

1 Einleitung und Problemstellung

Fluiddynamisch induzierte Beanspruchungen beeinflussen bei einer Vielzahl verfahrenstechnischer Prozesse die Produktqualität oder den Prozessablauf. In Abhängigkeit vom Prozessziel können die Beanspruchungen hierbei sowohl positive als auch negative Auswirkungen zeigen. Die beanspruchungsbedingte Vergrößerung der Phasengrenzfläche in Gas-Flüssig- oder Flüssig-Flüssig-Zweiphasensystemen beispielsweise ist im Allgemeinen positiv einzuschätzen [27]. Eine Zerkleinerung oder Beschädigung suspendierter Partikel hingegen ist vielfach unerwünscht [1, 49]. Dieses ist insbesondere bei biokatalysierten Reaktionen der Fall, da sich zu hohe mechanische Beanspruchungen u. U. zellschädigend bzw. stoffwechselverändernd auswirken [37, 79] oder zur Ablösung immobilisierter Biomasse von Trägerpartikeln führen können [29]. Andererseits kann auch bei biologischen Systemen eine Beanspruchung erwünscht sein, wie z. B. bei der Kultivierung des Pilzes *Aspergillus niger*, der nur bei bestimmten Beanspruchungen in der angestrebten Pelletform mit einer für technische Prozesse geeigneten Morphologie wächst [23, 66].

Genaue Kenntnisse der fluiddynamisch induzierten Beanspruchungen ermöglichen einerseits die Auswahl eines für den jeweiligen Prozess optimalen Reaktors im Rahmen der Anlagenprojektierung, andererseits erschließen sie ein Optimierungspotenzial für bereits etablierte Verfahren und Anlagen.

Für technische Reaktionssysteme, die praktisch ausschließlich im turbulenten Strömungszustand betrieben werden, sind in erster Linie die turbulenzinduzierten Beanspruchungen relevant. Aufgrund ihrer räumlich und zeitlich statistischen Verteilung sind die in den Strömungen mehrphasig betriebener Reaktoren auftretenden Beanspruchungen einer direkten Messung nicht zugänglich. Zur Charakterisierung von Reaktoren müssen aus diesem Grund mittlere effektive Beanspruchungen in hinreichend großen Volumenelementen und Zeiträumen herangezogen werden. Ihre Erfassung kann z. B. mit Systemen erfolgen, die im gesamten betrachteten Volumen verteilt vorliegen und auf mechanische Beanspruchungen mit einer Gleichgewichtsverschiebung oder irreversiblen Veränderungen reagieren. Um ein derartiges System handelt es sich bei dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Ton-Polymer-Flockensystem, bei dem die Flocken durch mechanische Beanspruchung nach einer gewissen Prozessdauer irreversibel zerstört werden. Das Flockensystem wurde erstmals von *Hoffmann et al.* [41] für qualitative Untersuchungen mechanischer Beanspruchungen verwendet. Die Vorteile der Verwendung eines derartigen mineralischen Testsystems zur Bestimmung fluiddynamisch in-

duzierter Beanspruchungen, wie beispielsweise kurze Versuchszeiten, hohe Reproduzierbarkeit der Ergebnisse, eine einfache Handhabung und preiswerte Ausgangsmaterialien spiegeln sich in der Vielzahl der zwischenzeitlich damit durchgeführten Untersuchungen wider [4, 5, 9, 10, 35, 36, 40, 42, 56].

In der Literatur wird häufig, so z. B. auch von *Chisti* und *Moo-Young* [15] sowie *Yiin et al.* [99] angegeben, dass pneumatisch gerührte Reaktoren einen scherärmeren Betrieb zulassen als mechanisch gerührte. Diese Einschätzung konnte von verschiedenen Autoren [4, 9, 35, 36] mit dem nichtbiologischen Modellflockensystem widerlegt werden.

Aufgrund dieser Feststellung sollen in der vorliegenden Arbeit die Beanspruchungen in zwei- und dreiphasig betriebenen, pneumatisch gerührten Säulenreaktoren näher untersucht werden. Hierfür ist es zunächst erforderlich, das von *Büscher* [9] entwickelte Verfahren zur quantitativen Bestimmung von mechanischen Beanspruchungen in Zweiphasenströmungen auf seine Eignung für dreiphasige Strömungen hin zu untersuchen und ggf. so zu modifizieren, dass es für zwei- und für dreiphasige Strömungen gleichermaßen anwendbar ist.

Das verifizierte bzw. modifizierte Verfahren soll anschließend dafür genutzt werden, bei unterschiedlichen Betriebsparametern Beanspruchungsintensitäten in pneumatisch gerührten Säulenreaktoren zu bestimmen. Variiert werden sollen dabei die Reaktorkonfiguration (Blasensäule oder Airlift-Schlaufenreaktor), die Reaktorgeometrie (Durchmesser und Flüssigkeitsfüllhöhe), die Begasergeometrie (Begaserlochdurchmesser, -anzahl und Lochraster) sowie für den dreiphasigen Betrieb die Feststoffbeladung, die Partikelgröße und die Partikeldichte. Durch Modifikationen am Reaktor soll ergänzend untersucht werden, ob es möglich ist, Zonen mit besonders hohen Beanspruchungsintensitäten zu lokalisieren.

Ziel ist es, die für die fluiddynamisch induzierten Beanspruchungen in Mehrphasenreaktoren wesentlichen Parameter zu identifizieren und Abhängigkeiten zwischen ihnen und den resultierenden effektiven Beanspruchungen zu bestimmen. Unter Einbeziehung theoretischer Hintergründe sollen Korrelationen abgeleitet werden, mit denen es möglich ist, Beanspruchungsintensitäten in Abhängigkeit von der Reaktorgeometrie und den Betriebsparametern vorherzusagen.

Die Relevanz der mit dem Modellsystem erhaltenen Ergebnisse für chemische oder biochemische Stoffumsetzungsprozesse in technischen Reaktoren soll exemplarisch an einer Biotransformationsreaktion belegt werden.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Turbulente Strömungen

Im Allgemeinen werden Chemie- und Bioreaktoren im turbulenten Strömungszustand betrieben. Zur Charakterisierung der fluiddynamisch induzierten Beanspruchungen in gebräuchlichen Reaktionssystemen ist deshalb die Betrachtung einiger Grundlagen turbulenter Strömungen erforderlich.

2.1.1 Allgemeine Beschreibung turbulenter Strömungen

Die grundsätzlichen Eigenschaften turbulenter Strömungen sollen hier zunächst an einphasigen Strömungen verdeutlicht werden. Änderungen, die sich durch weitere Phasen ergeben, werden in Kap. 2.1.2 beschrieben.

Die charakteristischen Eigenschaften, die turbulente Strömungen kennzeichnen, sind nach *Rotta* [78]:

- unregelmäßiger Strömungsverlauf
- dreidimensionales Strömungsfeld
- wirbelförmige Strömungsstruktur
- instationärer Strömungszustand

Gibson [28] beschreibt Turbulenz als „wirbelartigen Bewegungszustand eines Fluids, bei dem die Trägheitskräfte der Wirbel größer sind als alle anderen Kräfte, die zu deren Dämpfung führen“. Anhand dieser verbalen Beschreibungen wird unmittelbar deutlich, dass eine umfassende mathematische Beschreibung turbulenter Strömungsvorgänge kaum möglich ist. Gängig ist es vielmehr, einzelne Teilaspekte mit vereinfachten Modellen zu beschreiben [20]. Ein erster mathematischer Ansatz zur Beschreibung der Turbulenz stammt von *Reynolds* [77]. Er zerlegt die Strömungsgeschwindigkeiten in deterministische Hauptströmungsgeschwindigkeiten $\vec{u}$ und stochastische Schwankungsgeschwindigkeiten $\vec{u}'$:

$$\vec{u} = \vec{u} + \vec{u}'. \quad (2.1)$$

Dieser Ansatz ist für alle drei Raumrichtungen $i = x, y, z$ voneinander unabhängig gültig. Im Fall der isotropen Turbulenz gilt für den zeitliche Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeiten in allen Raumrichtungen:

$$\overline{u'_x} = \overline{u'_y} = \overline{u'_z} = 0. \quad (2.2)$$

Eine häufig zur Kennzeichnung turbulenter Strömungen benutzte Größe ist die Turbulenzintensität Tu , die auch als Root Mean Square-Wert bezeichnet wird:

$$Tu = \sqrt{\overline{u'^2}}. \quad (2.3)$$

Für homogene, isotrope Turbulenzfelder entwickelte *Taylor* das Wirbelkaskadenmodell, bei dem die Energie aus großen Wirbeln in kleinere Wirbel übertragen wird. Diese Kaskade setzt sich so lange fort, bis die kleinsten Wirbel ihre Energie aufgrund von Zähigkeitskräften als Wärme dissipieren. Die grundsätzliche Gültigkeit des Kaskadenmodells wird von *Tritton* [92] auch auf inhomogene, nicht isotrope Turbulenzfelder erweitert. Er geht dabei davon aus, dass weder die Ortsabhängigkeit der Geschwindigkeiten, noch die Richtungsabhängigkeit eines Strömungsfeldes das Konzept der Wirbelströmung prinzipiell außer Kraft setzen.

Auch *Kolmogorov* [54] verallgemeinert das *Taylorsche* Turbulenzmodell und definiert dabei die lokalisotrope Strömung. Zu Grunde legt er dabei, dass eine Strömung praktisch nie im gesamten, von ihr ausgefüllten Volumen homogen und isotrop sein kann, dass es aber völlig ausreichend ist, wenn Teilgebiete homogen und isotrop sind. Die Ausdehnung der Teilgebiete muss dabei deutlich über der Größe der kleinsten Wirbel liegen. *Prince* und *Blanch* [72] gehen sogar so weit, dass sie die Forderung nach Isotropie bereits dann als erfüllt ansehen, wenn diese im interessierenden Wirbelgrößenbereich erfüllt ist.

Davon ausgehend, dass unabhängig von der Art der Turbulenzentstehung der größte Anteil der Energie in den kleinsten Wirbeln als Wärme dissipiert wird, definiert *Kolmogorov* [53] einen Längenmaßstab λ_k und einen Geschwindigkeitsmaßstab u_k (z. B. zitiert in *Rotta* [78]):

$$\lambda_k = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad (2.4)$$

$$u_k = (\nu \cdot \varepsilon)^{1/4}. \quad (2.5)$$

Der Längenmaßstab kennzeichnet die Größe der kleinsten, bei gegebener Energiedissipation ε und gegebener kinematischer Viskosität ν des Fluids in einer Strömung auftretenden Wirbel. Durch den Geschwindigkeitsmaßstab u_k wird die Fließgeschwindigkeit dieser Wirbel wiedergegeben. Im Bereich größerer Wirbel ist dem Dissipationsbereich der Trägheitsbereich vorge-lagert, in dem mit zunehmender Größe der Wirbel die Trägheitskräfte gegenüber den Zähigkeitskräften an Bedeutung gewinnen. Die Energieverteilung in einer turbulenten Strömung

über die Wirbelpopulation läßt sich am einfachsten als Funktion der Wellenzahl k der Wirbel darstellen, die sich aus der Frequenz der Wirbel n und der Hauptströmungsgeschwindigkeit $\overline{u_x}$ berechnen läßt:

$$k = \frac{2\pi \cdot n}{\overline{u_x}}. \quad (2.6)$$

Die Wellenzahl der Wirbel ist proportional zum reziproken Wirbelradius r_{Wirbel} , den Proportionalitätsfaktor bildet das Verhältnis von Wirbelumfangsgeschwindigkeit u_{Wirbel} und mittlerer Strömungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung $\overline{u_x}$:

$$k = \frac{u_{Wirbel}}{\overline{u_x}} \cdot \frac{1}{r_{Wirbel}}. \quad (2.7)$$

In **Abb. 2.1** befindet sich bei kleinen Wirbelwellenzahlen k zunächst der Bereich der großen Wirbel, mit abnehmender Wirbelgröße (steigender Wellenzahl) schließt sich der sogenannte energietragende Spektralbereich an, der den größten Energieanteil der Strömung beinhaltet. Mit weiter steigender Wellenzahl wird der universelle Gleichgewichtsbereich erreicht, in dem die Energieverteilung von der Art des Energieeintrags unabhängig ist. Dieser Bereich wird häufig in den Trägheits- und den Dissipationsbereich unterteilt.

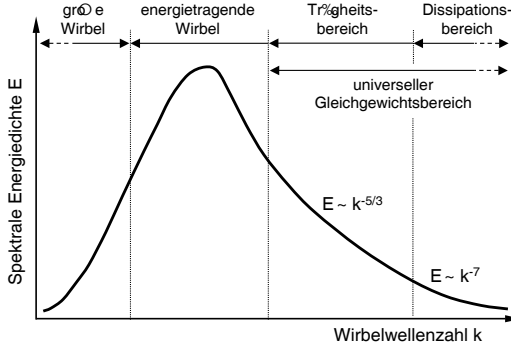


Abbildung 2.1: Spektrale Energieverteilung in turbulenten Strömungen in Abhängigkeit von der in Gl. 2.6 definierten Wirbelwellenzahl (nach [101]).

Während der Spektralbereich großer und energietragender Wirbel von den auf die Strömung wirkenden Randbedingungen beeinflusst wird, ist die Energieverteilung im universellen Gleichgewichtsbereich nur von den Fluideigenschaften und der Energiedissipation abhängig. Die turbulenten Schubspannungen zwischen zwei Punkten mit dem Abstand Δr im Trägheits- und

im Dissipationsbereich können daher anhand von Energieeintrag und kinematischer Fluidviskosität beschrieben werden [70, 90]. Der Dissipationsbereich wird dabei anhand des Kolmogorov'schen Mikromaßstabes λ_k (vgl. Gl. 2.4) nochmals unterteilt, so dass sich für die im Bereich der Mikroturbulenz zu erwartenden Schubspannungen τ_t folgende Werte ergeben:

Trägheitsbereich: $\Delta r > 12\lambda_k$

$$\tau_t = k_1 \cdot \rho \cdot (\varepsilon \cdot \Delta r)^{2/3} \quad (2.8)$$

Dissipationsbereich, größere Wirbel: $12\lambda_k > \Delta r > 3\lambda_k$

$$\tau_t = k_2 \cdot \rho \cdot \Delta r^2 \cdot \frac{\varepsilon}{\nu} \quad (2.9)$$

Dissipationsbereich, kleinere Wirbel: $\Delta r < 3\lambda_k$

$$\tau_t = \rho \cdot (\varepsilon \cdot \nu)^{1/2}. \quad (2.10)$$

Für hinreichend kleine Wirbel sind die auftretenden turbulenten Schubspannungen damit nach Gl. 2.10 vom Abstand unabhängig. Bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Flockenbeanspruchungen kommen dabei für die Zerkleinerung Schubspannungen sowohl nach Gl. 2.9 als auch nach Gl. 2.10 in Betracht.

2.1.2 Beeinflussung turbulenter Strömungen durch zusätzliche Phasen

Die im Kap. 2.1.1 dargestellten Zusammenhänge beziehen sich in ihrer ursprünglichen Form auf einphasige Strömungen. Die Strömungen in den untersuchten pneumatisch gerührten Reaktoren sind jedoch zwei- oder dreiphasig. Aus diesem Grund sind einige Überlegungen bezüglich der Veränderung turbulenter Strömungsfelder durch die Anwesenheit zusätzlicher Phasen erforderlich. Grundsätzlich können viele Effekte durch Wechselwirkungen zwischen den Turbulenzwirbeln und den in der kontinuierlichen Phase dispergierten Partikeln veranschaulicht werden. Durch diese Wechselwirkungen wird die spektrale Energieverteilung über die Turbulenzwirbel-Wellenzahl verändert. Im Allgemeinen erfolgt dabei im Vergleich zu dem in Abb. 2.1 dargestellten Spektrum eine deutliche Erhöhung der Energiedichte im Trägheits- und im Dissipationsbereich. Folglich zeigen mehrphasige Strömungen meist deutlich höhere Beanspruchungsintensitäten als einphasige. Prinzipiell sind Wechselwirkungen zwischen der kontinuierlichen und jeder der dispersen Phasen möglich, darüber hinaus kann es aber auch

zu Wechselwirkungen der Dispersphasen untereinander kommen, die auf die kontinuierliche Phase zurückwirken.

Auswirkungen der in der kontinuierlichen Phase suspendierten Dispersphasenpartikel lassen sich sehr anschaulich anhand der Wake-Effekte beschreiben. Unter einem Wake ist dabei das Nachlaufgebiet eines Partikels zu verstehen, der sich in der kontinuierlichen Phase bewegt. In Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit, der Partikelgröße und der Partikeloberfläche bilden sich dabei mehr oder weniger ausgedehnte Bereiche, in denen sich die Strömung deutlich von der im umgebenden Gebiet unterscheidet. In den Wake-Gebieten kommt es zu einer nachhaltigen Beeinflussung der Strömungsstruktur die auch mit einer Intensivierung der Energiedissipation verbunden ist. In Partikelschwärmen ist darüber hinaus zu berücksichtigen, dass sich Wake-Effekte einzelner Partikel auf die Bewegung der benachbarten Partikel auswirken [96, 95, 98].

Von den Arbeiten, die sich mit der Turbulenz in mehrphasigen Strömungen beschäftigen, beschränken sich die meisten auf zweiphasige Strömungen. Untersuchungen dreiphasiger Systeme sind bisher wesentlich seltener publiziert worden. Bei den zweiphasigen Strömungen werden sowohl Gas-Flüssigkeits-Strömungen (fluide Dispersphasenpartikel) als auch Feststoff-Flüssigkeits-Strömungen (feste Partikel) behandelt. Vergleiche mit Untersuchungen von Feststoff-Gas-Strömungen sind im Rahmen dieser Arbeit von untergeordneter Bedeutung.

2.1.2.1 Gasbeladene Zweiphasenströmungen

Im Vergleich zu einphasigen Strömungen zeigen Gas-Flüssigkeits-Zweiphasenströmungen nach *Sheng und Irons* [84] eine deutlich intensivere Turbulenz, die durch Wechselwirkungen zwischen den Phasen, insbesondere Blasendeformation und Wake-Effekte verursacht wird. Die Turbulenz in gasbeladenen zweiphasigen Rohrströmungen kann zwar nach *Kataoka et al.* [51] im Vergleich zur einphasigen Flüssigkeitsströmung zum Teil auch gedämpft sein, wird aber sehr häufig lokal intensiviert. *Kataoka et al.* [51] beschreiben die Veränderungen der turbulenten kinetischen Energie durch sogenannte Blasen-Wirbel-Wechselwirkungsmodelle. Derartige Wechselwirkungen treten in Strömungen auf, in denen die Gasblasen um mindestens den Faktor zehn kleiner sind als die energietragenden Turbulenzwirbel [51]. Im Einklang mit diesen Ergebnissen wird von *Iguchi et al.* [46] eine Vergrößerung der Turbulenzintensität in einer gasbeladenen Strömung um den Faktor zwei im Vergleich zu einer einphasigen Strömung angegeben. Die turbulente Schubspannung in Gas-Flüssigkeits-Zweiphasenströmungen setzt sich additiv aus einem flüssigkeitsgetragenen und einem blaseninduzierten Anteil zusammen

[50]. Bei niedrigen Flüssigkeitsleerrohrgeschwindigkeiten dominiert dabei im Allgemeinen der blaseninduzierte Turbulenzanteil [38]. Selbstverständlich wirkt sich die Flüssigkeitsturbulenz aber auch auf die Gasblasen aus und beeinflusst beispielsweise die Blasengrößenverteilung in Mehrphasensystemen [88].

2.1.2.2 Feststoffbeladene Zweiphasenströmungen

Die prinzipiellen Unterschiede zwischen gasbeladenen und feststoffbeladenen zweiphasigen Strömungen bestehen darin, dass die Dispersphasenpartikel im ersten Fall fluid und im zweiten Fall fest sind. Darüber hinaus sind die eingesetzten Feststoffpartikel meistens feinkörniger als die erzeugten Gasblasen. Aufgrund der Dichteunterschiede resultieren für Feststoffe und Gasblasen im Allgemeinen unterschiedliche Relativgeschwindigkeiten, die zu unterschiedlich großen Wechselwirkungen zwischen disperser und kontinuierlicher Phase führen. Beim direkten Vergleich zwischen gleich großen festen und fluiden Partikeln stellen *Tokuhiro et al.* [89] bei identischer Anströmgeschwindigkeit im Wake der Blasen eine einheitlichere Dissipation als im Wake der nicht deformierbaren Partikel fest. Diesen Sachverhalt führen sie auf die Stabilisierung der Umströmung durch die bewegliche Phasengrenzfläche zurück. Auch die von *Mier* und *Kraume* [68] gefundene Erhöhung der Turbulenzintensität durch den Zusatz von bis zu 15 Volumenprozent Feststoff zu einer Flüssigkeitsströmung stimmt mit den Beobachtungen anderer Autoren überein.

2.1.2.3 Dreiphasenströmungen

Neben den direkten Wechselwirkungen zwischen der kontinuierlichen und der dispersen Phase in zweiphasigen Strömungen treten in dreiphasigen Strömungen Wechselwirkungen zwischen den beiden Dispersphasen auf, die ihrerseits auf die Strömung der kontinuierlichen Phase rückwirken. Das Turbulenzverhalten dreiphasiger Strömungen ist daher außerordentlich komplex.

Trotz einer größeren Zahl von Untersuchungen, die sich direkt oder indirekt mit Fragestellungen der Turbulenz in dreiphasigen Strömungen beschäftigen [21, 32, 74, 80, 82, 86, 100], ist es bislang noch nicht gelungen, ein gesichertes Modell für quantitative Vorhersagen der Turbulenzparameter in dreiphasigen Strömungen aufzustellen.

Bei den indirekten Untersuchungen erfolgt eine Betrachtung der dispersphasenbedingten Turbulenzmodifikation nur mittelbar, z. B. indem Veränderungen des volumenbezogenen

Stoffübergangskoeffizienten $k_L a$ auf Veränderungen der spezifischen Phasengrenzfläche a einerseits und Veränderung des Stoffübergangskoeffizienten k_L andererseits zurückgeführt werden. Der Stoffübergangskoeffizient wird dabei stark von der Turbulenz beeinflusst.

Sommer und *Bohnet* [86] schildern eine Abhängigkeit des volumenbezogenen Stoffübergangskoeffizienten vom Feststoffgehalt der Strömung, bei der ausgehend von der zweiphasigen Strömung bei steigender Feststoffbeladung zunächst eine Abnahme und bei weiter steigender Beladung eine Zunahme zu beobachten ist. Da bei ihren Messungen die spezifische Phasengrenzfläche durch Feststoffzusatz generell erhöht wird, durchläuft der mit der Turbulenzintensität korrelierende Stoffübergangskoeffizient k_L bei niedrigen Feststoffbeladungen ein Minimum, nimmt aber bei höheren Beladungen auch Werte oberhalb derer für Zweiphasenströmungen an. *Sauer* und *Hempel* [80, 82] hingegen stellen bei niedrigen Feststoffbeladungen im Vergleich zu zweiphasigen Systemen höhere volumenbezogene Stoffübergangskoeffizienten fest, die bei steigender Beladung wieder unter die Werte für Zweiphasenströmungen abfallen. Für den Stoffübergangskoeffizienten bzw. die Turbulenzintensität resultiert aus den Messungen ein Maximum bei niedrigen Feststoffbeladungen. Die Widersprüchlichkeit entsprechender Untersuchungen wird von *Räbiger* [75] bestätigt, der daraufhin direkte Messungen der Turbulenzparameter in dreiphasigen Strömungen durchgeführt hat.

Basierend auf der direkten Messung von Turbulenzintensitäten in dreiphasigen Strömungen hat *Räbiger* [74] ein qualitatives Modell zur Beschreibung der dispersphasenbedingten Turbulenzbeeinflussung abgeleitet (vgl. **Abb. 2.2**), in dem er die Flüssigkeitsturbulenz dreiphasiger Strömungen auf die in zweiphasigen Systemen bezieht.

Zu dem in Abb. 2.2 wiedergegebenen Verhalten mit einem Maximum bei niedrigen Feststoffbeladungen kommt es durch die Überlagerung zweier gegenläufiger Effekte. Zum einen wird die Turbulenz durch Beschleunigungsvorgänge der festen Partikel intensiviert, was ein Ansteigen der Kurven im Bereich niedriger Feststoffbeladungen zur Folge hat. Zum anderen erfolgt durch erhöhte Dissipation von Energie an den fluiden sowie den festen Partikeln eine mit steigender Beladung zunehmende Turbulenzdämpfung. Hohe volumenbezogene Leistungseinträge P/V und große Partikeldurchmesser d_S der suspendierten Feststoffe begünstigen die Turbulenzintensivierung, hohe Gasgehalte hingegen führen zur vermehrten Dämpfung.

Es sind jedoch auch Mechanismen denkbar, nach denen direkte Wechselwirkungen zwischen den beiden Dispersphasen Gas und Feststoff auftreten und Rückwirkungen auf das turbulente Strömungsfeld verursachen. Eine Möglichkeit dafür stellt die Blasendesintegration durch auftreffende Feststoffpartikel dar. *Brück* und *Hammer* [8] berechnen eine kritische Weberzahl, oberhalb derer ein Auftreffen von Feststoffpartikeln auf Blasen zu deren Zerteilung führt.

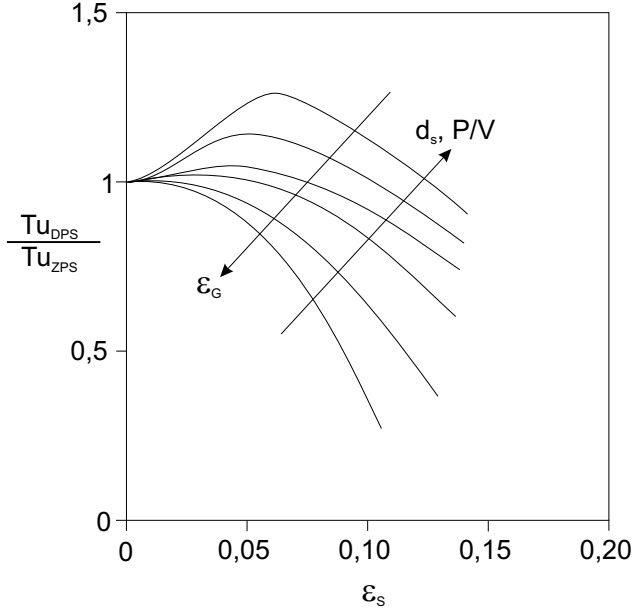


Abbildung 2.2: Turbulenzbeeinflussung durch suspendierte Feststoffe in Dreiphasenströmungen; Abhängigkeit der auf zweiphasige Systeme bezogenen Turbulenzintensitäten im dreiphasigen System Tu_{DPS}/Tu_{ZPS} vom Feststoffgehalt ϵ_s (nach Rübiger [74]).

2.1.3 Fluktuation der Energiedissipation, Intermittenz

Eine wesentliche Eigenschaft von Strömungen im Bereich der Mikroturbulenz ist die Fluktuation der lokalen Energiedissipationsrate ϵ_i [2, 61]. Diese als Intermittenz bezeichnete räumliche und zeitliche Fluktuation bedingt auch eine Fluktuation der Beanspruchungsintensitäten. Modelle, die fluidodynamische Beanspruchungen ausschließlich auf die mittlere Energiedissipationsrate zurückführen, haben aus diesem Grund nur einen sehr begrenzten Einsatzbereich. Lediglich Beanspruchungsereignisse mit einer sehr großen Auftrittswahrscheinlichkeit können in guter Näherung mit der mittleren Dissipation $\bar{\epsilon}$ beschrieben werden, die diesen integralen Modellen zugrunde liegt.

Intermittenzphänomene sind insbesondere dann von Bedeutung, wenn die zeitliche bzw.