	U_o	γ
	a	b	R_1	R_2	[kJ/mol]	[kJ/mol.MPa]
15	33,7122	3,4293	19,9950	13,1364	123	1,6398
23	38,4424	2,2644	29,3848	24,8560	163	2,4836
32	52,0781	2,7322	41,1493	35,6849	175	2,0583
45	64,3006	2,1712	55,6158	51,2734	234	2,5902

$$U_o = \gamma \left[\frac{\lg \tau_1 - \lg \tau_o}{\lg t_2 - \lg t_1} \right] (R_1 - R_2) + R_2$$

$$\gamma = \frac{kT}{\lg e} \frac{\lg \tau_2 - \lg \tau_1}{R_1 - R_2}$$

$k = 1{,}38 . 10^{-26}$ kJ/°K

T - Temperatur

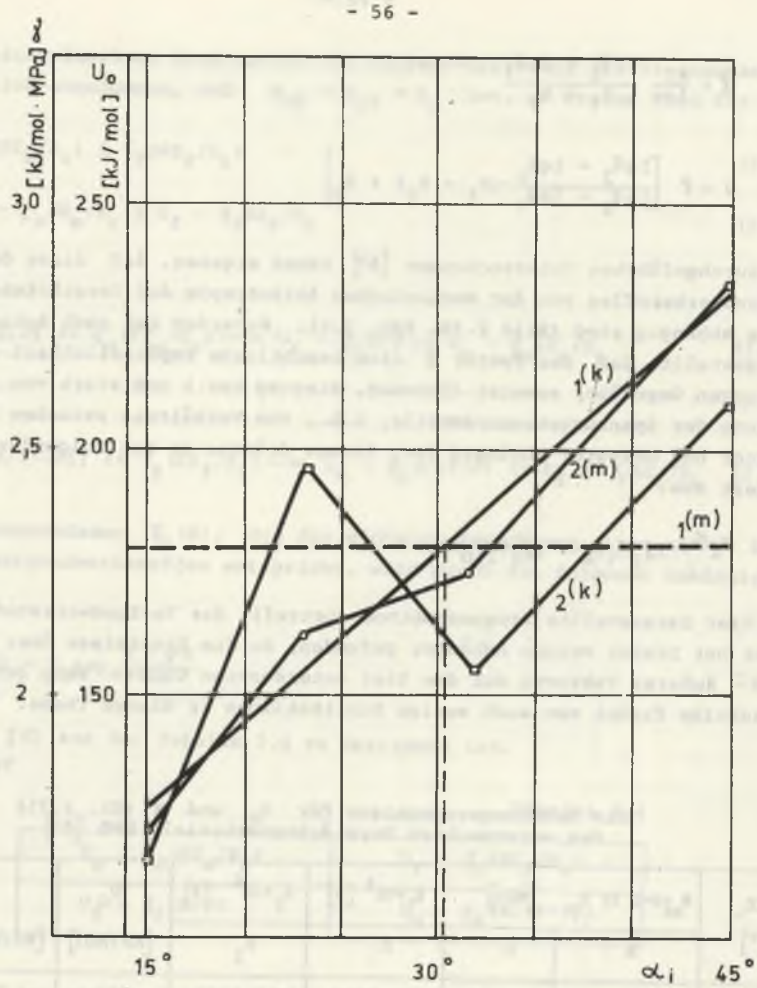


Bild 2.39. Die Abhängigkeit der Aktivationsenergie U(1) und des Koeffizientes γ(2) von der mechanischen Anisotropie, die durch den Winkel α ausgedrückt ist (Index "m" bezeichnet Matrix, K - das Verstärkungsmaterial) [81]

Rys. 2.39. Zależność energii aktywacji U(1) i współczynnika γ (2) od anizotropii mechanicznej określonej poprzez kąt α (indeks "m" oznacza osnowę, K - zbrojenie), [81]

2.4.2. Trübungszonen als Kennzeichen des Schädigungszustandes der faserverstärkten Polymere

Bei der Belastung amorpher Polymere läßt sich bemerken, daß im Material nach Überschreitung eines gewissen Verformungsniveaus Veränderungen im Bereich ihrer Mikrostruktur auftreten, die makroskopisch Dank unterschiedlicher Reflexionseffekte festzustellen sind. Im Polymer erscheinen weiße Stellen, hervorgerufen durch Anhäufungen weißer Linien, die Mikrorissen ähneln. In der Literatur sind sie unter verschiedenen Bezeichnungen bekannt, wie: Pseudorisse, Crazes, Weißbruch-Effekt, auch Fließzonen oder Trübungszonen.

Die sich bildenden Risse sind senkrecht zur Belastungsrichtung orientiert. Die Autoren wie Schmidt [147] oder Sell [150] verbinden deren Entstehung mit der Zerstörung von Elementen der übermolekularen Werkstoffstruktur.

Die Untersuchungen von Schmidt, die an dünnen Polyäthylenfolien durchgeführt worden sind, bewiesen das Erscheinen erster Trübungszeichen in Sphärolithen schon bei ganz kleinen Stoffverformungen.

Diese erwähnte Theorie der Trübungszeichenbildung erinnert an den Mechanismus der Submikrorißbildung im Abschnitt 2.1. Aus der Sicht des Ingenieurs wird durch das Auftreten von Trübungszeichen die Tragfähigkeit eines Materials nicht vermindert, was annehmen läßt, daß die Stoffkohäsion trotz der "Crazes"-Bildung im wesentlichen erhalten bleibt. Dennoch läßt sich im Bereich weißer Farbtöne eines deformierten Materials ein intensives Eindringen von flüssigen Medien beobachten, was von einer vermehrten Mikrodefektanzahl in diesem Bereich zeugen könnte [96]. Trotz der bemerkten Ähnlichkeit zwischen Submikrorissen und "Crazes" sollte man nach [147] die Anerkennung dieses "Crazes" als Ergebnis der Anhäufung von Submikrorissen nur hypothetisch gelten lassen.

Die Erwärmung der Thermoplaste, die durch den Zug in einer Temperatur unter der Glastemperatur verformt wird, verursacht nur ein partielles Abklingen gebildeter Strukturdefekte. Zwar schwindet der makroskopische Effekt, doch haben mikroskopische Prüfungen das Vorhandensein eines Teils zuvor entstandener Defekte erbracht.

In der Kinetik der Fließzonenbildung lassen sich 3 Phasen unterscheiden [147]:

1. Induktionsphase - sie umfaßt den Zeitraum vom Lastangriff bis zum Erscheinen der ersten Trübungszeichen (diese Phase steht unter dem Einfluß der Außentemperatur)
2. Anstiegsphase - sie verläuft bei sinkender Wachstumsgeschwindigkeit als Folge zunehmender Verstreckung und Verfestigung der Fibrillen
3. Endphase - für diese Phase ist der Verfestigungsprozeß so weit fortgeschritten, daß ein weiteres Wachstum ohne Reißen der Fibrillen nicht mehr möglich ist

Die Trübungszonenbildung ist zwar nicht mit der Festigkeitsabnahme des Materials verbunden, jedoch sind bei wiederholter Belastung des Stoffes Veränderungen seiner mechanischen Charakteristiken zu bemerken (Bild 2.40).

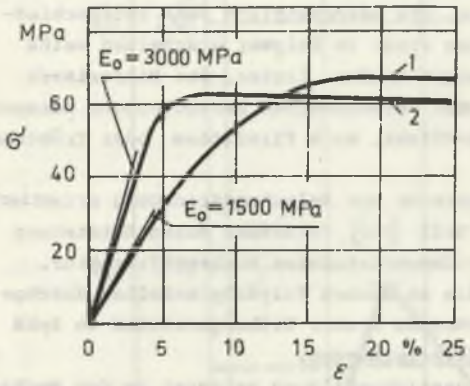


Bild 2.40. Zugspannungs-Dehnungs-Diagramme des PMMA-Thermoplast

1 - ohne Vorbeanspruchung, 2 - nach der Vorbeanspruchung [147]

Rys. 2.40. Wykresy rozciągania termoplastu PMMA.

1 - bez wstępnego obciążania, 2 - po zastosowaniu obciążenia wstępnego [147]

Die Deformationsgeschwindigkeit hat dazu auch einen Einfluß auf die Mikrorißbildungszahl und Größe der Bruchdehnung, was in Bild 2.41 schematisch vorgestellt ist. Von eminenter praktischer Bedeutung ist nun aber die Grenze, bei der die Mikrorisse entstehen. Es leuchtet ein, daß die Grenze linear viskoelastischen Verhaltens bei den Harzen und den meisten teilkristallinen Thermoplasten sowie den Duromeren mit dieser Mikrorißbildung verknüpft ist. Nur bis zu dieser Grenze sind die mathematischen Lösungen der Festigkeitslehre, die auf der Elastizitätstheorie beruhen, ohne Einschränkung anwendbar. Deshalb wird seit einiger Zeit vorgeschlagen, Trübungszonen zur Kennzeichnung von Grenzformänderungen zu nutzen, unterhalb derer mechanisch beanspruchte Polymere mit

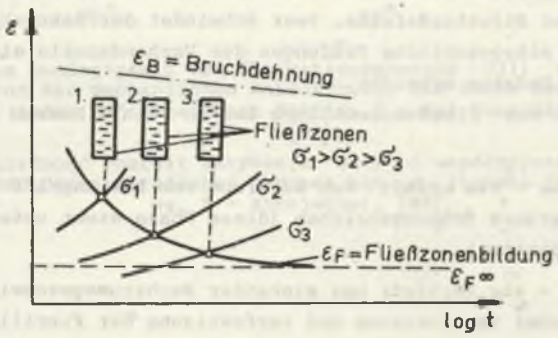


Bild 2.41. Änderung der Dehnung bei welcher Fließzonen entstehen [117]

Rys. 2.41. Zależność odkształcenia, przy którym pojawiają się obszary zabieleń, od wielkosci i czasu trwania obciążenia [117]

Sicherheit, auch statisch oder schwellende Langzeitbeanspruchung, keine Schädigung erleiden [124].

Diese kritische Dehnung, die durch das Erscheinen von Trübungszonen gekennzeichnet ist, wird als Zerstörungskriterium für ein gegebenes Material ausgenutzt. Es wurde auch versucht dieses Kriterium zur Einschätzung des Zerstörungsvorganges im Verbundstoff zu verwenden. Als Beispiel kann man hier die Untersuchungen von Zawadzki und Ziółkowski [178] vorstellen. Sie haben eine theoretisch-experimentelle Ermüdungsdekohasionsanalyse einer dünnen Schicht von GUP durchgeführt. Die Gestalt und Dimensionen der verwendeten Probekörper sind in Bild 2.42 dargestellt. Sie waren mit quasistatischem Zug oder schwellender Biegung beansprucht.

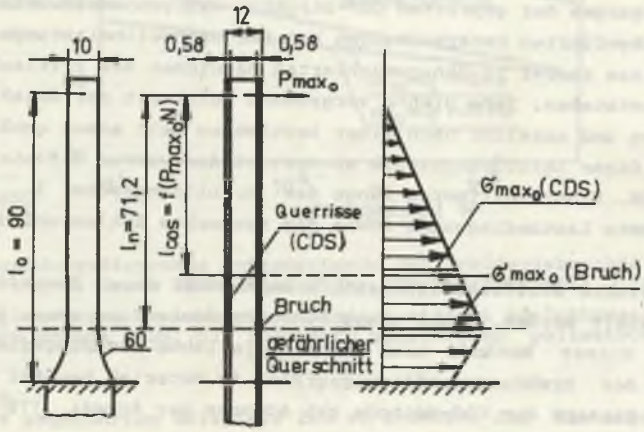


Bild 2.42. Gestalt und Dimensionen der untersuchte Probekörper, [178]
Rys. 2.42. Kształt i wymiary stosowanej do badań próbki, [178]

Die durchgeführten Untersuchungen zeigten, daß die Mikrorisse, die man als "Crazes" bezeichnen kann, sich senkrecht zur wirkenden Kraftrichtung entwickeln. Dass Ausmaß der kritischen Formänderungen, bei dem sie sich zu entwickeln beginnen, ist für den gegebenen Werkstoff und für dessen Belastungsweise eine konstante Größe. Es wurde festgestellt, daß das Ausmass der Dehnung, bei welcher diese Risse erscheinen, vom Volumenanteil der Fasern, von der Verbindungsfestigkeit der Komponenten, von den Eigenschaften des Harzes und der Fasern, abhängig war. Beispielsweise treten die Risse in UP-Mattenlaminat beim Zug während einer Dehnung von ca. 0,6-0,7% auf, währenddessen seine Bruchdehnung rund 2,0-2,4% beträgt.
Ändert man die Harzverstärkung, so daß anstelle der Matte ein Rovinggewebe eingesetzt wird, so beträgt die kritische Dehnung, bei der sich die ersten Risse zeigen, 0,4-0,5%, wobei die Bruchdehnung 1,8% erreicht.

Die Dichte der in dieser Belastungsstufe erscheinenden Risse wächst rasch an, bis zum Erreichen einer charakteristischen und stabilen Größe für die gegebene GUP-Struktur [178, 139]. Das Auftreten eines solchen Schädigungseffektes der inneren Struktur von GUP ist von Reifsnider als Grundlage für das Gefahrzustandsmaß angenommen und mit dem Symbol CDS (charakteristic damage state) bezeichnet worden [139].

Das nach Reifsnider bestimmte Maß des Schädigungsgrades ist ausschließlich von physikalisch-mechanischer Eigenschaften des Verbundwerkstoffes, von Reihenfolge und Anordnungsrichtung seiner einzelnen Schichten abhängig. Von der Belastungsgeschichte oder den Eigenspannungen ist es unabhängig.

In der zitierten Arbeit [178] ist von den Autoren die Anwendungsweise der CDS-Methode beschrieben worden, mit einer genauen Vorstellung aller Effekte und Erscheinungen, die von ihnen in den einzelnen Phasen des Zerstörungsvorganges der geprüften GUP-Struktur wahrgenommen worden sind.

Die durchgeführten Untersuchungen bei Biegeschwellbelastungen zeigten, daß die Risse zuerst in den beanchbarten Bereichen des kritischen Querschnittes entstehen. Ihre Dichte vergrößert sich mit der Anzahl der Belastungszyklen und erreicht nach einer bestimmten Zeit einen annähernd stabilen Wert. Diese Zerstörungsstufe entspricht der vorher definierten Bezeichnung des CDS. Einer bestimmten Länge der Rißbildungszone l_{CDS} entsprechen bestimmte Lastbedingungen sowie die vermerkte Zykluszahl des Belastungswechsels.

Die erreichte Stoffschädigungsstufe kann unter deren Anwendung eindeutig charakterisiert werden. Neben klassischen Ermüdungsdiagrammen können mit dem Einsetzen dieser Methode neue charakteristische Ermüdungsdiagramme zur Bestimmung des Ermüdungsschädigungsgrades im Material benutzt werden (Bild 2.43). Der Einsatz der CDS-Methode gab Autoren der Arbeit [178] noch die

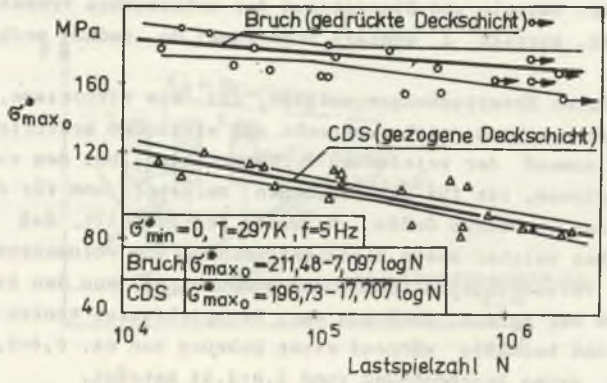


Bild 2.43. Ermüdungs- und Ermüdungsbeschädigungsgraddiagramme der Deckschichten von dünnen GUP-Schichtstoffen [178]

Rys. 2.43. Wykresy zmęczeniowe oraz wykresy ilustrujące stopień uszkodzenia zmęczeniowego zewnętrznych warstw kompozytu warstwowego typu żywica poliestrowa-włókno szklane, [178]

Möglichkeit, den Einfluß der Charakteristik des Dauerschwingbeanspruchungszyklusses auf den Verlauf des Dekohasionsprozesses im Schichtwerkstoff GUP wahrzunehmen.

Dabei haben sie eine fast parallele Verschiebung von CDS-Diagrammen in Richtung höherer Belastungen beim Anwachsen der Zyklusasymmetriekoeffizienten beobachten können. Der Frequenzanstieg ruft dagegen die Zunahme des Neigungswinkels im Ermüdungsdiagramm hervor (Bild 2.44).

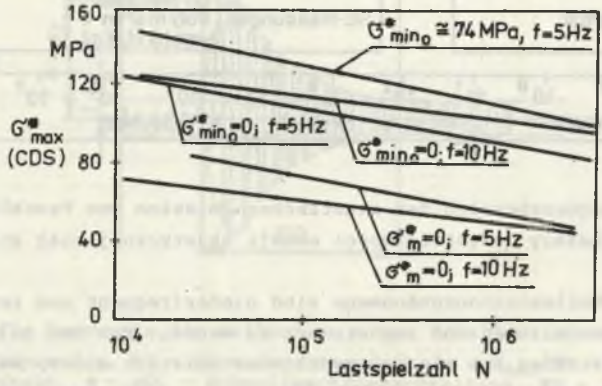


Bild 2.44. Ermüdungsdiagramme entsprechende dem Ermüdungsbeschädigungszustande (nach CDS-Methode) der GUP-Schichtstoffe [178]

Rys. 2.44. Wykresy zmęczeniowe odpowiadające stanowi zdefektowania materiału ocenionego metodą "CDS" dla kompozytu warstwowego poliestrowo-szklanego [178]

Anhand der angeführten Beispiele ist zu ersehen, daß die experimentelle Methode zur Bewertung des Materialzerstörungsgrades aufgrund der sich bildenden "crazes"-artigen Defekte mit positiven Ergebnis auch auf die Verbundwerkstoffe angewendet werden kann. Das bedeutet, daß ein bestimmter mit der l_{CDS}- Größe ausgedrückter Schädigungsgrad als Zerstörungskriterium eines Materials, darunter auch eines Verbundwerkstoffes gewertet werden kann.

2.4.3. Schallemissionsmeßverfahren

Bei der Entstehung und Ausbreitung verschiedener Arten von Schädigungen in Festkörpern kommt es zur Freisetzung von elastischer Energie, was mit einer Schallemission (SE) in meßbarer Stärke verbunden ist.

Der Frequenzbereich ist für verschiedene Festkörper unterschiedlich und umfaßt den Infra- bis Ultraschallbereich (Bild 2.45).

Entsprechend der unterschiedlichen Größe der Emissionsquellen in dem belasteten Festkörper reicht der Frequenzbereich der Schallemission über viele Zehnerpotenzen. Erdbeben als die intensivsten und am längsten andauernden Ereignisse begrenzen die Skala der bekannten mechanischen Spannungswellen im Infraschallbereich, während die an technischen Werkstoffen registrier-

ten Emissionen in oberen Hörschall- oder gar im Ultraschallbereich liegen. SE-Messungen an Metallen, Polymeren und Verbundwerkstoffen werden Literaturangaben zufolge fast ausschließlich im Frequenzbereich zwischen 50 kH und 2 MHz durchgeführt.

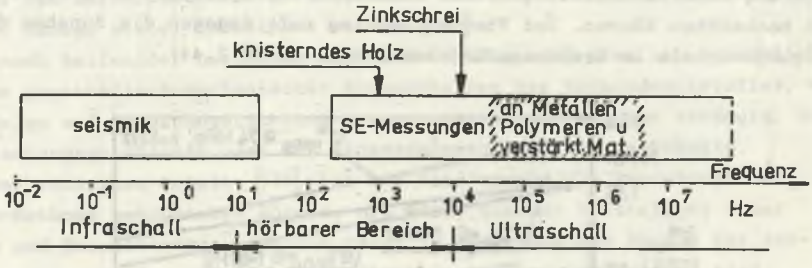


Bild 2.45. Frequenzbereich der akustischen Emission von Festkörpern

Rys. 2.45. Obszary częstotliwości emisji akustycznej ciał stałych

Nur wenige Schallemissionsphänomene sind niederfrequent und intensiv genug, um vom menschlichen Ohr registriert zu werden. Bei der Belastung von Faserverbundwerkstoffen ist ein gelegentliches Knistern alles, was man ohne Hilfsmittel hören kann. Deshalb werden die Schallsignale mit piezokeramischen Aufnehmern aufgenommen und rauscharm verstärkt. Eine allgemeine Darstellung eines Schallemissionsmeßaufbaues zeigt das Schema im Bild 2.46.

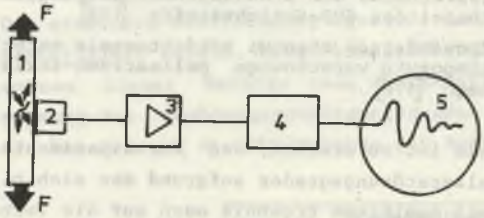


Bild 2.46. Allgemeine Darstellung eines SE-Meßaufbaues

1 - belastetes Prüfobjekt, 2 - Wandler, 3 - Verstärker, 4 - Filter, 5 - Registriereinheit

Rys. 2.46. Schematyczne przedstawienie układu wykorzystywanego do pomiaru emisji akustycznej

1 - układ poddawany obciążeniom, 2 - czujnik (głowica), 3 - wzmacniacz, 4 - filtr, 5 - układ rejestrujący

Im belasteten Festkörper breiten sich die mechanischen Spannungswellen kugelförmig vom Ort des Ereignisses aus und können an jeder Stelle des untersuchten Probekörpers oder Bauteils mittels piezoelektrischer Wandler in analoge, elektrische Signale umgewandelt werden. Kennwerte der Wellenform eines Schallemissionssignals stellt das Bild 2.47 vor.

Das Primärsignal ist ein mechanischer Spannungsimpuls mit einem bestimmten Frequenzspektrum. Das gemessene Frequenzspektrum ist das Produkt aus dem Frequenspektrum des Primärsignals und der Übertragungsfunktion von Probekör-

per und Sonde. Die ursprüngliche Impulsform ändert sich während der Ausbreitung des SE-Signals in den untersuchten Materialien durch frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Bei faserverstärkten Hochpolymeren dominiert die Schallausbreitung in den Fasern gegenüber der im Matrixmaterial, d.h., im anisotropen Material ist die Schallausbreitung anisotrop.

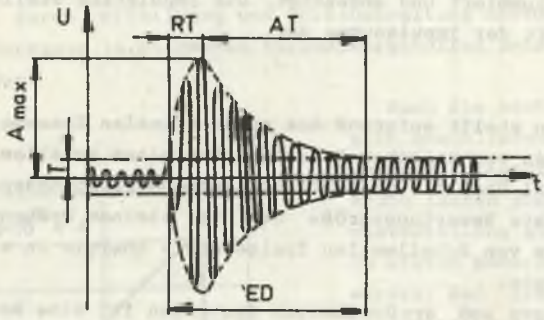


Bild 2.47. Kennwerte der Wellenform eines Schallemissionssignals [9]

T - Schwellspannung, RT - Signalanstiegszeit, s = A_{max}/RT - Signalanstiegsgeschwindigkeit, ● = RDC - Schwellwertüberschreitung, ED - Signal-Ereignisdauer, A_{max} - Amplitudenspitzenwert, AT - Abfallzeit

Rys. 2.47. Oznaczenia poszczególnych wielkości charakterystycznych sygnału emisji akustycznej, [9]

T - naprężenie progowe, RT - czas narastania sygnału, s = A_{max}/RT - szybkość narastania sygnału, ● = RDC - poziom przekroczenia naprężenia progowego, ED - czas trwania zasygnalizowanego wydarzenia, A_{max} - maksymalna amplituda, AT - czas zmniejszania się amplitudy

In Stäben und dünnen Fasern ist die Wellenausbreitung annähernd dispersionsfrei, wenn r_{Faser} << Wellenlänge - λ ist.

Die Grenzfläche zwischen Faser und Matrix bewirkt durch teilweise Reflexion eine Schwächung des Signals. Prinzipiell werden zwei Arten der SE-Signale unterschieden:

- Burstsignale
- Kontinuierliche SE.

Burstsignale sind auf diskrete Schallereignisse wie z.B. Rißbildung in der Matrix, Faserbruch, oder Rißuferreibung zuruckzuführen.

Bei Verbundwerkstoffen werden im wesentlichen Burstsignale beobachtet. Für sie sind für eine quantitative Analyse der SE folgende Meßgrößen von Wichtigkeit:

1. Impulssumme

Das verstärkte und gefilterte Signal wird einem Diskriminator zugeführt und alle Schwingungen oberhalb einer einstellbaren Schwelle werden gezählt. Diese Methode liefert die Gesamtzahl der Überschwingungen mit einer die

Diskriminatorschwelle überschreitenden Amplitude, die während der Versuchszeit von dem Probekörper emittiert wird.

2. Impulsrate

Es werden bei der Registrierung der Impulsrate alle Überschwingungen oberhalb einer Diskriminatorschwelle in vorgewählten Zeitabschnitten (z.B. 1 s, 20 s ...) aufsummiert und angezeigt. Die Impulsrate stellt somit einen differentiellen Wert der Impulssumme dar.

3. Energie

Dieses Verfahren stellt aufgrund des proportionalen Zusammenhanges zwischen der anregenden mechanischen Energiedichte eines Schallemissionssignals und dem Zeitintegral über die quadratische Aufnehmerausgangsspannung die physikalisch sinnvollste Bewertungsgröße dar. Bei kleinem Probenvolumen entspricht die in Form von Schallwellen freigesetzte Energie in etwa der der registrierten Energie.

Bei großflächigen und großvolumigen Bauteilen ist eine Beurteilung der freigesetzten Energie kaum möglich, da infolge Dispersion, Dämpfung und bei Verbundwerkstoffen infolge der Anisotropie und Inhomogenität die Signalamplitude und somit die gemessene Energie nicht nur allein eine Funktion des Laufweges ist.

Die Amplitudenverteilung von Burstsignalen folgt der Gleichung

$$I = I_0 D^{-n} \tag{2.91}$$

mit I = Impulssumme, D = Diskriminatorschwelle, I_0 und n sind positive Konstanten.

Der reziproke Wert von n ist proportional der bei dem registrierten Vorgang frei gewordenen Schallenergie. Dies bedeutet, daß der Exponent n eine analoge Größe zur Energie des Schallimpulses ist.

4. Impulsbreite

Die Impulsbreite gibt die Nachhalldauer eines SE-Signals oberhalb einer festgelegten Diskriminatorschwelle wieder. Die Verteilungsfunktion dieser Meßgröße ist ebenfalls für Verbundwerkstoffe geeignet.

Solche Meßgrößen, wie Amplitude und Nachhalldauer, geben die Möglichkeit zur Unterscheidung der Versagensmechanismen in Verbundwerkstoffen [34].

5. Impulsflächenanalyse

Die Impulsfläche ist als Fläche unter dem gleichgerichteten Zeitsignal definiert. Zur Bestimmung dieser Impulsfläche werden die Zeitsignale über der Zeit integriert und als analoge Größen ausgegeben. Sie liefert eine quantitative Information über das Primärsignal, d.h., eine Unterscheidung verschiedener Versagensursachen, wie Faserbruch und Zwischenfaserbruch, ist damit möglich.

Bei der Untersuchung von GFP- oder KFP-Laminaten ist die Energie der bestgeeignetste Parameter für die Klassifizierung von Schallereignissen nach verursachenden Mechanismen. Schon erste Schädigungen zeichnen sich oft durch deutliche Energiespitzen aus.

Bei geringen Lasten, bei denen noch kein mechanisches Aufnehmersystem (z.B. Dehnmeßstreifen) reagiert, äußern sich entstehende Risse schon durch den Schall, den sie emittieren. Deshalb ist das SE-Meßverfahren geeignet, z.B. durch Rißbildung und Rißausbreitung hervorgerufene Energieumwandlungsvorgange in polymeren Verbundwerkstoffen unter Echtzeitbedingungen anzuzeigen.

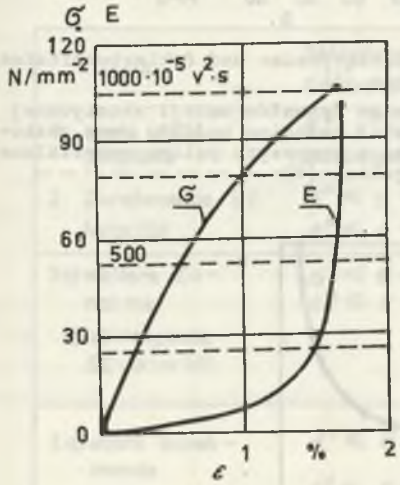


Bild 2.48. Energiesummen (E) - und Spannungs (σ) - Dehnungs (ε) - Diagramm eigenes GF/SAN mit 25 - Gew.% Kurzglasfasern [8]

Rys. 2.48. Wykresy: energia sumaryczna E - odkształcenie ε oraz naprężenie σ - odkształcenie ε, uzyskane dla kompozytu SAN - włókno szklane przy 25% udziale masowym włókien krótkich, [8]

Auch die nach ersten Defekten sich anschließenden Phasen des Schadensfortschrittes bis hin zum Bruch lassen sich durch die Energieverteilung gut charakterisieren. In erster Näherung kann angenommen werden, daß die Zahl der Energieereignisse mit steigender Belastung exponentiell bis zum Versagen des Probekörpers anwächst (Bild 2.48). Den Einfluß von Defekten auf die SE-Intensität zeigt das Bild 2.49.

Damit ist die Möglichkeit gegeben, Fehler in Mehrschichtenwickelbehältern nachzuweisen. Die SE-Impulsdiagramme auf dem Bild 2.49 unterscheiden sich stark. Bei fehlerbehafteten Rohren werden bereits sehr früh (ab etwa 5 MPa) SE-Signale registriert. Sie werden in ihrer Häufigkeit ab etwa 50 MPA immer großer. ser. Bei fehlerfreien Rohren setzt die SE-Aktivität dagegen erst bei einem Innendruck von etwa 20 MPA ein und ist während der gesamten Versuchsdauer gering. Die Untersuchungen wurden an aus neun Einzelschichten bestehenden Verbunden durchgeführt. Fehler, wie Faserbrüche oder Rovingknoten, wurden in die drei mittleren Schichten künstlich eingebracht.

Mit der SE-Meßmethode ist es auch möglich, den Einfluß der Phasenhaftung auf den Schädigungsverlauf zu überprüfen. Solche Untersuchungen wurden für kurzfaserverstärkte Thermoplaste durchgeführt und in der Arbeit [105] vorgestellt.

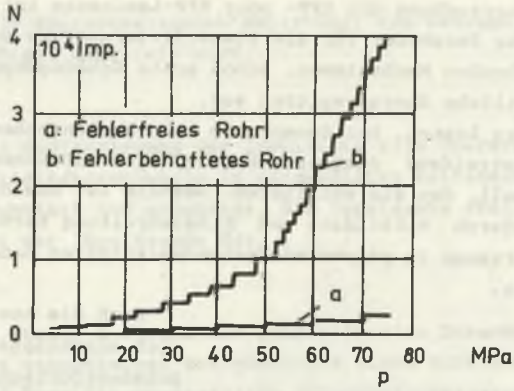


Bild 2.49. SE beim Berstdruckversuch an fehlerfreien und fehlerbehafteten GFP-Wickelrohren [8]

Rys. 2.49. Wykresy obrazujące przebieg zmian sygnałów emisji akustycznej przy rosnącym obciążeniu badanego materiału; badaniom poddano rurę uszkodzoną (b) oraz bez uszkodzeń (a), wykonaną z kompozytu polimerowo-szklanego, techniką nawijania, [8]

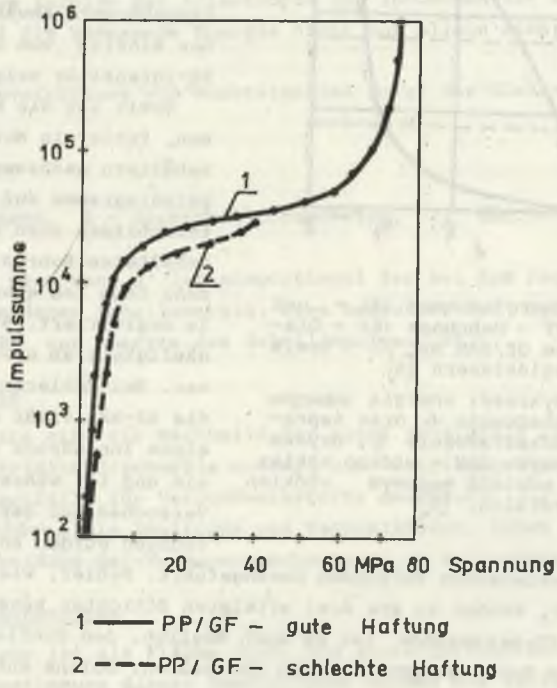
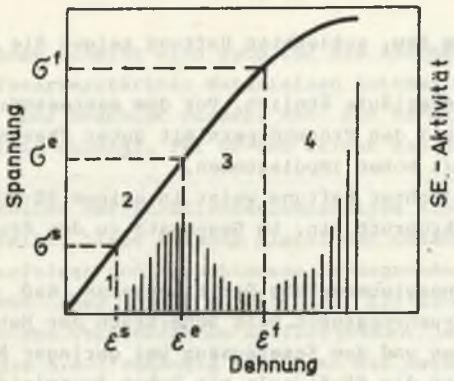


Bild 2.50. Einfluß der Phasenhaftung auf die Verbundspannungsabhängigkeit des SE-Spektrums [105]

Rys. 2.50. Wpływ wytrzymałości połączenia komponentów na granicy rozdziału na widmo impulsów emisji akustycznej, [105]



SEA	Belastung und Grenzzustände	Dominierende Schädigungsmechanismen
1. erste SE-Singnale	σ^s; ε^s = Primärschädigungsgrenze	Mikrohohlraumbildung in der Matrix
2. Zunehmende SE-Aktivität	$\sigma^s \leq \sigma < \sigma^e$ $\varepsilon^s \leq \varepsilon < \varepsilon^e$	Faser-Matrix-Grenzflächenbruch
3a) weitere Zunahme b) abklingende SE-Aktivität	$\sigma^e \leq \sigma < \sigma^f$ $\varepsilon^e \leq \varepsilon < \varepsilon^f$	Stabiles Mikrorißwachstum durch plastische Matrixdeformation a) mit Faserbruch b) ohne Faserbruch
4a) stark zunehmende b) gering zunehmende SE-Aktivität	$\sigma^f \leq \sigma \leq R_m$ $\varepsilon^f \leq \varepsilon \leq \varepsilon^R$	stabile Makrorißeinleitung mit a)-Faserauszug -Faserbruch -Matrixtrennbruch b)-Faserauszug -Matrixscherbruch

Bild 2.51. Grenzzustände des Schädigungsverlaufs [105]

Rys. 2.51. Stany graniczne w procesie zniszczenia [105]

Die Wirkung einer guten bzw. schlechten Haftung zeigen die Diagramme in Bild 2.50.
Anfangs sind die Kurvenverläufe ähnlich. Vor dem makroskopischen Verbundversagen kommt es jedoch bei den Probekörpern mit guter Phasenhaftung zu einer starken SE-Aktivität mit hohen Impulssummen.

Der Verbund mit schlechter Haftung weist in seinem SE-Spektrum nicht auf den bevorstehenden Makrobruch hin, im Gegensatz zu den Probekörpern mit guter Phasenhaftung.

Nimmt man bei der Energiebewertung der Signale an, daß die niedrigenergetischen Ereignisse Bruchvorgängen beim Scherbruch der Matrix, Faser-Matrix-Grenzflächenbrüchen und dem Faserauszug bei geringer Phasenadhäsion entsprechen, so kann man die SE-Signale mit hohem Energieinhalt dem Faserbruch und dem Matrixtrennbruch zuordnen.

Bei einer solchen Annahme kann man mit Hilfe der SE-Analyse eine Abschätzung der auftretenden Schädigungsmechanismen vornehmen. So kann man z.B. aus dem Kurvenverlauf in Bild 2.50 schließen, daß im Fall schlechter Haftung (Verbund 2) die Faser als Festigkeitskörper kaum genutzt wird. Der Makrobruch des Verbundes erfolgt hier unter ausgeprägtem Scherfließen der Matrix. Bei den Probekörpern mit guter Haftung dagegen weist die Erhöhung der energetischen Impulse vor dem Makrobruch darauf hin, daß es in dem beanspruchten Material zu Faserbrüchen und Matrixtrennbrüchen kommt.

Aufgrund der durchgeführten Untersuchungen und der Schädigungsverlaufsanalyse behaupten die Autoren der Arbeit [105], daß die SE-Aktivität erlaubt, die charakteristischen Grenzzustände der Belastung zu differenzieren, weil in jedem Grenzzustand entsprechende Schädigungsmechanismen überwiegen. Diese Idee ist in Bild 2.51 dargestellt.

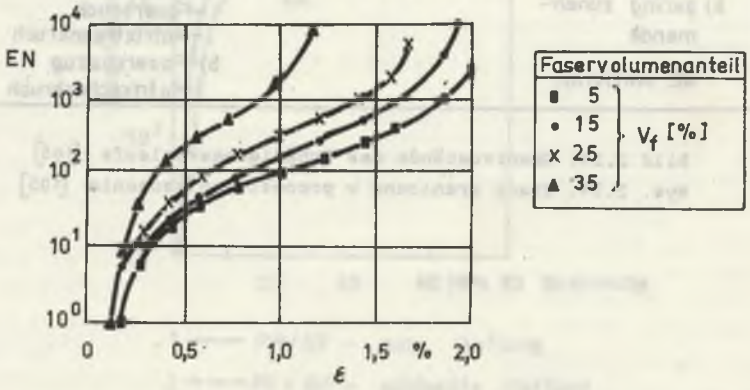


Bild 2.52. Einfluß des Glasfaseranteils auf die SE-Aktivität von GF-SAN; Energiesummenkurve; [9]

Rys. 2.52. Wpływ udziału objętościowego zbrojenia V_f na aktywność emisji akustycznej w kompozycie SAN - włókno szklane, przedstawiony za pomocą wykresów energii sumarycznej, [9]

Die Meßmethode scheint also auch für die Abschätzung des Anstrengungszustandes der faserverstärkten Materialien nutzbar zu sein. Bei solchen Materialien muß aber beachtet werden, daß die SE-Aktivität auch stark vom Faservolumenanteil abhängt. Für GF-SAN zeigen das die Diagramme in Bild 2.52.

Die Möglichkeiten der Schallemissionsanalyse sind im Bild 2.53 zusammenfassend dargestellt. Diese Methode bietet den Gesamtverlauf von Schädigungsvorgängen zu verfolgen und verschiedene Versagensmechanismen zu differenzieren. Dabei muß aber betont werden, daß die SE-Charakteristika verstärkter Materialien von verschiedenen Einflußgrößen (wie z.B. Dehngeschwindigkeit, Technologie u.a.) abhängig ist. Erst mit deren vollständiger Einbeziehung in die Betrachtungen sind die Ergebnisse von SE-Untersuchungen richtig zu bewerten.

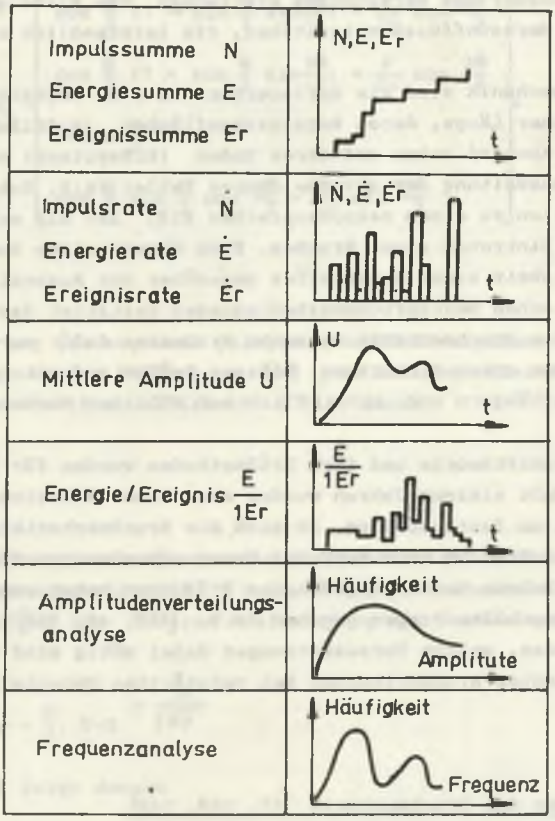


Bild 2.53. Möglichkeiten der Schallemissionsanalyse, [8]

Rys. 2.53. Zestawienie możliwych sposobów analizy wyników pomiarów emisji akustycznej, [8]

3. ÜBERSICHT ÜBER DIE ANWENDBARKEIT DER BRUCHMECHANIK AN FASERVERSTÄRKTEN MATERIALIEN

Die in den vorangegangenen Kapiteln angeführten Erwägungen und Analysen lassen die These formulieren, daß das Auftreten des Zerstörungsvorganges im Material, unabhängig vom Mechanismus und der Kinetik des Schädigungsverlaufes im Verbundwerkstoff, stets mit dem Erscheinen des Risses verbunden ist. Die Rißausbreitung kann sich in Abhängigkeit vom Werkstoff, der aufgebrachten Beanspruchung, Oberflächengüte usw. über 50 bis mehr als 90% der Gesamtlebensdauer des Werkstoffes erstrecken. Die Risse gehören also zu den wichtigsten Werkstoffdiskontinuitäten, die letztendlich zum Bruch führen.

In der Bruchmechanik sind sie definierbar als eben begrenzte Werkstofföffnungen endlicher Länge, deren Begrenzungsflächen (Rißflächen) einen unendlich kleinen Abstand haben und deren Enden (Rißspitzen) unendlich scharf auslaufen. Die Ausweitung der unvermeidbaren Fehler (z.B. Submikrorisse), bzw. Schwachstellen zu einem makroskopischen Riß, ist die entscheidende Ursache für das Eintreten eines Bruches. Eine quantitative Aussage über die Wiederstandsfähigkeit eines Werkstoffes gegenüber der Ausbreitung von Rissen unter praktischen Beanspruchungsbedingungen gestattet das Wesen der Bruchmechanik. Die Bruchmechanik versucht Kriterien dafür zu entwickeln, wie sich die Risse unter Einwirkung äußerer Kräfte aufweiten, sich stabil, bzw. instabil verlängern und schließlich zur völligen Werkstofftrennung führen.

Die Bruchmechaniktheorie und ihre Prüfmethoden wurden für homogene Stoffe bearbeitet. Seit einigen Jahren wurden aber auch zahlreiche Untersuchungen durchgeführt um festzustellen, ob sich die Bruchmechanikkriterien auf inhomogene Werkstoffe und noch mehr auf Faserverbundwerkstoffe anwenden lassen. Die Ergebnisse der durchgeführten Prüfungen haben eine positive Antwort auf so gestellte Fragen gegeben (z.B. [179, 49, 108]). Es muß aber noch geprüft werden, welche Voraussetzungen dabei nötig sind und inwiefern der Einsatz bekannter Bruchkriterien bei verstärkten Materialien sinnvoll ist.

3.1. Grundlagen der Bruchmechanik [17, 109, 148]

Über die theoretischen Grundlagen der linear-elastischen Bruchmechanik (LEBM), insbesondere auch über die zur Berechnung der Spannungen und Verformungen in der Umgebung eines Risses benötigten mathematischen Rißmodelle,

existiert bereits eine große Anzahl zusammenfassender Arbeiten z.B. [17, 110, 174, 148, 36], so daß in den nachfolgenden Ausführungen nur die für das weitere Verständnis unbedingt erforderlichen Ableitungen und Beziehungen dargestellt werden sollen.

Bei der Entwicklung der Grundgleichungen der LEBM kann entweder von der Energiebilanz bei der instabilen Rißausbreitung oder von einer Betrachtung der Spannungsverhältnisse an der Rißspitze ausgegangen werden.

Spannungsverhältnisse an der Rißspitze

Für eine zentrale elliptische Öffnung in der ausgedehnten Platte (Bild 3.1) in unmittelbarer Nähe des Ellipsenscheitels mit dem Krümmungsradius $\rho = b^2/a$ ist bei hinreichend schlanken Ellipsen die Spannungsverteilung an der Plattenoberfläche in guter Näherung durch

$$\left.\begin{matrix}\sigma_{xx}\\ \sigma_{yy}\\ \sigma_{zz}\\ \tau_{xy}\end{matrix}\right\} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}}\left\{\begin{matrix}\cos\frac{\Theta}{2}\left(1-\sin\frac{\Theta}{2}\sin\frac{3\Theta}{2}\right)-\frac{\rho}{2r}\cos\frac{3\Theta}{2}\\ \cos\frac{\Theta}{2}\left(1+\sin\frac{\Theta}{2}\sin\frac{3\Theta}{2}\right)+\frac{\rho}{2r}\cos\frac{3\Theta}{2}\\ 2\nu\cos\frac{\Theta}{2}\\ \cos\frac{\Theta}{2}\sin\frac{\Theta}{2}\cos\frac{3\Theta}{2}-\frac{\rho}{2r}\sin\frac{3\Theta}{2}\end{matrix}\right\} \tag{3.1}$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zx} = 0$$

gegeben. Der Ursprung des zugrunde gelegten Koordinatensystems der großen Ellipsenachse liegt in der Entfernung $\rho/2$ vom Ellipsenscheitel (Bild 3.1a).

Der Spannungsintensitätskoeffizient K ist durch

$$K = \sigma\sqrt{\pi a} \tag{3.2}$$

bestimmt.

Bei EDZ (ebenem Dehnungszustand) ist die Querkontraktionszahl $\nu \neq 0$ und bei ESZ (ebenem Spannungszustand) $\nu = 0$. Am Ellipsenscheitel ($r = \rho/2$, $\Theta = 0$) tritt parallel zur äußeren Kraftwirkung als Maximalspannung

$$\sigma_{max} = \sigma_{yy}\Big|_{r=\frac{\rho}{2};\ \Theta=0} = \frac{2K}{\sqrt{\pi\rho}} \tag{3.3}$$

auf. Mit Gl. (3.2) folgt daraus

$$\sigma_{max} = \sigma \cdot 2\sqrt{\frac{a}{\rho}} \tag{3.4}$$

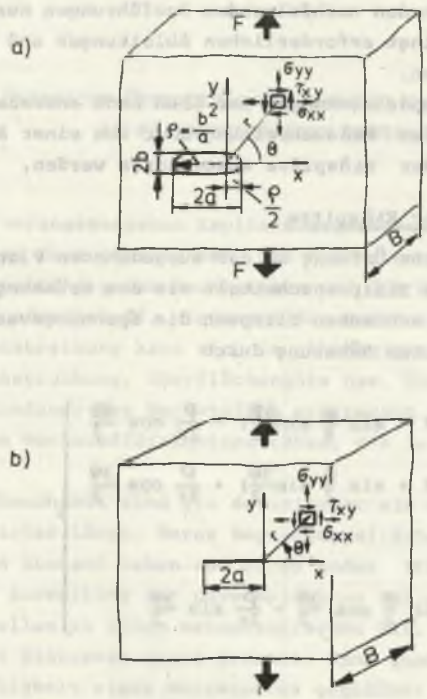


Bild 3.1. Elliptisch begrenztes Loch (a) und Riß (b) unter Einwirkung eines einchasigen Zugspannungsfeldes

Rys. 3.1. Element zawierający mały otwór eliptyczny (a) lub szczelinę (b), poddany jednoosiowemu rozciąganiu

Mit $\rho \longrightarrow 0$ verschwinden die zweiten Terme in Gl. (3.1) und man erhält für das jetzt in die Rißspitze gerückte Polarkoordinatensystem (vgl. Bild 3.1b) als Spannungskomponenten

$$\left.\begin{matrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \tau_{xy} \end{matrix}\right\} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \left\{\begin{matrix} \cos\frac{\Theta}{2}\left(1 - \sin\frac{\Theta}{2}\sin\frac{3\Theta}{2}\right) \\ \cos\frac{\Theta}{2}\left(1 + \sin\frac{\Theta}{2}\sin\frac{3\Theta}{2}\right) \\ 2\nu\cos\frac{\Theta}{2} \\ \cos\frac{\Theta}{2}\sin\frac{\Theta}{2}\cos\frac{3\Theta}{2} \end{matrix}\right\} \tag{3.5}$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zx} = 0$$

Die Gleichungen (3.5) kann man in folgender Form kurz vorstellen:

$$\sigma_{ij} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\Theta) \tag{3.6}$$

Die Größe K kann als ein Maß für die Spannungskonzentration an der Rißspitze betrachtet werden. Dieser Faktor hängt von der äußeren Belastung, den Proben- bzw. Bauteilabmessungen sowie der Rißgeometrie ab.

Dabei ist noch zu beachten, daß es drei verschiedene Möglichkeiten einer Werkstofftrennung an der Rißspitze gibt (Bild 3.2): I - einfache Rißöffnung, II - Längsscherriß und III - Querscherriß.

Demzufolge unterscheidet man Spannungsintensitätsfaktoren K_I, K_{II} und K_{III}.

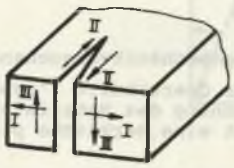


Bild 3.2. Die Rißoffnungsarten

Rys. 3.2. Modele rozwoju pękania

Die praktische Bedeutung des Spannungsintensitätsfaktors für die quantitative Erfassung der Bruchvorgänge liegt darin, daß als Kriterium der instabilen Rißausbreitung des Erreichen eines kritischen Wertes K_c angenommen wird. Dieser K_c - Wert ist eine das Bruchverhalten charakterisierende Kenngröße und wird als Bruchzähigkeit bezeichnet. Damit sind für einen bestimmten Werkstoffzustand die Bruchspannung σ_c und die Größe eines kritischen, d.h., sich instabil ausbreitenden Anrisses a_c in der Form

$$K_c = \sigma_c (\pi \cdot a_c)^{1/2} \tag{3.7}$$

verknüpft.

Mit dem Übergang von dem ebenen Spannungszustand zum ebenen Verformungs- oder Dehnungszustand strebt die Bruchzähigkeit einem Minimum zu.

Diese Veränderung wird dadurch sichtbar gemacht, daß der kritische Spannungsintensitätsfaktor für den Fall des ebenen Verformungszustandes den Index I, II oder III, entsprechend der vorliegenden Rißöffnungsart erhält (Bild 3.2). K_{Ic} bezeichnet z.B. die Bruchzähigkeit für die Rißöffnungsart I beim Vorliegen des ebenen Verformungszustandes.

Unter den Bedingungen des ebenen Spannungs- bzw. des ebenen Verformungszustandes beobachtet man unterschiedliches Werkstoffverhalten was auch in den Kraft-Verlängerungs-Kurven seinen Ausdruck findet (Bild 3.3).

Während bei dem ebenen Verformungszustand die Kraft bis zum Beginn der instabilen Rißausbreitung (Erreichen des K_{Ic} - Wertes and der Rißspitze) ansteigt und danach ohne Anzeichen einer plastischen Verformung abfällt (Bild 3.3a), kommt es bei einem dünneren Querschnitt zunächst zu einem Einreißen am Rißgrund und die instabile Rißausbreitung setzt erst nach dem Erreichen einer kritischen Spannungsintensität $K_c > K_{Ic}$ ein.

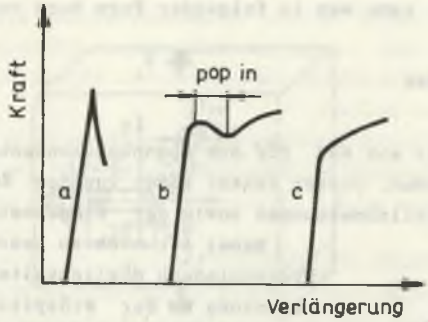


Bild 3.3. Kraft-Verlängerungs-Diagramme bei Bruchmechanikversuchen

a - EVZ ohne plastische Verformung, b - ein dünnerer Querschnitt ("pop-in" Unstetigkeit des Diagrammes, die der kritischen Spannung des Materials entspricht), c - vor dem Erreichen der Höchstlast tritt eine merkliche plastische Verformung auf, [17]

Rys. 3.3. Wykresy siła - odkształcenie, uzyskiwane w badaniach mechaniki pękania

a - płaski stan odkształceń; odkształcenie sprężyste aż do osiągnięcia siły maksymalnej, b - przekrój próbki mniejszy ("pop-in" - niestabilność odpowiadająca osiągnięciu przez materiał naprężenia krytycznego), c - osiągnięcie najwyższego obciążenia poprzedza zauważalne odkształcenia plastyczne, [17]

im Kraft-Dehnungs-Diagramm erscheint eine Unstetigkeit (Bild 3.3b). Eine dritte Möglichkeit (Bild 3.3c) ist das Auftreten einer merklichen, plastischen Verformung vor dem Erreichen der Höchstlast. In diesem Fall sind die Bedingungen der LEBM nicht mehr erfüllt.

Die Methode der Energiebilanz

Belastet man einen rißfreien und einen rißbehafteten Probekörper mit einer Zugkraft F (Bild 3.4), so besteht zwischen Probenverlängerung Δl und Zugkraft F bei rißfreier Probe der Zusammenhang

$$\Delta l = c_o F \tag{3.8}$$

wobei aufgrund des Hookschen Gesetzes

$$c_o = \frac{l_o}{EA_o} \tag{3.9}$$

ist.

Bei der rißbehafteten Probe gilt

$$\Delta l = cF \tag{3.10}$$

mit

$$c = f(l_o, A_o, E, 2a) \tag{3.11}$$

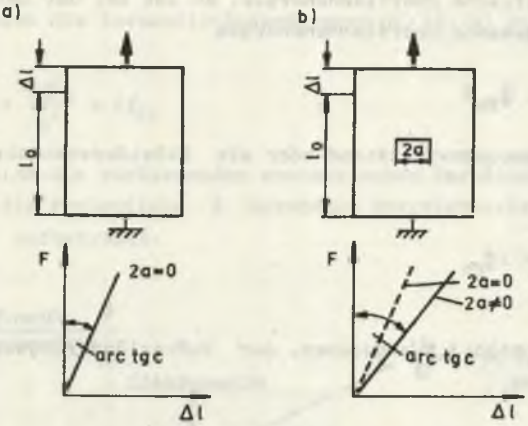


Bild 3.4. Vergleich des Kraft-Verlängerungs-Verhaltens eines rißfreien (a) und eines rißbehafteten (b) Probekörpers, [109]

Rys. 3.4. Wykresy rozciągania dla próbki bez szczeliny (a) i próbki zawierającej szczelinę (b), [109]

Die F-Δl-Zusammenhänge sind im Bild 3.4 skizziert. Die reversibel von der Probe aufnehmbare Verformungsarbeit ist durch

$$U_{el} = \int_0^{\Delta l} F d(\Delta l) = \frac{1}{2} F\Delta l = \frac{1}{2} F_c^2 = \frac{1}{2} \frac{(\Delta l)^2}{c} \tag{3.12}$$

gegeben, solange keine Rißverlängerung auftritt. Verlängert sich der Riß bei einer bestimmten Beanspruchung um d(2a), so lassen sich die Veränderung des Systems aufgrund der total differenzierten Gl. (3.10)

$$d(\Delta l) = Fdc + cdF \tag{3.13}$$

beurteilen. Da man für $d(2a) > 0$ sowohl eine Probenverlängerung als auch eine Kraftabnahme $(dF < 0)$ erwarten kann, muß stets $dc > 0$ sein. Die Nachgiebigkeit nimmt also mit der Rißverlängerung zu.

Wenn der Riß sich verlängert, ändert sich auf jeden Fall die elastisch in der Probe gespeicherte Energie. Ist damit eine Positionsänderung der belastenden Kraft verbunden, so wird die mechanische Energie des Systems zusätzlich um den Energiebetrag verändert, der der Arbeit der bewegten Kraft entspricht.

Der Rißverlängerung d(2a) setzt der Probekörper einen Widerstand dU_R entgegen. Die Arbeit zur Überwindung dieses Widerstandes findet sich beim ideal linear elastischen Werkstoffverhalten wieder als Oberflächenenergie der Rißufer.

Ist γ_{En} die spezifische Oberflächenergie, so ist bei der betrachteten Rißgeometrie die gesamte Oberflächenenergie

$$U_R = 2 \cdot 2a \cdot \gamma_{En} B \tag{3.14}$$

und als Rißverlängerungswiderstand oder als Rißwiderstandskraft läßt sicht die Größe

$$R = \frac{1}{B} \frac{dU_R}{d(2a)} = 2\gamma_{En} \tag{3.15}$$

definieren.

R wirkt, wie in Bild 3.5 angegeben, der Rißverlängerungskraft G entgegen. Die Bedingung

$$G \geqslant R \tag{3.16}$$

muß offenbar erfüllt sein, wenn Rißverlängerung auftreten soll.

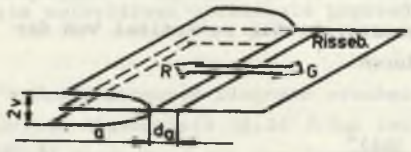


Bild 3.5. Zur Veranschaulichung von Rißverlängerungskraft G und Rißwiderstandskraft R

Rys. 3.5. Schematyczne przedstawienie działających w płaszczyźnie wierzchołka szczeliny sił powiększających szczelinę G oraz sił oporu materiału R

Unter der Bedingung ideallinear elastischen Werkstoffverhaltens läßt sich die Rißverlängerungskraft berechnen. Ist die U_o elastisch gespeicherte Energie in einer rißfreien Probe, bei der die belastende Kraft F eine Nennspannung σ hervorruft, so nimmt durch Einbringung eines Risses der Länge 2a die elastische Energie unter Zugrundelegung der Bedingung konstanter Probenlänge auf

$$U_{el} = (U_o - \frac{\pi\sigma^2 a^2}{E^*})B \tag{3.17}$$

ab, mit $E^* = E$ bie ESZ und $E^* = E/(1 - \nu^2)$ bei EDZ.
Damit wird die Rißverlängerungskraft wie folgt beschrieben:

$$G = \frac{1}{B} \cdot \frac{dU_{el}}{d(2a)} = \frac{\pi\sigma^2 a}{E^*} \tag{3.18}$$

Unter Berücksichtigung von Gl. (3.2) folgt daraus die wichtige Beziehung

$$G = K^2/E^* \tag{3.19}$$

Somit lässt sich die Instabilitätsbedingung Gl. (3.16) wie folgt schreiben:

$$G = \frac{K^2}{E^*} = \frac{\pi \sigma^2 a}{E^*} \geqslant 2\gamma_{En} \tag{3.20}$$

Im Bild 3.6 sind die vorliegenden energetischen Verhältnisse erläutert. Es sind die auf die Probendicke B bezogenen Energiebeträge als Funktion der Rißlänge 2a aufgetragen.

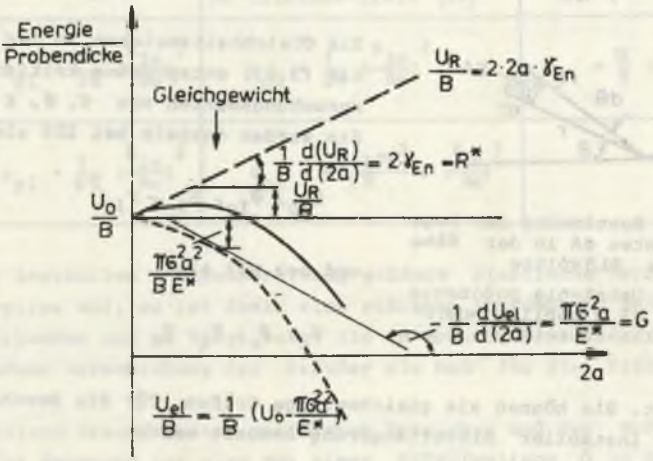


Bild 3.6. Die energetischen Verhältnisse bei der Rißverlängerung, [109]
Rys. 3.6. Wykresy zależności energetycznych zachodzących podczas rozwoju szczeliny, [109]

Die Gesamtenergie des Systems

$$\frac{U_{ges}}{B} = \frac{U_{el}}{B} + \frac{U_R}{B}$$

die auf Bild 3.6 durch die dick ausgezogene Kurve gegeben ist, erreicht ihren Maximalwert, wenn der Anstieg der $\frac{U_R}{B}$ - 2a Kurve gleich dem negativen Anstieg der $\frac{U_{el}}{B}$ - 2a Kurve ist. Dann ist instabiles Gleichgewicht erreicht und es tritt Rißverlängerung unter Absenkung der Gesamtenergie des Systems auf.

Die durch die Gl. (3.16) und (3.20) gegebenen Instabilitätsbedingungen lassen sich offensichtlich noch in anderer Weise formulieren. Aus Gl. (3.20) folgt als völlig gleichwertige Aussage zu Gl. (3.16) die Beziehung

$$\sigma \geqslant \sqrt{\frac{2\gamma_{En} E^*}{\pi a}} \tag{3.21}$$

Mit Gl. (3.2) ergibt sich

$$K \geq \sqrt{2\gamma_{En} E^*} \tag{3.22}$$

Benutzt man die Verschiebungsgröße, so bekommt man

$$v \geq 4 \sqrt{\frac{r\,\gamma_{En}}{\pi E^*}} \tag{3.23}$$

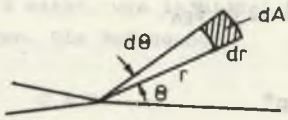


Bild 3.7. Bestimmung der Lage des Elementes dA in der Nähe der Rißspitze

Rys. 3.7. Ustalenie położenia elementu dA w pobliżu wierzchołka szczeliny

Die Gleichheitszeichen in den Gl. (3.20) bis (3.23) entsprechen kritischen Beanspruchungswerten von G, σ, K und v. Sie werden deshalb bei EDZ als

$$G_{Ic},\ \sigma_{Ic},\ K_{Ic},\ v_{Ic}$$

und bei ESZ als

$$G_c,\ \sigma_c,\ K_c,\ v_c$$

bezeichnet. Sie können als gleichwertige Größen für die Beschreibung einsetzender instabiler Rißverlängerung benutzt werden.

Rißstabilität bei elastisch-plastischem Werkstoffverhalten

Die vorgestellten Kriterien für die Bestimmung von Rißzähigkeiten der untersuchten Materialien erlauben die Beanspruchung zu ermitteln, bei der bei einer hinreichend dicken Probe instabile Rißausbreitung einsetzt.

Dabei wird die Kraft, bei der die angerissene Probe plötzlich bricht, gemessen.

Bei der Benutzung kleinerer Probekörper verläuft das Brechen anders. Bei diesen Proben setzt bei einer kritischen Spannungsintensität K_{Ic} zunächst stabile Rißverlängerung ein, als Folge des nicht 100%igen EDZ über der gesamten Probendicke. Man muß also zur Ermittlung der Rißzähigkeit den Beginn der stabilen Rißverlängerung möglichst eindeutig feststellen.

Die bei der Beanspruchung an der Rißspitze entstehende plastische Zone verändert den Spannungszustand nahe der Rißspitze und muß daher bei der Bewertung der Rißstabilität beachtet werden. Für die quantitative Behandlung des Problems bietet sich als Lösung die plastische Zone in geeigneter Weise mit in den Riß einzubeziehen an und anstelle der wahren Rißlänge 2a mit einer effektiven Rißlänge zu arbeiten.

$$2a_{eff} = 2(a + r_{pl}) \tag{3.24}$$

Dabei ist r_{pl} ein Maß für die Linearitätsrechnung der plastischen Zone im Ligament der angerissenen Probe. Eine exakte Berechnung von r_{pl} ist nich möglich. Eine Reihe von Abschätzungen wurde aber vorgenommen. Die Ergebnisse [80, 26, 40] sind in Tab. 3.1 zusammengefaßt.

Tabelle 3.1

Formeln zur Abschätzung der Ligamentausdehnung der plastischen Zone

Spannungszustand	Irwin [80]	Plastische Zone Mc Clintock-Irwin [26]	Dugdale [40]
ESZ	$r_{pl} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{K_{Ic}}{Re}\right)^2$	$r_{pl} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{K_{Ic}}{Re}\right)^2$	$r_{pl} = \frac{\pi}{8}\left(\frac{K_{Ic}}{Re}\right)^2$
EDZ	$r_{pl} = \frac{1}{6\pi}\left(\frac{K_{Ic}}{Re}\right)^2$	$r_{pl} = \frac{(1-2\nu)^2}{2\pi} \cdot \left(\frac{K_{Ic}}{Re}\right)^2$	

Tritt vor der instabilen Rißausbreitung größere plastische Verformung vor der Rißspitze auf, so ist damit eine stärkere Abstumpfung der Schärfe des Risses verbunden und es liegt nahe, die im Moment instabiler Rißverlängerung vorhandene Verschiebung der Rißufer als Maß für die Rißzähigkeit anzusehen.

Die Ausbreitung des plastisch verformten Bereiches and der Rißspitze mit zunehmender Spannung ist also mit einer Rißaufweitung δ in Bild 3.8 (Methode COD) beschrieben.

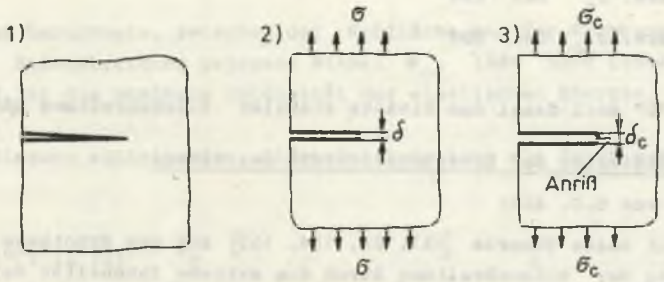


Bild 3.8. Rißausbreitung in duktilen Werkstoffen nach Erreichen einer kritischen Rißöffnung δ_c

1,2,3 - sukzessive Rißausbreitungsstadien

Rys. 3.8. Rozwój szczeliny w materiale plastycznym aż do osiągnięcia jej krytycznego rozwarcia δ_c

1,2,3 - kolejne stadia rozwoju szczeliny

Für $\sigma/Re < 0,6$ gilt folgende Näherung:

$$\delta = \frac{\pi\sigma^2 a}{E.Re} \qquad (3.25)$$

Vergleicht man die Gl. (3.20) mit (3.25) so erhält man

$$G = \frac{K^2}{E} = \delta Re \qquad (3.26)$$

Wenn die untersuchten Kennwerte G, K, δ die kritische Größe erhalten, d.h.,

$$G = G_{Ic},\ K = K_{Ic},\ \delta = \delta_c$$

und

$$\frac{dG}{d(2a)} = \frac{dR^*}{d(2a)} \qquad (3.27)$$

wird, setzt im Material instabile Rißausbreitung ein.

Der praktischen Bestimmung der δ_c - Werte stehen eine Reihe von Schwierigkeiten im Wege (Rißprofil ist vom Verkstoff und der Beanspruchungsgröße abhängig).

Deshalb benutzt man bei élastisch plastischem Werkstoffverhalten sehr oft die Methode des J-Integrals, die zu energetischen Kriterien gehört, die von den Probenabmessungen unabhängig sind.

Die kritischen J-Werte sind wie folgt bezeichnet:

J_O bzw. J_c bei ESZ

J_{IO} bzw. J_{Ic} bei EDZ

Der Index "0" soll dabei den Einsatz stabiler Rißausbreitung kennzeichnen.

Prognostizierung der Bewegungsrichtung des Risses

Theorie von G.C. Sih:

Sih baut seine Theorie [153, 88, 154, 155] auf dem Hypothese auf, daß die Richtung der Rißausbreitung durch die extreme Intensität der um die Rißfront angesammelten elastischen Energie bestimmt wird. Unter Energieintensität versteht Sih das Produkt der Energiedichte, d.h., des Energiebetrags im dA-Element, der auf Bild 3.7 gezeigt ist, und des Abstandes des Elementes von der Rißspitze.

Für einen zur Richtung der äußeren Kräfte beliebig gelagerten Riß kann die im direkt anliegenden dA-Element gespeicherte elastische Energie mit den Spannungsintensitätsfaktoren wie folgt ausgedrückt werden:

$$U = \frac{1}{\pi r}\left[a_{11}K_I^2 + 2a_{12}K_IK_{II} + a_{22}K_{II}^2 + a_{33}K_{III}^2\right] \tag{3.28}$$

$$\left.\begin{aligned}
a_{11} &= \frac{1}{16\mu}\left[(1+\cos\Theta)(\varkappa-\cos\Theta)\right]\\
a_{12} &= \frac{1}{16\mu}\sin\Theta\left[2\cos\Theta-(\varkappa-1)\right]\\
a_{22} &= \frac{1}{16\mu}\left[(\varkappa+1)(1-\cos\Theta+(1+\cos\Theta)(3\cos\Theta-1)\right]\\
a_{33} &= \frac{1}{4\mu} \qquad \varkappa = \begin{cases}(1-\nu)/(1+\nu) & \text{ESZ}\\ 3-4\nu & \text{EDZ}\end{cases}
\end{aligned}\right\} \tag{3.29}$$

Die Intensität der Formänderungsenergie "S" beschreibt Sih als "U.r". Nach Gl. (3.28) kann man also schreiben:

$$S = \frac{1}{\pi}\left[a_{11}K_I^2 + 2a_{12}K_IK_{II} + a_{22}K_{II}^2 + a_{33}K_{III}^2\right] \tag{3.30}$$

Bei seinen Ausführungen befaßte sich Sih mit einer Kreisfläche mit dem Halbmesser $r = R$ und dem Kreismittelpunkt in der Rißspitze und ging davon aus, daß die anfängliche Rißausbreitung in der durch den Winkel Θ_o bestimmten Richtung erfolgen wird, für den die Intensität der elastischen Energie das Minimum erreicht.

Die Gleichung für die anfängliche Rißausbreitung gewinnt also folgende Gestalt:

$$\frac{\partial S}{\partial \Theta} = 0 \qquad \frac{\partial^2 S}{\partial \Theta^2} > 0 \tag{3.31}$$

Der hieraus berechnete, zwischen der Rißfläche und der Richtung der eintretenden Rißausbreitung gelegene Winkel Θ_o, läßt nach Einsetzen in die Gl. (3.26) die minimale Intensität der elastischen Energie, S_{min}, berechnen.

Die Bedingung einleitender Rißausbreitung kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$S_{min}(K_IK_{II}K_{III}) = S_c \tag{3.32}$$

$$S_c = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{2\pi E}K_{Ic}^2 \tag{3.33}$$

Theorie von Cotterell

Cotterell hat bewiesen [32, 31] daß die Rißausbreitung in dieser Weise erfolgt und die dabei aus dem Spannungsfeld befreite Energie das Maximum erreicht.

Diese Bedingung entspricht der Forderung, nach der die Richtung der Rißentwicklung und die lokale Symmetrieachse des Spannungsfeldes längs der Hauptspannungen den Höchstwert erreichen, zusammenfallen sollen. Diese Forderung bezieht sich auf die den Rißenden angenäherten Bereiche. Mit zunehmender Rißausbreitung verändert sich das Spannungsfeld.

Der erheblich von der Symmetrieachse abgewichene Riß produziert um sich einen neuen Spannungszustand, der, wie es sich ergeben hat, mit der Bedingung der lokalen Symmetrie weiterhin übereinstimmt.

Möglich sind 2 Arten der Rißtrajektorie:

1) verhütende - Klasse I
2) nicht verhütende - Klasse II

In der ersten Gruppe von Rissen verläuft die Trajektorie längs der Symmetrieachse, wobei die wenigen Abweichungen von der Ausbreitungsrichtung beseitigt werden.

In der zweiten Gruppe sind die Abweichungen von der einleitenden Ausbreitungsrichtung akkumuliert, wobei der Riß merklich von der anfänglichen Bewegungsrichtung abweichen kann. Cotterell bemerkte, daß in der zweiten Gruppe die augenblickliche Richtung der Rißausbreitung in hohem Masse von ihrer "Geschichte", d.h., von allen dem Endzustand vorangegangenen Abweichungen abhängig ist. Dagegen ist die Bewegung des Risses aus der ersten Gruppe für Auswirkungen vor dem Endzustand verhältnismäßig wenig empfänglich. Für den von der enfänglichen Bewegungsrichtung um einen nur geringen Winkel Θ abweichenden Riß kann nach Cotterell die Freisetzungsgeschwindigkeit der elastischen Energie $G(\Theta)$ aus folgender Abhängigkeit bestimmt werden:

$$G(\Theta) = \left(\frac{K^2}{16E}\right)\left\{\left[3\cos(\Theta/2) + \cos(3\Theta/2)\right]^2 + \left[\sin(\Theta/2) + \sin(3\Theta/2)\right]^2\right\} \tag{3.34}$$

Für eine reale Rißtrajektorie müßte die Größe $G(\Theta)$ einem Maximum zustreben. Es hat sich jedoch herausgestellt, daß das Maximum der mit der Gl. (3.30) beschriebenen Funktion flach ist (Bild 3.9). Die Propagationswahrscheinlichkeit in den von der Linie $\Theta = 0$ um einen minimalen Wert $\delta\Theta$ abweichenden Richtungen ist also fast gleich. In seiner Beweisführung meint Cotterell, daß auch jede einzelne (unendlich kleine) Rißverlängerung in einer beliebigen Richtung der Abteilung $(-\delta\Theta, +\delta\Theta)$ erfolgen kann, so wird doch die Resultante der Verlängerung stets längs der Symmetrielinie liegen. So verhält es sich im Falle der ersten Gruppe. Wollte man die in der zweiten Gruppe von Rissen auftretende Kumulation von Abweichungen begründen, so müßte die Abhängigkeit des augenblicklichen Spannungszustandes von der Propagationsgeschichte berücksichtigt werden.

Im Falle erheblicher Propagationsgeschwindigkeiten verschieben sich die Risse der optimalen Hapuptspannungsfläche in Querrichtung zu der Anfangsrißfläche. Dieser Effekt ist auf Bild 3.10 illustriert worden. Es wird

dort sichtbar, daß die Schubspannung in einer zur Symmetrieachse unter einem Winkel von 60° geneigten Fläche bei einer Propagationsgeschwindigkeit gleich 0,40 der Längswellengeschwindigkeit, c_1, gleich Null ist. In derselben geneigten Fläche erreicht die Normalspannung einen max. Wert, was Abweichungen der Bewegungsrichtung des Risses verursacht. (Die Diagramme auf Bild 3.10 sind aufgrund theoretischer Beiträge der Arbeit [175] entstanden). Die Richtungsänderungen der Hauptspannungen an der Rißfront rufen Rißverzweigungen hervor. In der Nähe des Hauptrisses entwickelt sich ein ganzes System sekundärer Risse mit einem merklich unterschiedlichen Verteilungsbild (Bild 3.11).

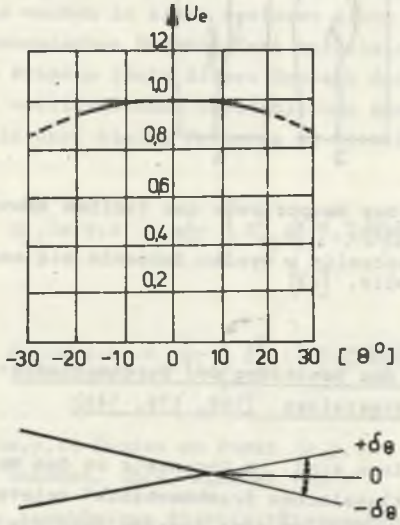


Bild 3.9. Die Geschwindigkeit der Befreiung der-elastischen Energie in Abhängigkeit von der Abweichung von der Rißebene

Rys. 3.9. Prędkość uwalniania energii sprężystej w funkcji kąta odchylenia od płaszczyzny szczeliny

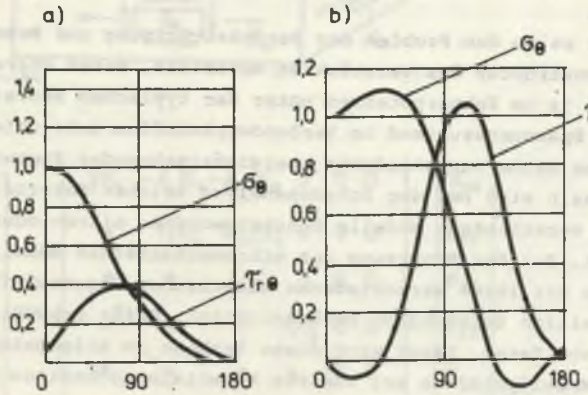


Bild 3.10. Einteilung der Spannungen σ_θ und $\tau_{r\theta}$ in der Nähe der Rißspitze für einen stationären Riß (a) und einen Riß, der mit der Geschwindigkeit 0,4 c_1 ausbreitet (b)

Rys. 3.10. Rozkład naprężenia obwodowego σ_θ oraz stycznego $\tau_{r\theta}$ w pobliżu wierzchołka szczeliny stacjonarnej (a) oraz szczeliny poruszającej się z prędkością 0,4 c_1 (b)

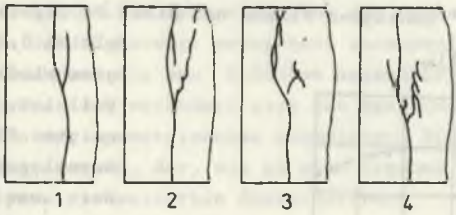


Bild 3.11. Ein Schema der Ausbildung des Hauptrisses aus viellen Mikrorissen [43]

Rys. 3.11. Schemat powstawania makroszczelin w wyniku łączenia się szeregu mikroszczelin, [43]

3.2. Typische Problemstellung bei der Benutzung der Burchmechanikkryterien faserverstärkter Materialien [108, 179, 149]

Verbundwerkstoffe, im weitesten Sinne sind, im Gegensatz zu den Werkstoffen, die für die Anwendung der "klassischen Bruchmechanik" relevant sind, ausgesprochen anisotrop und inhomogen. Um eine Aussage über die Anwendbarkeit der Bruchmechanik für faserverstärkte Materialien zu gewinnen, ist zunächst einmal die prinzipielle Gültigkeit der Formel

$$\sigma_{ij} = K_r^{-1/2} f_{ij}(\Theta) \qquad ij = 1,2,3 \tag{3.35}$$

zu überprüfen.

Dabei kommt es zu dem Problem der Berücksichtigung und Beschreibung der faserigen Mikrostruktur des verstärkten Materials, deren charakteristische Größenordnung ja um Zehnerpotenzen unter der typischen Bauteilgröße liegt. Dazu kann der Spannungszustand in Verbundwerkstoffen sehr unterschiedlich sein, weil eine Reihe verschiedener energieverzehrender Prozesse parallel ablaufen. Deshalb sind bei der Schadenanalyse solcher Materialien grundsätzlich zwei verschiedene Modelle benutzt worden: mikro- oder makromechanisches Modell. Bei der Benutzung des mikromechanischen Modells werden Faser und Matrix mit ihren verschiedenen elastischen Eigenschaften in ihrer jeweiligen Position tatsächlich berücksichtigt. Dafür braucht man aber eine große Menge von Daten. Daher wird diese Methode im allgemeinen nur für theoretische Modellprobleme bei kleinen Materialausschnitten zu verwenden sein.

Die Benutzung des makromechanischen Modells führt zur Homogenisierung des Materials. Die Heterogenität des Verbundmaterials wird dadurch vernachlässigt, daß in der Bruchanalyse ein fiktives homogenes Ersatzmaterial benutzt wird, daß sich makroskopisch gleich verhält.

Bei diesem Ansatz wird die orthotrope UD-Schicht als anisotropes Kontinuum aufgefaßt. Die lokalen Sprünge der Materialkonstanten in Faser und Matrix werden in einem gewissen Sinne ausgemittelt und nur noch in ihrem makroskopischen Gesamteffekt berücksichtigt.

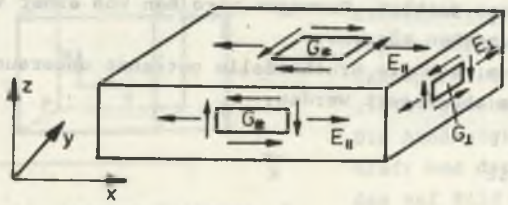
Im Prinzip läuft dieses Konzept der Homogenisierung darauf hinaus, die stark oszillierenden tatsächlichen Spannungen σ_i^P, bzw. Verzerrungen ε_i^P, jeweils über kleine Volumina zu mitteln, also

$$\sigma_{ij}(x,y,z) = \frac{1}{|V|}\int_V \sigma_{ij}^P(\xi,\eta,\zeta)\,d\xi\,d\eta\,d\zeta$$

$$\varepsilon_{ij}(x,y,z) = \frac{1}{|V|}\int_V \varepsilon_{ij}^P(\xi,\eta,\zeta)\,d\xi\,d\eta\,d\zeta \qquad (3.36)$$

V - V(x,y,z) Gebiet am Punkt (x,y,z)
|V| - Volumen, (bzw. Fläche) von V

Die zugehörigen Elastizitätsgesetze erfassen makroskopische Materialkonstanten ("effektiven Moduln") die sich meistens in entsprechenden Versuchen bestimmen lassen (Bild 3.12).



$$\begin{Bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{xy} \\ \gamma_{xz} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1/E_\parallel & -\nu_\perp/E_\parallel & -\nu_\perp/E_\parallel & 0 & 0 & 0 \\ \bullet & 1/E_\perp & -\nu_\perp/E_\perp & 0 & 0 & 0 \\ \bullet & \bullet & 1/E_\perp & 0 & 0 & 0 \\ \bullet & \bullet & \bullet & 1/G_\perp & 0 & 0 \\ \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & 1/G_* & 0 \\ \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & 1/G_* \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \end{Bmatrix}$$

Bild 3.12. Effektive Moduln in UD-verstärkter Schicht und zugehöriges Elastizitätsgesetz

Rys. 3.12. Efektywne moduły sprężystości kompozytu zbrojonego jednokierunkowo oraz odpowiadające mu równania sprężystości

Nach 108 kann man bei fehlenden Volumenkräften bei der Lösung die Airy-Funktion benutzen (Kap. 3.4). Die erhaltenen Ausdrücke für die Spannungen an einer Rißspitze sind prinzipiell von gleicher Struktur wie die Grundgleichung (3.35). Das kann man als eine Aussage über die Anwendbarkeit der Bruchmechanik an faserverstarkten Materiallien betrachten. Die Autoren der Arbeit [108] haben aber einige Besonderheiten dabei bemerkt. Die durchgeführten Berechnungen und Untersuchungen haben gezeigt, daß die grundsätzliche Gestalt der Spannungen an der Rißspitze nicht von speziellen Gegebenheit abhängt und somit die Intensitätsfaktoren als Maß für die Stärke der Belastung in Rißnähe verwendet werden können. Es hat sich aber auch gezeigt, daß in isotropen Materialien die Winkelfunktion völlig unabhängig von den Materialdaten ist. Dagegen geht bei anisotropen Materialien neben den effektiven Moduln insbesondere auch der Winkel, den die Anisotropierichtung mit der Rißachse bildet, mit ein. Diese Abhängigkeit ist allerdings nur schwer zu überschauen. Es kann auch sein, daß eine Verschiebung an der Rißspitze im allgemeinen nicht dem klassischen Bruchmodell I - Verschiebung entspricht. Durch die Anisotropie ergibt sich eine komplizierte Mischung der klassischen Verschiebungen. Die Einteilung bezieht sich hier nur auf die Last und nicht auf die Rißöffnung.

Dies führt dazu, daß auch die zugehörigen Energiefreisetzungsraten für die Rißausbreitung nicht entkoppelt sind, sondern Wechselwirkungstherme des Bruchmodells enthalten. Zusätzlich wird durch die Anisotropie die Ausbreitungsrichtung des Risses gestört. Deswegen wird man von einer Vermischung des Bruchmodells ausgehen müssen.

Das klassische Kriterium, das die Bruchmodelle getrennt untersucht, muß in einen Ausdruck der Form abgeändert werden.

$$f(K_I, K_{II}, K_{III}) > f_{krit} \tag{3.37}$$

Konzepte für die Funktion f befinden sich z.B. bei Sih [155].
Die lokalen Spannungsoszillationen, die durch die Mikrostruktur verursacht werden und die in der makroskopischen Betrachtungsweise einfach ausgemittelt werden, haben eine (räumliche) Wellenlänge in der Größenordnung des mittleren Faserabstandes und eine Amplitude, die unter Umständen ein Vielfaches der makromechanischen Mittelwertspannung betragen kann [126]. Wenn man davon ausgeht, daß Rißfortschritt ein lokales Phänomen ist, das sich hauptsächlich in einer kleinen Zone um die Rißspitze herum abspielt, dann ist klar, daß Inhomogenitäten von der Größenordnung dieser Prozeßzone nicht einfach ignoriert werden dürfen.
Dies führt zu einem Ansatz, bei dem Matrix und Faser getrennt und jeweils mit ihren verschiedenen elastischen Eigenschaften berücksichtigt werden. Zwangsläufig erhält man dabei Grenzflächen zwischen diesen beiden Materialien, die eine besondere Behandlung erfordern. Es läßt sich allgemein sagen, daß die klassische Spannungsverteilung der Bruchmechanik zutrifft,

solange die Rißspitze ganz in einem der beiden Komponenten des Verbunde liegt.

Diese Bemerkungen zeigen, daß die mikro- wie auch makromechanische Betrachtungsweise bei Verbundwerkstoffen keine ausgezeichnete Lösung ergibt. Deswegen sucht man immer noch nach anderen Bruchmodellen, die bessere Ergebnisse garantieren und die Anwendung von numerischen Berechnungsmethoden erlauben. Ein Beispiel dafür kann die LHR-Methode sein.

3.3. Die LHR-Methode

Die hier kurz genante LHR (local heterogeneous region) - Metode, die einem makro-mikromechanischen Modell entspricht, bildet eine Brücke zwischen den Mikro- und Makromodellen. Sie beruht darauf, daß ein Verbundwerkstoff grundsätzlich wie ein makroskopisch homogenes Material behandelt wird (also das Makromodell wird angewandt), jedoch mit Ausnahme eines kleinen, besonders interessanten Kompositbereiches, daß man weiterhin nach dem Mikromodell behandelt.

Von den Autoren der Arbeit [83] wird vorgeschlagen, bei der LHR-Methode das Teilchen ("particle")-Feder-Modell zu verwenden.

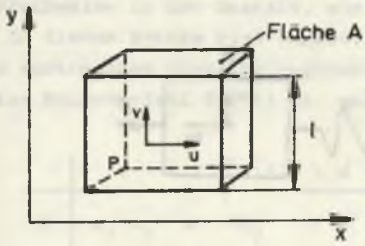


Bild 3.13. Starres Teilchen P mit zwei Freiheitsgraden u, v

Rys. 3.13. Sztywna cząsteczka P o dwóch stopniach swobody u i v

In diesem Modell haben harte, rechteckige P-Teilchen von einer Länge gleich l, zwei Freiheitsgrade (Bild 3.13). Einzelne Teilchen sind miteinander durch Federn verbunden, was anhand eines einfachen Falls mit zwei Teilchen auf Bild (3.14) geschildert wird.

Die Abhängigkeit zwischen der wirkenden Kraft und der Federverlängerung kann für das auf Bild (3.14a) vorgestellte System, das die Wirkung der Normalspannungen illustriert, wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{bmatrix} c_1 & 0 & -c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -c_1 & 0 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} u_i \\ v_i \\ u_j \\ v_j \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F \\ 0 \\ -F \\ 0 \end{Bmatrix} \tag{3.38}$$

Dagegen für die Anordnung auf Bild (3.14b), die die Wirkung der Querspannungen darstellt, ergibt sich:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & 0 & -c_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -c_2 & 0 & c_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} u_i \\ v_i \\ u_j \\ v_j \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ -F \\ 0 \\ F \end{Bmatrix} \tag{3.39}$$

Nach der Verknüpfung der Gleichungen (3.38) und (3.39) ergibt sich eine Situation, in der das Teilchen sowohl auf die Normal- wie auch auf die Schubspannung reagiert

$$\begin{bmatrix} c_1 & 0 & -c_1 & 0 \\ 0 & c_2 & 0 & -c_2 \\ -c_1 & 0 & c_1 & 0 \\ 0 & -c_2 & 0 & c_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} u_i \\ v_i \\ u_j \\ v_j \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_x^i \\ F_y^i \\ F_x^j \\ F_y^j \end{Bmatrix} \tag{3.40}$$

(F_x^i, F_y^i) - Komponenten des auf das P_i-Teilchen wirkenden Vektors der Kraft F.

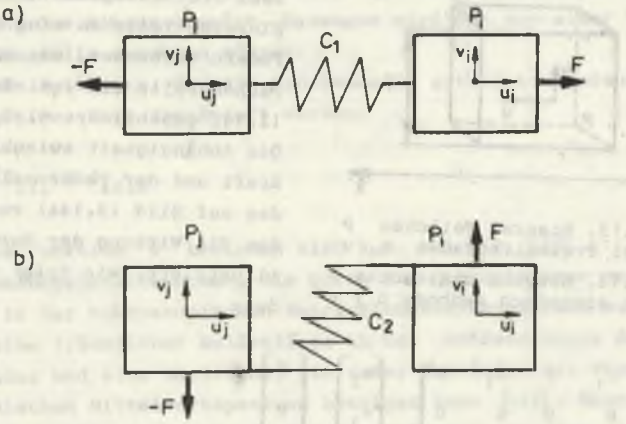


Bild 3.14. 2 Teilchen verbunden durch eine Feder
a - Teilchen reagieren auf Normalspannungen, b - Teilchen reagieren auf Schubspannungen

Rys. 3.14. Dwie cząsteczki połączone sprężyną
a - układ reagujący na naprężenia normalne, b - układ reagujący na naprężenia styczne

Von den hier dargestellten einfachsten Modellen kann man nach Durchführung ihrer wahlweisen Zusammenstellung zu komplizierten Modellen übergehen, was auf Bild (3.15) veranschaulicht wird.

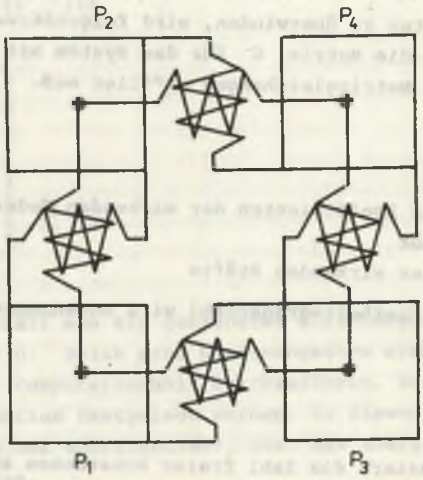


Bild 3.15. Kombination von 4 "Partikeln"

Rys. 3.15. Układ złożony z czterech sztywnych cząstek

Die diesem Modell entsprechende Gleichungsanordnung erhält eine Matrixschreibweise in der Gestalt, wie sie in Gl. (3.41) vorgestellt ist.

In diesem System sind leider keine Zusammenhänge zwischen der normalen und senkrechten Reaktion gegeben, was bedeutet, daß das vorgestellte Modell keine Poisson-Zahl ν ($\nu = 0$) enthält.

$$
\begin{array}{c|cccccccc}
 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 \\
\hline
1 & c_1+c_2 & \bullet & -c_2 & \bullet & -c_1 & \bullet & \bullet & \bullet \\
2 & \bullet & c_1+c_2 & \bullet & -c_1 & \bullet & -c_2 & \bullet & \bullet \\
3 & -c_2 & \bullet & c_1+c_2 & \bullet & \bullet & \bullet & -c_1 & \bullet \\
4 & \bullet & -c_1 & \bullet & c_1+c_2 & \bullet & \bullet & \bullet & -c_2 \\
5 & -c_1 & \bullet & \bullet & \bullet & c_1+c_2 & \bullet & -c_2 & \bullet \\
6 & \bullet & -c_2 & \bullet & \bullet & \bullet & c_1+c_2 & \bullet & -c_1 \\
7 & \bullet & \bullet & -c_1 & \bullet & -c_2 & \bullet & c_1+c_2 & \bullet \\
8 & \bullet & \bullet & \bullet & -c_2 & \bullet & -c_1 & \bullet & c_1+c_2
\end{array}
\begin{Bmatrix} u_1 \\ v_1 \\ u_2 \\ v_2 \\ u_3 \\ v_3 \\ u_4 \\ v_4 \end{Bmatrix}
=
\begin{Bmatrix} F_x^1 \\ F_y^1 \\ F_x^2 \\ F_y^2 \\ F_x^3 \\ F_y^3 \\ F_x^4 \\ F_y^4 \end{Bmatrix}
\tag{3.41}
$$

Es besteht also das Problem der Verbindung c_1 mit c_2 für ein reales Material mit einem konkreten Elastizitätsmodul und konkreter Poisson-Zahl.

Um diese Schwierigkeiten zu überwinden, wird folgenderweise gehandelt: Es wird angenommen, daß die Matrix C für das System mit vier Teilchen folgende Kombination der Matrixgleichungen erfüllen muß.

$$C\,\hat{u} = \hat{F} \tag{3.42}$$

C - Matrix elastischer Koeffizienten der wirkenden Federn (8x8)
$\hat{u}$ - Verschiebungsvektor
$\hat{F}$ - Spaltenvektor aller wirkenden Kräfte

Zwecks Reduktion der Freiheitsgradanzahl wird angenommen, daß der Tensor C symmetrisch ist.

$$C = C^T \tag{3.43}$$

Diese Auffassung reduziert die Zahl freier Konstanten auf drei. Werden sie durch a_I, a_{II}, a_{III} gekennzeichnet, so gewinnt man eine allgemeine Lösung folgender Gestalt:

	1	2	3	4	5	6	7	8
1	$c_D+c_S+a_{II}$	$2c_\vartheta+a_{III}$	$-c_S-a_{II}$	$-2c_\vartheta-a_{III}$	$-c_D-a_{II}$	$-a_{III}$	a_{II}	a_{III}
2	•	$2c_S+a_I$	$-a_{III}$	$-c_S-a_I$	$2c_\vartheta-a_{III}$	$-c_D+a_I$	a_{III}	$c_S+c_D+a_I$
3	•	•	$c_S+c_D-a_{II}$	a_{III}	$-a_{II}$	$2c_\vartheta+a_{III}$	$-c_D-a_{II}$	$-2c_S-a_{III}$
4	•	•	•	$2c_S+a_I$	$2c_\vartheta+a_{III}$	$c_S+c_D+a_I$	$-a_{III}$	c_D-a_I
5	•	•	•	•	$c_D+c_S-a_{II}$	a_{III}	$-c_s+a_{II}$	$-a_{III}$
6	•	•	•	•	•	$2c_S+a_{III}$	$-2c_\vartheta-a_{III}$	c_S-a_I
7	•	•	•	•	•	•	$c_S+c_D+a_{II}$	$2c_\vartheta+a_{III}$
8	•	•	•	•	•	•	•	$2c_S+a_I$

(3.44)

wo:

$$c_D = \frac{E}{1-\vartheta^2}\frac{A}{l}, \quad c_\vartheta = \vartheta\, c_D/2$$

$$c_S = G\frac{A}{l}, \qquad G = \frac{E}{2(1+\vartheta)}$$

(l, A - Ausmaße steifer Teilchen, auf Bild (3.12) gekennzeichnet).

Die Faktoren a_I, a_{II}, a_{III} erhält man aus dem Vergleich der Gleichungen (3.44) mit (3.41)

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= C_D \\ C_2 &= C_S \\ a_I &= C_D - C_S \\ a_{II} &= 0 \\ a_{III} &= -C_\vartheta \end{aligned}\right\} \qquad (3.45)$$

Auf dieser Basis erhält man ein geeignetes Gleichungssystem für effektive Werkstoffe mit $\vartheta \neq 0$. Solch eine Gleichungsform ermöglicht es, Berechnungen mittels der Computertechnik durchzuführen. Es muß jedoch zuerst das Zerstörungskriterium festgelegt werden. Zu diesem Zweck kann die Griffith'sche Gleichung der Energiebilanz, bzw. das Energiedichtenkonzept von Sih verwendet werden.

Im ersten Fall wird das Zerstörungskriterium durch die Abhängigkeit

$$G \geq G_c \qquad (3.46)$$

ausgedrückt

G - Energiefreisetzungsrate

G_c - kritische Energiefreisetzungsrate

Im zweiten Fall wird das Zerstörungskriterium mittels der Ungleichheit

$$W \geq 2\, W_c \qquad (3.47)$$

ausgedrückt

W - Energiedichte

W_c - kritische Energiedichte

Bei linearem Belastungsanstieg

$$F = t \cdot F_0 \qquad (3.48)$$

F_0 - gegebener Belastungsvektor

t - Proportionalitätsfaktor

Im kritischen Zustand

$$t_c = \sqrt{\frac{2\, W_c}{\frac{E}{1-\vartheta^2}\left(\frac{\Delta U}{l}\right)^2 + G\left(\frac{\Delta V}{l}\right)^2}} \qquad (3.49)$$

Die Erweiterung der Anwendbarkeit dieser Methode ist näher in den Arbeiten [7, 15] vorgestellt. Die Übersicht der Anwendbarkeit der Bruchmechanik an faserverstärkten Materialien zeigt, daß im allgemeinen die Bruchkriterien der Bruchmechanik auch bei diesen Materialien benutzt werden können. Das bedeutet, daß man aufgrund dieser Theorie eine Lösung suchen kann. Benutzt man dafür einen analytischen Weg, so wie es gezeigt wird, sind dazu besondere Rechenmodelle erforderlich. Die Lösung ist meistens sehr kompliziert und arbeitsaufwendig. Viel einfacher stellt sich die Lösung auf dem experimentellen Weg vor, wo eine Möglichkeit existiert, die konkrete Struktur der inhomogenen Materialien zu vernachlässigen. Ein Beispiel dafür wird im nächsten Abschnitt gegeben.

3.4. Spannungen an der Rißspitze im faserverstärkten Material [108]

Für die Belange der Bruchmechanik wird der Spannungszustand an einer Rißspitze im faserverstärkten Werkstoff als ein ebenes Problem betrachtet.

Für eine einzelne dünne unidirektional verstärkte Schicht genügt es, nur die Spannungen σ_{xx}, σ_{yy}, σ_{xy} und die Verzerrungen ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{xy} zu berücksichtigen. Ein entsprechendes Gleichungssystem kann in folgender Form dargestellt sien:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{16} \\ s_{12} & s_{22} & s_{26} \\ s_{16} & s_{26} & s_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} \tag{3.50}$$

Sind die entsprechenden Anforderungen erfüllt, so kann man eine Airy-Funktion, $U(x,y)$, mit den Eigenschaften

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}; \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}; \quad \tau_{xy} = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \tag{3.51}$$

benutzen. Drückt man nun in (3.50) die Spannungen durch U aus und setzt dann die Verzerrungen in die noch verbleibenden Verträglichkeitsbedingungen

$$\frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial y^2} \tag{3.52}$$

ein, so erhält man eine partielle Differentialgleichung 4. Ordnung für die Airy-Funktion $U(x,y)$:

$$(s_{11}\frac{\partial^4}{\partial y^4} - 2\,s_{16}\frac{\partial^4}{\partial y^3\partial x} + (s_{66} + 2\,s_{12})\frac{\partial^4}{\partial x^2\partial y^2} - 2\,s_{26}\frac{\partial^4}{\partial y\partial x^3} +$$

$$+ s_{22}\frac{\partial^4}{\partial x^4})U = 0 \qquad (3.53)$$

Zusammen mit noch zu stellenden Randbedingungen beschreibt diese Gleichung den elastischen Zustand in einer anisotropen Scheibe.

Zur Lösung der Gl. (3.53) gibt es eine Reihe von Möglichkeiten. Neben rein numerischen Methoden wie Finite Differenzen oder Finite Elemente hat sich für viele Fälle der Ansatz mit komplexen Spannungsfunktionen bewährt. Dazu wird der Satz ausgenutzt, daß die Integration einer Differentialgleichung 4. Ordnung auf die Integration von 4 Differentialgleichungen 1. Ordnung reduziert werden kann. Die Richungsableitung in Richtung des Vektors $z = (-\mu,1)$ ist bekanntlich gegeben durch

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} - \mu\frac{\partial}{\partial x} \qquad (3.54)$$

Gesucht sind nun 4 Richtungen $z_i = (-\mu_i,1)$, $i = 1...4$, derart, daß die Differentiation in diese 4 Richtungen gerade den Differentialoperator aus (3.53) ergibt:

$$s_{11}\frac{d}{dz_1}\frac{d}{dz_2}\frac{d}{dz_3}\frac{d}{dz_4}U = 0 \qquad (3.55)$$

Dazu müssen die μ_i, $i = 1...4$, gerade als Nullstellen des charakteristischen Polynoms gewählt werden, also so, daß

$$s_{11}(\mu-\mu_1)(\mu-\mu_2)(\mu-\mu_3)(\mu-\mu_4) = s_{11}\mu^4 - 2\,s_{16}\mu^3 +$$

$$+ (s_{66} + 2\,s_{12})\mu^2 - 2\,s_{26}\mu + s_{22} = 0 \qquad (3.56)$$

Für den Fall, daß alle 4 Wurzeln $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4$ des charakteristischen Polynoms voneinander verschieden sind, läßt sich jeweils der Anteil an der Lösung U, der von einem Paar konjugiert komplexer μ_i stammt, durch den Realteil einer holomorphen Funktion darstellen. Wählt man also etwa die Numerierung so, daß μ_1 und μ_2 positiven Imaginärteil haben, dann gilt

$$U(x,y) = 2\,R_e\left[F_1(x + \mu_1 y) + F_2(x + \mu_2 y)\right] \qquad (3.57)$$

mit zwei holomorphen Funktionen F_1 und F_2, die durch die Randbedingungen festgelegt werden. Das Eigenartige an (3.57) ist, daß F_1 und F_2 jeweils

nicht auf dem eigentlich betrachteten Körper ausgewertet werden, sondern auf einem verzerrten Abbild davon, das durch die affine Transformation $z = x + iy \longrightarrow z_i = x + \mu_i y$ daraus erzegut wird. Kennt man erst einmal F_1 und F_2, so lassen sich über (3.57) und (3.51) sofort die Spannungen und aus (3.50) damit auch die Verzerrungen angeben. Das gesamte Problem ist also darauf reduziert, F_1 und F_2 so zu bestimmen, daß die Randbedingungen (Traktionen und Verschiebungen) erfüllt werden.

Für die Spannungen gilt:

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 2\, R_e(\mu_1^2 F_1''(z_1) + \mu_2^2 F_2''(z_2))$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 2\, R_e(F_1''(z_1) + F_2''(z_2)) \tag{3.58}$$

$$\tau_{xy} = -\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} = -2\, R_e(\mu_1 F_1''(z_1) + \mu_2 F_2''(z_2))$$

Für die Ermittlung der Spannungen in der Umgebung eines Risses oder einer endlichen Anzahl von Rissen kann folgende Lösung benutzt werden. Es zeigt sich, daß für derartige Probleme die 2. Abteilungen der beiden komplexen Spannungsfunktionen F_1 und F_2 in der unmittelbaren Umgebung einer Rißspitze beim Punkt z_o eine Entwicklung nach Potenzen von $\sqrt{z_i - z_o}$ haben, die mit $1/\sqrt{z_i - z_o}$ beginnt, d.h.

$$F_i''(z_i) = \lambda_o^{(i)} \frac{1}{\sqrt{z_i - z_o}} + \lambda_1^{(i)} + \lambda_2^{(i)} \sqrt{z_i - z_o} \qquad i=1,2 \tag{3.59}$$

Die Koeffizienten $\lambda^{(i)}$ werden dabei durch die Randbedingungen festgelegt. Die ersten Koeffizienten $\lambda_o^{(1)}$ und $\lambda_o^{(2)}$ sind dabei im Prinzip bereits eine Art Spannungsintensitätsfaktoren. So ist es günstiger, die Anteile von F_1'' und F_2'' anders aufzuteilen. Setzt man

$$K_I = 2\sqrt{2}\,(\lambda_o^{(1)} + \lambda_o^{(2)})$$

$$K_{II} = -2\sqrt{2}\,(\mu_1 \lambda_o^{(1)} + \mu_2 \lambda_o^{(2)}) \tag{3.60}$$

so entspricht K_I gerade dem symmetrischen und K_{II} dem antisymmetrischen Lastanteil - in Analogie zur klassischen Einteilung.

Führt man nun noch Polarkoordinaten r, Θ bezüglich der Rißspitze ein

$$z - z_o = re^{i\Theta} = r(\cos\Theta + i \sin\Theta) \tag{3.61}$$

so finden sich folgende Ausdrücke für die Spannungen an einer Rißspitze bei ebenem Spannungszustand:

1. Symmetrische Last (Belastungsart I)

$$\sigma_{xx}(r,\Theta) = \frac{K_I}{\sqrt{2r}} R_e \left\{ \frac{\mu_1\mu_2}{\mu_1-\mu_2} \left(\frac{\mu_2}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_2\sin\Theta}} - \frac{\mu_1}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_1\sin\Theta}} \right) \right\}$$

$$\sigma_{yy}(r,\Theta) = \frac{K_I}{\sqrt{2r}} R_e \left\{ \frac{1}{\mu_1-\mu_2} \left(\frac{\mu_1}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_2\sin\Theta}} - \frac{\mu_2}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_1\sin\Theta}} \right) \right\} \qquad (3.62)$$

$$\tau_{xy}(r,\Theta) = \frac{K_I}{\sqrt{2r}} R_e \left\{ \frac{\mu_1\mu_2}{\mu_1-\mu_2} \left(\frac{1}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_1\sin\Theta}} - \frac{1}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_2\sin\Theta}} \right) \right\}$$

2. Antisymmetrische Last (Belastungsart II)

$$\sigma_{xx}(r,\Theta) = \frac{K_{II}}{\sqrt{2r}} R_e \left\{ \frac{1}{\mu_1-\mu_2} \left(\frac{\mu_2^2}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_2\sin\Theta}} - \frac{\mu_1^2}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_1\sin\Theta}} \right) \right\}$$

$$\sigma_{yy}(r,\Theta) = \frac{K_{II}}{\sqrt{2r}} R_e \left\{ \frac{1}{\mu_1-\mu_2} \left(\frac{1}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_2\sin\Theta}} - \frac{1}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_1\sin\Theta}} \right) \right\} \qquad (3.63)$$

$$\tau_{xy}(r,\Theta) = \frac{K_{II}}{\sqrt{2r}} R_e \left\{ \frac{1}{\mu_1-\mu_2} \left(\frac{\mu_1}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_1\sin\Theta}} - \frac{\mu_2}{\sqrt{\cos\Theta + \mu_2\sin\Theta}} \right) \right\}$$

Die Formeln (3.62) und (3.63) sind prinzipiell von gleicher Struktur wie die Grundgleichung der linear elastischen Bruchmechanik homogen isotroper Materialien.

$$\sigma_{ij} = K r^{-1/2} f_{ij}(\Theta) \qquad (3.64)$$

Die grundsätzliche Gestalt der Spannungen an der Rißspitze hängt also nicht von speziellen Gegebenheiten ab und somit können die Intensitätsfaktoren K_I, K_{II}, K_{III} als Maß für die Stärke der Belastung in Rißnähe verwendet werden. Die klassische Einteilung in 3 Rißverschiebungsarten ist aber beim anisotropen Materialverhalten bei weitem nicht so sinnvoll. So bewirkt eine symmetrische Last (also Belastungsart I) eine Verschiebung an der Rißspitze, die im allgemeinen nicht der Klassischen Verschiebungsart I entspricht.

Durch die Anisotropie ergibt sich eine komplizierte Mischung der klassischen verschiebungen. Die Einteilung bezieht sich hier also nur auf die Last und nich auf die Rißöffnung.

Deswegen das klassische Kriterium das die verschiedenen Rißverschiebungsarten getrennt untersucht, muß bei den faserverstärkten Materialien abgeändert werden. Es bekommt meistens folgende Form

$$f(K_I, K_{II}, K_{III}) \geqslant f_{krit} \tag{3.65}$$

Einige Konzepte für die Funktion f finden sich z.B. in [155].

4. UNTERSUCHUNGEN ZUR ÜBERPRÜFUNG EINIGER ENERGIEBRUCHKRITERIEN ZUR CHARAKTERISIERUNG DES SCHÄDIGUNGSZUSTANDES DES VERBUNDWERKSTOFFES

Die Energiekriterien werden seit einigen Jahren mit gutem Erfolg zur Schädigungszustandsanalyse homogener Materialien benutzt. Sie ermöglichen es, die zur Erzeugung der irreversiblen Schädigungen aufgewandte Energie als Maß des kritischen Zustandes der untersuchten Materialien festzulegen.

Die allgemeine Gleichung des Energiebruchkriteriums ist nach [169]:

$$W_G^e \leq W_{G_{krit}}^e = F_1(W_G^d, \dot{W}_G^d) + F_2(W_v^e) \qquad (4.1)$$

W_G^e - elastisch gespeicherte Gestaltsänderungsarbeit,

W_G^d - dissipierte Gestaltsänderungsarbeit

$\dot{W}_G^d$ - dissipierte Gestaltsänderungsleistung; W_V^e - elastische Volumenänderungsarbeit; $F_{1,2}$ - anzupassende Funktionen.

Nach [21, 10] sind die dissipierten Energieanteile für das Entstehen von Mikrorissen und Fließzonen verantwortlich. $F_{1,2}$ charakterisieren den empirischen Charakter des Ansatzes.

Zur Nutzbarmachung der Gl. (4.1) ist es erforderlich, energetische Größen für bestimmte Lastgeschichten, die zu Schäden führen, zu ermitteln.

Sind die anzupassenden Funktionen bestimmt, so kann daraus der Arbeitsumfang abgeschätzt werden, der für die angewandte Methode und das untersuchte Material erforderlich wäre.

Unter den Energiekriterien, die sich zur Abschätzung des Schädigungszustandes der verstärkten Materialien eignen könnten, finden sich auch solche, die es ermöglichen, die sich ausbildenden Schädigungen unterschiedlicher Art und Größe insegesamt zu betrachten und auf dem experimentellen Weg den kritischen Zustand des Materials zu bestimmen.

In der vorgestellten Arbeit sind zwei solche Energiekriterien überprüft worden. Sie werden in den folgenden Abschnitten genauer vorgestellt und im Zusammenhang mit der Art und Weise der durchgeführten Experimente besprochen.

4.1. Methode des J-Integrals

Zur Charakterisierung des Werkstoffwiderstandes gegen Rißwachstum in duktilen Materialien hat sich in den letzten Jahren die J-Integral-Methode

bewährt. Zur Ermittlung der Bruchzähigkeit mit Hilfe des J-Integrals sind meistens solche experimentellen Methoden benutzt worden, bei denen die gesamte Energie während des Rißwachstums verbraucht wird. Diese Energie kann aus den Last-Lastangriffspunkt-Verschiebungskurven (F-f) bestimmt werden. Die benutzten Formeln, die besondere Bedeutung in der Technik haben, sind in dem folgenden Text der Arbeit vorgestellt.

4.1.1. Das J-Integral

Die als J-Integral bezeichnete Größe ist für zweidimensionale Probleme definiert, d.h., die Spannungen σ_{ij} sind nur von x und y abhängig, wie es beim ebenen Spannungszustand und beim ebenen Dehnungszustand der Fall ist.

Betrachtet man, wie im Bild (4.1), einen geschlossenen Integrationsweg um die Rißspitze eines unter Belastung stehenden rißbehafteten flachen Körpers, so kann das J-Integral folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$J = \int_{\Gamma} (U_{el} dy - \vec{\sigma} (\frac{d\vec{u}}{dx}) ds) \tag{4.2}$$

Dabei bedeutet U_{el} die elastische Energiedichte, ds - ein Linienelement des Umfanges, $\vec{\sigma}$ - den am Linienelement angreifenden Spannungsvektor und $\vec{u}$ den lokal vorliegenden Verschiebungsvektor.

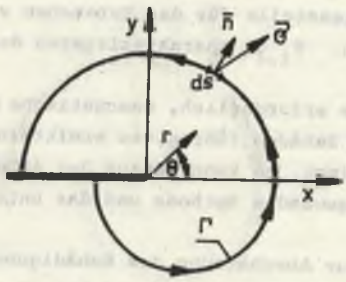


Bild 4.1. Zur Definition des J-Integrals

Rys. 4.1. Oznaczenia wielkości wykorzystanych przy definiowaniu całki J

Rice hat bewiesen [142], daß bei rein elastischen Verformungen das J-Integral vom Integrationsweg unabhängig ist. Das bedeutet, daß es gleichgültig ist, ob dieser Weg in direkter Nähe der Rißspitze verläuft oder in einem größeren Abstand von ihr.

Die Untersuchungen erbrachten, daß das J-Integral auch beim Einsetzen plastischer, bleibender Verformungen wegunabhängig bleibt solange zwischen den Tensoren der Formänderung und Spannung eine eindeutige Beziehung besteht.

Bei Belastungen, bei denen die Spannungen in jedem Volumenelement ständig steigen, wird diese Bedingung erfüllt. Bei linearelastischem Werkstoffverhalten ergibt sich nach Ausführung der Integration

$$J = G \tag{4.3}$$

Bei der Ausnutzung der Gl. (3.18) und (4.3) kann das J-Integral als Unterschied der potentiellen Energie zweier identischer, jedoch bei verschiedenen Rißlängen, untersuchter Prüfkörper interpretiert werden [142, 22, 109]. So ist

$$J = -\frac{1}{B} \lim_{\Delta a \to 0} \frac{U_{(a+\Delta a)} - U_{(a)}}{\Delta a} = \frac{1}{B} \frac{\partial U}{\partial a} \tag{4.4}$$

Hieraus ergibt sich die Möglichkeit einer experimentellen Bestimmung des J-Integrals nach Näherungsformeln, wie z.B. [148]

$$J = \eta \frac{U}{B(\omega - a)} \tag{4.5}$$

U - Fläche unter Kraft-Verschiebungs-Kurve,
$(\omega - a)$ - Größe des Ligaments vor dem Riß,
η - ein von der Belastungsart, Probengeometrie und Rißlänge abhängier Korrekturfaktor,
B - die Probendicke.

Innerhalb der Gültigkeitsgrenzen der LEBM ist das J-Integral mit anderen Bruchkennwerten vergleichbar identisch. Eine vereinfachte Darstellung des Zusammenhanges zwischen J-Integral und anderen Bruchkennwerten zeigt die Tafel 4.1. Da die Wegunabhängigkeit des J-Integrals; wie schon erwähnt, nur bei monoton verlaufenden Kraftverlängerungskurven, also unter Auschluß von Entlastungen, gültig ist, ist das J-Integral als Instabilitätskriterium für den Beginn der instabilen Rißverlängerung brauchbar [18, 36, 149].

Ermittlung des J-Integrals

Die Ermittlung von J-Integral-Werten kann nach verschiedenen Methoden erfolgen. Es gibt rechnerische Näherungsmethoden sowie exaktere Verfahren mit der Methode der Finiten-Elemente und daneben auch experimenteller Methoden. Die experimentellen Methoden benutzen meistens die Beziehungen aus der Gl. (4.4) oder (4.5).

Die potentielle Energie ist durch die Fläche unter der F-Δl-Kurve gegeben (Bild 4.2). Bei festgehaltener Belastung F, ist die potentielle Energie gleich der Fläche U* über der F-Δl-Kurve (Bild 4.2a) [148, 22]. Bei festgehaltener Proben-einspannung ist die potentielle Energie gleich der Verformungsenergie (Bild 4.2b)

$$U = \int_0^l F(\Delta l)\,dl \tag{4.6}$$

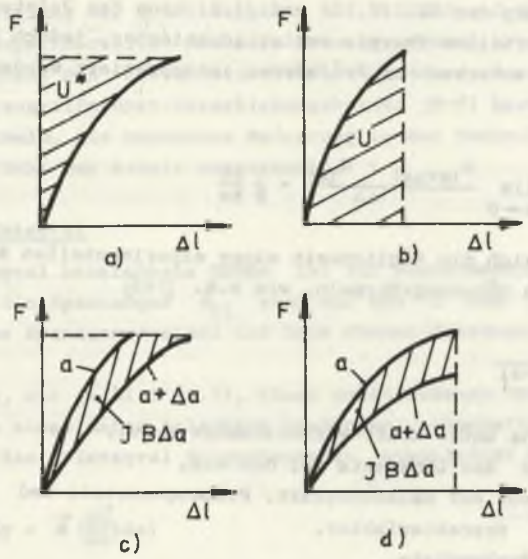


Bild 4.2. Deutung des J-Integrals mit Hilfe der potentiellen Energie (Erklärung der Bilder im Text), [148]

Rys. 4.2. Objaśnienie całki J za pomocą energii potencjalnej (objaśnienie rysunków w tekście); [148]

Für diese beiden Fälle kann J in der Form

$$J = \int_0^l -\frac{\partial F}{\partial a}\, dl \quad \text{bzw.} \quad J = \int_0^F \frac{\partial l(F)}{\partial a}\, dF \tag{4.7}$$

dargestellt werden [22].

Der Unterschied der potentiellen Energie zweier Probekörper, die verschiedene Rißlängen a und a + Δa haben, ist durch die in Bild (B. 4.2c und d) schraffiert dargestellte Fläche gegeben. Diese Fläche entspricht folgendem Zusammenhang:

$$-\Delta U = J \Delta a B \tag{4.8}$$

Zu den experimentellen Methoden, die auf diesem Zusammenhang basieren, gehören beispielsweise die Methode von Begley und Landes, die Methode von Bucci und die Methode von Rice-Paris-Merkle.

Methode von Begley und Landes

Der erste Vorschlag zur experimentellen Bestimmung des J-Integrals kam von Begley und Landes [14, 102]. Die Verfahrensweise ist im Bild 4.3 schematisch dargestellt.

Tabelle 4.1

Vereinfachte Darstellung des Zusammenhanges zwischen J-Integral und anderen Bruchkennwerten [44]

Ebene Probleme:

$$J_K = \int_\Gamma \left(\left(\int_0^{\varepsilon_{mm}} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} - H \right) n_K - \sigma_{ij} n_j \; V_{i,K} \right) ds \quad \text{(Eshelby 1957, Rice 1968)}$$

$$J_x = \int_\Gamma \left(W^* \cdot dy - T_i \frac{\partial V_i}{\partial x} ds \right)$$

LEBM

$$J_x^{el} = G = \frac{\varkappa+1}{8\mu} \left(K_I^2 + K_{II}^2\right) + \frac{1}{2\mu} K_{III}^2$$

Irwin 1957

FBM

$$\sigma_{ij} = R_e \left(\frac{J_x}{r R_e \cdot \varepsilon_s} \right)^{\frac{1}{1+N}} \cdot S_{ij}(\varphi, N)$$

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_s \left(\frac{J_x}{r R_e \varepsilon_s} \right)^{\frac{1}{1+N}} E_{ij}(\varphi, N)$$

$$\delta_t = \frac{J_x}{R_e C}$$

COD

(Dugdale 1960
Wells 1961)

$$J_x = \frac{\varkappa+1}{8\mu} R_e^2 a \times \ln \sec\left(\frac{\pi \sigma_n}{2 R_e}\right)$$

FAD (1977)

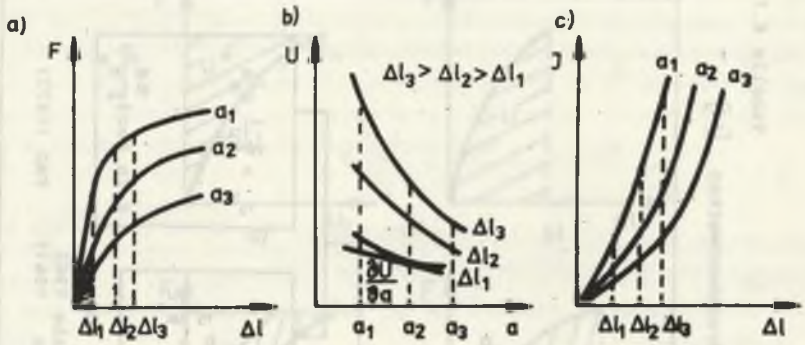


Bild 4.3. Das Begley-Landes-Verfahren zur J Bestimmung (Erklärung für die Bilder a, b, c im Text)

Rys. 4.3. Wyznaczanie całki J metodą Begleya-Landesa (objaśnienia do rysunków a, b, c - w tekście pracy)

Aus mehreren F-Δl-Kurven mit Rißlängen a_1, a_2, a_3 (Bild 4.3a) werden die zu konstanten Probenverlängerungen Δl_1, Δl_2, Δl_3... gehörigen Flächen unter den F-Δl-Kurven bestimmt. Diese werden wie in (B. 4.3b) für Δl=const. als Funktion von a aufgetragen.

Aus der Steigung der U-a-Kurven werden für Δl=const. die J-Werte gemäß Gl. (4.4) berechnet und wie in Bild 4.3c aufgetragen.

Methode von Bucci [22]

Mit dieser Methode kann der Wert des J-Integrals durch einen einzigen Versuch bestimmt werden.
Im elastischen Falle gilt nach Gl. (4.3) und (3.12)

$$J = G = -\frac{1}{2B} F^2 \frac{\partial c}{\partial a} \tag{4.9}$$

(für einen Seitenriß).
Da c die reziproke Federkonstante ist, gilt weiterhin

$$\Delta l = c \Delta F \tag{4.10}$$

Aus Gl. (4.9) und (4.10) ergibt sich, daß J proportional dem Quadrat der Probenverformung Δl ist.

Bei einem starr-ideal plastischen Körper (B. 4.4) gilt [148]:

$$J = -\frac{1}{B} \frac{\partial F_g}{\partial a} \tag{4.11}$$

wo

F_g - die plastische Grenzlast des starr-ideal plastischen Körpers bedeutet.

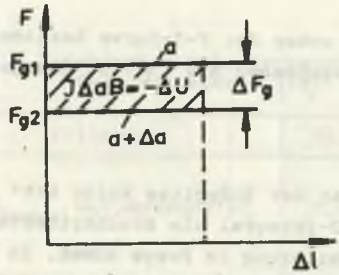


Bild 4.4. F-Δl-Diagramm eines starr-ideal plastischen Körpers

Rys. 4.4. Wykres F-Δl ciała doskonale plastycznego

Für die Dreipunktbiegeprobe gilt [148]

$$J = 2{,}912 \cdot R_e \frac{1}{s} (\omega - a) \qquad (4.12)$$

wo R_e - die Streckgrenze ist; die weiteren Symbole sind in Bild (4.5) gezeigt. Bei dieser Methode muß zur Durchführung der Rechnung der Zusammenhang zwischen F und Δl bei elastischer Beanspruchung bekannt sein.

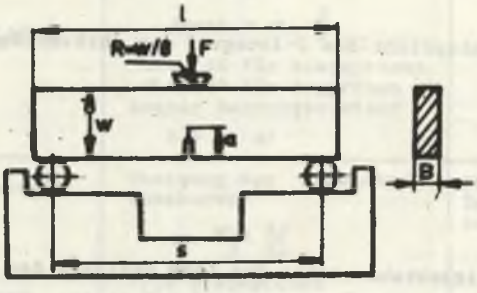


Bild 4.5. Die allgemeinen Bezeichnungen der bei Dreipunktbiegeproben benutzten Prüfkörper

Rys. 4.5. Oznaczenia ogólne podstawowych wymiarów próbek stosowanych w próbach trójpunktowego zginania

Methode von Rice, Paris und Merkle

Nach einem von Rice, Paris und Merkle [141] angegebenen Näherungsverfahren für tiefgekerbte Proben, deren Ligament im wesentlichen einer Biegebeanspruchung unterliegt, kann das J-Integral nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$J_I = \eta \frac{(U_{Ri} - U_{0R})}{B(\omega - a)} \qquad (4.13)$$

U_{0R} - die Verformungsarbeit bei einem Probekörper ohne Riß

U_{Ri} - die Verformungsarbeit bei einem Probekörper mit dem Riß

Nach der Elastizitätstheorie ist die Verformungsarbeit U_{0R} für 3-Punkt-Biegeproben aus

$$U_{0R} = \frac{F^2 s^3}{8\, BE\omega^3} + \frac{0{,}395\, F^2 s(1+\vartheta)}{BE\,\omega} \qquad (4.14)$$

zu bestimmen,

Die potentielle Energie U_{Ri} wird als Fläche unter der F-f-Kurve bestimmt. Der Geometriefaktor η ist für die 3-Punkt-Biegeproben als $\eta = 2$ festgelegt.

J-Integral als Bruchriterium

Das J-Integral ist wegunabhängig, solange an der Rißspitze keine Entlastungen auftreten. Dies bedeutet, daß das J-Integral als Bruchkriterium vor allem für den Beginn der stabilen Rißerweiterung in Frage kommt. In dem Gültigkeitsbereich der LEBM kann das J-Integralbruchkriterium wie folgt ausgedrückt werden:

$$J_{I0} = J_{IC} \tag{4.15}$$

In diesem Bereich entspricht das J-Integral der Rißverlängerungskraft G, d.h.

$$G_C = J_C \tag{4.16a}$$

$$G_{IC} = J_{IC} \tag{4.16b}$$

Außerhalb des Gültigkeitsbereiches der LEBM verliert das J-Integral die Bedeutung einer den Riß vorwärts treibenden Energie. Nach einer versetzungstheoretischen Interpretation ist das J-Integral die Summe der Kräfte, die auf die Rißspitze und die in der plastischen Zone verteilten Versetzungen nachbildend wirken, wenn der Integrationsweg entlang den äußeren Begrenzungen der plastischen Zone gewählt wird.

Für das Bauteilversagen, das bei statischer Belastung zumindest anfänglich durch stabilen Rißfortschritt bestimmt ist, dürfen die Instabilitätskriterien der LEBM nicht mehr benutzt werden [18].
Die in diesem Fall anwendbaren Versagenskriterien (nur dargestellt für das J-Integralkonzept) sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.
Das Kriterium $J > J_i$ nimmt hier als kritischen Zustand den Beginn der stabilen Rißeinleitung an (Absicherung gegen Rißeinleitung).
In der Tabelle 4.2 ist es auch das Rißmodul T (tearing moduls)-Kriterium. Paris u.a. [127] haben es als zusätzliche Kenngröße des instabilen Rißwachstums wie folgt abgeleitet:

$$T = \frac{dJ}{da}\frac{E}{\sigma_F} \tag{4.17}$$

(σ_F - Fließgrenze, z.B. $\sigma_F = \frac{1}{2}(R_e + R_m)$)

Der Rißmodul wird aus der Steigerung der J-Δa-Kurve ermittelt. Die Gültigkeit und Anwendbarkeit des T-Modul-Konzeptes ist noch abzusichern [18].

Tabelle 4.2

Bruchmechanische Versagenskriterien für Bauteile auf der Basis des J-Integrals [18] (Absicherung gegen Rißeinleitung)

Kriterium	Gültigkeitsbedingungen	Bemerkungen
$J_{Bauteil}(a,F,Werkstoff) > J_i$	$B, a, (\omega-a) \geq \frac{J}{R_e + R_m}$	Rißeinleitungskriterium bei duktilen Werkstoffen und großen Bauteildicken zu konservativ
$J_{Bauteile}(a+\Delta a) > J_R(\Delta a)$	zulässiges stabiles Rißwachstum: $\Delta a < 0{,}06\ (\omega-a)$ Probengröße: $(\omega-a) > \alpha \cdot \frac{J}{R_e}$ $\alpha = 25$ für Biegeproben $\alpha = 200$ für Zugproben ebener Dehnungszustand $B > (\omega-a)$	Kriterien für J-kontrolliertes Rißwachstum; die Bedingungen dafür sind noch in Entwicklung
$T_{Bauteil} > T_{Werkstoff}$ $T = \frac{E}{R_e^2} \frac{dJ}{da}$	Steigung der Rißwachstumskurve: $\omega = \frac{w-a}{J} \frac{dJ}{da}$ >2,5 Biegeproben 20 Zugproben	anwendbar bei duktilem Werkstoffverhalten

4.1.2. Durchführung der Untersuchungen

Die Ermittlung der J-Integral-Werte wurde mit der Methode von Begley und Landes aufgrund der 3-Punkt-Biegeproben durchgeführt. Das Verfahren mit dieser Methode ist im Kapitel 4.1.1 genau vergestellt.

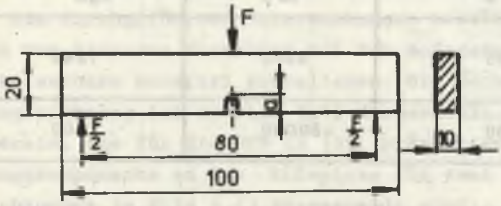


Bild 4.6. Probenform und -abmessung von 3-Punkt-Biege-Proben zur J-Integral-Bestimmung

Rys. 4.6. Kształt i wymiary próbki wykorzystywanej do wyznaczania całki J metodą trójpunktowego zginania

Form und Maße der bei 3-Punkte-Biegeproben verwendeten Prüfkörper sind im Bild 4.6 gezeigt.

Das untersuchte Material, GFP, ist aus Roving mit Epoxydharz getränkt und wird durch das Pressen in entsprechenden Formen hergestellt.

Das Härten unter Umgebungstemperatur dauerte 24 Stunden. Zusätzliche Nachhärtung wurde bei unterschiedlichen temperatur- und zeitbedingten Zyklen durchgeführt. Die Nachhärtungsparameter sind in der Tabelle 4.3 vorgestellt.

Tabelle 4.3

Die Nachhärtungsbedingungen und Bezeichnung der Prüfkörpergruppen

Nr	Material	Nachhärtungsbedingungen		Bezeichnung der Gruppe der Prüfkörpergruppen
		t [°C]	τ [h]	
1	E5 + 50% GF (Roving)	80	2	A
2			4	B
3			8	C
4		120	2	D
5			4	E
6			8	F
7	E5+35% GF (Roving)	80	2	G
8			4	H
9			8	I
10		120	2	K
11			4	L
12			8	M
13	E5	80	2	N
14			4	O
15			8	P
16		120	2	R
17			4	S
18			8	T

Das Epoxidharz ist mit Butadienphthalat modifiziert (ψ = 20%) und mit Z - 1 gehärtet 24 h bei 20°C.

Die Eigenschaften der zur Fertigung der Verbundwerkstoffe benutzten Komponenten sind in Tabelle 4.4 dargestellt.

Tabelle 4.4

Die mechanischen Eigenschaften der Komponenten

Material	Zugfestigkeit R_z MPa	E-Modul MPa	Dichte ρ kgm^{-3}
Epoxidharz, E5 (Nachhartung 24 h bei 20°C)	55	3500	1240
Glasfasern Roving ER-2001	1200	80000	2500

Vor der Prüfung lagerten die Versuchskörper 4 Monate in normalen Umgebungsverhältnissen. Nach [49] wurden die Probekörper mechanisch gekerbt. Aus jeder in der Tab. 4.3 durch Buchstaben A bis T gekennzeichneten Prüfkörpergruppe wurden zwecks Untersuchungen Probekörper mit der Kerblänge "a" von 8 mm bis 10,5 mm mit einem Sprung von $\Delta a \cong 0{,}5$ mm vorbereitet.

Für jede Kerblänge sind Prüfungen an 5 bis 7 Probekörpern vollzogen worden.

Die Versuche wurden auf einer mit der Meßregistrieranlage versehenen Festigkeitsprüfmaschine MTS durchgeführt.

Die Belastungsgeschwindigkeit betrug V = 0,5 mm/min.

4.1.3. Diskussion der Ergebnisse

Aufgrund der F-f-Diagramme (Bild 4.7), die während der Biegeproben gezeichnet wurden, ist im Bild 4.8 und 4.9 die grafische Darstellung der U*-a-Abhängigkeit vorgestellt worden.

Danach sind übereinstimmend mit der Begley-Landes-Methode und der Gl. (4.4) die J-Werte bestimmt worden. Gleichzeitig sind auch J-Werte nach der Gl. (4.5) berechnet worden.

Die Ergebnisse für zwei Prüfkörpergruppen A und D sind in Tabelle 4.5 und im Bild 4.10 und 4.11 vorgestellt.

Wie ersichtlich ist, verkleinern sich die nach Gl. (4.4) bestimmten J_E-Integral-Werte mit wachsender Rißlänge viel schneller als die nach Gl. (4.5) berechneten J_R-Integral-Werte. Infolgedessen bleiben die J_R-Werte für die geprüften Rißlängen fast auf unverändertem Niveau. Sie werden sozusagen von den J_E-Werten eingeschlossen (Bild 4.10, 4.11). Das kann bedeuten, daß die beiden Gleichungen (4.4) und (4.5) die Energieänderung während der Prüfkörperbiegung nicht mit gleicher Genauigkeit beschreiben. Die Gl. (4.5) erscheint mehr als eine Näherungsformel, in der die Energieänderungen zu grob betrachtet werden.

Auf den Diagrammen F-f, die biespielsweise für die Prüfkörper der A-Gruppe mit unterschiedlicher Kerblänge "a" im Bild 4.7 dargestellt sind, ist ein Punkt mit dem Kennzeichen I angedeutet worden. Dieser Punkt kann als Elastizitätsgrenze des faserverstärkten Materials betrachtet werden, da sich erst nach seiner Überschreitung der Charakter des Zusammenhanges Kraft-Verformung ändert. Außerdem, das bestätigen die Untersuchungen, erscheinen dann sehr schnell die Makrorisse und ihr Wachstum sowie ihre Ausbreitung sind schon mit bloßen Augen zu beobachten.

Die durchgeführten Untersuchungen bestätigen also, daß die Abweichungen vom linearen Verhalten mit dem Auftreten massiver Schädigungen in dem untersuchten Material korrelieren. Die beobachtete typische Rißausbreitungsrichtung ist im Bild 4.12 dargestellt. Das stimmt mit den Ergebnissen überein, die für die GFP in [49] präsentiert und als Diagramme der Spannungskomponente an der Rißspitze für zwei unterschiedliche Faserlagerungsrichtungen im Bild 4.13 vorgestellt sind.

Wie gezeigt wurde, ist der Spannungsanteil entlang der Faserrichtung viel größer, als der in der Querrichtung. Bei unidirektionaler Verstärkung tritt das deutlich hervor. Die nach der Gl. (4.4) berechneten J-Werte sind

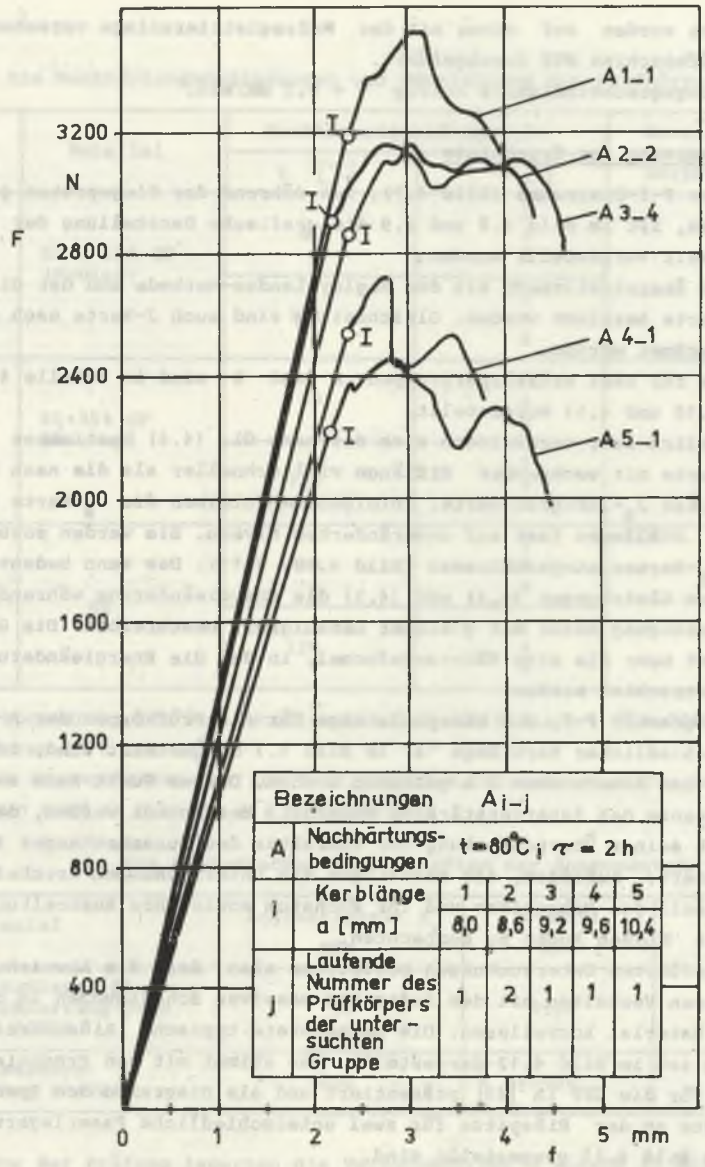


Bild 4.7. Diagramme F-f der Biegeproben für Prüfkörper der A-Gruppe

Rys. 4.7. Wykresy F-f uzyskane w próbie zginania dla próbek grupy A

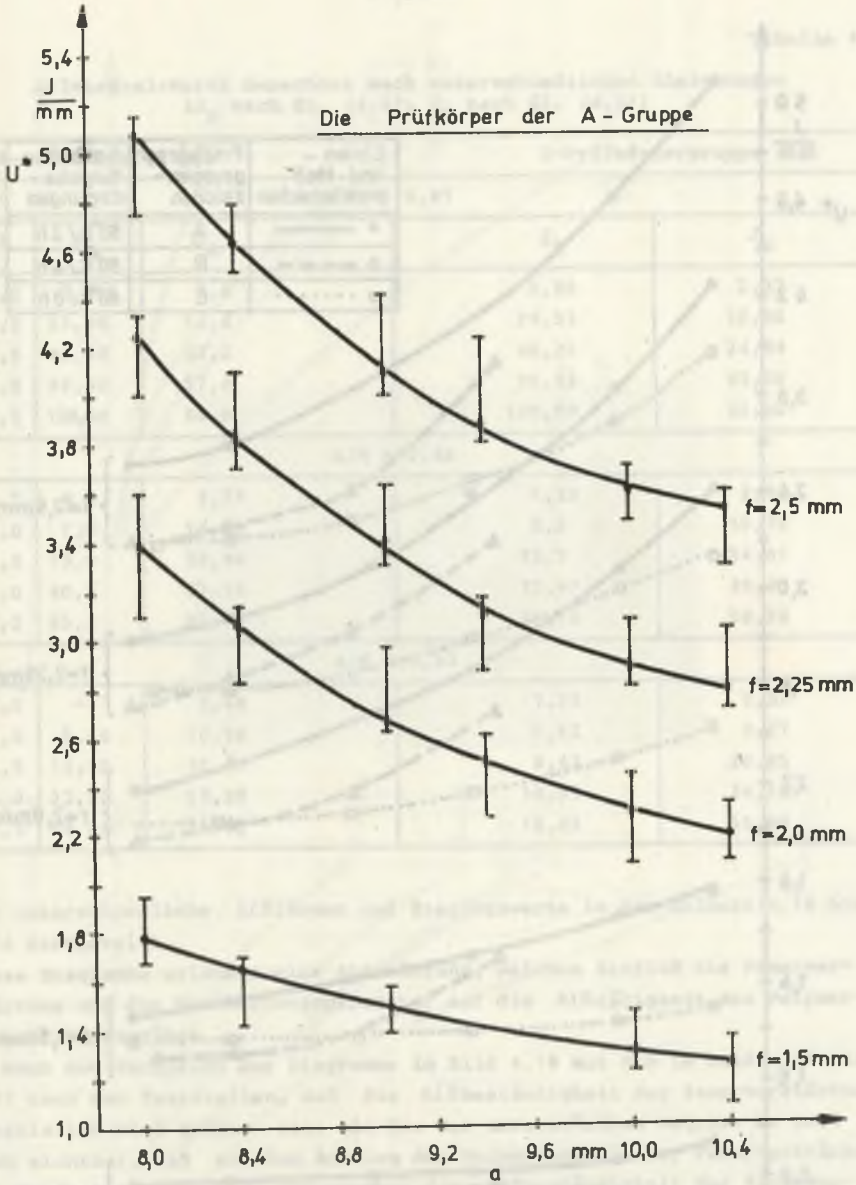


Bild 4.8. Änderung der Energie U* mit Rißwachstum a bei unterschiedlichen Biegungswerten f der A-Prüfkörpergruppe

Rys. 4.8. Zmiana energii U* wraz ze wzrostem długości szczeliny a dla różnych wartości strzałki ugięcia f dla próbek z grupy A

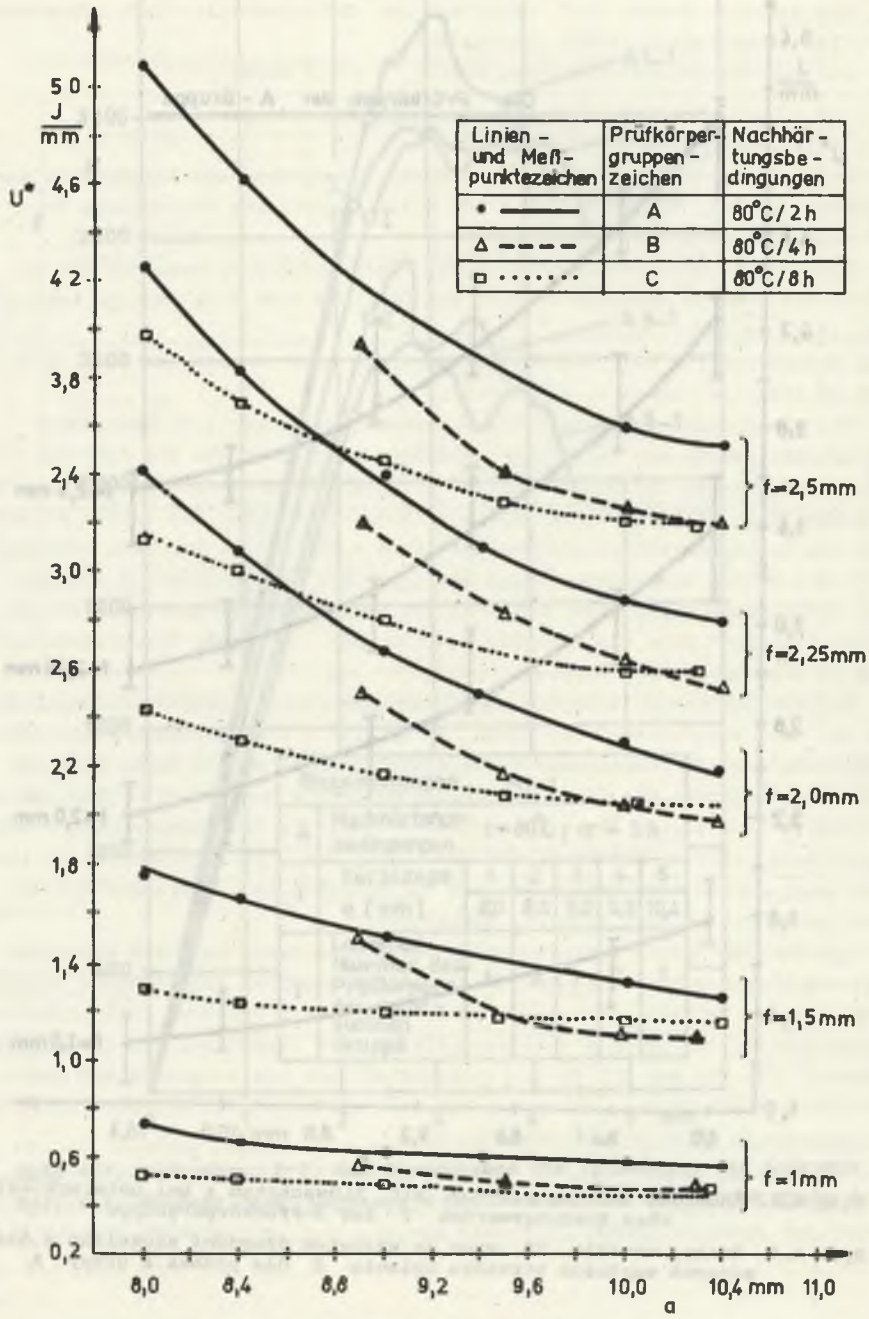


Bild 4.9. Zusammenfassung der U*-a-Diagramme für A, B, C-Prüfkörpergruppe

Rys. 4.9. Zbiorcze zestawienie wykresów U*-a dla trzech grup próbek: A, B i C

Tabelle 4.5

J-Integral-Werte berechnet nach unterschiedlichen Gleichungen
(J_E nach Gl. (4.4), J_R nach Gl. (4.5))

A-Prüfkörpergruppe			D-Prüfkörpergruppe	
a/W = 0,41				
f	J_E	J_R	J_E	J_R
0,5	8,62	3,6	5,88	2,37
1,0	23,00	14,4	29,53	10,55
1,5	46,00	32,2	46,20	24,34
2,0	89,00	57,0	70,59	43,50
2,5	138,00	84,0	100,80	65,00
a/W = 0,46				
0,5	4,8	3,77	1,22	2,66
1,0	7,8	14,72	5,5	10,70
1,5	19,0	32,94	15,7	24,01
2,0	40,5	57,19	32,97	39,81
2,5	65,2	81,75	58,18	58,26
a/W = 0,52				
0,5	-	3,48	1,28	2,32
1,0	5,16	13,86	5,62	9,27
1,5	14,20	30,83	8,43	20,85
2,0	23,40	53,80	14,05	36,14
2,5	49,00	84,73	16,85	55,60

für unterschiedliche Rißlängen und Biegungswerte in den Bildern 4.14 bis 4.18 dargestellt.

Diese Diagramme erlauben eine Abschätzung, welchen Einfluß die Faserverstärkung und die Nachhärtungsparameter auf die Rißzähigkeit des Polymerwerkstoffes ausüben.

Nach dem Vergleich der Diagramme im Bild 4.18 mit den in Bild 4.14 bis 4.17 kann man feststellen, daß die Rißbeständigkeit der faserverstärkten Materialien viel größer ist, ale die der unverstärkten Matrix. Es wird auch sichtbar, daß mit dem Anstieg des Volumenanteils der Faserverstärkung (er wurde bis V_f = 50% untersucht) die Rißbeständigkeit des faserverstärkten Materials auch zunimmt. Der festgestellte Anstieg der J-Werte ist zusätzlich eine Funktion der Nachhärtungsparameter.

Bei den untersuchten GFP-Werkstoffen scheint die Nachhärtungstemperatur von 80°C besser zu sein, als die von 120°C. Die Versuchsergebnisse weisen darauf hin, daß eine zu hohe Nachhärtungstemperatur eine Abnahme der Rißbeständigkeit des Polymerverbundes hervorrufen könnte.

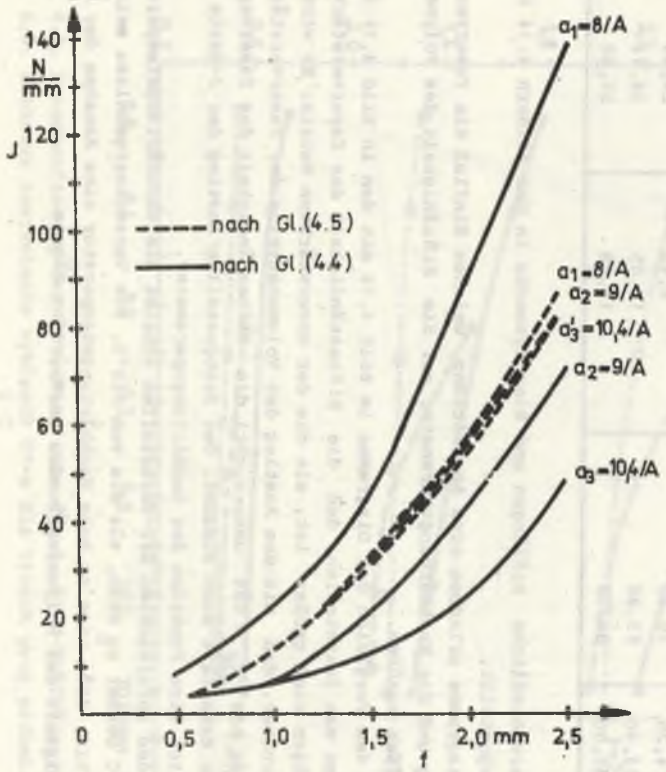


Bild 4.10. Zusammenfassung der J-f - Diagramme für A-Prüfkörpergruppe.

Rys. 4.10. Wykresy J-f dla próbek grupy A

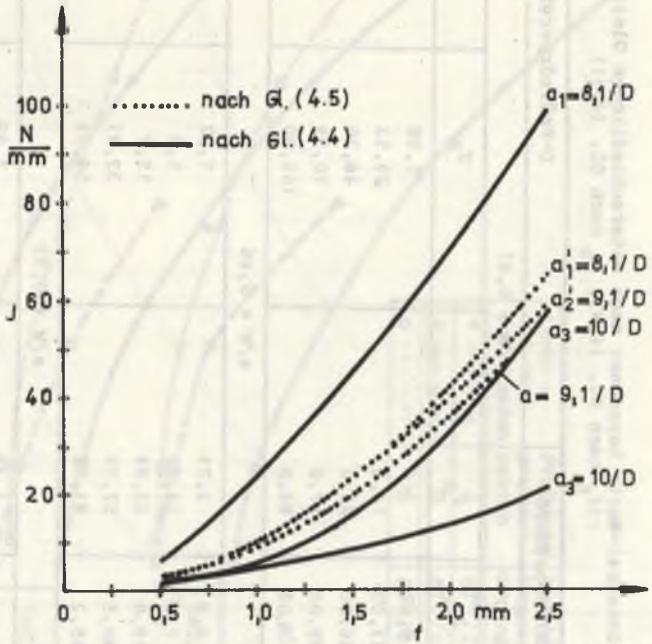
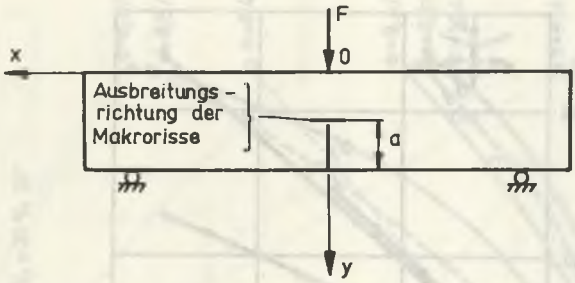


Bild 4.11. Zusammenfassung der J-f - Diagramme für D-Prüfkörpergruppe

Rys. 4.11. Wykresy J-f dla próbek grupy D

a)



b)

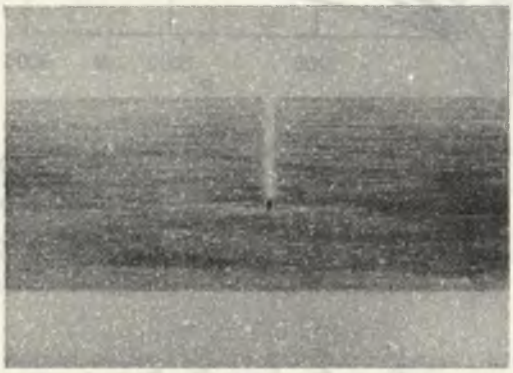


Bild. 4.12. Rißausbreitungsrichtung bei der 3PB-Probe in dem faserverstärkten Material (Belastung quer zur Faserlängsachse)

a - eine schematische Darstellung, b - eine Fotoaufnahme der Kerbumgebung des untersuchten Materials

Rys. 4.12. Kierunek rozwoju szczeliny w polimerowym kompozycie włóknistym podczas próby trójpunktowego zginania (obciążanie w kierunku prostopadłym do kierunku ułożenia włókien)

a - schematyczne przedstawienie obciążanej próbki, b - fotograficzne ujęcie obszaru otaczającego wierzchołek karbu.

Die dauer des Nachhärtungszyklus hat auch ihren Einfluß, der aber viel kleiner zu sein scheint, als der der Temperatur.

Die Diagramme in den Bildern 4.14 und 4.15 weisen darauf hin, daß die mittleren Werte der Härtungszeit, die in den untersuchten Zeitzyklen einem Zeitraum von 4 Stunden entsprechen, die besten Eigenschaften des Materials gewährleisten.

Wollte man den J-Wert als Bruchkriterium benutzen, so ist es nötig, den kritischen J-Wert zu bestimmen. Nach der Literatur kann dieses Problem auf unterschiedliche Weise gelöst werden [z.B. 10, 173]. Es gibt auch entsprechende Normen dafür [141]. Leider betreffen diese nur die homogenen, metallischen Werkstoffe.

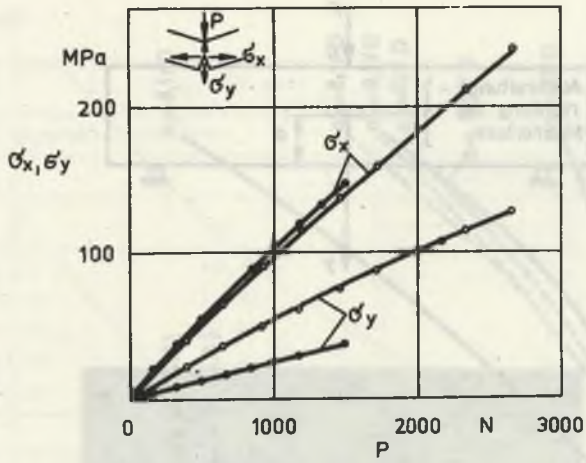


Bild 4.13. Zusammenhang der Spannungsanteile σ_x und σ_y in der Nähe der Rißspitze und der Belastungskraft P, [49]

● - entlang der Faser, O - quer zur Faser

Rys. 4.13. Zestawienie wykresów składowych naprężenia σ_x i σ_y występujących w pobliżu wierzchołka szczeliny w funkcji siły obciążającej P [49]

● - wzdłuż włókien, O - w poprzek włókien

Für verstärkte Polymerwerkstoffe gibt es keine Normen und nur wenige Publikationen. Die Verfahrensmethoden und Lösungen unterscheiden sich stark voneinander. Aufgrund der durchgeführten Untersuchungen und deren Analyse wird eine spezielle Lösung vorgelegt.

Es wurde folgendes Verfahren benutzt:

- In jeder Prüfkörpergruppe sind für bestimmte Rißlängen die kritischen Zustandsparameter, die der sog. Elastizitätsgrenze entsprechen (Punkt I im Bild 4.7), bestimmt,
- die J-Werte, die für diese Parameter bestimmt sind, wurden mit J_{ic} bezeichnet und als kritische Werte des beschädigten, rißbehafteten Materials betrachtet,
- die Meßwerte lassen die grafische Darstellung des Zusammenhanges J_{ic} - (a/W) bearbeiten,
- nach Extrapolation für a/W = O wird ein Wert J_{Ic} festgestellt. Dieser J-Wert wird als kritischer Wert des untersuchten faserverstärkten Materials betrachtet.

Es wurde dabei angenommen, daß die Extrapolation zulässig ist, weil die grafische Darstellung des Zusammenhanges J_{ic} - a/W eine Gerade ist (Bild 4.19, 4.20), die auf eine lineare Abhängigkeit der beiden Größen deutet. Die Gerade wurde mit der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Dazu verläuft die Extrapolation in der Richtung geringerer Schädigungen, also in

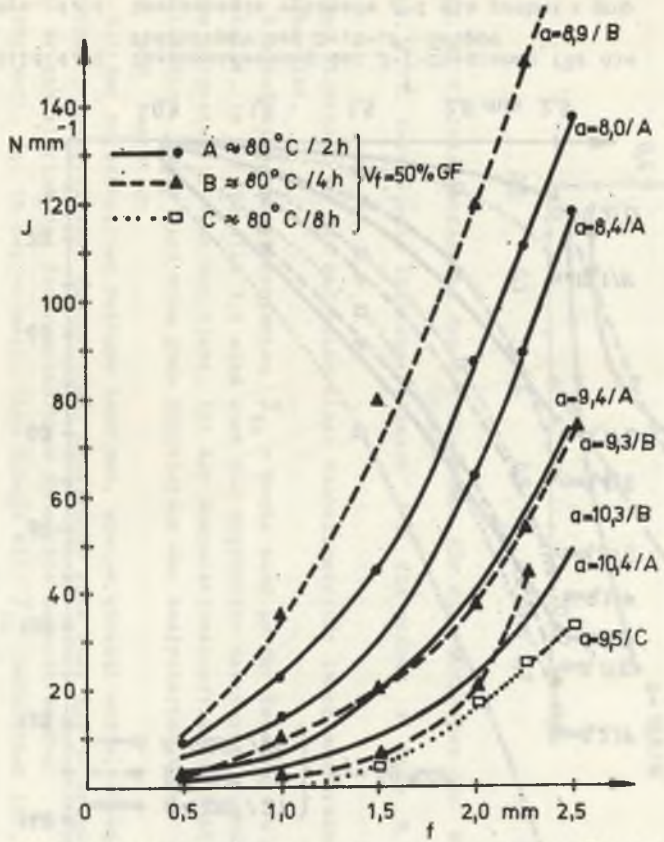


Bild 4.14. Zusammenfassung der J-f-Diagramme für die Prüfkörper der A-,B-,C- Gruppe

Rys. 4.14. Zestawienienie zbiorcze wykresów J - f dla próbek z grup: A, B i C

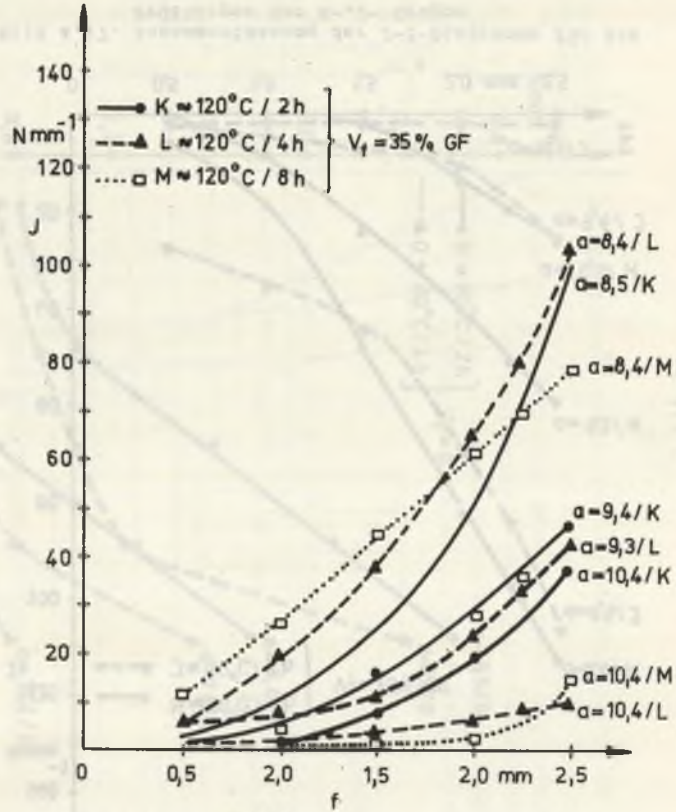


Bild 4.15. Zusammenfassung der J-f-Diagramme für die Prüfkörper der K-,L-,M- Gruppe

Rys. 4.15. Zestawienie zbiorcze wykresów J-f dla próbek z grup: K, L i M

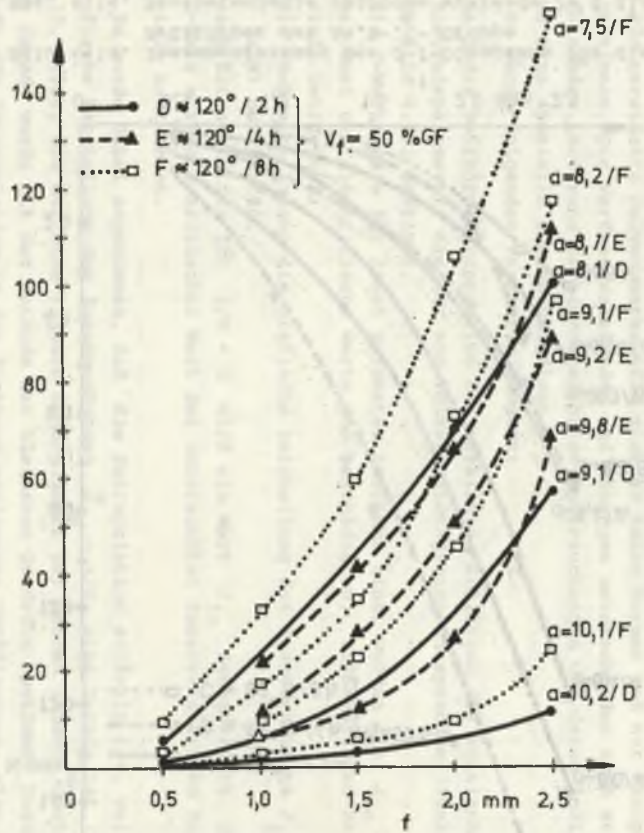


Bild 4.16. Zusammenfassung der J-f-Diagramme für die Prüfkörper der D-,E-,F- Gruppe

Rys. 4.16. Zestawienie wykresów J-f dla próbek z grup D, E i F

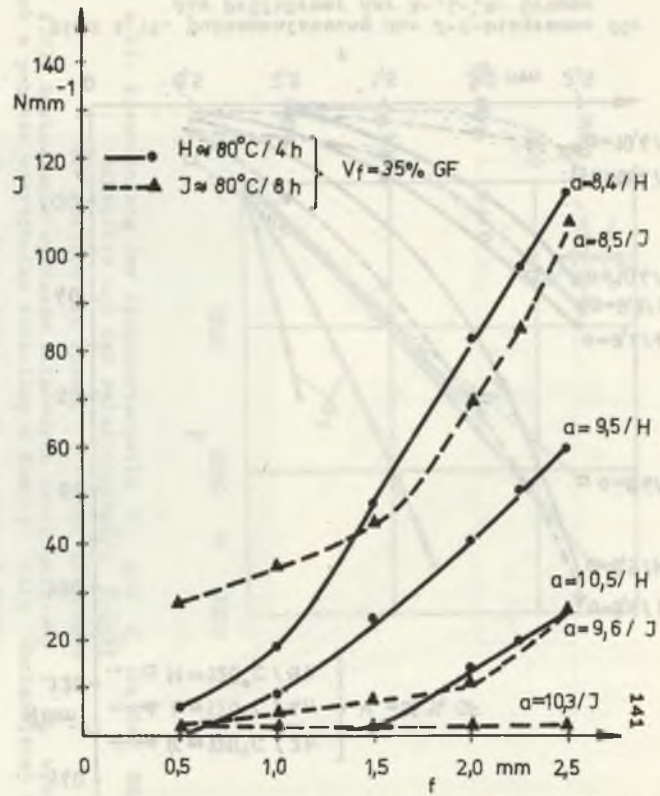
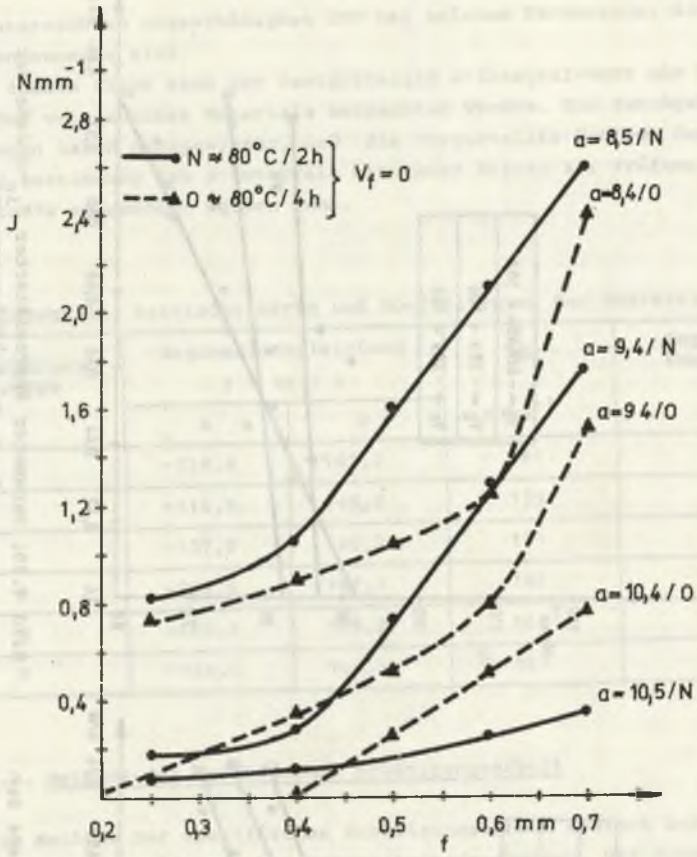


Bild 4.17. Zusammenfassung der J-f-Diagramme für die Prüfkörper der H-,J- Gruppe

Rys. 4.17. Zestawienie zbiorcze wykresów J-f dla próbek z grup H i J



Rys. 4.18. Zusammenfassung der J-f-Diagramme für die Prüfkörper der N-,O-Gruppe

Rys. 4.18. Zestawienie zbiorcze wykresow J-f dla próbek z grup N i O

einer Richtung, wo das Auftreten einer Nichtlinearität immer unwahrscheinlicher ist.

Die auf diesem Weg bestimmten $\tilde{J}_{Ic}$ - Werte sind in der Tabelle 4.6 dargestellt. In der Tabelle 4.6 sind auch die Ergebnisse der Korrelationsanalyse vorgestellt. Wien man sieht, ist der Korrelationskoeffizient fast gleich Eins. Damit wird eine gute Korrelation der analysierten Werte $\tilde{J}_{Ic}$ und a/W bestätigt.

Mit der vorgestellten Methode kann man, wie es gezeigt wurde, einen kritischen J-Integral-Wert feststellen. Demzufolge kann hier das J-Integral als Bruchkriterium des faserverstärkten Materials benutzt werden.

Der Wert, der in der vorgestellten Arbeit mit $\tilde{J}_{Ic}$ bezeichnet ist, wird als kritischer Wert betrachtet und auch so genannt, denn er charakterisiert

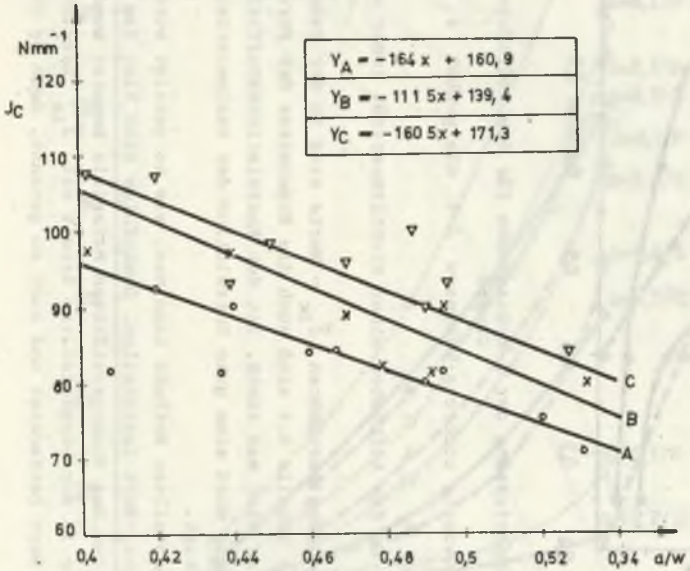


Bild 4.19. Parameter approximierter J_{ic}-Gerade der A-,B-,C- Prüfkörpergruppe

Rys. 4.19. Parametry aproksymacji prostej J_{ic} dla próbek z grup: A, B i C

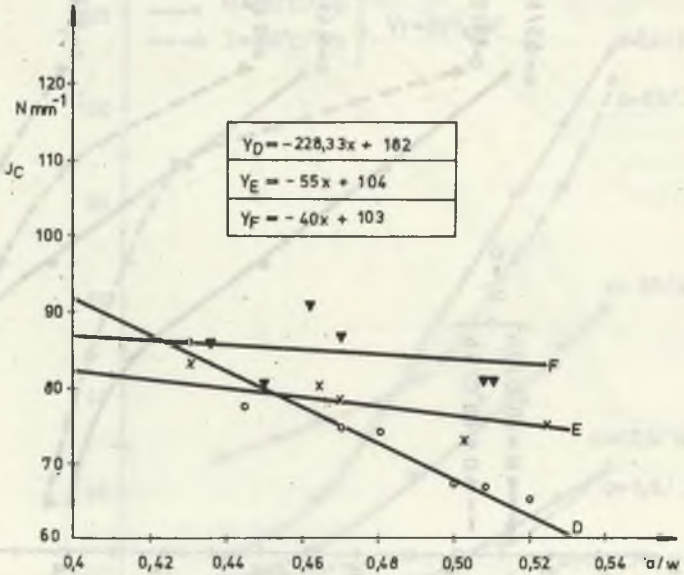


Bild 4.20. Parameter approximierter J_{ic}-Gerade der D-,E-,F- Prüfkörpergruppe

Rys. 4.20. Parametry aproksymacji prostej J_{ic} dla próbek z grup: D, E i F

die untersuchten ungeschädigten GFP bei solchen Parametern, die als kritische angenommen sind.

In diesem Sinne kann der festgestellte J-Integral-Wert als kritischer Wert des untersuchten Materials betrachtet werden. Die durchgeführten Untersuchungen haben nachgewiesen, daß die vorgestellte Methode der experimentellen Bestimmung des J-Integrals mit gutem Erfolg zur Prüfung der Verbundwerkstoffe angewendet werden kann.

Tabelle 4.6

J-Integrale, kritische Werte und Koeffizienten der Regressionsanalyse

Prüfkörpergruppe	Regressionsgleichung $y = ax + b$		J_{Ic}	Regressionskoeffizient
	a	b	$N\ mm^{-1}$	$\|r\|$
A	-159,4	162,2	161	0,945
B	-110,6	149,0	139	0,849
C	-137,0	180,2	171	0,867
D	-219,6	187,1	182	0,925
E	-106,3	108,9	104	0,929
F	-134,5	109,5	103	0,913

4.2. Methode der spezifischen Schädigungsarbeit

Die Methode der spezifischen Schädigungsarbeit basiert auf den dynamischen Werkstoffprüfungen bei Schwellbeanspruchungen. Die dynamischen Werkstoff- und Bauteilprüfungen ermöglichen neben der Ermittlung der Bruchlastschwingzahl auch den Schädigungsvarlauf und die -ursache zu erfassen. Dafür können die Abmessungen der auftretenden Veränderungen der Hysteresisschleife dienen. Die Wöhlerkurven der Ermüdungsprüfungen können nur Aussagen über das Bruchversagen liefern. Die Hysteresismessungen ermöglichen es demgegenüber anhand der Veränderung der mechanisch-dynamischen Kennwerte eine ingenieurmäßige Bewertung der wahren Einsatzgrenzen des Werkstoffes zu erstellen und in Verbindung mit mikroskopischen Untersuchungsmethoden den mikromechanischen Schädigungsablauf zu beurteilen.

Die Veränderung der Hysteresisschleife mit fortschreitender Werkstoffermüdung läßt sich anhand einer Vielzahl von Kennwerten beschreiben. Besonders interessant sind unter denen die Form der Hysteresisschleife, die dynamische Steifigkeit und die energiebezogenen Kennwerte.

Unter den energiebezogenen Kennwerten werden am meisten die Werkstoffdämpfung und die spezifische Schädigungsarbeit benutzt.

Als integrale Schädigungsmaße sind sie sehr empfindlich auf irreversible Materialänderungen sowie auf mit Rißbildung und Rißwachstum verbundene Schädigungsvorgänge im Werkstoff. Dafür benutzt man die Abmessungen der Hysteresisschleifeänderungen. Die Hysteresismessungen und -auswertungen erfordern jedoch moderne Meßgeräte, die schon geringfügige Kennwertunterschiede nachweisen könnten. Ein Schema einer Messanordnung ist nach [140] in Bild 4.21 dargestellt.

Der untersuchte Werkstoff wird in einer kraftgeregelten servohydraulischen Prüfmaschine sinusförmigen zwangserregten Schwingungen ausgesetzt. Das von der Kraftmeßdose des Pulsators kommende Signal, sowie das von einem auf der Probe befestigtem Axialdehnungsaufnehmer kommende Verlängerungssignal werden zeitgleich gemessen, verstärkt, digitalisiert und anschließend in einem Rechner On-Line ausgewertet. Der Rechner steuert die Prüfmaschine und ermöglicht es, beliebige Lastkollektive zu erzeugen und nach bestimmten Lastschwinghzahlen einzelne Hysteresisschleifen aufzunehmen. Jede Hysteresisschleife wird in Form von vielen Stützstellen, die Schleifenform charakterisierenden Hysteresiskennwerte, auf einem Massenspeicher abgelegt. Auswerteprogramme erlauben es, die Meßergebnisse grafisch oder als Protokoll zu dokumentieren.

Aus den digitalisierten Signalen werden sowohl dehnungs-, steifigkeits- als auch energiebezogene Kennwerte ermittelt. Diese werden auch bei der Methode der spezifischen Schädigungsarbeit, die in der vorgestellten Arbeit als Grundlage zur Abschätzung des Schädigungszustandes des beanspruchten Materials dient, betrachtet.

Die Methode der spezifischen Schädigungsarbeit nutzt eine Hypothese, die von Feltner und Morrow [41] formuliert wird, aus. Nach diesen Autoren entspricht das Maß des Schädigungszustandes dem Vollwert der vollkommen und irreversibel durch die Volumeneinheit des untersuchten Materials absorbierten Energie.

Entsprechend dieser Hypothese erfolgt der Bruch des Materials, wenn der Energiebetrag dem zur Zerstörung des Materials erforderlichen Arbeitsaufwand währedn der statischen Zugprobe gleich ist.

Wollte man also den Schädigungsgrad des schwellbeanspruchten Materials beurteilen, so muß man die Größe der im Material entstehenden Energieänderungen als Funktion der Spannungen (z.B. der Spannungsausschlag σ_a) und der Lastspielzahl N bestimmen.

Die gesamte Verlustarbeit A pro Verformungszyklus ergibt sich als Differenz der Be- und Entlastungsanteile nach der folgenden Gleichung [118].

$$A = \delta A_1 - \delta A_2 = V \int_0^{\varepsilon_1} \sigma_1(\varepsilon)\,d\varepsilon - V \int_0^{\varepsilon_2} \sigma_2(\varepsilon)\,d\varepsilon \qquad (4.18)$$

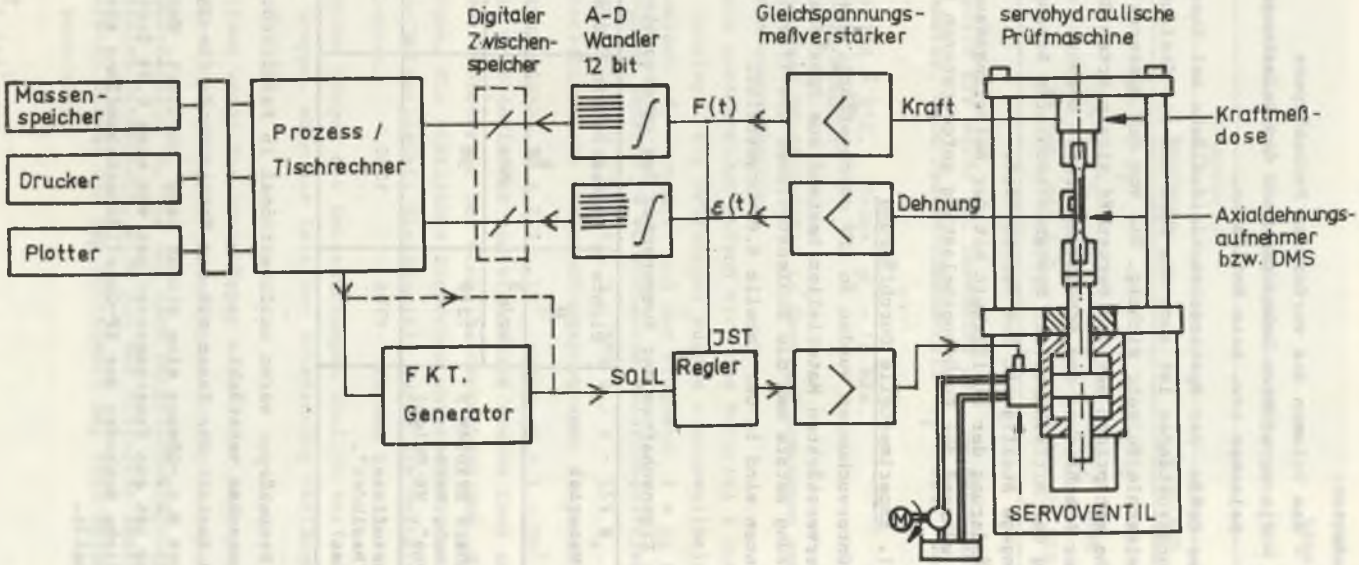


Bild 4.21. Schema einer Meßanordnung

Rys. 4.21. Schemat stanowiska pomiarowego

Dabei bedeuten:

V - das Volumen des verformten Probekörpers

$\varepsilon_{1,2}$ - die erreichten Dehnungen nach dem Belastungs-Dehnungsverlauf beim Belasten bzw. beim Entlasten.

Neben der Größe der Hysteresisschleifefläche bei Abschätzung des Materialschädigungszustandes ist auch die Form und die Steigung der Mitelkurve der Hysteresisschleife sehr wichtig. Die von der Hysteresisschleife umschlossene Fläche entspricht der vom Werkstoff dissipierten Energie und wird meistens zur Abschätzung des Schädigungsgrades benutzt; dagegen erlaubt die Steigung der Mittelkurve der Hysteresisschleife Aussagen über die lasthöhenabhängige Steifigkeit des Werkstoffes.

Die Änderung der Steifigkeit mit der Belastungsdauer ist auch ein Maß für die während der Ermüdungsbelastung aufgetretenen Schädigungen.

4.2.1. Experimentelle Durchführung

Die Untersuchungen wurden an KFP durchgeführt. Die Matrix der untersuchten faserverstärkten Materialien bestand aus Epoxidharz, Epidian 5. Als Verstärkung setzte man die Kohlenstoffaser KBW-13 ein. Einige Kennwerte der Komponenten sind in der Tabelle 4.6 vorgestellt.

Tabelle 4.6

Die Eigenschaften der Komponenten des untersuchten KFP-Werkstoffes

Material	Dichte ρ	Zugfestigkeit R_z	Elastizitätsmodul E	Deformation ε
	kg/m^3	MPa	GPa	%
Epoxidharz EPIDIAN 5 (Chemische Werke "Sarzyna", VR Polen)	1240	50	3,5	2,5
Kohlenstoffaser KBW-13 (ZEW "Racibórz", VR Polen)	1700	1000	400,0	-

Die Probekörper waren unidirektional in Faserrichtung parallel zur Probenlängenachse verstärkt.

Vor dem Kontakt der Faser mit der Matrix wurde die Oberfläche der Faser in einer 10% H_2O_2-Lösung eine Stunde lang oxydiert. Nach der Oberflächenbehandlung ist ein Fasermasseverlust von etwa 0,3% festgestellt worden. Andere mögliche Methoden der KF-Oberflächenbehandlung sind in der Tabelle 4.7 vorgestellt.

Tabelle 4.7

Einige Oxydationsmethoden der KF-Oberflächenbehandlungen [120]

Oxydation		
Feuchte	Trockene	Anodisch
HNO_3	Luft, O_2	H_2SO_4
110°C	500-800°C	K_2SO_4 NaOH
10 Min bis 15 h	30 Sek. bis 2 h	1 bis 10 Min

Der plattenförmige Komposit KFP wurde bei Anwendung des Heißpressens hergestellt. Die Preßparameter, beim Faservolumenanteil V_f = 30%, waren wie folgt:

Temperatur t_p = 100 ± 5°C, Druck p_p = 18 MPa,
Härtungszeit τ_p = 20 Minuten

Die Probekörper, dem Standard PN-68/C-89034 in Form und Abmessung entsprechend, wurden aus Platten ausgeschnitten.

Nach dem Pressen sowie Ausschneiden befand sich das Material 2 bis 3 Monate im Normalklima in Ruhelage. Die Prüfkörper wurden zugschwellbelastet bei einem Spanungsausschlach σ_a = const. und der Frequenz f = 50 Hz.

Das Untersuchungsprogramm umfaßte 4 verschiedene Belastungsstufen: 1 - 30% R_z (R_z - Zugfestigkeit), 2 - 45% R_z, 3 - 50% R_z, 4 - 55% R_z.

Es wurden auch 3 unterschiedliche Untersuchungsprogramme eingesetzt, u.a.:

I - nach jeder Lastspielzahl $N = 0,5 \cdot 10^5$ sowie $N = 1 \cdot 10^5$ wurde der Probekörper ganz entlastet und eine halbe Stunde lang entspannt. Danach wurde der Probekörper bei einer Beanspruchung von σ_a und unter Bedingungen, die statischen Zugproben entsprechen, sechsmal nacheinander be- und entlastet. Gleichzeitig wurde die Hysteresisschleife gezeichnet

II - in diesem Programm gingen die Untersuchungen ähnlich vor sich wie in der ersten Gruppe, aber die Zeit der Entspannung verlängerte man bis auf 2 Stunden

III - in diesem Programm wurde der Probekörper nach jeder Lastspielzahl $N = 1 \cdot 10^5$ mit einem größeren Spannungsausschlag belastet

Die spezifische Schädigungsarbeit A, die den nach Untersuchungsprogramm bestimmten Lastschwingzahlen entspricht, wird aus der Differenz zwischen der Verlustarbeit des ersten Zyklus und dem Mittelwert der fünf folgenden Zyklen nach Gl. (4.19) berechnet

$$\Delta A_V = \frac{1}{V} (A_{n,1} - \bar{A}_{n,2-6}) \qquad (4.19)$$

wobei

n - die betrachtete Belastungsstufe bedeutet und die Zahlen 1-6 - die Zyklen.

Die spezifische Schädigungsarbeit wird von Null verschieden, wenn im ersten Zyklus eine irreversible Schädigungsarbeit verrichtet wird, die in den weiteren Zyklen entfällt.

Diese Meßmethode stützt sich auf die von Tamuž und Kuksenko [161] durchgeführte mikromechanische Bruchanalyse, die in der vorliegenden Arbeit im Kapitel 2.1 vorgestellt wurde.

4.2.2. Ergebnisse und Diskussion

Eine gute Haftung der Komponenten und das defekte und hohlraumlose Innere des verstärkten Materials haben einen deutlichen Einfluß auf den Verlauf des Schädigungsprozesses. Daher wurde vor der Schwellbelastung die Verbindungsfestigkeit der KFP-Probekörperkomponenten überprüft. Die Bruchflächenuntersuchungen, die mittels eines Rasterelektronenmikroskopes des Typs JEOL-JSM-35 durchgeführt wurden, zeigen, daß in der Bruchfläche sich eine ganz geringe Anzahl der ausgezogenen Fasern befindet (Bild 4.22), das auf eine gute Verbindungsfestigkeit hinweist.

Mikroskopische Untersuchungen der Schliffe bestätigen hingegen eine gute Übereinstimmung der Faserbündel mit der Matrix (Bild 4.23). Infolgedessen wiesen die Probenquerschnitte weder Blasen noch Hohlräume auf. Die durchgeführten mikroskopischen Untersuchungen bestätigen also, daß die Auswahl der technologischen Parameter bei der Herstellung der Prüfkörper richtig getroffen wurde.

Nach der Überprüfung der Verbindungsqualität der Komponenten sind die Untersuchungen entsprechend dem Untersuchungsprogramm durchgeführt worden. Dabei wurde angenommen, daß entsprechend der kinetischen Bruchtheorie [161] mit wachsender Lastspielzahl und wachsendem Beanspruchungsniveau auch der Schädigungszustand des Werkstoffes sich vergrößert. Um für das geprüfte Material eine "Abschätzung" vornehmen zu können, wurde bei den durchgeführten Untersuchungen die irreversible Schädigungsarbeit als integrales Schädigungsmaß angenommen und diese nach den Hysteresischleifeflächenmessungen festgestellt.

Die auftretende irreversible Schädigungsarbeit kann eine Änderung der Größe und auch der Form der Hysteresisschleife hervorrufen. Bei der Analyse der Hysteresisschleife wurde festgestellt, daß die Form der Hysteresisschleife grundsätzlich unabhängig von der wachsenden Lastspielzahl und der Belastungsstufe ist.

Diese zeigt das Bild 4.24. Um das zu bestätigen, wurde auch der Steifigkeitsverlauf bei unterschiedlichen Belastungsstufen berechnet. Die Ergebnisse der durchgeführten Messungen und Berechnungen sind im Bild 4.25 grafisch dargestellt. Der Steifigkeitsverlauf im Laststeigerungsversuch zeigt,

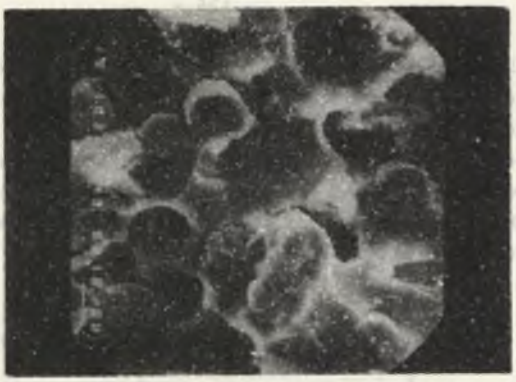


Bild 4.22. Bruchfläche der KFP nach der Zugprobe

Rys. 4.22. Powierzchnia przełomu kompozytu polimerowo-węglowego poddanego próbie rozciągania statycznego

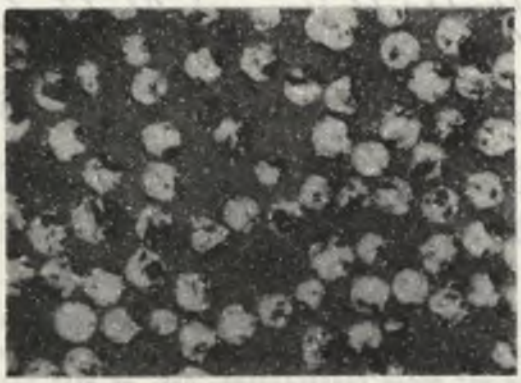


Bild 4.23. Querschnitt des untersuchten Materials KFP

a - Vergrößerung x 100, b - Vergrößerung x 500

Rys. 4.23. Przekrój badanego kompozytu polimerowo-węglowego

a - powiększenie x 100, b - powiększenie x 500

daß bis zur Lastspielzahl $N = 2 \cdot 10^6$ im untersuchten Material geringe Schädigungen auftreten, denn das Niveau der Steifigkeit, an dem die Risse großen Einfluß haben, ändert sich wenig.

Die Form der im Bild 4.24. vorgestellten Hysteresisschleife, die unmittelbar während der Belastung der Probekörper automatisch aufgezeichnet wurde, ähnelt mehr denen die Kovrov und Mošev [94] für Gummi und Ruß als Füllstoff erhalten haben (Bild 4.26), als der Form anderer Werkstoffe z.B. für SMC, die nach [140] im Bild (4.27) dargestellt sind.

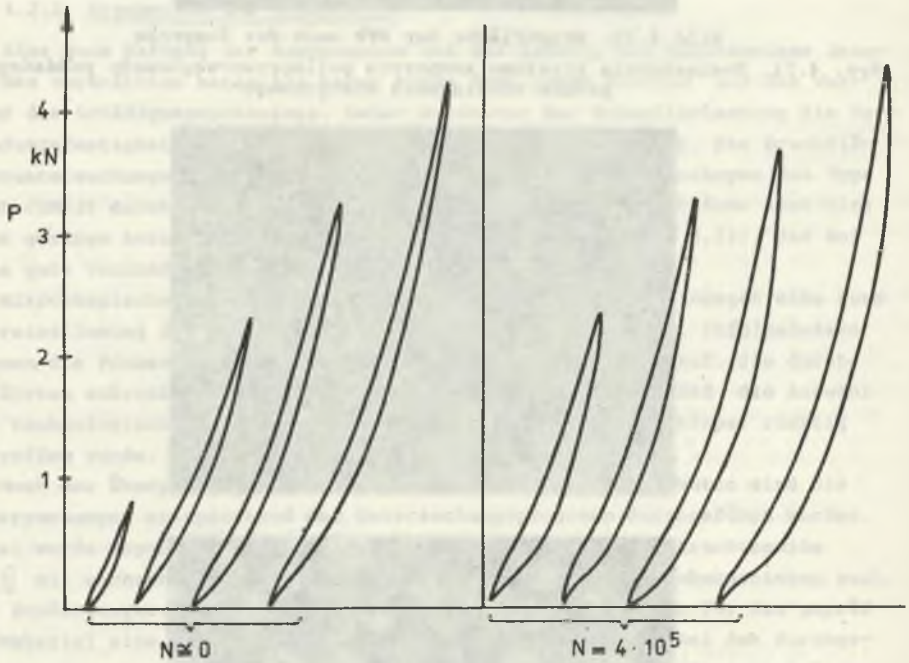


Bild 4.24. Beispiele der Hysteresisschleifen der untersuchten KFP-Werkstoffe für unterschiedliche Belastungsstufen bei Lastspielzahlen $N = 0$ und $N = 4 \cdot 10^5$

Rys. 4.24. Przykłady pętli histerezy uzyskanych dla badanego kompozytu polimerowo-węglowego dla różnych poziomów obciążeń po ilości zmian obciążeń $N = 0$ i $N = 4 \cdot 10^5$

Die beobachtete Ähnlichkeit der Form der Hysteresisschleifen hat sich jedoch nicht in rheologischen Eigenschaften der beiden Materialien bestätigt. Während Kovrov und Mošev feststellten, daß es erst nach 20 Zyklen zur Stabilisierung der Hysteresisschleife kommt, so stabilisierte sie sich bei dem untersuchten Komposit KFP schon nach dem zweiten bzw. dritten Zyklus der Be- und Entlastung. Die Stabilisierung der Hysteresisschleife könnte bedeuten, daß der Schädigungsgrad für benutzte Belastungswerte seine max. Größe erreicht hat. Die schnellere Stabilisierung der Hysteresisschleife des unter-

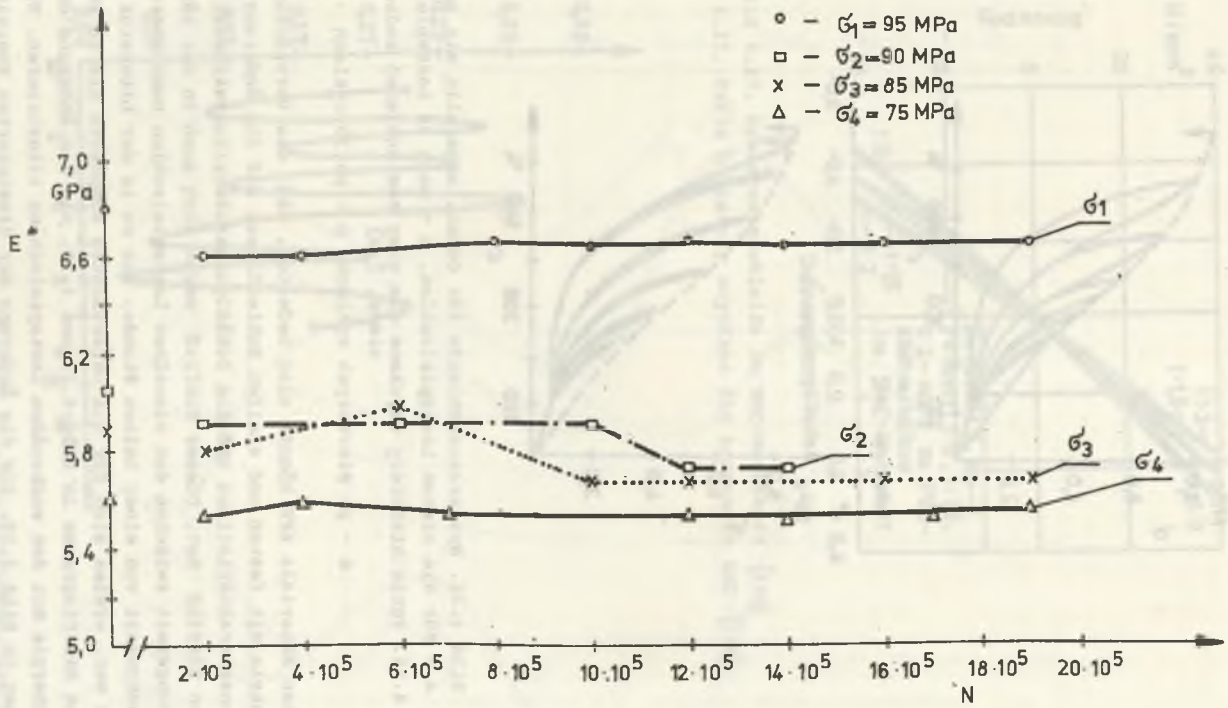


Bild 4.25. Steifigkeitsverlauf der KFP-Probekörper im Laststeigerungsversuch

Rys. 4.25. Wpływ wartości naprężenia amplitudalnego na sztywność kompozytu polimerowo-węglowego poddanego obciążeniom okresowo zmiennym

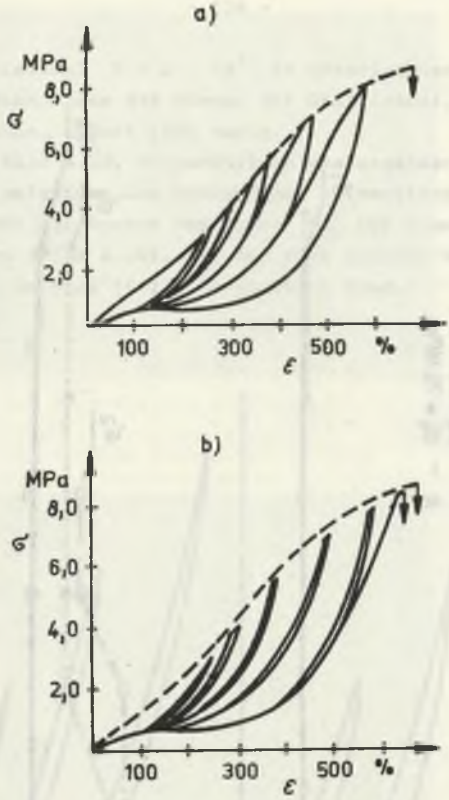


Bild 4.26. Hysteresisschleife für Gummi, angefullt mit Ruß [94]
a - für die ersten Lastspielzahlen, b - nach 30 Lastspielzahlen

Rys. 4.26. Pętle histerezy uzyskane dla gumy zawierającej sadzę jako wypełniacz, [94]
a - po pierwszych cyklach, b - po 30 cyklach

suchten Materials KFP könnte also bedeuten, daß die Verstärkung der Polymermatrix mit festen und steifen Kohlenfasern auf die Änderung ihrer Deformationscharakteristiken und die Schädigungsausbreitungskinetik einen markanten Einfluß hat. Dieser Einfluß macht sich auch in der Länge der Entspannungszeit zwischen den einzelnen Lastspielzahlen bemerkbar. Die Entspannungszeit von einer halben Stunde, wie es in der Literatur [176] angegeben war, erwies sich für die untersuchten Komposite als zu kurz. Davon deuten die Diagramme im Bild 4.29 und 4.30, die die Änderung der dissipierten Energie mit den wachsenden Lastspielzahlen illustrieren. Nach den Diagrammen im Bild 4.29, die die Änderung der dissipierten Energie bei kurzer Entlastungszeit darstellen, könnte man behaupten, daß das Material nach dieser Zeit noch keinen Energiegleichgewichtszustand erreicht hat.

Besonders deutlich zeigt sich der schwingende Charakter des Zusammenhanges zwischen dissipierter Energie und Lastspielzahlen in dem Diagramm für

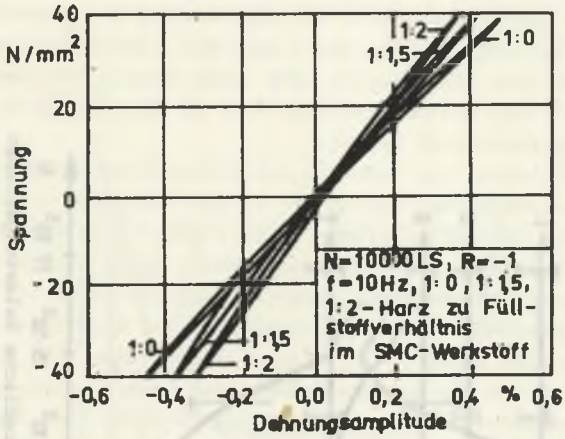


Bild 4.27. Hysteresisschleife im SMC-Werkstoff [140]

Rys. 4.27. Pętle histerezy uzyskane dla kompozytu SMC [140]

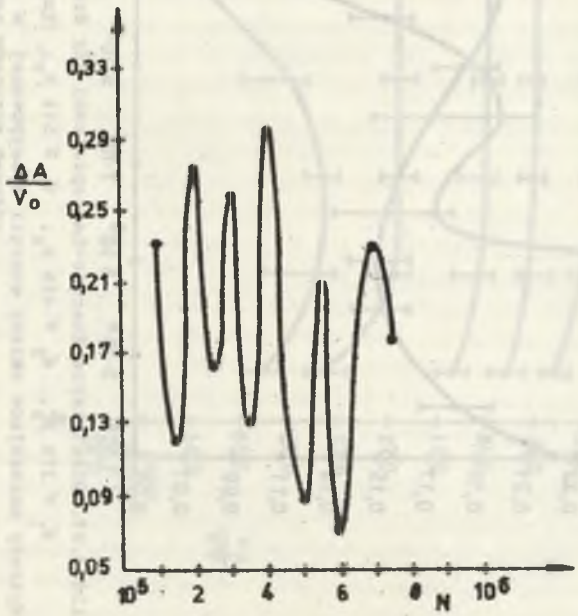


Bild 4.28. Änderung der dissipierten Energie in einem Prüfkörper des untersuchten Materials während der Schwellbeanspruchung mit steigender Lastspielzahl (Entspannungszeit t_{ent} = 0,5 h)

Rys. 4.28. Zmiany wielkości energii dyssypowanej obserwowane podczas badania jednej próbki kompozytu polimerowo-węglowego wraz z rosnącą ilością cykli zmian obciążeń (czas odprężania t_{ent} = 0,5 h)

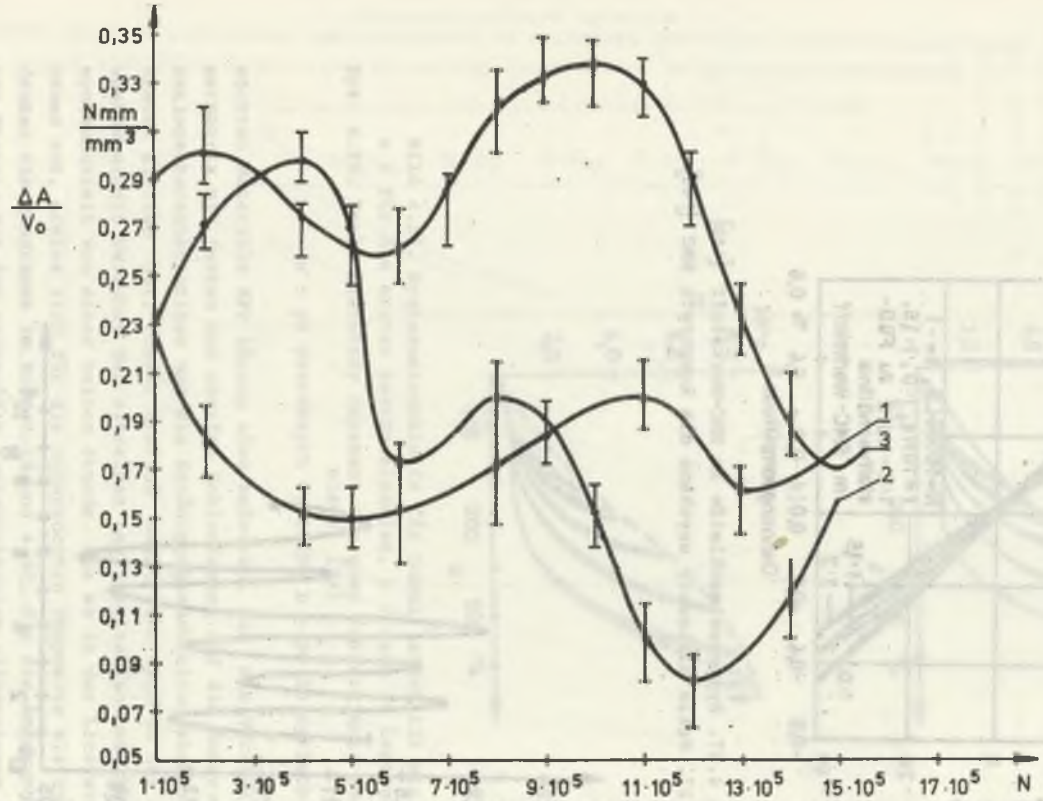


Bild 4.29. Dissipierte Energie-Lastspielzahl für drei unterschiedliche Belastungsstufen

$\sigma_1 \cong 37\%\ R_z$, $\sigma_2 \cong 48\%\ R_z$, $\sigma_3 \cong 51\%\ R_z$, (Entlastungszeit $t_{ent} = 0{,}5$ h)

Rys. 4.29. Wykresy obrazujące zmiany energii dyssypowanej w funkcji ilości cykli zmian obciążeń dla trzech różnych poziomów naprężeń

$\sigma_1 \cong 37\%\ R_m$, $\sigma_2 \cong 48\%\ R_m$, $\sigma_3 \cong 51\%\ R_m$, (czas odprężania: $t_{ent} = 0{,}5$ h)

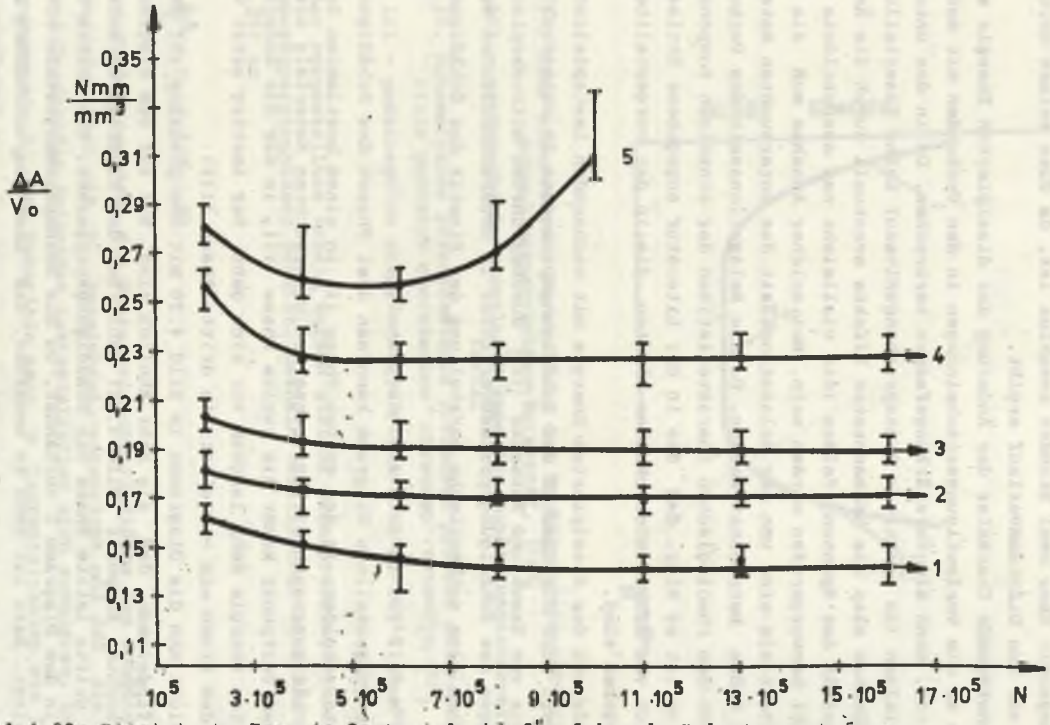


Bild 4.30. Dissipierte Energie-Lastspielzahl für folgende Belastungsstufen:

$\sigma_1 \cong 33\%\ R_z$, $\sigma_2 \cong 38\%\ R_z$, $\sigma_3 \cong 42\%\ R_z$, $\sigma_4 \cong 48\%\ R_z$, $\sigma_5 \cong 55\%\ R_z$, (Entlastungszeit $t_{ent} = 2$ h)

Rys. 4.30. Wykresy obrazujące zmiany energii dyssypowanej w funkcji ilości cykli zmian obciążeń przy różnych poziomach obciążeń

$\sigma_1 \cong 33\%\ R_m$, $\sigma_2 \cong 38\%\ R_m$, $\sigma_3 \cong 42\%\ R_m$, $\sigma_4 \cong 48\%\ R_m$, $\sigma_5 \cong 55\%\ R_m$, (czas odprężania $t_{ent} = 2$h)

nur einen Prüfkörper (Bild 4.28). Eine Verlängerung der Entspannungszeit von einer halben Stunde auf zwei Stunden verringert die Schwingungen beachtlich (Bild 4.30). Es wurde auch festgestellt, daß eine weitere Verlängerung der Entspannungszeit über zwei Stunden zwecklos ist, da dies keinen deutlichen Einfluß auf den Diagrammverlauf ergibt.

Der schwingende Charakter der Änderung der dissipierten Energie erinnert ein wenig an die Verfestigungserscheinungen in den Verbunden mit metallischer Matrix, wenn die Verstärkungsfasern zerbrechen. Da in den untersuchten Materialien (im benutzten Beanspruchungsniveau) keine Faserteilung stattfindet, könnten also die beobachteten Effekte eventuell durch die Änderung der Intensität des Spannungsfeldes (die vielleicht neu ausgebildete Riße verursacht) hervorgerufen worden sein. Bei solcher Annahme muß die Entspannungszeit als eine von der Relaxationszeit des untersuchten Materials abhängige Größe betrachtet werden. Da die Relaxationszeit des Verbundwerkstoffes von den rheologischen Charakteristiken der einzelnen Komponenten abhängt, so ist es klar, daß die in der Literatur angegebene Entlastungszeiten sich von denen unterscheiden könnten, die in der vorgestellten Arbeit angegeben sind.

Die Änderung der dissipierten Energie mit wachsenden Lastspielzahlen charakterisiert auch die Kinetik des Schädigungsprozesses im untersuchten Material. Die von Tamuž und Kuksenko [161] durchgeführten mikroskopischen Untersuchungen des Schädigungsprozessverlaufes in unterschiedlichen Werkstoffen erlauben eine schematische Darstellung der Kinetik des Schädigungsprozesses.

Dieses Modell ist im Bild 4.31 dargestellt.

Auf dem vorgestellten Diagramm kann man drei Phasen des Schädigungsprozesses unterscheiden: in der ersten Phase (I) in einem bestimmten Zeitraum, ist die Schädigungsausbreitungsgrenze des untersuchten Materials erreicht. Nach diesem Zeitpunkt kommt die zweite Phase (II), in der die Änderung der dissipierten Energie sehr langsam vor sich geht. Der Anstieg setzt wieder kurz vor dem Bruch ein - das ist die dritte Phase (III).

Vergleicht man die Diagramme im Bild 4.30 mit dem Diagramm auf dem Bild 4.31, so findet man, daß sie sehr ähnlich sind. Nur auf dem Diagramm für den untersuchten Komposit (Bild 4.30) fehlt bei der niedrigeren Belastungs stufe die dritte letzte Phase des Schädigungsprozesses. Die dritte Phase ist aber in dem Diagramm 5 vorhanden, wo die Beanspruchungsstufe 50% R_z überschreitet. Dazu ist noch zu bemerken, daß nach Überschreitung eines Belastungsniveaus der Verlauf des Diagrammes mehr unregelmäßig ist.

Aufgrund der durchgeführten Untersuchungen und Literaturdaten [174] wurde festgestellt, daß die spezifische Verlustarbeit als folgende Funktion dargestellt werden kann:

$$\frac{\Delta A}{V} = D_i = f(\sigma, N, \Delta t, s) \qquad (4.20)$$

wobei: σ - die Spannung, N - die Lastspielzahl, Δt - der Zeitabschnitt eines Zyklusses, s - der Strukturkoeffizient bedeuten.

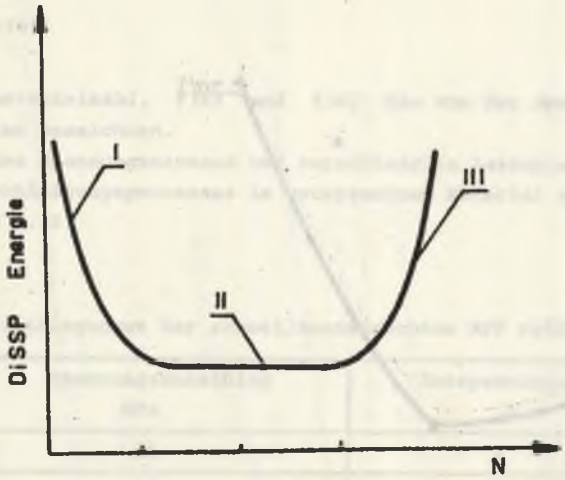


Bild 4.31. Eine schematische Darstellung des Schädigungsprozeßverlaufes im schwellbeanspruchten Werkstoff, [161]

I, II, III - entsprechende einzelne Etappe der Schädigungsausbreitung im Material

Rys. 4.31. Schematyczne przedstawienie przebiegu procesu zniszczenia w materiale poddanym obciążeniom okresowo zmiennym, [161]

I, II, III - poszczególne etapy rozwoju procesu zniszczenia w materiale

In der vorgestellten Arbeit wurden gleiche Beanspruchungszyklen und gleiche Probekörperstrukturen benutzt. Deshalb vereinfachen sich die Beziehungen (4.20) zu

$$\frac{\Delta A}{V} = D_i = f(\sigma_a, N) \tag{4.21}$$

Nach der Hypothese, daß die Hysteresisschleifefläche dem Schädigungsgrad des Materials, hier als D_i bezeichnet, entspricht und daß die Schädigungen der nacheinander folgenden Lastspielzahlen sich summieren, kann der Schädigungsgrad D_N des Materials nach N Lastspielzahlen wie folgt bestimmt werden:

$$D_N = \sum_{i=1}^{N} D_i \tag{4.22}$$

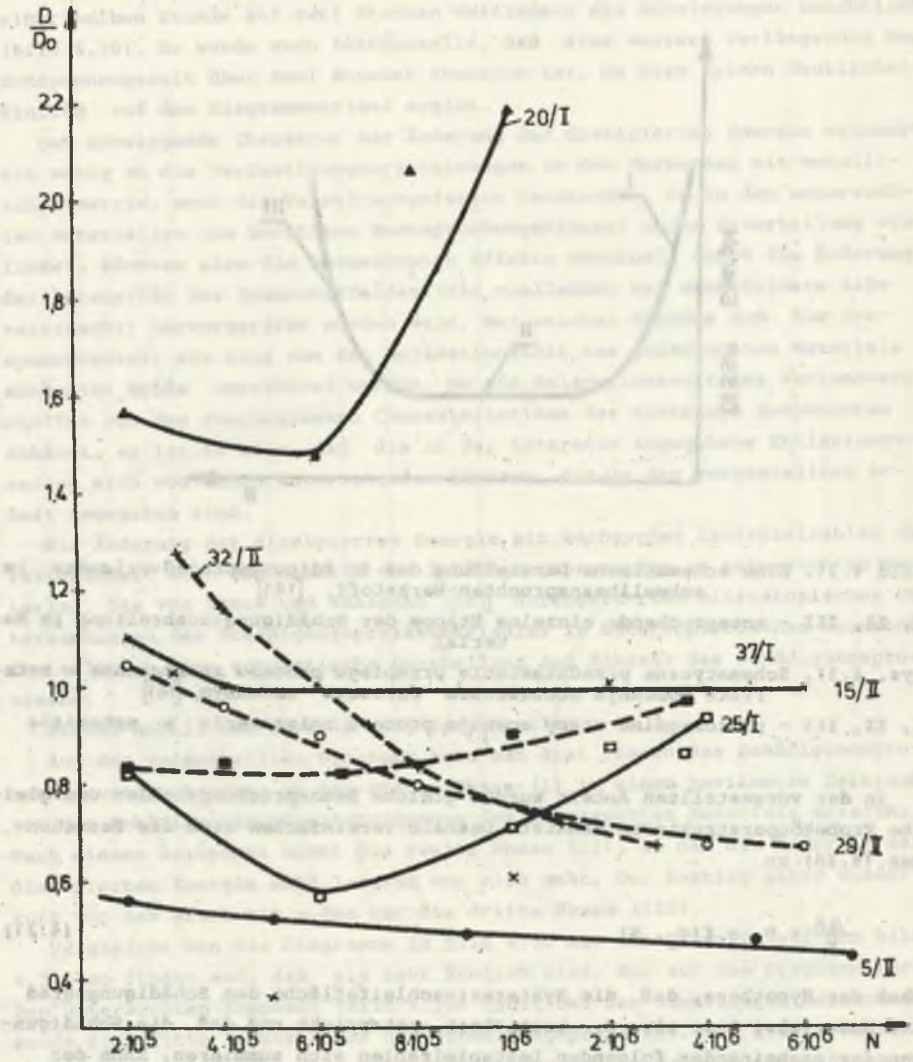


Bild 4.32. Zusammenhang zwischen dissipierter Energie und Lastspielzahlen für unterschiedliche Spannungsausschläge (die genauen Daten der Spannungen in der Tabelle 4.8)

Rys. 4.32. Zależność pomiędzy ilością energii dyssypowanej a ilością cykli zmian obciążeń przy różnych poziomach obciążeń (wartości szczegółowe naprężeń zebrano w tabeli 4.8)

Die ununterbrochene Fortdauer der Schädigungskonzentration und ihr Zusamenhang mit dem Beanspruchungsparameter führt nach Serensen [151] zu folgender Funktion:

$$D_N = F(\sigma) N^{t(\sigma)} \tag{4.23}$$

wobei N - die Lastspielzahl, $F(\sigma)$ und $f(\sigma)$ die von der Spannung abhängigen Koeffizienten bezeichnen.

Der Einfluß des Spannungsniveaus bei verschiedenen Lastspielzahlen auf den Verlauf des Schädigungsprozesses im untersuchten Material schildern die Diagramme im Bild 4.32.

Tabelle 4.8

Untersuchungsbedingungen der schwellbeanspruchten KFP Prüfkörper

Bezeichnung	Spannungsausschlag MPa	Entspannungszeit h
5/II	75	2
15/II	106	2
20/I	116	0,5
25/I	85	0,5
29/II	95	2
32/II	86	2
35/I	90	0,5
37/I	100	0,5

Diese Diagramme werden im Bild 4.33 und 4.34 in doppeltlogarithmischer Darstellung vorgestellt. Sie bestätigen eine gute Anpassung der experimentellen Ergebnisse mit der Funktion nach Gleichung (4.23). Die Koeffizienten der im Bild 4.33 und 4.34 dargestellten Regressionskurven sind in Tabelle 4.9 zusammengefaßt. Der Einfluß des Spannungsniveaus auf die Größe der dissipierten Energie bei wachsenden Lastspielzahlen zeigen auch die Diagramme im Bild 4.35. Daraus ist ersichtlich, daß mit der wachsenden Lastspielzahl die Größe der dissipierten Energie von der Spannung immer stärker beeinflußt wird. Nach Überschreitung einer Lastspielzahl, in den untersuchten Materialien war das $N > 4 \cdot 10^5$, erweist das Material einen geringeren Rißausbreitungswiderstand und der Schädigungsprozeß verläuft viel schneller und mit größerer Intensität. (Die Intensität des Schädigungsprozesses für $N = 8 \cdot 10^5$ ist 4 mal größer als die für $N = 4 \cdot 10^5$). Das bedeutet, daß man die Gleichung (4.23) für die untersuchten Materialien nur in einem begrenzten Bereich benutzen kann. Der Einfluß des Spannungs-

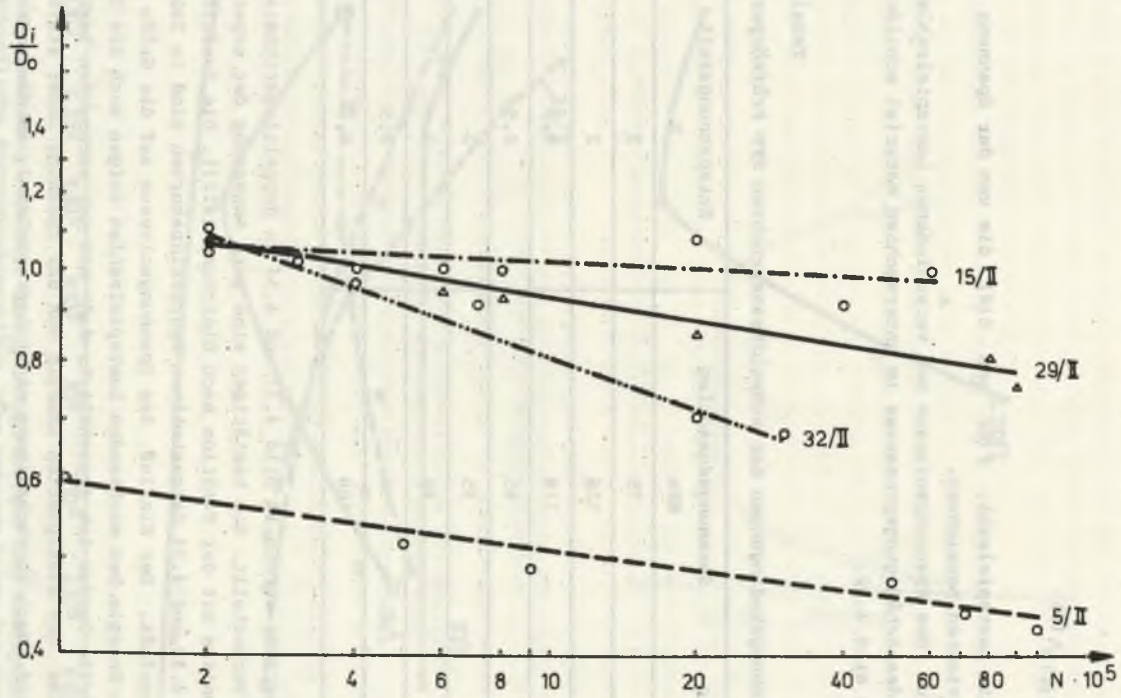


Bild 4.33. Regression zwischen dissipierter Energie und Lastspielzahl, (Entspannungszeit t_{ent} = 2 h)

Rys. 4.33. Ocena regresji badanej zależności wpływu ilości cykli zmian obciążeń na wielkość energii dyssypowanej (czas odprężania t_{ent} = 2 h)

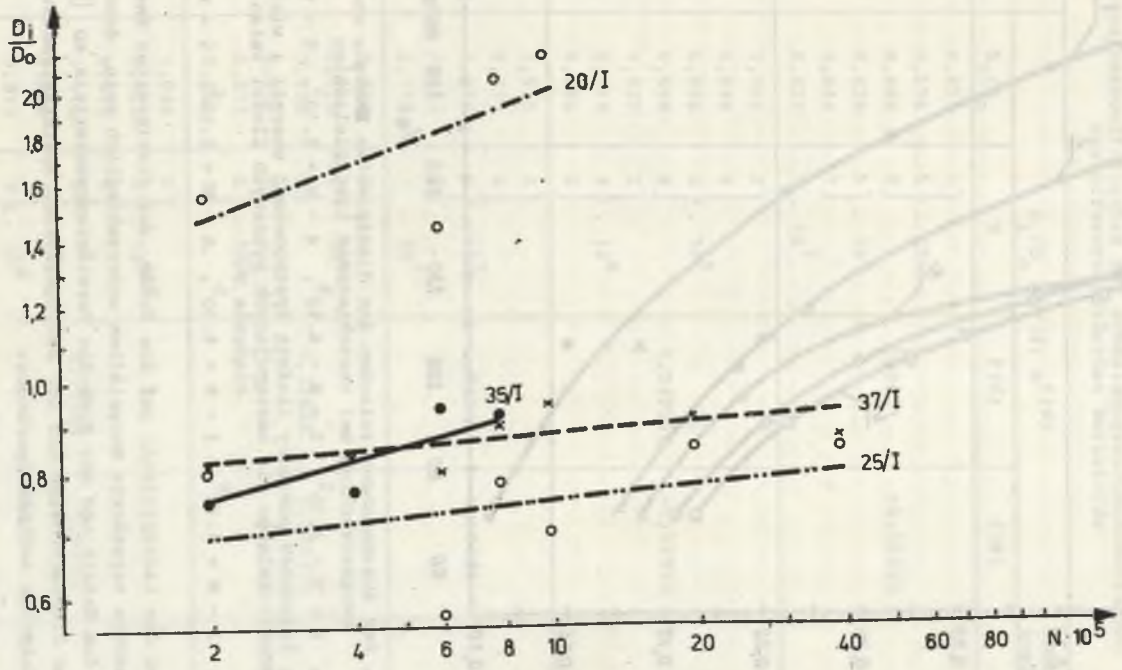


Bild 4.34. Regression zwischen dissipierter Energie und Lastspielzahl, (Entspannungszeit t_{ent} = 0,5 h)

Rys. 4.34. Ocena regresji badanej zależności wpływu ilości cykli zmian obciążeń na wielkość energii dyssypowanej (czas odprężania t_{ent} = 0,5 h)

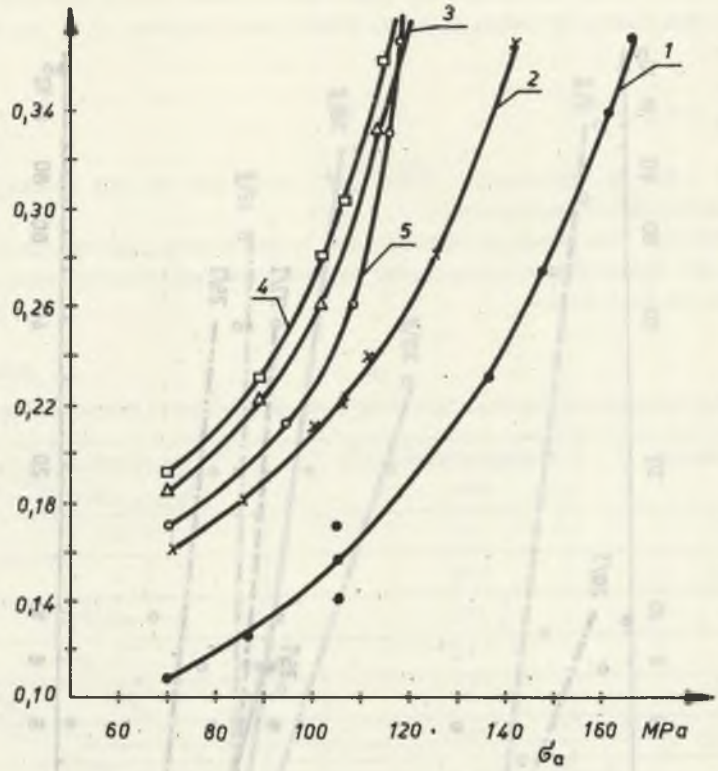


Bild 4.35. Der Zusammenhang zwischen der dissipierten Energie und dem Spannungsausschlag bei verschiedenen Lastspielzahlen
1 - N = 0, 2 - N = 2.10^5, 3 - N = 4.10^5, 4 - N = 6.10^5, 5 - N = 8.10^5

Rys. 4.35. Zależność pomiędzy ilością dyssypowanej energii i wielkością naprężenia amplitudalnego dla następujących wybranych ilości zmian cykli obciążenia N:
1 - N = 0, 2 - N = 2.10^5, 3 - N = 4.10^5, 4 - N = 6.10^5, 5 - N = 8.10^5

niveaus und der Lastspielzahl auf die Größe der dissipierten Energie kann aber für andere verstärkte Materialien unterschiedlich sein, denn er hängt stark von dem Gehalt und der Form des Verstärkungsmaterials ab [140].

Nach den Literaturdaten und der durchgeführten Hysteresismessungen ergeben sich folgende schlußfolgerungen:

- Das Meßverfahren ermöglicht es, Schädigungsphänomene vor einem Probenversagen bereits im Stadium vor der Entstehung von makroskopischen Rissen zu erfassen.
- Es können Aussagen über die Schädigungsentwicklung gemacht werden, welche die Angabe zulässiger Lastniveaus möglich machen.

Das bestätigt die Tatsache, daß sich dieses Energiekriterium zu Untersuchungen des Schädigungsausbreitungsprozesses in faserverstärkten Materielien eignet.

Tabelle 4.9

Regressionsanalysekoeffizienten der Schädigungszustandsmessungen der kohlenstoffaserverstärkten Werkstoffe

Bezeichnung	$D_i/D_o = F(\sigma)\ N^{f(\sigma)}$				Regressionskoeffizient
	D_i/D_o	N	$F(\sigma)$	$f(\sigma)$	$\lvert r \rvert$
5/II	0,571	1 . 10^5	1,0851	-0,05643	0,956
	0,516	5 . 10^5			
	0,489	9 . 10^5			
	0,476	5 . 10^6			
	0,444	7 . 10^6			
	0,427	1 . 10^7			
15/II	1,102	2 . 10^5	1,040557	-0,02353	0,925
	0,996	4 . 10^5			
	0,996	6 . 10^5			
	0,996	8 . 10^5			
	1,077	2 . 10^6			
	0,914	4 . 10^6			
	0,996	6 . 10^6			
20/I	1,575	2 . 10^5	0,15215	0,18666	0,385
	2,313	4 . 10^5			
	1,469	6 . 10^5			
	2,063	8 . 10^5			
	2,788	1 . 10^6			
25/I	0,823	2 . 10^5	0,37895	0,050376	0,488
	0,570	6 . 10^5			
	0,792	8 . 10^5			
	0,697	1 . 10^6			
	0,871	2 . 10^6			
	0,855	4 . 10^6			
29/II	1,044	2 . 10^5	2,70952	-0,0743	0,918
	0,957	4 . 10^5			
	0,899	6 . 10^5			
	1,116	8 . 10^5			
	0,856	2 . 10^6			
	0,812	8 . 10^6			
	0,754	9 . 10^6			

5. SCHLUßBEMERKUNG

Für die Entwicklung und den Einsatz von Verbundwerkstoffen sind neben der Bereitstellung von Berechnungsmethoden für die mechanischen Kennwerte auch Kenntnisse über die Wirkung von mikromechanischen Prozessen notwendig. Die Bewertung und Beschreibung dieser Prozesse, die meistens mit der Ausbildung und Ausbreitung von Materialschädigungen verbunden sind, lassen es zu, eine Abschätzung der Werkstoffanstrengung durchzuführen.

Es ist das Ziel der vorgelegten Arbeit eine Übersicht über diesen Weg zu geben. Ebenso wurden Faktoren vorgestellt, die einen merklichen Einfluß auf den Schädigungsprozeß der Verbundwerkstoffe ausüben können, wie auch einige Prüfmethoden, die bei der Bewertung und Nachforschung der Schädigungsausbreitung nutzbar sind. Die Analyse der Fachliteratur auf diesem Gebiet, sowie eigene Untersuchungen führen zu dem Ergebnis, daß die Schädigung des Materials ein kinetischer Prozeß ist, in dem mit jeder Versagenserscheinung eine Energieumwandlung stattfindet. Da die Energiegrößen skalare Größen sind und sich somit mathematisch einfach behandeln lassen, enstand das Ziel, die einem Volumenelement zugeführte Energie, oder ihre bestimmenden Anteile, als Parameter im Versagenskriterium zu erfassen.

Eine theoretische Vorausberechnung der mechanischen Langzeiteigenschaften des Verbundwerkstoffes auf Grund physikalisch begründeter Strukturmodelle ist sehr kompliziert, denn die Lebensdauer des Verbundwerkstoffes hängt von vielen Faktoren ab, wie z.B. den mechanischen Eigenschaften der Komponenten, ihrer Haftung, den Umständen und Formen der Materialbeanspruchung wie auch von technologischen Herstellungsbedingungen. Die analytische Beschreibung der Lebensdauer von Verbundwerkstoffen müßte die Wirkung aller dieser Faktoren erfassen, was aber bisher noch nicht gelungen ist.

Der Schwerpunt in der Entwicklung analytischer Verfahren wurde deshalb darauf gelegt, zumindest Einsichten in die Mechanismen der Schadensausbreitung zu gewinnen. Mit diesem Verständnis ist die Auswirkung von einer Strukturänderung des Verbundwerkstoffes, der Belastungsart oder der Fertigungsparameter vorhersagbar.

Bei den Entwicklungstendenzen der künftigen Arbeiten lassen sich Nah- und Fernziele unterscheiden.

Das Nahziel der weiteren Untersuchungen ist die Bestimmung des dreidimensionalen Spannungsfeldes in der Umgebung lokaler Störungen und die Klarung der Frage inwieweit die Erkenntnisse der linearen Bruchmechanik für die Verbundwerkstoffe anwendbar sind.

Das Fernziel ist die Entwicklung von Schadensakkumulationshypothesen, die eine noch bessere Aussage über die Lebensdauer geschädigter Strukturen erlauben.

Parallel zu den theoretischen Untersuchungen entwickeln sich auch experimentelle Methoden, die über Anfangs- und Restfestigkeiten, über Toleranzgrenzen von Schäden unterhalb derer keine Auswirkungen auftreten und über das Fortschreiten von Schäden der statischen Belastungsgrößen, oder der Anzahl der Lastspiele in Ermüdungsversuchen Aussagen lieferen.

Unter zahlreichen experimentellen Bewertungsmethoden des Schädigungsgrades des Materials (Bild 5.1) sind die in der Arbeit behandelten energetischen Methoden besonders für Verbundwerkstoffe günstig.

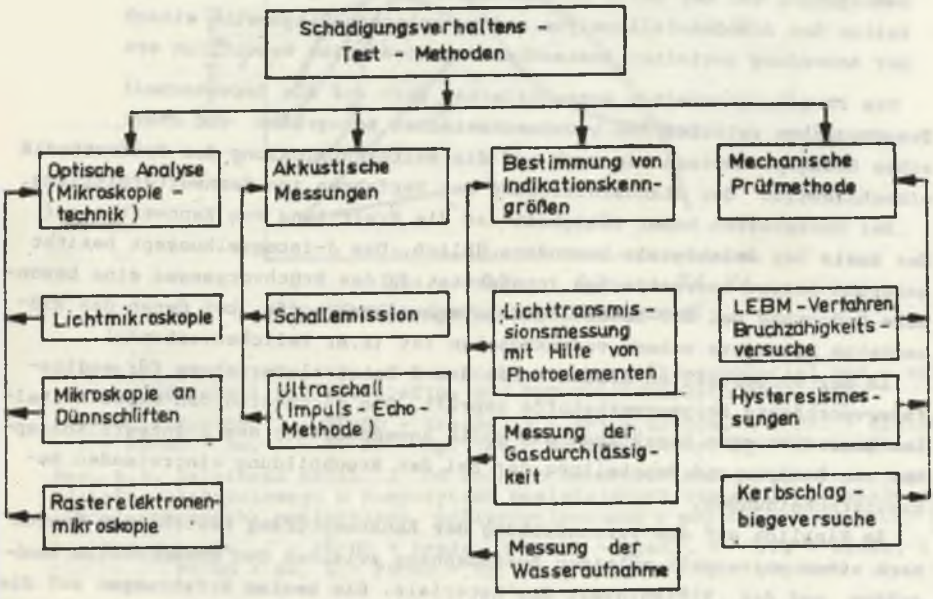


Bild 5.1. Zusammenstellung der meistens verwendeten Meßmethoden bei der Untersuchung des Schädigungsverhaltens des Materials

Rys. 5.1. Przegląd metod pomiarowych najczęściej stosowanych przy badaniu procesów zniszczenia zachodzących w materiałach

Sie liefern gute Ergebnisse zum wahren Werkstoffzustand und machen es möglich, die Kinetik des Zerstörungsvorganges zu verfolgen.

Um die experimentellen Bewertungsmethoden mit noch besserem Erfolg zu benutzen, ist die Weiterentwicklung der Meß- und Prüfverfahren erforderlich. Die Meßverfahren sollten eine Bestimmung von Kennwerten für Struktur-, Eigenschafts- und Gebrauchswertkenngrößen hinreichend exakt gestatten. Die in der Arbeit vorgestellten energetischen Methoden basieren grundsätzlich auf Prüfmethoden der Bruchzähigkeit.

Entscheidend dafür waren:

- das Verfahren ist bekannt und wird für homogene Werkstoffe seit Jahren eingesetzt,
- bruchmechanische Werkstoffkenngrößen beschreiben das Bruchverhalten der Werkstoffe auf der Basis der realen werkstoffmechanischen Schädigungsmechanismen,
- mit den bruchmechanischen Kennwerten und Kriterien lassen sich Mindestanforderungen an das Verhalten der Werkstoffe unter Einsatzbedingungen ableiten,
- der Nachweis und die Bewertung von Werkstoffschädigungen unter Betriebsbedingungen auf der Basis bruchmechanischer Kenngrößen haben die Möglichkeiten der Schadensfallanalyse und technischen Diagnostik einschließlich der Anwendung gezielter Instandhaltungsstrategien wesentlich erweitert.

Die Forschungsarbeiten konzentrierten sich auf die Herausarbeitung der Zusammenhänge zwischen den bruchmechanischen Kenngrößen und charakteristischen Gefügeparametern wie auch auf die Weiterentwicklung der Prüfmethodik einschließlich der Standardisierung der Verfahren zur Kennwertermittlung.

Bei Werkstoffen hoher Zähigkeit ist die Ermittlung von Kennwerten auf der Basis des J-Integrals besonders üblich. Das J-Integralkonzept besitzt aufgrund seiner energetischen Interpretation des Bruchvorganges eine besondere Bedeutung bei der Bewertung der Verbundwerkstoffe, bei denen das Rißwachstum besonders schwer vorauszusehen ist (z.B. Teilchenverbunde).

In der vorgestellten Arbeit wurde das J-Integral-Verfahren für endlosfaserverstärkte Polymerwerkstoffe geprüft. Die durchgeführten experimentellen Untersuchungen bestätigen die volle Anwendbarkeit des J-Integralkonzeptes zur Analyse und Beurteilung der bei der Bruchbildung eintretenden Begleiterscheinungen.

Im Hinblick auf die Vereinfachung der Abnahmeprüfung besteht der Wunsch nach einem universell gültigen Zusammenhang zwischen den konventionellen Kenngrößen und der Rißzähigkeit des Materials. Die besten Erfahrungen auf diesem Gebiet betreffen vor allem die Polymerwerkstoffe mit der Kurzfaser- und Teilchenverstärkung [68, 69, 70, 71, 103]. In den zitierten Arbeiten wurde die Kerbschlagzähigkeit für die Bestimmung der dynamischen Bruchzähigkeitswerte benutzt. Diese Abhängigkeit des dynamischen J-Integrals vom Volumenanteil des Verstärkungsmaterials wird im Bild 5.2 [70] vorgestellt.

Aus dem Bild wird deutlich, daß die Zugabe der Teilchen und Fasern eine positive Einwirkung nur bis zu einem begrenzten Volumenanteil aufweist. Eine Optimierung der Werkstoffvarianten kann deshalb nach dem Konzept des Zähigkeitsvergleiches durchgeführt werden.

Bei der Bewertung der Verbundwerkstoffe und dazu besonders der Polymerverbunde, liefern auch andere energetische Prüfmethoden wie z.B. die Hysteresisauswertungsmethode sehr gute Erfolge. Durch den Einsatz moderner Datenerfassungssysteme (Bild 4.21) ist eine besonders genaue Materialauswertung möglich [139].

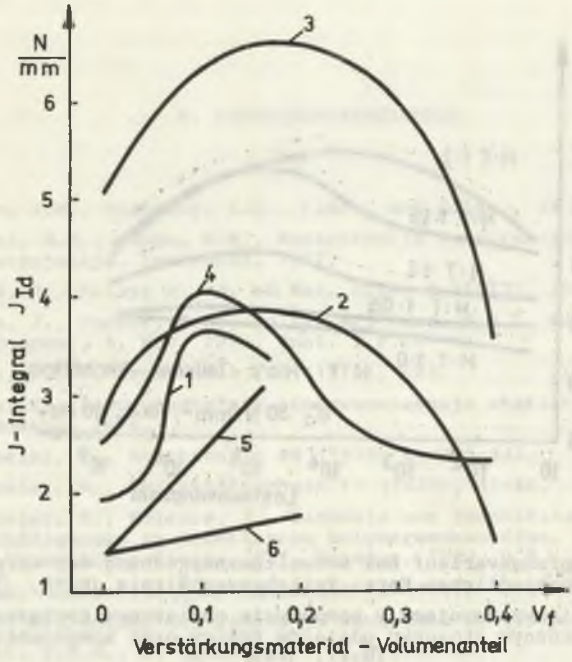


Bild 5.2. Abhängigkeit des J-Integrals vom Verstäkungsmaterial und - volumenanteil bei Polyolefin- und PVC-Matrixwerkstoffen, [70]

1 - PVC + Kreide, 2 - PE-HD + Kreide, 3 - PP1 + Kreide, 4 - PP2 + Kreide, 5 - PE-HD + Bw, 6 - PE-HD + Hp, (Bw - Baumwollfaser, Hp - Hartpapier)

Rys. 5.2. Zależność całki J od rodzaju materiału zbrojącego oraz jego udziału objętościowego w kompozytach posiadających osnowę z polimerów termoplastycznych: polietylenu, polipropylenu oraz z polichlorku winylu, [70]

1 - PWC + kreda, 2 - PE-HD + kreda, 3 - PP1 + kreda, 4 - PP2 + kreda, 5 - PE-HD + Bw, 6 - PE-HD + Hp (Bw - bawełna, Hp - papier)

Mit Hysteresismessungen können sowohl dehnungs-, steifigkeits- als auch energiebezogene Kennwerte ermittelt werden.

Diese Methode gestattet, ähnlich wie die Bruchzähigkeitsmethode, auch den Einfluß verschiedener Rezepturkomponenten zu beurteilen und eine Optimierung der Verbundwerkstoffstruktur durchzuführen. Der Vorteil der Hysteresismeßmethode besteht darin, daß mit einem minimalen Zeitaufwand viele Informationen über das Schwingfestigkeitsverhalten des Materials ermittelt werden können.

Darüber hinaus machen die Beobachtungen der Schädigungsentwicklung eine Aussage über das zulässige Lastniveau möglich.

Die Untersuchungen mit zerstörungsfreien Prüfmethoden konzentrieren sich besonders auf Ultraschall- und Röntgenverfahren sowie auf die Schallemission. Es ist zu betonen, daß letztere eine hohe Präzision bei der Ermittlung des Schadensvorganges in Abhängigkeit von steigenden, statischen Lasten oder Anzahl von Lastspielen aufweist.

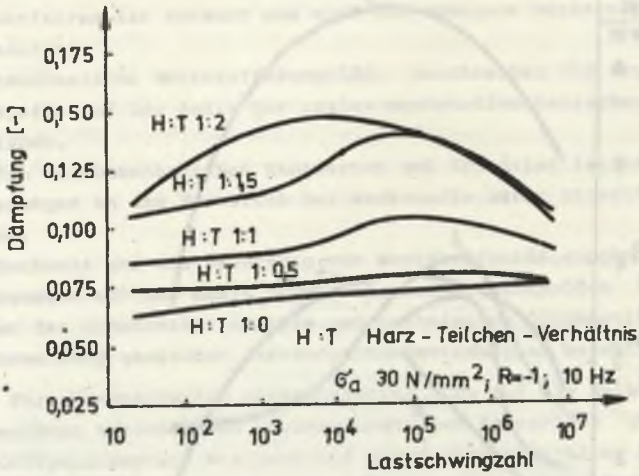


Bild 5.3. Der Dämpfungsverlauf bei Schwellbeanspruchung der verstärkten Plaste beim unterschiedlichen Harz- Teilchenverhältnis (H:T), [140]

Rys. 5.3. Tłumienie występujące w kompozycie obciążonym obciążeniem okresowo zmiennym przy różnym stosunku udziałów żywicy oraz komponentu zbrojącego (H:T), [140]

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Schädigungskennwerte aufgrund der Rißzähigkeitswerte, die mit verschiedenen Methoden bestimmt worden sind, bewertet werden können. Das bestätigt, daß das entwickelte System verschiedenartiger Rißzähigkeitsbestimmungsmethoden in sich widerspruchsfrei ist und der Kompatibilitätsaspekt realisiert wird. Damit wurde ein Beitrag geleistet, um die wachsenden Ansprüche an die Zuverlässigkeit, Sicherheit und Lebensdauer von Maschinen, Anlagen und Bauteilen zu erfüllen und den Bruch als werkstoffseitige Versagensursache auszuschließen.

6. LITERATURVERZEICHNIS

[1] Allison, I.M., Holloway, L.C., Plast. and Polym., 37 (1969), 57-63.

[2] Aškenazi, E.K., Ganow, E.W., Anizotropija Konstrukcjonnych materiałow, Mašinostrojenije, Leningrad, 1972.

[3] Aveston, J., Kelly, A., J. of Mat. Sci., 8 (1973), 352.

[4] Aveston, J., Cooper, G.A., Kelly, A., Proc. N.P.L. Conf. Properties Fibre Compos., 4. Nov. 1971, Publ. I.P.C.

[5] Babuske, J., J. Math. Anal., 7 (1976), 603.

[6] Balesku, R., Rawnowiesnaja i nierawnowiesnaja statistič. mechanika, T. 2, Moskwa, 1978.

[7] Bardenheier, R., Kunststoffe 69 (1979) 6, 329-333.

[8] Bardenheier, R., Werkstofftechnik 11 (1970), 41-46.

[9] Bardenheier, R., Wolters, J., Nachweis und Identifikation von Werkstoffschädigungen in verstärkten Polymerwerkstoffen. Wiss.-Techn. Tagung "Verstärkte Plaste '84", Dresden, 1984, D 8.

[10] Bartenev, G.M., Plaste u. Kautschuk 33 (1986) 1, 29-30.

[11] Barthel, R., Gocke, H., Plaste u. Kautschuk 26 (1979) 8, 438.

[12] Beaumont, P.W.R., J. Adhesion, V. 6 (1974) 107.

[13] Becht, J., Schwalbe, J.H., Composites, N. 7 (1976).

[14] Begley, J.A., Landes, J.D., ASTM STP 514, The J-Integral as a Fracture Criterion, 1972.

[15] Bensousan, L.P., Lione, A., Papanicolaou, P., Assymptotic analys for periodic structures, London, 1978.

[16] Block, J., Ehrenstein, G.W., Materialprüfung, B 29, N. 3, (1987), 67.

[17] Blumenauer, H., Pusch, G., Technische Bruchmechanik, VEB Deutscher Verlag f. Grundstoffindustrie, Leipzig, 1987.

[18] Blumenauer, H., Versagenskriterien der Zähbruchmechanik, Weiterbildungszentrum Festkörpermechanik, Studientexte Bruchmechanik, H. 3, TU Dresden, 1983.

[19] Bołotin, W.W., Stochastičeskije modeli razrušenija adnonaprawlennych wołoknistych kompozitow, in: Pročnost i razrušenije, Zinatne, Riga, 1983.

[20] Borkowski, M., Puciłowski K., Mechanika techniczna kompozytów, PW, Warszawa 1984.

[21] Brüll, O.S., Polymer Eng. and Sci, V. 23, N. 15, (1983), 844.

[22] Bucci, R.J., Paris, P.C., Landes, J.O., Rice, J.R., J-Integral Estimation Procedures, ASTM STP 514, 1972.

[23] Burdchin, F.M., Stone, D.E.W., J. Strain Analysis, N. 1 (1966), 145.

[24] Cačkovic, H., Hosemann, R., Wilke, W., Kolloid Z., Bd. 234, N. 1, 1000-1008.

[25] Clarke, G.A., et al., J. Testing and Evaluation, N. 7, (1979) 49.

[26] Mc Clintock, E.A., Irwin, G.R., ASTM STP 381, (1965), 84-113.

[27] Mc Clintock, F.A., Aragon, A., Deformacja i razrušenije materiałow, Mir, Moskwa 1970.

[28] Cooper, G.A., Kelly, A., J. Mech. Solids, N. 15, (1967), 279.

[29] Cooper, G.A., Silwood, J.M., J. of Mater. Sci, N. 7, (1972), 325.

[30] Cooper, G.A., Mikromechaničeskije aspekty razrušenija in: Razrušenije i ustałost, Mir, Moskwa, 1978.

[31] Cotterell, B., J. Fracture Mechanics, Vol. 4, N. 3, (1968), 209.

[32] Cotterell, B., Int. J. Fracture Mechanics, Vol. 1, N. 2, (1965), 96.

[33] Cox, H.L., Brit. J., Appl. Phys., Aug. 1951, 206-211.

[34] Crostack, H.A., Brockmann, W., Kunststoffberater 20 (1975) 316.

[35] Čerepanov. G.P., Mechanics of brittle fracture, Mc Graw-Hill Inc., 1979.

[36] Dander, W.,Z. für Werkstofftechnik, V. 13, (1982), 69-76.

[37] Davis, J.H., Plaste a. Polymer, V. 39 (1971), 137.

[38] Dow, N.F., General Electric Co., Space Science Lab., Space Mech., N. 102, (1961) 78-96.

[39] Dytkowicz, A., Morfologia faz w krystalizowanych kierunkowo żarowytrzymałych stopach niklu poddanych działaniu temperatury i naprężeń. Diss. Politechnika Śląska, Katowice 1987.

[40] Dugdale, D.S., J. Mech. Phys. Sol., N. 8, (1960), 100-104.

[41] Feltner, C.E., Morrow, J.D., Trans. ASME, J. Basic Eng., V. 83, D 1, (1961), 15.

[42] Feltner, C.E., Landgraf, R.W., Trans. ASME, J. Basic Eng., (1971).

[43] Finkel, W.M., Fizika razrušenija, Metallurgija, Moskwa 1970.

[44] Fischer, K.F., Ifl-Mitteilung V. 25, N. 4 (1986), 94-99.

[45] Fischer, L., Eng. for Industry. 89, (1967).

[46] Fitzrandolph, J., Philips, D.C., Beaumont, P.W.R., Fetelman, A.S., J. of Mater. Sci, N. 7, (1972), 289.

[47] Frankel, Ja., I., Kinetičeskaja teorija židkostej, Nauka, Moskwa, 1975.

[48] Friedrich, E., Sigel, R., Neue Hütte, Bd. 18, H. 8, (1973).

[49] Fudži, T., Džako, M., Mechanika razrušenija kompozicjonnych materiałow Mir., Moskwa 1982.

[50] Garret, K.W., Baily, J.E., J. of Mat. Sci, V. 12, N. 1, (1977), 157.

[51] Godowskij, Ju.K., Popkow, W.S., Słucker, A.I., Tomašewskij, E., Słonimskij, G.L., Fiz. twiordowo tieła, t. 113, wyp. 8, (1971), 2289.

[52] Goldenblat, I.J., Kopnow, W.A., Mechanika Polimerow, N. 2, (1965).

[53] Greszczuk, L.B., Interfaces in composites, N. York, 1969.

[54] Greszczuk, L.B., Rakietnaja technika i kosmonawtika, N. 7, (1971), 1274-1280.

[55] Griffith, A.A., Phil. Trans. Roy. Soc., A 221, (1921), 163-198.

[56] Gromow, A.E., Słucker, A.I., Izučenije struktury polietilena metodami rentgenowskoj difrakcji pri małych i bolšich ugłach, Izd. AN SSSR, Moskwa 1963.

[57] Grosch, K., Harwood, J.A.C., Payne, A.R., Breaking Energy of Rubber Nature, N. 5061, (1966), 497.

[58] Curewic, W.L., Kinetika fononnych sistem, Moskwa 1980.

[59] Gul. W.E., Struktura i pročnost polimerow, Chimija, Moskwa 1978.

[60] Guz, A.N., Razrušenije adnonaprawlennych kompozitnych materiałow pri osiewom szati, in: Pročnost i razrušenije kompozitnych materiałow, Zinatne, Riga, 1983, 284.

[61] Harris, B., Morley, J., Phillips, D.G., Metal Science, N. 10, (1975), 2050.

[62] Harris, B., Metal Science, N. 8 (1980), 351.

[63] Harwood, J.A.C., Payne, A.R., Smith, J.F., Kautschuk-Gummi-Kunststoffe, B. 22, N. 10 (1960).

[64] Hancock, J., J. of Mater, Sci, N. 5, (1970), 762.

[65] Hayes, B., Törner, D.J., Int. J. of Fract., N. 10, (1974), 17.

[66] Hillger, W., Schütze, R., Zerstörungsfreie Prüfung von CFK-Laminaten, Vorträge des Strukturmechanik-Kolloquiums, Braunschweig, 1981.

[67] Hill R., Procedings of the Royal Society, Ser. A, V. 193, (1948).

[68] Hoffmann, H., May, M., Grellmann, W., Plaste u. Kautschuk 31 (1984)1,26.

[69] Hoffmann, H., Grellmann, W., Bohse, J., Martin, H., Bruchmechanische Charakterisierung der Zähigkeitseigenschaften von PE-HD-Kreide-Verbunden, Vorträge "Verstärkte Plaste '86", Dresden, D 12/3.

[70] Hoffmann, H., Grellmann, W., Technische Mechanik, 8(1987)2, 48.

[71] Hoffmann, H., Probleme bei der Bestimmung bruchmechanischer Kennwerte von Polymerwerkstoffen und ihrer Anwendung zur Bewertung der Zähigkeitseigenschaften, Studientexte Bruchmechanik, H. 3, TU Dresden, 1983.

[72] Hyla, I., ZN, Mechanika, N. 40, (1968), 89.

[73] Hyla, I., Das Problem der Anstrengung ausgewählter Gruppen von Kunststoffen in Anlehnung an Relaxationsmessungen von Spannungen. Vorträge der Konferenz Technoplast'69, Budapest, 1969, 11/1.

[74] Hyla, I., Wybrane zagadnienia z inżynierii materiałów kompozytowych, PWN, Warszawa 1978.

[75] Hyla, I., Śleziona, J., ZN Hutnictwo, N. 20, (1979), 113.

[76] Hyla, I., Ruda, M., Węgrzyniak, St., ZN Hutnictwo, N. 21, (1980), 125.

[77] Hyla, I., Myalski, J., Inżynieria Materiałowa, J. II, N. 1/2 (1981).

[78] Hyla, I., Własności kompozytów i przykłady ich praktycznego wykorzystania w technice, in: Krzepnięcie metali i stopów, t. VII, Ossolineum, 1984, 377-419.

[79] Hyla, I., Nutzbarkeit eines Energiekriteriums zur Charakterisierung des Schädigungszustandes von Polymerverbunden. Plaste u. Kautschuk H. 4, (1988).

[80] Irwin, G.R., Proc. SESA, 16 (1958), 93.

[81] Jerzyk, I., Wpływ anizotropii mechanicznej na mechaniczne własności natychmiastowe i długotrwałe, Diss. PW Wrocław, 1984.

[82] Kalbe, D.H., J. Adhesion, N. 5, (1973), 245.

[83] Kanninen, M.F., Rybicki, S.K., Griffith, W.I., ASTM STP 617, 1977.

[84] Keller, H.P., Munz, D., DFVLR-Bericht IB 354-75/9, 1977.

[85] Kelly, A., Proc, Roy. Soc., London, 319, (1970), 95.

[86] Kelly, A., Fibre reinforcement of brittle matrices, in: Advances in composite materials, ed. by G. Piatti, Applied Science Publishers LTD, London 1978.

[87] Kelly, A., Tyson, W.R., Fibre - Strengthened materials, in: High Strength Materials, N. York, Wiley, 1965, 578-602,

[88] Kipp, M.E., Sih, G.C., Int. J. Solides Structures, V. 11, N. 2, (1975), 153.

[89] Knauer, B., Knüpfer, Th., Schwingverhalten von Mischverbunden unter besonderer Berücksichtigung von Kriechvorgängen und Schädigungsprozessen. Vorträge "Verstärkte Plaste '84". Berlin 1984.

[90] Knauer, B., Plaste u. Kautschuk, 22 (1975) 9, 689.

[91] Knauer, B., Faser-Teilchen-Verbunde - eine volkswirtschaftlich verfügbare Gruppe von Konstruktionsmaterialien, Akademie Verlag, ser.: Sitzungsberichte der AdW d. DDR, N. 6/N, 1986.

[92] Knauer, B., Maschinenbautechnik 32 (1983) 1.

[93] Kopiew, I.M., Owčinskij, A.S., Razrušenije metallow armirowannych wołoknami, Nauka, Moskwa 1977.

[94] Kowrow, W.N., Mošew, W.W., Mechaničeskij gisteresis w rezinach i jewo swiaz s pročnostju, in: Strukturno-mechaničeskoje issledowanije kompozicjonnych materiałow i konstrukcji, AN SSSR, Swierdlowsk, 1984, 19.

[95] Królikowski, W., Granica pękania tworzyw wzmocnionych włóknem szklanym, Mat. II Symp.: "Tworzywa sztuczne w budowie maszyn", Kraków-Janowice, 1979, 209.

[96] Kuksenko, W.S., Łaskow, A.I., Savelew, W.N., Frołow, D.I., Fizičeskije principy prognozirowanija kompozitnych materiałow, in: Pročnost i razrušenije kompozitnych materiałow, Zitnatne, Riga, 1983, 33.

[97] Kuksenko, W.S., Orłow, L.G., Frołow, D.N., Koncentracjonny kriterii ukruplenija treščin w heterogennych materiałach, in: Razrušenije kompozicjonnych materiałow, Mir, Moskwa, 1979.

[98] Kuksenko, W.S., Orłowa, O.D., Słucker, A.I., Wysokomolekularnyje sojedinienije, ser. A., N. 11, (1973), 2517-2522.

[99] Kuksenko, W.S., Łaskow, A.I., Sawieliew, W.N., Frołow, D.J., Fizičeskije principy prognozirowanija razrušenija heterogennych materiałow, Trudy wtorowo Sowietsko-Amerykanskowo Simpozjona, Izd., Zinatne, Riga 1983.

[100] Kuper, G.A., Mikromechaniczeskije aspekty razrušenija, in: Kompozicjonnyje materiały - Razrušenije i ustałost, Mir, Moskwa 1978.

[101] Kusow, A.A., Fononnaja model razrušenija nagružennoj atomnoj cepocki, FTT, 21 (1979), 3095.

[102] Landes, J.D., Begley, J.A., The effect of specimen geometry on J_{Ic}, ASTM STP 514, 1972.

[103] Lauke, B., Barthel, R., Beeinflussung und Interpretation der Schlagzähigkeit beim glasfaserverstärkten Thermoplast, Tagungsberichte "Verstarkte Plaste '84", Berlin.

[104] Lauke, B., Freitag, K.H., Plaste u. Kautschuk 34 (1987) 3, 137.

[105] Leps, G., Bohse, J., Bartnig, K., Bierögel, Chr., Analyse der Haftung und des Schädigungsverlaufes in kurzfaserverstärkten Thermoplasten, Tagungsberichte "Verstärkte Plaste '86", Dresden 1986, B 8/1-7.

[106] Levin, G., Zur Festigkeitsberechnung bei Hauptwerkstoffgruppen des chemischen Apparatebaues, Diss. B, 1980, Dresden, TU.

[107] Lhymn, G., Schultz, J.M., J. of Mater. Sci, 18 (1983), 44.

[108] Löbel, G., Zeilinger, H., Deska, R., Z. für Werkstofftechnik, 15 (1984) 8, 277-287.

[109] Macherauch, E., Grundprinzipien der Bruchmechanik, in: Gefüge und Bruch, Gebrüder Borntraeger Berlin - Stuttg. 1977, 3-37.

[110] Maciejny, A., Kruchość metali, Śląsk, Katowice 1973.

[111] Maciejny, A. i in., Stabilność struktury kompozytu eutektycznego Ni (Cr, Al)-TiC w polu temperatur i naprężeń. Sprawozdanie z zadania badawczego CPBR 10/85, Katowice.

[112] Mallius, L., Rub. Chem. Techn., V. 42, N. 1, (1969), 339.

[113] Malmeister, A.K., Mechanika Polimerov, N. 4, 1966.

[114] Maridin, W.A., Mjašnikowa, L.P., Tuchwatulina, M.S., Mechanika Polimerow, N. 6, (1972), 963.

[115] Marston, T.U., Athins, A.G., Felbeck, D.K., J. of Mat. Sci., N. 9 (1974), 447.

[116] Marin, J., Aeronaut. Sci. 24, N. 4, (1957), 235.

[117] Menges, G., Werkstoffkunde der Kunststoffe, Carl-Hanser Verlag, München, Wien 1979.

[118] Milne, I., Mat. Sci and Engineering, 39 (1979), 65-79.

[119] Milejko, S.T., J. of Mater. Sci, N. 5, (1970), 254.

[120] Niederstadt, G. u. Mitautoren, Leichtbau mit kohlenstoff-faserverstärkten Kunststoffen, Herausg.: Bartz, W.J., T.A. Esslingen, Fort- und Weiterbildungszentrum, 1981.

[121] Norris, C.B., Mc Kinnon, P.F., Forest Products Lab. Report 1328, 1945.

[122] Norris, C.B., Forest Products Lab. Report, 1816, 1950.

[123] Nowak, M., Włochowicz, A., Archiwum Nauki o Materiałach, t. 7, Z. 3-4, (1986), 249.

[124] Outwater, J.C., Murphy, M.C., 24-th Techn. Conf. Reinforced Plastics, Composites Div., 1969.

[125] Owen, N.J., Composite Materials, t. 5 (1978), 333.

[126] Pagano, P.C., Rybicki, R., J. of Comp. Mat., N. 8 (1974).

[127] Paris, P.C. u.a. ASTM STP 668, 1979, 5-36.

[128] Peterlin, A., J. Macromol. Sci., Pt. B., V. 8, N. 1-2 (1973), 88.

[129] Petrow, W.A., Tepłowyje fluktuacji kak generator zarodyšew treščin, in: Fizika pročnosti i plastičnosti, Nauka, Leningrad, 1986.

[130] Prevo, K.M., J. of Mater. Sci., 22 (1987) 2695

[131] Piggot, M.R., J. of Mater. Sci., N. 9 (1974), 494.

[132] Piggot, M.R., Load bearing fibre composites, 1980

[133] Pompe, W., Schopf, H.G., Schultrich, B., Weissbarth, J., Ann. Phys. 7. Folge, Bd. 30, H. 3-4 (1973), 257.

[134] Ratner, S.B., Polimery - Tworzywa Wielkocząsteczkowe, R. 19, N. 11-12 (1981), 417.

[135] Regel, W.R., Słucker, A.I., Tomašewskij, E., Kinetičeskaja priroda pročnosti twiordych tieł, Nauka, Moskwa, 1974.

[136] Regel, W.R., Fracture, t. 4, 1977.

[137] Regel, W.R., Z. Polymerforsch., 29, (1978), 8.

[138] Reifsnider, K., Int. J. of Fracture, 16 (1980) 6, 563.

[139] Renz, R., Alstädt, V., Ehrenstein, G.W., Werkstoffkundliche Charakterisierung von SMC mittels Schwingversuchen, Vorträge d. Tagung "Verstärkte Plaste '86", Dresden, S. E. 3/1.

[140] Remedias, M.C., Wood, W.G., J. Compos. Mater., 2 (1968) 4, 517.

[141] Rice, J.R., Paris, P.C., Merkle, J.G., Some further results of J-Integral analysis and estimates, ASTM STP 536, 1973, 231.

[142] Rice, J.R., J. Appl. Mech., 35 (1968), 379.

[143] Rice, J.R., Trans. ASME ser. E., V. 35 (1968) 2, 379.

[144] Roginskij, S.L. u.a., Mech. Polimerow, N. 1 (1970), 131.

[145] Roginskij, S.L., Kanowic, M.Z., Kołtunow, M.A., Wysokopročnyje stiekłoplastiki, Chimija, Moskwa 1979.

[146] Rozen, B.W., Wołoknistyje kompozicjonnyje materiały, Mir, Moskwa 1967, 54-96.

[147] Schmidt, H., Kunststoff-Rundschau, 19 (1972), H. 1, S. 1-7; H. 2/3, S. 56-65; H. 5, S. 145-150; H. 5, S. 196-199; H. 7, S. 146.

[148] Schwalbe, J.H., Bruchmechanik metallischer Werkstoffe, Carl Hanser Verlag, München, Wien, 1980.

[149] Schwalbe, J.H., Rißzähigkeit glasfaserverstärkter Kunststoffe, Diss Rhein.-Westf. TH Aachen, 1981.

[150] Sell, J., Kunststoffe, 55 (1975) 11.

[151] Serensen, S.W., Kogajew, V.P., Snejdrovic, R.M., Nesuščaja sposobnost rasčety detalej mašin na pročnost, Masgiz, Moskwa 1961.

[152] Serensen, S.W., Zajcew, G.P., Mech. Polimerow, N. 2, (1970) 131.

[153] Sih, G.C., A special theory of crak propagation, Noordhoff, 1972.

[154] Sih, G.C., Int. J. Fracture Mechanics, 10 (1974) 3.

[155] Sih, G.C., Mechanics of fracture I, Noordhoff, Int. Publishing, Leyden, 1973.

[156] Sih, G.C., Chen., P.E., Hang, S.L., Fracture Mechanics of Plastics-Fibre Comp., TFSM-72-23, 1972.

[157] Sih, G.C., Lorenzi, H.G., Andrews, W.R., ASTM STP 668, 1979, 65.

[158] Skudra, A.M., Bulaws, E.Ja., Rozens, K.A., Kriechen und Zeitstandverhalten verstärkter Plaste; übersetzt und erweitert von B. Knauer, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1975.

[159] Sneddon, J.N., Lowengrup, M., Crack Problems in the classical Theory of Elasticity, J. Wiley a. Sons, N. York, 1969.

[160] Sutton, U. Armirowannyje wołoknami materiały, in: Sowremiennyje kompozicionnyje materiały, Mir, Moskwa, 1970, 506.

[161] Tamuž, W.P., Kuksenko, W.S., Mikromechanika razrušenija polimernych materiałow, Zinatne, Riga 1978.

[162] Tomašewskij, E., Fiz. Twiordowo Tieła, t. 12, wyp. 11, 1970, 3202.

[163] Toshio Tonimoto, J. of Comp. Mater. 9 (1971) 12, 380.

[164] Tsai, S.W., Wu E.M., J. of Comp. Mat. 9 (1971) 5, 58.

[165] Tsai, S.W., Wu, E.M., A general theory of strength for anisotropic materials, Air Force Mater. Lab. Rep., AFML-TR-71-12, 1971.

[166] Tyson, W.R., Davis, G.J., Brit. J. Appl. Phys. 16, (1965), 199.

[167] De Vries, K.L., Loyd, B.A., Williams, M.L., J. Appl. Phys., 42 (1971) 12, 4644.

[168] Weiss, H.J., Acta Polymerica, 30 (1979) 3, 262.

[169] Weiß, E., Beitrag zur festigkeitsmäßigen Dimensionierung von Bauteilen aus Thermoplasten für den Apparate- und Rohrleitungsbau, Diss., TH Magdeburg, 1985.

[170] Wells, A.A., Proc. Crack Prop., Symp., Cranfield, V. 1, 1971, 210.

[171] Wells, J.K., Beaumont, P.W.R., J. Mater. Sci, 17 (1982), 397.

[172] Wilček, M.I., Mech. Polimerow, N. 2 (1972), 262.

[173] Whitney, J.M., Stansbarger, D.L., J. Composite Materials, N. 1, (1971) 24.

[174] Wnuk, P.M., Podstawy mechaniki pękania, AGH, Kraków, 1977.

[175] Yoffe, E.H., Phil. Mag., V. 42, 1951.

[176] Zachariew, G., Češkow, W., Toplijska, A., Fiziko-Chimičeskaja Mechanika, V. 12, N. 12, 1984.

[177] Zacharow, K.W., Plastičeskije massy, N. 8, 1961.

[178] Zawadzki, J., Ziółkowski, B., Neue Auffassung zu Dekohäsionsmechanismen von dünnen GUP-Schichtstoffen bei quasieinachsigen wechselnden Belastungen, Berichte "Verstärkte Plaste '84", Berlin 1984.

[179] Zawadzki, J., Problemy wytężenia i znużenia polimerów jako tworzyw konstrukcyjnych, PWN, Warszawa 1978.

[180] Zeilinger, H., Werkstoffmechanische Aspekte bei der Auslegung von Rotationsschalen aus Hochleistungs-Faserverbundwerkstoffen, VDI-Z., R. 18, N. 20, 1984.

[181] Žurkow, S.N., Kuksenko, W.S., Mech. polimerow, N. 5, (1974), 792.

[182] Žurkow, S.N., Anorganische Materialien, Izd. AN SSSR, N. 3, (1967), 1767.

[183] Žurkow, S.N., Dilatonnyj mechanizm pročnosti twiordych tieł, in: Fizika pročnosti i plastičnosti, Izd. Nauka, Leningrad, 1986.

[184] Žurkow, S.N., K woprosu o fizičeskoj prirode pročnosti, FTT, 22, 1980, 3344.

7. VERZEICHNIS DER VERWENDETEN FORMELZEICHEN UND ABKÜRZUNGEN

C_{ijkl}	- Elastizitätskoeffizienten
C_{ij}	- Komponenten der Steifigkeitsmatrix
S_{ijkl}	- Nachgiebigkeitskomponenten
S_{ij}	- Komponenten der Nachgiebigkeitsmatrix
ε, ε_{ij}	- Komponenten des Verzerrungstensors
ε_i	- Komponenten der Dehnungsmatrix
σ, σ_{ij}	- Komponenten des Spannungstensors
σ_i	- Komponenten der Spannungsmatrix
σ_f^{∞}	- Spannung in der langen Faser
F_{ij}	- Tensor der Festigkeitsoberfläche
τ_i	- Schubspannung, Schubfestigkeit
$R_{(\ )}^{(\ )}$	- Spannungsgrenzwerte
$\gamma_{(\ )}$	- Gestaltsänderung
$G_{(\ )}$, G_i	- Schubmodul
$E_{(\ )}$, E_i	- Elastizitätsmodul
ϑ, ϑ_i	- Poissonzahl
x, y, z	- Achsenkoordinate
u, v, w	- Verschiebungsanteile in der x,y,z-Achsenkoordinate
μ, $\varkappa$	- Komponenten des elastischen Zustandes
ξ, η, ζ	- Achsenkoordinate
F_i	- Kraft, Belastung
T_i	- Schubkraft
N_f	- Zugkraft in der Faser
f	- Biegung
Δl	- Ausdehnung
$U_{(\ )}^{(\ )}$	- innere Energie
S	- Formänderungsenergie
$\overset{o}{\gamma}_{(\ )}$	- Oberflächenenergie

- mechanische Arbeit (Energie) je Volumeneinheit
- Temperatur
- Zeit
- Zeitdauer
- Materialkonstante
- Spannungskonzentrationskoeffizient
- Energiefreisetzungsrate
- Rißwiderstandskraft
- J-Integral
- Freisetzungsgeschwindigkeit der elastischen Energie in der Richtung Θ
- Boltzmann-Konstante
- Submikrorißkonzentration
- Bildungsgeschwindigkeit der Submikrorisse
- Submikrorißlänge
- Makrorißlänge
- Rißbreite
- Halbachse des eliptischen Risses
- Koeffizient, abhängig vom Modell der Faserverstärkung im Kompositquerschnitt
- Rißöffnung
- Schädigungsgrad
- Anzahl der Fasern mit Grenzflächenbruch je Querschnitt
- Faserlänge
- Faserdurchmesser
- Entfernung zwischen Faser
- Querschnittsfläche
- Volumenanteil
- freie Weglänge der Fononen
- Schallgeschwindigkeit
- Lastspielzahl
- Nullstellen des Polynoms
- Winkel der die mechanische Anisotropie des Materials ausdrückt
- Längswellengeschwindigkeit

Indizes

$\parallel$	- parallel zur Faserrichtung
$\perp$	- senkrecht zur Faserrichtung
#	- parallel und senkrecht zur Faserrichtung
el	- elastisch
pl	- plastisch
e	- Streckgrenze
$\wedge$	- Vektorgröße
B	- Bruch
Z	- Zug
b	- Biegung
-, +	- Druck- bzw. Zugbeanspruchung
f	- Faser
m	- Matrix
k	- Verbundwerkstoff
c	- kritischer Zustand
0	- Anfangszustand
i,j,k,l m,n,o,p	- Kennzeichen der Tensorkomponenten
I,II,III	- Rißöffnungsart
eff	- effektiv

Abkürzungen

GEP	- glasfaserverstärktes Epoxidharz
GUP	- glasfaserverstärktes ungesättigtes Polyesterharz
GFP	- glasfaserverstärkter Polymerwerkstoff
GF	- Glasfaser
CDS	- Gefahrenzustandsmaß (charakteristic damage state)
LEBM	- linear-mechanische Bruchmechanik
FBM	- Fließ- und Bruchmechanik
ESZ	- ebener Spannungszustand
EDZ	- ebener Dehnungszustand

ANHANG A

A. Spannungsverteilung in der zerrissenen Faser [93]

Analysiert man das Gleichgewicht des Faserelementes (B.1A), so erhält man

$$\left(\frac{dN_{fi}}{dz}\right) - T_i = 0 \qquad (1A)$$

N_{fi} - Zugkraft in den Fasern

T_i - die auf der Einheitslänge der Faser wirkenden summarischen Schubkräfte

i - Index der betrachteten Faser

Die sich auf das Element der zerrissenen Faser ausprägende Scherkraft kann aus folgender Abhängigkeit berechnet werden:

$$T_0 = \int_0^{2\pi} \tau_{01} r_f d\Theta \qquad (2A)$$

Berücksichtigen wir die Symmetrie der Gestaltsänderung so können wir die Gl. (2A) in folgender Form darstellen:

$$T_0 = 6 \cdot 2 \int_0^{\pi/6} \tau_{01} r_f d\Theta \qquad (3A)$$

Dagegen läßt sich die summarische Schubkraft für die anliegende Faser mit dem Index 1 (B.2.18) anhand folgender Abhängigkeit ausdrücken:

$$T_1 = 2 \int_0^{\pi/6} \tau_{10} r_f d\Theta + 2 \cdot 2 \int_0^{\pi/6} \tau_{11} r_f d\Theta + 2 \cdot 2 \int_0^{\pi/6} \tau_{12} r_f d\Theta + 2 \int_0^{\pi/6} \tau_{13} r_f d\Theta \qquad (4A)$$

Die auf die Faser mit dem Index 2 wirkende Schärkraft beträgt

$$T_2 = 2 \cdot 2 \int_0^{\pi/6} \tau_{21} r_f d\Theta + 2 \cdot 2 \int_0^{\pi/6} \tau_{23} r_f d\Theta + 2 \cdot 2 \int_0^{\pi/6} \tau_{24} r_f d\Theta \qquad (5A)$$

Die auf weitere Fasern wirkenden Scherkräfte lassen sich analog berechnen.

Beim Übergang von Gleichgewichtsgleichungen für die Kräfte zu Gleichgewichtsgleichungen, die in Verschiebungen ausgedrückt sind, ist ähnlich wie bei anderen Einparametermodellen anzunehmen, daß die Zugspannungen in den Fasern σ_{fi} gleichmäßig in dem Faserquerschnitt verteilt sind.

$$\sigma_{fi} = N_{fi}/A_f \tag{6A}$$

A_f - Fläche des Faserquerschnittes.

Die Voraussetzung, daß die Spannungen im Faserquerschnitt gleichmäßig verteilt sind, entspricht der Voraussetzung, daß die Faserquerschnitte nach der Belastung flach bleiben. Die Gleichung (1A) kann man also so schreiben

$$\frac{d^2u_0}{d_z^2} - \frac{T_0}{E_f A_f} = 0$$

$$\frac{d^2u_1}{d_z^2} - \frac{T_1}{E_f A_f} = 0 \tag{7A}$$

Bei der Annahme, daß die eine zerrissene Faser umgebenden Fasern der Verschiebung nicht ausgesetzt sind, d.h.,

$$u_1 = u_2 = u_3 = \ldots = 0 \tag{8A}$$

gewinnen die Berechnungen folgende Form:

Für $\gamma < \gamma_e$

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \frac{12\, r_f}{E_f A_f} \int_0^{\pi/6} G_m \frac{u_0}{b(\Theta)}\, d\Theta \tag{9A}$$

Nach Umwandlungen

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \frac{48}{\pi d_f^2} \frac{G_m}{E_f} u_0 \int_0^{\pi/6} \frac{r_f}{b(\Theta)}\, d\Theta \tag{10A}$$

Nach dem Einsetzen

$$\frac{1}{b_c} = \frac{1}{\pi/6} \int_0^{\pi/6} \frac{d\Theta}{b(\Theta)} \tag{11A}$$

ergibt sich

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \frac{8}{d_f^2} \frac{G_m}{E_f} \frac{r_f}{b_c} u_0 \tag{12A}$$

Für $\gamma > \gamma_e$, bei Annahme

$$\tau = \gamma_e (G_m - G_e) + G_e \gamma \tag{13A}$$

für die Übergangszone, in der sowohl elastische wie auch plastische Verformungen der Matrix auftreten, ergibt sich

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \frac{12\, r_f}{A_f E_f} \left\{ \int_0^{\Theta_e} \left[\gamma_e (G_m - G_e) + G_e \frac{u_0}{b(\Theta)} \right] d\Theta + \int_{\Theta_e}^{\pi/6} G_m \frac{u_0}{b(\Theta)}\, d\Theta \right\} \tag{14A}$$

(Index "e" bezeichnet die Größe an der Streckgrenze)

Bei $0 < \Theta < \Theta_e$ ist die Matrix der plastischen Verformung ausgesetzt und bei $\Theta_e < \Theta < \pi/6$ verformt sie sich noch elastisch.

Die Gleichung kann man auch wie folgt umformen:

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \frac{1}{d_f^2} \frac{48}{\pi} \left\{ \frac{r_f \gamma_e (G_m - G_e)}{E_f} \Theta_e + \left[\frac{G_m}{E_f} \frac{r_f}{b_c} \frac{\pi}{6} - \frac{G_m - G_e}{E_f} \int_0^{\Theta_e} \frac{r_f}{b(\Theta)}\, d\Theta \right] u_0 \right\} \tag{15A}$$

Nimmt man an, daß plastische Matrixgestaltsänderungen den Faserumfang betreffen $\Theta_e = \pi/6$, so erhält man die Gl. (15A) in folgender Form:

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \frac{1}{d_f^2} \frac{48}{\pi} \left\{ \frac{r_f \gamma_e (G_m - G_e)}{E_f} \frac{\pi}{6} + \frac{G_e}{E_f} \frac{r_f}{b_c} \frac{\pi}{6} u_0 \right\} \tag{16A}$$

Bezeichnet man den Faserverschiebungswert an der Grenze des elastisch-plastischen Bereiches (bei $b(\Theta) = b_c$) mit u_e

$$u_e = \gamma_e b_c \tag{17A}$$

so erhalt die Gl. (15A) folgende Gestalt:

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \frac{8}{d_f^2}\left\{\frac{r_f}{b_c}\,\frac{G_m - G_e}{E_f}\,u_e + \frac{G_e}{E_f}\,\frac{r_f}{b_c}\,u_0\right\} \tag{18A}$$

Für die dimensionslose Grössen werden hier folgende Zeichen benötigt:

$$E_f/G_m = E \tag{19A}$$

$$b_c/r_f = b \tag{20A}$$

$$G_m/G_e = q^2 \tag{21A}$$

E - das Verhältnis elastischer Eigenschaften von Komponenten
b - Faservolumenanteil
q^2 - plastische Eigenschaften der Matrix

Wendet man dimensionslose Größen an, kann die Gl. (18A) wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \frac{1}{d_f^2}\,\frac{8(q^2 - 1)}{b\,Eq^2}\,u_e + \frac{1}{d_f^2}\,\frac{8}{b\,Eq^2}\,u_0 \tag{22A}$$

Für den Bereich elastischer Matrixgestaltsänderungen erhält die Gl. (12A) nach Einsetzung dimensionsloser Größen folgende Form:

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \frac{1}{d_f^2}\,\frac{8}{Eb}\,u_0 \tag{23A}$$

Setzt man die Gleichungen (22A) und (23A) in die Gleichgewichtsgleichung ein, dann lassen sie sich in einer kompakteren Form schreiben.

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \alpha_0^2 u_e + \alpha_e^2 u_0 \quad \text{für} \quad \gamma > \gamma_e \tag{24A}$$

und

$$\frac{T_0}{E_f A_f} = \alpha^2 u_0 \quad \text{für} \quad \gamma \leq \gamma_e \tag{25A}$$

wo:

$$\alpha_0^2 = \frac{1}{d_f^2}\,\frac{8(q^2 - 1)}{b\,E\,q^2} \tag{26A}$$

$$\alpha_e^2 = \frac{1}{d_f^2} \frac{8}{b\,Eq^2} \tag{27A}$$

$$\alpha^2 = \frac{1}{d_f^2} \frac{8}{bE} \tag{28A}$$

Setzt man die Gleichungen (24A) und (25A) in die Gl. (7A) ein, die für die zerrissene Faser wie folgt lautet:

$$\frac{d^2u_0}{d_z^2} - \frac{T_0}{E_f A_f} = 0 \tag{29A}$$

erhält man eine Differentialgleichung in Verschiebungen für den plastischen und elastischen Bereich.
Um die Grenze des elastischen und plastischen Bereiches zu bestimmen, nehmen wir an, daß für $z = z_e$ die Verschiebung $u_0(z) = u_e$ ist, (wo u_e durch die Gl. (17A) bestimmt ist).

So erhalten wir

$$\frac{d^2u_0}{d_z^2} - \alpha_e^2 u_0 = \alpha_0^2 u_e \qquad \text{für} \qquad z \leqslant z_e \tag{30A}$$

$$\frac{d^2u_0}{d_z^2} - \alpha^2 u_0 = 0 \qquad \text{für} \qquad z \geqslant z_e \tag{31A}$$

<u>Auflösung der Gleichungen</u>

Die Auflösung der Gleichungen (30A) und (31A) kann wie folgt dargestellt werden:

$z \leqslant z_e$:

$$u_0^e = C_1 e^{-\alpha_e z} + C_2 e^{\alpha_e z} + u^* \tag{32A}$$

$z \geqslant z_e$:

$$u_0 = Ce^{-\alpha z} + C_0\, e^{\alpha z} \tag{33A}$$

wo:

$$u^* = -\frac{\alpha_0^2}{\alpha_e^2} u_e \tag{34A}$$

Die Konstanten C_1, C_2, C, C_0 gewinnt man aus den Grenzbedingungen sowie Bedingungen der Auflösungskompatibilität.

$z = 0$

$$\left(\frac{d\,u_0}{dz}\right)_{z=0} = -\varepsilon_f$$

$z = z_e$

$$\left(\frac{d\,u_0^e}{dz}\right)_{z=z_e} = \left(\frac{d\,u_0}{dz}\right)_{z=z_e} \tag{35A}$$

$z = z_e$

$$(u_0^e)_{z=z_e} = (u_0)_{z=z_e} = u_e$$

$z \to \infty$,

$$(u_0)_{z\to\infty} = 0$$

Dabei ist ε_f die Dehnung der endlosen, nich zerrissenen Faser. Der Index "e" oben bedeutet, daß man die Verschiebung mit der Gl. (32A) beschreibt. Demgegenüber wird u_0 ohne Index, mit der Gl. (33A) beschrieben. Die Randbedingungen entsprechen dem System auf dem Bild 2A.

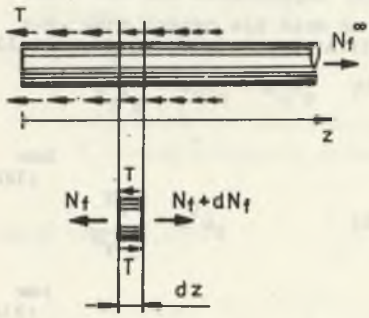


Bild 1A. Das Gleichgewicht des Faserelementes

Rys. 1A. Stan równowagi elementu analizowanego ciała modelowego

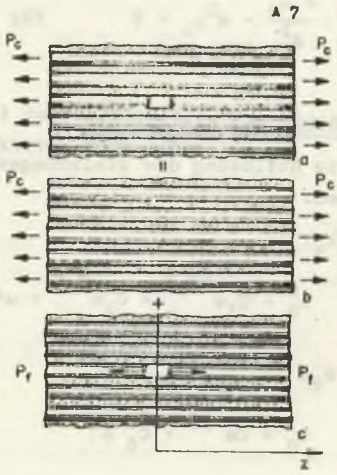


Bild 2A. Das Schema der Randbedingungen

Rys. 2A. Schematyczna ilustracja warunków brzegowych

Deshalb ergibt sich aus der vierten Bedingung, daß $C_0 = 0$ ist. Wendet man die zweite Gleichheit auf die dritte Bedingung an, so erhält man aus der Gl. (33A)

$$z_e = \frac{1}{\varkappa} \ln(C/u_e) \tag{36A}$$

Die Benutzung der Gl. (36A) und (35A) und bei der Annahme, daß $z = 0$ ist, bekommt man drei algebraische Gleichungen mit drei Unbekannten C_1, C_2, C:

$$C_1 \left(\frac{C}{u_e}\right)^{-\frac{\alpha_e}{\varkappa}} + C_2 \left(\frac{C}{u_e}\right)^{\frac{\alpha_e}{\varkappa}} = u_e - u^*$$

$$C_1 \left(\frac{C}{u_e}\right)^{-\frac{\alpha_e}{\varkappa}} - C_2 \left(\frac{C}{u_e}\right)^{\frac{\alpha_e}{\varkappa}} = \frac{\varkappa}{\alpha_e} u_e \tag{37A}$$

$$C_1 - C_2 = \delta_f/\alpha_e$$

Rechnen wir die zwei ersten Gleichungen des Systems (37A) aus, gewinnen wir unter Einbeziehung der Abhängigkeiten (26A bis 28A) den Ausdruck

$$C_1 = \left(\frac{C}{u_e}\right)^{1/q} \frac{u_e}{2} q(q + 1) \tag{38A}$$

$$C_2 = \left(\frac{C}{u_e}\right)^{-1/q} \frac{u_e}{2} q(q - 1) \tag{39A}$$

Setzen wir diese Gleichungen in die dritte Gleichung des Systems (37A) ein, erhalten wir den Ausdruck für C

$$C = u_e \left\{ \frac{1}{q+1} \left[\frac{\delta_f}{\delta_e} \sqrt{\frac{E}{2b}} + \sqrt{\left(\frac{\delta_f}{\delta_e}\right)^2 \frac{E}{2b} + (q^2 - 1)} \right] \right\}^q \tag{40A}$$

Zum Zweck einer kompakten Aufschreibung können folgende Zeichen benutzt werden:

$$\sqrt{\frac{E}{2b}} = M_1; \quad M_1 \frac{\delta_f}{\delta_e} = M_2; \quad \sqrt{M_2^2 + (q^2 - 1)} = M_3 \tag{41A}$$

M_1 hängt con dem Volumenanteil und vom Verhältnis elastischer Eigenschaften in Komponenten ab;
M_2 ist dazu vom Belastungsniveau abhängig, dagegen
M_3 noch zusätzlich vom Modul der Matrixverfestigung. Berücksichtigt man diese Zeichen, dann betragen die Integrationskonstanten wie folgt

$$C_1 = u_e \frac{q}{2} (M_3 + M_2)$$

$$C_2 = u_e (M_3 - M_2) \tag{42A}$$

$$C = u_e \left[\frac{M_3 - M_2}{q + 1}\right]^q$$

Setzt man die Werte der Integrationskonstanten in die Gl. (32A) und (33A) ein, erhält man die Verschiebungsverteilung entlang der zerrissenen Faser.

$z \leqslant z_e$:

$$u_0 = u_e \frac{q}{2} \left[(M_3 + M_2)e^{-\alpha_e z} + (M_3 - M_2)e^{+\alpha_e z}\right] + u_e(1-q^2) \tag{43A}$$

$z \geqslant z_e$:

$$u_0 = u_e \left(\frac{M_3 + M_2}{q - 1}\right)^q e^{-\alpha z} \tag{44A}$$

z_e kann man aus folgender Gleichung berechnen:

$$\frac{z_e}{d_f} = \frac{q\ b\ M_1}{2} \ln \left[\frac{M_2 + M_3}{q + 1}\right] \tag{45A}$$

Die Bedingungen für den plastischen Formänderungsbeginn ergeben sich aus der Gl. (44A). Setzt man $z = 0$ und $u = u_e$ ein, so erhält man

$$\varepsilon_f^e = \lambda_e \sqrt{2\ b/E} \tag{46A}$$

d.h., wenn sich die Verformung unbeschädigter Fasern wie folgt gestaltet

$$\varepsilon_f > \varepsilon_f^e$$

dann bilden sich am Ende der zerrissenen Faser plastische Matrixscherverformungen.

Durch Einsetzen der Gleichungen (43A) und (44A) und unter der Voraussetzung, daß die Faserverformung bis zum Bruch elastisch ist, erhält man die Spannungsverteilung entlang der Faser.

Die entsprechenden Gleichungen sind im Unterkapitel 2.2.2 für Normalspannungen mit (2.41) und (2.42), dagegen für Schubspannungen mit (2.48) und (2.49) bezeichnet worden.

BEITRAG ZUM SCHÄDIGUNGS- UND BRUCHVERHALTEN
VON FASERVERSTÄRKTEN VERBUNDWERKSTOFFEN

Z u s a m m e n f a s s u n g

In der vorgestellten Arbeit werden entsprechende energetische Kriterien des Schädigungszustandes der faserverstärkten Materialien formuliert und geprüft. Insbesondere es wurde die Methode der spezifischen Schädigungsarbeit und die Methode der J-Integral geprüft.

Neben der Verwertung der energetischen Kriterien werden in der Arbeit auch folgende Probleme besprochen:

- die Bedingungen der Submikrorißausbildung und -ausbreitung in homogenen wie auch in Verbundwerkstoffen,
- der Einfluß der Innenstruktur der Kompositen und mechanischen Charakteristiken ihrer Komponenten auf den Bruchverlauf,
- einige analytische wie auch phänomenologische Methoden der Prognostizierung der Lebensdauer des Materials und Möglichkeiten der Beschreibung seines kritischen Zustandes.

Diese Probleme werden zu allerst aufgrund des durchgeführten Literaturstudiums vorgestellt.

INICJACJA I ROZWÓJ PROCESU DEKOHEZJI W KOMPOZYTACH WŁÓKNISTYCH

S t r e s z c z e n i e

Wykorzystywanie kompozytów w charakterze materiałów konstrukcyjnych wymaga nie tylko znajomości jego własności mechanicznych, lecz również posiadania pełnej jasności co do kinetyki rozwoju w nich procesu dekohezji. Złożona struktura kompozytów powoduje bowiem, że proces powstawania i rozwoju szczelin uzależniony jest tu od znacznie większej ilości czynników niż ma to miejsce w materiałach jednorodnych, a każdy z nich mając wpływ na kinetykę rozwoju szczeliny może znacznie ograniczyć nośność i żywotność materiału.

Do najważniejszych czynników w tym zakresie, oprócz własności mechanicznych komponentów, zaliczyć należy charakter i wytrzymałość połączenia w warstwach granicznych, jak również sposób obciążenia kompozytu.
Ocena stopnia wytężenia materiałów kompozytowych lub prognozowanie ich żywotności na podstawie teoretycznych obliczeń jeszcze na etapie projektowania materiału nastręcza zatem bardzo wiele trudności i pomimo dużego nakładu pracy daje wyniki o małym stopniu pewności. Toteż podejmowane są liczne próby opracowania odpowiednich hipotez oraz stosunkowo prostych metod badawczych, za pomocą których możliwa byłaby ocena stopnia wytężenia materiałów złożonych, w tym również kompozytów włóknistych.

Tematyce tej poświęcona jest również niniejsza praca. W pracy przyjęto tezę, że o rozwoju procesu dekohezji i stopniu wytężenia materiału można wnioskować na podstawie zmian energetycznych zachodzących w kompozycie pod wpływem przyłożonego obciążenia.

Wybór sposobu pomiaru i rejestracji powstających efektów energetycznych powinien uwzględniać również przewidywane warunki pracy badanego materiału.

W pracy podjęto badania mające na celu sprawdzenie na ile koncepcja taka może być przydatna w praktyce. Badania eksperymentalne poprzedzono analizą teoretyczną dotyczącą zmian zachodzących w rozkładzie naprężeń w materiale kompozytowym, w którym pojawia się uszkodzenie bądź to w postaci zerwanego włókna, bądź też w postaci szczeliny w kruchej osnowie. Przy analizie wpływu pęknięcia włókna na stan naprężenia w kompozycie korzystano z modeli jednoparametrowych. Dokonano również analizy wpływu własności mechanicznych komponentów oraz wytrzymałości ich połączenia na granicy rozdziału na kinetykę rozwoju szczeliny w kompozycie włóknistym. Do analizy warunków powstawania i rozwoju mikroszczelin w osnowie kompozytu korzystano z teorii liniowej mechaniki pękania. W związku z tym przedstawiono również, na podsta-

wie dokonanego przeglądu literaturowego, ocenę możliwości przenoszenia metod pomiarowych oraz określonych związków i zależności liniowej mechaniki pękania, opracowanych dla materiałów jednorodnych, na materiały niejednorodne, a w szczególności na kompozyty włókniste.

Do badań eksperymentalnych mających na celu ocenę przydatności metod energetycznych w analizie rozwoju procesu zniszczenia kompozytu wybrano włókniste kompozyty polimerowe, ponieważ należą one obecnie do najbardziej rozpowszechnionego w technice rodzaju kompozytu konstrukcyjnego.

Oceny dokonano na podstawie dwóch rodzajów badań:

- pomiaru pętli histerezy uzyskiwanych w próbach zmęczeniowych;
- pomiarów całki Rice'a na podstawie trójpunktowego statycznego zginania.

НАЧАЛО И РАЗВИТИЕ ПРОЦЕССА ДЕКОГЕЗИИ В ВОЛОКНИТСЫХ КОМПОЗИТАХ

Р е з ю м е

В статье представлены некоторые энергетические критерия, которые можем использовать для оценки напряженного состояния в волокнистых композитах. И так, энергетические методы, т.е. метод удельней работы разрушения а также метод интеграла J подвергли экспериментальной проверке. В статье, наряду с проведенным анализом пригодности определенных энергетических критерий для оценки напряженного состояния полимерных волокнистых композитов рассматривались также следующие проблемы:

- условия образования и развития субмикротрещин в однородных материалах и в композитах,
- влияние внутренней структуры композита а также механических характеристик его компонентов на ход процесса разрушения в композите,
- некоторые аналитические и феноменологические методы прогнозирования долговечности материалов или оценка их критического состояния.

Эти проблемы рассматривались на основе литературных источников.