

BERICHTE

aus dem Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Bremen

Nr. 102

Krögel, F.

**EINFLUB VON VISKOSITÄT UND DICHTE DES
SEEWASSERS AUF TRANSPORT UND ABLAGERUNG
VON WATTSIEDIMENTEN
(LANGE O OGER RÜCKSEITENWATT, SÜDLICHE NORDSEE)**



Die "Berichte aus dem Fachbereich Geowissenschaften" werden in unregelmäßigen Abständen vom Fachbereich 5, Universität Bremen, herausgegeben.

Sie dienen der Veröffentlichung von Forschungsarbeiten, Doktorarbeiten und wissenschaftlichen Beiträgen, die im Fachbereich angefertigt wurden.

Die Berichte können bei:

Frau Gisela Boelen

Sonderforschungsbereich 261

Universität Bremen

Postfach 330 440

D 28334 BREMEN

Telefon: (49) 421 218-4124

Fax: (49) 421 218-3116

angefordert werden.

Zitat:

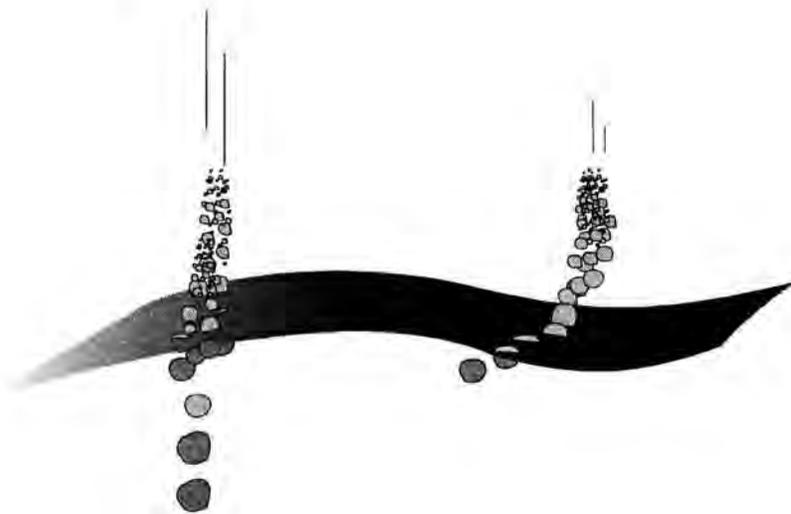
Krögel, F.

Einfluß von Viskosität und Dichte des Seewassers auf Transport und Ablagerung von Wattsedimenten
(Langeooger Rückseitenwatt, südliche Nordsee).

168 Seiten, Bremen, 1997.

**Einfluß von Viskosität und Dichte des
Seewassers auf Transport und Ablagerung
von Wattsedimenten**

(Langeooger Rückseitenwatt, südliche Nordsee)



**Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
im Fachbereich 5
der Universität Bremen**

vorgelegt von

Frank Krögel

Bremen 1997

Tag des Kolloquiums: 30. April 1997

Gutachter:

1. Prof. Dr. B. W. Flemming
2. Prof. Dr. D. Fütterer

Prüfer:

1. Prof. Dr. H. D. Schulz
2. Prof. Dr. K. Herterich

Vasto ibi meatu, bis dierum noctiumque
sigularum intervallis, effusus in imensum
agitur oceanus, aeternam operiens rerum
naturae controversiam: Dubiamque terrae
sit, an parte in maris...

Hier schwillt dieser ungeheure Ozean zweimal
in jeder Nacht und an jedem Tage an, und fließt
wieder ab. Bei diesem sich ewig vollziehenden
Streit der Natur hält man inne: Ist es Land oder
ein Teil des Meeres...

Plinius der Ältere
(Naturalis Historiae, LXVII, Caput I; 47 n. Chr.)

Inhalt

Vorwort	I
Danksagung	II
Zusammenfassung	III
1. Einleitung	1
1.1. Fragestellung.....	1
1.2. Lage des Untersuchungsgebietes.....	4
2. Untersuchungs- und Arbeitsmethoden	6
2.1. Beprobung.....	6
2.2. Erfassung der Umlagerungsintensität.....	8
2.3. Trübstoff- und CTD-Messungen.....	9
2.4. Korngrößenanalytik.....	10
2.4.1. Statistische Parameter.....	14
3. Geologische und morphologische Randbedingungen	18
3.1. Geologische Entwicklung im Präquartär.....	18
3.2. Geologische Entwicklung im Quartär.....	19
3.2.1. Das Pleistozän.....	19
3.2.2. Das Holozän.....	21
3.3. Morphologische Entwicklung im Quartär.....	23
3.3.1. Morphologische Entwicklung in historischer Zeit.....	27
3.4. Zusammenfassung.....	30
4. Hydrodynamische Randbedingungen	31
4.1. Tideströmungen.....	31
4.2. Seegang und seegangerzeugte Strömungen.....	34
4.3. Zusammenfassung.....	39
5. Die sedimentologischen Parameter bei Standardbedingungen	40
5.1. Die Korngröße.....	40
5.1.1. Berechnungsgrundlage der Korngröße.....	41
5.1.2. Räumliche Verteilungsmuster.....	42
5.1.2.1. Mittelwert.....	42
5.1.2.2. Statistische Standardabweichung (Sortierung) S_0	43
5.1.2.3. Statistische Schiefe S_r	44
5.1.2.4. Fraktionen <0.063 mm (>4.0 Phi).....	45
5.1.2.5. Das Spektrum in 0.25-Phi-Fraktionen.....	46
5.2. Die Sinkgeschwindigkeit.....	52
5.2.1. Berechnungsgrundlage der Sinkgeschwindigkeit.....	52
5.2.2. Räumliche Verteilungsmuster.....	57
5.2.2.1. Mittlere Sinkgeschwindigkeit.....	57
5.2.2.2. Statistische Standardabweichung (Sortierung) S_0	58
5.2.2.3. Statistische Schiefe S_r	59
5.2.2.4. Das Spektrum in 0.25-Psi-Fraktionen.....	60
5.3. Die Schubspannungsgeschwindigkeit.....	68
5.3.1. Berechnungsgrundlage der Schubspannungsgeschwindigkeit.....	68
5.3.2. Räumliche Verteilung der Schubspannungsgeschwindigkeit.....	75
5.4. Zusammenfassung.....	77

6. Die sedimentologischen Parameter bei variablen Bedingungen	78
6.1. Temperatur- und Salinitätsbedingungen	78
6.2. Dichte und Viskosität des Transportmediums.....	79
6.3. Sinkgeschwindigkeit	83
6.4. Schubspannungsgeschwindigkeit	87
6.5. Das räumliche Verteilungsmuster für die Real-Analyse	90
6.6. Zusammenfassung.....	92
7. Räumliche und zeitliche Variabilität	94
7.1. Sedimentverteilung	94
7.1.1. Mittlere Sinkgeschwindigkeit	95
7.1.2. Statistische Standardabweichung (Sortierung) S_{σ}	97
7.1.3. Statistische Schiefe der S_{σ}	100
7.1.4. Fraktionen <0.063 mm (>4.0 Phi)	102
7.1.5. Das Spektrum in 0.25-Psi-Fraktionen	104
7.1.6. Korrelation der statistischen Parameter	107
7.2. Energetische Bedingungen, Transport- und Ablagerungsprozesse	111
7.2.1. Das Muster der Energieverteilung	111
7.2.2. Wellenabhängiger Sedimenttransport.....	115
7.2.3. Schubspannungsgeschwindigkeit	120
7.2.4. Transportmodus	125
7.3. Zusammenfassung.....	130
8. Der viskositäts- und dichtegesteuerte Sedimenttransport	132
8.1. Theoretische Sedimentverteilungen	132
8.2. Effekte viskositäts- und dichtegesteuerter Prozesse	135
8.3. Das Modell viskositäts- und dichtegesteuerter Transport- und Ablagerungsprozesse.....	139
8.4. Die Anwendung des Modells auf Partikeldurchmesser.....	147
9. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	152
10. Literaturverzeichnis	154
Verzeichnis der Abkürzungen	164
Verzeichnis der entwickelten Formeln und Gleichungen	167

Vorwort

Diese Arbeit wurde im Zeitraum 1993-1996 am FORSCHUNGSINSTITUT SENCKENBERG in Wilhelmshaven im Rahmen eines umfangreichen Drittmittelprojekts durchgeführt. Das Projekt umfaßt die sedimentologischen Begleituntersuchungen und das Beweissicherungsverfahren für die Umweltverträglichkeitsprüfung zum Bau der Gasrohrleitung "Europipe" durch das ostfriesische Wattgebiet. Durch die vielfältige Aufgabenstellung zur Identifizierung möglicher Umweltauswirkungen auf das Ökosystem Wattenmeer sowie durch den relativ großen finanziellen Rahmen war es möglich, einen ungewöhnlich großen Datensatz zu gewinnen. Ein Teil dieser Daten wurde für die vorliegende Arbeit verwendet.

Danksagung

Die Anregung zu dieser Arbeit gab Prof. Dr. B. W. Flemming. Ihm bin ich vor allem für die hervorragende Betreuung und die ständige Diskussions- und Hilfsbereitschaft zu uneingeschränktem Dank verpflichtet. Herrn Prof. Dr. D. Fütterer danke ich sehr herzlich für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Für hilfreiche Anregungen und wertvolle Diskussionen danke ich der Arbeitsgruppe Meeresgeologie I im FORSCHUNGSINSTITUT SENCKENBERG, Abteilung für Meeresforschung in Wilhelmshaven.

Auch möchte ich den Herren Dr. A. Bartholomä, Dr. J. Brezina, A. Polte und J. Riepe für die Unterstützung bei der Bewältigung kleinerer Probleme der elektronischen Datenverarbeitung danken.

Schließlich gilt mein besonderer Dank der gesamten Besatzung der F.K. „SENCKENBERG“, ohne deren Erfahrung und stete Einsatzbereitschaft eine solch exakte und umfangreiche Datenerhebung nicht möglich gewesen wäre.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das gesamte Watteinzugsgebiet der Accumer Ee südlich der ostfriesischen Insel Langoog zunächst engmaschig flächendeckend und dann über zwei Jahre monatlich an über 70 Stationen beprobt. Die Bestimmung der Korngrößenverteilungen erfolgte mit hochauflösenden Sinkgeschwindigkeitsanalysen, wobei die Ergebnisse entsprechend der monatlich unterschiedlichen Temperatur- und Salinitätsbedingungen umgerechnet wurden. Dieser umfangreiche Datensatz ermöglichte eine hervorragende Dokumentation der räumlichen und zeitlichen Variabilität der Sedimentverteilung. Dabei zeigt sich auf eindrucksvolle Weise, welchen großen Einfluß die saisonal schwankenden physikalischen Eigenschaften des Seewassers auf die Transport- und Ablagerungsprozesse der Wattsedimente haben. Um diesen Einfluß zu quantifizieren, wurden verschiedene Funktionen entwickelt, mit denen auf einfache Weise die effektive Wirkung der Temperatur- und Salinitätsunterschiede berechnet werden kann.

Im sommerlich warmen Wasser von meist über 20°C ist aufgrund geringerer Viskosität und Dichte die Sinkgeschwindigkeit der Sedimentpartikel deutlich höher als im Winter. Daraus ergeben sich theoretische Unterschiede in der Sedimentverteilung, bei der die Differenz der Sommer- und Winterposition einzelner Fraktionen bis zu 500 m betragen kann.

Das gemeinhin akzeptierte Erosionsminimum nicht kohäsiver Sedimente liegt im Bereich des Feinsandes von ca. 180 μm . Doch dieser Partikeldurchmesser ergibt sich nur in einem Transportmedium mit der Dichte $\delta_F = 1.0 \text{ g/cm}^3$ und der Viskosität von $\eta = 1.0 \text{ cP}$. Wasser erreicht diese Werte lediglich in destilliertem Zustand bei etwa $T = 20^\circ\text{C}$. Bei höherer Dichte und Viskosität des Seewassers, wie im vorliegenden Fall, verschiebt sich das Erosionsminimum in Richtung größerer Partikel.

Die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit nimmt in ähnlicher Form wie die Sinkgeschwindigkeit mit zunehmender Viskosität des Seewassers ab. Dazu wurde eine Gleichung entwickelt, mit der eine relativ präzise temperaturabhängige Berechnung der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit auf der Basis der gemessenen Sinkgeschwindigkeit möglich ist. Die Ergebnisse zeigen, daß, völlig ungeachtet der hydrodynamischen Bedingungen, die potentielle Mobilität der Sedimente im Winter deutlich zunimmt. Doch auch die quantitative Bestimmung der hydrodynamischen Kräfte für den Sedimenttransport beinhaltet die Viskosität und die Dichte des Transportmediums. Die Partikel benötigen in Verbindung mit höheren Sinkgeschwindigkeiten bei geringerer Viskosität und Dichte zunehmend höhere kritische Orbitalgeschwindigkeiten für den welleninduzierten Transportbeginn.

Die physikalischen Eigenschaften des Seewassers beeinflussen aber nicht nur Sinkvorgang und Transportbeginn in hohem Maße, sondern auch den Transportmodus der Sedimente. Die graphische Auswertung dazu beweist, daß höhere Viskositäten einen Transport der Sedimente im Suspensionsmodus bzw. in größerer Entfernung von der Sohle begünstigen, was durch die verminderte Sinkgeschwindigkeit noch verstärkt wird. Durch den unterschiedlich wirkenden Einfluß des Transportmediums auf den gesamten Transport-Ablagerungsprozeß, ergeben sich entsprechende Konsequenzen für die räumliche Verteilung der Wattsedimente. Besonders die Fraktionen <0.063 mm zeigen im Sommer eine deutlich temperaturangepaßte großflächigere Verbreitung als im Winter.

Ein Vergleich mit dem Siebdurchmesser und dem hydraulischen Standardäquivalentdurchmesser (bei $T = 24^{\circ}\text{C}$) zeigt schließlich, daß der hydraulische Äquivalentdurchmesser, der die physikalischen Eigenschaften des Transportmediums berücksichtigt, ein wesentlich genauerer Parameter zur Bestimmung von Ablagerungsbedingungen ist. Ein Partikel kann im Gegensatz zum physischen Durchmesser zahlreiche unterschiedliche hydraulische und damit wirksame Durchmesser haben.

Folgende Gleichungen zur Berechnung der viskositäts- und dichteinfluften Transport- und Ablagerungsprozesse wurden entwickelt:

Salinitäts- und temperaturabhängige Dichte von Seewasser:

$$\delta_F = 1.00092 + 7.73 \cdot 10^{-4} S + (-2.54 \cdot 10^{-5} T^{1.5}) + (-2.12 \cdot 10^{-6} T^2)$$

Dynamische Viskosität von Seewasser:

$$\eta = 1.8011 + (-0.06975 T) + (0.00670 T^{1.5}) + (0.00242 S)$$

Sinkgeschwindigkeitsabhängige Schubspannungsgeschwindigkeit

a) Standard: $u_{sT} = 0.624 + 0.39 w_s^{0.6}$

b) variabel: $u_{sT} = 0.482 \left[\frac{(\delta_s - \delta_F)}{\delta_F} \cdot v \cdot g \right]^{0.282} - 0.15 w_s^{0.5} + 0.61$

Hydraulischer Äquivalentdurchmesser (SF=1.18), temperaturabhängig:

$$D = (2.73 - 0.029 \sqrt{(T \ln T)}) + (0.556 + 4.5 \cdot 10^{-4} T) W_s + (-0.0221 + (-1.9 \cdot 10^{-4} T) W_s^2 + ((0.071 + 2.8 \cdot 10^{-4} T)^3) W_s^3$$

mit T = Temperatur [$^{\circ}\text{C}$], S = Salinität [‰], δ_F = Dichte des Fluids [g/cm^3], η = dynamische Viskosität [cP], v = kinematische Viskosität [cSt], δ_s = Dichte des Sediments [g/cm^3], g = Erdbeschleunigung, 981 [cm/s^2], w_s = Sinkgeschwindigkeit des Partikels [cm/s], u_{sT} = kritische Schubspannungsgeschwindigkeit [cm/s], D = hydraulischer Äquivalentdurchmesser [Phi], W_s = Sinkgeschwindigkeit [Psi]

1. Einleitung

1.1. Fragestellung

Transport und Ablagerung von Sedimenten und daraus resultierend ihre räumliche Verteilung stehen in einem dynamischen Gleichgewicht mit den hydrodynamischen Randbedingungen. Die Zusammenhänge zwischen dem Energieinhalt, dem kinematischen Zustand des Transportmediums Wasser und dem Transportgut Sediment sind in der Vergangenheit vielfach erforscht worden (z.B. SHIELDS, 1936; INMAN, 1949; BAGNOLD, 1963; KOMAR & MILLER, 1975; MILLER et al., 1977). Es existieren zahlreiche Untersuchungen über Bewegungsbeginn, Transport und Ablagerung bei variierenden hydrodynamischen Bedingungen wie Wellenhöhe oder Strömungsgeschwindigkeit. Dabei sind quantitative Aussagen zu diesem Fragenkomplex aufgrund vieler nicht berechenbarer Parameter nach wie vor problematisch. Dennoch erfolgte die Interpretation von Sedimentverteilungen meist auf der Basis einer Analyse oder Einschätzung der hydrodynamischen Bedingungen (MIDDLETON, 1976; MC LAREN & BOWLES, 1985). So wird auch die Einteilung der Ablagerungsräume häufig nach seegangs- oder tidedominierten Verhältnissen vorgenommen. Die Ablagerungs- und Transportbedingungen eines Sedimentpartikels werden aber auch entscheidend durch die physikalischen Eigenschaften des Transportmediums bestimmt. In norddeutschen Breitengraden mit Tagestemperaturen von bis zu -10°C im Januar und $+24^{\circ}\text{C}$ im August ergeben sich entsprechende Schwankungen der Wassertemperatur. Diese Temperaturunterschiede verursachen signifikante Änderungen in der Viskosität und der Dichte des Wassers, was sich wiederum sehr unterschiedlich auf die sedimentdynamischen Prozesse auswirkt.

Die hydraulischen Verhältnisse der Transport- und Ablagerungsprozesse unter dem Aspekt variabler physikalischer Eigenschaften des Transportmediums betrachtet, sind äußerst komplex. Ein Partikel mit einem vorgegebenen geometrischen Durchmesser kann aufgrund dieser Variabilität unendlich viele hydraulisch wirksame „Korngrößen“ besitzen. Diese effektive Korngrößenvielfalt läßt sich aber nur beschreiben, wenn die variablen physikalischen Eigenschaften des Transportmediums berücksichtigt werden. Der geometrische Durchmesser kann dieser Problematik nicht gerecht werden und sollte deshalb bei Beschreibungen in Zusammenhang mit Transport- und Ablagerungsprozessen aufgegeben werden. Als naheliegende Alternative bieten sich temperaturabhängige Sinkgeschwindigkeiten an.

Nur sie ermöglichen eine quantitative Zuordnung der partikelspezifischen Transport- und Ablagerungsbedingungen, da sie sowohl auf Veränderungen der kinematischen als auch auf der physikalisch-chemischen Eigenschaften des Transportmediums basieren. Anhand von umfangreichen Datenmengen und Berechnungen kann gezeigt werden, daß die Veränderlichkeit der betrachteten Sedimentverteilungen genauso stark von Viskositäts- und Dichteschwankungen des Transportmediums beeinflußt wird wie von den hydrodynamischen Kräften selbst.

Im hier untersuchten Gebiet gelangt ein wesentlicher Teil der Energie von der seewärtigen Seite in Form des einschwingenden Seegangs oder des Tidenstroms durch das Seegat ins System. Dabei verringert sich die Intensität der Energie kontinuierlich in Richtung Festlandsdeich. Die Kräfte, die einen Sedimenttransport bewirken, sind stetig landwärts gerichtet und dabei im Winter witterungsbedingt größer als im Sommer. In dieser Arbeit soll untersucht werden, ob die Auswirkungen der saisonal variierenden physikalischen Eigenschaften des Transportmediums dieser Gradierung der hydrodynamischen Energie entgegenwirken oder sie sogar verstärken. Es geht außerdem darum, den Einfluß der Wassertemperatur auf die lokale Sedimentverteilung nachzuweisen. Desweiteren soll dokumentiert werden, welche strukturellen Unterschiede in der Sedimentverteilung sich allein durch die Darstellung in Korngrößen ergeben, wenn die Ablagerungsprozesse bei variierender Viskosität und Dichte des Transportmediums stattfinden. Dabei soll auch gezeigt werden, welche Konsequenzen sich daraus für:

1. die Sinkgeschwindigkeit der Sedimentpartikel,
2. den Bewegungsbeginn der Sedimentpartikel und
3. den Transportmodus der Sedimentpartikel ergeben.

Um den Einfluß variabler physikalisch-chemischer Parameter und den Rhythmus, dem er gehorcht zu erfassen, mußten die Methoden diesen Gegebenheiten anpaßt werden. Aus diesem Grund erfolgte eine engmaschige und flächendeckende Beprobung der Sedimentoberfläche, die dann an repräsentativ ausgewählten Stationen monatlich wiederholt wurde. Auf diese Weise konnte ein saisonaler Zyklus erfaßt werden, der durch die Beprobung über mehrere Jahre hinweg die Einordnung in einen jahresübergreifenden Zyklus gestattete.

Eine derartige Langzeitstudie läßt sich nur durch einen hohen technischen und finanziellen Aufwand verwirklichen, der vom FORSCHUNGSINSTITUT SENCKENBERG aus den Einnahmen von Auftragsarbeit bestritten werden konnte. Desweiteren waren die verfügbaren analytischen Methoden derart hochauflösend, daß eine zweifelsfreie Identifikation saisonaler Effekte möglich war. Um die Effektivität der Untersuchung bei der Beprobung zu erhöhen, wurden charakteristische Besonderheiten des Ablagerungsraumes, wie z.B. fazielle Zonierungen der Sedimente schon vorab recherchiert. Auch der Vergleich mit ähnlichen Untersuchungsräumen, die mit denselben Methoden analysiert worden waren, war bei der Interpretation der Ergebnisse von Vorteil. Die Sedimentanalyse wird durch monatliche Erfassung der Umlagerungsraten und Messung der Trübstoffkonzentrationen ergänzt. Desweiteren stand ein umfangreicher Datensatz zum Wellenklima mit kontinuierlichen Aufzeichnungen über zwei Jahreszyklen zur Verfügung.

1.2. Lage des Untersuchungsgebietes

Das Gebiet des Wattenmeeres der Nordsee erstreckt sich von Den Helder in den Niederlanden bis Skalligen in Dänemark. Es umfaßt mit den Inseln eine Fläche von ca. 10.000 qkm. Die Ostfriesischen Inseln liegen von WSW nach ENE gestaffelt und sind nur durch schmale Seegats voneinander getrennt. Durch diese Seegats vollzieht sich der Wasseraustausch von der offenen See zu den dahinter liegenden Wattflächen (Abb. 1). Die Nordseiten der Inseln sind der Brandung der Nordsee ausgesetzt und durch breite Sandstrände begrenzt. Die Südseiten der Inseln gehen flach in das vor dem Festland liegende Watt über. Das ostfriesische Watt zwischen Dollart und Jadebusen ist somit ein klassisches, hinter dem Schutz der Inseln aufgewachsenes Rückseitenwatt (BACKHAUS, 1943).

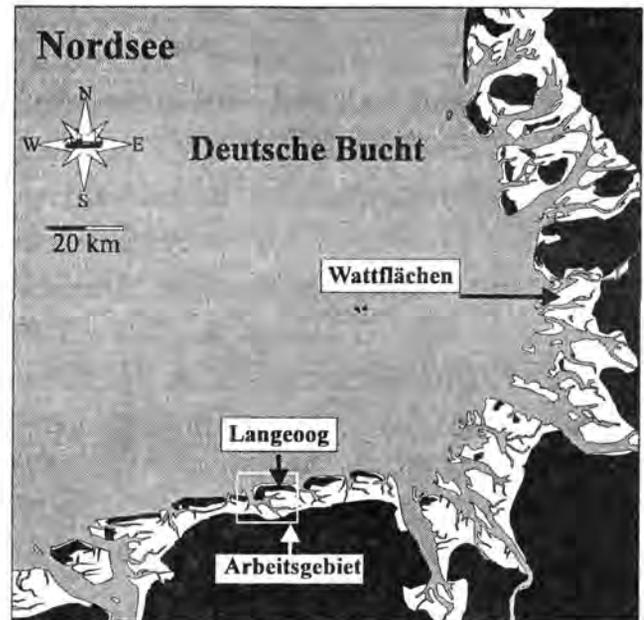


Abb. 1: Lage des Untersuchungsgebietes.

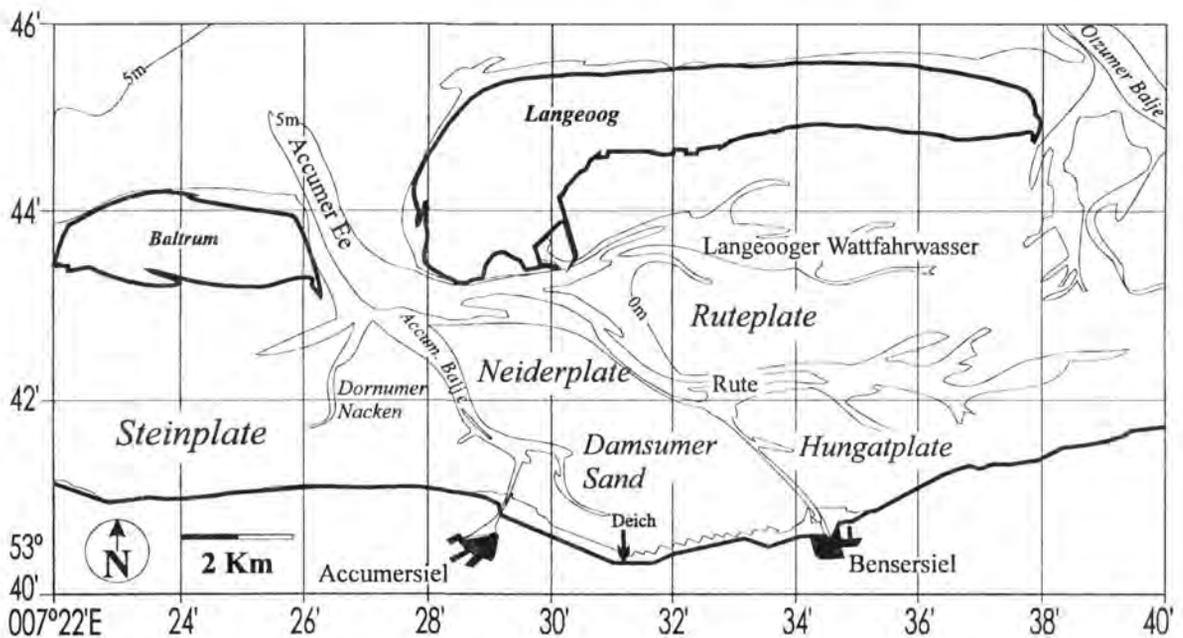


Abb. 2: Physiographie des Untersuchungsgebietes.

Das in dieser Arbeit untersuchte Gebiet befindet sich hinter den Inseln Baltrum und Langeoog. Diese sind die viert- und drittöstliche der insgesamt sieben ostfriesischen Inseln an der deutschen Nordseeküste. Sie sind durch das Seegat "Accumer Ee" voneinander getrennt. Nach der in der Seefahrt üblichen *Mercator*-Projektion erstreckt sich das Arbeitsgebiet in EW-Richtung etwa von Längengrad $007^{\circ}22'00\text{E}$ bis $007^{\circ}39'00\text{E}$ und in NS-Richtung von Breitengrad $053^{\circ}40'00\text{N}$ bis $053^{\circ}45'00\text{N}$. Es umfaßt somit abzüglich der Inselkörper eine Fläche von etwas mehr als 100 qkm (Abb. 2).

2. Untersuchungs- und Arbeitsmethoden

Um in dieser Untersuchung einige Schritte weiter zu kommen als in bisherigen Arbeiten über zeitliche und räumliche Variabilitäten von Sedimentverteilungen, waren an die Ansätze und Methoden zahlreiche Bedingungen geknüpft. Eine erste Grundvoraussetzung war, die traditionelle statische Betrachtungsweise aufzugeben und den Ablagerungsraum als ein dynamisches System zu betrachten. Dabei durfte nicht außer Acht gelassen werden, daß jede Beprobung nur einen einzigen Moment der fortlaufenden Veränderung erfassen kann. Um den natürlichen Prozessen und dem Rhythmus, dem sie gehorchen, auf die Spur zu kommen, mußten die Arbeitsmethoden entsprechend angepaßt werden. Aus diesem Grund erfolgte u.a. auch die Beprobung der Sedimente auf spezielle Weise. Im Hinblick auf die gestellte Aufgabe wurden dabei folgende Arbeiten durchgeführt:

- Großflächige und engmaschige Beprobung der Sedimentoberfläche
- Monatliche Beprobung an repräsentativ ausgewählten Stationen
- Hochauflösende und hochpräzise Analyse der Sedimentproben
- Messungen der Attenuation, Temperatur und Salinität des Meerwassers
- Strömungsmessungen
- Erfassung der Sedimentumlagerung

2.1. Beprobung

Gemäß dem Probenraster mit einem Punktabstand von etwa 250 m (Abb. 3) wurde das Arbeitsgebiet im Mai 1993 innerhalb von 14 Tagen flächendeckend beprobt. Die Positionen der Probenpunkte wurden mit einem GPS Satellitennavigationssystem bestimmt. Das dazu erforderliche Gerät war sowohl stationär im Meßboot, wie auch tragbar einsatzfähig. Bei optimalen Witterungsbedingungen konnte mit diesem Navigator ein Probenpunkt bis auf ± 1.8 m genau bestimmt werden. Die Probennahme erfolgte im wesentlichen zu Fuß. Lediglich bei den Stationen, die im subtidalen Bereich lagen, wurden die Proben vom Schiff oder vom Meßboot aus mit einem kleinen VAN-VEEN-Greifer entnommen. In den beiden folgenden Jahren konnten monatlich an 74 repräsentativen Stationen Vergleichsproben entnommen werden. Durch diesen Ansatz wurde zunächst ein monatlicher Zyklus erfaßt, der dann durch die Beprobung über mehrere Jahre hinweg in einen jahresübergreifenden Zyklus eingeordnet werden konnte.

Besonderer Wert wurde bei dieser Beprobung darauf gelegt, die Entnahme der Sedimentprobe auf die obersten 1.5 cm zu beschränken. Nur so konnte mit hinreichender Genauigkeit gewährleistet werden, daß das Sediment beprobt wurde, welches in den zurückliegenden 4 Wochen, d. h. zwischen zwei Beprobungen, abgelagert bzw. umgelagert worden war.

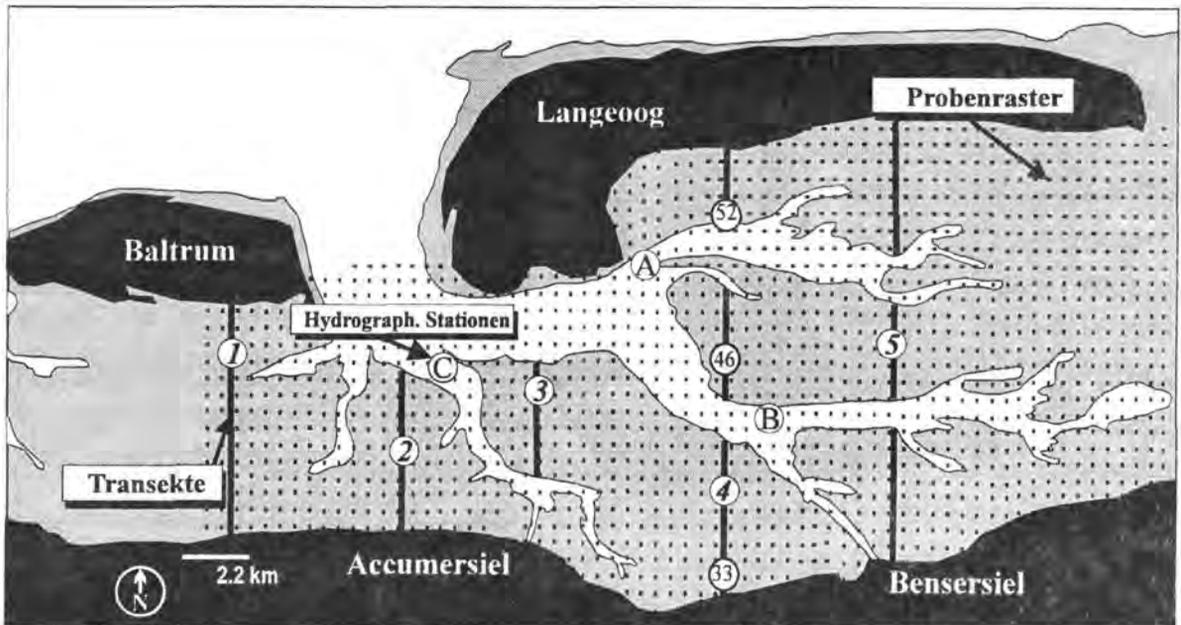


Abb. 3: Probenraster, Lage der hydrographischen Meßstationen und der Transekte.

Zahlreiche eigene Messungen der Umlagerungsraten und Daten aus anderen Arbeiten (z.B. EITNER, 1993) zeigen, daß die Umlagerungstiefe in den meisten Tiden über 2.0 cm liegt. An jeder Probenstation wurden fünf bis sechs Teilproben entnommen, die zu einer etwa 250 g schweren repräsentativen

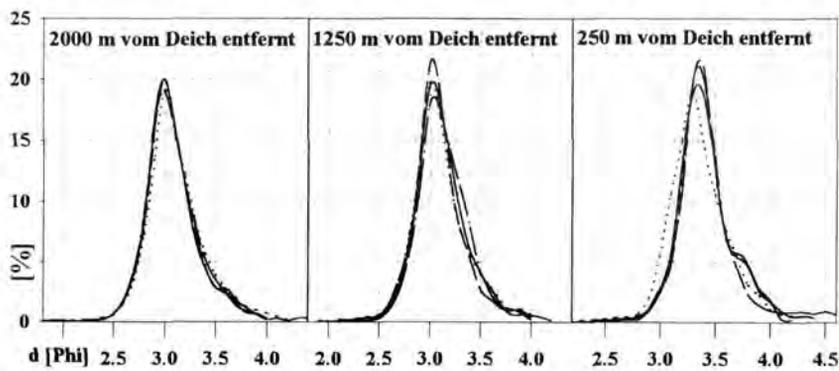


Abb. 4: Korngrößenverteilung bei einer Entnahme an vier aufeinanderfolgenden Tagen.

Oberflächenprobe vermischt wurden. Statistisch gesehen wurde auf diese Weise der wahrscheinliche Probenfehler um mindestens 50% reduziert (KRUMBEIN, 1934).

Um zusätzlich eine Vorstellung davon zu erhalten, welche Abweichungen bei der Analyse auf die Probennahme zurückzuführen waren, wurden daher im August 1995 an mehreren deichnahen Stationen an vier aufeinanderfolgenden Tagen Vergleichsproben entnommen. Besonders im Sommer war davon auszugehen, daß innerhalb eines Tages keine größeren Unterschiede in

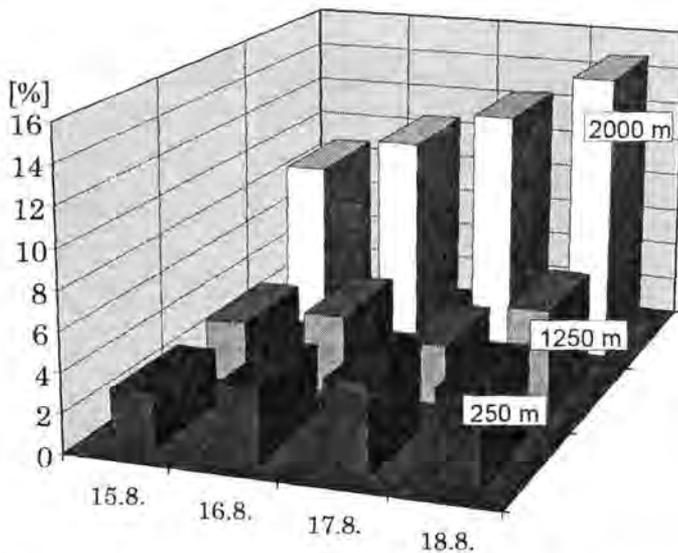


Abb. 5: Schlickgehalt bei einer Entnahme an vier aufeinanderfolgenden Tagen.

der Korngrößenzusammensetzung auftreten. Alle vier Proben einer Station müßten demnach in ihrer Kornverteilung identisch sein. Die entsprechenden Verteilungskurven des Sandanteils (Abb. 4) der Proben stimmen tatsächlich fast vollständig überein. Es kommen lediglich minimale Differenzen in den Prozentwerten nahe des Modalwertes vor. Auch der Schlickgehalt dieser Proben (Abb. 5) variierte nur innerhalb weniger Prozentwerte. Diese Probenanalyse aufeinanderfolgender Tage bestätigte, daß die Art der Probennahme eventuelle Modifikationen in den Korngrößenverteilungen aufgrund von methodischen Fehlern auf ein absolutes Minimum reduziert. Durch die Verwendung eines VAN-VEEN-Greifers war es bei der Probenentnahme im Subtidal nicht möglich, eine derartig exakte Materialgewinnung zu gewährleisten. Aus diesem Grund wurde von einer monatlichen Beprobung des subtidalen Bereichs abgesehen.

2.2. Erfassung der Umlagerungsintensität

Zur Identifizierung der Umlagerungsintensität auf den begehbaren Flächen des Untersuchungsgebietes wurden an zahlreichen Probenstationen Meßeisen eingeschlagen. Diese waren 1 m lang und hatten einen Durchmesser von etwa 1.0 cm. Der über der Wattfläche herausragende Teil betrug anfangs etwa 20 cm. Mittels eines Distanzmessers konnte in jedem Monat die aufgrund der Sedimentumlagerung variierende Höhe des Meßstabs registriert werden.

Dabei wurden auch Auskolkungserscheinungen, Muschelwachstum und biosedimentäre Prozesse berücksichtigt. Die Skala des verwendeten Distanzmessers besaß eine Einteilung, die Höhenunterschiede bis zu einer Auflösung von 1.0 mm ablesen ließ.

2.3. Trübstoff- und CTD- Messungen

Während der Beprobungskampagnen wurden monatlich umfangreiche Messungen der Trübstoffkonzentration, der Strömungsrichtung und -geschwindigkeit, der Salinität, der Temperatur und verschiedener anderer Parameter durchgeführt. Die Aufnahmen erfolgten nacheinander an den zwei Stationen A und B (Abb. 3), erstreckten sich jeweils über zwölf Stunden und umfaßten somit nahezu einen vollen Tidenzyklus. Als Meßgerät diente eine sogenannte „Ecco“-Sonde der ME MEERESELEKTRONIK-TECHNIK GmbH. Diese vereint alle Meßapparaturen in einem Gerät und ermöglicht durch einen Analogwandler eine Aufzeichnung der Daten im digitalen Format auf einem angeschlossenen portablen Computer. Zur Durchführung der Messung wurde die Sonde mittels einer elektrischen Winde auf den Meeresgrund abgelassen und langsam durch die gesamte Wassersäule wieder nach oben gezogen. Die Aufzeichnungsfrequenz war dabei so getaktet, daß in etwa 20 cm-Abständen die Messung und Registrierung aller Parameter erfolgte. Dadurch wurde eine hohe vertikale Auflösung der wichtigsten physikalischen Parameter über die gesamte Wassersäule erreicht. Die Erfassung der Trübstoffkonzentration erfolgte durch die Messung der Attenuation (Lichtdurchlässigkeit), dargestellt in Prozent. Diese Angabe ist relativ und eine rein apparaturspezifische Größe, die u.a. neben der tatsächlichen Konzentration vor allem von der Lichtpfadlänge, dem Transmittermaterial und der Wellenlänge des verwendeten Lichts abhängt. Um zu absoluten Resultaten, z.B. zu Konzentrationen in mg/l zu kommen, mußte eine spezielle Korrelationsbestimmung durchgeführt werden (KRÖGEL, 1995 c), bei die Attenuationswerte direkt in Konzentrationen umgerechnet werden konnten.

2.4. Korngrößenanalytik

Zunächst wurden alle Proben im Dialyseverfahren 12 bis 16 Stunden lang entsalzt. Darauf folgte eine Naßsiebung, bei der die Fraktionen $<63 \mu\text{m}$ abgetrennt wurden. Die Grob- und Feinfraktionen wurden dann bei etwa 70°C getrocknet und gewogen. Ein hochpräziser Probenteiler sorgte dann für eine statistisch einwandfreie Teilung der Sandfraktion bis zu einem Gewicht zwischen 0.5 g und 1.0 g. Bei dem vorliegenden Korngrößenspektrum beinhaltet diese Masse eine für die Korngrößenanalyse in der Sedimentationsröhre statistisch repräsentative Partikelanzahl. Auf diese Weise werden aber auch Suspensionsströme und eine übermäßige gegenseitige Behinderung der sedimentierenden Körner vermieden. Beide Effekte können das Meßergebnis erheblich beeinträchtigen.

Die Sedimentationsröhre ist ein Gerät zur automatischen Korngrößenanalyse über die Sinkgeschwindigkeiten der Einzelpartikel für sandkörnige unlösliche Feststoffe. Die Kornform wird durch die Sedimentationszeit, die Kornmasse durch das Unterwassergewicht erfaßt. Auf diese Weise gehen sowohl Kornform und Korndichte quantitativ in das Ergebnis ein. Im Vergleich dazu kann das weitverbreitete Siebverfahren weder unterschiedliche Kornformen qualitativ unterscheiden, noch verschiedene Dichten erkennen. Das beste Größenkriterium für unregelmäßige Partikel ist das Partikelvolumen, weil es unabhängig von der Form ist. Bei so kleinen Partikeln ist das Volumen jedoch schwer zu bestimmen. Ein einfaches und genau meßbares Größenkriterium ist dagegen die Sinkgeschwindigkeit, in die sowohl die Kornform als auch die Partikeldichte eingeht. Der Vorteil dabei ist, daß bei der Sedimentation auch jedem nicht kugeligen Korn eine eindeutige Sinkgeschwindigkeit und damit eine eigene Größe zugeordnet werden kann. Aus dieser Sinkgeschwindigkeit läßt sich dann eine kornformdefinierte Äquivalentkorngröße berechnen (FLEMMING & THUM, 1978).

Eine hochfrequente, millisekundengenaue Messung der Fallzeit ermöglicht eine fast kontinuierliche Auflösung in mehr als 300 Korngrößenintervalle. Die Kornform wird entweder für den gesamten Meßbereich mit einem Durchschnittswert (optisch gemessen, geschätzt oder empirisch aus dem Verhältnis zwischen Siebkorngröße und Äquivalentkorngröße abgeleitet, s. ASCE TASK COMMITTEE, 1962) oder mit einem Wert für die jeweiligen Intervalle berücksichtigt. Mit der Sedimentationsröhre wird die Korngrößenanalyse von Sedimenten auf hydraulische Art durchgeführt. Wenngleich hierbei die Sinkgeschwindigkeiten der Partikel in einer stehenden Wassersäule, also im absolut ruhigen Milieu gemessen werden, scheint dies den natürlichen Abläufen durchaus gerecht zu werden.

Da das Thema dieser Untersuchung sich u. a. mit dem unterschiedlichen Sinkverhalten von Partikeln verhält, werden in den folgenden Kapiteln noch weitere Aspekte zu diesem Thema aufgeriffen.

Die Auflösung der verwendeten Röhre im FORSCHUNGSINSTITUT SENCKENBERG liegt bei hoher Reproduzierbarkeit im Bereich von 0.02 Psi. Ihre Abmessung mit 20 cm Durchmesser und 180 cm Fallstrecke stellt einen Kompromiß zwischen Genauigkeit, Auflösung und Zeitaufwand dar. Um den fallenden Körnern die Möglichkeit zu geben, sich ausreichend voneinander zu trennen und gemäß ihres hydraulischen Verhaltens zu verteilen, muß die Fallstrecke eine ausreichende Länge haben. GIBBS (1972) stellte experimentell fest, daß bei einem Probengewicht von 0.2 g und einer Röhrenlänge von 140 cm, sowie einem Röhrendurchmesser von 12 cm - je nach Korngröße - Fehler von <3% auftreten. Selbstverständlich erhöhen größere Probenmengen die Kornstatistik, lassen dabei aber die Ungenauigkeit infolge gegenseitiger Behinderung beim Fallen der Partikel ansteigen. Auch eine längere Sedimentationsstrecke erhöht die Genauigkeit, da der prozentuale Anteil der Strecke, bei der sich die Teilchen behindern, kleiner wird als bei kürzeren Röhren. Die Analyse ist dann jedoch wesentlich zeitaufwendiger. Um eine ungestörte Sedimentation zu ermöglichen, besitzt die Einbringvorrichtung am obersten Röhrenabschnitt einen etwas kleineren Durchmesser als die Röhre selbst. Das fallende Sediment erhält dadurch einen ausreichenden Abstand von der Röhrenwand. Etwa 1 cm unter der Wasseroberfläche ist in der Röhre ein Lamellenboden angebracht, auf dem die Probe verteilt wird und der sich mittels der Computertastatur öffnen läßt. Mit dem Öffnen der Lamellen beginnt die Probe in der Röhre zu sedimentieren. Das Auftreffen der Partikel wird dann elektronisch als zeitlich akkumulierende Masse auf der Sedimentationswaage registriert. Der Computer berechnet über die gemessene Sinkdauer der Körner deren Sinkgeschwindigkeiten. Auf dem Kontrollbildschirm wird diese in einem Koordinatensystem als Summenhäufigkeit dargestellt.

Die gemessenen Daten der Psi-Verteilung werden vom Computer mittels des Programms GRMPROC 4.1TM von BREZINA (1986) in Phi-Verteilungen umgerechnet. Diese dimensionslosen Größen berechnen sich nach:

Psi = $-\log_2 * w_s/w_0$, mit w_s =Sinkgeschwindigkeit in cm/s und $w_0 = 1.0$ cm/s

Die aus der Sinkgeschwindigkeit berechnete Korngröße lautet dann:

Phi = $-\log_2 * D/D_0$, mit D = Korngröße in mm und $D_0 = 1.0$ mm

Für die Ermittlung der Äquivalentkorngrößen wurden bei der Sinkgeschwindigkeitsanalyse im Rahmen dieser Arbeit die Meßkonstanten folgendermaßen gewählt:

Temperatur: 24°C (Standard) u. variabel zwischen 4°C und 24°C

Salinität: 0.0% (Standard) u. variabel zwischen 2.6% und 3.4%

Dichte: 2.65 g/cm³

Formfaktor: 1.18 (glatte Glaskugel)

Meßstrecke: 180 cm

lokale Erdbeschleunigung: 9.79633 m/s²

Die Standard-Sinkgeschwindigkeiten werden dem US-Ingenieurstandard entsprechend für eine Temperatur von 24°C umgerechnet. Mit der neusten Programm-Version des SEDVAR™-Programms lassen sich die Sinkgeschwindigkeiten nicht nur für variable Wassertemperaturen, sondern auch für variable Salinitäten berechnen. Da bei der Entnahme der Sedimentprobe auch die Salinität und die Temperatur gemessen wurde, war eine Berechnung der Sinkgeschwindigkeiten unter ortsspezifischen Realbedingungen möglich. Die mit 2.65 g/cm³ gewählte Dichte von Quarz war hier sinnvoll, da das Sediment aus den Rückseitenwatten fast ausschließlich aus Quarzkörnern besteht (WINKELMOHLEN & VEENSTRA, 1974; VEENSTRA, 1982 und 1984).

Der hier verwendete COREY-Formfaktor (engl.: shape factor, SF) beschreibt das Maß der Partikelflachheit im Vergleich zur Kugel (COREY, 1949):

$$SF = a * (b * c)^{-0.5}$$

mit a = lange, b = intermediäre und c = kurze Partikelraumachse

Der SF-Wert 1 entspricht einer rauhen Kugel, Werte gegen 0 drücken eine zunehmende Scheibenform des Partikels aus. Die SF-Werte beziehen sich lediglich auf die drei Raumachsen, erfassen jedoch nicht die Körperoberfläche. Durch den in den Analysen verwendeten Wert von 1.18 wird eine Kugel mit glatter Oberfläche definiert. So wird der geringere Fallwiderstand, den eine glatte gegenüber einer rauhen Kugel gleichen Durchmessers besitzt, berücksichtigt. Wenngleich die hier analysierten Partikel unterschiedliche Kornformen haben, wurde dennoch ein Standard-Kornformfaktor gewählt, der für sämtliche Analysen beibehalten wurde, da das Hauptgewicht dieser Arbeit auf der Untersuchung von Temperatureffekten liegt.

Durch die Verwendung dieses Standards, entspricht der ermittelte Partikeldurchmesser dem Durchmesser einer Quarzkugel mit glatter Oberfläche, die mit einer identischen Sinkgeschwindigkeit sedimentieren würde. Es sind also auch die bei variabler Temperatur ermittelten Korngrößen als Äquivalentkorngrößen zu betrachten. Einzelne diskrete Korngrößen- und Sinkgeschwindigkeitsklassen werden von der Software in 0.25- Phi- bzw. Psi-Schritten angegeben und dazu die entsprechenden Summen- und Prozenzhäufigkeiten, die auch für 0.5 Phi (Psi)- und 1.0 Phi (Psi)-Schritte berechnet werden (s. a. FLEMMING & ZIEGLER, 1995).

2.4.1. Statistische Parameter

Zu den wichtigsten Häufigkeitsangleichungen in der Geostatistik gehören die Normalverteilungen. Bei ihnen konzentrieren sich um einen bestimmten Wert viele statistische Größen und größere Abweichungen sind selten. Die Praxis zeigt, daß zahlreiche Meßgruppen der logarithmisch-hyperbolischen Verteilung, bzw. häufig dem Spezialfall der logarithmischen Normalverteilung folgen. Bei ihr ist der Logarithmus der Werte normalverteilt, d.h. auf einer linearen Skala weisen sie eine rechtsschiefe Verteilung auf. Korngrößenverteilungen gehorchen in vielen Fällen logarithmisch-normalen Verteilungen, weil die Ausdrücke einzelner Populationen auf logarithmischen Papier eine nahezu symmetrische GAUB'sche Verteilungskurve ergeben. Die häufigste und eleganteste Methode der Häufigkeitsdarstellung ist die momentstatistische Methode. Die gesamte Verteilung wird zur Berechnung verwendet, wobei die Häufigkeit (Gewichtsprozent) jeder Klasse mit der Potenz der Entfernung, die die Klasse vom Mittelwert hat, multipliziert wird. Ein Nachteil ist, daß bei der Berechnung angenommen wird, daß die Teilchen ihren Gewichtsprozentschwerpunkt in der Mitte innerhalb eines gegebenen Klassenintervalls haben. Diese Annahme gilt jedoch nicht generell. Da die gesamte Verteilung zur Berechnung herangezogen wird, werden vor allem Störeffekte an beiden Extremen (Beginn und Ende) stark amplifiziert. So können annähernd symmetrische Verteilungen dennoch starke momentstatistische Schiefen haben, die mit der Realität nichts mehr zu tun haben.

Zur Charakterisierung einer Verteilung bedient man sich verschiedener Kenngrößen oder Ortsparameter. Die häufigsten sind das arithmetische Mittel, (engl.: arithmetic mean), welches auf den Werten aller gemessenen Ereignisse geteilt durch die Anzahl der Ereignisse basiert. Da das arithmetische Mittel auch den Schwerpunkt der Verteilung angibt, wird es sehr stark von Werten, die von der Masse der Daten weit entfernt liegen, beeinflußt. Ein realistischerer Ortsparameter, der eher das "Zentrum" der Verteilung angibt, ist der Modalwert. Er gibt das Mittel des Wertebereiches der am häufigsten vorkommende Werte wieder. Eine andere Kenngröße ist der Medianwert. Er ist durch jene Werte definiert, der die Menge der Messungen in 2 gleiche Teile teilt: 50% der Werte sind kleiner als der Medianwert und 50 % sind größer. Bei den Sinkgeschwindigkeitsanalysen werden die statistischen Parameter sowohl nach der Momentstatistik als auch nach der Perzentilmethode berechnet. Für den Mittelwert ist der momentstatistische Wert genauer, da hier sämtliche gemessenen Werte in die Berechnung eingehen (FOLK, 1964).

Im Gegensatz zur Momentstatistik werden bei der Perzentilmethode nur eine Auswahl von Werten zwischen 5% und 95% als Grundlage der Berechnung herangezogen, so daß methodisch bedingte Störungen in den Randbereichen der Messungen ausgeschaltet werden (FOLK & WARD, 1957).

Mittelwert M =	$\frac{\%15.886 + \%50 + \%84.134}{3}$
Sortierung S _o =	$\frac{\%84.134 - \%15.886}{4} + \frac{\%95.0 - \%50.0}{6.6}$
< 0.35 sehr gut sortiert, 0.35-0.50 gut sortiert, 0.50-0.70 mäßig gut sortiert und 0.70-1.00 mäßig sortiert	
Schiefe S _f =	$\frac{\%84.134 + \%15.886 - 2(\%50)}{2(\%84.134 + \%15.886)} + \frac{\%95.0 - \%5.0 - 2(\%50.0)}{2(\%95.0 - \%5.0)}$
-1.00 bis -0.30 sehr negativ schief, -0.30 bis -0.10 negativ schief, -0.10 bis +0.10 symmetrisch, +0.10 bis +0.30 positiv schief, +0.30 bis +1.00 sehr positiv schief	
mit %x = Korngröße bei x-Prozent	

Tab. 1: Berechnungsmodus für die perzentilstatistischen Parameter n. FOLK & WARD (1957).

Aus diesem Grunde basiert in dieser Arbeit die Ermittlung aller statistischen Parameter auf diesem Perzentilmodus (INMAN, 1952 und FOLK, 1964).

Ein weiterer charakterisierender Parameter ist die Standardabweichung oder die mittlere quadratische Abweichung, die die Sortierung des Sediments wiedergibt. Sie gilt als ein Maß für die Ausdehnung einer Verteilung auf beiden Seiten eines Durchschnitts, wie z.B. des Mittelwertes. Im vorliegenden Fall hängt die Bandbreite der statistischen Streuung u.a. von der Effizienz ab, mit der die hydrodynamischen Kräfte das Sediment sortieren. Eine Verteilung mit einem kleinen Zahlenwert hat eine geringere Abweichung und besitzt somit eine bessere Sortierung. Die Tabelle 1 beinhaltet die bisherige Einteilung nach FOLK & WARD (1957).

Der dritte hier verwendete statistische Parameter ist die statistische Schiefe. Sie ist ein Maß für die Asymmetrie einer Korngrößenverteilung. Eine Verteilung ist positiv schief, wenn der grobe Anteil der Sedimentprobe besser sortiert ist als der Feinanteil, bzw. wenn einer größeren Population eine proportional geringere Menge einer feineren Population beigemischt ist (z.B. FÜTTERER & PAUL, 1977; BEIN & SASS, 1978) und somit der Kurvenverlauf im Grobbereich steiler ist. In einer negativ schiefen Verteilung ist der Feinanteil besser sortiert und damit der Kurvenverlauf in diesem steiler.

Symmetrische Verteilungen sind das Ergebnis von mehr oder minder gleichmäßig sortierten Sedimenten oder gleichgewichtiger Mischung von zwei Populationen mit unterschiedlichem Mittelwert.

Die anschaulichste Form, in der die Variabilität eines sich stetig ändernden Merkmales dargestellt werden kann, ist schließlich die Kurve der Häufigkeitsverteilung. Sie ist unabhängig von jeder Klasseneinteilung und zeigt als getreues vollständiges Abbild der Verteilung die genaue Lage der Gipfelpunkte und alle übrigen Besonderheiten an. Im Prinzip kann die Häufigkeitsverteilung als Differential der Summenkurve betrachtet werden (z.B. WALGER, 1964), da diese Ableitung aber auf mathematische Schwierigkeiten stößt, wird die Umsetzung empirisch vollzogen. Zwar ist ihre Gestalt auch bei empirisch untersuchten Merkmalen nie genau bekannt, doch können Histogramme durch Glättung in eine Verteilungskurve überführt werden. Die Glättung erfolgt durch Klassenhälfierung und Flächenabtausch. Der Hälfierungsprozeß wird so oft durchgeführt, bis die Treppen hinreichend fein abgestuft sind. Dann werden die Mittelpunkte der waagerechten Geraden durch einen Polygonzug verbunden und evtl. durch sparsamen Flächenabtausch retuschiert. Die so gewonnene Kurve ist zwar immer mit Interpolationsfehlern behaftet, aber bei nicht zu großen Klassenlängen sind diese vernachlässigbar. Die Fläche zwischen der Kurve und der x-Achse entspricht der Gesamthäufigkeit von 100%.

In einigen früheren Arbeiten (z.B. ANTIA, 1993; NYANDWI, 1995) wurde der Frage nachgegangen, wie die aus der Sinkgeschwindigkeitsverteilung berechneten statistischen Parameter mit denen aus der Korngrößenverteilung verglichen werden können, da systematisch abgeleitete Klassifikations-schemata bislang noch fehlen. Allerdings ist leicht einzusehen, daß die Phi-Einteilung der Korndurchmesser und deren Bezeichnung nicht auf eine temperaturabhängige Klassifizierung der Psi-Einteilung von Sinkgeschwindigkeiten übertragen werden kann. Nicht nur für jede Temperatur, sondern auch für jede Partikeldichte und -kornform ergibt sich eine jeweils andere Sinkgeschwindigkeitseinteilung. Die Standardklassifikation nach WENTWORTH (1922) ist bei Äquivalentkorngrößen z.B. nur für eine Wassertemperatur von 24°C gültig. Aufgrund der logarithmischen Abhängigkeit können sich für die Sinkgeschwindigkeiten auch keine ganze Zahlenwerte ergeben, da die WENTWORTH-Klassifikation von der Phi-Skala abgeleitet ist. Auch die statistischen Parameter der Korngrößenverteilung sind nur bedingt miteinander vergleichbar und können nicht nach demselben Bewertungsschema klassifiziert werden. Da das Verhältnis der Phi- und der Psi-Skala nicht linear ist, können sich auch Differenzen bei den statistischen Parametern ergeben.

In dieser Arbeit geht es ausschließlich darum, einzeln ermittelte Werte der Sinkgeschwindigkeit, die durch verschiedene Einflüsse zustande gekommen sind, miteinander zu vergleichen. Die Interpretation absoluter Werte, z.B. der Sortierung nach einer Einteilung in „sehr gut „ oder „moderat“ ist hier nicht erforderlich. Aus diesem Grunde wird bei der Beschreibung der Sedimente des Untersuchungsgebietes auf der Basis von Sinkgeschwindigkeiten bewußt auf ähnliche Formulierungen wie bei der Korngrößenskala verzichtet.

3. Geologische und morphologische Randbedingungen

3.1. Geologische Entwicklung im Präquartär

Das Gebiet der südlichen Nordsee ist zunächst im Präkambrium durch epirogenetische Bewegungen um 19 km abgesenkt worden (STREIF, 1990). In diese Senke lagerten sich im Algonkium grobklastische Sedimente ab, die gegen Ende des Präkambriums verfaltet und metamorphisiert wurden. Vom Kambrium an bis zum Karbon findet man eine komplexe Schichtenfolge beginnend mit Silt- und Sandsteinen, im Ordovizium mit Tonsteinen. Im Silur und Devon wurden diese Schichten ebenfalls gefaltet und metamorphisiert. Sie befinden sich heute in einer Tiefe von etwa 10 km. Die Schichtenfolge setzt sich mit kalkigen Sedimenten im Unterkarbon und nach dem Rückzug des Meeres im Oberkarbon mit feinkörnigem klastischen Material fort, in welches wiederholt Kohleflöze eingeschaltet sind. Die Rotliegendablagerungen mit einer Mächtigkeit von ca. 500 m sind aufgrund des trockenen, heißen Klimas überwiegend Wüstensedimente in Form klassischer Ablagerungen mit Evaporiten. Diese Situation bleibt im Zechstein erhalten, wobei das nun gebildete Epikontinentalmeer periodisch mit dem Ozean verbunden war und sich deshalb mächtige Stein- und Kalisalzlagen gebildet haben. Deren Basis liegt in einer Tiefe von ca. 5 km. Durch Gebirgsdruck und Dichteausgleich entstand ein Salzstock, der in Nord-Süd-Richtung aus der Nordsee kommend unter Langeoog und unter dem Untersuchungsgebiet bis zum Festland und weiter bis nach Aurich verläuft (JARITZ, 1973, 1987). Er bricht in der Zeitspanne Unterer bis Mittlerer Buntsandstein durch die Deckschichten. Die ariden Bedingungen im Buntsandstein sorgten nun für weitgehend terrestrische Ablagerungen mit eingeschalteten Evaporiten.

Der Muschelkalk zeigt überwiegend karbonatische Gesteine, die im Keuper in eine sehr wechselhafte Lagerung aus Tonen, Mergel, Kalksteinen und Sandsteinen übergeht. Die weitere Schichtenfolge im Jura ist sehr unvollständig, da dieser Raum im Bereich des Salzstockdaches überwiegend Hochgebiet und sogar von Erosion betroffen war. Die Kreidezeit ist durch Meeresvorstöße gekennzeichnet und es bildeten sich Flachwassermergel und -kalke, deren Mächtigkeit über dem Salzstock stark abnimmt. Im Paläogen, dessen Basis bei Langeoog zwischen NN -850 m und -950 m liegt, befindet sich dieses Gebiet weiterhin in einem Flachmeer, in dem nun jedoch meist klastische Sedimente abgelagert werden. Im Neogen setzt die marine Sedimentation abschnittsweise aus, wobei klastisches Material überwiegt. Die hellen und kalkfreien Sande des Pliozäns enthalten größere Mengen gebleichter Feldspäte und werden daher auch als "Kaolinsande" bezeichnet.

Sie stehen in zahlreichen Aufschlüssen des Sandabbaues an und sind auch in tieferen Rinnen oder Fahrwassern an der ostfriesischen Küste angeschnitten. Am Südrand der Dorfes Langeoog wurde in einer Bohrung (BARCKHAUSEN, 1969) die Tertiäroberfläche bei etwa NN-50 m bestimmt.

3.2. Geologische Entwicklung im Quartär

3.2.1. Das Pleistozän

Die ältesten, bisher identifizierten pleistozänen Ablagerungen des Untersuchungsgebietes gehören dem Elsterglazial an, da die Bohrungen i.a. nicht tiefer reichen. Elsterzeitliche Sedimente wurden im Gebiet von Langeoog und Baltrum als gröbere, glazifluviatile Sande, zum Teil als quarzreiche Kiese sowie als Lauenburger Ton erbohrt. Dieser füllt oft tiefe, rinnenförmige Hohlformen aus und ist i. a. als spätelsterzeitliche Beckenablagerung sehr verbreitet. Der Lauenburger Ton ist ein dunkler, zäher kalkhaltiger Ton, der häufig schluffige und feinsandige Lagen enthält. Infolge von Aufpressungen und Stauchungen wechselt die Tiefenlage seiner Oberfläche sehr stark. Sie schwankt zwischen NN-26.5 m östlich von Baltrum und NN-2.1 m bei Bengersiel. In größerer Verbreitung kommt Lauenburger Ton nördlich von Bengersiel vor, wo er eine oberflächennah anstehende Hochlage bildet. Wie in vielen Wattgebieten sind auch im Einzugsgebiet der Accumer Ee zahlreiche Wattrinnen in den Lauenburger Ton eingeschnitten, so z.B. das Bengersieler Fahrwasser und einige Rinnen südlich von Langeoog, vor allem aber die Accumer Ee (BARCKHAUSEN, 1969). Er stellt eine resistente Seitenbegrenzung dar, denn aufgrund seiner schlechten Erodierbarkeit leistet er der Erosionskraft des Tidenstromes erheblichen Widerstand. Dadurch trägt er zur Lagestabilität der Accumer Ee bei.

Im folgenden Holstein-Interglazial verlief die Küstenlinie zwar parallel zur heutigen Küste, lag jedoch einige Kilometer weiter nördlich, so daß in diesem Raum keine marinen Ablagerungen aus dieser Epoche bekannt sind.

Die Saale-Kaltzeit gliedert sich in das Drenthe- und das Warthe-Stadium. Die drenthezeitlichen Ablagerungen beginnen mit Vorschüttsanden und -kiesen, die beim Drenthe-Hauptvorstoß des Eises entstanden sind. Die Sande sind relativ gut sortiert und haben eine Mächtigkeit von 1-5 m, können örtlich aber auch 10 Meter erreichen. Sie wurden im Hafengebiet von Langeoog z.T. unter dem Lauenburger Ton liegend, was durch Verstellung bzw. Stauchung verursacht wurde, aber auch in dessem Liegenden erbohrt.

Der in einigen Abschnitten direkt über dem Lauenburger Ton abgelagerte Geschiebemergel kommt im Hafengebiet von Langeoog in Tiefen zwischen 6 und 16 m, aber auch in Form einzelner Geschiebeblöcke im Watt nordöstlich von Benersiel vor. Wie der Lauenburger Ton dient der Geschiebemergel in den eingeschnittenen Rinnensystemen häufig als randliche Befestigung. Durch das abschmelzende Eis des Drenthe-Stadiums entstanden zahlreiche N- und NNW-verlaufende Schmelzwassertäler, die u.a. ein starkes Relief der Geländeoberfläche erzeugten und im Untersuchungsgebiet viel Moränenmaterial erodierten.

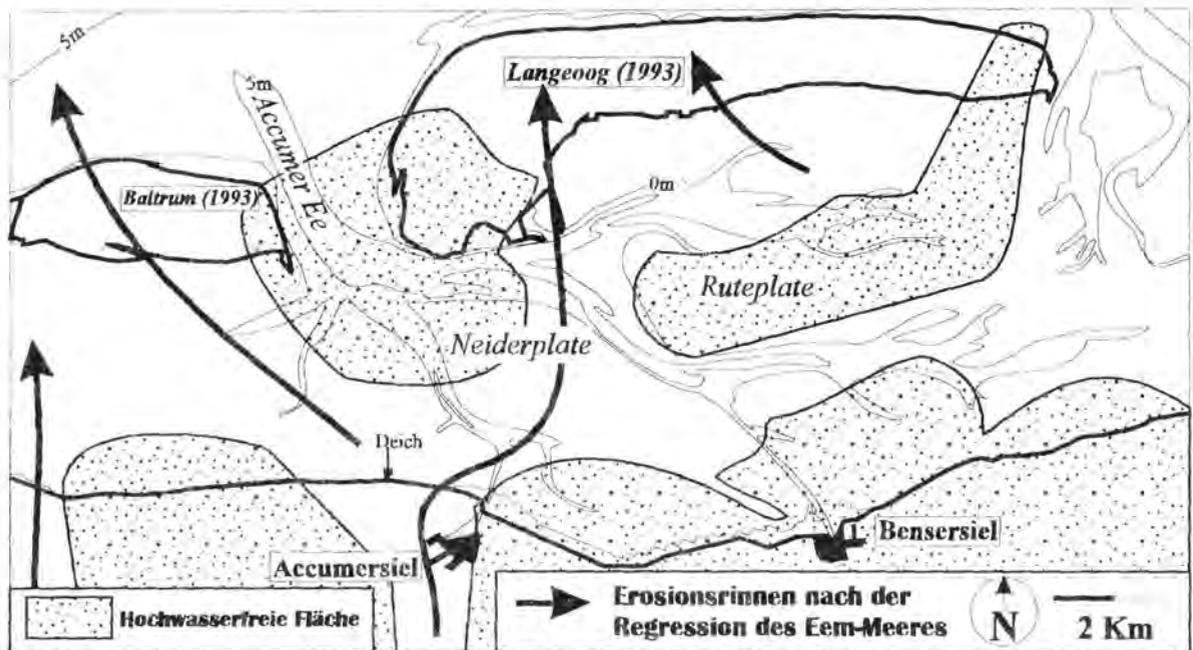


Abb. 6: Paläogeographische Situation im Eem-Interglazial (n. BARCKHAUSEN, 1969).

Durch den steigenden Meeresspiegel während der Eemzeit bildete sich ein ausgedehntes Flußnetz aus, das von der Geest in den schon saalezeitlich gebildeten Schmelzwassertälern herabkam und diese Morphologie somit reaktivierte (SINDOWSKI, 1956). Im weiteren Verlauf des Meeresspiegelanstiegs entstand eine sehr buchtenreiche Küste. Es lagerten sich im Bereich der heutigen Watten tonig-sandige Sedimente ab und im Bereich der Inseln und see-wärtigen Seiten der Watten sandige Flachwasserbildungen wie Feinsand und schluffiger Feinsand. Der Meeresspiegel stieg weiter auf etwa NN-17 m, so daß ein Rückstau in den Flußtälern und Grundwasseranstieg eintrat. Durch diesen Grundwasserstau versumpften die Uferränder der Eemflüsse und es kam zur Ausbildung von Bruchwaldtorfen.

Diese Torfbildungen wurden schließlich von dem ständig weiter steigenden Eem-Meer überflutet und mit brackisch-marinen Wattbildungen bedeckt. Der Höchststand des Eem-Meeresspiegels war bei NN-7 m erreicht, wobei die Wattfläche bei NN-9 m lag. Das heutige Wattgebiet hinter Langeoog ist jedoch nicht vollständig überflutet worden, da während dieser Zeit zwei Inseln existierten (Abb. 6), in deren Umfeld hauptsächlich Wattsedimente abgesetzt wurden. Gegen Ende des Eems trat ein Stillstand des Meeresspiegelanstiegs ein und anschließend ein deutliches Absinken. Das Meer zog sich aus dem Raum Langeoog zurück und es kam zu Vorlandbildungen und Torfablagerungen. Die Wattsedimente wurden nun durch Flußläufe zertalt. Hier bildete sich fluvia- tiles Eem in Form von grauen Mittelsanden aus.

Während der Weichsel-Kaltzeit war die gesamte südliche Nordsee eisfrei. Zur Ablagerung kamen aufgrund einer fehlenden Vegetationsdecke Flug- und Dünen- sande. Sie bestehen aus umgelagertem Pleistozänmaterial, weisen eine bräunliche Färbung auf und werden daher als Untere Braune Sande bezeichnet.

3.2.2. Das Holozän

Das von den Eem-Flüssen erzeugte ausgeprägte Relief bildet die Basis unterschiedlicher Holozänablagerungen. Im Arbeitsgebiet entwässerten die Rinnen von Neßmersiel, Accumersiel und die Harlerinne ins Nordseebecken. Südlich von Langeoog bildeten sich über den Flugsanden des Unteren Braunen Sandes in einigen Abschnitten torfige Mudden und z.T. dicke holz- führende Basaltorfe aus. Nach Einschaltung dieses präborealen Torfes, folgen die altholozänen Oberen Braunen Sande, die aus einem Fein- bis Mittelsand gebildet werden. Sie weisen einen stark schwankenden Sortierungsgrad auf, dessen Ursache vermutlich in unterschiedlicher Entstehung, wie äolisch und fluviatil durch Hangabspülung liegt. Die Flugsandlagen sind sehr verbreitet und bedecken auch große Teile der Pleistozänhochlagen. Der pleistozäne Unterbau bildet zusammen mit den Flugsanddecken des Braunen Sandes eine Einheit, die als Geest bezeichnet wird.

Zu Beginn des Holozäns lag der Meeresspiegel bei etwa NN-40 m und stieg danach kontinuierlich an. Das Meer drang ins heutige Küstengebiet vor, wobei die Morphologie der Geest erhalten blieb. Wiederum bewirkte das vor- rückende Meer einen Grundwasserstau der Vorfluter, wodurch es zur Vernäs- sung und Torfbildung kam. Es vertorfte schließlich zunehmend höhergele- gene Gebiete, während die tiefergelegenen von marinen Schichten überdeckt wurden.

Diese mittel- und jungholozänen Sedimente des marinen und randmarinen Bereichs werden in der lithostratigraphischen Gliederung des Küstengebietes als Küstenholozän oder auch Nordsee-Formation bezeichnet.

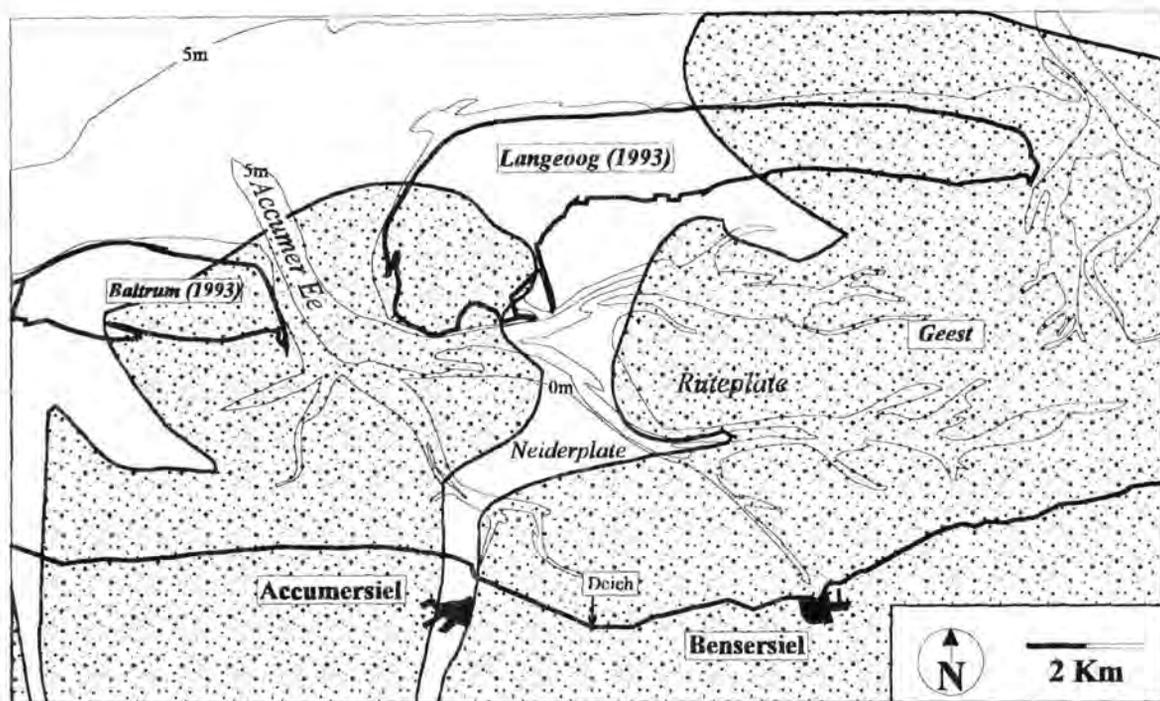


Abb. 7: Küstenlinie vor ca. 5500 Jahren (*Baltrum-Schichten*, n. BARCKHAUSEN, 1969).

Die *Baltrum-Schichten* sind die Ablagerungen der beiden ältesten bisher bekannten holozänen Ingressionen der Nordsee-Formation. Sie sind zunächst auf die ehemaligen Flußrinnen beschränkt (Abb. 7). Erst die *Esch-Schicht*, mit den hangenden spätatlantischen Torfen, tritt weiträumiger auf. Die großflächigere Verbreitung der *Dornum-Schichten*, von der Mitte des Atlantikums bis zur Mitte des Subboreals, wurden während des vierten Meeresspiegelanstieges (bis zu 6 m unter NN) abgelagert (Abb. 8). Es treten vor allem in flachen küstennahen Gebieten Kleiablagerungen auf, die durch Schilftorf getrennt werden. Ein subborealer Torf bildet den Abschluß der *Dornum-Schichten*. Während der Ablagerung der *Midlum-Schichten* (5. und 6. Nordsee-Ingression) stieg der Meeresspiegel mindestens zur Höhe von NN an. So konnte sich hier das heutige Landschaftsbild in seinen Grundzügen entwickeln (Abb. 9). Während dieser Zeit wurde das Entwässerungssystem der Watt- und Marschgebiete entscheidend verändert und einzelne Seegats änderten ihren Verlauf. Es kam noch einmal zu Kleiablagerungen, die wiederum durch eine Torfbank getrennt werden (Abb. 10). Mit Ablagerung der *Pewsum-Schichten* schlägt die Sedimentation im wesentlichen von tonig nach sandig um. Lediglich kleinste Bereiche sind noch in toniger Ausbildung vorhanden.

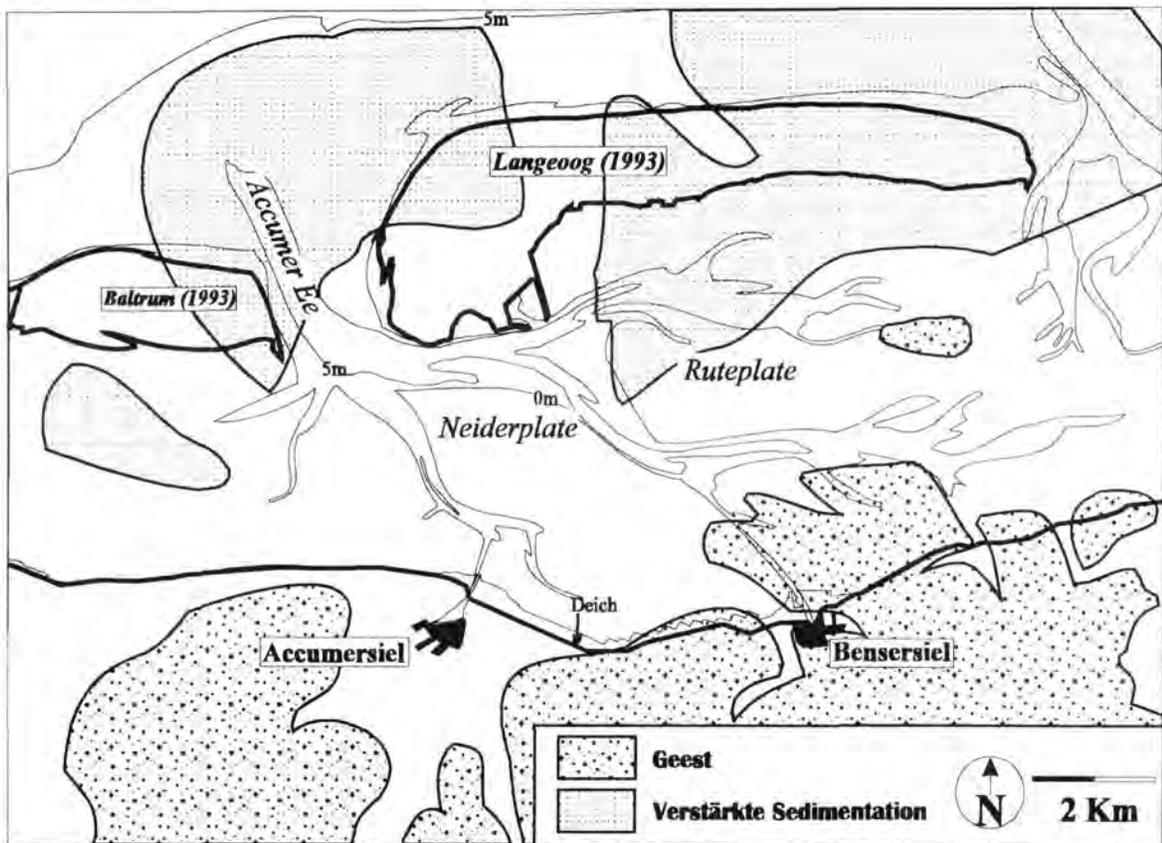


Abb. 8: Küstenlinie vor ca. 3700 Jahren (Dornum-Schichten, n. BARCKHAUSEN, 1969).

In den heutigen Wattsedimenten, die den jüngsten *Pewsum*-Schichten entsprechen, wird eine allgemeine Dreiteilung in Sandwatt, Mischwatt und Schlickwatt vorgenommen. Die Komplexe, in denen nun die hauptsächliche Sedimentation stattfindet, sind Rinnenanlagen. Die Ablagerungen innerhalb solcher älteren Rinnenanlagen sind Sande und gelegentlich Kleibänder.

3.3. Morphologische Entwicklung im Quartär

Die für die rezenten Gestaltungsvorgänge entscheidenden morphologischen Strukturen sind bereits in der Saale-Kaltzeit angelegt worden. Das Inlandeis des Drenthe-Stadiums hinterließ nach seinem Abschmelzen eine morphologisch sehr bewegte Landschaft. Es bildeten sich zahlreiche, parallel zueinander nach Norden verlaufende Schmelzwassertäler aus. Bereits während dieser Zeit sind die heutigen Geesthochlagen herauspräpariert worden. Der sogenannte Oldenburgisch-Ostfriesische Geestrücken taucht bis unter die heutigen Inseln ab und läßt sich bis in die Nordsee hinaus verfolgen. Auffällig ist das besonders steile Abfallen der Pleistozänoberfläche am Nordrand der Inseln.

Ob sich hier eine ehemalige pleistozäne Klifflinie befand oder der Geestrücken durch Wellenwirkung nur oberflächlich erodiert wurde, ist bislang noch unklar.

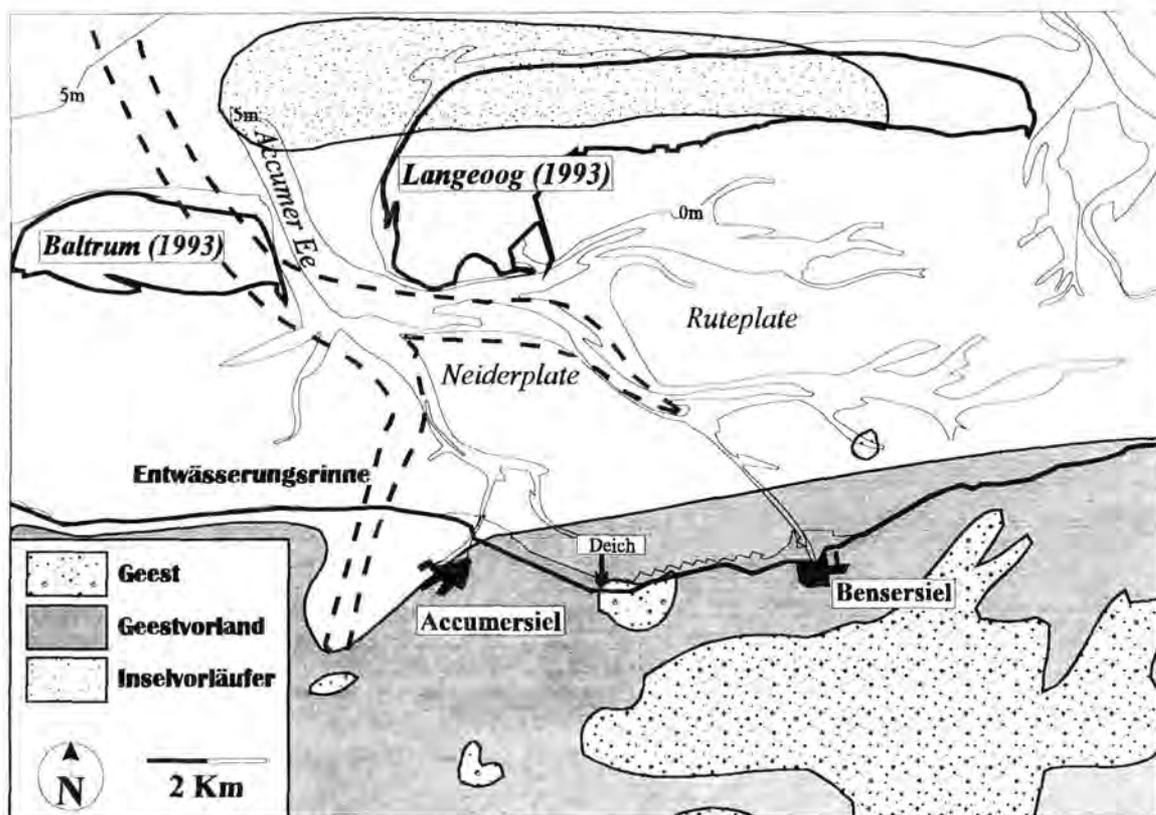


Abb. 9: Küstenlinie vor ca. 2700 Jahren (n. BARCKHAUSEN, 1969).

Zu Beginn des Eems hatten sich im Arbeitsgebiet drei Täler, welche die saalezeitliche Morphologie nutzten, gebildet. Im Eem drang das Meer bis ca. 7 m unter NN vor, verkürzte deren Unterläufe und transgredierte zum Teil über pleistozäne Ablagerungen. Unter weiterer Ausnutzung der saalezeitlichen Morphologie entstand eine buchtenreiche Küste. Die Karte der Eem-Küstenlinie (Abb. 6) zeigt den Verlauf der Flüsse zu dieser Zeit. Das Langeooger Watt wies während der Eemzeit zwei große Geestinseln auf, die bei einem Wasserstand von NN-10 m existiert haben. Zu Beginn des Eems bestand eine Entwässerungsrinne auf der westlichen Seite dieser Hochlage im Bereich der heutigen Insel Baltrum. Am Ende des Eem vereinigte sie sich mit der Rinne aus dem Bereich von Bensersiel. Die neu geschaffene Rinne verlief mitten durch den heutigen Inselkörper von Langeoog.

Zu Beginn des Holozäns kam es zu einer Regression des Meeres, im Laufe derer die drei ehemaligen Flußmündungen verlandeten und verschiedene Hohlformen ausbildeten.

Der "Braune Sand" sorgte für eine teilweise Umgestaltung der Abflußsysteme. Mit Beginn des Atlantikums 7500 J.v.h., bei einem Meeresspiegelstand von 20 Meter unter NN, erreichte die Nordsee den pleistozänen Geestrücken. Dieser war leicht wellig bis eben und mit Flugsand bedeckt. Das Meer drang in die unteren Flußläufe ein (Flandrische Transgression), wodurch sich ein Ästuarsystem ausbildete. Dieses bestand im Arbeitsgebiet aus den drei o.g. Abflüssen, welche von der Geest her entwässerten. Die beiden östlichen vereinigten sich direkt im heutigen Wattgebiet. Der Bereich der heutigen Accumer Ee war noch Geesthochlage. Die Geestrücken wurden teilweise abgetragen und vermutlich in Nehrungshaken umgeformt, die landwärts ein Ästuarsystem mit lagunärem Charakter entstehen ließen. Die Sedimentation war hauptsächlich auf die Flußläufe beschränkt und zeigte noch keinerlei Ähnlichkeit mit den heutigen Bedingungen in diesem Raum.

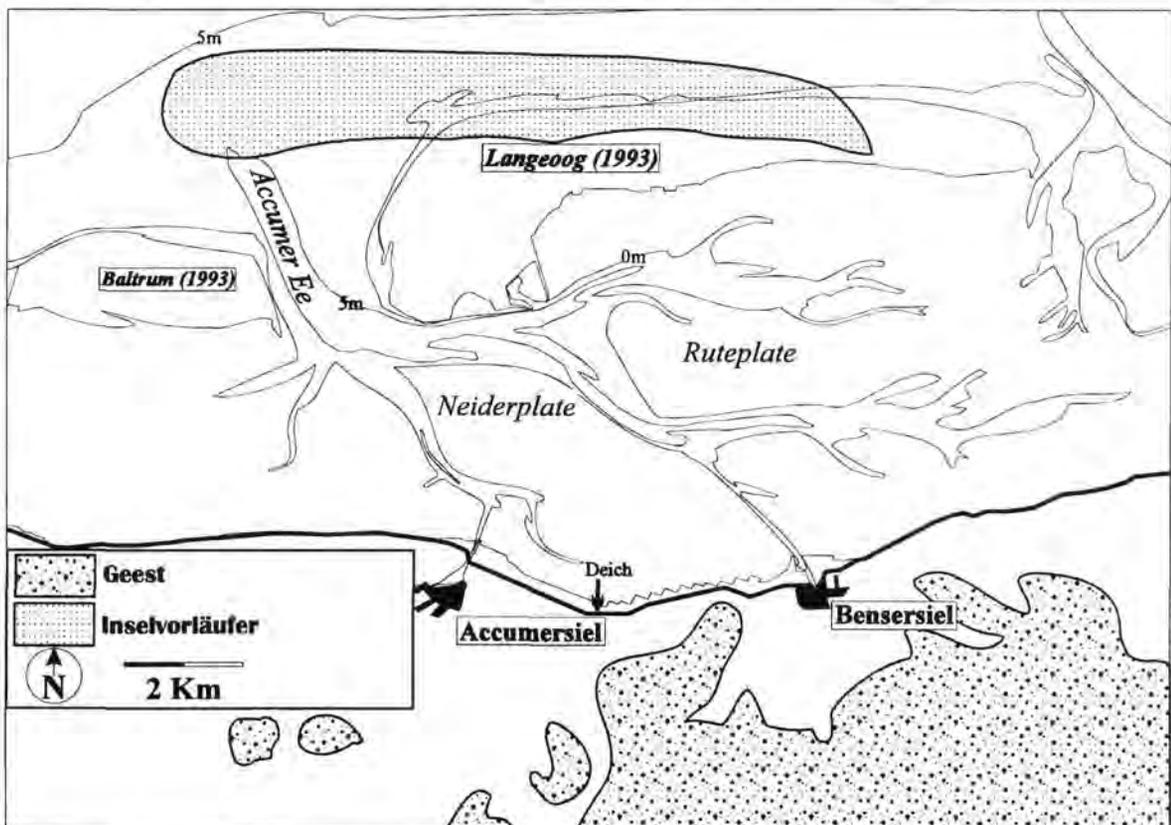


Abb. 10: Küstenlinie vor ca. 2300 Jahren (*Midlum-Schichten*, n. BARCKHAUSEN, 1969).

Mit dem dritten Vorstoß im Subboreal 3500 J.v.h. änderten sich die paläogeographischen Verhältnisse grundlegend. Bei einem Meeresspiegelstand von 6 bis 7 m unter NN wurden die beiden Geesthochlagen im mittleren Teil des heutigen Rückseitenwatts abgetrennt.

Zwischen der Geest von Dornum und der westlichen Geestinsel floß die Accumersieler Rinne nach Norden ab. Dieses Entwässerungssystem war seit dem Eem verschlossen und verband sich nun mit der Neßmersieler Rinne im Westteil Baltrums zu einem verstärkten Abfluß. Die Uranlage der Accumer Ee war entstanden.

Die bis dahin südlich von Langeoog verlaufende Accumersieler Rinne versandete allmählich und wurde Teil des heutigen Watts. Die zweite östlich gelegene Geestinsel wurde nach und nach überflutet. Mit dem ansteigenden Meeresspiegel entstand hinter ihr ein stabiles Wattgebiet, das nun durch die mächtige Harlerinne im Osten entwässert werden konnte. Es existierte nun ein zunehmend einheitliches flaches Gebiet, welches mit dem weiteren Meeresspiegelanstieg Schritt hielt. Da die Sedimentzufuhr ausreichend groß war, wurde das Gebiet vor dem Geestrand ständig aufgehöhht. Die Folge war, daß sich die Küstenlinie als Grenze zwischen festländischer Marsch und periodisch überflutetem Watt zunehmend vom Geestrand entfernte. Auf der Linie der heutigen Inseln entstand ein hochgelegenes Sandwatt, womit sich erstmalig ein ausgeglichener Sedimentationsraum ähnlich den heutigen Verhältnissen entwickelte. Der damalige Geestrand verlief etwa im Bereich der heutigen Deichlinie.

Etwa vor 3000 Jahren entwickelte sich das Landschaftsbild in seinen heutigen Zügen. Ein breiter Marschengürtel dehnte sich bis etwa zur Mitte des heutigen Watts aus. Die Accumersieler Rinne gewann einen starken Zustrom aus dem Wattgebiet nördlich von Bengersiel (Abb. 9). Der Geestrand verlief weit südlich der heutigen Deichlinie. Die Sandplaten im heutigen Inselbereich zeigten Strandwallbildungen und hatten sich bereits so weit aufgehöhht, daß sie bei normalem Hochwasser größtenteils nicht mehr von Wasser bedeckt waren. Während der Zeitenwende erfolgte die Aufhöhung der Inseln auf ihr jetziges Niveau, so daß bereits zu dieser Zeit eine "Insel Langeoog" bestanden hat. Nachgewiesen ist die relative Lagebeständigkeit Langeoogs, so daß man davon ausgehen kann, daß das Wattgebiet vor dem Eingriff durch den Menschen seine größte Ausdehnung gehabt hat.

Bei Betrachtung der derzeitigen Zonierung der Oberflächensedimente erhebt sich u.a. auch die Frage, seit wann eine derartige räumliche Verteilung bestanden haben könnte. Leider existieren für die pleistozänen und frühholozänen Ablagerungen keine detaillierten Sedimentanalysen, die eine räumlich-flächige Darstellung der Sedimentverteilung erlauben. Aber ein Blick auf die paläogeographischen Karten beweist, daß im Pleistozän und zu Beginn des Holozäns im Untersuchungsgebiet größere Rinnensysteme existiert haben. Ferner war die direkte Küstenlinie nicht von derartig ausgedehnten Schutzwällen, wie es heute die Barriereinseln sind, von der offenen See abgeschirmt.

Man kann davon ausgehen, daß die Sedimentverteilung deutlich grobskaliger und von Rinnensedimenten dominiert war. Vermutlich in der ersten Hälfte des Subatlantikums, d.h. zu Beginn der *Pewsum*-Schichten, als die Barriereinseln ihre größte laterale Ausdehnung besaßen, könnte man von einer Zonierung der damaligen Oberflächensedimente ähnlich der heutigen ausgehen. Unter der Voraussetzung eines kleineren Tidenhubs, niedrigeren Meeresspiegels und damit auch geringerer Wellenhöhe wird die Faziesabfolge vermutlich durchweg aus etwas feinerem Material bestanden und im Korngrößenspektrum einen größeren Bereich abgedeckt haben. Die weitere morphologische Entwicklung war geprägt durch eine abnehmende Anstiegsrate des Meeresspiegels und eine Zunahme des Tidenhubs und der Wellenhöhen. Die Aufwuchsrate des Watts und damit die landwärtige Verlagerung der Insel wurde damit deutlich verlangsamt.

3.3.1. Morphologische Entwicklung in historischer Zeit

Mit den Küstenschutzmaßnahmen griff um 1100 n. Chr. zum ersten Mal der Mensch in die Dynamik des Systems ein. Zu Beginn des Deichbaus besaßen die Inseln ihre geringste flächige Ausdehnung.

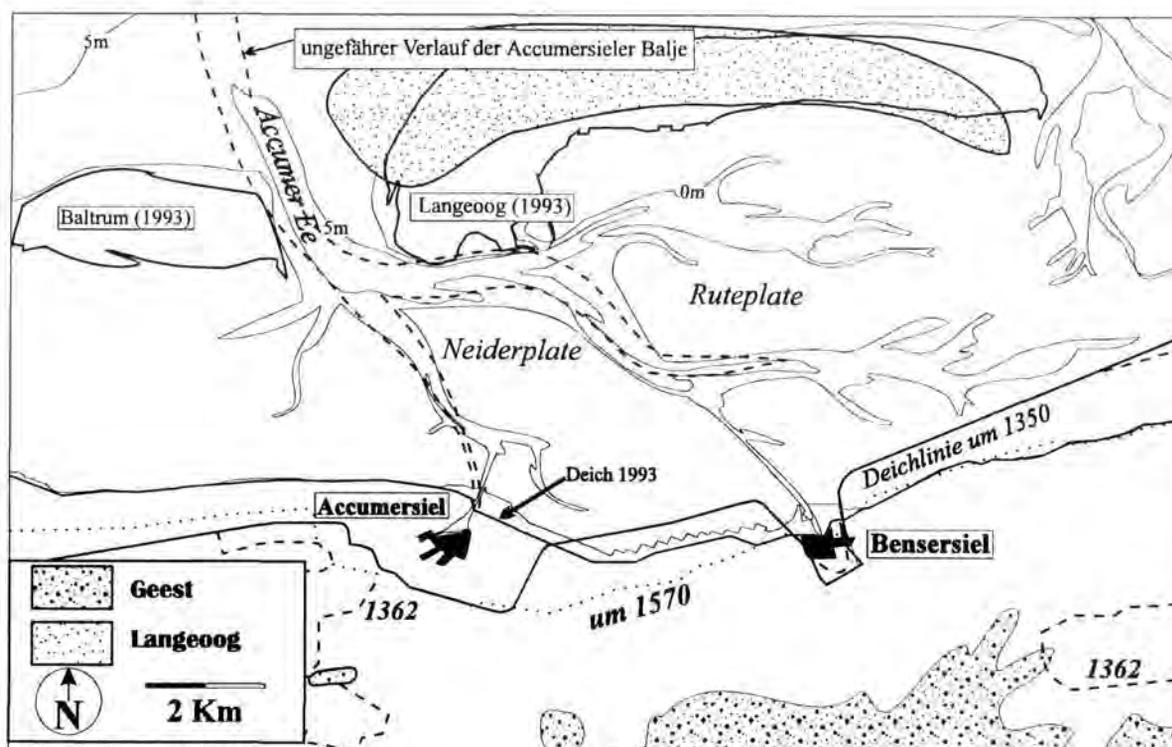


Abb. 11: Entwicklung des Deichbaus vom 14. - 17. Jahrhundert (n. HOMEIER, 1969).

Lage und Größe der Hauptentwässerungsrinnen waren im Untersuchungsgebiet nicht so großen Schwankungen unterworfen wie z.B. die der Harle Balje oder die der Otzumer Balje. Beide entwickelten sich in ihrer Ausdehnung stark gegenläufig, was hauptsächlich durch die Eindeichungsmaßnahmen verursacht wurde. Langeoog verlagerte sich vom Subatlantikum vor etwa 2700 Jahren bis zum 13. Jahrhundert um ca. 2 km nach Osten. In gleicher Weise verlagerte sich auch die Insel Baltrum. Langeoog blieb während des durch die topographischen Altkarten zurückverfolgbaren Zeitraumes von drei Jahrhunderten gegenüber den anderen ostfriesischen Inseln am lagestabilsten. Lediglich der Westkopf bog kontinuierlich nach Süden um und verkürzte sich deutlich. Es besteht daher die Möglichkeit, daß Langeoog schon vor 1650 den geringsten Lageveränderungen unterworfen war. Der heutige Inselkörper bedeckt eine Fläche, die seit der Zeit vor 1650 nahezu unverändert war. Die Fläche war ursprünglich eine Flugsandplate aus der sich vermutlich durch menschliche Eingriffe eine dünenträgende Insel entwickelte. Eine solche lagestabile Sandplate muß aber auch einem sehr lagestabilen Watt angehört haben. Es müssen günstige Voraussetzungen für die Aufhöhung, d.h. Sedimentzufuhr und -abtrag in diesem Gebiet geherrscht haben.

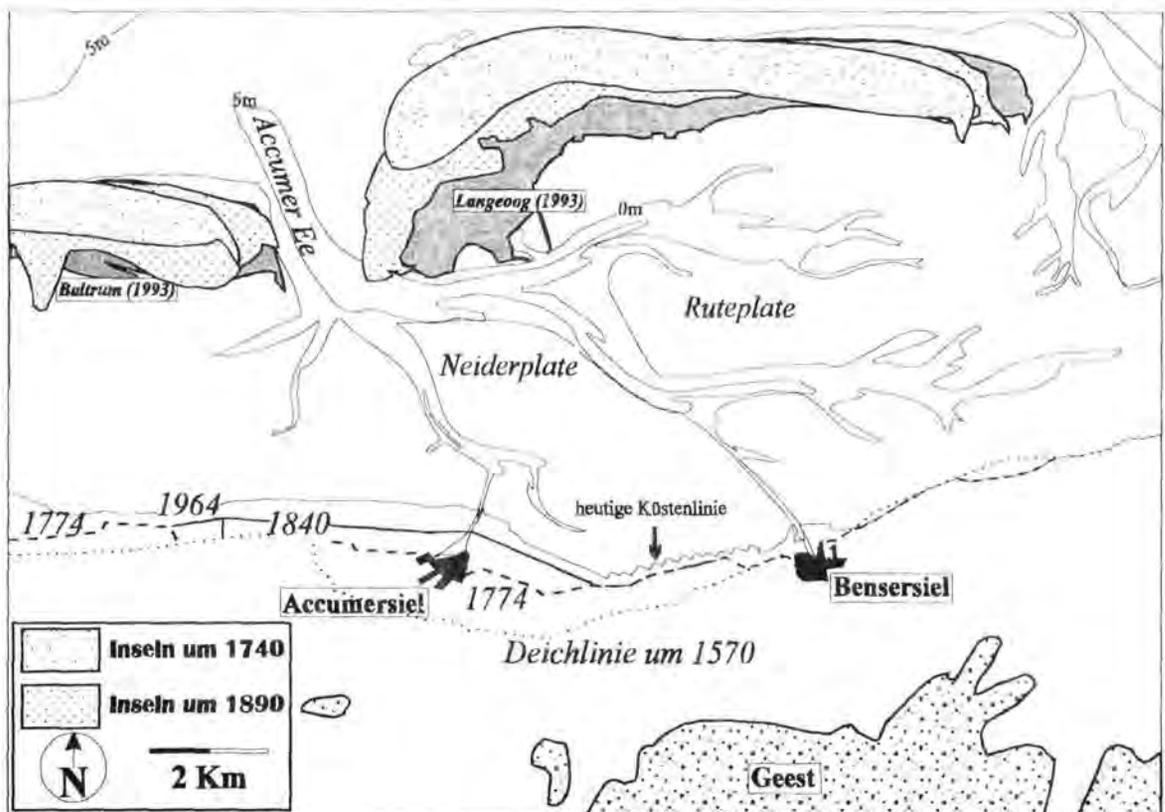


Abb. 12: Entwicklung des Deichbaus seit dem 16. Jahrhundert (n. HOMEIER, 1969).

Unmittelbar südlich der Insel liegen unter dem heutigen Watt mehrere Geesthochlagen, die zwar nicht bis an die Oberfläche reichen, aber die älteren Entwicklungsphasen des Watts maßgeblich beeinflußt haben müssen. Die relativ stabile Lage und Größe des Wattgebiets hinter der Insel Langeoog war vor allem durch die relativ kleinflächigen Eindeichungsmaßnahmen begünstigt. Der einzige größere Landverlust (ca. 8 qkm) der zu einer Vergrößerung des Wateinzugsgebiets führte, war nach der schweren Sturmflut von 1362 zu verzeichnen. Im 15. und 16. Jahrhundert wurden zwischen Neßmersiel und Dornumergrode 10 qkm eingedeicht, in gleichem Zuge wurden aber östlich und westlich von Bensorsiel deutlich größere Flächen (mindestens 14 qkm) ausgedeicht. Im 17. und 18. Jahrhundert folgten Eindeichungen von etwa 10 qkm und 100 bzw. 200 Jahre später noch einmal ca. 4 qkm (Abb. 11 und 12).

3.4. Zusammenfassung

1. Zu Beginn des Holozäns existierten keine schutzwallähnlichen Sedimentanhäufungen vor der Küste wie heute die Barriereinseln. Man kann daher davon ausgehen, daß die Oberflächensedimente zu dieser Zeit von größerem Material ohne eine derart feinskalige räumliche Verteilung wie heute beherrscht waren.
2. Vermutlich in der ersten Hälfte des Subatlantikums, als die Inseln ihre ursprünglich größte Ausdehnung besaßen, bestand eine ähnliche räumliche Verteilung der Sedimente wie heute.
3. Der Eingriff des Menschen in Form von Ein- oder Ausdeichungsmaßnahmen hatte im Arbeitsgebiet im Gegensatz zu den Nachbargebieten keinen größeren Einfluß auf die Größe des betrachteten Einzugsgebiets.
4. Eine variierende Sedimentverteilung im Laufe der letzten Jahrhunderte ist sicherlich die Folge eines beschleunigten Meeresspiegelanstiegs, damit verbundenen erhöhten Tidevolumens und einer Zunahme des Energieeintrags bedingt durch klimatische Einflüsse.

4. Hydrodynamische Randbedingungen

Die hydrodynamische Situation im Einzugsgebiet der Accumer Ee resultiert aus der Überlagerung des einschwingenden Seegangs, des im Wattgebiet selbst erzeugten Seegangs, der Tidenströmungen und der durch Windschub entweder erhöhten oder abgesenkten Wasserstände. Die Zusammenwirkung dieser Kräfte bildet ein komplexes Geschehen, welches für die morphologischen Gestaltungsvorgänge und die Sedimentverteilung verantwortlich ist. Nach der Einteilung von DAVIES (1964) gehört das Gebiet mit einem mittleren Tidenhub von 2.7 Metern zum mesotidalen Bereich. HAYES (1979) klassifiziert die morphologischen Einheiten der Flachküsten durch die mittlere Wellenhöhe und den mittleren Tidenhub. Nach dieser Einteilung ist die ostfriesische Inselküste selbst als Mischenergiesystem zu betrachten. Da im Rückseitenwatt niedrigere Wellenhöhen als vor der Küste auftreten, ergibt sich eine leicht tidedominierte Energieform (s.a. SHA, 1990).

4.1. Tidenströmungen

Mit dem Tidenhub gekoppelt sind die Gezeitenströme, die in den Rinnensystemen Geschwindigkeiten von mehr als 1.0 m/s erreichen können. Ihre Eintrittszeit und Geschwindigkeit hängt von Hub und Phase der Gezeiten, sowie u.a. auch von der Wassertiefe und dem Verlauf der Küstenlinie ab. Da am Ende jeder Hoch- und Niedrigwasserphase die Strömung ihre Richtung um etwa 180° ändert, kann ihre Geschwindigkeit für eine kurze Zeit gleich Null werden. Dieser kurze Zeitraum von kaum mehr als 20 Minuten war in den Aufzeichnungen selten zu beobachten, da er u.a. vom ständig beeinflussenden Seegang überprägt wird (Abb. 13-15). Die Tidenströme werden an Buchteingängen und zwischen den Inseln so stark gebündelt, daß hier die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten auftreten. Die Bodenreibung und die zunehmende Steilheit der Tidewelle in Richtung Küste, ihre Ausbreitung in Richtung Osten sowie Windeffekte sind mögliche Gründe dafür, daß im Einzugsgebiet der Ebbstrom höhere Geschwindigkeiten erreichen kann als der Flutstrom (KOCH & NIEMEYER, 1978). Diese Situation konnte in verschiedenen Messungen bestätigt werden (z.B. Abb. 14). Zusätzlich zu dieser Geschwindigkeitsasymmetrie kann noch eine Zeitasymmetrie auftreten. Hierbei stimmt der Zeitpunkt der maximalen Strömungsgeschwindigkeit nicht mit der zeitlichen Mitte einer Tide überein (FITZGERALD & PENLAND, 1987).

Ebenso tritt das Minimum der Strömungsgeschwindigkeit meist kurz nach Niedrigwasser, selten zeitgleich mit diesem ein (Abb. 15).

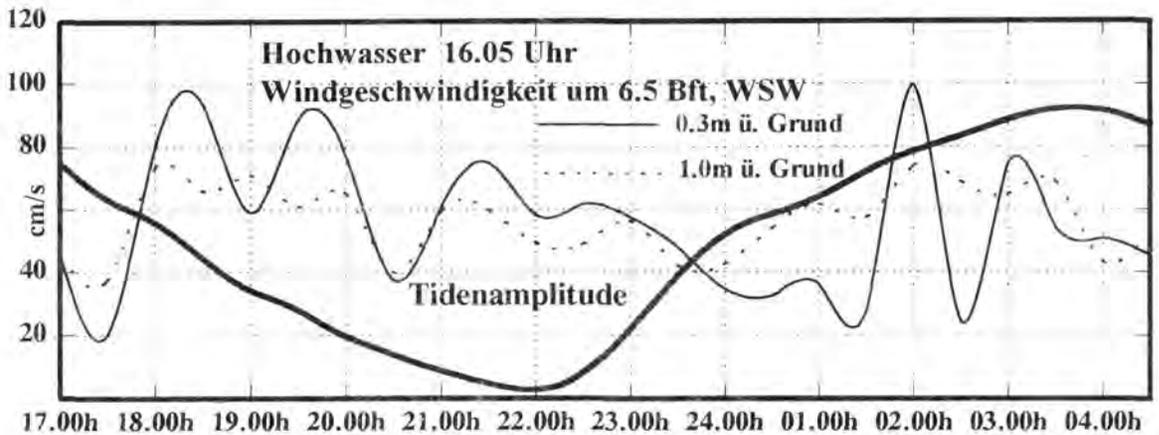


Abb. 13: Strömungsmessungen im Langeooger Wattfahrwasser (Station A) am 12.02.1995.

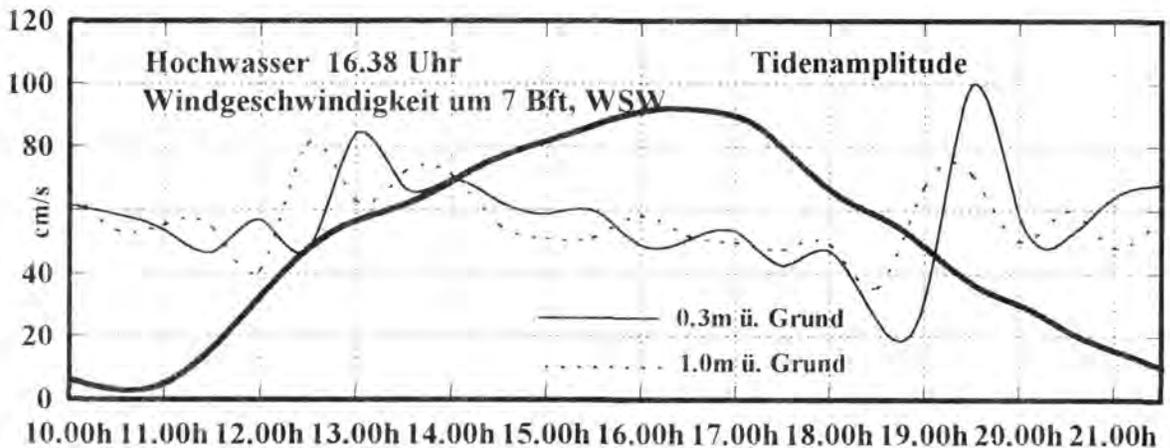


Abb. 14: Strömungsmessungen in der Rute (Station B) am 11.02.1995.

Über einen Zeitraum von zwei Jahren wurden pro Monat jeweils zwölf Stunden lang Strömungsgeschwindigkeiten aufgezeichnet (Abb. 16). Dies geschah an zwei Stationen im Prielsystem (s. Abb. 3) und erfaßte bei jedem Meßzyklus jeweils die komplette Wassersäule. Betrachtet man den gesamten Meßzeitraum, so zeigen sich in den Wintermonaten häufig höhere Geschwindigkeiten als in den Sommermonaten. An den Meßstationen variieren die Maximalwerte zwischen 120 cm/s im Winter und 70 cm/s im Sommer. Lediglich im Frühjahr konnten noch vereinzelt ähnliche Maximalwerte wie im Winter verzeichnet werden.

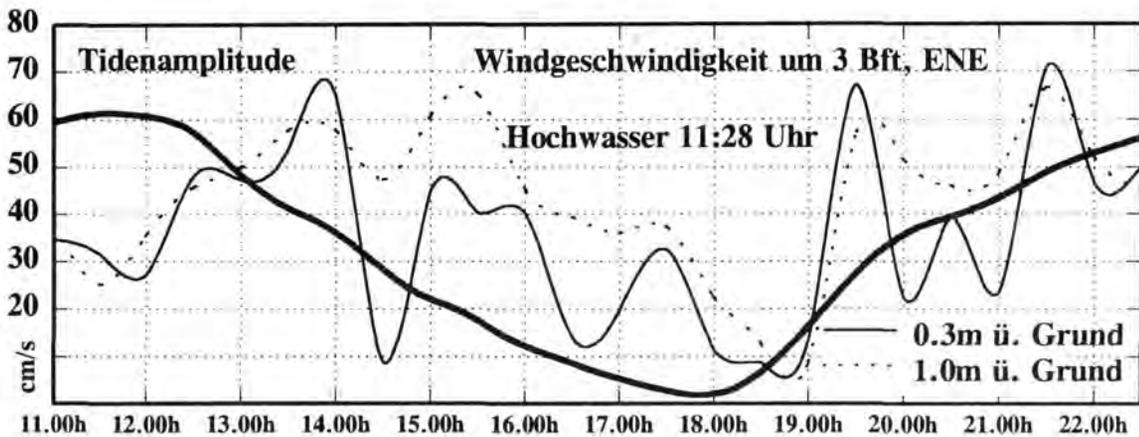


Abb. 15: Strömungsmessungen im Langeooger Wattfahrwasser (Station A) am 11.07.1995.

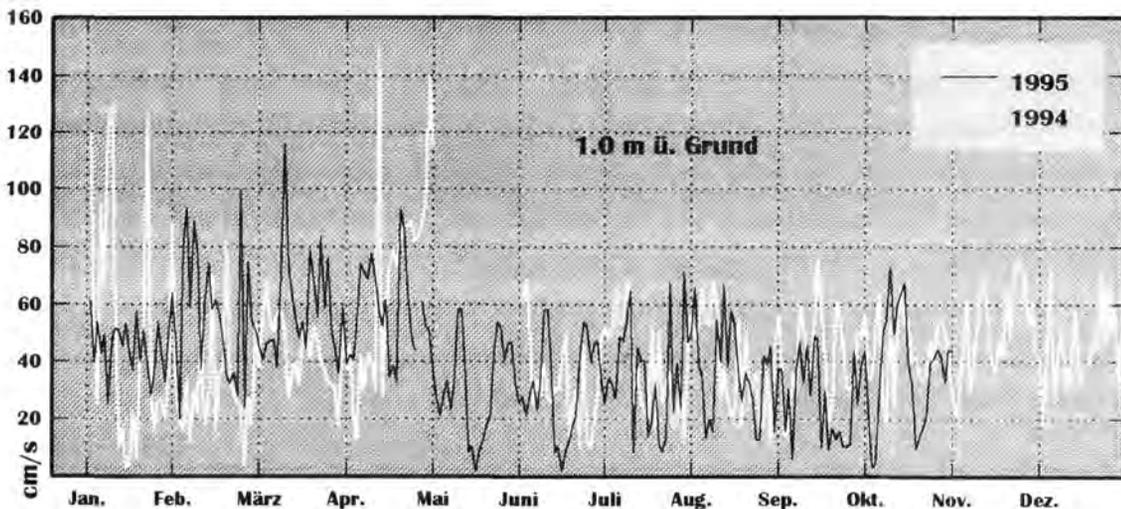


Abb. 16: Strömungsmessungen an Station A, jeweils im Zeitraum Januar bis Dezember 1994 und Februar bis Dezember 1995.

Die Messungen auf der Ruteplate beweisen, daß die Strömungsgeschwindigkeiten in den Rinnensystemen um ein vielfaches höher sind als auf den Platen (Abb. 17). Dieser Unterschied beschränkt sich aber ausschließlich auf höhere Abschnitte der Wassersäule. In Bodennähe ergeben sich unter identischen äußeren Bedingungen in Rinnen ähnliche Geschwindigkeiten wie auf den Platen. Die Rinnensysteme sind demnach so dimensioniert, daß zwar in ihren mittleren und oberen Wasserschichten höhere Geschwindigkeiten auftreten, aber durch die Geometrie der Rinnenkörper die Strömungsgeschwindigkeit an der Sohle sehr stark vermindert ist. Dies offenbart sich unter anderem auch darin, daß in Rinnen und auf Platen ein und derselben Fazieszone auch identische Partikeldurchmesser angetroffen werden.

Wäre die bodennahe Geschwindigkeit im Rinnensystem deutlich höher als auf den Platen, so würde sich dieses durch entsprechend größere Partikeldurchmesser im räumlichen Verteilungsmuster abzeichnen. Diese Situation kann man jedoch nur in wenigen Fällen beobachten. Wie NYANDWI (1995) zeigen konnte, unterliegt das Strömungsmuster im Wattgebiet einer strengen Gesetzmäßigkeit. Er konnte rechnerisch nachweisen, daß die Einzugsgebiete und die Dimension der West-Ost-verlaufenden Rinnen so gestaltet sind, daß jeweils die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Einzugsgebiet der Otzumer Balje von Nord nach Süd abnimmt. Gehört ein Untereinzugsgebiet zwei Entwässerungsrinnen an, so besitzt die jeweils nördlich gelegene die Priorität gegenüber der südlichen. Insgesamt ergibt sich somit eine räumliche Verteilung des Strömungsmusters, nach der die strömungsabhängige Energie von Nord nach Süd abnimmt. Ein ausschließlich strömungsabhängiger Sedimenttransport in den Rinnen sollte demnach in der Ebbphase von Süd nach Nord und in der Flutphase im umgekehrten Richtung stattfinden. Da der Ebbstrom die höheren Geschwindigkeiten erreicht, müßte letztlich ein strömungsabhängiger Nettotransport nach Norden stattfinden.

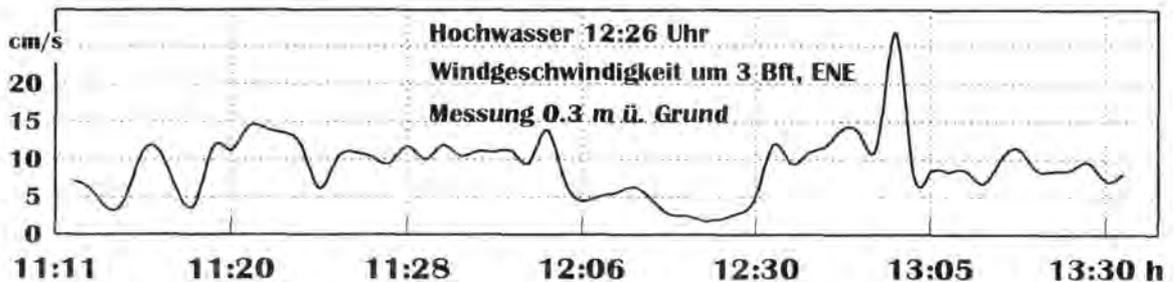


Abb. 17: Strömungsmessungen auf der Ruteplate am 11.07.1995.

4.2. Seegang und seegangerzeugte Strömungen

Ein beträchtlicher Teil des Seegangs, der im wesentlichen auf die Sedimentoberfläche des Arbeitsgebietes einwirkt, wird in der offenen Nordsee erzeugt und gelangt durch die Seegatöffnung ins Wattgebiet. Dabei ist im Bereich des Seegats die Refraktion am stärksten und der bei halber Wellenlänge grundberührende Seegang erfährt dort neben verformenden Wirkungen auch eine Dämpfung. Nach NIEMEYER (1986) beträgt die Seegangsenergie im Seegat nur noch ca. 8% der Seegangsleistung aus dem Küstenvorfeld.

Komplexe Berechnungen (DEN ADEL et al., 1991) zeigen, daß die Abnahme der Wellenhöhe nur sehr untergeordnet auf Windeinflüsse zurückzuführen ist, sondern im wesentlichen durch Wellenbrechung und Bodenreibung verursacht wird. Letztere Faktoren sorgen auch für eine mit der Entfernung vom Seegat abnehmende Wellenhöhe im Wattgebiet (Abb. 18). Die Refraktionsunter-

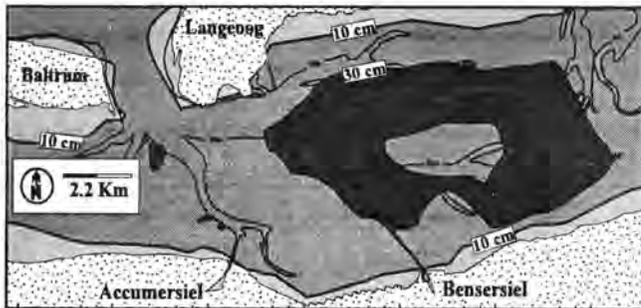


Abb. 18: Räumliche Verteilung der signifikanten Wellenhöhen, NW-Wind mit Geschwindigkeiten um 10.5 m/s (n. DELFT HYDRAULICS, 1994).

suchungen bei NIEMEYER (1986) zeigen weiterhin, daß der Seegatbereich auf das durchschwingende Seegangssystem hinsichtlich seines Ausbreitungsverhaltens im Watt eine Filterfunktion ausübt. Unabhängig von den Windrichtungen und Wasserständen bilden sich zunehmend einheitliche Laufrichtungen aus. Die Hauptfortschrittsrichtungen des Seegangs folgen zunächst den Baljen und größeren Prielen, wobei sich auf die dazwischenliegenden Wattflächen energieärmere Teilsysteme des Seegangsspektrums ausbreiten. Die Seegangsausbreitung am West- und Südwestrand von Langeoog sowie an der Südseite der Inseln ist bei Winden aus West bis Nordwest unabhängig vom Wasserstand gleichbleibend. Zahlreiche Messungen (z.B. DELFT HYDRAULICS, 1995) zeigen, daß bei Winden aus dem südlichen Sektor nur unwesentliche Veränderungen des Wellenklimas entstehen. Das Wattgebiet ist in der Lage innerhalb seiner Begrenzung ein eigenes Energiepotential zu erzeugen. Dieses ist aber besonders im Umfeld des Seegats dem von der offenen See her eingebrachten Energiepotential untergeordnet. Erst in weiterer Entfernung vom Seegat gewinnt das im Watt gebildete Energiepotential an Bedeutung.

Der Zerfall größerer Wellen in mehrere kleinere Wellen mit unterschiedlichen Höhen und Längen wird in der Literatur als die Entstehung von Solitons oder Sekundärwellen bezeichnet (z.B. DYER, 1986). Diese entstehen aber nicht nur bei Brandung, sondern auch durch Untiefen bei durchschwingenden Wellen. Es kann davon ausgegangen werden, daß auf Deichvorländern die höheren Wellen des Spektrums mit Perioden auftreten, die in etwa dem mittleren Wert aller Perioden oder dem halben Wert der maximalen Periode entsprechen. Im Flachwasserbereich ist der Zusammenhang zwischen Wassertiefe und Wellenhöhe im $H/h = 0.78$ (KOMAR & MILLER, 1975). Bei Überschreiten dieses Wertes brechen die Wellen.

Dieses Verhältnis wird im Wattgebiet jedoch aufgrund der starken Dämpfung infolge von Sohlreibung, Reflexion und Refraktion sowie durch Diffraktion im Insellee kaum erreicht. An stark gegliederten Unterwasserstränden treten durch die Refraktion Energieverschiebungen auf. Dieses ist besonders in den Mündungsgebieten der Wattpriele der Fall und führt zu einer ty-

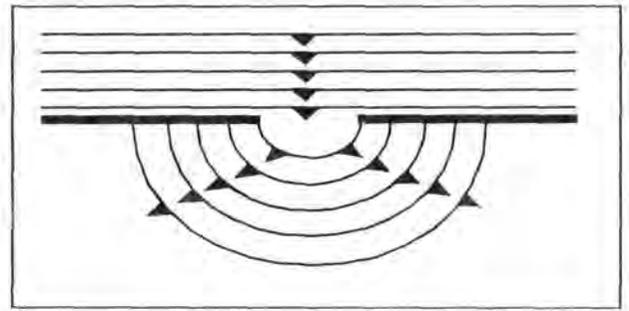


Abb. 19: Entwicklung von Elementarwellen nach dem Prinzip der Beugung an einer punktförmigen Öffnung (n. ALLEN, 1979).

pischen Form des Wattseegangs. Während ein großer Teil der Seegangsenergie durch Brandung und Bodenreibung am Wattrand aufgezehrt wird, gelangt an den Mündungen der Priele ein beträchtlicher Teil der Energie auf das Watt. Die Wellen werden dabei unabhängig von ihrer Laufrichtung vor und in der Mündung stark gebeugt, so daß sie prielaufwärts laufen. Dieses ist u.a. am Muster der Korngrößenverteilung erkennbar. Denn nur innerhalb der Prielsysteme dehnen sich mitunter Bereiche gröberer Komponenten in die Flächen eines feineren Korns aus. Der Seegang in den verzweigten Prielsystemen wird also weitgehend von demjenigen an der Prielmündung bestimmt. Nicht selten laufen die Wellen in den Prielen gegen den örtlichen Wind. Unter ständiger Energieabgabe durch Refraktion an den Prielufern können sie weit auf das Watt vordringen, wobei die meiste Energie weitgehend auf die Wattrinnen konzentriert bleibt. Daher können außer in den Brandungszonen nur in den Prielsystemen bedeutende Wechselwirkungen zwischen Wattgrund und Wellen erwartet werden.

Dadurch, daß der energiereichste Seegang durch die relativ schmale Seegatöffnung ins Wattgebiet dringt, kann die Energiequelle im Vergleich zur Größe des Einzugsgebietes annähernd als punktförmig angesehen werden. Bekanntlich hängt die Periode bestimmter Wellen nicht nur von der Höhe und der Wassertiefe ab, sondern auch von der Tidenphase, wobei die längsten Perioden und die größten Verhältnisse H/h kurz nach Thw auftreten, wenn mit fallendem Wasserstand bereits leichte Dünungseffekte wirksam werden. In dieser Tidenphase mit dem höchsten Wasserstand ist der Einfluß des Prielsystems am geringsten und mit zunehmender Entfernung von der Seegatöffnung kann die Seegangsenergie nahezu konzentrisch von seiner Quelle abnehmen. Das Ausbreitungsmuster des Seegangs ähnelt damit dem HUYGENS'schen Prinzip der Elementarwellen (Abb. 19). Nach diesem Muster sind dann auch die Transportkräfte des Seegangs ausgerichtet (Abb. 20).

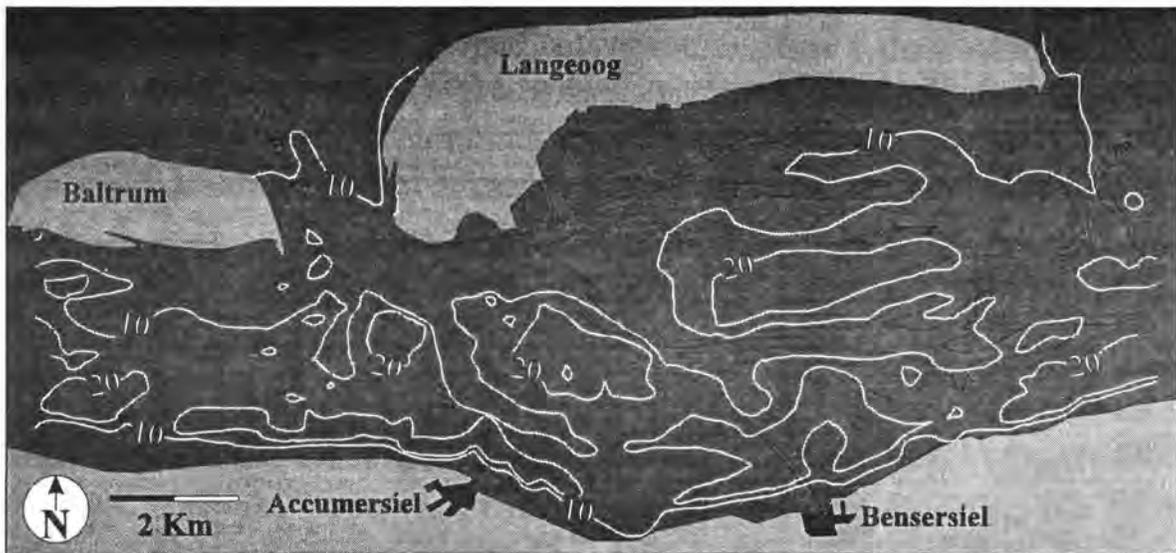


Abb. 20: Räumliche Verteilung der bodennahen Strömungsgeschwindigkeit, verursacht durch Seegang bei NW-Wind mit Geschwindigkeiten um 10.5 m/s (n. DELFT HYDRAULICS, 1994).

STEPHAN (1980) entwickelte eine Beziehung zwischen der Wellenhöhe und der Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Windrichtung. Die Daten wurden für Norderney zwischen 1946 und 1979 ermittelt, können aber näherungsweise auch für Langeoog verwendet werden. Es wird die mittlere monatliche Wellenenergieabgabe ausgehend von ca. 100% im April wie folgt dargestellt: Januar = 102%, Februar = 95%, März = 95%, April = 100%, Mai = 80%, Juni 84%, Juli = 97%, August = 90%, September = 86%, Oktober = 101%, November = 128% und Dezember = 130%. Diese Untersuchung zeigt, daß im Winter vom Seegang die meiste Energie auf das Sediment einwirken kann.

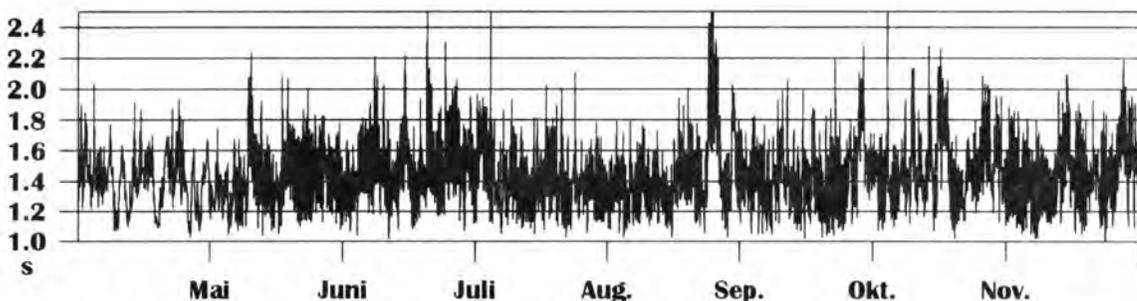


Abb. 21: An Station C halbstündlich gemessene Wellenperiode in der Accumersieler Balje in 1994 (DELFT HYDRAULICS, 1995).

Neuere Untersuchungen des Windklimas an der Nordseeküste (FLEMMING, 1991) zeigen andere Trends. Windstärken wie sie zu Mitte dieses Jahrhunderts meist von November bis Januar geherrscht haben, dehnen sich zunehmend auf die Monate September/Oktober und vor allem April/Mai aus.

Das bedeutet vor allem, daß die energiereichsten Ereignisse nicht mehr auf die Monate November bis März beschränkt bleiben. Ein Beispiel dafür sind die Messungen der signifikanten Wellenhöhen für das Jahr 1994. Hier wurden zeitweise im August höhere Amplituden und größere Perioden gemessen als im November (Abb. 21 und 22).

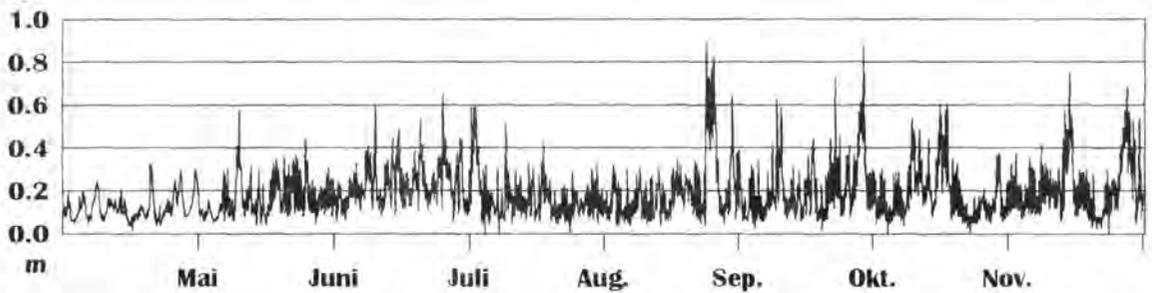


Abb. 22: An Station C halbstündlich gemessene signifikante Wellenhöhe in der Accumersieler Balje in 1994 (DELFT HYDRAULICS, 1995).

4.3. Zusammenfassung

1. Das räumliche Verteilungsmuster der hydrodynamischen Transportkräfte zeigt sich äußerst seegangorientiert und überprägt das Strömungsmuster.
2. An der Sohle der Rinnensysteme und Wattflächen, die in gleicher Distanz von der Seegatöffnung liegen, herrschen nahezu identische Strömungsverhältnisse. Gleichzeitig sind in den oberen Wasserschichten der Rinnensysteme höhere Strömungsgeschwindigkeiten zu beobachten als an der Sohle.
3. Das räumliche Strömungsmuster in den Ost-West-verlaufenden Entwässerungssystemen ist derart konstelliert, daß die höheren Geschwindigkeiten jeweils in der nördlich liegenden Rinne anzutreffen sind.
4. Im Vergleich zur im Rückseitenwatt selbst erzeugten Energie erreicht der größere Betrag der Energie das Rückseitenwatt von der offenen See durch das Seegat in Form der einlaufenden Tidenwelle mit den damit verbundenen Tideströmungen und in Form des einschwingenden Seegangs.
5. Die Seegatöffnung ist klein im Verhältnis zur offenen See und zum Wattgebiet hinter den Inseln. Die Energiequelle kann also annähernd als punktförmig angenommen werden, wobei sich die Energie sinusförmig ausbreitet.
6. Nach dem HUYGENS'schen Prinzip bildet die an der Seegatöffnung gebeugte Welle hinter dem Seegat Elementarwellen. Diese breiten sich mehr oder weniger konzentrisch aus und besitzen nicht die gleiche Wellenlänge wie die ursprüngliche Welle. Es wäre denkbar, daß durch die Beugung von Wellen an den einzelnen Seegats sich die Elementarwellen hinter diesen wieder zu einer mehr oder minder geraden Wellenfront vereinigen. Es ergibt sich insgesamt eine nahezu deichparallele Front der Energieausbreitung. Die Energie nimmt kontinuierlich in Richtung Festland ab.

5. Die sedimentologischen Parameter bei Standardbedingungen

Ein Ziel dieser Untersuchung wird sein, die Unzulänglichkeiten einer rein partikeldurchmesserbezogenen Definition des Bewegungsbeginns, des Transports und der Ablagerung von Sedimenten aufzuzeigen. Dazu müssen diese Prozesse zunächst mit konventionellen Mitteln dokumentiert werden. Die immer wieder verwendete Basisgröße in zahlreichen Berechnungen ist der physische Partikeldurchmesser (z.B. MANOHAR, 1955; PASSEGA, 1957; BOGARDI, 1974). Dabei wird vorausgesetzt, daß der Wirkungsgrad des Partikels aufgrund dieses Durchmessers ungeachtet der Stoffeigenschaften des Transportmediums immer gleich ist. Doch dieser Partikeldurchmesser ist lediglich ein Ausdruck der räumlichen Abmessungen eines Körpers. Er sagt nichts über dessen hydraulische Eigenschaften aus. Streng genommen sind demnach zwei verschiedene Partikeldurchmesser zu berücksichtigen. Zum einen gibt es den „geometrischen Partikeldurchmesser“, welcher näherungsweise durch Siebung bestimmt werden kann. Zum anderen existiert der „hydraulische Partikeldurchmesser“, der die tatsächlichen hydraulischen Eigenschaften des Partikels beschreibt und zwar in Abhängigkeit von den Eigenschaften des Transportmediums. Er ist ebenfalls nur näherungsweise, aber ausschließlich durch eine Sinkgeschwindigkeitsmessung zu ermitteln. Mit dem standardisierten hydraulischen Partikeldurchmesser beschäftigt sich das weitere Kapitel.

5.1. Die Korngröße

Zunächst werden sämtliche statistischen Parameter durch Sinkgeschwindigkeitsanalysen unter dem US-Standard gewonnen. Das bedeutet, daß alle Partikel wie bei einer Siebung vereinheitlicht werden müssen. Dieses erfolgte durch die Erfassung ihres hydraulischen Durchmessers relativ zum tatsächlichen Sinkverhalten. Wie im Kapitel 2 erläutert, wurden vor der Analyse die Fraktionen >1.0 mm (<0.0 Phi) und <0.063 mm (>4.0 Phi) durch Siebung abgetrennt. Die Ergebnisse beziehen sich somit ausschließlich auf den gesiebten Fraktionsbereich zwischen 1.0 mm und 0.063 mm (0.0 Phi und 4.0 Phi). Sowohl unter dem Aspekt der variablen physikalischen Eigenschaften des Transportmediums als auch der hydrodynamischen Bedingungen ist zu betonen, daß diese Art der Darstellung nur eine Momentaufnahme für einen Energiezustand wiedergibt. In diesem Fall entsprachen die Standardbedingungen dem moderaten Monat Juli, der Wassertemperaturen im Bereich von $T = 20^{\circ}\text{C}$ aufwies.

Das ermöglicht einen Vergleich mit Darstellungen, die ebenfalls auf dem Standard beruhen, erlaubt aber noch keine generelle Aussage über den hydraulisch wirksamen Partikeldurchmesser. Um eine Vergleichsmöglichkeit zu bisherigen Dokumentationen der Sedimentverteilung im ostfriesischen Wattgebiet (z.B. ZIEGLER, 1989; KRÖGEL, 1992) zu bekommen, erfolgt an dieser Stelle zunächst die Beschreibung der Oberflächensedimente in Äquivalentdurchmessern, berechnet für destilliertes Wasser mit $T = 24^{\circ}\text{C}$.

5.1.1. Berechnungsgrundlage der Korngröße

Für die Ermittlung der Standard-Äquivalentkorngrößen wurden bei der Sinkgeschwindigkeitsanalyse die Meßkonstanten folgendermaßen gewählt:

Temperatur: 24.0°C

Salinität: 0.0%

Dichte des Sediments: 2.65 g/cm^3

Formfaktor: 1.18

Meßstrecke: 1.80 m

örtliche Erdbeschleunigung: 9.79633 m/s^2

Die unter der kontinuierlich gemessenen Labortemperatur ermittelten Sinkgeschwindigkeiten werden dem US-Standard entsprechend auf eine Wassertemperatur von $T = 24^{\circ}\text{C}$ und eine Salinität von $S = 0.0\%$ umgerechnet. Die mit 2.65 g/cm^3 gewählte Dichte von Quarz ist sinnvoll, da nach Auszählung der Proben aus den Rückseitenwatten fast ausschließlich Quarzkomponenten gefunden worden sind (WINKELMOHLEN & VEENSTRA, 1974; VEENSTRA, 1982 und 1984). Der Kornformfaktor bezieht sich lediglich auf die drei Raumachsen, erfaßt jedoch nicht die Körperoberfläche. Durch den in den Analysen verwendeten Wert von 1.18 wird eine Kugel mit glatter Oberfläche definiert. So wird der geringere Fallwiderstand, den eine glatte gegenüber einer rauhen Kugel gleichen Durchmessers besitzt, berücksichtigt. Die hier analysierten Partikel haben zwar meist eine unterschiedliche Kornform, da aber das Hauptgewicht dieser Arbeit auf der Untersuchung von Temperatureffekten liegt, wurde ein Standard-Kornformfaktor gewählt, der für sämtliche Analysen beibehalten wurde. Durch die Verwendung dieses Standards, entspricht der ermittelte Partikeldurchmesser dem Durchmesser einer Quarzkugel mit glatter Oberfläche, die mit einer identischen Sinkgeschwindigkeit sedimentieren würde.

5.1.2. Räumliche Verteilungsmuster

5.1.2.1. Mittelwert

Die räumliche Verteilung des Mittelwertes veranschaulicht in einfacher Form die wesentlichen Merkmale der sedimentologischen Situation (Abb. 23). Zunächst fällt auf, daß die Sedimente im Untersuchungsgebiet fast ausschließlich im Korngrößenbereich zwischen 0.210 mm und 0.105 mm (2.25 Phi und 3.25 Phi) liegen. Obwohl im Rückseitenwatt unterschiedliche hydrodynamische und bathymetrische Voraussetzungen herrschen, besteht offensichtlich ein räumlich relativ eng begrenztes Energiegefälle (s. a. Kap.4).

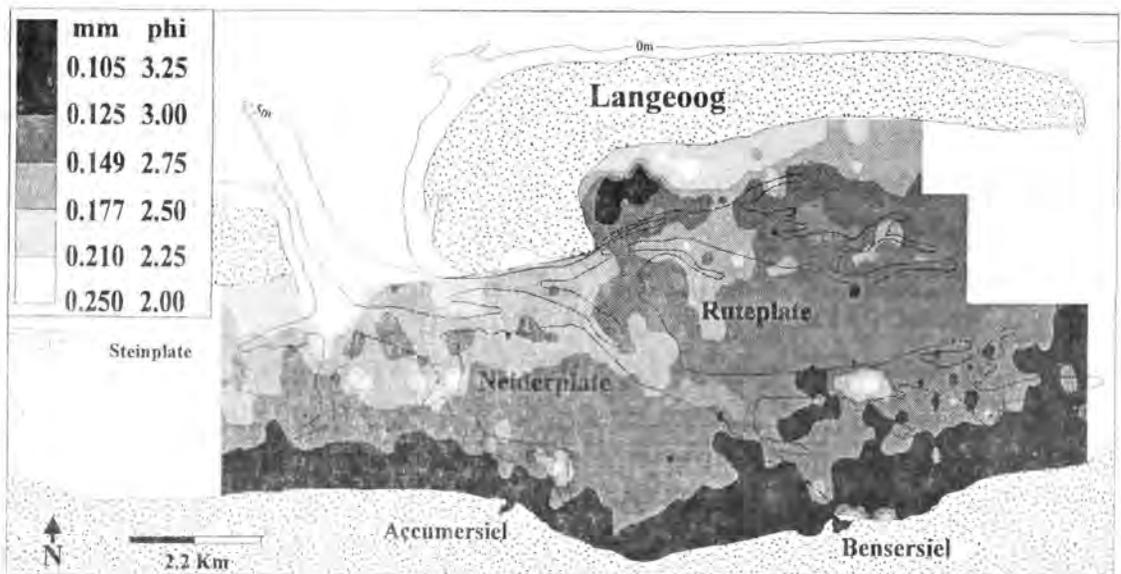


Abb. 23: Räumliche Verteilung der mittleren Äquivalentkorngröße für $T = 24^{\circ}\text{C}$.

Durch die Abgrenzung des Mittelwertes in 0.25-Phi-Intervallen werden Zonen äquivalenter Korngrößen deutlich, die annähernd parallel zur Küstenlinie verlaufen. Die mittlere Korngröße der Sedimente nimmt also in einer quasi-senkrechten Richtung zur Deichlinie kontinuierlich ab. Folglich muß ein in dieser Richtung verlaufender Gradient abnehmender Energie bestehen. Dieser beruht hier im wesentlichen auf Dämpfung der Wellenamplitude und verminderter Wassertiefe. Vor der Deichlinie liegt die Zone der mittleren Korngröße zwischen 0.088 mm und 0.063 mm (3.5 Phi und 4.0 Phi), die damit zur Fraktion des Silts und des Tons überleitet. Direkt an der Deichlinie kann die mittlere Korngröße vereinzelt wieder leicht ansteigen, da sich hier Effekte der Energiereflektion und damit örtlicher Erhöhung der Energie bemerkbar machen. Die Regelmäßigkeit dieser Korngrößenabfolge wird nur an wenigen Stellen durch den Einfluß der Prielsysteme unterbrochen.

Hier setzt sich im Verteilungsmuster ein Einfluß gröberen, seltener auch feineren Materials, in eine jeweils benachbarte Zone fort. Der Grund ist, daß in Prielen aufgrund größerer Wassertiefe, höheren Seegangs und u. U. auch höherer Strömungsgeschwindigkeit andere Sedimentationsbedingungen herrschen können.

Die Fraktion 3.50 Phi bis 4.00 Phi (0.088 mm bis 0.063 mm), die zum Silt und damit zum Schlick überleitet, ist in der Energiezone vor dem Deich unterrepräsentiert. Sie ist selbst dort, wo der Schlick mit über 50% auftritt, nicht vorhanden. Diese Lücke in der Korngrößenabfolge erklärt sich möglicherweise dadurch, daß das Energieniveau für die Ablagerung dieser und feinerer Korngrößen bereits zu hoch ist. Die Silt- und Tonfraktionen kompensieren durch die Bildung von Aggregaten, die der Fraktion 0.125 mm bis 0.088 mm (3.00 Phi bis 3.50 Phi) hydraulisch äquivalent sind, diese höherenergetischen Ablagerungsbedingungen.

5.1.2.2. Statistische Standardabweichung (Sortierung) S_0

Bei nahezu allen Oberflächensedimenten im Langeooger Rückseitenwatt handelt es sich um sehr gut sortierte Sande (Abb. 24). Einige kleinere Vorkommen der nur gut sortierten Sande sind auf die Baljen und größere Priele beschränkt. Sie lassen sich sehr gut im Accumersieler und im Benersieler Fahrwasser verfolgen. Eine Ursache der schlechteren Sortierungswerte in den Rinnensystemen ist u.a. in der Beprobungstechnik und der örtlichen Zusammensetzung der Rinnensedimente zu suchen. Da diese Ablagerungsräume zum subtidalen Bereich gehören, ist eine gezielte Beprobung zu Fuß und damit direkt von der Sedimentoberfläche nicht möglich gewesen. Der vom Boot aus verwendete, kleine Backengreifer dringt bis zu 10 cm tief in die Rinnensohle ein und fördert somit auch gröbere Restsedimente zutage. Innerhalb der übrigen Rinnensysteme ist überwiegend eine sehr gute Sortierung festzustellen. Die Ursache ist die hohe Veränderlichkeit der Rinnensysteme in Form von Umlagerungen unterschiedlichster Sedimente. Eine weitere Ausnahme im Muster der sehr guten Sortierung bildet das Sediment im Inselwatt von Langeoog, welches großflächig eine nur gute Sortierung aufweist. Hierfür sind Überspülungen im Ostteil Langeoogs verantwortlich, bei denen gröbere Sedimente des Supralitorals und des Inselstrandes eingetragen werden. Der Transport in Richtung Prielkante erzeugt dann eine relativ schlechtere Sortierung. Die verhältnismäßig schlechte Sortierung der Sedimente in der näheren Umgebung von Benersiel begründen sich in künstlichen Strandaufspülungen von meist größerem Material.

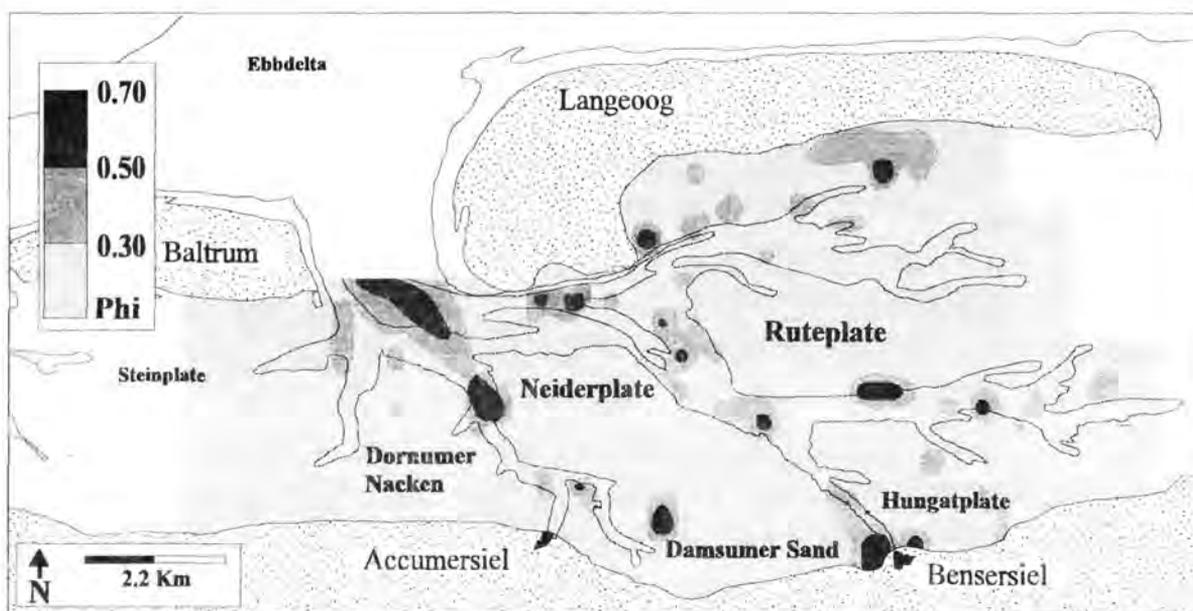


Abb. 24: Räumliche Verteilung der statistischen Standardabweichung S_0 der Äquivalentkorngrößen für $T = 24^\circ\text{C}$.

5.1.2.3. Statistische Schiefe S_f

Während der Mittelwert des Sandanteils der Korngrößen die Energieverteilung im Gebiet recht gut widerspiegelt, eignet sich die räumliche Verteilung der Schiefewerte zur Identifizierung der Transportsysteme (Abb. 25). Die Linien gleicher Schiefewerte folgen recht präzise dem Verlauf der bathymetrischen Linien. So sind die Accumersieler Balje und fast alle sich anschließenden Fahrwasser ausschließlich aus negativ bzw. sehr negativ schief verteilten Sedimenten aufgebaut. Die Ablagerungsbedingungen sind hier so ausgebildet, daß jeweils ein breiteres Spektrum im größeren Korngrößenbereich abgelagert wird. Dagegen ist das Feinanteilspektrum, dieses sind in diesem Fall Korngrößen feiner als 2.50 Phi (0.176 mm), stark eingeschränkt. Unter Einschaltung von symmetrischen Verteilungen gehen die Sedimente auf den größeren Platensystemen und in Richtung Deich in eine zunehmend positive Schiefe über. Das breite Spektrum des Feinkornanteils, welches hier oberhalb von 3.00 Phi (0.125 mm) beginnt, belegt somit die exponierten Ablagerungsräume, in denen Sedimente mit geringen Partikeldurchmessern abgelagert werden können. Die größeren Flächen positiver Schiefewerte werden dann im wesentlichen nur noch durch das Rinnensystem unterbrochen. Es fällt dabei auf, daß sehr positiv schief verteilte Sedimente nur sehr vereinzelt in direkter Deichnähe und im geschützten Insellee von Langeoog vorkommen. Beide Gebiete stellen demnach die Bereiche der absolut niedrigsten Energiestufe dar.

Schließlich ist interessant, daß im Insellee von Langeoog zusammen mit größeren mittleren Korngrößen sehr negativ schief verteilte Sedimente vorkommen, obwohl ansonsten die Verteilung der Schiefewerte nicht so eng an die mittlere Korngröße gebunden ist. Auch hier dokumentiert sich der untergeordnete Eintrag von etwas größeren Sedimenten vom Inselstrand.

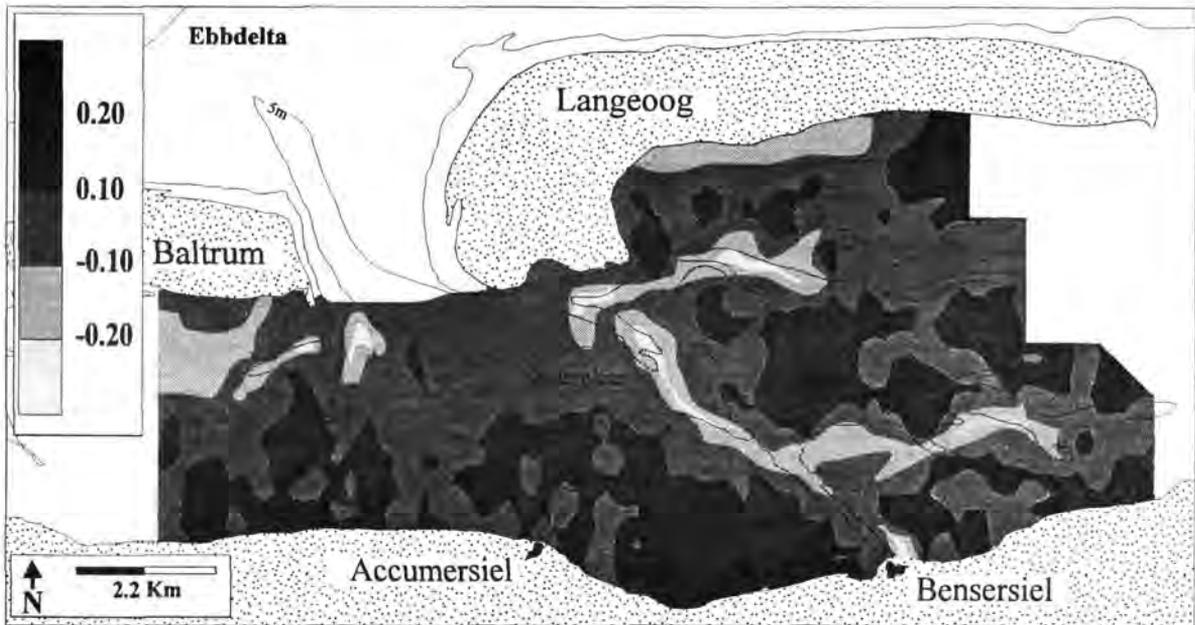


Abb. 25: Räumliche Verteilung der statistischen Schiefe S_f der Äquivalentkorngrößen ($T = 24^\circ\text{C}$).

5.1.2.4. Fraktionen $<0.063\text{ mm}$ ($>4.0\text{ Phi}$)

Das Verteilungsmuster der Silt- und Tonfraktion (Abb. 26), hier zusammengefaßt als Schlick bezeichnet, folgt i.w. der Verteilung der Energie. Man sieht deutlich, daß die höchsten Schlickgehalte außerhalb der von Seegang stärker beeinflussten Platensysteme und der strömungsdominierten Rinnen vorkommen. Es sind einzelne E-W-gerichtete Zonen gleichen Schlickgehalts erkennbar, wobei Proben mit über 50% ausschließlich in unmittelbarer Deichnähe bestimmt wurden. Ein Vergleich zwischen Schlickverteilung und räumlicher Verteilung der 3.25 Phi bis 3.50 Phi-Fraktion (0.105 mm bis 0.088 mm) zeigt eine gute Übereinstimmung. Der Schlick und diese Sandfraktion unterliegen demnach vergleichbaren Transport- und Ablagerungsbedingungen. Auf eine andere Art ist das gemeinsame Vorkommen in z.T. sogar angereicherter Form nicht erklärbar. Man kann davon ausgehen, daß der Schlick durch Aggregatbildung weitaus größere "Äquivalent-Korngrößen" erreicht und somit in Ablagerungsräume entsprechend größeren Materials transportiert wird.

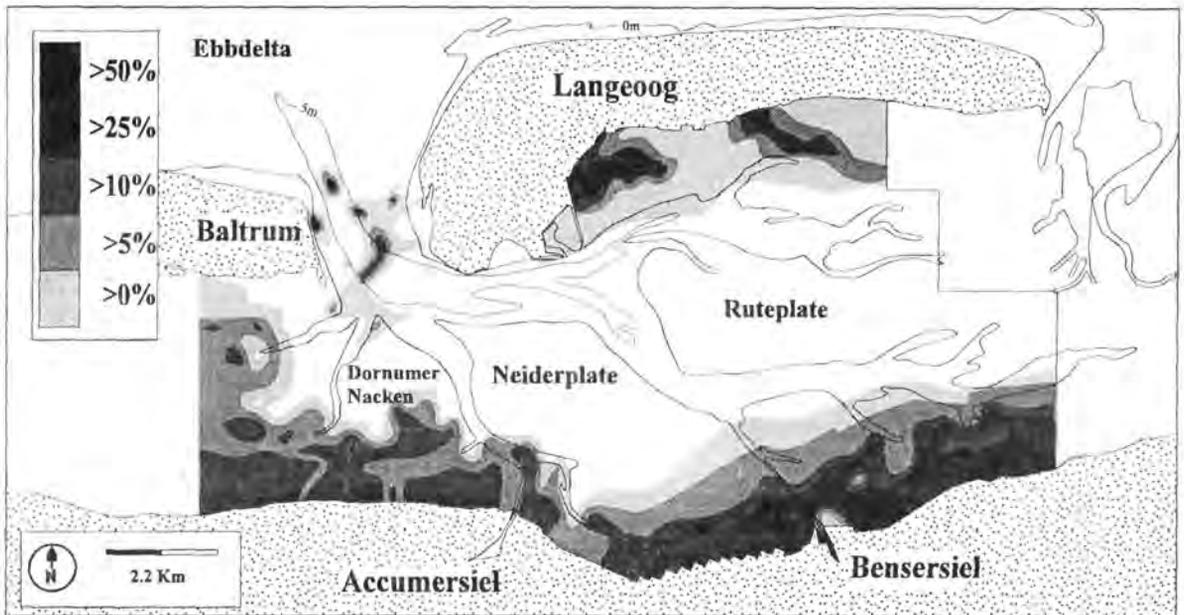


Abb. 26: Räumliche Verteilung der rein physikalisch abgelagerten Feinfraktionen $<0.063\text{ mm}$ ($>4.0\text{ Phi}$).

5.1.2.5. Das Spektrum in 0.25-Phi-Fractionen

Sämtliche 0.25-Phi-Fractionen $<2.0\text{ Phi}$ ($>0.250\text{ mm}$) bleiben streng auf die Rinnensysteme beschränkt, so daß eine detailliertere Darstellung nicht notwendig erscheint. Die flächige Verbreitung dieser Fraktionen nimmt jeweils mit abnehmender Korngröße zu. Die größte 0.25-Phi-Fraktion, die sich großflächig mit mehr als 1% Gewichtsanteil nachweisen läßt, ist die Fraktion 2.00 Phi bis 2.25 Phi (0.250 mm bis 0.210 mm). Diese gröbere Komponente des Feinsandes spielt dennoch im Untersuchungsraum nur eine untergeordnete Rolle. Vereinzelt Vorkommen von über 20% beschränken sich ausschließlich auf die Accumersieler Balje (Abb. 27).

Die Fraktion 2.25 Phi bis 2.50 Phi (0.210 mm bis 0.177 mm) ist in allen Sedimenten des untersuchten Gebietes vorhanden, an verschiedenen Stellen sogar mit mehr als 30% (Abb. 27). Die meisten Proben mit höheren Prozentwerten stammen wie bei den gröberen Fraktionen aus den Rinnensystemen. Es zeichnet sich in der Verteilung eine leichte Zonierung ab, die in etwa N-S-ausgerichtet ist. Die Fraktion reflektiert damit den Trend der abnehmenden Korngrößen zur Deichlinie hin. Bei weiterer Differenzierung in Bezug auf das gesamte Einzugsgebiet erkennt man, daß die südlich gerichtete Abnahme dieser Fraktion im Nordteil, also südlich von Langeoog, wesentlich engräumiger erfolgt als nahe dem Festlandsdeich.

Der Gradient der prozentualen Verteilung ist im Inselwatt deutlich steiler. Hier steigen innerhalb weniger hundert Meter die Werte von 5% auf über 30% an. In einer vergleichsweise größeren Distanz auf dem Festlandswatt sinken die Werte lediglich von 5% auf einen Bereich zwischen 1% und 3%.

Das angereicherte Vorkommen der Fraktion 2.50 Phi bis 2.75 Phi (0.177 mm bis 0.149 mm) konzentriert sich hauptsächlich auf den mittleren Abschnitt des Einzugsgebietes (Abb. 28). Dabei ordnet sich der Gürtel mit den höchsten Werten mehr oder minder in W-E Richtung an. Im Gegensatz zur nächst gröberen 0.25-Phi-Fraktion ist die Gradierung der Prozentwerte in Bezug auf das gesamte Einzugsgebiet etwas symmetrischer verteilt. Das Zentrum der prozentualen Anreicherung liegt im nördlichen Zentralteil des Einzugsgebietes und der Abfall der Werte in Richtung Inselwatt ist nur geringfügig steiler als in Richtung Festlandswatt.

Die Feinfraktion des Feinsandes von 2.75 Phi bis 3.00 Phi (0.149 mm bis 0.125 mm) nimmt eine besondere Stellung ein (Abb. 29). Zunächst ist sie die am weitest häufigsten vorkommende Fraktion im Einzugsgebiet der Accumer Ee. Sie tritt in allen Sedimenten auf und ist teilweise mit mehr als 60% in den Korngrößenverteilungen vertreten. Desweiteren fällt auf, daß ihre räumliche Verteilung über das gesamte Untersuchungsgebiet betrachtet, die symmetrischste ist. Das Zentrum der höchsten Prozentwerte liegt völlig unabhängig von den bathymetrischen Verhältnissen in der Mitte zwischen Festland und Insel. Von hier aus nehmen die Werte in gleicher Weise in Richtung Norden und in Richtung Süden ab. Dadurch ergibt sich das Bild der symmetrischen prozentualen Verteilung. Dieses Muster ist bei keiner anderen Korngrößenklasse so deutlich ausgeprägt. Es existiert damit ein Korngrößenspektrum welches als Bindeglied zwischen den deichnahen Feinfraktionen und den inselnahen Grobfraktionen fungiert. Die in den meisten Verteilungsmustern größerer Fraktionen sich durchzeichnende Morphologie, besonders die der Priele, ist in dem Verteilungsmuster dieser Fraktion kaum wiederzufinden. Aufgrund des dominanten Vorkommens ist diese Fraktion für die sehr gute Sortierung der Sedimente verantwortlich.

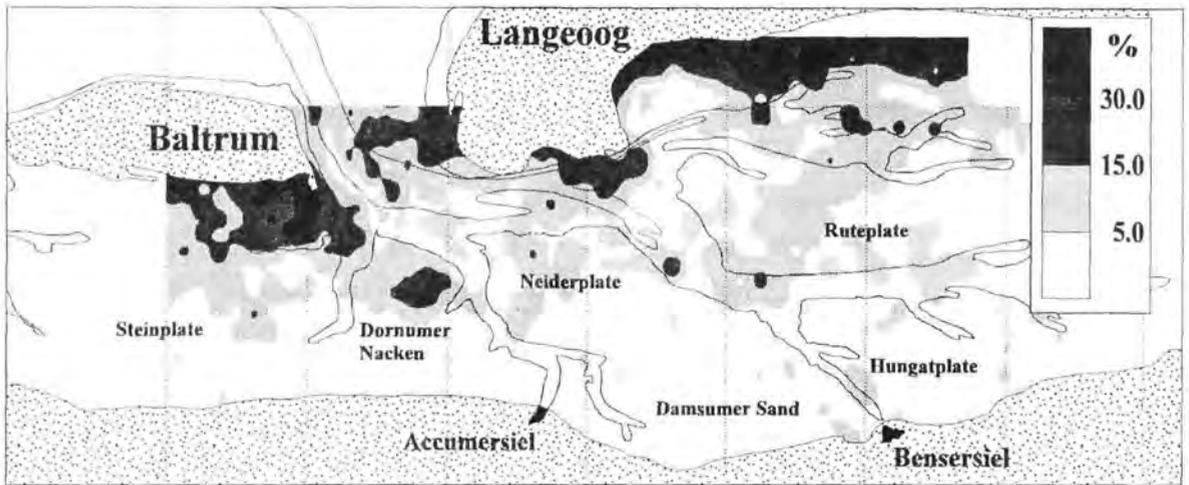


Abb. 27: Räumliche Verteilung der Fraktion 2.25 Phi-2.50 Phi (0.210 mm-0.177 mm).

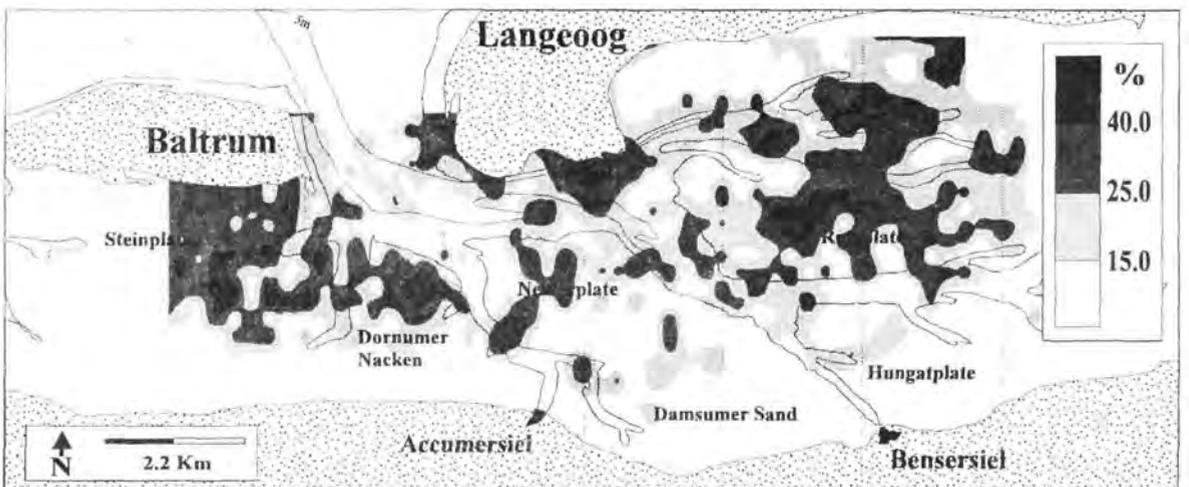


Abb. 28: Räumliche Verteilung der Fraktion 2.50 Phi-2.75 Phi (0.177 mm-0.149 mm).

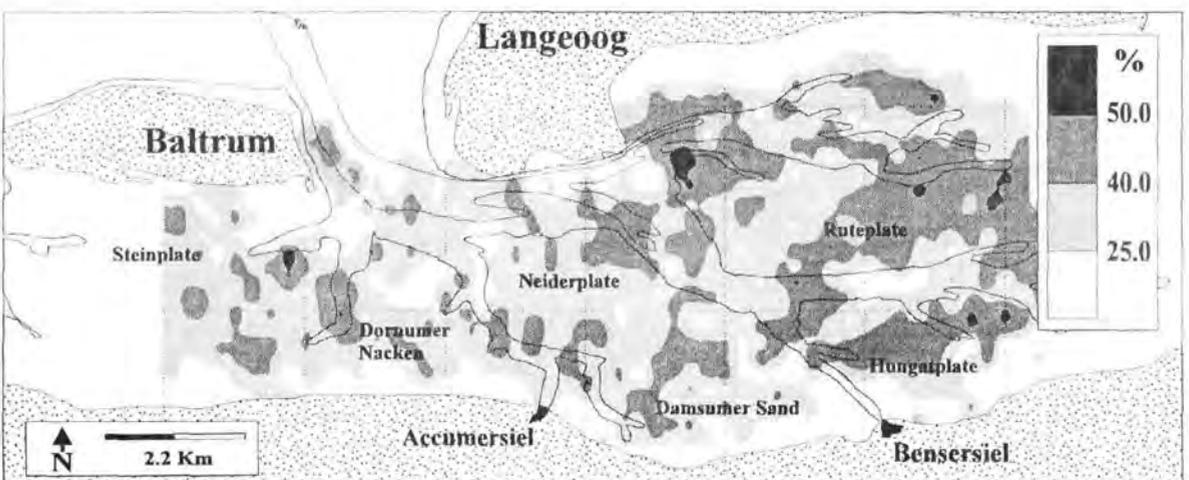


Abb. 29: Räumliche Verteilung der Fraktion 2.75 Phi-3.00 Phi (0.149 mm-0.125 mm).

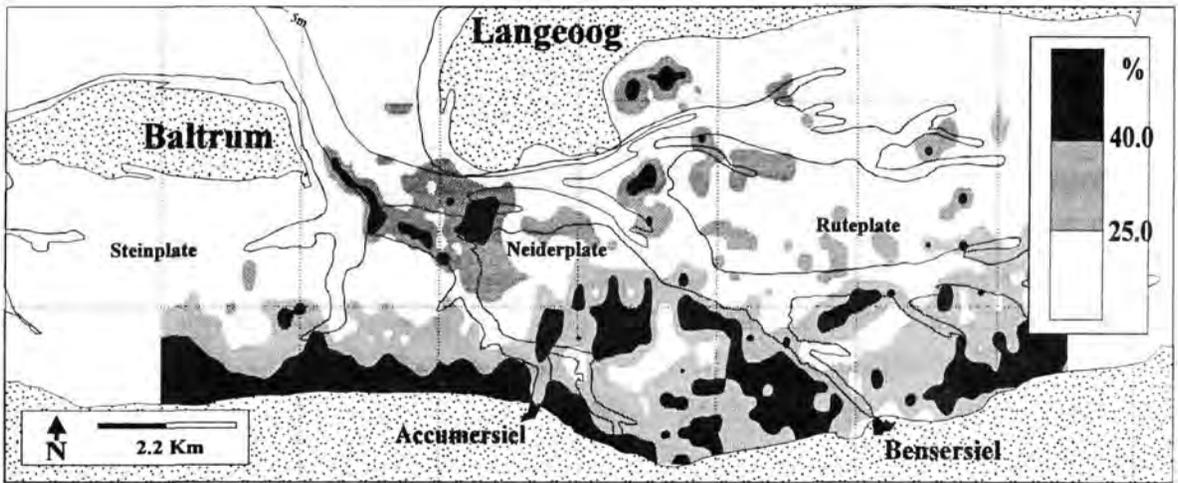


Abb. 30: Räumliche Verteilung der Fraktion 3.00 Phi-3.25 Phi (0.125 mm-0.105 mm).

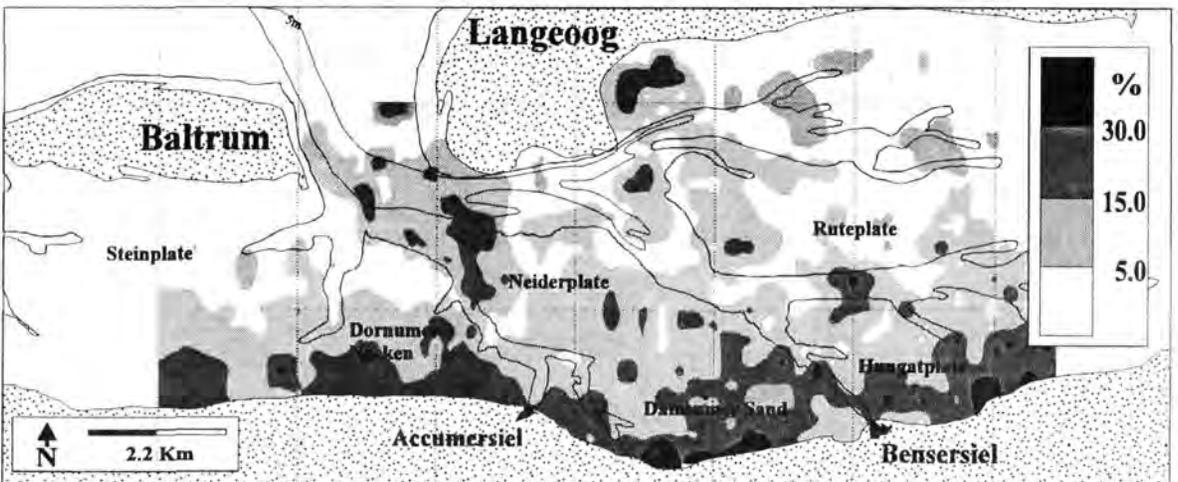


Abb. 31: Räumliche Verteilung der Fraktion 3.25 Phi-3.50 Phi (0.105 mm-0.088 mm).

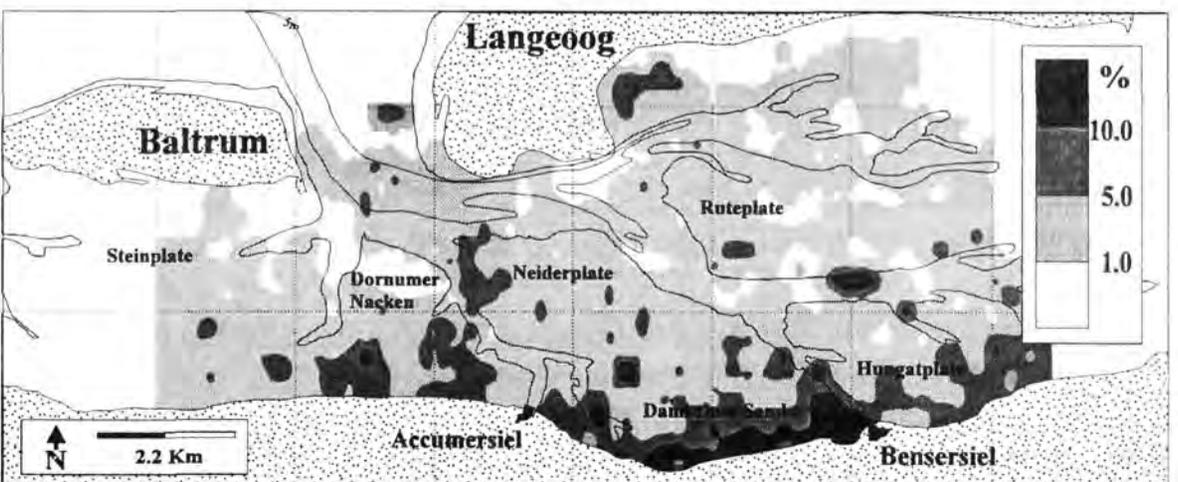


Abb. 32: Räumliche Verteilung der Fraktion 3.50 Phi-3.75 Phi (0.088 mm-0.074 mm).

Die Fraktion 3.00 Phi bis 3.25 Phi (0.125 mm bis 0.105 mm) zeigt in Deichnähe des Festlands deutlich höhere Prozentwerte als in Inselnähe (Abb. 30). Es ergibt sich damit eine unsymmetrische räumliche Verteilung bezogen auf das gesamte Einzugsgebiet. In größerer Entfernung vor dem Festlandsdeich sinken die Prozentwerte innerhalb weniger hundert Meter von über 40% auf weniger als 25% ab. Dagegen verläuft der Rückgang der Werte im Inselwatt in Richtung Norden unter einem flacheren Gradienten. Es besteht somit der umgekehrte Trend zum Verteilungsmuster der Fraktion 0.177 mm bis 0.149 mm (2.50 Phi bis 2.75 Phi). Auch läßt sich im Muster ansatzweise ein Bezug zur Rinnenmorphologie feststellen, denn besonders in diesen Abschnitten kommen oft mehr als 40% dieser Fraktion vor. Die räumliche Verteilung der gröberen Fraktion des "sehr feinen Feinsandes" von 3.25 Phi bis 3.50 Phi (0.105 mm bis 0.088 mm) zeigt noch deutlichere Gradierungsunterschiede (Abb. 31). Direkt in Nähe des Festlandsdeiches kommen die höchsten Prozentwerte von z.T. mehr als 30% vor, die dann in Richtung Norden relativ rasch abnehmen. Bereits ab der südlichen Begrenzung der Ruteplate bis zum Inselkörper gehen dann die Werte allmählich bis auf knapp unter 5% zurück. Schließlich zeigt diese Fraktion eine gute Kongruenz zur Verteilung des Schlickgehaltes. Die meisten Proben, die im Deichwatt einen hohen Anteil dieser Fraktion aufweisen, besitzen auch mehr als 30% der Fraktion >4.0 Phi (<0.063 mm).

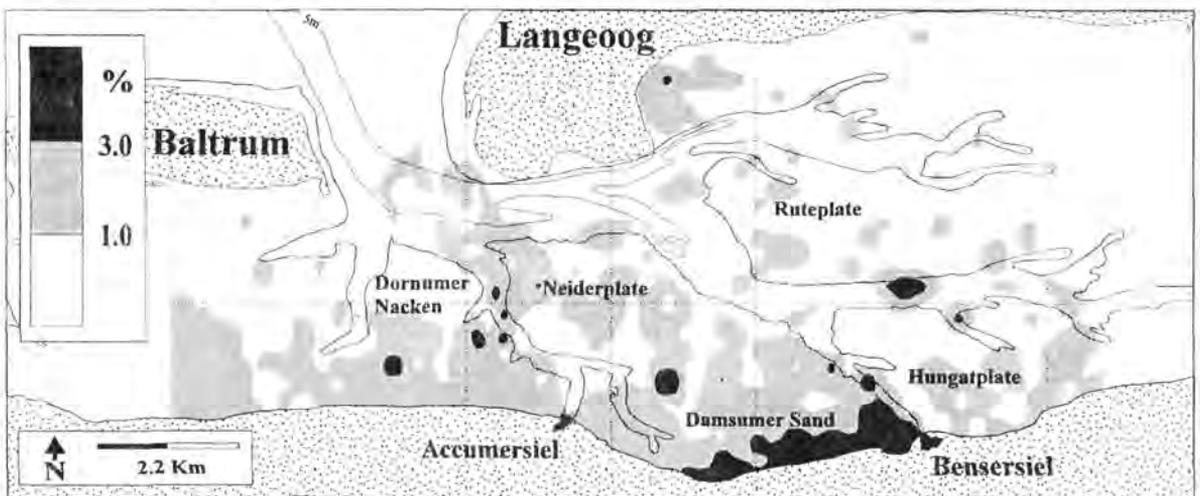


Abb. 33: Räumliche Verteilung der Fraktion 3.75 Phi-4.00 Phi (0.074 mm-0.063 mm).

Das Verteilungsmuster der Fraktion 3.50 Phi bis 3.75 Phi (0.088 mm bis 0.074 mm) ist sehr ähnlich wie das der nächst gröberen 0.25-Phi-Fraktion (Abb. 32). Auch die Gradierung der Prozentwerte erscheint vergleichbar ausgeprägt. Doch im Gegensatz zur gröberen ist diese Fraktion nur noch maximal mit ca. 15% vertreten und bleibt insgesamt in den meisten Abschnitten des Untersuchungsgebietes sogar unter 1%.

Lediglich in den Lahnungen können noch vereinzelt 20% und mehr erreicht werden. Die zum Schlickanteil überleitende Fraktion 3.75 Phi bis 4.00 Phi (0.074 mm bis 0.063 mm) übersteigt Anteile von mehr als 3% nur sehr vereinzelt (Abb. 33). Während die nachfolgend feineren Fraktionen zusammen mit z.T. mehr als 30% in den deichnahen Sedimenten vor allem an der Hafeneinfahrt von Bengersiel und im östlich anschließenden Wattgebiet vorkommen, ist die Fraktion 3.75 bis 4.00 Phi (0.074 bis 0.063 mm) dort nur mit maximal 3% vertreten. Auch die übrigen Abschnitte der Verteilungsmuster beider Korngrößenklassen zeigen nur geringe Kongruenz. Die Fraktion des feineren "sehr feinen Sandes" ist demnach hydraulisch bereits zu fein, um in größerem Umfang abgelagert zu werden.

5.2 Die Sinkgeschwindigkeit

5.2.1. Berechnungsgrundlage der Sinkgeschwindigkeit

Von zahlreichen Ansätzen, die zur Berechnung von Sinkgeschwindigkeiten von Partikeln in Flüssigkeiten entwickelt worden sind (z.B. STOKES, 1851; RUBEY, 1933; WADELL, 1934; ROUSE, 1936; JANKE, 1965; ROUX, 1992) galt die Gleichung von GIBBS et al. (1971) lange als die genaueste und fand daher die weiteste Verbreitung. BREZINA (1979, 1986) entwickelte eine noch exaktere Gleichung, die im Gegensatz zur GIBBS-Gleichung auch die Berücksichtigung von Kornformen zuließ und überdies über ein computergesteuertes System ermittelt werden konnte. Damit stand dieser Studie nicht nur eine äußerst genaue, sondern auch eine rasche Methode zur Verfügung, die Sinkgeschwindigkeitsverteilungen von Partikelgruppen zu ermitteln. Außer der Kenntnis der Probenmasse und der Partikeldichte, die individuell einzugeben ist, sind bei dieser Berechnungsart keine weiteren Voraussetzungen zu erfüllen. Dennoch sollten bei der Interpretation der Sedimentverteilung auf der Basis der Sinkgeschwindigkeit einige Grundsätze berücksichtigt werden.

Läßt man ein Partikel in einem Fluid von einem gegebenen Punkt aus infolge der Schwerkraft zu Boden fallen, so ist diese Fallbewegung zunächst immer beschleunigt. Mit beschleunigter Fallgeschwindigkeit nehmen die Widerstände, die das Fluid dem fallenden Partikel entgegengesetzt, zu. Nach einer bestimmten Fallstrecke stellt sich zwischen diesen Widerständen und der Gewichtskraft des Partikels ein Gleichgewicht ein. Das Partikel fällt von diesem Punkt an mit einer konstanten Geschwindigkeit. Diese End-Sinkgeschwindigkeit stellt sich bei kleinen Sedimentpartikeln schon nach relativ kurzer Fallstrecke ein, so daß deren entscheidende Einflußgröße beim Sedimenttransport die End-Sinkgeschwindigkeit ist. In allen Berechnungen und Modellierungen ist mit "Sinkgeschwindigkeit" stets die Endsinkgeschwindigkeit nach vorangegangener Definition gemeint. Die stationäre Endsinkgeschwindigkeit ist erreicht, wenn der Strömungswiderstand der Kugel W gleich der um den Auftrieb verminderten Gewichtskraft G der Kugel ist:

$$W = G \quad [1]$$

Dieser Druckwiderstand eines Körpers in einer Strömung wiederum ist proportional zur angeströmten Querschnittsfläche (A) und zur Geschwindigkeit w_s sowie zur Dichte des Mediums δ_F :

$$W \sim \delta_F/2 w_s^2 A \quad [2]$$

Der Proportionalitätsfaktor für diese Beziehung ist der Widerstandskoeffizient C_D , der beim Sinkvorgang von Körpern i.w. von der Kornform abhängt. Mit $A=d^2(\pi/4)$ und der Gewichtskraft G ergibt sich dann:

$$W = C_D (\delta_F/2) w_s^2 d^2(\pi/4) = G = (\delta_S - \delta_F) g d^3 \pi/6 \quad [3]$$

$$W = [4/3 (\delta_S - \delta_F) g d / C_D]^{0.5} \quad [4]$$

mit δ_S = Dichte des Körpers, g = Erdbeschleunigung, d = physischer Partikeldurchmesser

Der Widerstandskoeffizient C_D wird generell dadurch definiert, daß man den Widerstand auf den Staudruck der Anströmung und die Projektionsfläche des Körpers auf eine Ebene senkrecht zur (konstanten) Anströmungsgeschwindigkeit bezieht. Der Widerstand eines Körpers hängt wesentlich von dem Totwasser hinter ihm und deshalb von der Ablösestelle der Reibungsschicht ab. Infolgedessen ist bei geometrisch homogenen Körpern wie der Kugel im allgemeinen der Widerstandskoeffizient eine Funktion der REYNOLDS-Zahl Re^* . Nur wenn die Ablösestelle schon durch die Körperform allein bestimmt wird, z.B. bei scharfen Kanten, wird C_D in einem weiten Re^* -Zahl-Bereich konstant (HACKESCHMIDT, 1969).

Bei geringen Sinkgeschwindigkeiten und damit kleinen Widerstandsbeiwerten, z.B. bei kleinen Partikeln oder höherviskosen Medien, treten die Trägheitskräfte (Druckkräfte) gegen die Zähigkeitskräfte zurück. Hier gilt das STOKES'sche Gesetz: $Re^* < 1$. Für derartige Sinkvorgänge ergibt sich der Widerstandskoeffizient nach:

$$C_D = 24/Re^* \quad [5]$$

$$\text{mit } Re^* = w_s d \delta_F / \eta \quad [6]$$

Setzt man [6] in [5] ein und formt die Gleichung [3] entsprechend um, so ergibt sich die Sinkgeschwindigkeit für den STOKES'schen Bereich zu:

$$w_s = (\delta_S - \delta_F) g / 18 \eta d^2 \quad [7]$$

mit η = dynamische Viskosität des Fluids

Da δ_S , δ_F , g und η während des Sinkvorgangs konstant sind, ist die Geschwindigkeit w_s proportional zum Quadrat des Partikeldurchmessers.

Streng genommen, ist die in der Sedimentationsröhre (s. Kap.2) ermittelte Geschwindigkeit keine Endgeschwindigkeit, da sie ja auch die Beschleunigungsphase berücksichtigt. Da aber die analysierten Partikel überwiegend eine sehr geringe Sinkgeschwindigkeit besitzen, ist davon auszugehen, daß die Endsinkgeschwindigkeit im Verhältnis zur gesamten Strecke schon nach sehr kurzer Fallzeit erreicht ist. Somit wird bei der Analyse fast ausschließlich die maximale Fallgeschwindigkeit der Sedimentpartikel erfaßt, wodurch der Fehler vernachlässigbar gering wird.

Die Ermittlung der durchmesser- und dichteabhängigen Sinkgeschwindigkeit eines einzelnen Partikels ist eigentlich nur für den Bereich korrekt, in dem das STOKES'sche Gesetz gilt, d.h. wo Korn-REYNOLDS-Zahlen <1 auftreten. Berechnet man nach dem STOKES'schen Gesetz für verschiedene Partikeldurchmesser d mit einer Dichte von $\delta_s = 2.65 \text{ g/cm}^3$ bei einer Fluidichte von $\delta_f = 1.0 \text{ g/cm}^3$ und einer kinematischen Viskosität von 1.0 cSt die REYNOLDS-Zahlen (Gl. [6]), so ergeben sich folgende Werte:

$$d = 1.0 \text{ mm} \Rightarrow Re^* = 0.0899$$

$$d = 2.0 \text{ mm} \Rightarrow Re^* = 0.7194$$

$$d = 2.245 \text{ mm} \Rightarrow Re^* = 1.015$$

$$d = 3.0 \text{ mm} \Rightarrow Re^* = 2.428$$

Quarzkugeln mit einem Partikeldurchmesser von $d > 2.245 \text{ mm}$ liegen demnach aufgrund ihrer höheren Sinkgeschwindigkeit und REYNOLDS-Zahlen >1 zunehmend außerhalb des STOKES'schen Bereichs. Der Sedimentationsvorgang ist nicht mehr laminar. Es kommen turbulente Strömungen während des Sinkvorganges hinzu, so daß sie für ihren Partikeldurchmesser eine scheinbar zu geringe Geschwindigkeit haben. Allerdings kommen im Arbeitsgebiet Korngrößen über 1 mm nur selten vor, so daß für die überwiegende Anzahl der Partikel das STOKES'sche Gesetz gilt und die Sinkgeschwindigkeiten somit direkt proportional zum Partikeldurchmesser sind.

Die REYNOLDS-Zahlen beim Sinkvorgang im System von BREZINA (1979) sind größer als die des reinen STOKES'schen Bereichs. Hier werden Partikelgruppen mit zahlreichen Partikeln gemeinsam einem Sinkvorgang ausgesetzt. Die Berechnung der Geschwindigkeiten erfolgt unter Einbeziehung der Kräfte zwischen den Sedimentpartikeln zusätzlich zu den Kräften innerhalb des Fluids. In den hier betrachteten Fällen wird eine Totwasserzone hinter jedem Partikel berücksichtigt, die jedes nachfolgende Partikel im Sinkvorgang beeinflusst.

Es ist jedoch für jedes einzelne Partikel noch der laminare Fall gegeben. Somit wird hier der intermediäre Bereich zwischen dem rein laminaren Fall ohne Totwasserzone und dem Beginn des turbulenten Falls betrachtet. Desweiteren wurden alle Partikel mit einem Durchmesser <0.063 mm (<4.0 Phi) per Naßsiegung von den übrigen Fraktionen abgetrennt. Damit wird die Analyse eines Sinkvorgangs vermieden, bei dem die Auftriebskräfte der Partikel infolge ihrer geringen Gewichtskraft eine größere Rolle spielen. Streng genommen ist eine gemeinsame Darstellung und Interpretation der durch Siebung ermittelten Partikeldurchmesser und der Sinkgeschwindigkeiten nicht zulässig. Eine Bestimmung der Sinkgeschwindigkeiten der Silt- und Tonfraktionen, die außerdem fast ausschließlich in Aggregaten vorliegen, könnte unverfälscht nur durch äußerst aufwendige in-situ-Methoden durchgeführt werden, für die es bislang keine technischen Routineverfahren gibt.

Schließlich ist darauf hinzuweisen, daß für die Entwicklung des Modells in dieser Arbeit die Sinkgeschwindigkeiten verwendet werden, die unter Laborbedingungen ermittelt wurden. Für Transportmodellierungen dürfen diese nicht grundsätzlich mit den Sinkprozessen gleichgesetzt werden, wie sie unter in-situ-Bedingungen vorkommen. Sowohl der Seegang als auch die Gezeitenströme üben auf den Sinkvorgang einen Einfluß aus. Da diese Einflüsse im Verlauf der Transportsortierung sich aber millionenfach wiederholen, kann die Sinkgeschwindigkeit eines einzelnen Sedimentpartikels in bewegtem Wasser doch mit der Fallgeschwindigkeit in ruhendem Wasser der Analyse gleichgesetzt werden. Eine Reihe von Untersuchungen (z.B. NIELSEN, 1984; HWANG, 1985) haben gezeigt, daß der Hauptmechanismus bei der Verringerung der Fallgeschwindigkeit in einem oszillierenden Medium der Nicht-Lineare-Verzögerungseffekt ist. Nach HWANG (1985) kann die Fallgeschwindigkeitsverringerung ausgedrückt werden als:

$$w_e/w_s = f(w_s d/\nu, V_{f,max}/w_s)$$

mit

w_e = effektive Fallgeschwindigkeit

$V_{f,max}$ = Spitzengeschwindigkeit des sich bewegenden Mediums

w_s = Fallgeschwindigkeit in ruhendem Medium

d = physischer Partikeldurchmesser

ν = kinematische Viskosität des Mediums

Das Verhältnis w_e/w_s verringert sich für steigende Werte der Verhältnisse $w_s d/v$ und $V_{f,max}/w_s$. HWANG (1985) ermittelte einen Wert von 0.5 für $V_{f,max}/w_s = 10$. Leider geht in diese Berechnungen nicht die Wellenperiode ein. Diese findet sich bei HO (1964):

$$w_e/w_s = f(v/\omega d^2, \omega V_{f,max}/g)$$

mit $\omega = 2\pi/T_w$.

Bei einem Sedimentpartikel mit $d = 100 \mu\text{m}$ Durchmesser, einer Wellenperiode von $T_w = 10 \text{ s}$ und $V_{f,max} = 0.1 \text{ m/s}$ ergibt sich ein w_e/w_s -Verhältnis von 1. Ähnliche Ergebnisse fand NIELSEN (1984), der daraus schloß, daß die Verringerung der Fallgeschwindigkeit in einem reinen wellenbewegten Medium mit Perioden von $T_w \geq 1 \text{ s}$ vernachlässigbar ist. Da sich bei höheren Frequenzen spezielle, zufällige Formen der Oszillationsbewegung, nämlich Turbulenzen ergeben, muß diese Situation hier eingehender untersucht werden. MURRAY (1970) zeigte, daß sich die Sinkgeschwindigkeit auch durch Turbulenzen aufgrund des Nicht-Linearen-Verzögerungseffekt verringert. Eine andere Form der Bewegung bei höheren Frequenzen ist der Wirbel, der in Bodennähe vertikale Aufwärtsbewegungen erzeugt und ebenfalls die Sinkgeschwindigkeit verringert. LUDWICK & DOMURAT (1982) simulierten Bewegungen von $100 \mu\text{m}$ - und $200 \mu\text{m}$ - Partikel, in turbulenten Geschwindigkeitsfeldern und fanden heraus, daß die Sinkgeschwindigkeit nicht signifikant verringert wird, wenn die vertikalen turbulenten Geschwindigkeiten symmetrisch verteilt sind. Geschwindigkeitsanalysen in Bodennähe, wo der Hauptsedimenttransport abläuft, zeigen starke Abwärtsbeschleunigungen und schwache Aufwärtsbeschleunigungen. Dies verdeutlicht die asymmetrische Verteilung der vertikalen Geschwindigkeit. Insgesamt wird dadurch eine kurzzeitige abwärtige Geschwindigkeitserhöhung verursacht, die ihrerseits wiederum die Sinkgeschwindigkeit erhöhen kann.

5.2.2. Räumliche Verteilungsmuster

5.2.2.1. Mittlere Sinkgeschwindigkeit

Wie die mittlere Korngröße läßt sich auch die mittlere Sinkgeschwindigkeit, die ja die Grundlage für die Berechnung der Korngröße ist, in einem räumlichen Verteilungsmuster darstellen (Abb. 34). Die beiden Muster zeigen in ihrem generellen Trend erwartungsgemäß eine sehr gute Übereinstimmung. Selbstverständlich liegen die Klassengrenzen nicht an denselben Positionen, da die Phi- und die Psi-Skala nicht linear voneinander abhängen. Das Muster der Sinkgeschwindigkeiten scheint an verschiedenen Stellen, besonders im südlichen Teil des Untersuchungsgebietes, die Platen und Prielsysteme besser voneinander zu trennen. Es verdeutlicht damit auch sehr eindrucksvoll, daß das Muster der mittleren Korngrößen einen generalisierenden Effekt besitzt. Wie schon mehrfach erwähnt (s. a. KRÖGEL, 1995 a, b), gehen die Priele und Baljen in den Verteilungsmustern der statistischen Parameter der Korngröße fast völlig unter. Sie sind, obwohl in ihnen häufig vollkommen andersartige hydrodynamische Bedingungen herrschen, von den Platen nicht zu unterscheiden. Die Situation der Verteilung der mittleren Sinkgeschwindigkeit unterscheidet sich davon kaum. Man ist auch trotz der hohen Auflösung nicht in der Lage, die Rinnensysteme sicher von den Platen abzugrenzen. Aber man erkennt im Bereich der Accumersieler Balje und den östlichen Fahrwassern, daß das Muster hier einen lebhaften Wechsel zwischen höheren und niederen Sinkgeschwindigkeiten innerhalb kurzer Distanzen aufweist. Dies liegt überwiegend an der höheren Auflösung durch Verwendung der Psi-Skala.

Die deichnahen Abschnitte des Festlandes weisen wie bei der mittleren Korngröße eine ausgeprägt homogene Verteilung der Isolinien und kontinuierliche Übergänge zu den höheren Sinkgeschwindigkeiten in Richtung Norden auf. Was im Muster der mittleren Korngröße schon abschnittsweise zu beobachten war, ist durch die Sinkgeschwindigkeiten besser ersichtlich. Die Gradierung abnehmender Partikeldurchmesser bzw. Sinkgeschwindigkeiten ist im nördlichen Teil des Untersuchungsgebietes steiler als im südlichen, deichnahen Bereich. So nimmt hier die mittlere Sinkgeschwindigkeit von z.T. über 4.0 cm/s nahe des Inselkörpers auf weniger als 1.68 cm/s innerhalb von 1.0 km bis zum Rand des Langeooger Wattfahrwassers ab. Dabei ist die Sinkgeschwindigkeitsfraktion zwischen -0.75 Psi und -1.0 Psi (1.68 cm/s und 2.0 cm/s) nur als sehr schmales Band im Inselwatt vertreten. Bei der mittleren Korngröße zeigte die Fraktion 2.50 Phi bis 2.75 Phi ein ähnliches aber nicht ganz so ausgeprägtes Muster.

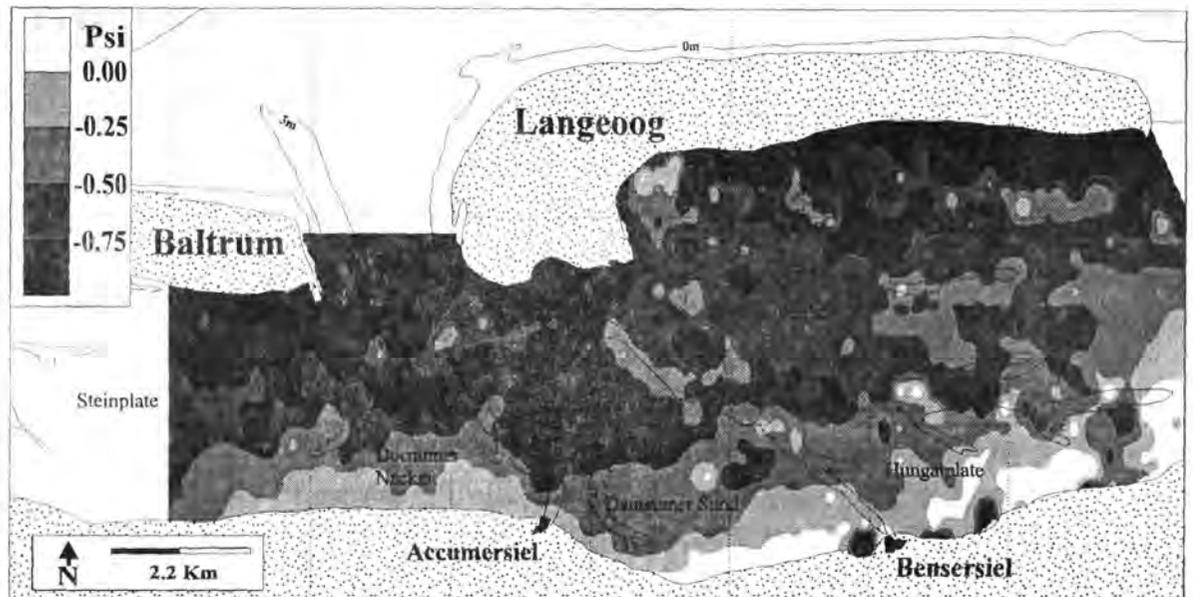


Abb. 34: Räumliche Verteilung der mittleren Sinkgeschwindigkeit ($T = 24.0^{\circ}\text{C}$).

5.2.2.2. Statistische Standardabweichung (Sortierung) S_0

Erwartungsgemäß beinhalten die Rinnensysteme die Sedimente mit den schlechtesten Sortierungswerten (Abb. 35). Besonders das Langeooger Wattfahrwasser und die Rute zeichnen sich dadurch im Verteilungsmuster sehr gut ab. Die größeren Flächen im östlichen Inselwatt von Langeoog und Baltrum fanden sich auch im Muster der Korngröße. Sie werden durch Überspülungen der Flugsandplate verursacht, wodurch immerwieder leicht gröberes Material auf die Flächen des Inselwatts gelangt. Auch die künstlichen Strandaufspülungen bei Benersiel sind hier gut zu verfolgen. Die Muster dokumentieren über welche große Flächen außerhalb des eigentlichen Strandes der anthropogene Einfluß sichtbar wird. Das räumliche Verteilungsmuster der Sortierungswerte der Sinkgeschwindigkeiten beweist, daß nur die zentralen Bereiche der deichfernen Platen einen einheitlichen Sortierungsgrad aufweisen. Sie enthalten dann auch die Flächen der besten Sortierung mit Werten zwischen 0.30 Psi und 0.20 Psi.

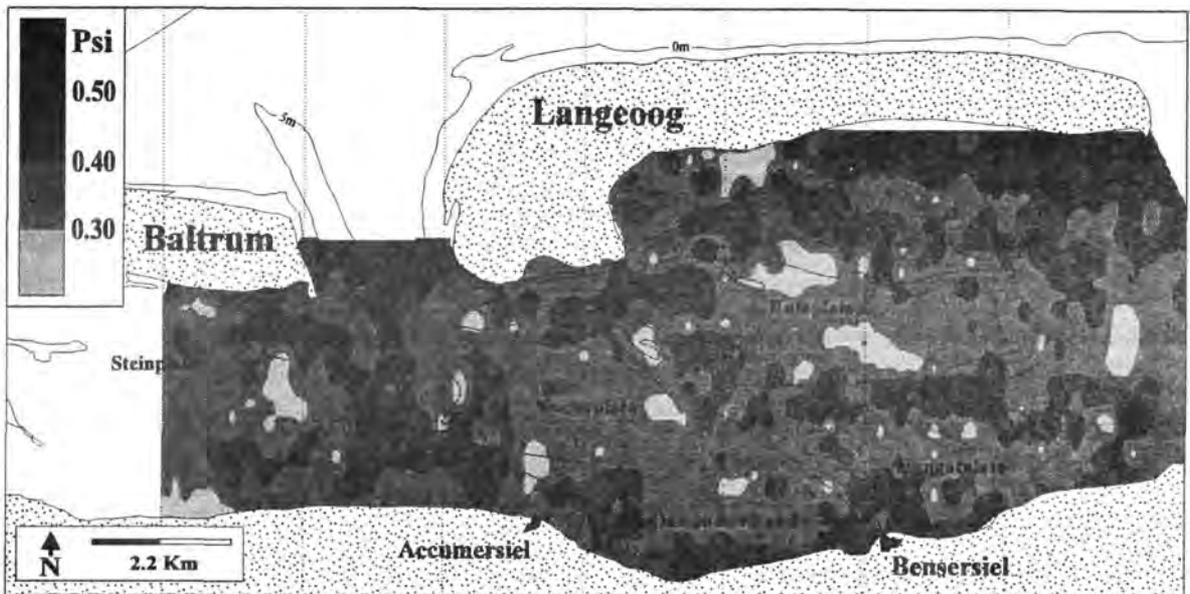


Abb. 35: Räumliche Verteilung der statistischen Standardabweichung S_0 der Sinkgeschwindigkeit ($T = 24.0^\circ\text{C}$).

5.2.2.3. Statistische Schiefe S_r

Wie im Fall der Sortierung spiegelt auch die räumliche Verteilung der Schiefe der Sinkgeschwindigkeiten die Bathymetrie im Untersuchungsgebiet recht gut wieder (Abb. 36). So lassen sich fast ausschließlich in den Rinnensystemen negative Werte verfolgen. Im gesamten übrigen Gebiet liegen die Werte zwischen 0.0 und 0.2, nur in sehr wenigen Fällen im deichnahen Bereich und auf verschiedenen Platen liegen sie zwischen 0.2 und 0.4. Höherliegende Schiefewerte konnten nur innerhalb einer etwa 500 Quadratmeter großen Fläche im Inselwatt von Langeoog ermittelt werden. Damit ist die Schiefe ein etwas besserer Anzeiger einer energetischen Gradierung als die Sortierung. Anhand der Schiefe lassen sich auch die Ablagerungsräume überwiegender Feinfraktionen und die Haupttransportsysteme, in denen vorrangig Mischungsprozesse verschiedenster Fraktionen vorkommen, hervorragend voneinander trennen.

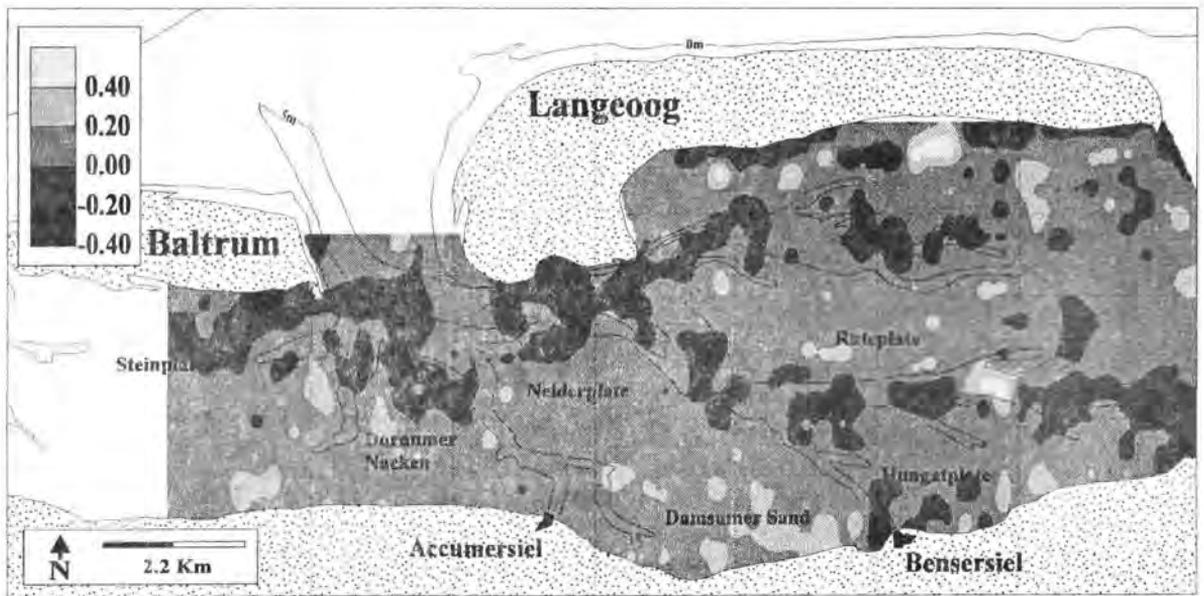


Abb. 36: Räumliche Verteilung der statistischen Schiefe S_r der Sinkgeschwindigkeit ($T = 24.0^\circ\text{C}$).

5.2.2.4. Das Spektrum in 0.25-Psi-Fractionen

Nach dem Abtrennen gröberer Fraktionen im Labor mittels Siebung bestätigte sich, daß in den Oberflächensedimenten außer verschiedenen Schillanreicherungen keine nennenswerte Mengen an Partikeln mit einem Durchmesser von über 1.0 mm vorkommen. Auch die Fraktion zwischen 1.0 mm und 0.2 mm macht nur einen vernachlässigbaren Prozentsatz der Korngrößenverteilung im Gebiet aus. Bei der Standardanalyse ($T = 24^\circ\text{C}$) entspricht der Partikelgröße von 0.21 mm eine Sinkgeschwindigkeit von 2.84 cm/s oder -1.505 Psi. Für eine Trendanalyse sollte daher eine Darstellung der räumlichen Verteilung aller 1%-Flächen des Spektrums -3.75 Psi bis -1.00 Psi (13.45 cm/s bis 2.0 cm/s) genügen.

Nahezu alle 0.25-Psi-Fractionen zwischen -3.75 Psi und -2.25 Psi (13.45 cm/s und 4.76 cm/s) beschränken sich im Einzugsgebiet der Accumer Ee auf die Rinnensysteme (Abb. 37). Die Schwerpunkte liegen im südlichen Seegat der Accumer Ee, in der Rute und im Langeooger Wattfahrwasser. Einzige Ausnahme außerhalb der Rinnen bildet der südliche Strand von Baltrum. Erstaunlicherweise ließ sich diese Fraktion weder in der Accumersieler Balje noch in einer anderen Rinne des westlichen Entwässerungssystems im Untersuchungsgebiet nachweisen.

Die Verbreitung der 1%-Anteile der 0.25-Psi-Fractionen zwischen -2.25 Psi und -1.0 Psi (4.76 cm/s und 2.0 cm/s) zeigt das Liefergebiet für die hydraulisch trägeren Partikel im Untersuchungsgebiet an (Abb. 38). Während die Partikel mit Sinkgeschwindigkeiten bis zu -2.50 Psi (1.19 cm/s) in kleineren Vorkommen hauptsächlich an die Rinnensysteme gebunden sind, wird ab der Fraktion -2.25 Psi (4.76 cm/s) eine großflächigere Verteilung sichtbar. Diese beschränkt sich dabei nicht nur auf die Rinnen, sondern umfaßt das gesamte nördliche Einzugsgebiet. Die Ausgangspunkte für diese Verbreitung sind die beiden Seegats der Accumer Ee und der Otzumer Balje. Besonders um die Mündung der Accumersieler Balje breiten sich die Vorkommen der 0.25-Psi-Fractionen fast konzentrisch aus. Die Sedimente der Deichwattgebiete des Festlandes besitzen keine Anteile dieses Partikelspektrums.

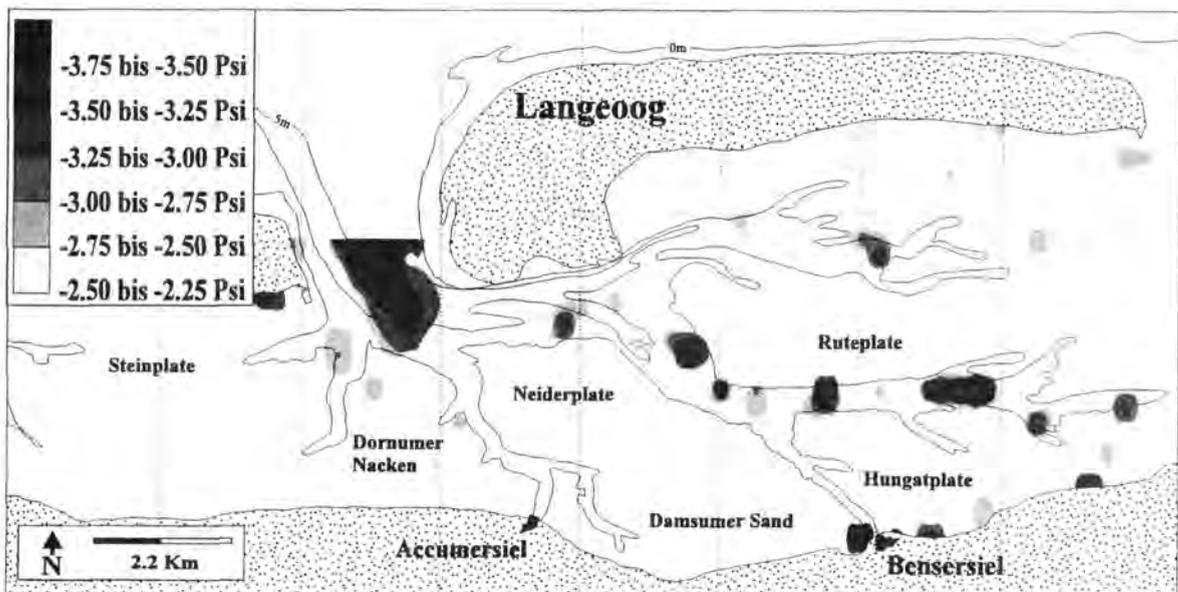


Abb. 37: Verbreitung von 1%-Anteilen der 0.25-Psi-Fractionen für den Bereich zwischen -3.75 Psi und -2.25 Psi (13.45 cm/s und 4.76 cm/s) ($T = 24.0\text{ }^{\circ}\text{C}$).

In der 1%-Flächenverteilung, ist zu beobachten, daß die Fraktion -1.25 bis -1.0 Psi (2.37 cm/s bis 2.0 cm/s) in der Accumersieler Balje und in der Rute nur untergeordnet vorkommt. Diese Situation kann ansatzweise auch noch in der hydraulisch mobileren Fraktion -1.00 bis -0.75 Psi (2.00 cm/s bis 1.68 cm/s) beobachtet werden (Abb. 39). Die Schwerpunkte der Verbreitung befinden sich hier weiter im zentralen Teil des Einzugsgebietes bzw. in den nördlichen Teilen der deichfernen Platen. Hier ziehen sich die Flächen mit Anteilen von über 30% in den Sedimenten von der Steinplate aus über die Neiderplate bis hin zur Ruteplate. Dieser Gürtel der West-Ost-Erstreckung hat eine leicht bogenförmige Gestalt mit der konvexen Seite zur Seegatöffnung.

Nach Norden und Süden nimmt der Anteil dieser Fraktion kontinuierlich ab, so daß bezogen auf die Fläche des Einzugsgebietes eine nahezu symmetrische räumliche Verteilung entsteht.

Im Verteilungsmuster der Fraktion -0.75 Psi bis -0.50 Psi (1.68 cm/s bis 1.41 cm/s) löst sich der scharf abgrenzbare Gürtel höherer Prozentanteile auf und geht in eine größere Fläche über (Abb. 40). Ordnet man das Muster in die Gesamtfläche des Einzugsgebietes ein, so ist diese Verteilung fast vollkommen symmetrisch. Ausgehend von der Neiderplate und der Ruteplate, wobei letztere nahezu vollständig von Werten über 30% eingenommen wird, gehen die Prozentwerte nach Norden und Süden gleichmäßig zurück. Die Grenzlinien im Inselwatt von Langeoog haben lediglich einen leicht geringeren Abstand vom Deich als die entsprechenden im Festlandswatt. Dadurch entsteht ein relativ steiler Gradient abnehmender Prozentwerte im Nordabschnitt des Untersuchungsgebietes. Diese Sinkgeschwindigkeitsfraktion kommt insgesamt mit Abstand am häufigsten vor.

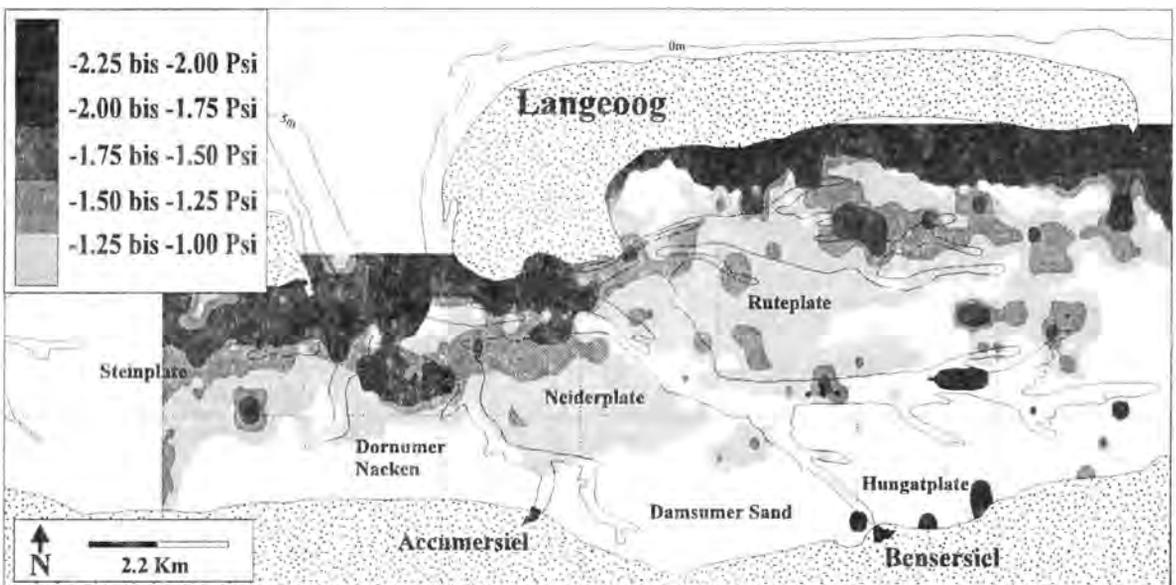


Abb. 38: Verbreitung von 1%-Anteilen der 0.25-Psi-Fractionen für den Bereich zwischen -2.25 Psi und -1.00 Psi (4.76 cm/s und 2.0 cm/s) ($T = 24.0$ °C).

Bei der Analyse der Partikeldurchmesser zeichnete sich ab, daß die häufigste Fraktion in den Bereich zwischen 0.149 mm und 0.125 mm (2.75 Phi und 3.0 Phi) fällt. Durch die höhere Auflösung der Sinkgeschwindigkeitsfraktionen kann dieses Spektrum noch weiter differenziert werden. Es ist klar ersichtlich, daß die Fraktion zwischen -0.75 Psi und -0.50 Psi (1.68 cm/s bis 1.41 cm/s) die häufigste ist. Dies entspricht unter Standardbedingungen einer Korngröße von 0.15 mm bis 0.135 mm. Es bleibt zu klären, ob diese Situation bei allen Ablagerungsbedingungen auftritt.

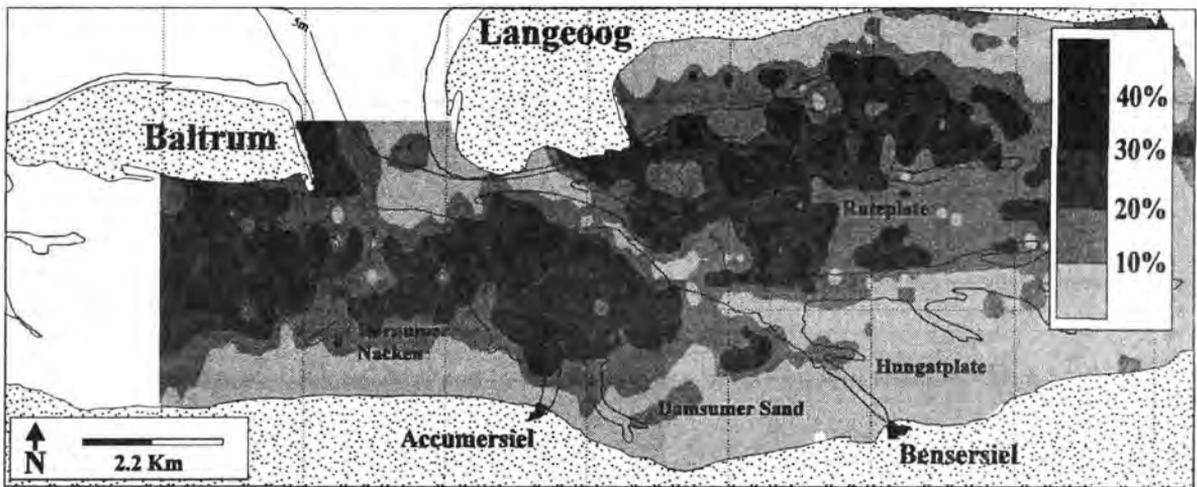


Abb. 39: Räumliche Verteilung der Fraktion -1.0 Psi bis -0.75 Psi (2.0 cm/s bis 1.68 cm/s), entsprechend 2.58 Phi bis 2.73 Phi ($T = 24.0\text{ }^{\circ}\text{C}$).

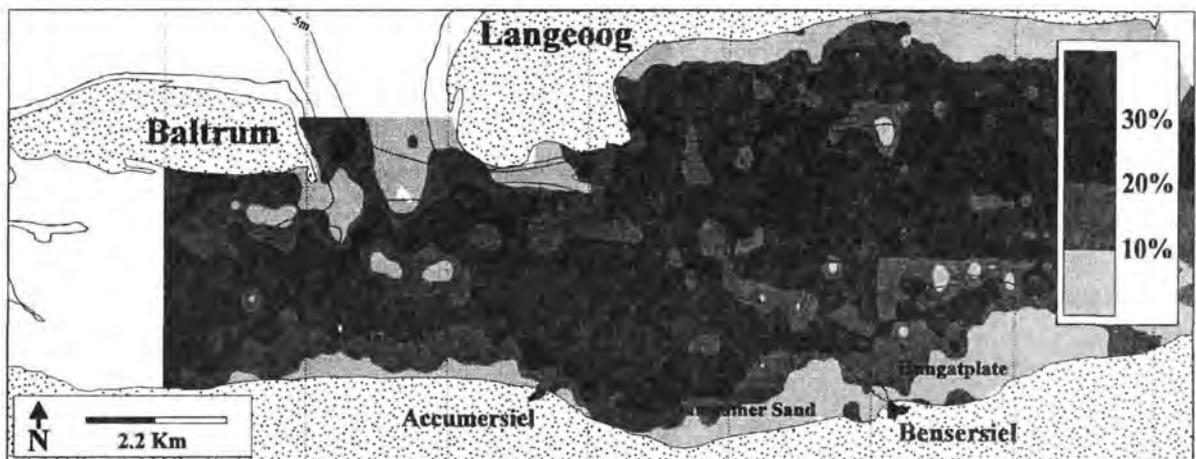


Abb. 40: Räumliche Verteilung der Fraktion -0.75 Psi bis -0.5 Psi (1.68 cm/s bis 1.41 cm/s), entsprechend 2.73 Phi bis 2.88 Phi ($T = 24.0\text{ }^{\circ}\text{C}$).

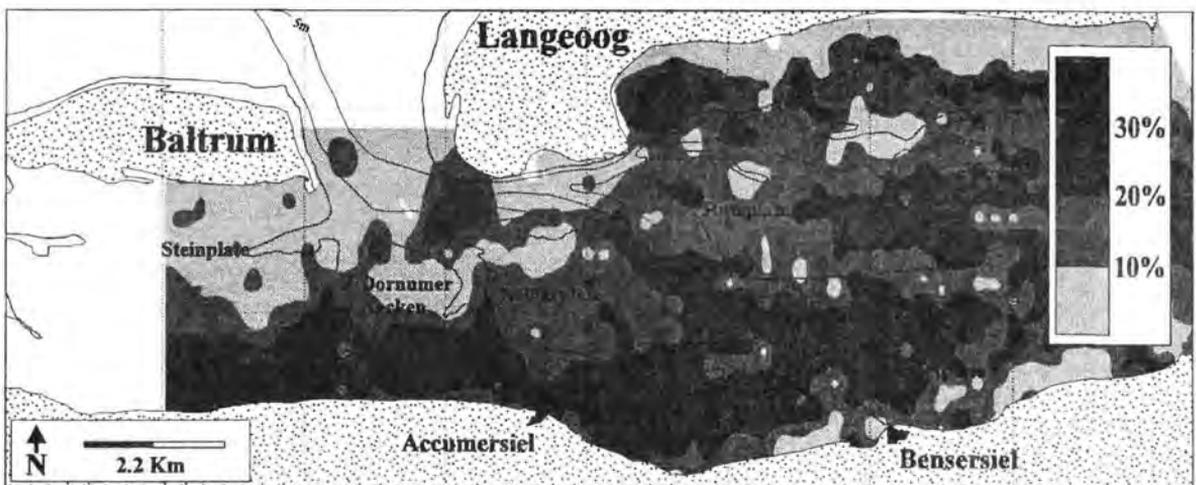


Abb. 41: Räumliche Verteilung der Fraktion -0.5 Psi bis -0.25 Psi (1.41 cm/s bis 1.19 cm/s), entsprechend 2.88 Phi bis 3.03 Phi bei einer ($T = 24.0\text{ }^{\circ}\text{C}$).

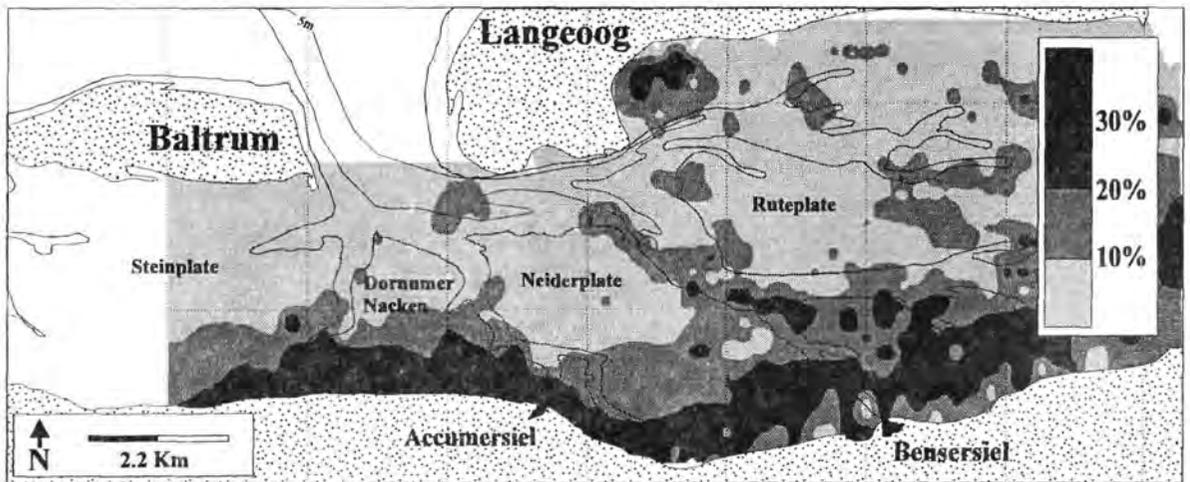


Abb. 42: Räumliche Verteilung der Fraktion -0.25 Psi bis 0.0 Psi (1.19 cm/s bis 1.0 cm/s), entsprechend 3.03 Phi bis 3.18 Phi ($T = 24.0^{\circ}\text{C}$).

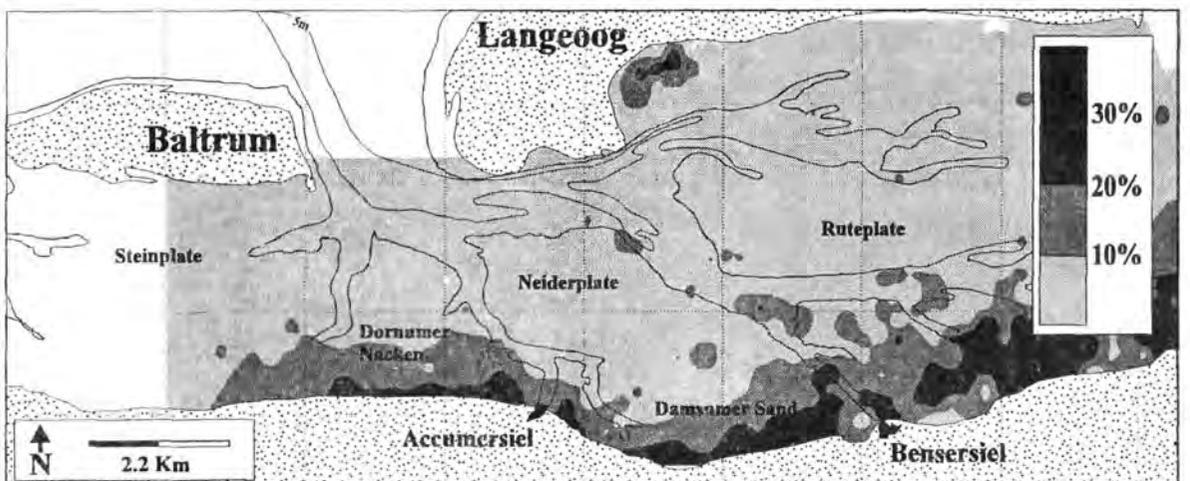


Abb. 43: Räumliche Verteilung der Fraktion 0.0 Psi bis 0.25 Psi (1.0 cm/s bis 0.84 cm/s), entsprechend 3.18 Phi bis 3.32 Phi ($T = 24.0^{\circ}\text{C}$).

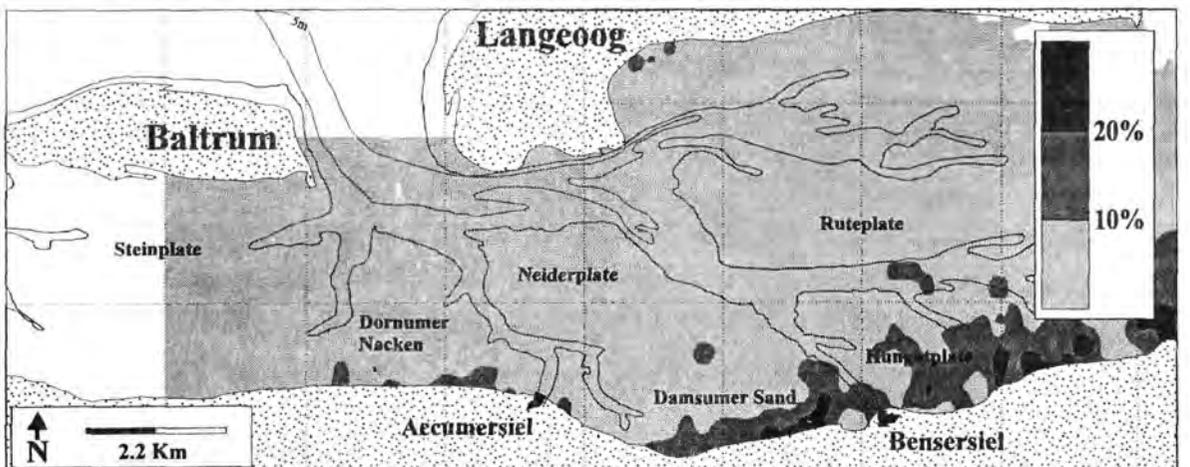


Abb. 44: Räumliche Verteilung der Fraktion 0.25 Psi bis 0.5 Psi (0.84 cm/s bis 0.71 cm/s), entsprechend 3.32 Phi bis 3.46 Phi ($T = 24.0^{\circ}\text{C}$).

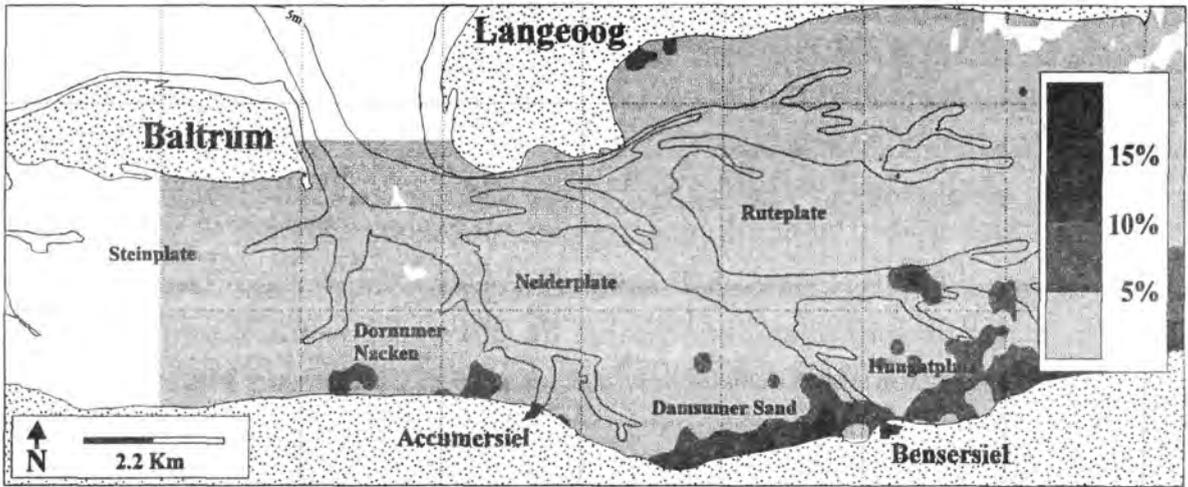


Abb. 45: Räumliche Verteilung der Fraktion 0.5 Psi bis 0.75 Psi (0.71 cm/s bis 0.59 cm/s), entsprechend 3.46 Phi bis 3.60 Phi ($T = 24.0^{\circ}\text{C}$).

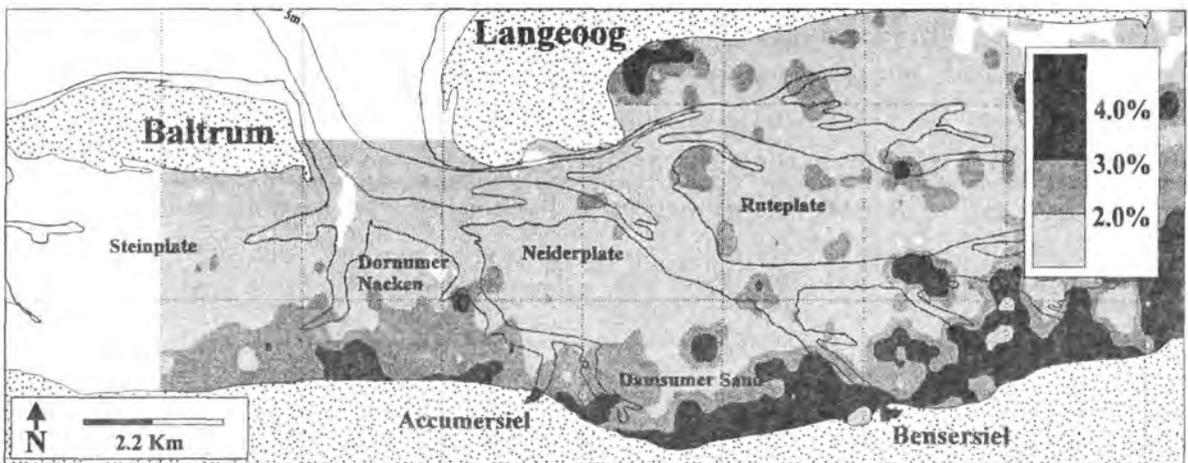


Abb. 46: Räumliche Verteilung der Fraktion 0.75 Psi bis 1.0 Psi (0.59 cm/s bis 0.5 cm/s), entsprechend 3.60 Phi bis 3.73 Phi ($T = 24.0^{\circ}\text{C}$).

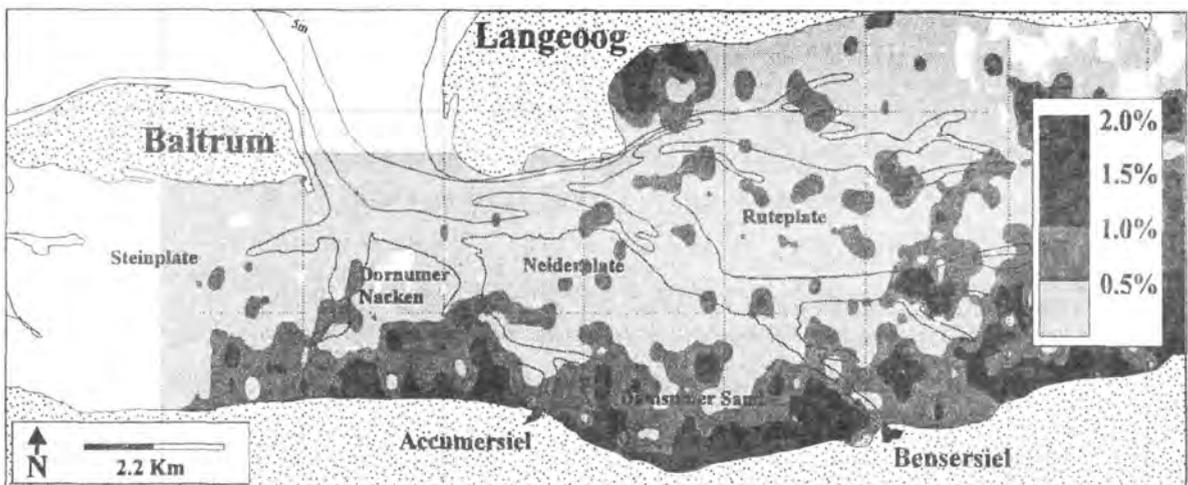


Abb. 47: Räumliche Verteilung der Fraktion 1.0 Psi bis 1.25 Psi (0.5 cm/s bis 0.42 cm/s), entsprechend 3.73 Phi bis 3.87 Phi ($T = 24.0^{\circ}\text{C}$).

Das Muster der Fraktion -0.50 Psi bis -0.25 Psi (1.41 cm/s bis 1.19 cm/s) zeigt eine inverse Situation zur Fraktion -1.0 Psi bis -0.75 Psi (2.00 cm/s bis 1.68 cm/s). Der Schwerpunkt des Vorkommens liegt in der südlichen Hälfte des Einzugsgebietes, wo sich ein W-E-orientierter Gürtel von Werten über 30% andeutet (Abb. 41). Von hier aus nehmen die Werte kontinuierlich nach Norden und Süden ab. Dabei ist der Gradient im Süden deutlich steiler, so daß an beiden Randbegrenzungen, dem Insel- und dem Festlandsdeich, die Werte auf unter 10% zurückgehen. Im Muster setzt sich wieder untergeordnet der Einfluß der Rinnensysteme dort durch, wo die Anteile der Fraktion gering sind. Bei der Fraktion -0.25 Psi bis 0.0 Psi (1.19 cm/s bis 1.00 cm/s) schiebt sich der Gürtel höherer Prozentwerte immer näher an den Festlandsdeich (Abb. 42). Dabei werden im Gebiet westlich von Accumersiel entlang größerer Flächen Werte von über 30% erreicht. Dagegen kommen sie im seegatferneren und damit energetisch günstigeren Bereich östlich von Bengersiel nur fleckhaft vor. Dieses Muster zeigt eindrucksvoll, daß die Anordnung der Verteilung ein von außerhalb des Einzugsgebietes gesteuertes Phänomen ist. Das Band mit Werten über 30% erreicht auf dem Dornumer Nacken das Festland, wohingegen es sich weiter östlich davon immer mehr von diesem entfernt und dazwischen sich Flächen mit niedrigeren Prozentwerten durchsetzen. Betrachtet man alle Flächen zusammen, so ergibt sich wieder ein von der Seegatmündung abhängiges konzentrisches Muster, daß vom Einfluß durch den Deich unbeeinflusst bleibt. In den nachfolgend hydraulisch mobileren Fraktion bleibt diese Situation bestehen, wobei die absoluten Prozentwerte kontinuierlich abnehmen und sich die Gürtel mit den höchsten Konzentrationen immer näher in Richtung Festlandsdeich verschieben (s. Abb. 43 und 44).

Wenn man die räumliche Ausdehnung der Verteilung betrachtet, so ist im Muster der Fraktion 0.50 Psi bis 0.75 Psi (0.71 cm/s bis 0.59 cm/s) das Minimum erreicht. Die höchsten Werte -in diesem Fall zwischen 10% und 15%- kommen ausschließlich in seegatfernster Deichnähe, im östlichen Teil der Hungatplate vor (Abb. 45). Nur kleinste Vorkommen auf dem südlichen Dornumer Nacken und im Inselwatt von Langeoog zeigen ähnliche Anteile. Diese Situation ändert sich geringfügig in der Fraktion 0.75 Psi bis 1.0 Psi (0.59 cm/s bis 0.50 cm/s), wo höhere Werte z.T. auch in deichferneren Arealen zu beobachten sind. Die absoluten Prozentwerte sind dabei deutlich geringer als in der hydraulisch trägeren Fraktion (Abb. 46). Es deutet sich ein Trend an, nach dem diese Fraktion außer im deichnahen Gebiet auch entlang der Wattwasserscheide abgelagert wird. Die Fraktion 1.0 bis 1.25 Psi (0.50 cm/s bis 0.42 cm/s) zeigt dieses Bild noch eindrucksvoller, hier bilden mittlere Prozentwerte entlang der Wattwasserscheide geschlossene Flächen (Abb. 47).

Außerdem sind die deichnahen Flächen nahezu bis zu ihrem Zentralteil immerhin von bis zu 1% eingenommen. Im Verteilungsmuster der hydraulisch mobilsten Fraktion, die in der Sinkgeschwindigkeitsanalyse ermittelt wurde, erreicht diese Situation das Maximum. In der Abbildung 48 wurde bewußt eine Abstufung von 0.1% gewählt, um den Effekt sichtbar zu machen. Die Fraktion reichert sich zwar in Deichnähe an, ist aber ansonsten im gesamten Einzugsgebiet vertreten. Diese Verteilungsbilder wurden mit verschiedenen Berechnungs- und Interpolationsmethoden erstellt, es ergab sich aber prinzipiell immer das gleiche Bild. Ab einer Sinkgeschwindigkeit von über 0.75 Psi, was weniger als 0.59 cm/s entspricht, werden die Partikel mit dieser Sinkgeschwindigkeit im deichnahen Bereich mobilisiert und in entfernte Bereiche transportiert. Sie kommen aber nur mit sehr geringen Anteilen in den Sedimenten vor. Daher sind sie dort vermutlich nicht lagestabil, sondern nahezu ständig mobil. Vergleicht man diese Situation mit dem Verteilungsmuster der hydraulisch noch mobileren, der abgeseibten Fraktion $<63 \mu\text{m}$ ($= >1.50 \text{ Psi}$ bei Standardanalyse), so ergibt sich keine Kongruenz. Das Verteilungsmuster dieser Fraktion ähnelt eher dem der Fraktion 0.75 bis 1.00 Psi.

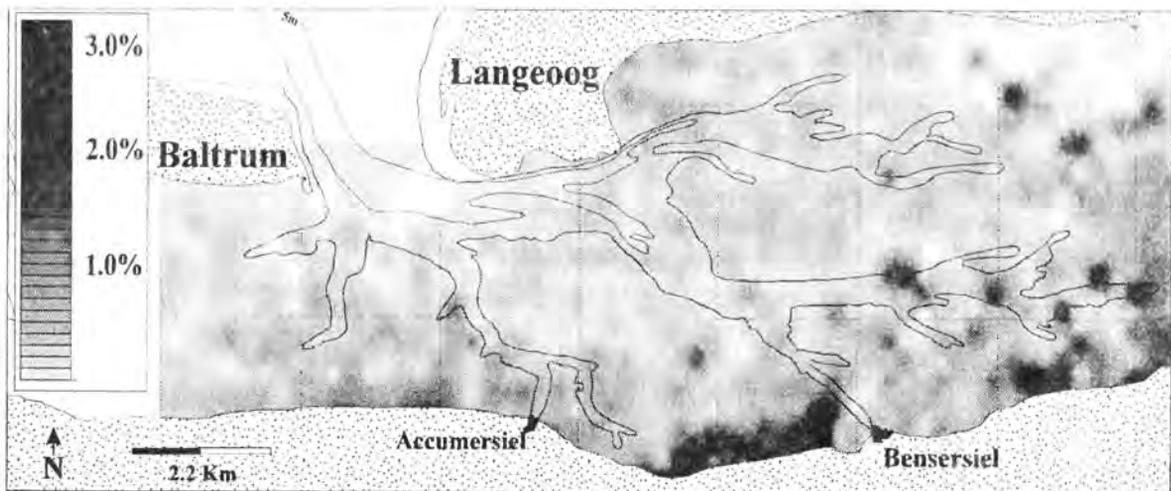


Abb. 48: Räumliche Verteilung der Fraktion 1.25 Psi bis 1.50 Psi (0.42 cm/s und 0.35 cm/s), entsprechend 3.87 Phi bis 4.0 Phi ($T = 24.0^\circ\text{C}$).

5.3. Die Schubspannungsgeschwindigkeit

5.3.1. Berechnungsgrundlage der Schubspannungsgeschwindigkeit

Bei Betrachtung der Sinkgeschwindigkeitsverteilung im Arbeitsgebiet fällt auf, daß die Fraktion zwischen -0.75 Psi und -0.50 Psi (1.68 cm/s und 1.41 cm/s) am häufigsten vorkommt. Außerdem ist das Verteilungsmuster dieser 0.25-Psi-Fraktion das einzige, welches sein örtliches Maximum im Zentralteil des Einzugsgebietes hat und von dort aus einen symmetrischen Gradienten abnehmender Werte nach Norden und Süden aufweist. Die Transportkräfte müssen sich demnach in einem Bereich bewegen, der diese Fraktion häufig in Bewegung bringt, umlagert und an den betreffenden Orten sedimentieren läßt. Die Transportkräfte liegen folglich in ihrer Größenordnung immer geringfügig über oder unter der kritischen Schubspannung einer Partikelgröße mit der Sinkgeschwindigkeit zwischen -0.75 Psi und -0.50 Psi. Es zeigte sich, daß die Darstellung der Sinkgeschwindigkeiten den großräumigen landwärts gerichteten Gradienten besser auflöst als die der Partikeldurchmesser. Ob und welche Partikel überhaupt eine Bewegung erfahren oder ob die Sedimente weitgehend lagestabil sind, läßt sich demnach am besten durch eine Dokumentation der Sink- und Schubspannungsgeschwindigkeiten analysieren.

Wenn ein Partikel an seinem Ablagerungsort in Bewegung gebracht wird, so geschieht das beim minimalsten „kritischen“ Widerstand, den das Partikel dem Medium entgegensetzt. In diesen geht das spezifische Gewicht des Partikels, sein Durchmesser sowie das spezifische Gewicht und die Zähigkeit des Transportmediums ein. Wenn die Kräfte zum Transport ausreichend groß sind, wird das Teilchen sofort bewegt. Die notwendige Energie, die erforderlich ist, es in Bewegung zu bringen, ist dabei bekanntlich höher als die Energie, die aufwendet werden muß, um es in Transport zu halten oder sogar sedimentieren zu lassen. Das spezifische Gewicht des Partikels und das des Transportmediums sollen zunächst genauso wie der Partikeldurchmesser während des Transportprozesses als konstant angesehen werden. Geht man nun vom einfachsten Fall einer gleichmäßigen Strömung aus, so ist das Partikel den Kräften, die durch die Flüssigkeit und die Gravitation ausgeübt werden, ausgesetzt. Für eine Analyse kann man die Kräfte in Normal- und Tangentialkräfte auflösen. Die Tangentialkomponente führt zur Vorwärtsbewegung, die gänzlich durch die Flüssigkeit oder durch die Schwerkraft (bei Schräglage) ausgeübt werden kann (RAUDKIVI, 1982).

Sind die Partikel klein im Verhältnis zur Dicke der laminaren Unterschicht der Grenzschicht, dann löst sich die Strömung nicht ab und das Korn verursacht keine Wirbel. Die Schleppkraft durch die Viskosität des Fluids wird auf die gesamte Oberfläche verteilt. Mit wachsender Geschwindigkeit verringert sich die Unterschichtdicke und die laminare Strömung hinter dem Korn wird instabil. Es bildet sich zuerst ein stationärer Ringwirbel hinter dem Korn, der mit weiterer Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit unstetig wird, bis die Strömung an der Leeseite abreißt. In der Abrißzone entstehen Rücklaufwirbel und turbulente Strömungszustände. Körner, die zur Strömung hin freiliegen, werden dann über die Sohle bewegt, ohne diese zu stören. Dabei werden bevorzugt kleine Partikel über einer Sohle aus größeren Partikeln bewegt, da sie eine geringere kritische Geschwindigkeit benötigen. Größere Partikel werden bevorzugt über einer Sohle aus kleineren bewegt, da sie meist frei auf diesen liegen.

Diese kritischen Bedingungen für den Beginn der Sedimentbewegung können grundsätzlich auf zwei verschiedene Arten angegeben werden. Zum einen auf der Grundlage einer Strömungsgeschwindigkeit $u(y)$ in Abhängigkeit einer Höhe über der Sohle, oder einer gemittelten Geschwindigkeit u_m bzw. durch dimensionslose Kombinationen mit $u(y)$ oder u_m . Zum anderen auf der Grundlage der Schubspannung τ oder der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ bzw. durch dimensionslose Kombination von τ oder u_τ . Die Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ enthält im Gegensatz zur gemittelten Geschwindigkeit u_m den Einfluß der Turbulenz, der Rauigkeit der Sohle und der Wassertiefe. Das Verhältnis u_m/u_τ ist daher in den meisten Fällen in der Natur nicht konstant. Bei gleicher u_m kann die Schubspannung an der Sohle z.B. durch künstliche Dämpfung oder Erhöhung der Turbulenz deutlich verändert werden. Es gibt nun eine Anzahl von Formulierungen, die den Bewegungsbeginn mit Bezug auf eine kritische Geschwindigkeit definieren. Gleichungen dieser Art haben den Nachteil, daß die Geschwindigkeit nicht allein die Schubspannungszustände an der Sohle bestimmt. Die Schubspannung ist proportional dem Geschwindigkeitsgradienten an der Sohle, wobei mehrere Gradientenwerte bei derselben, z.B. tiefengemittelten Geschwindigkeit auftreten können. Erst die Schubspannung bzw. die Schubspannungsgeschwindigkeit erfaßt auch die unterschiedlichen Gradienten der Kräfte, die an der Sohle auf das Sediment einwirken (z.B. ZANKE, 1982).

SHIELDS (1936) fand heraus, daß beim Strömungs- und Transportvorgang zwei Bereiche zu unterscheiden sind, bei denen entweder die Schwere- oder die Zähigkeitswirkung überwiegt. Er korrelierte beide Wirkungen und erhielt die Verhältnisse:

$$Fr^* = (\tau/\delta_F)/\delta' g d \text{ (FROUDE-Zahl)} \quad [8]$$

$$Re^* = (\tau/\delta_S)0.5 d/\nu \text{ (REYNOLDS-Zahl)} \quad [9]$$

mit τ = Schubspannung, g = Erdbeschleunigung, d = physischer Partikeldurchmesser, ν = kinematische Viskosität des Fluids, δ_S = Dichte des Sediments und $\delta' = \text{relative Dichte } (\delta_S - \delta_F/\delta_F)$.

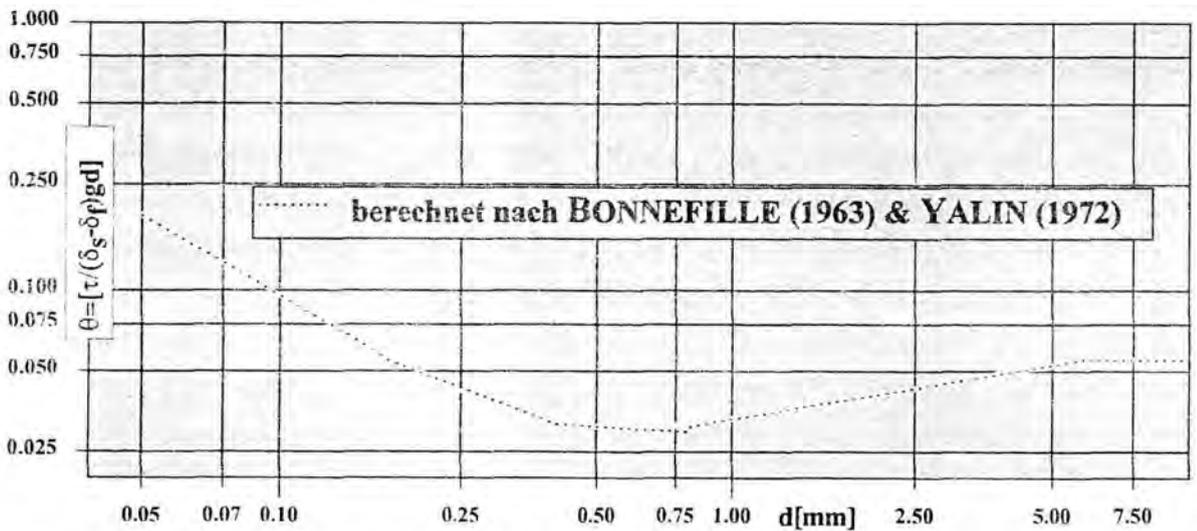


Abb. 49: Mobilitäts-Parameter n. SHIELDS (1936) im Medium Wasser bei $T = 20^\circ\text{C}$.

Der SHIELDS-Parameter enthält einen Ausdruck für die Schubspannung τ verursacht durch das Transportmedium der Dichte δ_F auf das Sediment mit dem Durchmesser d und der Dichte δ_S (Abb. 49):

$$\theta = \tau/(\delta_S - \delta_F) g d = \delta_S u_{*c}^2 (\delta_S - \delta_F) d \quad [10]$$

mit u_{*c} = kritische Schubspannungsgeschwindigkeit.

Nach BONNEFILLE (1963) und YALIN (1972) kann z.B. die SHIELDS-Kurve in Ausdrücken des dimensionslosen Mobilitätsparameters θ und des dimensionslosen Partikeldurchmessers $D^* = [(\delta_s/\delta_F - 1)g/v^2]^{1/3} d_{50}$ dargestellt werden. Es gilt:

$$\begin{aligned}\theta &= 0.24 D^{*-1} \text{ für } 1 < D^* \leq 4, \\ \theta &= 0.14 D^{*-0.64} \text{ für } 4 < D^* \leq 10, \\ \theta &= 0.04 D^{*-0.1} \text{ für } 10 < D^* \leq 20, \\ \theta &= 0.013 D^{*-0.29} \text{ für } 20 < D^* \leq 150, \\ \theta &= 0.055 D^{*-1} \text{ für } D^* > 150.\end{aligned}$$

Die Abbildung 49 zeigt, daß damit schon recht genau die Mobilitätsparameter für eine beliebige Korngröße berechenbar waren. Außerdem geht in den dimensionslosen Parameter bereits die kinematische Viskosität ein. Diese physikalische Größe ist besonders für den Transport und die Ablagerung von Partikeln niedriger Sinkgeschwindigkeit entscheidend. Denn für den hydraulisch rauhen Bereich bei größeren Partikeln (=höhere Sinkgeschwindigkeit) ergibt sich für den Widerstandsbeiwert keine Abhängigkeit von der REYNOLDS-Zahl (SHIELDS, 1936). Das heißt, daß der Bewegungsbeginn in diesem Bereich nur von den Druckkräften (Trägheit und Schwere) abhängig ist. Im hydraulisch glatten Bereich dagegen wird die FROUDE-Zahl Fr (Schwerewirkung, s.o.) $\approx 0.1/Re^*$ (Zähigkeitswirkung), womit der Bewegungsbeginn auch den Zähigkeitskräften unterworfen ist.

In allen Gleichungen, die auf dieser Grundlage entwickelt wurden, wird als partikelspezifische Größe der physische Durchmesser verwendet. Aber erst die Sinkgeschwindigkeit berücksichtigt die partikelspezifische Veränderung des Transportbeginns durch die Viskosität des Mediums. Es muß demnach eine Gleichung geschaffen werden, mit der die kritische Schubspannung direkt aus der Sinkgeschwindigkeit des Partikels berechenbar ist. COLLINS & RIGLER (1982) entwickelten eine Gleichung mit der die kritischen Schubspannung durch die Sinkgeschwindigkeit ermittelt werden kann:

$$\tau_* = 1.24 w_s^{0.33} \quad [11]$$

Die Berechnung der Schubspannung aus der Sinkgeschwindigkeit hat jedoch den Nachteil, daß die Sinkgeschwindigkeit die Dimension Länge pro Zeit, die Schubspannung dagegen die Dimension Masse pro Fläche besitzt. Bei einer Abhängigkeit der Schubspannungsgeschwindigkeit von der Sinkgeschwindigkeit ergibt sich dagegen ein dimensionsloser Proportionalitätsfaktor.

Es erscheint demnach zur Beschreibung des Transportbeginns sinnvoll, die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit als Orientierungsgröße zu verwenden. Für kleine REYNOLDS-Zahlen von ca. 0.05, die etwa der Sedimentation von Quarzkörnern um $20\mu\text{m}$ entsprechen, entwickelte bereits WHITE (1970) eine Gleichung nach der die Schubspannungsgeschwindigkeit ermittelt werden kann:

$$u_{\tau^*} = 0.06g \left(\frac{\delta_S - \delta_F}{\delta_F} \right) \nu^{0.5} \cdot w_s^{0.5} \quad [12]$$

Für $\delta_S = 2.65 \text{ g/cm}^3$, $\delta_F = 1.0 \text{ g/cm}^3$, $\nu = 1.0 \text{ cSt}$ und $g = 9.81 \text{ cm/s}$ ergibt sich vereinfacht:

$$u_{\tau^*} = 1.20 w_s^{0.17} \quad [13]$$

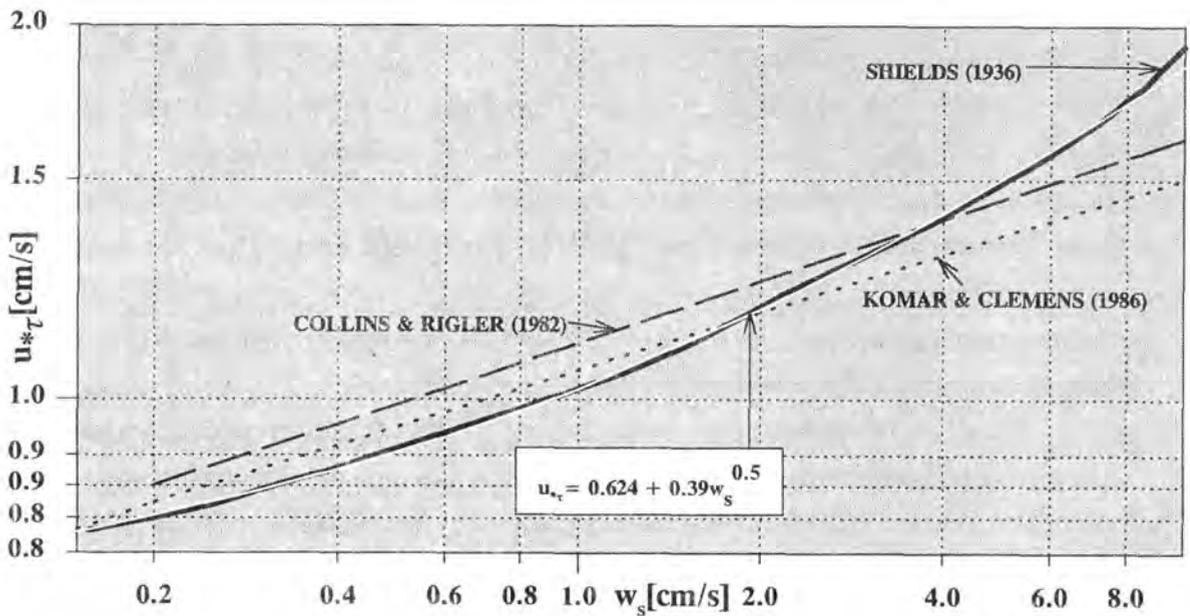


Abb. 50: Sinkgeschwindigkeitsabhängige Schubspannungsgeschwindigkeit.

KOMAR & CLEMENS (1986) entwickelten schließlich in Anlehnung an COLLINS & RIGLER (1982) eine Gleichung mit der die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit direkt durch die Sinkgeschwindigkeit eines Partikels berechnet werden kann:

$$u_{\tau^*} = 1.11 w_s^{0.165} \quad [14]$$

mit $u_{\tau^*} = (\tau^* / \delta_F)^{0.5}$ für $\delta_F = 1.0 \text{ g/cm}^3$ und $\nu = 1.0 \text{ cSt}$.

Diese Gleichung gilt nur für den STOKES'schen Bereich, während bei Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit aus Sinkgeschwindigkeiten oberhalb von 3.0 cm/s deutliche Abweichungen zu den Daten anderer Untersuchungen auftreten (s.a. SHIELDS, 1936; WHITE, 1970 und EVERTS, 1973).

Unter Verwendung dieser früheren Daten wurde im Verlauf dieser Arbeit eine einfache und allgemeingültige Gleichung zur Berechnung der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit durch die Sinkgeschwindigkeit entwickelt:

$$u_{\tau^*} = 0.624 + 0.39w_s^{0.5} \quad [15]$$

Die auf dieser Grundlage berechnete Kurve stimmt gut mit der Kurve von SHIELDS (1936) überein. Sie gilt wie Gleichung [14] für Quarzpartikel der Dichte $\delta_s = 2.65 \text{ g/cm}^3$ bei einer Wassertemperatur von $T = 20^\circ\text{C}$ (Abb. 50).

Unter Wellenbewegung unterscheidet sich das Problem des Bewegungsbeginns hauptsächlich durch die nicht-stationäre Strömung an der Sohle. Zusätzlich zur wellenerzeugten Wasserbewegung bildet sich dort eine instationäre Grenzschicht aus, in der die eigentliche Kornbewegung stattfindet. Eine sehr einfache Ableitung stellt die Schubspannung durch die maximale Orbitalgeschwindigkeit aus der linearen Wellentheorie dar (z.B. BAGNOLD, 1946):

$$\tau^* = (C_D \cdot u_o^2 \cdot \delta_F) / 2 = \delta_F \cdot \sqrt{(\omega \cdot d_o \cdot u_o)} \quad [16]$$

KOMAR & MILLER (1975) untersuchten zahlreiche Daten und entwickelten daraus zwei empirische Gleichungen für den Bewegungsbeginn unter Welleneinfluß:

$$\delta_F \cdot u_o^2 / (\delta_F - \delta_S) \cdot g \cdot d = 0.30 (d_o/d)^{0.5} \quad \text{für } d < 0.5 \text{ mm} \quad [17]$$

$$\delta_F \cdot u_o^2 / (\delta_F - \delta_S) \cdot g \cdot d = 0.46\pi (d_o/d)^{0.25} \quad \text{für } d > 0.5 \text{ mm} \quad [18]$$

mit u_o = Orbitalgeschwindigkeit,
 d_o = Orbitaldurchmesser,
 d = physischer Partikeldurchmesser.

Der Faktor 0.30 beruht auf einem Kompromiß zwischen den Daten von BAGNOLD (1946) und MANOHAR (1955). Für den vergleichbaren dimensionslosen Mobilitätsparameter nach SHIELDS (1936) ergibt sich nach Kombination von Gleichung [16], [17] und [18] für Partikeldurchmesser <0.5 mm:

$$\theta = 0.21 \text{ bzw. } 0.30 \sqrt{2} / (u_0 d / \nu)^{0.5} \quad [19]$$

Für diese Arbeit wurden die Koeffizienten 0.21 bzw. 0.30 zu 0.35 und der Exponent 0.5 zu 0.7 geändert. Die damit gewonnenen Ergebnisse für den Bewegungsbeginn bei oszillierender Wasserbewegung sind nahezu identisch mit denen bei gerichteter Strömung. Schon BAGNOLD (1946) konnte zeigen, daß im allgemeinen die Beobachtungen für den Bewegungsbeginn unter Welleneinfluß mit denen unter gleichmäßiger Strömung gut übereinstimmt.

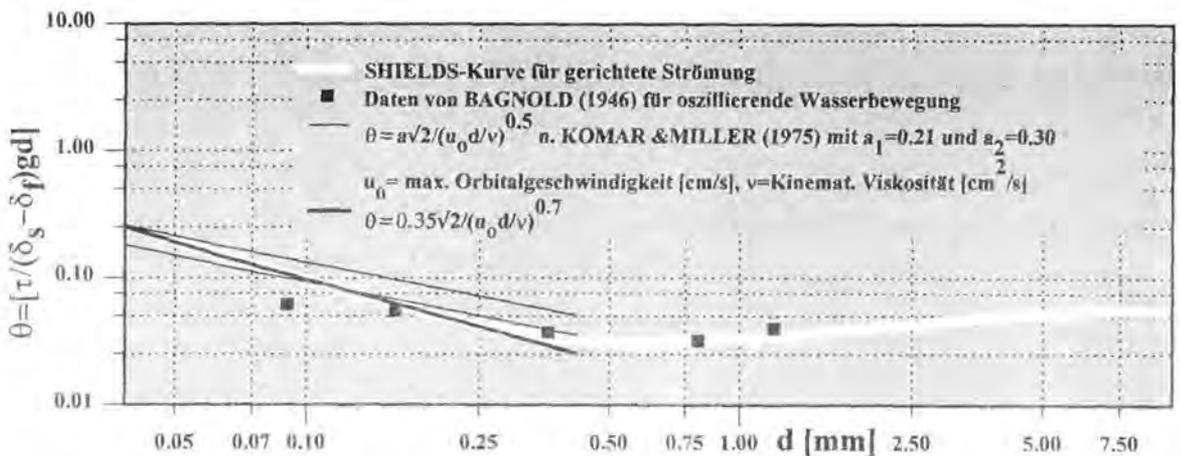


Abb. 51: SHIELDS-Parameter im Vergleich zwischen gleichmäßiger Strömung und oszillierender Wasserbewegung bei $T = 20^\circ\text{C}$.

5.3.2. Räumliche Verteilung der Schubspannungsgeschwindigkeit

Die Sedimente im Einzugsgebiet der Accumer Ee werden sowohl durch den Einfluß der Tidenströmung, aber vor allem auch durch Wellenbewegung transportiert. Der Vergleich zwischen den Beobachtungen von SHIELDS (1936) und den daraus abgeleiteten Kurven und den Berechnungen von KOMAR & MILLER (1975) sowie der Abbildung 51 zeigt, daß die Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit für stationäre Strömung und für oszillierende Wasserbewegung sehr ähnlich ist (s.a. BONNEFILLE und PERNECKER, 1966). Als Berechnungsgrundlage für die räumliche Verteilung der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit dient hier daher die im Verlauf dieser Arbeit ermittelte Gleichung [15]. Jedem Partikel mit einer exakt meßbaren Sinkgeschwindigkeit, die vom spezifischen Gewicht und vom Durchmesser des Partikels abhängt, kann eine Schubspannungsgeschwindigkeit zugeordnet werden. Es müßte demnach für die hier analysierten Sedimentproben für jedes einzelne Partikel die Schubspannungsgeschwindigkeit berechnet werden, um dann aus den gewonnenen Daten eine mittlere Schubspannungsgeschwindigkeit zu berechnen. Es soll aber der einfachere Weg gewählt werden, aus den mittleren Sinkgeschwindigkeiten einer Sedimentprobe die Schubspannungsgeschwindigkeit zu gewinnen. Für die Berechnung wird der momentenstatistische Mittelwert der Sinkgeschwindigkeitsverteilung verwendet, der bei $T = 24^{\circ}\text{C}$ ermittelt wurde.

Die mittleren Werte der Schubspannungsgeschwindigkeit im Untersuchungsgebiet liegen in einem sehr begrenzten Bereich (Abb. 52). Die Oberflächensedimente des weitaus größten Teils des Einzugsgebietes weisen eine Schubspannungsgeschwindigkeit zwischen -0.30 Psi und -0.10 Psi ($= 1.07$ cm/s und 1.23 cm/s) auf. Lediglich hinter den Inseln und in der Accumersieler Balje sind Werte unter -0.40 Psi (1.60 cm/s) zu finden. Das Muster korreliert recht gut mit der Orientierung des allgemeinen Energiegradienten. Obwohl die Schubspannungsgeschwindigkeit aus der mittleren Sinkgeschwindigkeit berechnet wurde, besteht keine generelle Übereinstimmung zwischen deren Verteilungsmustern. Im Gegensatz zur mittleren Sinkgeschwindigkeit gibt es im Muster der Schubspannungsgeschwindigkeit auf den Inselwatten kaum Hinweise für eine niedrigere Energiestufe. Desweiteren sind keine höheren Geschwindigkeiten in den Rinnensystemen, die eine höhere Energiestufe anzeigen würden zu erkennen. Die Verteilung der Schubspannungsgeschwindigkeit ordnet sich ebenso wie verschiedene 0.25 -Psi-Fractionen konzentrisch um die Seegatöffnung an. Die Rinnensysteme im Rückseitenwatt, besonders die Rute, welche sich häufig in den Verteilungsmustern der Sinkgeschwindigkeit abzeichnete, sind hier nicht nachvollziehbar.

Lediglich in kleineren Abschnitten des Langeooger Fahrwassers kommen im sonst großflächigen Bereich zwischen 1.07 cm/s und 1.15 cm/s Geschwindigkeiten bis zu 1.23 cm/s vor. Die Fläche der Fraktion -0.10 Psi bis -0.20 Psi entspricht weitgehend dem Bereich der Sinkgeschwindigkeit zwischen -0.30 Psi bis -0.75 Psi (1.23 cm/s bis 1.68 cm/s).

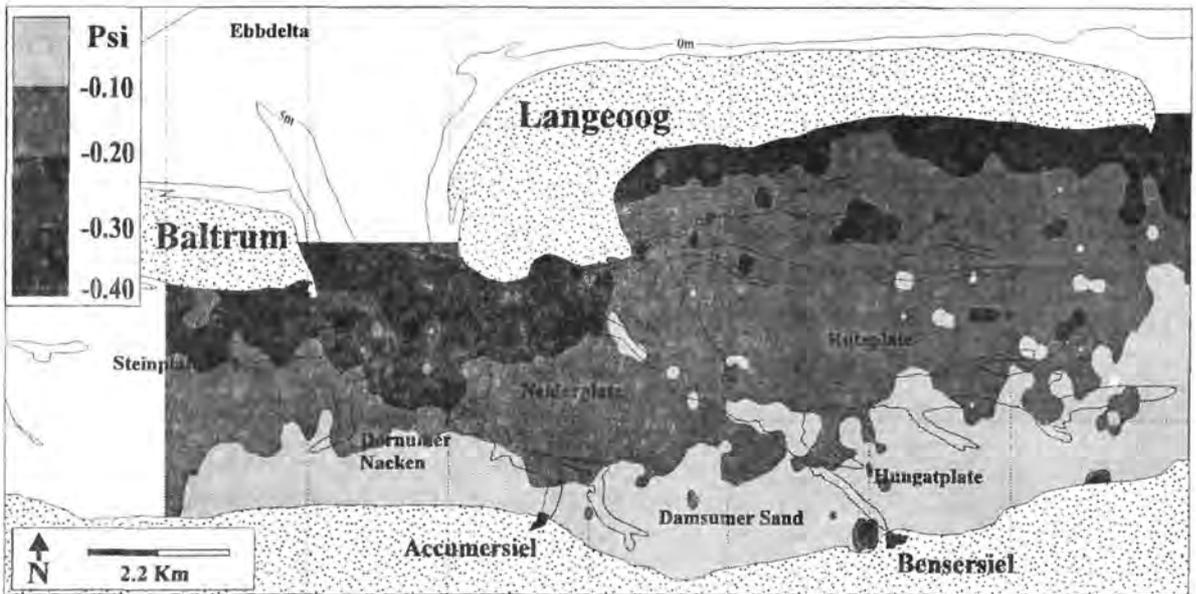


Abb. 52: Räumliche Verteilung der logarithmisch transformierten kritischen Schubspannungsgeschwindigkeiten u_{*c} ($T = 24^\circ\text{C}$).

Bei der Bewertung dieser Schubspannungsgeschwindigkeiten ist zu bedenken, daß in die Berechnung keine Faktoren wie sedimentbindende Wirkung durch Organismen oder die Sortierung des Sediments eingehen. Eine schlechtere Sortierung des Sediments sorgt z.B. für eine Verringerung der kritischen Schubspannung. Ein Grund dafür ist die Abhängigkeit des Drehwinkels Φ von der Sortierung, der bei schlechterer Sortierung kleiner ist ($\Phi \approx d_m/d_B$; mit d_B = Durchmesser der Partikel, die in Bodenfracht geraten und d_m = mittlere Korngröße; MARTINEZ & HARBAUGH, 1993). Weite Flächen im Untersuchungsgebiet sind von Epi- und Endobenthosbesiedlungen betroffen, die die kritische Schubspannung beeinflussen. Dennoch beweist das gezeigte Verteilungsmuster, daß die Kräfte für den Sedimenttransport sich in einem Bereich bewegen, der am häufigsten die Fraktion -0.75 Psi bis -0.5 Psi (1.68 cm/s bis 1.41 cm/s) in Bewegung bringt und umlagert, aber auch an den betreffenden Orten sedimentieren läßt.

5.4. Zusammenfassung

1. Die Verteilung der Äquivalentkorngrößen, der Sinkgeschwindigkeiten und der Schubspannungsgeschwindigkeiten zeigen deutlich die energetische Gradierung im Einzugsgebiet der Accumer Ee an.
2. Die Darstellung der sedimentologischen Situation durch die Verteilungsmuster der Sinkgeschwindigkeit liefert ein höher aufgelöstes Bild als das der Äquivalentdurchmesser. Darüberhinaus vermitteln die Sinkgeschwindigkeiten nicht nur einen Überblick über die räumlich variierenden Sedimentationsbedingungen relativ zueinander, sondern ermöglichen eine absolute Einordnung der Transportkräfte.
3. Mit der Berechnung der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit aus der Sinkgeschwindigkeit ist eine einfache Möglichkeit geschaffen worden, die Transportbedingungen der Sedimente nicht auf der einfachen Basis des physischen Partikeldurchmessers, sondern in Abhängigkeit ihres tatsächlichen hydraulischen Verhaltens zu ermitteln.
4. Das räumliche Verteilungsmuster der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit unterscheidet sich vom Muster der Sinkgeschwindigkeit. Die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit variiert im Einzugsgebiet der Accumer Ee in einem kleinen Bereich.
5. Es bleibt festzuhalten, daß für die weiteren Dokumentationen der sedimentdynamischen Situation die Dimension des physischen Partikeldurchmessers aufgegeben werden muß. Dieser liefert keinerlei Aussagen über das variierende Transportmedium hinsichtlich der o.g. physikalischen Eigenschaften. Stattdessen erfolgt eine Beschreibung der Sedimente in Sinkgeschwindigkeiten bzw. in hydraulischen Partikeldurchmessern.
6. Alle Berechnungen wurden für destilliertes Wasser bei einer Temperatur von 24°C durchgeführt. Wie in den meisten Gleichungen für den Sink- und den Transportprozeß gezeigt werden konnte, sind sowohl die Viskosität als auch die Dichte des Transportmediums entscheidende Faktoren. Da sich die Dichte- und Viskositätsverhältnisse der Nordsee aber von den Standardbedingungen erheblich unterscheiden, muß mit größeren Differenzen gerechnet werden.

6. Die sedimentologischen Parameter bei variablen Bedingungen

Das Transportmedium Seewasser unterliegt nicht nur lebhaften Wechseln seiner kinetischen Energie, sondern auch Schwankungen seiner physikalischen Eigenschaften. Diese beruhen auf klimatischen Unterschieden und haben erheblichen Einfluß auf die Transport- und Ablagerungseigenschaften des Seewassers. Witterungsbedingt ergeben sich beispielsweise mehr oder minder starke Unterschiede in der Temperatur und in der Salinität. Beide Parameter verursachen sowohl eine variable Dichte als auch eine variable Viskosität des Seewassers. Beide physikalischen Eigenschaften gehen in nahezu sämtliche Gleichungen zur Berechnung des Sedimenttransports ein, denn sie beeinflussen die Transport- und Ablagerungsprozesse der Sedimentpartikel in erheblichem Maße.

6.1. Temperatur- und Salinitätsbedingungen

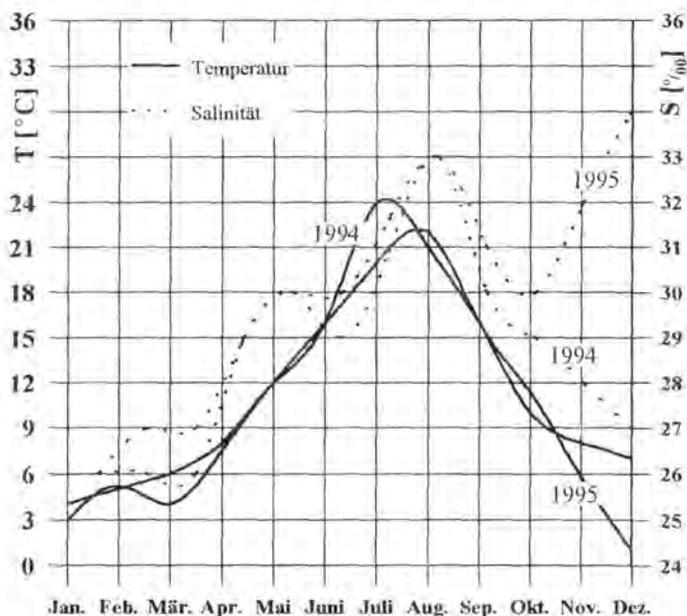


Abb. 53: Monatlich gemessene Temperatur- und Salinitätswerte für 1994 und 1995.

nachfolgenden Berechnungen verwendeten Wassertemperaturen sind gemittelte Werte der Messungen, die während der einzelnen Beprobungen erfolgten. Das bedeutet, daß z.B. für den Monat Juli 1994 eine Temperatur von $T = 24^{\circ}\text{C}$ in die Berechnungen eingeht, weil diese in den Tagen der Beprobung gemessen worden ist.

Zeitgleich mit der monatlichen Beprobung wurde die Temperatur des Wassers gemessen (Abb. 53). Dieses erfolgte kontinuierlich von der Sohle bis zur Wasseroberfläche, um damit die gesamte Wassersäule aufzulösen. Zum einen wurde dabei deutlich, daß keineswegs an der Oberfläche generell höhere Temperaturen herrschen als am Grund und daß bei jedem Temperaturniveau die Temperatur relativ gleichmäßig über die gesamte Wassersäule verteilt sein kann. Die in den

Sie stellt keinen repräsentativen Wert für den gesamten Monat Juli 1994 dar, sondern gilt als diejenige Temperatur, bei der davon ausgegangen wird, daß sie während der Ablagerung des beprobten Sediments geherrscht hat.

Ebenso wie die Temperatur wurde zeitgleich mit der Beprobung auch die Salinität gemessen (Abb. 53). Auch diese Werte sind nicht für den jeweiligen Monat als repräsentativ anzusehen, sondern stellen eine Mittelung der einmaligen monatlichen Messung dar. Sie gelten jeweils als die Werte, die ausschlaggebend bei der Ablagerung des beprobten Sediments waren.

Interessanterweise wurden während der Untersuchungen in 1994 und 1995 nur bestimmte Kombinationen von Salinität und Temperatur gemessen. Somit weichen die Differenzen entsprechender Monate der beiden Jahre nur unwesentlich voneinander ab (Tab. 2).

	Salinität [%]		Temperatur [°C]		Differenz	
	1994	1995	1994	1995	[%]	[°C]
Januar	2.6	2.6	4.1	4.2	0.0	0.1
Februar	2.7	2.6	5.3	5.1	0.1	0.2
März	2.7	2.6	6.5	4.8	0.1	1.7
April	2.9	2.9	8.0	8.0	0.0	0.0
Mai	3.1	3.0	12.2	13.0	0.1	0.8
Juni	3.3	3.0	16.4	16.3	0.3	0.1
Juli	3.0	3.2	24.7	20.7	0.2	4.0
August	3.3	3.3	21.1	22.1	0.0	1.0
September	3.0	3.1	16.0	16.0	0.1	0.0
Oktober	2.9	3.0	10.2	11.4	0.1	1.2
November	2.8	3.2	8.9	5.8	0.4	3.1
Dezember	2.7	3.4	7.2	1.0	0.7	6.2

Tab. 2: Jahreszeitliche Entwicklung der Temperatur u. Salinität in 1994 und 1995.

6.2. Dichte und Viskosität des Transportmediums

Zusammen mit Temperatur und Salinität wurde vor Ort auch die Dichte des Seewassers bestimmt und digital aufgezeichnet. Da aber der Berechnungsmodus der Software nicht bekannt war und somit keine beliebigen Werte berechenbar waren, wurden aus der Literatur (z.B. EBERT, 1967; RILEY & CHESTER, 1971; LIDE, 1992) die salinitäts- und temperaturabhängigen Werte der Dichte übernommen.

Aus diesen Tabellen wurde eine Gleichung zur Berechnung der Dichte von Seewasser bei verschiedenen Temperaturen und Salinitäten ermittelt. Sie gilt für Salinitäten oberhalb von 2.4 ‰:

$$\delta_F = a + 7.73 \cdot 10^{-4} S + (-2.54 \cdot 10^{-5} T^{1.5}) + (-2.12 \cdot 10^{-6} T^2) \quad [20]$$

mit δ_F = Dichte [g/cm³], T = Temperatur [°C], S = Salinität [‰], a = 1.00092

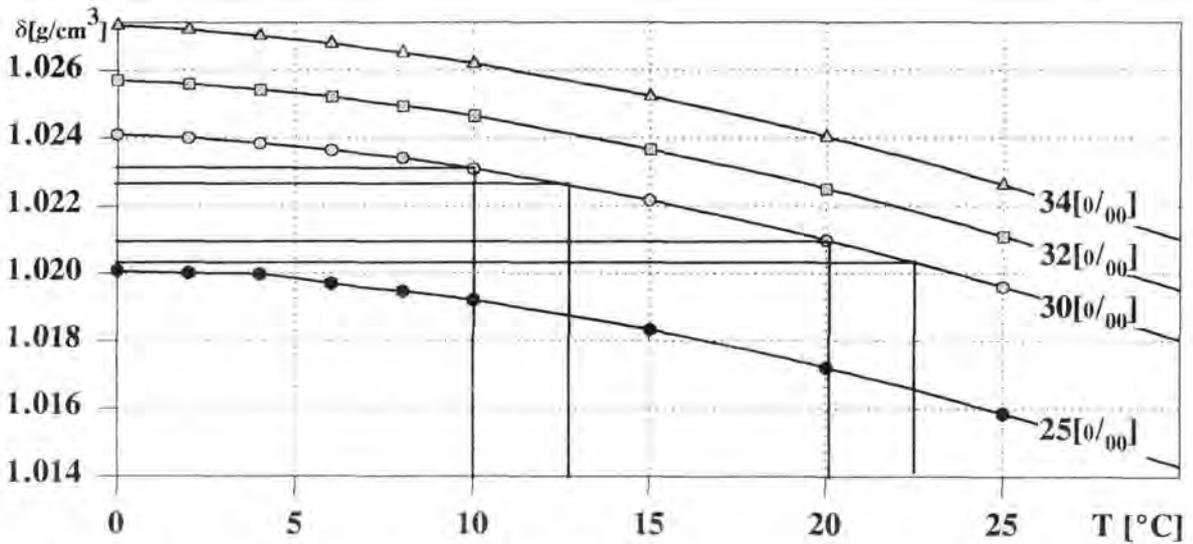


Abb. 54: Einfluß von Temperatur und Salinität des Seewassers auf die Dichte (Daten aus EBERT, 1967).

Die Abweichung der auf diese Art ermittelten Werte gegenüber den Literaturwerten liegt unter 1%. Es ist bei der Verwendung der Dichte in den weiteren Berechnungen besonders zu beachten, daß Wasser mit 0‰ Salinität sein Dichtemaximum bei etwa +3.9°C und seinen Gefrierpunkt bei 0°C hat. Mit zunehmender Salinität wandern Gefrierpunkt und Dichtemaximum zusammen und liegen bei einer Salinität von 2.47‰ bei T = -

1.332°C. Also steigt bei den Salinitäten im Seewasser des Untersuchungsgebietes bis zu dieser Temperatur die Dichte ständig an.

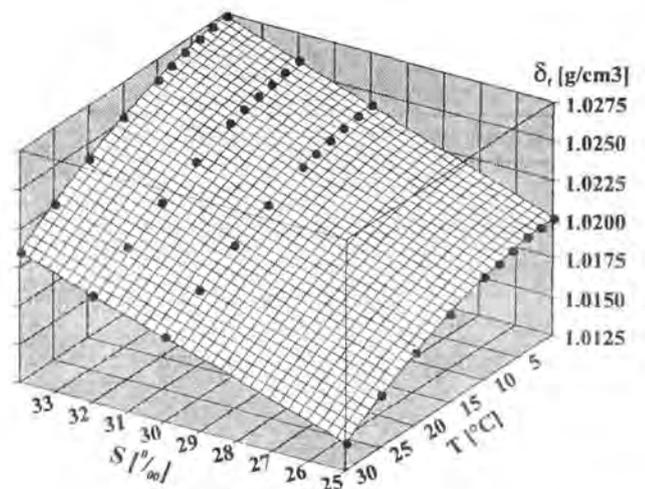


Abb. 55: Dichtebereich des Seewassers in der südlichen Nordsee (n. Gl. [20]).

Bis zum Gefrierpunkt entsteht hier kein Dichtemaximum. Die Abbildung 54 beweist, daß bei einer Temperaturzunahme von 10°C auf 12.5°C die Dichte weniger stark zunimmt als bei einer Zunahme von 20°C auf 22.5°C. Die den Sedimentationsprozeß beeinflussenden Faktoren nehmen also im Fall der Temperatur in den Sommermonaten kontinuierlich zu.

Die Abbildung 55 zeigt, welch großen Bereich der Dichte die starken Temperatur- und Salinitätsschwankungen das Wasser in den Wattgebieten des Untersuchungsgebietes abdecken können. Sicherlich muß davon ausgegangen werden, daß nicht in jedem Sommer Wassertemperaturen von 23°C und mehr erreicht werden. Mit den Jahresmessungen von 1994 und 1995 wird aber ersichtlich, daß es in warmen Sommern leicht zu ungewöhnlich hohen Wassertemperaturen kommen kann.

Die Viskosität spielt beim Sinkvorgang von Sedimentpartikeln im Wasser eine noch entscheidendere Rolle als die Dichte. Sie ist diejenige Eigenschaft eines Mediums, die bei Deformationen das Auftreten sogenannter Reibungsspannungen zusätzlich zum thermodynamischen Druck hervorruft. Diese Reibungsspannungen wirken einer relativen Verschiebung der einzelnen Teilchen des Mediums, im hier vorliegenden Fall der Wasserteilchen, entgegen. Dieser Koeffizient der inneren Reibung wird als Scherviskosität oder dynamische Viskosität η bezeichnet. Die dynamische Viskosität bezogen auf die Dichte des Mediums wird als kinematische Viskosität ν bezeichnet. Verschiedene Formeln ermöglichen eine Berechnung für die rein temperaturabhängige dynamische Viskosität (z.B. KORSON, DROST-HANSEN & MILLERO, 1969) oder sogar der kinematischen Viskosität (RIJN, 1993). Auf der Basis verschiedener Tabellen aus der Literatur (z.B. LAX, 1967) war es möglich eine neue Formel zu berechnen, die eine temperatur- und salinitätsabhängige Berechnung der dynamischen Viskosität ermöglicht:

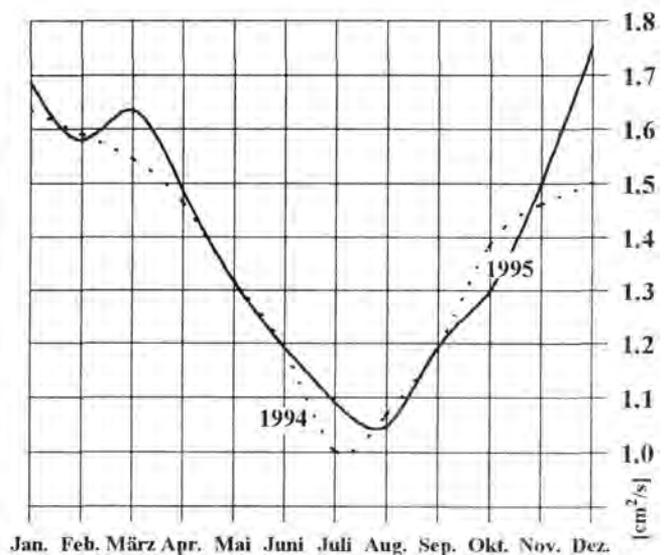


Abb. 56: Berechnete kinematische Viskosität des Seewassers in der Accumersieler Balje für 1994 und 1995.

$$\eta = a + (-b \cdot T) + (c \cdot T^{1.5}) + (d \cdot S) \quad [21]$$

mit $a = 1.80109$, $b = 0.06975$, $c = 0.00670$, $d = 0.00242$, η = dynamische Viskosität [cP], T = Temperatur [°C], S = Salinität [‰].

Unter Verwendung der Gleichung zur Berechnung der Dichte des Seewassers (Gl. [20]) läßt sich nun auch die kinematische Viskosität in Abhängigkeit von der Temperatur und der Salinität des Seewassers bei den im Untersuchungszeitraum tatsächlich gemessenen Bedingungen (Abb. 56), aber auch bei jeder beliebigen Kombination der beiden physikalischen Parameter (Abb. 57) bestimmen:

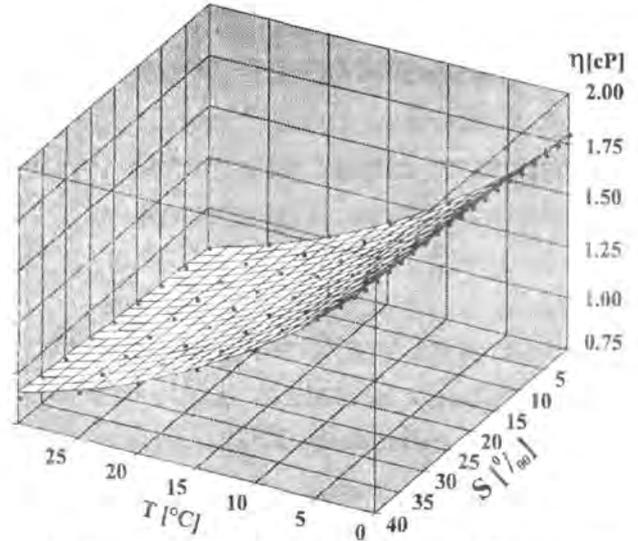


Abb. 57: Bereich der kinematischen Viskosität im Seewasser (n. Gl. [22]).

$$v = (a + (-b \cdot T) + (c \cdot T^{1.5}) + (d \cdot S)) / \delta_F \quad [22]$$

mit v = kinematische Viskosität [cSt], $a = 1.80109$, $b = 0.06975$, $c = 0.00670$, $d = 0.00242$, T = Temperatur [°C], S = Salinität [‰], δ_F = Dichte, berechnet n. Gl. [20] [g/cm³].

6.3. Sinkgeschwindigkeit

Schon beim einfachsten Gesetz zur Erfassung von Sinkvorgängen, bei dem der Widerstand direkt proportional zur Geschwindigkeit ist, geht die Viskosität des Fluids in die Berechnung ein:

$$w_s = \frac{2}{9} \cdot g \cdot d \cdot \frac{\delta_s - \delta_f}{\eta} \quad [23]$$

mit

w_s = Sinkgeschwindigkeit [cm/s], δ_s = Dichte des Sediments [g/cm^3], δ_f = Dichte des Fluids [g/cm^3], d = physischer Partikeldurchmesser [cm], g = Gravitationskonstante [cm/s], η = dynamische Viskosität des Mediums [cP].

Eine zunehmende Viskosität als Koeffizient der inneren Reibung hemmt

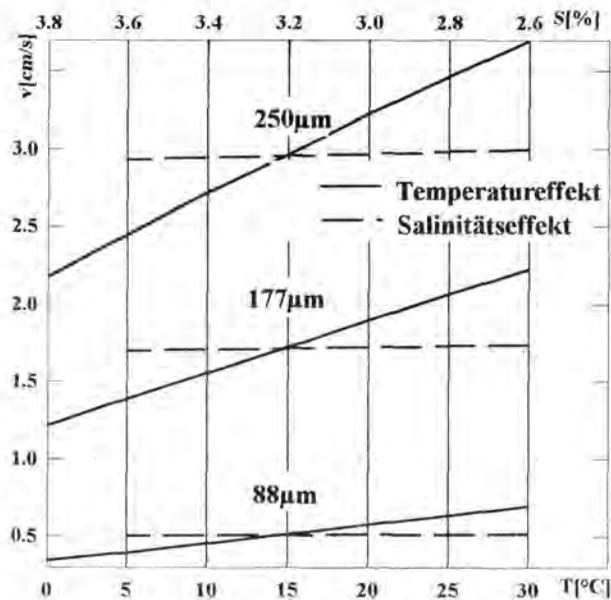


Abb. 58: Effekt allein variierender Temperatur (durchgehende Linie) und allein variierender Salinität (gestrichelte Linie) auf die Sinkgeschwindigkeit von Quarzpartikeln des physischen Durchmessers von 0.088 mm, 0.177 mm und 0.250 mm.

die Verschiebung der Fluidteilchen zueinander. Im Fall des Sinkvorganges muß die Gewichtskraft diese zusätzliche innere Reibung überwinden. Verbunden mit einer zunehmenden Dichte wird schließlich die Zeit zur Schaffung des freien Volumens für den fallenden Körper länger. Das sinkende Partikel erreicht dadurch eine geringere Sinkgeschwindigkeit. In Abb. 58 wird am Beispiel der drei Partikeldurchmesser 88 μm , 177 μm und 250 μm exemplarisch verdeutlicht, wie sich die Sinkgeschwindigkeit allein aufgrund der Temperaturunterschiede verändert. Die Berechnung n. BREZINA (1979) auf der Basis eines normalen saisonalen Temperaturanstiegs liefert je nach Partikel-

durchmesser und Salinität bereits eine Geschwindigkeitserhöhung von ca. 25%. Auch die saisonalen Salinitätsschwankungen haben einen Einfluß auf die Sinkgeschwindigkeit der Partikel, wenn auch in nicht so drastischer Weise wie die Temperatur.

Es zeigt sich, daß je nach Temperatur und Partikeldurchmesser allein durch die Salinität Differenzen in den Sinkgeschwindigkeiten bis zu 5% entstehen.

Eine temperaturabhängige Sinkgeschwindigkeitserhöhung beinhaltet verschiedene Effekte. Zum einen ist die absolute Geschwindigkeitszunahme bei größeren Partikeln größer als bei kleineren. Außerdem ist sie bei höheren Temperaturen größer als bei niederen (Abb. 59). So entspricht beispielsweise eine Sinkgeschwindigkeit von 2.5 cm/s bei 5°C einem Partikeldurchmesser von 240 µm, wohingegen dieselbe Geschwindigkeit bei 24°C von einem 192 µm- Quarzpartikel erreicht wird. Diese Durchmesser-differenz verringert sich bei gleichen Temperaturbedingungen mit abnehmenden Partikeldurchmes-

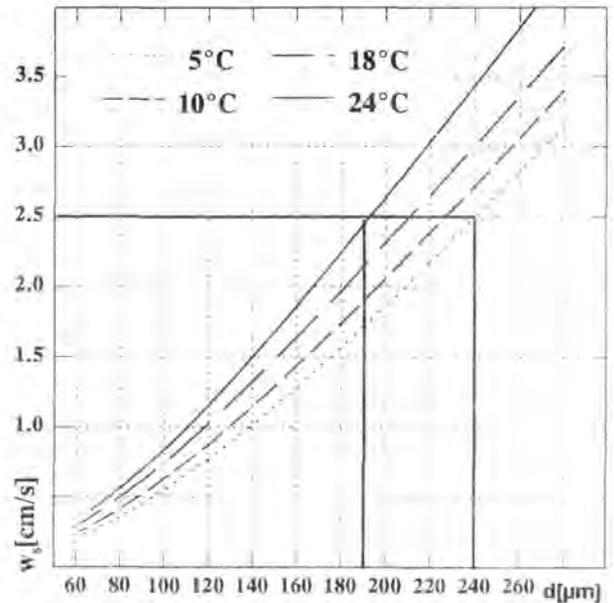


Abb. 59: Sinkgeschwindigkeit von Quarzpartikeln in destilliertem Wasser bei verschiedenen Temperaturen.

sern. Trägt man sämtliche im Untersuchungsgebiet vorkommenden Korngrößen und die möglichen Wassertemperaturen in einem Diagramm auf, so wird deutlich, welche Sinkgeschwindigkeiten die Partikel erreichen können (Abb. 60). Nach diesen Werten ergibt sich für den hier untersuchten Ablagerungsraum im Januar eine deutlich stärkere Zunahme der Sinkgeschwindigkeit mit steigenden Korngrößen als im Juli (Abb. 61).

Selbst wenn an einem fixierten Punkt im Ablagerungsraum im Jahresverlauf eine konstante Sinkgeschwindigkeit bestehen würde, so variieren dennoch die energetischen Bedingungen für jeden Sinkvorgang aufgrund der Viskositätsunterschiede. Die REYNOLDS-Zahl definierte ja den Strömungszustand des Fluids beim Sinkvorgang. Ab Werten von 1 und größer ist nach dem STOKES'schen Gesetz dieser von einer turbulenten Strömung begleitet, bei der sich jedes Fluidelement ungeordnet relativ zu seinem Nachbarn bewegt (s. Kap. 5.2). Bei niedrigen Geschwindigkeiten existieren laminare Strömungen, bei denen sich jedes Fluidelement gleichförmig im Verhältnis zu seinem Nachbarn bewegt. Die die Sinkvorgänge begleitenden Strömungen bei geometrisch sehr ähnlichen Körpern wie im vorliegenden Fall verhalten sich dann ähnlich, wenn das Verhältnis der Trägheits- zu den Zähigkeitskräften (= REYNOLDS-Zahl) gleichgroß ist.

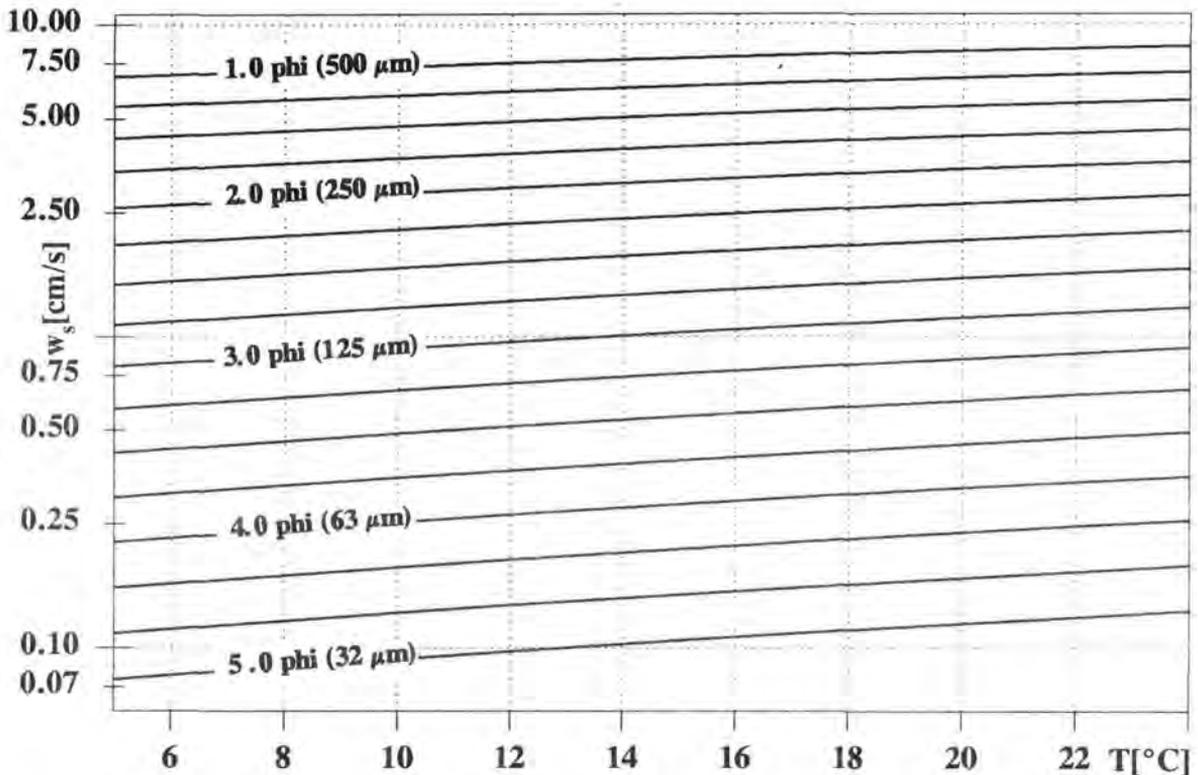


Abb. 60: Berechneter Sinkgeschwindigkeitsbereich der Oberflächensedimente im Einzugsgebiet der Accumer Ee.

Bei den Sinkvorgängen gleicher Geschwindigkeit mit höheren REYNOLDS-Zahlen als 1 verlaufen die Strömungen zunächst mit Totwasserzonen (s. Kap. 5.2) und letztlich turbulent. Der Sinkvorgang erfordert damit einen höheren Energieaufwand. Die Folge ist, daß sich auch bei absolut identischen Sinkgeschwindigkeiten verschiedenartiger Partikel keine identischen energetischen Verhältnisse ergeben (Abb. 62).

So besitzt beispielsweise ein 0.149 mm (2.75 Phi) -Teilchen bei einer Wassertemperatur von $T = 15^\circ\text{C}$ und einer Salinität von $S = 3.4\%$ eine Sinkgeschwindigkeit von ca. 1.28 cm/s unter einer REYNOLDS-Zahl von 1.60 (BREZINA, 1979, Abb. 62). Ein Partikel mit entsprechend höherer Schwerkraft zeigt dieselbe Sinkgeschwindigkeit bei $T = 14^\circ\text{C}$ und $S = 2.6\%$ bereits unter einer REYNOLDS-Zahl von 1.556. Ein Sinkvorgang mit einer Geschwindigkeit von 1.53 cm/s bei $T = 14^\circ\text{C}$ und $S = 3.4\%$ bedingt einen Wert von 1.85, wohingegen eine Zahl von 1.556 in dieser Geschwindigkeitsstufe schon bei etwa 8°C erreicht wird. Partikel sedimentieren also eher unter laminaren Bedingungen bei geringen Temperaturen, da hierbei die REYNOLDS-Zahlen kleiner sind. Auch bei gleicher Sinkgeschwindigkeit nimmt die REYNOLDS-Zahl mit der Temperatur zu.

Es ist demnach energetisch günstiger, größere Partikel im Winter bei hohen Viskositäten zu sedimentieren als entsprechend kleine mit identischen Sinkgeschwindigkeiten im Sommer unter geringen Viskositäten (s.a. ROUSE, 1937).

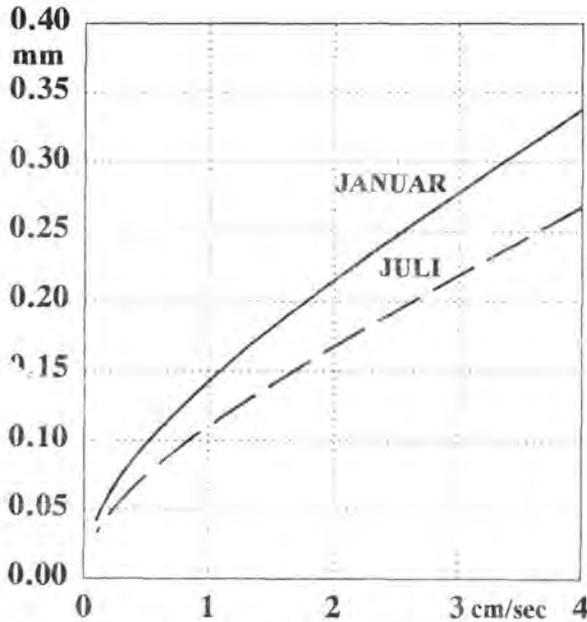


Abb. 61: Sinkgeschwindigkeitsabhängiger Anstieg des Partikeldurchmessers im Januar und Juli für den Temperaturbereich im Einzugsgebiet der Accumer Ee.

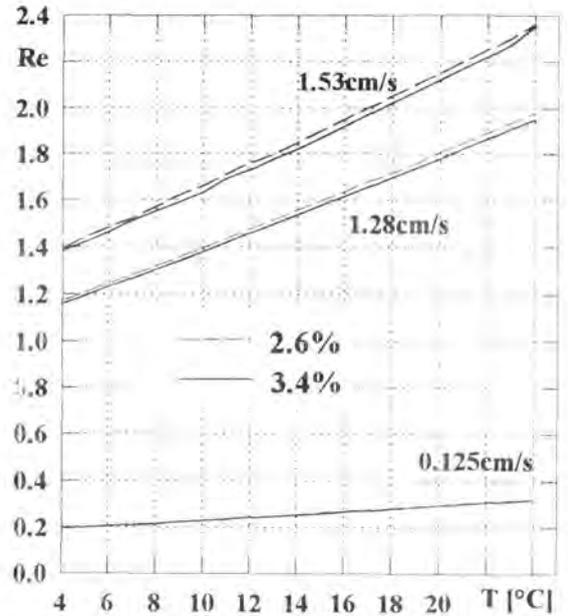


Abb. 62: Variierende Korn-REYNOLDS-Zahl (Re) identischer Sinkgeschwindigkeiten durch variierende Partikeldurchmesser bei verschiedenen Temperaturen und Salinitäten.

6.4. Schubspannungsgeschwindigkeit

Der Beginn des Partikeltransports unterliegt strengen Gesetzmäßigkeiten. So fällt das Erosionsminimum für nicht kohäsive Partikel mit dem Punkt zusammen, an dem die Sinkgeschwindigkeit des Partikels gleich dem Sohlrauigkeitskoeffizienten ist. An diesem Punkt liegt das Minimum der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit. Bezieht man die Sinkgeschwindigkeit auf die physische Partikelgröße, so ergibt sich für Quarz ein Durchmesser von ca. 180 μm . Das bedeutet, daß beim Feinsand mit 180 μm Durchmesser die Rauigkeitsgeschwindigkeit, die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit und die Sinkgeschwindigkeit identisch sind. Aus diesem Grund ist diese Korngröße die am häufigsten erodierte und bewegte. Für größere Partikel steigt mit zunehmender Partikelgröße auch die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit, die dann größer als die Rauigkeitsgeschwindigkeit aber kleiner als die Sinkgeschwindigkeit ist.

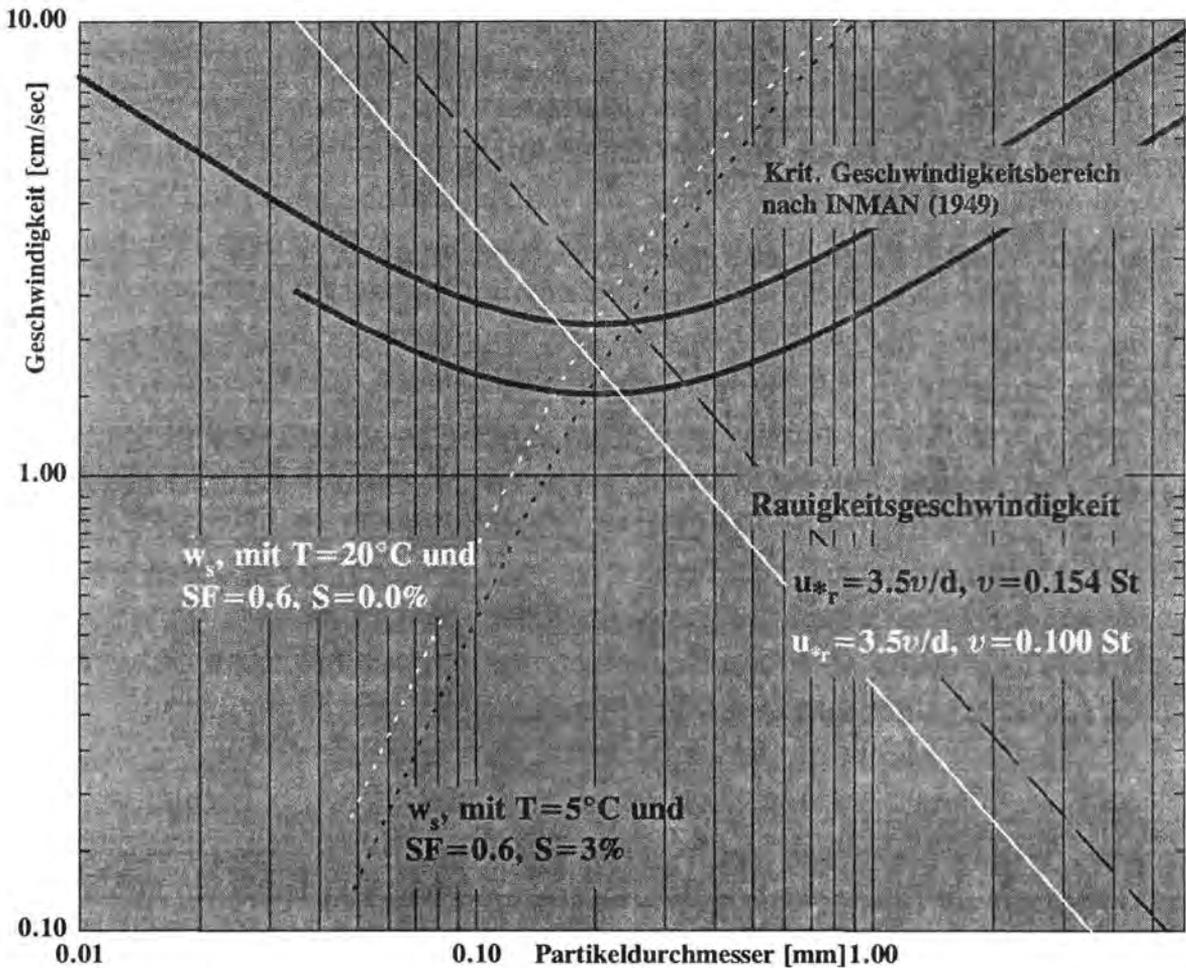


Abb. 63: Temperaturabhängige Erosionsgeschwindigkeit.

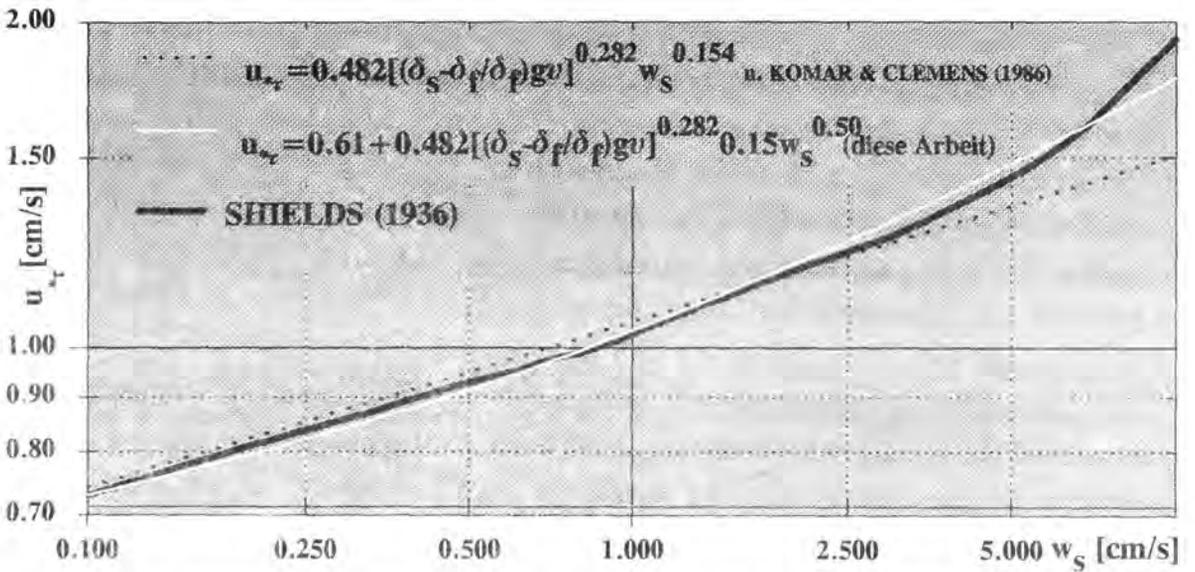


Abb. 64: Kritische Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} in Abhängigkeit von der Sinkgeschwindigkeit bei variierender Dichte und Viskosität des Transportmediums.

Die Sohle wird hydraulisch rau, bevor Sedimentbewegung stattfindet und die größeren Partikel werden entweder gleitend, rollend oder hüpfend bewegt. Für kleinere Partikel steigt die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit mit abnehmender Korngröße, weil hier als Widerstand die gesamte Oberfläche und nicht jedes einzelne herausragende Partikel wirkt. Für diese Durchmesser ist die kritische Geschwindigkeit größer als die Sinkgeschwindigkeit, weshalb sie bei Bewegung sofort im Suspensionsmodus transportiert werden. Diese Zusammenhänge wurden in der Vergangenheit meist nur für eine Wassertemperatur von 20°C bestimmt, was erklärt, warum das Erosionsminimum generell dem Partikeldurchmesser von 180 μm zugeordnet worden ist. Es ist leicht einsehbar, daß durch eine Temperaturerhöhung oder -erniedrigung und damit verbundene Änderung der Viskosität sich das Verhältnis zwischen Sinkgeschwindigkeit und dem Sohlrauhigkeitskoeffizienten ändert. Damit verschiebt sich zwangsläufig auch das Erosionsminimum, welches dann nicht mehr dem Quarz-Partikeldurchmesser von 180 μm zugeordnet werden kann.

In der Abbildung 63 sind einmal die Verhältnisse für die Standardbedingungen aus der Literatur (INMAN, 1949 und TISON, 1954) und die Verhältnisse unter Extrembedingungen von 5°C Wassertemperatur und 3.0% Salinität wie sie im Einzugsgebiet der Accumer Ee vorgefunden wurden, dargestellt. Man sieht, daß sich das Erosionsminimum von 180 μm in den Bereich größerer physischer Partikeldurchmesser verschiebt. Folglich werden im vorliegenden Fall in den Wintermonaten bevorzugt größere Partikel in Bewegung geraten als im Sommer.

Schon KOMAR & CLEMENS (1986) entwickelten eine Gleichung mit der die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit durch die Sinkgeschwindigkeit eines Partikels bei variabler Temperatur berechnet werden kann:

$$u_{*T} = 0.482 [((\delta_s - \delta_F)/\delta_F) \cdot \nu \cdot g]^{0.282} w_s^{0.154} \quad [24]$$

mit u_{*T} = kritische Schubspannungsgeschwindigkeit [cm/s], δ_s = Dichte des Sediments [g/cm³], δ_F = Dichte des Transportmediums [g/cm³], ν = kinematische Viskosität [cSt], g = Gravitationskonstante [cm/s], w_s = Sinkgeschwindigkeit des Partikels [cm/s].

Bei Berechnung unter Standardbedingungen zeigte sich jedoch oberhalb von 2.0 cm/s eine stärkere Abweichung zu den meisten Literaturdaten z.B. auch zur Kurve von SHIELDS (1936). Aus diesem Grund wurde im Verlauf der hier vorliegenden Arbeit die Gleichung einer Genauigkeitsanalyse unterzogen und entsprechend optimiert (Abb. 64 u. 65):

$$u_{*T} = 0.482 \cdot [((\delta_s - \delta_F)/\delta_F) \cdot \nu \cdot g]^{0.282} \cdot 0.15 w_s^{0.5} + 0.61 \quad [25]$$

Es ist unschwer zu erkennen, daß die Optimierung der Gleichung von KOMAR & CLEMENS (1986) durch eine präzisere Angleichung der Sinkgeschwindigkeit erzielt wurde. Auf der Basis dieser Gleichung läßt sich nun der Effekt der Viskositätsdifferenzen auf die Schubspannungsgeschwindigkeiten von Sedimentpartikeln berechnen. Es wird klar, daß mit zunehmenden Temperaturen auch die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit ansteigt, da sich die Sinkgeschwindigkeit deutlich erhöht (Abb. 65).

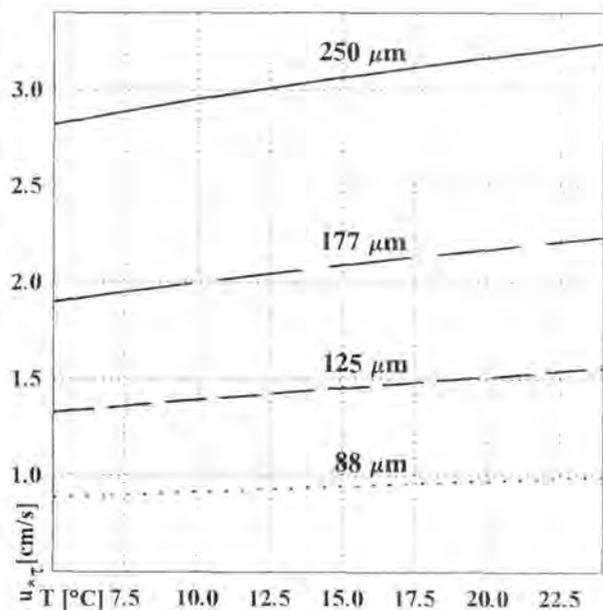


Abb. 65: Kritische Schubspannungsgeschwindigkeit bei variabler Temperatur.

6.5. Das räumliche Verteilungsmuster für die Realanalyse

Mit dem SEDVAR 6.0TM-Programm gelang es, sämtliche Proben vom Mai 1993 unter den physikalischen Bedingungen zu analysieren, die zu dieser Zeit gemessen worden sind. So betrug die Wassertemperatur in etwa 12.2°C und die Salinität ca. 3.1%. Die Abbildung 66 zeigt das räumliche Verteilungsmuster für die mittleren Sinkgeschwindigkeiten der Realanalyse bei entsprechender Viskosität und Dichte. Da der Berechnung dieselben Datensätze als Basis dienten, ist die räumliche Anordnung des Verteilungsmusters für 12.2°C und für 24°C recht ähnlich aufgebaut. Einzelne Flächen im Inselwatt von Langeoog oder in der Accumersieler Balje kommen in beiden Mustern vor (vgl. Abb. 34 und 66). Der Vergleich der beiden Muster zeigt auch sehr deutlich eine der grundsätzlichen Schwächen der Siebmethode auf, denn wäre hier die Korngrößenverteilung durch Siebung bestimmt worden, ergäbe sich ein absolut identisches Muster der Sedimentverteilung für beide Temperaturen bzw. Salinitäten. Die Sinkgeschwindigkeitsanalyse aber beweist, daß ein und dasselbe Material unterschiedliche Sinkgeschwindigkeiten erreicht und damit auch das Verteilungsmuster nicht völlig gleich sein kann. So besitzen in Abbildung 34 bei 24°C Wassertemperatur die Sedimente direkt vor dem Festlandsdeich eine mittlere Sinkgeschwindigkeit zwischen 1.41 cm/s und 1.0 cm/s (-0.50 Psi und 0.0 Psi) bzw. wenig darunter. Bei einer Wassertemperatur von 12°C (Abb. 66) kommen an gleicher Stelle des Untersuchungsgebietes Sinkgeschwindigkeiten von nur 1.0 cm/s bis 0.84 cm/s (0.0 Psi bis 0.25 Psi) und selten darunter vor. So ist das gesamte Spektrum in etwa um 0.50 Psi in Richtung geringerer Sinkgeschwindigkeiten verschoben. Höhere Sinkgeschwindigkeiten als ca. 4.0 cm/s (2.0 Psi) kommen unter 12 °C überhaupt nicht mehr vor. Jedes Partikel hat somit, ganz unabhängig von seinen physischen Dimensionen, viele „hydraulische Korngrößen“. Es kann entweder hydraulisch feiner oder hydraulisch gröber reagieren, je nachdem wie groß die saisonale Spanne der kinematischen Viskosität an einem Ort ist.

Ohne hier schon näher auf eine Temperaturproblematik einzugehen, (wobei die Salinität einfachheitshalber nicht berücksichtigt wurde), zeigt die Diskussion doch schon sehr deutlich, daß die Umrechnung von Sinkgeschwindigkeiten bei 24°C in Äquivalentdurchmesser und der Vergleich mit Siebdurchmessern nicht unproblematisch ist. Die Lokalttemperaturen liegen in den meisten Fällen weit unter der Standardtemperatur von 24°C. Die Umrechnung der Geschwindigkeiten für geringere Temperaturen ergibt zweifellos deutlich kleinere Äquivalentdurchmesser.

Wenn man davon ausgeht, daß das Sediment vorrangig im Winter um- und damit auch abgelagert wird, so ergeben sich noch größere Differenzen zwischen den realen Sinkgeschwindigkeiten und den standardisierten Sinkgeschwindigkeiten als im obigen Fall für 12°C. Im Winter ist das Wasser weitaus kälter (s. Abb. 53), wodurch die Sinkgeschwindigkeiten noch geringer werden als bei 12°C. Hier deutet sich bereits ein Problem an, das im folgenden noch detaillierter diskutiert werden soll.

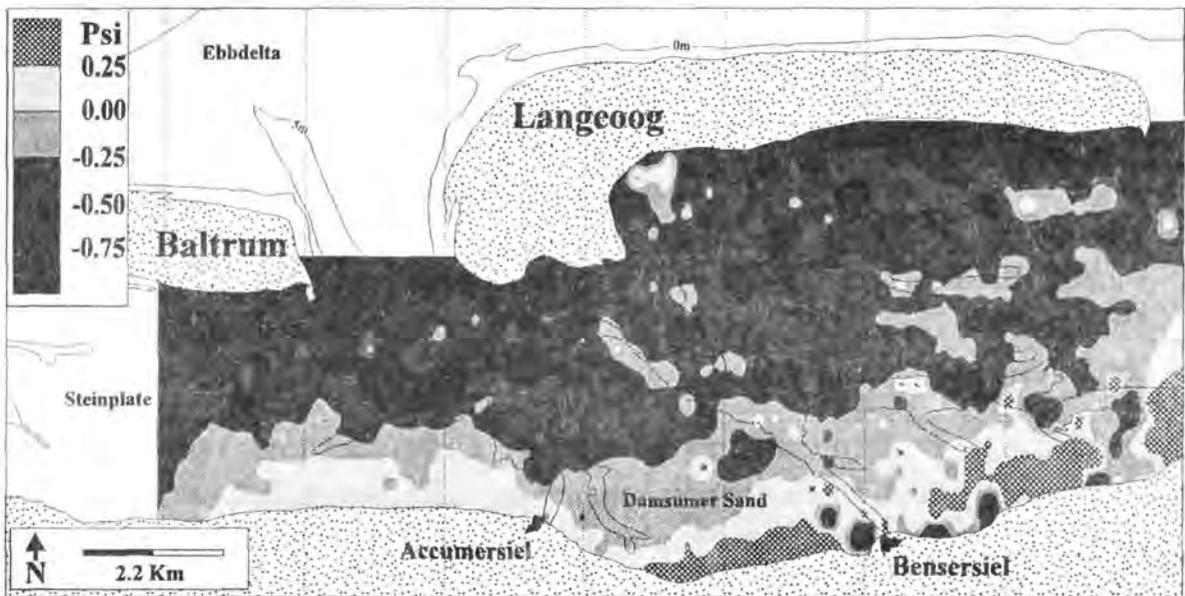


Abb. 66: Räumliche Verteilung der mittleren Sinkgeschwindigkeit für eine Wassertemperatur von $T = 12.0^{\circ}\text{C}$, die derjenigen während der Probennahme im Mai 1993 entspricht.

Wie die mittlere Sinkgeschwindigkeit wurden auch die statistische Standardabweichung und die statistische Schiefe der Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben berechnet. In beiden Fällen ergab sich exakt dasselbe räumliche Verteilungsmuster, mit identischen Klassengrenzen. Dieses erscheint einleuchtend, denn das Geschwindigkeitsspektrum wird in seiner Gesamtheit verschoben, so daß die statistischen Parameter, die ja lediglich rein rechnerisch ermittelte Größen darstellen, dabei konstant bleiben. Eventuelle Unterschiede sind äußerst minimal und beruhen im wesentlichen darauf, daß die Klassengrenzen der 12°C-Verteilungen gegenüber den 24°C-Verteilungen leicht voneinander abweichen.

6.6. Zusammenfassung

1. Die Messungen im Wattgebiet der Accumer Ee zeigen, daß das Seewasser Temperaturschwankungen von $T = 4^{\circ}\text{C}$ und darunter im Winter bis zu $T = 24^{\circ}\text{C}$ im Sommer ausgesetzt ist. Dadurch ergeben sich Dichteunterschiede zwischen 0.9988 und 1.027 g/cm^3 sowie Unterschiede in der dynamischen Viskosität zwischen 0.9085 und 1.5771 cP . Durch die Erstellung eigener Berechnungsgrundlagen können sowohl die Dichte, als auch die dynamische und damit schließlich die kinematische Viskosität von Seewasser in Abhängigkeit von Temperatur *und* Salinität berechnet werden.

2. Aufgrund der Schwankungen dieser physikalischen Eigenschaften des Wassers ergeben sich Variabilitäten der Sinkgeschwindigkeiten aller Sedimentpartikel. Die Unterschiede können je nach Partikeldurchmesser und -dichte allein durch die Temperaturveränderungen bis zu 25% betragen. Weitere 5% Differenz in den Geschwindigkeiten eines Jahres ergeben sich durch die unterschiedliche Salinität des Seewassers.

3. Eine nähere Untersuchung identischer Sinkgeschwindigkeiten ergab, daß diese keine identischen energetischen Voraussetzungen haben. Es zeigt sich, daß der Sinkvorgang eines größeren Partikels unter hohen Viskositäten energetisch günstiger ist, als der Sinkvorgang gleicher Geschwindigkeit eines kleineren Partikels bei geringeren Viskositäten. Die Korn-REYNOLDS-Zahl nimmt auch bei gleichbleibender Sinkgeschwindigkeit mit der Temperatur zu.

4. Wie die Sinkgeschwindigkeit w_s eines Partikels mit der Viskosität und der Dichte des Wassers variiert, so variiert auch die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} , die proportional zur Sinkgeschwindigkeit ist. In Anlehnung an KOMAR & CLEMENS (1986) wurde eine Gleichung entwickelt, mit der eine relativ präzise temperaturabhängige Berechnung der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit auf der Basis der Sinkgeschwindigkeit möglich ist. Sie gilt bei guter Annäherung bis in einen Geschwindigkeitsbereich von etwa 10 cm/s .

5. Das häufige Vorkommen und die symmetrische räumliche Verteilung der Fraktion -0.50 Psi bis -0.75 Psi sind das Ergebnis häufigster Umlagerung. Schon INMAN (1949) konnte zeigen, daß das Verhältnis von Sinkgeschwindigkeit zu kritischer Schubspannungsgeschwindigkeit bei dieser Fraktion am günstigsten ist.

Doch dieses bisher angenommen Erosionsminimum im Feinsand von ca. 180 μm gilt nur für ein Transportmedium mit der Dichte $\delta_F = 1.0 \text{ g/cm}^3$ und der Viskosität von $\eta = 1.0 \text{ cP}$. Wasser erreicht diese Werte nur in destilliertem Zustand bei etwa $T = 20^\circ\text{C}$. Bei höherer Dichte und Viskosität des Wasser verschiebt sich das Erosionsminimum in Richtung größerer Partikel.

6. Bei genauer Betrachtung zeigt sich, daß sämtliche Transport- und Ablagerungskriterien für die Sedimentbewegung in mehr oder minder starkem Maße temperaturabhängig sind und daß ein und dasselbe Partikel ganz unterschiedliche „hydraulische Korngrößen“ haben kann.

7. Räumliche und zeitliche Variabilität

Wie im Kapitel 6 ausführlich dargelegt wurde, haben die Viskosität und die Dichte des Transportmediums auf die Transport- und Ablagerungsprozesse einen mehr oder minder starken Einfluß. Dieser Einfluß kann beispielsweise beim Sinkvorgang ausschließlich dann quantifiziert werden, wenn die betroffenen Partikel nicht durch ihre physischen Korndurchmesser beschrieben werden, sondern die Geschwindigkeit gemessen wird, mit der die Partikel sedimentieren. Der Korndurchmesser sagt nichts über die hydraulischen Eigenschaften des Partikels aus, da ein und derselbe Korndurchmesser viele unterschiedliche Sinkgeschwindigkeiten erreichen kann. Diese Geschwindigkeiten werden sowohl durch die materialspezifischen Eigenschaften des Sediments, aber vor allem auch durch die des Transportmediums gesteuert. Partikelsinkgeschwindigkeiten berücksichtigen all diese Faktoren und repräsentieren damit eindeutig jeweils eine einzige spezielle Situation in Abhängigkeit von den physikalischen Eigenschaften des Transportmediums und des Partikels. Da ein vorrangiges Ziel dieser Untersuchung die Identifizierung dieser Abhängigkeit ist, wurde eine Beschreibung der Sedimente in Partikeldurchmesser völlig aufgegeben. Stattdessen erfolgt die Dokumentation in Sinkgeschwindigkeiten. In deren Berechnung gehen alle während der Probennahme gemessenen Temperaturen und Salinitäten bzw. die daraus berechneten Parameter ein.

Bei den vorangegangenen Ausführungen wurde ausschließlich der räumliche Aspekt der Sedimentverteilung betrachtet. Nun soll auch die zeitliche Variabilität der Sedimentverteilung im Einzugsgebiet der Accumer Ee aufgezeigt werden.

7.1. Sedimentverteilung

Die flächige Darstellung der räumlichen Sedimentverteilung hat bewiesen, daß die Sinkgeschwindigkeiten der Sedimentpartikel in etwa senkrecht zur Deichlinie hin abnehmen. Es bestehen parallel zur Deichlinie angeordnete Zonen identischer Sinkgeschwindigkeit, die das Ergebnis des gemischten Einflusses der Strömungs- und der Seegangsbedingungen sind. Alle Sedimentpartikel besitzen zweifelsohne im Sommer höhere Sinkgeschwindigkeiten als im Winter. Zur Erfassung der räumlich-zeitlichen Variabilität der Sedimentverteilung (s. a. ZARILLO & PARK, 1987) wurden nun sämtliche Proben unter den Bedingungen analysiert, unter denen sie in der Natur in dem Zeitraum ihrer Entnahme abgelagert worden wären.

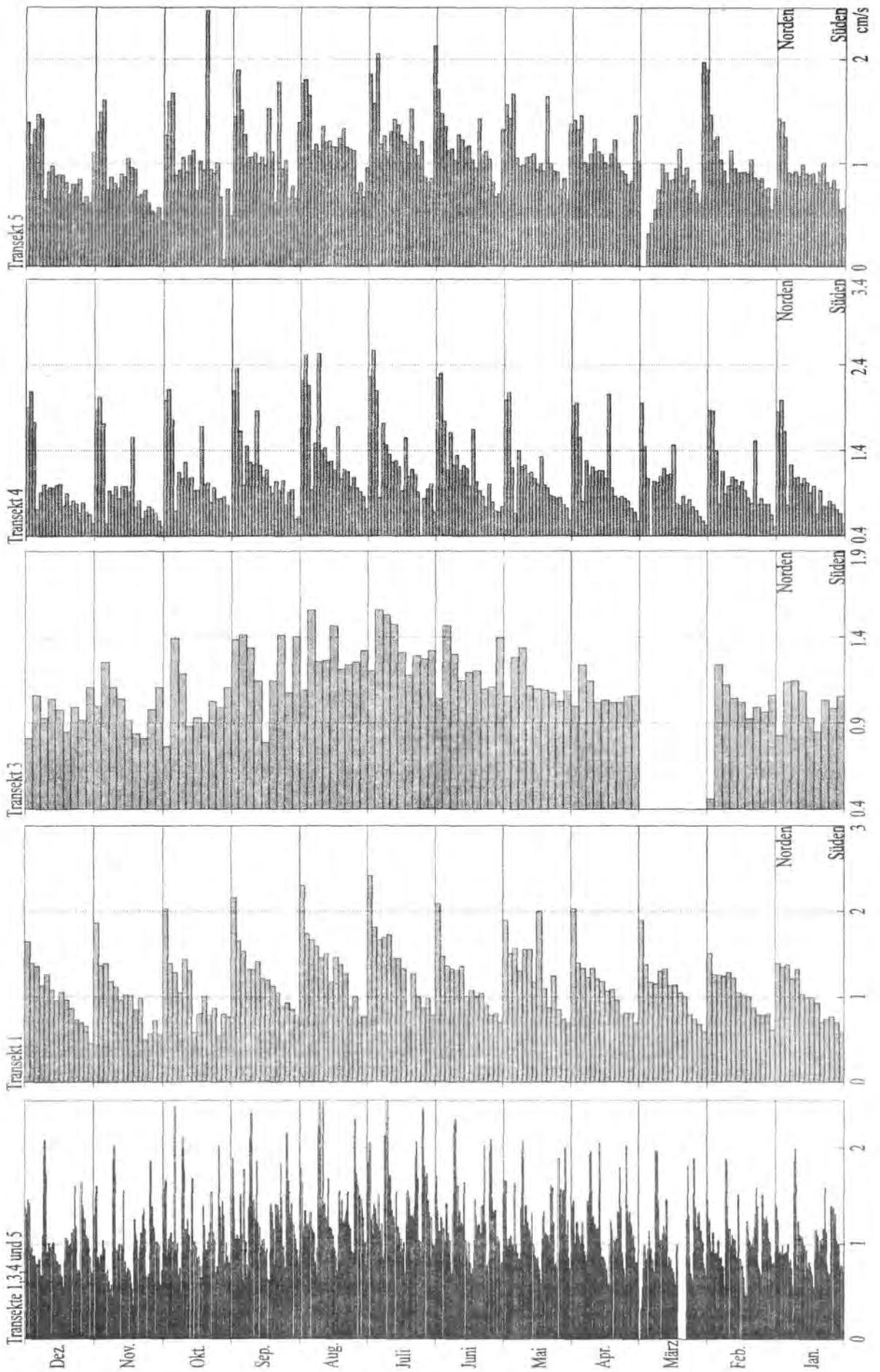
7.1.1. Mittlere Sinkgeschwindigkeit

Das Spektrum der mittleren Sinkgeschwindigkeit der Sandfraktion reicht zu Beginn des Jahres von 0.6 cm/s bis maximal 2.0 cm/s. In den folgenden Monaten steigt die mittlere Sinkgeschwindigkeit der Sedimentproben geringfügig aber kontinuierlich an. Wenige Proben zeigen in diesem Zeitraum eine kurzzeitige Abnahme der Sinkgeschwindigkeit und liegen damit außerhalb des Trends. Im Sommer ist das Geschwindigkeitsspektrum mit einem Bereich von etwa 0.6 cm/s bis 2.5 cm/s und z.T. darüber größer als im Winter. Nach Erreichen der wärmsten Periode des Jahres geht das Maximum der mittleren Sinkgeschwindigkeit kontinuierlich zurück und erreicht nahezu das Jahresausgangsniveau. Auch das Spektrum nimmt zum Jahresende hin wieder ab. Obwohl der Unterschied der Sommer- und Wintersinkgeschwindigkeiten recht beachtlich sein kann, wie die Berechnungen gezeigt haben, ist die Differenz der tatsächlichen mittleren Sinkgeschwindigkeiten zwischen den Sommer- und Winterproben relativ klein (Abb. 67).

Betrachtet man die Situation entlang der einzelnen Transekte (s. Abb. 67), so werden die Veränderungen im Geschwindigkeitsspektrum noch deutlicher. Entlang Transekt 1 (Abb. 67) ist beispielsweise die Differenz zwischen der niedrigsten und der höchsten Geschwindigkeit im Januar relativ gering, sie beträgt etwa 0.8 cm/s. Diese Differenz vergrößert sich bis zum Temperaturmaximum kontinuierlich und erreicht im Juli in etwa das Doppelte. Dieser Effekt ist bei allen Transekten zu beobachten, wenn auch mitunter in nicht ganz so deutlicher Form. Er beruht darauf, daß das Korngrößenspektrum nicht einheitlich beschleunigt wird, sondern die Sinkgeschwindigkeit größerer Partikel¹ stärker zunimmt als die der kleineren Partikel. Es wird dadurch eine Variabilität des Geschwindigkeitsgradienten verursacht, der im Sommer aufgrund der größeren Differenzen wesentlich steiler ist als im Winter. Einzige Ausnahme ist das Transekt 3 auf der Neiderplate, welches ein derart begrenztes Spektrum beinhaltet, daß die Variabilität des Gradienten kaum bemerkbar ist. Weiterhin fällt auf, daß entlang verschiedener Transekte (Abb. 67) im Juni bereits ähnliche Verhältnisse bestehen wie im Juli, obwohl zu dieser Zeit die Wassertemperatur noch deutlich geringer ist.

Abb. 67: (folgende Seite) Variabilität der mittleren Sinkgeschwindigkeit im Einzugsgebiet der Accumer Ee in 1994.

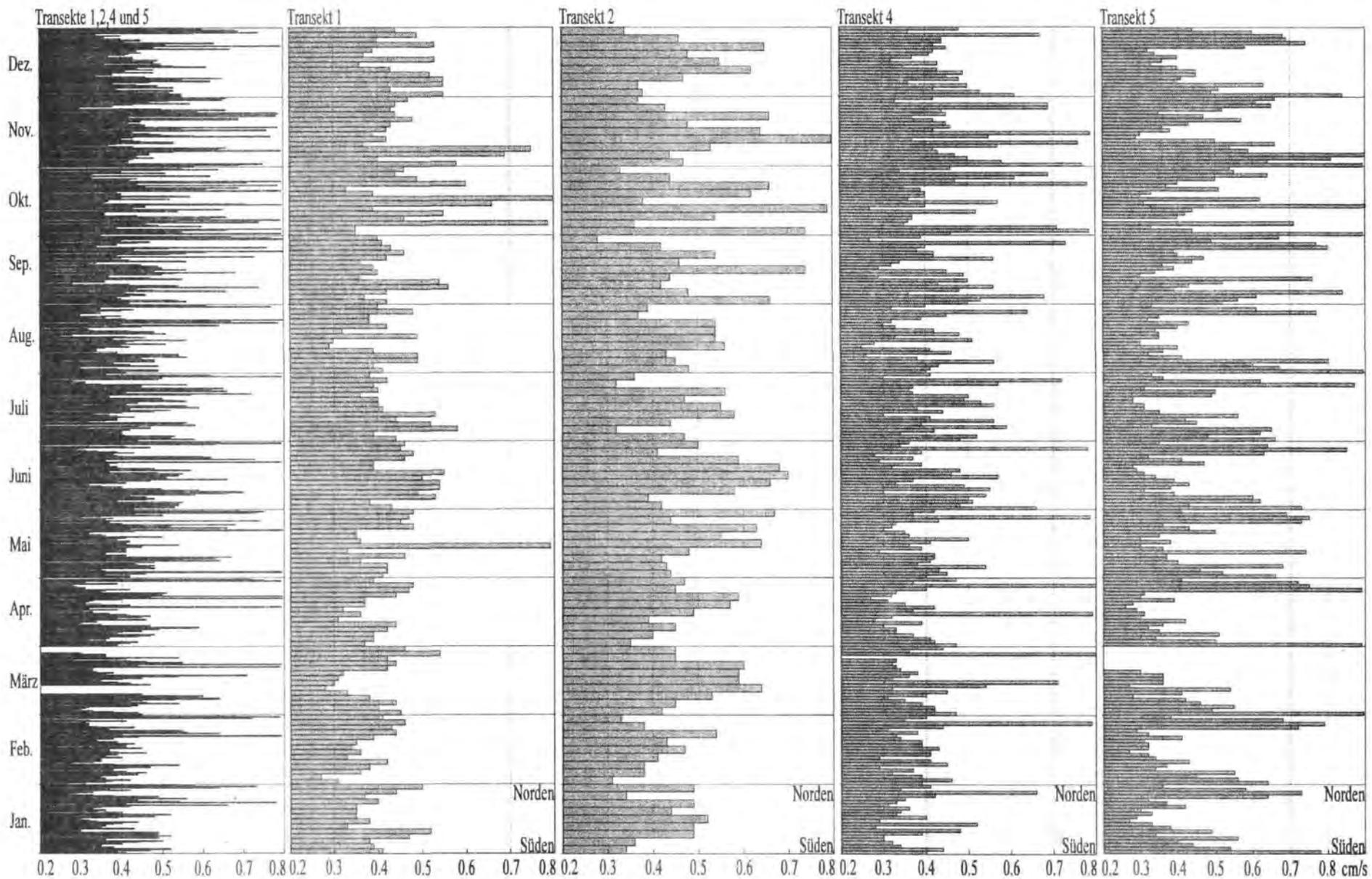
¹An dieser Stelle wird der Begriff „größere Partikel“ verwendet, wobei im strengen Sinn hydraulisch trägere Partikel gemeint sind. Da jedoch für sämtliche Partikel eine einheitliche Dichte angenommen wird und die Sinkgeschwindigkeit somit nur noch durchmesserabhängig ist, ist der Begriff hier zulässig.



7.1.2. Statistische Standardabweichung (Sortierung) S_0

Die Sortierungswerte aller Transekte zeigen eine sehr schwache Variabilität, wobei sie im Verlauf des Jahres leicht zunehmen, d.h. die Sortierung schlechter wird (Abb. 68). In der separaten Darstellung der einzelnen Transekte ist die Variabilität der Sortierung besser zu beobachten (Abb. 68). Dabei hat man die einzelnen Transekte entsprechend ihrer verschiedenen Ablageprovinzen zu unterscheiden. Entlang des ersten Transekts erkennt man eine etwas bessere Sortierung im Winter und Frühjahr. Insgesamt verschlechtert sich dann die Sortierung im Verlauf des Jahres nur wenig. Ähnliche Verhältnisse bestehen entlang des zweiten Transekts, wobei die Verschlechterung der Sortierung im Jahresverlauf etwas deutlicher zu erkennen ist (Abb. 68). Sie liegt im Januar um 0.4 Psi im November und Dezember dagegen um 0.5 Psi und darüber.

Entlang des dritten Transekts schwankt die Sortierung in einem wesentlich kleineren Bereich. Erstaunlicherweise ist das Spektrum der Sortierungswerte entlang Transekt 4 ebenfalls relativ klein. Lediglich bei einer Station im Inselwatt von Langeoog übersteigt die Sortierung im Jahresverlauf häufiger einen Wert von 0.8 Psi. Wie im westlichen Teil des Untersuchungsgebietes nehmen die Werte aber auch hier kontinuierlich zu. Das Transekt 5 zeigt eine wesentlich lebhaftere Entwicklung als Transekt 4 (Abb. 68). So liegt das Sortierungsmaximum hier eher im Februar. Im Herbst entwickelt sich eine geradezu sprunghafte Verschlechterung der Sortierung. Auch die räumliche Variabilität innerhalb des Transekts ist größer als bei Transekt 4, obwohl beide im Hinblick auf die energetischen Bedingungen vergleichbar sind.

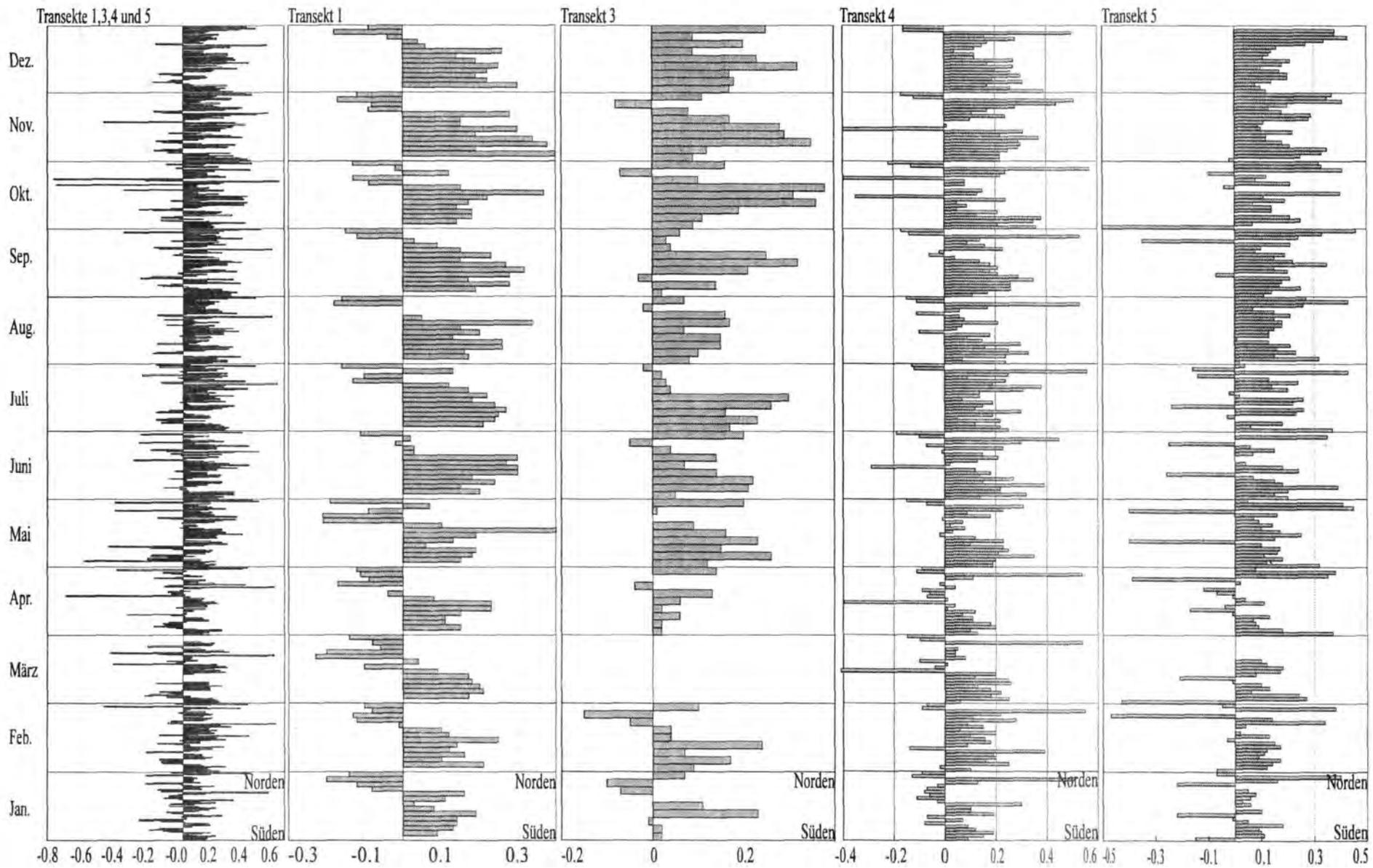


Die Sortierungswerte der Proben von identischen Entnahmestationen sind im Sommer, d.h. bei höheren Sinkgeschwindigkeiten schlechter als in den Wintermonaten. Dieser Effekt beruht auf der Tatsache, daß die Partikel im Sommer sich nicht so schnell nach ihren hydraulischen Eigenschaften trennen können wie im Winter. Im Winter ist das Zeitintervall, in dem die Partikel sedimentieren, viel länger als im Sommer. Aus diesem Grund können sie sich gemäß ihrer unterschiedlichen Sinkgeschwindigkeit räumlich weiter voneinander trennen, was dann offensichtlich eine bessere Sortierung zur Folge hat. Dieser Effekt wird von zahlreichen Phänomenen wie z.B. der zusätzlichen Ablagerung feinkörnigen Materials $<0.063\text{mm}$, was einer Sinkgeschwindigkeit von 0.35 cm/s bei $T = 24^\circ\text{C}$ entspricht, überprägt. Die Variabilität der Sortierung und die Variabilität der mittleren Sinkgeschwindigkeiten zeigen keinen übereinstimmenden saisonalen Verlauf. Die hier aufgezeigten Effekte können demnach kein Phänomen der Probenanalytik und der Berechnungen sein. Wäre dieses der Fall, so hätten mittlere Sinkgeschwindigkeit und Sortierung eine parallele saisonale Entwicklung.

7.1.3. Statistische Schiefe S_r

Die räumliche und zeitliche Entwicklung von Schiefe und Sortierung haben im Einzugsgebiet der Accumer Ee einen recht ähnlichen Verlauf. Die Schiefe der Sinkgeschwindigkeiten verschiebt sich im Jahresverlauf geringfügig aber kontinuierlich in Richtung positiver Werte (Abb. 69). Dabei nimmt die räumliche Variabilität deutlich ab, denn die Werte streuen im Dezember in einem wesentlich kleineren Bereich als zu Jahresbeginn. So liegt beispielsweise im ersten Transekt der südliche Abschnitt im Schiefebereich zwischen 0 und 0.19 und der nördliche Abschnitt zwischen 0 und -0.2. Unter gewissen zeitlich und lokal begrenzten Ausnahmewerten verschiebt sich das Spektrum in Richtung positiver Schiefe. Am Jahresende sind im südlichen Teil dieses Transekts Schiefewerte bis zu +0.2 zu beobachten, wohingegen im Nordteil Werte bis -0.18 erreicht werden.

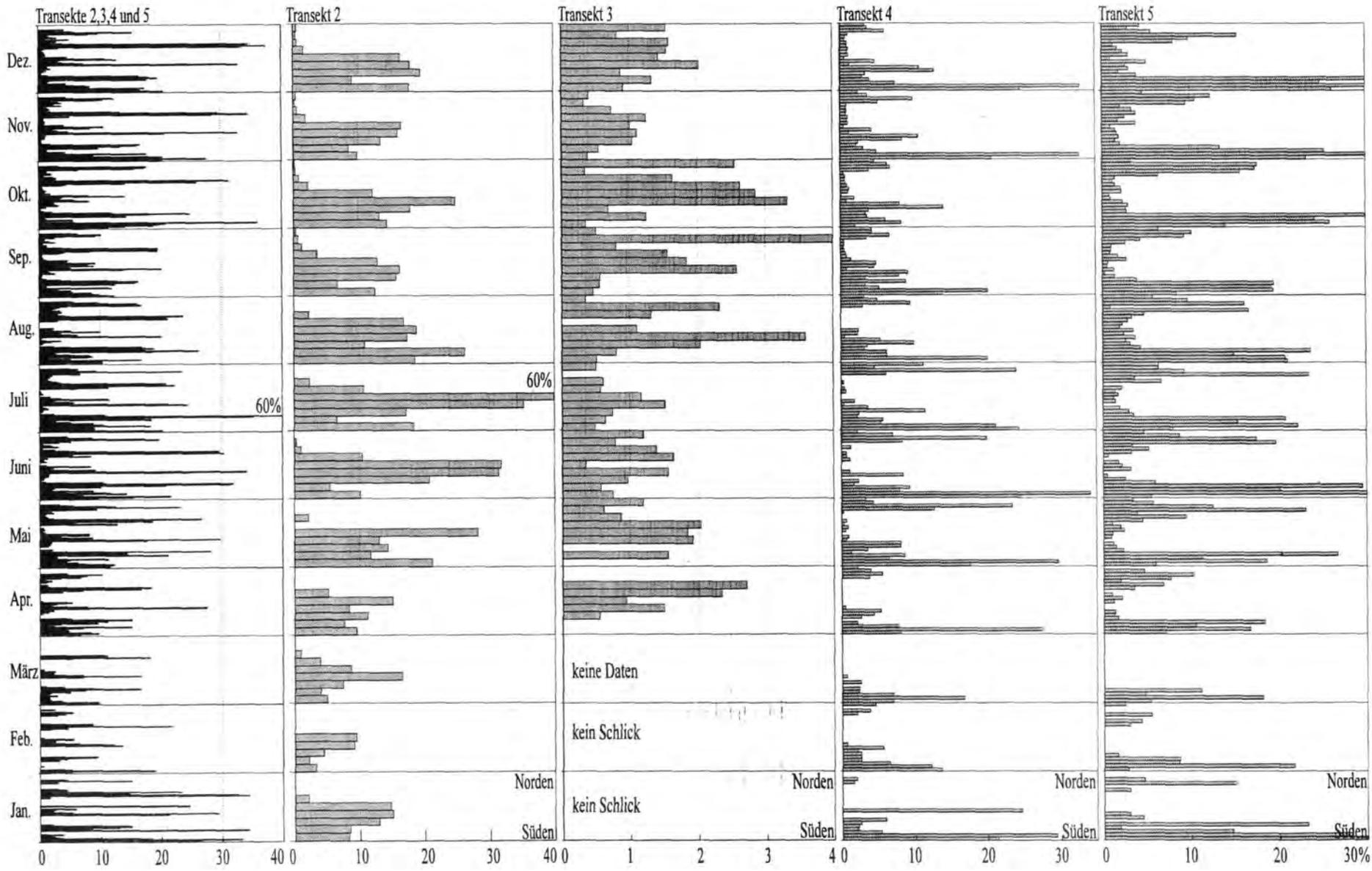
Am eindrucksvollsten wird die fast identische Entwicklung der Variabilität von Sortierung und Schiefe an Transekt 3 gezeigt. Hier haben die meisten Proben erst am Jahresende relativ hohe positive Werte von bis zu +0.38. Die Sedimente des zweiten Transekts auf dem Dornumer Nacken zeigen eine ähnliche räumlich-zeitliche Entwicklung. Hier werden besonders im November Werte von bis zu +0.35 erreicht. Entlang der Transekte vier und fünf sind zwar keine signifikanten Unterschiede im Jahresverlauf zu erkennen, aber eine Verschiebung der Werte in positiver Richtung ist dennoch erkennbar. Dies gilt besonders für Transekt 5, wo im Dezember überhaupt keine negativen Schiefewerte mehr zu beobachten sind (Abb. 69).



7.1.4. Fraktionen <0.063 mm (>4.0 Phi)

Den höchsten Schlickgehalt weisen die deichnahen Proben auf, wobei Werte von 30% nur sehr selten überschritten werden (Abb. 70). Betrachtet man sich die gesamte zeitliche Entwicklung, so kann man erkennen, daß der Schlickgehalt im Jahresverlauf leicht zunimmt. Die höchsten Werte kommen zwar in den Sommermonaten vor, aber am Ende des Jahres besitzen die meisten Proben einen höheren Schlickgehalt als zu Jahresbeginn. Diese zeitliche Entwicklung läßt sich besonders gut entlang des dritten Transekts auf der Neiderplate verfolgen (Abb. 70). Etwas anders verhalten sich dagegen die Sedimente entlang des zweiten Transekts auf dem Dornumer Nacken. Hier liegt das Maximum der Schlickanteile in den Sommermonaten. In den vergleichbaren Abschnitten des vierten und fünften Transekts, auf dem Damsumer Sand und auf der Hungatplate kann man jeweils zu Beginn und am Ende des Jahres besonders hohe Schlickanteile in den Sedimenten beobachten. Auf den deichfernen Arealen dieser Transekte nimmt der Schlickgehalt im Verlauf des Jahres kontinuierlich zu. Insgesamt scheinen sich die Feinfraktionen in den Wintermonaten auf die deichnahen Ablagerungsflächen zu konzentrieren und bilden dort höherprozentige Anreicherungen im Vergleich zu den deichfernen. Dahingegen verteilen sie sich im Sommer wesentlich großflächiger unter gleichzeitiger Zunahme ihrer prozentualen Anteile.

Schlickgehalt, Sortierung und Schiefe zeigen einen ähnlichen saisonalen Verlauf. Man beachte dabei, daß der Schlickanteil unabhängig von den statistischen Parametern des Sandanteils ermittelt wird, denn dieser wird ja vor der Sinkgeschwindigkeitsanalyse bei der Siebung von der Sandfraktion abgetrennt. Die Ursache der allgemeinen Zunahme positiver Schiefe und die Verschlechterung der Sortierung der Sandfraktion kann also nicht in der Zunahme des Schlickgehalts liegen. Die Variabilität dieser Parameter ist ein Hinweis darauf, daß außer der Schlickfraktion auch die feinsten Fraktionen des Sandanteils im Partikelspektrum ähnlich mobil sind wie die abgetrennte Feinfraktion.



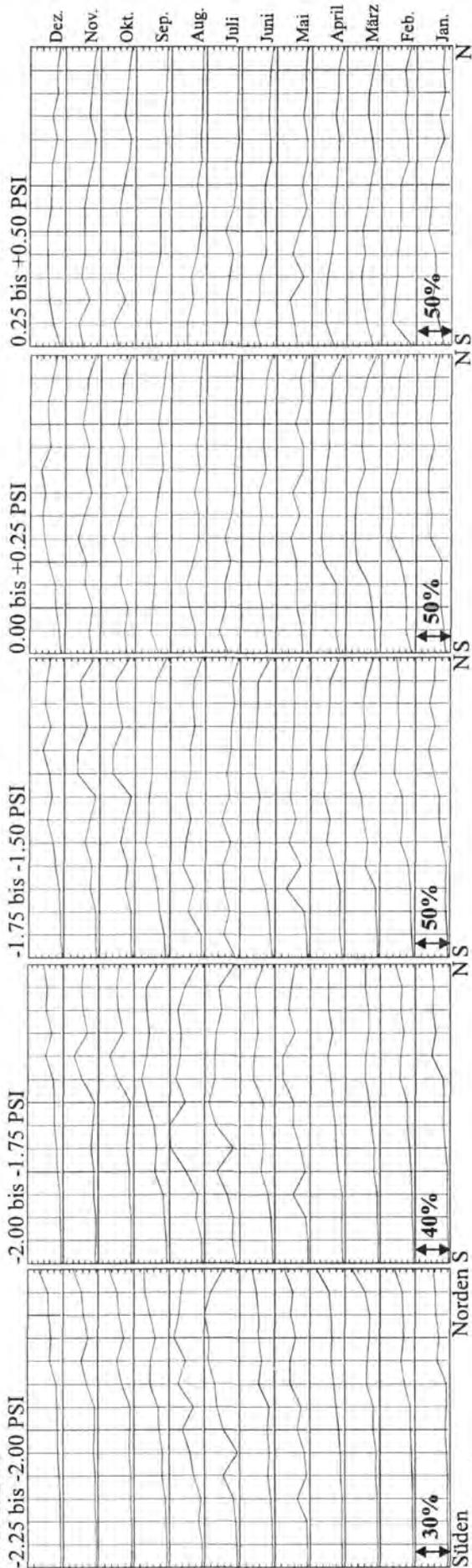
7.1.5. Das Spektrum in 0.25-Psi-Fractionen

Die mehr oder minder deichparallelen Zonen identischer Sinkgeschwindigkeit sind aus verschiedenen Mischungen einzelner Sinkgeschwindigkeitsfraktionen aufgebaut. Jede Fraktion hat im Einzugsgebiet einen Ort mit maximalen Vorkommen. Dieser liegt bei den höheren Geschwindigkeiten im nördlichen Teil und bei niederen Geschwindigkeiten im südlichen Teil des Untersuchungsgebietes. Mit zunehmender Entfernung von ihrem jeweiligen Maximum nehmen die Anteile der Fraktionen am Gesamtsediment kontinuierlich ab. Es gibt dabei pro Fraktion i.w. nur ein Maximum und ein Minimum. Betrachtet man lediglich die Mittelwerte der einzelnen Proben, so lassen sich damit keinerlei Verlagerungen der Fraktionen identifizieren, da das Resultat des Mittelwertes die interne Verschiebung der prozentualen Anteile der Fraktionen nicht wiedergibt. Im Gegensatz dazu ermöglicht die Dokumentation der einzelnen Fraktionen eine Beschreibung fraktioneller Verschiebungen und somit auch mögliche Hinweise auf variable energetische Bedingungen. Das Sinkgeschwindigkeitsspektrum, welches in diesem Fall von etwa 8.0 cm/s (-3.0 Psi) bis 0.21 cm/s (2.25 Psi) reicht, wurde in 0.25 - Psi -Schritte unterteilt. Es ergeben sich daraus 21 Fraktionen. Bei einer Jahresprobenanzahl von 888 kann man sich leicht vorstellen, welche ungeheuren Datenmengen dabei zusammenkommen. An dieser Stelle sollen deshalb exemplarisch nur einzelne Fraktionen des Transekts 1 im Westen und des Transekts 4 im östlicheren Teil des Einzugsgebietes dargestellt werden. Die übrigen Transekte zeigten entsprechend der faziellen Gliederung eine jeweils vergleichbare Situation.

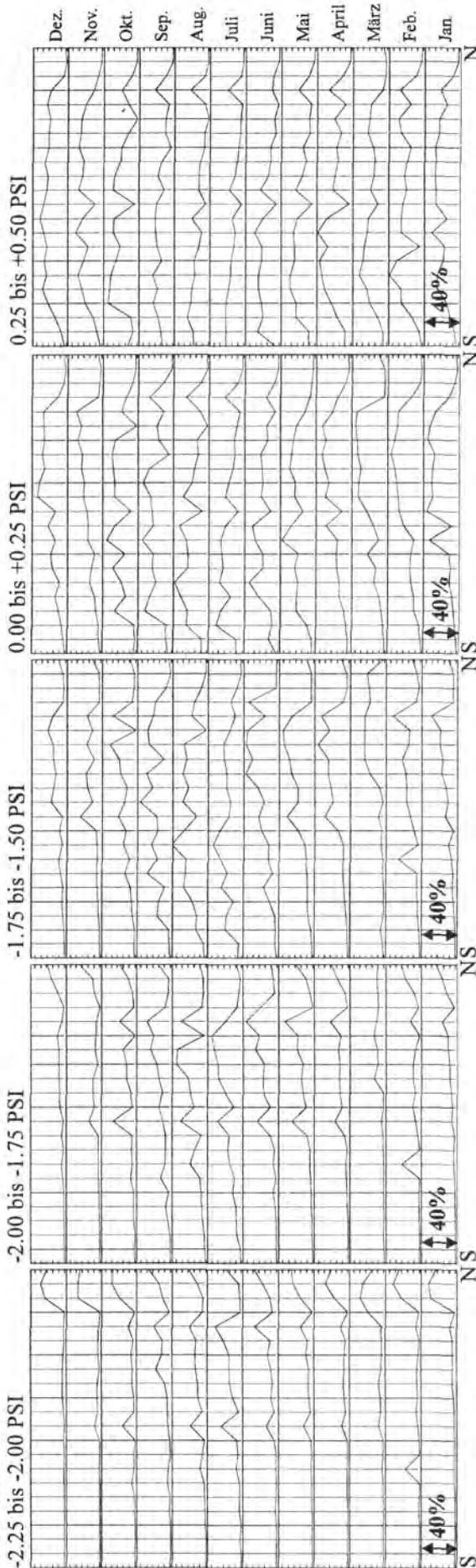
Die Sinkgeschwindigkeitsfraktion 4.76 cm/s bis 4.0 cm/s (-2.25 Psi bis -2.0 Psi) zeigt ihre höchsten Prozentwerte im Nordabschnitt des jeweiligen Transekts, wobei sie im Westteil des Einzugsgebietes eine weiträumigere Verbreitung aufweist als im östlichen Teil (Abb. 71). Abgesehen von sehr begrenzten lokalen Maxima nehmen die Prozentwerte kontinuierlich in Richtung Deich ab und liegen dort fast bei Null. Diese Fraktion zeigt aber im Jahresverlauf die deutliche Tendenz, höhere Prozentwerte immer weiter in Richtung Deich auszudehnen. So war z.B. ein Anteil von 10% dieser Fraktion im Januar in einer Station innerhalb des nördlichen Drittels von Transekt 1 zu finden. Im Jahresverlauf rückte diese Prozentgrenze immer weiter in Richtung Festlandsdeich vor.

Abb. 71: (folgende Seite) Variabilität des prozentualen Anteils der 0.25-Psi-Fractionen im Bereich zwischen -2.25 Psi und -1.50 Psi und zwischen 0.0 Psi und 0.50 Psi entlang Transekt 1 und 4 in 1994.

Transekt 1



Transekt 4



Im Juli konnten schließlich derartig hohe Werte an einer Station in ca. 1200 m Entfernung vor dem Deich erfaßt werden. Bis zum Jahresende werden diese Werte aber wieder gleichmäßig zurückgedrängt. Eine ähnliche räumlich-zeitliche Variabilität weist auch die Sinkgeschwindigkeitsfraktion 4.0 cm/s bis 3.36 cm/s (-2.0 Psi bis -1.75 Psi) auf, die insgesamt weitaus häufiger vorkommt (Abb. 71). Dabei ist außerdem interessant, daß die lokalen Maxima in allen Fällen äußerst lagebeständig bleiben. Auch die Fraktion 3.36 cm/s bis 2.83 cm/s (-1.75 Psi bis -1.50 Psi) dehnt ihr Vorkommen im Laufe des Jahres weiter in Richtung Festlandsdeich aus. Dieses geschieht unter gleichzeitiger Abnahme der Prozentwerte in den nördlichen Abschnitten der jeweiligen Monate. Die lokalen Maxima sind dabei nicht so lagebeständig wie bei den höheren Sinkgeschwindigkeiten. Dieser Effekt der zunehmenden räumlichen Verbreitung dieser Fraktion ist entlang sämtlicher beprobter Transekte zu beobachten, wobei die laterale Verschiebung sehr stark von der geographischen Längenposition abhängig ist.

Es wurde bereits in den räumlichen Verteilungsmustern der flächigen Darstellung aus 1993 beschrieben, daß Fraktionen existieren, die eine symmetrische Prozentverteilung bezogen auf das Einzugsgebiet besitzen. Dazu gehört die Fraktion 1.0 cm/s bis 0.84 cm/s (-0.0 Psi bis 0.25 Psi). Sie ist mit Ausnahme der jeweils nördlichsten Stationen in allen Sedimenten mehr oder minder gleichstark vertreten. Ein wesentlicher Unterschied zu den o.g. Sinkgeschwindigkeitsfraktionen besteht darin, daß diese räumliche Prozentverteilung das ganze Jahr über mehr oder minder konstant bleibt. Eine deichwärtige Ausdehnung der höheren Prozentwerte ist hier kaum zu beobachten und bei den nördlichen Proben ist beim Übergang zu den Sommermonaten nur ein sehr leichter Rückgang dieser Fraktion zu erkennen. Die Anordnung der Sinkgeschwindigkeitsfraktion von 0.84 cm/s bis 0.71 cm/s (0.25 Psi bis 0.50 Psi) ist noch beständiger, denn die Prozentwerte bleiben im Jahresverlauf für die jeweilige Station nahezu konstant (Abb. 71).

7.1.6. Korrelation der statistischen Parameter

Es zeigte sich, daß die statistischen Parameter teilweise sehr unterschiedlichen saisonalen Entwicklungen folgten. Erst ihre Korrelation ermöglicht daher eine faziesspezifische Identifizierung verschiedener Phänomene, unterteilt in die einzelnen Ablagerungsflächen des Untersuchungsgebietes. Sie gibt Hinweise auf mögliche Effekte, die partikeltypisch sind und verdeutlicht außerdem saisonal abhängige Veränderungen im Verhältnis der Parameter zueinander. Aus Gründen der Überschaubarkeit wurden in den bivariaten Diagrammen (Abb. 72 bis Abb. 76) nur die Monate Januar und Juli, die die Extrema der physikalischen Eigenschaften des Transportmediums beinhalten, dargestellt.

Beim Verhältnis von Sortierung zur mittleren Sinkgeschwindigkeit zeigen die deichferneren Proben eine bessere Sortierung und eine geringere Streuung als die deichnahen. Diese Situation ändert sich im Jahresverlauf nicht. Es ist zweifelsfrei erkennbar, daß das Verhältnis Sortierung/Mittelwert im Sommer wesentlich größer ist als im Winter (Abb. 72). Davon sind sowohl deichnahe als auch deichferne Bereiche betroffen, wobei die deichfernen einen schwächeren Effekt zeigen. Alle Sedimente zeigen also mit zunehmender Sinkgeschwindigkeit auch eine Verschlechterung der Sortierung, wobei besonders die deichnahen Sedimente betroffen sind.

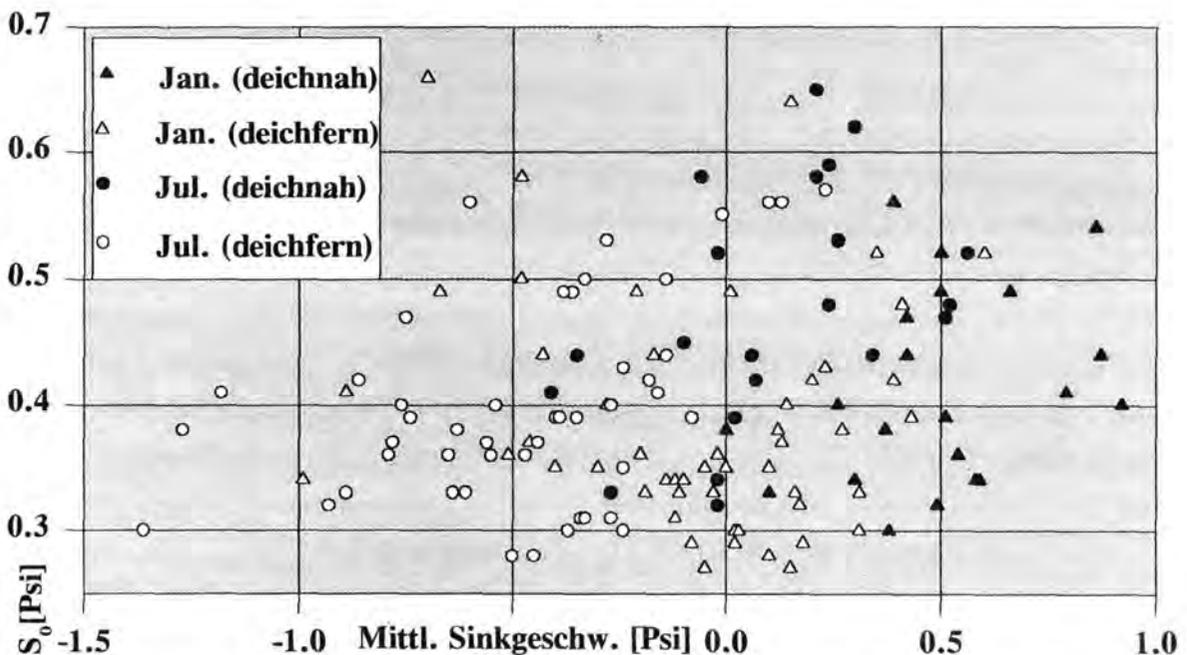


Abb. 72: Sortierungskoeffizient S_0 der Sinkgeschwindigkeit, aufgetragen gegen die mittlere Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.

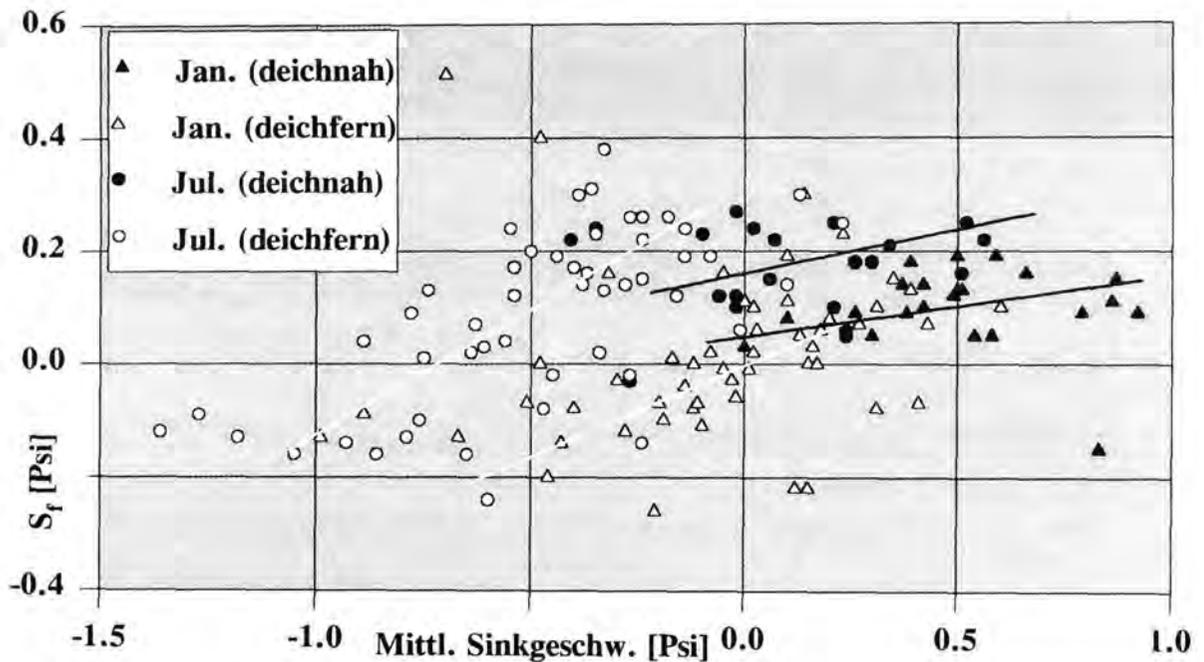


Abb. 73: Schiefe S_f der Sinkgeschwindigkeit, aufgetragen gegen die mittlere Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.

Trägt man die Schiefe gegen die mittlere Sinkgeschwindigkeit auf, so läßt sich kaum eine deutliche Zunahme dieses Verhältnisses verfolgen. Eine Ausgleichsgerade durch die Werte beider Monate verläuft mehr oder minder in gleicher Steigung (Abb. 73). Die Sedimente aus Deichnähe weisen ein verringertes Verhältnis von Schiefe zu Mittelwert auf. Ein zusätzlicher Eintrag von feinkörnigen Sedimenten in den Sommermonaten läßt sich somit vor allem in den deichfernen Arealen des Einzugsgebietes nachvollziehen. Dieses bestätigt auch die Darstellung der Schlickgehalte gegen die mittlere Sinkgeschwindigkeit in Abbildung 74. Während hier die deichnahen Proben nur eine leichte Tendenz eines zunehmenden Schlickgehalts aufweisen, steigt das Verhältnis Schlick/Mittelwerte für die deichfernen Proben im Sommer sehr stark an. Bei gleichem Schlickgehalt haben die Sedimente im Sommer eine schlechtere Sortierung als im Winter. Das Schlick/Sortierungsverhältnis der Proben ist im Winter größer als im Sommer, wie die Graphik (Abb. 75) nachweist, in der die Schlickwerte der Januar- und Juliprobe gegen ihre Sortierungswerte aufgetragen wurden. Der Verlauf einer Regressionsgerade ist im Juli steiler als im Januar. Im Einzugsgebiet der Accumer Ee sind also nicht ausschließlich die größeren Sedimente schlechter sortiert, sondern eher die deichnahen feineren Sedimente.

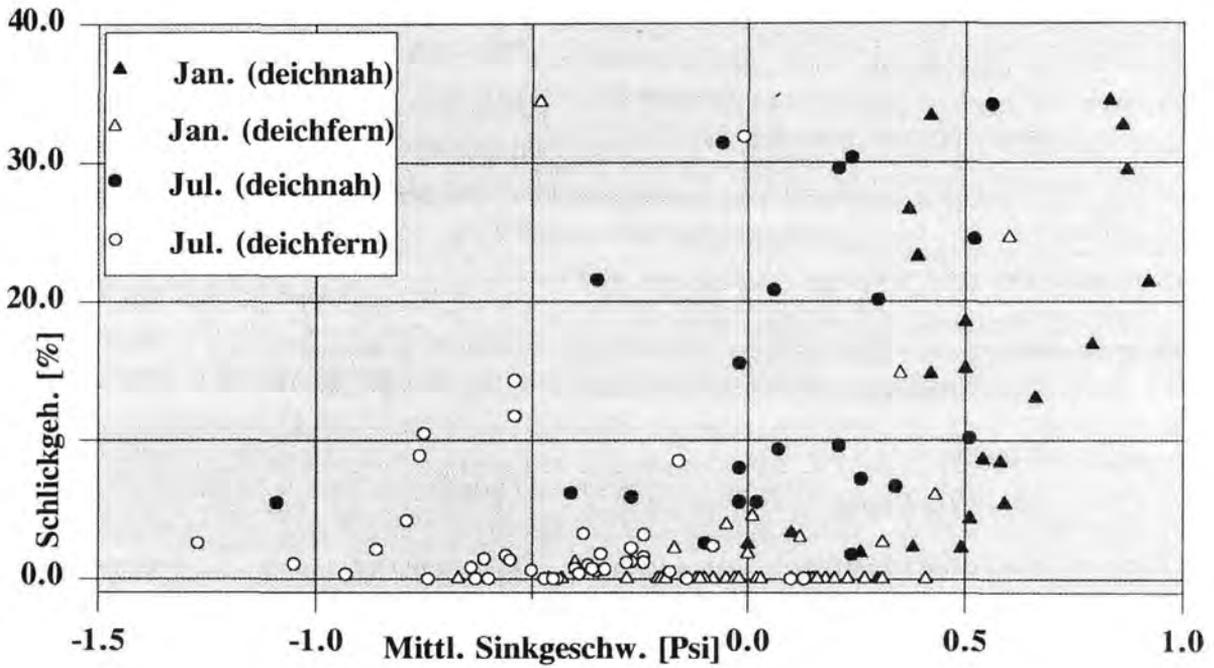


Abb. 74: Schlickgehalt, aufgetragen gegen die mittlere Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.

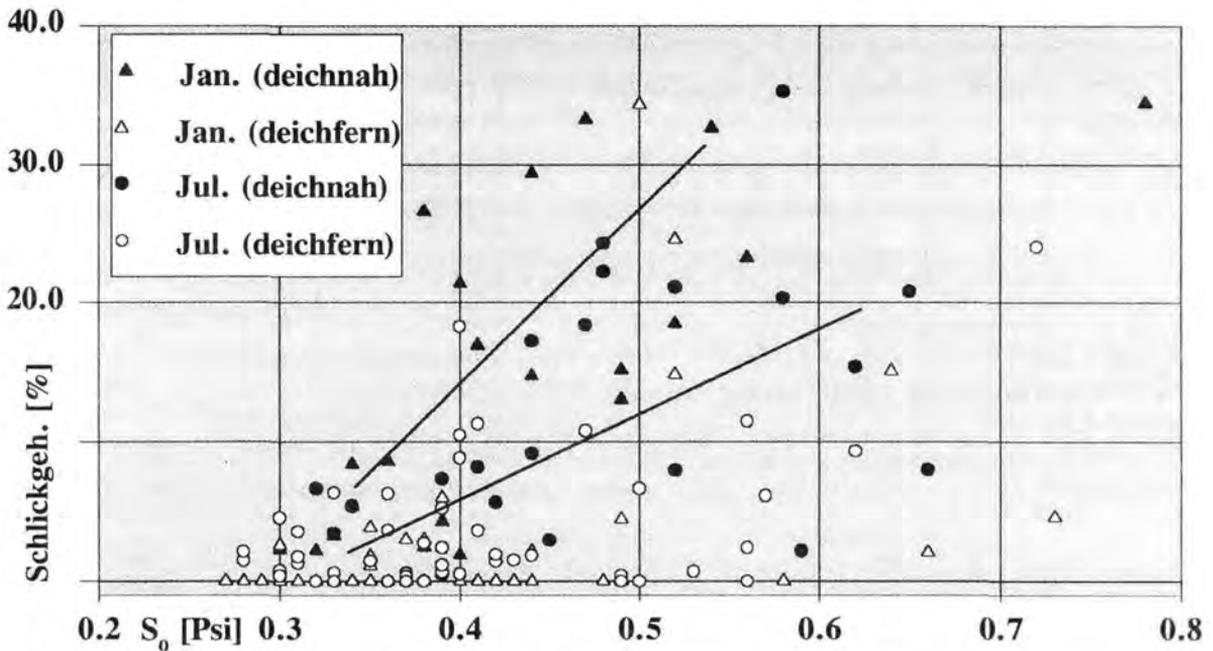


Abb. 75: Schlickgehalt, aufgetragen gegen den Sortierungskoeffizienten S_0 der Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.

Die deichnahen Proben entwickeln unter mehr oder minder gleichbleibendem Schlickgehalt eine leicht positivere Schiefe, während die deichfernen sich unter zunehmendem Schlickgehalt etwas deutlicher in Richtung positiver Schiefe verlagern (Abb. 76). Eine Erhöhung positiver Schiefe wird im ersten Fall beispielsweise von zunehmenden Feinfraktionen des Sandanteils erzeugt.

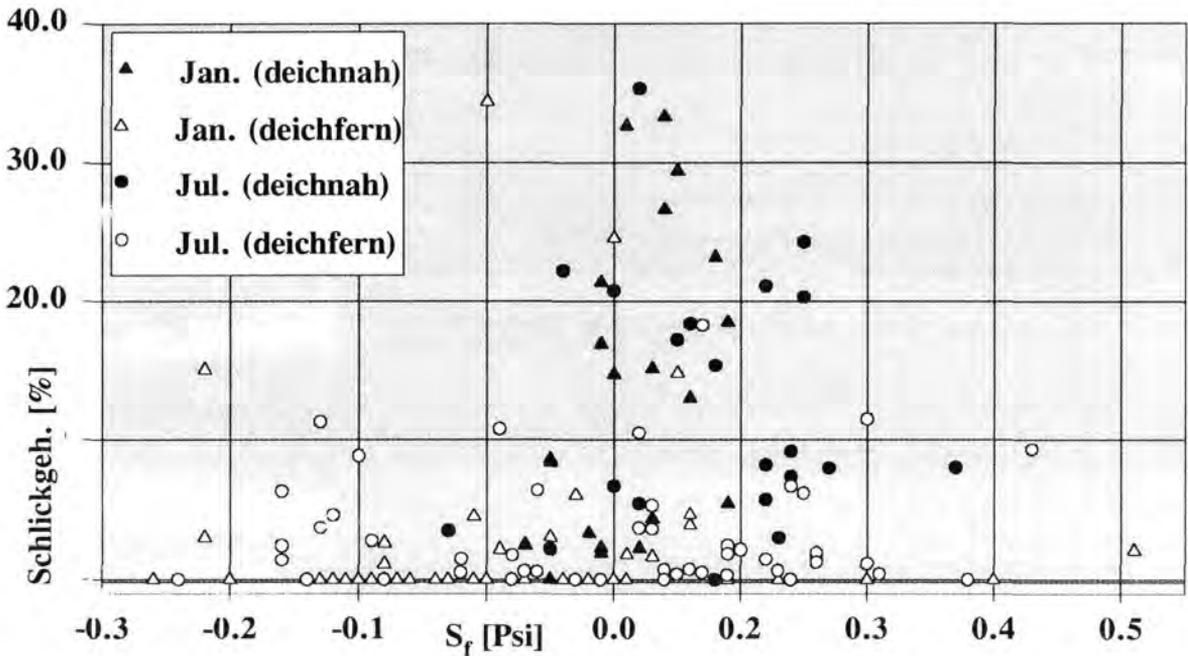


Abb. 76: Schlickgehalt, aufgetragen gegen die Schiefe S_f der Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.

7.2. Energetische Bedingungen, Transport- und Ablagerungsprozesse

7.2.1. Das Muster der Energieverteilung

Bei der Betrachtung der räumlichen Verteilung der Sedimente erhebt sich automatisch die Frage nach der dafür verantwortlichen Energieverteilung im Einzugsgebiet der Accumer Ee. Die räumliche Anordnung der Sedimente wie auch das äußerst begrenzte Sinkgeschwindigkeitsspektrum lassen nur bestimmte Energieintensitäten und -verteilungen zu. So fällt zunächst auf, daß die Sinkgeschwindigkeiten eine deutliche Gradierung in N-S-Richtung, aber kaum eine Gradierung in E-W-Richtung zeigen (Abb. 77 und 78). Im begrenzten Spektrum kommen Sinkgeschwindigkeiten, denen gröbere Komponenten als der Feinsand (bei $T = 24^{\circ}\text{C}$) entsprechen, so gut wie gar nicht vor. Das läßt den Schluß zu, daß hier stärkere Strömungen, die das Bewegen einer groben Bodenfrachtpopulation oder ihren Transport durch Saltation ins Wattgebiet ermöglichen würden, fehlen. Lediglich in den Rinnen finden sich mitunter gröbere Komponenten, da hier zum einen die Strömung zunimmt, vor allem aber der von See her einschwingende Seegang einen größeren Einfluß ausüben kann (s. Kap. 4). Das Regime der Gezeitenströme verläuft auf den Wattflächen nahezu senkrecht zu den entwässernden Prielen und in diesen selbst parallel zu deren Erstreckung. Die Gezeitenströmungen mögen somit zwar auf den Wattflächen in kleinräumigen Bereichen von wenigen 10er Metern für eine Steuerung der Sedimentverteilung sorgen, aber über das gesamte Einzugsgebiet betrachtet, können sie letztlich nicht maßgeblich für die Sedimentverteilung verantwortlich sein. Eine größere Rolle spielt dagegen der Seegang, der im wesentlichen für die Übertragung der Energie des Wasserkörpers auf den Sedimentkörper verantwortlich ist. Die Seegangsenergie erklärt nicht nur verschiedene Phänomene innerhalb der Sinkgeschwindigkeitsverteilungen, wonach z.B. die teilweise Trennung zwischen der Suspensions- und Saltationspopulation sowie der Saltations- und Bodenfrachtpopulation im Sinkgeschwindigkeitsbereich von 0.6cm/s und 2.8 cm/s typisch für oszillierende Wellen (VISHER, 1969) ist. Sie liefert auch die Erklärung für die räumliche Verteilung der Oberflächensedimente (z.B. KOMAR, 1989).

Bereits im kleinräumigen Bereich kann man eine seegangsinduzierte Sedimentverteilung beobachten. Verschiedene Wattflächen wie z.B. die Rute- oder Neiderplate sind topographisch sehr homogen aufgebaut. Dennoch kann man von Nordwest nach Südost eine Verringerung der Sinkgeschwindigkeiten der Sedimentpartikel beobachten. Dies kommt dadurch zustande, daß im jeweils nördlich benachbarten meist tieferen Priel höhere Wellen einfallen bzw. erzeugt werden, die dann auf die südlichere Plate herüberschwingen.

Hier werden sie entlang ihrer Ausbreitungsrichtung nach Süden bzw. nach Südosten hin flacher (POSTMA, 1957). Eine vergleichbare Situation konnten NYANDWI & FLEMMING (1995) für die räumliche Verteilung der Strömungsgeschwindigkeiten in den Prielsystemen nachweisen.

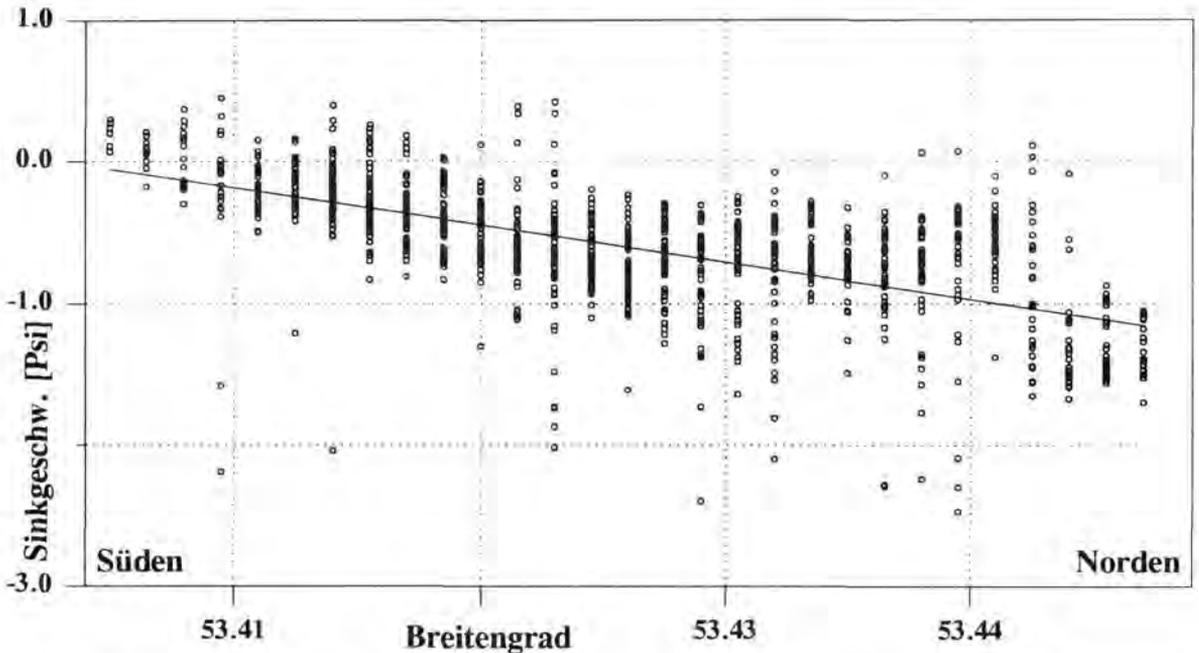


Abb. 77: Sinkgeschwindigkeitsgradient in Nord-Süd-Richtung im Einzugsgebiet der Accumer Ee.

Auch die großräumige Verteilung der Oberflächensedimente zeigt Hinweise auf ein seegangsinduziertes Muster. Es ist das Resultat einer Mischung aus dem im Rückseitenwatt selbst gebildeten und dem energiereichen Seegang, der in der offenen See entsteht. Letzterer gelangt von dort aus u.a. mit der einlaufenden Tidenwelle und den damit verbundenen Strömungen ins Wattgebiet. Da die Seegatöffnung im Verhältnis zur offenen See und zum Wattgebiet hinter den Inseln klein ist, kann die Energiequelle, die für die Erzeugung des Seegangs im Wattgebiet verantwortlich ist, annähernd als punktförmig und ihre Ausbreitung als sinusförmig angenommen werden (z.B. SCARLATOS, 1993). Die Wellenausbreitung ist unabhängig vom Wasserstand und wird auch kaum von der Windrichtung beeinflusst. Sie wird im wesentlichen durch die im Seegat vorhandenen morphologischen Großformen einheitlich geprägt (s. a. Kap.4), so daß sich damit ein allgemein unveränderliches Ausbreitungsverhalten ergibt. Der Seegang im Wattgebiet folgt den Baljen und Rinnen. Auf die angrenzenden Strände und Wattflächen breiten sich nur energieärmere Teilsysteme aus (NIEMEYER, 1986), indem die größeren Wellen in mehrere mit unterschiedlichen Höhen und Längen zerfallen.

Die Wellen werden unabhängig von ihrer Laufrichtung vor und in der Mündung der Priele soweit gebeugt, daß sie prielaufwärts laufen. Unter ständiger Energieabgabe durch Refraktion an den Prielrändern gelangen energieärmere Sekundärwellen auch auf die Wattflächen. Die durch die Wellen erzeugte Energie konzentriert sich daher weitgehend auf die Wattrinnen und stärkere Wechselwirkungen zwischen Sedimentkörper und Wellen bleiben auf die Rinnensysteme beschränkt.

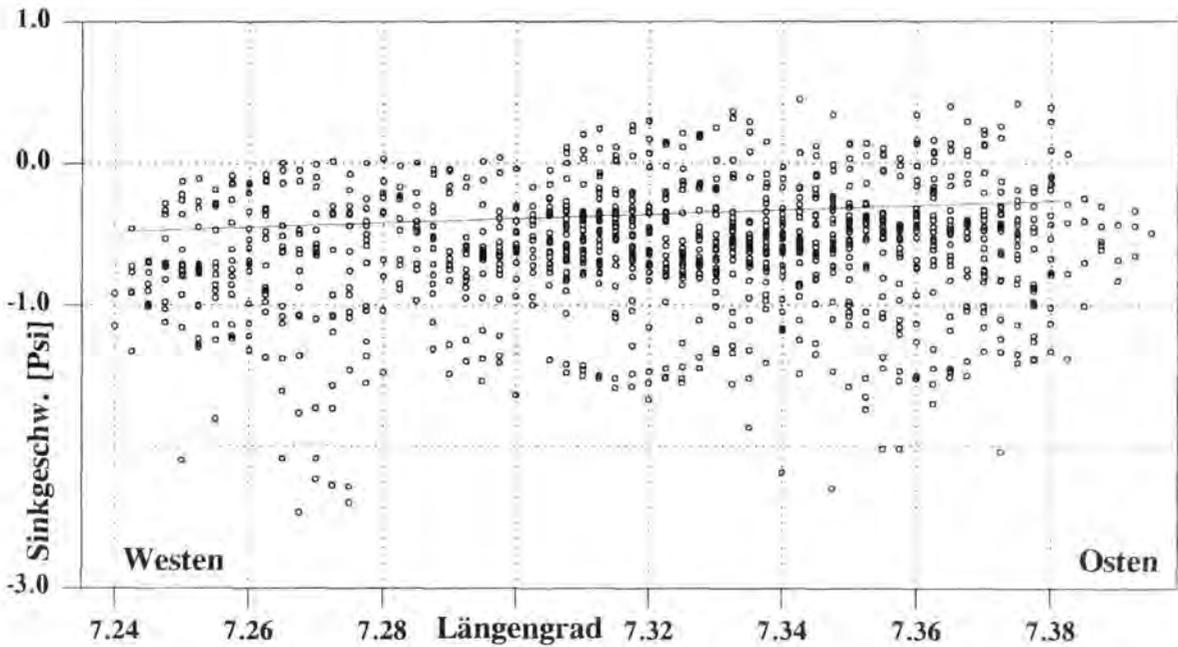


Abb. 78: Sinkgeschwindigkeitgradient in West-Ost-Richtung im Einzugsgebiet der Accumer Ee.

Zahlreiche Beobachtungen deuten darauf hin, daß die Sedimentverteilungen der ostfriesischen Wattgebiete eher seegangs- als strömungsorientiert sind. So beschränkt sich die Ablagerung der im Suspensionsmodus transportierten Sedimente geringer Dichte und/oder Durchmesser im wesentlichen auf die durch Leitdämme und Lahnungen vorgegebenen Verlandungszonen, da sonst der durch die Accumer Ee einschwingende Seegang erhöhte Turbulenz einträgt. Der Bereich schlickiger Sedimente verbreitert sich dann nach Osten hin und kennzeichnet dadurch die zur Wattwasserscheide hin abnehmenden Seegangseinflüsse. Der unterrepräsentierte Anteil an Feinfraktionen $<63 \mu\text{m}$ ist somit weniger strömungs- als seegangsbedingt. Die Bodenfracht auf den Platen besteht dann aus Feinsand mit deichwärts abnehmenden Anteilen an feinerem Material. Das Vorkommen von Feinsand produziert genügend Sohl-turbulenzen, um feineres Material in Suspension zu halten.

Daher bestehen die Sedimente hier im wesentlichen aus Feinsand, der sehr gut sortiert sowie leicht positiv schief verteilt ist. Die sehr gute Sortierung der Sedimente wird hier ausschließlich durch Seegang bewirkt, denn die sortierende Wirkung der Strömung ist bekanntlich recht gering (FOLK & WARD, 1957). Die Ausbreitungsrichtung des Seegangs spiegelt sich sehr gut im Verteilungsmuster der Sedimente wieder (vgl. Abb. 20). Saisonale Unterschiede der Sedimentverteilung, die auf dem variablen Sedimenttransport infolge von Viskositäts- und Dichteunterschiede basieren, sollen daher im folgenden Kapitel am Beispiel der *wellenabhängigen* Sedimentbewegung aufgezeigt werden.

7.2.2. Wellenabhängiger Sedimenttransport

Um die saisonal variierenden Sedimentationsprozesse am Beispiel der Seegangsbedingungen zu betrachten, werden neben der Sinkgeschwindigkeit der Sedimentpartikel, die Wellenperiode, die signifikante Wellenhöhe sowie die daraus resultierende kritische Orbitalgeschwindigkeit für den Bewegungsbeginn ermittelt (s. a. BAGNOLD, 1963; BONNEFILLE & PERNECKER, 1966).

Der von der Nordsee kommende langwellige Seegang wird stark gestört und hat bereits einen Großteil seiner Energie verloren, wenn er die Seegats zwischen den Inseln passierend auf die flachen Wattgebiete trifft (DETTE, 1977). Die entstehende Energiestreuung hängt im wesentlichen von der Bodenreibung ab. Nachdem die Wellenfronten das Seegat erreicht haben, ändern sich die Bedingungen für die Ausbreitung der Wellen drastisch, da ab hier die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit eine reine Funktion der Wassertiefe ist. Diese schwankt im Wattgebiet bei mittlerem Hochwasser von über 5 m in kleineren Prielen bis zu 1.20 m auf den Wattflächen. Es tritt aufgrund des kontinuierlich abnehmenden Wellenhöhe/Wellenlänge-Verhältnisses an den Platenrändern, also beim Übergang von Priel zu Plate bzw. Wattfläche kaum Wellenbrechung auf. Bei diesen intermediären Wassertiefen zwischen $\lambda/2$ und $\lambda/20$ berühren die Wellen den Untergrund und die vertikale Bewegung in den Orbitalbahnen wird verzögert (z.B. MORRISON & CROOKE, 1953; JONSSON, 1966). Die Amplitude A_b der horizontalen Wasserbewegung ist dabei an der Sohle geringer als an der Oberfläche und ergibt sich aus:

$$A_b = a / (\sinh (2\pi h / \lambda)) \quad [26]$$

mit a = Amplitude der Oberflächenwellenbewegung (z.B. DYER, 1986). Die maximale Orbitalgeschwindigkeit u_0 ist dann:

$$u_0 = 2\pi a / (T_w \sinh 2\pi h / \lambda) \quad [27]$$

mit T_w = Wellenperiode

Diese Gleichung stellt die lineare AIRY-Wellengleichung dar, die im folgenden vereinfacht als Berechnungsgrundlage dient. HETEREN & STIVE (1985) fanden heraus, daß die mit dieser Gleichung berechneten Geschwindigkeiten bis zu 25% höher sind als tatsächlich gemessene Geschwindigkeiten.

Nach DEAN (1986) ermöglicht diese Gleichung aber gut angenäherte Aussagen über die bodennahen Werte der Orbitalgeschwindigkeiten in einem relativ weiten Bereich der Wellenhöhe (s.a. RIJN, 1993). Bei Flachwasserwellen ist die Orbitalgeschwindigkeit über die gesamte Tiefe konstant und ergibt sich vereinfacht aus:

$$u_o = H/2(g/h)^{0.5} \quad [28]$$

In Anlehnung an KOMAR (1974) und KOMAR & MILLER (1975) wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Computerprogramm entwickelt, mit dem für eine gegebene Sinkgeschwindigkeit bzw. der daraus berechneten hydraulischen Partikeldurchmesser und der Dichte sowohl des Sediments als auch des Transportmediums die kritische Orbitalgeschwindigkeit in Abhängigkeit verschiedener Kombinationen von Wellenhöhe zu Wassertiefe berechnet werden kann. Aus den umfangreichen Wellenaufzeichnungen von DELFT HYDRAULICS (1995) wurde die Periode des Nulldurchgangs für den Monat Juli 1994 direkt übernommen (Abb. 80) und für den Monat Januar 1994 näherungsweise abgeschätzt (Abb. 79) (s. a. SIEFERT, 1974; NIEMEYER, 1976 und 1986; DETTE, 1977; STEPHAN, 1980; DEN ADEL et al., 1991; DELFT HYDRAULICS, 1995 und 1996).

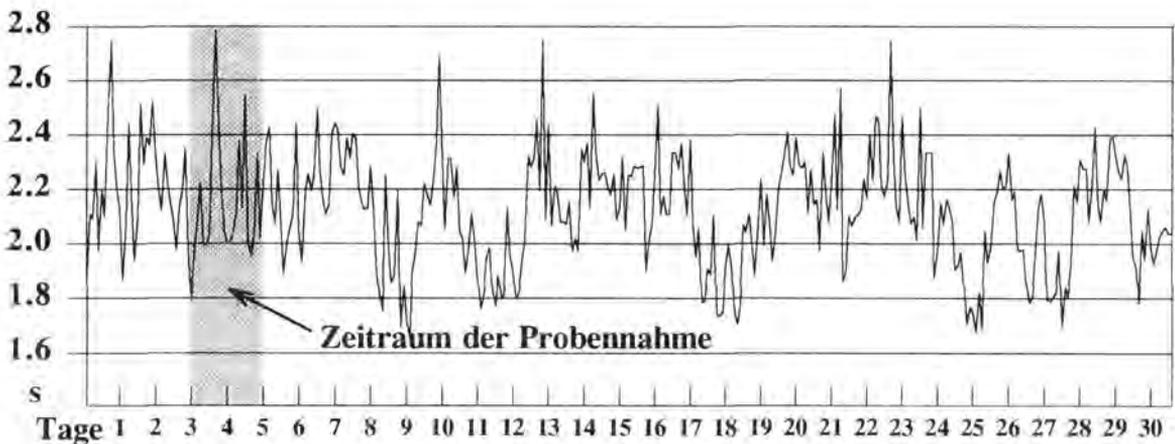


Abb. 79: Geschätzte Wellenperiode (Nulldurchgang) für Januar 1994.

Für den Monat Januar wurden die physischen Durchmesser 63 μm , 88 μm , 177 μm und 250 μm als Beispiel verwendet und für den Monat Juli die Durchmesser 48 μm , 68 μm , 138 μm und 196 μm , die exakt die gleiche Sinkgeschwindigkeit besitzen wie die entsprechend größeren Durchmesser im Winter. Neben dem Durchmesser des Partikels sind seine Dichte und die des Fluids in das Computerprogramm einzugeben.

Es werden dann für sämtliche Perioden ab 1 s in 10tel Sekundenintervalle mögliche Kombinationen aus Wassertiefe und Wellenhöhe berechnet bis das Verhältnis Wellenhöhe/Wassertiefe den Brechungsindex übersteigt (s. Kap. 4). Schließlich wird für jede dieser Kombinationen die kritische Orbitalgeschwindigkeit ermittelt, die nötig ist, um das entsprechende Partikel in Bewegung geraten zu lassen.

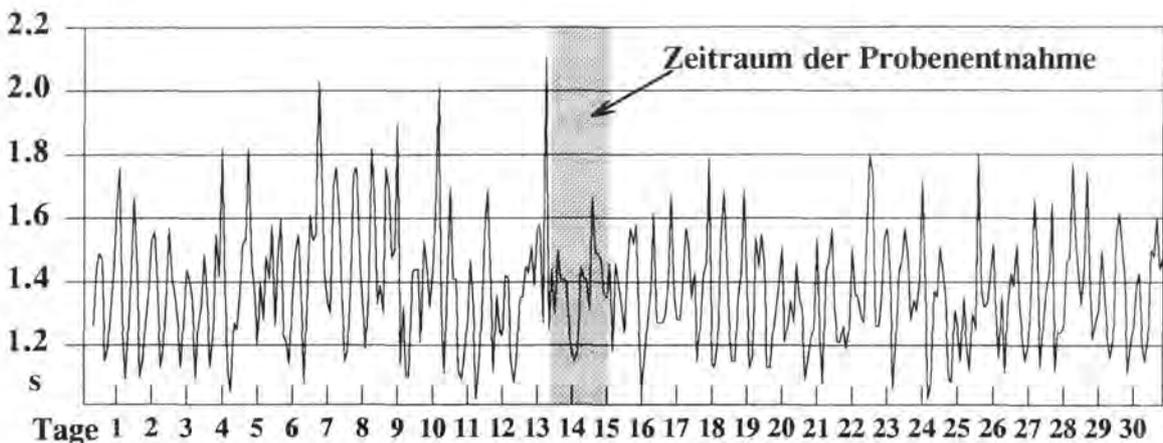


Abb. 80: Wellenperiode (Nulldurchgang) für Juli 1994 (Daten von DELFT HYDRAULICS, 1995).

Die Wellenperiode lag im Juli 1994 zur Zeit der Probennahme bei ca. 1.4 Sekunden, wobei eine kurzzeitige Erhöhung bis auf 2.1 Sekunden registriert worden ist (s. DELFT HYDRAULICS, 1995). Für die Beprobung im Januar 1994 hingegen wurde die Periode mit etwa 2.2 Sekunden berechnet. Die Messungen stammen aus der Accumersieler Balje mit einer Wassertiefe von durchschnittlich etwa 5m. Da sich auf die Wattflächen kein derartiger Seegang ausbreiten kann (z.B. SIEFERT, 1974) ist hier die Wellenperiode als geringer anzunehmen. Desweiteren ist der Dämpfungsfaktor im Untersuchungsgebiet sehr stark, so daß derartige Übersteigungen, wie sie für den Juli registriert worden sind, sehr kurzweilig sind.

Aus der mit dem Computerprogramm (s. o.) erstellten Tabelle 3 ist ersichtlich, daß die entsprechend größeren Partikel im Winter unter viskoserer Bedingungen des Seewassers eine höhere Orbitalgeschwindigkeit benötigen als die kleineren Partikel gleicher Sinkgeschwindigkeit im Sommer. Unter identischen wellenenergetischen Sommer- und Winterbedingungen wären zweifellos die entsprechenden Partikel im Sommer weitaus mobiler als im Winter. Unter der Annahme gleicher Wassertiefe sind im Sommer für Partikel

mit hydraulisch identischem Sinkverhalten aufgrund der kleineren Periode höhere Wellen erforderlich als im Winter.

So wird beispielsweise im Januar bei einer Periode von $T_w = 2.2$ s und Wellenhöhen von $H = 0.20$ m ein Partikel von $250 \mu\text{m}$ Durchmesser in Wassertiefen bis zu 1.712 m mobilisiert (Tab. 3, doppelt eingerahmter Bereich, $u_m = 12.6$ cm/s). Ein Transport des entsprechenden Partikels im Sommer erfordert bei etwa gleicher Tiefe eine Wellenhöhe von mindestens 0.30 m, obwohl die Orbitalgeschwindigkeit geringer ist ($u_m = 10.3$ cm/s). Es ist also zum einen im Sommer die Transportwahrscheinlichkeit geringer und zum anderen ist die Dauer der Transportphase im Sommer wesentlich kürzer. Der Grund ist, daß im Sommer die Wellen wegen ihrer kürzeren Periode nur in geringeren Tiefen die entsprechende Energie erzeugen, die zum Transportbeginn der einzelnen Partikel erforderlich ist. Der Effekt des unterschiedlichen Mobilisationsverhaltens nimmt mit Verringerung der Partikeldurchmesser ab (Tab. 3: $177 \mu\text{m}/88 \mu\text{m}$ -Vergleich). Da die Transportwahrscheinlichkeit bei kleineren Partikeln deutlich zunimmt (MILLER & ZEIGLER, 1973), ist z.B. der Unterschied zwischen den Fraktionen $63 \mu\text{m}$ und $48 \mu\text{m}$, die unter entsprechenden Winter- bzw. Sommer-Bedingungen dieselbe Sinkgeschwindigkeit besitzen, kleiner als beim $250 \mu\text{m}/196 \mu\text{m}$ Vergleich. Der Einfluß des Seegangs auf den Sedimentkörper ist in den Sommermonaten geringer als in den Wintermonaten. Die Betrachtung eines individuellen Sedimentpartikels mit variabler Sinkgeschwindigkeit im Gegensatz zur Sedimentfazieszone mit identischen Sinkgeschwindigkeiten und variablen Partikeldurchmessern liefert das gleiche Ergebnis. Ein $63 \mu\text{m}$ -Partikel ist unter winterlich-höherdynamischen Bedingungen mit Perioden um 2 s nahezu ständig mobil ($u_m = 8.0$ cm/s). Dagegen sind im Sommer auch unter geringeren kritischen Orbitalgeschwindigkeiten ($u_m = 7.0$ cm/s), die Reichweite der beschleunigenden Kräfte auf geringere Wassertiefen begrenzt (Tab. 3: grau markierter Bereich).

Tab. 3: (folgende Seite) Variation des Wellenhöhen(H)/Wassertiefen(h)-Verhältnisses bei verschiedenen Wellenperioden (T). Man beachte die variierende Orbitalgeschwindigkeit (u_m) bei den Partikeln, die jeweils im Januar und Juli identische Sinkgeschwindigkeiten besitzen ($250 \mu\text{m} = 196 \mu\text{m}$, $177 \mu\text{m} = 138 \mu\text{m}$, $88 \mu\text{m} = 68 \mu\text{m}$, $63 \mu\text{m} = 48 \mu\text{m}$).

Jan.	250 μ m	Jul.	196 μ m	Jan.	177 μ m	Jul.	138 μ m	Jan.	88 μ m	Jul.	68 μ m	Jan.	63 μ m	Jul.	48 μ m
um	T	um	T	um	T	um	T	um	T	um	T	um	T	um	T
12.2	2.0	9.5	1.2	10.9	2.0	8.5	1.2	8.6	2.0	6.7	1.2	7.7	2.0	6.0	1.2
H	h	H	h	H	h	H	h	H	h	H	h	H	h	H	h
10.0	84.0	10.0	58.3	10.0	95.0	10.0	62.8	10.0	118.5	10.0	71.8	10.0	130.2	10.0	76.2
20.0	155.0	20.0	84.6	20.0	167.3	20.0	89.0	20.0	192.1	20.0	97.7	20.0	203.9	20.0	102.0
30.0	198.2	30.0	99.6	30.0	210.3	30.0	103.9	30.0	234.6	30.0	112.5	30.0	246.1	30.0	116.7
40.0	228.3	9.8	1.3	40.0	240.3	8.7	1.3	40.0	264.3	6.9	1.3	40.0	275.6	6.1	1.3
50.0	251.4	10.0	63.6	50.0	263.3	10.0	68.9	50.0	287.0	10.0	79.5	50.0	298.3	10.0	84.7
60.0	270.1	20.0	94.6	60.0	281.9	20.0	99.8	60.0	305.5	20.0	110.0	60.0	316.7	20.0	115.1
70.0	285.8	30.0	112.3	70.0	297.5	30.0	117.4	70.0	321.1	30.0	127.5	70.0	332.3	30.0	132.5
80.0	299.4	10.0	1.4	80.0	311.0	8.9	1.4	80.0	334.5	7.1	1.4	80.0	345.7	6.3	1.4
12.4	2.1	10.0	68.6	11.1	2.1	10.0	74.7	8.8	2.1	10.0	87.1	7.8	2.1	10.0	93.1
10.0	86.1	20.0	104.7	10.0	97.8	20.0	110.7	10.0	123.3	20.0	122.6	10.0	136.0	20.0	128.5
20.0	163.3	30.0	125.3	20.0	176.8	30.0	131.2	20.0	204.2	30.0	143.0	20.0	217.2	30.0	148.7
30.0	210.9	40.0	139.7	30.0	224.3	40.0	145.5	30.0	251.2	40.0	157.2	30.0	263.9	40.0	162.9
40.0	244.3	10.3	1.5	40.0	257.5	9.1	1.5	40.0	284.0	7.2	1.5	40.0	296.6	6.4	1.5
50.0	269.8	10.0	73.3	50.0	282.9	10.0	80.3	50.0	309.1	10.0	94.4	50.0	321.6	10.0	101.4
60.0	290.5	20.0	114.7	60.0	303.5	20.0	121.6	60.0	329.6	20.0	135.5	60.0	342.0	20.0	142.2
70.0	307.8	30.0	138.5	70.0	320.8	30.0	145.3	70.0	346.7	30.0	158.8	70.0	359.1	30.0	165.5
80.0	322.8	40.0	155.1	80.0	335.7	40.0	161.8	80.0	361.6	40.0	175.2	80.0	373.9	40.0	181.8
90.0	336.0	10.5	1.6	90.0	348.8	9.3	1.6	90.0	374.6	7.4	1.6	90.0	386.9	6.6	1.6
12.6	2.2	10.0	77.6	11.2	2.2	10.0	85.5	8.9	2.2	10.0	101.6	8.0	2.2	10.0	109.5
10.0	88.0	20.0	124.7	10.0	100.3	20.0	132.6	10.0	127.7	20.0	148.4	10.0	141.5	20.0	156.1
20.0	171.2	30.0	151.9	20.0	186.0	30.0	159.6	20.0	216.1	30.0	175.1	20.0	230.4	30.0	182.7
30.0	223.5	40.0	170.9	30.0	238.2	40.0	178.5	30.0	267.9	40.0	193.8	30.0	281.9	40.0	201.3
40.0	260.2	50.0	185.4	40.0	274.8	50.0	193.0	40.0	304.0	50.0	208.2	40.0	317.8	50.0	215.7
50.0	288.3	10.7	1.7	50.0	302.7	9.5	1.7	50.0	331.6			50.0	345.4	6.7	1.7
60.0	311.1	10.0	81.6	60.0	325.4	10.0	90.4	60.0	354.1	Jul.	63 μ m	60.0	367.7	10.0	117.4
70.0	330.2	20.0	134.6	70.0	344.4	20.0	143.6	70.0	373.0	um	T	70.0	386.6	20.0	170.2
80.0	346.7	30.0	165.4	80.0	360.8	30.0	174.2	80.0	389.3	6.5	1.2	80.0	402.8	30.0	200.3
12.8	2.3	40.0	186.9	11.4	2.3	40.0	195.5	9.0	2.3	10.0	72.9	9.0	2.3	10.0	72.9
10.0	89.8	50.0	203.4	10.0	102.6	50.0	212.0	10.0	131.7	20.0	98.8	10.0	146.6	6.8	1.8
20.0	178.8	60.0	216.7	20.0	194.9	60.0	225.3	20.0	227.8	30.0	113.6	10.0	146.6	6.8	1.8
80.0	370.9	10.9	1.8	30.0	252.1	9.7	1.8	20.0	284.6	6.7	1.3	20.0	243.5	10.0	125.0
13.0	2.4	10.0	85.2	40.0	292.1	20.0	154.4	30.0	284.6	6.7	1.3	20.0	243.5	10.0	125.0
10.0	91.8	20.0	144.4	50.0	322.8	30.0	188.9	40.0	324.1	10.0	80.8	30.0	300.0	20.0	184.4
20.0	186.1	30.0	179.0	60.0	347.6	40.0	212.9	50.0	354.5	20.0	111.3	40.0	339.3	30.0	218.2
80.0	395.5	40.0	203.2	70.0	368.4	50.0	231.4	60.0	379.0	30.0	128.8	50.0	369.5	40.0	242.0
13.2	2.5	50.0	221.7	11.6	2.4	60.0	246.3	70.0	399.7	6.9	1.4	60.0	394.0	50.0	260.2
10.0	90.1	60.0	236.7	10.0	104.6	70.0	258.9	9.2	2.4	10.0	88.6	70.0	414.6	60.0	275.1
20.0	193.0	70.0	249.4	20.0	203.6			10.0	135.4	20.0	124.1	8.2	2.4	70.0	287.6
70.0	399.1			30.0	265.8			20.0	239.4	30.0	144.4	10.0	151.3		
13.3	2.6			40.0	309.5			30.0	301.3	40.0	158.7	20.0	256.5		
10.0	91.2			50.0	343.0			40.0	344.5	7.0	1.5	30.0	318.1		
20.0	199.5			60.0	370.1			50.0	377.6	10.0	96.2	40.0	361.0		
60.0	395.6			11.7	2.5			60.0	404.4	20.0	137.2	50.0	394.0		
13.5	2.7			20.0	211.9			9.3	2.5	30.0	160.5	60.0	420.7		
10.0	92.0			30.0	279.4			10.0	138.7	40.0	176.9	8.3	2.5		
20.0	205.7			40.0	327.0			20.0	250.7	7.2	1.6	10.0	155.6		
50.0	382.4			50.0	363.4			30.0	318.0	10.0	103.6	20.0	269.2		
13.7	2.8			11.9	2.6			40.0	365.0	20.0	150.4	30.0	336.2		
10.0	92.4			10.0	108.7			50.0	401.0	30.0	177.1	40.0	383.0		
20.0	211.5			20.0	219.9			9.4	2.6	7.3	1.7	50.0	418.8		
50.0	401.3			50.0	383.8			10.0	141.7	10.0	110.7	8.4	2.6		
				12.0	2.7			20.0	261.7	20.0	163.7	10.0	159.6		
				10.0	106.7			30.0	334.6	30.0	193.9	20.0	281.8		
				20.0	227.5			40.0	385.6	40.0	215.1	30.0	354.4		
				50.0	404.4			50.0	424.6	50.0	231.4	40.0	405.1		

7.2.3. Schubspannungsgeschwindigkeit

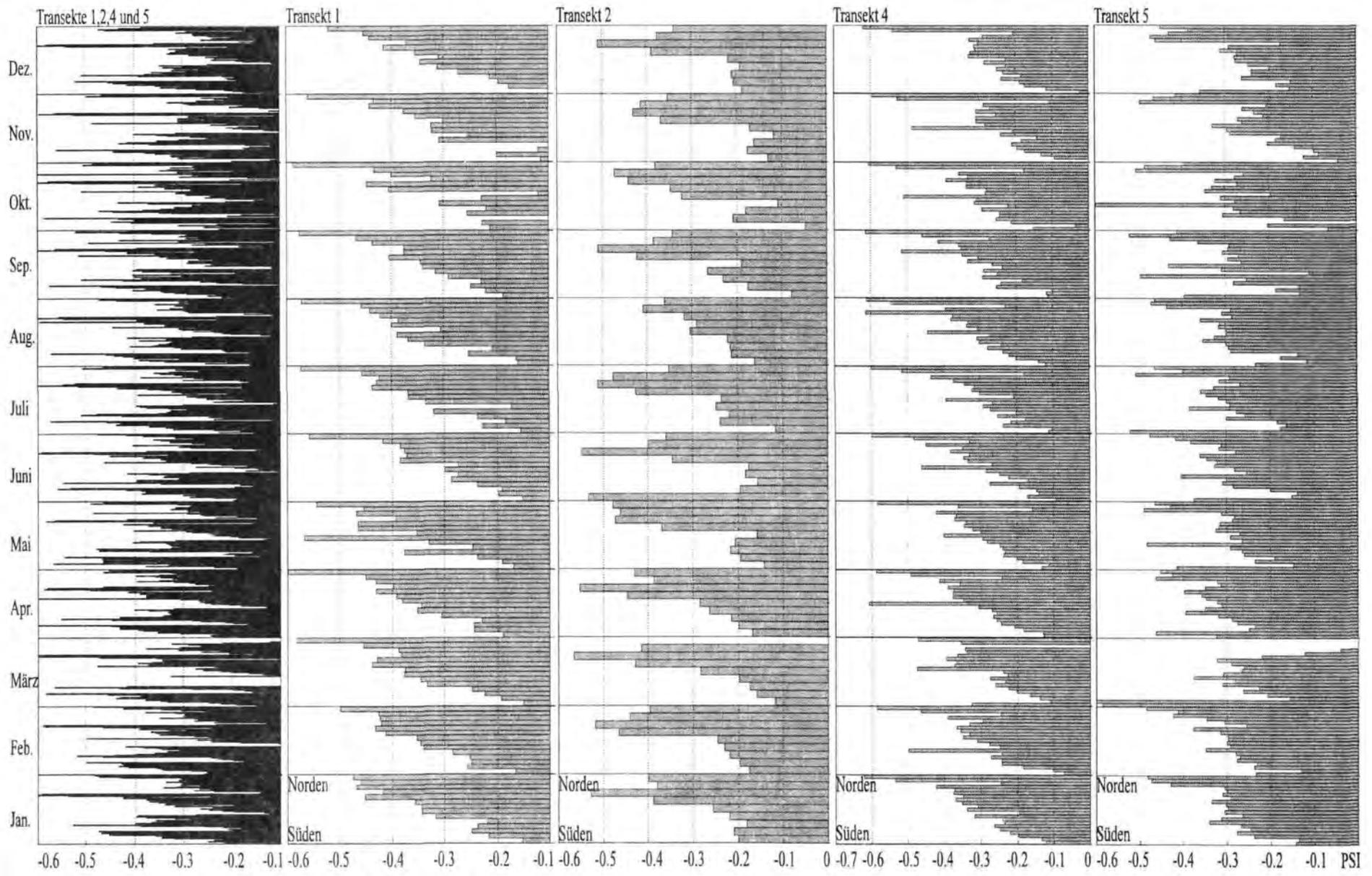
Unter Benutzung des gleichen Verfahrens, nach dem die monatlich unterschiedlichen Sinkgeschwindigkeiten berechnet wurden, konnte auch die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit mit der in Kapitel 6 hergeleiteten Gleichung berechnet werden. Für die einzelnen wasserphysikalischen Parameter wurden die Werte der Tabelle 2 herangezogen. Die Berechnung der Dichte und der kinematischen Viskosität beruhen ebenfalls auf den in Kapitel 6 entwickelten Gleichungen.

Temperatur	Salinität	dyn. Visk.	Dichte	Kin. Visk	Monate
°C	‰	cSt	g/cm ³	cP	
4.1	2.6	1.5771	1.0027	1.5728	Januar
5.3	2.7	1.5197	1.0026	1.5157	Februar
6.5	2.7	1.4653	1.0025	1.4617	März
8.0	2.9	1.4018	1.0025	1.3984	April
12.2	3.1	1.2433	1.0019	1.2409	Mai
16.4	3.3	1.1104	1.0012	1.1091	Juni
24.7	3.0	0.9085	0.9988	0.9096	Juli
21.1	3.3	0.9871	1.0001	0.9871	August
16.0	3.0	1.1214	1.0011	1.1202	September
10.2	2.9	1.3150	1.0021	1.3123	Oktober
8.9	2.8	1.3651	1.0022	1.3620	November
7.2	2.7	1.4349	1.0024	1.4315	Dezember

Tab. 4: Saisonale Entwicklung der physikalischen Eigenschaften des Seewassers in 1994 als Berechnungsgrundlage des Sedimenttransports.

Wie bereits im Kapitel 5 erläutert, wurde die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit aus der mittleren Sinkgeschwindigkeit berechnet. Schon in der flächenhaften Darstellung, welche für einen einzigen Zustand des Transportmediums erstellt wurde, zeigen die Verteilungsmuster beider Geschwindigkeiten keine generelle Kongruenz. Der Unterschied wird noch deutlicher bei der räumlich-zeitlichen Variabilität. Während im Jahresverlauf die mittlere Sinkgeschwindigkeit zunächst leicht zunimmt und zum Jahresende hin rückläufig ist, weist die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit kleinere Schwankungen auf. Die Zunahme der Schubspannungsgeschwindigkeit in den wärmeren Sommermonaten bewegt sich in einem Bereich von 0.3 cm/s (Abb. 81).

Abb. 81: (folgende Seite) Variabilität der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} in Psi im Einzugsgebiet der Accumer Ee in 1994.



Betrachtet man die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit in der durch die Psi-Einteilung hochauflösenden Darstellung entlang der einzelnen Transekte, so werden recht unterschiedliche Entwicklungen sichtbar (Abb. 81). Auf dem ersten Transekt scheint die Schubspannungsgeschwindigkeit im Jahresverlauf leicht zuzunehmen, wobei auch der Gradient vorübergehend steiler wird. Hingegen nimmt die Geschwindigkeit entlang des zweiten und dritten Transekts leicht ab, ohne eine sichtbare Veränderung des Gradienten aufzuweisen. Eine ähnliche Situation besteht bei den beiden östlichsten Transekten, wobei auch hier der Gradient etwas steiler wird.

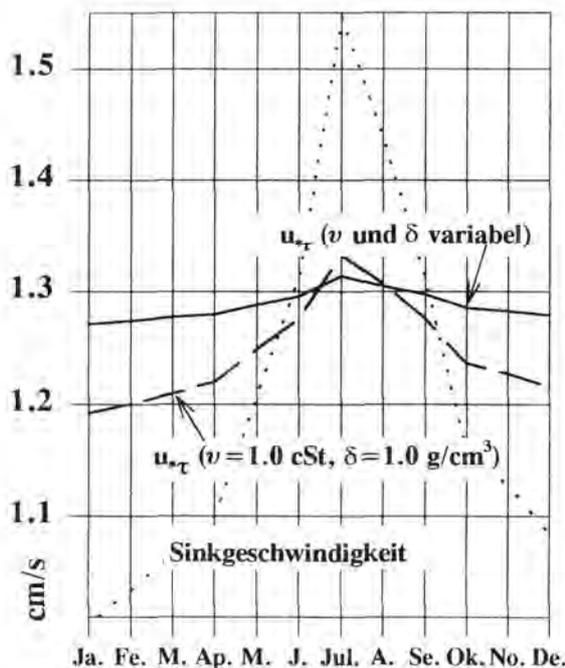


Abb. 82: Durch die Sinkgeschwindigkeit variierende kritische Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} für konstante und veränderliche Viskosität und Dichte (Erl. im Text).

Insgesamt liegen die Schwankungen der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit im gesamten Untersuchungsgebiet im Jahresverlauf in einem eng begrenzten Bereich. Dies erscheint vor dem Hintergrund der rein rechnerischen Ermittlung dieser Grundgröße auch einleuchtend. Denn erfolgt die Berechnung der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit allein auf der Basis des physischen Partikeldurchmessers oder sogar der Partikelsinkgeschwindigkeit, so ziehen höhere Sinkgeschwindigkeiten auch höhere Schubspannungsgeschwindigkeiten nach sich. Ein Partikel, welches beispielsweise im Sommer eine Sinkgeschwindigkeit von 0.8 cm/s besitzt, benötigt im Sommer eine entsprechend höhere Schub-

spannungsgeschwindigkeit, um in Transport zu gelangen als im Winter mit einer Sinkgeschwindigkeit von 0.5 cm/s. Nun ändert sich aber nicht nur das Sinkverhalten des Partikels, sondern auch die Eigenschaften des Transportmediums im Laufe des saisonalen Zyklus. Diese Änderungen der Viskosität und der Dichte werden bei der Berechnung durch die Gleichung [25] in Kapitel 6.4. berücksichtigt. Die Abbildung 82 zeigt exemplarisch für ein 0.149 mm-Quarzpartikel den Jahresverlauf sowohl seiner Sinkgeschwindigkeit als auch seiner kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit.

Unter der Annahme einer konstanten Viskosität und Dichte würden sich deutliche Unterschiede in der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit ergeben. Die Variabilität der Viskosität und der Dichte sind aber die Voraussetzung für die Sinkgeschwindigkeitsunterschiede. Wie man der Abbildung weiterhin entnehmen kann, sorgen die physikalischen Eigenschaften für eine Kompensierung der Unterschiede in der Schubspannungsgeschwindigkeit. Die physikalischen Eigenschaften des Seewassers ermöglichen unterschiedliche Sinkgeschwindigkeiten, aber verringern gleichzeitig Unterschiede der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeiten.

Ein deutlicher Unterschied zwischen den Januar- und den Julibedingungen ergibt sich, wenn man die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit gegen die Sinkgeschwindigkeit aufträgt. Dieses Verhältnis verschiebt sich bei zunehmender Erwärmung des Transportmediums deutlich zu Gunsten der Schubspannungsgeschwindigkeit. Die Sedimente besitzen also im Sommer eine höhere Schubspannungsgeschwindigkeit als im Winter und sind demnach allein aufgrund der Temperatur im Sommer wesentlich immobil. Sowohl die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit als auch die Sinkgeschwindigkeit nehmen im Sommer zu.

Die relative Immobilität des Sediments wächst aber mit der Temperatur, da sich die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit im Gegensatz zur Sinkgeschwindigkeit nur geringfügig erhöht. Folglich nimmt die Lagestabilität zu (Abb. 83).

Bei Betrachtung der saisonalen Entwicklung von kritischer Schubspannungsgeschwindigkeit und Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom physischen Partikeldurchmesser (Abb. 84) zeigt sich für den Bereich zwischen 2.75 Φ und 3.00 Φ eine interessante Situation. Für den Durchmesser 2.75 Φ ist ab etwa $T = 15.5^\circ\text{C}$ die Sinkgeschwindigkeit größer als die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit. Dieser Punkt verschiebt sich mit steigenden Temperaturen in Richtung abnehmender Durchmesser.

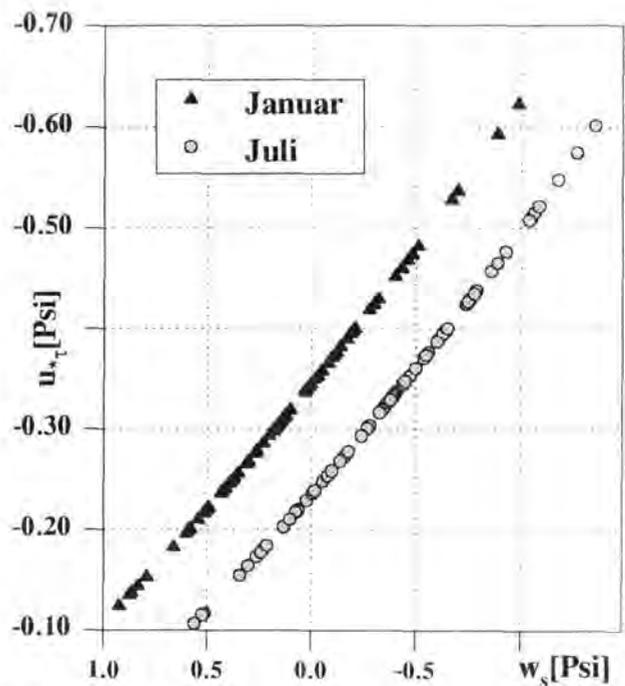


Abb. 83: Verhältnis von kritischer Schubspannungsgeschwindigkeit u_c zur Sinkgeschwindigkeit w_s für die Monate Januar und Juli.

Dabei ist bei etwa 2.92 Phi mit $T = 24^\circ\text{C}$ die maximale gemessene Temperatur erreicht. Speziell dieses Korngrößenspektrum liegt damit im stärkeren Einflußbereich der Temperatur- und Dichteschwankungen. Die physikalischen Eigenschaften sind allein in der Lage den potentiellen Bewegungsbeginn eines Partikels mit einem physischen Durchmesser zwischen 2.75 Phi und 2.92 Phi zu steuern.

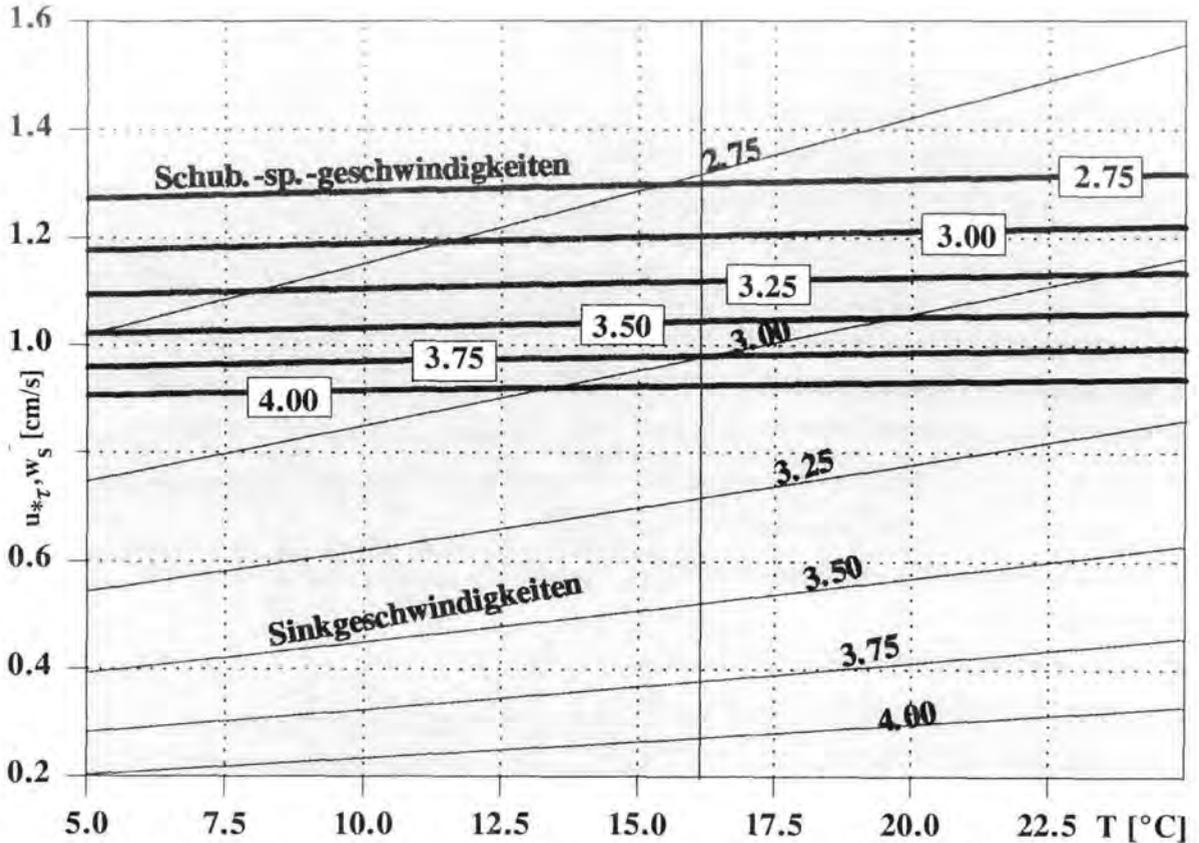


Abb. 84: Kritische Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} und Sinkgeschwindigkeit für die physischen Quarzpartikeldurchmesser zwischen 2.75 Phi und 4.00 Phi (0.149 mm und 0.063 mm) bei verschiedenen Temperaturen.

7.2.4. Transportmodus

Für die Gestaltung und Modifizierung der einzelnen Sedimentfazieszonen ist nicht nur die Transportwahrscheinlichkeit entscheidend, sondern auch der Modus in dem die einzelnen Partikel transportiert werden. Von zahlreichen Verfahren den Transportmodus eines Sediments zu beschreiben, ist noch immer das Modell von PASSEGA (1957) das am häufigsten verwendete. Nach diesem wird in einem Koordinatensystem jeweils das größte Perzentil einer Korngrößenverteilung gegen den Medianwert (s. Kap 2.5.) aufgetragen. Nach Abbildung 85 können für die Oberflächensedimente im Untersuchungsgebiet näherungsweise die Mittelwerte verwendet werden, da diese sich nur geringfügig von den Medianwerten unterscheiden.

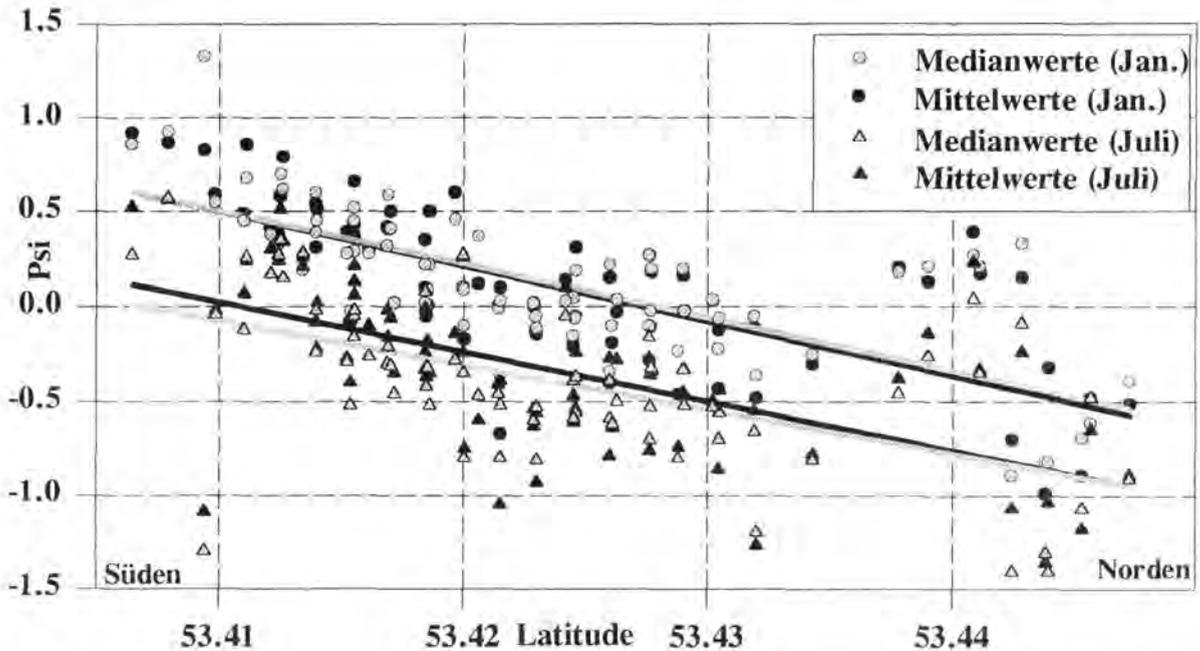


Abb. 85: Verhältnis der Median- zu den Mittelwerten der Sinkgeschwindigkeit für Januar- und Juli-Proben.

Das sogenannte C-M-Diagramm läßt sich auf empirischer Basis in verschiedene Transportzonen unterteilen und zwar in eine uniforme Suspension, eine gradierte Suspension, eine obere bodennahe Suspension, eine untere bodennahe Suspension und eine Bodenfracht. Durch diese Einteilung kann jedes Sediment einem Transportmodus zugeordnet werden. Ursprünglich bestand die Skala des Diagramms aus einer Millimeteereinteilung. Die für die Einteilung in Phi erforderlichen Grenzen sind 2.3 Phi, 1.3 Phi, 0.65 Phi und 0.0 Phi (PASSEGA, 1964).

Da diese Einordnung der C-M-Verhältnisse in verschiedene Transportmodi auf physische Partikeldurchmesser zurückgeht, ist eine Anwendung auf Sinkgeschwindigkeiten nicht ohne weiteres möglich. Man kann jedoch zunächst die Grenzen in mm unter Verwendung des amerikanischen Standards (s. Kap. 5) in entsprechende Psi-Werte der Sinkgeschwindigkeit umrechnen. Man erhält dann die Grenzen -1.43 Psi, -2.76 Psi, -3.44 Psi und -4.01 Psi.

Die Bestimmung des Transportmodus' beruht nach PASSEGA (1957, 1964) auf dem Größenverhältnis der großen Partikel zu den mittelgroßen Partikeln eines Sediments. Dieses Verhältnis ist für eine Sedimentprobe immer gleich. Zwangsläufig wäre auch der Modus in dem das Sediment unter identischen hydrodynamischen Bedingungen transportiert wird immer gleich. Das heißt, gleiche Verhältnisse der größten zu den mittelgroßen Partikeln verschiedener Sedimente deuten auf einen identischen Transportmodus hin. Diese Situation ändert sich nur, wenn die Korngrößenverteilung und damit das Sediment selbst verändert wird.

Bei der Darstellung in Sinkgeschwindigkeiten kann die C-M-Darstellung mit dem Verhältnis zwischen den Partikeln mit den höchsten Sinkgeschwindigkeiten und den Partikeln mit mittleren Sinkgeschwindigkeiten eines Sediments umschrieben werden.

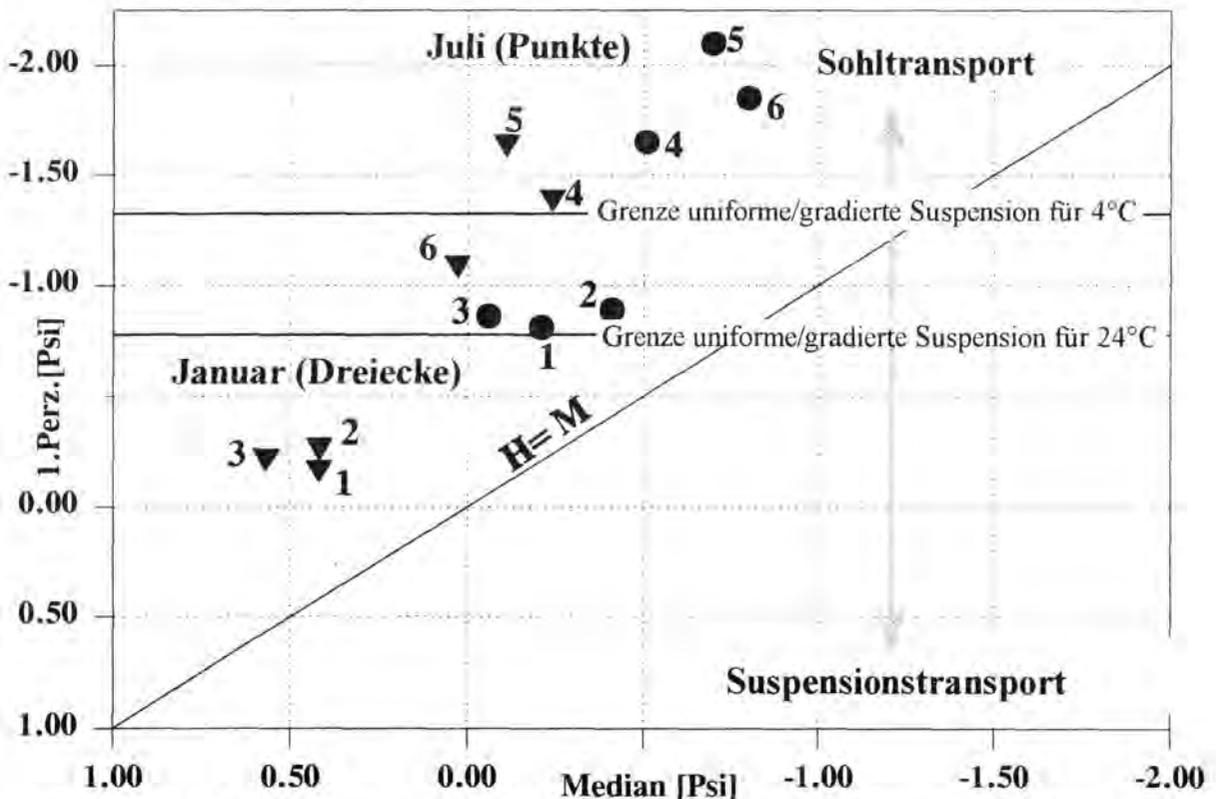


Abb. 86: H-M-V-Diagramm (Highest-Median-Velocity) zur Ermittlung des Transportmodus' auf der Basis von Sinkgeschwindigkeiten.

Bei dem Diagramm für Sinkgeschwindigkeiten werden nun nicht die Buchstaben C und M, sondern H für den höchsten und M für den medialen Wert der Sinkgeschwindigkeit einer Verteilung verwendet. Erst diese Transformation des PASSEGA-Modells in Geschwindigkeiten zeigt, daß ein und dasselbe Sediment ohne Veränderung der Partikelverteilung doch in unterschiedlichen Modi transportiert werden kann. Wird nämlich ein Sediment bei verschiedenen Wassertemperaturen transportiert und abgelagert, so ergeben sich unterschiedliche Verhältnisse der jeweils höchsten Sinkgeschwindigkeiten zu den modalen Sinkgeschwindigkeiten. Das Verhältnis zwischen beiden ist somit nicht konstant.

Für die Abbildung 86 wurden jeweils sechs Proben bei $T = 5^{\circ}\text{C}$ und $S = 3.0\%$ Salinität und bei $T = 24^{\circ}\text{C}$ und ebenfalls $S = 3.0\%$ analysiert. Ein und dasselbe Material zeigt zweifellos den Trend, im niederviskosen Transportmedium näher an der Sohle transportiert zu werden. Dies erscheint einleuchtend, denn ein Partikel mit geringeren Sinkgeschwindigkeiten bei höherviskosem Transportmedium kann länger in Suspension gehalten werden als bei höheren Sinkgeschwindigkeiten. Das gilt in Abhängigkeit vom Widerstand beim Bewegungsbeginn, zumal auch die Dicke der laminaren Grenzschicht durch variable Viskositäten schwankt. Nach DYER (1982) gilt für die Dicke der laminaren Grenzschicht Δ :

$$\Delta = \sqrt{v T_w / 2\pi^2} \text{ [cm]} \quad [28]$$

mit v = kinematische Viskosität [cSt], T_w = Wellenperiode [s].

Selbst bei konstanten hydrodynamischen Bedingungen ist nach Gleichung [28] die laminare Grenzschicht im Winter dicker als im Sommer, was nicht ohne Einfluß auf die Art des Transportbeginns des Sediments bleibt. In einem zäheren Medium ist also eine bodennahe Suspension eher ermöglicht als in einem weniger viskosem Medium. Partikel, die in Transport geraten und in der dickeren, laminaren Grenzschicht transportiert werden, gelangen auf diese Art in „höhere“ Wasserschichten. Sie bewegen sich in größerer Distanz von der Sohle und werden aufgrund der dort herrschenden höheren Strömungsgeschwindigkeiten über eine größere Entfernung hinweg transportiert. Die Viskositätsunterschiede verursachen sicherlich keinen vollkommenen Wechsel des Transportmodus, aber eine mehr oder minder starke Varianz der Distanz von der Sohle in der das Sediment transportiert wird. Eine verringerte Sinkgeschwindigkeit verstärkt diesen Effekt.

Die einzelnen Grenzen der Transportmodi sind selbstverständlich nicht auf alle Sinkgeschwindigkeiten, die für beliebige Temperaturen ermittelt werden können, übertragbar. Die einzige zulässige Grenze, die auf das H-M-V-Diagramm für Sinkgeschwindigkeiten angewendet werden kann, ist diejenige für $T = 24^{\circ}\text{C}$. Denn sie gilt für die Umrechnung der Sinkgeschwindigkeiten in Äquivalentdurchmesser als Standard. Die Grenzlinie von -1.43 Psi in Abbildung 87 und 88 zeigt, daß die meisten Sedimente aus dem Untersuchungsgebiet fast das ganze Jahr über in einem bodennahen Suspensionsmodus transportiert werden. Sie sind der Sedimentoberfläche umso näher, je niederviskoser das Wasser wird. Selbst wenn diese Grenze nicht für alle Monate gilt, so gibt diese Darstellung doch eine Näherung für den Transportmodus an. Denn das H-M-V-Diagramm gibt lediglich ein Verhältnis wieder und je größer die Ausgangswerte sind, d.h. je niedriger die Sinkgeschwindigkeiten sind, umso höher ist die Wahrscheinlichkeit des Suspensionstransportes. Das Untersuchungsgebiet läßt sich in die deichnahen Insel- und Festlandswattflächen und die deichferneren intertidalen Platen unterteilen. Letztere zeigen erwartungsgemäß einen deutlich bodennaheren Sedimenttransport als das Material der deichnahen Wattflächen (Abb. 88).

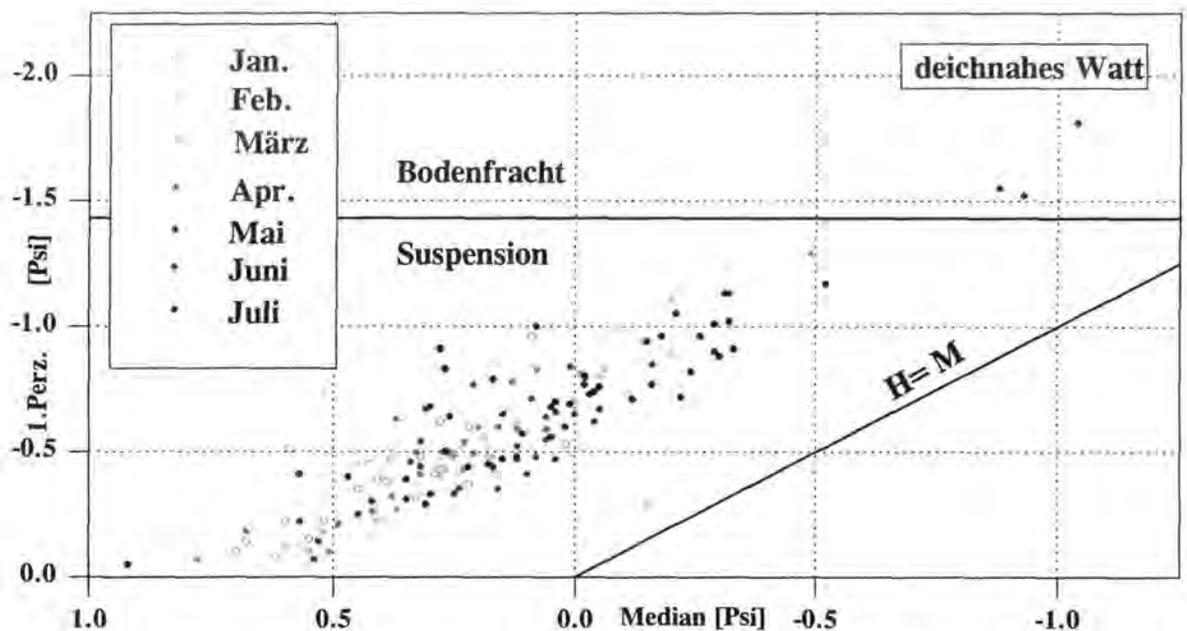


Abb. 87: Unterschiedlicher Transportmodus der Oberflächensedimente des deichnahen Wattgebiets von Januar bis Juli.

Betrachtet man nun das gesamte Spektrum der physischen Partikeldurchmesser, so lassen sich drei Bereiche unterscheiden. Zum einen gibt es Sedimente, die das ganze Jahr über als Bodenfracht transportiert werden, da die Sinkgeschwindigkeit für einen Suspensionstransport zu hoch ist. Ebenso kommen Sedimente vor, die fortwährend im Suspensionsmodus transportiert werden. Schließlich müssen solche Sedimente existieren, die von einer Bodenfracht im Sommer zu einer Suspensionsfracht im Winter wechseln. Daraus wird klar, daß ein Partikel auch bei konstanten hydrodynamischen Bedingungen allein aufgrund von Viskositätsschwankungen in verschiedenen Modi transportiert wird. Ein Sediment, welches sich in Suspension befindet, wird über weitaus größere Distanzen transportiert als es in der Bodenfracht möglich wäre. Schon allein daraus ergibt sich eine größere Lagestabilität des Sediments in den wärmeren Sommermonaten, ungeachtet der hydrodynamischen Unterschiede. Von diesem Phänomen sind vor allem Schlickaggregate betroffen, deren größerflächige Verteilung im Sommer durch eben diesen Mechanismus erklärt werden kann. Leider läßt sich dieser Effekt nicht in allen Teilen des Untersuchungsgebiets nachweisen, da das weitaus meiste Sediment im unteren Teil einer gradierten Suspension transportiert wird. Diese tendiert wegen der Schwerkraft zum Auffüllen von Senken oder Rinnen am Boden (PASSEGA, 1964), so daß zunächst nur hier die erweiterte Ablagerung von Aggregaten zu beobachten wäre.

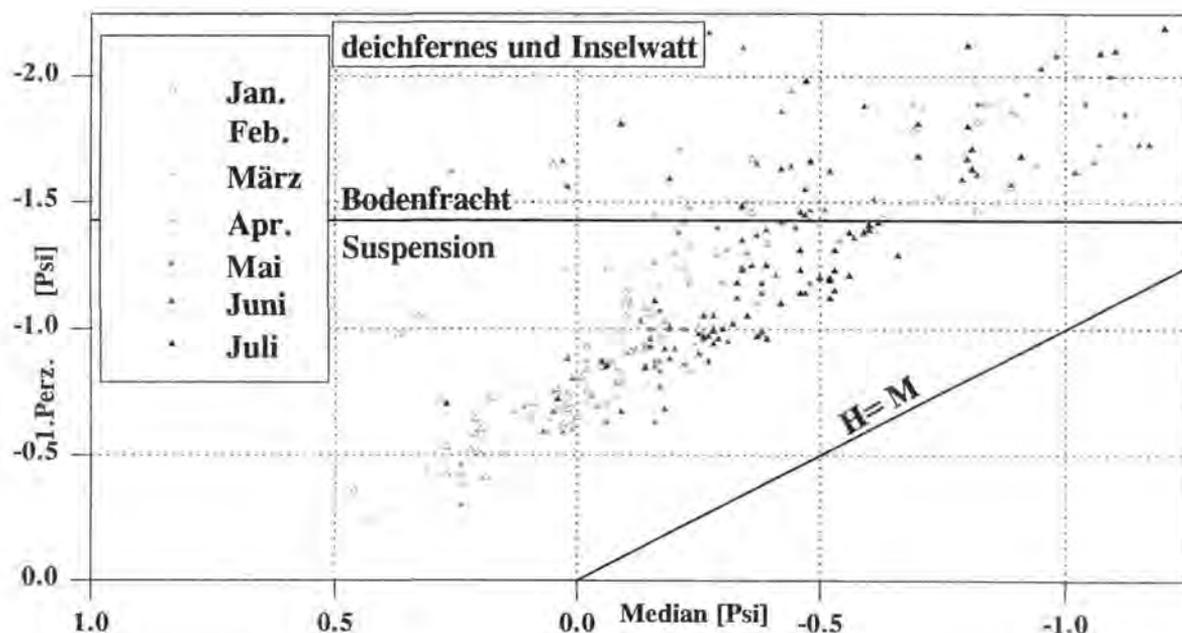


Abb. 88: Unterschiedlicher Transportmodus der Oberflächensedimente des deichfernen Wattgebiets von Januar bis Juli.

7.3. Zusammenfassung

1. Das Sinkgeschwindigkeitsspektrum ist im Sommer größer als im Winter. Diese Tatsache wird u.a. durch eine prozentuale Zunahme und eine großflächigere Ausdehnung von feinen Partikeln in den Oberflächensedimenten bestätigt. Dadurch ist auch der Sinkgeschwindigkeitsgradient im Sommer wesentlich steiler als im Winter.
2. Wie die Berechnungen gezeigt haben, unterscheiden sich die theoretischen Sinkgeschwindigkeiten zwischen Sommer- und Winterbedingungen recht deutlich. Dennoch sind die tatsächlich beobachteten Differenzen der mittleren Sinkgeschwindigkeiten monatlich entnommener Proben relativ gering, da der einmal erreichte Zustand nicht ohne weiteres umgekehrt werden kann.
3. Der Sortierungskoeffizient nimmt im Verlauf des Jahres kontinuierlich zu. Der Grad der Sortierung verschlechtert sich bei den deichnahen feinen Sedimenten im Jahresverlauf mehr als bei den deichfernen gröberen. Eine schlechtere Sortierung basiert hier auf der zusätzlichen Ablagerung von Feinfraktionen. Diese zusätzliche Ablagerung beruht nicht unbedingt auf einem Import von Fremdmaterial, sondern auf der simplen Erweiterung der Ablagerungsräume von Partikeln geringerer Sinkgeschwindigkeit. Das Material <0.063 mm (>4.0 Phi) kann dafür nicht allein verantwortlich sein, da es bei der Ermittlung der statistischen Parameter nicht berücksichtigt wird. Auch in der dokumentierten Korrelation zwischen Schiefe und Schlickgehalt und der mittleren Sinkgeschwindigkeit deutet sich der Eintrag feinerer Sedimente in deichferneren Arealen in den Sommermonaten an.
4. Die Schiefe verschiebt sich im Verlauf des Jahres kontinuierlich in positiver Richtung.
5. Der Anteil an Siebfraktionen <0.063 mm (<4.0 Phi) nimmt im Verlauf des Jahres leicht zu. Im Sommer erhöhen sich die Werte an identischen Stationen außerdem dehnen sich die Ablagerungsflächen des feinen Materials seewärts aus. Insgesamt bleiben demnach die Schlickfraktionen im Winter auf deichnahe Areale konzentriert, während im Sommer größere Mengen abgelagert werden, die sich dann auch großflächiger verbreiten als im Winter.

6. Die räumlich-zeitliche Variabilität einzelner 0.25-Psi-Fractionen nimmt mit abnehmender Sinkgeschwindigkeit zu. Vermutlich reagieren Partikel mit Sinkgeschwindigkeiten bis zu 0.80 cm/s auf die unterschiedlichen viskositäts- und dichteabhängigen Ablagerungsbedingungen. Diese Situation macht sich durch eine räumliche Konstanz der prozentualen Anteile dieser Fraktion bemerkbar.

7. Im Sommer ist die kritische Schubspannung aufgrund der gestiegenen Sinkgeschwindigkeit höher als im Winter. Im Sommer werden also nicht nur wegen der niedrigeren Energie wesentlich weniger Partikel bewegt als im Winter, sondern auch wegen deren höheren Schubspannung. Der Gradient in der Abnahme der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit in Richtung Festland bleibt im Gegensatz zur Sinkgeschwindigkeit im saisonalen Verlauf relativ konstant.

8. Es läßt sich zeigen, daß ein und dasselbe Sediment unter verschiedenen Viskositäten des Wassers in verschiedenen Modi transportiert werden kann. Es muß Partikel geben, die bei niedrigen Temperaturen und hohen Salinitäten als Suspensionsfracht transportiert werden, wohingegen sie bei hoher Temperatur und geringerem Salzgehalt eher zu einem Sohltransport tendieren.

9. Im Winter sind durch höhere Viskosität und Dichte stärkere Transportkräfte erforderlich, u.a. quantifizierbar an der kritischen Orbitalgeschwindigkeit. Dieses wird durch den höheren Energieeintrag im Winter kompensiert, wie die Wellenperiode und -höhe beweist. Das Muster der Energieverteilung bleibt aber im Jahresverlauf mehr oder minder konstant, so daß die Sinkgeschwindigkeitsbedingungen für jede Position im Ablagerungsraum ebenfalls konstant sind.

8. Der viskositäts- und dichtegesteuerte Sedimenttransport

8.1. Theoretische Sedimentverteilungen

Zunächst wird hier ein theoretisches, idealisiertes Schema der Variabilität der Sedimentverteilung beruhend auf Viskositäts- und Dichteunterschieden vorgestellt: Ein Quarzpartikel mit der Sinkgeschwindigkeit 0.52 cm/s wird zu Beginn des Jahres bei einer Wassertemperatur von $T = 3.0^\circ\text{C}$ nahe der Deichlinie abgelagert (Abb. 89). Mit zunehmender Erwärmung des Wassers im Laufe des Jahres erreicht dieses Partikel im Sommer bei einer Temperatur von $T = 24^\circ\text{C}$ schließlich eine Sinkgeschwindigkeit von 0.85 cm/s . Ein Quarzpartikel gleicher Dichte, das dagegen beim Sinkvorgang im Sommer in einer Sekunde 0.5 Zentimeter zurücklegt, fällt im Winter in einer Sekunde etwa 0.3 Zentimeter. Es benötigt für die gleiche Fallstrecke eine Zeit von 1.67 Sekunden, also mehr als das eineinhalbfache der Zeit, die der Sinkprozeß im Sommer dauert. Soll dieses Teilchen am gleichen Ort auch im Winter sedimentieren, so ist dafür eine zusätzliche Beschleunigung des Teilchens erforderlich. Andernfalls kann es nicht abgelagert werden und wird weiter transportiert. Die Differenz zwischen der seewärts verlagerten Sommerposition und der ursprünglichen Winterposition kann je nach Lage im Einzugsgebiet bis zu 500 Meter betragen (KRÖGEL & FLEMMING, 1995).

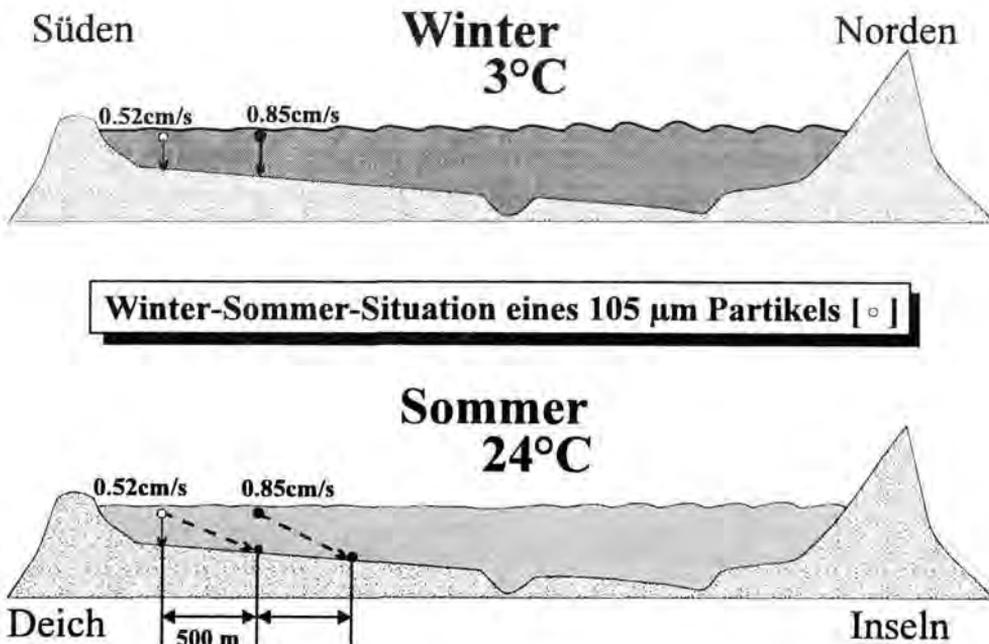


Abb. 89: Die Wirkung der variablen Sinkgeschwindigkeit auf die Ablagerungsposition der Sedimente im ostfriesischen Wattgebiet, gezeigt am Beispiel eines $105 \mu\text{m}$ -Partikels.

Mit anschließender Zunahme der Temperatur im weiteren Jahresverlauf erhöht sich die Sinkgeschwindigkeit des Partikels wieder und es kann aufgrund seines hydraulischen Verhaltens erneut abgelagert werden. Mit weiterer Wassererwärmung steigt die Sinkgeschwindigkeit immer mehr, so daß das Partikel auch zunehmend auf deichfernen Flächen zur Ablagerung kommen könnte. Eine anschließende Abkühlung des Wassers sorgt für die Umkehrung des Prozesses, der dann im darauffolgenden Jahr von neuem beginnt, wodurch der Zyklus geschlossen wäre. Die Voraussetzung für eine solche Richtungsänderung ist eine entsprechende Umkehrung bzw. Variabilität des Energiegradienten.

Wenn man die Sedimentzonierung auf der Basis von Sinkgeschwindigkeiten gliedert, dann erhält man für das gleiche Sediment im Sommer eine andere Zonierung als im Winter (vgl. Abb. 34 u. Abb. 66). Man sieht hieran unter anderem, daß die fazielle Einteilung eines Ablagerungsraumes keine Frage der physischen Partikeldurchmesser ist. Denn im Laufe des hier beschriebenen Vorgangs bleibt die physische Korngröße des Partikels konstant, es ändert sich lediglich sein Sinkverhalten aufgrund veränderter Eigenschaften des Transportmediums und damit der hydraulische Durchmesser.

Übertägt man diesen Zyklus auf alle Sedimentpartikel im Ablagerungsraum und setzt dabei eine saisonale Umkehrung des Netto-Energiegradienten voraus, so ergibt sich mit der Erwärmung des Wassers zunächst eine seewärtige Verlagerung sämtlicher Fazieszonen und mit der Abkühlung des Wassers wieder eine deichwärtige Verlagerung. Man kann von einem Schwingungsvorgang des Sedimentkörpers sprechen. Zu diesem Grundmodell muß schließlich noch der Effekt der nicht-einheitlichen Beschleunigung des Korngrößenspektrums¹ addiert werden. Das hat zur Folge, daß die gröberen Partikel im nördlichen Teil des Untersuchungsgebietes in einer größeren Distanz seewärts verschoben werden, als die feineren deichnahen. In Wirklichkeit steht dem gesamten Prozeß jedoch der tatsächliche Gradient der Energieabnahme entgegen, der stets landwärts und somit gegen die sommerliche Verlagerungsrichtung der Fazieszonen gerichtet ist. Die Verlagerung einer Fazieszone wird am stärksten gebremst, je größer ihre Entfernung vom Deich ist. Desweiteren ist der Verlagerungsprozeß der Fazieszonen in Bezug zur räumlichen Ausdehnung des gesamten Ablagerungsraumes zu setzen. Da dem beschriebenen Schwingungsvorgang der Fazieszonen nur eine begrenzte Fläche zur Verfügung steht, ergeben sich entsprechende Konsequenzen für die jeweiligen Enden des Korngrößenspektrums (Abb. 90).

¹ Unter gleicher Temperaturzunahme ist bei großen Partikeln die Sinkgeschwindigkeitszunahme größer als bei kleinen Partikeln.

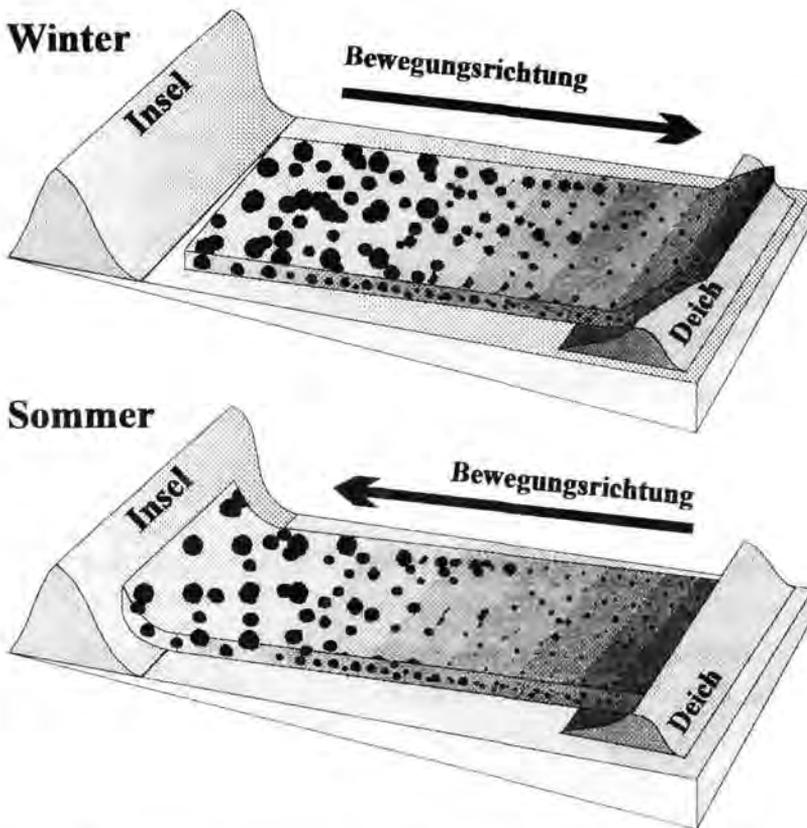


Abb. 90: Das theoretische Modell der variablen Sedimentverteilung (Erl. im Text).

Die theoretische Verlagerung in see-wärtiger Richtung ist aber in Wirklichkeit kaum nachweisbar, da der Energiegradient stets landwärts gerichtet bleibt und das Sediment im Winter bereits eine so südliche, deichnahe Position erreicht hat, daß sie im Sommer nicht ausgeglichen oder sogar überprägt werden kann. Eine winterlich landwärts gerichtete Verlagerung muß dagegen vor allem bei suspendierten Partikeln deutlich zu erkennen sein, da der

Deich eine unüberwindbare Barriere für alle Sedimente darstellt und einem erweiterten Raumbedarf des Ablagerungsprozesses keinen Platz einräumt. Die Folge ist, daß die feinsten Fraktionen im Untersuchungsgebiet in den Wintermonaten keinen ihrem Sinkverhalten entsprechenden Ablagerungsraum vorfinden und somit nicht sedimentieren können. Sie werden entweder von den hydrodynamischen Kräften in die Zonen der niedrigsten Energie gedrängt oder bleiben ständig in Suspension, was letztlich auch zu einem Export führen könnte. Dieser Trend konnte in den saisonalen Verteilungsmustern der Schlickfraktion nachgewiesen werden.

8.2. Effekte viskositäts- und dichtegesteuerter Prozesse

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß eine Abhängigkeit zahlreicher Transport- und Ablagerungsprozesse von Viskosität und Dichte des Transportmediums existiert. In dem Moment, in dem das Sediment Transportkräften ausgesetzt ist, wird der Einfluß von Viskosität und Dichte des Mediums wirksam. Höhere Viskosität und Dichte sind dabei verantwortlich für eine:

1. geringere Sinkgeschwindigkeit,
2. höhere relative kritische Schubspannungsgeschwindigkeit, die durch die Verringerung der Sinkgeschwindigkeit insgesamt aber ebenfalls geringer wird,
3. höhere kritische Orbitalgeschwindigkeit des welleninduzierten Transports,
4. allgemeine Zunahme der potentiellen Mobilität,
5. zunehmende Tendenz des Transports im Suspensionsmodus,
6. zunehmende Tendenz des energiearmen Sinkvorgangs und Bewegungsbeginns durch zunehmend laminare Verhältnisse.

Die tatsächliche Entwicklung der viskositätsbeeinflussten Sedimentverteilung ist weitaus komplexer als in der theoretischen Annahme (Kap. 8.1.). Leider überprägt der Einfluß der mitunter stark schwankenden hydrodynamischen Energie das Grundmuster der temperaturabhängigen Sedimentverteilung. So erfordert z.B. die höhere hydrodynamische Energie im Winter zunehmend höhere Sinkgeschwindigkeiten, d.h. größere physische Partikeldurchmesser an jeder Position. Nun kann jeder Sinkvorgang eines Sedimentpartikels in eine vertikale und eine horizontale Komponente aufgeteilt werden. Bei höheren Sinkgeschwindigkeiten der Partikel überwiegt mehr die vertikale Komponente, bei niedrigen Sinkgeschwindigkeiten kann die horizontale Komponente größer sein. Der reine Sinkvorgang trägt nichts zur horizontalen Komponente bei, die ausschließlich von strömungs- und seegangsbedingten Bewegungen induziert wird. Nahezu unabhängig von den hydrodynamischen Kräften ist lediglich die Vertikalkomponente, denn auf den Sinkvorgang haben die Gezeitenströmung und der Seegang nur einen geringen Einfluß (s. Kap 5.2). Ein merklicher Unterschied zwischen einer Sommer- und Winterposition eines Partikels nach dem unter Kap. 8.1 beschriebenen viskositäts- und dichteabhängigen Prozeß läßt sich nur dann nachweisen, wenn die horizontale Komponente deutlich überwiegt und das betreffende Partikel auch über größere Distanzen transportiert wird.

Ein Partikel, das aufgrund seiner Größe und/oder Dichte eine hohe Sinkgeschwindigkeit besitzt, zeigt im Laufe eines Jahres vermutlich keine sichtbaren Verlagerungen seiner Position. Dahingegen kann ein kleines Partikel, welches wegen seiner geringen Sinkgeschwindigkeit ausreichend lange in der Wassersäule verbleibt, größere Distanzen zurücklegen. Aufgrund der morphologischen Konstellation des Ablagerungsraumes und der klimatischen Situation erfolgt ein Eintrag der Energie von Nordwesten und nimmt in Richtung Deich ab. Diese Richtung kehrt sich im Jahresverlauf nicht um. Dadurch ist die Nettotransportrichtung und damit die effektive horizontale Komponente der Bewegungsrichtung der Sedimentpartikel das ganze Jahr über deichwärts gerichtet. Aufgrund dessen ist eine seewärtige Verlagerung und damit letztlich die oben beschriebene Sinkgeschwindigkeitskonstanz an einer Probenposition kaum nachweisbar. Nun läßt sich aber anhand der beobachteten Realsituation prüfen, in welcher Weise die beprobte Sedimentoberfläche doch durch Viskositätsunterschiede des Transportmediums beeinflusst war. Auf der Basis unterschiedlicher theoretischer Realsituationen mit entsprechendem Analyseergebnis ergeben sich folgende drei Möglichkeiten:

1. Theoretische Realsituation

Das Sediment wird im Laufe eines Jahres ausschließlich im Bereich der beprobten Fläche einer Probenstation horizontal umgelagert. Die monatliche Probenentnahme an jeweils identischen Stationen liefert immer dasselbe Material.

A. Ergebnis der Standardanalyse

Eine Umrechnung bei einer Standardtemperatur von $T = 24^{\circ}\text{C}$ für alle Proben eines Jahres liefert eine konstante Sinkgeschwindigkeit und demnach eine konstante Äquivalentkorngröße.

B. Ergebnis der variablen Analyse

Bei einer Umrechnung unter den lokalen Temperaturen würde das im Sommer bei ca. $T = 24^{\circ}\text{C}$ ¹ entnommene Partikel in etwa die gleiche Sinkgeschwindigkeit abliefern wie in der Realität. Dem Winterpartikel, das unter dieser Annahme bei derselben Temperatur abgelagert wurde, wird eine Lokalttemperatur von $T = 4^{\circ}\text{C}$ zugeordnet. Es erhält damit eine geringere Sinkgeschwindigkeit und auch kleineren Äquivalentdurchmesser als das Sommerpartikel. Die Korngrößen entwickeln sich damit im Jahresverlauf von einem kleineren zu einem größeren Durchmesser und wieder zurück.

¹ Die Salinität sei hier der Einfachheit halber nicht berücksichtigt, zumal ihr Einfluß auf die Sinkgeschwindigkeit sehr gering ist.

2. Theoretische Realsituation

Das Sediment wird im Laufe eines Jahres auch im Bereich mehrerer 10er oder sogar 100er Meter horizontal umgelagert. Es erfolgt dabei ein Nettotransport ausschließlich in landwärtiger Richtung vor allem in den Wintermonaten. Eine Probenentnahme an einer jeweils identischen Probenstation in jedem Monat liefert unterschiedliches Material.

A. Ergebnis der Standardanalyse

Ausgehend von einem Sommerpartikel wird im Winter aufgrund der Nettotransportrichtung an gleicher Position ein Partikel mit höherer Sinkgeschwindigkeit abgelagert. Werden alle Proben bei $T = 24^{\circ}\text{C}$ analysiert, so ergeben sich im Winter größere Äquivalentdurchmesser als im Sommer.

B. Ergebnis der variablen Analyse

Ausgehend von der höheren Sinkgeschwindigkeit im Sommer wird bei einer Analyse für die Lokalttemperaturen der Kornvergrößerungseffekt des Winterpartikels ausgeglichen, da es ja im Labor langsamer ist als das Sommerpartikel. Da sich aber an einer Position im Laufe der Zeit nur gröbere und keine feineren Partikel ablagern, müßte die Sinkgeschwindigkeit der Partikel und damit auch die ermittelte Äquivalentkorngröße kontinuierlich zunehmen.

3. Theoretische Realsituation

Das Sediment wird im Laufe eines Jahres im Bereich mehrerer 10er oder sogar 100er Meter horizontal umgelagert. Die Probenentnahme an einer jeweils identischen Station liefert für jeden Monat verschiedenes Material. Es erfolgte dabei ein Nettotransport sowohl in landwärtiger Richtung als auch in seewärtiger Richtung. Das Sediment reagiert auf die Viskositätsunterschiede und die Partikel werden nach ihrer saisonal unterschiedlichen Sinkgeschwindigkeit in entsprechend verschiedenen Distanzen vor dem Deich abgelagert (s. Abb. 89).

A. Ergebnis der Standardanalyse

Eine Analyse bei 24°C -Standardtemperatur liefert für das Winterpartikel eine höhere Sinkgeschwindigkeit als in der Realität, wohingegen die Sinkgeschwindigkeit für die Sommerprobe in etwa der realen entspricht. Es ergibt sich bei der Umrechnung in Äquivalentkorngrößen zunächst eine Verringerung und am Jahresende ein Anstieg.

B. Ergebnis der variablen Analyse

Eine Analyse bei lokalen Temperaturen liefert sowohl für das Winterpartikel als auch für das Sommerpartikel eine der Realität entsprechende Sinkgeschwindigkeit. Die ermittelte Sinkgeschwindigkeit ist an jeder Entnahmeposition das ganze Jahr über konstant. Daraus ergibt sich für die umgerechnete Äquivalentkorngröße vom Winter zum Sommer zunächst eine Abnahme und dann wieder eine Zunahme. Eine konstante Sinkgeschwindigkeit, die unter entsprechenden Realbedingungen ermittelt wurde und eine daraus variierende Äquivalentkorngröße sind also ein Hinweis auf eine viskositätsgesteuerte Sedimentverteilung. Alle übrigen nachweisbaren Effekte sind Erscheinungen, die auf der Analytik und dem Berechnungsmodus beruhen.

8.3. Das Modell viskositäts- und dichtegesteuerter Transport und Ablagerungsprozesse

Im Einzugsgebiet der Accumer Ee ließ sich anhand der Variabilität der Sinkgeschwindigkeiten, der statistischen Parameter, der kritischen Schubspannung, des Transportmodus und der energetischen Verhältnisse (z.B. laminare Bedingungen) folgendes beobachten:

- 1. Die mittleren Sinkgeschwindigkeiten variieren zeitlich in einem relativ kleinem Bereich.**
- 2. Die Sortierung wird im Jahresverlauf geringfügig aber kontinuierlich schlechter.**
- 3. Die Schiefe verschiebt sich im Jahresverlauf kontinuierlich in positiver Richtung.**
- 4. Die Korngrößenfraktionen <0.063 mm (>4.0 Phi) werden unter geringerer Viskosität vermehrt und großflächiger abgelagert.**
- 5. Die kritische Schubspannung ist im Sommer leicht höher, aber variiert zeitlich in einem kleinen Bereich.**
- 6. Die potentielle Mobilität ist im Winter höher als im Sommer.**
- 7. Im Winter sind stärkere Transportkräfte erforderlich, u.a. quantifizierbar an der kritischen Orbitalgeschwindigkeit.**
- 8. Die Partikel tendieren bei abnehmenden Viskositäten zu einem bodennaheren Sedimenttransport**

Die Viskositäts- und Dichteunterschiede wirken sich auf sämtliche Partikel im Untersuchungsgebiet aus, wobei ein sichtbarer Effekt im wesentlichen nur bei den Partikeln mit einer Sinkgeschwindigkeit von weniger als etwa 0.80 cm/s deutlich zu erfassen ist. Zusammen mit den im Kap. 8.2 beschriebenen z.T. nicht direkt beobachtbaren Effekten kann das viskositäts- und dichtebeeinflusste Transport- und Ablagerungsmodell nun folgendermaßen beschrieben werden:

Im Sommer wird eine räumliche Verteilung der Sedimente vorgefunden, die zu dieser Zeit nur beschränkt verändert wird. Der Seegang ist relativ moderat und wirkt kaum auf die Sedimentoberfläche ein (Kap. 4). Partikel die durch kurzzeitige Energieschübe in Transport geraten, bewegen sich entweder als reine Sohlfracht oder zumindest nahe der Sohle (Kap. 7.2.4).

Hiervon ausgenommen sind lediglich Partikel mit einer Sinkgeschwindigkeit weniger als 0.70 cm/s (Kap. 7.1.6). Diese können in Suspension geraten und damit auch über größere Distanzen transportiert werden. Sie sorgen dafür, daß die Sedimentverteilung auf eine gewisse Art variiert, bei der die Sortierung zunehmend schlechter und die Schiefe zunehmend positiv wird (Kap. 7.1.3 und 7.1.4). In dieser Sinkgeschwindigkeitsfraktion sind auch sämtliche Partikel mit einem Durchmesser <0.063 mm (>4.0 Phi) enthalten. Diese zeigten besonders anschaulich im Sommer eine weitere flächige Verbreitung und eine erhöhte Sedimentationsrate (Kap. 7.1.5). Die weite Verbreitung ist auf das Seegangsausbreitungsmuster zurückzuführen, denn dieses Material wird eher seewärts transportiert, während die bodennahen Sedimente im Sinkgeschwindigkeitsbereich von 2.0 cm/s bei moderaten Wellen sowohl bei der Orbitalgeschwindigkeit unter Wellenbergen als auch unter -tälern bewegt werden was zu einem Netto-Null-Transport führen kann (Kap. 7.2.1 und 7.2.2). Noch gröberes Material wird nur bei den beschleunigenden Strömungen der Wellenberge bewegt und zwar landeinwärts. (z.B. RIJN, 1993). Bei geringeren Wellenhöhen hat also die feine Bodenfracht die Nettotendenz sich landwärts zu bewegen, die Schwebfracht hingegen seewärts. Die Trennung von bodennahen und -fernem Transportgut vollzieht sich im Sommer sehr rasch und zwar unter höherem energetischen Aufwand, da die meisten Sinkvorgänge der Partikel weniger laminar ablaufen (Kap. 6.3). Mit zunehmender Abkühlung des Wassers und u.U. auch Erhöhung der Salinität (Kap. 6.1) steigt die Viskosität und die Dichte des Seewassers an (Kap. 6.2). Sämtliche Partikel besitzen nun eine niedrigere kritische Schubspannungsgeschwindigkeit, weshalb ihre Transportwahrscheinlichkeit deutlich zunimmt. Die zunehmend energiereiche Seegangssituation verstärkt diesen Effekt. Bei höheren Wellen steigt die Rauheitsgeschwindigkeit und bringt größere Teile des Partikelspektrums in Suspension, die ja eine Tendenz zur seewärtigen Verlagerung hat. Die Suspension wiederum kann länger aufrecht erhalten werden, da ja die Sinkgeschwindigkeit niedriger ist. Nun birgt dieser Prozeß noch einige Effekte in sich, die auf reinen Viskositätseinflüssen beruhen. Zum einen ist die notwendige Orbitalgeschwindigkeit zum in-Transport-bringen der Partikel größer (Kap. 7.2.2). Desweiteren verlagert sich das Erosionsminimum des Sedimenttransports für eine gerichtete Strömung zunehmend in den Bereich größerer Partikel (Kap. 6.4). Beide Effekte werden durch die allgemein geringere kritische Schubspannungsgeschwindigkeit und die höhere Wellenenergie ausgeglichen. Das bedeutet daß, der gesamte Transport-Ablagerungsprozeß mit höherer Viskosität zunehmend größere Partikel erfaßt.

Läßt man die Zunahme hydrodynamischer Energie im Winter außer Acht, verläuft er sogar aufgrund der laminaren Verhältnisse energetisch weniger aufwendig ab als unter geringen Viskositäten (Kap. 6.3).

Mit weiterer Zunahme der Viskosität werden auch gröbere Partikel in größerer Entfernung von der Sohle transportiert (Kap. 7.2.4), so daß ein immer größer werdendes Spektrum über größere Distanzen hinweg bewegt werden kann. Zwangsläufig verschiebt sich die Schiefe der Sinkgeschwindigkeitsverteilung in positiver Richtung und die Sortierung wird geringfügig schlechter. Dieser Prozeß wird dadurch verstärkt, daß die Nettotransportrichtung kontinuierlich deichwärts gerichtet ist, wovon i.w. sowohl die bodennahe Suspensionsfracht als auch die Sohlfracht betroffen ist (s.o.). Die weiträumige Verteilung der hydraulisch mobilen Fraktionen wird nur aufgrund des höheren Energieeintrags zurückgedrängt und Partikel mit Sinkgeschwindigkeiten unter ca. 0.65 cm/s können gar nicht abgelagert werden, da sie ständig resuspendiert werden. Ihre Sinkgeschwindigkeit wird von der energiereicheren Situation kaum positiv beeinflußt (s. Kap.6.3). Folglich nimmt die Sortierung zu und die Sedimentverteilungen verschieben sich wieder in Richtung größerer negativer Schiefe.

Mit wieder zurückgehenden Viskositäten steigt die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit leicht und die Sinkgeschwindigkeit stärker an. Zunehmend mehr Partikel werden wieder bodennah transportiert und damit auch lagestabiler. Die wenigen Partikel geringerer Sinkgeschwindigkeit breiten sich vermehrt großflächiger aus, da der starke Energieschub in Richtung Deich nachläßt.

Betrachtet man die Variabilität der Sinkgeschwindigkeit, des Transportmodus und der laminaren Strömungsbedingungen, so erscheint das Sedimentsystem im Winter allein aufgrund der Temperaturbedingungen wesentlich mobiler als im Sommer. Hydrodynamischer und wasserphysikalischer Einfluß ergänzen sich demnach in zeitlicher Dimension. Auch die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit, die im Winter niedriger ist als im Sommer deutet auf eine höhere Lagestabilität im Sommer hin. Doch der Gradient der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit variiert im saisonalen Verlauf in einem weitaus kleineren Bereich als z.B. die Sinkgeschwindigkeit. Insgesamt wird also in den kühleren, hydrodynamisch energiereicheren Wintermonaten eine Situation geschaffen, die im Sommer lediglich ergänzt werden kann. Die Bedingungen im Sommer ermöglichen eine Erweiterung des Feinanteilspektrums, das im Winter so niedrige Sinkgeschwindigkeiten besitzt, daß es nicht abgelagert werden kann. Die hydrodynamische Energie spielt in diesem Modell eine reine richtungsbestimmende Rolle. Selbst wenn sie im Winter genauso niedrig wäre wie im Sommer, wäre das System zweifellos winterangepaßt.

Ein Partikel wird nicht nur deshalb im Winter leichter bewegt und transportiert, weil die Energie höher ist, sondern weil die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit geringer ist als im Sommer.

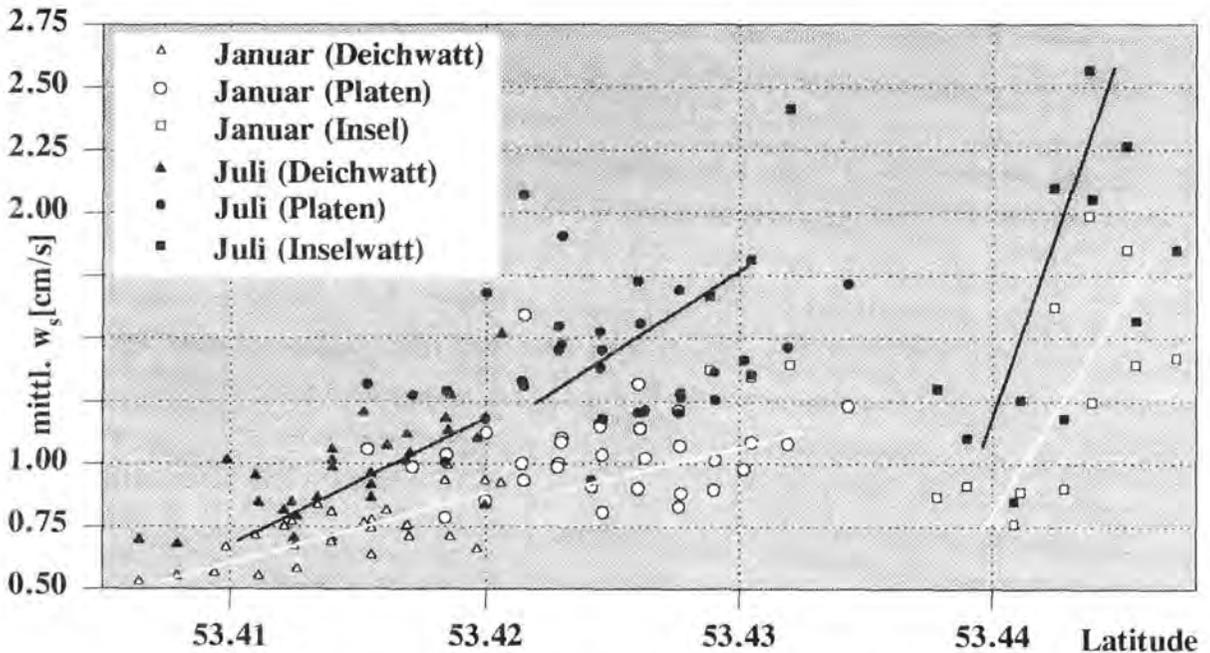


Abb. 91: Mittlere Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Breite für die Monate Januar und Juli.

Der Gradient abnehmender Sinkgeschwindigkeiten in Richtung Festland ist im Sommer weitaus steiler als im Winter (Abb. 91). Da die einzelnen Ablagerungsflächen zwischen Insel und Festland äußerst unterschiedliche energetische Voraussetzungen haben, müssen sie hier detaillierter betrachtet werden (Abb. 92-94). Rein rechnerisch würde sich für den inselnahen Bereich der größte Unterschied in der Steilheit zwischen der Sommer- und der Wintersituation ergeben, da die viskositätsbedingte Sinkgeschwindigkeitszunahme mit zunehmenden Korngrößen deutlich ansteigt. Da aber die Reaktion der Sedimentverteilung auf diese Differenzen mit zunehmenden Korngrößen abnimmt, ist der Unterschied zwischen Sommer- und Wintergradient der deichnahen kleineren Partikel besser zu beobachten. Das bedeutet, daß hydrodynamische Kräfte und Viskositätseinfluß räumlich betrachtet in entgegengesetzte aber -wie bereits beschrieben- zeitlich betrachtet in die gleiche Richtung wirken.

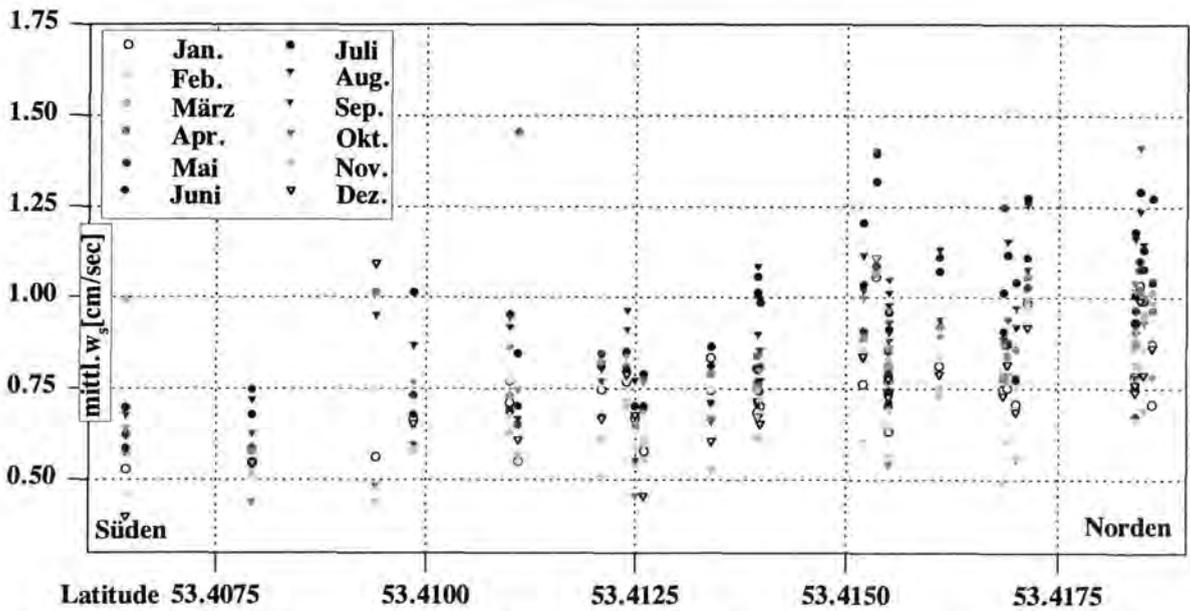


Abb. 92: Mittlere Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Breite für die Monate Januar bis Dezember 1994 (deichnahe Abschnitte).

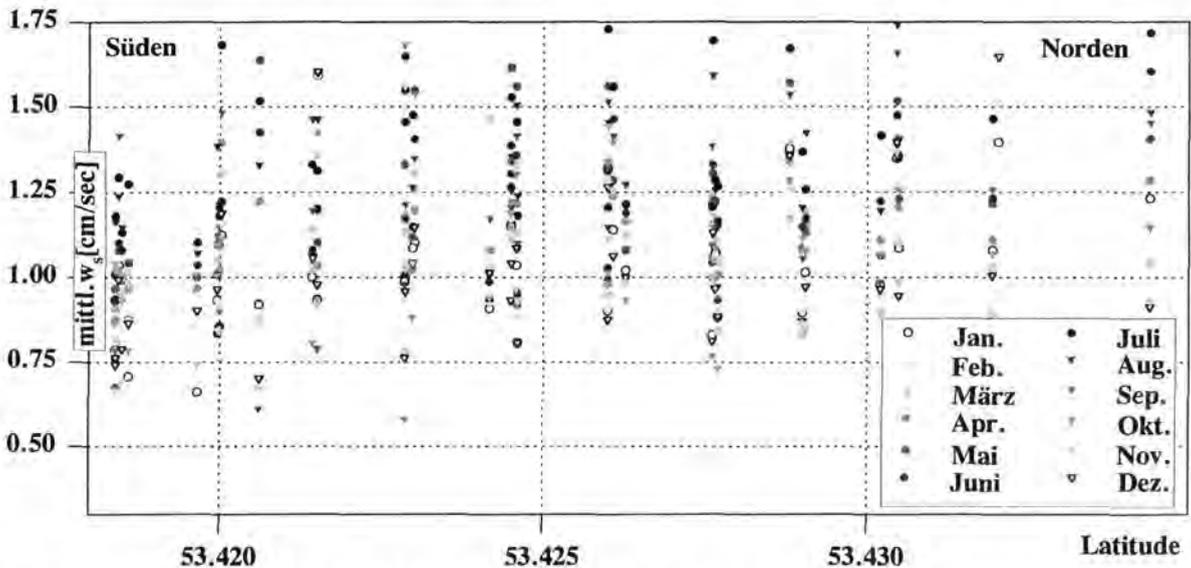


Abb. 93: Mittlere Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Breite für die Monate Januar bis Dezember 1994 (deichferne Abschnitte).

Schon mehrmals wurde erwähnt, daß dieser Untersuchung aus einem Jahr monatlicher Beprobung immense Datenmengen zur Verfügung standen, von denen hier nur eine Auswahl graphisch dargestellt ist. Das Projekt umfaßt aber noch drei weitere Jahre der Beprobung, an denen sich das saisonabhängige Modell der viskositäts- und dichtebeeinflußten Sedimentverteilung bestätigen ließe. Für den direkten Vergleich zu den Ergebnissen aus 1994 werden an dieser Stelle die Daten aus 1995 vorgestellt. So zeigen z.B. die mittleren Sinkgeschwindigkeiten sämtlicher Transekte aus 1995 (Abb. 95A) eine durchaus vergleichbare Entwicklung wie in 1994.

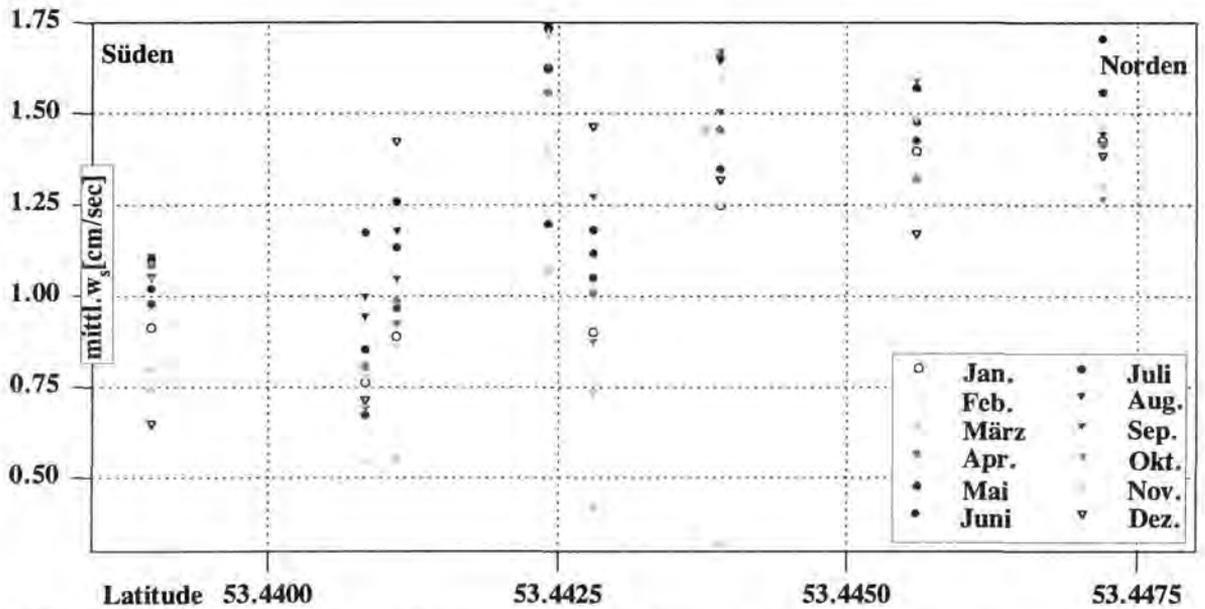


Abb. 94: Mittlere Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Breite für die Monate Januar bis Dezember 1994 (Inselwatt).

Es ist eine ähnliche Zunahme in den Sommermonaten zu beobachten, obwohl die gemessenen Temperaturen niedriger waren als im Vorjahr. Auch die Situation am Jahresende ist nahezu identisch, obwohl der Dezember 1995 mit einer gemessenen Wassertemperatur von $T = 1.0^{\circ}\text{C}$ deutlich kühler war als 1994 mit $T > 7.0^{\circ}\text{C}$ (Tab.2). Die zusammenfassende Darstellung der statistischen Standardabweichung und der statistischen Schiefe bestätigen eindrucksvoll die Anwendbarkeit des Modells. Denn für 1994 war eine leichte Zunahme der Schiefe und eine leichte Verschlechterung der Standardabweichung zu verzeichnen. Beide Phänomene lassen sich auch für 1995 nachweisen, wobei der Effekt etwas schwächer erscheint (Abb. 95B und 95C).

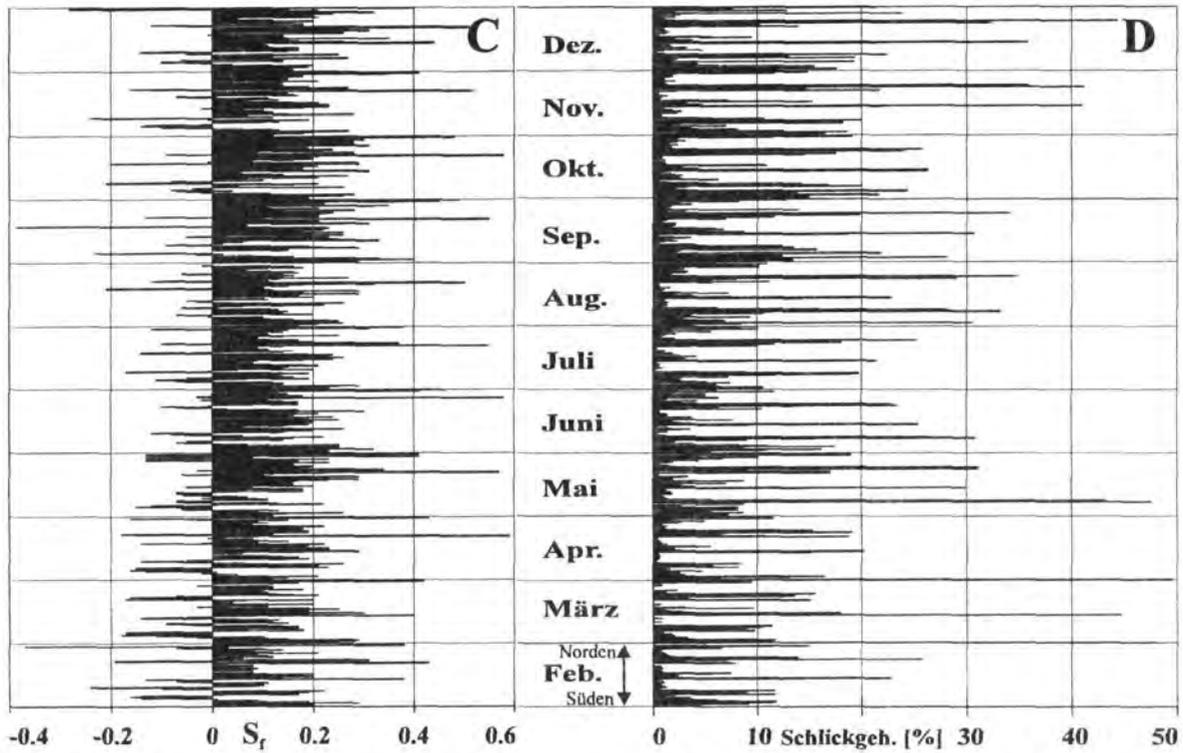
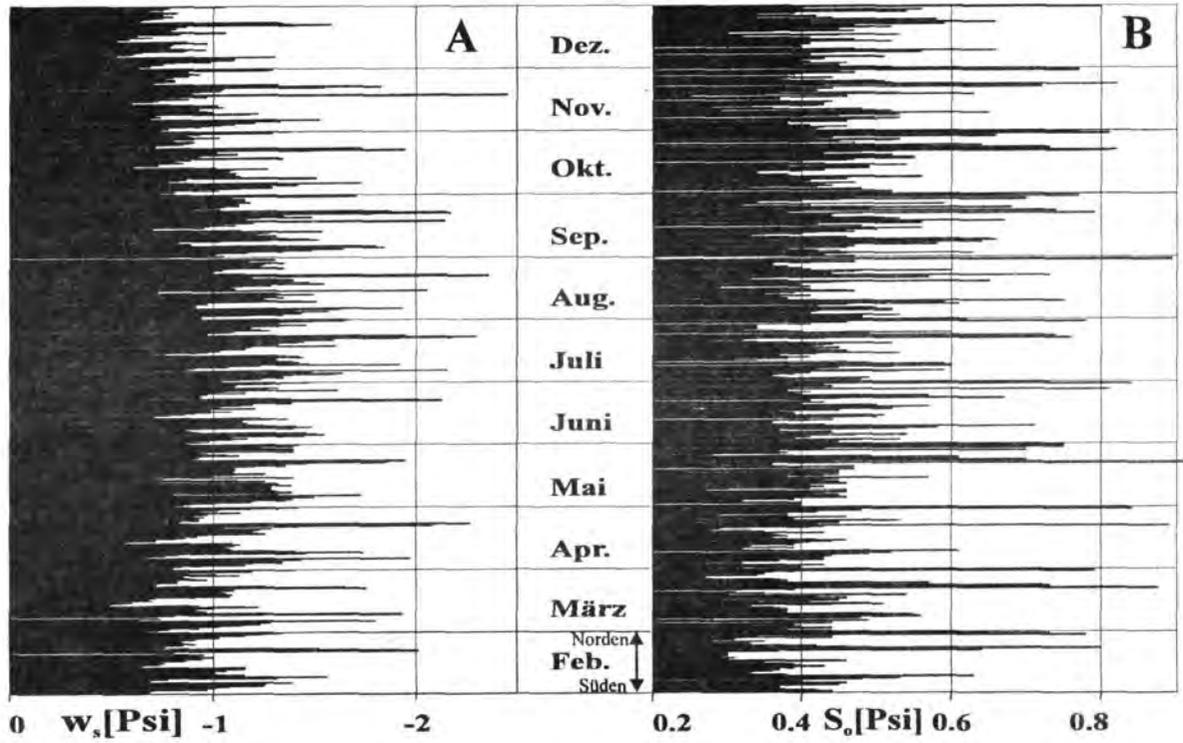


Abb. 95: Variabilität der mittleren Sinkgeschwindigkeit (A), der statistischen Standardabweichung S_o (B), der statistischen Schiefe S_f (C) und des Schlickanteils (D) im Einzugsgebiet der Accumer Ee (Transekte 1 bis 5) in 1995.

Die Variabilität des Schlickgehaltes ist von zahlreichen unkalkulierbaren Einflüssen, wie u.a. organischer Produktion und in diesem Fall sogar menschlichen Eingriffen (s. KRÖGEL, 1995 a, b und 1996 und KRÖGEL & FLEMMING, 1993) abhängig. Daher kann davon ausgegangen werden, daß die saisonale Entwicklung der Schlickanteile in den Oberflächensedimenten nicht in jedem Jahr übereinstimmen. Dennoch zeigt die Schlickverteilung in beiden Jahren eine temperaturangepaßte Entwicklung. So sind in beiden Jahren jeweils im Sommer die Anteile am höchsten und räumlich am weitesten verbreitet. Gegen Ende 1994 waren die Werte nicht so stark rückläufig, was unter Beachtung der gemessenen Dezembertemperatur von über 7°C nach dem Modell auch folgerichtig ist (Abb. 95D). Am Jahresende 1995 hingegen geht der Schlickgehalt in den Sedimenten sichtbar zurück, was gut zum Temperaturrückgang auf ca. 1°C im Dezember paßt. Das Modell, basierend auf den sedimentologischen Daten eines Jahres bzw. zweier Jahre, ist somit nicht situationsgebunden, sondern durchaus auf andere Jahre übertragbar und zumindest in den Wattgebieten der Ostfriesischen Inseln anwendbar.

8.4. Die Anwendung des Modells auf Partikeldurchmesser

Erst die Umrechnung der gemessenen und für Lokaltemperaturen berechneten Sinkgeschwindigkeiten in entsprechende Äquivalentdurchmesser offenbart die Schwächen des physischen Partikeldurchmessers. Dieser schwankt über das ganze Jahr betrachtet in einem äußerst kleinen Bereich, da er unabhängig von den physikalischen Eigenschaften des Transportmediums ermittelt wird. Die Sinkgeschwindigkeit variiert wie gezeigt im Jahresverlauf in einem mehr oder minder großen Bereich. Folglich muß auch der hydraulisch wirksame Partikeldurchmesser stark variieren. Die Bestimmung dieser Größe aus der gemessenen Sinkgeschwindigkeit gelingt nach verschiedenen empirisch ermittelten Gleichungen (z.B. SCHILLER et al., 1932; RUBEY, 1933; GIBBS et al., 1971; HALLERMEIER, 1981). Bei allen ist zur Ermittlung der Äquivalentkorngröße die Kenntnis der Viskosität und der Dichte erforderlich. Mit den durch die Computerprogramme GRMPROC 4.3TM und SEDVAR 6.0TM ermittelten Daten wurde schließlich im Verlauf dieser Arbeit eine eigene allgemeingültige Gleichung erstellt, die die Kornform berücksichtigt (s. Kap. 2). Dazu wurden sämtliche Äquivalentkorngrößen für Sinkgeschwindigkeiten von 0 bis 10 cm/s in 0.1-Psi-Intervallen bei Temperaturen zwischen $T = 1^\circ\text{C}$ und 30°C ermittelt. Aus diesem äußerst umfangreichen Datensatz wurden nach dem Schema in Abbildung 96 im Verlauf die entsprechenden Funktionen abgeleitet und zusammengefaßt:

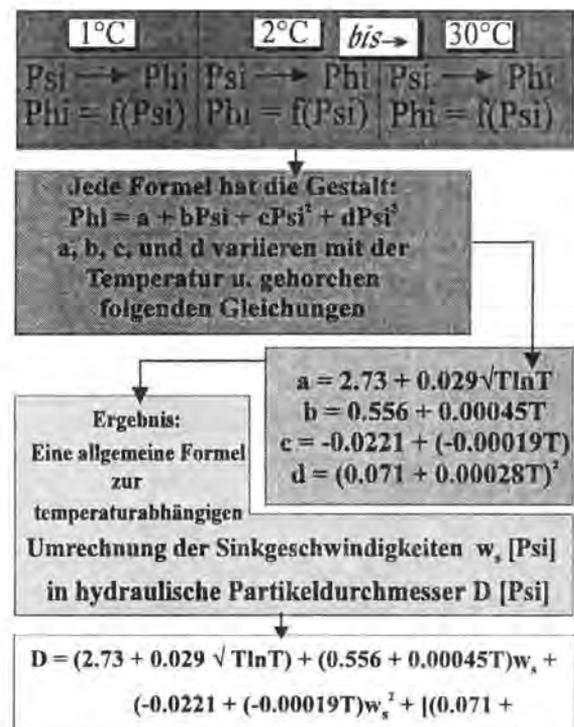


Abb. 96: Im Verlauf dieser Arbeit entwickelte Gleichung zur Berechnung der hydraulischen Äquivalentkorngröße aus der Sinkgeschwindigkeit bei beliebiger Temperatur.

$$D = [2.73 + 0.029 \sqrt{(T \ln T)}] + (0.556 + 0.00045T)w_s + [0.0221 (-0.00019T)]w_s^2 + [(0.071 + 0.00028T^2)]w_s^3 \quad [26]$$

mit D = hydraulischer Äquivalentdurchmesser [Phi], T = Temperatur [$^\circ\text{C}$], w_s = Sinkgeschwindigkeit [Psi]

Auf der Basis der Umrechnung gemessener Sinkgeschwindigkeiten unter realen Lokalttemperaturen läßt sich abschließend die räumliche Verteilung der hydraulischen Korngröße entsprechend der flächendeckenden Beprobung vom Mai 1993 darstellen (Abb. 97). Vergleichbar mit der Situation der Sinkgeschwindigkeit ähneln sich auch die Verteilungsmuster der 12.2°C- und der 24°C-Äquivalentkorngrößen. Im Gegensatz zur idealisierten 24°C-Situation fehlen unter der Lokaltemperatur vom Mai 1993 die Äquivalentkorngrößen $>3.25 \Phi$ ($<0.105 \text{ mm}$) völlig. Unter der kühleren Temperatur haben diese Partikel eine Sinkgeschwindigkeit von 0.65 cm/s und weniger. Sie verhalten sich somit ähnlich wie Partikel von 3.50 Φ (0.088 mm) Durchmesser bei Standardtemperatur, was in diesem Fall in etwa der Juli-Situation entspricht. Man findet im direkten Vergleich der beiden Muster die deichwärtige Verlagerung der gesamten Abfolge wieder, wie sie im theoretischen Modell beschrieben worden ist (Kap. 8.1).

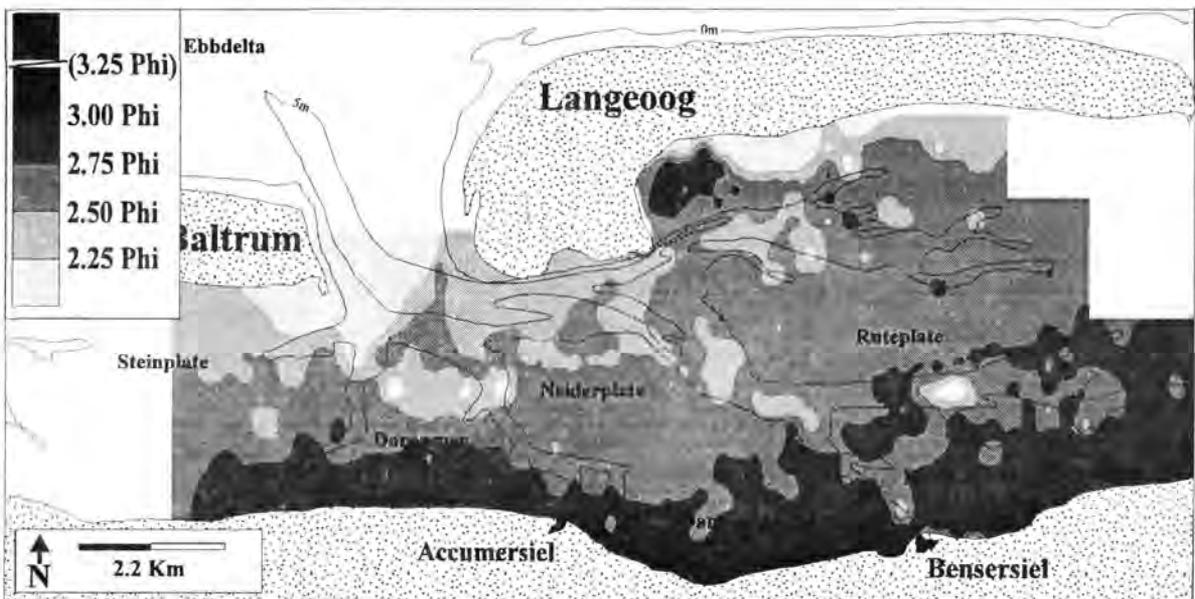


Abb. 97: Räumliche Verteilung der mittleren hydraulischen Äquivalentkorngrößen berechnet für eine Wassertemperatur von $T = 12.2^\circ\text{C}$ und eine Salinität von $S = 3.1\%$ entsprechend der lokalen Verhältnisse im Mai 1993.

Die höchstauflösende Analyse der räumlich-zeitlichen Variabilität liefern zweifellos die Darstellungen der Häufigkeitsverteilungskurven einzelner Proben jedes Monats. Die Sinkgeschwindigkeitsverteilungen der Proben werden unter den gemessenen physikalischen Bedingungen während der Beprobung in Äquivalentkorngrößen umgerechnet und die Verteilungskurven beider Dimensionen miteinander verglichen (Abb. 99 u. 100).

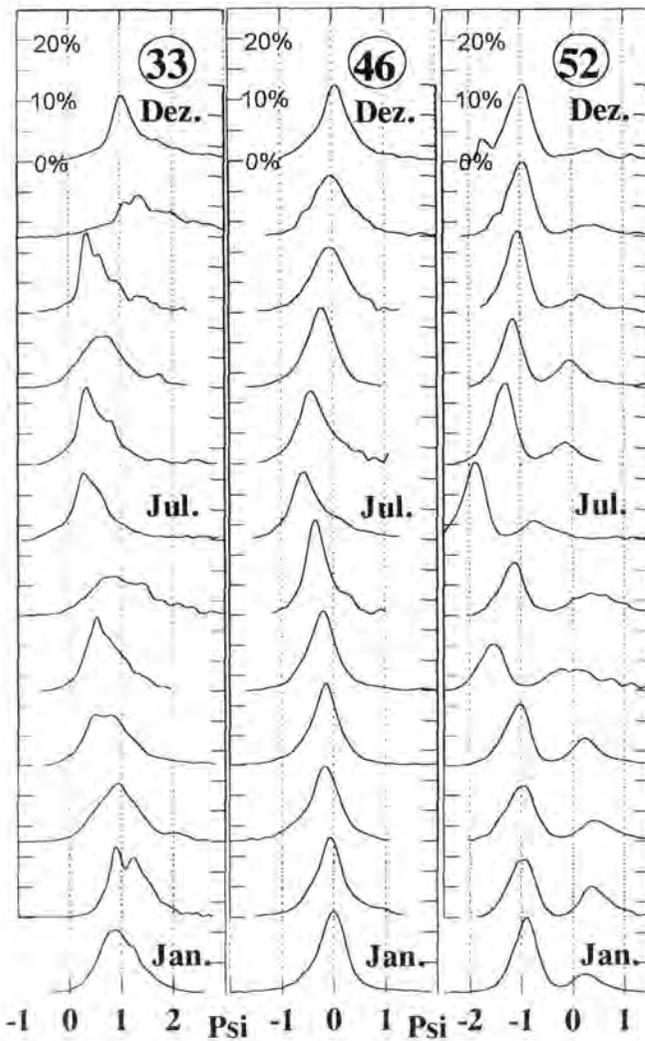


Abb. 98: Sinkgeschwindigkeitsverteilungskurven für die Stationen 33, 46 und 52 von Januar bis Dezember 1994.

Die Kurven der Station 33 aus Deichnähe, Station 46 von der zentralen Ruteplate und Station 52 aus Inselnähe bestätigen das Modell der variablen Sedimentverteilung. Die höchste Sinkgeschwindigkeitsvariabilität zeigt die deichfernste Station und beweist damit eine entsprechende Konstanz der physischen Partikeldurchmesser. Mit zunehmender Annäherung an den Festlandsdeich nimmt beim Übergang in Abschnitte feinerer Partikel die Sinkgeschwindigkeitskonstanz zu. Folglich variieren die entsprechenden Partikeldurchmesser. Diese Situation paßt folgerichtig in das beschriebene Modell, denn wie gezeigt wurde, ist der Einfluß der Viskositäts- und Dichteunterschiede bei den Partikeln geringerer Sinkgeschwindigkeit, also in Deichnähe, am größten. Es zeigt sich, daß die Verteilungskurve der Sinkgeschwindigkeiten am Deichfuß an Station 33 im Jahresverlauf kaum variiert, der Modalwert bleibt nahezu identisch. Lediglich am Ende des Jahres ist die Geschwindigkeit etwas geringer. Die daraus berechneten Äquivalentkorngrößen nehmen dagegen zunächst kontinuierlich ab und steigen nach dem Maximum im Juli wieder an. Die Sinkgeschwindigkeitskonstanz verbunden mit einer mehr oder minder variierenden Korngröße spiegelt hier eindrucksvoll die Anpassung der Sedimentverteilung an die Viskositäts- und Dichteunterschiede wieder.

Schließlich liefern sämtliche mittleren hydraulischen Äquivalentdurchmesser für 1994 und 1995, die unter den physikalischen Bedingungen der monatlichen Beprobung berechnet wurden, ein äußerst interessantes Bild.

Die Kurven der Station 33 aus Deichnähe, Station 46 von der zentralen Ruteplate und Station 52 aus Inselnähe bestätigen das Modell der variablen Sedimentverteilung. Die höchste Sinkgeschwindigkeitsvariabilität zeigt die deichfernste Station und beweist damit eine entsprechende Konstanz der physischen Partikeldurchmesser. Mit zunehmender Annäherung an den Festlandsdeich nimmt beim Übergang in Abschnitte feinerer Partikel die Sinkgeschwindigkeitskonstanz zu. Folglich variieren die entsprechenden Partikeldurchmesser. Diese Situation paßt folgerichtig in das beschriebene Modell, denn wie gezeigt wurde, ist der Einfluß der Viskositäts- und Dichteunterschiede bei den Partikeln geringerer Sinkgeschwindigkeit, also in Deichnähe, am größten. Es zeigt sich, daß die Verteilungskurve der Sinkgeschwindigkeiten am Deichfuß an Station 33 im Jahresverlauf kaum variiert, der Modalwert bleibt nahezu identisch. Lediglich am Ende des Jahres ist die Geschwindigkeit etwas geringer. Die daraus berechneten Äquivalentkorngrößen nehmen dagegen zunächst kontinuierlich ab und steigen nach dem Maximum im Juli wieder an. Die Sinkgeschwindigkeitskonstanz verbunden mit einer mehr oder minder variierenden Korngröße spiegelt hier eindrucksvoll die Anpassung der Sedimentverteilung an die Viskositäts- und Dichteunterschiede wieder.

Man sieht in der Abbildung 100, daß sie im Mittel von ca. 2.8 Phi (0.143 mm) zu Jahresbeginn 1994 kontinuierlich auf im Mittel etwa 3.1 Phi (0.117 mm) zum Dezember hin abnehmen. Das ergibt eine Verringerung der hydraulisch wirksamen Korngröße um 0.026 mm. Eine derartig feine monatliche Abstufung wie sie dabei zu Stande kommt, kann durch Bestimmung der physischen Korngrößen mittels Siebung keinesfalls aufgelöst werden. Die Entwicklung für 1995 verhält sich ähnlich wie für 1994, so daß daraus eine typische saisonale und jahresübergreifende Entwicklung entsteht: Obwohl die theoretisch möglichen Sinkgeschwindigkeiten in den Sommermonaten wesentlich höher sind als in den übrigen Monaten, nimmt der mittlere hydraulische

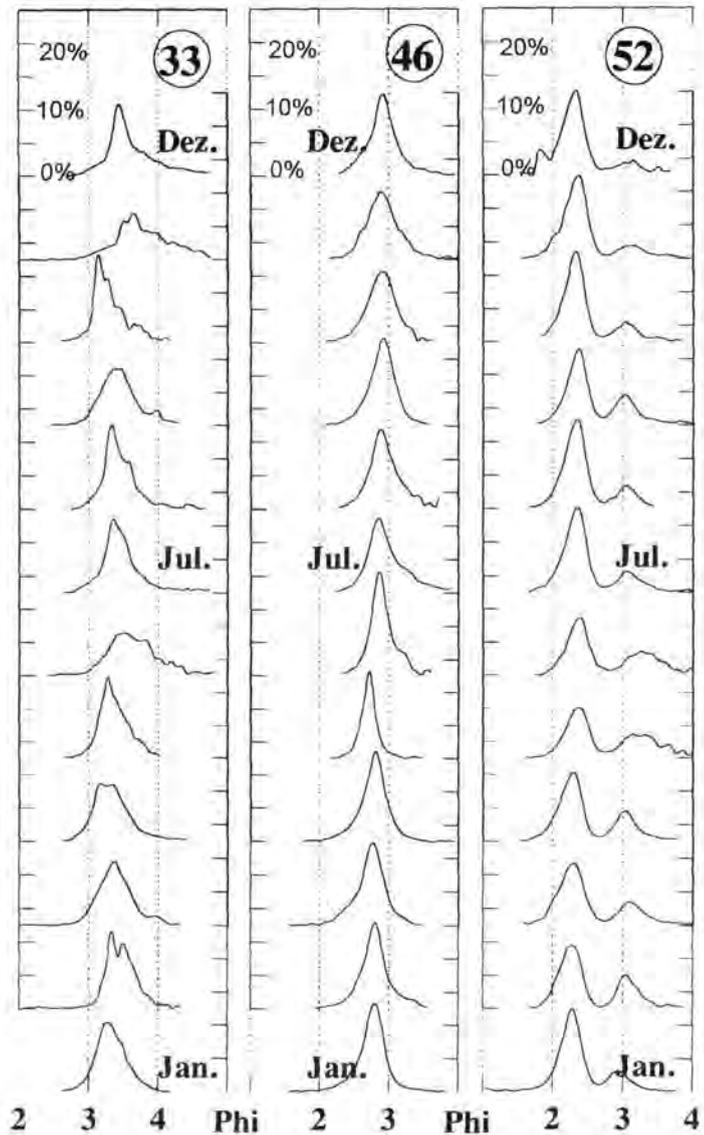


Abb. 99: Korngrößenverteilungskurven für die Stationen 33, 46 und 52 von Januar bis Dezember 1994.

Partikeldurchmesser im jeweiligen Jahresverlauf kontinuierlich ab, ohne ein Maximum im Sommer zu zeigen. Erst am Ende des Jahres steigt der Durchmesser relativ rasch an, um im darauffolgenden Jahr wiederum abzunehmen. Dieses ist der Beweis dafür, daß das Ablagerungssystem tatsächlich auf Viskositäts- und Dichteeffekte reagiert. Denn die kontinuierliche Durchmesser verringering ist verbunden mit einer see-wärtigen Verlagerung der Sedimentfazieszonen unter erhöhter Temperatur, die erst in den Wintermonaten unter erhöhtem Eintrag hydrodynamischer Energie wieder zurückgedrängt wird. Das Modell des viskositäts- und dichte-abhängigen Sedimenttransports gilt damit in seinen Ansätzen für den Bereich des ostfriesischen Wattgebiets als nachgewiesen.

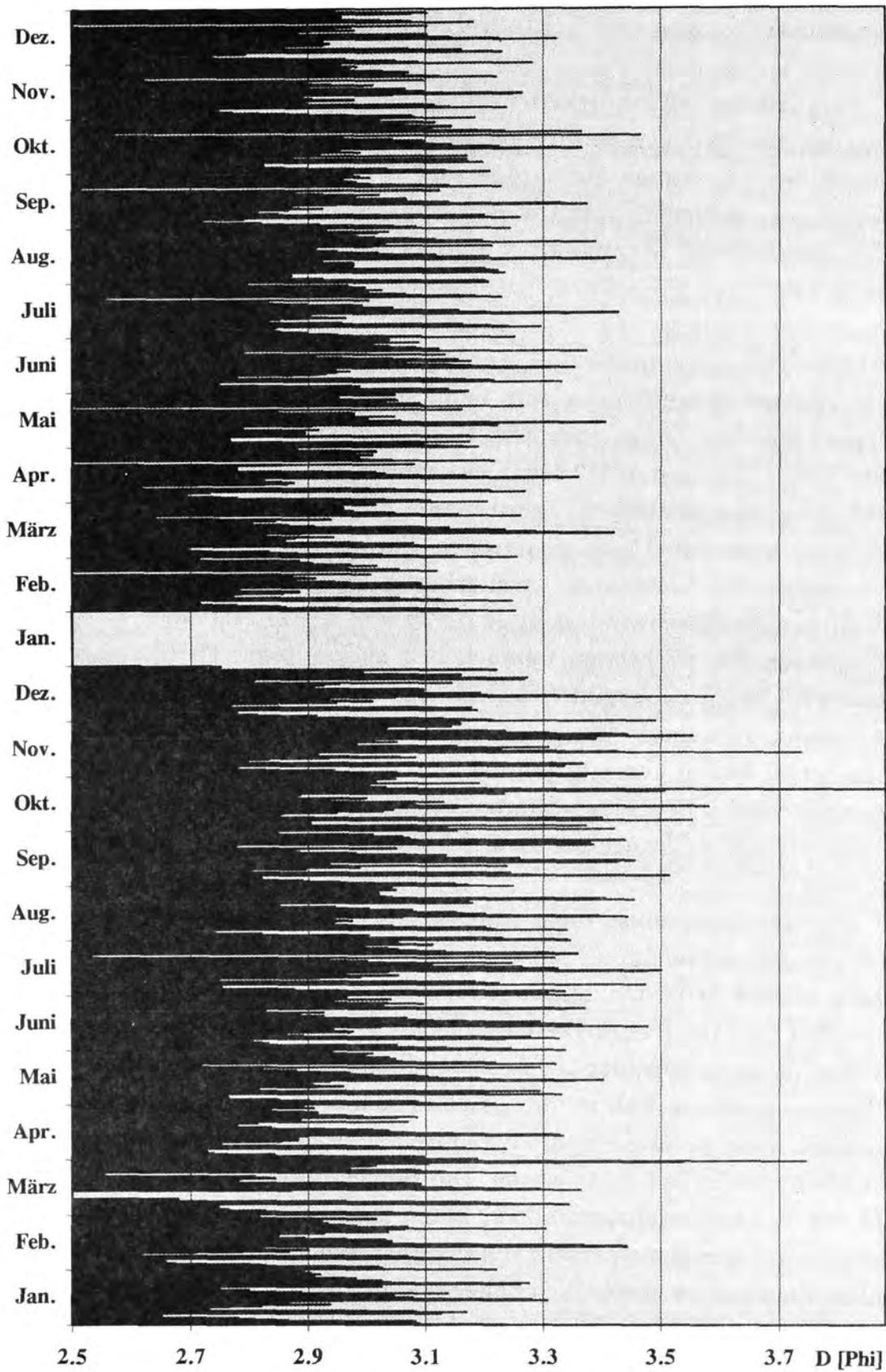


Abb. 100: Mittlere hydraulische Korngröße, berechnet für die jeweiligen in-situ-Bedingungen der Monate Januar 1994 bis Dezember 1995.

9. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Das Sinkgeschwindigkeitsmodell dokumentiert auf eindrucksvolle Weise, daß man bei der textuellen Beschreibung von Sedimentverteilungen zwischen der physischen Korngröße und der hydraulisch wirksamen Korngröße zu unterscheiden hat. In den meisten Fällen werden diese beiden Größen gleichwertig verwendet, obwohl in der Regel die hydraulische Korngröße gemeint ist. So sollten beispielsweise in allen Gleichungen, die den Transportbeginn betreffen, die Sinkgeschwindigkeit bzw. der hydraulische Partikeldurchmesser angewandt werden und nicht die physische Korngröße. Die physische Korngröße ist nur dann entscheidend, wenn der Sedimenttransport auf dem Dreh- oder dem Böschungswinkel basiert (z.B. KOMAR & WANG, 1984). Ansonsten ist sogar mit fehlerhaften Ergebnissen z.B. bei der Berechnung der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit zu rechnen. Verwendet man dabei den physischen Partikeldurchmesser, so ergibt sich unter höheren Viskositäten zwangsläufig eine weitaus höhere kritische Schubspannungsgeschwindigkeit (z.B. ZANKE, 1982). Da aber unter diesen Bedingungen der wirksame, nämlich der hydraulische Partikeldurchmesser wesentlich kleiner ist, ergibt sich auch eine dementsprechend geringere kritische Schubspannungsgeschwindigkeit. Auch verschiedene andere Beispiele in dieser Arbeit haben gezeigt, daß der Partikeldurchmesser immer in Relation zu den physikalischen Eigenschaften seines Transportmediums zu betrachten ist. Ein äolischer Transport wird schließlich auch nicht einem fluviatilen gleichgesetzt.

Es ist daher auch nicht zulässig, fossile Ablagerungsräume auf der Basis von Korngrößenanalysen ohne Kenntnis der paläoklimatischen Bedingungen in eine hydrodynamische Kategorie einzuordnen. Die tatsächlich existierenden Sinkgeschwindigkeitsunterschiede zwischen Winter- und Sommer-situation im Einzugsgebiet der Accumer Ee haben das zweifelsohne bewiesen. In diesem speziellen Fall ist die gesamte sedimentologische Situation winterdominiert, auch wenn die hydrodynamischen Kräfte in ihrer Stärke das ganze Jahr über absolut konstant wären. Die Berechnungen haben gezeigt, daß sowohl der Sedimentationsprozeß vor allem aber auch der Transportprozeß viskositäts- und damit temperaturabhängig ist. Beide sorgen dafür, daß die Partikel im Sommer ein wesentlich höheres Maß an Lagestabilität erhalten als im Winter. Eine größere Stabilität verschiedener Ablagerungsräume in den wärmeren Perioden ist demnach nicht zwangsläufig mit ruhigeren Witterungsbedingungen zu erklären. In einem Ablagerungsraum, der äußerst schwachen hydrodynamischen Kräften ausgesetzt ist, würde sich die Sedimentverteilung automatisch der kühleren Saison anpassen.

Dabei reagieren nicht alle Partikel in gleicher Weise. Wie sich am Beispiel der Accumer Ee zeigte, reicht ein sichtbarer Einfluß der Viskositätsunterschiede dort nur bis zu einer Sinkgeschwindigkeit von ca. $w_s = 0.25$ Psi (0.84 cm/s), was bei $T = 24^\circ\text{C}$ einem Quarzpartikeldurchmesser von ca. 0.100 mm entspricht. Bei Ablagerungsräumen, die aus Material geringerer Dichte, wie z.B. Bioklastika von $d = 2.0$ g/cm³ aufgebaut sind, kann sich der Einfluß letztlich auf Partikel mit wesentlich größeren Äquivalentdurchmessern ausdehnen. Bei entsprechend hoher Viskosität des Transportmediums aufgrund höherer Salinitäten oder niedrigeren Temperaturen, wäre es somit denkbar, daß sämtliche Partikel eines Ablagerungsraumes von derartigen Effekten betroffen sind.

10. Literaturverzeichnis

- ASCE TASK COMMITTEE (1962): Sediment transportation mechanics. Introduction and properties of sediments.- ASCE (Hy 4) 88: 77-107; New York.
- ANTIA, E. E. (1993): Sedimentology, morphodynamics and facies association of a mesotidal barrier island shoreface (Spiekeroog, Southern North Sea).- Ber. aus dem FB. Geowiss. Univ. Bremen 32, 370 S.; Bremen.
- ALLEN, J. R. L. (1979): Physical processes of sedimentation.- 248 S., London (Allen & Unwin).
- BACKHAUS, H. (1943): Die Ostfriesischen Inseln und ihre Entwicklung. Ein Beitrag zu den Problemen der Küstenbildung im südlichen Nordseegebiet.- Schr. Wirt.-Wiss. Ges. Studium Niedersachsens, Reihe A, 12; Hannover.
- BAGNOLD, R. A. (1946): Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms.- Proc. R. Soc., A187, 15 S.; London.
- BAGNOLD, R. A. (1963): Mechanics of marine sedimentation.- In: M. N. Hill [Hrsg.] The Sea: Ideas and Observations on Progress in the Study of the Seas 3: 507-528; New York (John Wiley & Sons).
- BARCKHAUSEN, J. (1969): Entstehung und Entwicklung der Insel Langeoog. Beitrag zur Quartärgeologie und -paläontologie eines ostfriesischen Küstenabschnittes.- Oldenbg. Jb. 68: 239-281; Oldenburg.
- BEIN, A. & SASS, E. (1978): Analyses of log-probability plots of recent Atlantic sediments and its analogy with simulated mixtures.- Sed. 25: 575-581; Amsterdam- New York.
- BOGARDI, J. (1974): Sediment transport in alluvial streams.- Akademiai Kiado; Budapest.
- BONNEFILLE, R. (1963): Essais de Synthèse des Lois de Debut d'entrainement des Sediments sous l'action d'un Courant en Regime Uniforme.- Bull. du CREC. 5; Chatou.
- BONNEFILLE, R. & PERNECKER, L. (1966): Le debut d'entrainement des sediments sous l'action de la houle.- Bull. du CREC 15; Chatou.

- BREZINA, J. (1979): Particle size and settling rate distributions of sand-sized material.- Second Europ. Symp. on Particle Charact.: 1-44; London.
- BREZINA, J. (1986): Manual Macrogranometer GRMPROC 4.1.TM- (unveröff).
- COLLINS, M. B. & RIGLER, J. K. (1982): The use of settling velocity in defining the initiation of motion of heavy mineral grains under unidirectional flow.- Sed. **29**: 419-426; Amsterdam-New York.
- COREY, A. T. (1949): Influence of shape on the fall velocity of sand grains.- M.S. Thesis, Colorado Agricultural and Mechanical College, 102p.; Colorado.
- DAVIES, J. L. (1964): A morphogenetic approach to world shorelines.- Z. Geomorph. **8**: 27-42; Berlin.
- DEAN, R. G. (1986): Intercomparison of near-bottom kinematics by several wave theories and field and laboratory data.- Coastal Eng. **9**: 399-437; New York.
- DELFT HYDRAULICS (1994): Europipe development project - Monitoring measurements 1993 of waves, tides, currents, turbidities and wind.- Data report, 11 S.; Delft.
- DELFT HYDRAULICS (1995): Europipe development project - Monitoring measurements 1994 of waves, tides, currents, turbidities and wind.- Data report, 23 S.; Delft.
- DELFT HYDRAULICS (1996): Europipe development project - Monitoring measurements 1995 of waves, tides, currents, turbidities and wind.- Data report, 12 S.; Delft.
- DEN ADEL, J. D., NIEMEYER, H. D., FRANKEN, A. F., BOLJ, N., DEKKER, J. and VOGEL, J. A. (1991): Wave model application in a Wadden Sea area.- Proc. 22nd Int. Conf. Coastal Eng. (Delft): 530-543; New York (ASCE).
- DETTE, H. H. (1977): Ein Vorschlag zur Analyse eines Wellenklimas.- Die Küste **31**: 166-180; Heide.
- DYER, K. R. (1982): The initiation of sedimentary furrows by standing waves.- Sed. **29**: 885-889; Amsterdam-New York.
- DYER, K. R. (1986): Coastal and estuarine Sediment Dynamics.- 1.Aufl.; 342 S.; Chichester (Wiley & Sons).

- EBERT, H. [Hrsg.] (1967): *Physikalisches Taschenbuch*.- 705 S.; Braunschweig (Vieweg).
- EITNER, V. (1993): *Sedimentdynamik im Strandbereich einer brandungsbeeinflussten, mesotidalen Barriere-Insel unter Berücksichtigung der Auswirkungen künstlicher Strandauffüllungen (Norderney, südliche Nordsee)*.- Diss. Univ. Münster, 192 S.; Münster (unveröff.).
- EVERTS, C. H. (1973): Particle overpassing on a flat granular boundary.- *J. Waterways, Harbours and Coastal Eng. Div., Amer. Soc. Civil Engr.* **99** WW4: 425-438; New York.
- FITZGERALD, D. M. & PENLAND, S. (1987): Backbarrier dynamics of the East Frisian Islands.- *J. Sed. Pet.* **57**: 746-754; Tulsa.
- FLEMMING, B. W. (1991): Zur holozänen Entwicklung, Morphologie und faziellen Gliederung der ostfriesischen Insel Spiekeroog (südliche Nordsee).- *Sediment '91 Exkursionsführer; Senckenberg-am-Meer-Bericht* 91/3, 51 S.; Wilhelmshaven.
- FLEMMING, B. W. & THUM, A. B. (1978): The settling tube- a hydraulic method for grain size analysis of sands.- *Kieler Meeresforsch. Sonderheft* **4**: 82-95; Kiel.
- FLEMMING, B. W. & ZIEGLER, K. (1995): High-resolution grain size distribution patterns and textural trends in the backbarrier environments of Spiekeroog Island (southern North Sea).- *Senckenbergiana marit.* **26** (1/2): 1-24; Frankfurt a. M..
- FOLK, R. L. (1964): A review of grain size parameters.- *Sed.* **6**: 73-93; Amsterdam-New York.
- FOLK, R. L. & WARD, W. C. (1957): Brazos River bar: A study in the significance of grain-size parameters.- *J. Sed. Pet.* **27**:3-26; Tulsa.
- FÜTTERER, D. & PAUL, J. (1977): Recent and Pleistocene sediments of the Istrian coast (Northern Adriatic, Yugoslavia).- *Senckenbergiana. Marit.* **8**: 1-21; Frankfurt a. M..
- GIBBS, R. J. (1972): The accuracy of particle-size analyses utilizing settling tubes.- *J. Sed. Pet.* **42**: 141-145; Tulsa.
- GIBBS, R. J., MATTHEWS, M. D. and LINK, D. A. (1971): The relationship between sphere size and settling velocity.- *J. Sed. Pet.* **41**: 7-18; Tulsa.

- HACKESCHMIDT, M. (1969): Grundlagen der Strömungstechnik.- 231S.; Leipzig (VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie).
- HALLERMEIER, R. J. (1981): Terminal settling velocity of commonly occurring sand grains.- *Sed.* **28**: 859-865; Amsterdam-New York.
- HAYES, M. O. (1979): Barrier island morphology as a function of tidal and wave regime.- In: LEATHERMAN, S. P. [Hrsg.], *Barriere Islands*; New York. (Academic Press).
- HETEREN, J. VAN & STIVE, M. J. F. (1985): Kinematics and directionality of waves in the surf zone.- Note WWKZ-84., S013, Rijkswaterstaat; Hellevoetsluis.
- HO, H. W. (1964): Fall velocity of a sphere in a field of oscillating fluid.- Thesis, State Univ. Iowa; Iowa.
- HOMEIER, H. (1969): Der Gestaltwandel der ostfriesischen Küste im Laufe der Jahrhunderte - Ein Jahrtausend ostfriesischer Deichgeschichte.- In: *Ostfriesland im Schutz des Deiches*, Bd. I; Leer (Rautenberg).
- HWANG, P. A. (1985): Fall velocity of particles in oscillating flow.- *J. Hydr. Eng.* **111**, No. 3; New York.
- INMAN, D. L. (1949): Sorting of sediments in the light of fluid mechanics.- *J. Sed. Pet.* **19**: 51-70; Tulsa.
- INMAN, D. L. (1952): Measures for describing the size distribution of sediments.- *J. Sed. Pet.* **22**: 125-145; Tulsa.
- JANKE, N. C. (1965): Empirical formula for velocities and Reynolds numbers of single settling spheres.- *J. Sed. Pet.* **35**: 749-750; Tulsa.
- JARITZ, W. (1973): Zur Entstehung der Salzstrukturen Nordwestdeutschlands.- *Geol. Jb.*, **A 10**; 77 S.; Hannover.
- JARITZ, W. (1987): The origin and development of salt structures in northwest Germany.- In: LERCHE, I. & O'BRIAN, J. J. [Hrsg.], *Dynamical geology of salt and related structures*: 479-493; Orlando - San Diego (Academic Press).
- JONSSON, I. G. (1966): Wave boundary layers and friction factors.- 10th Conf. on Coastal Eng. Proc.:127-148; New York.

- KOCH, M. & NIEMEYER, H. D. (1978): Sturmtiden-Strommessungen im Bereich des Norderneyer Seegats.- Jber. 1977; Forschungsstelle f. Insel- u. Küstenschutz Norderney **29**: 99-108; Norderney.
- KOMAR, P. D. (1974): Oscillatory ripple marks and the evaluation of ancient wave conditions and environments.- J. Sed. Pet. **44**: 169-180; Tulsa.
- KOMAR, P. D. (1989): Physical processes of waves and currents and the formation of marine placers.- CRC Critical Review in Aquatic Sciences, Oregon Sea Grant, Oregon State Univ. **1/3**:393-423; Oregon.
- KOMAR, P. D. & CLEMENS, K. E. (1986): The relationship between a grain's settling velocity and threshold of motion under unidirectional currents.- J. Sed. Pet. **56**: 258-266; Tulsa.
- KOMAR, P. D. & MILLER, M. C. (1975): On the comparison between the threshold of sediment motion under waves and unidirectional currents with a discussion of the practical evaluation of the threshold.- J. Sed. Pet. **45**: 362-367; Tulsa.
- KOMAR, P. D. & WANG, C. (1984): Processes of selective grain transport and the formation of placers on beaches.- J. Geol. **92**: 637-655; Chicago.
- KORSON, L., DROST-HANSEN, W. and MILLERO, F. J. (1969): Viscosity of water at various temperatures.- Jour. of Physical. Chemistry **73**: 34-39.
- KRÖGEL, F. 1992. Morphologie und Sedimentdynamik des Otzumer Ebbdeltas. Dipl.-Arb., Univ. Hannover, 89 S.; Hannover (unveröff.).
- KRÖGEL, F. (1995a): Ökologische Begleituntersuchungen zum Projekt "Europipe", Teilprojekt Sedimentologie, Jahresbericht für 1994.- Senckenberg-am-Meer-Bericht 95/1, 71 S.; Wilhelmshaven.
- KRÖGEL, F. (1995b): Sedimentverteilung und Morphodynamik des Otzumer Ebbdeltas (südliche Nordsee). - Senckenbergiana marit. **25**: 127-135; Frankfurt a. M.
- KRÖGEL, F. (1995c): Der Attenuationssensor zur Messung der Trübstoffkonzentration.- Senckenberg-am-Meer Bericht **95/5**, : 49 S.; Wilhelmshaven.
- KRÖGEL, F. (1996) : Ökologische Begleituntersuchungen zum Projekt "Europipe", Teilprojekt Sedimentologie, Jahresbericht für 1995.- Senckenberg-am-Meer-Bericht **96/1**, 94 S.; Wilhelmshaven.

- KRÖGEL, F. & FLEMMING, B. W. (1993): Sedimentologische Begleituntersuchung zur Verlegung der Gasrohrleitung „Europipe“ in der Accumer Ee.- Senckenberg-am-Meer Bericht **93/2**, 15 S.; Wilhelmshaven.
- KRÖGEL, F. & FLEMMING, B. W. (1995): Saisonale Variabilitäten in der Sedimentverteilung im Wattgebiet der Accumer Ee, südliche Nordsee.- In: Sediment '95 Freiberg, Kurzfass. der Vorträge u: Poster: 99-101; Freiberg.
- KRUMBEIN, W. C. (1934): The probable error of sampling for mechanical analysis.- *Am. J. Sci.* **27**: 204-214; Washington, D. C..
- LAN, E. [Hrsg.] (1967): Taschenbuch für Chemiker und Physiker.- Bd. 1: Makroskopische physikalisch-chemische Eigenschaften. 3.Aufl. 1522 S.; Heidelberg (Springer).
- LIDEK, D. R. [Hrsg.] (1992): Handbook of chemistry and physics.- CRC Press, 74. Aufl. 1013 S.; Boca Rota, Fl.
- LUDWICK, J. C. & DOMURAT, G. W. (1982): A deterministic model of the vertical component of sediment motion in a turbulent fluid.- *Mar. Geol.* **45**:1-15; Amsterdam-New York.
- MANOHAR, M. (1955): Mechanics of bottom sediment movement due to wave action.- U.S. Army Beach Erosion Board. Techn. Mem. **75**: 31 S.; Washington D.C..
- MARTINEZ, P. A. & HARBAUGH, J. W. (1993): Simulating Neareshore Environments.- 1. Aufl., 265 S.; Oxford (Pergamon).
- McLAREN, P. & BOWLES, D. (1985): The effects of sediment transport on grain size distribution.- *J. Sed. Pet.* **55**: 457-470; Tulsa.
- MIDDLETON, G. (1976): Hydraulic interpretation of sand size distributions.- *J. Geol.* **84**: 405-426; Chicago.
- MILLER, M. C., McCAYE, I. N. and KOMAR, P. D. (1977): Threshold of sediment movement under unidirectional currents.- *Sed.* **24**: 507-527; Amsterdam-New York.
- MILLER, R. L. & ZEIGLER, J. M. (1973): A model relating dynamics and sediment pattern in equilibrium in the region of shoaling waves, breaker zone, and foreshore.- *J. Geol.* **66**: 417-441; Chicago.

- MORRISON, J. R. & CROOKE, R. C. (1953): The mechanics of deep water, shallow water and breaking waves.- U.S. Army Beach Erosion Board, Tech. Mem. **40**, 14 S.; Washington D.C..
- MURRAY, S. P. (1970): Settling velocities and vertical diffusion of particles in turbulent water.- *J. Geophys. Res.* **75**:1647-1654; Washington D.C..
- NIELSEN, P. (1984): On the Motion of Suspended Sand Particles.- *J. Geophys. Res.* **89**: 122-137; Washington D.C..
- NIEMEYER, H. D. (1976): Seegangsmessungen auf Deichvorländern.- *Jber.* 1976, Nieders. Landesamt f. Wasserwirtsch. Forschungsstelle Küste **28**: 113-140; Norderney.
- NIEMEYER, H. D. (1986): Ausbreitung und Dämpfung des Seegangs im See- und Wattengebiet von Norderney.- *Jber.* 1985, Nieders. Landesamt f. Wasserwirtsch. Forschungsstelle Küste **37**: 49-96; Norderney.
- NYANDWI, N. (1995): The nature of the sediment distribution patterns in the Spiekeroog backbarrier area, the East Frisian Islands.- *Ber. aus dem FB. Geowiss. Univ. Bremen* **66**, 162 S; Bremen.
- NYANDWI, N. & Flemming, B. W. (1995): A hydraulic model of the shore-normal energy gradient in the East Frisian Wadden Sea (Southern North Sea).- *Senckenbergiana marit.* **25**: 163-171; Frankfurt a. M..
- PASSEGA, R. (1957): Texture as characteristics of clastic deposits.- *AAPG Bull.* **41**: 1952-1984; Boulder, Co..
- PASSEGA, R. (1964): Grain size representation by cm patterns as a geological tool.- *J. Sed. Pet.* **34**: 830-847; Tulsa.
- PIERSON, W. J. jr. (1954): An interpretation of the observable properties of sea waves in terms of the energy spectrum of the GAUSSIAN record.- *Trans. Am. Geophys. Union* **35**: 134-145; New York.
- POSTMA, H. (1957): Size frequency distributions of sands in the Dutch Wadden Sea.- *Extrait des Archives Néerlandes de Zoologi, Tome XIII, 3e livraison, 1957*: 319-349.
- RAUDKIVI, A. J. (1982): Grundlagen des Sedimenttransports.- Heidelberg (Springer).

- RIJN, L. VAN (1993): Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas.-2. Aufl., 1120 S.; Amsterdam (Aqua Publications).
- RILEY, J. P. & CHESTER, R. (1971): Introduction to marine chemistry.- 465 S.; London (Academic Press).
- ROUSE, H. (1936): Nomogram for the settling velocity of spheres.- National Research Council Committee on Sedimentation Publ.: 57-64; New York.
- ROUSE, H. (1937): Modern conceptions of the mechanics of fluid turbulence.- A.S.C.E. Transactions **102**: 463-505; New York.
- ROUX, le J. P. (1991): Settling velocity of spheres: A new approach.- Sed. Geol. **81**: 11-16; Amsterdam-New York.
- RUBEY, W. (1933): Settling velocities of gravel, sand and silt particles.- J. Sed. Pet. **36**: 403-413; Tulsa.
- SCARLATOS, D. P. (1993): Tidal energy dissipation in well-mixed estuaries.- J. Coastal Research **9**: 907-914; Fort Lauderdale.
- SHIA, L. P. (1990): Sedimentological studies of the ebb-tidal deltas along the West Frisian Islands, the Netherlands.- Geologica Ultraiectina. Mededelingen van het Instituut voor Aardewetenschappen der Rijksuniversiteit te Utrecht **64**, 159 S; Utrecht.
- SHIELDS, K.-H. (1936): Anwendungen der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenz Forschung auf die Geschiebebewegung.- Mittlg. d. Preuß. Versuchsanst. f. Wasserbau u. Schiffbau **26**; Berlin.
- SCHILLER, L. (1932): Fallversuche mit Kugeln und Scheiben.- In: Handbuch der Experimentalphysik, Bd. **4/2**; Leipzig (Akadem. Verl.-Ges.).
- SIEFERT, W. (1974): Über den Seegang in Flachwassergebieten.- Mittlg. d. Leichtweiss-Institut f. Wasserb. Univ. Braunschweig **40**: 1-240; Braunschweig.
- SINDOWSKI, K.-H. (1956): Das Eem im Wattgebiet zwischen Norderney und Spiekeroog, Ostfriesland.- Geol. Jb. **76**: 151-174; Hannover.
- STEPHAN, H. J. (1980): Seegangsleistung und Verweilzeit im Bereich der ostfriesischen Inseln zur Deutung morphologischer Vorgänge.- Jber. 1980, Nieders. Landesamt f. Wasserwirtsch. Forschungstelle Küste **32**: 27-40; Norderney.

- STOKES, G. (1851): On the effect of the internal friction on the motion of pendulums.- Cambridge Philo. Trans. **9**: 8-106; Cambridge.
- STREIF, H. (1990): Das ostfriesische Küstengebiet. Nordsee, Inseln, Watten und Marschen.- Sammlung Geol. Führer **57**, 2. Aufl., 376 S.; Berlin (Gebr. Bornträger).
- TISON, L. J. (1954): Studies of the critical shear stress for the entrainment of bed materials.- Proc. Int. Assoc. Hydr. Res.: 21-35; Minneapolis.
- VEENSTRA, H. J. (1982): Size, shape, and origin of the sands on the East Frisian Islands (North Sea, Germany).- Geol. en Mijnbouw **61**: 141-146; s'Gravenhagen.
- VEENSTRA, H. J. (1984): Size and shape-sorting of coastal sands in the eastern part of the German Bight (North Sea).- Geol. en Mijnbouw **63**: 47-54; s'Gravenhagen.
- VISHER, G. S., 1969: Grain size distributions and depositional processes.- J. Sed. Pet. **39**: 1097-1106; Tulsa.
- WADELL, H. (1934): Some new sedimentation formulars.- Physics **5**: 281-291; Woodbury, N. Y..
- WALGER, E. (1964): Zur Darstellung von Korngrößenverteilungen.- Geol. Rundschau **50**: 976-1002; Stuttgart.
- WENTWORTH, C. K. (1922): A scale of grade and class terms for clastic sediments.- J. Geol. **30**: 377-392; Chicago.
- WHITE, S. J. (1970): Plane bed thresholds of fine-grained sediments.- Nature **228**: 152-153; London.
- WINKELMOHLEN, A. M. & Veenstra, H. J. (1974): Size and shape sorting in a Dutch tidal inlet.- Sed. **21**: 107-126; Amsterdam-New York.
- YALIN, M.S. (1972): Mechanics of sediment transport.- 290 S.; Braunschweig (Vieweg).
- ZANKE, U. (1982): Grundlagen der Sedimentbewegung.- 402 S.; Heidelberg (Springer).

- ZARILLO, G.A. & PARK, M.-J. (1987): Sediment transport prediction in a tidal inlet using a numerical model: Application to Stony Brook Harbour, Long Island, New York, USA.- J. Coastal Res. 3: 429-444; Fort Lauderdale.
- ZIEGLER, K. (1989): Holozäne Entwicklung, Aktuogeologie und Sedimentdynamik des Spiekerooger Rückseitenwattes.- Dipl.-arbeit, T. U. Clausthal; Clausthal (unveröff.).

Verzeichnis der Abkürzungen

Dimensionen

Bft.	Beaufort
cm	Zentimeter (=1/100 Meter)
cm ³	Kubikzentimeter
cP	Zentipoise
cSt	Zentistokes
°	Grad
°C	Grad Celsius
g	Gramm
h	Stunde
km	Kilometer
mm	Millimeter (1/1000 Meter)
µm	Mikrometer (=1/1000000 Meter)
m	Meter
N	Newton
qkm	Quadratkilometer
s	Sekunde
%	Prozent (Anteil von Hundert)

Variablen/Indizes

a	Amplitude der Oberflächenwellenbewegung [L]
A _b	Amplitude der horizontalen Wasserbewegung [L]
c-m	coarsest-median (größte-median Wert)
C _D	Widerstandsbeiwert umströmter Körper [dim.-los]
d	physischer Partikeldurchmesser [L]
d _B	physischer Durchmesser der Partikel, die in Bodenfracht geraten [L]
d _m	mittlerer physischer Partikeldurchmesser [L]
d _o	Orbitaldurchmesser [L]
D*	dimensionsloser Partikeldurchmesser
f()	Funktion von ()
F _r	FROUDEzahl = Verhältnis von Trägheits- zu Schwerkraften [dim.-los]
F _r *	FROUDEzahl des Kornes [dim.-los]
g	Erdbeschleunigung [a]
G	Gewichtskraft [Ma]
h	Wellenhöhe [L]
H	Wassertiefe [L]
M	Mittelwert
Phi	negativer 2er Logarithmus des Partikeldurchmessers in mm
Psi	negativer 2er Logarithmus der Sinkgeschwindigkeit in cm/s

R_e	REYNOLDSzahl = Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften [dim.-los]
R_{e^*}	REYNOLDSzahl des Kornes [dim.-los]
S	Salinität [‰]
SF	Shape Factor [dim.-los]
sin	Sinus
S_0	Statistische Standardabweichung (Sortierung)
S_f	Statistische Schiefe [dim.-los]
T	Temperatur [°C]
T_w	Wellenperiode [T]
u	Strömungsgeschwindigkeit [L/T]
u(y)	Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Entfernung über der Sohle [L/T]
u_m	mittlere Strömungsgeschwindigkeit [L/T]
u_o	Orbitalgeschwindigkeit [L/T]
u^*_τ	kritische Schubspannungsgeschwindigkeit [L/T]
$v_{f,max}$	Effektive Sinkgeschwindigkeit [L/T]
W	Widerstand [ML/T]
w_0	Effektive Sinkgeschwindigkeit [L/T]
w_s	Sinkgeschwindigkeit einer Kugel äquivalenten Durchmessers und gleicher Dichte in ruhendem Medium [L/T]
w_m	gemessene Sinkgeschwindigkeit [L/T]
Δ	Dicke der laminaren Grenzschicht beim Bewegungsbeginn [L]
δ_f	Dichte des Fluids [M/L ³]
δ_s	Dichte des Sediments [M/L ³]
δ'	relative Dichte des Sediments $\delta_s - \delta_f / \delta_f$
λ	Wellenlänge [L]
η	dynamische Viskosität [M/LT]
τ	Schubspannung [Ma/L ²]
τ_c	kritische Schubspannung [Ma/L ²]
π	Pie (3.1414)
ν	kinematische Viskosität [L ² /T]
ω	Wellenfrequenz [1/T]
θ	SHIELDS-Parameter [dim.-los]
Φ	Drehwinkel [°]

mit

L = Länge

M = Masse

T = Zeit

a = Beschleunigung

Allgemeingültige

Abb.	Abbildung
bzw.	beziehungsweise
c	Zenti-
ca.	circa
E	Ost
engl.	englisch
Erl.	Erläuterung
Gl.	Gleichung
GmbH	Gesellschaft mit beschränkter Haftung
GPS	Global Positioning System
i. w.	im wesentlichen
Kap.	Kapitel
J. v. h.	Jahre vor Heute
\log_2	Logarithmus zur Basis zwei
n.	nach
n. Chr.	nach Christus
N	Nord
NN	Normalnull
o. g.	oben genannt
s.	siehe
s. a.	siehe auch
s. o.	siehe oben
S	Süd
S.	Seite
Tab.	Tabelle
TM	Trade Mark (geschütztes Warenzeichen)
Thw	Tidehochwasser
u. a.	unter anderem
U. S.	United States
u. U.	unter Umständen
vgl.	vergleiche
W	West
z. B.	zum Beispiel
z. T.	zum Teil

Verzeichnis der entwickelten Formeln und Gleichungen

1. Salinitäts- und temperaturabhängige Dichte von Seewasser

$$\delta_F = 1.00092 + 7.73 \cdot 10^{-4} S + (-2.54 \cdot 10^{-5} T^{1.5}) + (-2.12 \cdot 10^{-6} T^2)$$

mit

$$\delta_F = \text{Dichte [g/cm}^3\text{]}$$

$$T = \text{Temperatur [}^\circ\text{C]}$$

$$S = \text{Salinität [}^\circ\text{/}_{\infty}\text{]}$$

2. Dynamische Viskosität von Seewasser

$$\eta = a + (-b T) + (c T^{1.5}) + (d S)$$

mit

$$a = 1.8010928$$

$$b = 0.069753185$$

$$c = 0.0067049019$$

$$d = 0.00242$$

$$\eta = \text{dynamische Viskosität [cP]}$$

$$T = \text{Temperatur [}^\circ\text{C]}$$

$$S = \text{Salinität [}^\circ\text{/}_{\infty}\text{]}$$

3. Kinematische Viskosität von Seewasser

$$v = (1.8011 + (-0.06975 T) + (0.0067 T^{1.5}) + (0.00242 S)) / (1.00092 + (7.73 \cdot 10^{-4} T) + ((-2.54 \cdot 10^{-5}) \cdot (S^{1.5})) + (-2.12 \cdot 10^{-6} S^2))$$

mit

$$v = \text{kinematische Viskosität [St]}$$

$$T = \text{Temperatur [}^\circ\text{C]}$$

$$S = \text{Salinität [}^\circ\text{/}_{\infty}\text{]}$$

4. Sinkgeschwindigkeitsabhängige Schubspannungsgeschwindigkeit

a) Standard:

$$U_{*c} = \sqrt{(0.39) + 0.39 w_s^{0.5}}$$

b) Temperaturabhängig:

$$U_{*c} = 0.482 \left[\left(\frac{\delta_s - \delta_f}{\delta_f} \right) \nu g \right]^{0.282} \cdot 0.15 w_s^{0.5} + 0.61$$

mit

U_{*c} = kritische Schubspannungsgeschwindigkeit [cm/s]

δ_s = Dichte des Sediments [g/cm³]

δ_f = Dichte des Sediments [g/cm³]

ν = kinematische Viskosität [cSt]

g = Erdbeschleunigung, 981 [cm/s]

w_s = Sinkgeschwindigkeit des Partikels [cm/s]

5. Temperaturabhängiger hydraulischer Partikeldurchmesser

$$D = (2.73 + 0.029 \sqrt{(T \ln T)}) + (0.556 + 0.00045T) w_s + (-0.0221 + (-0.00019T) w_s^2 + ((0.071 + 0.00028T)^2) w_s^3$$

mit

D = Äquivalentdurchmesser des Partikels [Phi]

w_s = gemessene Sinkgeschwindigkeit [Psi]

T = Temperatur [°C]

Verzeichnis der Abbildungen

- 1 Lage des Untersuchungsgebietes.
- 2 Physiographie des Untersuchungsgebietes.
- 3 Probenraster, Lage der hydrographischen Meßstationen und der Transekte.
- 4 Korngrößenverteilung bei einer Entnahme an vier aufeinanderfolgenden Tagen.
- 5 Schlickgehalt bei einer Entnahme an vier aufeinanderfolgenden Tagen.
- 6 Paläogeographische Situation im Eem-Interglazial (n. BARCKHAUSEN, 1969).
- 7 Küstenlinie vor ca. 5500 Jahren (*Baltrum*-Schichten, n. BARCKHAUSEN, 1969).
- 8 Küstenlinie vor ca. 3700 Jahren (*Dornum*-Schichten, n. BARCKHAUSEN, 1969).
- 9 Küstenlinie vor ca. 2700 Jahren (n. BARCKHAUSEN, 1969).
- 10 Küstenlinie vor ca. 2300 Jahren (*Midlum*-Schichten, n. BARCKHAUSEN, 1969).
- 11 Entwicklung des Deichbaus vom 14. - 17. Jahrhundert (n. HOMEIER, 1969).
- 12 Entwicklung des Deichbaus seit dem 16. Jahrhundert (n. HOMEIER, 1969).
- 13 Strömungsmessungen im Langeooger Wattfahrwasser (Station A) am 12.02.1995
- 14 Strömungsmessungen in der Rute (Station B) am 11.02.1995.
- 15 Strömungsmessungen im Langeooger Wattfahrwasser (Station A) am 11.07.1995.
- 16 Strömungsmessungen an Station A, jeweils im Zeitraum Januar bis Dezember 1994 und Februar bis Dezember 1995.
- 17 Strömungsmessungen auf der Ruteplate am 11.07.1995.
- 18 Räumliche Verteilung der signifikanten Wellenhöhen, NW-Wind, mit Windstärken um 10.5 cm/s (n. DELFT HYDRAULICS, 1994).
- 19 Entwicklung von Elementarwellen nach dem Prinzip der Beugung an einer punktförmigen Öffnung (n. ALLEN, 1979).
- 20 Räumliche Verteilung der bodennahen Strömungsgeschwindigkeit, verursacht durch Seegang bei NW-Wind mit Geschwindigkeiten um 10.5 m/s (n. DELFT HYDRAULICS, 1994).
- 21 An Station C halbstündlich gemessene Wellenperiode in der Accumersieler Balje (n. DELFT HYDRAULICS, 1995) in 1994.
- 22 An Station C halbstündlich gemessene signifikante Wellenhöhe in der Accumersieler Balje (n. DELFT HYDRAULICS, 1995) in 1994.
- 23 Räumliche Verteilung der mittleren Äquivalentkorngröße für $T = 24^{\circ}\text{C}$.
- 24 Räumliche Verteilung der Sortierung S_0 der Äquivalentkorngröße für $T = 24^{\circ}\text{C}$.
- 24 Räumliche Verteilung der statistischen Schiefe S_r der Äquivalentkorngröße für $T = 24^{\circ}\text{C}$.
- 26 Räumliche Verteilung der rein physikalisch abgelagerten Feinfraktionen $<0.063\text{ mm}$ ($>4.0\text{ Phi}$).
- 27 Räumliche Verteilung der Fraktion $2.25\text{ Phi} - 2.50\text{ Phi}$ ($0.210\text{ mm} - 0.177\text{ mm}$).
- 28 Räumliche Verteilung der Fraktion $2.50\text{ Phi} - 2.75\text{ Phi}$ ($0.177\text{ mm} - 0.149\text{ mm}$).
- 29 Räumliche Verteilung der Fraktion $2.75\text{ Phi} - 3.00\text{ Phi}$ ($0.149\text{ mm} - 0.125\text{ mm}$).
- 30 Räumliche Verteilung der Fraktion $3.00\text{ Phi} - 3.25\text{ Phi}$ ($0.125\text{ mm} - 0.105\text{ mm}$).
- 31 Räumliche Verteilung der Fraktion $3.25\text{ Phi} - 3.50\text{ Phi}$ ($0.105\text{ mm} - 0.088\text{ mm}$).
- 32 Räumliche Verteilung der Fraktion $3.50\text{ Phi} - 3.75\text{ Phi}$ ($0.088\text{ mm} - 0.074\text{ mm}$).
- 33 Räumliche Verteilung der Fraktion $3.75\text{ Phi} - 4.00\text{ Phi}$ ($0.074\text{ mm} - 0.063\text{ mm}$).
- 34 Räumliche Verteilung der mittleren Sinkgeschwindigkeit ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 35 Räumliche Verteilung der Sortierung S_0 der Sinkgeschwindigkeit ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 36 Räumliche Verteilung der statistischen Schiefe S_r der Sinkgeschwindigkeit ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 37 Verbreitung von 1%-Anteilen der 0.25-Psi-fraktionen für den Bereich zwischen -3.75 Psi und -2.25 Psi (13.45 cm/s und 4.76 cm/s) ($T = 24^{\circ}\text{C}$).

- 38 Verbreitung von 1%-Anteilen der 0.25-Psi-fraktionen für den Bereich zwischen -2.25 Psi und - 1.00 Psi (4.76 cm/s und 2.0 cm/s) ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 39 Räumliche Verteilung der Fraktion -1.00 bis -0.75 Psi (2.0 cm/s bis 1.68 cm/s) entsprechend 2.58 Phi bis 2.73 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 40 Räumliche Verteilung der Fraktion -0.75 bis -0.50 Psi (1.68 cm/s bis 1.41 cm/s) entsprechend 2.73 Phi bis 2.88 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 41 Räumliche Verteilung der Fraktion -0.50 bis -0.25 Psi (1.41 cm/s bis 1.19 cm/s) entsprechend 2.88 Phi bis 3.03 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 42 Räumliche Verteilung der Fraktion -0.25 bis 0.00 Psi (1.19 cm/s bis 1.0 cm/s) entsprechend 3.03 Phi bis 3.18 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 43 Räumliche Verteilung der Fraktion 0.00 bis 0.25 Psi (1.0 cm/s bis 0.84 cm/s) entsprechend 3.18 Phi bis 3.32 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 44 Räumliche Verteilung der Fraktion 0.25 bis 0.50 Psi (0.84 cm/s bis 0.71 cm/s) entsprechend 3.32 Phi bis 3.46 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 45 Räumliche Verteilung der Fraktion 0.50 bis 0.75 Psi (0.71 cm/s bis 0.59 cm/s) entsprechend 3.46 Phi bis 3.60 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 46 Räumliche Verteilung der Fraktion 0.75 bis 1.00 Psi (0.59 cm/s bis 0.50 cm/s) entsprechend 3.60 Phi bis 3.73 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 47 Räumliche Verteilung der Fraktion 1.00 bis 1.25 Psi (0.50 cm/s bis 0.42 cm/s) entsprechend 3.73 Phi bis 3.87 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 48 Räumliche Verteilung der Fraktion 1.25 bis 1.50 Psi (0.42 cm/s bis 0.35 cm/s) entsprechend 3.87 Phi bis 4.00 Phi ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 49 Mobilitätsparameter n. SHIELDS (1936) im Medium Wasser bei $T = 20^{\circ}\text{C}$.
- 50 Sinkgeschwindigkeitsabhängige Schubspannungsgeschwindigkeit.
- 51 SHIELDS-Parameter im Vergleich zwischen gleichmäßiger Strömung und oszillierender Wasserbewegung bei $T = 20^{\circ}\text{C}$.
- 52 Räumliche Verteilung der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} ($T = 24^{\circ}\text{C}$).
- 53 Monatlich gemessene Temperatur- und Salinitätswerte für 1994 und 1995.
- 54 Einfluß von Temperatur und Salinität des Seewassers auf die Dichte (Daten aus EBERT, 1967).
- 55 Dichtebereich des Seewassers in der südlichen Nordsee (n. Gl. [20]).
- 56 Berechnete kinematische Viskosität des Seewassers in der Accumersieler Balje für 1994 und 1995.
- 57 Bereich der kinematischen Viskosität im Seewasser (n. Gl. [22]).
- 58 Effekt allein variierender Temperatur (durchgehende Linie) und allein variierender Salinität (gestrichelte Linie) auf die Sinkgeschwindigkeit von Quarzpartikeln des physischen Durchmessers von 0.088 mm, 0.177 mm und 0.250 mm.
- 59 Sinkgeschwindigkeit von Quarzpartikeln in destilliertem Wasser bei verschiedenen Temperaturen.
- 60 Berechneter Sinkgeschwindigkeitsbereich der Oberflächensedimente im Einzugsgebiet der Accumer Ee.
- 61 Sinkgeschwindigkeitsabhängiger Anstieg im Januar und Juli für den Temperaturbereich im Einzugsgebiet der Accumer Ee.
- 62 Variierende Korn-REYNOLDS-Zahl (Re_s) identischer Sinkgeschwindigkeiten durch variierende Partikeldurchmesser bei verschiedenen Temperaturen und Salinitäten.
- 63 Temperaturabhängige Erosionsgeschwindigkeit.
- 64 Kritische Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} in Abhängigkeit von der Sinkgeschwindigkeit bei variierender Dichte und Viskosität des Transportmediums.

- 65 Kritische Schubspannungsgeschwindigkeit bei variabler Temperatur.
- 66 Räumliche Verteilung der mittleren Sinkgeschwindigkeit für eine Wassertemperatur von $T = 12^{\circ}\text{C}$, die derjenigen während der Probennahme im Mai 1993 entspricht.
- 67 Variabilität der mittleren Sinkgeschwindigkeit im Einzugsgebiet der Accumer Ee in 1994.
- 68 Variabilität der statistischen Standardabweichung S_{σ} der Sinkgeschwindigkeit im Einzugsgebiet der Accumer Ee in 1994.
- 69 Variabilität der statistischen Schiefe S_r der Sinkgeschwindigkeit im Einzugsgebiet der Accumer Ee in 1994.
- 70 Variabilität der Fraktionen $<0.063\text{ mm}$ ($>4.0\text{ Phi}$) im Einzugsgebiet der Accumer E in Gewichtsprozent.
- 71 Variabilität des prozentualen Anteils der 0.25-Psi-Fraktion im Bereich zwischen -2.25 Psi und -1.50 und zwischen 0.0 Psi und 0.50 Psi entlang Transekt 1 und 4 in 1994.
- 72 Sortierungskoeffizient S_{σ} der Sinkgeschwindigkeit, aufgetragen gegen die mittlere Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.
- 73 Schiefe S_r der Sinkgeschwindigkeit, aufgetragen gegen die mittlere Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.
- 74 Schlickgehalt, aufgetragen gegen die mittlere Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.
- 75 Schlickgehalt, aufgetragen gegen den Sortierungskoeffizienten S_{σ} der Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.
- 76 Schlickgehalt, aufgetragen gegen die Schiefe S_r der Sinkgeschwindigkeit für sämtliche Proben vom Januar und Juli 1994.
- 77 Sinkgeschwindigkeitsgradient in Nord-Süd-Richtung im Einzugsgebiet der Accumer Ee.
- 78 Sinkgeschwindigkeitsgradient in West-Ost-Richtung im Einzugsgebiet der Accumer Ee.
- 79 Geschätzte Wellenperiode (Nulldurchgang) für Januar 1994.
- 80 Wellenperiode (Nulldurchgang) für Juli 1994 (Daten von DELFT HYDRAULICS, 1995).
- 81 Variabilität der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} in Psi im Einzugsgebiet der Accumer Ee in 1994.
- 82 Durch die Sinkgeschwindigkeit variierende kritische Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} für konstante und veränderliche Viskosität und Dichte (Erl. im Text).
- 83 Verhältnis von kritischer Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} zur Sinkgeschwindigkeit w_s für die Monate Januar und Juli.
- 84 Kritische Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*c} und Sinkgeschwindigkeit w_s für die physischen Quarzpartikeldurchmesser zwischen 2.75 Phi und 4.00 Phi (0.149 mm und 0.063 mm) bei verschiedenen Temperaturen.
- 85 Verhältnis der Median- zu den Mittelwerten der Sinkgeschwindigkeit für Januar- und Juli-Proben.
- 86 H-M-V-Diagramm (Highest-Median-Velocity) zur Ermittlung des Transportmodus auf der Basis von Sinkgeschwindigkeiten.
- 87 Unterschiedlicher Transportmodus der Oberflächensedimente des deichnahen Wattgebietes von Januar bis Juli.
- 88 Unterschiedlicher Transportmodus der Oberflächensedimente des deichfernen Wattgebietes von Januar bis Juli.
- 89 Die Wirkung der variablen Sinkgeschwindigkeit auf die Ablagerungsposition der Sedimente im ostfriesischen Wattgebiet, gezeigt am Beispiel eines $105\text{ }\mu\text{m}$ -Partikels.
- 90 Das theoretische Modell der variablen Sedimentverteilung (Erl. im Text).

- 91 Mittlere Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Breite für die Monate Januar und Juli.
- 92 Mittlere Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Breite für die Monate Januar bis Dezember 1994 (deichnahe Abschnitte).
- 93 Mittlere Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Breite für die Monate Januar bis Dezember 1994 (deichferne Abschnitte).
- 94 Mittlere Sinkgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Breite für die Monate Januar bis Dezember 1994 (Inselwatt).
- 95 Variabilität der mittleren Sinkgeschwindigkeit (A), der statistischen Standardabweichung S_0 (B), der statistischen Schiefe S_f (C) 1995 und des Schlickanteils (D) im Einzugsgebiet der Accumer Ee (Transekt 1 bis 5) in 1995.
- 96 Im Verlauf dieser Arbeit entwickelte Gleichung zur Berechnung der hydraulischen Äquivalentkorngröße aus der Sinkgeschwindigkeit bei beliebiger Temperatur.
- 97 Räumliche Verteilung der mittleren hydraulischen Äquivalentkorngrößen, berechnet für eine Wassertemperatur von $T = 12.2^\circ\text{C}$ und eine Salinität von $S = 3.1\%$ entsprechend der lokalen Verhältnisse im Mai 1993.
- 98 Sinkgeschwindigkeitsverteilungskurven für die Stationen 33, 46 und 52 von Januar bis Dezember 1994.
- 99 Korngrößenverteilungskurven für die Stationen 33, 46 und 52 von Januar bis Dezember 1994.
- 100 Mittlere hydraulische Korngröße, berechnet für die jeweiligen in-situ-Bedingungen der Monate Januar 1994 bis Dezember 1995.

Verzeichnis der Tabellen

1. Berechnungsmodus für die perzentilstatistischen Parameter n. FOLK & WARD (1957)
2. Jahreszeitliche Entwicklung der Temperatur u. Salinität in 1994 und 1995
3. Variation des Wellenhöhen(H)/Wassertiefen(h)-Verhältnisses bei verschiedenen Wellenperioden (T). Man beachte die variierende Orbitalgeschwindigkeit (u_m) bei den Partikeln, die jeweils im Januar und Juli identische Sinkgeschwindigkeiten besitzen ($250 \mu\text{m} = 196 \mu\text{m}$, $177 \mu\text{m} = 138 \mu\text{m}$, $88 \mu\text{m} = 68 \mu\text{m}$, $63 \mu\text{m} = 48 \mu\text{m}$)
4. Saisonale Entwicklung der physikalischen Eigenschaften des Seewassers in 1994 als Berechnungsgrundlage des Sedimenttransports.