

**ZUR EMPIRISCH / ANALYTISCHEN BESTIMMUNG VON VERLUSTBEIWERTEN
SELBSTORGANISIERENDER RAUHEITSSTRUKTUREN IN
DRUCKROHRLEITUNGEN**

Von der Fakultät für Umweltwissenschaften und Verfahrenstechnik der Brandenburgischen
Technischen Universität zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs
(Dr.-Ing.) genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Dipl. Ing. Thomas Koch

aus Spremberg

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil G. Busch

Prof. Dr.-Ing. habil. J. Kranawetter

Prof. Dr.-Ing.habil H. Eckstädt

Tag der mündlichen Prüfung: 18.12.2006

„Das, wobei unsere Berechnungen versagen, nennen wir Zufall“

Albert Einstein

WIDMUNGEN UND DANKSAGUNGEN

Meine Dissertation habe ich Kathrin und unserer Tochter Zoe Marla gewidmet, die mir mit ihrer Unterstützung die Kraft und den Rückhalt gegeben haben die Rolle als Vater und Doktorand bewältigen zu können. Ich hoffe, mich eines Tages für die Entbehrungen, die sie ertragen haben, revanchieren zu können.

Diese Arbeit wäre undenkbar ohne die kleineren und größeren Beiträge einer Vielzahl von Personen. Ihnen allen gebührt mein herzlicher Dank.

Für die Überlassung des Themas sowie die Betreuung und Begutachtung meiner Arbeit danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. J. Kranawetterer. Durch die kontinuierliche fachliche Weiterentwicklung im Rahmen vieler konstruktiver Diskussionen hat er die Voraussetzung für deren Gelingen geschaffen.

Herrn Prof. Dr.-Ing.habil G. Busch und Herrn Prof. Dr.-Ing.habil H. Eckstädt gilt mein Dank für die Übernahme der weiteren Gutachten und dem steten Interesse am Fortgang meiner Arbeit.

Für die Übernahme des Vorsitzes des Promotionsausschusses möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. rer. nat habil. H.-J. Voigt bedanken.

Mein besonderer Dank richtet sich an meinen Freund und Mitarbeiter des Lehrstuhles Wassertechnik und Siedlungswasserbau der BTU Cottbus Dr.-Ing. Volker Preuß. Seine kritischen Kommentare waren stets hilfreich. Ihm verdanke ich viele Anregungen und Hinweise die Resultate meiner Arbeit am Ende klar und verständlich zu Papier zu bringen.

Weiterhin sei meinen langjährigen studentischen Mitarbeiter und späterem Diplomanden Herrn Dipl.-Ing. Marian Sander gedankt, der wichtige Beiträge zur experimentellen Untersuchung strömungsimmanenter Frequenzen geleistet hat.

Abschließend möchte ich mich ganz besonders bei meinen Eltern Karin und Prof. Dr.-Ing.habil Roland Koch bedanken, die mich über all die Jahre motiviert und unterstützt haben.

KURZFASSUNG

Beim Transport von Flüssigkeiten durch Rohrleitungssysteme werden sowohl die Flüssigkeitssäule als auch echt gelöste, kolloidale oder suspendierte Inhaltsstoffe bewegt. Strömungsvorgänge im wandnahen Bereich sind durch starke Geschwindigkeitsgradienten charakterisiert. Hier kommt es zu Wechselwirkungen zwischen dem Wandmaterial, der Flüssigkeit und den in der Flüssigkeit transportierten Inhaltsstoffen. Entsprechend differenzierter Foulingmechanismen entwickeln sich Rohrwandbeläge, welche selbstorganisierende Strukturen aufbauen können. Die Wechselwirkung zwischen wandnahen Strukturen, der bewegten Flüssigkeit, Adhäsionsvorgängen von Inhaltsstoffen bzw. Strukturveränderungen der Wandoberfläche und der Erhöhung des Strömungswiderstandes wurde bislang nur in Ansätzen analysiert. Diese Vorgänge können zu extremen Leistungsminimierungen der Rohrleitungssysteme bei sehr geringen Ablagerungshöhen führen. Sie können selbstorganisierende Rauheitsstrukturen generieren, welche sich als riffelartige Formationen eines dünnen Films auf der Rohrwand ausbilden. Riffelartige Ablagerungsstrukturen wurden in verschiedenen Druckrohrleitungen beobachtet. WIEDERHOLD (1949), SEIFERT und KRÜGER (1950) untersuchten in diesem Zusammenhang eine Druckrohrleitung (Fernwasserleitung der Eckertalsperre), die nach kurzer Betriebsdauer eine extreme Reduktion der Durchflussleistung zeigte. In einer Betriebszeit von 3 Jahren verringerte sich die Leistungsfähigkeit der Druckrohrleitung DN 500 auf 57,1% der ursprünglichen Leistung. Die Vermessung des Wandbelages ergab eine durchschnittliche Riffelhöhe von 0,7 mm und einen mittleren Riffelabstand von 5 mm. Unter Annahme der Gültigkeit der Sandrauheitstheorie nach NIKURADSE kann eine äquivalente Sandrauheit von 14,6 mm bei einer tatsächlich gemessenen Riffelhöhe von 0,7 mm bestimmt werden. Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen ist es, die bislang durch Berechnungsansätze unberücksichtigten Formen der selbstorganisierenden Rauheiten in Druckrohrleitungen, auch bekannt als Rauheitsanomalie, zu beschreiben. Es wird eine Theorie entwickelt, die bei auftretenden selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen die Berechnung der festzustellenden Verlusthöhen in Druckrohrleitungen zur Sicherung der dimensionierten Leistungsfähigkeit ermöglicht. Auf Basis des vorhandenen Datenmaterials wurde der durch SEIFERT und KRÜGER postulierte Ansatz, von Resonanzerscheinungen zwischen Schwingungen der riffelartigen Wandbeläge und den turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten, weiterentwickelt. Diese These wurde auf Basis der durch BÜNGER prognostizierten Frequenzen für Strömungsvorgänge verifiziert. Es wird ein analytisches / empirisches Modell zur Bestimmung von Widerstandsbeiwerten bei selbstorganisierender Rauheit in Druckrohrleitungen vorgeschlagen. Das Modell wurde auf der Grundlage vorhandener Messreihen validiert.

ABSTRACT

Fluid flows in pipeline systems are characterised by the movement of the water column itself as well as the transport of colloid and suspended particles. Further the velocity profile close to the pipeline wall shows high velocity gradients. Close to the wall the interactions between the wall material, the fluid and the particles within the fluid are crucial for the description of energy losses within the pipeline.

Due to fouling mechanisms thin layers can be formed on the pipeline wall, which are characterised by a self-organising structure. Self-organising structures and their interactions with the fluid and the transported particles cause energy losses due to an increase in flow resistance. Calculations for pipeline head losses are generally based on the description of the pipeline material and its roughness. Self-organising structures and their interactions with the fluid flow are neglected. The importance of this issue is shown by the extreme pressure drop which occurs after a few years of pipeline operation (without the occurrence of thick incrustations). In fact, thin layers and unique surface structures are responsible for the extreme pressure drop. The surface on the pipeline wall is formed like sand dunes or ripples as can be seen on bed structures of alluvial rivers.

A few researchers reported the occurrence of ripple structures in pressure pipelines. WIEDERHOLD (1949), SEIFERT and KRÜGER (1950) investigated the pipeline of Eckertalsperre, a reservoir which is used for drinking water supply. After only 3 years the performance of this 500 mm diameter fresh water pipeline decreased dramatically down to 42.9 % of the designed discharge capacity. The measurements of the layers showed ripple heights of 0.7 mm and a mean distance between the ripples of 5 mm. If the roughness of this pipeline was calculated using NIKURADSE's theory, it would yield a 14.6 mm equivalent sand grain roughness.

The aim of the present study is to propose a novel analytical / empirical model for the flow resistance calculation in pressure pipelines considering self-organising ripple structure roughness. A theory is developed to estimate possible head losses in the case of ripple structure occurrence to ensure the design discharge capacity in the long term.

The SEIFERT and KRÜGER approach, which uses resonance effects between ripples and turbulent fluid flow, is modified based on available experimental data. The assumptions are validated using BÜNGER's theory, which applies frequencies for the description of fluid flows.

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
1.1	EINFÜHRUNG IN DIE PROBLEMATIK	1
1.2	PROBLEMSTELLUNG	2
1.3	ZIELSETZUNG DER ARBEIT	3
2	HYDROMECHANISCHE GRUNDLAGEN	5
2.1	VORBEMERKUNG	5
2.2	GRUNDZÜGE DER TURBULENTEN STRÖMUNG	6
2.3	TURBULENZ	8
2.3.1	<i>Eigenschaften turbulenter Strömungen</i>	10
2.4	ANSÄTZE ZUR MATHEMATISCHEN BESCHREIBUNG FLUIDER STRÖMUNGEN	11
2.4.1	<i>BERNOULLI-Gleichung</i>	15
2.4.2	<i>REYNOLDS-Gleichung</i>	16
2.4.3	<i>Empirisch-heuristische Turbulenzmodelle</i>	17
2.4.4	<i>Austauschansatz von BOUSSINESQ</i>	18
2.4.5	<i>PRANDTLsche Mischungsweghypothese</i>	18
2.4.6	<i>VON KÁRMÁNsche Ähnlichkeitshypothese</i>	20
2.4.7	<i>Turbulenz-Modelle</i>	20
2.5	UNIVERSELLES GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNGSGESETZ	22
2.6	TURBULENTE ROHRSTRÖMUNG	24
2.6.1	<i>Turbulentes Geschwindigkeitsprofil glatter Rohre</i>	24
2.6.2	<i>Turbulente Strömung in rauen Rohren</i>	29
2.6.2.1	<i>Rauheiten</i>	29
2.6.2.2	<i>Geschwindigkeitsverteilung im rauen Rohr</i>	31
2.7	WIDERSTANDSGESETZE DER ROHRSTRÖMUNG	35
2.7.1	<i>Widerstandsgesetz für hydraulisch glattes Verhalten</i>	36
2.7.2	<i>Widerstandsgesetz für hydraulisch raues Verhalten</i>	37
2.7.3	<i>Verhalten im Übergangsbereich</i>	37
2.7.4	<i>Widerstandsbeiwert nach ZANKE</i>	38
2.7.5	<i>Zusammenhang zwischen technischer und Sandrauheit</i>	39
2.7.6	<i>Kritische Betrachtungen zur Berechnung von Reibungsverlusthöhen</i>	40
3	RAUHEITSANOMALIEN - SELBSTORGANISIERENDE RAUHEITEN	45
3.1	VORBEMERKUNG – STAND DER FORSCHUNG	45
3.2	RAUHEITS- UND WIDERSTANDSANOMALIEN	47
3.2.1	<i>Wandvelligkeit</i>	48
3.2.2	<i>Selbstorganisierende Rauheitsstrukturen -Riffelrauheit</i>	50
3.3	SELBSTORGANISIERENDE RAUHEITSSTRUKTUREN IN DRUCKROHRLEITUNGEN	53
3.3.1	<i>Die Ecker-Fernwasserleitung (Harz)</i>	53

3.3.2	<i>Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Beverè (Belgien)</i>	55
3.3.3	<i>Fernwasserleitung zum Wasserwerk Dresden-Coschütz</i>	57
3.3.4	<i>Magnetitschutzschichten in Verdampferrohren</i>	58
3.3.5	<i>Brauchwasserleitung in Ostthüringen (Maltitz)</i>	63
3.3.6	<i>Heberleitung Rainitz (Brandenburg)</i>	64
3.3.7	<i>Druckrohrleitung- Eibenstock</i>	66
3.3.8	<i>Weitere Beobachtungen zu unerwarteten, extremen Druckverlusten</i>	67
3.3.9	<i>Biofilmbewuchs in Abwasserdruckrohrleitungen</i>	69
3.4	KÜNSTLICHE PERIODISCHE RAUHEITSSTRUKTUREN - RIFFELRAUHEITEN	72
3.4.1	<i>Versuche von STREETER</i>	74
3.4.2	<i>Versuche von GEßNER</i>	77
3.4.3	<i>Versuche von MÖBIUS</i>	84
3.4.4	<i>Versuche von BRAUER</i>	89
3.5	WEITERE ARBEITEN ZU SELBSTORGANISIERENDEN RAUHEITSSTRUKTUREN	90
3.6	ZUSAMMENFASSUNG	91
3.6.1	<i>Belagsbildungsprozesse - Foulingmechanismen</i>	94
3.6.2	<i>Riffelstrukturen - Ablagerungsmorphologie – Riffelgeometrie</i>	96
3.6.3	<i>Natürliche Riffelrauhheit vs. künstliche Rauheitsstrukturen</i>	100
4	STRUKTUR DER TURBULENTEN WANDSTRÖMUNG	103
4.1	VORBEMERKUNG	103
4.2	DEFINITION U. EIGENSCHAFTEN KOHÄRENTER STRUKTUREN	104
4.3	WANDNAHE TURBULENZ - KOHÄRENTE WIRBELSTRUKTUREN	105
4.4	BURST-ZYKLEN	109
4.4.1	<i>Burst induzierte Strömungsstrukturen</i>	111
4.4.2	<i>Wirkungen von Burst-Zyklen auf erodierbare/ überformbare Wandungen</i>	115
4.4.3	<i>Geometrien von Burst-Zyklen</i>	116
4.5	MODELL DER RIFFELBILDUNG - STRUKTURBILDENDE PROZESSE	119
4.5.1	<i>Synergetik</i>	120
4.5.2	<i>Dissipative Strukturen - Selbstorganisation</i>	121
4.5.3	<i>Modell der Riffelbildung – quantitative Beschreibung</i>	124
5	STRÖMUNGSIMMANENTE FREQUENZEN	127
5.1	VORBEMERKUNG	127
5.2	EINORDNUNG STRÖMUNGSINDUZierter SCHWINGUNGSPHÄNOMENE	128
5.3	FREQUENZTHEORIE NACH BÜNGER	130
5.4	THEORETISCHER NACHWEIS STRÖMUNGSINDUZierter FREQUENZEN	132
5.4.1	<i>Offene Gerinne</i>	132
5.4.2	<i>Rohrleitungen, Rechteckkanal</i>	133
5.4.3	<i>Wellenbewegung</i>	135
5.4.4	<i>Schwingungen unterströmter Wehre</i>	135
5.5	EXPERIMENTELLER NACHWEIS DER FREQUENZEN NACH BÜNGER	136
5.5.1	<i>Experimentelles Setup</i>	136

5.5.2	<i>Experimentelle Durchführung - Auswertung</i>	139
5.6	ZUSAMMENFASSUNG	145
6	ANALYTISCH / EMPIRISCHES MODELL ZUR BESTIMMUNG DER ENERGIEDISSIPATION VON SELBSTORGANISIERENDEN RAUHEITSSTRUKTUREN IN DRUCKROHRLEITUNGEN	147
6.1	VORBEMERKUNG	147
6.2	KONZEPT INTERPRETATION DER WECHSELWIRKUNGEN ALS RESONANZZUSTAND.....	148
6.3	FIKTIVE RAUHEITSHÖHE BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT	149
6.3.1	<i>Näherungslösung k_s / d bei selbstorganisierender Rauheit</i>	153
6.3.2	<i>Validierung der Näherungslösung</i>	155
6.4	HERLEITUNG DES WIDERSTANDSBEIWERTES FÜR SELBSTORGANISIERENDE RAUHEIT.....	158
6.4.1	<i>Vergleich mit Messdaten</i>	162
6.4.2	<i>Validierung der Bestimmungsgleichung</i>	169
6.5	ZUSAMMENFASSUNG	182
7	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	185
7.1	ZUSAMMENFASSUNG	185
7.2	OFFENE FRAGEN	186
7.3	FORSCHUNGS- UND ENTWICKLUNGSBEDARF.....	187
7.4	AUSBLICK.....	188
8	ANHANG	191
A.1.	HERLEITUNG DER MITTLEREN WANDSCHUBSPANNUNG SCHUBSPANNUNGSGESCHWINDIGKEIT.....	191
A.2.	NATÜRLICHE RIFFELRAUHEIT – MESSWERTE.....	193
A.3.	AUSWERTUNG MESSWERTE FÜR SELBSTORGANISIERENDE RAUHEITEN	200
A.4.	FEHLERBETRACHTUNG DER BERECHNETEN FIKTIVEN RAUHEITEN BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT.....	207
A.5.	WIDERSTANDSBEIWERTE DER ERREGER- BZW. EIGENFREQUENZ	209
A.6.	BERECHNETE UND GEMESSENE EIGENFREQUENZ DER ROHRSTRÖMUNG.....	211
9	LITERATURVERZEICHNIS	213

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

<i>Nummer</i>	<i>Seite</i>
BILD 2.1:	REYNOLDSSCHER FARBFADENVERSUCH – STRÖMUNGSZUSTÄNDE VON LAMINAR – TURBULENT 7
BILD 2.2:	BERNOULLI-GLEICHUNG FÜR IDEALE FLUIDSTRÖMUNG 15
BILD 2.3:	MISCHUNGSWEGLÄNGE NACH SCHLICHTING U. GERSTEN 19
BILD 2.4:	UNIVERSELLE GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG IN GLATTEN ROHREN 26
BILD 2.5:	PRAXISRELEVANTE WAND- UND SOHLRAUHEITEN 30
BILD 2.6:	EINZELMESSUNGEN NIKURADSE 31
BILD 2.7:	RAUHEITSFUNKTION 32
BILD 2.8:	GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG FÜR RAUE ROHRE 34
BILD 2.9:	UNIVERSELLE GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG GLATTER UND RAUER ROHRE 35
BILD 2.10:	λ -RE DIAGRAMM TECHNISCH RAUER OBERFLÄCHEN (DIAGRAMM NACH MOODY) 40
BILD 2.11:	DURCHFLUSSABNAHME BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT 43
BILD 2.12:	DURCHFLUSSABNAHME BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT VS. QUERSCHNITTSVERENGUNG 43
BILD 3.1:	ROSTPOCKENBILDUNG AN DER ROHRWAND EINER DRUCKROHRLEITUNG 45
BILD 3.2:	WIDERSTANDSVERHALTEN BEI WANDWELLLIGKEIT NACH SCHRÖDER BEI $D/\kappa=49$ 49
BILD 3.3:	ANTEILE DES FORM- UND OBERFLÄCHENWIDERSTANDSBEIWERTES AM GESAMTWIDERSTANDSBEIWERTE DER WANDWELLLIGKEIT 50
BILD 3.4:	KLASSIFIZIERUNG RIFFELRAUER STRUKTUREN 51
BILD 3.5:	RIFFELFORMATIONEN IN SANDDÜNEN 52
BILD 3.6:	MESSUNGEN IN DER ECKER-FERNWASSERLEITUNG 55
BILD 3.7:	WASSERZULEITUNGSSTOLLEN DES KRAFTWERKES BÉVERCÈ 56
BILD 3.8:	FERNWASSERLEITUNG DRESDEN-COSCHÜTZ – IM BEREICH PAPIERFABRIK HAINBERG 58
BILD 3.9:	RIFFELRAUE MAGNETTSCHUTZSCHICHTEN IN VERDAMPFERROHREN 60
BILD 3.10:	GEMESSENE UND BERECHNETE WIDERSTANDSBEIWERTE V. MAGNETTSCHUTZSCHICHTEN 63
BILD 3.11:	BRUCHWASSERLEITUNG IN OSTTHÜRINGEN 64
BILD 3.12:	HEBERLEITUNG GRUBENWASSERREINIGUNGSANLAGE RAINITZA DN 800 65
BILD 3.13:	HEBERLEITUNG GRUBENWASSERREINIGUNGSANLAGE RAINITZA DN 1.000 65
BILD 3.14:	BEOBACHTUNGEN EXTREMER DRUCKVERLUSTE IN DRUCKROHRLEITUNGEN 69
BILD 3.15:	VERSUCHSERGEBNISSE LEWANDOWSKI UND STOODLEY 71
BILD 3.16:	VERSUCHSERGEBNISSE NACH SCHLICHTING 73
BILD 3.17:	VERSUCHSERGEBNISSE VON SCHLICHTING NACH GEBNER 74
BILD 3.18:	RAUHEITSPROFILE DER VERSUCHE VON STREETER 74
BILD 3.19:	WIDERSTANDSBEIWERTE FÜR DIE VERSUCHE VON STREETER 76
BILD 3.20:	RAUHEITSFUNKTION FÜR DIE VERSUCHE VON STREETER 76
BILD 3.21:	RIFFELMODELL NACH GEBNER 77
BILD 3.22:	WIDERSTANDSBEIWERTE FÜR KREISROHRE MIT RIFFELRAUHEIT, $\tan \alpha < 1$, NACH GEBNER 80
BILD 3.23:	WIDERSTANDSBEIWERTE FÜR KREISROHRE MIT RIFFELRAUHEIT, $\tan \alpha > 1$, NACH GEBNER 80
BILD 3.24:	RAUHEITSFUNKTIONEN FÜR DIE RAUHEITSMUSTER $\tan \alpha < 1$ VON GEBNER 81

BILD 3.25:	RAUHEITSFUNKTIONEN FÜR DIE RAUHEITSMUSTER $TANA > 1$ VON GEßNER	82
BILD 3.26:	KORREKTURFAKTOR FÜR K IN ABHÄNGIGKEIT VOM ANSTRÖMWINKEL	83
BILD 3.27:	RAUHEITSMUSTER DER VERSUCHE VON MÖBIUS (SCHEMATISCH)	84
BILD 3.28:	WIDERSTANDSKURVE DER BLENDEVERSUCHE VON MÖBIUS	85
BILD 3.29:	RAUHEITSFUNKTION NACH COLEBROOK FÜR DIE VERSUCHE VON MÖBIUS (BEZOGEN AUF K_s)	86
BILD 3.30:	RAUHEITSFUNKTION NACH COLEBROOK FÜR DIE VERSUCHE VON MÖBIUS	87
BILD 3.31:	WIDERSTANDSBEIWERTE FÜR BITUMEN AUSGEKLEIDETE ROHRLEITUNGEN NACH BRAUER	90
BILD 3.32:	RIFFELGEOMETRIE UND ÄQUIVALENTE SANDRAUHEIT (VERGLEICHENDE DARSTELLUNG)	92
BILD 3.33:	BIOFILMSTRUKTUR	96
BILD 4.1:	SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DER BILDUNG VON HAARNADELWIRBELN ÜBER LOW-SPEED-STREAKS (STREAK BURSTING-PROZESS) NACH SMITH; AUS BEZOLLA	108
BILD 4.2:	DARSTELLUNG (SCHEMATISCH) DER WIRBELBILDUNGSMECHANISMEN ÜBER GLATTEN (A) BZW. RAUEN SOHLEN (B) NACH NEZU UND NAKAGAWA	109
BILD 4.3:	QUADRANTENDARSTELLUNG DER SCHWANKUNGSGESCHWINDIGKEITEN	111
BILD 4.4:	KONZEPTIONELLES MODELL DER RÄUMLICHEN STRUKTUR VON SEKUNDÄRSTRÖMUNGEN (IN EINEM ORTSFESTEN BEZUGSSYSTEM); NACH IMAMOTO UND ISHIGAKI	112
BILD 4.5:	MECHANISMUS DER STREIFENFORMATION	112
BILD 4.6:	STRÖMUNGSMECHANISCHE VORGÄNGE BEIM ABLÖSEN EINES NIEDERGESCHWINDIGKEITSSTREIFENS, QUELLE: KLINE ET AL	113
BILD 4.7:	EXPERIMENTELL BESTIMMTE STRUKTUREN DER ROHRSTRÖMUNG BEI UNTERSCHIEDLICHEN STRÖMUNGSGESCHWINDIGKEITEN. AUS VAN DOORNE	114
BILD 4.8:	CHARAKTERISTISCHE WIRBEL UND STREAKS –EXPERIMENTELL BESTIMMT (OBERE REIHE), THEORETISCH BERECHNETE STRÖMUNGSFELDER (UNTERE REIHE) AUS HOF ET AL	114
BILD 4.9:	SCHEMATISCHE DARSTELLUNG EINES BURST-ZYKLUS	117
BILD 4.10:	SCHEMATISCHE DARSTELLUNG EINER NICHTGLEICHGEWICHTSSTRUKTUR	123
BILD 4.11:	BEWEGUNGSMECHANISMUS EINES TRANSPORTKÖPERS NACH FÜHRBÖTER	125
BILD 5.1:	GEGENÜBERSTELLUNG GEMESSENER UND BERECHNETER FREQUENZEN CONTE-BELLO	134
BILD 5.2:	MODELL VERSUCHSAUFBAU HYDROLABOR SCHLEUSINGEN (BAUHAUS UNIVERSITÄT WEIMAR)	137
BILD 5.3:	FLIEBSHEMA - VERSUCHSAUFBAU	138
BILD 5.4:	NORMKURVE FLÜGELRADANEMOMETER MINI WATER 5	138
BILD 5.5:	FLÜGELRADANEMOMETER MINI WATER 5: [A] ABMESSUNGEN; [B] FOTO MESSKOPF	139
BILD 5.6:	DARSTELLUNG DER EINBAUSTELLEN DES FLÜGELRADES IN VERSUCHSREIHE 2, [A] ROHRACHSE, [B] ROHRACHSE + Y_M	141
BILD 5.7:	GESCHWINDIGKEITSSCHWANKUNGEN DER MESSUNG 20_01_RA	141
BILD 5.8:	AMPLITUDENSPEKTRUM DER MESSUNG 20_01_RA	142
BILD 5.9:	SPEKTRUM DER MESSUNG 20_02_RA (AUSSCHNITT 0 Hz - 30 Hz)	143
BILD 5.10:	BERECHNETE UND GEMESSENE EIGENFREQUENZ IN ROHRACHSE	144
BILD 5.11:	BERECHNETE UND GEMESSENE EIGENFREQUENZEN DER STRÖMUNG - ROHRACHSE + Y_M	145
BILD 6.1:	RESONANZBEZIEHUNG IM BEREICH DES MAXIMALEN DRUCKVERLUSTES	150
BILD 6.2:	RELATIVE RAUHEIT K_s/D BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT	153
BILD 6.3:	NÄHERUNGSLÖSUNG - RELATIVE RAUHEIT K_s/D BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT	154
BILD 6.4:	FEHLER DER NÄHERUNG FÜR K_s/D FÜR DIE LEITUNGEN ECKER DRESDEN BÈVERCÈ	155

BILD 6.5:	VALIDIERUNG VON MESSWERTEN FÜR MOBILE RIFFELSTRUKTUREN	156
BILD 6.6:	VALIDIERUNG VON MESSWERTE FÜR SEMIMOBILE RIFFELSTRUKTUREN	157
BILD 6.7:	VALIDIERUNG VON MESSWERTEN FÜR IMMOBILISIERTE RIFFELSTRUKTUREN	158
BILD 6.8:	WIDERSTANDSBEIWERT FÜR SELBSTORGANISIERENDE RAUHEITEN NACH GL. (6.19)	161
BILD 6.9:	GEGENÜBERSTELLUNG GEMESSENER UND BERECHNETER WIDERSTANDSBEIWERTE	163
BILD 6.10:	MAXIMALER WIDERSTANDSBEIWERT BEI SELBSTORGANISIERENDER RIFFELRAUHEIT – PRÄZEDENZFÄLLE	164
BILD 6.11:	MESSWERTE VON WIDERSTANDSBEIWERTEN FÜR MOBILE RIFFELSTRUKTUREN	165
BILD 6.12:	MESSWERTE VON WIDERSTANDSBEIWERTEN SEMIMOBILER RIFFELSTRUKTUREN	166
BILD 6.13:	MESSWERTE VON WIDERSTANDSBEIWERTEN FÜR IMMOBILISIERTE RIFFELSTRUKTUREN	166
BILD 6.14:	VERGLEICH DER BERECHNUNG MAXIMALEN WIDERSTANDSBEIWERTE ERGEBNIS PFAU – VERFASSEN	167
BILD 6.15:	RIFFELABMESSUNGEN, BEZOGEN AUF DIE CHARAKTERISTISCHE LÄNGE v/u_{0*}	168
BILD 6.16:	KONSTANTE M ZUR BERECHNUNG DER FIKTIVEN HÖHE KOHÄRENTER STRUKTUREN IM ENDZUSTAND DER WIDERSTANDSENTWICKLUNG BEI SELBSTORG. RAUHEIT IN ABHÄNGIGKEIT DES ROHRDURCHMESSERS	171
BILD 6.17:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: ECKER ERREGERFREQUENZ	172
BILD 6.18:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: DRESDEN ERREGERFREQUENZ	173
BILD 6.19:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: BÉVERCÉ ERREGERFREQUENZ DN 2.000	173
BILD 6.20:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: MALTITZ ERREGERFREQUENZ DN 200	174
BILD 6.21:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: TRIEBELBERG EINFIRST DN 1.000	175
BILD 6.22:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: GROBDRAXDORF DN 500	175
BILD 6.23:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: MEINIGEN NACHKLÄRBECKEN DN 500	176
BILD 6.24:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: SAARBRÜCKEN –BREBACH DN 500	176
BILD 6.25:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: SAARBRÜCKEN DN 600	177
BILD 6.26:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: MAGNETT DN 35	178
BILD 6.27:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: MAGNETT ROHR 19	178
BILD 6.28:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: MAGNETT ROHR 108, 111	179
BILD 6.29:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: MAGNETT ROHR 102	179
BILD 6.30:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: GKM DN 25	180
BILD 6.31:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: GEOWT (GUDMUNDSON)	180
BILD 6.32:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: BITUMEN DN 30	181
BILD 6.33:	WIDERSTANDSBEIWERT λ BEI SELBSTORGANISIERENDER RAUHEIT: GEOWT (HVERAGERDI)	181

BILD 6.34:	AUSWIRKUNG DES ULTRASCHALLS AUF DIE RELATIVE WIDERSTANDSÄNDERUNG	184
BILD 8.1:	KRÄFTEGLEICHGEWICHT AM ZYLINDRISCHEN KONTROLLVOLUMEN	191
BILD 8.2:	FEHLER ECKER-FERNWASSERLEITUNG BERECHNET ZUR NÄHERUNGSLÖSUNG	207
BILD 8.3:	FEHLER BÈVERCÈ BERECHNET ZUR NÄHERUNGSLÖSUNG	207
BILD 8.4:	FEHLER DRESDEN BERECHNET ZUR NÄHERUNGSLÖSUNG	208
BILD 8.5:	FEHLER OKER BERECHNET ZUR NÄHERUNGSLÖSUNG	208

TABELLENVERZEICHNIS

<i>Nummer</i>		<i>Seite</i>
TABELLE 2.1:	CHARAKTERISTIKA DER TURBULENZMODELLE	22
TABELLE 2.2:	GESCHWINDIGKEITSVERLAUF IN DER GRENZSCHICHT GLATTER ROHRE	27
TABELLE 2.3:	CHARAKTERISIERUNG DER GRENZSCHICHTBEREICHE	28
TABELLE 2.4:	BEREICHE DES HYDRAULISCHEN VERHALTENS	33
TABELLE 3.1:	CHARAKTERISTISCHE LÄNGEN UND RAUHEITSDICHTEN DER RIFFELRAUHEITENSTREETER	75
TABELLE 3.2:	CHARAKTERISTISCHE LÄNGEN UND RAUHEITSDICHTEN DER RIFFELRAUHEITEN GEBNER	78
TABELLE 3.3:	FOULINGPROZESSE	94
TABELLE 3.4:	AUFSCHLUSS DER CHEMISCHEN BESTANDTEILE DOKUMENTIERTER RIFFELBELÄGE	97
TABELLE 3.5:	RIFFELGEOMETRIE PARTIKELFOULING	98
TABELLE 3.6:	RIFFELGEOMETRIE - REAKTIONS- U. KRISTALLISATIONSFOULING	99
TABELLE 3.7:	KATEGORISIERUNG VON RIFFELSTRUKTUREN	100
TABELLE 4.1:	QUADRANTENDARSTELLUNG DER SCHWANKUNGSGESCHWINDIGKEITEN	110
TABELLE 4.2:	CHARAKTERISTISCHE LÄNGE ν / u_{0*} VON BURST-ZYKLEN VERSCHIEDENER AUTOREN	119
TABELLE 4.3:	SYNERGETIK - BEISPIELPROZESSE	121
TABELLE 5.1:	CHARAKTERISIERUNG STRÖMUNGSBEDINGTER ANREGUNGSMECHANISMEN	130
TABELLE 5.2:	RANDBEDINGUNGEN DER VERSUCHSDURCHFÜHRUNG	139
TABELLE 5.3:	EXPONENTEN DES POTENZGESETZES NACH ECK UND ZUGEHÖRIGE ENTFERNUNGEN Y_M	140
TABELLE 6.1:	FEHLERBEREICH BEI EINZELBETRACHTUNG	155
TABELLE 6.2:	GEGENÜBERSTELLUNG GEMESSENER UND BERECHNETER WIDERSTANDSBEIWERTE	162

FORMEL- UND SYMBOLVERZEICHNIS

SYMBOL	EINHEIT	BEDEUTUNG
A	m ²	Fließfläche
A _t	-	Impulsaustauschgröße
C	-	Konstante (allgemein)
c _k	-	Rauheitsdichte
c _k '	-	fiktive Rauheitsdichte bei selbstorganisierender Riffelrauheit
d	m	Durchmesser
f	s ⁻¹	Frequenz
f	-	Rauheitsdichte nach PFAU
f _E	s ⁻¹	Erregerfrequenz der Strömung
f _S	s ⁻¹	Eigenfrequenz der Strömung
f _F	s ⁻¹	Eigenfrequenz des Fluids
\vec{f}		spezifischen Volumenkräfte am Fluidelement
H	m	hydraulische Gesamtenergiehöhe
h	m	Höhe
h _v	m	hydraulische Verlusthöhe
h _{FW}	mm	fiktive Höhe der kohärenten Strukturen (Wirbel)
h _W	mm	Wellenhöhe
k	mm	absolute Rauheit
k _s	mm	äquivalente Sandrauheit
k _s '	mm	fiktive Rauheitshöhe bei selbstorganisierender Riffelrauheit
L	m	Abstand
l	m	Mischungsweglänge
l _k	m	KOLMOGOROV – Längenmaß
Q	m ³ /s	Volumenstrom, Durchfluss
q _F	m ³ /s	Feststoffstrom
r	m	Radius
R	m	hydraulischer Radius
S	J/K	Entropie
Δs	m	Riffelhöhe
Λs	m	Riffellänge, Wellenlänge der Riffel
s	m	Weg, Strecke
T _b		Burst-Periode
T _W		Wellenperiode
u	m/s	Fließgeschwindigkeitskomponente in x-Richtung
u _{0*}	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit
v	m/s	Fließgeschwindigkeitskomponente in y-Richtung
u _T	m/s	Fortschrittsgeschwindigkeit des Transportkörpers
u _W	m/s	Orbitalgeschwindigkeit der Welle
\vec{v}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
w	m/s	Fließgeschwindigkeitskomponente in z-Richtung

GRIECHISCHE SYMBOLE

α		Winkel	
α		Instabilitätsfunktion	
λ		Widerstandsbeiwert	
λ_{\max_Pf}		Maximal zu erwartenden Widerstandsbeiwert bei Riffelbildung nach PFAU	
λ_{\max_Riffel}		Maximal zu erwartenden Widerstandsbeiwert bei selbstorganisierender Riffelbildung	
Λ_i		Abmessung von Streak-Mustern bzw. Burst-Zyklen in Raumrichtung	
δ_l		Dicke der viskosen Unterschicht	
δ_n		„nominelle“ Dicke der viskosen Unterschicht	
ε		Dissipationsrate	
ε_t		Wirbelviskosität (engl. eddy viscosity)	
Φ	-	Beiwert des Widerstandsbeiwertes nach HOPF für Wandwelligkeit	
η	kg/(s·m)	dynamische Viskosität	
ν	m ² /s	kinematische Viskosität	$\nu = \frac{\eta}{\rho}$
τ	kN/m ²	Schubspannung	
τ_0	kN/m ²	Wandschubspannung	
$\tau_{0,m}$	kN/m ²	mittlere Wandschubspannung	
τ_k		KOLMOGOROV'sches Zeitmaß	
ζ		Verlustbeiwert	
η_k		KOLMOGOROV'sches Mikrolängenmaß	
η_T		TAYLER'sches Mikromaß	
ν_k		KOLMOGOROV'sches Geschwindigkeitsmaß Wirbel	
Π	-	dimensionslose Zahl	
Φ	m ² /s	Potentialfunktion	
Ψ	m ² /s	Stromfunktion	

INDIZES

t, turb	turbulent
l, lam	laminare
k	kinetisch
W	Welle
'	fiktiv, bei selbstorganisierender Rauheit

KONSTANTEN

κ	v. Kármánsche Konstante	$\kappa=0,40$
M	Konstante in zur Berechnung der fiktiven Höhe kohärenter Strukturen im Endzustand der Widerstandsentwicklung bei selbstorg. Raugheit in Abhängigkeit des Rohrdurchmessers	

DIMENSIONSLOSE KENNZAHLEN

Re	REYNOLDSzahl	$Re = \frac{u \cdot l}{\nu} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}}$
----	--------------	---

Re*	REYNOLDSzahl des Rauheitselementes	
Fr	FROUDEzahl	$Fr = \frac{u}{\sqrt{g \cdot l}} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Schwerkraft}}$
Fr _Δ	densimetrische FROUDEzahl	$Fr_{\Delta} = \frac{v}{\sqrt{g \cdot l \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho}}} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Auftriebskraft}}$
Tu	Turbulenzintensität	
Str	STROUHALzahl	$Str = \frac{f \cdot l}{u} = \frac{\text{lokale Beschleunigung}}{\text{konvektive Beschleunigung}}$

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

ABKÜRZUNG	BEDEUTUNG
Abs.	Abschnitt
Gl.	Gleichung
EPS	extrazelluläre polymere Substanzen
DNS	Direkte Numerische Simulation
LES	Large Eddy Simulation
NW	Nennweite
RANS	REYNOLDSgemittelte NAVIER-STOCKES Gleichungen
Erreger	Erregerfrequenz

1 EINLEITUNG

1.1 Einführung in die Problematik

Weltweit werden Rohrleitungssysteme für den wirtschaftlichen Transport von Medien wie Erdöl, Gas und Wasser eingesetzt. In vielen dieser Systeme sind Ablagerungen von Feststoffteilchen zu beobachten, die die Leistungsfähigkeit der Leitungssysteme entscheidend negativ beeinträchtigen. Die Praxis versucht diesem Problem durch den Einsatz besonders glatter Innenoberflächen der Rohre entgegen zu wirken, was nur bedingt möglich ist.

Die Konzeption von Rohrleitungssystemen impliziert eine sichere Beherrschung des hydromechanischen Verhaltens des Fließmediums im Kontext mit dem ihn begrenzenden Rohrkörper bzw. Strömungskörper. In diesem Zusammenhang spielt die Frage nach den beim Fließvorgang auftretenden Reibungsverlusten eine zentrale Rolle.

Aus der Ingenieurpraxis entstanden eine Vielzahl empirischer Berechnungsformeln, die jedoch nur eine eingeschränkte Gültigkeit haben. Erst systematische Untersuchungen um das Jahr 1800 brachten wesentliche Fortschritte. So wurden die Gesetzmäßigkeiten des laminaren Fließverhaltens von Strömungen als funktionale Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes eindeutig durch HAGEN und POISEUILLE abgeleitet. Durch PRANDTL und v. KÁRMÁN wurde u.a. das Problem der turbulenten Strömung für die Grenzfälle „hydraulisch glatt“ und „hydraulisch rau“ auf theoretischem Weg gelöst.

Eine eindeutige Beschreibung der Oberflächenbeschaffenheit des Rohrkörpers ist meist nicht möglich. Die für diesen Fall durch NIKURADSE aus Versuchen an Rohrleitungen definierte Sandrauheit, als Vergleichsrauheit, kann die Realität nur unzureichend abbilden. Technische (natürliche) Rauheiten können in Form, Verteilung und Größe der Rauheits-elemente deutlich different, von den durch die Sandrauheit beschriebenen Rauheitsstrukturen, sein.

Praxiserfahrungen haben gezeigt, dass Rohrleitungen während des Betriebes oft Rauheitscharakteristiken entwickeln, welche deutlich von denen abweichen, die der Dimensionierung, auf der Basis experimenteller Rauheitsmessungen, zu Grunde gelegt wurden. Diese Abweichungen sind besonders bedeutend in Leitungssystemen, in denen die Transportmedien Ablagerungen an der Rohrwandung verursachen können und somit die Oberflächenrauheit der Leitung entscheidend

beeinflussen und folglich die Leistungsfähigkeit dieser Systeme nachhaltig beeinträchtigen können.

Diese praxisrelevanten Rauheitsstrukturen sind grundsätzlich von denen der Sandrauheit verschieden. Bereits FROMM [FRO23] und HOPF [HOPF23] wiesen in ihren Arbeiten darauf hin, dass eine eindeutige Abgrenzung zwischen der durch NIKURADSE beschriebene Wandrauheit und der Wandwelligkeit, wie sie u. a. von MOTZFELD [MOTZ37], MÖBIUS [MÖB40] und SCHRÖDER [SCHRÖ74] untersucht wurden, zu erfolgen hat.

Eine exponierte Sonderstellung nehmen in diesem Zusammenhang die selbstorganisierenden Rauheiten ein, die erstmals von WIEDERHOLD [WIED49] dokumentiert wurden. Der auf Grund von Ablagerungen an der Rohrwandung entstandene Schmierfilm verursacht dabei sehr hohe Widerstandsbeiwerte, die sich mit der von NIKURADSE beschriebenen Sandrauheit nicht begründen lassen.

Diese Form von selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen findet, trotz der durch ihren Wirkmechanismus verursachten extremen Rohrreibungsverluste, in den bisherigen Berechnungen von Rohrleitungssystemen keine Berücksichtigung.

1.2 Problemstellung

Beim Transport einer Flüssigkeit durch Rohrleitungen wird nicht allein die Flüssigkeit bewegt, sondern auch echt gelöste, kolloidale oder suspendierte Stoffe. Im wandnahen Bereich mit starken Geschwindigkeitsgradienten kann es somit zu Wechselwirkungen zwischen Wandmaterial, Flüssigkeit und Inhaltsstoffen kommen. Diese Wechselwirkungen können sich äußern in der:

- Auflösung der Wandungsoberfläche bzw. Beschichtung,
- Veränderung der Wandstruktur,
- Ausbildung eines Übergangsbereiches Wandmaterial-Flüssigkeit,
- Ablagerung eines (mobilen) Filmes auf der Rohrwandung,
- Ausbildung von Inkrustationen durch permanent wachsende Ablagerungen.

Im Detail können diese Wechselwirkungen nur in den folgenden Bereichen beherrscht werden: Die Auflösung der Rohrwandung durch ein aggressives Transportmedium kann durch geeignete Wahl des Rohrmaterials bzw. einer geeigneten Auskleidung vermieden werden. Die stetige Querschnittsminimierung durch Inkrustation kann einerseits durch die Wahl eines wesentlich größeren

Rohrdurchmessers als eigentlich erforderlich oder durch Behandlung des Fördermediums (wenn möglich), bezüglich seiner negativen Auswirkungen begrenzt werden.

Bislang kaum bekannt und nur in Ansätzen analysiert ist die Wechselwirkung zwischen wandnahen Strukturen der bewegten Flüssigkeit, Adhäsionsvorgängen von Inhaltsstoffen bzw. Strukturveränderungen der Wandoberfläche und Erhöhung des Strömungswiderstandes.

Diese Vorgänge, die jedoch nicht in jeder Rohrleitung auftreten (oder – wahrscheinlicher – nicht erkannt werden) führen zu einer Erhöhung des Widerstandsbeiwertes λ bzw. der absoluten Rauheit k und damit zu einer Verringerung des Durchflusses (bei konstanter Energiehöhe oder flacher Pumpenkennlinie) oder einer wesentlich höheren erforderlichen Förderleistung, bei konstantem Durchfluss (bei steiler Pumpenkennlinie). Sie führen zu selbstorganisierenden Rauheiten, welche sich als riffelartige Strukturen eines sehr dünnen Films auf der Rohrwand darstellen.

Eine Reihe von Arbeiten, die im Folgenden näher ausgewertet werden, beschäftigten sich mit der Problematik der Entstehung von Riffelbildung im Wandbelag von Rohrleitungen. Gegenwärtig ist es aber noch nicht möglich, den Entstehungsmechanismus des Phänomens der Riffelbildung und die damit verbundenen Erscheinungen des extremen Anstiegs der Reibungsverluste vollständig zu beschreiben. Es liegen eine Reihe von experimentellen Untersuchungen und detailliert beschriebener Beobachtungen vor, die die Grundlage der vorliegenden Arbeit bilden.

Das Wissen, um die in Folge von sich ausbildenden selbstorganisierenden Rauheiten auftretenden extremen Druckverluste, bedingt eine Erweiterung der derzeitigen theoretischen Ansätze, um so eine energieoptimale Dimensionierung hydraulischer Anlagen und die Sicherung der hydraulischen Leistungsfähigkeit und Betriebssicherheit zu ermöglichen. Das Phänomen, dass die Strömung selbst ein Maximum der Rauheit durch die Ausbildung einer kritischen Geometrie oder einer Struktur-Fluid-Wechselwirkung (Rückkopplungssystem) beim Vorhandensein von aus dem Medienstrom ausfallenden Partikeln aufbaut, konnte bislang nicht geklärt werden.

1.3 Zielsetzung der Arbeit

Die Zielsetzung dieser Arbeit besteht in der Entwicklung eines analytisch / empirischen Modells für die bei auftretenden selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen festzustellenden Verluste in Druckrohrleitungen, zur Sicherung der dimensionierten Leistungsfähigkeit hydraulischer Anlagen über lange Betrachtungszeiträume.

Auf der Basis von differenzierten Literaturrecherchen und der intensiven Auswertungen des vorhandenen Datenmaterials soll der erstmals durch SEIFERT und KRÜGER [SEIF50] postulierte Ansatz, von auftretenden Resonanzerscheinungen zwischen den Schwingungen der riffelartigen Wandbeläge und den turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten, weiterentwickelt werden. Diese von GEBNER [GEB60/1] in seinen Arbeiten gestützte These soll auf der Basis der durch BÜNGER [BÜNG79], [MAR00] vorhergesagten strömungsimmanenten Frequenzen verifiziert und ein Modellansatz abgeleitet werden.

Um die Auswirkung der selbstorganisierenden Rauheiten (Riffelrauheit) auf die Strömungsprozesse in einer Druckrohrleitung einschätzen und bewerten zu können, ist es erforderlich den physikalischen Vorgang der Entstehung zu erfassen und dessen Rückkopplungsbeziehung mit der Strömung mathematisch zu beschreiben.

In Ermangelung von bzw. in Vorbereitung auf experimentelle Untersuchungen wurden alle verfügbaren Untersuchungsergebnisse eruiert, die eine Vertikalverschiebung der Widerstandskurve für hydraulisch glattes Verhalten im λ -Re-Diagramm in den Bereich höherer Widerstandsbeiwerte und somit in den eigentlich hydraulisch rauen Bereich zur Folge haben. Diese waren vertiefend zu bewerten und auf mögliche Zusammenhänge zwischen natürlichen und künstlichen „Riffelstrukturen“ zu prüfen.

Die Struktur des für die extremen Verluste ursächlichen riffelartigen Wandbelages war im Bezug auf sein Bestreben, durch Selbstorganisation eine Maximierung der Verluste zu verursachen, zu untersuchen. Hierzu wurden auch Analogien der Riffelstrukturen zur Wellenbewegung an Wasseroberflächen, an der Oberfläche von Dünen und Riffelformationen von Fließgewässersohlen für die Beschreibung des Riffelbelages in die Untersuchungen integriert. Es stand weniger die Frage nach der Formation der selbstorganisierten Riffelstrukturen im Vordergrund, sondern deren Interaktion mit dem strömenden Medium, welche als ursächlich für die auftretenden Verluste vermutet wurde. Es soll gezeigt werden, dass die durch BÜNGER [BÜNG79] abgeleitete Frequenztheorie durchaus für die Durchdringung komplexer strömungstechnischer Fragestellungen erfolgreich anzuwenden ist.

2 HYDROMECHANISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Vorbemerkung

Unter der Voraussetzung einer vereinfachten Betrachtungsweise sind Rohre als Stromröhren und das sie durchfließende Medium als Stromfaden aufzufassen. Diese Betrachtungsweise setzt eine ideale, reibungsfreie Strömung voraus. In der Realität ist diese Hypothese jedoch nicht gerechtfertigt.

Für die Berechnung von realen Rohrströmungen können die lokalen Abweichungen von einer idealen, reibungsfreien Strömung, unter der Annahme folgender empirischer Randbedingungen, pauschaliert werden:

- Haftbedingung ($u=0$ an der Rohrwand) – die Strömung haftet an der begrenzenden Rohrwandung,
- Ausbildung unterschiedlicher Geschwindigkeitsprofile entsprechend der Strömungsform (laminar bis turbulent),
- Viskosität – ein Maß für die durch „innere Reibung“¹ bestimmte Verschiebbarkeit der Fluidelemente² [SIGL96],
- Turbulente Wirbelstrukturen (Turbulenzballen) – in Abhängigkeit des Strömungszustandes, in turbulenten Strömungen.

Unter Beachtung der o.g. Randbedingungen können Energiehöhenverluste in Druckrohrleitungen durch Widerstandsgesetze beschrieben werden.

Die entlang der Fließstrecke einer Druckrohrleitung auftretenden Energiehöhenverluste (Energiedissipation) lassen sich grundsätzlich in „kontinuierliche“ und „lokale“ hydraulische Verluste kategorisieren. Ursächlich für lokale Verluste sind Querschnitts- oder Richtungsänderungen, die im Bereich von Rohrleitungseinbauten wie Krümmer, Abzweigungen, Drossel- und Rückschlagklappen, Fugen (oder Rohrstoßen) und Regelorganen ein Ablösen der Strömung und somit Energieverluste auf Grund von turbulenter Dissipation induzieren. Lokale Verluste sind gemäß

¹ Die innere Reibung entsteht durch den molekülbedingten Impulsaustausch [THÜR99]

² Ein Fluidelement beschreibt ein infinitesimales Fluidvolumen

ihrer Entstehung hauptsächlich Stoßverluste und werden im Folgenden nicht betrachtet. Kontinuierliche Verluste hingegen resultieren vornehmlich aus dem Strömungsverhalten durch die Reibung entlang des benetzten Umfangs (Wandreibungseinflüsse). Die Größe der kontinuierlichen Verluste (Reibungsverluste) wird dabei wesentlich von der Oberflächenbeschaffenheit der Rohrwandung und der Art der Strömung bestimmt. Die Dimensionierung von Rohrleitungssystemen verlangt somit eine genaue Erfassung der Energieverlusthöhen, da sie bei gleichmäßiger Wandbeschaffenheit und Parallelströmung linear mit der Fließstrecke zunehmen.

Die folgenden Kapitel behandeln u. a. die Erfassung der kontinuierlichen Verluste turbulenter Rohrströmung. Das in den Betrachtungen zu Grunde gelegte Fluid wird als inkompressibel und dem NEWTONschen Reibungsansatz folgend betrachtet. Die theoretischen Betrachtungen schließen die Bedingung ein, dass es sich bei den zu analysierenden Strömungen um stationär gleichförmige Strömungen im vollgefüllten Rohr mit Kreisquerschnitt handelt.

2.2 Grundzüge der turbulenten Strömung

Strömungen realer Fluide treten generell in zwei unterschiedlichen Strömungsformen auf, die laminare und die turbulente Strömung. Im Bereich technischer Anwendungen dominiert vielfach die turbulente Strömung.

Strömungsvorgänge lassen sich anhand der Strombahnen einzelner infinitesimaler Flüssigkeitsvolumina unterscheiden. Laminare Strömungen (Schichtenströmung) sind dadurch gekennzeichnet, dass sich die Fluidelemente nebeneinander auf streng getrennten Strombahnen bewegen. Voraussetzung dafür sind geringe Fließgeschwindigkeiten. Bedingt durch die thermische Molekularbewegung der Fluidelemente findet eine Diffusion nur im mikroskopischen Bereich statt. Die innere Reibung ist auf den molekülbedingten Impulsaustausch zurückzuführen und wirkt in Form der Viskosität. Auf Grund geringer Querdiffusion ist die Reibung bei laminarer Strömung vernachlässigbar abhängig von der Wandrauheit, da die Schichtenbewegung die Rauheiten der Wand vollständig einschließt und somit eine quasi glatte Wand schafft [SIGL96]. Laminare Strömungen werden demzufolge von viskosen Kräften dominiert. Wird die Strömungsgeschwindigkeit eines laminaren Strömungsfeldes erhöht, ändert sich das Strömungsbild ab einem kritischen Wert drastisch. Die ursprünglich stabile laminare Strömung wird instabil und als turbulent³ bezeichnet.

³ lat.: turbulentus - unruhig

Eine turbulente Strömung ist durch stochastische Schwankungsbewegungen in Quer- und Längsrichtung zur Strömungsrichtung, die die geordnete Grundströmung überlagern, charakterisiert. Die Strömung wird somit lokal instationär, mit der Tendenz einer starken Vermischung quer zur Hauptströmungsrichtung. Der molekulare Impulsaustausch der laminaren Strömung wird von der makroskopischen Turbulenzbewegung überlagert [SIGL96]. Bei der turbulenten Strömung dominieren die Impulskräfte.

Das Bild 2.1 zeigt die zu unterscheidenden Strömungsformen, die durch den REYNOLDSschen Farbfadenversuch (O. REYNOLDS 1883) sichtbar gemacht werden können.

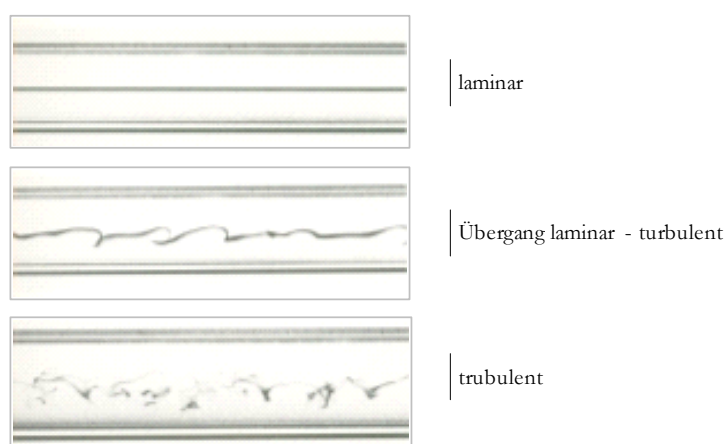


Bild 2.1: REYNOLDSscher Farbfadenversuch – Strömungszustände von laminar – turbulent [SALD03]

Auf der Grundlage des REYNOLDSschen Ähnlichkeitsgesetzes ist die Möglichkeit gegeben, Strömungen hinsichtlich ihres Strömungszustandes (mechanisch ähnliche Strömungen) zu vergleichen. Maßgeblich hierfür ist die aus dem Verhältnis von Trägheitskraft und Reibungskraft (Viskosität) gebildete REYNOLDSZahl. Für die Rohrströmung ist die REYNOLDSZahl (dimensionslose Kennzahl) mit Gl. (2.1) gegeben (gebildet aus der mittleren Geschwindigkeit u , dem Rohrdurchmesser d und der kinematischen Viskosität ν).

$$\text{Re} = \frac{u \cdot d}{\nu} \quad (2.1)$$

Der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung (Transition) in der Rohrströmung erfolgt bei einer kritischen REYNOLDSzahl, $\text{Re}_{\text{krit (Rohr)}}$, vgl. Gl. (2.2) [BOLL00].

$$\text{Re}_{\text{krit (Rohr)}} = \frac{u \cdot d}{\nu} = 2.300 \quad \begin{array}{l} \text{Re} \leq 2.300 \quad \text{Laminarströmung} \\ \text{Re} \geq 2.300 \quad \text{Turbulenzströmung} \end{array} \quad (2.2)$$

2.3 Turbulenz

Die stochastische Schwankungsbewegung (makroskopisch) der turbulenten Strömung wird durch Impulsübertrag in mikroskopische Bewegung (Wärme) dissipiert. Bei einer lokalen, mikroskopischen Betrachtung sind turbulente Strömungen in Folge der unregelmäßigen Schwankungen instationär. Die lokalen Geschwindigkeiten und Drücke sind entsprechend der Turbulenzintensität zeitlichen Schwankungen unterworfen und sind somit nur statistisch zu beschreiben. Die Momentanwerte der Geschwindigkeitskomponenten u , v , w und des Druckes p lassen sich als Summe aus dem zeitlichen Mittelwert der Geschwindigkeitskomponenten \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} bzw. des Druckes \bar{p} und dem Schwankungswert der Geschwindigkeitskomponenten u' , v' , w' bzw. dem Schwankungswert des Druckes p' darstellen, vgl. Gl. (2.3).

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u', v = \bar{v} + v', w = \bar{w} + w' && \text{Geschwindigkeit} \\ p &= \bar{p} + p' && \text{Druck} \end{aligned} \tag{2.3}$$

Der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit \bar{u} ergibt sich exemplarisch durch Integration der Geschwindigkeitsganglinie $u = f(t)$ über dem Zeitintervall Δt (gemessen) und Division durch Δt , nach Gl. (2.4) [BOLL00].

$$\bar{u} = \frac{1}{\Delta t} \cdot \int_{t_0}^{t_1} u \cdot dt \tag{2.4}$$

Die Mittelwertbildung hat hierbei über ein hinreichend großes Zeitintervall zu erfolgen, so dass die Mittelwerte unabhängig von der Zeit sind. Die zeitlichen Mittelwerte der Schwankungsgrößen sind nach Definition gleich null ($\bar{u}' = 0, \bar{v}' = 0, \bar{w}' = 0, \bar{p}' = 0$). In diesem Fall spricht man von einer stationären turbulenten Strömung.

Für eine anschauliche Darstellung der Turbulenz liefert die Zusammenfassung von Fluidelementen zu Turbulenzballen eine anerkannte Modellvorstellung [KOLM41], [BOLL00]. Turbulente Strömungen setzen sich demnach aus Turbulenzballen (Wirbelballen) verschiedener Größenordnungen zusammen. In einer turbulenten Strömung treten Turbulenzballen mit unterschiedlichen Zeit- und Längenmaßen auf, die zwischen dem Makromaß⁴ und dem KOLMOGOROV'schen⁵ Zeit- und Längenmaß liegen.

⁴ Die größten Wirbel liegen in der Größenordnung des Strömungsgebietes selbst [THÜR99]

Nach der von KOLMOGOROV (1941) entwickelten Theorie der Turbulenz entstehen in der Hauptströmung zunächst turbulente Wirbel im Größenbereich des Strömungsgebietes („large eddies“), die den Hauptteil der kinetischen Energie der Strömung tragen. Die großen Wirbel zerfallen im Verlauf der Strömung und transferieren ihre Bewegungsenergie an kleinere Wirbel bis diese eine kritische minimale Größe (KOLMOGOROV – Längenmaß l_k) erreichen. Bei hinreichend kleinen Wirbelelementen ist deren Bewegungsenergie so gering, dass sie auf Grund viskoser Reibung in thermische Energie dissipiert wird [SCHL97]. Dieser Vorgang wird als Energiekaskade bezeichnet.

Basierend auf der KOLMOGOROV'schen Gleichgewichtstheorie, die besagt, dass die kleinsten Wirbel nur so viel Energie in thermische Energie dissipieren können wie durch die makroskopischen Wirbel in das System eingebracht wird, können charakteristische Größen der kleinsten Wirbel abgeleitet werden. Dies geschieht unter der Annahme, dass die Größe der kleinsten Wirbel nur von der kinematischen Viskosität des Fluids ν und der Rate der turbulenten Dissipation⁶ ε abhängig ist.

Der Lebenszyklus der kleinsten Wirbel kann durch das KOLMOGOROV'sche Zeitmaß τ_k (Gl. (2.5)) abgeschätzt werden. Das Mikrolängenmaß⁷ η_k (Gl. (2.5)) gibt die Größe der kleinsten noch existierenden Wirbel an. Das entsprechende Geschwindigkeitsmaß dieser Wirbel wird durch v_k (Gl. (2.5)) beschrieben.

$$\eta_k \equiv \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \tau_k \equiv \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad v_k \equiv (\nu \cdot \varepsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (2.5)$$

Die KOLMOGOROV'schen Ansätze gelten nur unter der Annahme lokalisotroper Turbulenz, das heißt dass die Schwankungsgeschwindigkeiten in allen drei Raumkoordinaten (u, v und w) gleich sind (Gl. (2.6)), aber sich innerhalb des Strömungsfeldes unterscheiden können [SCHL97].

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} \quad (2.6)$$

⁵ Mikro-Längenmaß

⁶ Rate mit der turbulente Energie in Wärme dissipiert wird - Dissipationsrate

⁷ KOLMOGOROV'sches Längenmaß

Die Dissipationsrate ϵ ist bei Unterstellung isotroper Turbulenz durch Gl. (2.7) definiert und kann mit dem TAYLERSchen Mikromaß η_T bestimmt werden.

$$\epsilon = 15 \cdot \nu \cdot \frac{\overline{u'^2}}{\eta_T^2} \quad \text{mit} \quad \eta_T^2 = \text{Re}^{\frac{1}{4}} \cdot \eta_K \quad (2.7)$$

Der ideale Fall homogener, isotroper Turbulenz wird näherungsweise nur bei Strömungen hoher Strömungs-REYNOLDSzahlen erreicht [SCHU99].

Die Turbulenzintensität Tu einer dreidimensionalen Strömung ist gegeben durch die Beziehung:

$$Tu = \sqrt{\frac{\overline{v_x'^2} + \overline{v_y'^2} + \overline{v_z'^2}}{3 \cdot \overline{v}^2}} \quad (2.8)$$

Bei isotroper Turbulenz ergibt sich nach Gl. (2.6) die Turbulenzintensität zu:

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{\overline{v}} \quad (2.9)$$

2.3.1 Eigenschaften turbulenter Strömungen

Zusammenfassend lassen sich turbulente Strömungen durch folgende Eigenschaften charakterisiert [ROTT72], [SIGL96], [SCHM01]:

- unregelmäßig Im Gegensatz zur laminaren Strömung, bei der sich die Fluidelemente wohlgeordnet nebeneinander bewegen, besteht die turbulente Strömung aus komplexen Variationen der Geschwindigkeit und Temperatur nach Ort und Zeit.
- instationär / dreidimensional
- mischungsintensiv Die turbulenten Schwankungsbewegungen erzeugen durch Querbewegung der Fluidelemente einen hohen Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch quer zur Hauptströmungsrichtung.
- drehbehaftet Überlagerung der mittleren Geschwindigkeit und der Wirbel-elemente – (Wirbelströmung)
- nichtlinear
- dissipativ Die kinetische Energie der Turbulenzbewegung wird, auf Grund viskoser Reibung, in thermische Energie (Wärme) überführt.

Unter Bezugnahme auf o.g. sei darauf hingewiesen, dass Turbulenz keine Fluideigenschaft, sondern eine Eigenschaft des Strömungsvorganges selbst ist.

2.4 Ansätze zur mathematischen Beschreibung fluider Strömungen

Die physikalische Grundlage für die mathematische Beschreibung von Fluidströmungen bilden die kontinuumsmechanischen Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie. Wird eine isotherme Fluidströmung unterstellt, so sind die das Strömungsfeld kennzeichnenden Größen die Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung) und die Bewegungsgleichung (Impulserhaltung).

Die Anwendung der Erhaltungssätze führt für fluide, isotrope Medien auf die NAVIER-STOKES-Gleichungen. Diese verknüpfen die intensiven Strömungsgrößen Strömungsgeschwindigkeitsvektor \mathbf{v} , statischer Druck p und Dichte ρ in einem nichtlinearen System partieller Differentialgleichungen 2. Ordnung.

Die mathematische Darstellung der physikalischen Gesetzmäßigkeiten sind allgemein bekannt und werden im Folgenden nur kurz umrissen. Für eine ausführliche Herleitung wird auf u. a. [SCHL97], [ROTT72] oder [GRIE95] verwiesen.

Unter der Voraussetzung, dass ein Fluid als ein Kontinuum⁸ aufgefasst wird, kann dessen Bewegung durch die orts- und zeitabhängigen Variablen der Geschwindigkeit (Vektor der Momentangeschwindigkeit) $\vec{v}(\vec{x}, t)$, des Druckes $p(\vec{x}, t)$ und der Dichte im Strömungsfluid $\rho(\vec{x}, t)$ beschrieben werden. Für eine dreidimensionale Betrachtung sind die vektoriellen Größen definiert mit $\vec{v} = (u, v, w)$ und $\vec{x} = (x, y, z)$.

Das Strömungsfeld instationärer, kompressibler Strömungen beschreiben die im Folgenden dargestellten Gleichungssysteme der Kontinuitätsgleichung und der Impulsgleichung unter der Annahme einer isothermen Strömung.

Aus dem Massenerhaltungsgesetz folgt die *Kontinuitätsgleichung* in vektorieller Darstellung:

$$\frac{D\rho}{Dt} = \rho \cdot \operatorname{div} \vec{v} = 0 \quad (2.10)$$

⁸:In einem Kontinuum ist das kleinste betrachtete Volumenelement dV immer noch homogen, d.h. die Abmessungen von dV sind noch groß gegenüber dem mittleren Molekülabstand im Fluid [GERS91]]

Darin ist $D\rho/Dt$ die substantielle Differentiation der Dichte des Strömungsfluids nach der Zeit, die sich nach

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad}\rho \quad (2.11)$$

aus dem lokalen Anteil $\partial\rho/\partial t$ (instationärer Strömung) und dem konvektiven Anteil $\vec{v} \cdot \text{grad}\rho$ zusammensetzt. Aus der Kontinuitätsgleichung folgt somit, dass die Summe aus der relativen Dichteänderung $\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}$ und der relativen Volumenänderung $\text{div} \vec{v}$ null ist [ROTT72].

Die *Impulsleichung* (Bewegungsgleichung) folgt aus dem NEWTONschen Grundgesetz der Mechanik, nach welchem die zeitliche Änderung des Impulses gleich der Summe der auf das Fluidelement wirkenden Kräfte ist.

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\text{grad}p + \text{Div}\mathbf{T} + \rho\vec{f} \quad (2.12)$$

Hierin ist $\frac{D\vec{v}}{Dt}$ die substantielle Differentiation der Geschwindigkeit nach der Zeit, die sich aus der Summe der lokalen Beschleunigung $\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}$ und der konvektiven Beschleunigung $\frac{d\vec{v}}{dt}$ zusammensetzt, vgl. (2.13).

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.13)$$

Des weiteren sind ρ die Dichte des Fluids, \vec{v} der Vektor der Momentangeschwindigkeit, \mathbf{T} der viskose Spannungstensor (Tensor 2. Stufe) und \vec{f} die am Fluidelement angreifenden spezifischen Volumenkräfte (z.B. Erdanziehung, Zentrifugalkraft).

Unterstellt man ein inkompressibles⁹ Fluid (konstante Dichte) vereinfachen sich die Gleichungen (2.10) und (2.12) zu:

$$\text{div} \vec{v} = 0 \quad (2.14)$$

⁹ die Dichte ist weder vom Ort noch von der Zeit abhängig, d.h. $\rho(\vec{x}, t) = \rho_\infty = \text{const}$ [GRIE95]

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p - \nu \text{rot rot } \vec{v} + \vec{f} \quad (2.15)$$

Die kinematische Zähigkeit ν ergibt sich dabei als Quotient aus der dynamischen Viskosität η und der Dichte ρ . Die Gl. (2.15) ist als NAVIER-STOKES Gleichung bekannt.

Für ein rechtwinkliges, kartesisches Koordinatensystem können die Gleichungen (2.14) und (2.15) mit $\vec{v} = v_i$, $\vec{f} = f_i$ und der substantiellen Ableitung $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x_i}$ mit den Koordinatenrichtungen x , y und z in folgende Form überführt werden:

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.16)$$

bzw.

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (2.17)$$

NAVIER-STOKES Gleichung

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i$$

mit $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j}$ (Laplace - Operator) (2.18)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \text{grad } v = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta v + f$$

bzw.

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) + f_x \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) + f_y \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + f_z \quad (2.21)$$

Durch die Kontinuitätsgleichung (2.16) und die NAVIER-STOKES Gleichung (2.18) kann die Bewegung eines Kontinuums, bei gegebenen Rand- und Anfangsbedingungen, vollständig beschrieben werden.

Da es sich bei den Gleichungen um ein System partieller, nichtlinearer Differentialgleichungen handelt, können diese nur numerisch gelöst werden. Auf Grund dieser Tatsache werden die NAVIER-STOKES Gleichungen nicht für die Berechnung nicht-laminarer Strömungen verwendet, da Turbulenzstrukturen auf Grund ihres zeitlichen sowie stochastischen Verhaltens eine sehr fein aufgelöste Diskretisierung¹⁰ erfordern, die auch bei den zum heutigen Zeitpunkt verfügbaren Rechnerleistungen nur mit sehr großem, meist nicht zu vertretendem Aufwand zu bewältigen wäre. Auch würden unverhältnismäßig große Datenmengen generiert werden, die kaum auswertbar sind.

Eine allgemeine analytische Lösung der NAVIER-STOKES Gleichung ist nicht existent. Analytische Lösungen existieren nur für einfache Grenzfälle mit geometrisch einfachen Randbedingungen, vgl. z.B. [ROTT72].

Entsprechend der Art der Strömung lassen sich typisierte Rand- und Anfangsbedingungen für die NAVIER-STOKES -Gleichungen einführen. Werden z.B. die Schubspannungen vernachlässigt, entfällt der Reibungsterm der NAVIER-STOKES Gleichung (2.18) und es ergibt sich die EULER-Gleichung (2.22).

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \text{grad } v = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + f \quad (2.22)$$

In dieser Form der Bewegungsgleichung finden die Auswirkungen der Viskosität auf den Strömungsvorgang keine Berücksichtigung.

¹⁰ In der Numerik wird der Begriff Diskretisierung für den Übergang eines kontinuierlichen Problems zur einem Problem beschrieben, welches nur in endlich vielen Punkten betrachtet wird [GRIE95].

2.4.1 BERNOULLI-Gleichung

Eine weitere Vereinfachung der EULER-Gleichung stellt die BERNOULLI-Gleichung dar, die sich u. a. durch Integration der EULER-Gleichung zwischen zwei Punkten einer Stromröhre, wie in Bild 2.2 dargestellt, ableiten lässt:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{v_1^2}{2 \cdot g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{v_2^2}{2 \cdot g} = \text{const} = H \quad (2.23)$$

Die BERNOULLI-Gleichung beschreibt unter den Randbedingungen einer stationären und reibungsfreien (idealen) Strömung die Energiehöhe in einer Stromröhre an einem beliebigen Querschnitt. Die hydraulische Gesamtenergiehöhe H über einem frei wählbaren Bezugshorizont setzt sich zusammen aus der geodätischen Höhe z (Lageenergie), der Druckhöhe (Druckenergie) h_D ($h_D = p/(\rho \cdot g)$) und der Geschwindigkeitshöhe (kin. Energie) h_k ($h_k = v^2/2 \cdot g$). Häufig wird trotz der Herleitung über die reibungsfreie Strömung die BERNOULLI-Gleichung als Energiegleichung bezeichnet. Dies ist nur unter Vorbehalten nachzuvollziehen, da mit der BERNOULLI-Gleichung nur eine Bilanzierung der mechanischen Energie erreicht werden kann.

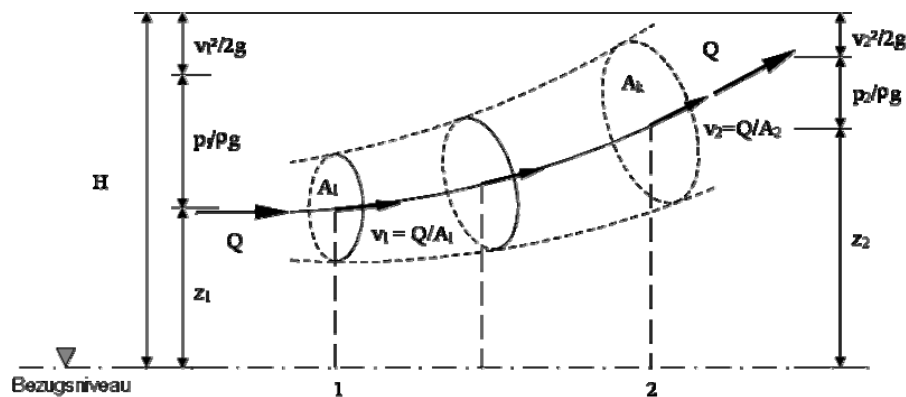


Bild 2.2: BERNOULLI-Gleichung für ideale Fluidströmung

Reale Fluidströmungen sind auf Grund von Reibung und Turbulenzen verlustbehaftet. Analog zur BERNOULLI-Gleichung idealer Fluide ergibt sich die BERNOULLI-Gleichungen realer inkompressibler Fluide, durch die Erweiterung mit der Verlustenergie h_v nach Gl. (2.24):

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{v_1^2}{2 \cdot g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{v_2^2}{2 \cdot g} + h_v = H \quad (2.24)$$

2.4.2 REYNOLDS-Gleichung

Für praxisrelevante Anwendungsfälle sind im Allgemeinen die Hauptströmung und somit die zeitlichen Mittelwerte der Strömungsgrößen von Relevanz, während die turbulenten Schwankungsbewegungen (vgl. Abs. 2.3) nur von untergeordnetem Interesse sind.

Die auf REYNOLDS zurückgehende statistische Betrachtungsweise der turbulenten Strömung führt durch Einführung der zeitlich gemittelten Strömungsgrößen nach Gl.(2.3) in die Gleichungen (2.16) und (2.18) auf die zeitlich gemittelten Bilanzgleichungen, so dass sich folgende Gleichungssysteme ergeben:

für Gleichung (2.16) (*Kontinuitätsgleichung*)

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.25)$$

und für Gl.(2.18)

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \bar{f}_i \quad (2.26)$$

Die vorstehend dargestellten Gleichungen der zeitlichen Mittelung der Bilanzgleichung der momentanen Strömungsgrößen werden auch als REYNOLDS-Gleichungen (Bilanzgleichung der zeitlichen Mittelwerte) bezeichnet. Dabei können der zweite und dritte Term der rechten Seite der Gl. (2.26) zusammenfassend als REYNOLDSSche-Spannungen¹¹ und STOKESSche-Reibungsspannungen¹² interpretiert und zusammenfassend als Gesamtspannung (totale Schubspannung) nach Gl. (2.27) dargestellt werden [ROTT72].

$$\bar{\tau}_{gij} = -\rho \overline{v'_i v'_j} + \eta \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{bzw.} \quad \bar{\tau}_g = \bar{\tau}_v + \bar{\tau}_t \quad (2.27)$$

Die REYNOLDS-Spannungen τ_t sind eine Folge des Impulsaustausches durch turbulente Schwankungsbewegungen und werden auch als turbulente Scheinreibung bezeichnet. In der Regel übersteigen die REYNOLDSSchen Spannungen die Viskositätsspannungen um mehrere Grö-

¹¹ scheinbare Spannungen der turbulenten Strömung [SCHL97] o. turbulente Schubspannung

¹² laminare Schubspannung

Benordnungen [SCHL96], letztere können somit in vielen Fällen vernachlässigt werden. Die STOKESschen Reibungsspannungen sind nur bei Strömungen in unmittelbarer Wandnähe, im Bereich des größten Geschwindigkeitsgradienten, zu berücksichtigen.

Die REYNOLDS-Gleichung stellt auf Grund unbekannter Korrelation der Schwankungsgrößen kein geschlossenes Gleichungssystem dar (Schließungsproblem der Turbulenz).

Das Schließungsproblem der REYNOLDS-Gleichung besteht darin, die Korrelationen der Schwankungsgrößen durch geeignete Schließungsansätze mit gemittelten Strömungsgrößen zu verknüpfen und auf bekannte Größen zurückzuführen.

Eine wesentliche Vereinfachung erfährt die REYNOLDS-Gleichung durch das von PRANDTL [SCHL97] eingeführte Grenzschichtmodell, welches das Strömungsfeld eines umströmten Körpers unter bestimmten Umständen in eine dünne, wandnahe Schicht (die sog. Grenzschicht – Reibung spielt eine wesentliche Rolle) und in eine Potentialströmung im übrigen Strömungsfeld (Reibung vernachlässigbar) aufteilt.

2.4.3 Empirisch-heuristische Turbulenzmodelle

Das Schließungsproblem der Turbulenz (Schließung der REYNOLDS-Gleichung) kann nur durch das Einbringen weiterer empirischer Ansätze mit Hilfe von Turbulenzmodellen erfolgen, die eine approximative Beschreibung des Turbulenzverhaltens gestatten.

Turbulenzmodelle sind, formal betrachtet, zusätzliche algebraische Gleichungen und/oder Differentialgleichungen, durch die die in der REYNOLDS-Gleichung auftretenden Korrelationen der Schwankungsgrößen beschrieben werden können und somit eine Schließung des Gleichungssystems ermöglichen.

Empirische Ansätze, wie die klassischen Schließungsansätze, bilden die Basis der Turbulenzmodelle. Im Ergebnis der Turbulenzmodellierung werden Näherungswerte mittlerer Parameter erhalten, die für die Anforderungen der Ingenieurpraxis ausreichend genau sind. Die Verifikation der numerischen Ergebnisse erfolgt im Allgemeinen durch den Abgleich mit experimentellen Daten.

Auf die Vielzahl von Turbulenzmodellen wird nicht vertiefend eingegangen, für eine ausführliche Darstellung wird u. a. auf GRIEBEL ET AL [GRIE95], STENGEL [STEN05] und SCHUBERT [SCHU99]

verwiesen. Im Folgenden werden kurz die klassischen Schließungsansätze nach BOUSSINESQ (1877) und PRANDTL (1925) und von KÁRMÁN (1931) dargestellt.

2.4.4 Austauschansatz von BOUSSINESQ

BOUSSINESQ (1877) definierte analog des NEWTONSchen Reibungsgesetzes der laminaren Strömung einen Austauschansatz für die REYNOLDS-Spannungen. Diese rein phänomenologische Betrachtungsweise der scheinbaren Schubspannung lautet für Strömungen mit Grenzschichtcharakter

$$\tau_t = -\overline{\rho u'v'} = A_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \rho \cdot \varepsilon_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (2.28)$$

analog dem NEWTONSchen Reibungsgesetz der laminaren Strömung

$$\tau_t = \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (2.29)$$

Darin ist A_t eine Impulsaustauschgröße der turbulenten Schubspannung. Die Austauschgröße nach Gl. (2.28) ist keine Stoffgröße, wie die dynamische Viskosität η , sondern maßgeblich abhängig von der mittleren Geschwindigkeit und ihrer Verteilung. An Stelle der Impulsaustauschgröße A_t wird oft die scheinbare kinematische Zähigkeit oder Wirbelviskosität ε_t (engl. eddy viscosity) der turbulenten Strömung eingeführt.

$$\varepsilon_t = \frac{A_t}{\rho} \quad (2.30)$$

2.4.5 PRANDTLsche Mischungsweghypothese

Der in Gleichung (2.28) dargestellte Ansatz der Berechnung des turbulenten Geschwindigkeitsfeldes ist nur unter der Bedingung anwendbar, dass ein Zusammenhang zwischen der Austauschgröße A_t und dem Feld der mittleren Geschwindigkeit hergestellt werden kann. Für den Fall der einfachen ebenen Scherströmung

$$\bar{u} = \bar{u}(y), \bar{v} = \bar{w} = 0, u' \neq 0, v' \neq 0, \bar{w} \neq 0 \quad (2.31)$$

fand PRANDTL (1925) für die turbulente Schubspannung τ_t einen empirischen Zusammenhang in Form der Mischungswegformel nach Gl. (2.32).

$$\tau_t = \rho \cdot l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \quad (2.32)$$

Die PRANDTLISCHE Mischungsweghypothese geht dabei davon aus, dass analog zur Molekularbewegung der kinetischen Gastheorie, die Turbulenzballen der Fluidströmung eine Mischungsweglänge¹³ l quer zur Hauptströmungsrichtung zurücklegen bevor sie zerfallen, vgl. Bild 2.3. Für die Herleitung dieses Ansatzes wird auf [BOLL00] verwiesen.

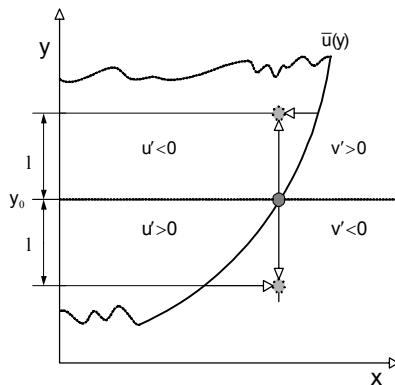


Bild 2.3: Mischungsweglänge nach SCHLICHTING u. GERSTEN [SCHL97]

Durch die Einführung der Mischungsweglänge l wird eine Beziehung zwischen der Wirbelviskosität ϵ_t und der Geschwindigkeitsschwankung hergestellt. Die Mischungswegtheorie ist ein 0-Gleichungsmodell, das heißt es verzichtet für die Schließung der REYNOLDSSchen Gleichung auf die Einführung von zusätzlichen Differentialgleichungen und basiert allein auf algebraischen Beziehungen. Nach der Mischungsweghypothese sind demzufolge die turbulenten Schubspannungen proportional dem Quadrat der gemittelten Strömungsgeschwindigkeit.

Die Anwendung der Mischungsweghypothese bedingt die Angabe der Größe von l , die nicht in allgemeiner Form vorliegt. In Wandnähe kann die Mischungsweglänge, nach Experimenten von NIKURADSE, durch folgende lineare Beziehung angegeben werden,

$$l = \kappa \cdot y \quad (2.33)$$

wobei der Proportionalitätsfaktor κ empirisch bestimmt werden muss. Der Wert κ wurde in Versuchen von NIKURADSE [NIK32] als universelle Konstante (v. KARMAN-Konstante) zu $\kappa=0,4$ bestimmt.

¹³ entspricht in der kinetischen Gastheorie der freien Weglänge

Ein Vergleich von Gl. (2.32) mit Gl. (2.28) liefert für die Wirbelviskosität ϵ_t folgenden Zusammenhang zwischen der kinematischen Zähigkeit und dem Mischungsweg:

$$\epsilon_t = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (2.34)$$

2.4.6 VON KÁRMÁNSche Ähnlichkeitshypothese

Die VON KÁRMÁNSche Ähnlichkeitshypothese ist der Versuch, für jede beliebige Strömung die Abhängigkeit des Mischungsweges vom Ort anzugeben. Sie basiert auf dem Postulat, dass turbulente Mischvorgänge an jedem Ort ähnlich ablaufen, sich somit nur durch einen Zeit- und Längenmaßstab unterscheiden (Ähnlichkeitshypothese). Unter Verwendung des Proportionalitätsfaktors κ gibt VON KÁRMÁN folgenden Zusammenhang für den Mischungsweg an

$$l = \kappa \left| \frac{\partial \bar{u} / \partial y}{\partial^2 \bar{u} / \partial y^2} \right| \quad (2.35)$$

wonach der Mischungsweg proportional zur Geschwindigkeitsverteilung ist.

Für die von KÁRMÁNSche Ähnlichkeitshypothese ergibt sich somit nach Gl. (2.28) folgende Beziehung für die turbulente Schubspannung

$$\tau_t = \rho \cdot \kappa^2 \cdot \frac{(\partial \bar{u} / \partial y)^4}{(\partial^2 \bar{u} / \partial y^2)^2} \quad (2.36)$$

Weitere empirische Beziehungen wurden u. a. durch BRADSHAW, FERRISS und ATWELL [ROTT72] aufgestellt.

Für die nachfolgenden Betrachtungen sind neben der Darstellung des turbulenten Schubspannunganteils (vgl. Gl. (2.32) bzw. (2.36)) und des viskosen Anteils der Schubspannung (vgl. Gl. (2.29)) auch Aussagen zur mittleren Wandschubspannung τ_0 erforderlich. Die Herleitung dieser Rechengröße ist Anhang A.1 zu entnehmen.

2.4.7 Turbulenz-Modelle

In den o.g. Abschnitten wurden algebraische Turbulenzmodelle oder auch Null-Gleichungsmodelle beschrieben, welche auf Basis lokaler Annahmen eine Beschreibung der Schwankungskorrelationen implementieren.

Im Folgenden wird eine kurze Übersicht über die generelle Klassifizierung der Turbulenzmodelle gegeben, die die algebraischen Turbulenzmodelle einschließt.

Allgemein unterscheidet man folgende Turbulenzmodelle:

- Direkte Numerische Simulation (DNS)
- Large Eddy Simulation (LES)
- REYNOLDSgemittelte NAVIER-STOKES Gleichungen (RANS)
 - Wirbelviskositätsmodelle
 - REYNOLDSspannungsmodelle

Die grundlegenden Charakteristika der o. g. Turbulenzmodelle sind in Tabelle 2.1. dargestellt.

Für die detaillierte Darstellung der o.g. Turbulenzmodelle wird u.a. auf STENGEL [STEN05] und HUURDEMAN [HUUR99] verwiesen.

Die Benutzung jedes der o.g. Turbulenzmodelle ist mit Vor- und Nachteilen verbunden. Es hat eine genaue Differenzierung der entsprechenden Einsatzbereiche zu erfolgen, da Turbulenzmodelle empirische Konstanten enthalten, die den Einsatzbereich entsprechend einschränken. Somit bleibt festzustellen, dass ein universell gültiges Turbulenzmodell derzeit nicht existiert. Die Modellauswahl ist folglich entscheidend für die Ergebnisse der Strömungssimulation.

Tabelle 2.1: Charakteristika der Turbulenzmodelle

Turbulenzmodell	
DNS	<p>Direct Numerical Simulation / Direkte Numerische Simulation</p> <p>Die direkte numerische Simulation ist im eigentlichen Sinne kein Turbulenzmodell, da sie auf der direkten Lösung der NAVIER-STOKES Gleichung beruht. Die Problematik besteht darin, dass die modellfreie Simulation turbulenter Strömungen sehr rechenintensiv ist, da die NAVIER-STOKES Gleichung für ein hinreichend feines Rechengitter aufgelöst werden muss, um die turbulenten Zeit- und Raumskalen komplett zu erfassen. Für beschränkte Parameterbereiche (niedrige REYNOLDSzahlen) und einfache Geometrien kann die DNS angewandt werden. Für große REYNOLDSzahlen und komplexe Geometrien ist die Anzahl der Freiheitsgrade zu reduzieren [STEN05]. Dies führt auf die Large Eddy Simulation (LES).</p>
LES	<p>Large Eddy Simulation / Grobstruktursimulation</p> <p>Die LES berechnet großskalige Turbulenzelementen in ihrer raum-zeitlichen Entwicklung direkt. Die Wirkung kleinskaliger Turbulenzstrukturen wird über ein mathematisches Ersatzmodell (Feinstrukturmodell) beschrieben. Mathematisch entspricht die Trennung großskaliger von kleinskaligen Turbulenzelementen einer Filterung der Erhaltungsgleichung, die durch den Einsatz von Frequenz-Tiefpassfiltern erreicht wird [SCHU99]. Sie stellt somit eine Vereinfachung gegenüber der DNS dar.</p>
RANS	<p>REYNOLDS Averaged NAVIER STOKES / REYNOLDSgemittelte NAVIER-STOKES Gleichungen</p> <p>Wie bereits in Abs. 2.4 dargestellt, kann die Berechnung turbulenter Strömung durch die zeitliche Mittelung der Grundgleichungen, die auf die REYNOLDS-Gleichungen führen, erfolgen. Die Beschreibung der Korrelation der Schwankungsgrößen erfolgt durch entsprechende Turbulenzmodelle. Auf Grund der Anzahl der notwendigen Transportgleichungen zur Schließung der REYNOLDS-Gleichungen erfolgt eine Differenzierung in:</p> <ul style="list-style-type: none"> ◦ Mehrgleichungsmodelle (Transportmodelle) und ◦ Null-Gleichungsmodelle (algebraische Modelle, vgl. Abs. 2.4.4-2.4.6). <p>Das in Praxisanwendungen meist verbreitete 2-Gleichungsmodell ist das Standard k-ϵ-Modell nach LAUNDER und SPALDING [LAUD72]. Das Modell beruht auf dem Konzept des Wirbelviskositätsprinzips von BOUSSINESQ und ermöglicht das näherungsweise numerisch lösbare Beschreiben der Turbulenzspannungen. Für die Modellierung der Reynoldsspannungen werden die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ϵ verwendet. Des weiteren geht es von der Annahme aus, dass die turbulente Wirbelviskosität proportional dem Quadrat der kinetischen Energie und der Dissipationsrate ist.</p>

2.5 Universelles Geschwindigkeitsverteilungsgesetz

Basierend auf der PRANDTLschen Mischungsweghypothese und der v. KÁRMÁNSchen Ähnlichkeitshypothese können jeweils ähnlich aufgebaute universelle Geschwindigkeitsverteilungsgesetze, die sich grundsätzlich nur durch unterschiedliche Annahmen für die Mischungsweglänge l unterscheiden, abgeleitet werden. Die folgenden Ausführungen gehen auf die Annahmen von L. PRANDTL zurück.

Die Herleitung stützt sich auf folgende Annahmen, vgl. u. a. [BOLL00]:

[1] Die turbulente Schubspannung τ_t in Wandnähe wird als konstant und gleichmäßig über den Fließquerschnitt verteilt betrachtet, sie ist gleich der Wandschubspannung τ_0 ($\tau_t = \tau_0 = \text{konst.}$). Somit wäre die Gültigkeit eigentlich nur auf den Wandbereich beschränkt.

[2] Der Mischungsweg nimmt linear mit der Wandentfernung zu, dies gilt nach NIKURADSE [NIK32] nur in Wandnähe, vgl. Gl. (2.33).

Für die turbulente Schubspannung τ_t folgt somit nach Gl. (2.28)

$$\tau_t = \varrho \cdot \kappa^2 \cdot y^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 \quad (2.37)$$

mit $\tau_t = \tau_0$ ergibt sich

$$\tau_0 = \varrho \cdot \kappa^2 \cdot y^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 \quad (2.38)$$

Nach Einführung der Schubspannungsgeschwindigkeit u_{0^*} nach A.1 mit

$$u_{0^*} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\varrho}} \quad (2.39)$$

folgt

$$\frac{d\bar{u}}{dy} = \frac{u_{0^*}}{\kappa \cdot y} \quad (2.40)$$

Die Integration von Gl. (2.40) liefert das universelle (logarithmische) Geschwindigkeitsgesetz nach PRANDTL

$$\frac{\bar{u}}{u_{0^*}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln(y) + C \quad (2.41)$$

Demnach ist bei turbulenten Strömungen an einer festen Berandung die Geschwindigkeit logarithmisch über den Fließquerschnitt verteilt. C ist eine Integrationskonstante und als solche eine Funktion der Randbedingungen. Sie ist für den jeweils betrachteten Strömungsbereich gesondert zu bestimmen, vgl. Abs. 2.6.

Führt man die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ und den dimensionslosen Wandabstand y^+ mit

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_{0^*}} \quad \text{und} \quad y^+ = \frac{u_{0^*} \cdot y}{\nu} \quad (2.42)$$

ein, folgt

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln(y^+) + C \quad (2.43)$$

y^+ gleicht im Aufbau einer lokalen REYNOLDSZahl, somit gibt dieser Wert einen Eindruck vom Einfluss der viskosen und der turbulenten Erscheinungen.

Bezogen auf die Rohrmitte mit $y = r$ und der an dieser Stelle auftretenden Geschwindigkeit $u = u_{\max}$ folgt aus Gl. (2.41)

$$\frac{\bar{u}_{\max}}{u_{0^*}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln(r) + C \quad (2.44)$$

und nach Differenzbildung

$$\frac{\bar{u}_{\max} - \bar{u}}{u_{0^*}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{r}{y}\right) \quad (2.45)$$

entfällt die Integrationskonstante C . Für die Geschwindigkeit im Wandabstand y gilt somit für eine glatte Rohrleitung:

$$\bar{u} = \bar{u}_{\max} - \frac{1}{\kappa} \cdot u_{0^*} \cdot \ln\left(\frac{r}{y}\right) \quad (2.46)$$

2.6 Turbulente Rohrströmung

2.6.1 Turbulentes Geschwindigkeitsprofil glatter Rohre

Analog aller wandgebundenen Strömungen weisen auch turbulente Strömungen aufgrund der Haftbedingung an der Wand dieselbe Geschwindigkeit wie die Wand selbst ($\bar{u}_0 = 0$) auf. Beginnend von diesem Punkt entwickelt sich ein Geschwindigkeitsprofil, welches sich bis zu einem, von der Wandung unbeeinflussten Zustand ausbildet. Die Wandung reduziert die Turbulenzbe-

wegungen in einer Koordinatenrichtung von einer 3-dimensionalen auf eine 2-dimensionale Turbulenzbewegung. Wird eine glatte Wandung vorausgesetzt, bildet sich im unmittelbaren Wandbereich eine Schicht aus, in der der Anteil der turbulenten Schubspannung gegenüber dem der viskosen Schubspannung in den Hintergrund tritt. Diese Schicht wird allgemein als laminare Unterschicht (laminar Sublayer) bezeichnet. Diese Bezeichnung ist im Hinblick auf die in diesem Bereich auftretenden Schwankungsbewegungen nicht korrekt, wie im Abs. 4 noch detailliert ausgeführt wird. Im Folgenden wird für diesen Bereich der Begriff viskose o. zähe Unterschicht verwendet.

Nach PRANDTL können in wandgebundenen Strömungen grundsätzlich zwei Bereiche, die wandnahe Grenzschicht (Wandbereich - wall layer) und die freie Außenströmung oder Mittenbereich (center region) unterschieden werden [SCHL97]. Die Grenzschicht ist geprägt durch starke Änderung der Strömungsgrößen normal zur Wandrichtung. Die Außenströmung wird hingegen nur mittelbar durch die begrenzende Wandung beeinflusst. Bei einer eingehenden Betrachtung der Grenzschicht normal zur Wandung können in Wandnähe, für die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitskomponenten in Hauptströmungsrichtung, zwei weitere Bereiche identifiziert werden [SCHU99]. Für eine detailliertere Darstellung dieser Bereiche werden die in den Gleichungen (2.42) - (2.43) beschriebenen dimensionslosen Darstellungen verwendet.

Die Geschwindigkeitsverteilung verläuft im Gebiet voll ausgebildeter turbulenter Strömung unabhängig von der REYNOLDSzahl als Gerade in Abhängigkeit vom dimensionslosen Wandabstand y^+ .

Die Auswertung der Integrationskonstanten für den voll turbulenten Bereich führt mit $\kappa = 0,4$ auf $C=5,5$, so dass sich für das universelle Geschwindigkeitsverteilungsgesetz im Falle der turbulenten Strömung für eine glatte Rohrleitung folgende Beziehung ergibt:

$$u^+ = 2,5 \cdot \ln(y^+) + 5,5 \quad (2.47)$$

bzw.

$$u^+ = 5,75 \cdot \log(y^+) + 5,5 \quad (2.48)$$

Die Gültigkeit dieses Gesetzes beschränkt sich vornehmlich auf den Bereich, in welchem die laminare Schubspannung gegenüber der turbulenten vernachlässigt werden kann.

Im unmittelbaren Wandbereich verlieren die Gleichungen (2.47) bzw. (2.48) ihre Gültigkeit, da wie oben bereits ausgeführt, die turbulente Schubspannung gegenüber der laminaren Schubspannung im Bereich der viskosen Unterschicht gegen Null geht. Die Geschwindigkeitsverteilung im Bereich der viskosen Unterschicht ergibt sich nach folgender Beziehung

$$\frac{\bar{u}}{u_{0^+}} = \frac{u_{0^+} \cdot y}{\nu} \quad \text{bzw.} \quad u^+ = y^+ \quad (2.49)$$

In Bild 2.4 sind die Geschwindigkeitsverteilungen für den „voll turbulenten“ Bereich nach Gl.(2.47) und den Bereich der viskosen Unterschicht nach Gl. (2.49) sowie die für den Übergangsbereich zwischen viskoser Unterschicht und turbulentem Bereich nach REICHARDT angegebene Gl. (2.50) und experimentelle Werte von NIKURADSE [NIK32] und LAUFER [HACK70] aufgetragen.

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + 0,4y^+) + 7,8 \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{11}\right) - \frac{y^+}{11} \exp(-0,33y^+) \right] \quad (2.50)$$

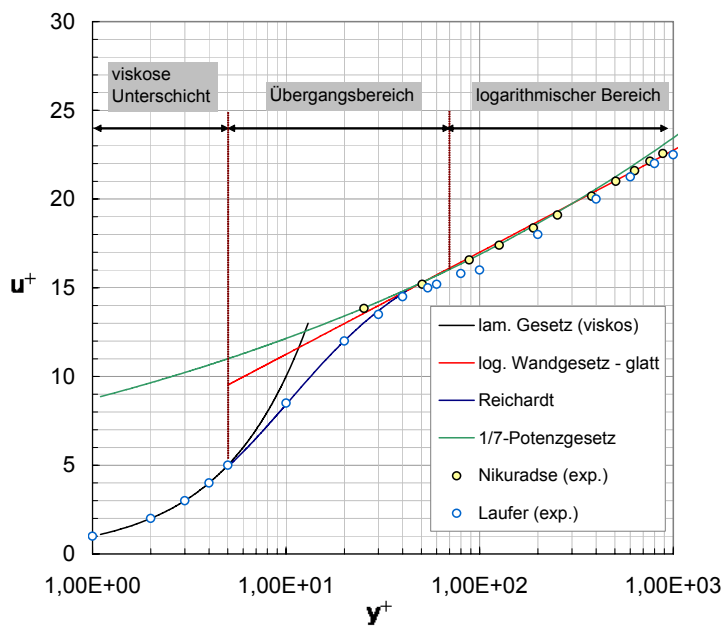


Bild 2.4: Universelle Geschwindigkeitsverteilung in glatten Rohren

Es zeigt sich, dass die oft für praktische Überlegungen verwendeten Näherungsformeln (1/7-Potenzgesetz nach Prandtl), nach Gl. (2.51), die im unmittelbaren Wandbereich herrschenden Verhältnisse nur unzureichend darstellen, vgl. Bild 2.4.

$$\frac{\bar{u}}{u_{0^*}} = 8,75 \cdot \left(\frac{\bar{u} \cdot u_{0^*}}{\nu} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (2.51)$$

Die Auftragung der Geschwindigkeitsprofile zeigt deutlich die Unterscheidung der o.g. Strömungsbereiche. Der Mittenbereich ist in Bild 2.4 nicht dargestellt, er schließt unmittelbar an den logarithmischen Bereich an.

Die drei im Wandbereich identifizierten Strömungsgebiete können nach SCHLICHTING [SCHL97], wie in Tabelle 2.2 dargestellt, unterschieden werden.

Tabelle 2.2: Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht glatter Rohre

Wandbereich	Funktion	Geltungsbereich
viskose Unterschicht	$u^+ = y^+$	$0 \leq y^+ \leq 5$
Übergangsbereich (u.a. nach REICHARDT)	$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + 0,4y^+) + 7,8 \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{11}\right) - \frac{y^+}{11} \exp(-0,33y^+) \right]$	$5 \leq y^+ \leq 70$
logarithmischer Bereich	$u^+ = 2,5 \cdot \ln(y^+) + 5,5$	$70 \leq y^+ \leq 1/10 \cdot r$

Der Übergang zwischen den Bereichen ist dabei nicht scharf abzugrenzen, er verläuft fließend. Das Strömungsgeschehen in den einzelnen Bereichen kann zusammenfassend, wie in Tabelle 2.3 gezeigt, charakterisieren werden.

Tabelle 2.3: Charakterisierung der Grenzschichtbereiche

Grenzschichtbereich	
viskose Unterschicht	Die Ausbildung der viskosen Unterschicht erfolgt im Bereich glatter Wandungen ¹⁴ . In unmittelbarer Wandnähe werden die turbulenten Schwankungsbewegungen unterdrückt, so dass die Viskosität dominierenden Einfluss besitzt. Innerhalb der viskosen Unterschicht baut sich das Geschwindigkeitsprofil entsprechend der parabolischen Geschwindigkeitsverteilung der laminaren Strömung auf. Mit der Wandgeschwindigkeit $\bar{u}_0 = 0$ (aus der Haftbedingung) ergibt sich in diesem Bereich der größte Geschwindigkeitsgradient. Die Fließgeschwindigkeiten sind in der viskosen Unterschicht sehr gering, so dass dieser Bereich im Hinblick auf das Turbulenzgeschehen als „passiver“ Bereich bezeichnet werden kann, dem von außen Turbulenzeffekte aufgeprägt werden können [KRA02]. Diese zeigen sich in Form von Geschwindigkeitsschwankungen quer zur Wand, die durch viskose Kräfte gedämpft werden [PFAU78]. Energetische Betrachtungen zeigen, dass der größte Anteil der Strömungsenergie in unmittelbarer Wandnähe dissipiert wird, aber nur ein geringer Teil in kinetische Turbulenzenergie gewandelt wird [ROTT72], [SCHL97].
Übergangsbereich	Der Übergangsbereich grenzt unmittelbar an die viskose Unterschicht. In diesem Bereich wird der Einfluss der Viskosität durch die Randbedingungen sichtbar, da die Schubübertragung sowohl durch molekulare als auch durch makroskopische Austauschvorgänge (Trägheitskräfte) erfolgt (vgl. Abs. 2.2). Hin zum logarithmischen Bereich verschwinden die Einflüsse der molekularen Viskosität zunehmend und die Trägheitseffekte der Turbulenzballen beeinflussen die Hauptströmung zunehmender. Die Turbulenzenergieerzeugung erreicht innerhalb der Übergangsschicht ihren Maximalwert in einem Wandabstand von $y^+ \approx 11,6$ [ROTT72]. In diesem Wandabstand sind die direkte Dissipation und die Turbulenzproduktion gleich.
logarithmischer Bereich	In dem sich anschließenden logarithmischen Bereich hat die Viskosität keinen wesentlichen Einfluss auf die Geschwindigkeitsverteilung, es dominieren die Trägheitskräfte. Nach SCHLICHTING [SCHL97] beträgt der viskose Anteil der Schubspannung im Grenzbereich der Übergangsschicht bei $Re=10^4$ lediglich noch 10% der Gesamtschubspannung. Mit steigenden REYNOLDSzahlen nimmt der Anteil des Einflusses von Viskositätseffekten weiter ab.
Mittbereich	In dem sich an den logarithmischen Bereich bei $1/10 \cdot R$ anschließenden Mittbereich (Ausdehnung bis zur Rohrachse) sind nur noch geringe Geschwindigkeitsgradienten vorhanden, weshalb der Einfluss der Viskosität vernachlässigbar wird.

Die vorstehenden Ausführungen ermöglichen Aussagen über die Ausdehnung der wandnahen Bereiche normal zur Wandung.

Nach der Beziehung $0 \leq y^+ \leq 5$ (durch Messungen belegt) kann die Ausdehnung der viskosen Unterschicht δ_1 nach Gl. (2.52) abgeleitet werden.

¹⁴ Die Ausbildung der viskosen Unterschicht erfolgt auch im Fall des Überganges zu rauem Wandverhalten, siehe auch Abschnitt 2.6.2

$$\delta_1 = 5 \cdot \frac{\nu}{u_{0^*}} \quad (2.52)$$

PRANDTL [BOLL00] ermittelte, auf der Grundlage der Gl. (2.51), die Dicke der viskosen Unterschicht δ_1 bezogen auf den Rohrdurchmesser d in Abhängigkeit der REYNOLDSzahl nach Gl. (2.53).

$$\delta_1 = 34,2 \cdot d \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \text{Re} \right)^{\frac{7}{8}} \quad (2.53)$$

Da eine exakte Beschreibung des Übergangsbereiches auf Grund der komplexen Randbedingungen nur sehr schwer möglich ist, kann unter der Annahme, dass der logarithmische Bereich direkt an die viskose Unterschicht angrenzt, ein Wandabstand definiert werden, in dem die Geschwindigkeiten der viskosen Unterschicht und des logarithmischen Bereiches gleich groß sind. Dieser Abstand wird als „nominelle“ Dicke der viskosen Unterschicht δ_n bezeichnet und ergibt sich nach Gl. (2.54) [BOLL89].

$$\delta_n = 11,6 \cdot \frac{\nu}{u_{0^*}} = 2,32 \cdot \delta_1 \quad (2.54)$$

2.6.2 Turbulente Strömung in rauen Rohren

In technischen Anwendungsbereichen sind glatte Rohrwandungen von untergeordneter Bedeutung, da ihr Vorkommen auf einen marginalen Einsatzbereich beschränkt ist. Sie stellen quasi einen strömungstechnischen Sonderfall dar. Bedeutsamer sind hingegen Rohre mit „rauen“ Innenwänden, wie sie im Allgemeinen in Praxisanwendungen zu finden sind.

Das Fließ- und Widerstandsverhalten wird durch die Rauheit der Wandung wesentlich beeinflusst. Maßgeblich für den Einfluss der Wandrauheit auf das Widerstandsverhalten der turbulenten Strömung ist die Ausbildung der viskosen Unterschicht nach Abs. 2.6.1 und somit das Verhältnis der Rauheitshöhen zur Stärke der viskosen Unterschicht.

2.6.2.1 Rauheiten

Der Begriff der Rauheit charakterisiert einerseits die Oberflächenbeschaffenheit einer, die Strömung begrenzenden, Wandung (Wand- oder Sohlrauheit) und ist andererseits gleichermaßen eine

Maßzahl für die Oberflächenbeschaffenheit im Sinne einer Zustandsbeschreibung, so diese mit einem Parameter definiert werden kann.

Die Rauheit als Maß für die Oberflächenbeschaffenheit kann sowohl als „absolute Rauheit“ k , der durchschnittlichen Erhebung der Rauheitsstrukturen über ein Nullniveau, oder bezogen auf ein Maß des Strömungsvorgangs in dimensionsloser Form als „relative Rauheit“ definiert werden [SCHRÖ90]. Die „relative Rauheit“ fungiert als Ähnlichkeitsbeziehung, wenn die „absolute Rauheit“ auf den Rohrdurchmesser bezogen wird [BOLL00]. Das sich ergebene Verhältnis geht als k/d -Wert (dimensionslose Kennzahl) in die Berechnungen ein. Die in Praxisanwendungen maßgeblichen Rauheiten können, wie in Bild 2.5 dargestellt, zusammengefasst werden.

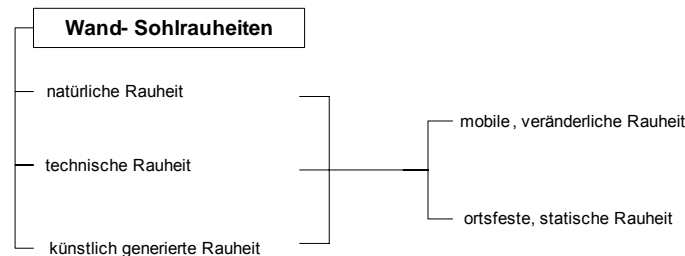


Bild 2.5: Praxisrelevante Wand- und Sohlrauheiten

Für natürliche und technische (unregelmäßige) Oberflächenstrukturen ist die „absolute Rauheit“ schwer quantifizierbar. Auf Grund der individuellen Oberflächenstrukturen ist eine absolute Maßzahl zur Definition der charakteristischen Rauheit zur Ermittlung des Strömungswiderstandes schwer zu bestimmen, vgl. Abs. 3.2. Alle Rauheiten sind nach [SCHRÖ90] individuell und lassen sich meist nicht mit einem Parameter beschreiben. In der Praxis wird als absolute Rauheit k die eindeutig definierbare äquivalente Sandrauheit k_s verwendet.

Erste systematische Untersuchungen an rauen Rohren wurden von NIKURADSE [NIK33] durchgeführt. In Modellversuchen wurde eine künstliche Wandrauheit durch Sandkörner gleichen Durchmessers erzeugt, die in dichter Packung auf die Rohrwandung aufgeklebt wurden. Für unterschiedliche relative Rauheiten variierte er die Rohrdurchmesser und die Korngrößen der Sandkörner in den Grenzen von $1/500$ bis $1/15$. In Bild 2.6 sind auszugsweise die experimentellen Ergebnisse der Einzelmessungen von NIKURADSE dargestellt. Mit diesen Untersuchungen ist es gelungen, den meisten technischen Rauheiten, zumindest im Bereich großer REYNOLDSZahlen, eine Vergleichsrauheit zuzuordnen, bei der das Rauheitsmaß eindeutig bestimmt ist. Somit ergibt sich folgender Zusammenhang: der Korndurchmesser der NIKURADSE-Sandrauheit ist die mit einer beliebigen Wandrauheit vergleichbare äquivalente Sandrauheit k_s , wenn sie im voll rauen Bereich den gleichen Strömungswiderstand hervorruft.

Die aus den verschiedenen Kornformen resultierenden Unregelmäßigkeiten bleiben dabei unberücksichtigt¹⁵.

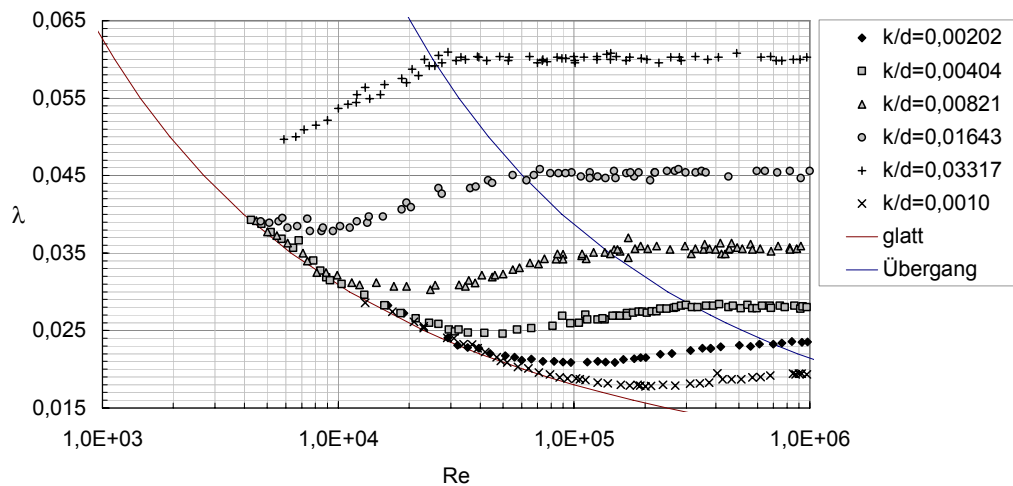


Bild 2.6: Einzelmessungen NIKURADSE [NIK33]

Ist die äquivalente Sandrauheit k_s als Zuordnungsparameter für eine eindeutige Quantifizierung der Rauheit nicht ausreichend, spricht man von „Rauheitsanomalien“, die u. a. Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind. Rauheitsanomalien werden vertiefend in Abs. 3.2 besprochen.

2.6.2.2 Geschwindigkeitsverteilung im rauen Rohr

Auf Grundlage der in Bild 2.6 dargestellten Ergebnisse der Einzelmessungen NIKURADSES können die Gesetzmäßigkeiten der Geschwindigkeitsverteilung und die Widerstandszahl λ für raue Rohre mit denen glatter Rohre (nach Abs. 2.6.1) in Beziehung gesetzt werden. Das Verhalten im Bereich der Rohrwandung wird maßgeblich durch zwei Faktoren bestimmt:

- Ausbildung einer viskosen Unterschicht,
- Ausprägung der Rauheitserhebungen der Rohrwand,

Es sind demzufolge drei charakteristische Bereiche zu unterscheiden:

- [1] *Bereich des hydraulisch glatten Verhaltens* – Die Rauheitserhebungen der Wandung werden vollständig durch die viskose Unterschicht eingeschlossen, so dass die

¹⁵ Als ideales und eindeutig bestimmbares Maß ist die dichteste Packung Kugeln oder Kugelhälften anzusehen

Struktur der Rohrwandoberfläche keinen Einfluss auf den Widerstandsbeiwert λ hat.

- [2] *Bereich des hydraulisch rauen Verhaltens* – Die Dicke der viskosen Unterschicht ist gegen null dezimiert, die Rauheitserhebungen ragen in die turbulente Strömung hinein. In diesem Bereich ist der Widerstandsbeiwert λ unabhängig von der REYNOLDSzahl.
- [3] *Übergangsbereich* – Zwischen dem Bereich des hydraulisch glatten Verhaltens und des hydraulisch rauen Verhaltens bildet sich der Übergangsbereich aus, der dadurch gekennzeichnet ist, dass die viskose Unterschicht nicht alle Rauheitserhebungen einschließt.

Eine deutlichere Abgrenzung der Bereiche lässt sich darstellen, wenn die Versuchsergebnisse von NIKURADSE als Rauheitsfunktion nach PRANDTL in der Form

$$\text{Ordinate} \quad Y = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} + 2 \cdot \log\left(\frac{k/d}{3,71}\right) \quad \text{Abszisse} \quad X = \text{Re} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \cdot \frac{k}{d} = \text{Re}^*$$

gemäß Bild 2.7 aufgetragen werden.

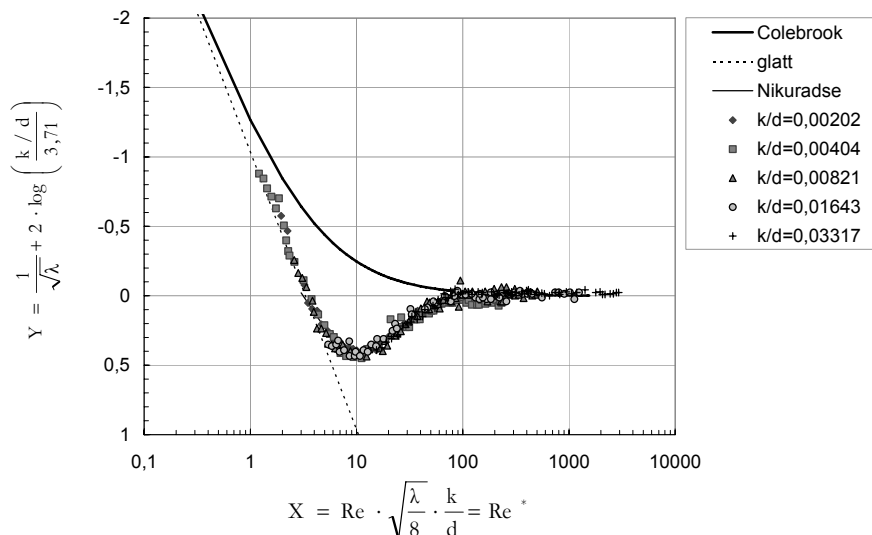


Bild 2.7: Rauheitsfunktion

Die o.g. Bereiche lassen sich, wie in Tabelle 2.4 gezeigt, gegeneinander abgrenzen.

Tabelle 2.4: Bereiche des hydraulischen Verhaltens

Bereich	Re*	bezogen auf δ_1^{**}	
hydraulisch glatt	$Re^* \leq 5$	$\delta_1 \gg k$	$\lambda = f(Re)$
Übergangsbereich	$5 < Re^* < 70$	$\delta_1 > k/4$	$\lambda = f\left(\frac{k}{d}, Re\right)$
hydraulisch rau	$Re^* > 70$	$\delta_1 < k/4$	$\lambda = f\left(\frac{k}{d}\right)$

** nach [BOLL00] gem. Gl. (2.53)

Die Dicke der viskosen Unterschicht nimmt mit steigender REYNOLDSzahl ab, daher kann ein Rohr bei kleinen Fließgeschwindigkeiten hydraulisch glatt, bei mittleren Fließgeschwindigkeiten teilweise rau und bei großen Fließgeschwindigkeiten vollständig rau sein. Das universelle Geschwindigkeitsverteilungsgesetz für den hydraulisch glatten Bereich gilt nach Gl. (2.47) bzw. (2.48).

Wird das universelle Geschwindigkeitsverteilungsgesetz, nach Gl. (2.41), für die Randbedingung $y=k_s$ ausgewertet, ergibt sich nach entsprechender Umformung für den Bereich des hydraulisch rauhen Verhaltens folgender Zusammenhang, vgl. Gl. (2.55).

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{y}{k_s}\right) + B \quad \text{mit} \quad B = -\frac{1}{\kappa} \cdot \ln(\gamma) \quad (2.55)$$

Experimentell wurde $\gamma \approx 0,03337$ und somit $B \approx 8,5$ als Konstante bestimmt. Mit $\kappa = 0,4$ ergibt sich für den Bereich des hydraulisch rauhen Verhaltens das Geschwindigkeitsverteilungsgesetz nach Gl. (2.56).

$$u^+ = 2,5 \cdot \ln\left(\frac{y}{k_s}\right) + 8,5 \quad (2.56)$$

Der Gültigkeitsbereich der Gl. (2.56) beschränkt sich auf die wandnahe Region, $\frac{y}{r} < 0,15$.

In Bild 2.8 ist die Abhängigkeit des Geschwindigkeitsprofils von der Wandrauheit gemäß der Versuchsreihen von NIKURADSE [NIK33] aufgetragen. Es wird deutlich, dass mit zunehmender Rauheit (fallendem r/k) die Kurve steiler verläuft.

Der Verlauf der universellen Geschwindigkeitsverteilung bei vollständig rauhen Rohren kann annähernd mit G. (2.57) beschrieben werden [SCHM01].

$$u^+ = 5,75 \log(y^+) + 8,5 - 5,75 \log(k^+) \quad (2.57)$$

$$\text{mit } u^+ = \frac{\bar{u}}{u_{0^*}}; y^+ = \frac{u_{0^*} \cdot y}{\nu}; k^+ = \frac{k_s \cdot u_{0^*}}{\nu}$$

Die Darstellung der universellen Geschwindigkeitsverteilung rauher Rohre, wie in Bild 2.9 abgebildet, zeigt den Einfluss der Rauheit der Rohrwand auf die Geschwindigkeitsverteilung. Die viskose Unterschicht spielt bei einer „voll rauhen“ Wand keine Rolle mehr.

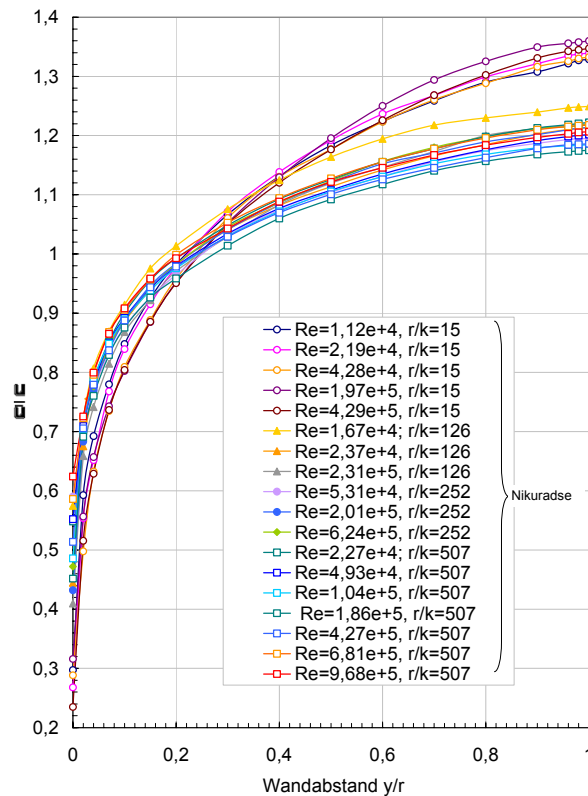


Bild 2.8: Geschwindigkeitsverteilung für raue Rohre [NIK33]

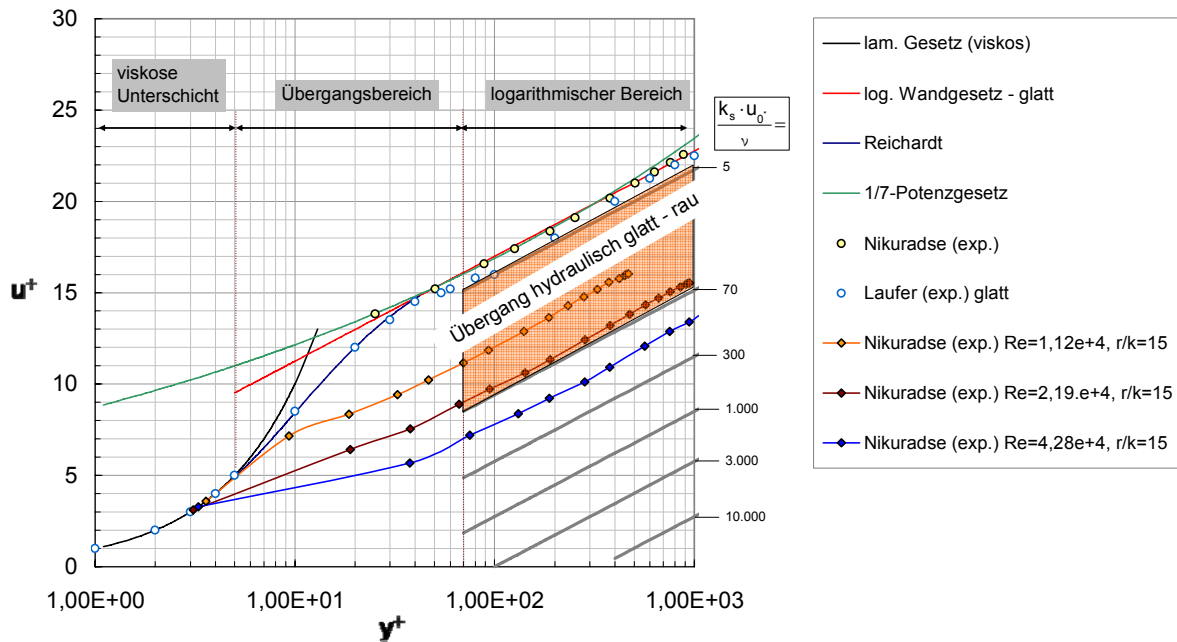


Bild 2.9: Universelle Geschwindigkeitsverteilung glatter und rauer Rohre

2.7 Widerstandsgesetze der Rohrströmung

Für die Ingenieurpraxis ist in der Regel weniger die exakte Geschwindigkeitsverteilung nach Abs. 2.6.2.2 als vielmehr der infolge der Wandreibung zu erwartende Druckverlust von Interesse. Der hierfür erforderliche Widerstandsbeiwert λ wird an dieser Stelle nach Gl. (2.58) wie folgt definiert:

Widerstandsbeiwert (friction coefficient) λ - Dimensionslose Kennzahl, bei der das Verhältnis aus der gemessenen Druckdifferenz Δp und dem Staudruck $\rho \cdot u^2/2$ für die mittlere Geschwindigkeit u und zweier geometrischer Größen (Rohrdurchmesser d , betrachtete Länge l) in Bezug gesetzt werden. Der Widerstandsbeiwert ist somit eine Maß der Wandreibung, repräsentiert durch die hydraulische Rauheit k , und der viskosen Reibung, dargestellt durch die kinematische Viskosität oder REYNOLDSzahl [BOLL00]. Entsprechend gilt $\lambda = f(k, Re)$.

$$\lambda = \frac{2 \cdot \Delta p}{\rho \cdot \bar{u}^2} \cdot \frac{d}{l} \quad (2.58)$$

Über die Beziehung zwischen dem Druckabfall Δp und der Reibungsverlusthöhe Δh_r

$$\Delta p = \rho \cdot g \cdot \Delta h_R \quad (2.59)$$

ergibt sich die DARCY-WEISBACH Gleichung, für die in Folge der Wandreibung auftretenden Rohrreibungsverluste nach Gl. (2.60).

$$h_R = \lambda \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{\bar{u}^2}{2 \cdot g} \quad (2.60)$$

Für die Herleitung der Widerstandsgesetze ist mit über den Rohrquerschnitt gemittelten Größen zu operieren. Basierend auf den Geschwindigkeitsverteilungsgesetzen für die glatte (vgl. (2.47) bzw. (2.48)) wie auch die raue Rohrleitung (vgl. (2.56)) können die Widerstandsgesetze entsprechend abgeleitet werden. Im Folgenden werden die für die verschiedenen Strömungsbereiche abgeleiteten und experimentell bestätigten Widerstandsgesetze dargestellt. Auf eine detaillierte Ableitung wird mit Verweis auf [BOLL00] und [KRAU02] verzichtet.

Durch PRANDTL und v. KÁRMÁN [KIRSCH48] wurde das Problem der turbulenten Strömung für die Grenzfälle „hydraulisch glatt“ und „hydraulisch rau“ theoretisch gelöst, wobei der Lösungsansatz von PRANDTL sich auf die von NIKURADSE [NIK33] erzielten Versuchsergebnisse stützte.

2.7.1 Widerstandsgesetz für hydraulisch glattes Verhalten

BLASIUS (1911) stellte, unter Berücksichtigung des zu seiner Zeit verfügbaren Versuchsmaterials, für den Widerstand von glatten Rohren mit kreisförmigem Querschnitt folgende empirische Formel auf:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt[4]{100 \cdot \text{Re}}} = \frac{0,316}{\text{Re}^{\frac{1}{4}}} \quad (2.61)$$

Der dimensionslose Widerstandsbeiwert λ des Rohres ist ausschließlich eine Funktion der RENOLDSzahl, vgl. Tabelle 2.4. Die Gültigkeit des BLASIUSSchen Widerstandsgesetzes beschränkt sich auf einen RENOLDSzahlbereich bis $\text{Re}=10^5$. Im Bereich größerer REYNOLDSzahlen sind die Reibungsverluste deutlich größer.

PRANDTL und v. KÁRMÁN geben für den Bereich des hydraulisch glatten Verhaltens folgende Beziehung an, welche bis zu einem REYNOLDSzahlbereich von $3,4 \cdot 10^6$ durch die Versuchsergebnisse von NIKURADSE [NIK33] bestätigt wurden, vgl. Gl. (2.62).

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \cdot \log\left(\frac{\text{Re} \cdot \sqrt{\lambda}}{2,51}\right) = 2 \cdot \log(\text{Re} \cdot \sqrt{\lambda}) - 0,8 \quad (2.62)$$

Diese allgemeingültige Beziehung hat jedoch den Nachteil, dass λ nicht explizit erhalten wird.

2.7.2 Widerstandsgesetz für hydraulisch raues Verhalten

Gleichermaßen auf den experimentellen Ergebnissen NIKURADSES basiert die von PRANDTL – COLEBROOK und v. KÁRMÁN theoretisch fundierte Formel für den hydraulisch rauhen Bereich nach Gl. (2.63).

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \cdot \log\left(\frac{d}{k}\right) + 1,14 = 2 \cdot \log\left(\frac{3,71}{k/d}\right) \quad (2.63)$$

Im hydraulisch rauhen Bereich ist der Widerstandsbeiwert λ nur von der relativen Rauheit k/d , nicht aber von Re abhängig, vgl. Tabelle 2.4.

2.7.3 Verhalten im Übergangsbereich

Der für die praxisnahe Dimensionierung von Druckrohrleitungen vornehmlich auftretende hydraulische Bereich liegt zwischen den Grenzfällen des „hydraulisch glatten“ und „hydraulisch rauhen“ Bereichs und wird als Übergangsbereich bezeichnet. Die Rohrleitungsdimensionierung für technisch raue Rohre erfolgt hier nach dem allgemeinen Widerstandsgesetz von COLEBROOK und WHITE, welches durch Superposition der Gesetze für die Grenzfälle „hydraulisch glatt“ und „hydraulisch rau“ aufgestellt wurde.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \log\left(\frac{2,51}{\text{Re} \cdot \sqrt{\lambda}} + \frac{k/d}{3,71}\right) \quad (2.64)$$

Für die Grenzfälle $k \rightarrow 0$ (glatt) und $\text{Re} \rightarrow \infty$ (rau) führt dieser Ansatz auf die Gleichungen für hydraulisch glattes bzw. raueres Verhalten, somit gilt die Gleichung nicht nur für den Übergangsbereich, sondern auch die Bereiche hydraulisch glatt und hydraulisch rau [BOLL00]. Wird die Gl. (2.64) als Rauheitsfunktion wie in Bild 2.7 aufgetragen, ergibt sich eine Kurve, die sich asymptotisch den Grenzfunktionen nähert.

An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass Gl. (2.64) nur als Näherungslösung zu verstehen ist, da sich durch eine Vielzahl verschiedener hydraulischer Versuche mit verschiede-

nen technischen Rauheiten Übergangskurven ähnlicher Form ergeben, die im annähernd gleichen Bereich verlaufen, wie in [STRA65] anschaulich gezeigt wird.

Die Abschätzung der Grenze des Übergangsbereiches zum hydraulisch rauhen Bereich kann mit einer von MOODY ermittelten Gleichung nach (2.65) vorgenommen werden.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \frac{53,9}{\text{Re} \cdot \sqrt{\lambda}} \quad (2.65)$$

Durch Gleichsetzen mit Gl. (2.63) erhält man für die Grenze des vollkommen hydraulisch rauhen Verhaltens den Ausdruck

$$\text{Re} \cdot \sqrt{\lambda} \cdot \frac{k}{d} \approx 200 \quad (2.66)$$

Die graphische Auswertung der Gleichungen (2.62) - (2.66) nach MOODY ergibt die Darstellung in Bild 2.10.

2.7.4 Widerstandsbeiwert nach ZANKE

Von ZANKE [ZA93] wurde eine Ansatz für die Bestimmung der Widerstandsbeiwertes λ als stetig differenzierbare Funktion für laminare und turbulente Strömungsverhältnisse, wie auch für den Übergangsbereich entwickelt.

ZANKE [ZA93] zeigt die Bestimmung des Widerstandsbeiwertes λ ohne Iteration auf, welche eine explizite Bestimmung des Widerstandsbeiwertes λ mit relativer Genauigkeit erlaubt. Dabei wird der Übergang zwischen laminarer und turbulenter Strömung mit einer Instabilitätsfunktion nach Gl. (2.67) beschrieben.

$$\alpha = e^{-c^{-(0,0033 \cdot \text{Re} - 8,75)}} \quad (2.67)$$

Darin ist $\alpha=0$ bei vollständig laminarer Strömung und $\alpha=1,0$ bei ausgebildeter Turbulenz. Mit der Instabilitätsfunktion wird dann für alle REYNOLDSzahlen und alle Rauheiten k geschrieben

$$\lambda = \lambda_{\text{lam}} \cdot (1 - \alpha) + \alpha \cdot \lambda_{\text{turb}} \quad (2.68)$$

woraus sich mit

$$\lambda_{\text{lam}} = \frac{64}{\text{Re}} \quad \text{und} \quad \lambda_{\text{turb}} = \left[-0,868 \ln \left[\frac{(\ln \text{Re})^{1,2}}{\text{Re}} + \frac{1}{3,71} \cdot \frac{k}{d} \right] \right]^{-2} \quad (2.69)$$

die explizite Bestimmungsgleichung des Widerstandsbeiwertes λ nach Gl. (2.70) ergibt.

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \cdot (1 - \alpha) + \alpha \left[-0,868 \ln \left[\frac{(\ln \text{Re})^{1,2}}{\text{Re}} + \frac{1}{3,71} \cdot \frac{k}{d} \right] \right]^{-2} \quad (2.70)$$

2.7.5 Zusammenhang zwischen technischer und Sandrauheit

Die NIKURADSE Sandrauheit k_s kann dadurch charakterisiert werden, dass die Rauheitsdichte einen Maximalwert aufweist, da die Wandung „maximal“ dicht mit Sandkörnern beklebt war. Bei vielen technischen Rauheiten ist die Rauheitsdichte jedoch wesentlich geringer. Derartige Rauheiten können dann nicht mehr nur durch die Angabe der Rauheitshöhe k bzw. der relativen Rauheit k/d gekennzeichnet werden. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, solchen beliebigen Rauheiten eine Normalrauheit zuzuordnen und hierfür die NIKURADSE Sandrauheit k_s zu wählen.

Bild 2.10 zeigt den Widerstandsbeiwert λ in Abhängigkeit von Re und k_s/d , der im Wesentlichen mit den Messungen von NIKURADSE (vgl. Bild 2.6) identisch ist.

Im Übergangsbereich zwischen dem hydraulisch glatten und dem hydraulisch rauen Widerstandsverhalten ist für die technische (natürliche) Rauheit ein anderes Verhalten als für die Sandrauheit zu beobachten. Der Übergang von hydraulisch glatt bei kleinen REYNOLDSzahlen, zu vollkommen rau bei großen REYNOLDSzahlen, verläuft bei den technischen Rauheiten viel allmählicher als bei der Sandrauheit nach NIKURADSE (vgl. auch Bild 2.7). Zuweilen tauchen aber auch immer wieder technische Rauheiten auf, die sich nicht ohne weiteres einer äquivalenten Sandrauheit zuordnen lassen, wie im Folgenden noch gezeigt wird.

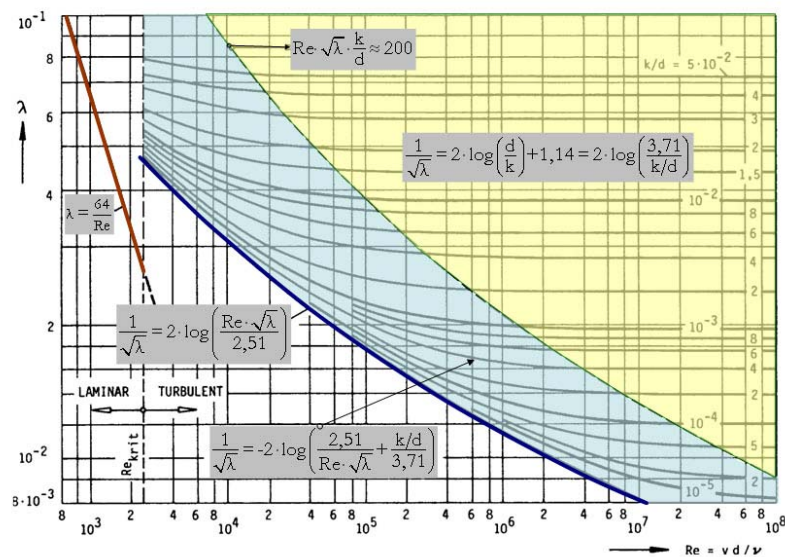


Bild 2.10: λ -Re Diagramm technisch rauher Oberflächen (Diagramm nach MOODY)

2.7.6 Kritische Betrachtungen zur Berechnung von Reibungsverlusthöhen

Ausgehend von den vorstehend dargestellten Widerstandsgesetzen können nach Gl. (2.60) die Reibungsverlusthöhen der Rohrströmung, in den Grenzen ihrer Gültigkeitsbereiche, bestimmt werden. Dies setzt für eine effiziente Anlagendimensionierung u. a. voraus, dass die Rauheit der strömungsbegrenzenden Oberflächenstruktur zuverlässig angegeben werden kann und dass sich diese im Verlauf des Betriebs der Leitung nicht oder nur in dem der Dimensionierung zugrunde liegenden Bereich ändert bzw. einer oberen Verlustgrenze nähert.

In Anlehnung an die kritische Hinterfragung KIRSCHMERS [KIRSCH52] in Bezug auf die von PRANDTL und v. KÁRMÁN, wie auch von COLEBROOK und WHITE angegebenen Widerstandsgesetze ist festzustellen, dass in der heutigen, Ökonomie und Effizienz orientierten Zeit weniger die Komplexität einer Formel problematisch ist, als die korrekte Abbildung der Strömungsverhältnisse. Die „Unzulänglichkeiten“ der Widerstandsgesetze ergeben sich bereits aus den diesen zu Grunde liegenden Annahmen und deren Gültigkeitsgrenzen (z.B. Mischungsweglänge, konstante Schubspannungsverteilung über den Rohrquerschnitt etc., vgl. Abs. 2.4).

Da eine allgemeine analytische Lösung zur Beherrschung des Turbulenzproblems bislang nicht gefunden ist, sind halbempirische bzw. empirisch fundierte Lösungsansätze notwendig, die eine möglichst exakte Dimensionierung von z.B. Druckrohrleitungssystemen ermöglichen.

Nicht zugestimmt werden kann nach heutigem Kenntnisstand den Ausführungen KIRSCHMERS [KIRSCH52] in Bezug auf die Aussage, die von WIEDERHOLD [WIED49] und SEIFERT ET AL

[SEIF50] (siehe auch Abs. 3.3.1.) an Druckrohrleitungen mit geringen Ablagerungshöhen beobachteten sehr hohen Widerstandsbeiwerte seien auf Messfehler zurückzuführen, da sie keine Übereinstimmung mit der NIKURADSE Sandrauheit k_s zeigen. Wie im Folgenden noch detailliert ausgeführt wird, ist diese Eigenschaft ein wesentliches Merkmal der selbstorganisierenden Rauheit, wie sie erstmals in den Arbeiten von WIEDERHOLD und SEIFERT ET AL beschrieben wurde.

Die o.g. „Unzulänglichkeiten“ sind aber nicht Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen. Vielmehr ist es die Kritik in Bezug auf die dogmatisch betrachtete NIKURADSE Sandrauheit und die damit verbundenen starren unveränderlichen Rauheitsstrukturen, die zum Teil in der betrieblichen Praxis von veränderlichen (mobilen), selbstorganisierende Rauheitsstrukturen überlagert werden und somit ein vollständig neues Rauheits- und Widerstandsbild entstehen lassen.

Bislang werden veränderliche Rauheiten (Veränderungen der Oberfläche und der Rauheitswirkung) maßgeblich der Gerinneströmung zugeschrieben, wie in SCHRÖDER [SCHRÖ90] ausführlich dargestellt wird. Diese einseitige Betrachtung ist unzureichend, da auch in Rohrleitungen ähnliche Strukturen (vornehmlich Riffel) wie an Gerinnesohlen zu beobachten sind (siehe Kapitel 3), die sich in einer extremen Vergrößerung der Reibungsverluste äußern.

Die Konsequenz veränderlicher Rauheiten (selbstorganisierender Rauheitsstrukturen) wird in den in Abs. 3.3 aufgeführten Fällen deutlich. Die Widerstandsbeiwerte entwickelten sich von einem Anfangszustand, ohne filmartige Ablagerungen, hin zu einem Zustand mit ausgeprägten Riffelrauheiten in sehr dünnen Filmen. Die Größe des Widerstandsbeiwertes im Endzustand kann dabei mit ca. $(3 - 3,5) \cdot \lambda_{\text{glatt}}$ abgeschätzt werden. Diese Annahme ist vergleichbar mit der von HOPF [HOPF23] angegebenen Kurve, des Verlaufs des Widerstandsbeiwertes, für die ortsfeste Wandwelligkeit nach Gl. (2.71), vgl. 3.2.1.

$$\lambda_{\text{wellig}} = \varphi \cdot \lambda_{\text{glatt}} \quad (2.71)$$

Die maßgebliche Wirkung der selbstorganisierenden Rauheit zeigt sich in der Verringerung des Durchflusses bei gleichbleibender Druckhöhe. Eine überschlägige Darstellung liefert die folgende Betrachtung.

Bei konstanter hydraulischer Gesamtenergiehöhe H , Länge l und Durchmesser d und unter der Annahme des Anstieges des Widerstandsbeiwertes von λ_{glatt} auf $3 \cdot \lambda_{\text{glatt}}$ im Falle selbstorganisierender Rauheit, ergibt sich nach Gl. (2.72) eine maximale Reduzierung des Durchflusses auf 57 %, also weniger als zwei Drittel des ursprünglichen Wertes.

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} = \sqrt{\frac{\lambda_{\text{glatt}}}{3 \cdot \lambda_{\text{glatt}}}} = \sqrt{\frac{1}{3}} = 0,577 \quad (2.72)$$

Da die wenigsten Leitungen im Anfangszustand hydraulisch glatt sind, fällt auch der Rückgang weniger deutlich aus, ist aber trotzdem gravierend und für den Betrieb der Leitung von wirtschaftlicher Bedeutung, so er erkannt wird.

Ist die gleiche Durchflussabnahme durch eine Verringerung des Leitungsdurchmessers („starke Inkrustationen“ der Leitung durch stetig zunehmende Ablagerungen über den gesamten Rohrquerschnitt) zu erreichen, dann ergibt sich nach Gl.(2.73) unter der Annahme einer konstanten Geschwindigkeit u

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^2 = 0,577 \quad \text{und daraus} \quad \frac{d_1}{d_2} = \sqrt{0,577} = 0,759 \quad (2.73)$$

eine Durchmesser-Abnahme auf 75 % des ursprünglichen Wertes. Dieser Vorgang ist real erst nach einer langen Betriebsdauer erreichbar, da hierzu permanent Material mit dem Medienstrom transportiert werden muss.

Wie in Abschnitt 3.3 dargestellt, sind die Zeiträume der entscheidenden Leistungsabnahme bei selbstorgansierender Rauheit jedoch deutlich geringer. So war bei der Brauchwasserleitung in Ostthüringen (Maltitz) sowie der Rohrleitung Eibenstock ein Zeitraum von ca. drei Wochen ausreichend, um die maximale Durchflussminimierung zu beobachten, siehe Bild 2.11. Auch die Umbildung der Magnetit-Schutzschicht zu einer Riffelstruktur (Benson-Kessel, vgl. 3.3.4) war nach ca. 600 Stunden (25 Tagen) abgeschlossen. Wenn dieser Zustand erreicht ist, bleibt der Widerstandsbeiwert bzw. der Durchfluss konstant.

Im Vergleich dazu weisen Leitungen mit einer Querschnittsreduzierung ein völlig anderes Verhalten auf. In Leitungen, in welchen Ablagerungen den Querschnitt verringerten, reduzierte sich der Durchfluss zunächst langsam, um dann über Jahre eine konstante Abnahme zu zeigen, wie die Auswertungen von u.a. COLEBROOK [COLE37/1], [COLE37/2], WHITE, TOUSSAINT und HERNIG in [KIRSCH52] an englischen und amerikanischen Trinkwasserleitungen sowie Gasleitungen der Ruhrgas AG ergeben.

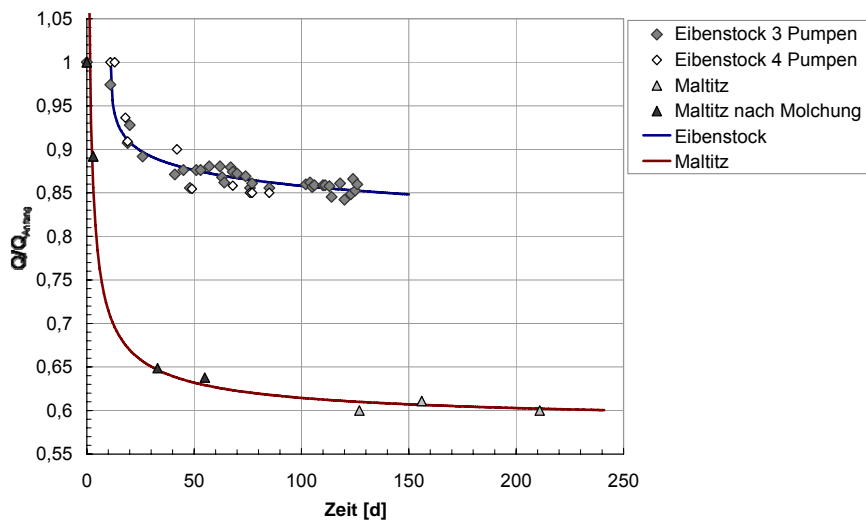


Bild 2.11: Durchflussabnahme bei selbstorganisierender Rauheit

Auch nach 25 Jahren ist hier der Vorgang der Rauheitsänderung noch nicht abgeschlossen. In Bild 2.12 wurde exemplarisch die Durchflussabnahme in Folge selbstorganisierender Rauheit Messwerten von Rohrleitungen gegenübergestellt, in den eine Querschnittsverengung durch von Inkrustationen beobachtet wurde.

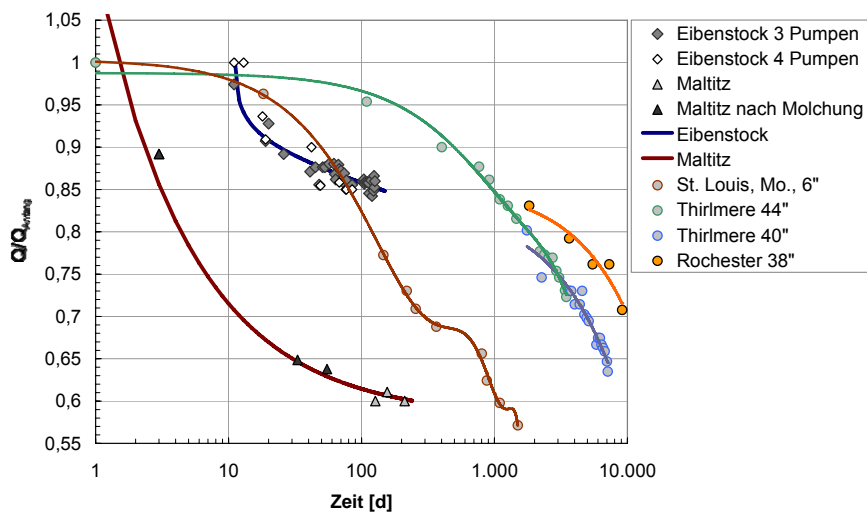


Bild 2.12: Durchflussabnahme bei selbstorganisierender Rauheit vs. Querschnittsverengung [COLE37/1], [COLE37/2]

Nach Erreichen eines quasistatischen Endzustandes der Rauheitsentwicklung bleibt der Widerstandsbeiwert bzw. der Durchfluss konstant. Da selbstorganisierende Rauheiten einen vollständig von der NIKURADSE Sandrauheit abweichenden Widerstandscharakter aufweisen, macht es sich erforderlich, den Wechselwirkungsmechanismus zwischen wandnahen Strukturen der bewegten Flüssigkeit bzw. Strukturänderungen der Wandungsoberfläche und Erhöhung des Strömungswi-

derstandes näher zu untersuchen, was bislang nur in Ansätzen geschehen ist. Ziel muss es demnach sein, eine Korrelation zwischen Wechselwirkungen der wandnahen Strukturen der bewegten Flüssigkeit, den Strukturveränderungen der Wandoberfläche und dem Strömungswiderstand zu ermitteln.

3 RAUHEITSANOMALIEN - SELBSTORGANISIERENDE RAUHEITEN

3.1 Vorbemerkung – Stand der Forschung

Neben technischen Rauheiten, die material- oder herstellungsbedingt auftreten, werden beim Betrieb von Rohrleitungssystemen auch natürliche Rauheitsstrukturen, welche sich durch Ablagerungen einstellen, beobachtet. Diese können in Form von Inkrustationen auftreten, die in ihrer Folge eine negative Beeinflussung der Leistungsfähigkeit der Rohrleitung zeigen. Ursächlich für einen Leistungsrückgang stark inkrustierter Rohrleitungen ist die Minimierung der nutzbaren Querschnittsfläche durch Rostknollen- und Kalkrostbildung, Kalksinterung und Bakterienwucherungen etc. sowie die damit verbundene Erhöhung des Strömungswiderstandes durch die veränderte Wandrauheit. Bei „normaler Inkrustation“, wie sie u.a. von COLEBROOK [COLE37/1] untersucht wurden, verändert sich der nutzbare Querschnitt durch Ablagerungen aus dem Wasser und durch Korrosionsvorgänge zwischen Wasser und Rohrmaterial, z.B. Bildung von Rostpocken vgl. Bild 3.1., nur unwesentlich. Der Leistungsrückgang ist hier eine Folge des durch die Wandreibung verstärkten Druckabfalls. Rohrleitungen mit solchen „normalen Inkrustationen“ [COLE37/1] können mit dem vorhandenen Kenntnisstand ausreichend sicher berechnet werden. Diese Formen der Querschnittsveränderung oder Änderung der Rauheitsstrukturen werden im Folgenden mit Verweis auf COLEBROOK [COLE37/1], [COLE37/2] und KIRSCHMER [KIRSCH52], [KIRSCH66] nicht weiter betrachtet.

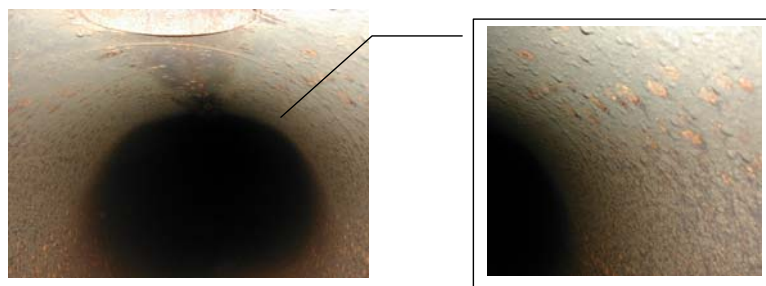


Bild 3.1: Rostpockenbildung an der Rohrwand einer Druckrohrleitung

Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen sind die bislang durch die verschiedenen Berechnungsansätze unberücksichtigten Formen der selbstorganisierenden Rauheiten (im spez. Riffelrauheiten) in Druckrohrleitungen als eine Form der Rauheitsanomalie. Diese ist gekennzeichnet

durch eine extreme Widerstandszunahme bei sehr geringen Ablagerungshöhen. Sie ist auf Grund ihres Wirkmechanismus grundsätzlich von der durch NIKURADSE [NIK33] beschriebenen Sandrauheit zu unterscheiden. In der Literatur finden sich verschiedene Beobachtungen dieser Rauheitsform, deren Entstehungsmechanismus noch weitestgehend ungeklärt ist.

In [COLE37/2] ist von COLEBROOK über die Verringerung der hydraulischen Leistungsfähigkeit in Wasserversorgungsleitungen mit verschiedenen Querschnitten berichtet worden, wobei unter anderem Ablagerungen über den gesamten Rohrquerschnitt in Form einer „schwarzen, torfähnlichen Schleimschicht“ beschrieben wurden. COLEBROOK [COLE37/2] bezweifelte, dass die alleinige Ursache für die Verringerung der hydraulischen Leistungsfähigkeit auf die sich ausbildende Schleimschicht zurückzuführen war. Von ihm wurde ein Leistungsrückgang von 5,2% in einem Monat beobachtet.

WIEDERHOLD [WIED49] und SEIFERT ET AL [SEIF50] beschrieben in ihren Arbeiten „überraschend hohe Widerstandsbeiwerte“ bei einer Fernwasserleitung der Eckertalsperre (Harz), die nach relativ kurzer Betriebszeit eine Reduzierung der dimensionierten Fördermenge auf 57 % hervorriefen. Als Ursache für die hohen hydraulischen Verluste wurde ein riffelartiger Wandbelag mit einer durchschnittlichen Stärke von 0,7 mm identifiziert. Weitergehende Untersuchungen von WIEDERHOLD [WIED49] und SEIFERT ET AL [SEIF50] machten deutlich, dass sich diese hier beobachtete Form der Rauheit nicht durch die Sandrauheitstheorie beschreiben ließ. Charakterisiert wurde die an der Ecker-Fernwasserleitung beobachtete Form der Rauheit durch den im Vergleich zu der Höhe der Rauheits Elemente sehr hohen Reibungswiderstand λ und den steilen Abfall des λ -Wertes mit steigender REYNOLDSzahl, obgleich in diesem Strömungszustand eine ausgebildete Rauheitsströmung zu erwarten wäre. Die Beobachtungen von THIBESSARD [HOLT69] am Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Bèvercè dokumentieren die gleichen Erscheinungsformen. Durch diese Beobachtungen wurden verschiedene Arbeiten zur Problematik der selbstorganisierenden Rauheiten (Riffelrauheiten) in Druckrohrleitungen initiiert. In ihren experimentell gestützten Arbeiten versuchten u. a. NUNNER [NUN56] und GEBNER [GEB60/1] die von WIEDERHOLD und SEIFERT ET AL beobachteten natürlichen Riffelrauheiten durch künstliche Riffelrauheiten nachzubilden. GEBNER [GEB60/1] vermutete in seinen abschließenden Betrachtungen, basierend auf Dimensionsanalysen, dass die hohen Verlustbeiwerte, wie sie in der Ecker-Fernwasserleitung [WIED49], [SEIF50] auftreten, durch Resonanzen zwischen dem sich an der Rohrrinnenwand ausgebildeten, riffelförmigen Belag und der turbulenten Strömung verursacht wurden. Eine Beweisführung musste er, auf Grund fehlender theoretischer Grundlagen, schuldig bleiben.

Aus dem Bereich der Kraftwerkstechnik wurden in den Arbeiten von SCHOCH [SCHO69] und SCHOCH ET AL [SCHO70/1], [SCHO70/2] der Druckverlustanstieg durch riffelartige Magnetitablagerungen in Dampfkesselrohren untersucht. Die in seinen Arbeiten beschriebenen kristallinen riffelartigen Strukturen unterscheiden sich zwar von denen, in den o. g. Arbeiten beschriebenen, durch ihren starren, kristallinen Charakter, weisen aber in ihrer Wirkung einen ähnlich hohen Druckanstieg auf. Aufbauend auf den Arbeiten von SCHOCH ET AL [SCHO70/1] wurden von PFAU ET AL [PFAU77/1], [PFAU78], im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 157, komplexe großtechnische Untersuchungen durchgeführt, die aber nicht in eine allgemein gültige Form überführt werden konnten.

Untersuchungen zu den sich u.a. in Abwasserdruckrohrleitungen ausbildenden Biofilmen und ihren strömungstechnischen Wirkmechanismen, wurden von BLAND ET AL [BLAND75] und KRAUS [KRAU02] durchgeführt. Im Folgenden wird diese Problematik noch einmal aufgegriffen und differenziert besprochen.

Parallel zu den in Druckrohrleitungen beobachteten Riffelstrukturen ist das Phänomen der Bildung von Riffelstrukturen auch an Fließgewässersohlen, an Küstenstränden oder in Form von Sanddünen zu beobachten.

In den folgenden Unterkapiteln werden die o.g. Arbeiten vertiefend ausgewertet, um eine möglichst exakte Datengrundlage zu extrahieren. Dabei stützt sich der Verfasser gleichermaßen auf Untersuchungen künstlich generierter wie auch natürlicher Riffelformationen.

3.2 Rauheits- und Widerstandsanomalien

Der in Abs. 2.6.2.1 eingeführte Begriff der Rauheit wird im Folgenden vertiefend behandelt.

Kann eine Rauheit im Bezug auf die Oberflächenbeschaffenheit nicht oder nicht alleinig durch einen Parameter beschrieben werden, spricht man nach SCHRÖDER [SCHRÖ90] von „Rauheitsanomalien“. Das heißt, dass neben der Höhe der Rauheitselemente deren Anordnung eine maßgebliche Rolle spielt. Rauheitsanomalien können in ihrer Wirkung auch Anomalien im Widerstandsverhalten zur Folge haben.

Widerstandsanomalien zeichnen sich dadurch aus, dass der Verlauf der Widerstandskurve bei der Auftragung des Widerstandsbeiwertes λ über die REYNOLDSzahlen, vom Kurvenverlauf der von PRANDTL/COLEBROOK/WHITE ermittelten Beziehung nach Gl. (2.64) abweicht.

Die bei Widerstandsanomalien bestimmbaren Kurvenverläufe im MOODY-Diagramm zeigen auch nach dem Überschreiten der Grenzkurve, zwischen dem Übergangsbereich und dem Bereich des „hydraulisch rauhen“ Verhaltens, eine REYNOLDSabhängigkeit. Wogegen ein „normales“ Widerstandsverhalten im „hydraulisch rauhen“ Bereich nur noch eine Abhängigkeit von der „relative Rauheit“ aufweist, somit REYNOLDSzahl unabhängig ist.

Erscheinungsformen von Rauheitsanomalien sind u. a. künstliche, periodische Rauheitsstrukturen wie Streifenrauheiten mit rechteckigen Rippen- oder Rillenquerschnitten und Welligkeit.

Diese Arten der 2D-Rauheiten bewirken sehr hohe Wand- und Sohlwiderstände. Eine Zuordnung dieser Rauheitsstrukturen zu einer äquivalenten Sandrauheit bedingt die Einführung weiterer Parameter wie Form und Abstand der Rippen und Rillen bzw. die Wellenlänge bei Welligkeiten. Ein Ansatz, wie der Einfluss der Anordnung der ortsfesten Rauheitselemente in der äquivalenten Sandrauheit berücksichtigt werden kann, ist in SCHRÖDER [SCHRÖ90] umfassend dargelegt und wird im Folgenden nicht weiter besprochen.

Untersuchungen an künstlichen, periodischen Rauheitsstrukturen (Streifenrauheiten mit rechteckigen Rippen- oder Rillenquerschnitten) haben gezeigt, dass diese Rauheitsformen ein durchaus „vollkommen rauhes“ Verhalten aufweisen können [FRO23], [HOPF23], [STREET35], [SCHILL23], [SCHRÖ90]. Eine Abhängigkeit von der REYNOLDSzahl besteht somit nicht. Im Vergleich werden in Abs. 3.4, im Hinblick auf die zu untersuchenden natürlichen Riffelstrukturen als Form selbstorganisierender Rauheit, künstliche periodische Rauheiten dargestellt, die sehr wohl eine Abhängigkeit der Widerstandsbeiwerte im hydraulisch rauhen Bereich zeigen.

3.2.1 Wandwelligkeit

Exemplarisch für eine Rauheits- und Widerstandsanomalie ist die ortsfeste Wandwelligkeit¹⁶, wie sie von HOPF [HOPF23] und FROMM [FRO23] für lange flache Wellen definiert wurde. Der Verlauf der Widerstandskurve nach [HOPF23] für lange flache Wellen wird als eine parallel zur Glattkurve verschobene Kurve angegeben. Da diese Verschiebung nur in einem Bereich erfolgt, der für die vorliegenden Betrachtungen nicht relevant ist, wird die Definition von HOPF [HOPF23] durch die Untersuchungen von SCHRÖDER [SCHRÖ74] ergänzt, der das Widerstandsverhalten

¹⁶ In NIKURADSE [NIK33] „Die Wandwelligkeit liegt nach HOPF dann vor, wenn die Widerstandszahl sowohl von der Reynoldszahl als auch von der Wandbeschaffenheit abhängt und zwar so, dass in logarithmischer Auftragung die Kurven λ als Funktion der REYNOLDSzahl für verschiedenen Wandbeschaffenheiten parallel zur glatten Kurve verlaufen.“

periodischer Wandwelligkeiten untersucht. Periodische Wandwelligkeiten zeichnen sich durch periodisch wiederkehrende Konturen gleicher Höhe mit ständig wiederkehrenden Abständen aus. In Bild 3.2 sind die interpolierten Messergebnisse von SCHRÖDER [SCHRÖ74] aufgetragen, die an einem sinusförmigen Wandprofil aufgenommen wurden. Es ist zu erkennen, dass sich in Bezug auf normale Rauheitsformen ein deutlich anderer Kurvenverlauf ergibt. Mit wachsender REYNOLDSzahl durchläuft die Widerstandskurve $\lambda=f(\text{Re})$ ein Maximum, welches vom Verhältnis der Wellenlänge zur Wellenhöhe abhängig ist. Die Welligkeit zeigt eine deutliche Abhängigkeit der REYNOLDSzahl im „hydraulisch rauen“ Bereich.

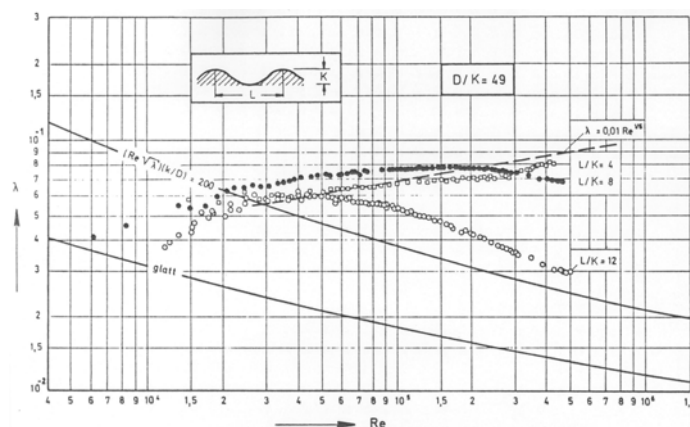


Bild 3.2: Widerstandsverhalten bei Wandwelligkeit nach SCHRÖDER [SCHRÖ74] bei $D/k=49$

Es ist umso ausgeprägter, je größer die Wellenlänge im Verhältnis zur Wellenhöhe ist [SCHRÖ74]. Zu begründen ist der Verlauf der Widerstandsfunktion $\lambda=f(\text{Re})$ mit der Tatsache, dass sich das Widerstandsverhalten aus Anteilen des Oberflächenwiderstandes (Reibungswiderstand) und des Formwiderstandes zusammensetzt. In Abhängigkeit des Verhältnisses der Rauheitshöhen, ausgedrückt durch die äquivalente Sandrauheit k_s , zur Dicke der turbulenten Grenzschicht δ_T , dominiert in Abhängigkeit der REYNOLDSzahl entweder der Form- oder der Oberflächenwiderstand der Rauheitselemente. Entsprechend [GEB60/1] ergibt sich die folgende Beziehung,

$$\lambda = \lambda_F + \lambda_O \quad (3.1)$$

mit λ_F als Widerstandsbeiwert des Formwiderstandes und λ_O als Widerstandsbeiwert des Oberflächenwiderstandes. Nach [SCHRÖ74] ergibt sich der in Bild 3.3 aufgetragene Anteil des Formwiderstands- und des Oberflächenwiderstandsbeiwertes am Gesamtwiderstandsbeiwert, für den Fall einer sinusförmigen Wandwelligkeit mit einem konstanten d/k und L/k Verhältnis, in dem L der Abstand der Wellenscheitel und k die Wellenhöhe bezeichnet. Der Verlauf der Kurven zeigt einen mit steigender REYNOLDSzahl zunehmenden Formwiderstand bei gleichzeitig abnehmendem

Oberflächenwiderstand. In diesem eingeschränkten REYNOLDSzahlenbereich von $Re = 1 \cdot 10^5$ bis $5 \cdot 10^5$ wurde somit exemplarisch der Formwiderstand als Hauptanteil des Widerstandsverhaltes dieser Welligkeit nachgewiesen.

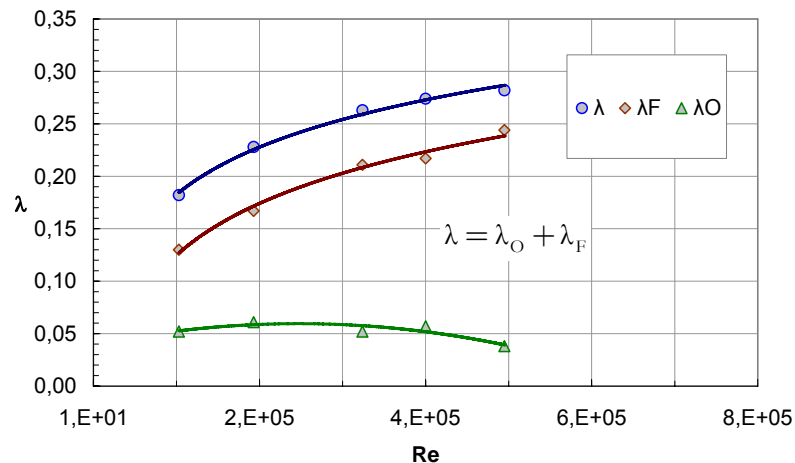


Bild 3.3: Anteile des Form- und Oberflächenwiderstandsbeiwertes am Gesamtwiderstandsbeiwert der Wandwelligkeit

Im Bezug auf die experimentellen Untersuchungen der Welligkeit durch SCHRÖDER wird deutlich, dass eine Zuordnung einer äquivalenten Sandrauheit im Fall einer Welligkeit nicht möglich ist. Maßgeblich für welliges Verhalten ist das Verhältnis L/k .

In diesem Zusammenhang wird auch auf die Arbeiten von MOTZFELD [MOTZ37], HOPF [HOPF23], FROMM [FRO23], SCHRÖDER [SCHRÖ90] verwiesen, die sich explizit mit den aus periodische Wandwelligkeiten resultierenden hydraulischen Verlusten auseinander gesetzt haben. Auf eine tief greifende Auswertung dieser Arbeiten wird, mit Verweis auf das Unterkapitel 3.4, in dem weitere modellhafte, künstliche Rauheitsformen diskutiert werden, verzichtet.

3.2.2 Selbstorganisierende Rauheitsstrukturen -Riffelrauheit

Auch Riffelrauheiten weisen, ähnlich der Welligkeiten, eine REYNOLDSzahlabhängigkeit des Widerstandsbeiwertes λ im eigentlichen „hydraulisch rauhen“ Bereich auf. So ergeben sich z. B für ortsfeste sägezahnartige periodische 2D-Rauheiten, wie sie in [GEB60/1] untersucht wurden (vgl. 3.4.2), ähnliche Verläufe der Widerstandskurve im λ -Re-Diagramm, wie die der Welligkeit nach Abschnitt 3.2.1. Andere Beobachtungen von mobilen, selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen in Druckrohrleitungen, wie sie u. a. in [WIED49] und [SEIF50] beschrieben werden, zeigen einen eindeutig anderen Verlauf der Widerstandskurve im Bereich des hydraulisch rauhen Verhaltens. Sie weisen deutlich höhere Widerstandsbeiwerte λ im Bereich geringerer REYNOLDSzahlen

Re auf und zeigen zu dem eine fallende Tendenz bei steigender REYNOLDSzahl. Dieses Verhalten ist dem der Wandwelligkeit von HOPF [HOPF23] und FROMM [FRO23] ähnlich, unterscheidet sich aber von ihr durch die Lage der Kurve im „hydraulisch rauhen“ Bereich. Die von dieser Form der riffelrauen Oberfläche verursachten Druckverluste sind als überproportional hoch im Vergleich zu den beobachteten Höhen der Rauheitselemente (Riffelhöhe) einzuschätzen.

Ausgehend von diesen grundlegenden Feststellungen wird eine Unterscheidung der verschiedenen Wandstrukturen (Riffelarten) gemäß Bild 3.4 vorgenommen.

Die unter dem Begriff ortsfeste, künstliche Riffelrauheit zusammengefassten Rauheitsformen werden im Folgenden als Modellvorstellungen für natürliche Riffelbildungen herangezogen und in Abschnitt 3.4 näher untersucht. Die daraus resultierenden Ergebnisse sollen Rückschlüsse auf mögliche geometrische Zusammenhänge und den Wirkmechanismus der selbstorganisierenden Riffelrauheit in Rohrleitungen zulassen.

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten selbstorganisierenden Wandbeläge in Rohrleitungssystemen entsprechen in ihrer Oberflächenstruktur durchaus denen winderzeugter Sandriffel bzw. Riffel in Gerinnen mit beweglicher Sohle. Die Riffel orientieren sich senkrecht zur Strömungsrichtung und sind in ihrem Querschnitt unsymmetrisch, vgl. Bild 3.5.

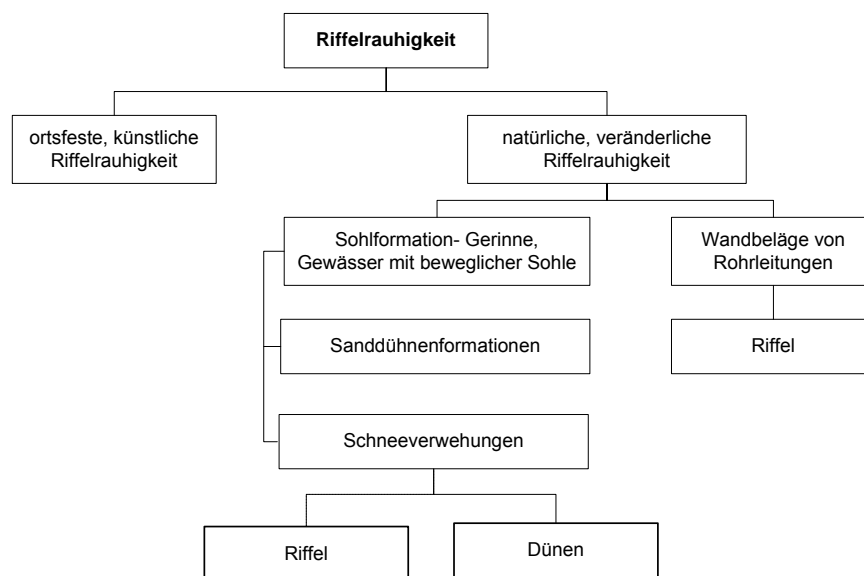


Bild 3.4: Klassifizierung riffelrauer Strukturen

Allgemein stellen strömungserzeugte Oberflächenformen, wie Riffel und Dünen, Ordnungsstrukturen mit ausgeprägter Regelmäßigkeit dar [FÜHR83]. Oftmals werden Riffelstrukturen daher mit Wasserwellen verglichen. Dieser Vergleich trifft nur hinsichtlich der Fortbewegung in Richtung

der Strömung zu. Im Gegensatz zu Wasserwellen, die hauptsächlich Energie transportieren, transportieren Riffel und Dünen Masse. Entsprechend dieser Eigenschaft wurde für diese Systeme der Begriff des 'Transportkörpers'¹⁷ eingeführt. Die periodische Anordnung der Transportkörper wird als Selbstorganisationsprozess verstanden [FÜHR83].



Bild 3.5: Riffelformationen in Sanddünen^{18 19 20}

Die Sohlstrukturen alluvialer Gerinne und die Oberflächenformen von Sanddünen sind bereits in zahlreichen Arbeiten untersucht worden (z.B. in [YAL88/1], [JUL02], [AND02], [SCHRÖ90], [THOM79], [BOLL89], [PRI99], [HELL02], [RAU02]), so dass diese hier nicht explizit betrachtet werden. Trotz unterschiedlicher Verhältnisse in Rohrleitungssystemen und in offenen Gerinnen bestehen hinsichtlich der Bildung von Riffelstrukturen Ähnlichkeitsbeziehungen, wie in [HOLT69] dargelegt wurde. Somit besteht die Möglichkeit, die im Kontext der Riffelbildung in alluvialen Gerinnen entwickelten Modellvorstellungen für die Untersuchungen der Riffelbildung in Rohrleitungen heranzuziehen, vgl. Abs. 3.5.

Die selbstorganisierende Rauheit in Form der Riffelrauheit wird im Sinne der vorliegenden Arbeit als eine durch Strömung erzeugte Oberfläche, riffelrauer, sich periodisch wiederholender, quer zur Strömungsrichtung verlaufende Belagsstruktur begriffen, deren Wirkmechanismus einen überproportionalen Anstieg des Druckverlustes bei sehr geringen Ablagerungshöhen aufweist. Riffelrauheiten in Druckrohrleitungen sind Rauheitsanomalien, die den selbstorganisierenden, natürlichen, mobilen, veränderlichen Rauheiten zuzuordnen sind. Auf Grund ihrer Entstehungs-

¹⁷ Def. Transportkörper nach GLAZIK [BOLL89]: „...in ständiger Umlagerung durch die Strömung befindliche Sohlenformation (Kleinformen: Riffel; Großformen: Bänke bzw. Dünen). Nach Überschreiten eines kritischen Strömungszustandes wird zunächst Material auf ebener Sohle bewegt. Kleinere Korngrößen führen bald nach Einsetzen der Sedimentbewegung zur Bildung von Riffeln.“

¹⁸ Quelle: www.videophotoimages.net/new_page_11.htm

¹⁹ Quelle: www.florath.org/andre/RillenImSand/rillen_cont.html

²⁰ Quelle: www.art-landscape.com/Nature/SandDuneRipples.html

prozesse und der daraus resultierenden Strukturen können sie auch als „selbstorganisierende“ Riffelrauheit bezeichnet werden, vgl. Abs. 4.5.

3.3 Selbstorganisierende Rauheitsstrukturen in Druckrohrleitungen

Dieser Abschnitt umfasst die Darstellung und Auswertung der aus Recherchen extrahierten Beispiele für das Auftreten von natürlichen, selbstorganisierenden Riffelrauheiten in Druckrohrleitungssystemen.

Da der Schwerpunkt auf der Bestimmung der durch die selbstorganisierenden Riffelstrukturen hervorgerufenen hohen Rohrreibungsverluste lag, wurde maßgeblich das Widerstandsverhalten von natürlichen, selbstorganisierenden und künstlichen Riffelstrukturen untersucht. Die dargestellten Messwerte wurden verschiedenen Literaturquellen entnommen und sind zusammenfassend in Anlage A.2 dargestellt.

Im Hinblick auf die Eigenschaften selbstorganisierender, riffelrauer Strukturen ist festzustellen, dass sie im Betriebszustand eines Druckleitungssystems nur durch ihre Wirkung, hinsichtlich der extremen Abnahme der Leistungskurve der Druckrohrleitung, vermutet werden können. Die folgenden Beispiele belegen diese Tatsache dahingehend, dass durch die Betreiber der Systeme die Ursachen zum größten Teil verkannt wurden und somit auch nicht unmittelbar beseitigt werden konnten. Den zumeist sehr geringen Ablagerungsschichtdicken wurde im Zusammenhang mit den auftretenden Druckverlusten kaum Bedeutung beigemessen. Die Suche nach den Ursachen gestaltete sich dadurch schwierig und hatte meist die vollständige mechanische Reinigung des Leitungssystems zu Folge.

3.3.1 Die Ecker-Fernwasserleitung (Harz)

In der Fernwasserleitung der Eckertalsperre im Harz wurde nach relativ kurzer Betriebsdauer (1943 - 1946) eine extreme Reduktion der Durchflussleistung festgestellt [WIED49], [SEIF50], [GEB60]. Der Durchfluss der bitumenisolierten Druckrohrleitung DN 500 verminderte sich von 600 l/s (1943) auf 343 l/s (1946), das entspricht einer Leistungsabnahme auf 57,1% der ursprünglichen Leistung [WIED49].

Die Tatsache, dass bei ersten überschlägigen Messungen ein gleichmäßiger Druckverlust über die untersuchten Abschnitte festgestellt wurde, ließ den Schluss zu, dass Rauheitseinflüsse [SEIF50] ursächlich für die Leistungsminimierung waren. Eine Leitungsbefahrung zeigte einen gleichmäßig

über die Rohrwand verteilten Belag. Nach [SEIF50] handelte es sich hierbei um eine Schmier-schicht von plastischer oder schleimiger Konsistenz, die leicht abzuwischen war. Ein Aufschluss des Belages ergab eine Zusammensetzung von 52,8 % Aluminiumhydroxid, 9,9 % Kalziumoxid und 6,0% Eisenoxid [GEB60].

Als Ursache für die Belagsbildung wurden Probleme bei der Wasseraufbereitung identifiziert. In den Kriegs- und ersten Nachkriegsjahren wurde als Fällungsmittel Aluminiumsulfat verwendet. Hierdurch trat im Reinwasser in feinstverteilter Form Aluminiumhydroxid, der Hauptbestandteil des Riffelbelages, auf.

Der Belag wies eine ausgeprägte Rauheit auf, welche aus quer zur Strömungsrichtung verlaufenden scharfen Graten mit schrägen Flanken bestand [SEIF50]. Der Versuch, diese Strukturen durch Trocknung zu konservieren, war nicht erfolgreich, da der Belag bei der Trocknung zerfiel. Eine photogrammetrische Vermessung der Riffelstrukturen ergab eine durchschnittliche Riffelhöhe von 0,7 mm bei einem mittleren Riffelabstand von 5 mm. WIEDERHOLD [WIED49] beschreibt den Charakter der Strukturen als den „Riffelbildungen im Sand, oder durch Wind- und Wasserströmungen“ ähnlich.

Ein Auftragen der Wertepaare $\lambda=f(\text{Re})$ der von WIEDERHOLD [WIED49] vor der Reinigung der Leitung 1946 aufgenommenen Messreihen, wie in Bild 3.6 dargestellt, zeigt sehr hohe λ -Werte, die mit steigender REYNOLDSzahl einen abnehmende Tendenz aufweisen. Diese Erscheinung wird in einem REYNOLDSzahl-Bereich festgestellt, in dem im Regelfall eine voll ausgebildete Rauheitsströmung zu erwarten ist und somit λ einen konstanten Wert annimmt. Unter Annahme der Gültigkeit der Sandrauheitstheorie von NIKURADSE für diese Art der Rauheit ermittelten SEIFERT ET AL [SEIF50] eine äquivalente Sandrauheit k_s von 6,2 bis 14,6 mm bei einer tatsächlich gemessenen Riffelhöhe von 0,7 mm. Somit wiesen sie erstmals die Diskrepanz der Rauheitsform der riffelrauen Strukturen von der Sandrauheitstheorie nach. Nach der Reinigung der Leitung und der Umstellung der Wasseraufbereitung war festzustellen, dass die gemessenen Widerstandsbeiwerte λ sich denen des Ausgangszustandes bei Inbetriebnahme [WIED41] angenähert hatten, vgl. Kurve 2 Bild 3.6.

In [WIED49] wurde die hohe Widerstandszunahme, bei sehr geringen Rauheitshöhen und Rauheitsdichten, mit der Annahme von Resonanzwirkungen von Ablösewirbeln in der Grenzschicht erklärt, deren Zustandekommen maßgeblich vom Verhältnis der Höhe der Rauheitsstrukturen zu ihrem Abstand bestimmt wird.

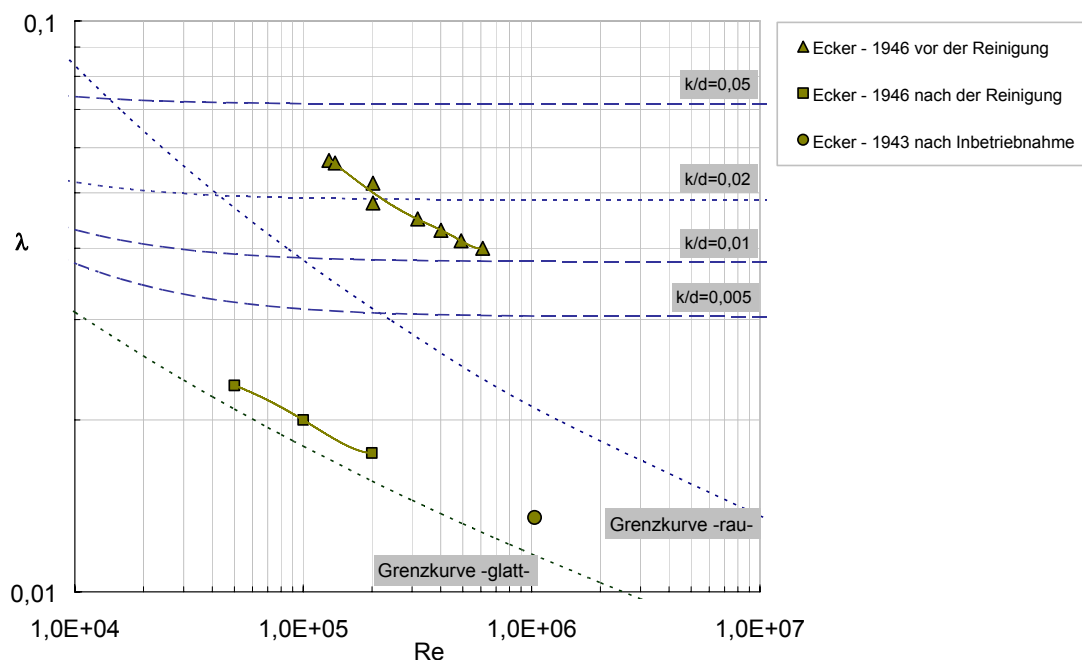


Bild 3.6: Messungen in der Ecker-Fernwasserleitung

3.3.2 Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Bèvercè (Belgien)

THIBESSARD [HOLT69], beschreibt in seiner Arbeit einen ähnlich der Ecker-Fernwasserleitung gelagerten Fall.

Am Wasserzuleitungsstollen (NW 1.950 mm) des Kraftwerkes Bèvercè in Belgien wurde ein anomales Rauheitsverhalten festgestellt, welches einen Rückgang der Kraftwerksleistung von 10.100 kW (1930) auf 8.600 kW (1947) und somit eine Leistungsreduktion von 15 % zur Folge hatte [GEB60/2C]. Die Leitung mit einer durchschnittlichen Nennweite von 1.950 mm besteht auf 80 % der Trasse aus einem Betonstollen und auf 20 % ihrer Länge aus genietetem Stahlblech.

Eine genaue Darstellung und Auswertung der von THIBESSARD beschriebenen Untersuchungen ist in [GEB60/2C] enthalten und wird im Folgenden nur zusammenfassend wiedergegeben.

Die in den Untersuchungen von THIBESSARD ermittelten Ergebnisse sind in Bild 3.7, für die Jahre 1935 und 1949, dargestellt. Messungen im Jahr 1949 wurden jeweils vor und nach der Reinigung der Rohrleitung durchgeführt.

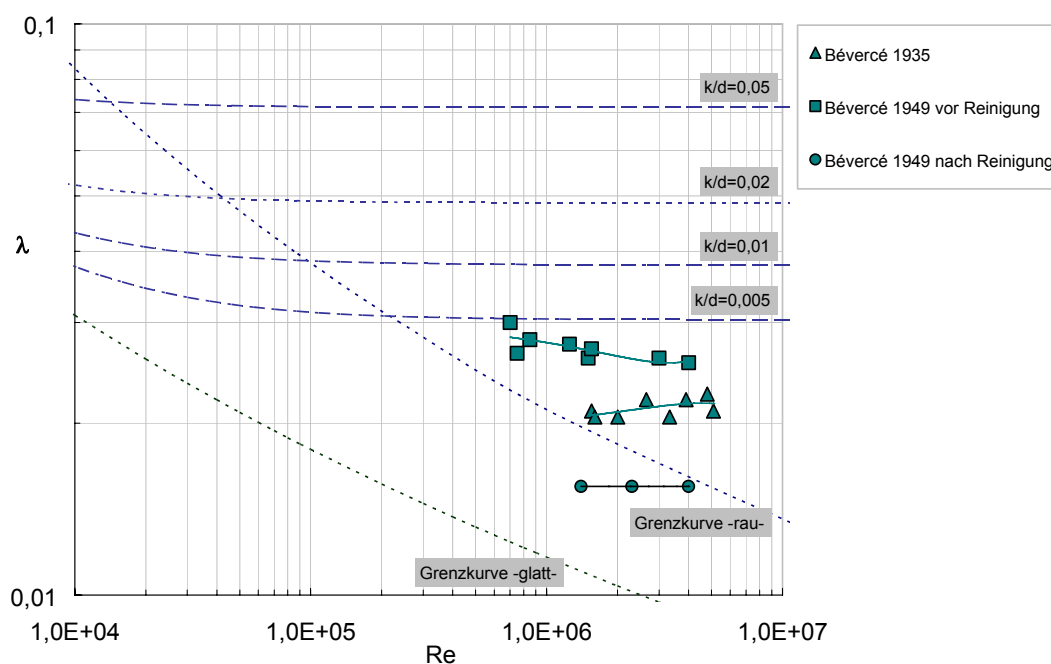


Bild 3.7: Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Bèvercé

Es ist festzustellen, dass die Wirkung der Riffelstrukturen nicht den gleichen ausgeprägten Charakter aufweist, wie die der Ecker-Fernwasserleitung. Der Verlauf der Kurve der Messwerte vor der Reinigung 1949 zeigt eine fallende Tendenz des Widerstandsbeiwertes λ mit steigender REYNOLDSZahl. Die Kurve verläuft im hydraulisch rauhen Bereich. Die unterschiedliche Wirkung der Riffel, im Vergleich zu den Untersuchungen an der Ecker-Fernwasserleitung, wird darauf zurückgeführt, dass die Riffel nicht vollständig ausgebildet waren [PFAU78]. Der Belag in der Leitung war ca. 20-mal so stark wie der in der Ecker-Leitung festgestellt.

Die in der Rohrleitung vorgefundenen Ablagerungen werden in [GEB60/2C] „als eine dunkelbraune, schlüpfrige Masse von glänzender Oberfläche“ beschrieben. Nach der Trocknung des abgelagerten Films zerfällt dieser zu Staub. Eine Analyse des Belages ergab die Hauptbestandteile 57,6 % Manganoxyd, 16,4 % Silizium und 7,6 % Eisenoxyd. GEBNER [GEB60/2C] vergleicht die Riffelstruktur mit der Riffelbildung, die an Meeresstränden zu beobachten sind.

In Übereinstimmung mit den Beobachtungen an der Rohrleitung der Eckertalsperre zeigte sich auch bei der Bèvercé-Rohrleitung nach der Reinigung ein deutlicher Rückgang der Druckverluste. Die Widerstandswerte lagen unter denen, die in den Messungen von 1935 ermittelt wurden. Diese Tatsache ist darauf zurückzuführen, dass die Rohrleitung 1935 schon 3 Jahre in Betrieb war und bereits Ablagerungen aufwies.

3.3.3 Fernwasserleitung zum Wasserwerk Dresden-Coschütz

Beobachtungen an der Fernwasserleitung von den Talsperren Klingenberg/Lehnmühle zum Wasserwerk Dresden-Coschütz (Sachsen) zeigen ein ähnliches Bild, wie in den vorstehend beschriebenen Punkten. In [BRAU58] wird der Leistungsrückgang dieser Leitung auf Grund eines auf der Rohrwandung abgelagerten Schmierfilmes mit riffelartigen Rauheitsstrukturen beschrieben und durch umfassende Messungen belegt.

Die Talsperrenwasserleitung von den Talsperren Klingenberg/Lehnmühle zum Wasserwerk Dresden-Coschütz sichert die Trinkwasserversorgung der Stadt Dresden. Die Wasserzuführung nach Dresden wurde im Wesentlichen durch 4 hintereinander liegende Stollensysteme mit einer Länge von 8,6 km und einer anschließenden Stahlrohrleitung mit einer Länge von ca. 8 km realisiert [BRAU58]. Die Aufbereitung des Wassers erfolgt im Wasserwerk Dresden-Coschütz.

Die Stahlrohrleitung wurde mit einer Nennweite von 1.000 mm mit 2 mm starker Bitumenauskleidung ausgeführt und wurde 1946 in Betrieb genommen. Das Wasserwerk Dresden-Coschütz wurde auf Grund von Einfahrprozessen und noch zu beseitigenden Kriegsschäden nicht mit der vollen Leistungsfähigkeit gefahren. 1948 wurde erstmals die volle Zulaufleistung der Fernwasserleitung genutzt.

Die Leistungsfähigkeit der Leitung betrug 1948 $3.460 \text{ m}^3/\text{h}$ [BRAU58] und zeigte in den folgenden Jahren eine deutlich fallende Tendenz. 1955 konnte nur noch eine Durchflussleistung von $2.652 \text{ m}^3/\text{h}$ [BRAU58] gemessen werden. Das entspricht einer Leistungsminimierung um 24 % in einem Betriebszeitraum von 7 Jahren.

Bei der Befahrung der Rohrleitung wurde ein schmierfilmähnlicher Wandbelag mit einer Stärke von 4 bis 5 mm identifiziert, welcher sich gleichmäßig auf dem Rohrumfang abgesetzt hatte. Der Belag ließ sich leicht mit der Hand abwischen. Ein Ausleuchten des Belages, mit schräg einfallendem Licht, ließ Riffelstrukturen, quer zur Fließrichtung, erkennen. Eine Vermessung der gefundenen Riffelstrukturen ist nicht dokumentiert [BRAU58].

Die Darstellung der Messwerte in Bild 3.8 zeigt für die Messreihen aus dem Jahr 1957, 12 bzw. 15 Monate nach der Reinigung der Leitung, ein deutliches Abfallen des Widerstandsbeiwertes λ bei steigender REYNOLDSzahl. Die Lage der Kurven lässt aber wiederum auf eine ausgeprägte hydraulisch raue Strömung schließen.

Die Auswertung der Messungen zeigen einen maximalen λ -Wert von 0,44. Die hieraus resultierende äquivalente Sandrauheit k_s würde demnach einen Wert von $k_s=15,5$ mm ergeben, bei einer tatsächlichen max. Belagshöhe von 5 mm.

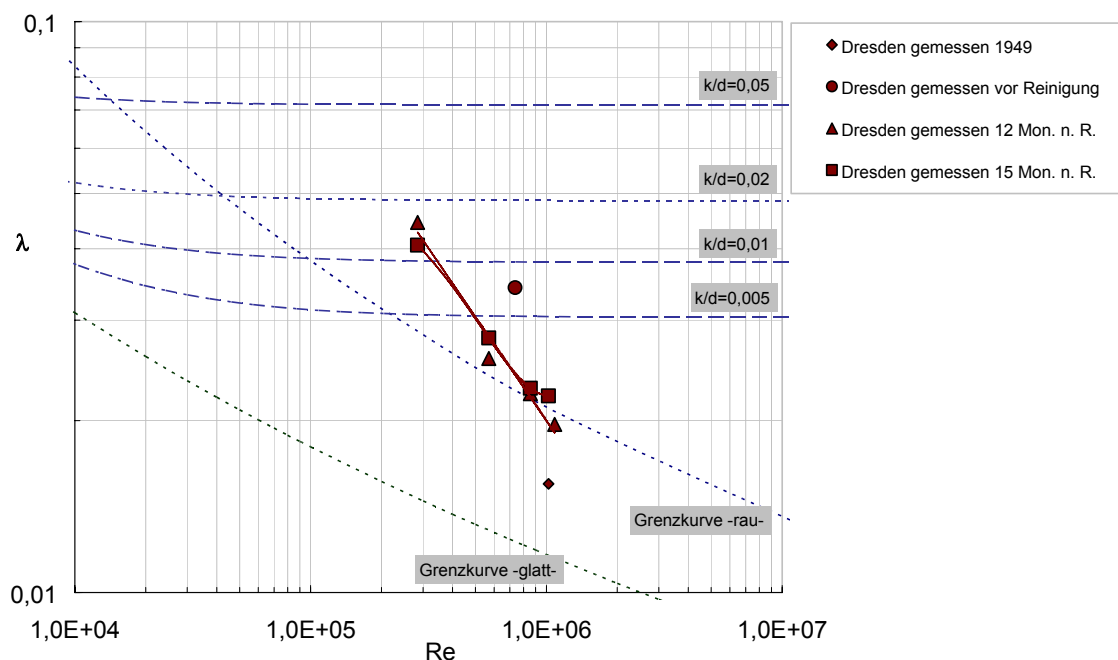


Bild 3.8: Fernwasserleitung Dresden-Coschütz – im Bereich Papierfabrik Hainberg

Nach der Reinigung der gesamten Rohrstrecke wurde eine Förderleistung von 3.875 m³/h [BRAU58] erreicht. Verglichen mit der 1948 gemessenen Leistungsfähigkeit entspricht das einer Leistungssteigerung um 12 %. Das lässt den Schluss zu, dass sich auch in dieser Leitung bereits in den ersten Betriebsjahren eine Leistungsminimierung eingestellt hatte, die anfangs nicht bemerkt wurde.

3.3.4 Magnetitschutzschichten in Verdampferrohren

Von SCHOCH ET AL [SCHO69, SCHO70/1, SCHO70/2] und SCHOCH [SCHO72] wurden weitreichende Untersuchungen zu riffelrauen, kristallinen Magnetitablagerungen in Dampfkesselrohren durchgeführt, die durch die Arbeiten von PFAU ET AL [PFAU77/1, PFAU77/2, PFAU78, PFAU87] und BOTT [BOTT78], fortgeführt bzw. erweitert wurden. Basierend auf den aus diesen Untersuchungen resultierenden Ergebnissen wurden Magnetitschutzschichten und ihre Wirkmechanismen in den Arbeiten von HELD [HELD74], AHRNBOM [AHR75], HEIMSCH ET AL [HEI78], HOSTGAARD-JENSEN [HOST83], KUBMAUL [KUB83], STRAUBERT [STRAU84] und KAUTZ [KAUTZ84] weiter untersucht.

Dampferzeuger großer Leistung und hoher Drücke werden vorwiegend nach dem Prinzip des Zwangsdurchlaufkessels konzipiert. Bei ihrer Konstruktion sind die einzusetzenden Materialien maßgeblich nach Festigkeits- und Verarbeitungskriterien auszuwählen. Es werden unlegierte oder schwachlegierte Kohlenstoffstähle eingesetzt, deren nachteilige Korrosionsanfälligkeit in Kauf genommen wird [PFAU87]. Ein Betreiben der Kesselanlagen wird durch das Ausbilden einer Schutzschicht zwischen dem Betriebsmedium (Wasser) und dem Kesselwerkstoff (un- oder schwach legiertem Stahl) möglich. Diese bildet sich beim Kontakt des Betriebsmediums mit dem Rohrwerkstoff aus und verhindert so eine Korrosion des Kesselwerkstoffes [PFAU87]. Die sich ausbildenden Schutzschichten sind von der Konditionierung und der Qualität des Kesselspeisewassers abhängig und bestehen aus Magnetit (Fe_3O_4), Hämatit (Fe_2O_3) oder Mischoxiden [PFAU87].

Magnetitschutzschichten wurden erstmals von SCHOCH ET AL [SCHO69] untersucht als festgestellt wurde, dass mit Anhebung der Leistung von Dampfkesseln (Zwangsdurchlaufkesseln) Probleme im Hinblick auf gravierende Druckverlusterscheinungen in der Wasserphase des Verdampfers auftraten. Diese hatten zur Folge, dass die Kessel nicht mehr ihre Nennleistung erreichten. Der Druckverlust zeigte in den ersten 1.000 h einen steilen Anstieg, der im weiteren Verlauf asymptotischen Charakter annahm. Nach 10.000 Betriebsstunden betrug der Druckverlust 13 at [SCHO72].

Die Messung des Widerstandsbeiwertes λ ergab einen stetigen Anstieg. Dieser vollzog sich unabhängig vom Einbauzustand (ungebeizt, gebeizt, elektrolytisch poliert) der Rohre. So wurde für ein gebeiztes Rohr ein Anstieg des Widerstandsbeiwertes λ von 41 %, für ein ungebeiztes ein Anstieg von 71 % und für ein elektrolytisch poliertes Rohr ein Anstieg von 94 % beobachtet [SCHO72]. Die gemessenen Widerstandsbeiwerte λ der Riffelrauheit liegen bis zu 45 % höher als die der Sandrauheit nach NIKURADSE [NIK33] bei gleicher Rauheitshöhe.

SCHOCH ET AL [SCHO69], [SCHO70/1] und SCHOCH [SCHO72] konnten in ihren Untersuchungen zeigen, dass die Druckverlustzunahmen, von bis zu 70% des Ausgangswertes, maßgeblich durch dünenförmige Riffeln in den dünnen kristallinen Magnetitbelägen verursacht werden. Die sich zu einer Schutzschicht formierenden Magnetitkristalle wachsen dabei als Korrosionsprodukt durch Kristallisationsvorgänge aus der Lösung und formieren sich in Riffelstrukturen. Eine genaue Darstellung des Bildungsmechanismus geben SCHOCH ET AL [SCHO70/2], PFAU [PFAU87] und AHRNBOM [AHR75].

Die entstehenden Riffelstrukturen in der Wasserphase des Verdampfers lassen sich in zwei Formen unterscheiden. Die erste Form besitzt nur einzelne quer zur Strömungsrichtung stehende Riffel. Die zweite Form baut quer zur Strömungsrichtung Riffel (verzerrte Krater) auf, welche einen mittleren Riffelabstand Δs von 200-350 μm und eine durchschnittliche Riffelhöhe Δs von 20-40 μm (vereinzelt 50 μm) aufweisen [SCHO70/2].

In ihrem Wirkmechanismus sind die kristallinen Riffelstrukturen den in den vorstehenden Punkten beschriebenen riffelförmigen Rauheiten, auf Grund des verursachten sehr hohen Druckverlustanstieges bei sehr geringen Rauheitshöhen (Riffelhöhen), ähnlich. Die den Arbeiten von SCHOCH ET AL [SCHO70/2], [SCHO72] entnommenen Daten, für riffelraue Magnetitschutzschichten in Kesselrohren, sind in Bild 3.9 aufgetragen.

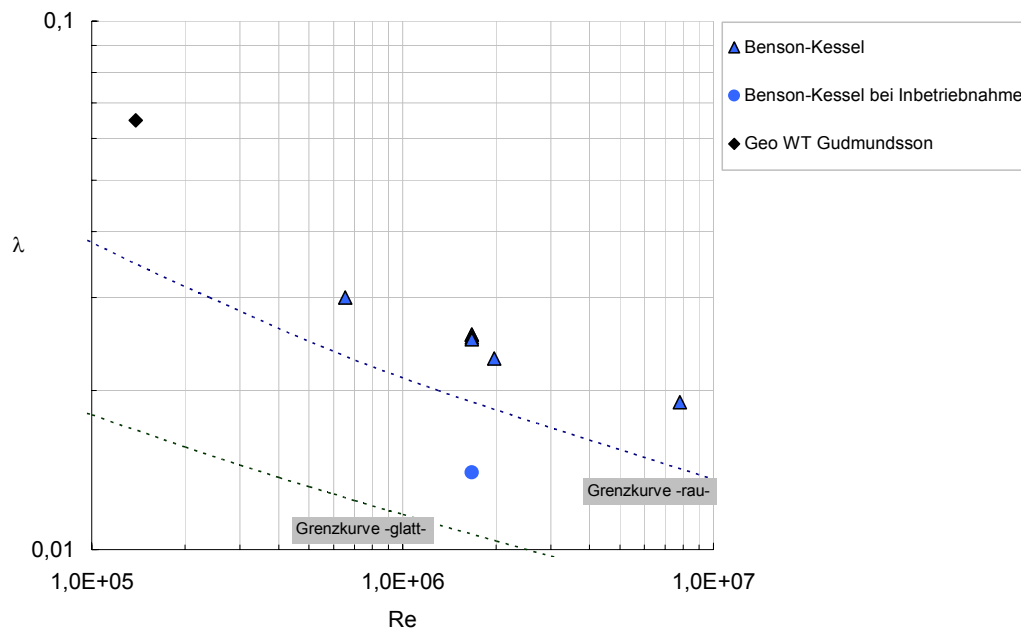


Bild 3.9: Riffelraue Magnetitschutzschichten in Verdampferrohren

SCHOCH [SCHO72] erklärt den hohen Strömungswiderstand der Riffelstrukturen in der Magnetitschutzschicht mit einem starken Ansteigen des Formwiderstandsbeiwertes der Riffelstrukturen, wie er auch in [GEB60/1] zu finden ist.

Im Verlauf der Untersuchungen an den Verdampferrohren sind eine Reihe von möglichen Einflussfaktoren experimentell überprüft worden. Es konnte festgestellt werden, dass die Erhöhung des pH-Wertes von 8,8 auf 9,5 [SCHO69], Beheizung, Einbaulage und Oberflächenbeschaffenheit im Einbauzustand (gebeizt, ungebeizt, elektrolytisch poliert) [SCHO70/1], und Rohrkrümmungen [SCHO72] keinen erkennbaren Einfluss auf die Riffelbildung hat.

Hinsichtlich des Einflusses der Strömungsgeschwindigkeit auf die Belagsbildung wird in [SCHO70/2] festgestellt, dass ein Riffelwachstum erst über einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit möglich ist, diese liegt zwischen 3-5 m/s. Die Teilung der Querriffelung in Strömungsrichtung nimmt mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit linear ab.

Bei Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit kann die Riffelstruktur Form II in die Form I übergehen, bzw. vollständig verschwinden. Die Riffelung ist abhängig von der Strömungsrichtung, so hatte sich 2.450 h nach Drehung eines Rohres die Riffelung der veränderten Strömungsrichtung angepasst.

In seinen experimentellen Untersuchungen führte PFAU [PFAU77/1], [PFAU77/2], [PFAU78] die Arbeiten von SCHOCH ET AL weiter. In einer Versuchsanlage bildete er praxisnahe Verhältnisse in Kesselrohren nach. Dabei züchtete er riffelraue Oberflächenstrukturen in Form von oxidischen Schutzschichten und analysierte diese, vor dem Hintergrund ihrer optimalen Ausbildung, durch eine zweckmäßige Anlagenfahrweise.

PFAU [PFAU87] leitete, auf der Basis der Gesetzesmäßigkeiten der Grenzschichtströmung und der vorliegenden Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen, eine Beziehung her, welche die Berechnung des maximal zu erwartenden Widerstandsbeiwertes λ_{\max_PFAU} bei Riffelrauheit ermöglicht. Diese beschreibt den Fall der Riffelbildung in kristallinen Oberflächenschichten, vgl. Gl. (3.2). Die Herleitung der Bestimmungsgleichung ist in [PFAU77/1] dargelegt.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\max_PFAU}}} = \frac{1}{\sqrt{8}} \cdot \left[\frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left(\frac{Re}{2} \cdot \sqrt{\frac{\lambda_{\max_PFAU}}{8}} \right) - \frac{3}{2 \cdot \kappa} + C - \frac{1}{\kappa} \cdot \ln k^* \right] \quad (3.2)$$

Für die numerischen Konstanten werden von PFAU folgende Werte angegeben:

$$C=5,2 \quad \kappa=0,411 \quad k^*=70$$

Die vorliegende Gleichung impliziert, dass die dimensionslose Rauheitskennzahl k^* bei allen natürlichen Riffelrauheiten einen Wert um 70 annimmt und dass ein maximaler Druckverlust bei künstlichen Rauheitselementen bei einer kritischen Rauheitsdichte von $f=8$ erreicht wird.

Die von PFAU angegebene Rauheitsdichte f ist definiert als Verhältnis des Riffellänge Λ_s zur Riffelhöhe Δ_s . Der Verfasser verwendet die Korrelation nach Gl. (3.3) zur Berechnung der Rauheitsdichte c_k .

$$c_k = \frac{\Delta s}{\Lambda s} \quad \rightarrow \quad f = \frac{1}{c_k} \quad (\text{nach PFAU}) \quad (3.3)$$

PFAU [PFAU87] begründet diese Annahmen mit der Tatsache, dass bei einer Rauheitsdichte kleiner $f=8$ die Strömung über die Rauheitselemente hinweg streicht und somit einen geringeren Druckverlust verursacht. Seine Überlegungen stützen sich dabei auf die Untersuchungen von FURUYA [FURU76], KLINE [KLINE67] und MORRISON ET AL [MORR71].

Bild 3.10 zeigt eine vergleichende Auftragung der berechneten Werte λ_{\max_PFAU} als Funktion von der REYNOLDSzahl Re und der in [PFAU77/2] angegebenen Messwerte riffelrauer Strukturen in Kraftwerksrohren des Großkraftwerks Mannheim (GKM). Im Vergleich ist die Kurve der Ecker-Fernwasserleitung eingetragen. Die Diskrepanz beider Kurven lässt sich mit der Konsistenz des ausgebildeten Belages erklären. Die Riffelstrukturen der Magnetitschutzschichten sind starr (ortsfest), wogegen die Riffel in der Ecker-Fernwasserleitung mobil waren und sich leicht abwischen ließen.

PFAU [PFAU77/2] stellt fest, dass die Strömung selbst ursächlich für die ungünstigste Riffelgeometrie ist und damit ein Maximum an Druck- und Energieverlust anstrebt.

Ausgehend von der symmetrischen und periodischen Riffelstruktur wurden in [PFAU77/2] Wechselwirkungen von Schwingungen zwischen Rohrwand und der Grenzschicht der Strömung für deren Entstehen vermutet. Maßgeblich war hier die Beobachtung, dass das Aussehen der Magnetitschichten von der konstruktiven Gestaltung des Rohrleitungsbereiches, bei gleichen Medienparametern (Wasserzusammensetzung, Temperatur, Druck, Strömungsgeschwindigkeit) und gleichem Rohrwerkstoff, abhängig war. Der konstruktive Unterschied bestand im Wesentlichen aus der unterschiedlichen Ausbildung der Wandstärke und in einer partiell angebrachten Rohrummantelung. Diese wurde in einem Abschnitt mit Wasser, in einem anderen mit Luft gefüllt, so dass davon ausgegangen werden kann, dass die durch die turbulente Strömung induzierte Schwingung des Rohres unterschiedlich gedämpft wurde. Mit der in [PFAU78] dargestellten Versuchsanordnung wurden Körperschallschwingungen an den Kesselrohren gemessen. In Auswertung der Schwingungsmessungen werden Resonanzerscheinungen zwischen dem Rohr (Körperschallschwingungen) und der viskosen Wandströmung vermutet. Es hat sich gezeigt, dass die kristalline Schutzschicht ab einer kritischen Geschwindigkeit (Erosionsgeschwindigkeit) erodiert wird. Die Riffelentstehung beginnt ab einer unteren Grenzgeschwindigkeit. Die Resonanzerscheinungen treten also bei den hier beobachteten Riffelstrukturen zwischen einer unteren Grenzgeschwindigkeit und der oberen Erosionsgeschwindigkeit auf.

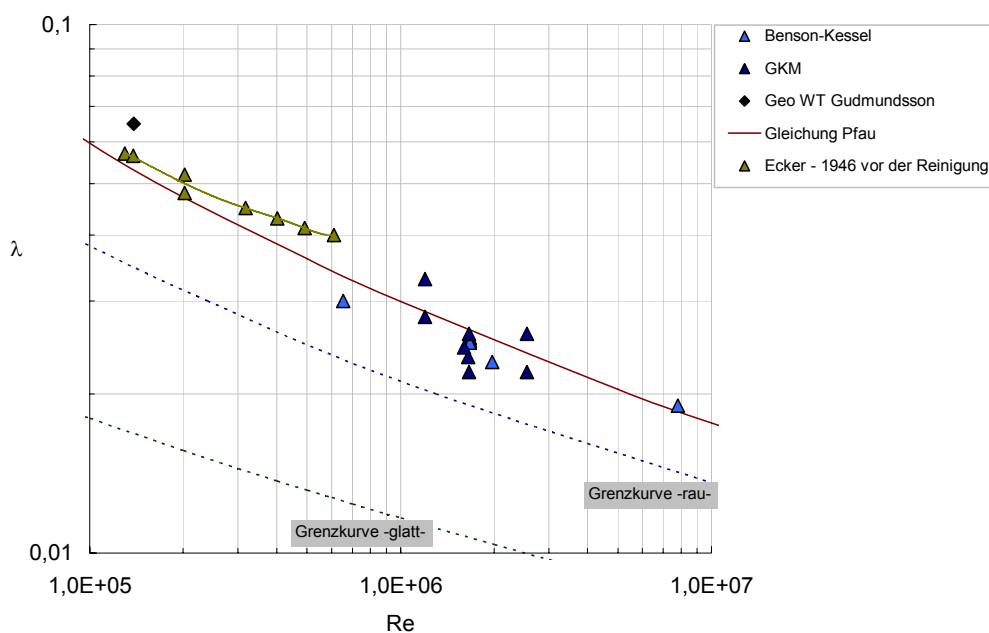


Bild 3.10: Gemessene und berechnete Widerstandsbeiwerte v. Magnetitschutzschichten nach PFAU

3.3.5 Brauchwasserleitung in Ostthüringen (Maltitz)

Eine Brauchwasserleitung DN 200 in Ostthüringen [KRA95] wurde für die Förderung von $185 \text{ m}^3/\text{h}$ Wasser aus dem Wasserhaltungssystem eines Tagebaus über eine Fließstrecke von 6.100 m auf eine geodätische Höhe von 20 m dimensioniert. Seit der Inbetriebnahme sanken die Fördermengen kontinuierlich und haben sich auf Werte zwischen $Q = 110$ bis $120 \text{ m}^3/\text{h}$ eingestellt. Dies entspricht einer Leistungsabnahme von ca. 40%.

In Folge von Druckmessung wurde festgestellt, dass die hydraulischen Verluste wesentlich größer waren als die der Dimensionierung zu Grunde gelegten. Ein Molchen der Leitung konnte den Durchfluss kurzzeitig wieder auf $Q = 165 \text{ m}^3/\text{h}$ anheben. In der Leitung wurden Eisenhydroxidablagerungen in Zentimeterstärke im Bereich des Rohrleitungsanfangs festgestellt. Der Durchfluss verringerte sich nach dem Molchen wiederum und stellte sich auf die vorstehend genannten Werte ein.

Auf Basis der Druckverlustmessung für verschiedene Durchflüsse wurden die Reibungsverlustbeiwerte für die einzelnen Leitungsabschnitte berechnet und den theoretisch zu erwartenden gegenübergestellt. Es zeigte sich, dass im ersten Leitungsabschnitt (Bild 3.11 - 1. Teilstrecke) die Verlustbeiwerte fünf- bis siebenmal so groß waren, wie die zu erwartenden Werte für den glatten Zustand, und dass auf der gesamten übrigen Leitungstrecke die Faktoren noch bei mehr als 2 liegen [KRA95]. Die sehr großen Verluste im Anfangsbereich der Leitung sind auch auf eine

Querschnittsverringering zurückzuführen, welche im starken Ausfällen von Eisenhydroxid aus dem Medienstrom begründet liegt.

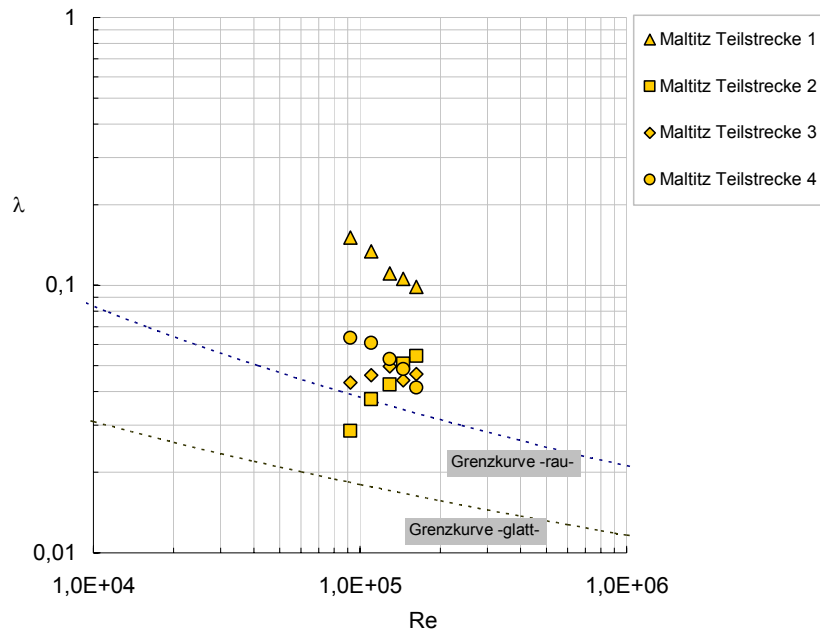


Bild 3.11: Brauchwasserleitung in Ostthüringen

Die Darstellung der Widerstandsbeiwerte λ über der REYNOLDSzahl (Bild 3.11) macht deutlich, dass Ähnlichkeiten mit dem Zustand der Ecker-Fernwasserleitung sowie mit anderen, bereits besprochenen Leitungssystemen gegeben sind. Die festgestellten hydraulischen Verluste lassen sich als eine Kombination aus der durch die Eisenhydroxidablagerungen verursachten Querschnittsverengung und einer sich ausbildenden Riffelrauheit infolge geringer Ablagerungshöhen erklären, wie sie an der Ecker-Fernwasserleitung beobachtet wurden. Die in [KRA95] dargestellten rechnerischen Abschätzungen auf der Grundlage dieser Annahmen werden durch die Beobachtungen und Messungen bestätigt.

3.3.6 Heberleitung Rainitza (Brandenburg)

Die im Lausitzer Bergbauggebiet im Zuge von Maßnahmen der Grundwasserabsenkung anfallenden Sumpfungswässer sind hoch mit Eisen und Sulfat belastet. In Verbindung mit Luftsauerstoff reagieren sie sauer. Eine Weiterverwendung der Sumpfungswässer bedingt eine intensive Behandlung, welche in Grubenwasserreinigungsanlagen (GWRA) erfolgt. Die zentrale Aufgabe der GWRA besteht in der Anhebung des pH-Wertes des Sumpfungswässers sowie in der Reduzierung des hohen Eisengehaltes. Dies wird durch die Zugabe von Neutralisationsmitteln erreicht.

Dem Reinigungsprozess sind Absetzanlagen nachgeschaltet, die die entstehenden Prozessschlämme zurückhalten. Auf Grund des angewendeten Aufbereitungsverfahrens, kann ein Ausschleusen von Schwebeteilchen aus der GWRA nicht ausgeschlossen werden. Die Ableitung des gereinigten Grubenwassers in die Vorflut wird u.a. durch Heberleitungen realisiert. Zu Aufrechterhaltung der Leistungsfähigkeit dieser Heberleitungssysteme werden regelmäßige Reinigungszyklen gefahren. In diesem Zusammenhang wird immer wieder ein sehr hoher Druckverlust beobachtet, welcher in keinem Verhältnis zu den bei der Befahrung der Leitungen identifizierten Ablagerungsdicken steht. Die Wandbeläge sind in in den Bild 3.12 und Bild 3.13 dargestellt.

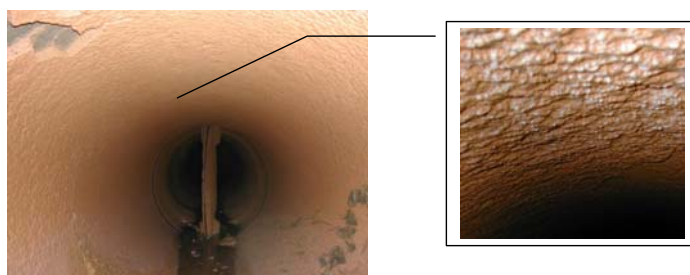


Bild 3.12: Heberleitung Grubenwasserreinigungsanlage Rainitza DN 800

Die gemessene Schichtdicke des Belages in Bild 3.12 beträgt ca. 1,5 – 2 cm und ist gleichmäßig über den gesamten Umfang der Leitung verteilt. Der Wandbelag ist von schmieriger Konsistenz und weist eine periodische, rufförmiger Oberflächenstruktur auf. Druckverlustmessungen liegen für diesen Rohrleitungsabschnitt nicht vor.

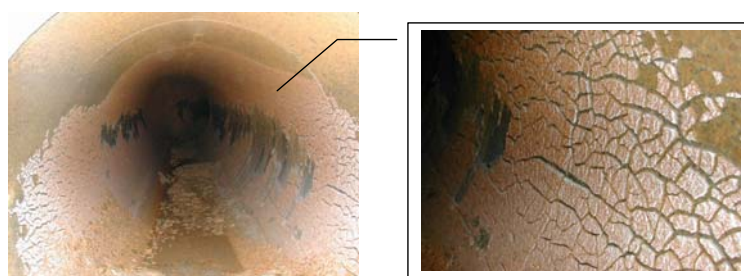


Bild 3.13: Heberleitung Grubenwasserreinigungsanlage Rainitza DN 1.000

Bild 3.13 zeigt den in der Heberleitung DN 1.000 beobachteten Wandbelag. Zum Zeitpunkt der Befahrung war dieser Rohrleitungsabschnitt bereits eine Woche geöffnet und der Belag ange-trocknet und schollenförmig gerissen. Auf der Belagsoberfläche ist aber deutlich eine rufförmige Struktur zu erkennen. Die Belagsdicke beträgt ca. 1 cm. Da der Belag noch nicht vollständig

ausgetrocknet war, konnte auch hier eine schmierige Konsistenz festgestellt werden. Auch für diesen Abschnitt der Heberleitung liegen keine weiteren Messdaten vor.

Der visuelle Vergleich der Wandbeläge der Ecker-Fernwasserleitung, des Wasserzuleitungsstollens des Kraftwerkes Bèvercè, der Fernwasserleitung zum Wasserwerk Dresden-Coschütz und Manetitschutzschichten in Kesselrohren zeigt deutliche Ähnlichkeiten. Alle Wandbeläge weisen quer zur Strömungsrichtung verlaufende Riffelstrukturen auf, die sich nur hinsichtlich ihrer Konsistenz unterscheiden.

Für den Fall der Heberleitung kann auf Grund fehlender Messdaten nicht eindeutig festgestellt werden, ob die Ausbildung der Wandbelages oder dessen Geometrie ursächlich für die hohen Druckverluste waren. Es ist zu vermuten, dass es sich hier um einen kombinierten Effekt handelt, der sich einerseits aus der Verengung des Fließquerschnittes und andererseits aus der Wirkung der Riffelstrukturen im Wandbelag zusammensetzt und so die festgestellten Druckverluste verursacht.

3.3.7 Druckrohrleitung- Eibenstock

Das Pumpwerk Eibenstock versorgte während der Sanierung der TS Carlsfeld (1997-2000) den Reinwasserbehälter des Wasserwerkes Carlsfeld über eine ca. 8 km lange Druckleitung (DN 300 – 500) bei einer geodätischen Förderhöhe von 183 m.

Dabei wurde festgestellt, dass der Durchfluß im Laufe der Zeit auf 85 % des Anfangswertes zurückging (innerhalb von ca. 80 Tagen, mit einem starken Abfall in den ersten 40 Tagen). Das betraf sowohl den Betrieb mit 3 als auch mit 4 Pumpen (gleicher Bauart). Das Fördermedium war Reinwasser.

Der Nachrechnung der Druckrohrleitung wurden die Angaben über Leitungslängen, -material und Innendurchmesser aus der Druckstoßberechnung zugrundegelegt.

Aus zusammengehörigen Werten von Druck und Durchfluss konnten der Reibungsbeiwert und die absolute Rauheit ermittelt werden. Die Messwerte sind in Bild 3.14 dargestellt. Da nur der Gesamtdruck bekannt ist, wurde eine gleiche Rauheit aller Materialien und Nennweiten angenommen, was durch die Ausbildung eines beweglichen dünnen Films mit selbstorganisierender Rauheit wahrscheinlich ist. Eine Nachprüfung der Berechnung mit gleicher relativer Rauheit für alle Leitungsabschnitte ergab keine Änderung der Ergebnisse. Die Leitung wurde für eine Rauheit $k = 0,25$ mm ausgelegt. Bei dem Betrieb mit 3 Pumpen stellte sich eine Anfangsrauheit von

0,94 mm ein, welche auf 7,29 mm anstieg. Bei 4 Pumpen stieg die Rauheit von 0,59 mm auf 6,33 m.

3.3.8 Weitere Beobachtungen zu unerwarteten, extremen Druckverlusten

In verschiedenen veröffentlichten wie unveröffentlichten Berichten finden sich eine Vielzahl weiterer Beobachtungen von extremen Druckverlusten in Rohrleitungen, deren Berechnung auf Basis der Theorie der Sandrauheit nicht möglich ist. Die Angaben sind jedoch in der Regel nur bedingt auswertbar, da keine hinreichenden Versuchsreihen vorliegen, mit deren Hilfe das Strömungsverhalten der Rauheit beurteilt werden kann. Auch herrscht oft Unklarheit über die genaue Gestalt und Abmessung der beobachteten Ablagerungen. Einen Überblick geben die folgenden Ausführungen. Sie unterstreichen auch die Notwendigkeit der grundlegenden Klärung des Phänomens der Riffelbildung im Hinblick auf die mit ihr einhergehenden Druckverluste. Die aus den einzelnen Quellen entnommenen Werte sind dem Anhang A.2 zu entnehmen.

In einer Nebenleitung der Ecker-Fernwasserleitung, Versorgungsleitung DN 200 der chemischen Industrie Oker, wurden Riffelbildungen im Wandbelag beobachtet [WIED49]. Die Durchflussleistung der Leitung verringerte sich von 52 l/s auf 32 l/s. Nach Entfernen des Belages wurde die Ursprungsleistung wieder erreicht. Eine ausgeprägte Riffelung zeigte auch der Belag einer Turbinenleitung (DN 1.200) am Kraftwerk Sösetalsperre [WIED49]. Der Belag bestand im Wesentlichen aus Manganablagerungen und organischen Substanzen des durchgeleiteten Talsperrenwassers.

Beobachtungen in Bezug auf leistungsminimierende Ablagerungen werden auch in der Arbeit von POLLARD und HOUSE [POLL59] beschrieben. In der Santeetlah Druckrohrleitung (ca. $d=3,35$ m), Zuleitung eines Wasserkraftwerkes in Graham County, Western North Carolina (USA), wurde eine dünne schwarze, an der Rohrrinnenwand abgelagerte, Schicht beobachtet, die hohe Rohrreibungsverluste verursachte. Zwischen den Jahren 1928 (Inbetriebnahme) und 1945 wurde eine Erhöhung des Rohrreibungsbeiwertes um 35,5 % gemessen. Die Schichtdicke wird mit durchschnittlich 12,7 mm angegeben. Mikroskopische Untersuchungen zeigen eine lamellen- bzw. riffelartige Struktur des Belages. Die Leistungsminimierung wurde mit 5 Mio. kW/a angegeben. Ein Aufschluss der abgelagerten Schicht ergab, dass diese maßgeblich aus metallischen Oxiden mit dem Hauptbestandteil Mangan bestand. Der Versuch, die Ablagerungen durch die Zugabe von verschiedenen Chemikalien zu beseitigen, scheiterte. Nur eine mechanische Reinigung brachte den gewünschten Erfolg, so dass eine vollständige Reinigung der Leitung aller 5 Jahre

vorgesehen wurde. Ähnliche Beobachtungen wurden in einer Leitung des Pumpspeicherwerkes Leitzach I gemacht [KIRSCH66].

In einer unveröffentlichten Arbeit von SPIELBAUER [PFAU77/1] sind Druckverlustmessungen im Schluchsee-Schwarza Stollen (Baden-Württemberg) dokumentiert. Dieser verbindet den Schluchsee mit dem Kraftwerk Häusern. Im Stollen ($d=4,1$ m) wurden ausgeprägte Riffelstrukturen festgestellt. Diese wurden von DÖHLER [DÖHL69] photogrammetrisch vermessen. Die Auswertung der 3.000 aufgenommenen Messpunkte ergab eine mittlere Riffelhöhe $\Delta s=0,7$ mm und eine mittlere Riffellänge Λs von 2,7 mm. Im Vergleich der mittleren Riffelhöhen des Schluchsee-Schwarzastollens mit den in der Ecker-Fernwasserleitung gemessenen ist eine gute Übereinstimmung festzustellen, wogegen die mittleren Riffelabstände nur etwa den halben Mittelwert der in der Ecker-Fernwasserleitung aufweisen [DÖHL69].

Ähnlich der von SCHOCH und PFAU untersuchten riffelförmigen Magnetitablagerungen wurden auch von BOTT und GUDMUNDSSON [BOTT78] riffelförmige Ablagerungen in einem geothermischen Wärmetauscher in Hveragerdi im Süd-Westen Islands beobachtet und untersucht. Hierbei kommt es bei der Abkühlung des mit Siliziumoxid gesättigten, geothermischen Wassers schnell zu Ablagerungen an den Rohrwandungen, welche nach einer Betriebszeit von ca. 2.000 h einen 170-ig % höheren Druckverlust verursachen, als er auf der Grundlage der Theorie der Sandrauhheit berechnet wurde.

Des Weiteren wird auf die Arbeiten von KRANAWETTREISER ET AL [KRA95], [KRA02] verwiesen, der u.a. Ausführungen über sehr hohe hydraulische Verluste in der Ablaufleitung der Kläranlage Meinigen (DN 500), der Fernwasserleitung Schönbrunn-Frauenwald (DN 300), Großdraxdorf-Otticha bzw. SBE Wernsdorf (DN 500), Triebelsberg-Einfirst (DN 1000) und Abwasserdruckrohrleitung Saarbrücken-Brebach (DN 500 – 600) macht. Die entsprechenden Messwerte sind Anhang A.2 zu entnehmen.

In Bild 3.14 sind die aus den o. g. Beispielen entnommenen Daten als Funktion $\lambda=f(\text{Re})$ aufgetragen. Um eine bessere Einordnung dieser Werte vornehmen zu können, wurden auch die Daten der Ecker-Fernwasserleitung und des Wasserzuleitungsstollens des Kraftwerkes Bèvercè dargestellt.

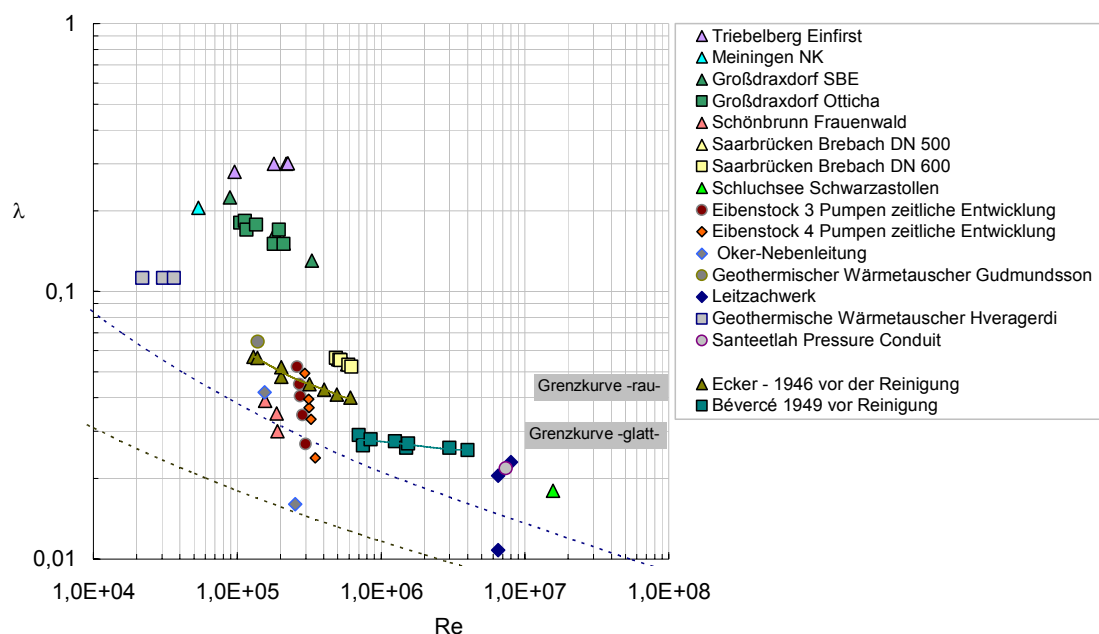


Bild 3.14: Beobachtungen extremer Druckverluste in Druckrohrleitungen

3.3.9 Biofilmbewuchs in Abwasserdruckrohrleitungen

Die Akkumulation von Mikroorganismen an Rohrrinnenflächen führt zur Veränderung der Hydrodynamik der Rohrströmung. Unter Berücksichtigung der vorstehenden Beispiele von natürlichen Riffelrauheiten wurden ähnliche Erscheinungen (Rauheitsanomalien, Widerstandsanomalien) auch für Ablagerungen von Biofilmen an der Rohrwand vermutet. Im Ergebnis der eingehenden Untersuchungen von KRAUS [KRAU02] konnten keine Widerstandsanomalien bei der Ausbildung von Biofilmen an der Rohrwand nachgewiesen werden. Die folgenden Ausführungen sollen verdeutlichen, dass die Struktur des sich ausbildenden Biofilms ursächlich hierfür sein kann, da sie sich deutlich von den homogenen Ablagerungsakkumulationen der riffelbildenden Strukturen unterscheidet.

Die Mechanismen der Akkumulation eines Biofilms, sowie dessen mikroskopische Wechselwirkungen mit der strömenden Flüssigkeit sind hingegen schwierig zu beobachten. Auch die Strömung in unmittelbarer Nähe des Biofilms war theoretisch und praktisch (bis 1995) nicht hinreichend beschrieben worden. Eine analytische Beschreibung dieser Strömungen ist wegen der viskoelastischen Natur des Biofilms diffizil, auf Grund dessen ist das Wissen in diesem Bereich meist empirisch. Untersuchungen zeigen, dass durch die Biofilmbildung die Oberflächenrauheit zunimmt, diese wiederum rückwirkend die Partikeltransportrate und die Adsorptionsrate, das Anhaften der Mikroorganismen an den Biofilm, beeinflusst [KRAU02], [LEW92], [BLAND75].

Übereinstimmend wurde in den Untersuchungen von KRAUS [KRAU02], LEWANDOWSKI/STOODLEY [LEW92] und BLAND ET AL [BLAND75] beobachtet, dass nach Erreichen einer bestimmten kritischen Biofilmdicke eine plötzliche signifikante Erhöhung des Druckabfalls in Strömungsrichtung eintritt. Diese Biofilmdicke entspricht ungefähr der Dicke des viskosen Teils der Grenzschicht an der Wand. Analog zur klassischen Ansicht von NIKURADSE war anfänglich angenommen worden, dass der Biofilm eine starre raue Oberfläche bildet und die Rauheitselemente dann durch die hydrodynamische Grenzschicht herausragen. Dies setzte weiterhin voraus, dass die Grenzschicht an derselben Position verbleibt, nachdem die Bildung erfolgte. Detaillierte Untersuchungen zur Struktur der Biofilme führten zu einem neuen komplexeren konzeptionellen Bild [KRAU02], [LEW92]. Danach sind die Mikroorganismen in Zellclustern und Mikrokolonien aggregiert und durch Lücken separiert. Diese Heterogenität hat Auswirkungen auf die physikalischen, chemischen und hydrodynamischen Eigenschaften des Biofilms.

LEWANDOWSKI und STOODLEY [LEW92] untersuchten in ihren Studien die Beziehungen zwischen der Oberflächenrauheit, welche durch die Biofilmentwicklung gesteuert wird, und dem Druckabfall in den betreffenden Rohrleitungen. Dies erfolgt in einer, bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten, turbulent durchströmten Zelle. Verwendet wurden künstlich eingimpfte Kulturen, welche über die Strömung mit Nährstoffen versorgt wurden. Die Entwicklung wurde visuell dokumentiert, der Druckabfall in der Zelle wurde gemessen. Die Versuchsergebnisse sind in Bild 3.15 dargestellt.

Nach teilweise anfänglichen Verzögerungsperioden erhöhte sich der Druckabfall, bis er in den meisten Fällen ein stabiles Niveau erreichte. Eine Ausnahme bildete ein Durchlauf mit einer Strömungsgeschwindigkeit von 0,95 m/s, hier wurde ein plötzliches Sinken der Druckabfallrate beobachtet, verursacht durch ein Ablösen des Biofilms. Es entwickelten sich gedehnte Bänder (teilweise mehr als 2-3 mm lang) aus dem sich ablösenden Biofilm, die in der Strömung schnellen Bewegungen unterworfen waren. Der Biofilm löste sich bei 1,7 m/s (entsprach einem Druckabfall von 12 kPa) vollständig ab. Ein wahrnehmbarer Einfluss auf den Druckabfall durch den Biofilm konnte ab einer Strömungsgeschwindigkeit von 0,6 m/s festgestellt werden.

Im Anfangsstadium der Biofilmmakkumulation bildeten sich diskrete Mikrokolonien, an denen während ihres Wachstums Wirbel entstanden. Diese Wirbel sind die Quelle von Schwingungen. Die Biopolymere, welche die Mikrokolonien zusammenhalten, sind viskoelastisch und können unter dem Einfluss äußerer Kräfte die Dehnung des Biofilms ermöglichen. Hierbei ist die Länge der entstehenden Bänder abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Die Wirbel verursachen auch die vibrierende Bewegung der Bänder, welche kinetische Energie aus der Strömung dissipie-

ren und auf die darunterliegenden Biofilmcluster transferieren, was diese veranlasst, zu oszillieren. Dieses System kann sich wie ein sich selbst anregender Oszillator verhalten und destruktive Effekte auf die gesamte Struktur haben. Der Druckabfall ist zumindest teilweise auf diese Oszillationen der Biofilmcluster und die Bildung der Bänder zurückzuführen.

Im Gegensatz dazu steht, dass bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten der Biofilm die kolonisierte Oberfläche glättet, und zu keinem nennenswerten Druckabfall führt.

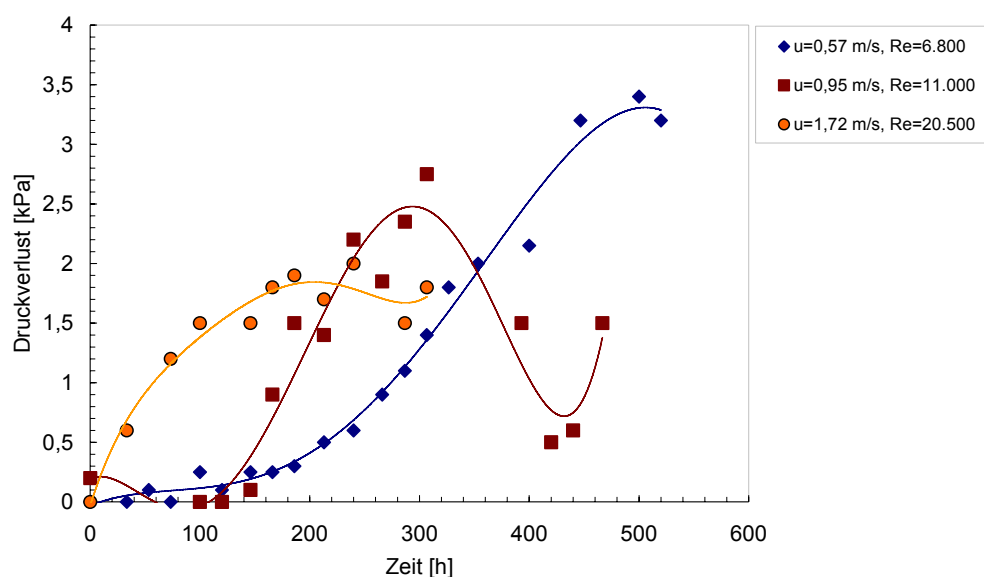


Bild 3.15: Versuchsergebnisse LEWANDOWSKI und STOODLEY [LEW92]

KRAUS [KRAU02] untersuchte experimentell erzeugte Biofilme auf Strömungsanomalien, wie sie u.a. in der Ecker-Fernwasserleitung oder im Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Bèvercè etc. gemacht wurden. Die Auswertung der experimentellen Untersuchungen zeigte eine Oberflächenstruktur, die mit der Sandrauheit von NIKURADSE [NIK33] beschrieben werden kann. Für die Dimensionierung von Druckrohrleitungen mit möglichem Biofilmbewuchs wird eine anzunehmende äquivalente Sandrauheit $k_s=0,8$, bei gleichzeitiger Berücksichtigung der durch den Biofilmbewuchs verursachten Fließquerschnittsminimierung, angegeben [KRAU02]. Es wurden keine Strömungsanomalien, wie sie bei selbstorganisierenden Riffelrauheiten zu beobachten sind, festgestellt [KRAU02].

Die Untersuchungen weisen darauf hin, dass die Struktur des Belages (Biofilm) eine entscheidende Ursache für die sich ausbildenden, die Rauheit beeinflussenden, Wandschichten sein muss. Die untersuchten Biofilmstrukturen stellten sich als ein dreidimensionales System mit einem vernetzten, wassergefüllten Hohlraumssystem und Fäden an der Oberfläche dar [KRAU02]. Im Be-

reich dieser fadenförmigen Strukturen baut die Strömung keine riffelförmigen Strukturen auf, die in ihrer Wirkung sehr hohe Reibungswiderstände verursachen.

Die untersuchten Biofilme, vgl. KRAUS [KRAU02], LEWANDOWSKI [LEW92] sind somit hinsichtlich ihres mikroskopischen Aufbaus und der damit verbundenen Interaktionsmechanismen mit der Rohrströmung, grundsätzlich von den selbstorganisierenden, riffelrauen Strukturen zu unterscheiden.

3.4 Künstliche Periodische Rauheitsstrukturen - Riffelrauheiten

Auf der Grundlage der Beobachtungen von natürlichen Riffelrauheiten ist ein geometrisches Analogon zu künstlichen periodischen Rauheitsstrukturen bzw. Riffelstrukturen zu vermuten, welches die gleichen Widerstandseigenschaften aufweist. Ausgehend von den vorstehenden Darstellungen wird deutlich, dass ein charakteristisches Merkmal des Widerstandsverhaltens bei Riffelrauheit die fallende Tendenz der Widerstandskurve bei steigender REYNOLDSzahl ist.

Künstliche, periodische Rauheitsstrukturen (Rippenrauheit, Rillenrauheit, Welligkeit, Riffelrauheit) können Widerstandsanomalien verursachen, wie sie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben wurden. Um eine Differenzierung des Widerstandsverhaltens von natürlichen und künstlichen Riffelstrukturen darstellen zu können, wurden verschiedene künstliche Riffelrauheiten, die hinsichtlich der geometrischen Oberflächenformation der Rauheitselemente und deren Anordnung in der Strömung eine gute Übereinstimmung mit den natürlichen Strukturen zeigten, ausgewertet und mit den natürlichen Strukturen verglichen. Zu diesem Zweck wurde auf die Arbeiten von STREETER [STREET35], GEBNER [GEB60/1] und MÖBIUS [MÖB40] zurückgegriffen, die sich mit künstlichen periodischen Rauheitsmustern bzw. mit künstlichen Riffelstrukturen auseinandergesetzt haben. Die im Folgenden dargestellten Arbeitsergebnisse der verschiedenen Autoren zielten nur im Fall von GEBNER [GEB60/1] darauf ab, die beobachteten natürlichen Riffelstrukturen in Form von künstlichen Riffeln zu reproduzieren und auf diesem Weg einen allgemeingültigen mathematischen Zusammenhang hinsichtlich ihrer Form und ihres Widerstandsverhaltens zu formulieren.

Im Zusammenhang mit der Untersuchung künstlicher Rauheitsstrukturen sind auch die Arbeiten von SCHLICHTING [SCHL36/1], [SCHL36/2] zu nennen, der verschiedene Rauheitsmuster (Kugeln, Kalotten, Kegel, kurze Winkel, lange Winkel) bei veränderter Rauheitsdichte c_k untersuchte, vgl. Bild 3.16.

Setzt man die von SCHLICHTING ermittelten äquivalente Sandrauheit k_s ins Verhältnis zur Höhe der Rauheitselemente k und trägt diese über die Rauheitsdichte c_k auf, ergibt sich der in Bild 3.16 dargestellte Zusammenhang. Es zeigt sich, dass die Anordnung „Lange Winkel“ (Versuchsanordnung Nr. XXI) bei relativ geringer Rauheitsdichte und geringen Rauheitshöhen sehr hohe äquivalente Sandrauheiten generiert. Die Rauheitsdichte c_k wurde von SCHLICHTING [SCHL36/1] ermittelt, als Quotient der „...gesamten Projektion der Rauheiten auf die Ebene senkrecht zur Strömungsrichtung“ und der Plattenfläche.

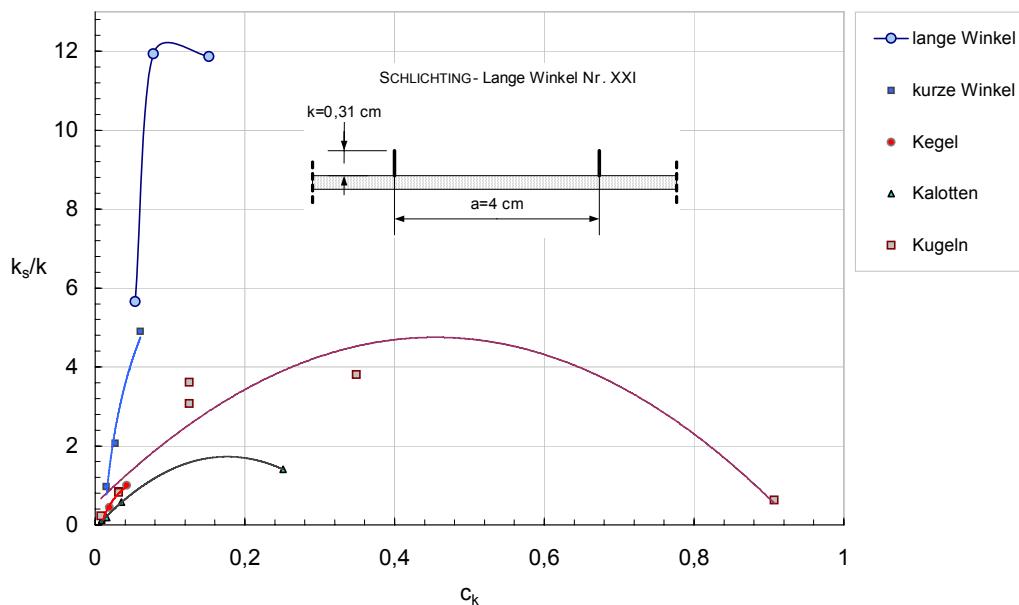


Bild 3.16: Versuchsergebnisse nach SCHLICHTING [SCHL36/1] - $\frac{k_s}{k} = f(c_k)$

In der Versuchsanordnung „Lange Winkel“, wurden ähnlich fallende Widerstandsbeiwerte bei steigenden REYNOLDSzahlen, wie in der Ecker-Fernwasserleitung, beobachtet, vgl. Bild 3.17. Die Versuchsergebnisse der Untersuchungen von SCHLICHTING [SCHL36/1] wurden nach der in Abschnitt 0 dargestellten Formel auf die Verhältnisse der Ecker-Fernwasserleitung übertragen. Die zwischen dem Verlauf der Widerstandskurven der Ecker-Fernwasserleitung und der Anordnung der Winkelprofile von SCHLICHTING bestehenden Ähnlichkeiten lassen eine Abhängigkeit des Widerstandsverhaltens von der Geometrie und Anordnung der Widerstandselemente vermuten. Diese können auf Grund der geometrischen Verhältnisse Resonanzerscheinungen induzieren, welche in ihrer Wirkung eine Widerstandszunahme generieren.

Ähnliche Rauheiten, wie die von MÖBIUS [MÖB40], STREETER [STREET35] und SCHLICHTING [SCHL36], wurden auch von NUNNER [NUN56], SCHILLER [SCHILL23] untersucht. Rückschlüsse

auf das Widerstandverhalten der in diesen Untersuchungen verwendeten Rauheiten sind auf Grund der kleinen REYNOLDSzahlbereiche dieser Versuche nicht möglich.

Inwiefern die o.g. Vermutung im Bereich der künstlichen Riffelrauheiten Bestand hat, soll mit der Auswertung der folgenden Versuche mit künstlichen Riffelrauheiten gezeigt werden.

Für eine aussagekräftigere Darstellung der einzelnen Versuchsergebnisse werden diese entsprechend Bild 2.7 als Rauheitsfunktion aufgetragen.

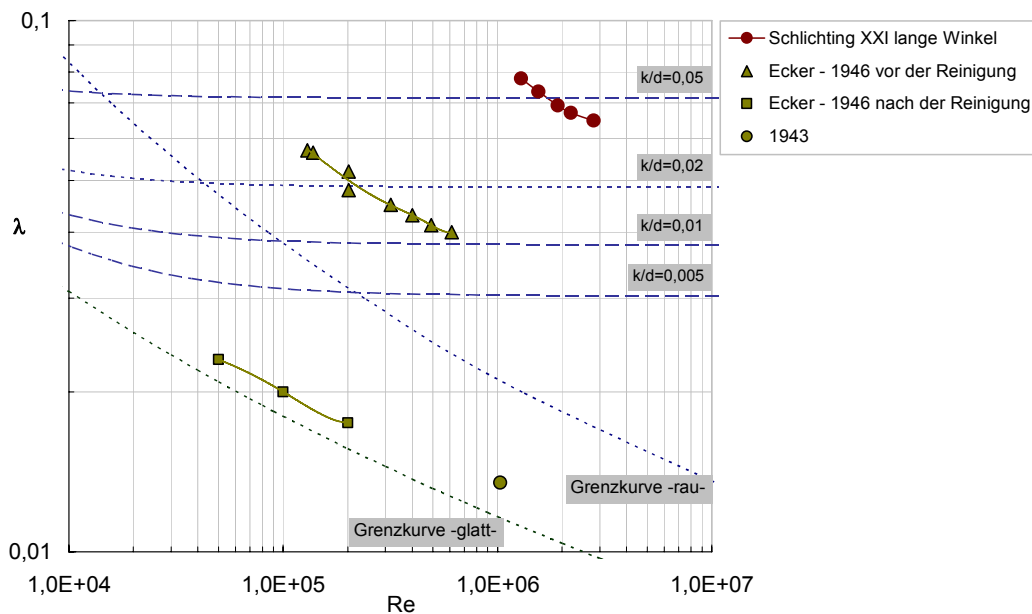


Bild 3.17: Versuchsergebnisse von SCHLICHTING nach GEBNER (Gl 3.4)

3.4.1 Versuche von STREETER

In den Versuchsreihen von STREETER [STREET35] wurden sieben künstliche Rauheiten untersucht, welche durch das Einschneiden von Rillen in verschiedener Form, Tiefe und unterschiedlichem Abstand hergestellt wurden, vgl. Bild 3.18.

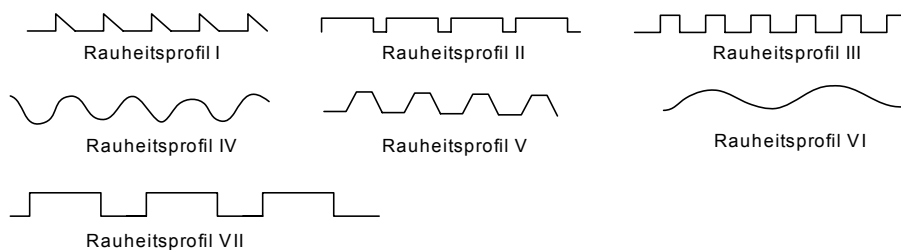


Bild 3.18: Rauheitsprofile der Versuche von STREETER

Abmessungen der Rauheitsanordnungen und die sich daraus ableitenden Rauheitsdichten sind in Tabelle 3.1 dargestellt, k bezeichnet hierin die Höhe und a den Abstand der Rauheitselemente.

Tabelle 3.1: Charakteristische Längen und Rauheitsdichten der Riffelrauheiten nach STREETER

LAUF	k [inch]	a [inch]	c_k
I	0,005	0,02174	0,23
IA	0,005	0,02174	0,23
II	0,005	0,04348	0,115
III	0,005	0,04348	0,115
IV	0,012	0,04348	0,276
V	0,012	0,04348	0,276
VI	0,016	0,08696	0,184
VII	0,022	0,08696	0,253

Die Darstellung der Versuchsergebnisse ist Bild 3.19 und Bild 3.20 zu entnehmen. Für das glatte Rohr (Lauf 0) und für das Rauheitsprofil I wurden zwei Strömungsrichtungen untersucht, daher ergeben sich für diese Untersuchungen jeweils zwei Kurvenverläufe.

Die Untersuchungen von STREETER [STREET35] zeigen deutlich, dass die Form der Rauheitselemente einen ebenso großen Einfluss auf das Widerstandverhalten des rauhen Rohres hat, wie deren Größe. So weisen z.B. die Läufe I, II und III trotz gleicher Riffeltiefe eine Variation des Widerstandsbeiwerts auf. Da die Form von Lauf I und III fast gleich ist, könnten die Unterschiede im Widerstandsbeiwert nur durch unterschiedliche Verteilung der Elemente (Rillen) verursacht werden.

Die Versuchsergebnisse sind von Interesse, da sie einen guten Gesamtüberblick über das durch die verschiedenen Rauheitsformen erzeugte Widerstandsverhalten aufzeigen. Der eingeschränkte REYNOLDSzahlenbereich lässt aber keine gesamtheitliche Interpretation der Kurvenverläufe zu. Es wird aber deutlich, dass sich der Übergangsbereich in einem weitaus größeren Spektrum von REYNOLDSzahlen vollzieht als es bei Sandrauheit zu beobachten ist.

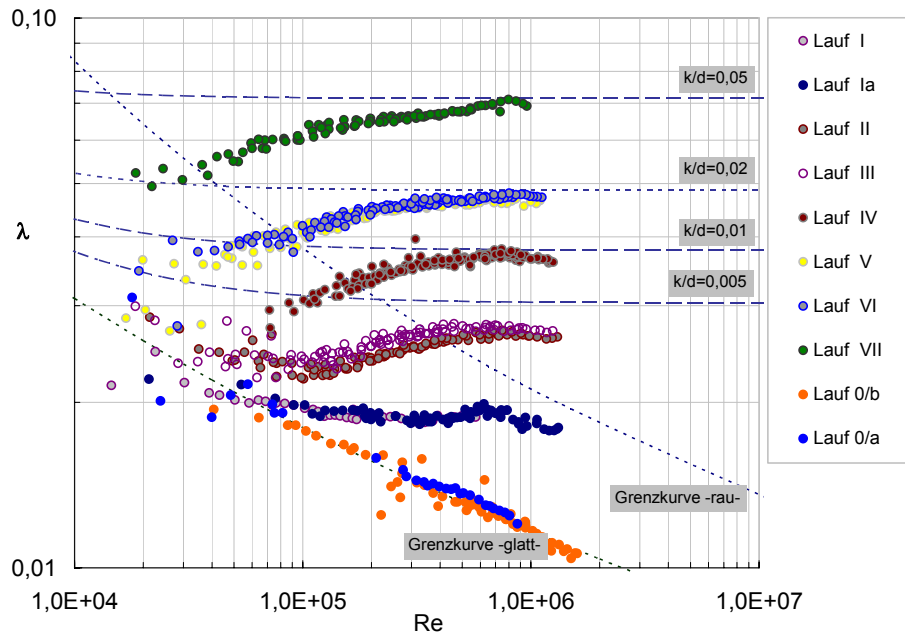


Bild 3.19: Widerstandsbeiwerte für die Versuche von STREETER

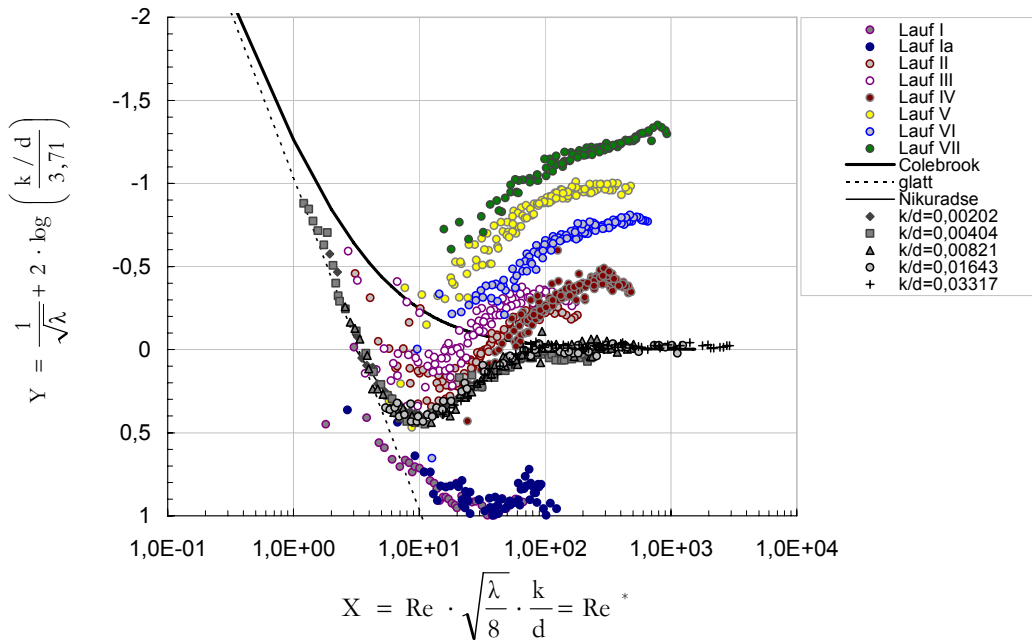


Bild 3.20: Rauheitsfunktion für die Versuche von STREETER

Ein für die natürliche, selbstorganisierende Riffelrauheit charakteristisches Verhalten, der im hydraulisch rauhen Bereich fallenden Widerstandskurve $\lambda=f(Re)$ bei steigenden REYNOLDSzahlen, ist nicht zu beobachten.

3.4.2 Versuche von GEBNER

GEBNER [GEB60/1] stützt sich bei der Nachbildung natürlicher Riffelstrukturen auf die Beobachtungen des riffelförmigen Wandbelages der Ecker-Fernwasserleitung und des Wasserzuleitungstollen des Kraftwerkes Bèvercè. Beobachtungen der Formen von Sanddünen, Schneeverwehungen bzw. Flusssohlformationen geschiebeführender Flüsse wurden ebenfalls zur Modellbildung herangezogen.

Die aus diesen Modellvorstellungen entwickelte Riffelform war ein rechtwinkliges, auf der Hypotenuse liegendes Dreieck. Die Aneinanderreihung mehrerer Dreiecke auf der Sohle des Strömungskanals ergab die zu untersuchende Riffelformation. Die Dreiecke wurden so hintereinander angeordnet, dass die Länge der Hypotenuse dem Abstand der Riffelkämme (Dreieckspitzen) entsprach, vgl. Bild 3.21.

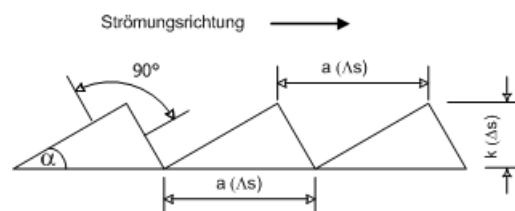


Bild 3.21: Riffelmodell nach GEBNER

In den Originaldarstellungen ist a für die Bezeichnung des Abstands der Riffelkämme und k für die Bezeichnung der Riffelhöhe verwendet worden, diese Bezeichnungen wurden für die Wiedergabe der Ergebnisse aus [GEB60/1] beibehalten.

In der Tabelle 3.2 sind die untersuchten Riffelrauheiten dargestellt, sowie die sich aus den charakteristischen Längen und Längenverhältnisse nach Gl. (3.3) ergebenden Rauheitsdichten eingetragen.

Tabelle 3.2: Charakteristische Längen und Rauheitsdichten der Riffelrauheiten nach GEBNER

tan α Strömungsrichtung	k		a		c _k
	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]	
\rightarrow		\leftarrow			
0,0400		24,96	1	25	0,04
0,0896		11,17	1	11,25	0,08
0,209		4,79	1	5	0,20
0,314		3,19	1,5	5,25	0,28
1,000		1	1,5	3	0,5

Durch die Variation des Verhältnisses a/k wurde die Riffelform geändert [GEB60/1], der rechte Winkel in der Riffelspitze wurde aber bei allen sich ergebenden Riffelformen beibehalten. Damit ergab sich die Beziehung für den Widerstandsbeiwert zu

$$\lambda = f\left(\text{Re}, \frac{d}{k}, \tan\alpha\right) \quad (3.4)$$

Der Widerstandsbeiwert ist somit eine Funktion der REYNOLDSzahl, der relativen Rauheit k/d und des Formparameters $\tan\alpha$. Die Neigung der angeströmten Seite wird durch den Winkel α bestimmt. Damit sind, abhängig von der Anströmrichtung, für jeden Rauheitstyp zwei verschiedene Winkel α definiert. In Strömungsrichtung, wie in Bild 3.21 dargestellt, wird das angeströmte Riffelprofil durch den Parameter $\tan\alpha < 1$ bestimmt. In der Gegenrichtung, bei Umkehrung der Strömung, wird die Riffelform durch den Parameter $\tan\alpha > 1$ beschrieben. GEBNER [GEB60/1] untersuchte beide Strömungsrichtungen.

Die Versuche sind in einem Rechteckgerinne durchgeführt worden. Die Einzelrauheiten wurden als Querrillen in eine ebene Metallplatte gefräst. Durch den Einbau verschieden hoher, glatter Seitenwände konnte die relative Rauheit verändert werden. Zur Umrechnung der ermittelten Widerstandsbeiwerte des Rechteckgerinnes auf Widerstandsbeiwerte kreisrunder Rohrquerschnitte leitete GEBNER folgende Beziehung her.

Diese besteht unter der Annahme, dass das universelle Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung von PRANDTL sowohl in Kreisrohren als auch in der Mitte sehr breiter Rechteckkanäle gilt:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\text{Rohr}}}} = \frac{1}{\sqrt{\lambda_{\text{Kanal}}}} + 2 \cdot \lg \frac{d}{k_{\text{Rohr}}} \cdot \frac{k_{\text{Kanal}}}{h} - 0,45 \quad (3.5)$$

Hierin sind:

$$\lambda_{\text{Rohr}} \quad \text{berechneter Widerstandsbeiwert für Rohre}$$

λ_{Kanal}	gemessener Widerstandsbeiwert des Kanals
k_{Rohr}/d	relative Rauheit des Rohres
k_{Kanal}/h	relative Rauheit des Kanals

In gleicher Weise wurde von GEBNER [GEB60/1] eine Beziehung zur Umrechnung der REYNOLDSzahlen hergeleitet:

$$\text{Re}_{\text{Rohr}} = \frac{1}{2} \cdot \text{Re}_{\text{Kanal}} \cdot \frac{\sqrt{\lambda_{\text{Kanal}}}}{\sqrt{\lambda_{\text{Rohr}}}} \cdot \frac{d}{k_{\text{Rohr}}} \cdot \frac{k_{\text{Kanal}}}{h} \quad (3.6)$$

mit:

Re_{Rohr}	berechnete REYNOLDSzahl für das Rohr
Re_{Kanal}	gemessene REYNOLDSzahl des Kanals

Für den Fall gleicher relativer Rauheit im Kreisrohr und Kanal vereinfachen sich die Gleichungen (3.5) und (3.6) mit

$$\frac{k_{\text{Rohr}}}{d} = \frac{k_{\text{Kanal}}}{h} \quad (3.7)$$

zu

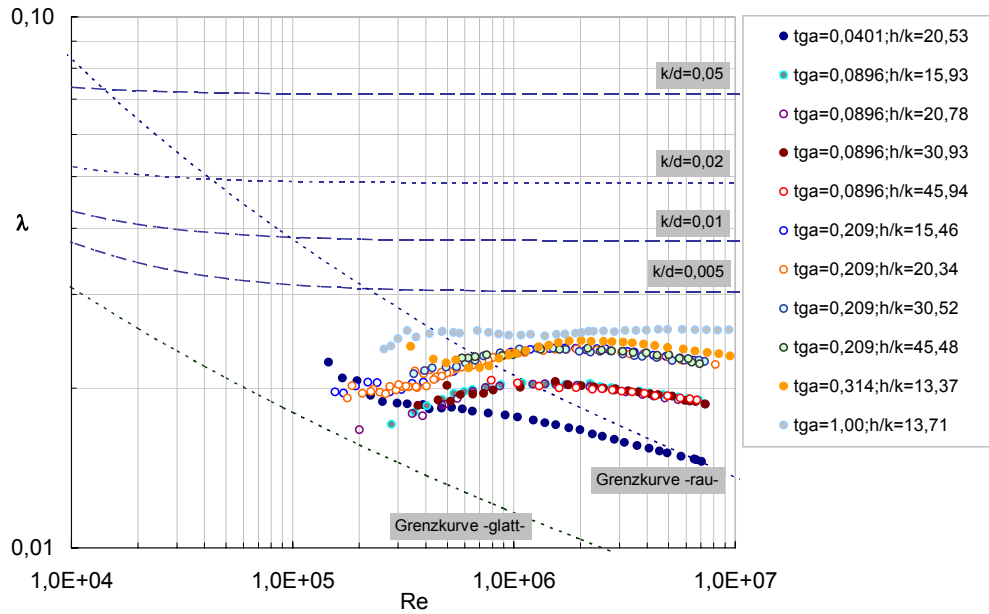
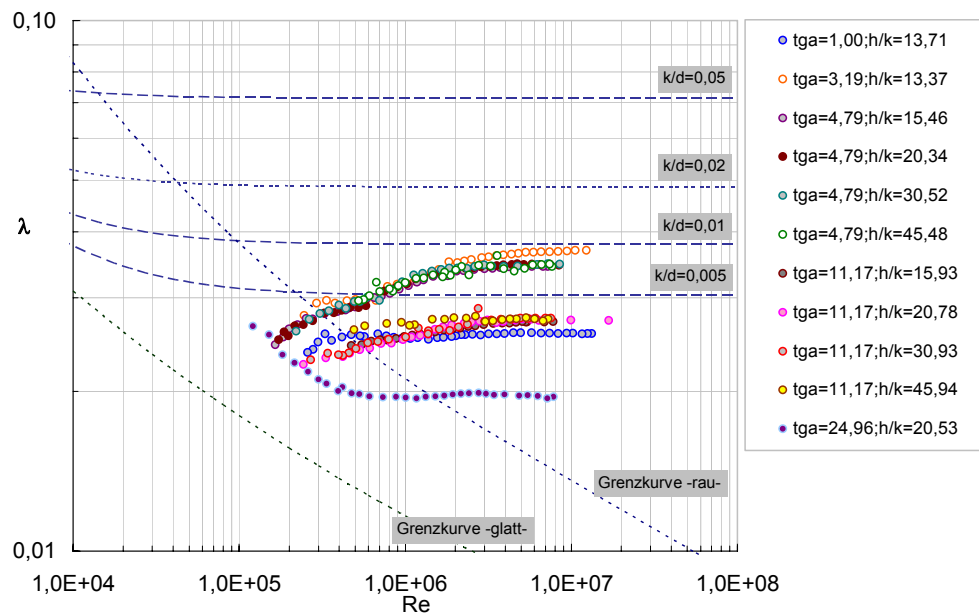
$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\text{Rohr}}}} = \frac{1}{\sqrt{\lambda_{\text{Kanal}}}} - 0,45 \quad (3.8)$$

und

$$\text{Re}_{\text{Rohr}} = \frac{1}{2} \cdot \text{Re}_{\text{Kanal}} \cdot \frac{\sqrt{\lambda_{\text{Kanal}}}}{\sqrt{\lambda_{\text{Rohr}}}} \quad (3.9)$$

Die Gesamtheit der von GEBNER untersuchten Riffelrauheiten sowie die charakteristischen Längen und Längenverhältnisse der Rauheitselemente sind [GEB60/1] zu entnehmen. Im Folgenden sind die wesentlichen Versuchsergebnisse nach [GEB60/1] dargestellt.

Bild 3.22 und Bild 3.23 zeigen die experimentell ermittelten und auf eine relative Rauheit von $d/k = 1.000$ eines Kreisrohres umgerechneten Widerstandskurven, für die Riffelprofile mit dem Formparameter $\tan \alpha < 1$ und $\tan \alpha > 1$.

Bild 3.22: Widerstandsbeiwerte für Kreisrohre mit Riffelrauheit, $\tan \alpha < 1$, nach GEBNERBild 3.23: Widerstandsbeiwerte für Kreisrohre mit Riffelrauheit, $\tan \alpha > 1$, nach GEBNER

Bei der Auswertung der von GEBNER ermittelten Daten wurde festgestellt, dass die Umrechnung der ermittelten λ -Re-Werte am Rechteckkanal in die für Kreisrohre, bei den Messreihen $\tan \alpha = 0,314$ und $\tan \alpha = 3,19$ bei $h/k = 13,37$ im Original zu unterschiedlichen Ergebnissen geführt hat, die für diese Messreihen zu hohe Widerstandsbeiwerte zur Folge hatten. Dies ist darauf zurückzuführen, dass GEBNER [Geß60/1] bei der Auswertung dieser beiden Messreihen nicht mit dem Verhältnis mit $h/k=13,37$ sondern nur mit dem Wert Kanalhöhe h (20,06 mm) gerechnet hat. Dies wurde in den vorliegenden Darstellungen richtig gestellt und zieht eine Korrektur der Aus-

sage GEBNER's [GEB60/1] dahingehend nach sich, dass das Maximum des Beitrages des Rauheits-elementes zum Gesamtwiderstand bei $\tan\alpha = 1$ auftritt und nicht wie angegeben bei $\tan\alpha=0,314$ (Bild 3.22).

Für $a/k=11,25$ und $a/k=5$ ermittelte GEBNER [GEB60/1] den Verlauf der Rauheitsfunktionen mit vier relativen Rauheiten h/k . Die Ergebnisse für $a/k=5$ ($\tan\alpha = 0,209$) und $a/k=11,25$ ($\tan\alpha=0,0896$) sind in Bild 3.24 und Bild 3.25 dargestellt. Zum Vergleich sind die Rauheitsfunktionen nach NIKURADSE, Übergangsbereich bei Sandrauheit, und COLEBROOK, Übergangsbereich bei natürlicher Rauheit, eingetragen.

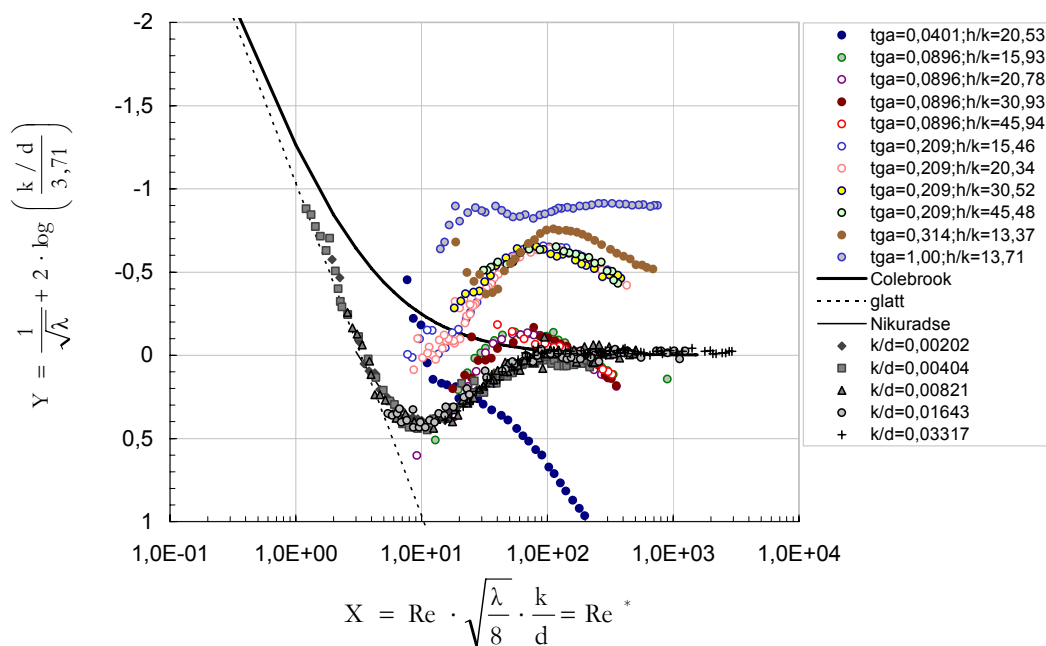


Bild 3.24: Rauheitsfunktionen für die Rauheitsmuster $\tan\alpha < 1$ von GEBNER

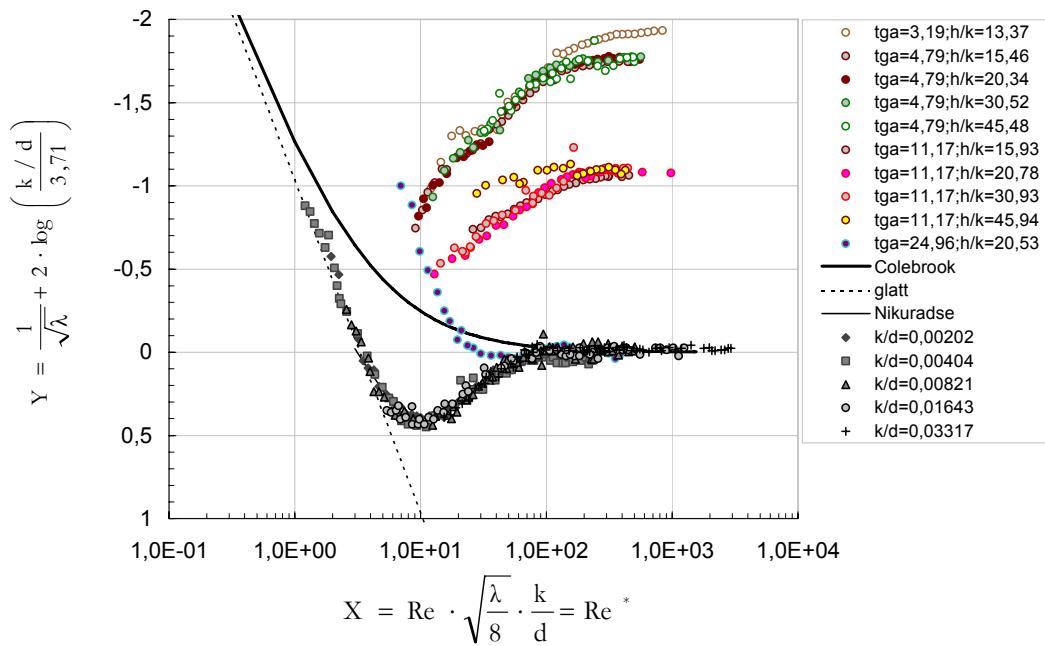


Bild 3.25: Rauheitsfunktionen für die Rauheitsmuster $\tan\alpha > 1$ von GEBNER

Die Versuchspunkte, die für die Rauheitsfunktionen vier verschiedener relativen Rauheiten aufgenommen wurden, verlaufen in einem schmalen Kurvenband [GEB60/1].

Bei den Rauheiten $a/k=25$ mit $\tan\alpha=0,04$ und $\tan\alpha=24,96$, $a/k=3,5$ mit $\tan\alpha=0,314$ und $\tan\alpha=3,19$ sowie $a/k=2$ mit $\tan\alpha=1$ verzichtet GEBNER [GEB60/1] auf eine Veränderung der Rinnenhöhe h , da die Rauheitsfunktion unabhängig von h ist. Das eigentliche Ziel, die mathematische Beschreibung einer Funktion für die untersuchte Form der Riffelrauheit konnte auf Grund der sehr verschiedenartigen Kurventypen (vgl. Bild 3.24, Bild 3.25) nicht umgesetzt werden. Die aufgenommenen Kurvenzüge zeigen aber deutliche Tendenzen auf.

Die Widerstandskurven der Riffeltypen $\tan\alpha < 1$ (vgl. Bild 3.22) zeigen im hydraulisch rauen Bereich nach Durchlaufen eines Maximums mit steigender REYNOLDSzahl eine deutlich fallende Tendenz. In Anlehnung an die im Abschnitt 3.2.1 definierte Rauheitsform der Wandwelligkeit ist festzustellen, dass die von GEBNER [GEB60/1] untersuchten festen, periodischen Riffelstrukturen einen der Widerstandskurve der Wandwelligkeit ähnlichen (anomalies Widerstandsverhalten) Verlauf im λ -Re-Diagramm aufweisen.

Für die Versuchsergebnisse bei Anströmwinkel $\tan\alpha > 1$ (vgl. Bild 3.23) erreichen die Widerstandsbeiwerte mit steigender REYNOLDSzahl nahezu konstante Werte. Diese Kurve entspricht nahezu einem vollkommen hydraulisch rauen Verhalten.

Natürliche Riffelrauheiten und die in den Experimenten von GEBNER# [GEB60/1], [GEB60/2C] untersuchten künstlichen Riffelrauheiten zeigen einen weit ausgedehnten Übergangsbereich, dessen Grenze nach sehr hohen, praktisch nicht existenten REYNOLDSahlen gegen die Grenzkurve der Sandrauheit verschoben ist. Die im Ergebnis der Untersuchungen aufgenommenen Widerstandskurven zeigen im Bereich hoher REYNOLDSzahlen eine, der Kurve für hydraulisch glattes Verhalten ähnlich, fallende Tendenz. Dieses Verhalten wird mit der „besonderen Form“ [GEB60/1] der Rauheitselemente erklärt, die die Wirkung der zähen Schubspannungen auch bei großen REYNOLDSzahlen begünstigt, wie in Abs. 3.2 dargestellt.

Für die Rauheitselemente mit $\tan\alpha > 1$, nach Bild 3.21, bestimmt GEBNER [GEB60/1] die äquivalenten Sandrauheiten nach

$$k_s = \alpha' \cdot k \quad (3.10)$$

mit

α' Korrekturfaktor für k in Abhängigkeit vom Anströmwinkel α

k Höhe der Rauheitserhebungen

Der Korrekturfaktor α' wird von GEBNER [GEB60/1] entsprechend Bild 3.26 ermittelt.

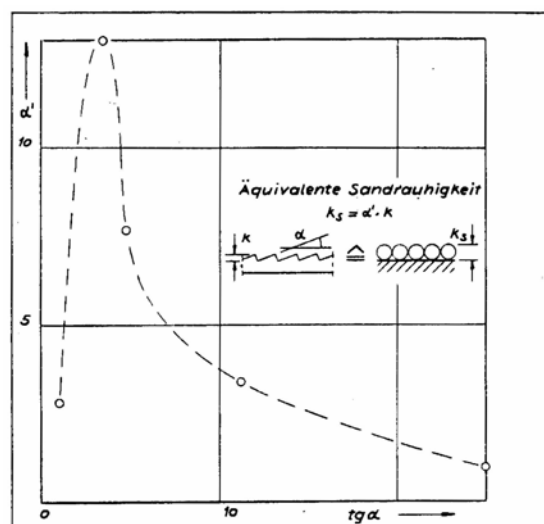


Bild 3.26: Korrekturfaktor für k in Abhängigkeit vom Anströmwinkel α [GEB60/1]

Die sich aus dieser Beziehung ergebenden äquivalenten Sandrauheiten entsprechen für die Rauheitselemente mit $\tan\alpha = 3,19$ ($c_k = 0,28$) in ihrer Größenordnung in etwa denen der Ecker-Fernwasserleitung. Hinsichtlich des Verlaufes der Widerstandskurve konnten aber keine Übereinstimmungen festgestellt werden. In den Untersuchungen mit starren künstlichen Riffelrauheiten

wurden die von WIEDERHOLD [GEB60/1] in der Ecker-Fernwasserleitung beschriebenen hohen Widerstandsbeiwerte nicht erreicht.

3.4.3 Versuche von MÖBIUS

MÖBIUS [MÖB40] untersuchte Rauheiten in Kreisrohren. Dazu ordnete er Blenden als Rauheitselemente mit dem inneren Radius r_1 und der Breite L_1 in Rohren mit dem Radius r_2 mit dem lichten Abstand L_2 an, vgl. Bild 3.27. Die Höhe der Rauheitserhebungen ergibt sich zu $k = r_2 - r_1$.

Die Abstände der Blenden wie auch deren innerer Radius wurden variiert und für diese Art der Rauheit Widerstandsbeiwerte λ für einen REYNOLDSzahlbereich von $Re = 7 \cdot 10^3$ bis $4 \cdot 10^5$ ermittelt.

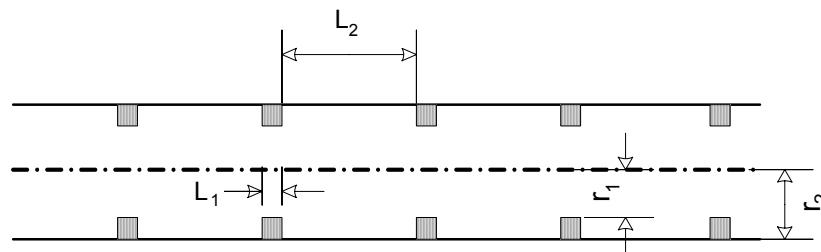


Bild 3.27: Rauheitsmuster der Versuche von MÖBIUS (schematisch)

In Bezug auf die hinsichtlich ihres Strömungsverhaltens zu untersuchende natürliche Riffelrauheit ist diese Form der Anordnung der Rauheitselemente und der daraus abzuleitenden Interaktion der sich ausbildenden Turbulenzgebiete von Interesse.

Die Rauheitselemente sind so über die Rohrwand verteilt, dass zwischen ihnen Wandteile unbelegt bleiben, so dass neben den durch die künstlichen Einzelrauheiten verursachten Strömungswiderständen auch die Rauheit der Rohrwand, in den Zwischenräumen, Einfluss auf das Widerstandsverhalten hat. Das Widerstandsverhalten der Einzelrauheiten (Blenden) ist u. a. von der Höhe k und dem Verhältnis k/L_2 abhängig, das heißt, dass sich die Rauheitselemente hinsichtlich ihres Widerstandsverhaltens gegenseitig beeinflussen können, wenn sich die Strömung zwischen den Elementen nicht wieder an die Rohrwand anlegen kann. Jeder Rauheitskörper erzeugt dabei Strömungswiderstände infolge von Reibung und Wirbelbildung.

Es sind grundsätzlich folgende drei Strömungstypen nach MÖBIUS [MÖB40] zu unterscheiden:

- Strömung über Einzelrauigkeiten - Die Rauigkeitselemente sind so weit voneinander entfernt, $k/L_2 \ll 1$, dass ein Rauigkeitselement mit seiner Wirbelstrasse das nächstgelegene nicht beeinflusst.

- Strömung über einander beeinflussende Rauigkeiten - Die Rauigkeitselemente liegen so dicht beieinander, dass die Wirbelschlepe eines Elementes in das Tal zwischen den nächsten beiden Elementen hineinreicht, $k/L_2 < 1$. Der Abstand L_2 gewinnt gegenüber der Höhe k der Einzelemente an Bedeutung.
- Strömung über hydraulisch eben wirkenden Rauigkeiten - Die Rauigkeitserhebungen liegen mit $k/L_2 > 1$ so nahe beieinander, dass sich zwischen ihnen sogenannte Totwasserwalzen bilden. Es entsteht eine hydraulisch wie eine ebene Wand wirkende Trennfläche zwischen den Rauigkeitserhebungen und der Strömung.

Die Ergebnisse der Blenden-Versuche sind in Bild 3.28 aufgetragen. Zur Einordnung der Versuchsergebnisse in Bezug auf die natürlichen Riffelrauheiten ist auch die an der Ecker-Fernwasserleitung aufgenommene Kurve dargestellt.

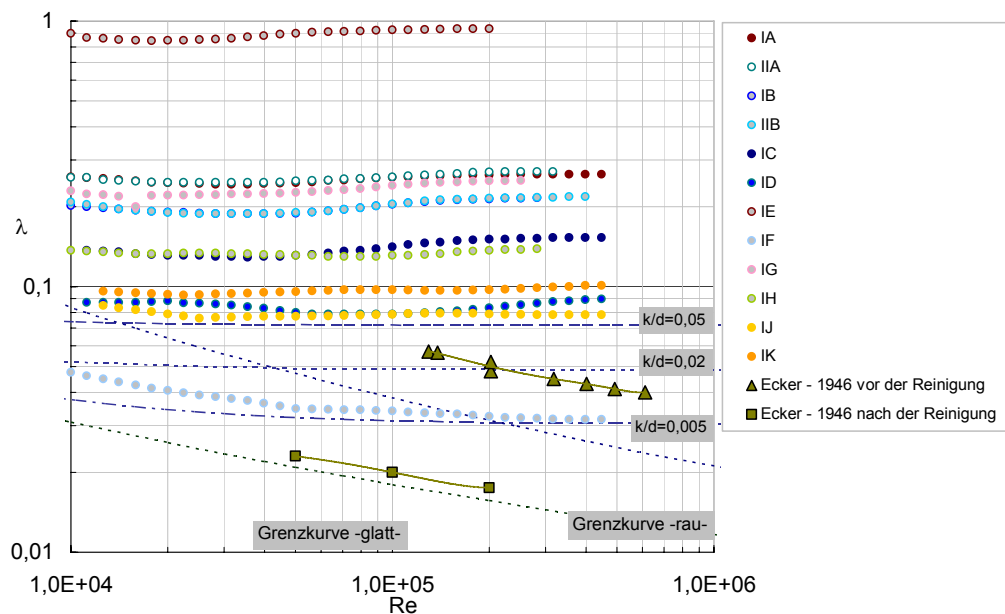


Bild 3.28: Widerstandskurve der Blendenversuche von MÖBIUS

Bei der Darstellung der Widerstandskurven als Rauheitsfunktion kann neben der messbaren Rauheit k (Erhebung der Blenden über die Rohrwand) auch die äquivalente Sandrauheit k_s (welche im rauen Bereich den gleichen Reibungsverlust generiert) betrachtet werden. Die Berechnung der äquivalenten Sandrauheit erfolgt, indem die Gleichung (2.63) umgeformt wird nach k , welches der äquivalenten Sandrauheit k_s entspricht. Im Ergebnis folgt Gleichung (3.11).

$$k_s = d \cdot 3,71 \cdot \left(10^{\frac{1}{-2\sqrt{k}}} - \frac{2,51}{\text{Re} \cdot \sqrt{\lambda}} \right) \quad (3.11)$$

Um ein Verhältnis von k_s/k zu erhalten, werden beide Seiten der Gleichung durch k dividiert, vgl. Gl. (3.12).

$$\frac{k_s}{k} = \frac{d}{k} \cdot 3,71 \cdot \left(10^{-\frac{1}{2\sqrt{\lambda}}} - \frac{2,51}{\text{Re} \cdot \sqrt{\lambda}} \right) \quad (3.12)$$

Setzt man den so erhaltenen Wert k_s/k in die Rauheitsfunktion nach Abs. 2.6.2.2 ein, so ergeben sich die folgenden Darstellungen.

In Bild 3.29 und Bild 3.30 sind die Rauheitsfunktionen für die Versuchsergebnisse von MÖBIUS [MÖB40] ermittelt und aufgetragen. Die Darstellungen beziehen sich in Bild 3.29 auf die äquivalente Sandrauheit k_s und in Bild 3.30 auf die absolute Rauheit k (Erhebung der Blenden über die Rohrwand).

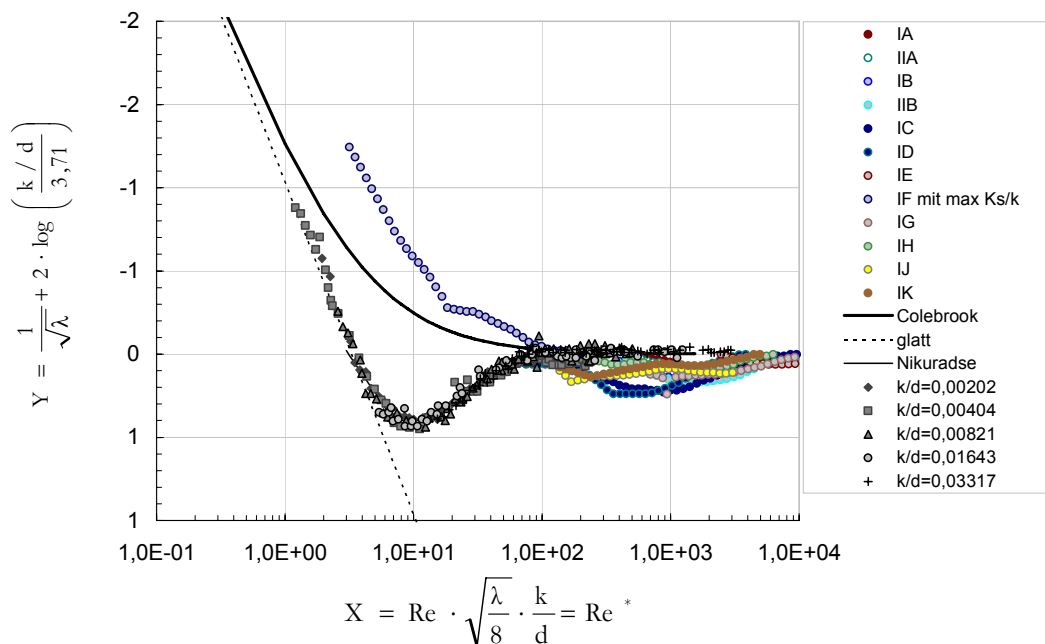


Bild 3.29: Rauheitsfunktion nach COLEBROOK für die Versuche von MÖBIUS (bezogen auf k_s)

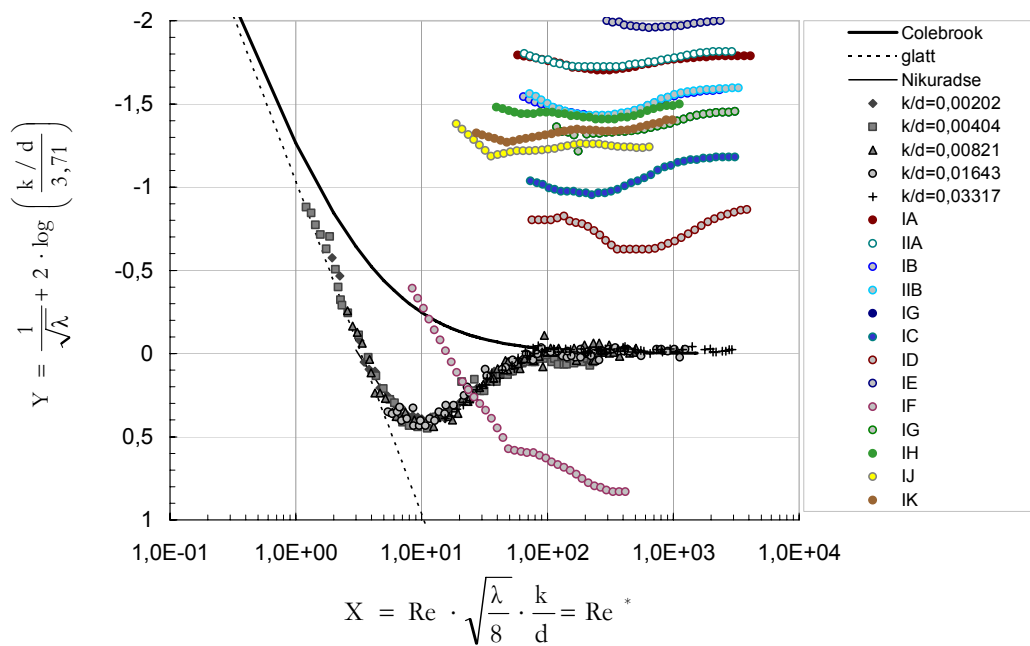


Bild 3.30: Rauheitsfunktion nach COLEBROOK für die Versuche von MÖBIUS (bezogen auf k gemessen)

Die Widerstandskurven zeigen ein Verhalten, das weder der Sandrauheit noch der technischen Rauheit zuzuordnen ist.

Die von MÖBIUS [MÖB40] aufgenommenen Messwerte sind mit denen von „Rillenrohren“ und Metallschläuchen, wie sie in [WAG95] besprochen werden, vergleichbar. Im Bereich der laminaren Strömung ($Re \leq 2.300$) sind diese charakterisiert durch einen parallel verschobenen Verlauf der Kurve im λ - Re -Diagramm zu höheren Widerstandsbeiwerten. Dieser Bereich wurde in den Versuchen von MÖBIUS nicht erfasst, ein ähnlicher Verlauf ist aber anzunehmen. Im turbulenten Bereich ($Re \geq 2.300$) zeichnen sich die „Rillenrohre“ durch einen nochmaligen Anstieg der Widerstandsbeiwerte λ nach dem Durchlaufen eines Bereiches, in dem der Widerstandsbeiwert unabhängig von der REYNOLDSzahl ist. Der nochmalige Anstieg der Widerstandskurve bei hohen REYNOLDSzahlen tritt in dieser ausgeprägten Form nur in Rohren mit schmalen, tiefen Rillenzwischenräumen auf [WAG95]. Diese kritischen Verhältnisse wurden aber durch die vorliegenden Versuche nicht erreicht, so dass nur ein leichter Abfall und Wiederanstieg der Kurve zu beobachten ist.

Einen von den übrigen Widerstandskurven abweichenden Verlauf zeigt die Funktion der Messreihe IF. Sie verläuft, ähnlich wie die Messreihen $\tan \alpha = 0,04$ und $\tan \alpha = 24,96$ ($a/k = 25$, lange flache Rauheit) von GEBNER [GEB60/1], vgl. 0., im Bereich kleiner REYNOLDSzahlen fast parallel

zur Funktion des hydraulisch glatten Verhaltens. Dieses Verhalten scheint typisch für die sogenannten Wandwelligkeiten. PRESS [PRE66] spricht von Wandwelligkeit für den Fall, dass das Verhältnis der Höhe k der Rauheitserhebungen zu deren Abstand L_2 , k/L_2 wesentlich kleiner als 1 ist, was im vorliegenden Fall zutrifft. Strebt k/L_2 gegen 1, soll es sich um Wandrauheit handeln. Demnach handelt es sich hierbei um eine Welligkeit.

Der Übergangsbereich ist gegenüber den Sandrauheiten von NIKURADSE [NIK33] in einen Bereich höherer REYNOLDSzahlen verschoben. Dabei fällt auf, dass er umso weiter nach rechts (größer werdende Re-Zahlen) verschoben ist, je größer das Verhältnis k/r ist. Des Weiteren sind die Werte der Widerstandsfunktionen umso größer, je größer das Verhältnis k/r ist. Der Übergangsbereich selbst hat Ähnlichkeit mit dem der NIKURADSEschen Sandrauheiten, was damit zu begründen ist, dass es sich, wie bei den künstlich aufgebrachtten Rauheiten von NIKURADSE, ebenfalls um uniforme Rauheiten handelt. Eine Erklärung für das Widerstandsverhalten dieser Rauheitsform kann in Anlehnung an das Widerstandsverhalten von „Rillenrohren“ oder Wellenrohren gegeben werden.

Im Bereich der Laminarströmung erfolgt bei der Umströmung der einzelnen Rauheiten eine Verzögerung und Beschleunigung der Kernströmung, so dass sich kein laminares Strömungsprofil ausbilden kann. Nach [WAG95] befindet sich die Strömung immer im Zustand der Ablaufströmung, die mit erhöhtem Energieverlust verbunden ist. Zusätzliche Verluste, wie sie durch die Verschiebung der Kurve im λ -Re-Diagramm zu höheren Widerstandsbeiwerten sichtbar werden, sind verursacht durch die innere Flüssigkeitsreibung zwischen den eingebauten Blenden (Wirbelstraße) und durch die vergrößerte Wandfläche [WAG95].

Im Bereich der turbulenten Strömung findet ein Impulsaustausch zwischen den Bereichen Kernströmung und den sich zwischen den Blendenelementen ausbildenden Strömungswirbeln statt, der in Abhängigkeit von der REYNOLDSzahl diesen Verlauf der Kurve bewirkt. Hinter den Rauheitselementen entstehen Wirbelschleppen, deren in Fließrichtung bewegte Wirbel sich schließlich auflösen. Der Abstand der einzelnen Rauheitselemente beeinflusst diese Erscheinung maßgeblich. Eine Überlagerung der Beeinflussung der Rauheitselemente erfolgt, je geringer der Abstand zwischen ihnen ist.

Die größten Druckverluste sind nach [WAG95] bei einer Blendenanordnung in einem Verhältnis von $c_k = k/L_2 = 0,125$ zu erwarten. Die größten Druckverluste werden in der Versuchsanordnung IE erreicht, diese Anordnung entspricht einer Rauheitsdichte bzw. einem Verhältnis von $c_k = k/L_2 = 0,12$.

Ein Vergleich der Versuchsergebnisse von MÖBIUS [MÖB40] mit den im Unterkapitel 3.3 dargestellten natürlichen selbstorganisierenden Rauheiten, zeigt einen deutlich anderen Verlauf der Widerstandsfunktion. Die hohen Widerstandsbeiwerte λ der Versuche von MÖBIUS werden durch die natürlichen Riffelrauheiten nicht erreicht.

Auf Grund der von MÖBIUS [MÖB40] gewählten Versuchsanordnung konnte der Einfluss des Abstandes der Rauheitselemente gut dargestellt werden.

3.4.4 Versuche von BRAUER

Untersuchungen von Riffelbildungen in Bitumenschutzschichten von Druckrohrleitungen wurden von BRAUER [BRAU63] durchgeführt. Sie begründeten sich aus der Tatsache, dass die in den 30-er bis 60-er Jahren eingesetzten Rohrleitungen vorwiegend mit einer Teer- bzw. Bitumenauskleidung gegen Korrosion geschützt wurden. In diesen konnten nach längerer Betriebszeit vereinzelt Riffelbildungen im Wandbelag festgestellt werden. Die riffelförmigen Oberflächenstrukturen verursachten eine Erhöhung des Widerstandsbeiwertes, was sich in einem erhöhten Druckverlust auswirkte.

In der von BRAUER [BRAU63] gewählten experimentellen Anordnung wurden Riffelstrukturen in der Bitumenauskleidung der Rohrleitungen, in Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit und der Wassertemperatur, erzeugt. In Auswertung dieser Untersuchungen ist festzustellen, dass die Riffelbildung nur oberhalb einer bestimmten Wassertemperatur und bei einer scharfkantig umgelenkten Störung der Strömung (starke Verwirbelungen) im Einlaufbereich der Versuchsstrecke erfolgt. Die sich ausbildenden Riffelstrukturen sind u. a. auf die Änderung der Viskosität der Bitumenschicht auf Grund der hohen Temperaturen des Medienstromes zurückzuführen.

Bild 3.31 zeigt die Auftragung der von BRAUER [BRAU63] experimentell ermittelten Widerstandsbeiwerte λ für bitumenausgekleidete Rohrleitungen in Abhängigkeit von der REYNOLDSzahl Re . Die Rohrleitungsabschnitte ($d=30\text{mm}$) wurden über eine Betriebszeit von 98 h mit verschiedenen Medientemperaturen beaufschlagt. Die Strömungsgeschwindigkeit wurde konstant bei $u=6\text{ m/s}$ gehalten. Der Zulauf der beprobten Rohrstrecke war mit einem scharfwinkligen Einlauf (90°) versehen, um eine vollturbulente Strömung zu erzeugen. Die Widerstandsbeiwerte wurden für die Riffelbildung bei verschiedenen Medientemperaturen ($40\text{-}60^\circ\text{C}$) ermittelt. Eine Inaugenscheinahme der Riffelstrukturen ergab ähnliche Riffelstrukturen wie die in den o. g. Beispielen [BRAU63].

Ein Vergleich der im Rahmen des Experimentes vermessenen Riffelhöhen Δ_s mit den für den Bereich der ausgebildeten Rauheitsströmung errechneten äquivalenten Sandrauheiten k_s zeigt, dass diese in keinem Verhältnis stehen. Somit ist auch in diesem Fall eine Beschreibung dieser Rauheitsstrukturen mit der Sandrauheitstheorie von NIKURADSE [NIK33] nicht möglich. Die errechneten äquivalenten Sandrauheiten k_s sind um den Faktor 2-5 größer als die gemessenen Riffelhöhen Δ_s .

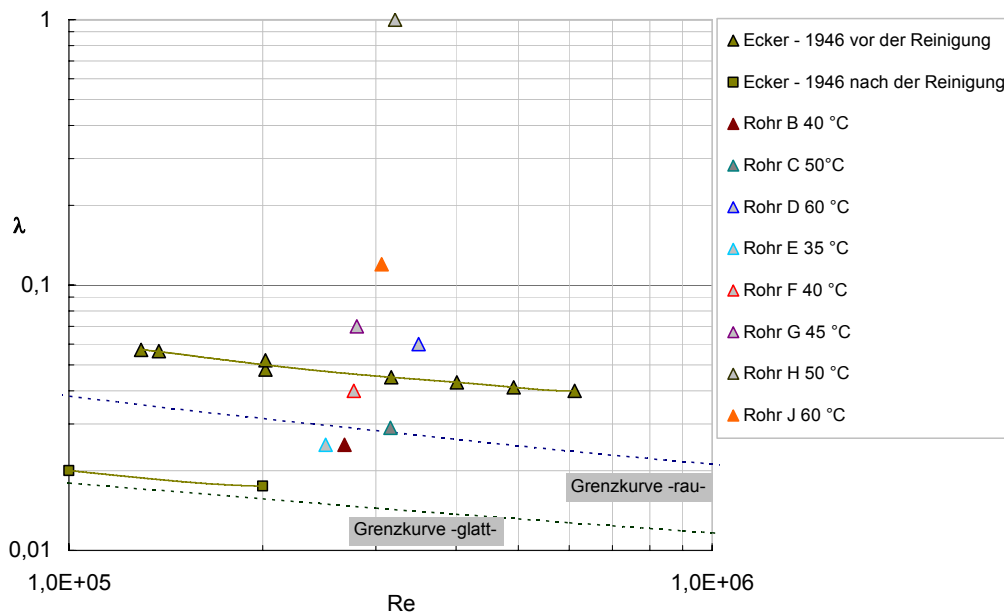


Bild 3.31: Widerstandsbeiwerte für Bitumen ausgekleidete Rohrleitungen nach BRAUER [BRAU63]

Die in [BRAU63] beschriebenen Versuchsergebnisse unterscheiden sich von den Beobachtungen natürlicher Riffelrauheiten. Sie zeigen ein Verhalten, welches als „eingefroren“ bezeichnet werden kann. Die erzeugten Riffelstrukturen können im Hinblick auf ihren Wirkmechanismus, kleine Riffelhöhen bei vergleichbar großen äquivalenten Sandrauheiten und sehr hohen Verlusten, durchaus mit den o.g. Beobachtungen von natürlichen Riffelstrukturen verglichen werden.

3.5 Weitere Arbeiten zu selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen

Analog zu Beobachtungen der selbstorganisierenden Riffelrauheiten in Druckrohrleitungssystemen und der sich in diesem Zusammenhang ausbildenden Oberflächen können Muster von Riffeln und Dünen im Sanduntergrund von Wind- oder Wasserfluss ausgesetzten Oberflächen beobachtet werden. Die komplexen physikalischen Vorgänge der Entstehung dieser Oberflächenformen, durch Interaktion des körnigem Material der Untergrundstrukturen, mit einer meist turbulenten Strömung, führten zur Entwicklung verschiedener Modellvorstellungen (u.a. Masse-

transfermodell [AND02]). Die Zielsetzung der Modellvorstellung lag meist in der Beschreibung reproduzierbarer asymmetrischer Riffelformen, die auch die Vermischung von Riffeln sowie ihre selbstorganisierende Interaktion abbilden können.

Im Gegensatz zur Riffelbelagsbildung in Druckrohrleitungen ist das Problem der Riffel- und Dünenbildung an der Sohle alluvialer Gerinne bereits länger bekannt und untersucht worden. Das Entstehen von Riffeln und Dünen beeinflusst den Strömungswiderstand maßgeblich. JULIEN ET AL [JUL02] zeigten in einem Feldversuch, dass ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Veränderung der Sohlformationen, durch entstehende Riffel und Dünen, und der Erhöhung des Fließwiderstandes existiert. Das Entstehen von Dünen und Riffelstrukturen an der Sohle alluvialer Gerinne wurde unter anderem von YALIN/SCHUEERLEIN [YAL88/1], YALIN [YAL88/2], COLEMAN/ELLING [COLE00], THOMAS [THOM79] und KHELIFA/OULLET [KHE00] untersucht. In verschiedenen Modellansätzen beschrieben u. a. PRIGOZHIN [PRI99] und HELLÉN [HELL02] die Entstehung und die sich ausbildenden Formen von Dünen und Sandriffeln. ANDERSON ET AL [AND02] untersuchte die Musterdynamik von Wirbelriffeln eindimensionaler Anordnung in Sand auf der Basis eines Modells, welches er experimentell validierte.

In [HOLT69] wird der Versuch unternommen, die Theorie der Riffelbildung an der Sohle alluvialer Gerinne für Rohrleitungen übertragbar zu modifizieren. HOLTORFF [HOLT69] untersucht die instationäre Grenzschicht an der unmittelbaren Rohrleitungswand unter Anwendung des Linschen-Verfahrens. Im Ergebnis dieser Untersuchungen kann bei Kenntnis der oszillierenden Wandschubspannung und unter Voraussetzung der Kontinuitätsbedingung des Materialtransportes eine Beschreibung für eine stabile Wandkonfiguration gefunden werden.

Die Problematik des Entstehungsmechanismus von Riffeln und Dünen konnte trotz der Vielzahl der in der Literatur angegebenen Modellvorstellungen und Lösungsansätze bislang noch nicht umfassend geklärt werden. Für eine vertiefende Darstellung von Modellvorstellungen der Riffel- und Dünenstehung wird auf [BUNG04], [HELL02], [AND02], [YAL88/2], [FÜHR83] [HARD79] verwiesen.

3.6 Zusammenfassung

Die in den vorstehenden Beispielen dokumentierten Wirkmechanismen selbstorganisierender Rauheiten in Form akkumulierter Wandbelagsstrukturen in Druckrohrleitungen zeigen, welche

extremen rauheitsverändernden Eigenschaften mit der Bildung von Wandbelägen und deren Oberflächenstrukturierung verbunden sein können.

Werden die Messungen von WIEDERHOLD [WIED49], BRAUN [BRAU58] und PFAU [PFAU78] zu Grunde gelegt, ist festzustellen, dass diese Form der sich im Betrieb von Rohrleitungssystemen ausbildenden Rauheit bei sehr geringen Ablagerungsdicken im mm-Bereich Verminderungen der Leistungsfähigkeit auf 60 – 70 % der dimensionierten Leistungsfähigkeit zur Folge haben kann. Die Auswertungen der Verlustmessungen ergaben fiktive Rauheitshöhen von bis zu $k_s=15$ mm bei einer real gemessenen Höhe der Rauheitselemente (Riffelhöhe) von $\Delta s=0,7$ mm, vgl. Bild 3.32.

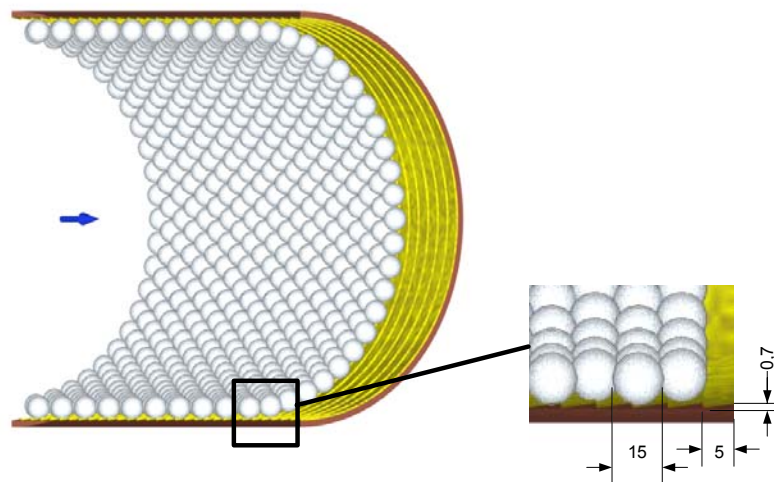


Bild 3.32: Riffelgeometrie und äquivalente Sandrauheit (vergleichende Darstellung)

Riffelrauheiten zeigen einen, von der Sandrauheitstheorie nach NIKURADSE [NIK33] abweichenden Charakter. Die aus dem Interaktionsmechanismus des Wandbelages mit der Rohrströmung bei Riffelrauheit entstehenden Druckverluste können demzufolge nicht mit der Sandrauheitstheorie beschrieben bzw. berechnet werden.

Vergleicht man den Verlauf der Widerstandskurven in Abs. 3.3, die sich bei der Auftragung der Widerstandsbeiwerte λ über die REYNOLDSzahl ergeben, zeigt sich, dass entsprechend des ausgebildeten Wandbelages differenzierte REYNOLDSzahlabhängigkeiten festzustellen sind. Die Tendenz, dass die Widerstandskurven mit wachsender REYNOLDSzahl abfallen, ist bei allen untersuchten Beispielen deutlich erkennbar.

Die Widerstandskurven liegen im Bereich des hydraulisch rauhen Verhaltens, etwa parallel verschoben zur Kurve des hydraulisch glatten Verhaltens. Im Zusammenhang mit der Auswertung der Messungen an der Ecker-Fernwasserleitung [WIED49], der Brauchwasserleitung in Ostthürin-

gen [KRA95] und der Fernwasserleitung Dresden-Coschütz [BRAU58] ist der Abfall der Widerstandskurve mit steigenden REYNOLDSzahlen besonders deutlich ausgeprägt. Dies lässt darauf schließen, dass unterschiedliche physikalische, wie chemische Eigenschaften der anhaftenden Partikel der akkumulierten Wandbeläge und verschiedene Ablagerungsprozesse zu verschiedenen Belagsstrukturen führen, die wiederum unterschiedliche mikroskopischen Wechselwirkungen des Wandbelages mit der Strömung im Grenzschichtbereich und der Oberflächenmorphologie des Belages verursachen.

Die Erklärung der auftretenden hohen Verluste ist letztlich nur durch eine Wechselwirkung der verformbaren Ablagerungen auf der Wandung mit den Sekundärströmungen im Rohrrinneren möglich.

Gleichermaßen wird deutlich, dass nicht alle Ablagerungsformen eine riffelförmige Oberflächenstruktur ausbilden, wie an Beispielen von heterogenen Biofilmen gezeigt wurde.

In Bezug auf die Bildung selbstorganisierender Rauheiten ist festzustellen, dass für die Entstehung einer ausgeprägten Riffelstruktur konstante, günstige Betriebsbedingungen und ein genügend großer Zeitraum notwendig sind. Dieser ist abhängig von der Art der Belagsbildungsprozesse. Innerhalb des Bildungszeitraumes können sich die Riffel bis in einen stationären Zustand entwickeln, in dem hohen Druckverluste zu beobachten sind.

Die Riffelbildung ist nach HOLTORFF [HOLT69] als ein Rückkopplungssystem zu verstehen, in dem die Bildung der Riffel von ihrer Wirkung verursacht wird. Die Klärung der Fragestellung nach dem Strömungsverhalten infolge selbstorganisierender Rauheiten in turbulenten Rohrströmungen bedingt somit eine grundlegende Vereinfachung der Gesamtproblemstellung insofern, dass die Rückkopplungsbeziehungen (Wechselwirkungsmechanismen) zwischen dem riffelförmigen Wandbelag und der Rohrströmung betrachtet werden müssen. Das Phänomen der Interaktion des geriffelten Wandbelages im stationären Zustand, das heißt im Bereich des maximalen Druckverlustes, setzt somit das Vorhandensein natürlicher Riffelrauheit, wie sie in der vorliegenden Arbeit betrachtet wird, voraus. Die Problematik der Riffelbildung (u. a. Riffelgeometrie), welche gleichermaßen die Belagsbildung beinhaltet, wird in diesem Kontext nur in Ansätzen behandelt, um einen umfassenden Focus auf die Gesamtproblemstellung abzubilden. Für die Anwendungspraxis ist es von Bedeutung, die Wirkmechanismen der selbstorganisierenden Rauheiten (Riffelrauheit) im Hinblick auf die induzierten Druckverluste zu kennen, um ihnen gezielt entgegenzuwirken.

3.6.1 Belagsbildungsprozesse - Foulingmechanismen

In Anlehnung an die Arbeit von PETERMEIER [PET03] und den VDI WÄRMEATLAS [VDI97] können die in Tabelle 3.3. dargestellten Kategorien der Ablagerungsbildungsprozesse, entsprechend ihrer chemisch-physikalischen Eigenschaften bzw. Reaktionen unterschieden werden. An dieser Stelle wird der Begriff des „Fouling“, als Überbegriff für alle Belagsbildungsprozesse, eingeführt.

Tabelle 3.3: Foulingprozesse [VDI97], [PET03]

FOULING	PROZESS
Kristallisationsfouling (eng. Scaling, mineral fouling)	Auskristallisieren von im Prozessmedium (Wasser) dissoziierten Salzen an Oberflächen (z. B. Wärmetauscheroberflächen). <ul style="list-style-type: none"> ▪ Salze normaler Löslichkeit fallen auf unterkühlten Oberflächen aus. Salze mit inverser Löslichkeitskurve (z. B. CaCO_3, CaSO_4, $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$, CaSiO_3, $\text{Ca}(\text{OH})_2$, in Wasser) fallen auf überhitzten Oberflächen aus. ▪ Änderung des pH-Wertes, der z. B. bei CaCO_3-Lösungen das Lösungsgleichgewicht von CO_2 in Wasser beeinflusst, ▪ Erstarrungsfouling durch Unterschreiten der Schmelztemperatur (z. B. Wachsablagerung bei der Strömung von Rohöl).
Partikelfouling (eng. Particlefouling)	Akkumulation von fein suspendierten Partikeln, wie z. B. Sand, Schlamm oder Eisenoxid, an der Rohrwand. Die Ablagerungsaffinität nimmt mit abnehmender Partikelgröße zu. Je kleiner die Partikel sind, umso stärker wirken die Haftkräfte im Verhältnis zu anderen angreifenden Kräften. Erfolgt die Abtrennung größerer Partikeln aus dem Medienstrom durch den Einfluss der Schwerkraft spricht man vom <i>Sedimentationsfouling</i> .
Reaktionsfouling	Belagsbildung erfolgt durch eine chemische Reaktion.
Korrosionsfouling	Ausbildung einer Oxidschicht an der den Medienstrom begrenzenden Oberfläche.
Biofouling	Ausbildung von Ablagerungen durch Anreicherung und Wachstum von Makro-Organismen (z. B. Algen) oder von Mikro-Organismen (z. B. Bakterien) und deren Stoffwechselprodukten an der Rohrwand.

Die Darstellung dient der Abgrenzung der differenzierten Belagsbildungsprozesse zur Ursachenforschung der einzelnen Prozesse. In Praxisanwendungen lassen sich dagegen Belagsbildungen nicht alleinig mit einer Ursache beschreiben, da Ablagerungsvorgänge sehr komplexer Natur sind und in den meisten Fällen eine Überlagerung und Interaktion mehrerer Belagsbildungsmechanismen anzunehmen ist.

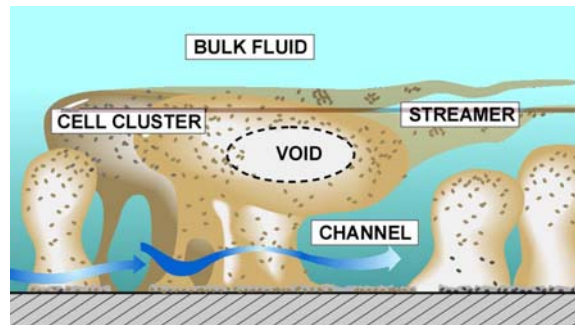
Wie bereits ausgeführt, bauen nicht alle Belagsstrukturen riffelraue Oberflächen auf (vgl. Abs. 3.3.9). Unter Einbeziehung der Bildungsmechanismen (Foulingprozesse) kann davon ausgegangen werden, dass nur bei homogenen Strukturen, wie sie u. a. durch Partikelfouling (vgl.

Abs. 3.3.1, 3.3.2, 3.3.3, 3.3.8), Sedimentationsfouling und Korrosionsfouling o. Kristallisationsfouling (vgl. Abs. 3.3.4) entstehen, Riffelstrukturen und somit Riffelrauheit entstehen können. Das heißt, dass diesen Strukturen unterstellt werden kann, dass sie eine, wenn auch geringe, Wandergeschwindigkeit auf der Grenzfläche besitzen. Die Richtigkeit dieser Annahme findet ihre Bestätigung in den experimentellen Untersuchungen von SCHOCH ET AL [SCHO69].

Heterogene Clusterstrukturen hingegen, wie sie durch Prozesse des Biofouling (z.B. Biofilme) entstehen (vgl. Abs. 3.3.9 und Bild 3.33), zeigen keine Riffelbildungen an der Belagsoberfläche. Es ist zu vermuten, dass die Ursache hierfür u. a. in der Struktur der Wandbeläge selbst liegt. Anhaltspunkte hierfür finden sich in der mikroskopischen Untersuchung von Biofilmen.

Die durch die Anlagerung von Mikroorganismen an Grenzflächen entstehenden mikrobiellen Aggregate werden durch extrazelluläre polymere Substanzen (EPS) zusammengehalten. Die EPS-Matrix ist maßgeblich für die sich ausbildende Morphologie und die physikalischen Eigenschaften des Biofilms. Die heterogene Biofilmstruktur, die sich aus Clustern von Mikroorganismen zusammensetzt, wird von Poren und Kanälen durchzogen, in denen sich konvektiver Medientransport und der Transport von gelösten Stoffen vollziehen kann [KRAU02]. Die aggregierten Mikroorganismen bilden einen sessilen Biofilm aus, der weitestgehend als immobil (an der Grenzfläche fixiert) bezeichnet werden kann. Sie besitzen die Fähigkeit, sich über einen gewissen Bereich den hydrodynamischen Bedingungen (z.B. Strömungsgeschwindigkeit) anzupassen. Phänomene und Mechanismen der Selbstorganisation sind in diesem Zusammenhang nicht zu beobachten. Diese Aussage steht in Übereinstimmung mit verschiedenen qualitativen Untersuchungen zur Struktur von Biofilmen-Morphologien und dem Einfluss von Strömungen auf Biofilme bzw. dem Wachstum von Biofilmen, wie in KRAUS [KRA02] und LEWANDOWSKI/STOODLEY [LEW92] dargestellt. Ein weiteres Indiz für die in Zusammenhang mit Biofilmen dokumentierten Eigenschaften ist die Tatsache, dass durch Biofilme kein Massentransport, wie er in anderen, riffelausbildenden Wandablagerungen festzustellen ist, beobachtet werden kann.

Für eine umfassende Darstellung von Biofilmstrukturen wird auf KRAUS [KRA02] verwiesen.

Bild 3.33: Biofilmstruktur ²¹

3.6.2 Riffelstrukturen - Ablagerungsmorphologie – Riffelgeometrie

Die Auswertung der in der Literatur dokumentierten Beispiele für Riffelrauheit verdeutlicht eine Unterscheidung in zwei Gruppen von Riffelbelägen. Diese entwickeln sich, entsprechend der Belagsbildungsprozesse vornehmlich durch Partikelfouling, meist in Fernwasser- bzw. Transportleitungen bzw. durch Reaktions- bzw. Kristallisationsfouling u. a. im Bereich von Wärmetauschern. Alle gesichteten Quellen beschreiben übereinstimmend strömungserzeugte, selbstorganisierende Riffelstrukturen (Riffelrauheiten), die sich als dünnen Wandbelag darstellen, verformt durch Interaktionsmuster mit den Sekundärströmungen im Rohrinne. Die Wandbeläge unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Konsistenz und der erzeugten Riffelgeometrien zwar im Detail, es können aber alle diese Verformungen der Ablagerungen auf Oberflächen als Riffel bezeichnet werden. Mikroskopische Untersuchungen riffelrauer Oberflächen von PFAU ET AL [PFAU78] und WIDERHOLD [WIED49] dokumentieren übereinstimmend riffel- o. dünenähnliche Strukturen die sich in ihrer Gesamtheit völlig einheitlich, in gut definierten Abständen λ_s quer zur Strömungsrichtung ausbilden.

Die durch Partikelfouling entstandenen Riffelbeläge zeichnen sich durch ihre plastische [GEB60/1], schleimige [HOLT69], schmierige Konsistenz aus. Sie sind leicht zu entfernen (abwischbar) und härten unter den gegebenen Betriebsbedingungen nicht aus. Die aus dem Medienstrom an der Rohrwand anlagernden Partikel liegen demzufolge in suspensierter Form vor. Die abgesetzte Belagsstärke beträgt durchschnittlich 1,5 – 4 ‰ des Rohrdurchmessers.

Der Aufschluss der chemischen Bestandteile der dokumentierten Riffelbeläge ergab die in Tabelle 3.4 angegebenen prozentualen Anteile mineralischer Komponenten. Die organischen

²¹ Quelle: © 1994 Center for Biofilm Engineering, Montana, USA, www.erc.montana.edu/Res-Lib99-SW/Image_Library, BiofilmWbWithLabels.jpg

Bestandteile sind als Anteile im Glühverlust enthalten, wurden aber nur im Fall der Santeetlah Druckleitung näher untersucht und mehrheitlich als Polysaccharide identifiziert. Maßgeblich setzen sich die Beläge zu einem großen Teil aus mineralischen Komponenten mit großen Anteilen an Eisen, Aluminium, Silizium und Mangan sowie stark variablen Anteilen an Kalzium zusammen.

Tabelle 3.4: Aufschluss der chemischen Bestandteile dokumentierter Riffelbeläge

ROHRLEITUNG	Ecker-Fernleitung	Bèvercè	Dresden	Santeetlah Druckleitung	Oker Nebenleitung	Söse Turbinenleitung	Söse-Fernleitung
	Riffelbelag Reinwasser	Riffelbelag Rohwasser	Riffelbelag Rohwasser	Riffelbelag Rohwasser	Riffelbelag Reinwasser	Riffelbelag Rohwasser	glatter Belag Reinwasser
Glühverlust ^{###}			29,9%	18,6% ^{**}		20,7% ^{***}	27,4% ^{***}
SiO ₂		16,4% [#]		7,0% [*]			
Fe ₂ O ₃	3,1%	7,6% ^{##}	29,92%	18,5% [*]	6,0%	9,9%	4,4%
Al ₂ O ₃	52,8%		3,87%	7,5% [*]	43,4%	7,0%	10,1%
CaO	9,9%		nicht nachweisbar	1,0% [*]	9,6%	2,2%	43,7%
MgO		57,6%		2,5% [*]			
Mn ₂ O ₃				59,5% [*]			
MnO ₂	19,2%				17,1%		
MnO						43,6%	8,6%
Mn ₃ O ₄			10,88%				
unlöslich	0,7%		24,9% ^{****}		31,1%	17,5%	2,8%

* in der Asche

** der trockenen Probe

*** inklusive H₂O

**** in HCl,

angegeben als Si

angegeben als Fe

^{###}Im Glühverlust ist jeweils der Anteil organischer Substanz enthalten aber nicht separat bestimmt worden. Der unlösliche Anteil wird jeweils einen bedeutenden Anteil SiO₂ enthalten. Zu beachten ist, dass sich Prozentangaben teilweise auf die Gesamtheit der Proben, teilweise nur auf die Asche beziehen.

Eine Übersicht der sich durch Partikelfouling ausbildenden Riffelgeometrien ist in Tabelle 3.5 dargestellt. Hierin bezeichnet *s* die durchschnittliche Belagsdicke. Wie bereits in Abs. 3.3.2 dargestellt, kann davon ausgegangen werden, dass die Riffelgeometrie im Beispiel der Transportleitung des Kraftwerkes Bèvercè noch nicht voll ausgebildet war, so dass der Zustand der Ausbildung der Riffelgeometrie nicht als stationär anzusehen ist.

Tabelle 3.5: Riffelgeometrie Partikelfouling

ROHRLEITUNG	D [mm]	Δs [mm]	Λs [mm]	s [mm]	k_s [mm]	c_k
Ecker-Fernwasserleitung ²²	496	0,7	5	0,7	5,8 - 14,9	0,14
Kraftwerk Bèvercé ²³	1.950	0,45 3,5	5 16	1,5 12	2,3 - 3,4 5,8 - 9,4	0,09 0,218
Dresden-Coschütz ²⁴	1.000	-	-	4 - 5	2,0 - 15,9	-
Schluchsee Schwarzastollen ²⁵	4.100	0,750	2,70	-	2,9	0,277

Die sich auf Grund der Belagsbildungsprozesse des Reaktions- bzw. Kristallisationsfouling ausbildenden Riffelbeläge stellen sich als harte, kristalline Struktur dar, die in Folge von Lösungs- und Rekristallisationsprozessen ihre Oberflächenstruktur verändert. Eine mechanische Deformierung dieser Ablagerungen durch die Schubspannungen der Strömung ist auf Grund ihrer hohen Festigkeit nicht möglich [PFAU78]. Im Wesentlichen bestehen diese Ablagerungen in den betrachteten Beispielen aus Magnetit (Fe_3O_4) bzw. aus Siliziumoxid (SiO_2). Die Abmessungen sind nachfolgend tabellarisch dargestellt, vgl. Tabelle 3.6.

Allen betrachteten Belagsstrukturen ist gemein, dass sie eine Wanderungsgeschwindigkeit über die Wandung aufweisen. Wie experimentell in [SCHO70/2] nachgewiesen wurde, ist diese bei kristallinen Belägen deutlich geringer als bei suspendierten Belägen. In Bezug auf die Beispiele, in denen keine Angaben zu Riffelablagerungen bzw. zu deren geometrischer Ausbildung gemacht wurden, aber Parallelen hinsichtlich des Leistungsrückganges bei entsprechendem Verlauf der Widerstandszunahme deutlich werden, wird darauf hingewiesen, dass auch im Fall der Ecker-Fernwasserleitung und Fernwasserleitung zum Wasserwerk Dresden-Coschütz die Riffelstrukturen des Wandbelages mit bloßem Auge nicht zu erkennen waren. Erst eine Ausleuchtung des scheinbar glatten Wandbelages konnte die Riffel sichtbar machen. Es ist daher anzunehmen, dass

²² Quelle: [WIED49], [SEIF50] Messung im Februar/März; Temperatur geschätzt 6 °C

²³ Quelle: [GEB60/2C] Messung 30. Juli 1935 (6 Jahre Betrieb, 15°C), Messung 12. April 1949 vor Reinigung (20 Jahre Betrieb, 5 °C)

²⁴ Quelle: [BRAU58] Messungen im Bereich Papierfabrik Hainsberg, Messung 1955 vor der Reinigung, 12 Monate nach Reinigung 1957, 15 Monate nach Reinigung 1957 – keine Riffelabmessungen dokumentiert

²⁵ Quelle: [PFAU78], [PFAU77/1], [DÖHL69]

auch in weiteren dokumentierten Fällen Riffelrauheit die Ursache für die resultierende Leistungsminimierung ist. Im Folgenden wird diese These weiter untersetzt.

Tabelle 3.6: Riffelgeometrie - Reaktions- u. Kristallisationsfouling

ROHRLEITUNG	D [mm]	Δs [mm]	Λs [mm]	k_s [mm]	c_k
Magnetitschutzschichten in Verdampferrohren ²⁶					
Rohr 9	34,5	0,047*	0,238	0,095	0,197
Rohr 10	34,5	0,047*	0,238	0,095	0,197
Rohr 11	34,5	0,047*	0,238	0,091	0,197
Rohr 18	34,5	0,047*	0,238	0,088	0,197
Rohr 19	27,0	0,038*	0,190	0,051	0,2
Probe 108/111	31,9	0,062*	0,310	0,154	0,2
Probe 102	147,7	0,09	0,450	0,130	0,2
Magnetitschutzschichten GKM ²⁷					
	23,2	0,017	0,3	0,15	0,056
	34,4	0,021	0,25	0,07	0,084
	29,3	0,018	0,2	0,07	0,09
	23,4	0,017	0,3	0,09	0,056
	29,9	0,018	0,25	0,05	0,072
	29,8	0,017	0,3	0,09	0,056
	29,1	0,017	0,275	0,05	0,0618
	34,1	0,025	0,2	0,10	0,125
Geothermischer Wärmetauscher ²⁸					
bei 30 °C	9,55	0,123	0,870	1,1	0,141
bei 80 °C	9,55	0,123	0,870	1,1	0,141
Geothermischer Wärmetauscher ²⁹					
	610	1,08	4,73	24,7	0,228

* Werte sinnvoll angenommen

Die Entstehung von selbstorganisierenden, riffelartigen Oberflächenstrukturen (Wandbelagsstrukturen) und deren Wechselwirkungsmechanismen können im Hinblick auf die Erhöhungen der Reibungsverlusthöhe in drei Zyklen unterteilt werden:

²⁶ Quelle: [SCHO69], [SCHO70/1], [SCHO70/2], [SCHO72] Messwerte für Benson-Kessel (Magnetit-Ablagerung mit Riffelstruktur) *-Werte sinnvoll geschätzt

²⁷ Quelle: [PFAU78] – Werte aus Rohrleitungen des Großkraftwerkes Mannheim (GKM)

²⁸ Quelle: [PFAU78], [BOTT78]

²⁹ Quelle: [BOTT78], Bericht Hveragerdi

- [1] Belagsbildungsprozess - Abscheidung von Partikeln (suspendiert, kolloidal gelöst, echt gelöst) aus dem Fluidstrom und Anlagerung an der Rohrwandung,
- [2] Selbstorganisationsprozess – Anordnung der abgelagerten/abgeschiedenen Partikel zu riffelähnlichen Strukturen,
- [3] Wechselwirkung zwischen dem abgelagerten/selbstorganisierten Wandmaterial, dem Fluidstrom und den Inhaltsstoffen – Erhöhung des Strömungswiderstandes.

Die o. g. Zyklen sind dabei nicht scharf gegeneinander abzugrenzen, da sie sich wechselwirkend, gegenseitig bedingen. Für die Zyklen [1] und [2] können mit Verweis auf u. a. SCHMIDT [SCHM01] bzw. die Arbeiten von FÜHRBÖTER [FÜHR83] (in Analogie zur Riffelbildung auf Fließgewässersohlen u. Dünen) und Abs. 4.5 Modellvorstellungen angegeben werden. Die Kategorisierung der verschiedenen Riffelstrukturen gemäß ihrer Genese und der vorstehend beschriebenen Kriterien (vgl. auch 3.6.1) erfolgt zusammenfassend nach Tabelle 3.7:

Tabelle 3.7: Kategorisierung von Riffelstrukturen

KATEGORIE	
A - mobile Riffelstrukturen	Vorwiegend durch Partikelfouling ausgebildeter Wandbelag, mit einer relativ hohen Wanderungsgeschwindigkeit, konstante Strömungs- und Riffelbildungsbedingungen über einen ausreichend großen Zeitraum (z.B. Ecker-Fernwasserleitung, Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Bèvercè, Fernwasserleitung Dresden-Coschütz, Brauchwasserleitung Maltitz, Druckrohrleitung Eibenstock)
B- semimobile Riffelstrukturen	Überwiegend durch Kristallisationsfouling oder Reaktionsfouling ausgebildeter Wandbelag mit geringer Wanderungsgeschwindigkeit, konstante Strömungs- und Riffelbildungsbedingungen über einen ausreichend großen Zeitraum (z.B. Magnetitschutzschichten in Verdampferrohren)
C- immobilisierte Riffelstrukturen	Der Entstehungsmechanismus der Riffel entspricht denen der Kategorien A bzw. B, die Strömungs- und Riffelbildungsbedingungen sind über den Betrachtungszeitraum nicht konstant, so dass eine Diskrepanz zwischen dem Riffelzustand, der Entstehung und dem Zustand der messtechnischen Erfassung liegt (z.B. Bitumenschutzschichten in Druckrohrleitung nach Abs. 3.4.4 o. geothermischer Wärmetauscher in Hveragerdi; die Riffelentstehung fand in einem anderen Temperaturbereich als die messtechnische Auswertung statt).

3.6.3 Natürliche Riffelrauheit vs. künstliche Rauheitsstrukturen

Die Auswertung der im Abschnitt 3.4 untersuchten künstlichen Riffelstrukturen belegt umfassend, dass nicht allein die Form und Verteilung der Rauheitselemente die bei natürlicher Riffelrauheit beobachteten Verluste hervorrufen kann. Die in den Arbeiten von STREETER [STREET35], GEBNER [GEB60/1] und MÖBIUS [MÖB40] untersuchten periodischen Rauheitsstrukturen zeigen

trotz ihrer geometrischen Ähnlichkeit und ihrer Orientierung in der Strömung kein der natürlichen, selbstorganisierende Riffelstrukturen ähnliches, typisches Strömungsverhalten.

Eine Ausnahme stellen die von SCHLICHTING [SCHL36/1] untersuchten Winkelprofile dar. In diesem Fall kann davon ausgegangen werden, dass die geometrische Ausbildung und die Anordnung der Rauheitselemente einen ähnlichen Resonanzzustand erzeugt haben, wie er bei den natürlichen Riffelrauheiten vermutet wird.

Abweichend vom Widerstandsverhalten der Sandrauheit im Übergangsbereich, der sich durch die gleichzeitig in die turbulente Strömung eintauchenden Sandkörner bei Minimierung der laminaren Grenzschicht relativ schnell vollzieht (vgl. Abs. 2.6.2), wurden in den ausgewerteten Arbeiten sehr ausgedehnte Übergangsbereiche bei regelmäßigen Rauheitsformationen beobachtet. Eine Erklärung für dieses Verhalten findet sich in den durch die Rauheitselemente erzeugten Strömungswiderständen durch Reibung und Wirbelbildung, vgl. Abs. 3.2.1.

Ausgehend von [SCHL36] wird nach Auswertung der o. g. Arbeiten um so deutlicher, dass die Höhe des Rauheitselementes als Parameter einer hinreichend genauen Beschreibung des hydraulischen Widerstandsverhaltens nicht ausreichend ist. Der durch die einzelnen Rauheitselemente hervorgerufene hydraulische Widerstand hängt von deren Höhe, der Rauheitsdichte, der Anordnung und ihrer Form ab.

In Bezug auf die, in Folge von selbstorganisierenden Rauheiten, auftretende Erhöhung des Strömungswiderstandes zeigt sich, dass die Geometrie der Rauheitselemente nicht alleinig maßgeblich ist. Vielmehr ist der Wechselwirkungs- bzw. der Rückkopplungsmechanismus zwischen den wandnahen Strukturen des Strömungsmediums und des sich in Folge der Wechselwirkungsbeziehung ausbildenden, selbstorganisierenden Wandbelages von entscheidender Bedeutung. Diese explizite Wechselwirkung konnte bei starren, künstlichen Riffelgeometrien nicht beobachtet werden.

4 STRUKTUR DER TURBULENTEN WANDSTRÖMUNG

4.1 Vorbemerkung

In turbulenten Grenzschichten wird die kinetische Energie der Turbulenz erzeugt, transportiert und dissipiert. Dabei konzentriert sich die Erzeugung der Turbulenz auf eine sehr dünne Region in unmittelbarer Wandnähe. Die Erzeugung der kinetischen Energie der Turbulenzen erfolgt hauptsächlich im Übergangsbereich (buffer layer) an der „Grenze“ zur viskosen Unterschicht, wobei die Initiierung der Turbulenz in der viskosen Unterschicht liegt, welche 3-dimensionale instabile Bewegungen beinhaltet.

Die auf phänomenologischen Gesichtspunkten begründete Unterteilung der Grenzschicht in die in Abs. 2.6 dargestellten Bereiche ist für die Darstellung von Wechselwirkungsmechanismen zwischen der wandnahen Strömung und Strukturänderungen der Wandungs Oberfläche bzw. des abgelagerten Wandmaterials nicht ausreichend. Die Wechselwirkungen im unmittelbaren Wandbereich wandungsbegrenzter turbulenter Strömungen sind zwangsläufig mit der Frage nach der Struktur der turbulenten Grenzschicht verbunden.

Eine Vielzahl von experimentellen und theoretischen Studien beschäftigten sich mit der Struktur turbulenter Grenzschichten, mit besonderer Betrachtung der wandnahen Strömungsformationen im Bereich der viskosen Unterschicht. Für eine detaillierte Darstellung der, auf dem Gebiet der Strukturen turbulenter Grenzschichten, detektierten Eigenschaften wird auf ROBINSON [ROBI91] verwiesen. Im Ergebnis dieser Untersuchungen von Grenzschichtphänomenen zeigt sich, dass die viskose Unterschicht nicht einen überwiegend laminaren, sondern einen turbulenten, intermittierenden Charakter aufweist.

Die experimentellen Studien von KLINE ET AL [KLINE67] und MORRISON / BULLOCK [MORR71] visualisierten erstmalig das Vorhandensein von gut organisierten, raum- und zeitabhängigen Fluidbewegungen (kohärenten Strukturen) von Scherströmungen in Wandnähe. Diese Bewegungen führen zur Formation von „low-speed Streaks“ (Strömungsstreifen mit geringer Geschwindigkeit) sehr nahe der Wand. Die „Streifen“ interagieren mit dem äußeren Teil der Strömung durch Vorgänge des „gradual lift up“ (stufenweise anheben), „sudden oscillation“ (plötzliches Oszillieren) und „Bursting and Ejection“ (Ablösung und Ausstoß in den äußeren Teil der Strömung)

[KLINE67]. Diese Strömungsphänomene wurden von RUNDSTADLER ET AL [ROBI91] als Burst-Zyklen (Scherwirkung an ebener Berandung) beschrieben.

KÄHLER [KÄHL04/1] kommentiert die vorstehenden Ausführungen wie folgt: „Today, there is no doubt about the existence of organized flow structures, but their geometrical and kinematical properties are still under investigation, especially at large REYNOLDS numbers, because there is no general agreement about which structures are fundamental and which ones are only secondary, which ones are dominant and which ones are irrelevant“.

Die o. g. Vorgänge wandnaher Turbulenz werden im Folgenden vertiefend mit dem Ziel dargestellt, die im Falle von selbstorganisierende Rauheit wesentlichen Prozesse und Strukturen zu identifizieren, die auch für die Wechselwirkungsprozesse im wandnahen Bereich, und somit für die Erhöhung des Strömungswiderstandes eine wesentliche Rolle spielen.

An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass eine Vielzahl der o.g. Arbeiten im Zusammenhang mit Sedimentbewegungen in offenen alluvialen Gerinnen entstanden ist, die ablaufenden Prozesse aber hinsichtlich der Fluid-Wandbelag-Wechselwirkung in Rohrleitungen identisch sind.

4.2 Definition u. Eigenschaften kohärenter Strukturen

Kohärente Strukturen sind inhärenter Bestandteil der turbulenten Strömungen. Der Begriff der „kohärenten Struktur“³⁰ impliziert keine eindeutige Definition, so dass in diesem Fall verschiedene Auffassungen der Zuordnung existieren. Da der Wechselwirkungsmechanismus zwischen den wandnahen Strömungsbereichen und dem abgelagerten Wandmaterial ursächlich auf die charakteristischen Strömungsmerkmale der turbulenten Strömung und somit auf Wirbelstrukturen zurückzuführen ist, wie in umfangreichen Arbeiten u.a. von HARDTKE [HARD79], THOMAS [THOM79], JI und MENDOZA [JI98], YALIN [YAL88/2], PRIGOZHIN [PRI99], ANDERSON ET AL [AND02] ausführlich dargestellt wird, soll auf Grund ihrer Allgemeingültigkeit die von BLACKWELDER [BLAC87] gegebene Definition verwendet werden. BLACKWELDER gibt hierzu folgende Beschreibung:

³⁰ Kohärenz (lat.: cohaerere = zusammenhängen; Adjektiv kohärent) bezeichnet allgemein den inneren oder äußeren Zusammenhang oder Zusammenhalt von etwas.

„Eine kohärente Struktur ist eine Menge rotationsbehafteter Fluidbestandteile, die einer zeitlichen Entwicklung unterliegen und eine räumliche Ausdehnung aufweisen, innerhalb derer die Strömungsgrößen phasenkorreliert sind“. [BLAC87]

Ausgehend von der gegebenen Beschreibung und in Anlehnung an Abs. 2.3.1 können im Sinne der vorliegenden Arbeit folgende Charakterisierungen kohärenter Strukturen vorgenommen werden:

- Kohärente Strukturen sind drehimpulsbehaftete Fluidmassen, somit handelt es sich um Wirbelstrukturen, wobei nicht jeder Wirbel zwangsläufig eine kohärente Struktur ist.
- Kohärente Strukturen zeichnen sich durch ihr inhärentes dynamisches Verhalten aus, sie ändern sich hinsichtlich ihrer Erscheinungsform und Charakteristik mit der Zeit. Eine im Eulerschen-Bezugssystem beobachtete kohärente Struktur stellt somit lediglich eine Momentaufnahme innerhalb ihres Entwicklungsprozesses dar.
- Obwohl kohärente Strukturen einer zeitlichen Entwicklung unterworfen sind, sind sie gleichermaßen die stabilsten und langlebigsten Strukturen der Strömung [ROBI91].

Kohärente Strukturen sind Bestandteil der Energiekaskade nach Abs. 2.3.1, die den Energieabbau durch turbulente Schwankungen in ihren Erscheinungsformen beschreibt. Ihre Energie beziehen kohärente Strukturen ebenso wie die Turbulenzstrukturen aus dem mittleren Strömungsfeld. Ihr Energieinhalt ist dabei per Definition verhältnismäßig fest gebunden. Er dissipiert partiell über viskose Reibung (direkt), der maßgeblichere Anteil wird jedoch über Zerfallsprozesse in inkohärente Turbulenzstrukturen überführt und baut sich über die konventionelle Energiekaskade ab [LUKO02].

Der eigentliche Entstehungsprozess kohärenter Strukturen ist bislang nur unzureichend geklärt. Von grundlegender Bedeutung ist jedoch das Vorhandensein einer Scherzone bzw. das Vorhandensein von Rauheitserhebungen, die ein Ablösen der Strömung zur Folge haben.

4.3 Wandnahe Turbulenz - kohärente Wirbelstrukturen

Die Signifikanz kohärenter Strukturen für die Dynamik der turbulenten Grenzschicht ist bereits seit einigen Jahrzehnten Gegenstand der Forschung.

Im wandnahen Bereich der Grenzschicht können diverse kohärente Strömungsstrukturen identifiziert werden, die sich in ihren geometrischen Abmessungen und ihrer Bedeutung für die turbulente Vermischung stark unterscheiden. KÄHLER [KÄHL04/1], [KÄHL04/2] konnte zeigen, dass

streifenartige Strömungsstrukturen (low-speed Streaks) in Wandnähe den Impulsaustausch wesentlich bestimmen, insbesondere wenn es zur Wechselwirkung mit großskaligen Strukturen aus wandferneren Schichten der Grenzschicht kommt. Diese Wechselwirkung ist auch maßgeblich für die Entstehung von Längswirbeln verantwortlich.

Als grundlegender Mechanismus für die Entstehung der Turbulenz wird von BEZZOLLA [BEZZ02] der Aufrollvorgang einer freien Scherschicht vorausgesetzt. Dieser Mechanismus ist der Ausgangspunkt für die Bildung charakteristischer Haarnadelwirbel (hairpin vortices), welche sich sowohl über hydraulisch glatter wie auch rauher Wandung bilden und durch Einmischung und Diffusion in Folge weiter anwachsen.

Die Erzeugung der Turbulenz beruht demzufolge auf der Wechselwirkung von Haarnadelwirbeln mit der mittleren Strömung. Diese Wechselwirkungen prägen sich nach HARDTKE [HARD79] als kohärente Strukturen aus, die sich zufällig in Raum und Zeit bewegen. Ihnen ist eine definierbare charakteristische Länge und Lebensdauer zuordenbar. Darüber hinaus bilden sich die Strukturen aus einem identifizierbaren, physikalischen Prozess, der im Folgenden beschrieben wird.

KLINE ET AL [KLINE67] beobachteten in unmittelbarer Wandregion der turbulenten Grenzschicht ausgedehnte langsame Strömungsstrukturen (low-speed flow structures) die sich zunächst langsam von der Wand weg bewegen, bis sie plötzlich zu schwingen beginnen, instabil werden und in kleinere Turbulenzstrukturen zerfallen.

Diese Strukturen wurden erstmalig von KLINE ET AL [KLINE67] durch Färbung und Wasserstoffblasen sichtbar gemacht und werden auch als „low-speed Streaks“ bezeichnet. Low-speed Streaks sind längs der Hauptströmung ausgerichtete Fluid-Streifen, die sich, verglichen mit ihrer Umgebung, mit relativ kleiner Geschwindigkeit fortbewegen. Sie bilden sich maßgeblich im wandnahen Bereich der turbulenten Grenzschicht, in einem Abstand zwischen $y^+ \approx 5$ und $y^+ \approx 40-50$ aus [KÄHL04/1].

Allgemein ergibt sich, in Übereinstimmung mit den vorstehend genannten Arbeiten, folgendes Bild kohärenter Wirbelstrukturen in der turbulenten Grenzschicht an einer glatten Wand:

Innerhalb der viskosen Unterschicht im Wandabstand $0 < y^+ < 5$ treten Geschwindigkeitsfluktuationen kleinerer Amplituden auf, so dass diese Schicht nicht rein laminar verläuft. Die Entstehung der Turbulenz erfolgt in der Region $5 < y^+ < 70$. In dieser Region können drei charakteristische Teilbereiche unterschieden werden. Der Bereich $5 < y^+ < 15$ ist kennzeichnend für den

Ursprung von Fluidejectionen, der Bereich $7 < y^+ < 30$ ist durch die Wechselwirkung der Wirbelelemente mit der Hauptströmung charakterisiert. Oberhalb eines Wandabstandes von $y^+ = 70$ ist eine zunehmende homogene Turbulenz zu beobachten.

Die wesentliche Eigenschaft der Wandregion $5 < y^+ < 70$ ist die Ejection von Fluidelementen. Im Ablauf des als „Burst“ bezeichneten Prozesses treten dreidimensionale Wirbelstrukturen (Haarnadelwirbel) zufällig in Zeit und Raum auf. Die definierte Form der Wirbelstrukturen ist dabei unabhängig von den mittleren Strömungsparametern, die aber ihrerseits die Erscheinungshäufigkeit und die Intensität der Wirbelstrukturen beeinflussen.

Eine idealisierte Darstellung der Turbulenzerzeugung, wie in Bild 4.1 über einer glatten Wand, gibt u. a. SMITH [BEZZ02]. Der Wirbelbildungsprozess wird hierbei losgelöst von den Vorgängen in der unmittelbaren Umgebung betrachtet.

Der Prozess der Turbulenzerzeugung beginnt mit der Entstehung eines low-speed-Streaks in unmittelbarer Wandnähe. Dabei wächst der Streak durch Akkumulation von langsamen Fluid in Länge und Höhe.

Über der Zone des langsam fließenden Fluids (low-speed-Streak) bewegen sich Fluidschichten höherer Geschwindigkeit, es entsteht ein räumliches Geschwindigkeitsprofil mit einem Wendepunkt zwischen dem low-speed-Streak und dem schneller fließendem, umgebenden Fluid. Durch Umgebungsturbulenzen wird das Geschwindigkeitsprofil gestört, der low-speed-Streak lokal angehoben und Oszillationen unterworfen (Bild 4.1-a). Als Folge der lokalen Erhöhung (bis zu einem Wandabstand von $y^+ = 15-30$) rollt sich die freie Scherschicht um den Streak zu einem Wirbel auf (Bild 4.1-b). Im weiteren Verlauf deformiert sich der Wirbel räumlich und der Wirbelkopf wird von der Wand weg bewegt. Dabei bleibt das Ende der Wirbel mit der Wand verbunden, so dass sich zwei gegenläufig rotierende, in Längsrichtung ausgerichtete Wirbelbeine bilden (Bild 4.1 c). Mit der Bewegung des Wirbelkopfes wird langsam bewegliches Fluid weg von der Wand bewegt, während zwischen den Wirbelbeinen langsames Fluid gehalten und so der low speed Streak stabilisiert wird. Bei ausbleibender Interaktion des entstandenen Haarnadelwirbels mit benachbarten Wirbelstrukturen, wächst dieser durch Diffusion und wird hauptsächlich in Längsrichtung verzerrt (Bild 4.1-d). In der Regel lösen sich 2 bis 5 Haarnadelwirbel in unmittelbarer zeitlicher Folge ab. Dabei ordnen sich die Köpfe der einzelnen Wirbel in einer Ebene an, die einen Winkel von etwa 15° bis 30° zur Wand einschließt. Der vordere Teil des einzelnen Wirbels schließt einen Winkel von ca. 45° zur Wand ein. Das Ereignis der Bildung mehrerer Haarna-

delwirbel wird von SMITH [BEZZ02] als *Streak Bursting*-Prozess bezeichnet und ist vermutlich eine Folge eines weiter stromauf stattgefundenen Burst, der mit einem Sweep-Ereignis, bei dem schnelleres Fluid gegen die Wand transportiert wird, endet.

Auslöser des Anhebens und der Oszillation von Streaks ist nach SMITH [BEZZ02] ein Burst der vor diesem Ereignis stattgefunden hat.

GRASS ET AL. [GRAS91] zeigten, dass haarnadelförmigen Wirbel auch über rauen Sohlen nachweisbar sind und in ähnlichem Zusammenhang mit den Sweeps und Ejections stehen, wie bei glatten Sohlen.

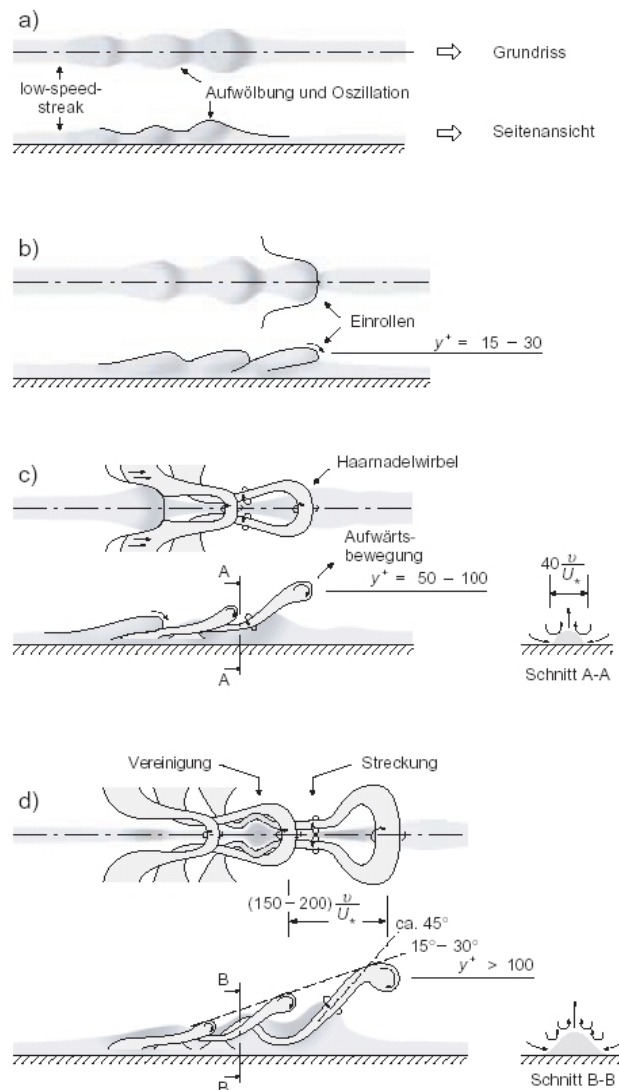


Bild 4.1: Schematische Darstellung der Bildung von Haarnadelwirbeln über low-speed-Streaks (Streak Bursting-Prozess) nach SMITH; aus BEZOLLA [BEZZ02]

An der rauen Wandung entstehen die Wirbel, wie in Bild 4.2, auf der Höhe der Rauheitsspitzen, durch das Ablösen der Strömung an den einzelnen Rauheitselementen [BEZZ02]. Die Ausgangsgröße der Wirbel ist somit bereits ähnlich der geometrischen Abmessungen der Rauheitselemente. Anders als bei glatten Wandungen ist die Lage der Ablöseorte und somit auch die Lage und Ausdehnung der Maxima der turbulenten Spannungsterme räumlich eher fixiert [BEZZ02]. Die Vertiefungen zwischen den Rauheitselementen ermöglichen eine Querbewegung, so dass die Turbulenzintensität auf der Höhe der Scheitelpunkte der Rauheitselemente einen von Null verschiedenen Wert annimmt.

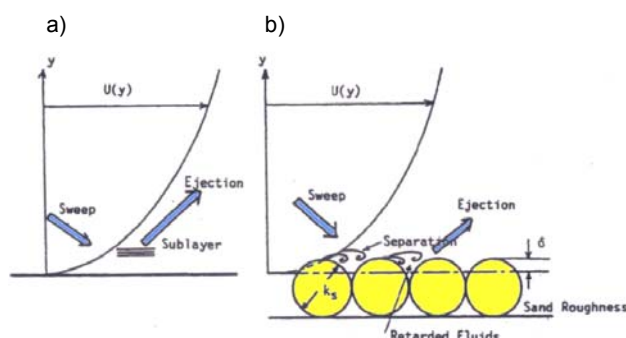


Bild 4.2: Darstellung (schematisch) der Wirbelbildungsmechanismen über glatten (a) bzw. rauen Sohlen (b) nach NEZU und NAKAGAWA [NEZU93]

4.4 Burst-Zyklen

NEZU u. NAKAGAWA [NEZU93] unterscheiden prinzipiell kleinmaßstäbliche kohärente Strukturen (Bursting events) in Wandungsnähe (nach Abs. 4.3) und makroskalige Wirbelbewegungen. Diese Erscheinungsformen liegen nach ihren Abmessungen mehrere Größenordnungen über der kleinskaligen, isotropen Turbulenz und stellen daher großskalige, anisotrope Phänomene dar [LUKO02].

Burst-Prozesse sind kohärente, quasi-periodische Zyklen, die sich aus einer Sweep- und einer Ejection-Phase zusammensetzen und zeitlich und räumlich getrennt, intermittierend auftreten [NEZU93]. Ihre Lebensdauer ist dabei wesentlich größer als die Rotationszeit.

In Sweep-Zyklen wird Fluid hoher Geschwindigkeit aus wand- bzw. sohlernen Bereichen in Richtung Wandung transportiert, in Ejections-Zyklen erfolgt die Bewegung langsamen Fluids (mit geringem Impuls) von der Wand weg. Diese kohärenten Strukturen haben einen gewichtigen Anteil an den auf die Sohle wirkenden Druckspitzen, die durch die Strömung verursacht werden (siehe auch [GRAS70], [GRAS71], [LANG01]).

Die turbulente Schubspannung τ_t , die in der x-y-Ebene wirkt, wird durch $\tau_t = -\overline{\rho u'v'}$ abgebildet, wobei ρ die Dichte des Fluids ist. Die turbulente Schubspannung kann als Kombination positiver und negativer Fluktuationen in der x- und y-Ebene dargestellt werden.

Allgemein wird für die Identifizierung von Burst-Zyklen in turbulenten Grenzschichten die Quadrantenanalyse, nach Bild 4.3, angewendet. Über einem Schwellenwert H ergeben sich 4 Quadranten mit korrespondierenden Burst-Zyklen.

Nach WALLACE ET AL [ROBI91] und WILLMARTH UND LU [WILL74] entsprechen bei einer zweidimensionalen Betrachtung in der Quadrantendarstellung (Quadrant Splitting Analysis) der Schwankungsgeschwindigkeiten u' und v' für die folgende Kombination einem Ejection- bzw. einem Sweep-Ereignis [BEZZ02], vgl. Tabelle 4.1.

Tabelle 4.1: Quadrantendarstellung der Schwankungsgeschwindigkeiten

SCHWANKUNGSGESCHWINDIGKEIT	EREIGNIS
$u' < 0, v' > 0; -u'v' > 0$	Ejection: Vektor der Schwankungsgeschwindigkeit (u',v') liegt im II. Quadranten der $u' - v'$ -Ebene
$u' > 0, v' < 0; -u'v' > 0$	Sweep: Vektor der Schwankungsgeschwindigkeit (u',v') liegt im IV. Quadranten der $u' - v'$ -Ebene

Die in den Quadranten I und III, in Bild 4.3, dargestellten Abläufe beschreiben eine nach innen bzw. nach außen gerichtete Schwankungsbewegung, die jedoch keinen Betrag zur turbulenten Schubspannung liefert. CORINO und BRODKEY [CORI69] zeigten, dass ca. 70% der Schubspannung durch Ejection-Zyklen erzeugt werden, die wiederum ca. 1/3 stärker sind, als Sweep-Zyklen. NEZU UND NAKAGAWA [NEZU93] geben an, dass der Übergang vom Sweep zum Ejection-Zyklus deutlich schneller erfolgt. Somit kann eine Burst-Periode T_b als die Zeit zwischen zwei gleich gerichteten Strahlereignissen aufgefasst werden, deren Vektor der Schwankungsgeschwindigkeit u', v' in der $u' - v'$ -Ebene sowohl des II. oder des IV. Quadranten liegt [BEZZ02].

Zur deutlicheren Abgrenzung der im Zusammenhang mit dem Burst-Zyklus ablaufenden Sweep- und Ejection-Zyklen von untergeordneten Schwankungsbewegungen wird ein durch eine hyperbolische Funktion beschriebener Grenz- oder Schwellenwert H definiert. Der durch die Funktionen eingeschlossene Bereich (Bild 4.3) wird z.B. von WILLMARTH UND LU [WILL74] als „Hole-Region“ bezeichnet. Diese ist definiert als:

$$|u'v'| < H \cdot \overline{|u'v'|} \quad (4.1)$$

Ereignisse, die Gl. (4.1) entsprechen, können somit aus den Betrachtungen ausgeschlossen werden [BEZZ02].

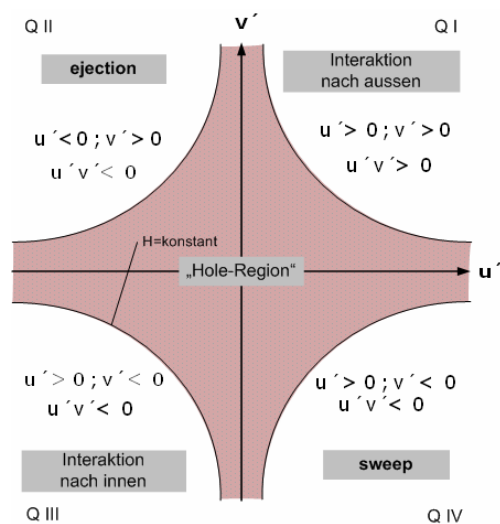


Bild 4.3: Quadrantendarstellung der Schwankungsgeschwindigkeiten

4.4.1 Burst induzierte Strömungsstrukturen

IMAMOTO und ISHIGAKI [BEZZ02] geben ein, in Bild 4.4 dargestelltes, konzeptionelles Modell der räumlichen Struktur von Sekundärströmungen an. Dieses Modell wurde aus Versuchen in einem Laborkanal mit rechteckigem Querschnitt und einem Abflusstiefen- zu Abflussbreitenverhältnis von $h/b = 0,2$ erstellt. Es kann hier aber auch die grundsätzlichen Strömungsstrukturen in der turbulenten Grenzschicht einer Rohrleitung anschaulich verdeutlichen. Die grau hinterlegte Fläche kann danach als Burst-Modul aufgefasst werden. Die Strömung oberhalb der Köpfe der Haarnadelwirbel, die sich ihrerseits von der Wand weg bewegen, wird beschleunigt und gegen die Oberfläche (bzw. in Richtung der turbulenten Kernströmung der Rohrleitung) transportiert (Ejection-Ereignis). Durch die im nachfolgenden Modul aufsteigende Strömung (Ejection des zweiten Moduls) wird die Strömung des beschleunigten Fluids geteilt, seitlich abgelenkt und durch die Rotationsbewegungen der Haarnadelwirbel im zweiten Modul wieder zur Sohle geführt (Sweep-Ereignis). Im Bereich der Sohle des Überganges vom zweiten zum dritten Modul endet die Bewegung des im ersten Modul entstandenen Strömungstreifens. Hier ist die Strömung entgegen der Achse des Moduls gerichtet und so sammelt sich an der Sohle langsames Fluid und bildet einen low-Speed-Streak. Durch die Sweep-Bewegung am Ende des zweiten Moduls wird die we-

sentliche Voraussetzung dafür geschaffen, dass nachfolgend ein nächstes Burst-Ereignis stattfinden kann [BEZZ02].

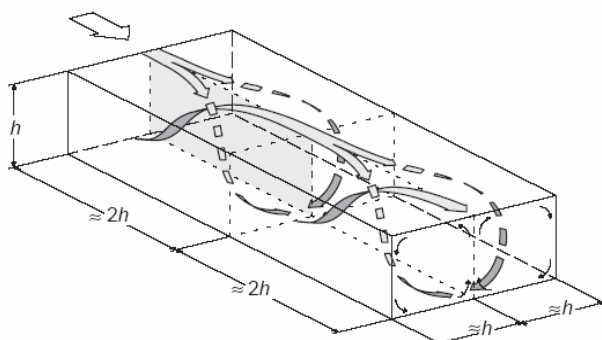


Bild 4.4: Konzeptionelles Modell der räumlichen Struktur von Sekundärströmungen (in einem ortsfesten Bezugssystem); nach IMAMOTO und ISHIGAKI, Quelle: BEZZOLA [BEZZ02]

Das beschriebene Modell steht mit den von KLINE ET AL [KLINE67] durchgeführten Beobachtungen der Sichtbarmachungsergebnisse (Wasserstoffbläschenmethode) im Einklang. Hier werden als Ausgangspunkt zwei gegeneinander rotierende, longitudinale Wirbel angesehen. Sie rufen, je nach Drehsinn und damit verbundenen Strömungskomponenten, im Falle einer von der Wand vertikal nach oben gerichteten Strömungskomponente, einen Niedergeschwindigkeitsfaden (low-Speed-Streak), im Falle einer abwärts zur Wand gerichteten Strömungskomponente, Zonen beschleunigter Strömung (high-Speed-Zone) hervor. Die Effekte werden im ersten Falle als Wirbelstauchung, im zweiten Falle als Wirbeldehnung bezeichnet (Bild 4.5).

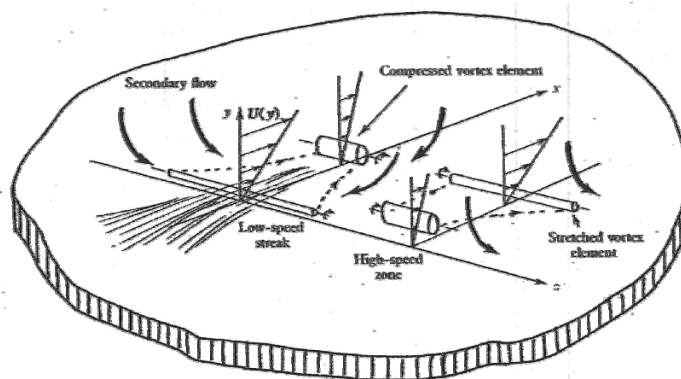


Bild 4.5: Mechanismus der Streifenformation, Quelle: KLINE ET AL [KLINE67]

Bei zunehmender Wirbelstauchung sammelt sich vermehrt langsames Fluid in Wandnähe an und es entsteht ein lokales Geschwindigkeitsprofil mit einem Wendepunkt. Dieses mit einem Wendepunkt behaftete Geschwindigkeitsprofil ist durch eine dynamische Instabilität geprägt und führt nach KLINE ET AL [KLINE67] zur Ablösung der Niedergeschwindigkeitsstreifen (low-Speed-

Streaks), die im Weiteren in einzelne Wirbelelemente zerfallen. Dieser Mechanismus ist in Bild 4.6 dargestellt.

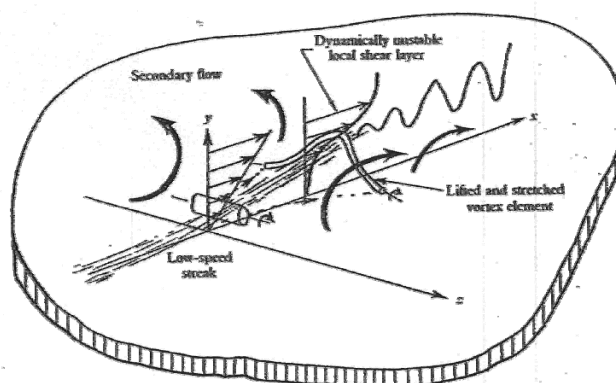


Bild 4.6: Strömungsmechanische Vorgänge beim Ablösen eines Niedergeschwindigkeitsstreifens, Quelle: KLINE ET AL [KLINE67]

Im Zusammenhang mit der Beantwortung der Frage des Überganges zur Turbulenz in der Rohrströmung ist es u. a. FAISST und ECKHARDT [FAIS03], HOF ET AL [HOF04] und VAN DOORNE [VDOO04] gelungen, numerisch vorhergesagte wellenartige Wirbel (traveling Waves) experimentell zu validieren, siehe Bild 4.7 und Bild 4.8.

Beim Übergang zur Turbulenz in der Rohrströmung organisiert sich die Strömung um eine laufende Welle [HOF04].

Bild 4.7 zeigt die von HOF ET AL [HOF04] experimentell bestimmte Strukturen bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten. Die Farben geben die Drehrichtung der Wirbel mit oder gegen den Uhrzeigersinn an. Es handelt sich hierbei um lang gestreckte Wirbel, die in Strömungsrichtung orientiert sind. Diese Wirbelstrukturen transportieren Flüssigkeit, die sich langsam an den Wänden entlang bewegt, in die Mitte des Rohres und schnelle Flüssigkeit von der Mitte hin zu den Wänden. Es werden charakteristische Wirbel und Streaks sichtbar. Streaks gehören nach [BUSS04] zu den Hauptindikatoren für den Wirbeltransport.

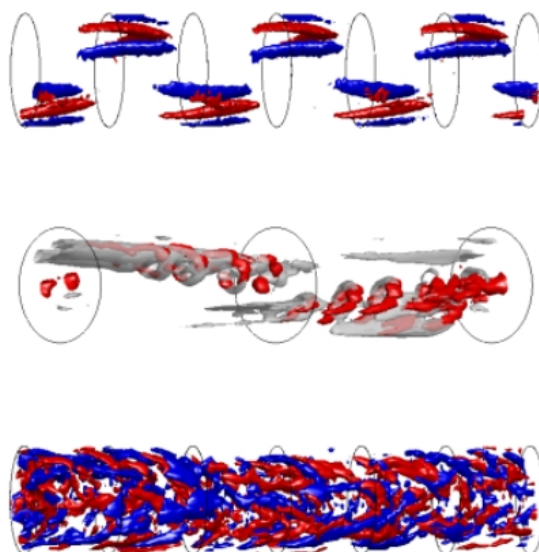


Bild 4.7: Experimentell bestimmte Strukturen der Rohrströmung bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten. aus VAN DOORNE [VDOO04]

In Bild 4.8 sind die Strömungsfelder (charakteristischen Wirbel und Streaks) in einer Querschnittsfläche eines Rohrs dargestellt. Die Pfeile deuten die Geschwindigkeiten in der Ebene und damit die Wirbel an. Die Farben zeigen die Abweichungen der Strömungsgeschwindigkeit entlang der Rohrachse vom laminaren Profil an; Gebiete mit höherer beziehungsweise niedrigerer Geschwindigkeit sind rot beziehungsweise blau markiert [HOF04]. Dabei zeigen die experimentell bestimmten Strukturen (Bild 4.8 - obere Reihe) mit den theoretisch berechneten Strömungsfeldern (Bild 4.8 - untere Reihe) gute Übereinstimmung.

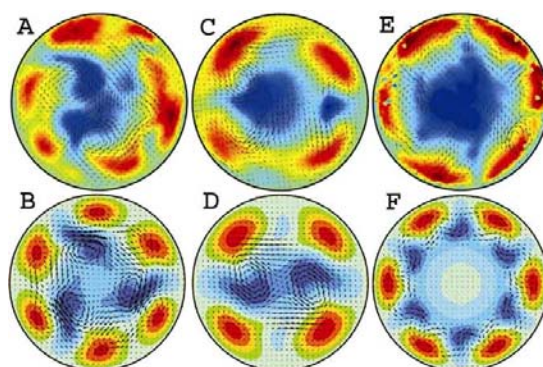


Bild 4.8: Charakteristische Wirbel und Streaks –Experimentell bestimmt (obere Reihe), theoretisch berechnete Strömungsfelder (untere Reihe) aus HOF ET AL [HOF04].

Die wesentlichen Komponenten der laufenden Wellen (travelling Waves) sind walzenähnliche Wirbel mit Achsen parallel zur mittleren Strömung [BUSS04]. Diese Walzen tragen zu einer Um-

verteilung des Impulses bei und glätten somit das mittlere Strömungsprofil. Entsprechend wird das Profil nahe der Wand steiler und die viskose Schubspannung nimmt zu.

4.4.2 Wirkungen von Burst-Zyklen auf erodierbare/überformbare Wandungen

Die Auswirkung kohärenter Strukturen auf die begrenzende Wandung wurde vornehmlich im Zusammenhang mit der Fragestellung des Sedimenttransportes in Fließgewässern untersucht. GARCIA ET AL [GARC95], [GARC96] zeigten die Auswirkungen kohärenter Strukturen auf den Partikeltransport (entrainment) in Gerinneströmungen bei rauen wie glatten Sohlen. Die Ergebnisse ihrer Arbeiten verdeutlichen den Einfluss der Burst-Zyklen. Burst-Zyklen stehen im direkten Zusammenhang mit dem Transport von Fluidelementen aus der viskosen Unterschicht in die freie Außenströmung [LANG01]. SHEN und LEMMIN [LANG01] erbrachten den Nachweis des dominierenden Einflusses der Ejection- und Sweep-Ereignisse im Rahmen der Untersuchung des Geschwindigkeitsfeldes und der Partikelkonzentration in einer Rinnenströmung. Somit bestätigten sie die Ergebnisse von GARCIA ET AL [GARC95], [GARC96] dahingehend, dass energiereiche kohärente Strukturen für das Entrainment und die Resuspension von Partikeln von entscheidender Bedeutung sind [LANG01]. Nach LANG ET AL [LANG01] können mit Verweis auf SECHET und LE GUENNEC [LANG01] diese Ergebnisse so interpretiert werden, dass energiereiche kohärente Strukturen die Größe der REYNOLDSspannungen im sohlernen Bereich maßgeblich beeinflussen. Es konnte gezeigt werden, dass das Mitreißen ruhender Partikel durch die Strömung in direktem Zusammenhang mit Ejection-Ereignissen steht und dass der Burst-Zyklus ursächlich für den Transportbeginn ist.

Es kann als gesichert angenommen werden, dass die Entstehung von Riffelstrukturen aus den turbulenten Vorgängen (Burst-Prozess) im wandnahen Grenzschichtbereich hervorgeht und somit eng mit der Struktur der turbulenten Wandströmung verbunden ist.

Die Geometrie dieser Oberflächenstrukturen sind für bekannte Fließbedingungen in bemerkenswerter Weise reproduzierbar, trotz jahrzehntelanger Forschung gibt es bislang aber keinen allgemeinen anerkannten theoretischen Rahmen zur Vorhersage ihrer charakteristischen Dimensionen (z.B.: Abstand zwischen aufeinander folgenden Riffelrücken). Eine Vielzahl von Autoren hat sich mit den im wand- bzw. sohlernen Bereich auftretenden Strukturen auseinandergesetzt, stellvertretend sollen hier ANDERSEN ET AL [AND02], THOMAS [THOM79], YALIN [YAL88/2], HARDTKE [HARD79], JI u. MENDOZA [JI98], BEZZOLA [BEZZ02] genannt werden.

HARDTKE [HARD79] kommt im Ergebnis seiner detaillierten experimentellen Untersuchungen zu dem Schluss, dass die beschriebenen Burst-Zyklen ursächlich für Riffelentstehung erodierbarer Sohlen sind. JI und MENDOZA [JI98] konnten nachweisen, dass die entstehenden Oberflächenmorphologien (Riffel) durch die einwirkenden Wirbelmuster im wandnahen Bereich in einer turbulenten Strömung verursacht werden.

4.4.3 Geometrien von Burst-Zyklen

Mit dem Auftreten kohärenter Strukturen im Bereich der wandnahen Strömung ist die Frage verbunden, ob die hervorgerufenen Oberflächenformationen (u.a. Riffel) eine direkte Folge der Instabilitäten der wandnahen Strömung sind. Wie bereits ausgeführt wiesen JI und MONDOZA [JI98] einen direkten Zusammenhang zwischen den Instabilitäten der viskosen Unterschicht (wandnahen periodische Turbulenzstrukturen - Burst-Zyklen) und entstehenden Untergrundstrukturen (Strömungsriffel) nach. Die Arbeiten von HARDTKE [HARD79], THOMAS [THOM79], YALIN [YAL88/2] und PFAU ET AL [PFAU78] bestätigten diesen. Der Zusammenhang ist sowohl bei Oberflächenstrukturen, die durch Sedimenttransport entstanden sind (z.B. Fließgewässer - Gerinnesohlen, vgl. u. a. [HARD79], [YAL88/2]) wie auch an Oberflächen ohne Sedimenttransport (z.B. Riffel auf Unterseite der Eisschicht [JI98]) dokumentiert worden. Die Morphologie der Untergrundform bzw. Wandungsoberflächen ist nach THOMAS [THOM79] der Struktur der Wandturbulenz zuzuschreiben, weniger den physikalischen Eigenschaften des Untergrundes. Diese Grundannahme bezeichnet THOMAS [THOM79] als „wall-similarity“ Hypothese. Diese Hypothese geht davon aus, dass die charakteristische Längeneinheit eines Untergrundes ein Vielfaches der charakteristischen Länge ν/u_{0*} der turbulenten Strömung ist, vgl. Bild 4.9. Obwohl diese Hypothese die Größe von Mustern in Strömungen und Laborstudien zufriedenstellend beschreibt, ist ihr Gültigkeitsbereich noch nicht umfassend erwiesen. Experimentell konnte in verschiedenen Arbeiten festgestellt werden, dass sich die Wellenlängen der Riffel nicht in einem einfachen, linearen Verhältnis zu ν/u_{0*} darstellen lassen. Die beschriebenen Morphologien unterscheiden sich zwar im Detail, doch können alle Verformungen als Riffel bezeichnet werden. Sie weisen einen klaren quer liegenden Charakter und einen gut definierten durchschnittlichen Abstand in Fließrichtung auf.

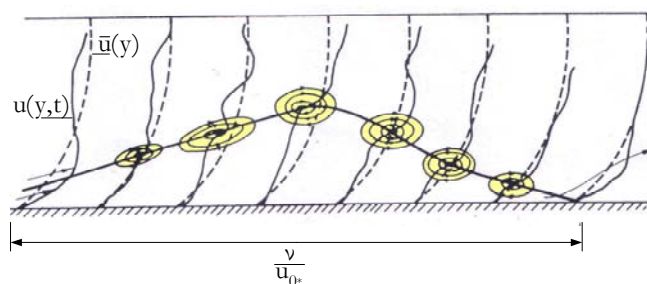


Bild 4.9: Schematische Darstellung eines Burst-Zyklus [PFAU87]

THOMAS [THOM79] und PFAU ET AL [PFAU78] verglichen Riffelmorphologien verschiedener Wandbeläge (u. a. Eis, Magnetit, körniges Material, Felsen) im Hinblick auf den longitudinalen Riffelabstand Λ_s mit der charakteristischen Länge ν/u_{0*} der Burst-Zyklen der turbulenten Strömung. Es wurde eine Proportionalität zwischen Λ_s und ν/u_{0*} über einen Bereich von fünf Dekaden festgestellt. Daraus kann eine eindeutige Abhängigkeit des Riffelabstandes von der charakteristischen Länge ν/u_{0*} der Burst-Zyklen der turbulenten Strömung abgeleitet werden. Der Vergleich der Wellenlängen strömungsinduzierter Riffel stimmt nach Auffassung von PFAU [PFAU87], PFAU ET AL [PFAU78] und YALIN [YAL88/2] sehr gut mit den gemessenen Abständen der Burst-Zyklen überein, so dass die Riffellänge Λ_s annähernd der charakteristischen Länge ν/u_{0*} der Burst-Zyklen gleichgesetzt werden kann.

Für die Auswertung, der durch selbstorganisierende Rauheitsstrukturen hervorgerufenen Druckverluste, ist somit, für die Sequenz des maximalen Druckverlustes, die bei stationärer Riffelgeometrie auftretende charakteristische Länge ν/u_{0*} der Burst-Zyklen maßgeblich.

Von einer Reihe von Autoren werden verschiedene longitudinale und transversale Ausdehnungen von Streak-Mustern bzw. Burst-Zyklen bezogen auf die charakteristische Länge ν/u_{0*} angegeben.

THOMAS [THOM79] geht bei der Querausdehnung der Streifenstrukturen von $100 \cdot \nu/u_{0*}$ aus. Diese Annahmen decken sich mit der von KLINE ET AL [KLINE67] vorgeschlagenen Querausdehnung. Den transversalen Abstand der low-speed-Streaks gibt KLINE ET AL [KLINE67] mit $100 \cdot \nu/u_{0*}$, ihre Lebensdauer (in Strömungsrichtung) mit $500 \cdot \nu/u_{0*}$, gemessen an einer glatten Platte, an. MORRISON ET AL [MORR71] geben in ihren experimentellen Arbeiten aus der Auswertung von Frequenzwellenspektren der Geschwindigkeitsfluktuationen einen Abstand in z-Richtung, in einer Rohrströmung mit glatter Oberfläche ($Re=10^5$), von $135 \cdot \nu/u_{0*}$ und die Le-

bensdauer der low-speed-Streaks mit $630 \cdot \nu / u_{0*}$ an. Dieser Wert wurde von PFAU [PFAU78] experimentell mit der Einschränkung bestätigt, dass die Geometrie der Riffel noch keinen stationären Zustand erreicht hat und der maximale Druckverlust noch nicht erreicht war.

In den Untersuchungen der Druckänderungsspektren von BLACK [PFAU78] an der ebenen Wand, in Bezug auf die Zerfallsprozesse der low-speed-Streaks (Sublayer-Burst), wird eine charakteristische Frequenz von $f = 0,056 \cdot \frac{u_{0*}^2}{\nu}$ angegeben. Für die Rohrströmung geben MORRISON ET AL

[MORR71] eine Frequenz von $f = \frac{8 \cdot u_{0*}}{L_x}$, wobei L_x die Lebensdauer der low-speed-Streaks in

Fließrichtung bezeichnet. Der Ursprung der low-speed-Streaks ist jedoch noch immer weitgehend ungeklärt, vgl. u.a. ROBINSON [ROBI91], KÄHLER [KÄHL04/2].

HARDTKE [HARD79] zitiert den von CLARK und MARKLAND experimentell ermittelten Wert von $440 \cdot \nu / u_{0*}$ der longitudinalen Burst-Abstände (geschlossener Rechteckkanal). Er gibt darüber hinaus eine Burst-Länge von $900 \cdot \nu / u_{0*}$ an, wobei in seinen experimentellen Arbeiten keine stabilen Endzustände der Riffelentwicklung erreicht wurden. THOMAS [THOM79] gibt auf der Grundlage empirischer Studien eine Längsausdehnungen des Burst-Prozesses im Bereich von $1.000 \cdot \nu / u_{0*} - 5.000 \cdot \nu / u_{0*}$ an. Hierbei wird davon ausgegangen, dass bei Veränderung der Flussraten über einer künstlichen Rauheit, der Fließwiderstand ein Maximum erreicht, sofern das Verhältnis zwischen Riffelabstand und ν / u_{0*} in der Größenordnung von 10^3 beträgt [THOM79]. Ein solches Resonanzphänomen geht mit dem vorausgesagten Trend von „Sublayer Bursts“ einher, die in räumlich periodischen Mustern von Querfurchen auftreten. Im Falle der Resonanz kann die Oberflächenmorphologie als maximal mögliche Unterstützung für Bursts angesehen werden, Strömungsbällen mit niedrigem Impuls in Richtung des Strömungszentrums zu bewegen und die REYNOLDSspannung zu erhöhen.

Es wird vermutet, dass die Höhe der Riffel Δ_s den Riffelabstand Λ_s beeinflusst. Diese Vermutung wird durch die Beobachtungen unterstützt, dass sich bei von einem glatten Untergrund aus entwickelnden Riffeln die Wellenlänge der Riffel solange anwächst, bis sich ein stabiles Gleichgewicht der Riffelhöhe Δ_s einstellt.

Nach YALIN [YAL88/2] ist die strömungsbezogene Länge eines low-speed-Streaks bzw. eines high-speed-Streaks mit $1.000 \cdot \nu / u_{0*}$, basierend auf Messungen von BLACKWELDER (1978), BLACKWELDER und ECKELMANN (1979) sowie PRATURI und BRODKEY (1978), anzunehmen.

Demzufolge kann aus der abwechselnd aufeinander folgenden Anordnung von low-speed-Streaks und high-speed-Streaks eine Wellenlänge der Streak-Muster (Burst-Zyklen) von $\Lambda_* = 2.000 \cdot \nu / u_{0*}$ abgeleitet werden. YALIN [YAL88/2] geht im Falle eines fast sedimentfreien Fluids davon aus, dass die Riffellänge Λ_s als Ausdruck der Wellenlänge der Streak-Muster (Burst-Zyklen) Λ_* verstanden werden kann. Somit ergibt sich für den stationären Endzustand der in Gl. (4.2) dargestellte Zusammenhang:

$$\Lambda_s = \Lambda_* = 2.000 \cdot \frac{\nu}{u_{0*}} \quad (4.2)$$

Die vermutete Riffellänge konnte von YALIN [YAL88/2] anhand von Messungen annähernd bestätigt werden.

Tabelle 4.2 gibt einen zusammenfassenden Überblick über die charakteristische Länge ν / u_{0*} von Burst-Zyklen verschiedener Autoren.

Tabelle 4.2: Charakteristische Länge ν / u_{0*} von Burst-Zyklen verschiedener Autoren

AUTOR	QUELLE	LÄNGSAUSDEHNUNG - x longitudinal- Λ_x	QUERAUSDEHNUNG - z transversal - Λ_z	ANMERKUNG
MORRISON	[MORR71]	$630 \cdot \nu / u_{0*}$	$135 \cdot \nu / u_{0*}$	Rohrströmung mit glatter Oberfläche
KLINE	[KLINE67]	$500 \cdot \nu / u_{0*}$	$100 \cdot \nu / u_{0*}$	glatte Platte
YALIN	[YAL88/29]	$2.000 \cdot \nu / u_{0*}$		Stationärer Endzustand
THOMAS	[THOM79]	$1.000 - 5.000 \cdot \nu / u_{0*}$	$100 \cdot \nu / u_{0*}$	Bereich des stationären Endzustandes
PFAU ET AL	[PFAU78]	$630 \cdot \nu / u_{0*}$	$100 \cdot \nu / u_{0*}$	Noch kein stationärer Endzustand erreicht
HARDTKE	[HARD79]	$700 - 900 \nu / u_{0*}$	$100 \cdot \nu / u_{0*}$	Noch kein stationärer Endzustand erreicht
CLARK & MARKLAND	[HARD79]	$440 \cdot \nu / u_{0*}$	$100 \cdot \nu / u_{0*}$	geschlossener Rechteckkanal

4.5 Modell der Riffelbildung - strukturbildende Prozesse

Die Beschreibung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung kann im Hinblick auf die Entstehung von Wand- oder Untergrundformen als strukturbildender Prozess aufgefasst werden. Die Begrifflichkeit der strukturbildenden Prozesse steht u. a. für Selbstorganisation, Synergetik (dissipative Strukturen) und nichtlineare irreversible Dynamik.

Gemäß der Modelle, die den Entstehungsmechanismus (Selbstorganisation) von Riffel- und Dünenstrukturen (Transportkörpersysteme) in Fließgewässern (Morphodynamik) mit beweglicher Sohle bzw. das Entstehen von Sanddünen beschreiben, ist eine Übertragbarkeit auf das Phänomen der Riffelbildung im Wandbelag von Druckrohrleitungen darstellbar. Die Klärung der Fragestellung, warum sich auf einer / einem, im Ausgangszustand glatten Sohle / Untergrund unter dem Einfluss bestimmter Strömungsbedingungen regelmäßige, reproduzierbare Strukturen in Form von Riffeln (Kleinform) bzw. Dünen (Großform) ausbilden, ist hierbei von grundlegender Bedeutung.

Die Entstehung von Riffelstrukturen (Transportkörpersystem) wird als Selbstorganisationsprozess im Sinne der Synergetik nach HAKEN [HAK91] begriffen. Verschiedene Modellvorstellungen wie u. a. die von FÜHRBÖTER [FÜHR83], PRIGOZHIN [PRI99], HELLEN und KRUG [HELL02] und ANDERSON ET AL [AND02] zeigen mögliche Lösungen hinsichtlich des physikalischen Prozesses der Entstehung von Riffelstrukturen.

Das von FÜHRBÖTER [FÜHR83] entwickelte Modell wird im Folgenden exemplarisch dargestellt. Es ist gut auf die Ergebnisse der Arbeiten von HARDTKE [HARD79] übertragbar. Dieses mathematische Modell der Vereinigungsfunktionen zeigt, dass ein bestimmtes Ablagerungsmaterial (Wandbelag, Sohlmaterial) bei gleichen Strömungsbedingungen ein Transportkörpersystem mit gleichen geometrischen Ausbildungen generiert und selbstorganisierend stabilisiert.

4.5.1 Synergetik

Die Synergetik, als Theorie des Zusammenwirkens [HAK91] komplexer dynamischer Systeme, bildet die Grundlage der quantitativen Untersuchung von Selbstorganisationsprozessen / Strukturbildungsprozessen. Sie ist somit eine interdisziplinäre Forschungsrichtung, die die spontane Entstehung von Strukturen durch Phasenübergänge bei nichtlinearen, dissipativen und komplexen Strukturen analysiert. Die Synergetik impliziert die Theorie der Selbstorganisation von makroskopischen Systemen, die sich aus dem Wechselwirken hinreichend vieler Einzelsysteme zusammensetzt. Das Verhaltensmuster des Gesamtsystems ist somit nicht durch das Verhalten einzelner Systemkomponenten vorhersagbar.

Ein grundlegender Ansatz der Synergetik nach HAKEN [HAK91] ist, das Auftreten von Instabilitäten, auf denen der Übergang nichtlinearer Systeme in andere Zustände beruht, abzubilden. Im Bereich von Übergangspunkten erfolgt eine Verstärkung der Fluktuation, das heißt, dass durch zufällige Fluktuation (Inhomogenitäten, Störungen) das System in die Lage versetzt wird, Zu-

stände einer höheren Ordnung einzunehmen [KUN01]. Für dieses Phänomen der Nichtgleichgewichtssysteme wurde von PRIGOGINE das Prinzip der „Ordnung durch Fluktuation“ geprägt [KUN01] und somit eine Antwort auf die Frage gegeben, wie Neues entstehen kann, wie dynamische Systeme individuelle Merkmale ausbilden können [SCHL94].

Im kollektiven Verhalten bzw. in kollektiven Bewegungsformen von Vielteilchensystemen können Ordnungsparameter (kollektive, gleichartige Verhalten [SCHL94]) bestimmt werden, die eine Reduzierung der Freiheitsgrade eines Systems ermöglichen. HAKEN [HAK90] spricht in diesem Zusammenhang von der Versklavung des Systems durch die jeweiligen Ordnungsparameter, die in ihrer Konsequenz einen Phasenübergang bewirken. Die Ordnungsparameter existieren nicht von Beginn an, sondern entstehen spontan aus dem Verhalten der Teilchen des Systems (Phasenübergang). Die Ordnungsparameter und die durch sie versklavten Teilchen des Systems bedingen sich gegenseitig [HAK91]. In der Folge haben die Ordnungsparameter einen starken Einfluss auf das Verhalten der Systemteilchen, aus denen sie hervorgegangen sind. Den sich daraus ergebenden geschlossenen Regelkreis bezeichnet SCHLICHTING [SCHL94] als zirkuläre Dynamik oder zirkuläre Kausalität, wobei jede Ursache die Wirkung ihrer eigenen Wirkung darstellt. Durch das Konzept der Ordnungsparameter wird die Komplexität des Systems reduziert. Es ist somit nicht notwendig, das genaue Verhalten der einzelnen Teilchen des Systems zu kennen. Es ist hinreichend zu wissen, welche Ordner für die Systemteilchen maßgebend sind. Beispiele für Phänomene synergetischer Prozesse finden sich in allen Wissenschaftsbereichen, zu nennen sind hier exemplarisch die in Tabelle 4.3 dargestellten.

Tabelle 4.3: Synergetik - Beispielprozesse

BEREICH	BEISPIELPROZESS
Physik	BÉNARD-Konvektion, TAYLOR-COUETTE-Strömung, Sandstrukturen (Riffel, Dünen), Laser
Chemie	BELOUSOV-ZHABOTINSKY-Reaktion, BRAY-LIEBHAFSKY -Reaktion
Meteorologie	Wolkenmuster
Biologie	Räuber-Beute-Systeme
Informatik	Synergetischer Computer

4.5.2 Dissipative Strukturen - Selbstorganisation

Nach PRIGOGINE [MAL04] bezeichnen dissipative Strukturen stabile räumliche (Muster), zeitliche (Oszillationen) oder raumzeitliche Strukturen.

Dissipative Strukturen sind offene Systeme, die durch die Zufuhr von Energie (Entropieexport) und einem überkritischen Abstand vom Gleichgewicht spezifische Ordnungsmuster (Ordnungs-

strukturen) ausbilden können. Sie sind dadurch gekennzeichnet, dass bei Energiezufuhr von außen die Entropie des Systems abnehmen kann.

Irreversibilität ist die grundlegende Eigenschaft dissipativer Systeme. Eine weitere Eigenschaft dieser Systeme besteht im permanenten Energieaustausch mit ihrer Umgebung, so können sie auf Fluktuationen der Umgebung durch Weiterentwicklung reagieren [SCHM99]. Ein wesentliches Merkmal dissipativer Strukturen ist die Stabilität der Struktur gegen kleine Störungen.

Für gleichgewichtsferne, irreversible Systeme wurde von PRIGOGINE [KUN01] der 2. Hauptsatz der Thermodynamik (irreversible Thermodynamik) dahingehend erweitert, dass die Zeit in die Modellvorstellungen einbezogen wurde, vgl. (4.3).

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d_e S}{dt} + \frac{d_i S}{dt} \quad (4.3)$$

Die Terme der Gl. (4.3) sind wie folgt zu interpretieren:

$\frac{dS}{dt}$		Entropieproduktion des Gesamtsystems
$\frac{d_e S}{dt}$	\leq oder $>$ 0	Entropiebilanz der Umgebung
$\frac{d_i S}{dt}$	\geq 0	Entropieproduktion im Systeminneren

Offene Systeme stehen in einem Energie- und Stoffaustausch mit ihrer Umgebung. Aus Gl. (4.3) wird deutlich, dass Nichtgleichgewichtsprozesse durch den Export von Entropie in der Lage sind, die Entropie im Systeminneren zu minimieren bzw. konstant zu halten. Die Entropie eines Systems kann jedoch nur dann abnehmen, wenn es sich bei dem System um ein offenes System mit einem überkritischen Abstand vom Gleichgewicht handelt. Dauerhafte Strukturbildungen sind somit nur dann möglich, wenn durch die Zuführung hochwertiger Energie und / oder Materie eine permanente Gleichgewichtsferne induziert wird (vgl. EBELING ET AL in [EBE01]).

Durch Selbstorganisation werden Prozesse beschrieben, die durch systemimmanente Triebkräfte komplexe Ordnungsstrukturen generieren [EBE01]. Selbstorganisation bezeichnet das spontane Auftreten neuer, komplexer Strukturen und Muster in offenen Systemen, die sich fern vom thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Gemäß der in Gl. (4.3) dargestellten Beziehung muss dem System dabei permanent Energie zugeführt werden.

Aus den vorstehend beschriebenen Aspekten lassen sich zusammenfassend folgende Voraussetzungen für das Auftreten von Strukturbildungen ableiten:

- [a] Überkritischer Abstand des betrachteten Systems vom Gleichgewichtszustand,
- [b] Zuführung von Energie bzw. Materie (Energie- und Materieaustausch) – Rückkopplung mit der Systemumgebung - Offenes System,
- [c] Nichtlinearität der inneren Dynamik des Systems.

Bild 4.10 gibt eine zusammenfassende Darstellung des Energieflusses bei Selbstorganisationsprozessen von Nichtgleichgewichtsstrukturen. Die Energie des Systems bleibt im Mittel konstant. Dem System wird so viel Energie zugeführt, wie es an die Umgebung abgibt. Die abgegebene Energie erfährt eine Entwertung bzw. wird dissipiert. Daraus folgt, dass das System mehr Entropie abgibt als es aufnimmt, es hält somit die Struktur im Nichtgleichgewicht.

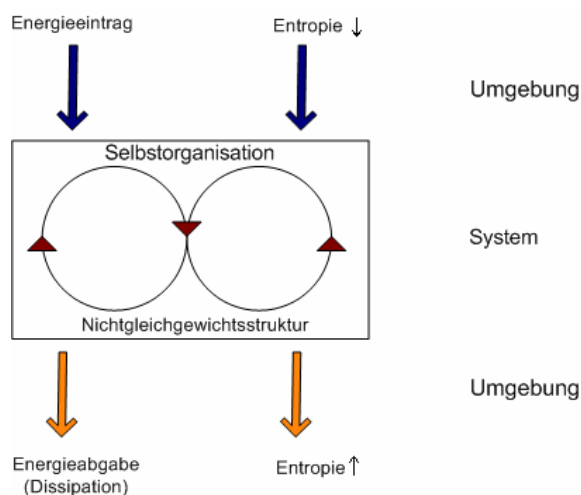


Bild 4.10: Schematische Darstellung einer Nichtgleichgewichtsstruktur

Nach PROGOGINE [KUN01] existiert für Nichtgleichgewichtssysteme kein generelles Extremum-Prinzip, wonach die Weiterentwicklung des Systems vorhergesagt werden könnte. Der zukünftige Zustand von Nichtgleichgewichtssystemen ist somit nicht vorhersagbar, da er nicht eindeutig durch makroskopische Geschwindigkeitsgleichungen bestimmt werden kann. [KUN01]. Diese Verhaltensweise von Nichtgleichgewichtssystemen ist wiederum darauf zurückzuführen, dass für einen Satz an Nichtgleichgewichtsbedingungen häufig mehrere Zustände wahrscheinlich sind. Durch das Auftreten zufälliger Fluktuationen oder anderer Zufallsfaktoren (Inhomogenitäten, Störungen) ist ein System in der Lage, unvorhersehbar zufällig einen von vielen möglichen Zuständen einzunehmen. Die sich dabei entwickelnden Zustände sind meist geordnete Zustände, das heißt sie weisen raum-zeitliche Strukturen auf. Bekannte Phänomene der Selbstorganisation hierfür sind u. a. die BÉNARD-Konvektion oder die TAYLOR-COUETTE-Strömung.

4.5.3 Modell der Riffelbildung – quantitative Beschreibung

Selbstorganisation und Strukturbildung sind charakteristische Eigenschaften von Vielteilchensystemen, die den Gesetzmäßigkeiten und Modellvorstellungen der Synergetik (vgl. Abs. 4.5.1 - 4.5.2) folgen. Gleichmaßen übertragbar sind diese Modellvorstellungen auf strömungserzeugte Oberflächenformen wie Riffel und Dünen.

Das von FÜHRBÖTER [FÜHR83] entwickelte mathematische Modell ermöglicht die quantitative Beschreibung eines Selbstorganisationsprozesses von Transportkörpersystemen in Form von Riffeln oder Dünen. Das Modell bildet eine Theorie 1. Ordnung (linearer Vereinigungsoperator 1. Ordnung) ab, das heißt Rückkopplungsbeziehungen werden vernachlässigt. Es geht davon aus, dass sich die Grundbausteine des Transportkörpersystems zum Zeitpunkt $t=0$ in glatter, ebener Form auf der begrenzenden Fläche befinden (Sohle, Rohrwand).

Gemäß der Untersuchungen von FÜHRBÖTER [FÜHR83] stehen am Anfang der Entstehung kleine Zufallsstörungen, aus denen sich durch Selbstorganisationsprozesse Transportkörpersysteme (Riffel, Dünen) aufbauen. Zufallsstörungen können durch turbulente Phänomene im Bereich der sich strukturierenden Ablagerungen initiiert werden. Diese Annahme steht in Übereinstimmung mit Untersuchungen von YALIN [YAL88/2], THOMAS [THOM79] und PFAU ET AL [PFAU78], die die Untergrunddeformation, die Entstehung von Riffeln und Dünen, auf Wirbelauflösungen und Wirbelmuster im Bereich der wandnahen Strömung zurückführen, vgl. Abs. 4.4. Die sich in turbulenten Strömungen ausbildenden Burst-Zyklen können das Gefüge des sich ablagernden Materials an der Rohrwand verändern und somit Initial für den Entstehungsbeginn von Transportkörpersystemen sein. Es kann somit als gesichert angenommen werden, dass Strömungserscheinungen im unmittelbaren Grenzschichtbereich maßgeblich für die Entstehung von Riffel und Dünen und deren Interaktion mit der Strömung anzusehen sind und dass eine oszillierende Komponente die Entstehung von Untergrundformen auslöst bzw. begünstigt.

Auf der Grundlage des Gesetzes der Erhaltung der Masse, der EXNER-ERTELSchen Beziehung, vgl. (4.4) und Bild 4.11, und der Annahme $q_F = \text{konst.}$ führte FÜHRBÖTER [FÜHR83] einen Vereinigungsoperator 1. Ordnung ein, der bei wiederholter Anwendung eine Vereinigungsstruktur aus Vereinigungsfunktionen 1. Ordnung generiert:

$$u_T = \frac{q_F}{\Delta s} \quad (4.4)$$

Nach Gl. (4.4) ergibt sich die Fortschrittsgeschwindigkeit des Transportkörpers u_T als Quotient des Feststoffstroms je Längeneinheit der Breite über den Kamm des Transportkörpers q_F und der Höhe des Transportkörpers Δs (Riffelhöhe).

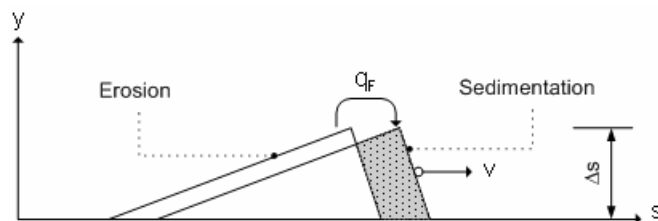


Bild 4.11: Bewegungsmechanismus eines Transportkörpers nach FÜHRBÖTER [FÜHR83] (angepasst)

Aus der EXNER-ERTELSchen Beziehung (vgl. (4.4)) geht hervor, dass die Transportkörper mit einer Maximierung ihrer Höhe Δs ihre Fortschrittsgeschwindigkeit minimieren, bei gleichen Strömungsbedingungen. Daraus ergibt sich, dass die sich zu Beginn der Entstehung von Transportkörpern bildenden Kleinformen (schuppenartige Struktur, vgl. FÜHRBÖTER [FÜHR83]) schneller fortbewegen als die mit größerer Höhe Δs . Im zeitlichen Verlauf kommt es so zu einem Auflaufen kleiner, schnellerer Formen auf große, langsame Formen und deren Vereinigung. Im Sinn der Synergetik „versklavt“ der größere Transportkörper den kleineren Transportkörper, in dem er ihn in sich aufnimmt. Nach [FÜHR83] wird dieses Ordnerprinzip als Vereinigungsoperator 1. Ordnung definiert, vgl. Gl. (4.5).

$$u_T = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{u_{T1}^2} + \frac{1}{u_{T2}^2}}} \quad (4.5)$$

Für die n -te Vereinigung ergibt sich somit der in Gl. (4.6) dargestellte, Vereinigungsoperator 1. Ordnung:

$$u_T = u_T(n) = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{u_{T1}^2} + \frac{1}{u_{T2}^2} + \frac{1}{u_{T3}^2} + \dots + \frac{1}{u_{Tn}^2}}} \quad (4.6)$$

Im Ergebnis von Auflauf- und Vereinigungsvorgängen stellt sich ein Transportkörpersystem ein, welches in Rückkopplung mit den Strömungsbedingungen ein Maximum an Höhe Δs und ein Minimum an Geschwindigkeit aufweist [FÜHR83]. Nach Untersuchungen von FÜHRBÖTER [FÜHR83] ist dieser Vorgang eng mit einer Selbststabilisierung der Strukturen (Riffel) verbunden.

Obwohl das Modell nach FÜHRBÖTER [FÜHR83] keine Rückkopplungsbeziehungen zwischen dem Transportkörper und der Strömung berücksichtigt, ist es durchaus geeignet, die Entstehung von Transportkörpersystemen wie u.a. von Riffeln zu beschreiben.

5 STRÖMUNGSIMMANENTE FREQUENZEN

5.1 Vorbemerkung

Schwingungen, deren Erscheinungsformen und Wirkmechanismen, können in verschiedenen Anwendungsgebieten identifiziert werden. Sie äußern sich u. a. in Form von Geräuschen (Schallwellen), Licht (Lichtwellen) oder spürbaren Vibrationen. Auch in Strömungsvorgängen können Schwingungen identifiziert und nachgewiesen werden, welche durch Fremderregungen induziert oder durch die Strömung selbst erzeugt werden.

Strömungsinduzierte Schwingungen entstehen meist dann, wenn ein schwingungsfähiges System so an- bzw. umströmt wird, dass Schwankungen des Geschwindigkeits- bzw. Druckfeldes der Strömung oder, entlang der Strömungsberandung zwischen Körper und Fluid, anfachende Kräfte verursachen. Zur Induktion von Schwingungen ist stets ein Energieeintrag in das System erforderlich. Diese ist im Falle der hier untersuchten Rohrströmung durch die kontinuierliche Strömung des Fluids gegeben. Schwingungsfähige Systeme weisen entsprechende Eigenfrequenzen auf. Die Eigenfrequenz eines schwingfähigen Systems ist die Frequenz, mit der das System nach einmaliger Anregung, bei Vernachlässigung der Dämpfung, schwingt. Werden einem schwingungsfähigen System von außen Schwingungen aufgeprägt, deren Frequenz mit der Eigenfrequenz übereinstimmt, reagiert das System mit ausgeprägten Amplituden, die man als Resonanz oder, wenn zerstörende Auswirkungen auftreten, als Resonanzkatastrophe bezeichnet. So haben Untersuchungen an unterströmten Schützen gezeigt, dass ein problematischer Resonanzfall dann eintritt, wenn eine Erregerfrequenz festgestellt wird, die mit der Eigenfrequenz des Schützen übereinstimmt. Somit die Energie dieser Erregung stark genug ist oder durch eine Rückkopplung verstärkt wird, um Bauteile in Schwingungen zu versetzen, was zur Zerstörung der Bauteile führen kann, vgl. u.a. [KRA86/2]. Als weitere Beispiele, die die Tragweite problematischer Resonanzzustände bzw. Resonanzkatastrophen verdeutlichen können, sind u.a. folgende zu nennen:

- Hängebrücke von Angers (1850) - 730 französische Soldaten marschierten im Gleichschritt über die Hängebrücke, die Brücke geriet in heftige Schwingungen, stürzte ein. 226 Soldaten fanden den Tod
- Tacoma Narrows Bridge, Washington, USA (1940) – Wirbelturbulenzen führten zur Resonanzkatastrophe und somit zum Einsturz der erst seit 4 Monaten in Betrieb befindlichen Brücke

- Millenium Bridge London (2000) – die Konstruktion geriet bei der Eröffnung durch den Passantenverkehr in heftige Schwingungen, so dass sie wieder geschlossen wurde. Nachträglich angestellte Untersuchungen zeigten, dass 160 im Gleichschritt gehende Passanten ausreichen, um die Eigenfrequenz der Konstruktion zu erreichen und somit einen Resonanzeffekt hervorzurufen. Der nachträgliche Einbau von Schwingungsdämpfern sicherte den weiterführenden Betrieb der Brücke.
- Strömungsinduzierte Schwingungen in Rohrbündelwärmetauschern führen zu Schädigungen der Rohrbündel (Rohre und Halterungen) bzw. Schädigung der Gesamtanlage. Überschlüssig ist die Wirbelablösefrequenz auf max. 70 % der Eigenfrequenz der Einzelrohre zu begrenzen, um den Lock-In, das Überspringen der Wirbelablösefrequenz auf die Rohreigenfrequenz, und damit einen resonanten Schwingungsfall zu verhindern [VDI97].
- Böenerregte Schwingungen (dynamische Windeinwirkung - Windlastmodellierung) von Windenergieanlagen, Türmen/Masten, Hochhäusern können zum Einsturz derselben führen.

Für eine weitergehende Darstellung strömungsinduzierter Schwingungen wird auf NAUDASCHER und ROCKWELL [NAU79] verwiesen.

Exemplarisch für die Nutzung strömungsinduzierter Schwingungen ist u.a. die Durchflussmessung mit Wirbeldurchflussmessern. Hierbei wird die periodische Ablösung von Wirbeln infolge der Ausbildung einer KARMAN'schen Wirbelstraße bei der Umströmung von Körpern genutzt, in deren Folge Schwingungen entstehen.

Die folgenden Kapitel stellen die Grundlagen dar, die für die Anwendung von Resonanzphänomenen auf die Problematiken der Reibungsverluste selbstorganisierender Rauheitsstrukturen maßgeblich sind. Aufbauend auf der von BÜNGER [BÜNG79] erarbeiteten Theorie der Frequenzen in Strömungen wird in Kapitel 6 ein empirischer / analytischer Ansatz der Erfassung der Reibungsverluste selbstorganisierender Rauheitsstrukturen (Riffelrauheiten) vorgestellt. Hierbei werden die Fluid-Struktur-Wechselwirkungen als Resonanzbeziehung der für den Fall des stationären Riffelwachstums im Bereich maximaler Energieverluste maßgeblichen Strömungsfrequenzen interpretiert.

5.2 Einordnung strömungsinduzierter Schwingungsphänomene

Die Klassifizierung strömungsinduzierter Schwingungen kann auf verschiedene Weise vorgenommen werden. So können sie u.a. nach bestimmten Fluideigenschaften (kompressibel- inkompressibel), der Art der Anströmung (stationär-instationär) oder aber auch nach dem Erregungsmechanismus (fremderregt – selbsterregt) unterschieden werden.

Besteht zwischen der energieeintragenden Anregung und der Körperbewegung keine Kopplung (die Anregung ist unabhängig von der Antwort des schwingungsfähigen Systems), so handelt es sich um fremderregte Schwingungen [BILL98]. Wird die Anregung vom Schwingungsverhalten des schwingungsfähigen Systems beeinflusst (Rückkopplung zwischen der Antwort des schwingungsfähigen Systems und der Anregung), wird von selbsterregten Schwingungen gesprochen. Fremderregte Schwingungen zeigen somit ein lineares Verhalten, wogegen selbsterregte Schwingungen, auf Grund der Rückkopplung, ein nichtlineares Verhalten zeigen.

NAUDASCHER und ROCKWELL [NAU80] folgend, lassen sich Schwingungen hinsichtlich ihrer strömungsbedingten Anregungsmechanismen klassifizieren. Entsprechend werden folgende drei Hauptkategorien unterschieden:

1. Fremderregung (Extraneously Induced Excitation – EIE)
2. Instabilitäts- o. wirbelinduzierte Anregung (Instability Induced Excitation - IIE)
3. Bewegungsinduzierte Anregung (Movement Induced Excitation - MIE)

Diese Hauptkategorien können nach ihrer Rückwirkung weiter in fluid-dynamische, fluid-resonante und körper-resonante Fälle differenziert werden.

Eine zusammenfassende Übersicht der drei Hauptkategorien strömungsbedingter Anregungsmechanismen gibt BILLETTER [BILL98], diese können kurz gemäß Tabelle 5.1 dargestellt werden.

Tabelle 5.1: Charakterisierung strömungsbedingter Anregungsmechanismen

ANREGUNGSMECHANISMEN	
Fremderregung	- erzwungene Anregung, die infolge der Strömungsturbulenz ober- oder unterstromseitig des Resonators auftritt. Exemplarisch für fremderegte Schwingungen stehen die zufällig, windinduzierten Schwingungen von Hochbauten
Instabilitäts- o. wirbelinduzierte Anregung	- können ausgehend von Wirbelablösungen auf der stromaufwärts liegenden Seite eines mit konstanter Geschwindigkeit angeströmten Körpers entstehen (Druckschwankungen), die zu einer periodischen Kraft senkrecht zur Anströmrichtung führen. Im Ergebnis können resonanzartige Schwingungszustände entstehen, wenn die Wirbelablosfrequenz in der Nähe einer Eigenfrequenz des angeregten Systems liegt oder mit ihr übereinstimmt. Regelmäßige Wirbelablösungen können bei nahezu allen senkrecht angeströmten technischen Querschnitten beobachtet werden (z.B. Kreiszyylinder - KARMAN'sche Wirbelstraße).
Bewegungsinduzierte Anregung	- kann auftreten, wenn die Bewegung einer schwingungsfähigen Struktur das mittlere Strömungsfeld in Körpernähe gravierend verändert und somit alternierende Fluidkräfte herbeiführt. Allgemein spricht man von dynamischer Instabilität oder negativer fluiddynamischer Dämpfung, wenn die Änderung der Strömungskräfte proportional zur Schwingungsgeschwindigkeit ist. Eine positive Änderung der Strömungskräfte als Funktion einer positiven Strukturbewegung kann als statische Instabilität oder Divergenz bezeichnet werden. Wesentliche Mechanismen sind das Galloping stumpfer prismatischer Körper, Flatterschwingungen von Tragflächen und die durchflussgekoppelten Schwingungen bei kleinen Spalten zwischen Resonator und fester Strömungsberandung (press-shut-Mechanismen).

5.3 Frequenztheorie nach BÜNGER

Strömungsvorgänge sind untrennbar mit Schwingungserscheinungen und somit mit Frequenzen verbunden.

Nach einer von BÜNGER [BÜNG79], [MAR00] entwickelten Theorie, kann jede beliebige dimensionslose Ähnlichkeitskennzahl als Verhältnis zweier Frequenzen dargestellt werden. Daraus ergeben sich für die Strömung eines beliebigen Mediums mit der kinematischen Zähigkeit ν , der Geschwindigkeit u und dem hydraulischen Radius R folgende Frequenzen:

$$f_E = \frac{g}{2 \cdot u} = \frac{g}{\Pi_1 \cdot u} \quad \text{Erregerfrequenz der Strömung} \quad (5.1)$$

$$f_s = \frac{u}{2 \cdot R} = \frac{\Pi_2 \cdot u}{1} \quad \text{Eigenfrequenz der Strömung} \quad (5.2)$$

$$f_F = \frac{u^2}{2 \cdot \nu} = \frac{\Pi_3 \cdot u^2}{\nu} \quad \text{Eigenfrequenz des Fluids} \quad (5.3)$$

Durch Kombination lassen sich u.a. folgende Kennzahlen bilden

$$Fr^2 = \frac{f_s}{f_E} = \frac{u}{2 \cdot R} \cdot \frac{2 \cdot u}{g} = \frac{u^2}{g \cdot R} \quad \text{FROUDEZahl} \quad (5.4)$$

$$Re = \frac{f_F}{f_s} = \frac{u^2}{2 \cdot \nu} \cdot \frac{2 \cdot R}{u} = \frac{u \cdot R}{\nu} \quad \text{REYNOLDSzahl} \quad (5.5)$$

Die Bildung jeder weiteren Kennzahl erfordert die Einführung einer weiteren Frequenz, wie z.B. die STROUHALzahl

$$\text{Str} = \frac{R}{u \cdot t} = \frac{2 \cdot R}{u} \cdot \frac{1}{2 \cdot t} = \frac{f_E^*}{f_s} \quad \text{Str} = \frac{f_E^*}{f_s} \quad \text{STROUHALzahl} \quad (5.6)$$

die Einführung der Frequenz der Fremderregung

$$f_E^* = \frac{1}{2 \cdot t} \quad (5.7)$$

Diese o.g. Frequenzen stellen keine reinen Rechengrößen dar, denn dimensionslose Kennzahlen können grundsätzlich aus dem Quotient zweier gleichartiger Größen abgeleitet werden, sondern sind durch Messungen nachweisbar und haben demnach Auswirkungen auf Strömungsvorgänge. Als wichtigste Auswirkungen, die in großem Umfang zur Klärung bisher offener Probleme führen können, sind Resonanzfälle zu nennen. Diese treten auf, wenn eine Erregerfrequenz und eine Eigenfrequenz nahezu gleich groß sind. Der naheliegendste Fall ist dabei der Wechselsprung, der bei $Fr = 1$ auftritt. Er kann als Brechen einer stehenden Oberflächenwelle durch Anwachsen der Amplitude im Resonanzfall über die Stabilitätsbedingungen hinaus betrachtet werden. Entsprechend dem Anwachsen der Amplituden im Bereich unmittelbar neben der Resonanzfrequenz werden in einem Bereich

$$0,8 \ h_{kr} < h < 1,2 \ h_{kr} \quad (5.8)$$

sowohl im strömenden als auch im schießenden Zustand stehende Wellen beobachtet.

Eine weitere Anwendung ist die Vermischung an der Grenze zweier Flüssigkeiten mit unterschiedlicher Dichte infolge brechender Grenzflächenwellen. Der Resonanzfall wird hier durch $Fr_{\Delta}=1$ charakterisiert [KEUL49].

Im Folgenden wird der Nachweis erbracht, dass die vorgenannten Frequenzen auftreten und es werden daraufhin Möglichkeiten aufgezeigt, die Frequenzen zur Lösung von Strömungsproblemen anzuwenden.

5.4 Theoretischer Nachweis strömungsinduzierter Frequenzen

5.4.1 Offene Gerinne

Nach SCHELESNJAKOW [SCHE76] tritt in offenen Gerinnen eine STROUHALZahl von

$$\text{Str} = \frac{f_s \cdot h}{u} = 0,4 - 0,8 \quad (5.9)$$

auf, was einer Eigenfrequenz von

$$f_s = \frac{u}{(1,25 \div 2,5) \cdot h} \cong \frac{u}{2 \cdot R} \quad (5.10)$$

relativ gut entspricht. Die Abweichung des Zahlenwertes von 2 ist darauf zurückzuführen, dass die Bedingung $R = h$ nur für breite Gerinne erfüllt ist. MINSK [GIRG76] hat eine STROUHALZahl $\text{Str} = 0,73$ bestimmt. FILIMONOVA [JUFI74] ermittelte aus Flügelmessungen die Spektren der Längspulsationen am Fluss Turunčuk bei einer Tiefe von 5,45 m und einer mittleren Geschwindigkeit von $u=0,44$ m/s. Die Eigenfrequenz der Strömung

$$f_s = \frac{u}{2 \cdot R} = \frac{0,44}{2 \cdot 5,45} = 0,0403 \text{ Hz} \quad (5.11)$$

stimmt sehr gut mit den Maxima der Spektren, welche für die Entfernungen von der Sohle 0,0 m, 2,2 m und 4,4 m aufgenommen wurden, überein. Diese Messung belegt gleichzeitig, dass die Frequenz f_s nicht vom Abstand von der Sohle abhängt und damit die STROUHALZahl des offenen Gerinnes über die Tiefe konstant ist.

Aus Geschwindigkeitsmessungen an den Flüssen Weichsel und Wkra wurden von LEBIECKI und CZERNUSZENKO [MAR00] die Abmessungen der makroskopischen Wirbel (Strömungsschwingungen) ermittelt, welche mit den von GRISCHANIN, KENNEDY [MAR00] und HARDTKE [HARD79] gemessenen Flussbettverformungen gut korrelierten. Nach AIGNER [MAR00] kann die Abhängigkeit der FROUDEZahl von den gemessenen Flussbettverformungen und den Wirbellängen nach der BÜNGER-Theorie als Resonanzbeziehung der Erreger- und Eigenfrequenz der Strömung theoretisch nach Gl (5.12) abgeleitet werden.

$$f_E = \frac{g}{\Pi_1 \cdot u} = f_s = \frac{u}{L} \cdot \Pi_2 \cdot \frac{h}{h} \Rightarrow \frac{h}{L} = \frac{h \cdot g}{\Pi_1 \cdot \Pi_2 \cdot u^2} = \frac{1}{\Pi_1 \cdot \Pi_2 \cdot Fr^2} \quad (5.12)$$

5.4.2 Rohrleitungen, Rechteckkanal

SUBBOTIN [SUBB77] stellt bei einer Luftleitung von $d=0,0125$ m Durchmesser und einer REYNOLDSzahl von $Re=5.000$ (entsprechend $u = 7,08$ m/s) eine Frequenz von 1.300 Hz fest, vgl Gl. (5.13). Nach Gl. (5.2) ergibt sich rechnerisch die Eigenfrequenz der Strömung zu

$$f_s = \frac{u}{2 \cdot R} = \frac{u}{d/2} = \frac{7,08 \frac{m}{s} \cdot 2}{0,0125 \text{ m}} = 1.133 \text{ Hz} \quad (5.13)$$

In einem weiteren Versuch mit einer Rohrleitung von 0,059 m Durchmesser wurden bei einer REYNOLDSzahl von $Re= 5.000$ (entsprechend $u = 1,50$ m/s) Frequenzen in der Größenordnung von 3,5 Hz festgestellt. Diese entspricht in ihrer Größenordnung der zu erwartenden Erregerfrequenz der Strömung nach Gl. (5.1), wie rechnerisch in Gl. 5.16 dargestellt.

$$f_E = \frac{g}{2 \cdot u} = \frac{9,81 \text{ m/s}^2}{2 \cdot 1,5 \text{ m/s}} = 3,27 \text{ Hz} \quad (5.14)$$

In beiden Fällen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den entsprechend der BÜNGER-Theorie berechneten Frequenzen der Strömung.

Von CONTE-BELLO [GIRG76] wurden Messungen in einem Rechteckkanal mit den Abmessungen von 0,18 m * 2,40 m bei einer Geschwindigkeit von $u=20$ m/s durchgeführt. Es ergab sich in der Mitte eine Frequenz von 220 Hz. Rechnerisch ergibt sich die Eigenfrequenz der Strömung nach Gl. (5.15).

$$f_s = \frac{u}{2 \cdot R} = \frac{u}{b/2} = \frac{20 \text{ m/s} \cdot 2}{0,18 \text{ m}} = 222 \text{ Hz} \quad (5.15)$$

Eine Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ergibt sich dabei nur dann, wenn die Breite des Kanals wie der Durchmesser eines Kreisrohres behandelt wird. Das ist ein Hinweis darauf, dass die Eigenfrequenz der Strömung nicht mit dem globalen hydraulischen Radius gebildet werden darf, sondern nur mit demjenigen, der aus den Orthogonalen zu den Isotachen berechnet wird und für den der Messpunkt zutrifft [KRA85]. Für kleinere Abstände zur Wand (d.h. im Bereich der Grenzschicht) ergeben sich größere Frequenzen. Es ergibt sich Übereinstimmung zwischen Messwerten und Rechenwerten, wenn bei konstanter Geschwindigkeit $u = 20 \text{ m/s}$ der Wandabstand statt des hydraulischen Radius eingeführt wird, siehe Bild 5.1.

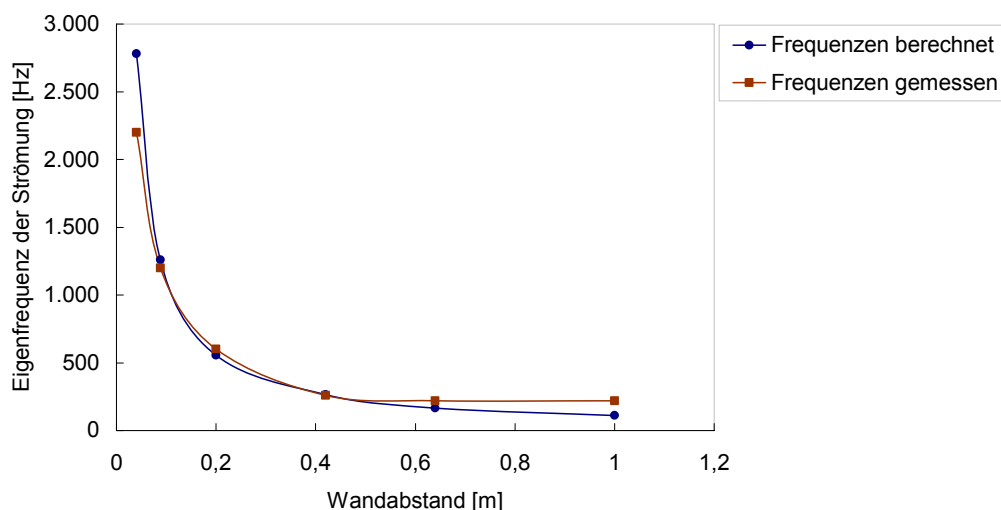


Bild 5.1: Gegenüberstellung gemessener und berechneter Frequenzen CONTE-BELLO [GIRG76]

In der Grenzschicht besteht ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Wandabstand. Deshalb kann die gute Übereinstimmung auch so interpretiert werden, dass die Frequenz mit dem tatsächlichen hydraulischen Radius und dem Wert der Geschwindigkeit an der Stelle der Messung gebildet wird. Ein gleichartiges Verhalten ergibt sich aus der Untersuchung der Turbulenz über Waldbeständen [DUBO78]. Hier wurde das Frequenzmaximum bei

$$f = (1,2 \div 2) \frac{u}{z} \quad (5.16)$$

festgestellt, wobei u die Windgeschwindigkeit ist, die aber, genau wie der Wandabstand z , im Bereich der Grenzschicht gemessen wurde, wodurch sich der Zahlenfaktor größer als 0,5 ergibt (vgl. auch Pkt. 5.4.3.).

5.4.3 Wellenbewegung

Die Spektren für ausgebildeten Seegang haben nach [OZE78] ein ausgeprägtes Maximum bei

$$\frac{\omega}{2\pi} \cdot \frac{u}{g} = 0,14 \hat{=} f = \frac{0,14 \cdot g}{u} = f_E = 0,28 \cdot \frac{g}{2 \cdot u} = \frac{g}{2 \cdot (3,57 \cdot u)} \quad (5.17)$$

Die Windgeschwindigkeit, die nach VDI 3786 Blatt 2 in einer Höhe von 10 m gemessen wird, liegt im Bereich der Grenzschicht und ist deshalb gegenüber der maßgebenden Strömungsgeschwindigkeit der Luft abgemindert. Werden die Verhältnisse der Plattengrenzschicht zugrunde gelegt, dann ergibt sich aus der Tatsache, dass die 3,6-fache Geschwindigkeit einzusetzen ist, um die Erregerfrequenz nach BÜNGER zu erhalten, eine ungefähre die Grenzschichtdicke von 75 m. Dieser Wert stimmt gut mit Messungen des bodennahen Windprofils überein.

5.4.4 Schwingungen unterströmter Wehre

Die Theorie von BÜNGER gestattet es, die Schwingungserscheinungen an unterströmten Wehren bzw. Schützen sehr einfach zu behandeln. ABELEV ET AL [ABEL77] haben bei Tiefschützen mit anschließendem Stollen der Höhe h bei einer Öffnungshöhe a und einer Wasserspiegel- bzw. Druckhöhendifferenz Δh festgestellt, dass die entsprechenden Frequenzen in dem Bereich

$$f_s = (1,1 \div 1,27) \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot g \cdot \Delta h}}{h \cdot (1 - a \cdot \mu)} = \frac{\sqrt{2g\Delta h}}{2 \cdot \frac{h \cdot (1 - a \cdot \mu)}{(2,2 \div 2,54)}} = \frac{u}{2 \cdot R} \quad (5.18)$$

liegen. Diese Frequenz lässt sich als Eigenfrequenz einer Walze interpretieren, welche zwischen dem austretenden Strahl unter dem Wehr und der Stollendecke liegt, von den Maximalgeschwindigkeiten im Strahl angetrieben wird und elliptischen Querschnitt hat. Der hydraulische Radius ist die Hälfte des Mittelwertes aus kleiner und großer Halbachse. Dieselbe Walze muss außerdem eine Umlauffrequenz aufweisen,

$$f_u = \frac{\sqrt{2 \cdot g \cdot \Delta h}}{\text{Walzenumfang}} \approx \frac{\sqrt{2 \cdot g \cdot \Delta h}}{2 \cdot \pi (1,818 \div 1,575) \cdot h \cdot (1 - \mu \cdot a)} \quad (5.19)$$

wenn $(1,818 \div 1,575) \cdot h \cdot (1 - a \cdot \mu)$ der Mittelwert aus kleiner und großer Halbachse ist. Beide Frequenzen lassen sich in Versuchen nachweisen, wie MUSKATIROVIČ und DJONIN [MUSK77] ausführen.

Bei Schützen mit freiem Wasserspiegel im Unterwasser und rückgestautem Ausfluss wies KRANAWETTREISER [KRA86/2] nach, dass die Walze einen kreisförmigen Querschnitt annimmt und gleichzeitig diejenige Wassermasse umfasst, welche als „mitschwingende Wassermasse“ die Frequenz des Schützes gegenüber einer Schwingung in Luft verändert. Neben diesen Eigenfrequenzen der Walzen muss stets noch die Erregerfrequenz der Strömung

$$f_E = \frac{g}{2\sqrt{2} \cdot g \cdot \Delta h} \quad (5.20)$$

im engsten Querschnitt auftreten. Eine Schwingung des Schützes kann nur dann auftreten, wenn die Erregerfrequenz mit der Eigenfrequenz des Schützes (oder einem ganzzahligen Vielfachen davon) übereinstimmt und gleichzeitig entweder die Eigenfrequenz oder die Umlauffrequenz der Walze mit der Erregerfrequenz übereinstimmt und dadurch zu einer Rückkopplung führt. Die Richtigkeit dieser Behauptung lässt sich an Natur- und Modelluntersuchungen der Wehre Hagstein [HASZ79], [KOLM76] und Gnevsdorf [KRA86/2] nachweisen. Übereinstimmung liegt auch dann noch vor, wenn die Zahlenwerte der Frequenzen um ca. 15 ÷ 20 % voneinander abweichen (abhängig von der Dämpfung).

5.5 Experimenteller Nachweis der Frequenzen nach BÜNGER

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden umfangreiche experimentelle Untersuchungen, mit dem Ziel des Nachweises der von BÜNGER [BÜNG79] theoretisch prognostizierten Frequenzen (Eigen- und Erregerfrequenz der Strömung) nach Abs. 0 durchgeführt.

Für eine ausführliche Darstellung der Versuchsergebnisse wird auf SANDER [SAND06] verwiesen. An dieser Stelle erfolgt eine exemplarische, zusammenfassende Ergebnisdarstellung der zum gegenwärtigen Zeitpunkt vorliegenden Ergebnisse der Flügelradmessungen (1. experimentelles Setup).

5.5.1 Experimentelles Setup

Die Versuchsanlage ist schematisch in Bild 5.2 und Bild 5.3 dargestellt und richtete sich stark an den baulichen Gegebenheiten aus. Die Versuchsstrecke hatte eine Länge von 5,70 m, die in ca. 80% Einlaufstrecke und ca. 20% Auslaufstrecke geteilt wurde.

Die Messstrecke bestand aus einer Rohrleitungen PVC DN 100 (110×5,3) und einem in Acrylrohr ausgeführten Abschnitt. Durch eine Kreiselpumpe wurde das Wasser zunächst in ein Hochbecken gepumpt. Über einen manuell regelbaren Schieber wurden dem Hochbecken, bei konstanter Druckhöhe, Durchflüsse von bis zu 28 l/s entnommen. Für die Messungen der Momentangeschwindigkeiten wurde ein Flügelradanemometer verwendet. Die Einlaufstrecke, die Entfernung des Messflügels zur letzten Störung (Rohrkrümmer), betrug 4,70 m. Entsprechend wies die Auslaufstrecke eine Länge von 1 m auf. Die 2 m lange Acrylrohrleitungsstrecke ermöglichte eine visuelle Kontrolle der durchgeführten Versuche. Somit konnten eine ungenügende Entlüftung der Rohrleitung sowie die Störung der Versuche durch mitgeführtes partikuläres Material ausgeschlossen werden. Der Auslaufbereich wurde in einen Umlaufkanal eingeleitet.

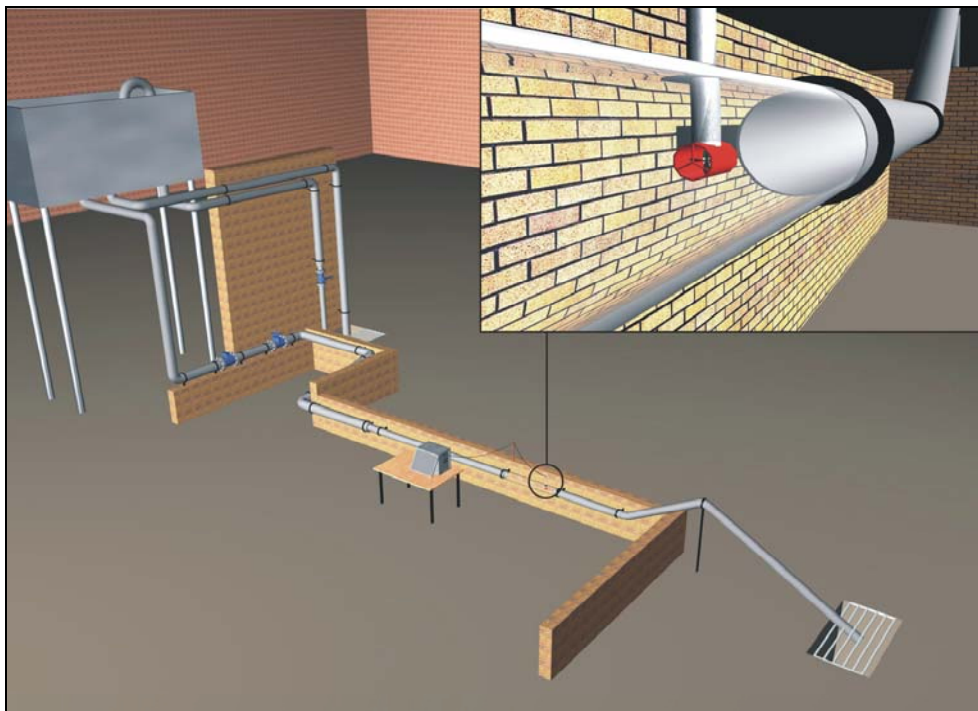


Bild 5.2: Modell Versuchsaufbau Hydrolabor Schleusingen (Bauhaus Universität Weimar)

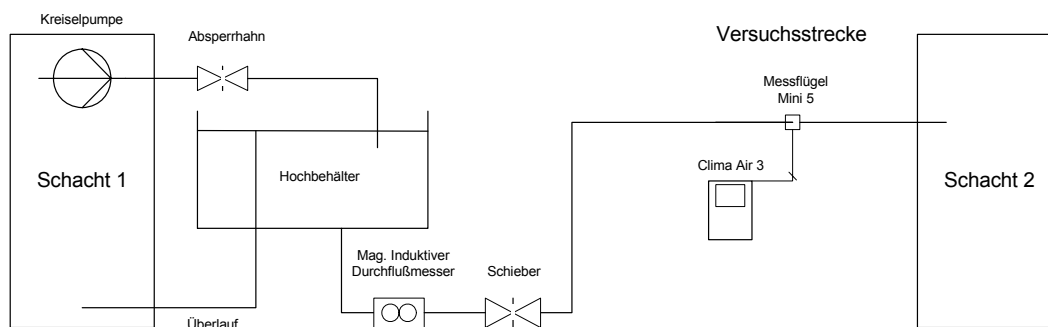


Bild 5.3: Fließschema - Versuchsaufbau

Die Messungen der Momentangeschwindigkeiten wurden mit dem Flügelradanemometer Mini Water 5 (Firma RCI) durchgeführt. Der Messbereich des Flügelrades ermöglicht die Erfassung einer Geschwindigkeitsbandbreite von 0,02 m/s bis 5 m/s (vgl. Bild 5.4).

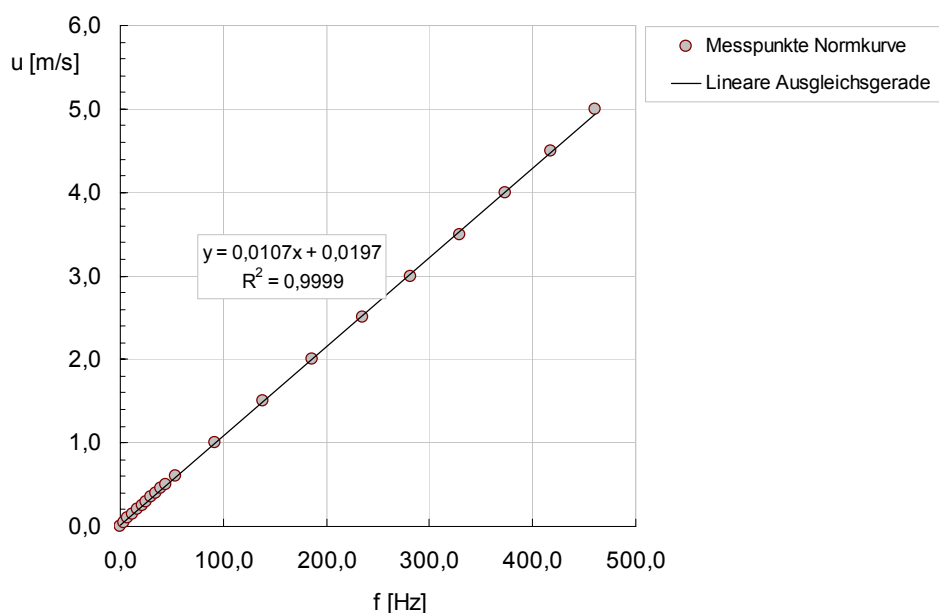


Bild 5.4: Normkurve Flügelradanemometer Mini Water 5

Die geometrische Ausbildung des Messflügels ist in Bild 5.5 dargestellt. Über einen Oszillator wird dem Flügelrad eine hochfrequente Wechselspannung von circa 2 MHz aufgeprägt. In Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit des Fluides und somit der Drehgeschwindigkeit des Flügelrades werden Spannungssignale unterschiedlicher Frequenz erzeugt (Frequenzmodulation). Diese Frequenzen werden als Impulsfrequenzen des Flügelrades bezeichnet. Die Kalibrierung des Flügelrades durch den Hersteller sichert, dass jeder Impulsfrequenz eine Strömungsgeschwindigkeit zugeordnet werden kann (vgl. Bild 5.4).

Das Flügelradanemometer wurde dahingehend modifiziert, dass die abgegebenen Spannungssignale direkt über die Soundkarte eines PC's ausgewertet werden konnten. Eine zeitverzögerte Aufnahme des Messsignals wurde somit ausgeschlossen. Die Modifizierung des Flügelradanemometers stellte zu dem eine Erhöhung der Abtastfrequenz, um den Faktor vier, sicher.

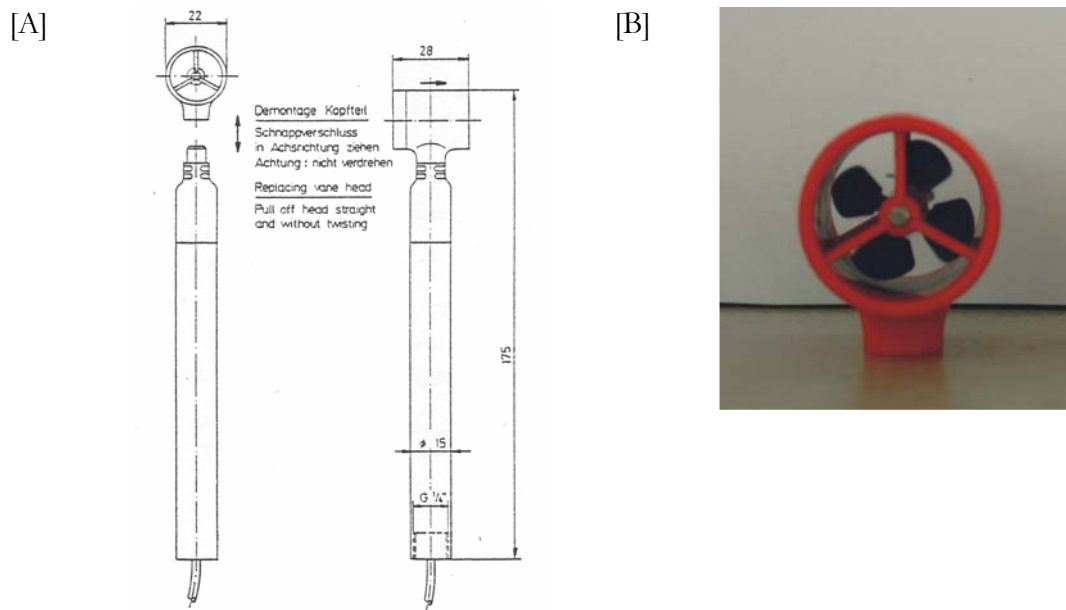


Bild 5.5: Flügelradanemometer Mini Water 5: [A] Abmessungen; [B] Foto Messkopf

5.5.2 Experimentelle Durchführung - Auswertung

Die Darstellung der Durchführung und Auswertung der experimentellen Untersuchungen bezieht sich im Folgenden auf die Versuchsreihe 2 aus SANDER [SAND06], vgl. Tabelle 5.2.

Tabelle 5.2: Randbedingungen der Versuchsdurchführung

VERSUCHSREIHE NR.	D[mm]	Q [l/s]	MESSPUNKT	MESSTECHNIK
2	DN100 (110×5,3)	2 – 28	- Rohrachse - Rohrachse + ym	Flügelradanemometer Mini Water 5 (modifiziert) Messgerät Klima Air 3 PC, Soundkarte

Mit dem Versuchsaufbau wurden Messungen in unterschiedlicher Anordnung des Messflügels über den Rohrquerschnitt aufgenommen. Der Messflügel wurde in Messreihe 1 auf Position der Rohrachse positioniert. Für die Aufnahme der Messreihe 2 wurde der Messflügel im Querschnitt zur Wand auf die Position verschoben an der die mittlere Geschwindigkeit u zu erwarten war.

Zur Ermittlung dieser Position wurde das 1/7 Potenzgesetz nach BLASIUS für glatte Rohre verwendet, Gl. (5.21). Die mittlere Fließgeschwindigkeit u tritt demnach bei einem Rohrdurchmesser von $d=99,4$ mm, in einer Entfernung von $y_m = 37,72$ mm von der Rohrachse auf. Da das Potenzgesetz nach BLASIUS in seiner Anwendung für REYNOLDSzahlen bis zu 10^5 beschränkt ist, verändert sich diese Entfernung mit dem von der REYNOLDSzahl abhängigen Exponenten. In den durchgeführten Versuchen treten REYNOLDSzahlen bis ca $3 \cdot 10^5$ auf, was eine Überprüfung des Wertes y_m erforderte. In Verbindung mit Gl. (5.21) ergeben sich für den Rohrinne Durchmesser $d_i = 99,4$ mm die in Tabelle 5.1 ausgewiesenen, REYNOLDSzahlen abhängigen, Entfernungen y_m .

$$\frac{u(y)}{u_{\max}} = \left(1 - \frac{y_m}{r}\right)^{\frac{1}{7}} \quad (5.21)$$

Tabelle 5.3: Exponenten des Potenzgesetzes nach ECK [BOLL00] und zugehörige Entfernungen y_m

Re [-]	EXPONENT	y_m [mm]
bis $4,5 \cdot 10^4$	1/7	$0,758 \cdot r = 37,67$
bis $2 \cdot 10^5$	1/8	$0,759 \cdot r = 37,72$
bis $6,4 \cdot 10^5$	1/9	$0,761 \cdot r = 37,82$

Die Entfernung y_m variiert in Abhängigkeit der REYNOLDSzahl um 1,5 mm. Aufgrund dieser als gering einzuschätzenden Abweichung wurde das Flügelrad für die Aufnahme der Messreihe, unabhängig von der auftretenden Fließgeschwindigkeit, auf die Entfernung von der Rohrachse $y_m = 37,7$ mm eingestellt. Die Einbaustellen des Messflügels sind in Bild 5.6 schematisch dargestellt.

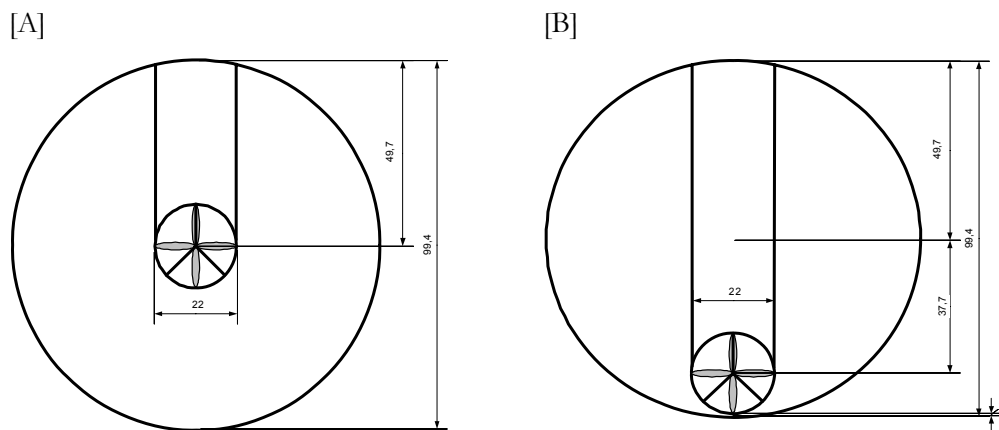


Bild 5.6: Darstellung der Einbaustellen des Flügelrades in Versuchsreihe 2, [A] Rohrachse, [B]Rohrachse + y_m

Für die dargestellten Flügelradanordnungen wurden für die Durchflüsse 2l/s - 28l/s, in Schritten von 2 l/s, je vier Messungen über einen Zeitraum von 8 Sekunden aufgenommen.

Die gewonnenen Informationen über die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen wurden auf der Basis einer Frequenz-Analyse hinsichtlich der dominanten Frequenzen ausgewertet. Dabei wurden die aufgenommenen turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen als eine Vielzahl von überlagerten sin- und cos-Schwingungen (Fourier-Transformation) interpretiert. Die Schwingungen weisen die Frequenzen $f_n = n/T_n$ auf, wobei T_n die Periodendauer einer Schwingung bezeichnet. Für die detaillierte Darstellung der Transformation der Geschwindigkeitsschwankungen in den Frequenzbereich wird auf SANDER [SAND06] verwiesen. Exemplarisch ist in Bild 5.7 der Verlauf der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen für Messung bei einem Durchfluss von 20 l/s in Rohrachse dargestellt.

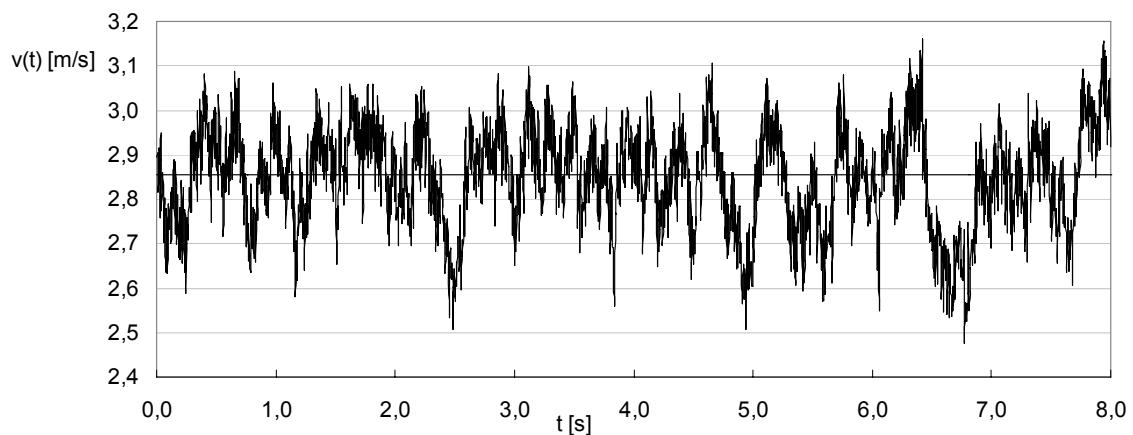


Bild 5.7: Geschwindigkeitsschwankungen der Messung 20_01_RA

Bild 5.8 zeigt das zugehörige Amplitudenspektrum der in Bild 5.7 dargestellten turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen, mit einem eindeutig zu identifizierenden Peak bei 66,8 Hz und einer Anhäufung von Peaks im Bereich von 0 Hz - 5 Hz.

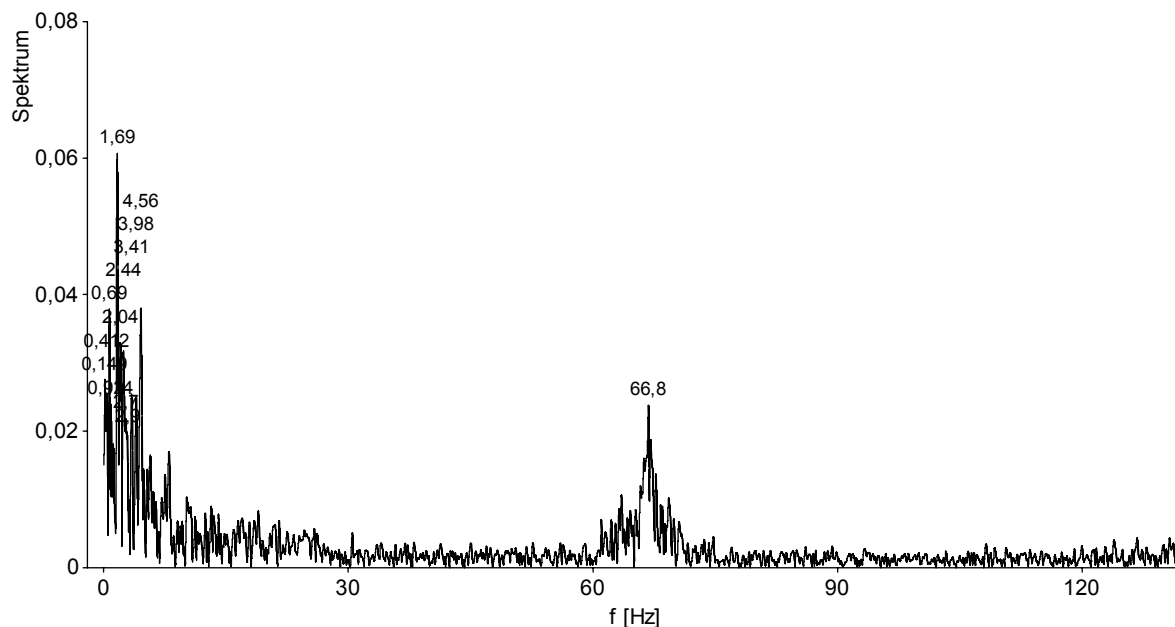


Bild 5.8: Amplitudenspektrum der Messung 20_01_RA

In Tabelle 8.1 (Anhang) sind die gemessenen und die prognostizierten Eigenfrequenzen der Strömung in Rohrachse dargestellt. Die gemessenen Frequenz f_{gem} ergibt sich hierbei durch Mittelwertbildung von jeweils vier Einzelmessungen des entsprechenden Strömungszustandes.

Für das in Bild 5.8 aufgetragene Amplitudenspektrum kann somit der Peak im Bereich von 66,8 Hz eindeutig der Eigenfrequenz der Strömung zugeordnet werden. Dieses Ergebnis ist für die verschiedenen Strömungssituationen reproduzierbar, vgl. SANDER [SAND06].

Die unter den vorhandenen Strömungsbedingungen zu erwartenden Erregerfrequenzen der Strömung liegen im Infraschallbereich (<16 Hz). Unter den gewählten experimentellen Bedingungen und dem Durchflussbereich von 6 l/s bis 28 l/s liegt sie im Bereich ≤ 5 Hz. In Tabelle 8.3 (Anhang) sind die berechneten Erregerfrequenzen in Rohrachse dargestellt. Die sich im Bereich des Infraschallspektrums prognostizierten Erregerfrequenzen der Strömung sind schwer bzw. nicht eindeutig zu identifizieren. Der Grund hierfür liegt u.a. in einer Vielzahl nicht vermeidbarer externen Beeinflussungen, die diesen Frequenzbereich der Messungen überlagern können. So verursachen u.a. Baustellen, Straßen- und Schienenverkehr mechanische Schwingungen deren Frequenzen die Größenordnung des Infraschallbereiches aufweisen und vom Menschen als Vibrationen wahrgenommen werden können. Es ist somit nicht auszuschließen, dass

diese auch auf die verwendete experimentelle Anordnung übertragen wurden, da es gegenwärtig nicht möglich war einen von den Umgebungsbeeinflussungen entkoppelten Versuchsaufbau zu realisieren.

Im Gegensatz zur Eigenfrequenz der Strömung ist die Erregerfrequenz aufgrund der Anhäufung von Peaks im Bereich 0 Hz bis 10 Hz nicht eindeutig zu identifizieren. Auch die Eingrenzung (Filterung) der Messreihe auf einen Frequenzbereich von 0 Hz bis 30 Hz lässt keine eindeutige Aussage zu, vgl. Bild 5.9.

Durch die Überlagerungen im niederfrequenten Bereich war es in keinem Spektrum möglich einen eindeutigen Peak zu identifizieren. Daher kann über das Auftreten der Erregerfrequenz der Strömung keine Aussage gemacht werden. Die Problematik der überlagerten Frequenzen ist nachfolgend an einem ausgewählten Spektrum dargestellt.

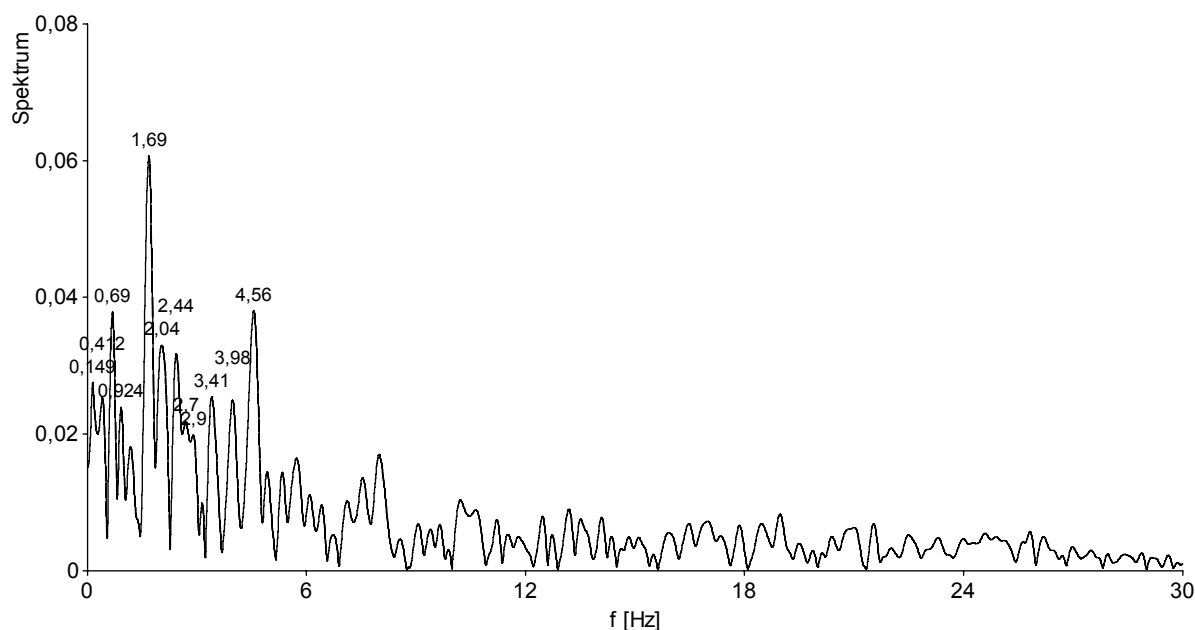


Bild 5.9: Spektrum der Messung 20_02_RA (Ausschnitt 0 Hz - 30 Hz)

Bild 5.9 zeigt mehrere dominante Frequenzen. Die fünf stärksten Peaks liegen im Frequenzbereich von 1,69 Hz, 4,56 Hz, 0,69 Hz, 2,04 Hz und 2,44 Hz. Die zu erwartende Erregerfrequenz der Strömung beträgt 1,50 Hz. Es tritt mit 1,69 Hz eine dominante Frequenz in unmittelbarer Nähe der zu erwartenden Erregerfrequenz der Strömung (von 1,5 Hz) auf, doch gibt es keinen Anhaltspunkt, dass dieser Peak die vorhergesagte Erregerfrequenz der Strömung beschreibt. Es ist gleichermaßen möglich, dass der Peak durch mechanische Schwingungen der Pumpe oder des

anliegen Schienen- oder Straßenverkehrs hervorgerufen wurde. Das Phänomen der überlagernden Frequenzen trat in jedem Spektrum auf und kann anhand der Spektrenbilder (vgl. SANDER [SAND06]) nachvollzogen werden.

Die Auftragung der im Anhang in den Tabelle 8.1 und Tabelle 8.3 dargestellten gemessenen und berechneten Frequenzen ist Bild 5.10 und Bild 5.11 zu entnehmen. Dabei sind die Frequenzen für die Messpunkte Rohrachse und Rohrachse + y_m aufgetragen.

Wie am Beispiel des Durchflusses von 20 l/s dargestellt, können auch für alle weiteren untersuchten Strömungsbedingungen die berechneten Frequenzen experimentelle bestätigt werden.

Aus den vorstehenden Abbildungen ist zu ersehen, dass die nach BÜNGER berechneten Eigenfrequenzen der Strömung und die in den experimentellen Untersuchungen gemessenen Werte sehr gut übereinstimmen. Es bleibt zu bemerken, dass der Infrarotbereich von einer Vielzahl von Peaks überlagert ist, was eine eindeutige Identifizierung der Erregerfrequenz der Strömung nicht ermöglicht. Mit dem experimentellen Setup war es somit nicht möglich auch die Erregerfrequenz der Strömung nachzuweisen.

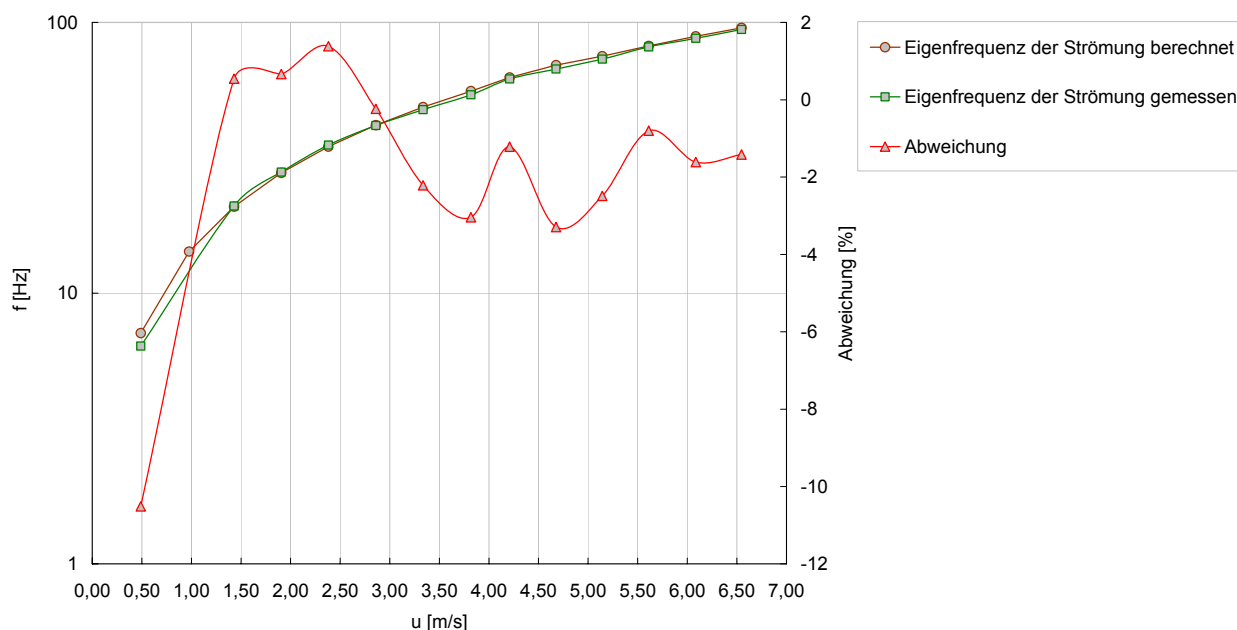


Bild 5.10: Berechnete und gemessene Eigenfrequenz in Rohrachse

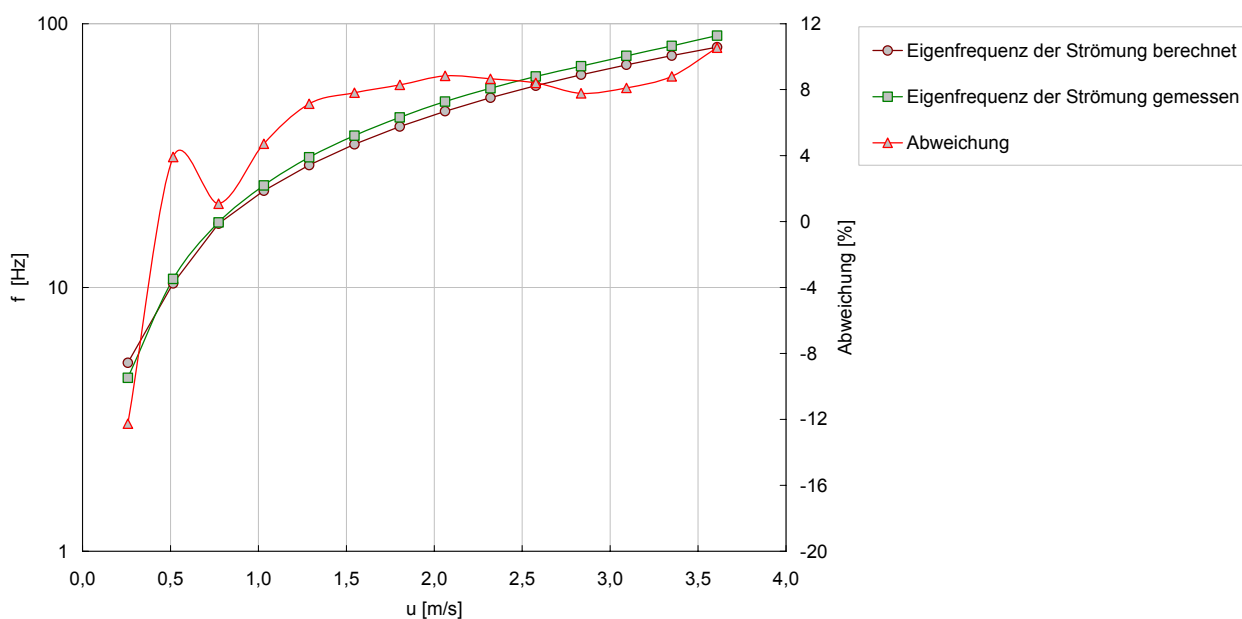


Bild 5.11: Berechnete und gemessene Eigenfrequenzen der Strömung - Rohrachse $+y_m$

5.6 Zusammenfassung

Die vorstehenden Ausführungen machen deutlich, dass die von BÜNGER theoretisch prognostizierten Frequenzen bei Strömungsvorgängen stets auftreten. Exemplarisch wurden Schwingungserscheinungen für verschiedene Strömungsvorgänge basierend auf experimentellen Daten rechnerisch nachgewiesen. Der messtechnische Nachweis der oben bezeichneten Frequenzen in Strömungen mit geringer Geschwindigkeit ist äußerst komplex. In den durchgeführten experimentellen Untersuchungen konnte eindeutig gezeigt werden, dass die von BÜNGER theoretisch prognostizierte Eigenfrequenz der Strömung auftritt. Die Erregerfrequenz der Strömung konnte mit Verweis auf SANDER [SAND06] und auf Grund der o.g. Einschränkungen der Versuchsanordnung nicht eindeutig nachgewiesen werden. Hierzu erfolgen derzeit weiterführende Untersuchungen, deren Ergebnisse aber noch ausstehen.

Auf der Grundlage bisheriger Ergebnisse ist festzustellen, dass die auftretenden Frequenzen für die Durchdringung bislang nur unzureichend beschriebener Strömungsvorgängen geeignet sind.

Basierend auf Ausführungen nach Abs. 5.3 und 5.4 wird in Kapitel 6 ein, auf der Grundlage der Frequenztheorie nach BÜNGER [BÜNG79], [KRA86/1], [MAR00], ermitteltes Modell für das Widerstandsverhalten selbstorganisierender Rauheit in der turbulenten Rohrströmung abgeleitet.

6 ANALYTISCH / EMPIRISCHES MODELL ZUR BESTIMMUNG DER ENERGIEDISSIPATION VON SELBSTORGANISIERENDEN RAUHEITSSTRUKTUREN IN DRUCKROHRLEITUNGEN

6.1 Vorbemerkung

Für die Rohrreibungsverluste längs der Fließstrecke einer Rohrleitung gilt die Korrelation nach DARCY-WEISBACH entsprechend Gl. (2.60). Der Druckabfall in turbulent durchströmten Kreisrohren ist proportional zur Rohrlänge und dem Staudruck der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und umgekehrt proportional zum Rohrdurchmesser.

Der enthaltene Widerstandsbeiwert λ ist prinzipiell eine Funktion der REYNOLDSzahl und der relativen Rauheit k/d . Für die laminare Strömung lässt sich der Widerstandsbeiwert λ im Gegensatz zur turbulenten Rohrströmung theoretisch herleiten.

Grundsätzlich können die Widerstandsbeiwerte für die drei Strömungsbereiche, hydraulisch glatt, hydraulisch rau und den Übergangsbereich nach Abs. 2.7. hinreichend genau berechnet werden.

Unter Berücksichtigung der durch selbstorganisierende Rauheiten hervorgerufenen Energieverluste liefert die Modellvorstellung von NIKURADSE (Sandrauheit), wie in Abs. 3.3 dargestellt, keine hinreichende Erklärung für die experimentell erfassten Verluste, so dass eine Berechnung der Druckverluste bislang nicht möglich ist.

Auf der Basis der dargestellten Grundlagen wird für die turbulente Rohrströmung ein neuer Ansatz der Wechselwirkung zwischen wandnahen Strukturen der bewegten Flüssigkeit, Adhäsionsvorgängen von Inhaltsstoffen bzw. Strukturveränderungen der Wandoberfläche und Erhöhung des Strömungswiderstandes hergeleitet. Dieser soll auf der Annahme von Fluid-Struktur-Wechselwirkungen im wandnahen Bereich aufbauen, welche als Resonanzzustand interpretiert werden. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Wandbeläge die vorhandenen Oberflächenrauheiten der Wandung einschließen und sie somit allein maßgeblich sind.

Der Mechanismus, der zur Erhöhung der Reibungsverluste beim Auftreten selbstorganisierender Rauheiten führt, wird allgemein auf den veränderten Impulsaustausch mit der viskosen Unterschicht und den damit verbundenen Änderungen der Turbulenzstruktur (Turbulenzdämpfung) in der Nähe der Rohrwand zurückgeführt. Obwohl der Mechanismus noch nicht im Detail geklärt

ist, wird als Hauptursache die Beeinflussung der sog. Burst-Sweep-Zyklen als wahrscheinlich angenommen.

6.2 Konzept- Interpretation der Wechselwirkungen als Resonanzzustand

Die Untersuchungen von SEIFERT ET AL [SEIF50], GEBNER [GEB60/1], HOLTORFF [HOLT69] und PFAU [PFAU77/1] äußern übereinstimmend die Vermutung, dass die in Folge von selbstorganisierenden, natürlichen Riffelrauheiten auftretenden hohen hydraulischen Verluste durch Resonanzerscheinungen zwischen den wandnahen Strukturen, der bewegten Flüssigkeit und dem angelagerten, veränderlichen Wandbelag verursacht werden könnten bzw. nach HOLTORFF diese bedingen („...sie sind die Ursache ihrer Wirkung“ [HOLT69]). Diese These wird auch durch die Arbeiten von THOMAS [THOM79], KLINE ET AL [KLINE67], MORRISON ET AL [MORR71] gestützt.

Somit ist eine Rückkopplungsbeziehung (Wechselwirkungsmechanismus) zwischen dem riffelförmigen Wandbelag und der Rohrströmung auf der Basis einer Resonanzbeziehung abzuleiten.

Ausgehend von den im wandnahen Bereich der turbulenten Rohrströmung (viskose Grenzschichtströmung, gemäß Kapitel 4) beobachteten, periodischen Strukturen (Instabilitäten im Bereich des viskosen Unterschicht – Burst-Zyklen) und mit der Annahme, dass sich ein maximaler Strömungswiderstand beim Erreichen eines Resonanzzustandes zwischen viskoser Grenzschichtströmung und dem Wandbelag einstellt, ist eine Korrelation, in Form eines Widerstandsbeiwertes beim Auftreten selbstorganisierender Rauheiten in Druckrohrleitungen zu implementieren. Die in diesem Zusammenhang beobachteten Strukturveränderungen des Wandbelages werden als Selbstorganisationsprozess nach Abs. 4.5 aufgefasst. Der Energieeintrag erfolgt hierbei durch Bursting-Events, vgl. Abs. 4.4.

Maßgeblich für die Herleitung einer Bestimmungsgleichung der Druckverlustbestimmung bei selbstorganisierenden Rauheiten sind die für die Ecker-Fernwasserleitung (DN 500), Fernwasserleitung Dresden (DN 1.000) und den Wasserzuleitungstollen des Kraftwerkes Bèvercè (DN 2.000), für die selbstorganisierende Rauheiten nachgewiesen wurde, extrahierten experimentellen Werte der in-situ Versuchsreihen, wie sie zusammenfassend in Anhang A.2 und in Kapitel 3 dargestellt sind. Dabei wurden alle Werte, einschließlich der Temperatur, so genau wie möglich ermittelt. Die belastbarsten Daten liegen dabei für die Ecker-Fernwasserleitung vor, da diese zielgerichtet auf das Phänomen der selbstorganisierenden Rauheit ausgerichtet ermittelt und die Messungen mit größter Präzision durchgeführt wurden, vgl. WIEDERHOLD [WIED49]. Des Wei-

teren charakterisieren diese Datenreihen einen stationären Zustand, das heißt den Zustand des maximalen Druckverlustes, wogegen die Datenreihen des Wasserzuleitungsstollens des Kraftwerkes Bèvercè noch nicht stationär waren, die Riffelbildung noch nicht abgeschlossen war. Einige der Originalliteraturen, u.a. Fernwasserleitung Dresden und Magnetitschutzschichten in Verdampferrohren, geben somit keine exakten Informationen, um Berechnungen zuzulassen. In diesen Fällen wurden plausible Annahmen getroffen.

Die abgeleitete Korrelation war an anderen erhobenen Messreihen verschiedener in-situ-Messungen zu validieren und zu bewerten.

6.3 Fiktive Rauheitshöhe bei selbstorganisierender Rauheit

Mit der Akzeptanz der im Abs. 5.3 vorgestellten und validierten Theorie nach BÜNGER können für die verschiedenen Strömungsbereiche differenzierte Frequenzen abgeleitet werden.

Da sich die Fluid-Struktur-Wechselwirkung im Fall selbstorganisierender Rauheit an der äußersten Strömungsberandung, also im Grenzschichtbereich vollzieht, sind in diesem Fall die entsprechenden Frequenzen der Grenzschichtströmung sowie die Frequenzen des Wandbelages zu bilden und mögliche, über den gesamten Messbereich nachzuweisende Resonanzzustände, zu detektieren.

Hierzu wurden aus den Messwerten für die Präzedenzfälle Ecker-Fernwasserleitung (DN 500), Fernwasserleitung Dresden-Coschütz (DN 1.000) und dem Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Bèvercè (DN 2.000) (vgl. Anhang A.2) die möglichen Frequenzen gebildet, um ganzzahlige Vielfache von Frequenzverhältnissen zu identifizieren.

Für die o. g. Präzedenzfälle kann ein Resonanzzustand nachgewiesen werden, wie er sich nach Bild 6.1 bzw. Gl. (6.1) für den Bereich des maximal zu erwartenden Druckverlustes im stationären Endzustand der Riffelentwicklung darstellen lässt. Die sich aus der Auswertung der vorliegenden Messwerte ergebenden Berechnungsgrößen sind Anhang A.3 zu entnehmen.

Die Eigenfrequenz der Grenzschicht, bezogen auf die „nominelle“ Dicke der viskosen Unterschicht, und die Eigenfrequenz des Wand- bzw. Riffelbelages stehen dabei in einem Verhältnis von 1:2. Die Abweichung des Zahlenwertes von 2 nach Bild 6.1 ist u. a. darauf zurückzuführen, dass der detektierte Resonanzzustand die gemessene und somit fehlerbehaftete Schubspannungs-

geschwindigkeit einschließt. Des Weiteren waren die Verhältnisse im Falle der Leitung des Kraftwerkes Bèvercé noch nicht stationär. Es kann somit mit hinreichender Genauigkeit von einem Vielfachen von 2 zwischen den o.g. Frequenzbereichen ausgegangen werden.

Die Interpretation des Resonanzzustandes zweier Eigenfrequenzen ist darauf zurückzuführen, dass die Eigenfrequenz der Grenzschicht als unmittelbare Folge der turbulenten Schwankungsbewegungen der wandnahen Strömung zu interpretieren ist und somit eine mögliche Erregerfrequenz für die Wandbelagsstruktur, im Sinne einer Fluid-Struktur-Wechselwirkung, darstellt. Auf Grund der fehlenden Abmessungen der Riffel für die Fernwasserleitung Dresden-Coschütz kann nicht der direkte Nachweis der Richtigkeit dieses Resonanzansatzes geführt werden.

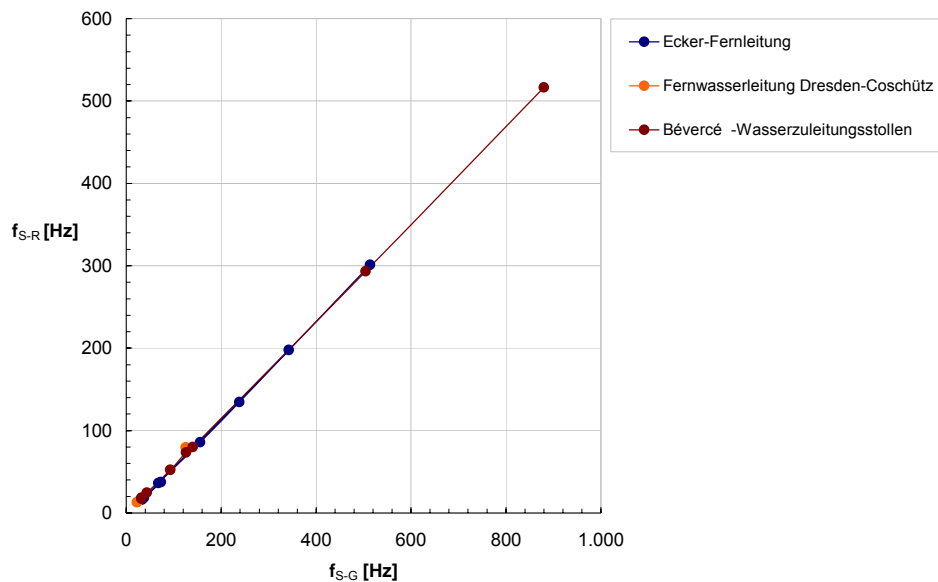


Bild 6.1: Resonanzbeziehung im Bereich des maximalen Druckverlustes

$$f_{S-G} = 2 \cdot f_{S-R} \quad (6.1)$$

Die Terme der Gl. (6.1) sind hierbei wie folgt zu interpretieren:

$$f_{S-G} = \frac{u_{0*}}{2 \cdot \delta_n} \quad \begin{array}{l} \text{Eigenfrequenz der Grenzschicht –} \\ \text{nominelle Dicke der viskosen Unterschicht} \end{array} \quad (6.2)$$

und

$$f_{S-R} = \frac{u}{2 \cdot \Delta s'} \quad \begin{array}{l} \text{Eigenfrequenz des Wand – bzw. Riffelbelages} \end{array} \quad (6.3)$$

somit ergibt sich

$$\frac{u_{0*}}{2 \cdot \delta_n} = 2 \cdot \left(\frac{u}{2 \cdot \Delta s'} \right) \quad (6.4)$$

bzw.

$$\frac{u_{0*}}{2 \cdot \delta_1} = \frac{u}{2 \cdot \Delta s'} \quad (6.5)$$

Darin ist u_{0*} die Schubspannungsgeschwindigkeit, δ_n die „nominelle“ Dicke der viskosen Unterschicht nach Gl. (2.54), δ_1 die Dicke der viskosen Unterschicht nach Gl. (2.53) und $\Delta s'$ die fiktive Riffelhöhe zum Zeitpunkt des maximalen Druckverlustes.

Entsprechend der in Abs. 4.4.3. dargestellten Zusammenhänge zwischen Burst-Zyklen und deren Wirkungen auf erodierbare bzw. überformbare Wandungen oder Belagsstrukturen wird für den Zustand des maximalen Verlustes nach YALIN [YAL88/2], für den stationären Endzustand der Riffelentwicklung, die Riffellänge nach Gl. (4.2) über die Nebenbedingung nach Gl. (6.6) eingeführt.

$$\frac{\Delta s'}{\Lambda s} = c_k' \quad \rightarrow \quad \Lambda s' = 2.000 \cdot \frac{v}{u_{0*}} \quad (6.6)$$

$$\Delta s' = c_k' \cdot 2.000 \cdot \frac{v}{u_{0*}}$$

Die fiktive Rauheitsdichte c_k' ergibt sich dabei als Quotient aus der fiktiven Riffelhöhe $\Delta s'$ und der fiktiven Riffellänge $\Lambda s'$. Die fiktive Riffellänge $\Lambda s'$ kann nach Gl. (4.2) als die Wellenlänge der Streak-Muster (Burst-Zyklen) für den Fall maximaler Verluste (quasistationärer Endzustand der Riffelentwicklung) angenommen werden. Wird weiterhin die „nominelle“ Dicke der viskosen Unterschicht δ_n nach Gl. (2.53) durch (2.54) substituiert (vgl. (6.5), folgt:

$$\frac{u_{0*}}{2 \cdot \delta_1} = \frac{u}{2 \cdot c_k' \cdot 2.000 \cdot \frac{v}{u_{0*}}} \quad (6.7)$$

Aus der oben erhaltenen Resonanzbedingung kann die fiktive Rauheitsdichte c_k' nach Gl. (6.8)

$$c_k' = \frac{u \cdot \delta_1}{2.000 \cdot v} \quad (6.8)$$

und damit die fiktive Rauheitshöhe k_s' bei selbstorganisierender Rauheit nach Gl. (6.9) berechnet werden:

$$k_s' = c_k' \cdot 2.000 \cdot \frac{\nu}{u_{0*}} \quad (6.9)$$

Die Bestimmung der fiktiven Rauheitshöhen k_s' bei selbstorganisierender Rauheit erfolgt iterativ, da die Schubspannungsgeschwindigkeit u_{0*} anfänglich unbekannt ist.

Der Vergleich, der aus den gemessenen Widerstandsbeiwerten λ (Anhang A.2) ermittelten Rauheitshöhen k_s nach Gl. (2.63) und den aus der Resonanzbeziehung berechneten fiktiven Rauheitshöhen k_s' der selbstorganisierenden Rauheit (Anhang A.3) weist eine hinreichende Übereinstimmung auf. Die berechnete Größe k_s' ist allerdings nicht mit der tatsächlichen Höhe der Riffel identisch.

Die vergleichende dimensionslose Darstellung der relative Rauheit k_s/d über der REYNOLDSZahl in Bild 6.2 zeigt, dass die aus den Messwerten errechneten und aus der Resonanzbeziehung ermittelten relativen Rauheiten für die Ecker-Fernwasserleitung (DN 500), Fernwasserleitung Dresden-Coschütz (DN 1.000) und den Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Bèvercè (DN 2.000) in einer Kurve zusammenfallen. Die berechneten Werte geben dabei den Endzustand der Rauheitsentwicklung bei maximaler Energiedissipation an. Bei der Wertung der Ergebnisse ist allgemein zu berücksichtigen, dass die vorliegende Datenbasis eine Reihe von Unzulänglichkeiten aufweist, wie vorangehend dargestellt. Die in Bild 6.2 aufgetragenen Messwerte der Oker-Leitung sind mit der Genauigkeit der Messwernerfassung der Hauptleitung (Ecker-Fernwasserleitung) nicht zu vergleichen, sie zeigen aber hinsichtlich der gemessenen Leistungsverluste gleiche Tendenzen, wie in Bild 6.2 dargestellt. In Bezug auf die zu bestimmenden Effekte der selbstorganisierenden Riffelrauheit (Ausbildung eines sehr dünnen Films mit riffelrauer Oberflächenstruktur, vgl. Abs. 3.6) ist festzustellen, dass eine Überlagerung der verschiedenen Effekte, wie u. a. die Ausbildung riffelartiger Wandstrukturen bei gleichzeitiger Querschnittsminimierung, eine eindeutige Aussage im Hinblick auf die dominierenden Effekte erschwert. Somit sind die in Bild 6.2 dargestellten Ergebnisse, hinsichtlich der Übereinstimmung berechneter und gemessener Werte, positiv zu bewerten.

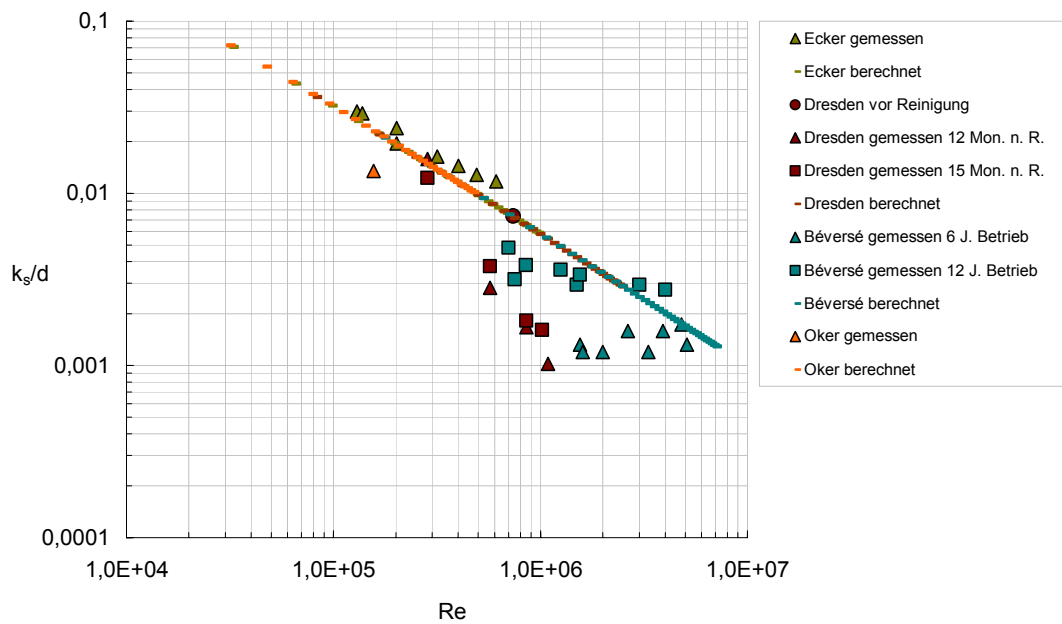


Bild 6.2: Relative Rauheit k_s'/d bei selbstorganisierender Rauheit

6.3.1 Näherungslösung k_s'/d bei selbstorganisierender Rauheit

Ausgehend von der Übereinstimmung der aus den Messwerten errechneten und der aus der Resonanzbeziehung nach Gl. (6.7) ermittelten relativen Rauheiten kann in erster Näherung graphisch eine Korrelation zwischen k_s'/d für selbstorganisierende Rauheit zur REYNOLDSzahl nach Bild 6.2 in Form einer Potentialfunktion gemäß Gl. (6.10) abgeschätzt werden.

$$\frac{k_s'}{d} = 180 \cdot Re^{-\frac{3}{4}} \quad (6.10)$$

Wird eine potenzielle Regressionsanalyse der berechneten Werte der relativen Rauheit durchgeführt, kann Gleichung (6.11) als Korrelationsmaß zwischen der relativen Rauheit und der REYNOLDSzahl für den Endzustandes der Rauheitsentwicklung angegeben werden.

$$\frac{k_s'}{d} = 186,82 \cdot Re^{-0,7541} \quad (6.11)$$

Der Verlauf von k_s'/d in Abhängigkeit der REYNOLDSzahl nach Gleichung (6.11) ist in Bild 6.3 dargestellt. Aus dieser Darstellung ist deutlich die Übereinstimmung der berechneten Werte und der potenziellen Regressionskurve ersichtlich. Auf Grund der aus den verschiedenen Quellen ermittelten Messwerte und der damit unbekanntem Genauigkeit und Fehlerfortpflanzung wird ein

Fehlerschwankungsbereich von $\pm 20\%$, bezogen auf die berechneten Wertepaare, angenommen. Der entsprechende Schwankungsbereich ist in Bild 6.3 aufgetragen.

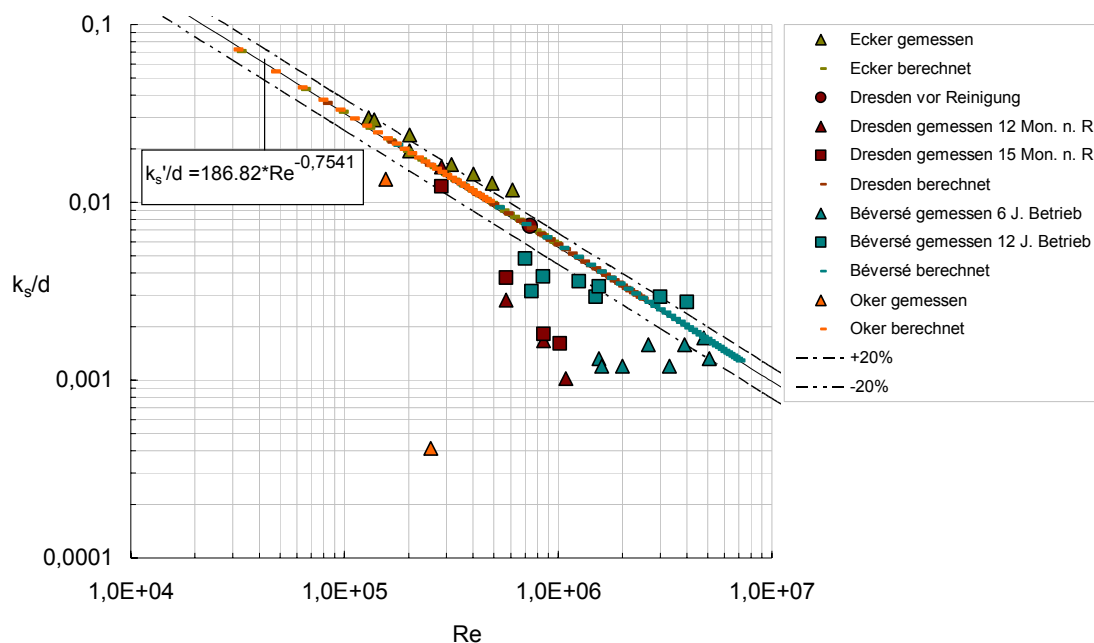


Bild 6.3: Näherungslösung - relative Rauheit k_s'/d bei selbstorganisierender Rauheit

Es ist somit mit hinreichender Genauigkeit gezeigt, dass die nach Gleichung (6.11) angegebene Korrelation zur Bestimmung der oberen Grenze der Entwicklung der relativen Rauheit im Falle der selbstorganisierenden Rauheit für die vorliegenden Messwerte angewendet werden kann.

Für die ermittelte Näherungslösung ist in Bild 6.4 vergleichend die erste Abschätzung nach Gl. (6.10) und die Korrelation nach Gl. (6.11) für die Präzedenzfälle Ecker-Fernwasserleitung, Fernwasserleitung Dresden-Coschütz und den Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Bèvercè gegenübergestellt.

Für die nach Gl. (6.11) eingeführte Korrelation der relativen Rauheit k_s'/d über der REYNOLDS-zahl ergibt sich eine gemittelte Abweichung von $\pm 0,27\%$ gegenüber den aus der Resonanzbeziehung nach Gl. (6.7) bzw. (6.9) auf Basis der Messwerte berechneten relativen Rauheiten k_s'/d für den stationären Endzustand der Rauheitsentwicklung bei selbstorganisierender Rauheit. Die exakte Fehlerschwankung liegt dabei in einem Bereich von $12,91\%$ bis $-0,87\%$.

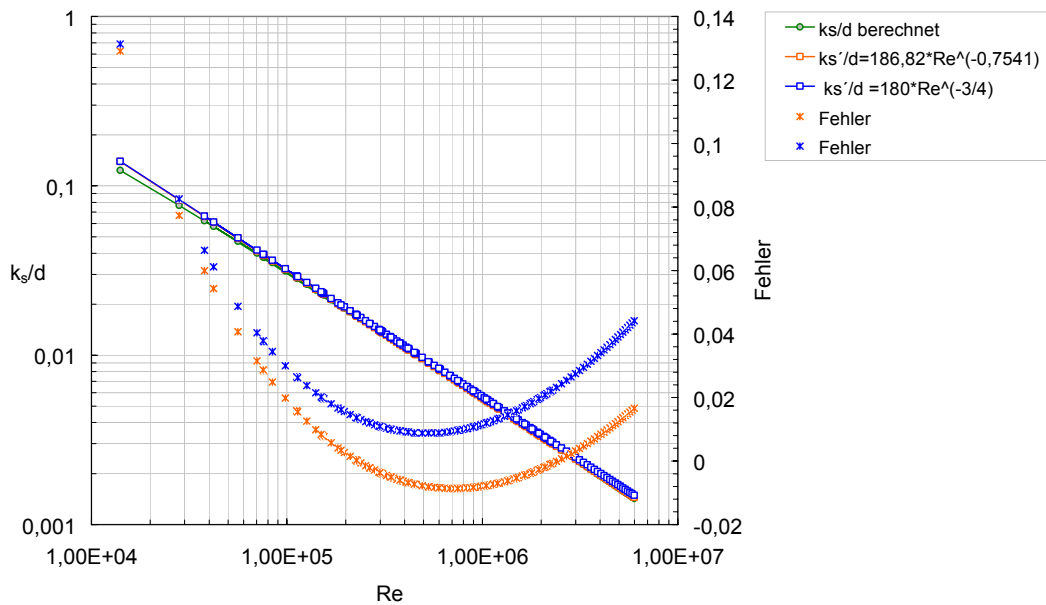


Bild 6.4: Fehler der Näherung für k_s/d für die Leitungen Ecker | Dresden | Bèvercè

Die Einzelbetrachtung der Näherungslösung nach Gl. (6.11) zu den berechneten relativen Rauheiten bei selbstorganisierender Rauheit ergibt für die Messreihen der zu Grunde gelegten Leitungen die Schwankungsbreiten nach Tabelle 6.1. Die Darstellung der Abweichung der Einzelbetrachtung der Ecker-Fernwasserleitung, der Fernwasserleitung Dresden-Coschütz und des Wasserzuleitungsstollen des Kraftwerkes Bèvercè nach Tabelle 6.1 ist Anhang A.4 zu entnehmen.

Tabelle 6.1: Fehlerbereich bei Einzelbetrachtung

ROHRLEITUNG	FEHLERBEREICH
Ecker- Fernwasserleitung	0,52 % - 6,95 %
Kraftwerk Bèvercè	-0,07 % - 2,84 %
Dresden-Coschütz	-0,86 % - 1,66 %

6.3.2 Validierung der Näherungslösung

Durch einen Vergleich der aus dem Frequenzansatz abgeleiteten Korrelation und den auf der Grundlage von in Feldversuchen experimentell gewonnenen Messdaten nach Abs. 3.3 und 3.5., erfolgt eine Validierung der Näherungslösung der relativen Rauheit k_s'/d in Abhängigkeit der REYNOLDSzahl. Dabei sind primär die Kategorien der verschiedenen Riffelstrukturen nach Abs. 3.6.2 zu unterscheiden.

In Bild 6.5 sind die Messwerte der der Kategorie A - mobile Riffelstrukturen- zuordenbaren Ablagerungsstrukturen aufgetragen.

Es zeigt sich, dass für die Leitungen Eibenstock, Schluchsee-Schwarza, Schönbrunn-Frauenwald, in denen selbstorganisierende Rauheitsstrukturen als maßgeblicher Grund für den auftretenden Leistungsabfall angenommen wurden, gute Übereinstimmungen zwischen gemessenen und berechneten Werten für die relativen Rauheiten ergeben. Das trifft auch für die Leitung Maltitz (Teilstrecke II – IV) zu, wenn die Teilstrecke I unberücksichtigt bleibt, da dieser Leitungsabschnitt von sehr starken Eisenoxidablagerungen großer Belagsdicke, mit einhergehender Querschnittsminimierung, geprägt war.

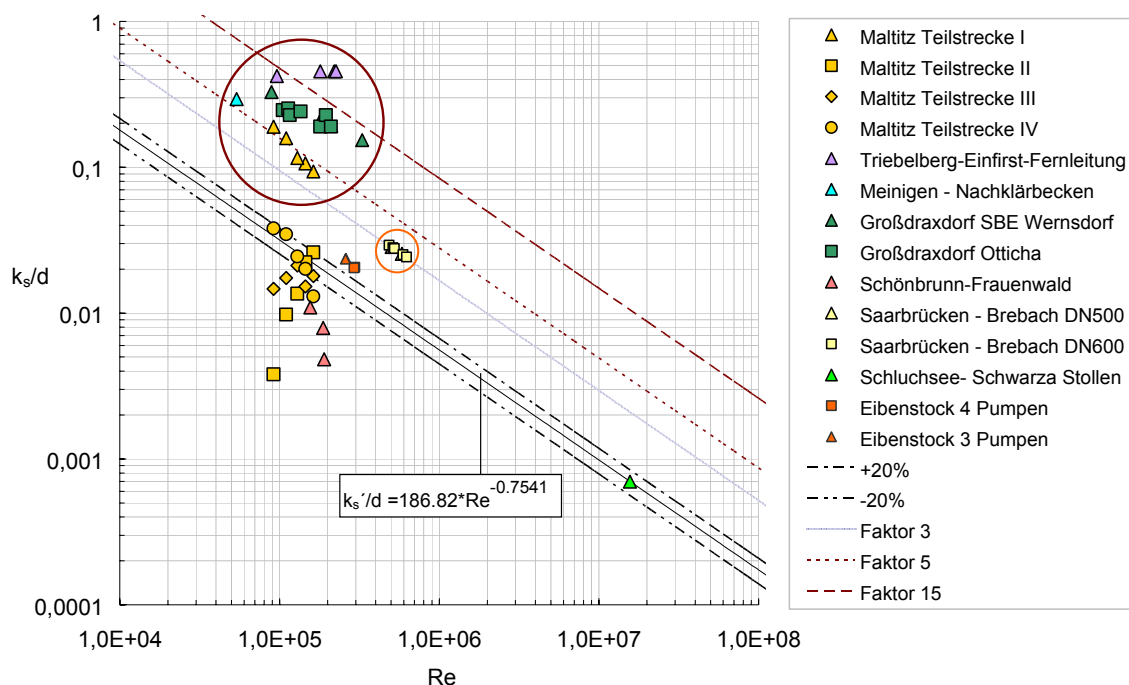


Bild 6.5: Validierung von Messwerten für mobile Riffelstrukturen

Für die Leitungen Großdraxdorf-Otticha bzw. SBE Wernsdorf, Triebelsberg-Einfirst, Nachklärbecken Meinigen (rot eingegrenzter Bereich) ergeben sich im Vergleich sehr hohe Werte der relativen Rauheit. Die Messwerte sind um den Faktor 5 – 15 gegenüber den für selbstorganisierende Rauheitsstrukturen berechneten stationären Endzustand in einen Bereich höherer relativer Rauheiten verschoben.

Es ist zu vermuten und auch teilweise verschiedenen Studien (vgl. [KRA95], [KRA02]) zu entnehmen, dass in diesen Fällen eine Überlagerung der Effekte der selbstorganisierenden Rauheit mit anderen leistungsminimierenden bzw. rauheitsmaximierenden Effekten (Querschnittsminimie-

rung, Lufteinschlüsse etc.) für die aufgezeigten Verlustzustände ursächlich sind. Diese bewirken eine Verschiebung des Resonanzzustandes und somit ein anderes Frequenzverhältnis. Es handelt sich hierbei wahrscheinlich, um höhere Resonanzzustände, deren Auftreten derzeit nicht vorhergesagt werden kann. In diesem Zusammenhang wird auf Abs. 6.4.2 – (vgl. Bild 6.20 - Bild 6.24) verwiesen, der diese Vermutung untersetzt.

Für die Messwerte der Abwasser-Druckleitung in Saarbrücken-Brebach (orange eingegrenzter Bereich) ergibt sich eine andere Situation. Der k -Wert ist mit dem Faktor 3 einzuführen, um Übereinstimmung zwischen Messwerten und der Berechnung herzustellen. Es handelt sich hierbei wahrscheinlich um die der Kategorie C – immobilisierte Riffelstrukturen – zuzuordnende Rauheit.

Die Darstellung der der Kategorie B- semimobile Riffelstrukturen- zuordenbaren Messwerte erfolgt in Bild 6.6. Sie zeigen allgemein eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten des stationären Endzustandes der Riffelentwicklung. Nach PFAU [PFAU78], [PFAU87] war der stationäre Zustand der Rauheitsentwicklung noch nicht erreicht, so dass auch hier von einer guten Deckung zwischen Berechnung und experimentellen Werten auszugehen ist.

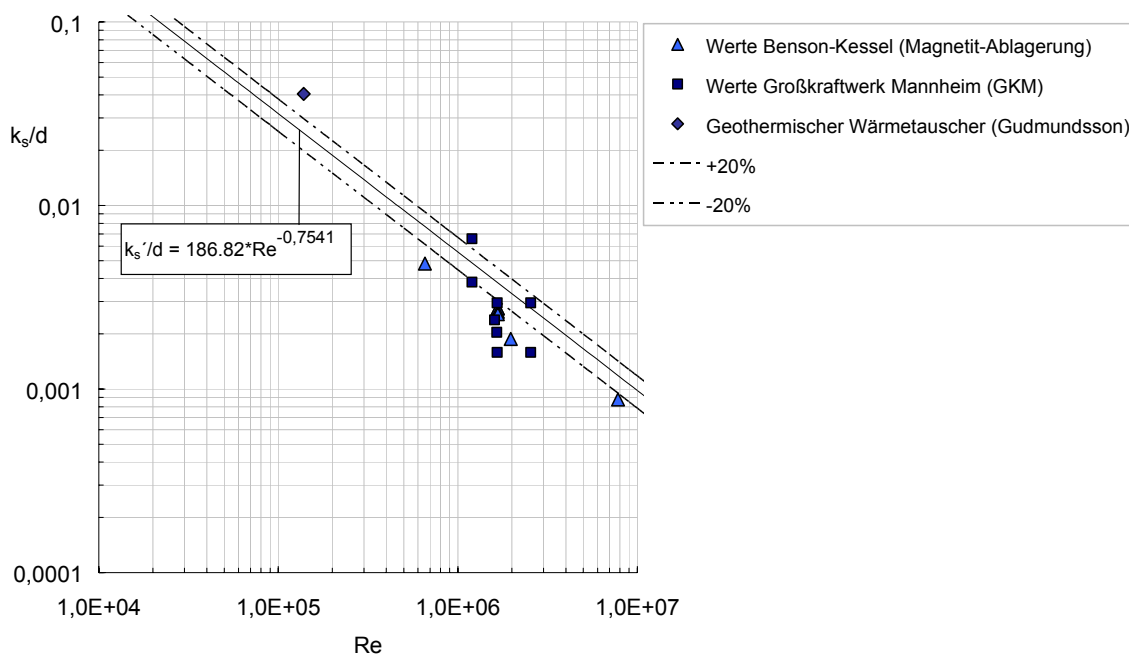


Bild 6.6: Validierung von Messwerte für semimobile Riffelstrukturen

Die Validierung der der Kategorie C - immobilisierte Riffelstrukturen- zuordenbaren Messwerte nach Bild 6.7 zeigt ein deutlich differentes Verhalten gegenüber dem Endzustand der Rauheitsentwicklungen der Kategorien A und B.

Als ursächlich für die dargestellte Abhängigkeit ist die Abkopplung der Riffelgenese von den zum Zeitpunkt der Riffelentstehung maßgeblichen Strömungsbedingungen zu sehen. Die Rückwirkung zwischen Strömung und Wandbelagsstruktur fand nicht zum gleichen Zeitpunkt statt. Die veränderte Korrelation zwischen relativer Rauheit und REYNOLDSzahl ist dennoch auf die Wechselwirkung des Bitumenbelages auf der Wandung mit den Sekundärströmungen zurückzuführen.

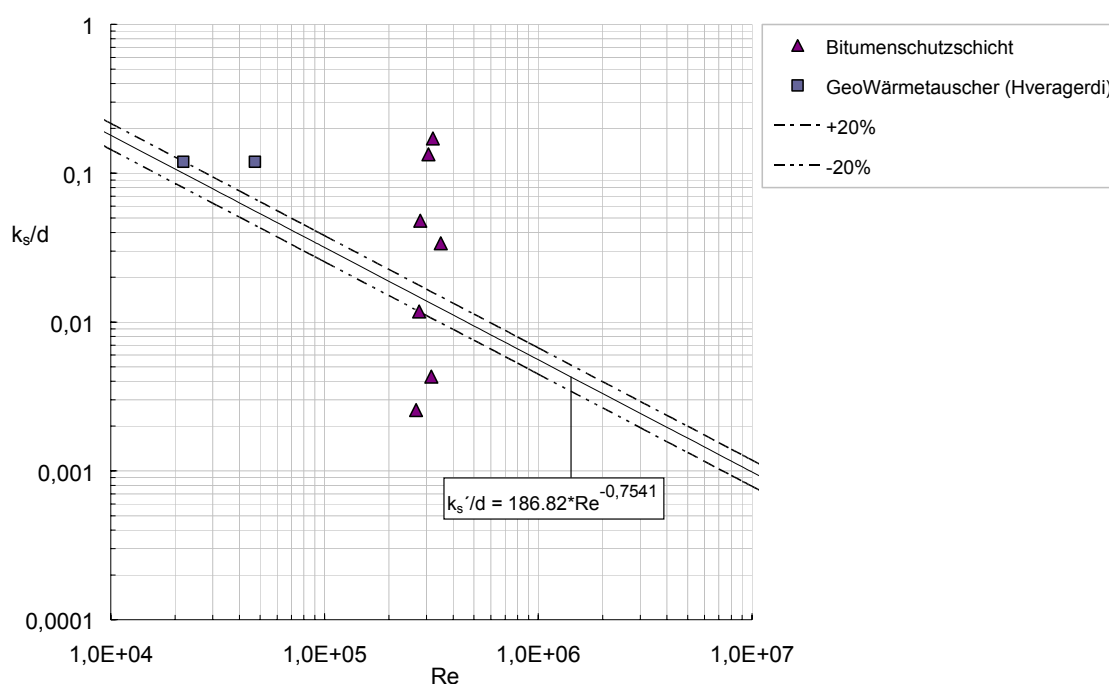


Bild 6.7: Validierung von Messwerten für immobilisierte Riffelstrukturen

6.4 Herleitung des Widerstandsbeiwertes für selbstorganisierende Rauheiten

Im folgenden Abschnitt wird der in der allgemein anerkannten Korrelation für den Energieabfall längs der Fließstrecke einer Rohrleitung, nach dem quadratischen Widerstandsgesetz von DARCY-WEISBACH gem. Gl. (2.60), enthaltene Widerstandsbeiwert λ (vgl. Gl. (2.58)), unter Berücksichtigung der durch selbstorganisierende Rauheiten hervorgerufenen Energieverlusthöhen, hergeleitet.

Die Herleitung erfolgt auf der Grundlage bekannter Beziehungen für die voll ausgebildete turbulente Rohrströmung und der in Abschnitt 6.3 abgeleiteten Resonanzbeziehung nach Gl. (6.7).

Der aufgezeigte Resonanzzustand ergibt die Möglichkeit der Ableitung des Widerstandsbeiwertes λ_{\max_Riffel} bei selbstorganisierender Riffelrauheit. Diese Herleitung stützt sich dabei auf die Messwerte der Präzedenzfälle Ecker-Fernwasserleitung, Fernwasserleitung Dresden-Coschütz und den Wasserzuleitungstollen des Kraftwerkes Bèvercè. Der Widerstandsbeiwert λ_{\max_Riffel} soll dabei als Funktion bekannter Größen dargestellt werden. Lokale hydraulische Verluste bleiben von der dargestellten Bestimmungsgleichung unberührt.

Dabei ist die Resonanzbeziehung nach Gl. (6.7), die Korrelation für den Rückkopplungsmechanismus in Folge der selbstorganisierenden Rauheit im Bereich der maximalen Energiedissipation, und beschreibt die Wechselwirkung zwischen wandnahen Strukturen der bewegten Flüssigkeit bzw. Strukturveränderungen der Wandoberfläche und der Erhöhung des Strömungswiderstandes. Sie führt zu einer selbstorganisierenden Rauheit, welche sich als riffelartige Struktur eines sehr dünnen Films auf der Rohrwand darstellt.

Die Auftragung der Widerstandskurven aus den experimentellen Daten nach Abs. 3.3 und Abs. 3.5 liegt im Bereich des hydraulisch rauen Verhaltens, etwa parallel verschoben zur Kurve des hydraulisch glatten Verhaltens. Das Widerstandsverhalten für den hydraulisch rauen Bereich kann nach PRANDTL – COLEBROOK mit Gl. (2.63) beschrieben werden. Wird als Nebenbedingung die fiktive Rauheitshöhe k'_s bei selbstorganisierender Rauheit nach Gl. (6.9) eingeführt, resultiert daraus die Beziehung nach Gl. (6.12).

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\max_Riffel}}} = 2 \cdot \log \left(\frac{3,71 \cdot d}{c'_k \cdot 2.000 \cdot \left(\frac{v}{u_{0^*}} \right)} \right) \quad (6.12)$$

Die im Term für die inneren Grenzschichtparameter $\frac{v}{u_{0^*}}$ enthaltene dimensionslose Schubspannungsgeschwindigkeit u_{0^*} kann nach Gleichung (6.13)

$$u_{0^*} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \cdot u \quad (6.13)$$

(Anhang A.12) substituiert werden. Somit ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\max_Riffel}}} = 2 \cdot \log \left(\frac{3,71 \cdot d}{c_k' \cdot 2.000 \cdot \left(\frac{v}{u \cdot \sqrt{\frac{\lambda_{\max_Riffel}}{8}}} \right)} \right) \quad (6.14)$$

dies entspricht

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\max_Riffel}}} = 2 \cdot \log \left(\frac{3,71 \cdot d \cdot u \cdot \left(\sqrt{\frac{\lambda_{\max_Riffel}}{8}} \right)}{c_k' \cdot 2.000 \cdot v} \right) \quad (6.15)$$

Die Umformung des Ausdruckes in Gleichung. (6.15) ergibt:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\max_Riffel}}} = 2 \cdot \log \left(\frac{3,71}{2.000} \cdot \frac{d \cdot u}{c_k' \cdot v} \cdot \frac{1}{\sqrt{8}} \cdot \sqrt{\lambda_{\max_Riffel}} \right) \quad (6.16)$$

oder.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\max_Riffel}}} = 2 \cdot \log \left(1,855 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{d \cdot u}{c_k' \cdot v} \cdot \frac{1}{\sqrt{8}} \cdot \sqrt{\lambda_{\max_Riffel}} \right) \quad (6.17)$$

Mit

$$\text{Re} = \frac{u \cdot d}{v} \quad K = 1,86 \cdot 10^{-3} \quad (6.18)$$

kann der Widerstandsbeiwert λ_{\max_Riffel} bei selbstorganisierender Rauheit nach Gl. (6.19) berechnet werden

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{\max_Riffel}}} = 2 \cdot \log \left(\frac{1}{\sqrt{8}} \cdot \frac{\text{Re}}{c_k'} \cdot K \cdot \sqrt{\lambda_{\max_Riffel}} \right) \quad (6.19)$$

Die fiktive Rauheitsdichte c_k' in Gl. (6.19) ist im Bereich des stationären Endzustandes der Rauheitsentwicklung nach Gl. (6.8) zu bestimmen.

Der Verlauf der Widerstandskurve bei selbstorganisierender Riffelrauheit nach Gl. (6.19) ergibt sich entsprechend Bild 6.8.

Die Widerstandskurve bei selbstorganisierender Riffelrauheit verläuft somit im eigentlichen hydraulisch rauen Bereich und entspricht in grober Näherung einer, um den Faktor 1,5 verschobenen Kurve nach Gl. (2.66), zur Abschätzung der Grenze des Übergangsbereiches zum hydraulisch rauen Bereich.

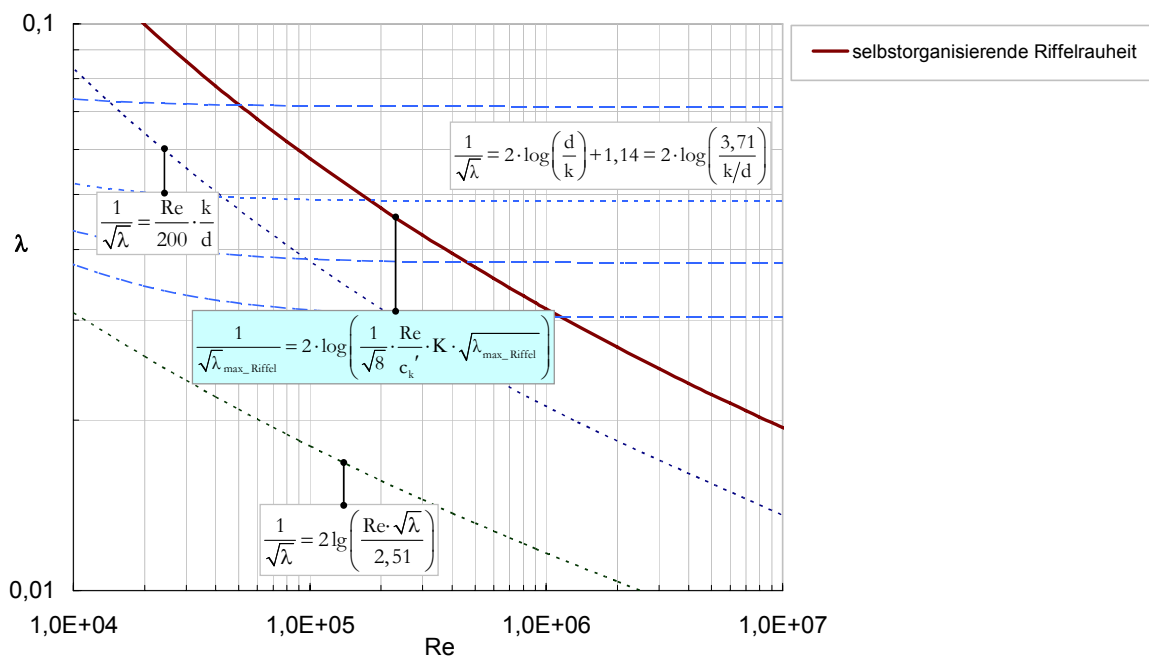


Bild 6.8: Widerstandsbeiwert für selbstorganisierende Rauheiten nach Gl. (6.19)

Der Widerstandsbeiwert λ_{\max_Riffel} ist folglich abhängig von der REYNOLDSzahl und von der fiktiven Rauheitsdichte c'_k , die sich aus der longitudinalen Ausdehnung von Streak-Mustern bzw. Burst-Zyklen bezogen auf die charakteristische Länge ν/u_{0*} nach Abs. 4.4.3 im Endbereich der Rauheitsentwicklung berechnen lässt.

Die Fluid-Struktur-Wechselwirkungen können im Fall selbstorganisierenden Rauheit als Fluid-Struktur-Resonanzen begriffen werden, welche im direkten Verhältnis mit den Abmessungen der kohärenten Strukturen der Strömung stehen. Gleichmaßen initiieren kohärente Strömungsstrukturen einen Selbstorganisationsprozess des Wandbelages, welcher in einem quasi stationären Zustand, bezogen auf die maximale Energiedissipation (Druckverlust) mit der zum Erfassungszeitpunkt festgestellten Riffelgeometrie, mündet.

Das Abfallen von λ_{\max_Riffel} mit zunehmender REYNOLDSzahl macht deutlich, dass sich mit den Strömungsbedingungen, in Folge synergetischer Prozesse (Strukturbildungsprozesse), die Riffelgeometrien anpassen. Dabei organisieren sich die Wandbelagsstrukturen derart, dass sie ein Maximum an Druckverlust bewirken.

6.4.1 Vergleich mit Messdaten

Die Anwendbarkeit des nach Gl. (6.19) abgeleiteten Berechnungsansatzes für den Endzustand der Widerstandsbeiwertsentwicklung wird auf der Grundlage verschiedener Messdaten für Leitungen, in denen selbstorganisierende Riffelrauheit als ursächlich für die auftretenden Verluste angenommen wurde (vgl. Abs. 3.3 und 3.5), geprüft.

Um einen Quervergleich zu anderen Berechnungsansätzen abbilden zu können, wird auch die von PFAU [PFAU77/1] abgeleitete Bestimmungsgleichung, Gl. (3.2) in die Betrachtungen einbezogen.

Für die Präzedenzfälle der Ecker-Fernwasserleitung (DN 500), Fernwasserleitung Dresden-Coschütz (DN 1.000) und des Wasserzuleitungsstollens des Kraftwerkes Bèvercè (DN 2.000) erfolgte die Berechnung der Widerstandsbeiwerte λ_{\max_Riffel} für die betrachteten REYNOLDSzahlbereiche hierzu iterativ, gemäß der Gleichungen (2.1), (2.53), (2.63), (6.8) und (A12). Die Berechnungsergebnisse sind in Tabelle 6.2 und Bild 6.9 gegenübergestellt.

Tabelle 6.2: Gegenüberstellung gemessener und berechneter Widerstandsbeiwerte

ROHRLEITUNG	v [m/s]	Re	λ_{gem}	λ_{ber}	FEHLER
Ecker-Fernwasserleitung	1,935	6,11E+05	0,04	0,036	-0,11
	1,270	4,01E+05	0,043	0,039	-0,09
	1,004	3,17E+05	0,045	0,042	-0,07
	0,640	2,02E+05	0,048	0,048	0,00
	0,640	2,02E+05	0,052	0,048	-0,08
	0,410	1,30E+05	0,057	0,054	-0,05
	0,437	1,38E+05	0,0564	0,054	-0,04
	1,556	4,92E+05	0,0412	0,038	-0,09
Kraftwerk Bèvercè	0,546	7,00E+05	0,03	0,033	0,09
	0,585	7,50E+05	0,0265	0,031	0,18
	0,663	8,51E+05	0,028	0,030	0,08
	0,975	1,25E+06	0,0275	0,028	0,01
	1,170	1,50E+06	0,026	0,027	0,03
	1,210	1,55E+06	0,027	0,027	-0,01
	2,340	3,00E+06	0,026	0,023	-0,10
	3,120	4,00E+06	0,0255	0,022	-0,14
Dresden-Coschütz	0,922	7,38E+05	0,0342	0,0339	-0,01

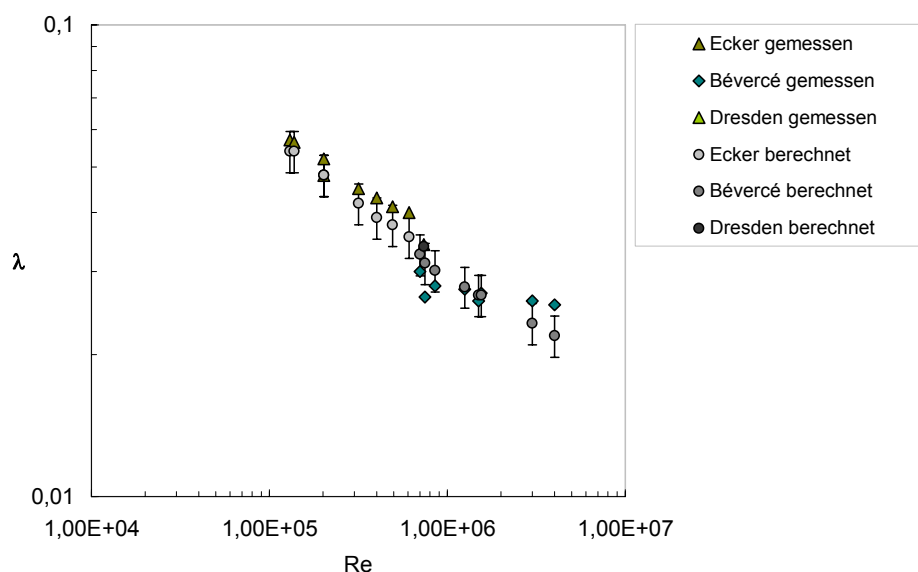


Bild 6.9: Gegenüberstellung gemessener und berechneter Widerstandsbeiwerte

Bei der Wertung der Genauigkeit der Berechnungsergebnisse im Vergleich mit den vorliegenden Messdaten sind die bereits im Abs.6.3. ausgeführten Einschränkungen zu berücksichtigen. Diese sind in Bezug auf die Art der Gewinnung der Messdaten und der möglichen, aber nicht vertiefend zu spezifizierenden Messfehler, u. a. in der angenommenen idealisierten 2-dimensionalen Anordnung der Riffelstrukturen zu sehen. Auch die Tatsache, dass zum Zeitpunkt der messtechnischen Erfassung der Widerstandsbeiwerte (maximaler Druckverlust) sich noch kein quasistationärer Zustand der Rauheits- und Widerstandsentwicklung bei verschiedenen Messungen eingestellt hatte, vgl. u. a. PFAU [PFAU78], [PFAU87], ist zu berücksichtigen. Des Weiteren sind bei der Bewertung der Ergebnisse der Widerstandsbeiwertberechnung die folgenden Punkte zu berücksichtigen:

- Die Angabe der Riffelabmessungen erfolgt auf der Grundlage von statistisch gemittelten Riffelgeometrien.
- Die Riffelgeometrien sind stark vereinfacht 2-dimensional angenommen, die auf Grund der Selbstorganisationsprozesse entstehenden Riffelstrukturen sind von wesentlich komplexerer Form.
- Den Messdaten liegen unterschiedliche Riffelbelagsmaterialien bzw. Foulingprozesse zu Grunde.
- Es kann nicht als gesichert angenommen werden, dass die physikalischen Bedingungen (u. a. Strömungsgeschwindigkeit, Beschaffenheit des Strömungsmediums - kinematische Viskosität) in der Phase der Riffelausbildung und des Riffelwachstums konstant waren.
- Es kann nur mit statistischen Mittelwerten operiert werden, die oft mit großen Standardabweichungen behaftet sind.

- Die vorliegenden Messdaten schließen nur einen Reynoldszahlenbereich von $Re=2,19 \cdot 10^4$ bis $Re=1,56 \cdot 10^7$ ein.

Unter Berücksichtigung der o. g. Einschränkungen zeigt der Vergleich gemessener und berechneter Werte eine weitgehende Übereinstimmung.

Die Auftragung der Widerstandskurve λ_{\max_Riffel} nach Gl. (6.19) für die Präzedenzfälle ist in Bild 6.10 dargestellt. Die berechneten Werte fallen dabei in einer Kurve zusammen. Die Messwerte stimmen sehr gut mit den Berechnungen überein. Mit der Beibehaltung der Kategorisierung der Riffelstrukturen nach Abs. 3.6.2 ergeben sich die in Bild 6.11 - Bild 6.13 dargestellten Einordnungen der Messwerte gegenüber der abgeleiteten Grenzkurve für den maximalen Widerstandsbeiwert.

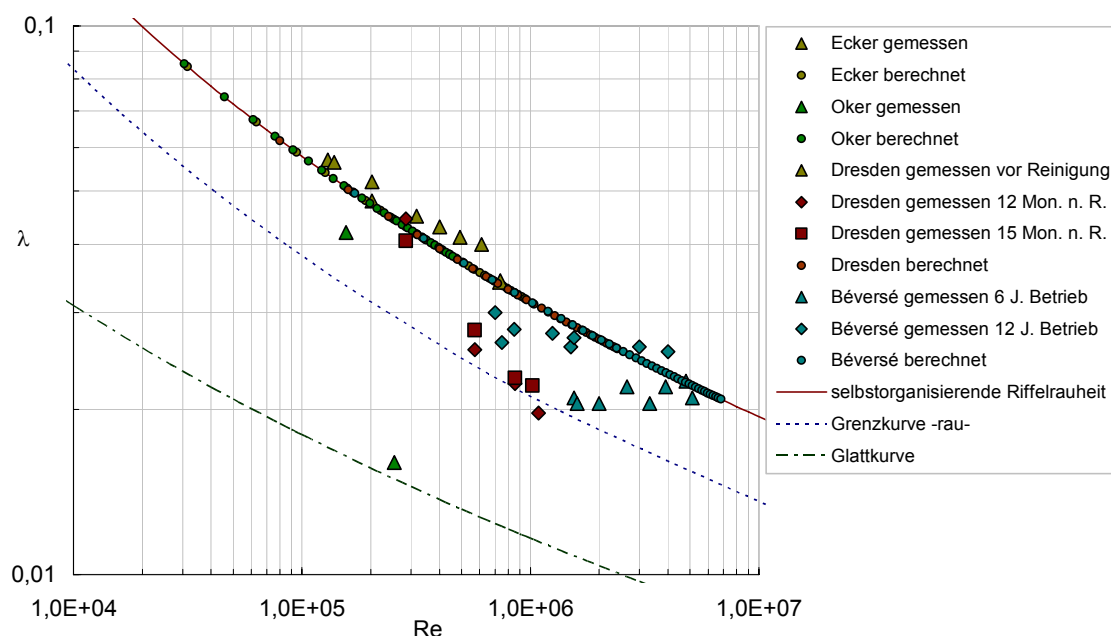


Bild 6.10: Maximaler Widerstandsbeiwert bei selbstorganisierender Riffelrauheit – Präzedenzfälle

Auch lässt sich bei den experimentell ermittelten Daten der Leitungen Eibenstock, Schönbrunn-Frauenwald, Schluchsee-Schwarza-Stollen, Santeetlah Pressure Conduit, wie auch der Leitung Maltitz (Teilstrecke II – IV) eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Werten feststellen. Dies gilt auch für die Messwerte nach Bild 6.12 für die semimobilen Riffelstrukturen kristalliner Riffelablagerungen.

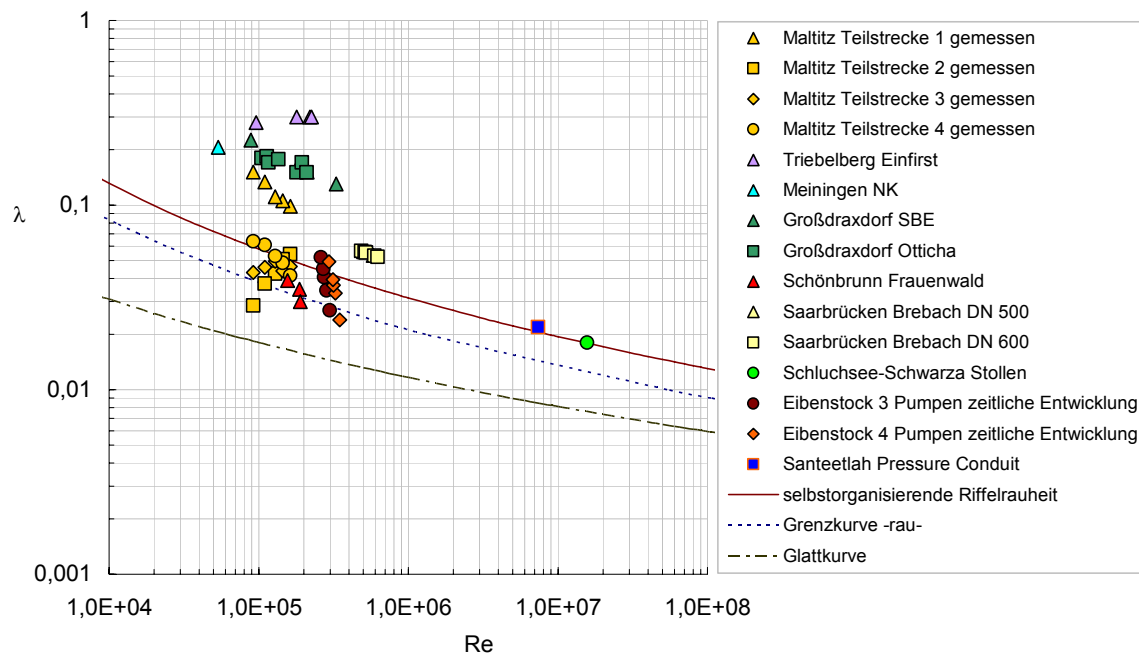


Bild 6.11: Messwerte von Widerstandsbeiwerten für mobile Riffelstrukturen

Die Auftragung der Messwerte der Leitungen Maltitz (Teilstrecke I), Großdraxdorf, Triebelsberg-Einfirst, Nachklärbecken Meiningen und Saarbrücken-Brebach in Bild 6.11 zeigen dagegen ein abweichendes Verhalten. Mögliche Ursachen für die Verschiebung der Messdaten in Bereiche größerer Widerstandsbeiwerte, nach Bild 6.11 und Bild 6.13, werden im Folgenden noch vertieft dargestellt. Es ist wahrscheinlich, wie bereits in Abs. 6.3.2 ausgeführt, dass in diesen Fällen eine Überlagerung der Effekte der selbstorganisierenden Rauheit mit anderen leistungsminimierenden bzw. rauheitsmaximierenden Effekten für die aufgezeigten Verlustzustände maßgeblich sind.

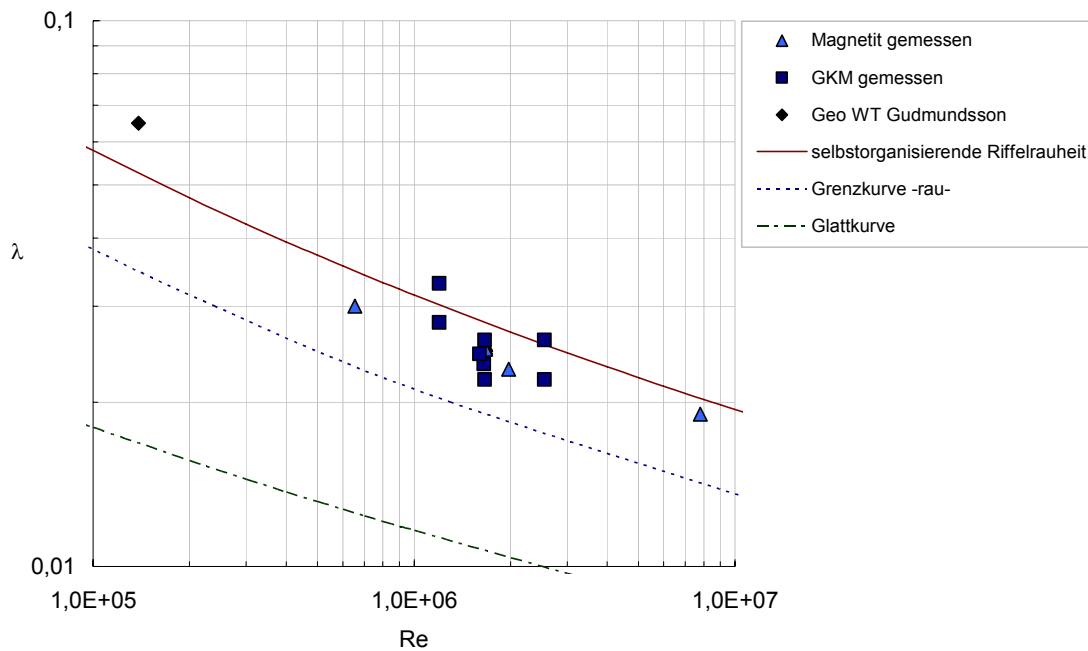


Bild 6.12: Messwerte von Widerstandsbeiwerten semimobiler Riffelstrukturen

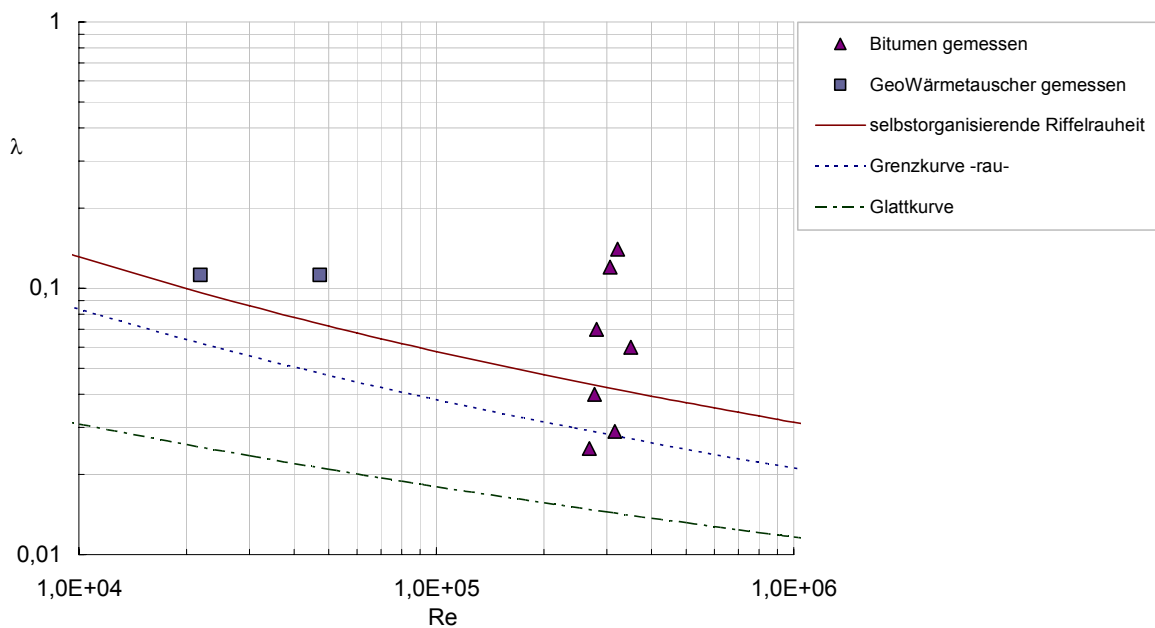


Bild 6.13: Messwerte von Widerstandsbeiwerten für immobilisierte Riffelstrukturen

Der Vergleich der nach Gl. (3.2) von PFAU [PFAU77/1] abgeleiteten Bestimmungsgleichung mit den auf der Grundlage der Resonanzbeziehung hergeleiteten Bestimmungsgleichung (Gl. (6.19)) ist in Bild 6.14 aufgetragen. Beide Bestimmungsgleichungen zeigen in einem REYNOLDSzahlbereich von $Re\ 10^5$ - 10^6 eine sehr gute Übereinstimmung. Beide Kurven liegen in diesem REYNOLDSzahlenspektrum übereinander.

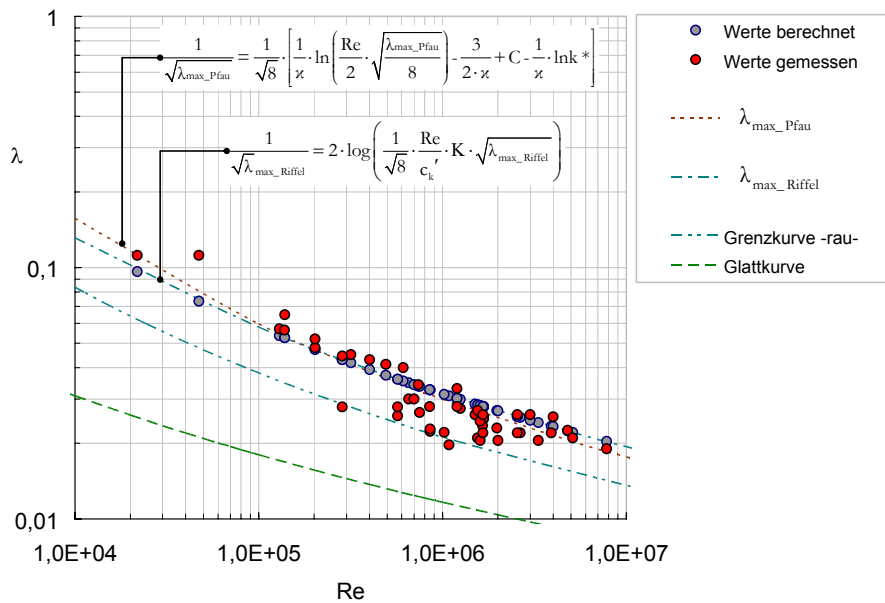


Bild 6.14: Vergleich der Berechnung maximalen Widerstandsbeiwerte Ergebnis PFAU – Verfasser

Die Herleitung der Gl. (3.2) nach PFAU [PFAU78], [PFAU87] basiert auf der Annahme einer maximalen, im quasistatischen Zustand der Riffelentwicklung, kritischen Rauheitsdichte von $f=5 - 8$ bei maximalem Druckverlust. Sie begründet sich auf Messungen an künstlichen Riffelstrukturen, wobei diese als Verhältnis des Riffelabstandes zur Riffelhöhe bestimmt wurden, vgl. Gl. (3.3). Der Verfasser verwendet hier die Korrelation nach Gl. (6.6), wonach die Rauheitsdichte c_k aus dem Verhältnis der Riffelhöhe Δs zur Wellenlänge der Riffel bzw. zum Riffelabstand Λs berechnet wird. Somit ergibt sich entsprechend der von PFAU [PFAU78], [PFAU87] angenommenen Rauheitsdichte f eine Rauheitsdichte von $c_k = 0,2 - 0,125$ im Bereich des maximalen Druckverlustes.

In Bild 6.15 wurden die gemessenen Riffelhöhen Δs , Riffellängen Λs und die resultierende Sandrauheit k_s aller auswertbaren Messreihen bezogen auf die charakteristische Länge ν/u_{0*} dimensionslos über der REYNOLDSzahl aufgetragen. Die unter der Strömungswirkung veränderlichen Wandbeläge (mobile und semimobile Riffelstrukturen) zeigen hierbei eine eindeutige Abhängigkeit von der REYNOLDSzahl bei annähernd konstanter Rauheitsdichte c_k .

Im REYNOLDSzahlbereich $Re=4 \cdot 10^6$ ergibt sich ein Maximum, welches wahrscheinlich durch Transition der Grenzschicht von laminar zu turbulent, entsprechend Kugel- bzw. Zylinderumströmung, verursacht wird. Für immobilisierte Zustände (Bitumen, Hveragerdi) ergibt sich eine

zehnfach höhere Wellenhöhe der Riffel. Die absolute Sandrauheit resultiert als Vielfaches der Wellenhöhe der Riffel, wobei keine systematische Abhängigkeit erkennbar ist.

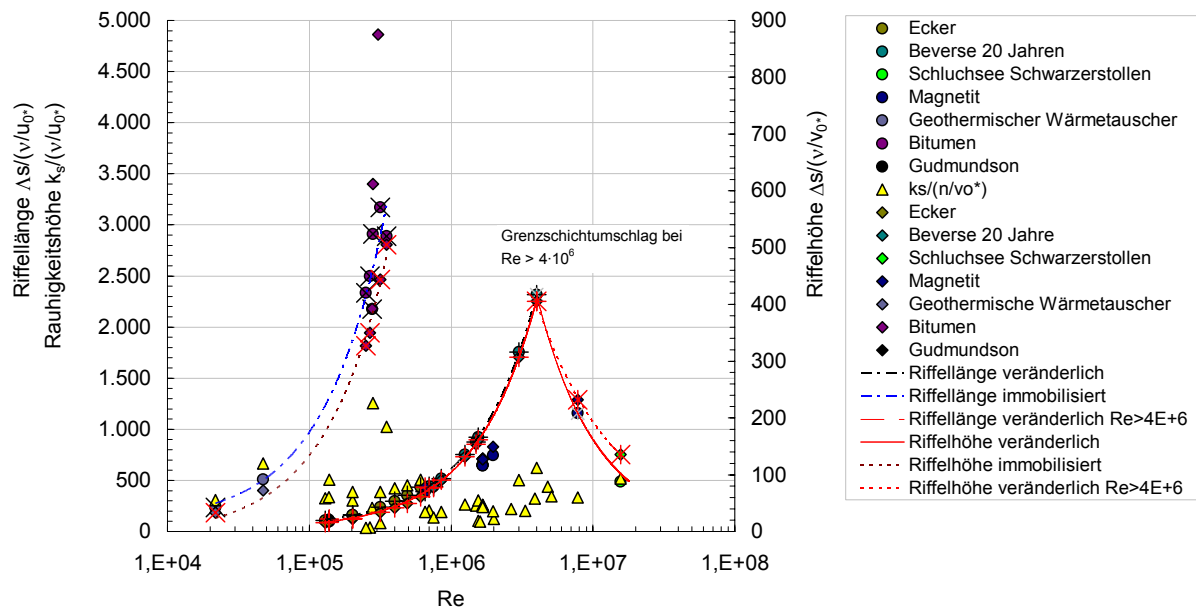


Bild 6.15: Riffelabmessungen, bezogen auf die charakteristische Länge v/u_{0*}

Die Riffelabmessungen können gem. Bild 6.14 nach Gl. (6.20) - (6.25) berechnet werden. Für unter der Strömung veränderliche Riffelstrukturen (mobile und semimobile Riffelstrukturen) ergeben sich für die REYNOLDSzahlbereiche von $1,30 \cdot 10^5$ - $4 \cdot 10^6$ folgende Bestimmungsgleichungen (6.20) - (6.21):

$$\Delta s_{\text{Riffel}_1} = 0,0001 \cdot Re + 3,4917 \rightarrow Re \leq 4 \cdot 10^6 \quad (6.20)$$

$$\Delta s_{\text{Riffel}_1} = 0,0006 \cdot Re + 44,477 \rightarrow Re \leq 4 \cdot 10^6 \quad (6.21)$$

Nach Erreichen des Maximums bei $Re \approx 4 \cdot 10^6$ können die Riffelgeometrien nach Gl. (6.22) bzw. Gl. (6.23) bestimmt werden.

$$\Delta s_{\text{Riffel}_2} = 8 \cdot 10^7 \cdot Re^{-0,8024} \rightarrow Re > 4 \cdot 10^6 \quad (6.22)$$

$$\Delta s_{\text{Riffel}_2} = 2 \cdot 10^{10} \cdot Re^{-1,0377} \rightarrow Re > 4 \cdot 10^6 \quad (6.23)$$

Für alle Rohrleitungen, die eine natürliche selbstorganisierende Rauheit aufwiesen, zeigt sich, dass sich im Bereich des maximalen Druckverlustes eine Rauheitsdichte von $c_k \approx 0,16$ einstellt. Die

Annahme von PFAU [PFAU78], [PFAU87] ($f = \frac{1}{c_k} = 5-8$) kann somit weitestgehend bestätigt

werden. Es bleibt zu vermuten, dass ein Maximum an Druckverlust bei selbstorganisierender Rauheit generell bei einer kritischen Rauheitsdichte von $c_k=0,16$ erwartet werden kann.

Für die Auftragung der Daten, der als immobilisierte Riffel identifizierten Riffelstrukturen, ergeben sich die Riffelgeometrien hingegen nach Gl. (6.24) und (6.25).

$$\Delta s_{\text{Riffel}_3} = 0,0014 \cdot \text{Re} - 6,9765 \quad (6.24)$$

$$\Lambda s_{\text{Riffel}_3} = 0,0089 \cdot \text{Re} + 82,804 \quad (6.25)$$

Die Rauheitsdichte für immobilisierte Riffelstrukturen ergibt sich zu $c_k=0,14$.

Für die Berechnung der Verluste bei selbstorganisierender Rauheit sind jedoch die tatsächlichen Riffelhöhen nicht relevant. Hier sind nur die nach Gl. (6.8) bzw. Gl. (6.9) berechneten Werte maßgeblich, auch wenn hierbei fiktive Rauheitshöhen bzw. fiktive Rauheitsdichten berechnet werden.

6.4.2 Validierung der Bestimmungsgleichung

Die Validierung der Bestimmungsgleichungen des Widerstandsbeiwertes bei selbstorganisierender Rauheit nach Gl. (6.19) erfolgt auf der Grundlage der von SNAMENSKIJ [SNAM81] im Zusammenhang mit den hydraulischen Verlusten bei Wellenbewegung in Flüssen ermittelten Beziehung. In [SNAM81] werden hydraulische Widerstände progressiver Wellen in Abschnitten gleicher Tiefe betrachtet. Danach kann der Widerstandsbeiwert λ_w in Folge von Wellenbewegungen nach Gl. (6.26) berechnet werden.

$$\lambda_w = \frac{H}{\text{Re}_w} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\nu \cdot T_w}} \quad (6.26)$$

In der Gleichung (6.26) bezeichnet H die Wassertiefe und kann für Druckrohrleitungen entsprechend $R = d/4$ substituiert werden. Re_w bezeichnet die Wellen-REYNOLDSzahl die sich nach Gl. (6.27) bestimmen lässt.

$$\text{Re}_w = \frac{h_w \cdot u_w}{\nu} \quad (6.27)$$

Hierin ist h_w Höhe der Welle und u_w Orbitalgeschwindigkeit der Welle. Die Wellenperiode T_w berechnet sich allgemein nach Gl. (6.28).

$$T_w = \frac{1}{f} \quad (6.28)$$

Die Interpretation der Wellenbewegung in Fließgewässern nach SNAMENSKIJ [SNAM81] in Form kohärenter Strukturen (Wirbelstrukturen) im Wandbereich nach Abs. 4 ermöglicht die Anwendung der Gleichung (6.26) auf die Rohrströmung.

Somit kann der Reibungsbeiwert λ für beliebige Vielfache der Erreger- bzw. Eigenfrequenz ermittelt werden, wenn für den Fall des stationären Endzustandes der Widerstandsentwicklung die Höhe der Wellen fixiert werden kann.

Dem Verfasser ist bewusst, dass diese Hypothese eine modellhafte und zugleich fehlerbehaftete Annahme impliziert, welche aber, aufgrund der komplizierten analytischen Behandlung turbulenter Vorgänge (vgl. Abs. 2) und der, im besonderen Fall recht ungenauen Messungen zur Beschreibung der turbulenten Vorgänge, in erster Näherung vernachlässigt werden darf. Die aus dieser Annahme resultierenden Ergebnisse sind somit durchaus geeignet, kritische Bereiche der Rauheitsentwicklung in Form von Resonanzbereichen abzubilden.

Nach der Einführung der Erregerfrequenz f_E bzw. der Eigenfrequenz f_S der Strömung gem. Gl. (5.1) bzw. (5.2) für die Frequenz f nach Gl. (6.28) ergeben sich zwei Bestimmungsgleichungen für den Widerstandsbeiwert, vgl. Gl. (6.29) und Gl. (6.30):

$$\lambda_E = \frac{R}{\frac{h_w \cdot u_w}{\nu}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\nu \cdot \frac{2 \cdot u}{g}}} \quad \text{Widerstandsbeiwert - Erregerfrequenz der Strömung} \quad (6.29)$$

$$\lambda_S = \frac{R}{\frac{h_w \cdot u_w}{\nu}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\nu \cdot \frac{2 \cdot R}{u}}} \quad \text{Widerstandsbeiwert - Eigenfrequenz der Strömung} \quad (6.30)$$

Entsprechend der auswertbaren Messdaten für die Präzedenzleitungssysteme kann die Fixierung der Höhe der kohärenten Strukturen (Wellenhöhe) in Bezug auf den hydraulischen Radius R über den Hilfsansatz nach Gl. (6.31) vorgenommen werden.

$$h_w = h_{rw} = R/M \quad M = \text{const.} \quad (6.31)$$

Die fiktive Höhe der kohärenten Strukturen (Wirbel) h_{rw} kennzeichnet hierbei den stationären Endzustand der Widerstandsentwicklung. Die Abhängigkeit der Konstanten von der Nennweite macht eine entsprechende dimensionsabhängige Darstellung erforderlich. Die Ermittlung der

Konstanten erfolgt für die Nennweiten der o.g. Leitungssysteme (Präzedenzfälle) unter Berücksichtigung des einfachen Resonanzzustandes der Eigenfrequenz und der Erregerfrequenz der Strömung nach Gl (6.32). Dabei wurden zur Konstantenbestimmung auch die Messreihen der Leitung Maltitz (DN 200) hinzugezogen:

$$f_s = \frac{u}{2 \cdot R} = f_E = \frac{g}{2 \cdot u} \quad (6.32)$$

Entsprechend ergibt sich eine lineare Abhängigkeit in Form der Gl. (6.33), vgl. Bild 6.16 und Bild 6.17:

$$M = 0,0002 \cdot d + 0,5851 \quad (6.33)$$

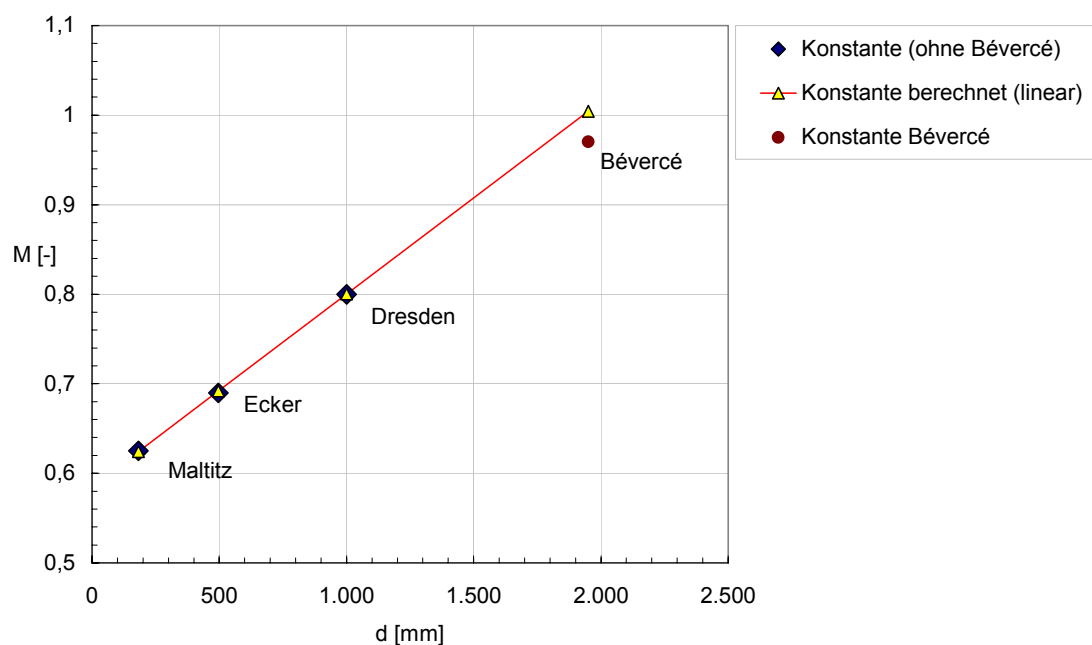


Bild 6.16: Konstante M zur Berechnung der fiktiven Höhe kohärenter Strukturen im Endzustand der Widerstandsentwicklung bei selbstorg. Rauheit in Abhängigkeit des Rohrdurchmessers

Da sich die Wellenbewegungen in direkter Nähe der Wand vollziehen, wird für die Orbitalgeschwindigkeit der Welle u_w nach SNAMENSKIJ [SNAM81] unter der Annahme der Übereinstimmung mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_0 diese eingeführt, vgl. Gl. (6.34).

$$u_w = u_0 \quad (6.34)$$

Unter Berücksichtigung der vorstehenden Annahmen in Gl. (6.29) bzw. (6.30) ergeben sich für die Bestimmung der Widerstandsbeiwerte der Erreger- bzw. Eigenfrequenz der Strömung die Gl. (6.35) und (6.36):

$$\lambda_E = \left(2 \cdot M \cdot \frac{v}{u}\right)^{(2/3)} \cdot \left(\frac{\pi \cdot g}{v \cdot u}\right)^{(1/3)} \quad (6.35)$$

$$\lambda_S = M^{(2/3)} \cdot \left(\frac{8 \cdot 2 \cdot \pi}{Re}\right)^{(1/3)} \quad (6.36)$$

Die graphische Darstellung der Ergebnisse der Gleichungen (6.35) und (6.36), für die Nennweiten DN 500 (Ecker-Fernwasserleitung), DN 1.000 (Fernwasserleitung Dresden-Coschütz), DN 2.000 (Wasserzuleitungsstollen Bèvercè) und DN 200 (Maltitz) zeigen Bild 6.17 bis Bild 6.20.

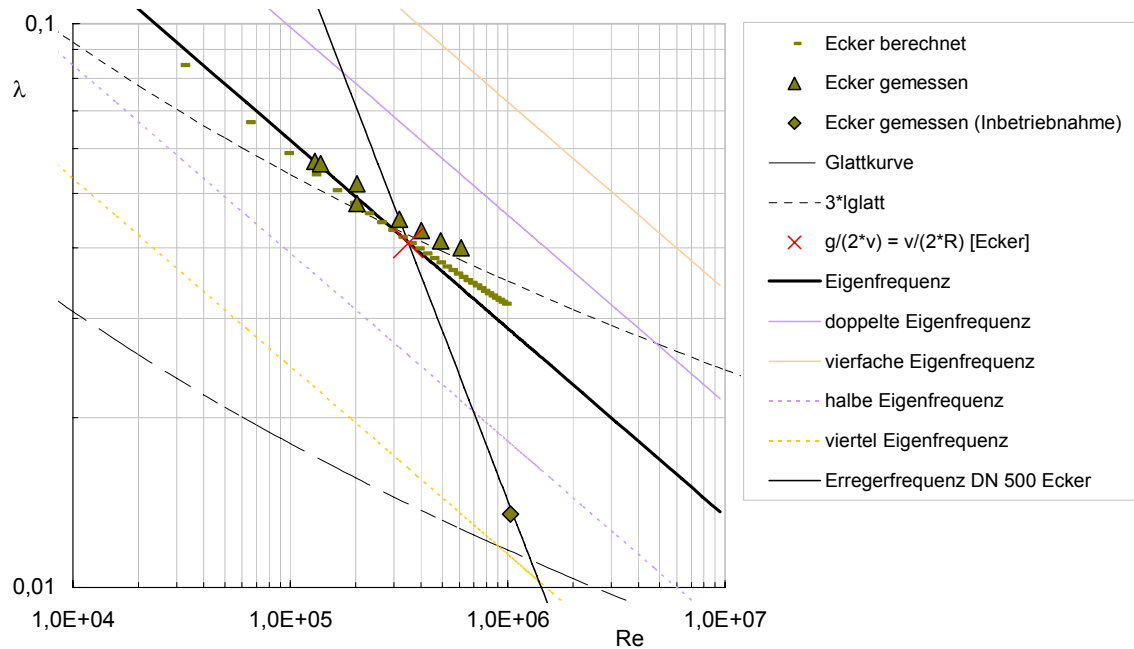


Bild 6.17: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Ecker Erregerfrequenz DN 500

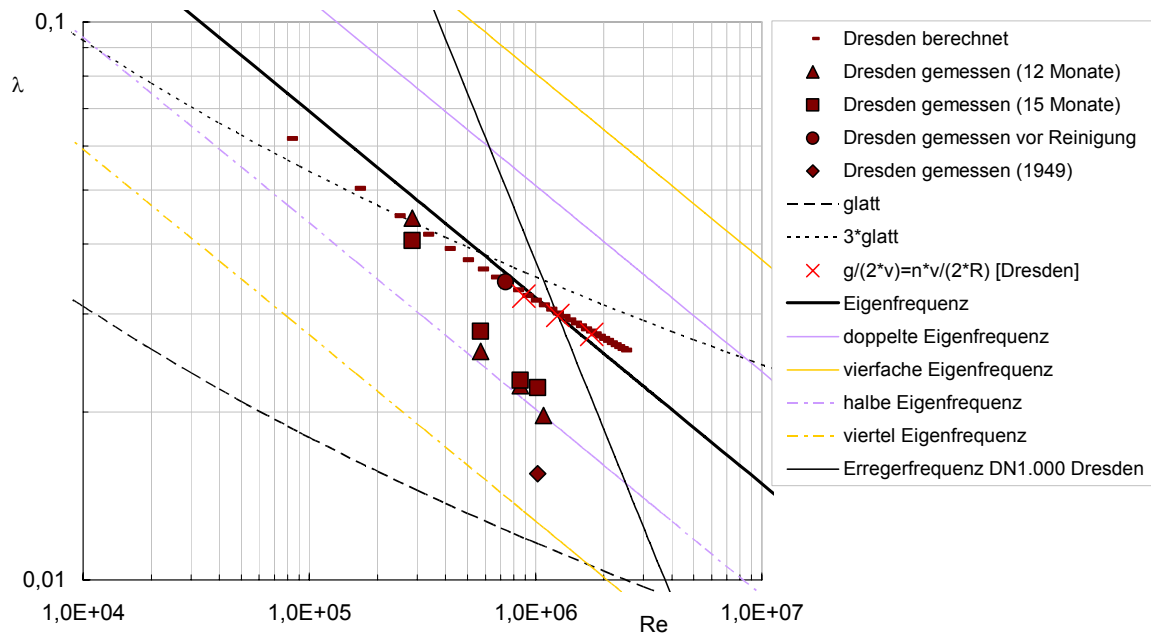


Bild 6.18: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Dresden Erregerfrequenz DN 1.000

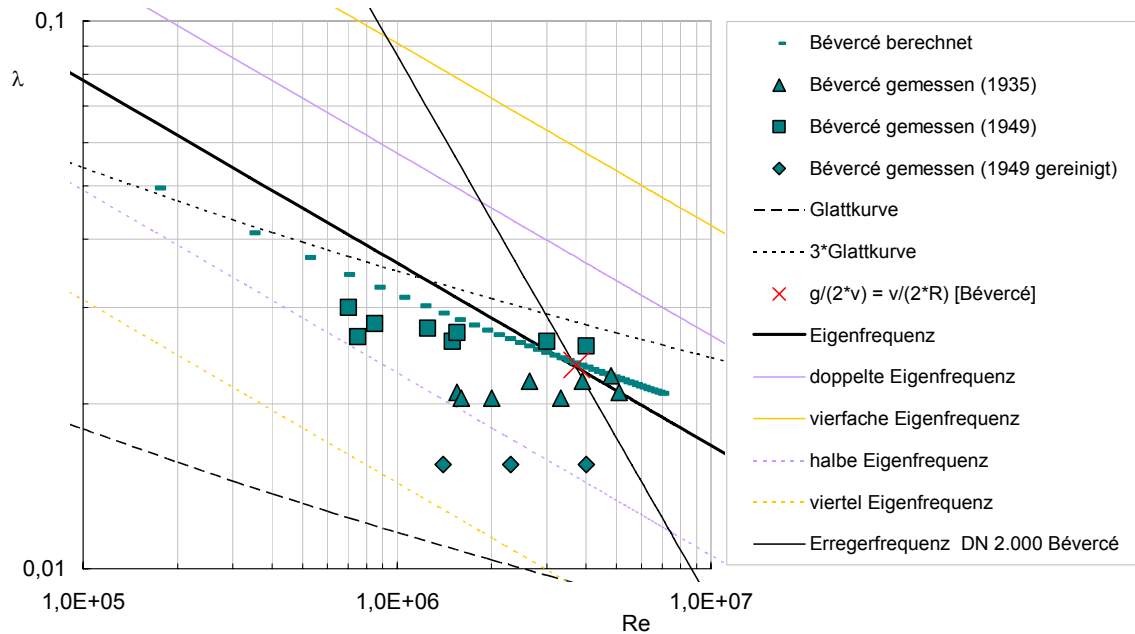


Bild 6.19: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Bévercé Erregerfrequenz DN 2.000

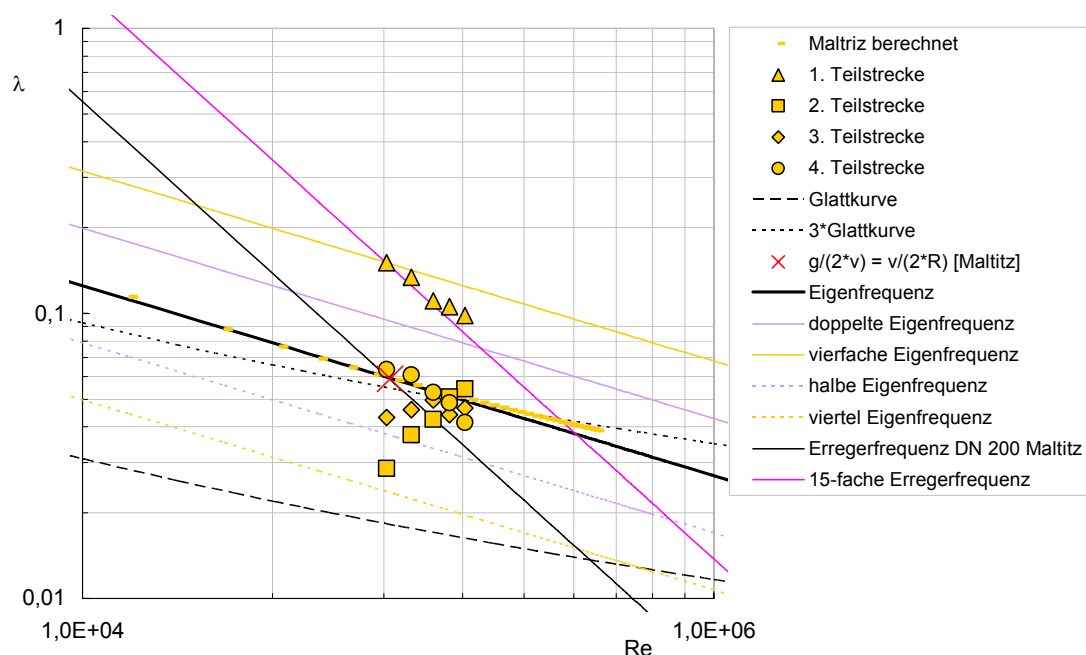


Bild 6.20: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Maltitz Erregerfrequenz DN 200

Es kann gezeigt werden, dass in den vorstehend bezeichneten Fällen die Rauheitsentwicklung abgeschlossen ist, wenn der Resonanzzustand erreicht ist, der sich durch den Schnittpunkt der Kurven der Widerstandsbeiwerte der Erreger- bzw. Eigenfrequenz der Strömung darstellen lässt. Somit geben die Resonanzzustände Bereiche an, in denen mit einer Riffelbildung und den mit ihr einhergehenden, leistungsminimierenden Effekten zu rechnen ist. Weitere Beispiele sind dem Anhang A.5 zu entnehmen.

Die Resonanzzustände bestätigen auch die mit Gleichung (6.19) ermittelte Kurve für die Bestimmung des Widerstandsbeiwertes λ_{\max_Riffel} bei selbstorganisierender Rauheit. Die Schnittpunkte liegen auf den berechneten Kurven der angegebenen Messreihen. Da diese nur eine geringe Bandbreite an REYNOLDSzahlen beinhalten, ist die Gültigkeit der Aussage auch auf diese beschränkt.

Wie bereits in Abs. 6.3.2 ausgeführt wurde, existieren auch Messreihen (u.a. Großdraxdorf-Otticha bzw. SBE Wernsdorf, Triebelsberg-Einfirst, Nachklärbecken Meiningen), bei welchen ein wesentlich höherer Widerstandsbeiwert ermittelt wurde. Diese Verschiebung der Widerstandsbeiwerte in höhere Bereiche, rechts der berechneten Kurve des Widerstandsbeiwertes λ_{\max_Riffel} , gehen einher mit höheren Resonanzzuständen. Die Darstellungen in Bild 6.20 bis Bild 6.33 stellen diese Entwicklung exemplarisch für Beispielfälle entsprechend der einzelnen Nennweiten dar.

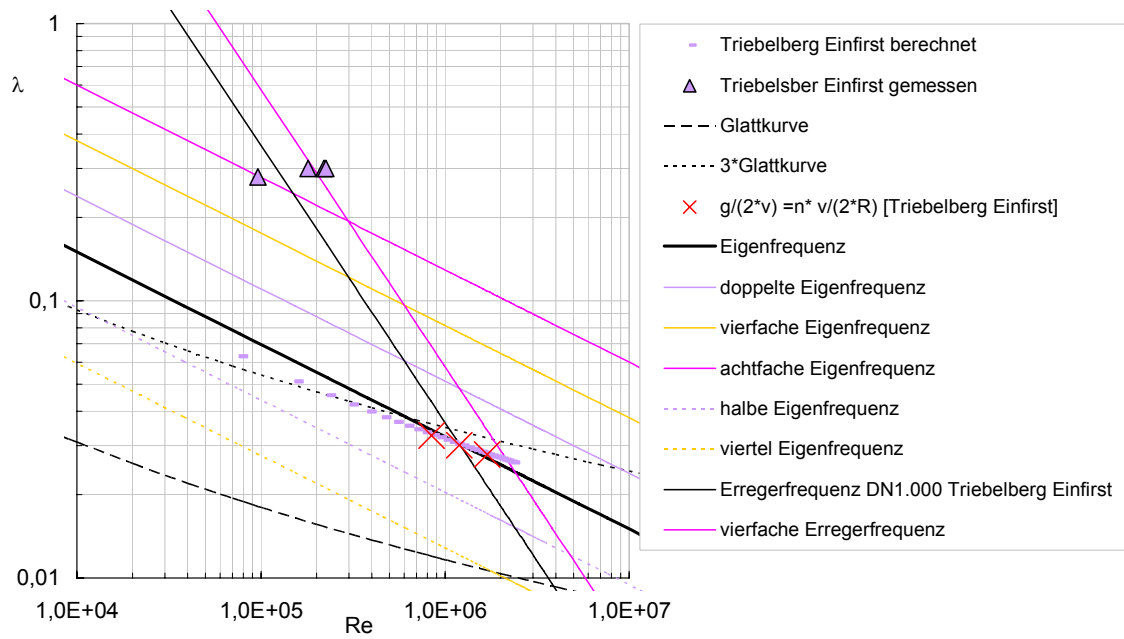


Bild 6.21: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Triebelberg Einfirst DN 1.000

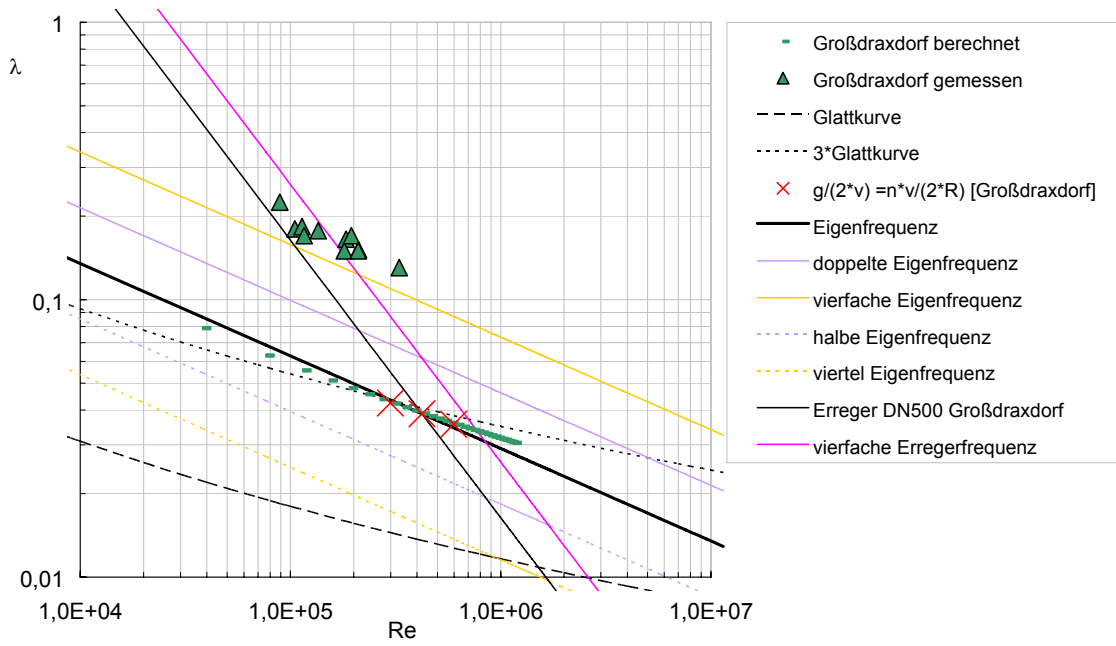


Bild 6.22: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Großdraxdorf DN 500

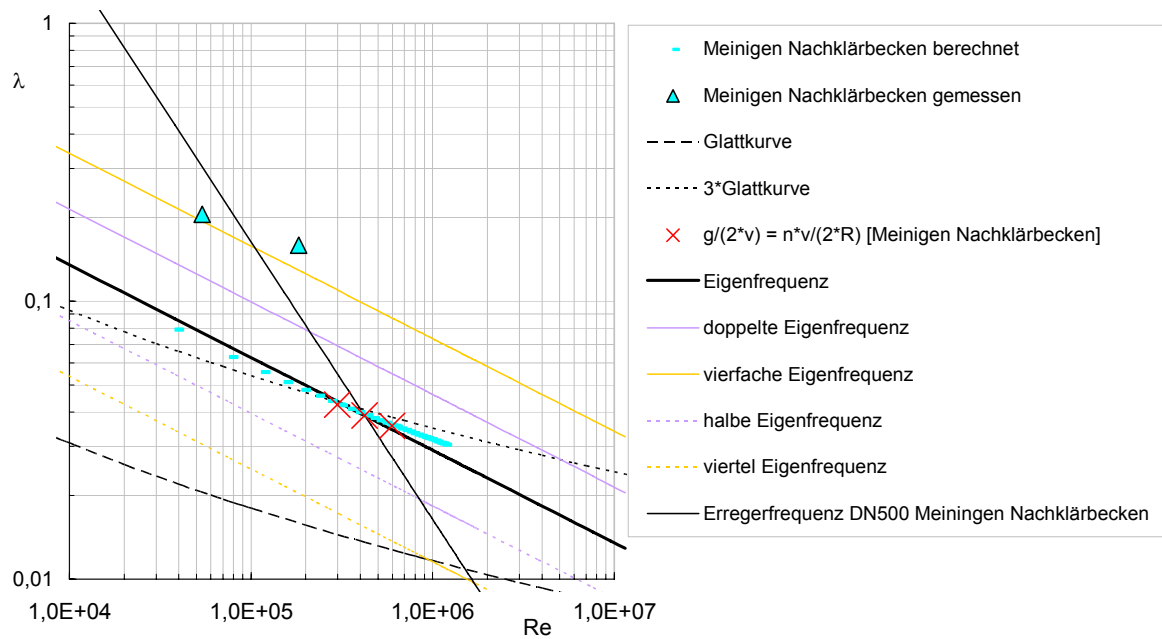


Bild 6.23: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Meinigen Nachklärbecken DN 500

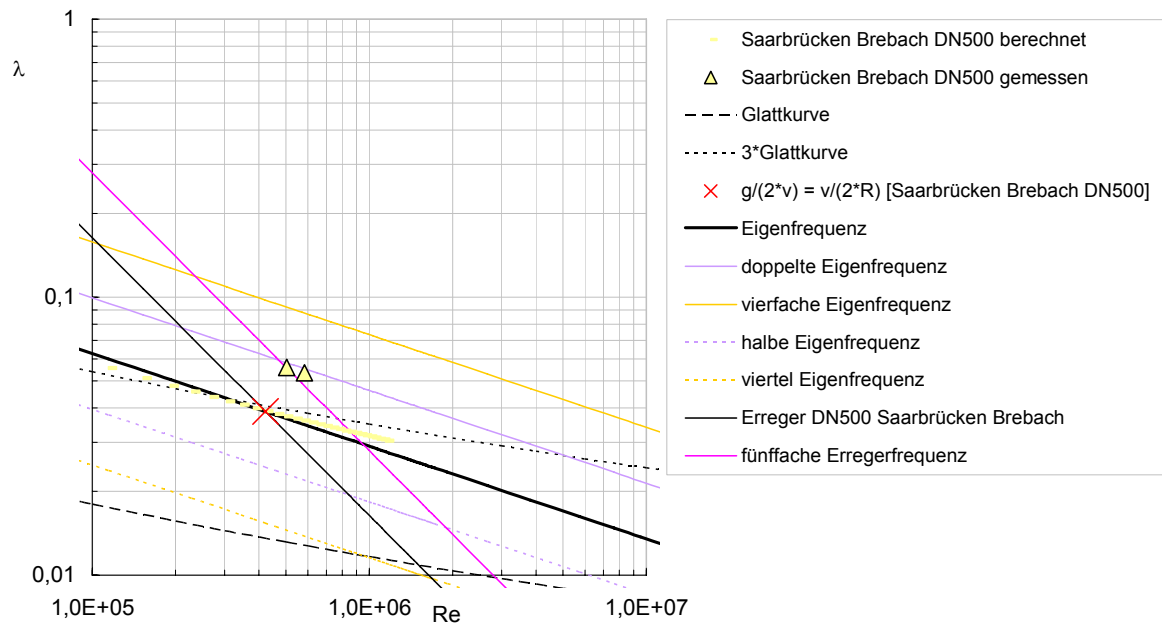
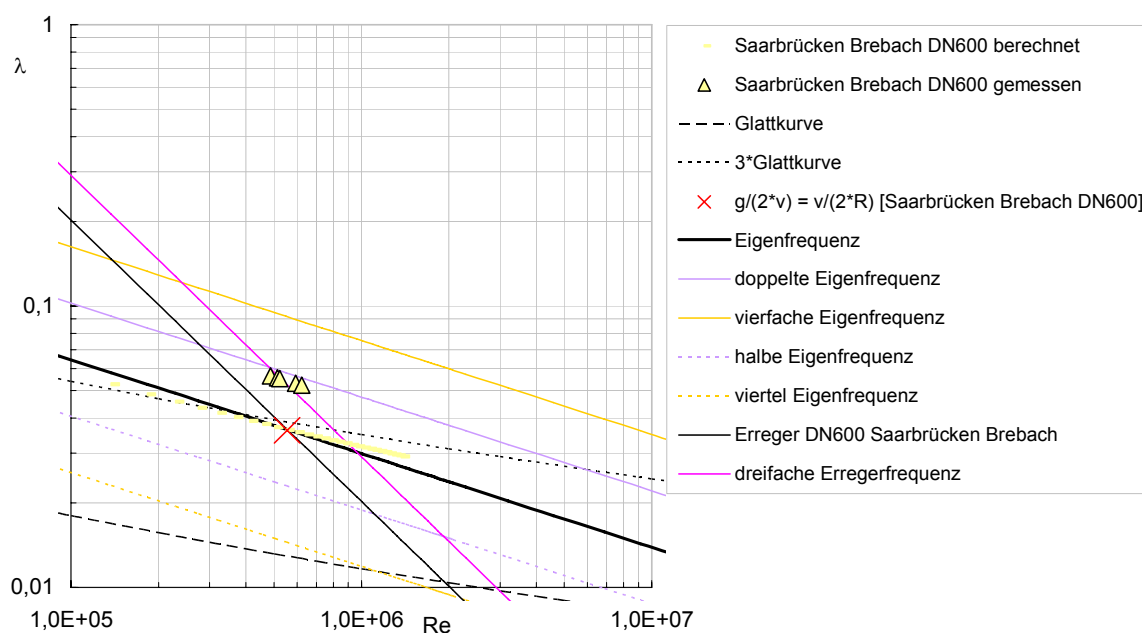


Bild 6.24: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Saarbrücken –Brebach DN 500

Bild 6.25: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Saarbrücken DN 600

Der maßgebende Resonanzzustand liegt, wie in Bild 6.17 dargestellt, auf der Kurve der berechneten Widerstandsbeiwerte der Ecker-Fernwasserleitung, welche mit den Kurven der berechneten Widerstandsbeiwerte λ_{\max_Riffel} für die Leitung Dresden (Bild 6.18) und Bévercé (Bild 6.19) zusammenfällt. Für die Nennweiten DN 200 (Bild 6.20), DN 1.000 (Bild 6.21), DN 500 (Bild 6.22-Bild 6.24) und DN 600 (Bild 6.25) sind die gemessenen Werte aufgetragen, welche bis zum 7-fachen (Fernleitung Triebelberg-Einfirst, Bild 6.21) des berechneten Wertes reichen. In diesem Fall liegt der Resonanzzustand im Bereich der 8-fachen Eigenfrequenz und der 4-fachen Erregerfrequenz. Diese Entwicklung ist mit einem extremen Anwachsen der Verluste verbunden und verdeutlicht, dass im Bereich der ausgewiesenen Resonanzzustände mit einer Riffelbildung bzw. dem Auftreten selbstorganisierender Rauheiten auszugehen ist. Die Prognose, ob ein solcher Zustand eintreten kann, ist bislang jedoch nicht möglich. Es ist zu vermuten, dass es sich hierbei um eine Überlagerung von Effekten handelt, die u.a. den Beginn von Inkrustationserscheinungen anzeigen könnten.

Die Darstellungen in Bild 6.26 - Bild 6.31 zeigen die Auswertung der Messwerte nach Gl. (6.35) und (6.36) für die durch Reaktions- bzw. Kristallisationsfouling entstandenen Belagsstrukturen (semimobile Riffelstrukturen). Gegenüber den vorstehend betrachteten mobilen Wandbelagsstrukturen ergeben sich für diese Ablagerungsstrukturen wesentlich höhere Erregerfrequenzen, welche bis zum 1.000-fachen der Erregerfrequenz der entsprechenden Rohrdimension reichen.

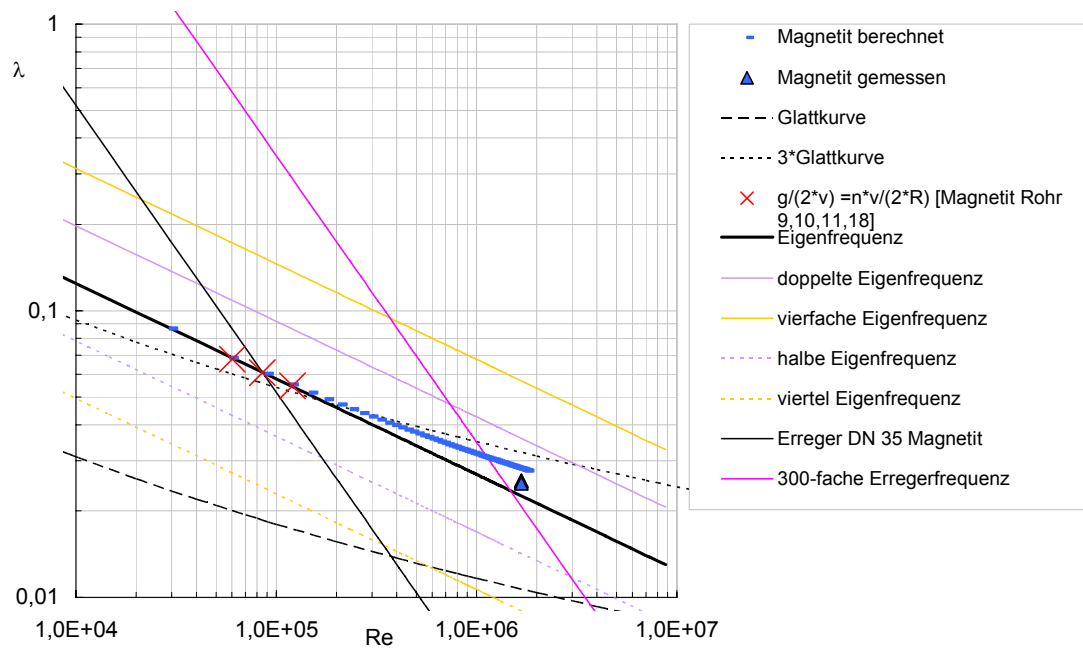


Bild 6.26: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Magnetit DN 35

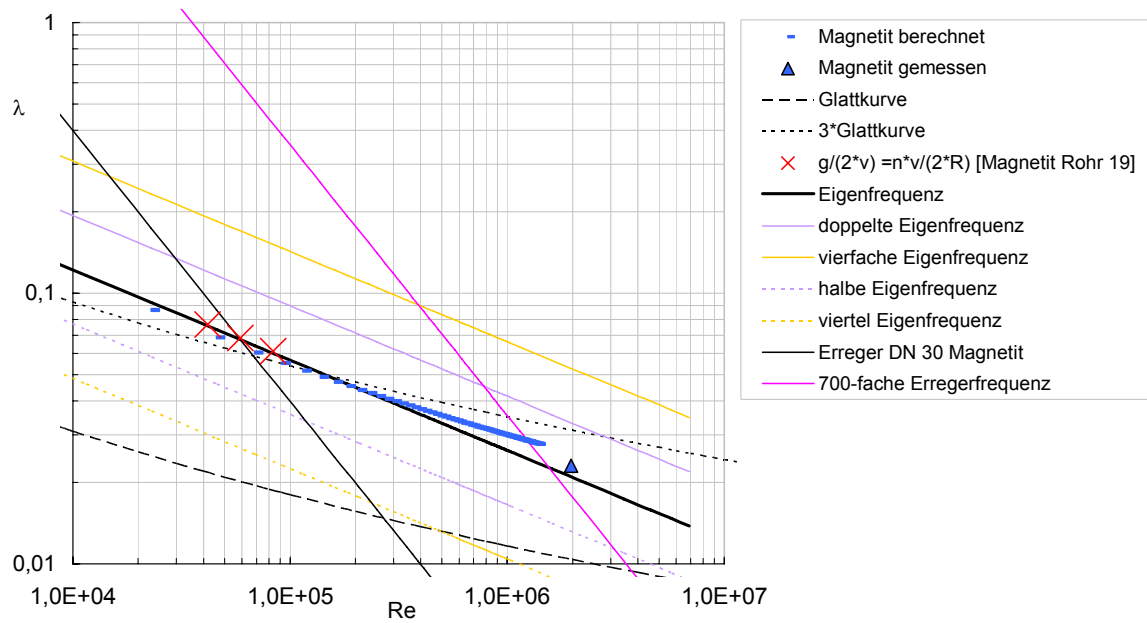


Bild 6.27: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Magnetit Rohr 19

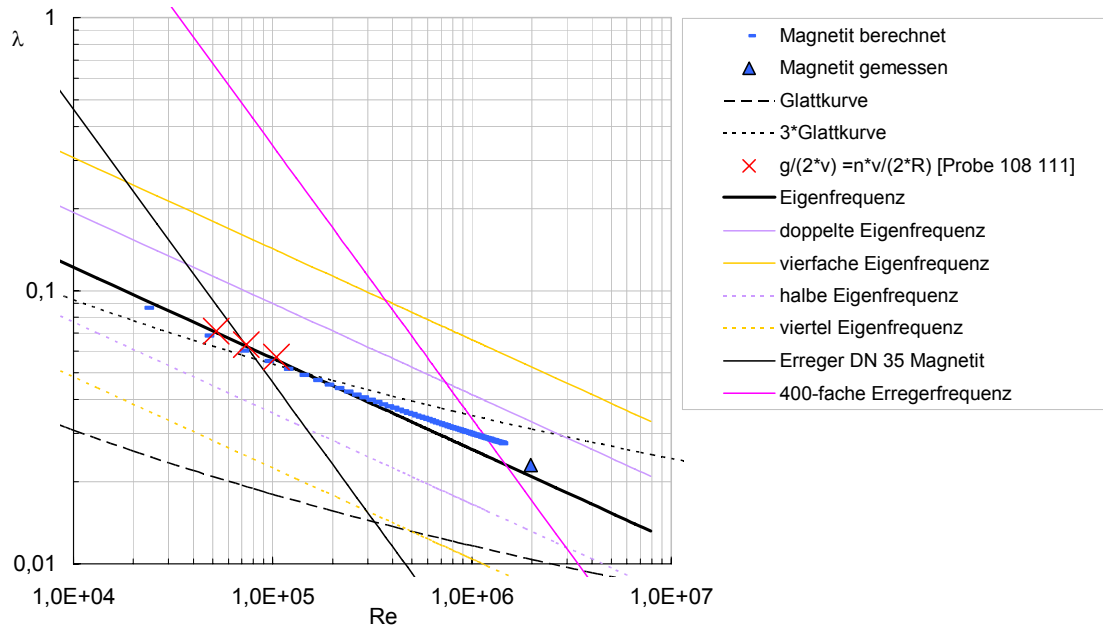


Bild 6.28: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Magnetit Rohr 108, 111

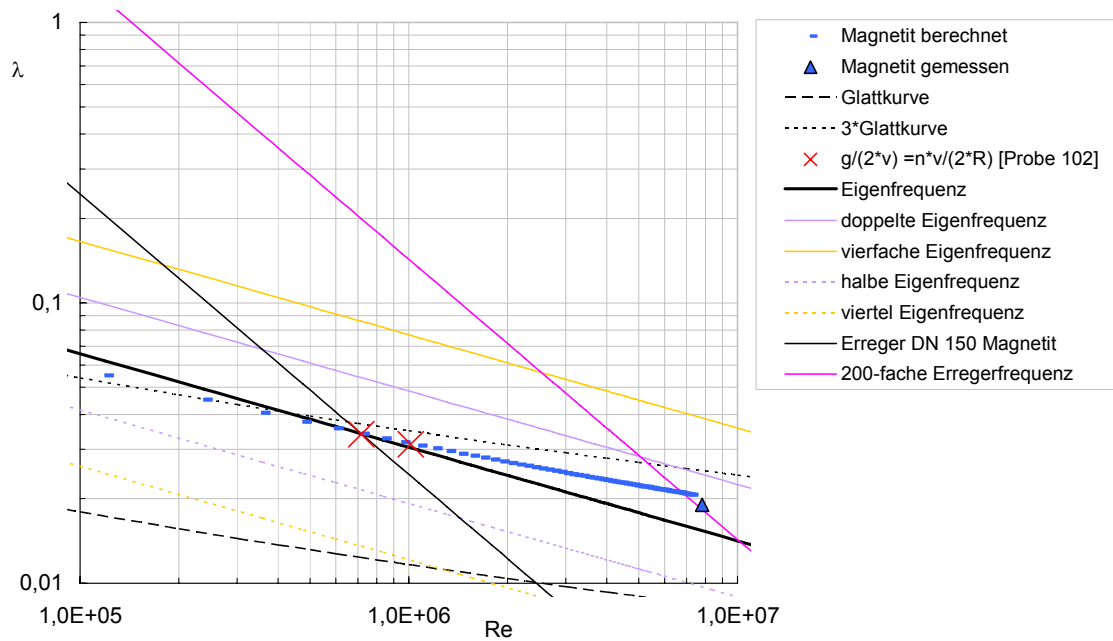


Bild 6.29: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Magnetit Rohr 102

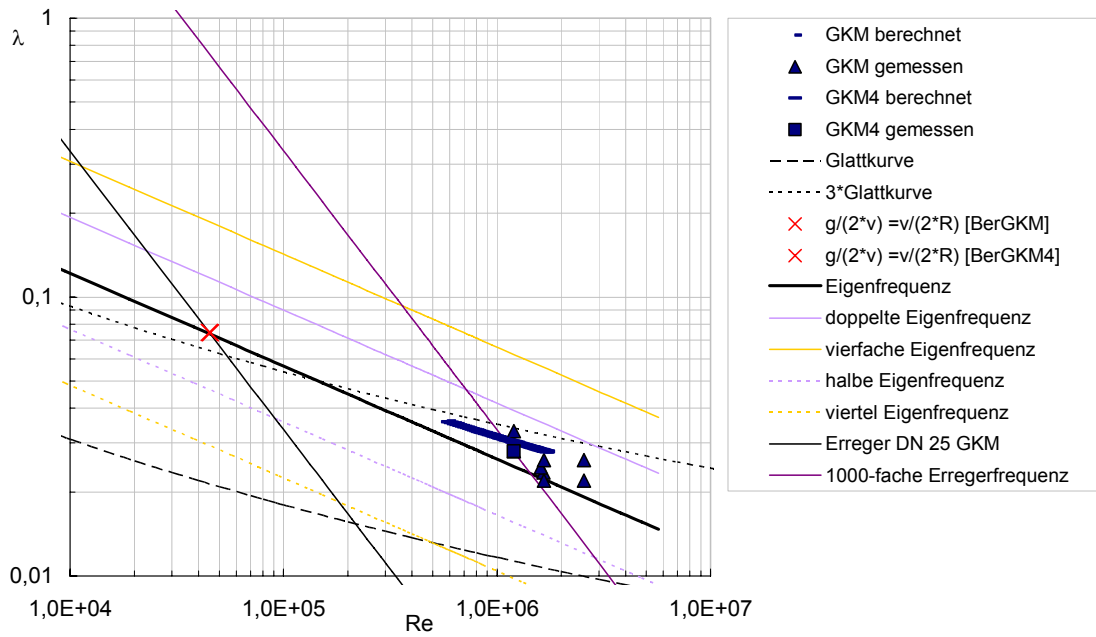


Bild 6.30: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: GKM DN 25

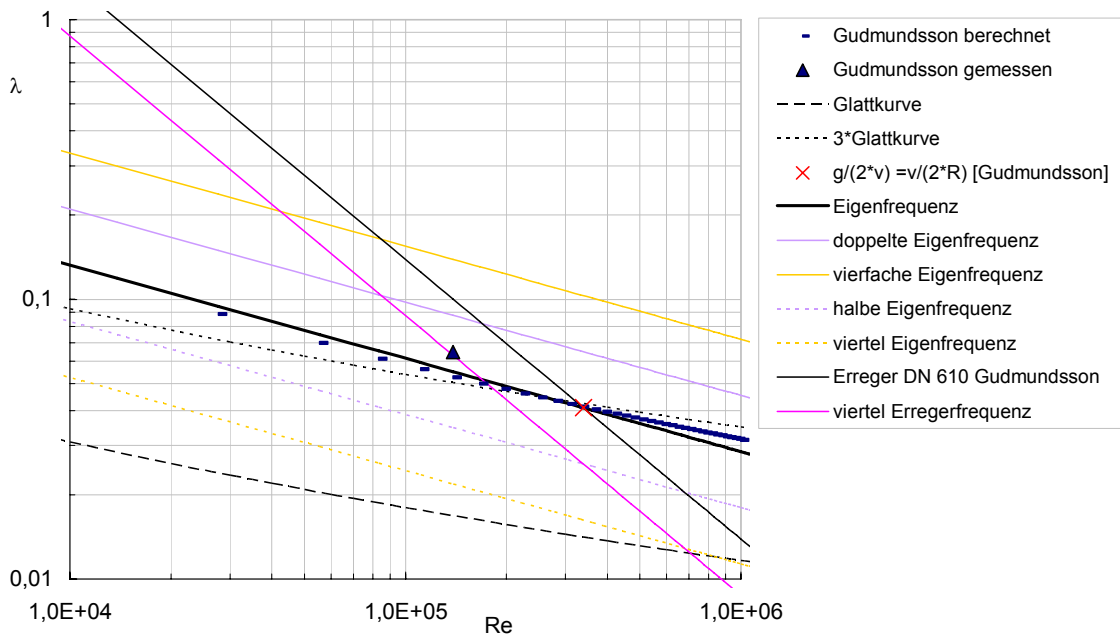


Bild 6.31: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: GeoWT (Gudmundson) DN 610

Für die unter dem Begriff der immobilisierten Belagsstrukturen zusammengefassten Betrachtungsfälle ergeben sich keine eindeutigen Abhängigkeiten nach Gl. (6.35) und Gl. (6.36), wie Bild 6.32 und Bild 6.33 zu entnehmen ist.

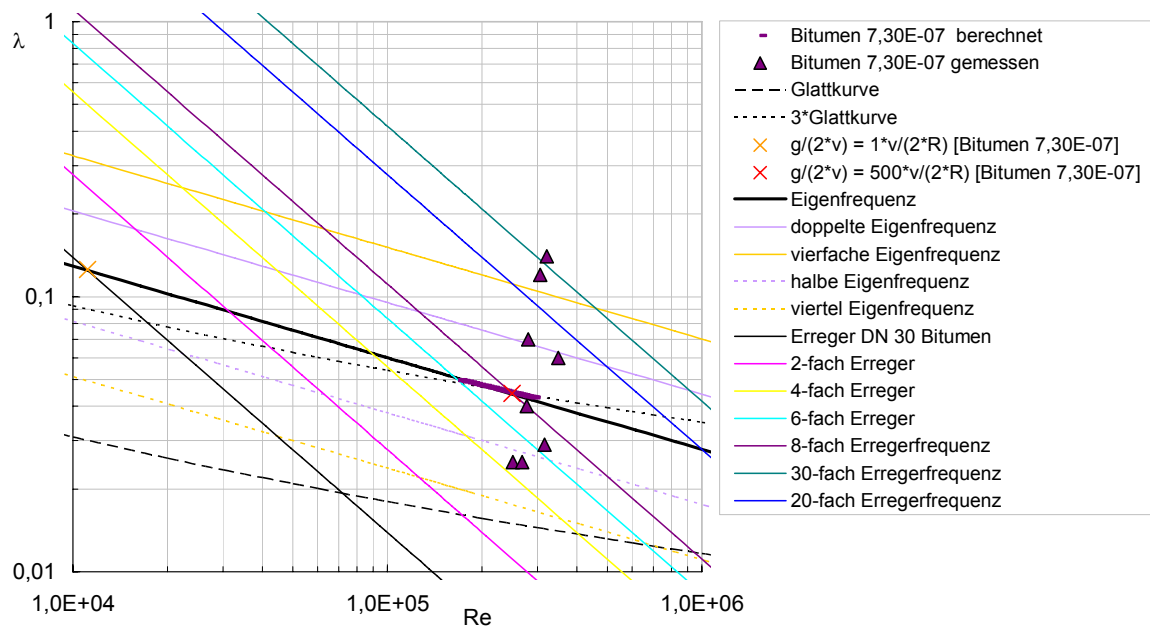


Bild 6.32: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: Bitumen DN 30

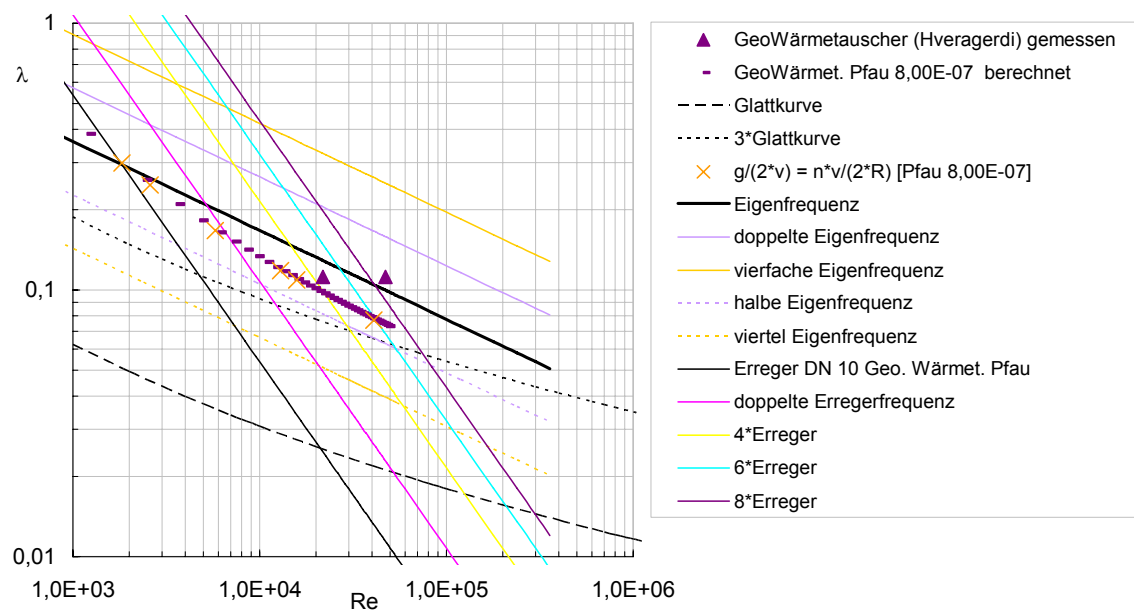


Bild 6.33: Widerstandsbeiwert λ bei selbstorganisierender Rauheit: GeoWT (Hveragerdi) DN 10

Eine Konstellation, welche in diesem Zusammenhang noch nicht eruiert werden konnte, da hierfür keine geeignete Datenbasis vorlag, ist das Zusammentreffen von Inkrustationen und selbstorganisierender Rauheit. Eine experimentelle Validierung des vorgeschlagenen Modellansatzes sollte diese zwingend enthalten.

6.5 Zusammenfassung

Mit dem vorliegenden analytisch / empirischen Modell zur Bestimmung der Energiedissipation selbstorganisierender Rauheitsstrukturen in Druckrohrleitungen wird ein Ansatz vorgeschlagen, der die Grundannahme impliziert, die Rückkopplungsbeziehungen (Wechselwirkungsmechanismen) zwischen dem Wandbelag und der Rohrströmung auf der Basis einer Resonanzbeziehung zu interpretieren.

Die Konsequenz dieser Hypothese ist der Vorschlag der Einführung einer fiktiven Riffellänge Λ_s' , als die Wellenlänge der Streak-Muster (Burst-Zyklen) für den Fall maximaler Verluste (quasi-stationärer Endzustand der Riffelentwicklung). Diese wurden von YALIN [YAL88/2] als 2.000-faches der charakteristischen Länge ν/u_{0*} von Burst-Zyklen bestimmt.

Die Ableitung der für die Rückkopplungsbeziehungen maßgeblichen Frequenzen erfolgte auf der Basis der Theorie nach BÜNGER [BÜNG79]. Aufgrund der vorliegenden Messreihen konnte für die Präzedenzfälle Ecker-Fernwasserleitung (DN 500), Fernwasserleitung Dresden-Coschütz (DN 1.000) und dem Wasserzuleitungstollen des Kraftwerkes Bèvercè (DN 2.000) eine Resonanzbeziehung ermittelt werden. Diese charakterisiert den Endzustand der Rauheitsentwicklung bei maximaler Energiedissipation.

Die aus der Eigenfrequenz der Grenzschicht und der Eigenfrequenz des Wand- bzw. Riffelbelages ermittelte Resonanzbeziehung ermöglicht die Ableitung der fiktiven Rauheitshöhe k_s' der selbstorganisierenden Rauheit. Die Validierung der fiktiven Rauheitshöhe k_s' wurde auf der Basis der Messwertreihen nach Anhang A.2 durchgeführt. Entsprechend der Ergebnisse kann eine Korrelation k_s'/d für den Endzustand der Rauheitsentwicklung angegeben werden.

Die Ableitung des Widerstandsbeiwert λ_{\max_Riffel} bei selbstorganisierender Riffelrauheit stützt sich in gleicher Weise auf den detektierten Resonanzzustand, unter Berücksichtigung der Messwerte der o.g. Präzedenzfälle. Für die ingenieurpraktische Anwendung wurde die Bestimmungsgleichung in die iterativ lösbare Form nach Gl. (6.19) überführt.

Die Validierung der Bestimmungsgleichung (6.19) erfolgte auf der Grundlage der von SNAMENSKIJ [SNAM81] ermittelten Beziehung für hydraulische Verluste bei Wellenbewegung in Flüssen. Es können so Reibungsbeiwerte λ für beliebige Vielfache der Erreger- bzw. Eigenfrequenz ermittelt werden. Die sich aus der Auftragung der Gl. (6.29) und Gl. (6.30) über der

REYNOLDSzahl für verschiedene Rohrdurchmesser ergebenen Schnittpunkte stellen Resonanzzustände dar. Sie liegen auf den Kurven der berechneten Widerstandsbeiwerte der Präzedenzfälle. Kritische Bereiche der Rauheitsentwicklung in Form von Resonanzzuständen können durch die Verschiebung der Gl. (6.29) und Gl. (6.30) abgebildet werden. Dabei geht die Verschiebung der Widerstandsbeiwerte in höhere Bereiche einher mit Resonanzzuständen höherer Frequenzbereiche.

Wie vorstehend ausgeführt, wurde das Modell an vorliegenden Messreihen validiert und liefert für diese gute Ergebnisse. Der Gültigkeitsbereich der Gl. (6.19) beschränkt sich somit auf den durch die Messwerte abgebildeten Re-Bereich von $Re=2,19 \cdot 10^4$ bis $Re=1,56 \cdot 10^7$. Die Extrapolation der Kurve nach Gl. (6.19) für niedrigere und höhere REYNOLDSzahlbereich ist in weiterführenden experimentellen Untersuchungen bzw. numerischen Modellierungen zu überprüfen.

Die von PFAU [PFAU78] und PFAU ET AL [PFAU87] explizit für semimobile Riffel vorgeschlagene Gleichung (3.2) zeigt in einem REYNOLDSzahlbereich von $Re 10^5 - 10^6$ eine sehr gute Übereinstimmung mit der im Ergebnis der vorliegenden Untersuchungen abgeleiteten Bestimmungsgleichung (6.19), die sowohl semimobile als auch mobile selbstorganisierende Strukturen einschließt.

Mit den angegebenen Gleichungen kann in Abhängigkeit der REYNOLDSzahl auf die reale Riffelgeometrie geschlossen werden. Die in [PFAU87] angenommene Rauheitsdichte kann somit für den Bereich des maximalen Druckverlustes bei selbstorganisierender Rauheit weitestgehend bestätigt werden.

Wie bereits in Abs. 3.3.4 ausgeführt, wurden von PFAU ET AL [PFAU78] Schwingungsuntersuchungen im Zusammenhang mit der Ausbildung von Magnetitschutzschichten in Kesselrohren durchgeführt. Dabei wird das abgeleiteten Modell dahingehend bestätigt, dass beim Aufbringen von Frequenzen in der Größenordnung von 40 kHz (Ultraschallbereich) auf den Rohrkörper eine signifikante Änderung der Ablagerungen und damit des mit ihr einhergehenden Druckverlustes erzielt wurde, vgl. Bild 6.34. Diese Ergebnisse können so interpretiert werden, dass die im Bereich des quasistationären Endzustandes der Strukturbildung beschriebene Frequenz des Wandbelages verschoben wurde und sich somit kein Resonanzzustand ausbilden konnte. Die Angaben aus den Untersuchungen in [PFAU78] sind jedoch nicht ausreichend, um eine allgemeingültige Formulierung abzuleiten.

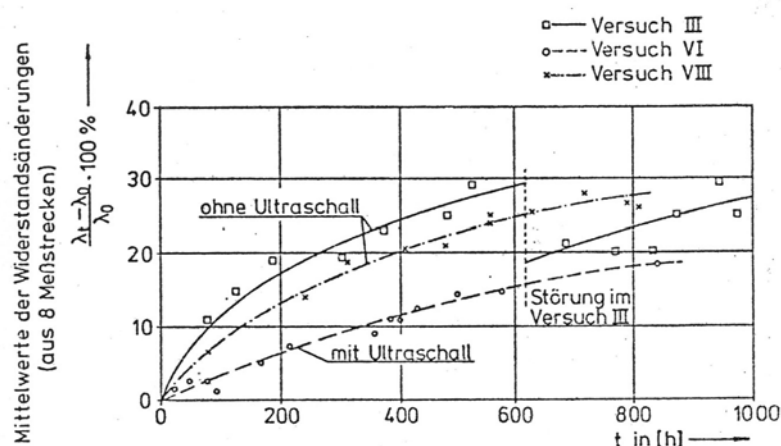


Bild 6.34: Auswirkung des Ultraschalls auf die relative Widerstandsänderung, aus PFAU ET AL [PFAU78]

Es sind weitere vertiefende Untersuchungen der Frequenzbeeinflussung von Fouling gefährdeten Rohrströmungen notwendig, um für die zu differenzierenden, in dieser Arbeit betrachteten Rohrwandungsbeläge, Aussagen hinsichtlich einer von außen aufzuprägenden, ablagerungsverhindernden Frequenz geben zu können.

Eine weitere Möglichkeit der Beeinflussung des Widerstands- bzw. Foulingverhaltensverhaltens ablagerungsgefährdeter Rohrströmungen stellt die Aufprägung von Frequenzen auf das Strömungsmedium selbst dar. Untersuchungen von AUGUSTIN und BOHNET [AUG01] zur Verringerung bzw. Verhinderung von Foulingscheinungen in Wärmeübertragern zeigen ein gutes Ergebnis, wenn die Strömungsgeschwindigkeit mit einer Oszillation überlagert wird. Die so generierte, pulsierende Strömung zeigt eine deutliche Minimierung in Bezug auf die sich ausbildenden kristallinen Wandbelagsstrukturen. Die Ergebnisse in [AUG01] können ebenfalls als Bestätigung der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit gewertet werden.

7 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

7.1 Zusammenfassung

Praxiserfahrungen zeigen deutlich, dass Rohrleitungen in Nutzung oft Widerstandscharakteristiken entwickeln, welche signifikant von solchen differieren, die beobachtet werden, wenn neue Leitungen mit sauberem Wasser getestet werden. Diese Differenzen sind besonders typisch in Druckrohrleitungssystemen, in denen echt gelöste, kolloidale oder suspendierte Stoffe und andere feste Materialien mit der Flüssigkeitssäule transportiert werden, die die Oberflächenrauheit der Leitung ändern und eine wesentliche Reduktion der Transportkapazität der Rohrleitung hervorrufen können, ohne dabei eine entscheidende Querschnittsminimierung zu bewirken.

Die Existenz von Rauheits- bzw. Widerstandsanomalien, wie sie die in der vorliegenden Arbeit untersuchten selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen hervorrufen, wird von verschiedenen Autoren (z.B. WIEDERHOLD [WIED49], SEIFERT ET AL [SEIF50], SCHOCH ET AL [SCHO69], [SCHO70/1], [SCHO70/2], PFAU ET AL [PFAU77/1], [PFAU77/2], [PFAU78]) bestätigt, fand aber bislang keinen Eingang in die Dimensionierungsgrundlagen der Ingenieurpraxis.

Die Auswertung der Datenbasis zur Beschreibung des Phänomens der selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen ermöglicht eine Unterscheidung in die Kategorien der mobilen, semimobilen und immobilisierte Riffelstrukturen.

Die vorliegende Arbeit nähert sich dem Phänomen der selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen in Druckrohrleitungen von einer bislang nicht betrachteten Seite. Die Wechselwirkung zwischen wandnahen Strukturen der bewegten Flüssigkeit, Adhäsionsvorgängen von Inhaltsstoffen bzw. Strukturveränderungen der Wandoberfläche und Erhöhung des Strömungswiderstandes (Fluid-Struktur Wechselwirkungen) werden für den Fall des quasistationären Endzustandes der Struktur- bildung als Resonanzzustand interpretiert.

Auf der Basis bekannter Strömungsparameter wurde ein analytisch / empirisches Modell für die Darstellung des Widerstandsbeiwertes bei selbstorganisierender Rauheit in Druckrohrleitungen entwickelt. Der Modellansatz basiert dabei auf der Frequenztheorie nach BÜNGER [BÜNG79] und beschreibt den quasistationären Endzustand der Rauheitsentwicklung als Resonanzbeziehung

zwischen dem selbstorganisierenden Wandbelag und der Grenzschicht bezogen auf die „nominelle“ Dicke der viskosen Unterschicht.

Das Modell wurde an verschiedenen, vorliegenden Messreihen validiert und zeigt über ein Re-Spektrum von $Re=2,19 \cdot 10^4$ bis $Re=1,56 \cdot 10^7$ für die Ingenieurpraxis gute Ergebnisse.

Auf der Grundlage der von SNAMENSKIJ [SNAM81] abgeleiteten Beziehung des Widerstandsbeiwertes λ_w infolge von Wellenbewegungen wurde der Modellansatz dahingehend bestätigt, dass für die Strömung in Druckrohrleitungen Widerstandsbeiwerte der Erregerfrequenz sowie der Eigenfrequenz der Strömung abgeleitet wurden. Die Schnittpunkte der Kurven im λ -Re-Diagramm bestätigen einerseits die berechneten Widerstandsbeiwerte auf der Grundlage des entwickelten Modells und zeigen andererseits Bereiche auf, in denen entsprechende Widerstandsanomalien zu erwarten sind.

Im Ergebnis der vorliegende Arbeit werden die Thesen von SEIFERT, KRÜGER [SEIF50] und GEBNER [GEB60/1], dass Resonanzerscheinungen im unmittelbaren Wandbereich ursächlich für die extremen Strömungsverluste bei geringen Ablagerungshöhen sind, bestätigt.

Es wurde gezeigt, dass die Durchdringung komplexer Strömungsphänomene (selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen) auf der Grundlage strömungsimmanenter Frequenzen abstrahiert werden kann. Da trotz intensiver Forschungsaktivitäten die Turbulenz weiterhin zu den weitgehend ungelösten Problemstellungen der Strömungsmechanik zählt, ist es angezeigt auf diese Modellansätze zurückzugreifen, um für die Ingenieurpraxis anwendbare Berechnungsalgorithmen abzuleiten.

7.2 Offene Fragen

Mit den vorliegenden Untersuchungen ergeben sich auf Grund der den Modellansätzen zugrunde liegenden Annahmen und der nur eingeschränkt vorliegenden Datenbasis folgende offene Fragen:

- Die quantitative Beschreibung der Rauheitsanomalie im Bereich großer und kleiner Reynoldszahlen ist aufgrund der Streuung der zur Verfügung stehenden Daten sowie der limitierten Information zu den Einzelmessungen nur ansatzweise möglich.
- Eine Konstellation, welche in diesem Zusammenhang noch nicht eruiert werden konnte, da hierfür keine geeignete Datenbasis vorlag, ist das Zusammentreffen von Inkrustationen und selbstorganisierender Rauheit. Eine experimentelle Validierung des vorgeschlagenen Modellansatzes sollte diese enthalten.

- Die Vorhersage, ob und wann die Ausbildung selbstorganisierender Rauheiten erfolgt, ist auf Basis der vorliegenden Messreihen nur abschätzbar. Eine gesicherte Aussage, ob ein solcher Zustand eintreten kann, ist bisher nicht möglich.
- Die Beurteilung, wann der quasistationäre Endzustand der Riffelentwicklung erreicht sein wird, kann nur auf Grund der aus der Literatur entnommenen und mit den vorliegenden Messreihen verglichenen Werte erfolgen, woraus die Aussage abgeleitet werden kann, dass dies in direkter Abhängigkeit der Belagsbildungsprozesse (Foulingmechanismen) steht. Eine medien- und strömungsspezifische Korrelation lässt sich erst nach einer vergleichenden experimentellen Untersuchung verschiedener Medienströme ableiten.
- Die vorliegenden Untersuchungen dokumentieren ausschließlich den Endzustand der Rauheitsentwicklung. Sie geben keinen Aufschluss über die Entwicklung selbst.
- Die Strömungsgeschwindigkeit und somit der Turbulenzgrad in Rohrwandnähe beeinflussen die Ausbildung selbstorganisierender Rauheitsstrukturen (Riffel). Die Ausbildung von Riffelstrukturen in den beschriebenen Magnetitschutzschichten setzt oberhalb einer Grenzgeschwindigkeit von 3 m/s – 5 m/s [PFAU78] ein. Eine allgemeine Korrelation zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Riffelentstehung kann mit dem vorliegenden Datenmaterial bislang nicht angegeben werden.

7.3 Forschungs- und Entwicklungsbedarf

Die limitierte Datengrundlage bedingt eine weiterführende, experimentelle Ergänzung der dargestellten Modellvorstellungen zur Erfassung von Reibungsverlusten in Druckrohrleitungen durch selbstorganisierende Rauheiten. Hierzu sind die vorliegenden Arbeiten durch Untersuchungen eines breiten Spektrums von Foulingmechanismen unter möglichst praxisnahen Bedingungen zu ergänzen.

Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wird konzeptionell folgendes messtechnische Vorgehen vorgeschlagen:

- Berührungslose Vermessung der Oberflächenformation der selbstorganisierenden Rauheitsstrukturen unter Strömungseinfluss mit unterwassertauglichem Laserprofilometer, Auflösung von Oberflächenrauheiten von bis zu 10 μm Strukturgröße.
- Charakterisierung des Strömungsmediums mit einer endoskopischen Partikelsonde für die Vermessung von Partikeln und Mikrogasblasen in schnell strömenden Fluiden (Partikeldurchmesser im Bereich 5 μm bis 1 mm).
- Endoskopische Fluidgeschwindigkeitsmessung mit einer stabförmiger Geschwindigkeitsmesssonde. Das Messverfahren basiert auf einer laser- und faseroptischen Anordnung, mit der die Geschwindigkeitsverteilung von Schwebeteilchen im Fluid vermessen wird.

In Anlehnung an Lösungsansätze, die den Entstehungsmechanismus von Riffelstrukturen u.a. in Gerinnen mit beweglicher Sohle beschreiben (Selbstorganisationsprozess), ist eine Übertragbarkeit auf das Phänomen der Bildung selbstorganisierender Rauheitsstrukturen im Wandbelag von Druckrohrleitungen fassbar. Grundsätzlich ist festzustellen, dass der Entstehungsmechanismus noch weitgehend ungeklärt und nicht in vollem Umfang verstanden ist. Somit ist die Betrachtung von Rückkopplungsbeziehungen hinsichtlich des Entstehens von Riffelstrukturen und deren Wechselwirkung mit den Sekundärströmungen der Rohrströmung (Erhöhung des Fließwiderstandes) erst dann sinnvoll, wenn die beobachteten Phänomene im Einzelnen umfassend geklärt sind. Letztlich ist somit ein Modell zu entwickeln, welches sämtliche dynamische Beeinflussungen zwischen der turbulenten Strömung im unmittelbaren Wandbereich, der die im Falle von Rohrwandbelägen ausbildenden Belagsformen (Riffeln) und der Wechselwirkung zwischen den sich ausbildenden Belagsformen und den Sekundärströmungen der Rohrströmung beschreibt, um den Gesamtprozess der Bildung selbstorganisierender Rauheitsstrukturen und deren Auswirkungen auf die Rohrströmung zu erfassen. Dabei sind insbesondere weiterführende Untersuchungen erforderlich, welche die grundlegenden Kenntnisse über die geometrischen Abmessungen kohärenter Strukturen für den quasistationären Endzustand der Rauheitsentwicklung vertiefen bzw. die dem Modellansatz zu Grunde gelegten Dimensionen bestätigen. Des Weiteren ist die Implementierung der Auswirkungen der kohärenten, wandnahen Strukturen in ein mathematisch-numerisches Modell anzustreben. Hierzu könnte das von FÜHRBÖTER [FÜHR83] entwickelte mathematische Modell zur quantitativen Beschreibung eines Selbstorganisationsprozesses von Transportkörpersystemen in Form von Riffeln oder Dünen mit der dieser Arbeit zugrunde liegenden Rückkopplungsbeziehungen (Resonanzbedingung) erweitert werden.

7.4 Ausblick

In der vorliegenden Arbeit konnten Einzelergebnisse anderer Autoren sowie einige Hypothesen zum Auftreten von Resonanzerscheinungen im Hinblick auf die Erhöhung der Widerstandsbeiwerte in Rohrströmungen bestätigt werden. Eine Anwendung der Arbeitsergebnisse in Praxisanwendungen ist u.a. in folgenden Bereichen vorstellbar:

- Gezielte Strömungsbeeinflussung, Beeinflussung von Strömungs- Struktur- Wechselwirkung durch das Aufprägen von Frequenzen,
- Konzeption neuartiger Oberflächenstrukturen der Rohrrinnenwand,
- Berücksichtigung der Forschungsergebnisse bei der Sanierung von Rohrleitungen, mit dem Ziel der Verbesserung der hydraulischen Wirksamkeit (geringe Energieverluste),

- Entwicklung eines Bewertungskriteriums zur betriebswirtschaftlichen Beurteilung von Rohrleitungen /-systemen auf der Grundlage des neuen Bemessungsverfahrens im Vergleich mit der derzeit gültigen Standardberechnung ,
- Entwicklung eines Ansatzes zur Implementierung der Ergebnisse in bestehende Berechnungsprogramme für eine effizientere Planung von Leitungssystemen, unter Berücksichtigung des Langzeitverhaltens von Rohrleitungen.

8 ANHANG

A.1. Herleitung der mittleren Wandschubspannung | Schubspannungsgeschwindigkeit

Die mittlere Wandschubspannung τ_0 ist eine aus Mittelwerten gebildete Rechengröße. Sie ist unmittelbar abhängig vom Widerstandsbeiwert der Rohrreibung λ und von der REYNOLDSZahl.

Entsprechend des Impulssatzes ist die Änderung des Impulsstromes gleich der Summe der angreifenden (äußeren) Kräfte (F_R - Reibungskraft am Zylinder, F_D -Druckkraft auf Zylinder) und der Gewichtskraft G . Bei konstantem Rohrdurchmesser bleibt der Impulsstrom konstant und somit $\varrho \cdot Q \cdot u_{m,1} = \varrho \cdot Q \cdot u_{m,2}$. Die Energielinie verläuft somit parallel zur Drucklinie.

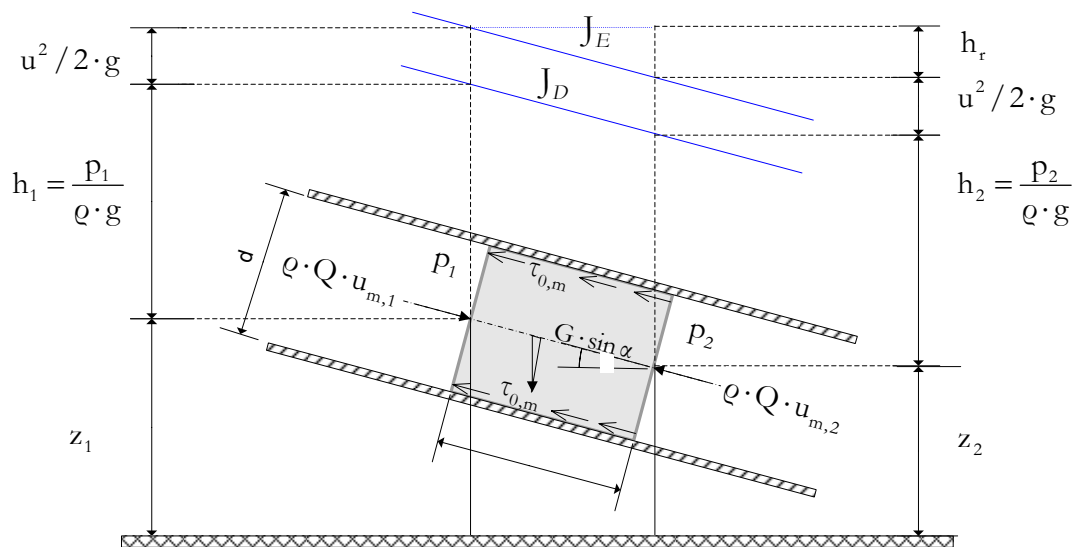


Bild 8.1: Kräftegleichgewicht am zylindrischen Kontrollvolumen

Die Anwendung des Impulssatzes auf ein zylindrisches Kontrollvolumen, welches aus dem Durchmesser $d (=2 r)$ und der Länge l gebildet wird und durch die Rohrwandung nach außen begrenzt ist, gemäß Bild 8.1, gilt somit in Richtung der Rohrachse:

$$p_1 A - p_2 A + \delta \cdot g \cdot A \cdot l \cdot \sin \alpha - \tau_0 \cdot U \cdot l = \varrho \cdot Q \cdot u_1 - \varrho \cdot Q \cdot u_2 \quad (\text{A.1})$$

$$\text{mit } U = \pi \cdot d \quad (\text{A.2})$$

Ersetzt man $\sin \alpha = \frac{z_1 - z_2}{l}$ (A.3)

ergibt sich

$$(p_1 - p_2) \cdot A + \rho \cdot g \cdot A \cdot (z_1 - z_2) = \tau_0 \cdot U \cdot l \quad (\text{A.4})$$

umgeformt zu

$$\left(\frac{p_1}{\rho \cdot g} + z_1 \right) - \left(\frac{p_2}{\rho \cdot g} + z_2 \right) = \frac{U \cdot l}{\rho \cdot g \cdot A} \cdot \tau_0 \quad (\text{A.5})$$

mit $h_R = \left(\frac{p_1}{\rho \cdot g} + z_1 \right) - \left(\frac{p_2}{\rho \cdot g} + z_2 \right)$ (A.6)

folgt $h_R = \frac{U \cdot l}{\rho \cdot g \cdot A} \cdot \tau_0$ bzw. $\tau_0 = \frac{\rho \cdot g \cdot A}{U \cdot l} \cdot h_R$ (A.7)

mit $\frac{A}{U} = \frac{\pi \cdot \frac{d^2}{4}}{\pi \cdot d} = \frac{d}{4} = \frac{r}{2}$ (A.8)

ergibt sich

$$\tau_0 = \frac{\rho \cdot g \cdot d}{4 \cdot l} \cdot h_R \quad (\text{A.9})$$

Nach Vergleich mit der DARCY-WEISBACH-Gleichung (vgl. Gl. (2.60))

$$h_R = \lambda \cdot \frac{l}{g} \cdot \frac{u^2}{2 \cdot g} \quad (\text{A.10})$$

folgt

$$\tau_0 = \frac{\lambda}{8} \cdot \rho \cdot u \quad (\text{A.11})$$

Für die dimensionslose Schubspannungsgeschwindigkeit u_{0^*} ergibt sich somit folgender Zusammenhang:

$$u_{0^*} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \cdot u \quad (\text{A.12})$$

A.2. Natürliche Riffelrauheit – Meßwerte

ROHRLEITUNG	D [mm]	A [m ²]	v [m/s]	v [m ² /s]	Re	λ_{glatt}	λ_{ruffel}	Δs [mm]	Λs [mm]	k_s [mm]	c_k	$k_s/(\Lambda s)$	Anmerkung
Ecker-	496	0,193	1,935	1,57E-06	6,11E+05	0,0126	0,04	0,7	5	5,8	0,140	8,335	vor Reinigung:1946
Fernwasserleitung ³⁵	496	0,193	1,270	1,57E-06	4,01E+05	0,0136	0,043	0,7	5	7,2	0,140	10,226	vor Reinigung:1946
	496	0,193	1,004	1,57E-06	3,17E+05	0,0142	0,045	0,7	5	8,1	0,140	11,585	vor Reinigung:1946
	496	0,193	0,640	1,57E-06	2,02E+05	0,0154	0,048	0,7	5	9,6	0,140	13,764	vor Reinigung:1946
	496	0,193	0,640	1,57E-06	2,02E+05	0,0154	0,052	0,7	5	11,8	0,140	16,915	vor Reinigung:1946
	496	0,193	0,410	1,57E-06	1,30E+05	0,0168	0,057	0,7	5	14,9	0,140	21,216	vor Reinigung:1946
	496	0,193	0,437	1,57E-06	1,38E+05	0,0166	0,0564	0,7	5	14,5	0,140	20,680	vor Reinigung:1946
	496	0,193	1,556	1,57E-06	4,92E+05	0,0131	0,0412	0,7	5	6,3	0,140	9,070	vor Reinigung:1946
Oker-Nebenleitung	200	0,031	1,66	1,31E-06	2,53E+05	0,0141	0,016			0,1			1943
der Ecker-	200	0,031	1,02	1,31E-06	1,56E+05	0,0159	0,042			2,7			1946
Fernwasserleitung ³⁶													
Kraftwerk Bevercè ³⁷	1950	2,986	0,915	1,15E-06	1,55E+06	0,0107	0,021	0,45	5	2,6	0,090	5,715	1935 – 6 Jahre i.B.
	1950	2,986	0,945	1,15E-06	1,60E+06	0,0107	0,0205	0,45	5	2,3	0,090	5,191	1935 – 6 Jahre i.B.
	1950	2,986	1,180	1,15E-06	2,00E+06	0,0103	0,0205	0,45	5	2,3	0,090	5,191	1935 – 6 Jahre i.B.
	1950	2,986	1,560	1,15E-06	2,65E+06	0,0098	0,022	0,45	5	3,1	0,090	6,861	1935 – 6 Jahre i.B.
	1950	2,986	1,960	1,15E-06	3,32E+06	0,0095	0,0205	0,45	5	2,3	0,090	5,191	1935 – 6 Jahre i.B.
	1950	2,986	2,300	1,15E-06	3,90E+06	0,0093	0,022	0,45	5	3,1	0,090	6,861	1935 – 6 Jahre i.B.
	1950	2,986	2,830	1,15E-06	4,80E+06	0,0090	0,0225	0,45	5	3,4	0,090	7,482	1935 – 6 Jahre i.B.

³⁵ Quelle: [WIED49], [SEIF50] Messung im Februar/März, Temperatur geschätzt 6 °C

³⁶ Quelle: [WIED49]

³⁷ Quelle: [GEß60/2C] Messung 30. Juli 1935 (6 Jahre Betrieb, 15°C), Messung 12. April 1949 vor Reinigung (20 Jahre Betrieb, 5 °C)

ROHRLEITUNG	D [mm]	A [m ²]	v [m/s]	v [m ² /s]	Re	λ_{glatt}	$\lambda_{\text{Riñel}}$	Δs [mm]	Λs [mm]	k_s [mm]	c_k	$k_s/(\Delta s)$	Anmerkung
	1950	2,986	3,010	1,15E-06	5,10E+06	0,0089	0,021	0,45	5	2,6	0,090	5,715	1955 – 6 Jahre i.B.
	1950	2,986	0,546	1,52E-06	7,00E+05	0,0123	0,03	3,5	16	9,4	0,175	2,690	1949-v. Reinigung
	1950	2,986	0,585	1,52E-06	7,50E+05	0,0122	0,0265	3,5	16	6,2	0,175	1,758	1949-v. Reinigung
	1950	2,986	0,663	1,52E-06	8,51E+05	0,0119	0,028	3,5	16	7,5	0,175	2,130	1949-v. Reinigung
	1950	2,986	0,975	1,52E-06	1,25E+06	0,0111	0,0275	3,5	16	7,0	0,175	2,002	1949-v. Reinigung
	1950	2,986	1,170	1,52E-06	1,50E+06	0,0108	0,026	3,5	16	5,8	0,175	1,643	1949-v. Reinigung
	1950	2,986	1,210	1,52E-06	1,55E+06	0,0107	0,027	3,5	16	6,6	0,175	1,878	1949-v. Reinigung
	1950	2,986	2,340	1,52E-06	3,00E+06	0,0096	0,026	3,5	16	5,8	0,175	1,643	1949-v. Reinigung
	1950	2,986	3,120	1,52E-06	4,00E+06	0,0092	0,0255	3,5	16	5,4	0,175	1,532	1949-v. Reinigung
Dresden-Coschütz ³⁸	1000	0,785	0,922	1,25E-06	7,38E+05	0,0122	0,0342	-	-	7,4	-	-	1955 v. Reinigung
	1000	0,785	1,356	1,25E-06	1,08E+06	0,0114	0,0197	-	-	1,0	-	-	12 M n. Reinigung
	1000	0,785	1,069	1,25E-06	8,55E+05	0,0119	0,0223	-	-	1,7	-	-	12 M n. Reinigung
	1000	0,785	0,713	1,25E-06	5,70E+05	0,0128	0,0257	-	-	2,8	-	-	12 M n. Reinigung
	1000	0,785	0,356	1,25E-06	2,84E+05	0,0145	0,0445	-	-	15,9	-	-	12 M n. Reinigung
	1000	0,785	1,276	1,25E-06	1,02E+06	0,2241	0,0221	-	-	1,6	-	-	15 M n. Reinigung
	1000	0,785	1,069	1,25E-06	8,55E+05	0,2336	0,0228	-	-	1,8	-	-	15 M n. Reinigung
	1000	0,785	0,713	1,25E-06	5,70E+05	0,2568	0,0279	-	-	3,8	-	-	15 M n. Reinigung
	1000	0,785	0,356	1,25E-06	2,84E+05	0,3022	0,0406	-	-	12,3	-	-	15 M n. Reinigung
	1000	0,785	1,276	1,25E-06	1,02E+06	0,2241	0,0221	-	-	1,6	-	-	15 M n. Reinigung
Brauchwasserleitung	184	0,026	1,16	1,31E-06	1,86E+05	0,0157	0,0984	-	-	17,2	-	-	Teilstrecke 1
Osthüringen ³⁹	184	0,026	1,034	1,31E-06	1,65E+05	0,0160	0,1056	-	-	19,6	-	-	
Maltiz	184	0,026	0,919	1,31E-06	1,47E+05	0,0164	0,1108	-	-	21,3	-	-	
	184	0,026	0,783	1,31E-06	1,25E+05	0,0169	0,1337	-	-	29,1	-	-	
	184	0,026	0,645	1,31E-06	1,03E+05	0,0175	0,1508	-	-	34,9	-	-	
	184	0,026	1,16	1,31E-06	1,86E+05	0,0157	0,0543	-	-	4,8	-	-	Teilstrecke 2

³⁸ Quelle: [BRAU58] Messungen im Bereich Papierfabrik Hainsberg Messung 1955 vor der Reinigung, 12 Monate nach Reinigung 1957, 15 Monate nach Reinigung 1957

³⁹ Quelle: [KRA95] Messungen für vier Teilstrecken vor dem Molchen der Leitung

ROHRLEITUNG	D [mm]	A [m ²]	v [m/s]	v [m ² /s]	Re	λ_{glatt}	λ_{Rifid}	Δs [mm]	Λs [mm]	k _s [mm]	c _k	k _s /(Δs)	Anmerkung
	184	0,026	1,034	1,31E-06	1,65E+05	0,0160	0,0509	-	-	4,1	-	-	
	184	0,026	0,919	1,31E-06	1,47E+05	0,0164	0,0425	-	-	2,5	-	-	
	184	0,026	0,783	1,31E-06	1,25E+05	0,0169	0,0375	-	-	1,8	-	-	
	184	0,026	0,645	1,31E-06	1,03E+05	0,0175	0,0286	-	-	0,7	-	-	
	184	0,026	1,16	1,31E-06	1,86E+05	0,0157	0,0465	-	-	3,3	-	-	Teilstrecke 3
	184	0,026	1,034	1,31E-06	1,65E+05	0,0160	0,0441	-	-	2,8	-	-	
	184	0,026	0,919	1,31E-06	1,47E+05	0,0164	0,0497	-	-	3,9	-	-	
	184	0,026	0,783	1,31E-06	1,25E+05	0,0169	0,046	-	-	3,2	-	-	
	184	0,026	0,645	1,31E-06	1,03E+05	0,0175	0,0432	-	-	2,7	-	-	
	184	0,026	1,16	1,31E-06	1,86E+05	0,0157	0,0414	-	-	2,4	-	-	Teilstrecke 4
	184	0,026	1,034	1,31E-06	1,65E+05	0,0160	0,0486	-	-	3,7	-	-	
	184	0,026	0,919	1,31E-06	1,47E+05	0,0164	0,0529	-	-	4,5	-	-	
	184	0,026	0,783	1,31E-06	1,25E+05	0,0169	0,0609	-	-	6,4	-	-	
	184	0,026	0,645	1,31E-06	1,03E+05	0,0175	0,0635	-	-	7,0	-	-	
Fernleitung	1000	0,785	0,126	1,31E-06	9,62E+04	0,0178	0,2797	-	-	421,8	-	-	hohe Werte
Triebelsberg-Einfirst	1000	0,785	0,236	1,31E-06	1,80E+05	0,0158	0,3	-	-	454,6	-	-	hohe Werte
	1000	0,785	0,288	1,31E-06	2,20E+05	0,0152	0,3	-	-	454,6	-	-	hohe Werte
	1000	0,785	0,295	1,31E-06	2,25E+05	0,0151	0,3008	-	-	455,9	-	-	hohe Werte
Meinigen	500	0,196	0,141	1,31E-06	5,38E+04	0,0199	0,2053	-	-	146,6	-	-	hohe Werte
Nachklärbecken ⁴⁰	500	0,196	0,480	1,31E-06	1,83E+05	0,0157	0,1588	-	-	103,5	-	-	hohe Werte
Großdraxdorf-	500	0,196	0,233	1,31E-06	8,91E+04	0,0180	0,2244	-	-	163,7	-	-	hohe Werte
SBE Wernsdorf	500	0,196	0,481	1,31E-06	1,84E+05	0,0157	0,1651	-	-	109,4	-	-	hohe Werte
	500	0,196	0,552	1,31E-06	2,11E+05	0,0153	0,1512	-	-	96,3	-	-	hohe Werte
	500	0,196	0,863	1,31E-06	3,29E+05	0,0141	0,1304	-	-	76,7	-	-	hohe Werte
Großdraxdorf-Otticha	500	0,196	0,275	1,31E-06	1,05E+05	0,0175	0,18	-	-	123,3	-	-	hohe Werte
	500	0,196	0,297	1,31E-06	1,13E+05	0,0172	0,1833	-	-	126,4	-	-	hohe Werte
	500	0,196	0,304	1,31E-06	1,16E+05	0,0171	0,17	-	-	114,0	-	-	hohe Werte

⁴⁰ Quelle: [KRA02]

ROHRLEITUNG	D [mm]	A [m ²]	v [m/s]	v [m ² /s]	Re	λ_{glatt}	λ_{Rifid}	Δs [mm]	Λs [mm]	k _s [mm]	c _k	k _s /(Δs)	Anmerkung
Leitzachwerk ⁴¹													
Bitumenschutzschicht ⁴²	30	0,001	5,900	6,60E-07	2,68E+05	0,0146	0,025	-	-	0,1	-	-	Rohr-B - 40°C
	30	0,001	5,900	5,60E-07	3,16E+05	0,0142	0,029	-	-	0,1	-	-	Rohr-C - 50°C
	30	0,001	5,600	4,80E-07	3,50E+05	0,0139	0,06	0,5	3	1,0	0,175	2,030	Rohr-D - 60°C
	30	0,001	6,100	7,30E-07	2,51E+05	0,0148	0,025	-	-	0,1	-	-	Rohr-E - 35°C
	30	0,001	6,100	6,60E-07	2,77E+05	0,0145	0,04	0,6	3	0,4	0,180	0,588	Rohr-F - 40°C
	30	0,001	5,700	6,10E-07	2,80E+05	0,0145	0,07	0,7	3	1,4	0,210	2,055	Rohr-G - 45°C
	30	0,001	6,000	5,60E-07	3,21E+05	0,0141	0,14	1,1	7	5,1	0,167	4,677	Rohr-H - 50°C
	30	0,001	4,900	4,80E-07	3,06E+05	0,0143	0,12	-	-	4,0	-	-	Rohr-J - 60°C
Schluchsee-Schwarzastollen ⁴³	4100	13,203	5,000	1,31E-06	1,56E+07	0,0076	0,018	0,750	2,70	2,9	0,278	3,815	
Magnetitschutzschichten in Verdampferröhren ⁴⁴	34,5	0,000935	5,700	1,17E-07	1,67E+06	0,0106	0,0255	0,047*	0,238	0,095	0,197	2,019	Rohr 9
	34,5	0,000935	5,700	1,17E-07	1,67E+06	0,0106	0,0255	0,047*	0,238	0,095	0,197	2,019	Rohr 10
	34,5	0,000935	5,700	1,17E-07	1,67E+06	0,0106	0,0252	0,047*	0,238	0,091	0,197	1,934	Rohr 11
	34,5	0,000935	5,700	1,17E-07	1,67E+06	0,0106	0,025*	0,047*	0,238	0,088	0,197	1,879	Rohr 18
	27,0	0,000573	8,600	1,17E-07	1,97E+06	0,0103	0,023*	0,038*	0,190	0,051	0,200	1,334	Rohr 19
	31,9	0,000799	2,500	1,21E-07	6,55E+05	0,0124	0,03*	0,062*	0,310	0,154	0,200	2,484	Probe 108/111
	147,7	0,017134	6,600	1,24E-07	7,81E+06	0,0083	0,019*	0,09	0,450	0,130	0,200	1,440	Probe 102

⁴¹ Quelle: [KIRSCH66]

⁴² Quelle: [BRAU63]

⁴³ Quelle: [PEAU78], [PEAU77/1], [DÖHL69]

⁴⁴ Quelle: [SCHO69], [SCHO70/1], [SCHO70/2], [SCHO72] Messwerte für Benson-Kessel (Magnetit-Ablagerung mit Riffelstruktur) * -Werte sinnvoll angenommen

ROHRLEITUNG	D [mm]	A [m ²]	v [m/s]	v [m ² /s]	Re	λ_{glatt}	$\lambda_{\text{Riñel}}$	Δs [mm]	Λs [mm]	k_s [mm]	c_k	$k_s/(\Delta s)$	Anmerkung	
Magnetitschutzschichten GKM ⁴⁵	23,2	0,0004	6,362	1,23E-07	1,20E+06		0,0330	0,017	0,3	0,15	0,057	8,978		
	34,4	0,0009	5,660	1,18E-07	1,65E+06		0,0235	0,021	0,25	0,07	0,084	3,336		
	29,3	0,0007	6,717	1,23E-07	1,60E+06	0,0165	0,0245	0,018	0,2	0,07	0,090	3,870		
	23,4	0,0004	6,308	1,23E-07	1,20E+06		0,0280	0,017	0,3	0,09	0,057	5,263		
	29,9	0,0007	10,405	1,22E-07	2,55E+06		0,0220	0,018	0,25	0,05	0,072	2,630		
	29,8	0,0007	10,440	1,22E-07	2,55E+06	0,0165	0,0260	0,017	0,3	0,09	0,057	5,169		
	29,1	0,0007	6,959	1,22E-07	1,66E+06		0,0220	0,017	0,275	0,05	0,062	2,710		
	34,4	0,0009	5,742	1,19E-07	1,66E+06	0,0165	0,0260	0,025	0,2	0,10	0,125	4,022		
	Geothermischer Wärmetauscher ⁴⁶	9,55	0,00007	1,831	8,00E-07	2,19E+04	0,0239	0,112	0,123	0,870	1,1	0,141	9,260	30 °C
	Geothermischer Wärmetauscher ⁴⁷	9,55	0,00007	1,831	3,70E-07	4,73E+04	0,0204	0,112	0,123	0,870	1,1	0,141	9,260	80 °C
Geothermischer Wärmetauscher ⁴⁷	610	0,292	0,500	2,20E-06	1,39E+05	0,0166	0,0649	1,08	4,73	24,7	0,228	22,897	Gudmundsson	

⁴⁵ Quelle: [PEAU78] – Werte aus Rohrleitungen des Großkraftwerkes Mannheim (GKM)- Re- mittlere Werte im Betrieb

⁴⁶ Quelle: [PEAU78], [BOTT78]

⁴⁷ Quelle: [BOTT78], Bericht H vergerdi

A.3. Auswertung Messwerte für selbstorganisierende Rauheiten

Ecker-Fernwasserleitung (DN 500)

Messung im Februar/März; Temperatur geschätzt 6 °C	
d [m]	0,496
Δ [m^2]	0,193
u [m/s]	1,935
Q [m^3/s]	0,374
v [m^2/s]	1,57E-06
Re	6,11E+05
$R = D/4$ [m]	0,124
Δs [m]	0,0007
Λs [m]	0,005
c_k	0,140
λ	0,040
k_s [m]	0,006
$k_s/(\Delta s = k)$	8,335
λ_{glatt}	0,013
$\varphi (\lambda/\lambda_{\text{glatt}})$	3,175
u_o^* [m/s]	0,137
$\Delta s/(\nu/u_o^*)$	61,005
$\Lambda s/(\nu/u_o^*)$	435,749
ν/u_o^* [m]	0,00011
δ_l [m]	0,000269
$\delta_n = 11,6^* \nu/u_o^*$ [m]	0,000133
$g/(2^*u)$	2,535
$u/(2^*R)$	7,802
$u^2/(2^*\nu)$	1,19E+06
$g/(2^*u_o^*)$	35,849
$u_o^*/(2^*\delta_n)$	513,978
$u_o^*/(2^*\delta_l)$	254,218
$u/(2^*\delta_n)$	7,268,743
$u_o^*/(2^*R)$	0,552
$u_o^{\prime 2}/(2^*\nu)$	5,962,142
$u/(2^*\nu/u_o^*)$	84,317,417
$u/(2^*2000^*\nu/u_o^*)$	42,159
$u/(2^*c_k^*2000^*\nu/u_o^*) = u/2\Delta s'$	301,134
	134,496
	85,989
	36,087
	37,560
	16,139
	18,238
	197,622
	0,496
	0,193
	0,437
	0,301
	1,57E-06
	4,92E+05
	0,124
	0,0007
	0,005
	0,140
	0,041
	0,006
	9,070
	0,013
	3,146
	0,112
	49,786
	355,618
	0,00014
	0,000326
	0,000163
	3,152
	6,274
	7,71E+05
	43,926
	342,325
	171,442
	4,770,184
	0,450
	3970,971
	55334,138
	27,667
	0,496
	0,193
	0,410
	0,079
	1,57E-06
	1,38E+05
	0,124
	0,0007
	0,005
	0,140
	0,056
	0,014
	20,680
	0,017
	3,403
	0,037
	16,360
	116,855
	0,00043
	0,000989
	0,000496
	11,224
	1,762
	6,08E+04
	133,679
	36,963
	18,544
	440,220
	0,148
	381,437
	428,768
	5106,552
	2,553
	32,883
	16,541
	389,558
	0,140
	847,898
	881,437
	4,518,877
	2,259
	5,258
	95,061
	73,095
	36,412
	906,628
	0,208
	871,060
	782,675
	10,516,881
	5,052
	98,943
	67,472
	34,983
	871,060
	0,200
	65,139
	155,669
	78,797
	2,075,588
	0,304
	1,805,761
	24,076,815
	12,038
	52,680
	238,012
	119,679
	3,246,452
	0,375
	2,760,936
	37,658,848
	18,829

Kraftwerkes Bèvercè (DN 2000)

	Messung 30. Juli 1935 (6 Jahre Betrieb, 15°C)									
	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95
d [m]	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95
A [m ²]	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986
u [m/s]	0,915	0,945	1,180	1,560	1,560	1,960	2,300	2,830	3,010	3,010
Q [m ³ /s]	2,733	2,822	3,524	4,659	4,659	5,853	6,869	8,452	8,989	8,989
v [m ² /s]	1,15E-06	1,15E-06	1,15E-06	1,15E-06	1,15E-06	1,15E-06	1,15E-06	1,15E-06	1,15E-06	1,15E-06
Re	1,55E+06	1,60E+06	2,00E+06	2,65E+06	2,65E+06	3,32E+06	3,90E+06	4,80E+06	5,10E+06	5,10E+06
R = D/4 [m]	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488
Δs [m]	0,00045	0,00045	0,00045	0,00045	0,00045	0,00045	0,00045	0,00045	0,00045	0,00045
As [m]	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005
c _k	0,090	0,090	0,090	0,090	0,090	0,090	0,090	0,090	0,090	0,090
λ	0,021	0,021	0,021	0,022	0,022	0,021	0,022	0,023	0,021	0,021
k _s [m]	0,003	0,002	0,002	0,003	0,003	0,002	0,003	0,003	0,003	0,003
k _s /d	0,001	0,001	0,001	0,002	0,002	0,001	0,002	0,002	0,001	0,001
k _s /(Δs = k)	5,715	5,191	5,191	6,861	6,861	5,191	6,861	7,482	5,715	5,715
λ _{glatt}	0,011	0,011	0,010	0,010	0,010	0,009	0,009	0,009	0,009	0,009
φ (λ/λ _{glatt})	1,956	1,920	1,991	2,235	2,235	2,160	2,376	2,509	2,364	2,364
u _{0*} [m/s]	0,047	0,048	0,060	0,082	0,082	0,099	0,121	0,150	0,154	0,154
Δs/(v/u _{0*})	18,344	18,719	23,374	32,011	32,011	38,824	47,196	58,728	60,346	60,346
Δs/(v/u _{0*})	203,825	207,987	259,708	355,683	355,683	431,380	524,404	652,537	670,507	670,507
v/u _{0*} [m]	0,00025	0,00024	0,00019	0,00014	0,00014	0,00012	0,00010	0,00008	0,00007	0,00007
δ _l [m]	0,000468	0,000455	0,000375	0,000294	0,000294	0,000240	0,000209	0,000174	0,000165	0,000165
δ _h = 11,6*v/u _{0*} [m]	0,000285	0,000279	0,000223	0,000163	0,000163	0,000134	0,000111	0,000089	0,000087	0,000087
g/(2*u)	5,361	5,190	4,157	3,144	3,144	2,503	2,133	1,733	1,630	1,630
w/(2*R)	0,938	0,969	1,210	1,600	1,600	2,010	2,359	2,903	3,087	3,087
u ² /(2*v)	3,64E+05	3,88E+05	6,05E+05	1,06E+06	1,06E+06	1,67E+06	2,30E+06	3,48E+06	3,94E+06	3,94E+06
g/(2*u _{0*})	104,629	102,536	82,115	59,958	59,958	49,437	40,667	32,682	31,806	31,806
u _{0*} /(2*δ _h)	82,373	85,771	133,734	250,840	250,840	368,969	545,259	844,267	891,408	891,408
u _{0*} /(2*δ _l)	50,050	52,535	79,669	139,308	139,308	206,296	288,459	430,352	466,718	466,718
w/(2*δ _h)	1.607,759	1.694,376	2.641,862	4.783,323	4.783,323	7.288,837	10.397,674	15.919,643	17.398,500	17.398,500
u _{0*} /(2*R)	0,048	0,049	0,061	0,084	0,084	0,102	0,124	0,154	0,158	0,158
u _{0*} ² /(2*v)	955,529	994,946	1.551,315	2.909,739	2.909,739	4.280,043	6.325,000	9.793,492	10.340,332	10.340,332
w/(2*v/u _{0*})	18.650,007	19.654,759	30.645,599	55.486,548	55.486,548	84.550,512	120.613,018	184.667,853	201.822,606	201.822,606
w/(2*2000*v/u _{0*})	9,325	9,827	15,323	27,743	27,743	42,275	60,307	92,334	100,911	100,911
w/(2*c _k *2000*v/u _{0*})=										
w/2Δs	103,611	109,193	170,253	308,259	308,259	469,725	670,072	1025,933	1121,237	1121,237

	Messung 12, April 1949 vor Reinigung (20 Jahre Betrieb, 5 °C)									
	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95
d [m]	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95
A [m ²]	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986	2,986
u [m/s]	0,546	0,585	0,663	0,975	1,170	1,210	1,210	2,340	2,340	3,120
Q [m ³ /s]	1,631	1,747	1,980	2,912	3,494	3,614	3,614	6,988	6,988	9,318
v [m ² /s]	1,52E-06	1,52E-06	1,52E-06	1,52E-06	1,52E-06	1,52E-06	1,52E-06	1,52E-06	1,52E-06	1,52E-06
Re	7,00E+05	7,50E+05	8,51E+05	1,25E+06	1,50E+06	1,55E+06	1,55E+06	3,00E+06	3,00E+06	4,00E+06
R = D/4 [m]	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488	0,488
Δs [m]	0,00350	0,00350	0,00350	0,00350	0,00350	0,00350	0,00350	0,00350	0,00350	0,00350
Δs [m]	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020	0,020
c _k	0,175	0,175	0,175	0,175	0,175	0,175	0,175	0,175	0,175	0,175
λ	0,030	0,027	0,028	0,028	0,026	0,027	0,027	0,026	0,026	0,026
k _s [m]	0,009	0,006	0,007	0,007	0,006	0,007	0,007	0,006	0,006	0,005
k _s /d	0,005	0,003	0,004	0,004	0,003	0,003	0,003	0,003	0,003	0,003
k _s /(Δs = k)	2,690	1,758	2,130	2,002	1,643	1,878	1,878	1,643	1,643	1,532
λ _{glatt}	0,012	0,012	0,012	0,011	0,011	0,011	0,011	0,010	0,010	0,009
φ (λ/λ _{glatt})	2,439	2,181	2,355	2,470	2,408	2,515	2,515	2,696	2,696	2,766
u ₀ * [m/s]	0,033	0,034	0,039	0,057	0,067	0,070	0,070	0,133	0,133	0,176
Δs/(v/u ₀ *)	76,990	77,528	90,318	131,629	153,586	161,863	161,863	307,172	307,172	405,606
Δs/(v/u ₀ *)	439,941	443,017	516,100	752,164	877,635	924,930	924,930	1755,270	1755,270	2317,747
v/u ₀ * [m]	0,000045	0,000045	0,000039	0,000027	0,000023	0,000022	0,000022	0,000011	0,000011	0,000009
δ ₁ [m]	0,000939	0,000884	0,000792	0,000565	0,000482	0,000468	0,000468	0,000263	0,000263	0,000204
δ _n = 11,6*v/u ₀ *	0,000527	0,000524	0,000450	0,000308	0,000264	0,000251	0,000251	0,000132	0,000132	0,000100
g/(2*u)	8,984	8,385	7,398	5,031	4,192	4,054	4,054	2,096	2,096	1,572
u/(2*R)	0,560	0,600	0,680	1,000	1,200	1,241	1,241	2,400	2,400	3,200
u ² /(2*v)	9,81E+04	1,13E+05	1,45E+05	3,13E+05	4,50E+05	4,82E+05	4,82E+05	1,80E+06	1,80E+06	3,20E+06
g/(2*u ₀ *)	146,700	145,682	125,052	85,805	73,538	69,778	69,778	36,769	36,769	27,846
u ₀ */(2*δ _n)	31,702	32,147	43,628	92,666	126,161	140,124	140,124	504,642	504,642	879,889
u ₀ */(2*δ ₁)	17,80	19,040	24,748	50,545	69,178	75,082	75,082	253,744	253,744	430,963
u/(2*δ _n)	517,689	558,545	737,445	1580,516	2213,002	2411,993	2411,993	8852,009	8852,009	15584,853
u ₀ */(2*R)	0,034	0,035	0,040	0,059	0,068	0,072	0,072	0,137	0,137	0,181
u ₀ */(2*v)	367,742	372,901	506,083	1074,925	1463,462	1625,440	1625,440	5853,849	5853,849	10206,711
u/(2*v/u ₀ *)	6,005,198	6,479,121	8,554,359	18,333,990	25,670,825	27,979,120	27,979,120	102,683,299	102,683,299	180,784,295
u/(2*2000*v/u ₀ *)	3,003	3,240	4,277	9,167	12,835	13,990	13,990	51,342	51,342	90,392
u/(2*c _k *2000*v/u ₀ *) =										
u/2Δs	17,158	18,512	24,441	52,383	73,345	79,940	79,940	293,381	293,381	516,527

Magnetitschutzschichten in Verdampferrohren

	Rohr 9	Rohr 10	Rohr 11	Rohr 18	Rohr 19	Probe 108-111	Probe 102
d [m]	0,0345	0,0345	0,0345	0,0345	0,027	0,0319	0,1477
Λ [m ²]	0,000935	0,000935	0,000935	0,000935	0,000573	0,000799	0,017134
u [m/s]	5,700	5,700	5,700	5,700	8,600	2,500	6,600
Q [m ³ /s]	0,005328	0,005328	0,005328	0,005328	0,004924	0,001998	0,113082
v [m ² /s]	1,1767E-07	1,1767E-07	1,1767E-07	1,1767E-07	1,1767E-07	1,21814E-07	1,24888E-07
Re	1,67E+06	1,67E+06	1,67E+06	1,67E+06	1,97E+06	6,55E+05	7,81E+06
$R = D/4$ [m]	0,009	0,009	0,009	0,009	0,007	0,008	0,037
Δs [m]	0,000047	0,000047	0,000047	0,000047	0,000038	0,000062	0,000090
Λs [m]	0,000238	0,000238	0,000238	0,000238	0,000190	0,000310	0,000450
c_k	0,197	0,197	0,197	0,197	0,200	0,200	0,200
λ	0,0255	0,0255	0,0252	0,025	0,023	0,03	0,019
k_s [m]	0,000095	0,000095	0,000091	0,000088	0,000051	0,000154	0,000130
$k_s/(\Delta s = k)$	2,019	2,019	1,934	1,879	1,334	2,484	1,440
λ_{glatt}	0,0106	0,0106	0,0106	0,0106	0,0103	0,0124	0,0083
φ ($\lambda/\lambda_{\text{glatt}}$)	2,404	2,404	2,376	2,357	2,229	2,410	2,278
u_{o^*} [m/s]	0,3218	0,3218	0,3199	0,3186	0,4611	0,1531	0,3216
$\Delta s/(v/u_{o^*})$	128,5387	128,5387	127,7803	127,2723	148,9145	77,9204	231,7912
$\Lambda s/(v/u_{o^*})$	650,898	650,898	647,058	644,485	744,573	389,602	1158,956
v/u_{o^*} [m]	0,000004	0,000004	0,000004	0,000004	0,000003	0,000008	0,000004
δ_l [m]	0,0000078	7,76417E-06	7,76417E-06	7,76417E-06	5,25403E-06	1,63E-05	8,62889E-06
$\delta_n = 11,6^*v/u_{o^*}$ [m]	0,0000042	0,0000042	0,0000043	0,0000043	0,0000030	0,0000092	0,0000045
$g/(2^*u)$	0,861	0,861	0,861	0,861	0,570	1,962	0,743
$u/(2^*R)$	330,4347826	330,4347826	330,4347826	330,4347826	637,037037	156,7398119	89,37034529
$u^2/(2^*v)$	1,381E+08	1,381E+08	1,381E+08	1,381E+08	3,143E+08	2,565E+07	1,744E+08
$g/(2^*u_{o^*})$	15,242	15,242	15,332	15,394	10,637	32,039	15,250
$u_{o^*}/(2^*\delta_n)$	37935,691	37935,691	37489,388	37191,854	77890,204	8293,295	35706,084
$u_{o^*}/(2^*\delta_l)$	20724,057	20724,057	20601,790	20519,874	43882,844	4696,105	18637,629
$u/(2^*\delta_n)$	671928,2	671928,248	667964,035	665308,1	1452659,8	135428,933	732673,4
$u_{o^*}/(2^*R)$	18,656	18,656	18,546	18,472	34,157	9,598	4,355
$u_{o^*}^2/(2^*v)$	440054,012	440054,012	434876,906	431425,502	903526,369	96202,217	414190,6
$u/(2^*v/u_{o^*})$	7794367,7	7794367,7	7748382,8	7717574,0	16850853,7	1570975,6	8499011,2
$u/(2^*2000^*v/u_{o^*})$	3897,184	3897,184	3874,191	3858,787	8425,427	785,488	4249,506
$u/(2^*c_k^*2000^*v/u_{o^*}) =$							
$u/2\Delta s'$	19734,676	19734,676	19618,246	19540,241	42127,134	3927,439	21247,528

Magnetitschutzschichten GKM

d [m]	0,0232	0,0344	0,0293	0,0234	0,0299	0,0298	0,0291	0,0341
Δ [m ²]	0,000422733	0,000929409	0,000674256	0,000430053	0,000702154	0,000697465	0,000665083	0,000913269
u [m/s]	6,362	5,660	6,717	6,308	10,405	10,440	6,959	5,793
Q [m ³ /s]	0,003	0,005	0,005	0,003	0,007	0,007	0,005	0,005
v [m ² /s]	1,23E-07	1,18E-07	1,23E-07	1,23E-07	1,22E-07	1,22E-07	1,22E-07	1,19E-07
Re	1,20E+06	1,65E+06	1,60E+06	1,20E+06	2,55E+06	2,55E+06	1,66E+06	1,66E+06
R = D/4 [m]	0,006	0,009	0,007	0,006	0,007	0,007	0,007	0,009
Δ_s [m]	0,000017	0,000021	0,000018	0,000017	0,000018	0,000017	0,000017	0,000025
Λ_s [m]	0,000300	0,000250	0,000200	0,000300	0,000250	0,000300	0,000275	0,000200
c_k	0,057	0,084	0,090	0,057	0,072	0,057	0,062	0,125
λ	0,033	0,0235	0,0245	0,028	0,022	0,026	0,022	0,026
k_s [m]	0,000153	0,000070	0,000070	0,000089	0,000047	0,000088	0,000046	0,000101
k_s/d	0,006579	0,002037	0,002378	0,003824	0,001583	0,002949	0,001583	0,002949
$k_s/(\Delta_s = k)$	8,978	3,336	3,870	5,263	2,630	5,169	2,710	4,022
λ_{glatt}	0,0112	0,0106	0,0107	0,0112	0,0099	0,0099	0,0106	0,0106
ϕ (λ/λ_{glatt})	2,944	2,211	2,294	2,498	2,222	2,626	2,072	2,449
u_{0*} [m/s]	0,4086	0,3068	0,3717	0,3732	0,5456	0,5951	0,3650	0,3302
$\Delta s/(v/u_{0*})$	56,4747	54,5926	54,3955	51,5761	80,5022	82,9305	50,8546	69,3802
$\Lambda s/(v/u_{0*})$	996,613	649,912	604,394	910,166	1118,086	1463,480	822,648	555,041
v/u_{0*} [m]	0,0000003	0,0000004	0,0000003	0,0000003	0,0000002	0,0000002	0,0000003	0,0000004
δ [m]	6,97641E-06	0	6,84999E-06	0	4,64917E-06	4,63363E-06	6,58758E-06	0
$\delta_n = 11,6*v/u_{0*}$ [m]	0,0000035	0,0000045	0,0000038	0,0000038	0,0000026	0,0000024	0,0000039	0,0000042
$g/(2*u)$	0,771	0,867	0,730	0,778	0,471	0,470	0,705	0,847
$u/(2*R)$	548,4542212	329,063007	458,4794232	539,1190007	695,9653695	700,6441151	478,3127266	339,7631599
$u^2/(2*v)$	1,645E+08	1,357E+08	1,834E+08	1,617E+08	4,437E+08	4,467E+08	1,985E+08	1,410E+08
$g/(2*u_{0*})$	12,004	15,990	13,196	13,144	8,990	8,242	13,440	14,852
$u_{0*}/(2*\delta_n)$	58509,664	34373,432	48417,008	48799,565	105182,266	125141,985	47058,138	39504,790
$u_{0*}/(2*\delta)$	29285,228	19592,015	27131,608	26516,421	58679,890	64220,617	27700,367	21390,710
$u/(2*\delta_n)$	910994,228	634211,282	874902,988	824863,195	2005747,118	2195135,630	897363,479	692959,854
$u_{0*}/(2*R)$	35,225	17,835	25,372	31,895	36,497	39,943	25,083	19,369
$u_{0*}^2/(2*v)$	678712,099	398731,816	561637,293	566074,951	1220114,288	1451647,026	545874,399	458255,562
$u/(2*v/u_{0*})$	10567533,044	7356850,870	10148874,663	9568413,061	23266666,572	25463573,308	10409416,362	8038334,310
$u/(2*2000*v/u_{0*})$	5283,77	3678,43	5074,44	4784,21	11633,33	12731,79	5204,71	4019,17
$u/(2*c_k*2000*v/u_{0*})$								
=								
u/2Δ_s'	93242,94	43790,78	56382,64	84427,17	161574,07	224678,59	84193,81	32153,34

Schluchsee-Schwarza Stollen, Geothermische Wärmetauscher

	Schluchsee-Schwarza Stollen	Gudmundsson	(Hveragerdi) 30°C	(Hveragerdi) 80°C
d [m]	4,1	0,61	0,00955	0,00955
A [m ²]	13,203	0,292246657	7,16303E-05	7,16303E-05
u [m/s]	5,000	0,500	1,831	1,831
Q [m ³ /s]	66,013	0,146	0,00013	0,00013
v [m ² /s]	1,31E-06	2,20E-06	8,00E-07	3,70E-07
Re	1,56E+07	1,39E+05	2,19E+04	4,73E+04
R = D/4 [m]	1,025	0,153	0,002	0,002
Δs [m]	0,00075	0,001080	0,000123	0,000123
Δs [m]	0,0027	0,004730	0,000870	0,000870
c_k	0,278	0,228	0,141	0,141
λ	0,018	0,0649	0,112	0,112
k_s [m]	0,002861	0,024729	0,001139	0,001139
k_s/d	0,000698	0,040539	0,119263	0,119263
$k_s/(\Delta s = k)$	3,815	22,897	9,260	9,260
λ_{glatt}	0,0076	0,0166	0,0239	0,0204
φ (λ/λ_{glatt})	2,382	3,919	4,687	5,479
u_0 [m/s]	0,2372	0,0450	0,2166	0,2166
$\Delta s/(v/u_0)$	135,7848	22,1079	33,3095	72,0204
$\Delta s/(v/u_0)$	488,825	96,825	235,603	509,413
v/u_0 [m]	0,000055	0,0000489	0,000037	0,000017
δ_l [m]	0,000130328	0,001212313	9,55607E-05	4,8669E-05
$\delta_n = 11,6*v/u_0$ [m]	0,0000641	0,0005667	0,0000428	0,0000198
$g/(2*u)$	0,981	9,810	2,679	2,679
$u/(2*R)$	2,43902439	1,639344262	383,4554974	383,4554974
$u^2/(2*v)$	9,542E+06	5,682E+04	2,095E+06	4,530E+06
$g/(2*u_0)$	20,681	108,916	22,641	22,641
$u_0/(2*\delta_n)$	1850,816	39,736	2528,871	5467,830
$u_0/(2*\delta_l)$	909,897	18,574	1133,556	2225,719
$u/(2*\delta_n)$	39018,627	441,171	21372,865	46211,599
$u_0/(2*R)$	0,116	0,148	45,371	45,371
$u_0^2/(2*v)$	21469,466	460,938	29334,909	63426,830
$u/(2*v/u_0)$	452616,077	5117,581	247925,229	536054,550
$u/(2*2000*v/u_0)$	226,31	2,56	123,96	268,03
$u/(2*c_k*2000*v/u_0) =$				
$u/2\Delta s$	814,71	11,21	876,81	1895,80

A.4. Fehlerbetrachtung der berechneten fiktiven Rauheiten bei selbstorganisierender Rauheit

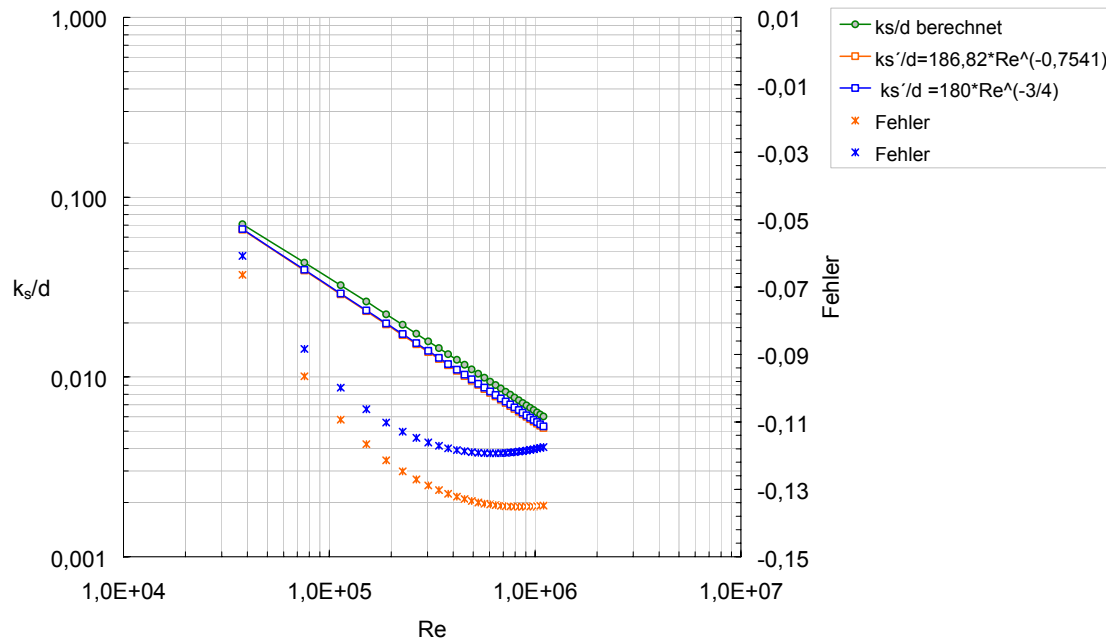


Bild 8.2: Fehler Ecker-Fernwasserleitung berechnet zur Näherungslösung

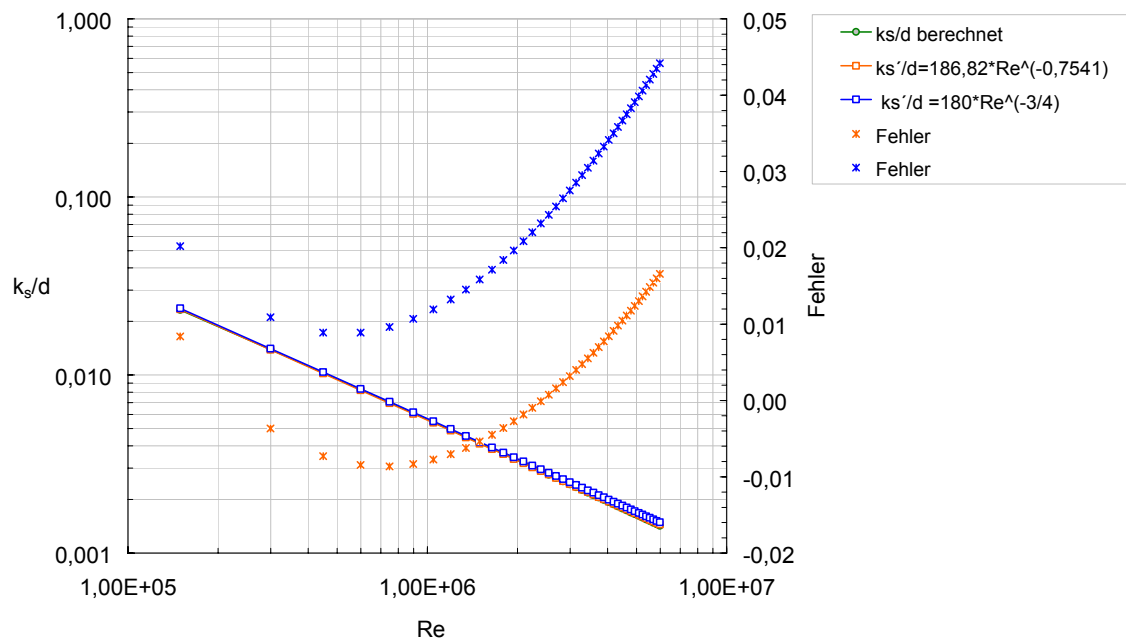


Bild 8.3: Fehler Bèvercè berechnet zur Näherungslösung

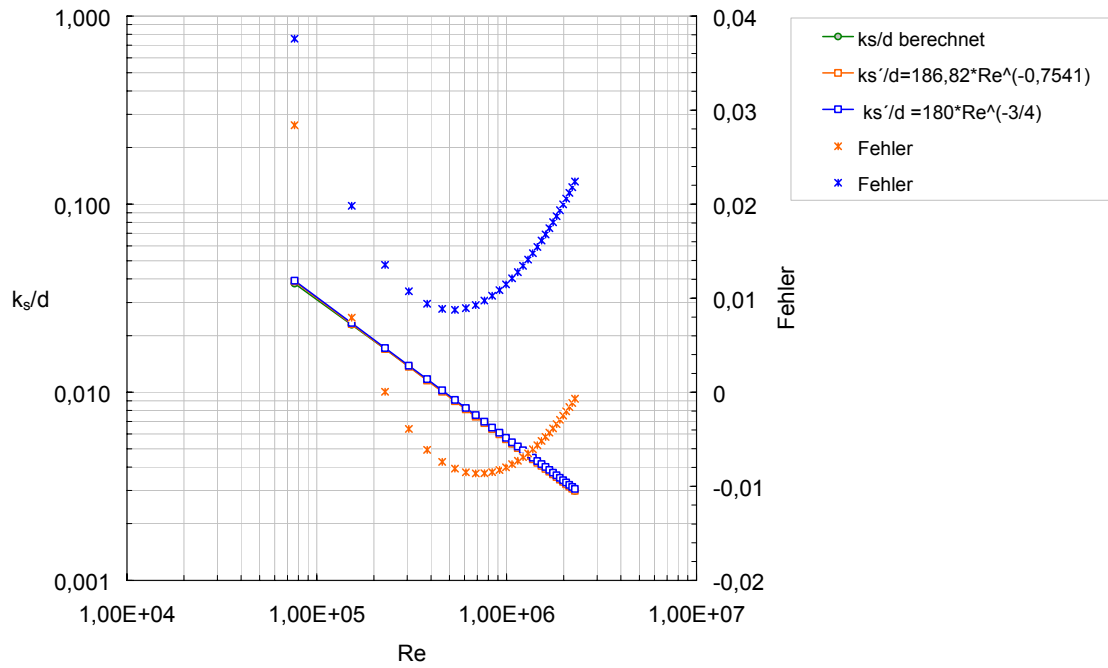


Bild 8.4: Fehler Dresden berechnet zur Näherungslösung

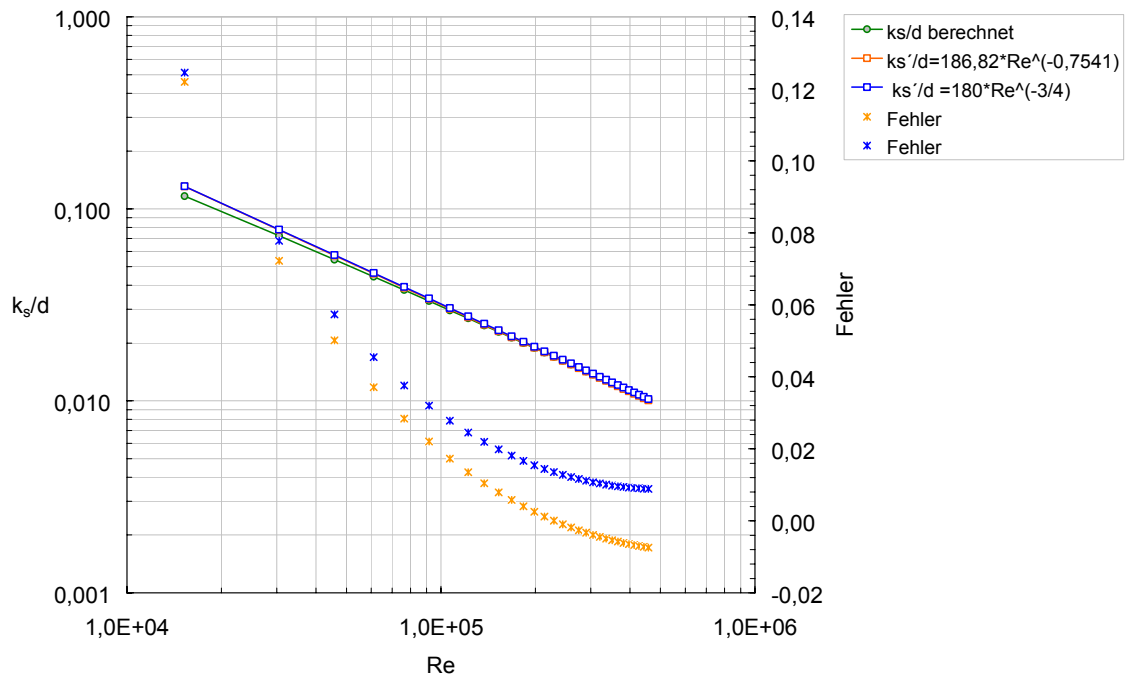


Bild 8.5: Fehler Oker berechnet zur Näherungslösung

A.5. Widerstandsbeiwerte der Erreger- bzw. Eigenfrequenz

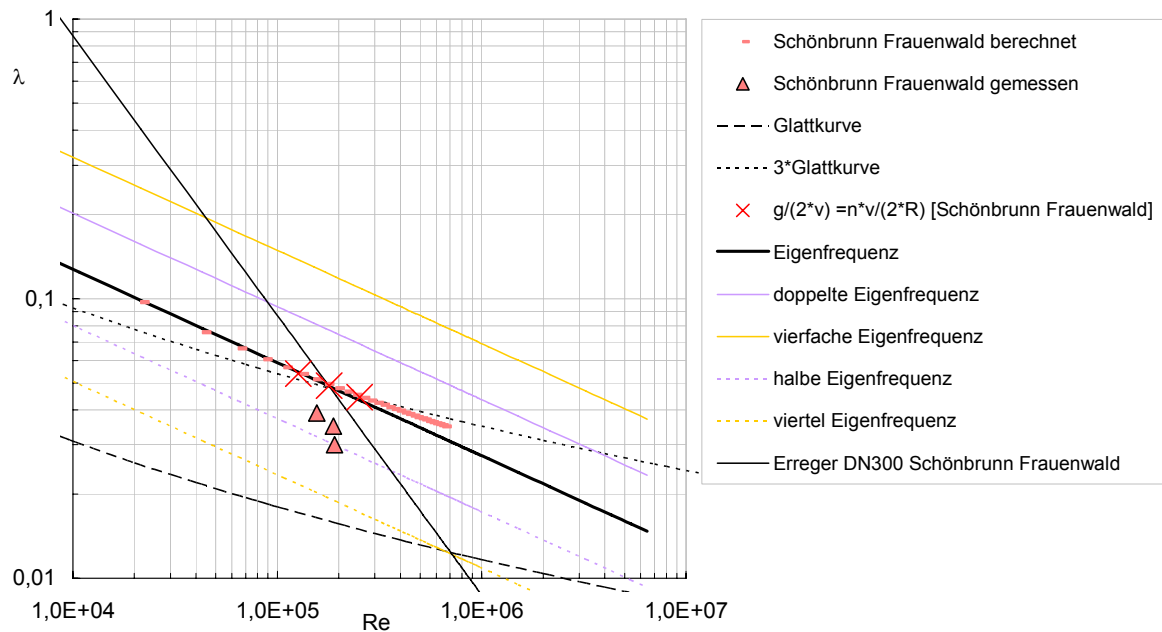


Bild 8.6: Reibungsbeiwerte λ bei selbstorganisierender Rauheit: Schönbrunn –Frauenwald DN 300

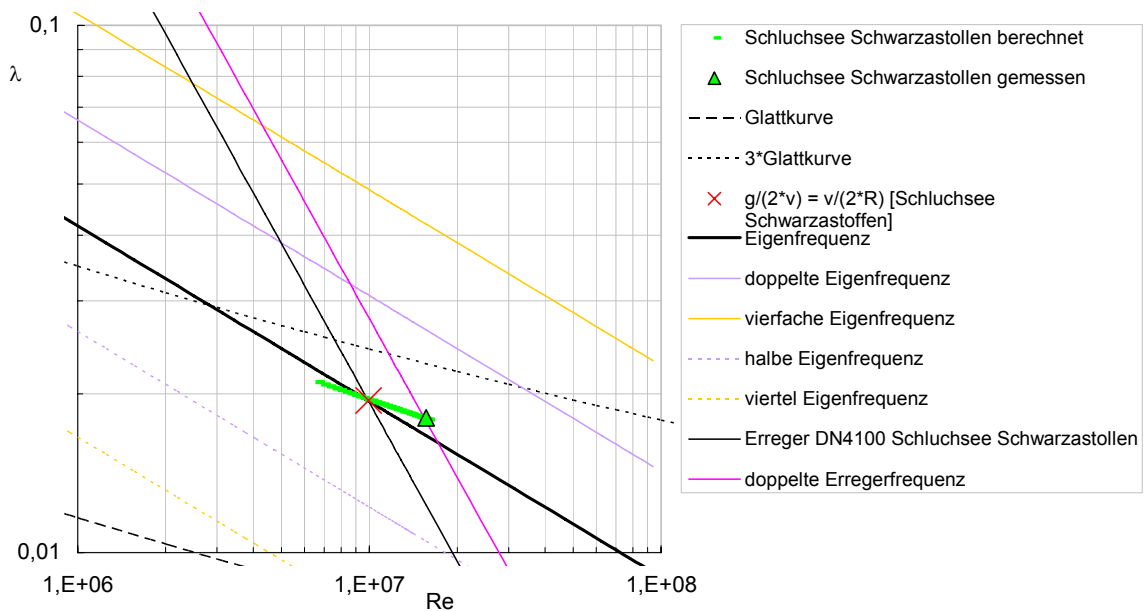


Bild 8.7: Reibungsbeiwerte λ bei selbstorganisierender Rauheit: Schluchsee Schwarzastollen DN 4.100

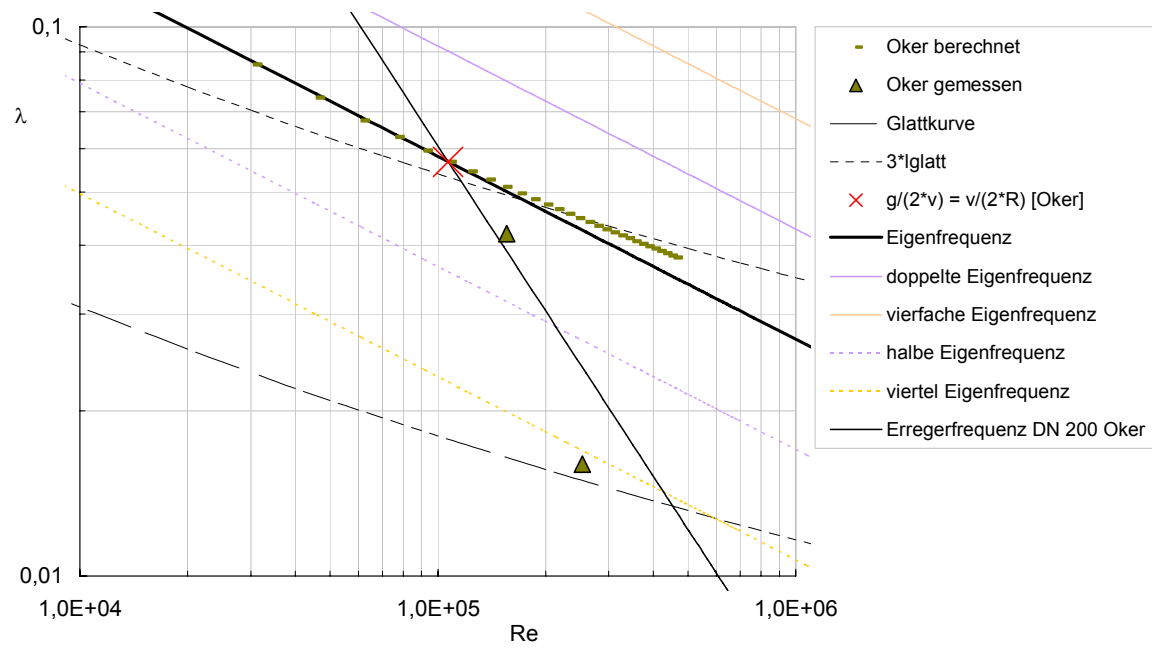


Bild 8.8: Reibungsbeiwerte λ bei selbstorganisierender Rauheit: Oker Leitung DN 200

A.6. Berechnete und gemessene Eigenfrequenz der Rohrströmung

Tabelle 8.1: Berechnete und gemessene Eigenfrequenz der Strömung - in Rohrachse

Q	u. (=Q/A ₂)	u. (+8%)	Re	u _{max}	f _E	f _{gem}	Abweichung
[l/s]	[m/s]	[m/s]	[-]	[m/s]	[Hz]	[Hz]	[%]
28	3,61	3,90	289162	4,57	95,5	94,2	-0,5
26	3,35	3,62	268507	4,24	88,7	87,4	-0,8
24	3,09	3,34	247853	3,92	81,9	81,2	-1,4
22	2,84	3,06	227198	3,59	75,1	73,2	-1,6
20	2,58	2,78	206544	3,26	68,2	67,3	-1,5
18	2,32	2,51	185890	2,99	62,6	61,8	-1,8
16	2,06	2,23	165235	2,66	55,6	54,0	0,5
14	1,80	1,95	144581	2,33	48,7	47,6	-1,0
12	1,55	1,67	123926	2,00	41,7	41,6	0,7
10	1,29	1,39	103272	1,66	34,8	35,2	1,1
8	1,03	1,11	82618	1,33	27,8	28,0	0,7
6	0,77	0,84	61963	1,00	20,9	21,0	0,5
4	0,52	0,56	41309	0,68	14,2	-	-
2	0,26	0,28	20654	0,34	7,1	6,4	-10,5

Tabelle 8.2: Prognostizierte Erregerfrequenzen der Strömung in Rohrachse

Q	u_{\max}	f_R (prognostiziert)	Abtastfrequenz Messflügel $f_\Lambda = ((v-0.0197)/0.0107)$	nachweisbare NYQUIST-Frequenz $f_N = f_\Lambda/2$
[l/s]	[m/s]	[Hz]		
28	4,57	1,07	374,44	187,22
26	4,24	1,16	349,33	174,67
24	3,92	1,25	321,01	160,50
22	3,59	1,37	290,70	145,35
20	3,26	1,50	265,73	132,86
18	2,99	1,64	240,94	120,47
16	2,66	1,84	213,82	106,91
14	2,33	2,11	190,44	95,22
12	2,00	2,46	166,52	83,26
10	1,66	2,95	139,94	69,97
8	1,33	3,69	110,39	55,20
6	1,00	4,92	82,67	41,34
4	0,68	7,20	54,80	27,40
2	0,34	14,40	25,79	12,90

Tabelle 8.3 Berechnete und gemessene Eigenfrequenz der Strömung - Rohrachse+ y_m

Q	u_{calc} (=Q/A)	u_{meas} (+8%)	Re	f_E	f_{gem}	Abweichung
[l/s]	[m/s]	[m/s]	[-]	[Hz]	[Hz]	[%]
28	3,61	3,90	289162	81,5	90,1	10,5
26	3,35	3,62	268507	75,7	82,3	8,8
24	3,09	3,34	247853	69,8	75,5	8,1
22	2,84	3,06	227198	64,0	69,0	7,8
20	2,58	2,78	206544	58,2	63,1	8,4
18	2,32	2,51	185890	52,4	56,9	8,7
16	2,06	2,23	165235	46,6	50,7	8,8
14	1,80	1,95	144581	40,7	44,1	8,3
12	1,55	1,67	123926	34,9	37,7	7,8
10	1,29	1,39	103272	29,1	31,2	7,1
8	1,03	1,11	82618	23,3	24,4	4,7
6	0,77	0,84	61963	17,5	17,7	1,1
4	0,52	0,56	41309	11,6	10,8	-7,4
2	0,26	0,28	20654	5,8	4,6	-21,8

9 LITERATURVERZEICHNIS

- [ABEL77] ABELEV, A.S.; DOLNIKOV, L.L.; VILIN, G.V.: *On dynamic criterion for vertical-lift sluice gates considering hydrodynamic damping XVII*. IAHR-Kongress, Baden-Baden, 1977
- [AHR75] AHRNBORN, L.: *Aspekte der Ausbildung von kristallinen Ablagerungen auf dampferzeugenden Oberflächen*, VGB Kraftwerkstechnik 55, Heft 4, S.239-249, April 1975
- [AND02] ANDERSEN, K. H., ABEL, M., KRUG, J., ELLEGAARD, C., SONDERGAARD, L. R., UDESEN, J.: *Pattern Dynamics of Vortex Ripples in Sand: Nonlinear Modeling and Experimental Validation*, Physical Review Letters, Volume 88, Number 23, p. 234302-1 - 4, 2002
- [AUG01] AUGUSTIN, W., BOHNET, M.: *Einfluss einer pulsierenden Strömung auf das Foulingverhalten an wärmeübertragenden Flächen*, Chemie Ingenieur Technik (73), Wiley-VCH Verlag GmbH, S. 1139-1144, 2001
- [BEZZ02] BEZZOLLA, G. R.: *Fließwiderstand und Sohlenstabilität natürlicher Gerinne unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses der relativen Überdeckung*, Dissertation an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich, 2002
- [BILL98] BILLETER, P.: *Strömungsinduzierte Schwingungen von Schützen mit mehreren Freiheitsgraden*, Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Nr. 160, Hydrologie und Glazialogie der ETH Zürich, 1998
- [BLAND75] BLAND, C.E.G., BAYLEY, R. W., THOMAS, E. V. : *Some observations on the accumulation of slime in drainage pipes and the effect of these accumulations on the resistance to flow*, The Public Health Engineer, H.13, S. 21-28, 1975
- [BLAC87] BLACKWELDER, R., F.: *Coherent structures associated with turbulent transport*, Proc. 2nd Int. Symposium on Transport Phenomena in Turbulent Flows, S. 1–20, 1987
- [BOH98] BOHL, W.: *Technische Strömungslehre*, 11. durchgesehene Auflage, Vogel Verlag 1998
- [BOLL89] BOLLRICH, G. UND AUTORENKOLLEKTIV: *Technische Hydromechanik Band 2, Spezielle Probleme*, VEB Verlag für Bauwesen, Berlin 1989
- [BOLL00] BOLLRICH, G.: *Technische Hydromechanik Band 1*, 5. bearbeitete Auflage, HUSS-MEDIEN GmbH, Berlin 2000
- [BOTT78] BOTT, T. R., GUDMUNDSSON, J. S.: *Rippled, Silica Deposits in Heat Exchanger Tubes*, 6th. Inter. Heat Transfer Conference, Bd.4, August 7.-11. Toronto, Kanada, S.373-378, 1978
- [BRAU63] BRAUER, H.: *Strömungswiderstand riffelrauber Robre*, Chemiker-Ztg./Chemische Apparatur, 87. Jahrgang, Nr.6, S.199-208 und Nr. 8, S.289-293, 1963
- [BRAU58] BRAUN W.: *Verringerte Leistung einer Talsperrenwasserleitung infolge riffelförmiger Ablagerungen im Robrinneren*, VEB (K) Wasserwirtschaft Dresden WWT 8. Jahrgang, Heft 5, S.230-233, 1958

- [BUNG04] BUNDGAARD, F., ELLEGARD, C., SCHEIBYE-KNUDSEN, K., BOHR, T., SAMS, T.: *Pattern formation of underwater sand ripples with skewed drive*, <http://www.nbi.dk/~bundgard/>, Preprint, S.1-9, February 20, 2004
- [BÜNG79] BÜNGER, A.: *Untersuchung der Geschiebebewegung und Prognose der Verlandung der Stauseen unter den Bedingungen kleiner Flüsse der DDR*. Dissertation, Taschkent 1979 (russ.)
- [BUSS04] BUSSE, F. H.: *Wie die Turbulenz einsetzt*, Physik Journal 3, Nr. 11 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, S. 22-23, 2004
- [COLE37/1] COLEBROOK, C. F.: *The Reduction of Carrying Capacity of Pipes with Age*, Journal of the Institution of Civil Engineers, Vol.7, S. 99-118, 1937
- [COLE37/2] COLEBROOK, C.F.: *Diskussionsbeiträge zu: The Reduction of Carrying Capacity of Pipes with Age*; Journal of the Institution of Civil Engineers, Vol.9, S.381-399, 1937
- [COLE00] COLEMAN, S, ELING, B.: *Sand wavelets in laminar open-channel flows*; Journal of Hydraulic Research, Vol. 38, No 5, 331-338, 2000
- [CORI69] CORINO, E. R., BRODKEY, R.S.: *A visual investigation of the wall region in turbulent flow*, J. Fluid Mech. 37, 1-30, 1969
- [DÖHL69] DÖHLER, M.: *Photogrammetrische Erfassung der Struktur von Schlammablagerungen in Druckstollen*, Die Wasserwirtschaft 54, Nr. 6, S.173-176, 1969
- [DUBO78] DUBOV, A.S.; BYKOVA, L.P.; MARUNIČ, S.V.: *Turbulenz in der Vegetation* (russ.), Leningrad 1978
- [EBE01] EBELING, W., FREUND, J., SCHWEITZER F.: *Anwendungsmöglichkeiten der Selbstorganisation in: HANS-WOLF REINHADT, ROLF Reiner (Hrsg.) Natürliche Konstruktionen in Raum und Zeit*, IWB Stuttgart, ISBN 3-8311-3249-6, 2001
- [ECK78] ECK, B.: *Technische Strömungslehre, Band 1, Grundlagen*, Springer-Verlag, Berlin, ISBN 3-540-08635-8, 1978
- [FAIS03] FAISST, H., ECKHARDT, B.: *Traveling waves in pipe flow*, Physical Revue Lett. 91, 224502, 2003
- [FRO23] FROMM, K.: *Strömungswiderstand in rauhen Rohren*, Hauptaufsatz, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Bd. 3, S. 339-358, Berlin 1923
- [FURU76] FURUYA, Y., MIYATA, M., FUJITA, H.: *Turbulent boundary layer on flow-resistance on plates roughened by wires*, Journal of Fluids Engineering Vol.98, Nr. 4, S.635-644, 1976
- [FÜHR83] FÜHRBÖTER, A.: *Zur Bildung von makroskopischen Ordnungsstrukturen (Strömungsriffeln und Dünen) aus sehr kleinen Zufallsströmen*, Leichtweiss-Institut für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig, Mitteilungen Heft 79, S. 1-49, 1983
- [GARC95] GARCIA, M., LOPEZ, F., NINO, Y.: *Characterization of near-bed coherent structures in turbulent open channel flow using synchronized high-speed video and hot-film measurements*, Experiments in Fluids, 19, S. 16-28, 1995

- [GARC96] GARCIA, M., NINO, Y., LOPEZ, F.: *Laboratory Observations of Particle Entrainment into Suspension by Turbulent Bursting*, in: *Coherent Flow Structures in Open Channels*, John Wiley & Sons Ltd. England., 1996
- [GRIE95] GRIEBEL, M., DORNSEIFER, TH., NEUNHOEFFER, T.: *Numerische Simulation in der Strömungsmechanik – Eine praxisorientierte Einführung*, 5, Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 1995
- [GEB60/1] GEBNER, W.: *Druckverluste in Rohrleitungen und geschlossenen Kanälen bei Riffelrauheit*, Dissertation, TU Darmstadt, 1960
- [GEB60/2A] GEBNER, W.: *Druckverluste in Rohrleitungen und geschlossenen Kanälen bei Riffelrauheit*, Chemiker Zeitung / Chemische Apparatur, 84. Jahrg., Nr. 10, S.329ff., 1960
- [GEB60/2B] GEBNER, W.: *Druckverluste in Rohrleitungen und geschlossenen Kanälen bei Riffelrauheit*, Chemiker Zeitung / Chemische Apparatur, 84. Jahrg., Nr. 12, S.394ff., 1960
- [GEB60/2C] GEBNER, W.: *Druckverluste in Rohrleitungen und geschlossenen Kanälen bei Riffelrauheit*, Chemiker Zeitung / Chemische Apparatur, 84. Jahrg., Nr. 14, S.463ff., 1960
- [GERS91] GESRTEN, K.: *Einführung in die Strömungsmechanik*, 6. überarbeitete Auflage, Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 1991
- [GIRG76] GIRGIDOV, A..D.: *Zur Berechnung der turbulenten Diffusion in der parallel-ebenen Strömung* (russ.), *Isvestija VNIJG*, Bd. 112, S. 14-17, 1976
- [GRAS70] GRASS, A.J.: *Initial instability of fine bed sand*, *Journal of the Hydraulics Division*, Vol. 96, HY 3 pp. 619-63., 1970
- [GRAS71] GRASS, A.J.: *Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries*, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 50, Part 2, pp. 233-255, 1971
- [GRAS91] GRASS, A.J., STUART, A.J., MANSOUR-TEHRANI, M.: *Vortical structures and coherent motion in turbulent flow over smooth and rough boundaries*, *Phil. Transactions of the Royal Society, A*, 336, pp. 35-65, 1991
- [HACK70] HACKESCHMIDT, M.: *Einführung in die Strömungsmechanik Band II*, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1970
- [HAK90] HAKEN, H.: *Synergetik – Eine Einführung*, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, ISBN 3-540-51692-1, 1990
- [HAK91] HAKEN, H., WUNDERLICH A.: *Selbststrukturierung der Materie – Synergetik in der unbelebten Welt*, Vieweg-Verlag, Braunschweig, ISBN 3-528-06315-7, 1991
- [HARD79] HARDTKE, P. G.: *Turbulenz erzeugte Sedimentriffeln*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1979
- [HASZ79] HASZPRA, O.: *Modelling Hydroelastic Vibrations*, Budapest, 1979

- [HEI78] HEIMSCH, R., HEGELE, E., PFAU, B., BURSİK, A., RICHTER, R., WELTER, H.: *Beobachtungen über den Einfluss von Massenstrom, Geschwindigkeit und mechanischer Beanspruchung auf das Schichtwachstum in Heißwasser*, VGB Kraftwerkstechnik, 58, Heft 2, S.117-126, Februar 1978
- [HELD74] HELD, H.-D.: *Zur Frage der Magnetitablagerungen in Zwangsdurchlaufkesseln*, VGB Kraftwerkstechnik 54, Heft 6, S.406-408, Juni 1974
- [HELL02] HELLÉN, E. K. O., KRUG, J.: *Coarsening of Sand Ripples in Mass Transfer Models with Extinction*, 2002
- [HOF04] HOF, B., VAN DOORNE, C.W.H., WESTERWEEL, J., NIEUWSTADT, F.T.M., FAISST, H., ECKHARDT, B., WEDIN, H., KERSWELL, R.R. WALEFFE, F.: *Experimental observation of non-linear traveling waves in turbulent pipe flow*, Science 305, S. 1594-1598., 2004
- [HOLT69] HOLTORFF, G.: *Die Riffelbildung im Wandbelag von Rohrleitungen*, Gas- und Wasserfach, 110, 48, S.1338-1344, 1969
- [HOPF23] HOPF, L.: *Die Messung der hydraulischen Rauheit, Hauptaufsatz*, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Bd. 3, S. 329-339, Berlin 1923
- [HOST83] HOSTGAARD-JENSEN, P.: *Verbesserung der Druckverlust- und Temperaturverhältnisse in zwei Durchlaufkesseln nach Umstellung der Speisewasserkonditionierung auf kombinierte Anwendung von Ammoniak und Sauerstoff*, VGB Kraftwerkstechnik 63, Heft 1, S.74-85, Januar 1983
- [HUUR99] HUURDEMAN, B.: *Numerische Simulation inkompressibler turbulenter Strömungen mit Mehrgitterverfahren auf unstrukturierten Gittern*, Dissertation, Universität Stuttgart, 1999
- [JI98] JI, Z.-G., MENDOZA, C.: *Instability of the viscous sublayer for ripple interception*, Mechanics Research Communications, Vol 25 No 1, pp. 3-13 1998
- [JUF74] JUFIN, A.P.: *Hydromechanisierung* (russ.), Moskau 1974
- [JUL02] JULIEN, P. Y., ASCE, M., KLAASSEN, G. J., TEN BRINKE, W.B.M., WILBERS, A.W.E.: *Case Study: Bed Resistance of Rhine River during 1998 Flood*, Journal of hydraulic Engineering, S. 1042-1050, December 2002
- [KAUTZ84] KAUTZ, H.R., ZÜRN, H.E.D.: *Rohrleitungen im Zeitstandbereich*, VGB Kraftwerkstechnik 64, Heft 9, S.815-825, September 1984
- [KÄHL04/1] KÄHLER C. J.: *The significance of coherent flow structures for the turbulent mixing in wall-bounded flows*, Dissertation, Georg-August-Universität zu Göttingen, 2004
- [KÄHL04/2] KÄHLER, C. J.: *The significance of turbulent eddies for the mixing in boundary layers*, IUTAM Symposium, One Hundred Years on Boundary Layer Research, Göttingen, August 2004
- [KEF90] KEFER, V., KÖHLER, W., WITTCHEW, E.: *Wärmeübergang und Druckverlust in Dampferzeuger-
rohren: Forschung und Anwendung*, VGB Kraftwerkstechnik 70, Heft 10, S.827-832, Oktober 1990
- [KEUL49] KEULEGAN, G.H.: *Inferfacial Instability and Mixing in Stratified Flows*. National Bureau of Standards, Journal of Research, Vol. 43, S. 487-499, 1949

- [KHE00] KHELIFA, A., OULLET, Y.: *Prediction of sand ripple geometry under waves and currens*, Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, S.14-22, Janury /February 2000
- [KINZ04] KINZELBACH, W., BÜHLER, J.: *Skript der Vorlesung Hydraulik I*, Institut für Hydromechanik und Wasserwirtschaft ETHZ, Quelle: <http://www.ihw.ethz.ch/GWH>, 26-05-2004
- [KIRSCH48] KIRSCHMER, O.: *Reibungsverluste in Rohren und Kanälen*, Die Wasserwirtschaft, S.137ff., 39. Jahrg.
- [KIRSCH52] KIRSCHMER, O.: *Kritische Betrachtungen zur Frage der Rohrreibung*, Zeitschrift des VDI, Band 94 Heft 1, S. 785-791, 1952,
- [KIRSCH66] KIRSCHMER, O.: *Reibungsverluste in Rohren, Robre, Rohrleitungsbau, Rohrleitungstransport*, Zeitschrift des VDI, Heft 1, S. 23-29, Februar 1966
- [KLINE67] KLINE, J. S., REYNOLDS, W. C., SCHRAUB, F.A., RUNSTADL, P.W.: *The structure of turbulent boundary layers*, J. Fluid Mech., vol.30, part 4, S.741-773, 1967
- [KOLM76] KOLKMANN, P.A.: *Flow-induced Gate Vibrations*. Dissertation, TU-Delft, 1976
- [KOLM41] KOLMOGOROV, A.N.: *The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluids for Very Large Reynolds Numbers*, Comptes Rendus (Doklady) de l' Academie des Sciences de l' URSS, vol. XXX, no. 4, 1941
- [KRA72] KRANAWETTREISER, J.: *Probleme der Dichteschichtung: Entscheidungsvorbereitung für den Einsatz Flusswasserbelüftungsanlagen*, Dissertation, TU Dresden, 1972
- [KRA85] KRANAWETTREISER, J.: *Übertragbarkeit vom Modell auf die Großausführung*. Institut für Wasserwirtschaft, Hydrolabor Schleusingen, 1985 (unveröffentlicht)
- [KRA86/1] KRANAWETTREISER J. *Schwingungen im Zusammenhang mit Strömungsvorgängen, Forschungsbericht*, Institut für Wasserwirtschaft, Hydrolabor Schleusingen, 1986 (unveröffentlicht)
- [KRA86/2] KRANAWETTREISER, J.: *Schwingungsuntersuchungen am Wehr Gnevsdorf*, Institut für Wasserwirtschaft, Hydrolabor Schleusingen 1986 (unveröffentlicht)
- [KRA95] KRANAWETTREISER, J., SCHRÖTER: *Ursachenanalyse und Maßnahmeplan zur Sanierung einer Brauchwasserleitung in Ostthüringen, Abschlussbericht (unveröffentlicht)*, Hydrolabor Schleusingen-Bauhaus- Universität Weimar, 1995
- [KRA02] KRANAWETTREISER, THÜRMER, K., J., SAUERWEIN, J.: *Studie über die hydraulischen Probleme der Kläranlage Meinigen, Abschlussbericht (unveröffentlicht)*, Hydrolabor Schleusingen Bauhaus-Universität Weimar, Feb. 2002
- [KRAU02] KRAUS, TH.: *Rauheitsänderung durch Biofilmbewuchs in Druckerohrleitungen*, Mitteilungen, Heft 123, Institut für Wasserbau und Wasserwirtschaft, Technische Universität Darmstadt, 2002
- [KUN01] KUNZ, H.: *Prinzipien der Selbstorganisation Untersuchungen zu strukturbildenden Prozessen und Entwicklung einer experimentellen Konzeption zur Einbindung dier Thematik in einen zeitgemäßen Chemieunterricht*, Dissertation, Universität Oldenburg, Juli. 2001

- [KUB83] KUBMAUL, K., NAVAB-MOTLAGH, M.: *Verhalten der Magnetitschutzschicht unter Kesselbedingungen*, VGB Kraftwerkstechnik 63, Heft 2, S.153-162, Februar 1983
- [LANG01] LANG, C., DE LOS SANTOS RAMOS, F. J., KÜH, G.: *Stabilität und Materialtransport bei Durch- und Überströmung der Sohle von Wasserstraßen*, Bericht Nr. 782, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, Sept. 2001
- [LAUD72] LAUNDER B. E., SPALDING D. B.: *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London 1972
- [LEW92] LEWANDOWSKI, Z., STOODLEY, P.: *Flow induced Vibrations, Drag Force, and Pressure Drop in Conduits covered with biofilms*, Water Science & Technology, Vol. 26, No. 3-4, S. 577-584, 1992
- [LOOS95] VAN LOOSDRECHT, M.C.M., EIKELBOOM, D., GJALTEMA, A., MULDER, A., TIJHUIS, L., HEIJNEN, J.J.: *Biofilm structures*, Wat. Sci. Tech. Vol. 32, No.8., pp. 35-43, 1995
- [LUKO02] LUKOWICZ, J.: *Zu kohärenten Turbulenzstrukturen in der Strömung gegliederter Gerinne*, Dissertation, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2002
- [MAL04] MALCHOW, H.: *Nichtlineare Dynamik und Selbstorganisation*, Skript, Institut für Umweltsystemforschung Fachbereich Mathematik/Informatik Universität Osnabrück, Osnabrück, 2004
- [MAR00] MARTIN, H., POHL, R. U. A.: *Technische Hydromechanik Band 4, Hydraulische und numerische Modelle*, HUSSS-MEDIEN GmbH, Berlin 2000
- [MÖB40] MÖBIUS, H.: *Experimentelle Untersuchung des Widerstandes und der Geschwindigkeitsverteilung in Rohren mit regelmäßig angeordneten Rauheiten bei turbulenter Strömung*, Leipzig, Physikalisches Institut der Universität, 1940
- [MORR71] MORRISON, W.R.B., BULLOCK, K. J.: *Experimental evidence of waves in the sublayer*, J. Fluid Mech., vol.47, part 4, S. 639-656, 1971
- [MOTZ37] MOTZFELD, H.: *Die turbulente Strömung an welligen Wänden*, ZAMM, Band 17, Heft 4, 1937
- [MUSK77] MUSKATIROVIĆ, J.; DJONIN, R.: *Analysis of phenomena associated with operation of a reversed tainter gate*, XVII. IAHR-Kongress, Baden-Baden, 1977
- [NAU79] NAUDASCHER E, ROCKWELL D.: *Practical Experiences with Flow –Inducted Vibrations*, LAHR / IUTAM Symposium Karlsruhe. Springer-Verlag, 1979
- [NAU80] NAUDASCHER E, ROCKWELL D.: *Oscillator model approach to the identification and assessment of flow-induced vibrations in a system*. Journal Hydraulic Res. 18: S.59–82, 1980
- [NEZU93] NEZU, I. NAKAGAWA, H.: *Turbulenz in Open-Chanel Flows*, IAHR/AIRH Monograph Series, Balkema Publishers, Rotterdam, 1993
- [NIK26] NIKURADSE, J.: *Untersuchung über die Geschwindigkeitsverteilung in Turbulenten Strömungen*, VDI-Verlag G.m.b.H., Berlin SW, 1926

- [NIK32] NIKURADSE, J.: *Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Rohren*, Forschungsheft 356, VDI-Verlag G.m.b.H., Berlin NW 7, 1932
- [NIK33] NIKURADSE, J.: *Strömungsgesetze in rauhen Rohren*, Forschungsheft 361, VDI-Verlag G.m.b.H., Berlin NW 7, 1933
- [NUN56] NUMMER, W.: *Wärmeübergang und Druckverlust in Rauhen Rohren*, VDI-Forschungsheft 455, 1956
- [OZE78] OZEANOLOGIE (RUSS.), Bd. 2, Moskau 1978
- [PET03] PETERMEIER, J.: *Numero-Fuzzy Modell zur Beschreibung des Fouling bei der Erhitzung von Milch*, Dissertation, Lehrstuhl für Fluidmechanik und Prozessautomation der Technischen Universität München, München, 2003
- [PFAU77/1] PFAU, B.: *Riffelrauheit im Wandbelag von Rohrleitungen*, Verfahrenstechnik 11, Nr. 1, S.49-52, 1977
- [PFAU77/2] PFAU, B.: *Versuche zur Schutzschichtbildung in Dampfkesselrohren*, Konferenz-Einzelbericht: Forschung in der Kraftwerkstechnik 1977, Essen S.203-207, 1977
- [PFAU78] PFAU, B., HEIMSCH, R., HEGELE, E., SCHULZ, D., THOMSEN, D.: *Abschlussbericht Nr. 15 zum Teilprojekt B3 - Magnetitschutzschicht- Riffelrauheit*, SFB 157, Institut für Verfahrenstechnik und Dampfkesselwesen, Prof. Dr.-Ing. R. Quack, 1974-1978
- [PFAU87] PFAU, B.: *Magnetitschutzschicht in Verdampferrohren von Zwangsdurchlaufkesseln-Riffelrauheit (TP B 3) in QUACK R., WACHTER J. (Hrsg.): Technik der Wärmekraftwerke – Beiträge zur Kraftwerksforschung; Ergebnisse aus dem Sonderforschungsbereich "Wärmekraftwerk" der Universität Stuttgart*, Weinheim, VCH-Verl.-Ges, 1987, S.74-90
- [POLL59] POLLARD, L., HOUSE, H. E.: *An unusual deposit in a hydraulic tunnel*, Journal of the Power Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, S.163-171 December 1959
- [PRE66] PRESS, H., SCHRÖDER R.: *Hydromechanik im Wasserbau*, Verlag von Wilhelm Ernst und Sohn Berlin, 1966
- [PRI99] PRIGOZHIN, L.: *Nonlinear dynamics of Aeolian sand ripples*, Physical Review E, Volume 60, Number 1, S. 729-733, July 1999
- [RAU02] RAUNER, M.: *Weltformel für Körnchenmuster*, In: Die Zeit, Wissen 32/2002 (Augustausgabe)
- [REICH51] REICHARDT, H.: *Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen*, Zeitschrift für angew. Math. Mech., Bd. 31, Nr. 7, S. 208 ff., Juli 1951
- [ROBI91] ROBINSON, S., K.: *Coherent Motions in the turbulent boundary layer*, Annu. Rev. Fluid Mech, Vol. 23, S. 601-639, 1991
- [RODI78] RODI, W.: *Turbulenzmodelle und ihre Anwendung auf Probleme des Wasserbaus*, Habilitationsschrift, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, Mai 1978
- [ROTT72] ROTTA, J. C.: *Turbulente Strömungen*, B.G. Teubner Stuttgart, S. 127- 251, 1972

- [SALD03] VON SALDERN, J.: *Laserspektroskopische Untersuchungen laminarer Grenzschichten turbulenter Strömungen mit Hilfe molekularer Marker*, Inaugural-Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Juni 2003
- [SAND06] SANDER, M.: *Schwingungsuntersuchung in Druckrohrleitungsströmungen*, Diplomarbeit, Lehrstuhl Wassertechnik und Siedlungswasserbau BTU Cottbus, Juli 2006
- [SCHE76] SCHELESNJAKOV, G.V.: *Durchlassfähigkeit von Kanal- und Flussläufen* (russ.), Leningrad 1976
- [SCHILL23] SCHILLER, L.: *Über den Strömungswiderstand von Rohren verschiedenen Querschnitts und Rauheitsgrades*, Hauptaufsatz, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Bd. 3, S. 2-13, Berlin 1923
- [SCHL36/1] SCHLICHTING, H.: *Experimentelle Untersuchungen zum Rauheitsproblem*, Ingenieur-Archiv, Band VII, 1936
- [SCHL36/2] SCHLICHTING, H.: *XVIII. Ein neues Verfahren zur Messung des Strömungswiderstandes von rauen Wänden*, Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen, 1936
- [SCHL97] SCHLICHTING, H., GERSTEN K.: *Grenzschicht-Theorie*, 9., völlig neu bearbeitete und erweiterte Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997
- [SCHL94] SCHLICHTING, H. J.: *Prozess und Struktur – Probleme der Selbstorganisation im Bereich der unbelebten Struktur.*, Physik in der Schule, Aulis Verlag Deubner Köln und Leipzig, Heft 32/11, S. 392 – 397, 1994
- [SCHL96] SCHLICHTING, H. J., NORDMEIER, V.: *Strukturen im Sand – Kollektives Verhalten und Selbstorganisation bei Granulaten*, Der Mathematische und Naturwissenschaftliche Unterricht, Heft 49/6, S. 323 – 332, 1996
- [SCHM99] SCHMIDT, P.: *Endo-Management. Entrepreneurship im Interface des World Wide Web*, Verlag Paul Haupt, Bern, 1999
- [SCHM01] SCHMIDT, F.: *Transport und Abscheidung submikroner Partikel*, Habilitationsschrift, Universität Duisburg, Duisburg, Januar 2001
- [SCHO69] SCHOCH, W., RICHTER, R., KÖHLE, H.: *Untersuchungen über Druckverlustanstieg und Magnetitbildung an einem Benson-Kessel mit überkritischem Druck*, Mitteilung der Vereinigung der Großkraftwerksbetreiber, 49, Heft 3, S.202-208, Juni 1969
- [SCHO70/1] SCHOCH, W., RICHTER, R., EFFERTZ, P.-H.: *Untersuchung über die Magnetitbildung in einem überkritischen Benson-Kessel*, Der Maschinenschaden 43, Heft 2, 1970
- [SCHO70/2] SCHOCH, W., WIEHN, H., RICHTER, R., SCHUSTER, H.: *Untersuchungen über Druckverlustanstieg und Magnetitbildung an einem Bensonkessel*, Mitteilung der Vereinigung der Großkraftwerksbetreiber, 50, Heft 4, S.277-295, August 1970
- [SCHO72] SCHOCH, W., WIEHN, H., RICHTER, R., SCHUSTER, H.: *Magnetitbildung und Druckverlustanstieg in einem Bensonkessel*, Die Arbeit wurde bei dem ASME 92 nd Winter Annual Meeting, 28. November bis 2. Dezember 1971, Washington D. C., vorgetragen (ASME-Paper 71–

- WA/ HT- 44), VGB Kraftwerkstechnik, Mitteilung der Vereinigung der Großkraftwerksbetreiber, 52, Heft 3, S.228-242, Juni 1972
- [SCHRÖ74] SCHRÖDER, R.C.M.: *Wirkung periodischer Wandwelligkeiten auf den Strömungswiderstand*, IN: *IHH TB 12 Technische Berichte*, Aus dem Institut für Hydraulik und Hydrologie an der technischen Hochschule Darmstadt, Nr.12, S. 47-74, 1974
- [SCHRÖ90] SCHRÖDER, R.C.M.: *Hydraulische Methoden zur Erfassung von Rauheiten*; DVWK Schriften, Deutscher Verband für Wasserwirtschaft und Kulturbau e.V. (DVWK), Verlag Paul Parey Hamburg und Berlin, Nr. 92, 1990
- [SCHU99] SCHUBERT, A.: *Grundlagen für die numerische Simulation von laminaren und turbulenten Hyperballströmungen*, Fortschritt-Berichte VDI, VDI Verlag Düsseldorf, 1999
- [SEIF50] SEIFERTH, R., KRÜGER, W.: *Überraschend hohe Reibungsziffer einer Fernwasserleitung*, VDI-Zeitschrift Bd. 92, Nr. 8, S.189-191, 11. März 1950
- [SIGL96] SIGLOCH, H.: *Technische Fluidmechanik*, 3. vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage, VDI Verlag, Düsseldorf, 1996
- [SNAM81] SNAMENSKIJ, W.A.: *Hydrologische Prozesse und ihre Rolle bei der Formierung der Wassergüte*, (russ), Leningrad, 1981
- [STEN05] STENDEL, T.: *Numerische und experimentelle Untersuchungen an wandmontierten überströmten quaderförmigen Körpern*, Dissertation, Universität Kaiserslautern, 2005
- [STRA65] STRACK, H.: *Zum hydraulischen Verhalten von Leitungen aus Steinzeugrohren*, Inaugural-Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) der Hohen Landwirtschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn, 1965
- [STRAU84] STRAUERT, K. , BURSİK, A.: *Untersuchungen zur Löslichkeit von Oxidschichten auf Stahl in Heißwasser*, VGB Kraftwerkstechnik 64, Heft 8, S.758-765, August 1984
- [STREET35] STREETER, V. L.: *Frictional resistance in artificially roughened pipes*, American Society of civil Engineers/Papers, 1935
- [SUBB77] SUBBOTIN, V.J.; Ibragimov, M.Ch.; TARANOV, G.S.; GUSAKOV, V.J.: *Besonderheiten der Hydrodynamik von Rohren mit regulärer künstlicher Rauheit* (russ.), Turbulentnije tečenija, Moskau, S. 64-69, 1977
- [THOM79] THOMAS, R.M.: *Size of scallops and ripples formed by flowing water*, Nature Vol. 277, © Macmillan Journals Ltd. 1979, S. 281-283, 1979
- [THÜR99] THÜRMER, K.: *Ausbreitungsmechanismen von Suspensionen zur Restaurierung stehender Gewässer am Beispiel des Schmalen Luzin*, Dissertation, Bauhaus-Universität Weimar, Weimar Sept. 1999
- [VDOO04] VAN DOORNE, C.: *Stereoscopic PIV on transition in pipe flow*, Dissertation, Technische Universität Delft, Printed by Febodruk BV, Enschede, ISBN 90-9018499-6, 2004

- [VDI97] VDI-Wärmeatlas: *Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*, Herausgegeben von der Gesellschaft für Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC) im Verein Deutscher Ingenieure (VDI), Springer-Verlag, 1997
- [WAG95] WAGNER, P.M.: *Kohärente Strukturen der Turbulenz im wandnahen Bereich von Ablösegebieten*, Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades-Doktor der Ingenieurwissenschaften-, Fachbereich 10-Verkehrswesen und Angewandte Mechanik der Technischen Universität Berlin, Berlin, 1994, Köster, 1995
- [WAG97] WAGNER, W.: *Strömungen und Druckverlust*, 4. überarbeitete und erweiterte Auflage, Vogel Verlag Würzburg, 1997
- [WIED41] WIEDERHOLD, W.: *Der Druckabfall in Rohrleitungen mit Wälzisolierungen*, GWF, 84. Jahrgang, Heft 15, 1941, S. 232-236
- [WIED47] WIEDERHOLD, W.: *Die Fernwasserversorgung aus der Eckertalsperre*, GWF, 88. Jahrgang, Heft 6, 1947, S. 161-166
- [WIED49] WIEDERHOLD, W.: *Über den Einfluß von Rohrablagerungen auf den hydraulischen Druckabfall*, GWF, 90. Jahrgang, Heft 24, 31. Dezember 1949
- [WILL74] WILLMARTH, W. W., LU, S. S.: *Structure of the Reynolds stress and the occurrence of Bursts in the turbulent boundary layer*, Adv. Geophys., 18A, 287-314, 1974
- [YAL88/1] YALIN, M. S., SCHEUERLEIN, H.: *Friction factors in alluvial rivers*, Institut für Wasserbau und Wassermengenwirtschaft und Versuchsanstalt für Wasserbau Oskar v. Miller-Institut in Obernach Technische Universität München, Bericht Nr. 59, S. 81-94, 1988
- [YAL88/2] YALIN, M.: *On the formation mechanism of dunes and ripples*, Institut für Wasserbau und Wassermengenwirtschaft und Versuchsanstalt für Wasserbau Oskar v. Miller-Institut in Obernach Technische Universität München, Bericht Nr. 59, S. 1-34, 1988
- [ZA93] ZANKE, U.: *Zur Berechnung von Strömungs-Widerstandswerten*, Wasser und Boden 1, S.14-16, 1993