

**SEEGANGSAUSBREITUNG  
IN HEVER UND HEVERSTROM**

***WAVE FORECASTING  
IN HEVER AND HEVERSTROM***

von  
**Stephan MAI**

## **ABSTRACT**

Numerical models are more and more used for the design of coastal defenses with respect to wave attack. For larger coastal areas especially phase-averaged wave models like SWAN are employed. This paper outlines the method of wave forecasting based on the model SWAN exemplary for the Hever and Heverstrom at the north-frisian coast. The wave conditions calculated with SWAN are compared with measurements with wave buoys, deployed e.g. during the SFB 79. The deviation between wave measurement and model is partly caused by the interaction of waves and tides resp. tidal currents as calculations with the wave model SWAN coupled to the hydrodynamic model MIKE 21 HD show.

For easier access to the results of numerical wave analysis, e.g. within future design of coastal defenses, the results are integrated into an internet based wave atlas of the German North Sea coast (<http://www.fi.uni-hannover.de/~smai/seegang>).

## **ZUSAMMENFASSUNG**

Im Küsteningenieurwesen finden zur Bemessung auf Seegang zunehmend numerische Modelle Verwendung. Für großräumige Küstengebiete werden insbesondere phasengemittelte Modelle, wie SWAN, eingesetzt. In dieser Arbeit ist das Vorgehen bei der modellgestützten Seegangsvorhersage beispielhaft für das Gebiet der Hever und des Heverstroms an der nordfriesischen Küste dargestellt. Den mit SWAN berechneten Seegangsverhältnissen werden die Ergebnisse verschiedener Meßkampagnen mit Seegangsbojen, u.a. des Sonderforschungsbereichs „Wasserforschung im Küstenbereich“ SFB 79, gegenübergestellt. Die Abweichungen zwischen Seegangsmessung und –modell werden zum Teil auf die Beeinflussung des Seegangs durch die Tide zurückgeführt. Die Vorhersage des Tidegeschehens erfolgt mit dem numerischen Modell MIKE 21 HD.

Zur besseren Nutzbarkeit der Ergebnisse der numerischen Seegangsanalyse, z.B. bei künftigen Vorbemessungen von Küstenschutzbauwerken, sind diese in den internet-basierten Seegangsatlas der deutschen Nordseeküste (<http://www.fi.uni-hannover.de/~smai/seegang>) integriert.

# INHALT

<b>1</b>	<b>EINLEITUNG</b>	<b>108</b>
<b>2</b>	<b>ÜBERSICHT ÜBER DAS MODELLGEBIET HEVER / HEVERSTROM</b>	<b>108</b>
<b>3</b>	<b>NATURMESSUNGEN DES SEEGANGS</b>	<b>109</b>
<b>4</b>	<b>GRUNDLAGEN NUM. MODELLE</b>	<b>113</b>
4.1	Allgemeines	113
4.2	Modell zur Seegangssimulation SWAN	113
4.2.1	Grundlagen	113
4.2.2	Windenergieeintrag	115
4.2.3	Dissipation von Seegangsenergie	116
4.2.4	Nichtlineare Seegangswchselwirkungen	117
4.2.5	Einfluß der Strömung auf Seegang	118
4.3	Modell zur Simulation der Tideverhältnisse - MIKE 21 HD	119
4.3.1	Grundlagen	119
4.3.2	Bodenreibung	119
4.3.3	Turbulenzansatz	120
<b>5</b>	<b>ERGEBNISSE DER NUMERISCHEN SIMULATION</b>	<b>120</b>
5.1	Allgemeines	120
5.2	Seegang ohne Strömungswchselwirkung	120
5.3	Tideströmungen	126
5.4	Seegang mit Strömungswchselwirkung	126
5.5	Naturmessung und Simulation des Seegangs im Vergleich	133
<b>6</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG</b>	<b>139</b>
<b>7</b>	<b>SCHRIFTTUM</b>	<b>139</b>

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abb. 2-1: Lage des Untersuchungsgebiets Hever und Heverstrom im nordfriesischen Küstengebiet der Deutschen Bucht (nach Deutsche Landesvermessung, 1998)	108
Abb. 2-2: Topographie des Seegrundes im Untersuchungsgebiet (nach BSH, 1993-1997 und KFKI, 1980)	109
Abb. 3-1: Modellgebiet „Hever und Heverstrom“ im Detail (Deutsche Landesvermessung, 1998)	109
Abb. 3-2: Seegangparameter während der Messungen des ALW Husum in 1995 - 1997 an den Lokationen B1 (oben) und B2 (unten) bei westlichen Winden (210° bis 330°)	111
Abb. 3-3: Korrelation des in Süderhever (B1) und Norderhever (B2) gemessenen Seegangs – signifikante Wellenhöhe (links) und Peak-Periode (rechts)	111
Abb. 3-4: Seegangparameter am Meßpunkt Heversteert bei nordwestlichen (oben), westlichen (mitte) und südwestlichen (unten) Winden (1978) (Franzius-Institut, 1982)	112
Abb. 4-1: Grundlegende Wechselwirkungen der Quadruplet-Interaction (Hasselmann und Hasselmann, 1985)	117
Abb. 5-1: Parametrisierung des Eingangsseegangs an der westlichen Begrenzung des numerischen Modells SWAN und Vergleich mit Bojenmessungen des ALR und mit Ergebnissen des Nordsee-Seegangsimodells des BSH	121
Abb. 5-2: Internet-basierte Visualisierung der Ergebnisse der Seegangssimulation signifikante Wellenhöhe (oben), mittlere Wellenperiode (unten) (siehe auch Mai, 2000)	121
Abb. 5-3: Seegangparameter am Meßpunkt Heversteert bei nordwestlichen (oben), westlichen (mitte) und südwestlichen (unten) Winden als Ergebnis der numerischen Simulation	122
Abb. 5-4: Einfluß der Windstärke auf die Seegangparameter am Meßpunkt Norderhever (B2) bei nordbis westlichen Winden als Ergebnis der numerischen Simulation	124
Abb. 5-5: Einfluß der Windstärke auf die Seegangparameter am Meßpunkt Norderhever (B2) bei südwestlichen Winden	125
Abb. 5-6: Einfluß der Windrichtung auf die Seegangparameter am Meßpunkt Norderhever (B2) als Ergebnis der numerischen Simulation	125
Abb. 5-7: Wasserstandsrandbedingung zur Abschätzung der Tidedrömungen mit dem numerischen Modell MIKE 21 HD (Landesamt für Natur und Umwelt Schleswig-Holstein, 1998)	126
Abb. 5-8: Geschwindigkeit der Tidedrömung an den Lokationen der Seegangsbojen – Meßzeitraum 1995 bis 1997 (oben+mitte), 1979 (unten)	126
Abb. 5-9: Tidewasserstände und –strömungen in Hever und Heverstrom bei maximalem Flutstrom (oben) und maximalem Ebbstrom (unten) als Ergebnis der numerischer Simulation	128
Abb. 5-10: Veränderung der signifikanten Wellenhöhe bei Berücksichtigung der Tidedrömungen zur Zeit des maximalen Flutstroms (oben) bzw. des maximalen Ebbstroms (unten) bei Westwind einer Geschwindigkeit von 20 m/s (= 8 Bft)	129
Abb. 5-11: Veränderung der mittleren Wellenperiode bei Berücksichtigung der Tidedrömungen zur Zeit des maximalen Flutstroms (oben) bzw. des maximalen Ebbstroms (unten) bei Westwind einer Geschwindigkeit von 20 m/s (= 8 Bft)	130
Abb. 5-12: Vergleich der mit Berücksichtigung der Welle-Strömung-Wechselwirkung bestimmten Seegangparameter $H_s$ und $T_m$ bei maximalem Flutstrom für verschiedene Windsituationen (oben: Position 1, mitte: Position 2, unten: Position SFB)	131
Abb. 5-13: Vergleich der mit Berücksichtigung der Welle-Strömung-Wechselwirkung bestimmten Seegangparameter $H_s$ und $T_m$ bei maximalem Ebbstrom für verschiedene Windsituationen (oben: Position 1, mitte: Position 2, unten: Position SFB)	132
Abb. 5-14: Zeitliche Veränderung der Seegangparameter an der Position B1 mit und ohne Berücksichtigung der Tidedrömung	133

Abb. 5-15:Gegenüberstellung der Seegangparameter an der Position B SFB gewonnen aus Naturmessung und numerischer Simulation	135
Abb. 5-16:Signifikante Wellenhöhe im Modell unter Berücksichtigung der lokalen Windsee (oben), des Eingangsseegangs (mitte) bzw. beider (unten)	136
Abb. 5-17:Vergleich der signifikanten Wellenhöhen (links) und mittleren Wellenperioden (rechts) an der Lokation B1 aus Bojenmessungen mit den Ergebnissen der numerischen Simulation	137
Abb. 5-18:Vergleich der signifikanten Wellenhöhen (links) und mittleren Wellenperioden (rechts) an der Lokation B2 aus Bojenmessungen mit den Ergebnissen der numerischen Simulation	138

## TAFELVERZEICHNIS

Tafel 3-1: Positionen der Seegangsbojen in Süderhever und Norderhever während der Messungen der Jahre 1994 und 1995 (nach Pabst, 1998)	109
Tafel 3-2: Position der Seegangsboje am Heversteert im Jahr 1978 (nach Franzius-Institut, 1982)	109
Tafel 3-3: Auszug aus den Ergebnissen der Naturmessungen durch Seegangsbojen bei gering veränderlichen westlichen Winden in 1995 und 1997	110
Tafel 3-4: Parameter der quadratischen Parabel der Relation von Wellenhöhe und Windgeschwindigkeit	113
Tafel 5-1: Relative Änderung der Seegangparameter an den Positionen der Seegangsbojen bei maximalem Flut- und Ebbstrom	133

## SYMBOLVERZEICHNIS

$a$	=	Konstante zur Parametrisierung der Wellenhöhe-Windgeschwindigkeitsrelation $[m/(m\ s^{-1})^2]$	$E_{(\sigma,\theta)}$	=	Energiedichte des Seegangs (Richtungsspektrum) $[Js/m^2]$
$A$	=	Parameter des Windenergieeintrags in das Wellenfeld nach Phillips $[J/m^2]$	$E_{(f)}$	=	Energiedichte des Seegangs (Frequenzspektrum) $[Js/m^2]$
$A_h$	=	Wirbelviskosität [-]	$E_{tot}$	=	Energieinhalt des Seegangsspektrums $[J/m^2]$
$b$	=	Konstante zur Parametrisierung der Wellenhöhe-Windgeschwindigkeitsrelation $[m/(m\ s^{-1})]$	$F_{x,Boden}$	=	x-Komponente der Bodenreibung $[N/m^2]$
$B$	=	Parameter des Windenergieeintrags in das Wellenfeld nach Miles $[1/s]$	$F_{y,Boden}$	=	y-Komponente der Bodenreibung $[N/m^2]$
$C_s$	=	Smagorinsky-Konstante [-]	$\vec{F}_{Boden}$	=	Vektor der Bodenreibung $[N/m^2]$
$c$	=	Phasengeschwindigkeit der Wellen $[m/s]$	$F_{x,Turb}$	=	x-Komponente des Impulstransports infolge Turbulenz $[N/m^2]$
$\bar{c}_g$	=	Gruppengeschwindigkeit der Wellen $[m/s]$	$F_{y,Turb}$	=	y-Komponente des Impulstransports infolge Turbulenz $[N/m^2]$
$C_{g\sigma}$	=	Gruppengeschwindigkeit von Wellen mit der Frequenz $\sigma$ $[m/s]$	$\vec{F}_{Turb}$	=	Vektor des Impulstransports infolge Turbulenz $[N/m^2]$
$C_x$	=	Ausbreitungsgeschwindigkeit im geographischen Raum entlang der Rechtskoordinate $[m/s]$	$F_{x,Wind}$	=	x-Komponente des Windschubs $[N/m^2]$
$C_y$	=	Ausbreitungsgeschwindigkeit im geographischen Raum entlang der Hochkoordinate $[m/s]$	$F_{y,Wind}$	=	y-Komponente des Windschubs $[N/m^2]$
$C_\sigma$	=	Ausbreitungsgeschwindigkeit im spektralen Raum der relativen Frequenz $[1/s]$	$\vec{F}_{Wind}$	=	Vektor des Windschubs $[N/m^2]$
$C_\theta$	=	Ausbreitungsgeschwindigkeit im spektralen Raum der Ausbreitungsrichtung $[1/s^2]$	$g$	=	Erdbeschleunigung $[m/s^2]$
$C$	=	Chezy-Beiwert zur Parametrisierung der Bodenreibung $[m^{0,5}/s]$	$H_s$	=	signifikante Wellenhöhe $[m]$
$C_{bot}$	=	Reibungskoeffizient an der Grenzschicht Meer und Boden $[m^2/s^3]$	$H_{max}$	=	maximale Wellenhöhe $[m]$
$C_D$	=	Reibungskoeffizient an der Grenzschicht Atmosphäre und Meer (Modell SWAN) [-]	$H_{(\sigma,\sigma_{PM})}$	=	Tolman-Filter [-]
$C_{D,M21}$	=	Reibungskoeffizient an der Grenzschicht Atmosphäre und Meer (Modell MIKE 21) [-]	$J$	=	Wechselwirkungskoeffizient bei Triad-Interaction $[1/m^2]$
$C_{ds}$	=	Miles-Parameter [-]	$\vec{k}$	=	zweidimensionaler Wellenzahlvektor $[1/m]$
$C_{fw}$	=	Collins-Parameter [-]	$\vec{k}_i$	=	Wellenzahlvektor der i-ten Komponente bei nichtlinearer Welle-Welle-Wechselwirkung $[1/m]$
$d$	=	Wassertiefe $[m]$	$k_p$	=	Wellenzahl des Peaks im Seegangsspektrum $[1/m]$
$D_{tot}$	=	Gesamtenergieverlust durch tiefeninduziertes Brechen $[J/(m^2s)]$	$k_\sigma$	=	Wellenzahl bei einer Frequenz $\sigma$ $[1/m]$
			$k_{\sigma/2}$	=	Wellenzahl bei einer Frequenz $\sigma/2$ $[1/m]$
			$l$	=	Mischungsweglänge $[m]$
			$m$	=	Raumkoordinate senkrecht zur Ausbreitungsrichtung $\theta$ $[m]$
			$m_n$	=	n-tes Moment des Energiedichtespektrums des Seegangs $[Js^{-n}/m^2]$
			$M$	=	Manning-Beiwert zur Parametrisierung der Bodenreibung $[m^{1/3}/s]$
			$N_{(\sigma,\theta)}$	=	Impulsdichte $[Js^2/m^2]$

$p_A$	=	Luftdruck [hPa]	$T_m$	=	mittlere Wellenperiode [s]
$\bar{q}$	=	Durchflußvektor [ $m^3s^{-1}m^{-1}$ ]	$T_p$	=	Peak-Wellenperiode [s]
$q_x$	=	x-Komponente des Durchflußvektors [ $m^3s^{-1}m^{-1}$ ]	$u_x$	=	x-Komponente der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
$q_y$	=	y-Komponente des Durchflußvektors [ $m^3s^{-1}m^{-1}$ ]	$u_y$	=	y-Komponente der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
$Q_b$	=	Anteil der brechenden Wellen [-]	$\bar{u}$	=	Vektor der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
$R_{(...)}$	=	Flachwasserkorrektur des Energie-transfers bei nichtlinearer Welle-Welle-Wechselwirkung [-]	$u_{10}$	=	Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe über dem Wasserspiegel [m/s]
$s$	=	Raumkoordinate in Ausbreitungsrichtung $\theta$ [m]	$u_{10,x}$	=	x-Komponente des Windgeschwindigkeitsvektors [m/s]
$\bar{s}$	=	mittlere Wellensteilheit [-]	$u_{10,y}$	=	y-Komponente des Windgeschwindigkeitsvektors [m/s]
$\bar{S}_{PM}$	=	mittlere Wellensteilheit für ein Pierson-Moskowitz-Spektrum [-]	$\bar{u}_{10}$	=	Windgeschwindigkeitsvektor in 10 m Höhe über Wasserspiegel [m/s]
$S_{(\sigma,\theta)}$	=	Summe aller Quellen und Senken von Impulsdichte [ $J/m^2$ ]	$U_{(\sigma,\theta)}$	=	Spektralkomponente der Orbitalgeschwindigkeit am Boden [1/s]
$S_{ds(\sigma,\theta)}$	=	Verlustrate von Impulsdichte durch Dissipation [ $J/m^2$ ]	$U_r$	=	Ursell-Zahl [-]
$S_{ds,w(\sigma,\theta)}$	=	Verlustrate von Impulsdichte durch Dissipation infolge Schaumkronenbrechen [ $J/m^2$ ]	$U_{rms}$	=	quadratisches Mittel der Orbitalgeschwindigkeit am Boden [m/s]
$S_{ds,b(\sigma,\theta)}$	=	Verlustrate von Impulsdichte durch Dissipation infolge Bodenreibung [ $J/m^2$ ]	$u^*$	=	Schubspannungsgeschwindigkeit des Windes [m/s]
$S_{ds,br(\sigma,\theta)}$	=	Verlustrate von Impulsdichte durch Dissipation infolge tiefeninduziertem Brechen [ $J/m^2$ ]	$z_e$	=	effektive Rauheitslänge [m]
$S_{in(\sigma,\theta)}$	=	Gewinn an Impulsdichte durch Windenergieeintrag [ $J/m^2$ ]	$z_0$	=	lokale Rauheitslänge [m]
$S_{nl(\sigma,\theta)}$	=	Änderung der Impulsdichte infolge nicht-linearer Welle-Welle-Wechselwirkungen [ $J/m^2$ ]	$\alpha$	=	Beiwert nach Charnock [-]
$S_{nl3(\sigma,\theta)}$	=	Änderung der Impulsdichte infolge Triad-Interaction [ $J/m^2$ ]	$\alpha_{BJ}$	=	Battjes-Janssen Parameter (Wellenbrechen) [-]
$S_{nl3(\sigma,\theta)}^+$	=	Anstieg der Impulsdichte infolge Triad-Interaction [ $J/m^2$ ]	$\alpha_{DTA}$	=	Parameter zur Festlegung des Anwendungsbereichs der DTA [-]
$S_{nl3(\sigma,\theta)}^-$	=	Verlust an Impulsdichte infolge Triad-Interaction [ $J/m^2$ ]	$\alpha_{EB}$	=	Eldeberky-Battjes Parameter (Triad-Interaction) [-]
$S_{nl4(\sigma,\theta)}$	=	Änderung der Impulsdichte infolge Quadruplet-Interaction [ $J/m^2$ ]	$\alpha_i$	=	Parameter als Teil der Quadruplet-Interaction [-]
$S_{nl3(\sigma,\theta)}^*$	=	Impulstransport zum ersten Quadruplet [ $J/m^2$ ]	$\beta$	=	Miles-Janssen Parameter [-]
$S_{nl4(\sigma,\theta)}^{**}$	=	Impulstransport zum zweiten Quadruplet [ $J/m^2$ ]	$\beta_{DTA}$	=	Parameter in der Discrete-Triad-Approximation DTA [-]
$T_{02}$	=	mittlere Wellenperiode [s]	$\Delta x$	=	räumliche Auflösung des numerischen Strömungsmodells [m]
			$\Delta y$	=	räumliche Auflösung des numerischen Strömungsmodells [m]
			$\delta S_{nl4(...)}$	=	Beitrag zum Impulstransport infolge der Quadruplet-Interaction [ $J/m^2$ ]
			$\Gamma$	=	Dämpfungsfaktor bei Schaumkronenbrechen [-]



$\gamma$	=	Proportionalitätskonstante für tiefeninduziertes Brechen [-]
$\eta$	=	Wasserspiegelauslenkung [m]
$\varphi$	=	geographische Breite [°]
$\kappa$	=	von-Karman Konstante ( $\kappa = 0,41$ ) [-]
$\lambda$	=	kritische Höhe [m]
$\omega$	=	absolute Frequenz [ $s^{-1}$ ]
$\omega_i$	=	absolute Frequenz der i-ten Komponente bei nichtlinearer Welle-Welle-Wechselwirkung [ $s^{-1}$ ]
$\Omega$	=	Coriolis-Parameter [ $s^{-1}$ ]
$\rho_L$	=	Luftdichte [ $kg/m^3$ ]
$\rho_W$	=	Dichte des Meerwassers [ $kg/m^3$ ]
$\xi_0$	=	Brecherparameter [-]
$\sigma$	=	relative Frequenz [ $s^{-1}$ ]
$\sigma_i$	=	relative Frequenz der i-ten Komponente bei nichtlinearer Welle-Welle-Wechselwirkung [ $s^{-1}$ ]
$\bar{\sigma}$	=	Mittelwert der relativen Frequenz [ $s^{-1}$ ]
$\sigma_p$	=	Peak-Frequenz [ $s^{-1}$ ]
$\sigma_{PM}^*$	=	Pierson-Moskowitz-Frequenz [ $s^{-1}$ ]
$\tau$	=	Schubspannung des Windes [ $N/m^2$ ]
$\bar{\tau}_s$	=	Tensor der Schubspannung in Wasserströmungen [ $N/m^2$ ]
$\tau_{s,xx}$	=	Komponente des Schubspannungstensors [ $N/m^2$ ]
$\tau_{s,xy}$	=	Komponente des Schubspannungstensors [ $N/m^2$ ]
$\tau_{s,yy}$	=	Komponente des Schubspannungstensors [ $N/m^2$ ]
$\bar{\tau}_w$	=	welleninduzierte Schubspannung [ $N/m^2$ ]
$\theta$	=	Ausbreitungsrichtung [-]
$\theta_w$	=	Windrichtung [-]
$\zeta$	=	Wasserstand [mNN]

## 1 Einleitung

Die Kenntnis des Seegangs ist für die Bemessung von Küstenschutz- und Seeverkehrsanlagen unerlässlich. Es werden daher üblicherweise vor Baumaßnahmen Messungen der Seegangparameter – je nach Meßposition mit Drucksensoren, Drahtwellenpegeln oder Seegangsbojen – in der Natur vorgenommen. Dennoch liegen direkte Informationen über die Seegangparameter bei Sturmfluten bzw. für das Bemessungsereignis wegen der Seltenheit der Sturmflutereignisse und der starken Beanspruchung der Meßgeräte während dieser selten vor. Die Abschätzung des Bemessungsseegangs kann dann mit Hilfe numerischer Seegangssimulationen erfolgen, wobei die Validierung der Seegangmodelle durch Vergleich mit den Messungen in der Natur erfolgt.

Diese Arbeit stellt exemplarisch eine Seegangssimulation mit dem Modell SHALLOW WAVES NEARSHORE (SWAN) (Ris, 1997) für das Gebiet Hever / Heverstrom an der nordfriesischen Küste dar. Eine Beurteilung der Güte der Simulation erfolgt durch einen Vergleich mit Naturmessungen von Seegangsbojen des Typs WAVERIDER bzw. DIRECTIONAL WAVERIDER. Bei der Analyse wird u.a. die Bedeutung des von der Nordsee in das genannte Küstengebiet einlaufenden Seegangs sowie der lokalen Windsee aufgezeigt. Ergänzend wird der Einfluß der Tideströmungen auf den Seegang mit Hilfe des numerischen Modells MIKE 21 HD (Danish Hydraulic Institute, 1996) abgeschätzt, um einen Erklärungsversuch für Abweichungen zwischen Seegangmodell und Naturmessungen zu geben.

## 2 Übersicht über das Modellgebiet Hever / Heverstrom

Das Untersuchungsgebiet ist Teil der schleswig-holsteinischen bzw. nordfriesischen Nordseeküste und erstreckt sich von der Halbinsel Eiderstedt in nördliche Richtung bis zur Hallig Hooge (Abb. 2-1).

Der nordfriesische Küstenraum wird durch ein hohes flaches Becken gebildet, welches sich bis zu 50 km weit vor die Festlandsgeest ausdehnt und durch die Altmoränenrücken der Inseln Sylt, Amrum und Föhr sowie weiterer südlich gelegener Strandwälle westlich der Insel Pellworm riegelartig vom Meer abgeschirmt wird (Wieland, 1990). Seit dem 11. Jh. bis in das 16. Jh. wurde das gesamte Küstengebiet östlich der genannten Inseln besiedelt und kultiviert, d.h. es war völlig dem Einfluß des Meeres entzogen. Infolge eines etwa im 12. Jh. beschleunigten Meeresspiegelanstiegs und einer Landsenkung als Folge der Kultivierung der Moore überflutete das Meer das nordfriesische Becken immer häufiger, so daß es zu großen Landverlusten und zur Bildung ausgeprägter Prielsysteme kam. Die größten Landverluste traten

während der Sturmfluten im Jahre 1634, den „Großen Mandränken“, auf (Scherenberg, 1992). Als Reaktion auf diese Landverluste wurden die überflutungsgefährdeten Küstenstrecken zunehmend eingedeicht.

Die Bemessung dieser Landesschutzdeiche erfolgt heute auf der Grundlage einer detaillierten Analyse des Seegangsklimas als wesentliche natürliche Randbedingung neben dem Tidehochwasserstand. Dies soll ebenfalls Motivation für diese Arbeit zur Prüfung der Anwendbarkeit des numerischen Seegangmodells SWAN sein, da die Alternativen zur numerischen Seegangmodellierung – Messungen in der Natur oder maßstabsbehafte Messungen in Wellenbecken – in der Regel mit sehr viel größeren Kosten und größerem Zeitaufwand verbunden sind.

Die Prüfung der Anwendbarkeit des Modells SWAN erfolgt für das in Abb. 2-1 schwarz umrandete Teilgebiet der nordfriesischen Küste. Eine Detaildarstellung des Modellgebiets findet sich auch in Abb. 3-1 im folgenden Kapitel. Die Tiefenverhältnisse sind in Abb. 2-2 dargestellt.

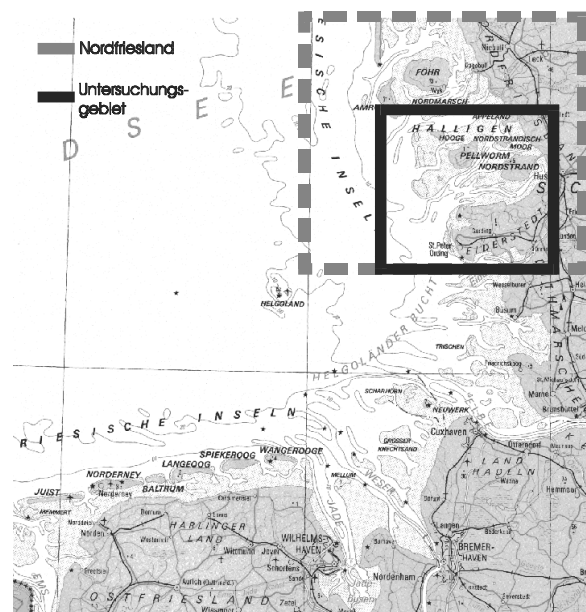


Abb. 2-1: Lage des Untersuchungsgebiets Hever und Heverstrom im nordfriesischen Küstengebiet der Deutschen Bucht (nach Deutsche Landesvermessung, 1998)

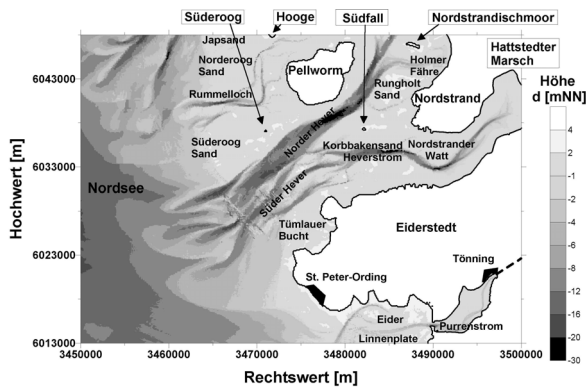


Abb. 2-2: Topographie des Seegrundes im Untersuchungsgebiet (nach BSH, 1993-1997 und KFKI, 1980)

Die Topographie des Seegrundes wurde aus vom BUNDESAMT FÜR SEESCHIFFFAHRT UND HYDROGRAPHIE BSH bereitgestellten Tiefenpeilungen der Jahre 1993 bis 1997 erstellt, welche, insbesondere im unmittelbaren Küstenvorfeld, durch Digitalisierung der Küstenkarten K1416, K1418, K1516, K1518, K1616, K1618, K1716 und K1718 (Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen KFKI, 1980) ergänzt worden sind. Charakteristisch für diesen Küstenbereich sind die Wattströme Hever und Heverstrom mit Tiefen von 10 m u. NN bis 20 m u. NN bzw. von 10 m u. NN bis 25 m u. NN. Diese nehmen im wesentlichen die Gezeitenströme in dem Gebiet zwischen der Insel Pellworm der Hallig Nordstrandischmoor sowie der Halbinsel Eiderstedt auf. Die nördliche Berandung des Modellgebiets ist zwischen der Hallig Hooge und dem Festland nahezu identisch mit der Wattwasserscheide zwischen dem Wattstrom Norderhever und dem nördlich, außerhalb des Modellgebiets liegenden, Wattstrom der Süderaue (siehe Hensen und Schwarze, 1967), d.h. es tritt nur ein geringer Wasseraustausch über diesen Rand auf. Der mittlere Tidehub im Untersuchungsgebiet (Pegel Pellworm) beträgt etwa 3,01 m. Das mittlere Tidehochwasser beträgt etwa 1,50 mNN (Landesamt für Natur und Umwelt Schleswig-Holstein, 1998). Der mittlere maximale Flutstrom wird von Hensen und Schwarze (1967) für die Norderhever auf der Grundlage physikalischer Modellversuche mit bis zu 1,5 m/s angegeben. Der mittlere maximale Ebbstrom in der Norderhever beträgt danach etwa 1,0 m/s.

### 3 Naturmessungen des Seegangs

Die Seegangsverhältnisse im Modellgebiet sind in den Jahren 1995 bis 1997 durch das AMT FÜR LAND- UND WASSERWIRTSCHAFT ALW (heute: AMT FÜR LÄNDLICHE RÄUME ALR), Husum, in der Norderhever zwischen Pellworm und Nordstrand und am seeseitigen Rand der Süderhever etwa 13 km östlich von St. Peter Ording mit Hilfe zweier Seegangsbojen gemessen worden. Die Positionen der Bojen sind in Abb. 3-1 eingezeichnet und in Tafel 3-1 tabelliert.

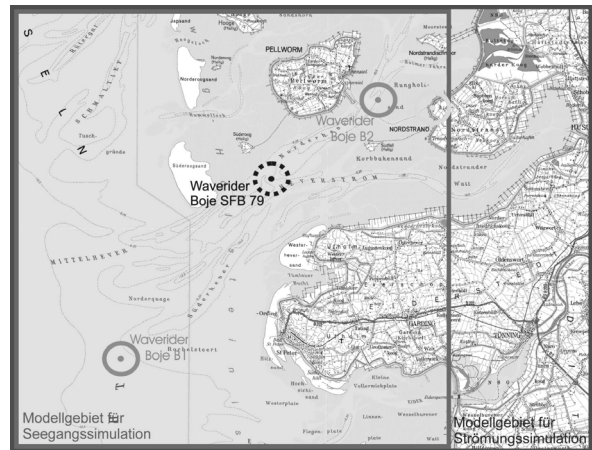


Abb. 3-1: Modellgebiet „Hever und Heverstrom“ im Detail (Deutsche Landesvermessung, 1998)

Die Wassertiefe an den in Tafel 3-1 genannten Bojenpositionen ergibt sich nach Abb. 2-2 zu NN – 10,8 m (B1) und NN – 13,5 m (B2).

Boje	Geographische Koordinaten	Gauß-Krüger-Koordinaten
B1 (Süderhever)	54°17'48"N / 08°23'25"E	3460200 / 6018500
B2 (Norderhever)	54°30'30"N / 08°44'18"E	3483000 / 6042000

Tafel 3-1: Positionen der Seegangsbojen in Süderhever und Norderhever während der Messungen der Jahre 1994 und 1995 (nach Pabst, 1998)

Die Messungen sind im Rahmen der Planung des Fähranlegers der Insel Pellworm sowie des Küstenschutzprogramms des ALW erfolgt und mit Meßbojen des Typs WAVERIDER (B1) bzw. DIRECTIONAL WAVERIDER (B2) der Fa. DATAWELL durchgeführt worden. Daneben werden bei der Seegangsanalyse auch Meßergebnisse aus dem Teilprojekt C2/C3 des Sonderforschungsbereich SFB 79 berücksichtigt. Diese sind im Zeitraum von März bis September des Jahres 1978 am Heversteert, dem Ort der Aufspaltung von Mittelhever in Norderhever und Heverstrom, mit einer Meßboje des Typs WAVERIDER der Fa. DATAWELL durchgeführt worden. Die Bojenposition ist in Abb. 3-1 eingezeichnet und in Tafel 3-2 angegeben. Die Wassertiefe beträgt am Heversteert nach Abb. 2-2 etwa NN – 12,6 m.

Boje	Geographische Koordinaten	Gauß-Krüger Koordinaten
B2 (Heversteert)	54°26'15"N / 08°35'12"E	3473200 / 6034000

Tafel 3-2: Position der Seegangsboje am Heversteert im Jahr 1978 (nach Franzius-Institut, 1982)

Neben der Messung der Seegangsparameter sind in den Jahren 1995 bis 1997 zeitgleich Messungen von Wasserstand und Wind durchgeführt worden. Im Jahr 1978 ist neben den Seegangsparametern der Wind registriert worden. Die Windmessungen erfolgten

jeweils in Strucklahnungshörn auf Nordstrand. In 1995 bis 1997 sind dort ebenfalls die Wasserstandsmessung durchgeführt worden (siehe Abb. 3-1).

Die Datensätze der Meßkampagne der Jahre 1995 bis 1997 liegen in digitaler Form vor und enthalten Informationen zu Wasserstand, Wind und Seegang an den Bojen B1 und B2. Der Seegang liegt nicht als Spektrum vor, sondern ist durch signifikante Wellenhöhe  $H_{m0}$  bzw.  $H_s$ , Peak-Wellenperiode  $T_p$  und mittlere Wellenperiode  $T_{02}$  bzw.  $T_m$  parametrisiert. Der Bezug zwischen spektraler Energiedichte  $E(f)$  und den Seegangsparemter lautet wie folgt (Ausschuß für Küstenschutzwerke, 1993):

*n*-tes Moment des Energiedichtespektrums:

$$m_n = \int E(f) \cdot f^n df$$

signifikante Wellenhöhe:

$$H_s = H_{1/3} \approx H_{m0} = 4 \cdot \sqrt{m_0}$$

mittlere Wellenperiode:

$$T_m \approx T_{02} = \sqrt{m_0 / m_2}$$

Peak-Wellenperiode:

$$T_p = 1/f_p \quad \text{mit} \quad E(f_p) = \max(E(f))$$

wornden, da im Rahmen dieser Arbeit die Instationarität der Seegangsentwicklung unberücksichtigt bleiben soll. Die Abb. 3-2 gibt einen Überblick über die Seegangsparemter – signifikante Wellenhöhe und Peak-Wellenperiode – der ausgewählten Ereignisse der Jahre 1995 bis 1997. Die ausgewiesenen Seegangsparemter sind nach der Windrichtung klassifiziert. Bei einem Vergleich der Seegangsparemter an Lokation B1 (Süderhever) und Lokation B2 (Norderhever) zeigt sich die erwartete Abnahme der signifikanten Wellenhöhe in der, insbesondere durch die Insel Pellworm geschützten, Norderhever. Die Wellenhöhen sind in der Norderhever (Lokation B2) etwa auf 27 % der in der Süderhever (Lokation B1) gemessenen reduziert (Abb. 3-3). Auch die Peak-Wellenhöhe nimmt in der Norderhever ab. Im Vergleich zur Korrelation der signifikanten Wellenhöhen ist der Zusammenhang zwischen den Peak-Perioden bei B1 und B2 jedoch nicht so eindeutig. Im Mittel beträgt die Wellenperiode in der Norderhever etwa nur 48 % der Wellenperiode in der Süderhever (Abb. 3-3).

Die Tafel 3-3 gibt einen Auszug aus den im folgenden verwendeten Ergebnissen der Naturmessungen durch Seegangsbojen in 1995 bis 1997.

Jahr	Monat	Tag	Stunde	TW	Windgeschw.	Windrichtung	Hs,B1	Tp,B1	Hs,B2	Tp,B2
[-]	[-]	[-]	[-]	[m]	[m/s]	[°]	[m]	[s]	[m]	[s]
95	11	2	16	-0,9	12,6	320	1,69	5,9	0,35	1,9
95	11	2	20	1,32	13,3	330	2,25	8,3	0,46	3,6
95	11	6	12	1,3	12,7	290	2,23	8,3	0,39	1,9
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
97	4	3	16	-0,6	15,5	290	1,64	6,5	0,66	3,9
97	4	4	12	1,43	17,2	330	2,68	7,7	0,72	2,9
97	5	10	12	-0,1	13,2	240	1,01	5,4	0,2	1,9

Tafel 3-3: Auszug aus den Ergebnissen der Naturmessungen durch Seegangsbojen bei gering veränderlichen westlichen Winden in 1995 und 1997

Die in dieser Arbeit verwendeten Ergebnisse der Naturmessungen stellen nur einen Teil des während des Zeitraums von 1995 bis 1997 gewonnenen Datenmaterials dar. So beschränkt sich die folgende Auswertung auf Meßtage mit in ihrer Geschwindigkeit nur schwach variierenden westlichen Winden ausreichender Stärke. Diese Einschränkung ist gewählt

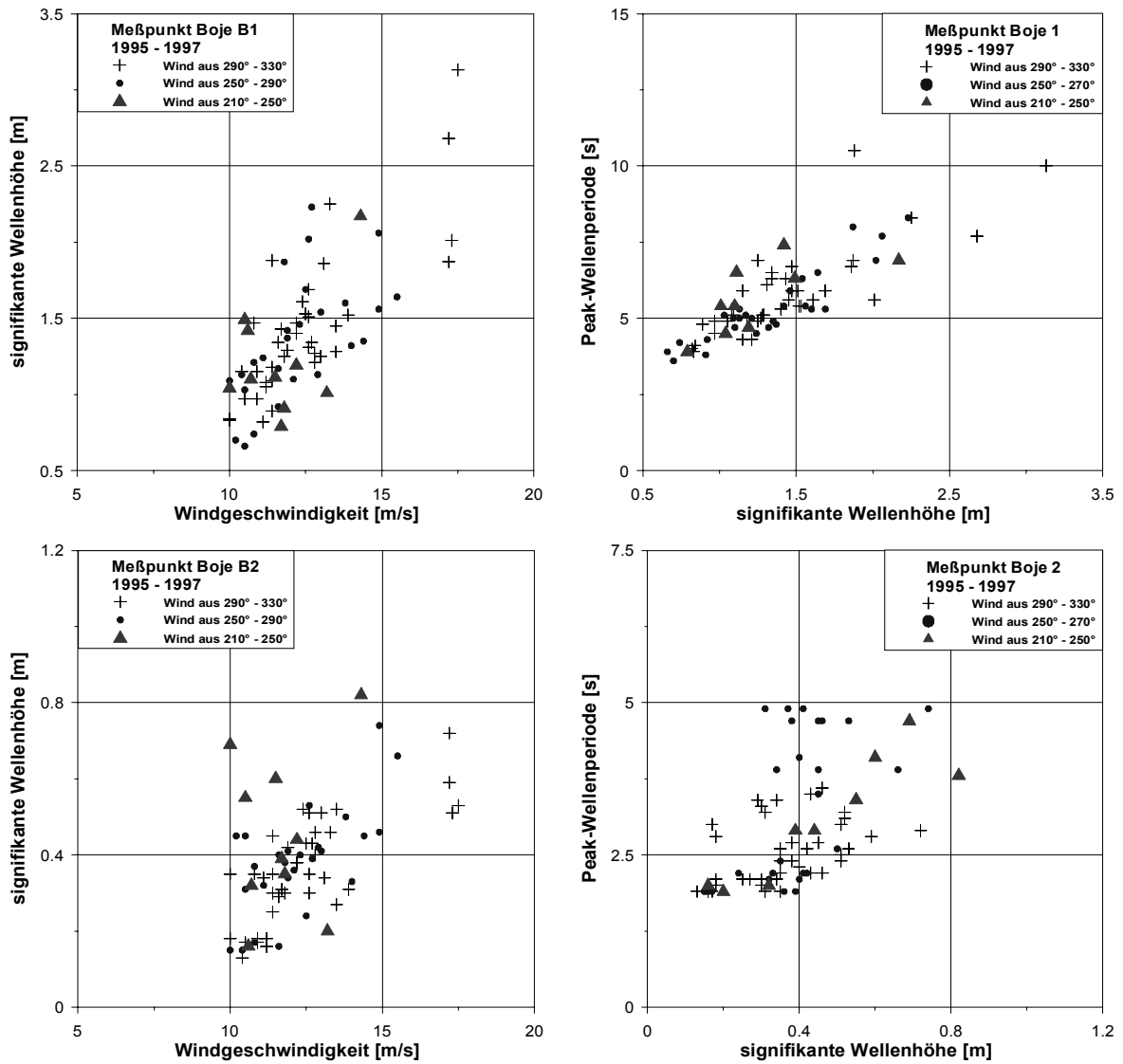


Abb. 3-2: Seegangparameter während der Messungen des ALW Husum in 1995 - 1997 an den Lokationen B1 (oben) und B2 (unten) bei westlichen Winden (210° bis 330°)

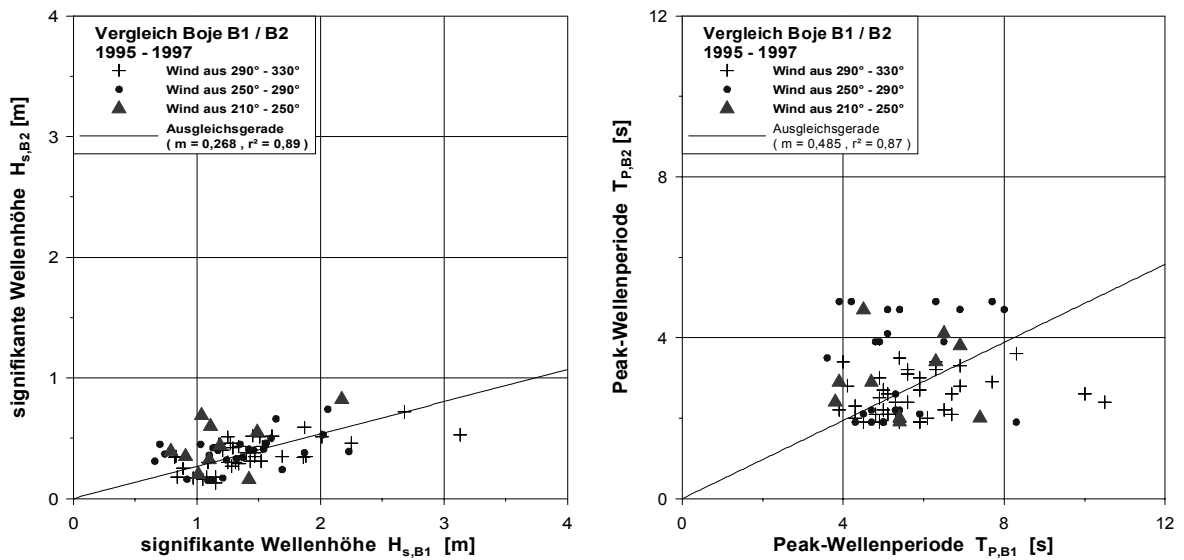


Abb. 3-3: Korrelation des in Süderhever (B1) und Norderhever (B2) gemessenen Seegangs – signifikante Wellenhöhe (links) und Peak-Periode (rechts)

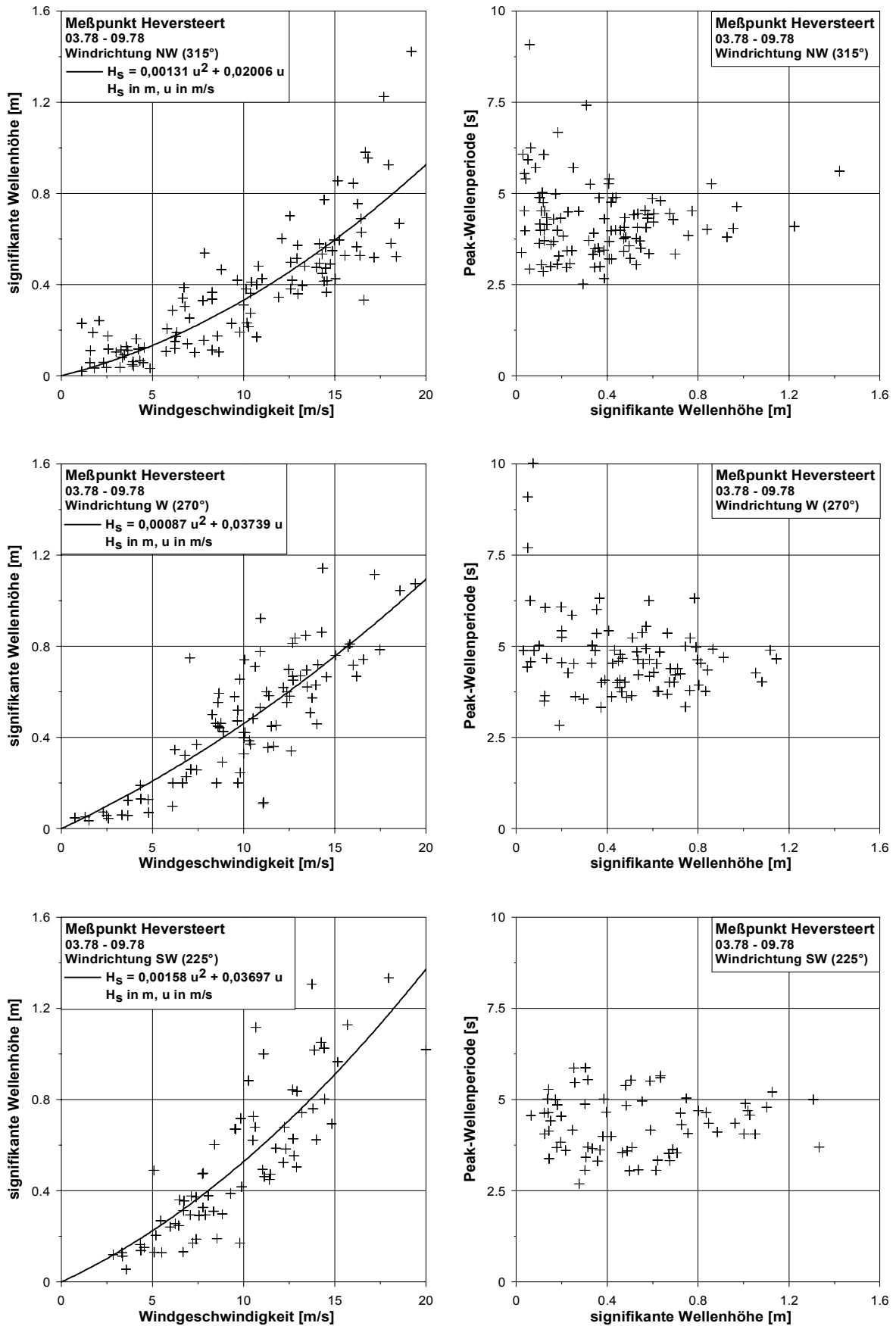


Abb. 3-4: Seegangparameter am Meßpunkt Heversteert bei nordwestlichen (oben), westlichen (mitte) und südwestlichen (unten) Winden (1978) (Franzius-Institut, 1982)

Eine umfassende Darstellung der Korrelation der Seegangparameter in Süderhever und Norderhever findet sich auf der Grundlage des hinsichtlich der meteorologischen Situation (Wind) uneingeschränkten Datensatzes von Bojenmessungen bei Pabst (1998).

Die Datensätze der im Rahmen des SFB 79 durchgeführten Meßkampagne des Jahres 1978 liegen nicht als digitaler Datensatz vor, sondern sind den graphischen Darstellungen der Seegangparameter in einem Versuchsbericht des Franzius-Instituts (1982) entnommen. Die Abb. 3-4 gibt diese für westliche Winde (NW, W, SW) wieder. Eine zeitliche Einordnung einzelner Meßergebnisse sowie die Zuordnung des Tidewasserstands und der Änderung der Windgeschwindigkeit während der Messung kann daher nicht erfolgen.

Wie auch die Messungen der Jahre 1995 – 1997 (vgl. Abb. 3-2) (siehe auch Pabst, 1998), weist die in 1978 an der Boje SFB 79 gemessene signifikante Wellenhöhe  $H_s$  im Mittel einen parabelförmigen Anstieg mit der Windgeschwindigkeit  $u_{10}$  auf, d.h.

$$H_s = a \cdot u_{10}^2 + b \cdot u_{10}$$

Die Parameter der quadratischen Parabel sind in Tafel 3-4 dargestellt. Für südwestliche Winde ergibt sich an der Lokation Heversteert der größte Anstieg der signifikanten Wellenhöhe mit der Windgeschwindigkeit. Ein ähnlicher Zusammenhang läßt sich auch für die Lokation Norderhever aufzeigen (Pabst, 1998).

Die hier dargestellten Seegangsmessungen bilden die Grundlage zur Prüfung des numerischen Seegangmodells SWAN.

Windrichtung	Parameter a	Parameter b
[°]	[m/(m s <sup>-1</sup> ) <sup>2</sup> ]	[m/(m s <sup>-1</sup> )]
315 (NW)	0,00131	0,02006
270 (W)	0,00087	0,03739
225 (SW)	0,00158	0,03697

Tafel 3-4: Parameter der quadratischen Parabel der Relation von Wellenhöhe und Windgeschwindigkeit

## 4 Grundlagen num. Modelle

### 4.1 Allgemeines

Die mathematische Basis des hier auf seine Anwendbarkeit geprüften Seegangmodells SWAN wird in Kapitel 4.2 erläutert. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Teilprozesse des Windenergieeintrags (Kapitel 4.2.2), der Dissipation von Seegangenergie (Kapitel 4.2.3), der nichtlinearen Seegangwechselwirkung (Kapitel 4.2.4) und der Seegang-Strömung-Wechselwirkung (Kapitel 4.2.5) gelegt. Eine Erläute-

rung des für die Strömungssimulation verwendeten numerischen Modells MIKE 21 HD findet sich in Kapitel 4.3.

## 4.2 Modell zur Seegangssimulation SWAN

### 4.2.1 Grundlagen

#### *Phasenauflösende Seegangmodelle*

Seegangmodelle dieses Typs bilden die Meeresoberfläche in Zeit und Raum nach. Sie basieren auf dem Hamilton'schen Ansatz (Miles, 1981), dem Ansatz nach Boussinesq (Madsen und Sørensen, 1992) oder der Mild-Slope Gleichung (Berkhoff, 1972). Vorteil dieser Modelle ist die Berücksichtigung von Diffraktion (und Refraktion) sowie nicht-linearer schwacher Wechselwirkungen zwischen Partialwellen (d.h. Wellen, deren Wellenzahlenvektoren  $k_1$ ,  $k_2$  und  $k_3$  sind, stehen mit Wellen, deren Wellenzahlvektor  $k_4 = k_1 \pm k_2 \pm k_3$  ist, in Resonanz und es erfolgt ein Energiefluß von den ersten drei Wellen zur vierten, so daß deren Amplitude mit der Zeit anwächst (Dietrich et al., 1992)). Nachteilig ist, daß nicht-lineare dissipative Prozesse und der Windeinfluß auf den Seegang nicht oder nur schwer in dieses Modellkonzept einzubauen ist. Für praktische Anwendungen zur Seegangsvorhersage in weit ausgedehnten (d.h. größer als 1 km<sup>2</sup>) Küstengebieten und ihre computergestützte Lösung ist die erforderliche hohe räumliche Auflösung von etwa 1/10 der Wellenlänge der zu modellierenden Wellen, welche größenordnungsmäßig 50 m beträgt, nachteilig, da diese einen sehr hohen Arbeitsspeicherbedarf und lange Rechenzeiten mit sich bringt. Beispiele dieser Seegangmodelle sind die am FRANZIUS-INSTITUT FÜR WASSERBAU UND KÜSTENINGENIEURWESEN DER UNIVERSITÄT HANNOVER verfügbaren numerischen Modelle MIKE 21 BSQ (DHI, 1996(b)) sowie TELEMAC ARTEMIS (Courivaud und Sauvaget, 1996) und MIKE 21 EMS (DHI, 1996(c)).

#### *Phasengemittelte Seegangmodelle*

Seegangmodelle dieses Typs beschreiben die Auslenkungen der Meeresoberfläche mit Hilfe einer spektralen Energiedichtefunktion oder in Anwesenheit von Strömungen mit Hilfe einer Impulsdichtefunktion unter der Näherung im Vergleich mit der Wellenlänge nur schwach veränderlicher Seegangparameter. Die Gleichungssysteme zur Beschreibung der Seegangsausbreitung lassen sich entweder in Lagrange-Formulierung für sog. Wellenstrahlen (Orr und Herbich, 1969) oder in Euler-Formulierung für ein gegebenes Koordinatennetz (Holthuijsen und Booij, 1986) lösen.

Die bei Modellen vom Lagrange-Typ erfolgende Berechnung der Seegangenergie entlang von Wellenstrahlen für die verschiedenen Anteile des Seegangs-

spektrums kann in Vorwärts- bzw. Rückwärtsverfolgung der Strahlen durchgeführt werden. Dabei kann es zu sehr komplizierten Strahlenkonfigurationen kommen, welche eine Interpretation stark erschweren, da Informationen zu Wellenparametern nur entlang der Strahlen zur Verfügung stehen (Holthuijsen et al., 1989). Dies erschwert außerdem die Berücksichtigung nicht-linearer Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Komponenten des Seegangsspektrums. Ein Beispiel für ein phasengemitteltes Seegangmodell vom Lagrange-Typ ist das am FRANZIUS-INSTITUT FÜR WASSERBAU UND KÜSTENINGENIEURWESEN DER UNIVERSITÄT HANNOVER zur Verfügung stehende Modell REFRAC-ORTHO (Orr und Herbich, 1969; Wilkening, 1995).

Modelle vom Euler-Typ weisen wegen ihrer Definition auf einem Koordinatengitter gegenüber denen vom Lagrange-Typ keine schwer interpretierbaren Wellenstrahlenanordnungen auf und bieten die Möglichkeit Seegangsausbreitung, -erzeugung, -dissipation und nicht-lineare Wechselwirkungen zu berücksichtigen. Beispiele für phasengemittelte Modelle vom Euler-Typ sind die am FRANZIUS-INSTITUT FÜR WASSERBAU UND KÜSTENINGENIEURWESEN DER UNIVERSITÄT HANNOVER vorhandenen Modelle HINDCAST SHALLOW WAVES HISWA (Booij und Holthuijsen, 1995) - ein stationäres Modell mit Beschränkung der Seegangsausbreitung auf einen Richtungssektor von 180° - und SIMULATION WAVES NEARSHORE SWAN (Ris et al., 1998) - ein stationäres Modell ohne Richtungsbeschränkung der Seegangsausbreitung.

Im Rahmen dieser Untersuchung wird aufgrund der Größe des Modellgebiets Hever und Heverstrom von 2000 km<sup>2</sup> (siehe Abb. 3-1) zur Seegangssimulation das phasengemittelte Modell SWAN verwendet. Dieses Modell wird auch aufgrund der bezüglich der Richtung unbeschränkten Modellierung der Seegangsausbreitung, welche in dem mit zahlreichen Prielen und Wattströmen stark strukturierten Modellgebiet von entscheidender Bedeutung ist, gewählt. Auf eine Modellierung der zeitlichen Entwicklung des Seegangs wird aufgrund des nicht in ausreichender zeitlicher Auflösung vorhandenen Datenmaterials zu Wind und Eingangsseegang in dieser Arbeit verzichtet und das Modell SWAN nur stationär betrieben. Die mathematische Grundlage des Modells SWAN ist die spektrale Impulserhaltungsgleichung nach Hasselmann (1960, 1961, 1963(a+b)):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} N_{(\sigma,\theta)} + \frac{\partial}{\partial x} c_x N_{(\sigma,\theta)} + \frac{\partial}{\partial y} c_y N_{(\sigma,\theta)} + \dots \\ \dots + \frac{\partial}{\partial \sigma} c_\sigma N_{(\sigma,\theta)} + \frac{\partial}{\partial \theta} c_\theta N_{(\sigma,\theta)} = \frac{S_{(\sigma,\theta)}}{\sigma} \end{aligned} \quad (1)$$

wobei  $\sigma$  die relative Frequenz,  $\theta$  die Ausbreitungsrichtung,  $N_{(\sigma,\theta)}$  die Impulsdichte,  $c_x$  sowie  $c_y$  die Aus-

breitungsgeschwindigkeit im geographischen Raum,  $c_\theta$  sowie  $c_\sigma$  die Ausbreitungsgeschwindigkeiten im spektralen Raum der relativen Frequenz und der Ausbreitungsrichtung und  $S_{(\sigma,\theta)}$  der Summe der Quellen und Senken von Impulsdichte bezeichnet. Im stationären Fall entfällt die Zeitabhängigkeit der Impulsdichte. Die relative Frequenz beschreibt dabei die um den Einfluß von (Tide-)Strömungen veränderte Frequenz:

$$\sigma = \omega - \bar{k} \cdot \bar{u} \quad (2)$$

wobei  $\omega$  die absolute Frequenz,  $\bar{k}$  den zweidimensionalen Wellenzahlvektor und  $\bar{u}$  den Vektor der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit bezeichnet.

Für Schwerewellen gilt unter der Näherung unendlich kleiner Amplituden zwischen Wellenzahl und relativer Frequenz die wassertiefenabhängige nichtlineare Dispersionsrelation:

$$\sigma^2 = g |\bar{k}| \cdot \tanh(|\bar{k}| d) \quad (3)$$

wobei  $g$  die Erdbeschleunigung und  $d$  die Wassertiefe bezeichnet. Die Impulsdichte ergibt sich aus der Energiedichte  $E_{(\sigma,\theta)}$  und der relativen Frequenz:

$$N_{(\sigma,\theta)} = \frac{E_{(\sigma,\theta)}}{\sigma} \quad (4)$$

Durch Integration der Energiedichte über die Spektralbereiche erhält man unter Berücksichtigung der Dichte des Wassers  $\rho_w$  die signifikante Wellenhöhe  $H_s$ :

$$\bar{\eta}^2 = \frac{1}{4} H_s^2 = \frac{E_{\text{tot}}}{\rho_w \cdot g} \quad (5)$$

$$\text{mit } E_{\text{tot}} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E_{(\sigma,\theta)} d\sigma d\theta \quad (6)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten  $c_x$  und  $c_y$  im Raum entsprechen der um die Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}$  korrigierten Gruppengeschwindigkeit und ergeben sich aus der Dispersionsrelation:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} c_x \\ c_y \end{pmatrix} = \bar{c}_g + \bar{u} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \sigma}{\partial k_x} \\ \frac{\partial \sigma}{\partial k_y} \end{pmatrix} + \bar{u} = \dots \\ \dots = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2kd}{\sinh(2kd)} \right) \frac{\sigma \bar{k}}{|\bar{k}|^2} + \bar{u} \end{aligned} \quad (7)$$

Die Geschwindigkeit  $c_\sigma$  ist:

$$c_\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial d} \left( \frac{\partial d}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla d \right) - |\bar{c}_g| \bar{k} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial s} \quad (8)$$

wobei  $s$  die Richtungskoordinate in Ausbreitungsrichtung  $\theta$  bezeichnet. Im stationären Fall verschwindet



die Wassertiefenänderung. Die Geschwindigkeit  $c_\theta$  im Raum der Seegangrichtung ergibt sich zu

$$c_\theta = \frac{1}{k} \left( \frac{\partial \sigma}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial m} + \bar{k} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial m} \right) \quad (9)$$

mit  $m$  als Raumkoordinate senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Eine Quelle von Impulsdichte  $S_{(\sigma,\theta)}$  ist der Windenergieeintrag  $S_{in(\sigma,\theta)}$  an der atmosphärischen Grenzschicht in das Meer. Eine Senke von Impulsdichte  $S_{ds(\sigma,\theta)}$  ist die Dissipation infolge von Schaumkronen, Welle-Boden-Wechselwirkung und tiefeninduziertem Wellenbrechen. Daneben tritt durch nicht-lineare schwache Wechselwirkungen von drei (engl. Triad-Interaction) (Young und Eldeberky, 1998) bzw. vier Partialwellen (engl. Quadruplet-Interaction) ein Impulstransport (Verlagerung von Impulsdichte)  $S_{nl(\sigma,\theta)}$  innerhalb des Seegangsspektrums auf. Für die Summe von Quellen und Senken von Impulsdichte gilt dementsprechend:

$$S_{(\sigma,\theta)} = S_{in(\sigma,\theta)} + S_{ds(\sigma,\theta)} + S_{nl(\sigma,\theta)} \quad (10)$$

Die Quell- und Senkenterme  $S_{in(\sigma,\theta)}$ ,  $S_{ds(\sigma,\theta)}$  und  $S_{nl(\sigma,\theta)}$  werden in den Kapiteln 4.2.2 bis 4.2.4 näher dargestellt.

#### 4.2.2 Windenergieeintrag

Der Impulstransport von der atmosphärischen Grenzschicht in das Wellenfeld ergibt sich einerseits durch Wechselwirkungen von mit der Windgeschwindigkeit parametrisierbaren, turbulenten Druckschwankungen in der atmosphärischen Grenzschicht mit der freien Meeresoberfläche (Phillips, 1957) und andererseits durch die Wechselwirkung von durch Meereswellen induzierten Luftdruckschwankungen mit der freien Meeresoberfläche (Miles, 1957). Der Prozeß nach PHILLIPS ist nur vom Turbulenzzustand der Atmosphäre abhängig und daher unabhängig von der Energiedichte des Seegangs, während der Impulseintrag nach MILES mit der Energiedichte des Seegangs linear anwächst. Es gilt

$$S_{in(\sigma,\theta)} = \rho_w \cdot g \cdot A + B \cdot E_{(\sigma,\theta)} \quad (11)$$

mit den windgeschwindigkeitsabhängigen Parametern  $A$  (PHILLIPS) und  $B$  (MILES) des Energieeintrags. Für den Phillips-Parameter  $A$  gilt nach Cavaleri und Malanotte-Rizzoli (1981) mit einem Hochpaßfilter  $H$  zur Vermeidung von Energieeinträgen in das Impulsspektrum unter der Pierson-Moskowitz Frequenz  $\sigma_{PM}^*$  (Tolman, 1992):

$$A = \frac{1,5 \cdot 10^{-3}}{2 \pi \cdot g^2} (u \cdot \max(0, \cos(\theta - \theta_w)))^4 \cdot H_{(\sigma, \sigma_{PM}^*)} \quad (12)$$

$$H_{(\sigma, \sigma_{PM}^*)} = \exp\left(-\left(\sigma / \sigma_{PM}^*\right)^4\right) \quad (13)$$

$$\sigma_{PM}^* = 2 \pi \frac{0,13 g}{28 u_*} \quad (14)$$

wobei  $u_*$  die Schubspannungsgeschwindigkeit des Windes in der Prandtl-Schicht und  $\theta_w$  die Windrichtung bezeichnet. Die Schubspannungsgeschwindigkeit berechnet sich aus der Windgeschwindigkeit  $u_{10}$  in 10 m Höhe über der Meeresoberfläche und dem Reibungskoeffizienten  $C_D$ :

$$u_*^2 = \tau / \rho_L = C_D u_{10}^2 \quad (15)$$

Der Reibungskoeffizient  $C_D$  ist abhängig von der Struktur der Meeresoberfläche, d.h. dem herrschenden Seegang, und damit eine Funktion von der Windgeschwindigkeit selbst. In dem Modell SWAN wird folgender Ansatz von Wu (1982) verwendet (mit  $u_{10}$  in m/s):

$$C_D = \begin{cases} 1,2875 \cdot 10^{-3} & , u_{10} < 7,5 \text{ m/s} \\ (0,8 + 0,065 \cdot u_{10}) \cdot 10^{-3} & , u_{10} \geq 7,5 \text{ m/s} \end{cases} \quad (16)$$

Andere Ansätze der Parametrisierung sind in GARRAT (1977) zusammengefaßt. Für den Miles-Parameter  $B$  wird nach Komen (1984) der Ansatz

$$B = \max\left(0, 0,25 \frac{\rho_L}{\rho_w} \left(28 \frac{u_*}{c} \cos(\theta - \theta_w) - 1\right) \sigma\right) \quad (17)$$

verwendet, wobei  $\rho_w$  die Dichte von Meerwasser und  $c = \sigma / |\bar{k}|$  die Phasengeschwindigkeit des Seegangs ist.

Hier wird ein impliziter Ansatz zur Berechnung des Miles-Parameter  $B$  verwendet, welcher eine verbesserte Berücksichtigung der Rückkopplung von Windenergieeintrag und Seegangserzeugung bietet (Janssen, 1991). Es gilt:

$$B = \beta \frac{\rho_L}{\rho_w} \left(\frac{u_*}{c}\right)^2 \max(0, \cos(\theta - \theta_w))^2 \sigma \quad (18)$$

$$\beta = \begin{cases} \frac{1,2}{\kappa^2} \lambda \cdot (\ln \lambda)^4 & , \lambda \leq 1 \\ 0 & , \lambda > 1 \end{cases} \quad (19)$$

$$\lambda = \frac{g z_e}{c^2} \exp\left(\kappa c / |u_* \cos(\theta - \theta_w)|\right) \quad (20)$$

wobei  $\kappa$  die von-Karman-Konstante ( $\kappa = 0,41$ ),  $\lambda$  die dimensionslose kritische Höhe,  $\beta$  der Miles-Janssen Parameter und  $z_e$  die effektive Rauigkeitslänge ist. Unter der Voraussetzung eines logarithmischen Windprofils  $u_{(z)} = u_* / \kappa \ln(z + z_e - z_0) / (z_e)$  ergibt sich die effektive Rauigkeitslänge zu

$$z_e = \frac{z_0}{\sqrt{1 - \tau_w / \tau}} \quad (21)$$

wobei  $z_0$  die lokale Rauheitslänge und  $\tau_w$  die welleninduzierte Schubspannung ist. Die lokale Rauheitslänge  $z_0$  ergibt sich nach Charnock (1955):

$$z_0 = \alpha \frac{u^2}{g} \quad (22)$$

wobei für den Beiwert  $\alpha$  gilt:  $\alpha = 0,01$ .

Die welleninduzierte Schubspannung ergibt sich auch aus dem Energiedichtespektrum:

$$\bar{\tau}_w = \rho_w \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \sigma B \frac{E_{(\sigma,\theta)}}{\rho_w \cdot g} \frac{\bar{k}}{|\bar{k}|} d\sigma d\theta \quad (23)$$

Das implizite Gleichungssystem (18) – (23) wird iterativ gelöst (Mastenbroek et al., 1993).

### 4.2.3 Dissipation von Seegangenergie

Bei der Dissipation von Energie des Seegangs sind drei Teilprozesse zu unterscheiden:

#### Überschreitung der Grenzsteilheit:

Im Tiefwasser kommt es bei Überschreitung der Wellensteilheit, d.h. dem Verhältnis von Wellenhöhe zu Wellenlänge, von  $H/L = 1/7$  zur Entstehung von Schaumkronenbrechern.

#### Überschreitung der wassertiefenabhängigen maximalen Wellenhöhe:

Im Flachwasser ist die maximale Wellenhöhe  $H_{\max}$  durch die vorhandene Wassertiefe  $d$  auf etwa  $H_{\max} = \gamma d$  begrenzt, wobei  $\gamma$  eine Proportionalitätskonstante bezeichnet. In flache Gebiete einlaufender Seegang mit teilweise größeren Wellenhöhen beginnt daher zu brechen.

#### Bodenreibung

Die sich auf der Wasseroberfläche ausbreitenden Wellen sind mit Orbitalbewegungen des Wassers verbunden. Die Form der Orbitalbahnen sowie die Orbitalgeschwindigkeit ist dabei wassertiefenabhängig. Bei geringen Wassertiefen tritt eine erhebliche Reibung an dem Meeresboden auf, welche dem Seegang Energie entzieht. Zur Ermittlung der Gesamtdissipation  $S_{ds(\sigma,\theta)}$  sind die Dissipationsraten aus den Teilprozessen zu addieren:

$$S_{ds(\sigma,\theta)} = S_{ds,w(\sigma,\theta)} + S_{ds,br(\sigma,\theta)} + S_{ds,b(\sigma,\theta)} \quad (24)$$

wobei  $S_{ds,w(\sigma,\theta)}$  die Dissipationsrate durch Überschreitung der Grenzsteilheit und damit den Energieverlust durch Schaumkronenbrecher (engl. whitecapping),  $S_{ds,br(\sigma,\theta)}$  die Dissipationsrate infolge Wellenbrechen im Flachwasser (engl. breaking) und  $S_{ds,b(\sigma,\theta)}$  die Dissipationsrate durch Bodenreibung (engl. bottom friction) bezeichnet.

Die Dissipationsrate durch die Bildung von Schaumkronenbrechern bei Überschreitung der Grenzsteilheit  $S_{ds,w(\sigma,\theta)}$  läßt sich nach Hasselmann (1974) linear zur spektralen Energiedichte  $E_{(\sigma,\theta)}$  ansetzen:

$$S_{ds,w(\sigma,\theta)} = -\Gamma \bar{\sigma} \frac{|\bar{k}|}{|\bar{k}|} E_{\sigma,\theta} \quad (25)$$

In Gleichung (25) bezeichnet  $\bar{\sigma}$  die mittlere relative Frequenz

$$\bar{\sigma} = E_{\text{tot}} \left( \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sigma} E_{(\sigma,\theta)} d\sigma d\theta \right)^{-1} \quad (26)$$

und  $|\bar{k}|$  den Mittelwert der Wellenzahl

$$|\bar{k}| = E_{\text{tot}}^2 \left( \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{E_{(\sigma,\theta)}}{\rho_w \cdot g \cdot \sqrt{|\bar{k}|}} d\sigma d\theta \right)^{-2} \quad (27)$$

Der Dämpfungsfaktor  $\Gamma$  berechnet sich nach

$$\Gamma = C_{ds} \frac{|\bar{k}|}{|\bar{k}|} \left( \frac{\bar{s}}{s_{PM}} \right)^m \quad (28)$$

aus der mittleren Wellensteilheit  $\bar{s} = |\bar{k}| \sqrt{E_{\text{tot}} / (\rho_w \cdot g)}$ , der Steilheit für ein Spektrum nach Pierson und Moskowitz (1964)  $s_{PM} = (3,2 \cdot 10^{-3})^{1/2}$  sowie dem aus Naturversuchen ermittelten Miles-Parameter  $C_{ds} = 2,36 \cdot 10^{-5}$  (WAMDI, 1988; Janssen, 1991).

Die Dissipationsrate  $S_{ds,br(\sigma,\theta)}$  durch Wellenbrechen nach Unterschreitung der Grenzwassertiefe ergibt sich durch Wichtung des Gesamtenergieverlustes  $D_{\text{tot}}$  mit dem relativen Energiegehalt des Spektrums:

$$S_{ds,br(\sigma,\theta)} = -D_{\text{tot}} \frac{E_{(\sigma,\theta)}}{E_{\text{tot}}} \quad (29)$$

Der Gesamtenergieverlust ergibt sich nach dem Modell von Battjes und Janssen (1978) zu:

$$D_{\text{tot}} = -\frac{1}{4} \alpha_{BJ} Q_b \frac{\bar{\sigma}}{2\pi} \rho \cdot g \cdot H_{\max}^2 \quad (30)$$

In Gleichung (30) ist  $\alpha_{BJ}$  der Battjes-Janssen-Parameter,  $\bar{\sigma}$  die nach Gleichung (26) berechnete mittlere relative Frequenz,  $H_{\max}$  die nach dem Brecherkriterium maximal zulässige Wellenhöhe und  $Q_b$  der Anteil der brechenden Wellen. Das Brecherkriterium (Kriterium nach Miche) lautet:

$$H_{\max} = \gamma d \quad (31)$$

wobei  $d$  die Wassertiefe bezeichnet. Die Proportionalitätskonstante  $\gamma$  wird mit  $\gamma = 0,78$  (Battjes und Janssen, 1978) angesetzt, wobei speziell für große Brecherkennzahlen  $\xi_0 = \tan \alpha / \sqrt{H/L_0} > 0,5$  in der Literatur für den Parameter  $\gamma$  Werte bis zu  $\gamma = 1$  (Führböter, 1974) genannt werden. In Untersuchungen im Wellenkanal zur Kalibrierung des Modells SWAN konnten diese jedoch nicht bestätigt werden (Mai et al., 1999(a)). Der Anteil der brechenden Wellen folgt mit der impliziten Beziehung

$$\frac{1 - Q_b}{\ln Q_b} = -8 \frac{E_{\text{tot}}}{\rho_w \cdot g \cdot H_{\max}^2} \quad (32)$$

aus der maximalen Wellenhöhe  $H_{\max}$  und der Gesamtenergie  $E_{\text{tot}}$ .

Die Dissipationsrate infolge Bodenreibung  $S_{\text{ds},b(\sigma,\theta)}$  ergibt sich nach dem Reibungsgesetz von Collins (1972) proportional zum spektralen Quadrat der Orbitalgeschwindigkeit  $U_{(\sigma,\theta)}^2$  am Boden:

$$S_{\text{ds},b(\sigma,\theta)} = -C_{\text{bot}} \frac{U_{(\sigma,\theta)}^2}{g^2} \quad (33)$$

$$U_{(\sigma,\theta)} = \frac{\sigma}{\sinh\left(\frac{|\bar{k}|d}{2}\right)} \quad (34)$$

Für den Bodenreibungskoeffizient  $C_{\text{bot}}$  gilt mit einem Bodenreibungsparameter  $C_{\text{fw}}$  nach Tolman (1990)

$$C_{\text{bot}} = C_{\text{fw}} \cdot g \cdot U_{\text{rms}} \quad (35)$$

Das quadratische Mittel der Orbitalgeschwindigkeit  $U_{\text{rms}}$  berechnet sich nach

$$U_{\text{rms}} = \left( \int_0^{2\pi} \int_0^\infty U_{(\sigma,\theta)}^2 \frac{E_{(\sigma,\theta)}}{\rho_w g} d\sigma d\theta \right)^{\frac{1}{2}} \quad (36)$$

Der in Gleichung (35) Bodenreibungsparameter wird von Tolman (1990) mit  $C_{\text{fw}} = 0,015$  bzw. von Mai et al. (1999(b)) mit  $C_{\text{fw}} = 0,01$  angegeben.

#### 4.2.4 Nichtlineare Seegangswchselwirkungen

Die nichtlineare Seegangswchselwirkung bezeichnet einen Energietransfer innerhalb des Seegangsspektrums  $E_{(\sigma,\theta)}$ , d.h. die Gesamtenergie des Seegangsspektrums  $E_{\text{tot}}$  bleibt konstant. Neben der Energieerhaltung ist für den Energieaustausch zwischen einzelnen Komponenten  $(\sigma, \theta)$  bzw.  $\bar{k}$  – die Impulserhaltung erforderlich. Im Tiefwasser erfordert dies die Wechselwirkung von 4 Komponenten des Seegangsspektrums (Quadruplet-Interaction), im Flachwasser ist wegen der veränderten Dispersionsrelation die

Wechselwirkung von 3 Komponenten (Triad-Interaction) ausreichend. Eine schematische Darstellung möglicher Wechselwirkungen der Quadruplet-Interaction findet sich in Abb. 4-1.

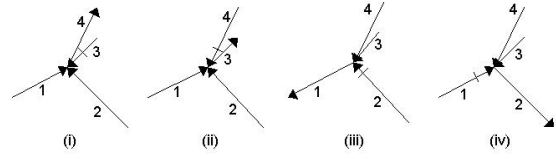


Abb. 4-1: Grundlegende Wechselwirkungen der Quadruplet-Interaction (Hasselmann und Hasselmann, 1985)

Mathematisch lassen sich die Erhaltungssätze für die Quadruplet-Interaction folgendermaßen formulieren (Hasselmann, 1961 + 1963(a)-(b))

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (37)$$

$$\bar{k}_1 + \bar{k}_2 = \bar{k}_3 + \bar{k}_4 \quad (38)$$

Für die Triad-Interaction gilt analog (Young und Eldeberky, 1998)

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad (39)$$

$$\bar{k}_1 + \bar{k}_2 = \bar{k}_3 \quad (40)$$

Der Term der Energieumverteilung  $S_{\text{nl}(\sigma,\theta)}$  durch nichtlineare Welle-Welle-Wechselwirkungen setzt sich entsprechend aus einem Term für die Quadruplet-Interaction  $S_{\text{nl}4(\sigma,\theta)}$  und einem für die Triad-Interaction  $S_{\text{nl}3(\sigma,\theta)}$  zusammen (Ris, 1997):

$$S_{\text{nl}(\sigma,\theta)} = S_{\text{nl}3(\sigma,\theta)} + S_{\text{nl}4(\sigma,\theta)} \quad (41)$$

Die Quadruplet-Interaction wird unter Voraussetzung einer von Hasselmann et al. (1985) vorgeschlagenen Approximation, der sog. Discrete Interaction Approximation DIA, berechnet:

$$S_{\text{nl}4(\sigma,\theta)} = R_{(k_p,d)} \left( S_{\text{nl}4(\sigma,\theta)}^* + S_{\text{nl}4(\sigma,\theta)}^{**} \right) \quad (42)$$

$$S_{\text{nl}4(\sigma,\theta)}^* = 2 \cdot \delta S_{\text{nl}4(\alpha_1\sigma,\theta)} - \delta S_{\text{nl}4(\alpha_2\sigma,\theta)} - \delta S_{\text{nl}4(\alpha_3\sigma,\theta)} \quad (43)$$

$$S_{\text{nl}4(\sigma,\theta)}^{**} = 2 \cdot \delta S_{\text{nl}4(\alpha_1\sigma,-\theta)} - \delta S_{\text{nl}4(\alpha_2\sigma,-\theta)} - \delta S_{\text{nl}4(\alpha_3\sigma,-\theta)} \quad (44)$$

$$R_{(k_p,d)} = 1 + \frac{5,5}{k_p \cdot d} \left( 1 - \frac{5 \cdot k_p d}{6} \right) \cdot \exp(-1,25 \cdot k_p d) \quad (45)$$

In den Gleichungen (42) – (45) beschreibt  $R_{(k_p,d)}$  den Flachwassereinfluß auf den Impulstransfer bei Quadruplet-Interaction, d.h. im Tiefwasser gilt  $R_{(k_p,d)} = 1$ .

Die Parameter  $\alpha_i$  beschreiben das Frequenzverhältnis der an der Quadruplet-Interaction beteiligten spektralen Komponenten. Sie werden im Rahmen der DIA zu  $\alpha_1 = 1$ ,  $\alpha_2 = 1,25$ ,  $\alpha_3 = 0,75$  gesetzt (Hasselmann et al., 1985). Die Terme  $S_{nl4(\sigma,\theta)}^+$ ,  $S_{nl4(\sigma,\theta)}^{**}$  und  $\delta S_{nl4(\sigma,\theta)}$  stellen Teilprozesse der Quadruplet-Interaction dar. Hasselmann et al. (1985) stellt folgenden Bezug zur spektralen Energiedichte  $E_{(\sigma,\theta)}$  her:

$$\delta S_{nl4(\sigma,\theta)} = C_{nl4} (2 \cdot \pi)^2 g^{-4} \left( \frac{\sigma}{2 \cdot \pi} \right)^{11} \cdot \rho_w^{-2} \cdot \dots \left( \begin{array}{l} E_{(\alpha,\sigma,\theta)}^2 \left( \frac{E_{(1,25-\alpha,\sigma,\theta)}}{1,25^4} + \frac{E_{(0,75-\alpha,\sigma,\theta)}}{0,75^4} \right) \\ - 2 \frac{E_{(\alpha,\sigma,\theta)} E_{(1,25-\alpha,\sigma,\theta)} E_{(0,75-\alpha,\sigma,\theta)}}{(1-0,25^2)^4} \end{array} \right) \quad (46)$$

Der Koeffizient  $C_{nl4}$  stellt darin eine dimensionslose Konstante dar, die im Rahmen dieser Arbeit entsprechend der Voreinstellungen zu  $3,0 \cdot 10^7$  gewählt worden ist.

Die Triad-Interaction wird unter Voraussetzung einer von Eldeberky und Battjes (1995) vorgeschlagenen Approximation, der sog. Discrete Triad Approximation DTA, berechnet:

$$S_{nl3(\sigma,\theta)} = S_{nl3(\sigma,\theta)}^+ + S_{nl3(\sigma,\theta)}^- \quad (47)$$

$$S_{nl3(\sigma,\theta)}^+ = \max \left( \begin{array}{l} 0; 2 \cdot \pi \cdot \alpha_{EB} \cdot J^2 \cdot c_{g\sigma} \cdot \rho_w^{-1} \cdot \\ \left| \sin(\beta_{DTA}) \right| \cdot \frac{\sigma}{k_\sigma} E_{(\sigma/2,\theta)} - 2 \cdot \\ \frac{0,5 \cdot \sigma}{k_{\sigma/2}} E_{(\sigma/2,\theta)} E_{(\sigma,\theta)} \end{array} \right) \quad (48)$$

$$S_{nl3(\sigma,\theta)}^- = -2 \cdot S_{nl3(2\sigma,\theta)}^+ \quad (49)$$

Der Term  $S_{nl3(\sigma,\theta)}^+$  faßt darin Wechselwirkungen, welche eine Zunahme der Impulsdichte bewirken, zusammen, während  $S_{nl3(\sigma,\theta)}^-$  die Wechselwirkung, welche eine Abnahme an Impulsdichte bewirkt, beschreibt. Die Intensität der Wechselwirkung wird von der Gruppengeschwindigkeit  $c_{g\sigma}$  der Wellen der Frequenz  $\sigma$ , dem Wechselwirkungskoeffizienten  $J$ , dem Phasenwinkel  $\beta_{DTA}$  und dem anzupassenden Parameter  $\alpha_{EB}$  beeinflusst. Weitere Parameter sind die Wellenzahl  $k_\sigma$  bzw.  $k_{\sigma/2}$  der Wellen der Frequenz  $\sigma$  bzw.  $\sigma/2$ . Für den Wechselwirkungskoeffizienten  $J$  gilt nach Booij et al. (1999):

$$J = \begin{cases} \frac{k_{\sigma/2}^2 (g \cdot d + 2 \cdot c_{\sigma/2}^2)}{k_\sigma \cdot d \cdot \left( g \cdot d + \frac{2}{15} g \cdot d^3 \cdot k_\sigma^2 - \frac{2}{5} \sigma^2 d^2 \right)} & \text{für } Ur \geq 0,1 \\ 0 & \text{für } Ur < 0,1 \end{cases} \quad (50)$$

wobei  $c_{\sigma/2}$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Frequenzraum bei der Frequenz  $\sigma/2$  bezeichnet. Der Phasenwinkel  $\beta$  berechnet sich unter Verwendung der Ursell-Zahl  $Ur$

$$\beta_{DTA} = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \tanh\left(\frac{0,2}{Ur}\right) \quad (51)$$

Für die Ursell-Zahl gilt:

$$Ur = \frac{g}{8 \cdot \sqrt{2} \pi^2} \frac{H_s}{d^2 \sigma_p^2} \quad (52)$$

mit der Peak-Frequenz  $\sigma_p$ .

Für den Eldeberky-Battjes-Parameter  $\alpha_{EB}$  geben Eldeberky und Battjes (1995) den Wert  $\alpha_{EB} = 1,0$  an. Ris (1997) empfiehlt nach Kalibrierung an physikalischen Untersuchungen im Wellenkanal  $\alpha_{EB} = 0,50$ , Ris et al. (1998)  $\alpha_{EB} = 0,25$  sowie v. Lieberman und Mai (2000)  $\alpha_{EB} = 0,10$ . Der letztgenannte Wert findet hier Verwendung. Die Berechnung der Energieumverteilung durch Triad-Interaction nach Gleichung (47) erfolgt nur für Frequenzen  $\sigma$ , die ein Vielfaches  $\alpha_{DTA}$  der mittleren Frequenz  $\bar{\sigma}$  nicht überschreiten, d.h.  $\sigma \leq \alpha_{DTA} \cdot \bar{\sigma}$ . Ris (1997), Ris et al. (1998) und v. Lieberman und Mai (2000) geben für  $\alpha_{DTA} = 2,5$  an, was auch in dieser Arbeit Verwendung findet.

#### 4.2.5 Einfluß der Strömung auf Seegang

Welle-Strömung-Wechselwirkungen umfassen die Wechselwirkungen des Seegangs mit Tideströmungen, Ozeanströmungen und lokalen winderzeugten Strömungen (Ris, 1997). Für das in dieser Arbeit untersuchte Küstengebiet Hever und Heverstrom kommt insbesondere den Tideströmungen große Bedeutung zu. Die Wirkung von Strömungen auf den Seegang ist in den bereits dargestellten Gleichungen (2), (7), (8) und (9) enthalten. Für eine qualitative Analyse bietet sich eine Unterscheidung der Fälle:

- Seegangsrichtung antiparallel zur Strömungsrichtung
- Seegangsrichtung parallel zur Strömungsrichtung.

Laufen Wellen gegen eine stationäre gegenläufige Strömung wachsender Geschwindigkeit, so steigt die relative Frequenz  $\sigma$ . Damit sinkt bei konstanter absoluter Frequenz die Wellenlänge und die Gruppene-

schwindigkeit, so daß es zum Wellenbrechen infolge einer Überschreitung der Grenzsteilheit der Welle kommen kann. Bei weiterem Absinken der Gruppengeschwindigkeit breitet sich die Welle schließlich in entgegengesetzte, d.h. strömungsparallele, Richtung aus (Wellenblocken). Laufen Wellen mit einer parallelen Strömung, so sinkt die relative Frequenz  $\sigma$ . Damit steigt bei konstanter absoluter Frequenz die Wellenlänge und die Gruppengeschwindigkeit, so daß die Wellensteilheit und damit die Wahrscheinlichkeit des Brechens infolge einer Überschreitung der Grenzsteilheit herabgesetzt wird. Untersuchungen von Wisny (1998) für die Außenweser haben gezeigt, daß sich dort durch Strömungen die Wellenperioden um bis zu 1,5 s (20 %) und die Wellenhöhen um bis zu 0,40 m (10 %) ändern.

### 4.3 Modell zur Simulation der Tideverhältnisse - MIKE 21 HD

#### 4.3.1 Grundlagen

Bei dem Programm MIKE 21 HD des DANISH HYDRAULIC INSTITUTE DHI handelt es sich um ein zweidimensionales hydronumerisches Modell zur Berechnung der tiefengemittelten Strömungsgeschwindigkeiten  $\bar{u}$  (Danish Hydraulic Institute, 1996(a)). Das grundlegende Gleichungssystem solcher Modelle basiert auf der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = 0 \quad (53)$$

und auf der Navier-Stokes-Gleichung, hier in Ihrer komponentenweisen Formulierung,

$$\underbrace{\frac{\partial q_x}{\partial t}}_{\text{lokale Änderung}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{q_x^2}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{q_x \cdot q_y}{d} \right)}_{\text{advective Änderung}} = - \underbrace{g \cdot d \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x}}_{\text{Gradient des Wasserspiegels}} \quad (54)$$

$$- \underbrace{\frac{F_{x,\text{Boden}}}{\rho_w}}_{\text{Reibung}} + \underbrace{\frac{F_{x,\text{Turb}}}{\rho_w}}_{\text{Turbulenz}} + \underbrace{\Omega \cdot q_y}_{\text{Coriolis-kraft}} + \underbrace{\frac{F_{x,\text{Wind}}}{\rho_w}}_{\text{Windschub}} - \underbrace{\frac{d}{\rho_w} \cdot \frac{\partial}{\partial x} p_a}_{\text{Luftdruckgradient}}$$

$$\underbrace{\frac{\partial q_y}{\partial t}}_{\text{lokale Änderung}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{q_y^2}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{q_x \cdot q_y}{d} \right)}_{\text{advective Änderung}} = - \underbrace{g \cdot d \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y}}_{\text{Gradient des Wasserspiegels}} \quad (55)$$

$$- \underbrace{\frac{F_{y,\text{Boden}}}{\rho_w}}_{\text{Reibung}} + \underbrace{\frac{F_{y,\text{Turb}}}{\rho_w}}_{\text{Turbulenz}} - \underbrace{\Omega \cdot q_x}_{\text{Coriolis-kraft}} + \underbrace{\frac{F_{y,\text{Wind}}}{\rho_w}}_{\text{Windschub}} - \underbrace{\frac{d}{\rho_w} \cdot \frac{\partial}{\partial y} p_a}_{\text{Luftdruckgradient}}$$

wobei  $\zeta$  den Wasserstand (ohne Seegangseinfluß),  $p_a$  den atmosphärischen Druck,  $\bar{F}_{\text{wind}}$  den strömungsanfachenden Windschub,  $\bar{F}_{\text{Boden}}$  die Bodenreibung,  $\bar{F}_{\text{Turb}}$  den Impulstranport durch Turbulenz,  $\bar{q}$  die tiefenintegrierte Strömungsgeschwindigkeit und  $\Omega$  den

Coriolis-Parameter bezeichnet (Abbott et al., 1981; Abbott, 1997).

Die tiefenintegrierte Strömungsgeschwindigkeit bzw. der breitenbezogene Durchfluß  $\bar{q}$  folgt aus der tiefengemittelten Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}$  nach

$$\bar{q} = \begin{pmatrix} q_x \\ q_y \end{pmatrix} = d \cdot \bar{u} = d \cdot \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \end{pmatrix} \quad (56)$$

Der Coriolis-Parameter  $\Omega$ , die Proportionalitätskonstante zwischen der Coriolis-Kraft, einer Scheinkraft im bewegten Koordinatensystem, und der Geschwindigkeit eines Mediums bzgl. des bewegten Koordinatensystems, ist eine Funktion von Sterntag  $t_{\text{Sterntag}}$  (= 86164 s) und geographischer Breite  $\varphi$  (Dietrich et al., 1992). Für zweidimensionale, horizontale Strömungen gilt

$$\Omega = 2 \cdot \frac{2 \cdot \pi}{t_{\text{Sterntag}}} \cdot \sin \varphi \quad (57)$$

Der Impulseintrag aus der Atmosphäre, sowohl durch Windschub  $\bar{F}_{\text{Wind}}$  als auch durch einen Luftdruckgradienten  $\nabla p_a$ , wird im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Abschätzung der Tideströmungen vernachlässigt. Die Berücksichtigung ist jedoch grundsätzlich im Modell MIKE 21 möglich. Die Parametrisierung des Windschubs erfolgt dann, ähnlich der Parametrisierung des Windenergieeintrages in SWAN (vgl. Gleichung (15)), nach

$$\bar{F} = \begin{pmatrix} F_{x,\text{Wind}} \\ F_{y,\text{Wind}} \end{pmatrix} = c_{D,M21} \cdot u_{10} \cdot \bar{u}_{10} \quad (58)$$

$$= c_{D,M21} \cdot u_{10} \cdot \begin{pmatrix} u_{10,x} \\ u_{10,y} \end{pmatrix}$$

mit der Windgeschwindigkeit  $u_{10} = \sqrt{u_{10,x}^2 + u_{10,y}^2}$  und dem Reibungskoeffizienten  $c_{D,M21}$  nach Smith und Banke (1975).

#### 4.3.2 Bodenreibung

Der Impulsverlust der Strömung durch Reibung am Meeresboden wird, ähnlich dem Verlust an Impulsdichte des Seegangs bei Bodenreibung (vgl. Gleichung (33)), proportional zum Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u} = 1/d \cdot \bar{q}$  angesetzt

$$\bar{F}_{\text{Boden}} = \frac{g \cdot |\bar{q}|}{C^2 \cdot d^2} \cdot \bar{q} \quad (59)$$

Der als Chezy-Konstante bezeichnete Parameter  $C$  wird i.d.R. in Abhängigkeit von der Wassertiefe  $d$  mit dem Manning-Beiwert  $M$  parametrisiert:

$$C = M \cdot d^{1/6} \quad (60)$$

Der Manning-Beiwert beträgt i.d.R. zwischen  $20 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$  bis  $40 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$  (Danish Hydraulic Institute, 1996). Im Rahmen dieser Arbeit wird ein für Ästuare typischer Manning-Beiwert von  $25 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$  verwendet. Dies entspricht dem bei der Kalibrierung des Modells MIKE 21 HD für das Jade-Weser-Ästuar ermittelten Wert (v. Lieberman et al., 2000).

### 4.3.3 Turbulenzansatz

Der Impulstransport  $\bar{F}_{\text{Turb}}$  in einer Strömung ist proportional zum Gradienten des Schubspannungstensors  $\bar{\tau}_s$ . Es gilt (Boijj, 1991):

$$\bar{F}_{\text{Turb}} = \begin{pmatrix} F_{x,\text{Turb}} \\ F_{y,\text{Turb}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} (d \cdot \tau_{s,xx}) + \frac{\partial}{\partial y} (d \cdot \tau_{s,xy}) \\ \frac{\partial}{\partial x} (d \cdot \tau_{s,xy}) + \frac{\partial}{\partial y} (d \cdot \tau_{s,yy}) \end{pmatrix} \quad (61)$$

Für die Komponenten des Schubspannungstensors gilt nach Leonard (1974):

$$\tau_{s,xx} = A_h \cdot \rho_w \cdot \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (62)$$

$$\tau_{s,xy} = \frac{1}{2} \cdot A_h \cdot \rho_w \cdot \left( \frac{\partial q_x}{\partial y} + \frac{\partial q_y}{\partial x} \right) \quad (63)$$

$$\tau_{s,yy} = A_h \cdot \rho_w \cdot \frac{\partial u_y}{\partial y} \quad (64)$$

Der Parameter  $A_h$  wird als Wirbelviskosität bezeichnet und berechnet sich unter Verwendung der Mischungsweglänge  $l$  gemäß (Smagorinsky, 1963)

$$A_h = l^2 \cdot \left( \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 \right)^{0.5} \quad (65)$$

Für die Mischungsweglänge  $l$  gilt (Madsen et al., 1988)

$$l^2 = C_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y \quad (66)$$

wobei  $\Delta x$  und  $\Delta y$  die räumliche Auflösung des numerischen Modells und  $C_s$  die Smagorinsky-Konstante bezeichnet. Für dreidimensionale Modelle hängt die Smagorinsky-Konstante  $C_s$  nur von der die Turbulenzstruktur beschreibenden Kolmogorov-Konstante  $\alpha_K$  ab (Madsen et al., 1988). Die Smagorinsky-Konstante beträgt  $C_s = 0,1825$  bei  $\alpha_K = 1,6$ . Für zweidimensionale Modelle ist diese eindeutige Festlegung der Smagorinsky-Konstante nicht mehr gegeben, da die vertikale Turbulenzstruktur ebenso Einfluss hat. Madsen et al. (1988) empfehlen Smagorinsky-Konstanten  $C_s$  von 0,40 bis 0,80. Kotthaus (2000) sowie Ohle und Mai (2000) geben auf der Grundlage einer Kalibrierung des Modells MIKE 21 HD Ergebnis-

sen physikalischer Modellversuche eine Konstante von  $C_s = 0,50$  an, was sich mit Aussagen von Davies et al. (1997) deckt und daher im Rahmen dieser Arbeit angesetzt worden ist.

## 5 Ergebnisse der numerischen Simulationen

### 5.1 Allgemeines

Zur Prüfung des in Kapitel 4.2 beschriebenen numerischen Modells SWAN werden in Kapitel 5.2 zunächst die Seegangparameter im Untersuchungsgebiet Hever und Heverstrom bei variierenden Bedingungen von Wasserstand und Wind unter Vernachlässigung der Wechselwirkung von Strömung und Seegang bestimmt. Zur Abschätzung des Einflusses der Tide auf den Seegang erfolgt in Kapitel 5.3 die Berechnung der Strömungen bei typischen Tideverhältnissen mit dem Modell MIKE 21. Die so berechnete Gezeitenströmung wird in Kapitel 5.4 für eine Seegangssimulation bei mittlerem Tidegeschehen verwendet. Eine Prüfung der in Kapitel 5.2 abgeleiteten Abhängigkeiten der Seegangparameter von den Randbedingungen erfolgt in Kapitel 1 durch einen Vergleich mit den in Kapitel 3 dargestellten Ergebnissen von Naturmessungen.

### 5.2 Seegang ohne Strömungswechselwirkung

Die numerische Simulation des Seegangs mit dem Modell SWAN erfordert neben der Vorgabe der Topographie des Seegrundes (siehe Abb. 2-2) und der Modellparameter (siehe Kapitel 4.2) eine Vorgabe von Randbedingungen. Dies sind Wasserstand, Wind sowie Eingangsseegang an den offenen bzw. seeseitigen Rändern des Untersuchungsgebiets. Für die Simulation des Seegangs ohne Strömungswechselwirkung werden der Wasserstand sowie Windgeschwindigkeit und -richtung näherungsweise als konstant über das Untersuchungsgebiet angenommen. Die genannten Parameter werden in folgenden Grenzen variiert:

Wasserstand:	0 mNN, 1 mNN, 2 mNN, 3 mNN, 4 mNN, 5 mNN, 6 mNN
Windgeschwindigkeit:	8 m/s, 12 m/s, 16 m/s, 20 m/s, 24 m/s, 28 m/s, 32 m/s
Windrichtung:	210°, 240°, 270°, 300°, 330°

Der Eingangsseegang am westlichen Rand und den westlichen Teilen der nördlichen und südlichen Berandung des Modellgebiets (Abb. 5-1) wird durch ein JONSWAP-Spektrum charakterisiert. Die signifikante Wellenhöhe und Peak-Periode werden durch die Windgeschwindigkeit unter der Annahme voll ausge-

reifen Seegangs parametrisiert (Mai und Zimmermann, 2000).

Abb. 5-1 zeigt den Zusammenhang der Seegangskenngößen und der Windgeschwindigkeit, so steigt die signifikante Wellenhöhe von 1,4 m bei einer Windgeschwindigkeit von 8 m/s auf 4,2 m bei einer Windgeschwindigkeit von 32 m/s an. Die Peak-Periode des Seegangs steigt von etwa 6 s bei einer Windgeschwindigkeit von 8 m/s auf 11 s bei einer Windgeschwindigkeit von 32 m/s an.

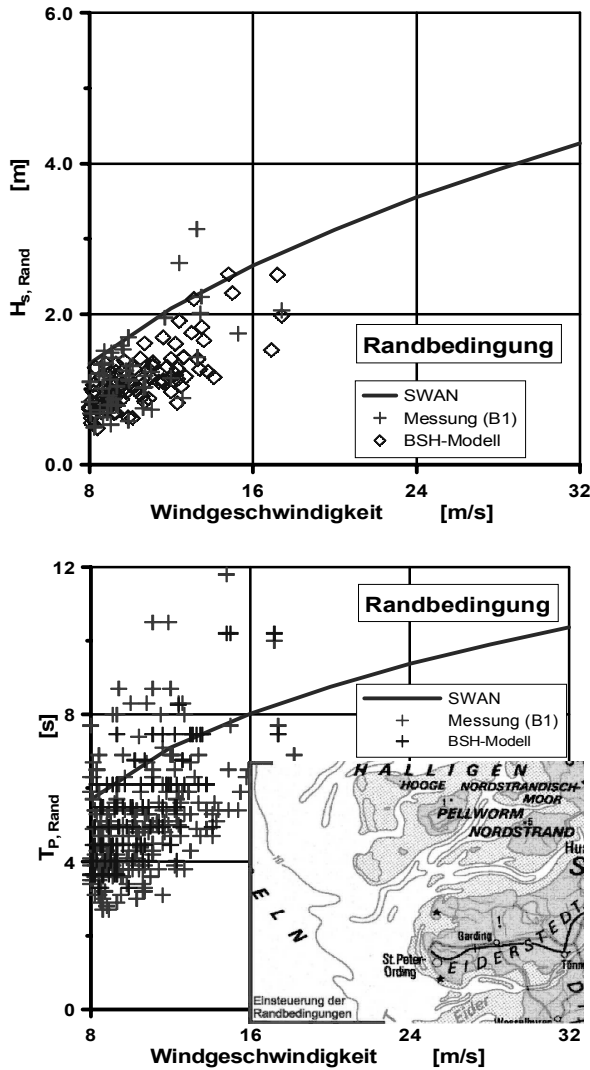


Abb. 5-1: Parametrisierung des Eingangsseegangs an der westlichen Begrenzung des numerischen Modells SWAN und Vergleich mit Bojenmessungen des ALR und mit Ergebnissen des Nordsee-Seegangmodells des BSH

Beispielhaft für die 245 verschiedenen Seegangssimulationen bei unterschiedlichen Kombinationen von Randbedingungen (s.o.) ist für einen Wasserstand von 4 mNN und Westwind der Geschwindigkeit von 28 m/s in Abb. 5-2 die Seegangsausbreitung in Hever und Heverstrom dargestellt. Es zeigt sich deutlich die Abnahme der Wellenhöhe über den Sänden (speziell Norderoogsand und Süderoogsand) infolge Brechen

und vermehrter Bodenreibung. In der tiefen Rinne der Süderhever dringt der Seegang mit großer Wellenhöhe weiter – bis etwa zum Heversteert – vor. Ein ähnliches Bild ergibt sich auch für die mittlere Wellenperiode. Die Ergebnisse aller Seegangssimulationen sind, wie in Abb. 5-2 dargestellt, als Erweiterung in den am FRANZIUS-INSTITUT FÜR WASSERBAU UND KÜSTENINGENIEURWESEN DER UNIVERSITÄT HANNOVER aufgebauten Internet-basierten Seegangsatlas (Mai, 1999) eingebaut worden und stehen im Intranet des Instituts zur Verfügung<sup>1</sup>.

Die Nutzung des in HTML, JAVASCRIPT und JAVA programmierten Seegangsatlas bietet die Möglichkeit, an beliebigen Positionen des Untersuchungsgebiets Hever und Heverstrom die Seegangparameter – signifikante Wellenhöhe und mittlere Wellenperiode – entweder direkt über Eingabe der Gauss-Krüger-Koordinaten (Rechtswert / Hochwert) oder indirekt über Mausclick (auf die gewünschte Position) zu ermitteln (Abb. 5-2).

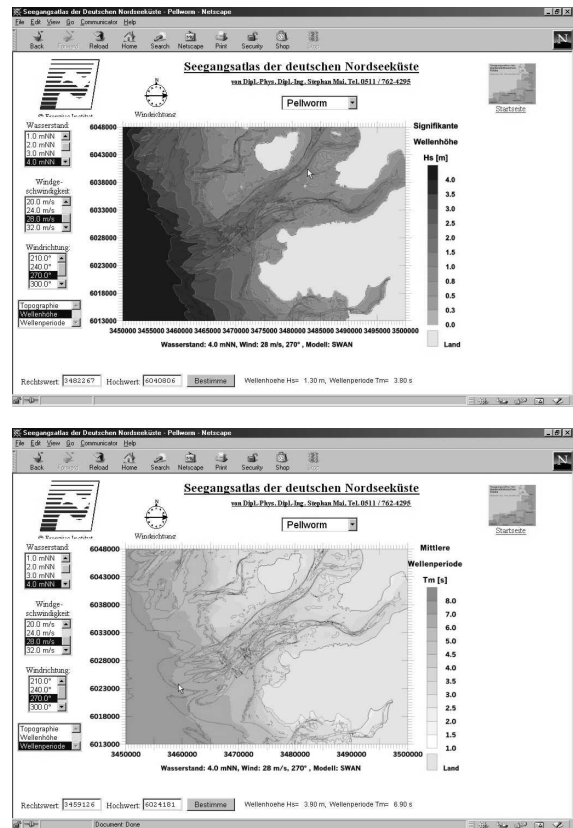


Abb. 5-2: Internet-basierte Visualisierung der Ergebnisse der Seegangssimulation signifikante Wellenhöhe (oben), mittlere Wellenperiode (unten) (siehe auch Mai, 2000)

<sup>1</sup> [www.fi.uni-hannover.de/~smail/seegang/index.htm](http://www.fi.uni-hannover.de/~smail/seegang/index.htm)

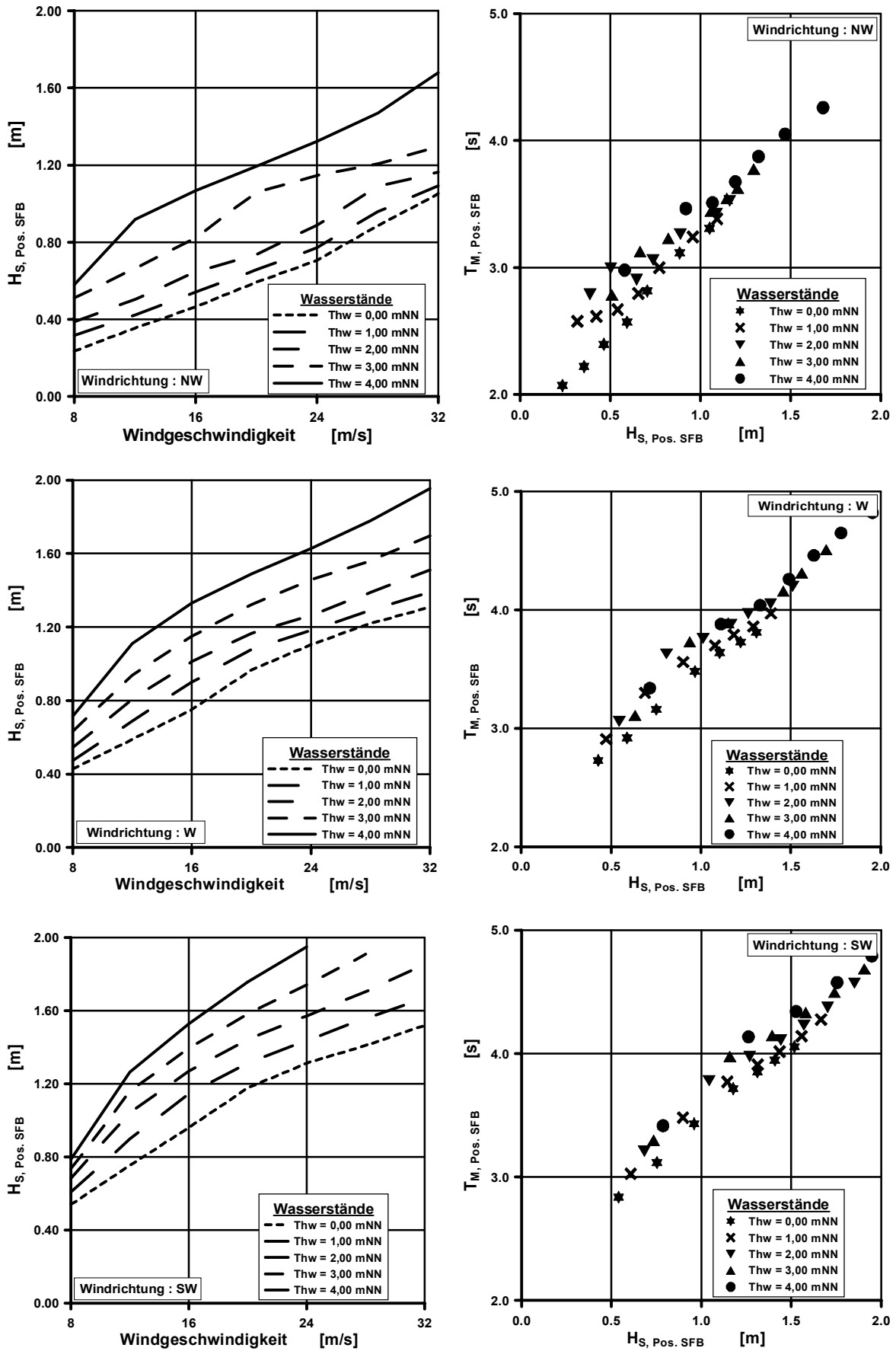


Abb. 5-3: Seegangparameter am Meßpunkt Heversteert bei nordwestlichen (oben), westlichen (mitte) und südwestlichen (unten) Winden als Ergebnis der numerischen Simulation



An den in Abb. 3-1 bezeichneten Positionen von Seegangsbojen sind unter Nutzung dieser Funktionalität die signifikante Wellenhöhe und die mittlere Wellenperiode für die verschiedenen Randbedingungen von Wasserstand und Wind ausgelesen worden. Die Abhängigkeit der Seegangparameter von den Randbedingungen ist, ähnlich wie in Abb. 3-2 und Abb. 3-4 für die Naturmessungen, in Abb. 5-3 für die Lokation Heversteert (Pos. SFB 79) sowie in Abb. 5-4 bis Abb. 5-6 für die Lokation Norderhever (Pos. B2) dargestellt. Am Heversteert zeigt sich eine Zunahme der signifikanten Wellenhöhe mit der Windgeschwindigkeit, so beträgt die Wellenhöhe bei einem Wasserstand von 4 mNN (= MThw + 2,50 m) und Westwind mit einer Geschwindigkeit von 8 m/s (= 4 Bft (siehe Dietrich et al., 1992)) etwa 0,70 m und bei Windgeschwindigkeiten von 32 m/s (= 12 Bft) etwa 1,90 m. Daneben zeigt Abb. 5-2 einen Anstieg der Wellenhöhe mit dem Wasserstand, was auf vermindertes Wellenbrechen bei größeren Wassertiefen zurückzuführen ist (vgl. Miche-Kriterium, Gleichung (31)). Bei Westwind mit einer Geschwindigkeit von 20 m/s (= 8 Bft) beträgt die signifikante Wellenhöhe 1,00 m für einen Wasserstand von 0 mNN und 1,50 m für einen Wasserstand von 4 mNN. Wie bereits in den Erläuterungen der Abb. 3-4 für die Naturmessungen dargestellt, weisen auch die im numerischen Modell ermittelten Wellenhöhen eine deutliche Richtungsabhängigkeit auf. Die größten Wellenhöhen ergeben sich bei Wind aus Südwest. So nimmt z.B. bei einem Wasserstand von 4 mNN und Wind mit einer Geschwindigkeit von 20 m/s (= 8 Bft) die signifikante Wellenhöhe von 1,20 m bei Nordwestwind auf 1,80 m bei Südwestwind zu. Die aus der numerischen Simulation bestimmte mittlere Wellenperiode am Heversteert weist eine starke Korrelation mit der signifikanten Wellenhöhe auf. Für westliche und südwestliche Winde steigt die mittlere Wellenperiode annähernd linear von 2,9 s bei einer signifikanten Wellenhöhe  $H_s$  von 0,5 m auf 4,9 s bei einer Wellenhöhe von 2,0 m an. Für nordwestliche Winde ergibt sich ein Anstieg der Wellenperiode von etwa 2,7 s bei  $H_s = 0,5$  m auf 4,0 s bei  $H_s = 1,5$  m. Die Abhängigkeit des Zusammenhangs zwischen Wellenperiode und Wellenhöhe vom Wasserstand ist nicht eindeutig, i.d.R. treten jedoch bei höheren Wasserständen höhere Wellenperioden auf. Bei Nordwestwind und einer signifikanten Wellenhöhe von 0,50 m beträgt die mittlere Wellenperiode für einen Wasserstand von 0 mNN beispielsweise 2,5 s und für einen Wasserstand von 4 mNN 3,0 s.

In der Norderhever (Pos. B2) zeigen sich ähnliche Abhängigkeiten der Seegangparameter von den Randbedingungen wie am Heversteert. Wegen der geschützteren Lage im Lee der Insel Pellworm (vgl. Abb. 3-1) sind die in der Norderhever gemessenen signifikanten Wellenhöhen und, wegen der Kor-

relation der Wellenperiode mit der Wellenhöhe, auch die mittleren Wellenperioden geringer als am Heversteert. Bei Westwind ( $270^\circ$ ) und einem Wasserstand von 4 mNN steigt die signifikante Wellenhöhe von 0,5 m bei einer Windgeschwindigkeit von 8 m/s (= 4 Bft) auf 1,4 m bei Windgeschwindigkeit von 32 m/s (= 12 Bft) an (Abb. 5-4). Die Wellenhöhen in der Norderhever betragen damit nur etwa 75 % der Wellenhöhen am Heversteert. Bei Westwind mit einer Geschwindigkeit von 20 m/s (= 8 Bft) steigt die signifikante Wellenhöhe von 0,8 m bei einem Wasserstand von 0 mNN auf 1,1 m bei einem Wasserstand von 4 mNN bzw. auf 1,3 m bei 6 mNN an (Abb. 5-4). Bei einem Wasserstandsanstieg von 4 m nimmt an der Norderhever die Wellenhöhe um 37,5 % zu, während diese Zunahme am Heversteert 50 % beträgt. Wie für den Heversteert zeigt sich auch in der Norderhever eine deutliche Richtungsabhängigkeit, so steigt – im Vergleich zu den Wellenhöhen bei westlichen Winden – die signifikante Wellenhöhe bei südwestlichen Windrichtungen ( $210^\circ$  bzw.  $240^\circ$ ) und einem Wasserstand von 4 mNN von 0,6 m bei einer Windgeschwindigkeit von 8 m/s (= 4 Bft) auf 1,7 mNN bei einer Windgeschwindigkeit von 32 m/s (= 12 Bft) an (Abb. 5-5 und Abb. 5-6 verdeutlichen diese Richtungsabhängigkeit der Seegangparameter bei einem Wasserstand von 4 mNN. Bei einer Windgeschwindigkeit von 32 m/s beträgt die signifikante Wellenhöhe 1,7 m für Südwestwind und 1,3 m für Nordwestwind. In der Norderhever ist die Richtungsabhängigkeit der signifikanten Wellenhöhe mit einem Unterschied von 25 % weniger ausgeprägt als am Heversteert, wo der Unterschied zwischen den Wellenhöhen bei Nordwestwind und Südwestwind 50 % beträgt. Die mittlere Wellenperiode weist ebenso eine deutliche Richtungsabhängigkeit auf. Bei einem Wasserstand von 4 mNN und einer Windgeschwindigkeit von 32 m/s beträgt die mittlere Wellenperiode 4,4 s für Südwestwind und 3,7 s für Nordwestwind (Abb. 5-6). Wie die Wellenhöhe steigt auch die Wellenperiode mit der Windgeschwindigkeit und dem Wasserstand an (Abb. 5-4 und Abb. 5-5). Bei einem Wasserstand von 4 mNN und Westwind ( $270^\circ$ ) nimmt die mittlere Wellenperiode von 2,8 s bei einer Windgeschwindigkeit von 8 m/s (= 4 Bft) auf 4,0 s bei einer Windgeschwindigkeit von 32 m/s (= 12 Bft) zu. Bei Westwind mit einer Windgeschwindigkeit von 20 m/s (= 8 Bft) nimmt die mittlere Wellenperiode von 3,4 s bei einem Wasserstand von 0 mNN auf 3,7 s bzw. 4,0 s bei einem Wasserstand von 4 mNN bzw. 6 mNN zu.

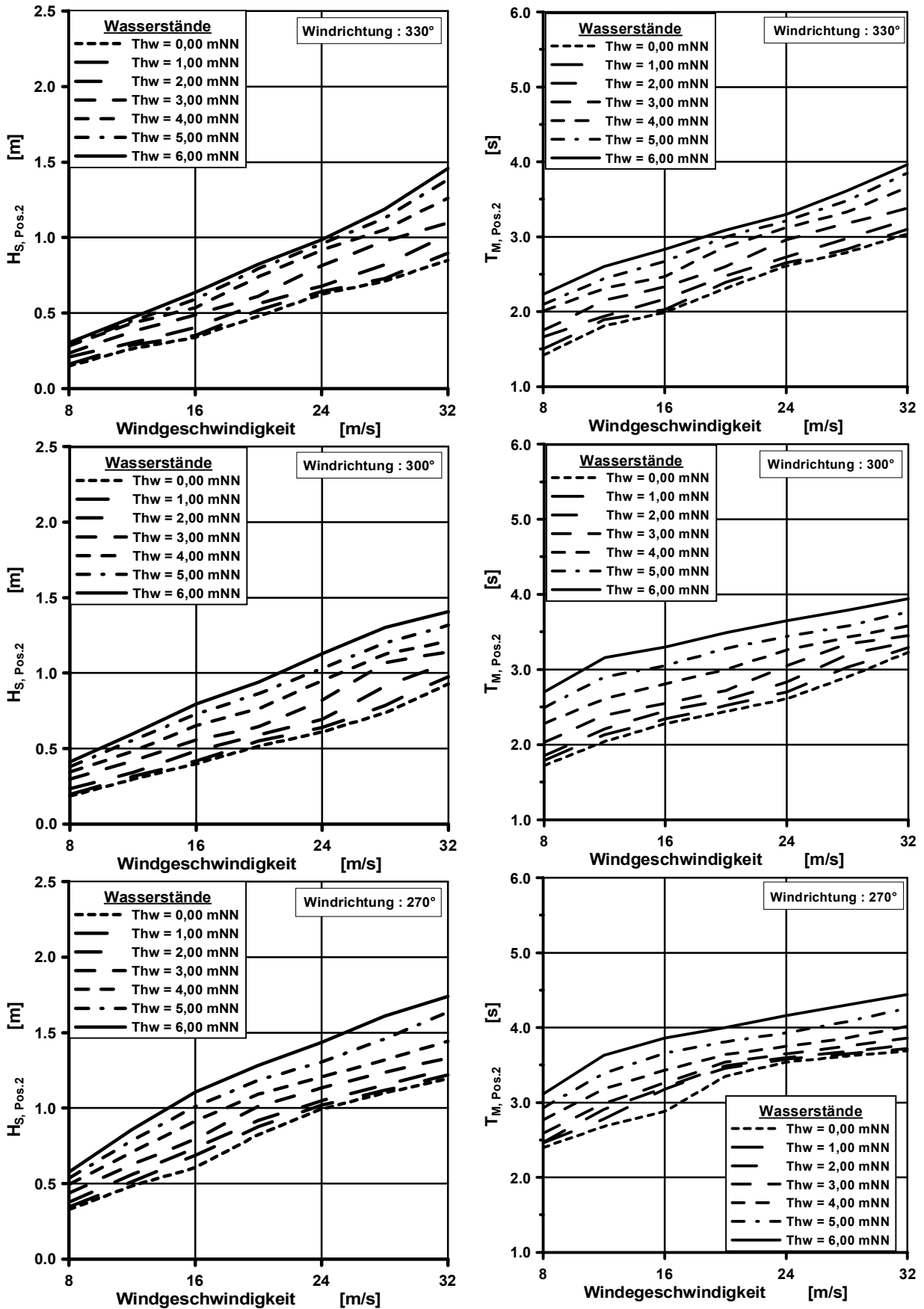


Abb. 5-4: Einfluß der Windstärke auf die Seegangparameter am Meßpunkt Norderhever (B2) bei nord- bis westlichen Winden als Ergebnis der numerischen Simulation

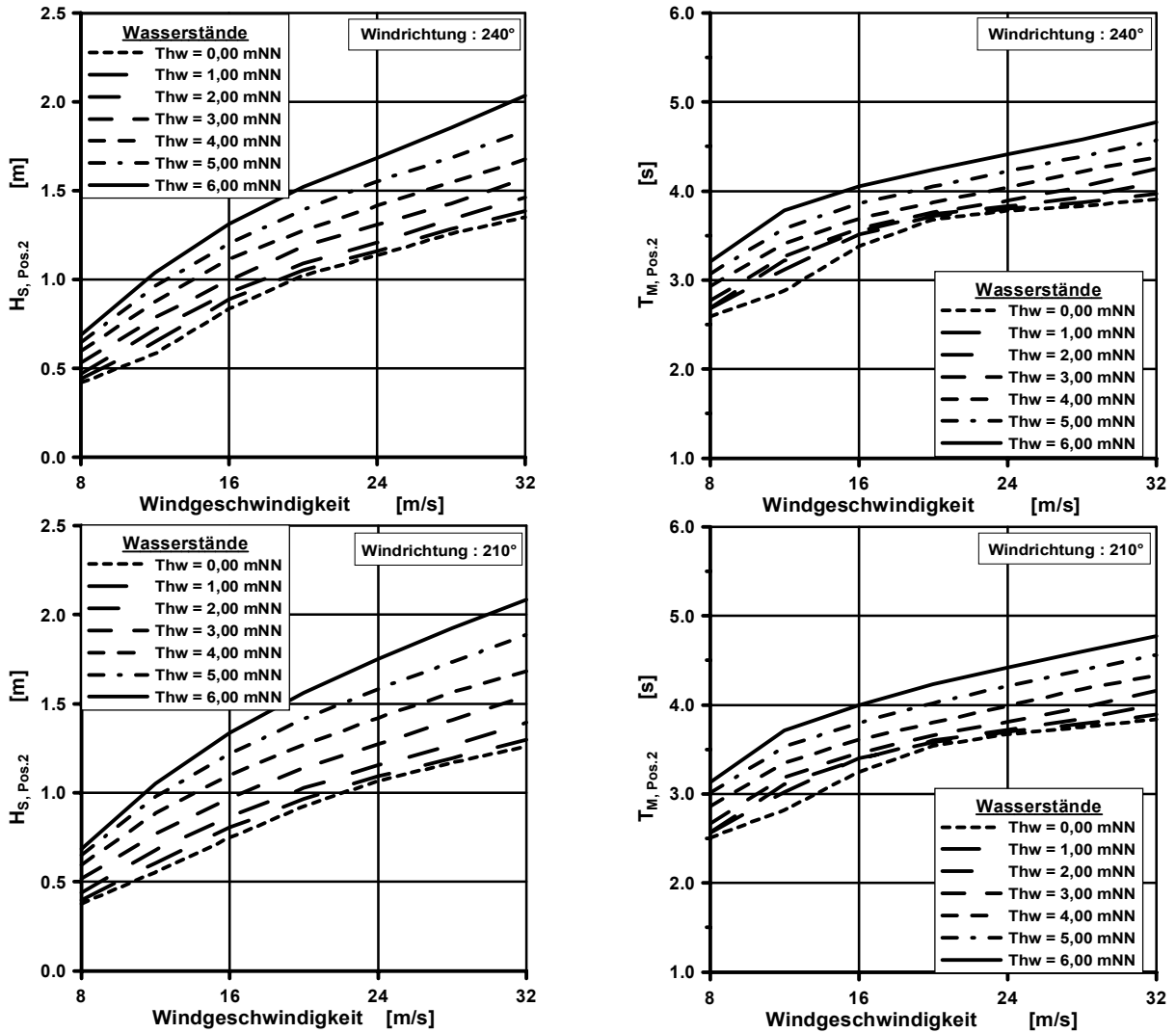


Abb. 5-5: Einfluß der Windstärke auf die Seegangparameter am Meßpunkt Norderhever (B2) bei südwestlichen Winden

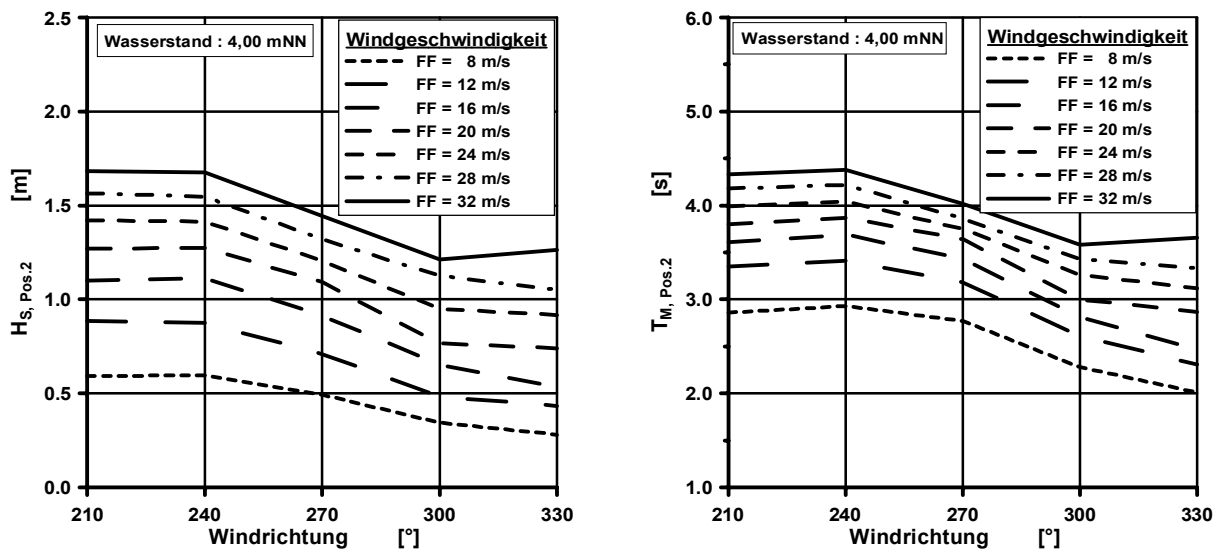


Abb. 5-6: Einfluß der Windrichtung auf die Seegangparameter am Meßpunkt Norderhever (B2) als Ergebnis der numerischen Simulation

### 5.3 Tideströmungen

Bei den in Kapitel 5.2 dargestellten Seegangparametern ist der Einfluß der Interaktion des Seegangs mit den Tideströmungen, deren Grundlagen in Kapitel 4.2.5 dargestellt sind, nicht berücksichtigt worden. Um einen Eindruck über die Größenordnung der im Untersuchungsgebiet Hever und Heverstrom vorliegenden Tideströmungen zu gewinnen, ist das in Kapitel 4.3 beschriebene hydronumerische Modell MIKE 21 HD eingesetzt worden. Neben den in Kapitel 4.3 genannten Modellparametern, wie Manning-Zahl und Smagorinsky-Konstante, sind, wie für das Seegangmodell SWAN (vgl. Kapitel 5.2), die Topographie des Seegrundes (siehe Abb. 2-2) und die Randbedingungen vorzugeben. Für die Abschätzung der Tideströmungen ist an dem in Abb. 5-7 dargestellten westlichen Rand des Modellgebiets eine Tidekurve vorgegeben worden. Die übrigen Ränder, d.h. die Fiegenplate und Linnenplate im Süden und das Sandshörn im Norden (siehe Abb. 3-1), sind als undurchlässig angenommen worden. Als Annäherung an die Tidekurve am westlichen Rand ist die mittlere Tide am Pegel Büsum (siehe Abb. 2-1) verwendet worden. Eine Darstellung der Zeitreihe des Tidewasserstands findet sich in Abb. 5-7. Als Ergebnis der numerischen Simulation sind in Abb. 5-11 beispielhaft die Tidewasserstände und -strömungen für maximalen Flut- und Ebbstrom dargestellt.

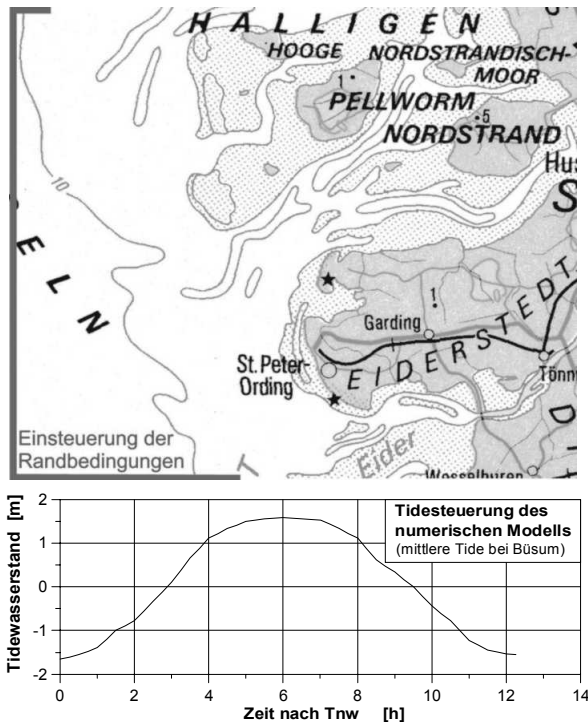


Abb. 5-7: Wasserstandsrandbedingung zur Abschätzung der Tideströmungen mit dem numerischen Modell MIKE 21 HD (Landesamt für Natur und Umwelt Schleswig-Holstein, 1998)

Es zeigt sich deutlich das Einlaufen bzw. das Auslaufen der Tidewelle in die Wattströme Hever, Norderhever und den Heverstrom. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Norderhever ergibt sich nach der numerischen Simulation zu 1,0 m/s bei maximalem Flutstrom und 0,8 m/s bei maximalem Ebbstrom. Dies entspricht etwa 85 % der im physikalischen Modell ermittelten Geschwindigkeiten (vgl. Kapitel 2).

Eine Darstellung der Strömungsgeschwindigkeiten an den Positionen B1, B2 und SFB der Seegangsbojen ist für den Zeitraum vom maximalem Flutstrom bis zum maximalem Ebbstrom in Abb. 5-8 gegeben. An der Seegangsboje in der Süderhever beträgt der maximale Flut- bzw. Ebbstrom etwa 0,3 m/s. Aufgrund der im Vergleich zur Süderhever stark verringerten Breite der Norderhever bzw. des Heverstroms nimmt die Strömungsgeschwindigkeit in den letztgenannten Wattströmen zu. Am Heversteert beträgt die Strömungsgeschwindigkeit maximal etwa 0,7 m/s und am Ort der Boje B1 etwa 0,6 m/s.

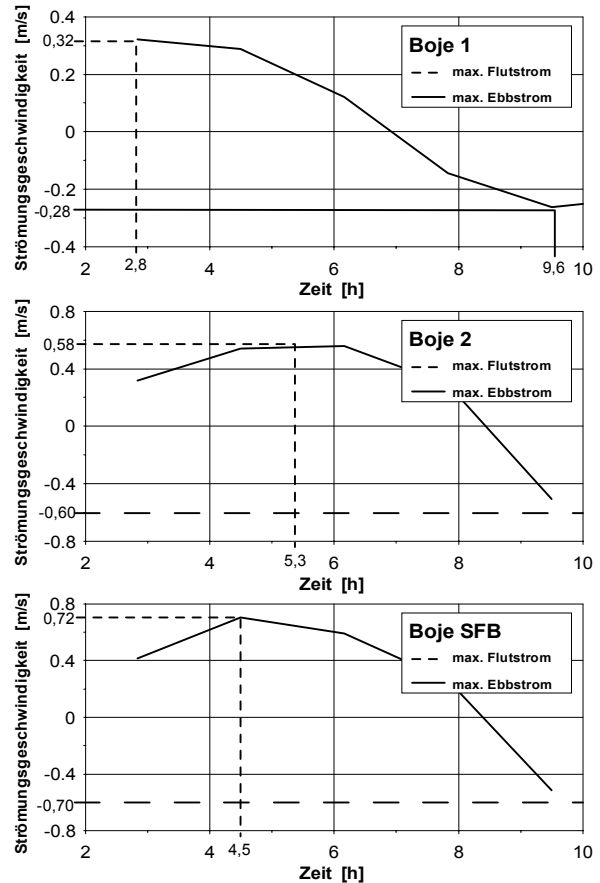


Abb. 5-8: Geschwindigkeit der Tideströmung an den Lokationen der Seegangsbojen – Meßzeitraum 1995 bis 1997 (oben+mitte), 1979 (unten)

### 5.4 Seegang mit Strömungswchselwirkung

Die in Kapitel 5.3 berechneten Tidewasserstände und -strömungen sind zur Ergänzung der Randbedingun-

gen des in Kapitel 5.2 dargestellten Seegangmodells verwendet worden. Zu vier verschiedenen Tidephasen – Tideniedrigwasser, maximalem Flutstrom, Tidehochwasser, maximalem Ebbstrom – ist die Seegangsausbreitung in der Hever und dem Heverstrom einerseits unter Berücksichtigung der räumlichen Wasserstands- und Strömungsverteilung und andererseits unter ausschließlicher Berücksichtigung der räumlichen Wasserstandsverteilung, d.h. ohne Strömungseinfluß, mit dem Modell SWAN berechnet worden. Die Randbedingungen des Windes sind für diese Untersuchung in folgenden Grenzen variiert worden:

Windgeschwindigkeit: 8 m/s, 12 m/s, 16 m/s, 20 m/s

Windrichtung: 240°, 270°, 300°

Die Berücksichtigung der Strömungsverteilung führt zu einer Veränderung der Seegangparameter – signifikante Wellenhöhe, mittlere Wellenperiode. Exemplarisch zeigt Abb. 5-10 die Änderung der signifikanten Wellenhöhe und Abb. 5-11 die der mittleren Wellenperiode bei Berücksichtigung der Strömungsverteilung zur Zeit des maximalen Flutstroms und des maximalen Ebbstroms für Westwind der Geschwindigkeit von 20 m/s (= 8 Bft). Die Änderung der Wellenhöhe beträgt bis zu 0,2 m, die der Wellenperiode bis zu 0,2 s. Für den maximalen Flutstrom zeigt sich bei Berücksichtigung der Tideströmungen in der Norderhever (vgl. Abb. 3-1) eine leichte Abnahme der signifikanten Wellenhöhe um bis zu 0,05 m, während die mittlere Wellenperiode nahezu konstant bleibt. Für den maximalen Ebbstrom nimmt in der Norderhever die signifikante Wellenhöhe um etwa 0,2 m und die mittlere Wellenperiode um 0,2 s zu. In Gebieten tieferen Wassers, wie der Mittelhever (vgl. Abb. 3-1), hat die Strömung i.d.R. den entgegengesetzten Einfluß auf die signifikante Wellenhöhe und die mittlere Wellenperiode wie in der Norderhever. Einen Vergleich der mit und ohne Strömungseinfluß berechneten signifikanten Wellenhöhen und mittleren Perioden im Zeitraum zwischen maximalem Flut- und Ebbstrom zeigt Abb. 5-13 für die Lokation B1. Es zeigt sich, daß bei Kenterung, d.h. Umkehr der Strömungsrichtung, der Einfluß der Strömung auf die Seegangparameter sich ebenfalls umgekehrt. Für die in Abb. 3-1 ausgewiesenen Lokationen am Heversteert (SFB), in der Süderhever (B1) und in der Norderhever (B2) sind die relativen Änderungen der Seegangparameter bei Berücksichtigung des Strömungseinflusses den für die o.g. Windbedingungen berechneten Seegangparametern zugeordnet. Abb. 5-12 zeigt die relativen Änderungen bei maximalem Flutstrom, Abb. 5-13 die bei maximalem Ebbstrom. Die mittleren Wellenperioden nehmen bei Berücksichtigung der Strömungen an allen genannten Lokationen während des Flutstroms ab und während des Ebbstroms zu.

Die relative Änderung der Wellenperiode steigt während des Flutstroms am Heversteert und in der Norderhever mit dem absoluten Wert der mittleren Wellenperiode an. Maximale relative Abweichungen liegen bei ca. 11 %. In der Süderhever beträgt die relative Änderung der mittleren Wellenperiode bei Flutstrom bis zu 4 %. Bei Ebbstrom nimmt die relative Änderung der mittleren Wellenperiode mit dem absoluten Wert ab. Der Strömungseinfluß ist, wie beim Flutstrom, am Heversteert und in der Norderhever viel stärker ausgeprägt als in der Süderhever. Die relative Änderung der mittleren Wellenperiode beträgt an den Lokationen SFB und B2 bis zu 30 %.

Im Gegensatz zu den mittleren Wellenperioden zeigt sich an den Lokationen der Seegangsbojen ein Anstieg der signifikanten Wellenhöhen bei Berücksichtigung des Strömungseinflusses sowohl während des maximalen Flutstroms als auch während des maximalen Ebbstroms. Die Änderung der signifikanten Wellenhöhe ist, wie die Änderung der mittleren Wellenperiode, in der Süderhever viel geringer als am Heversteert bzw. in der Norderhever, was auf die geringeren Strömungsgeschwindigkeiten im tieferen Wasser (Abb. 5-9) und die Lage am seeseitigen Rand des Wattstroms Hever (Abb. 3-1) zurückzuführen ist. Während die relative Änderung der Wellenhöhe an den Positionen SFB und B2 bei Flutstrom bis zu 15 % beträgt, kann sie bei geringen Wellenhöhen auf bis zu 45 % anwachsen. Eine Zusammenstellung der relativen Änderungen von signifikanter Wellenhöhe und mittlerer Wellenperiode bei verschiedenen Tidephasen findet sich in Tafel 5-1.

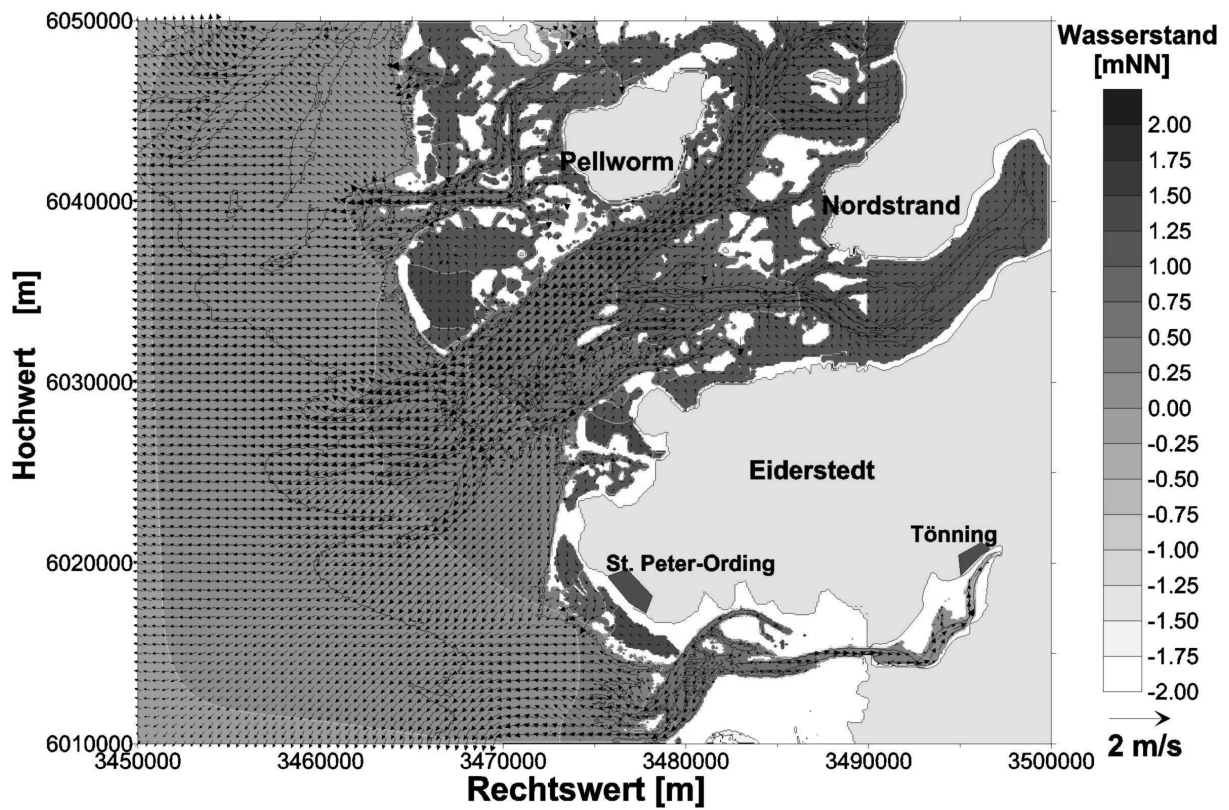
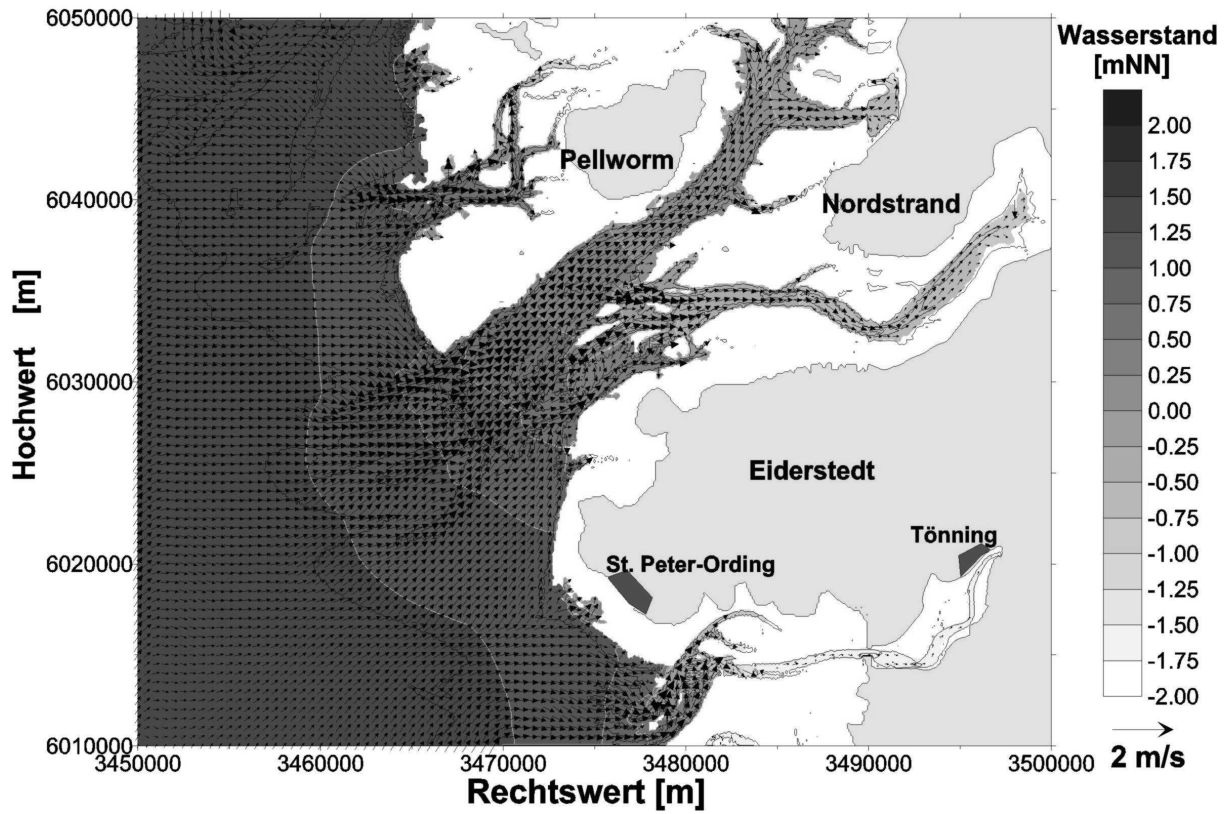


Abb. 5-9: Tidewasserstände und -strömungen in Hever und Heverstrom bei maximalem Flutstrom (oben) und maximalem Ebbstrom (unten) als Ergebnis der numerischen Simulation

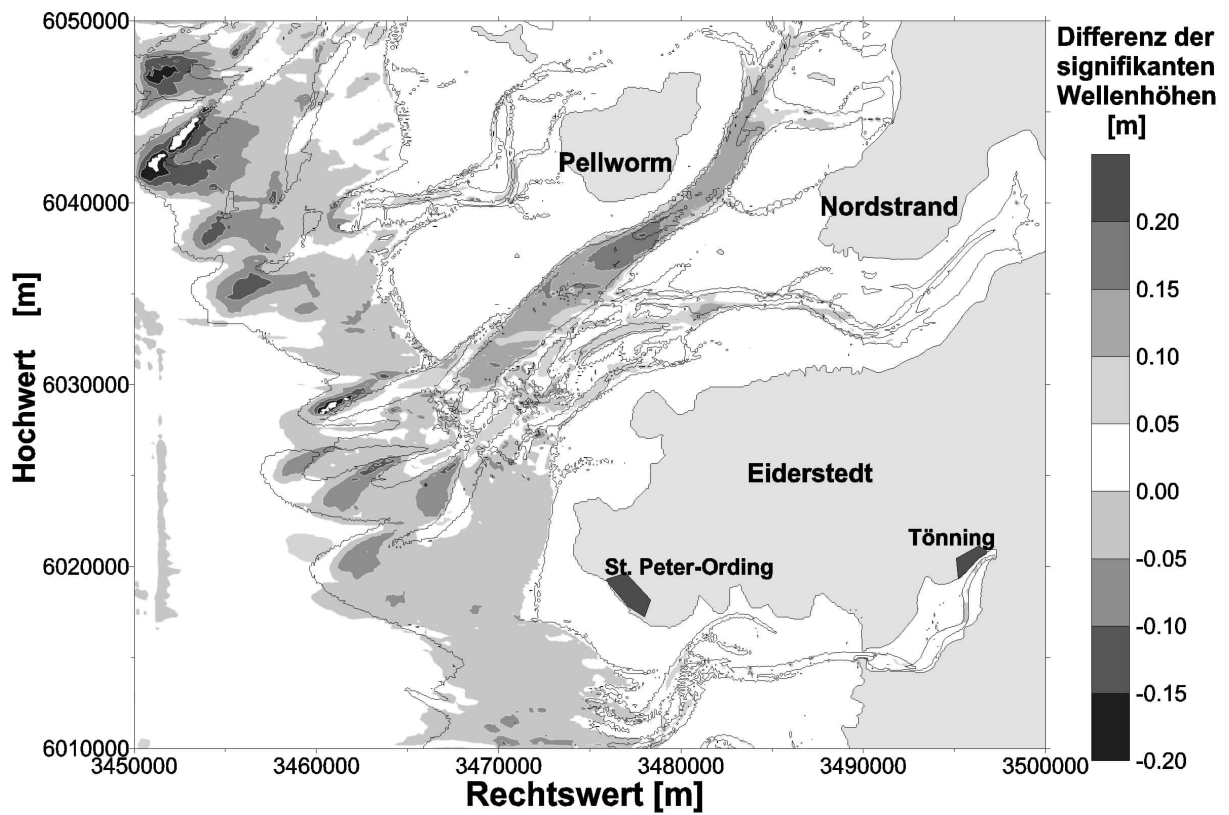
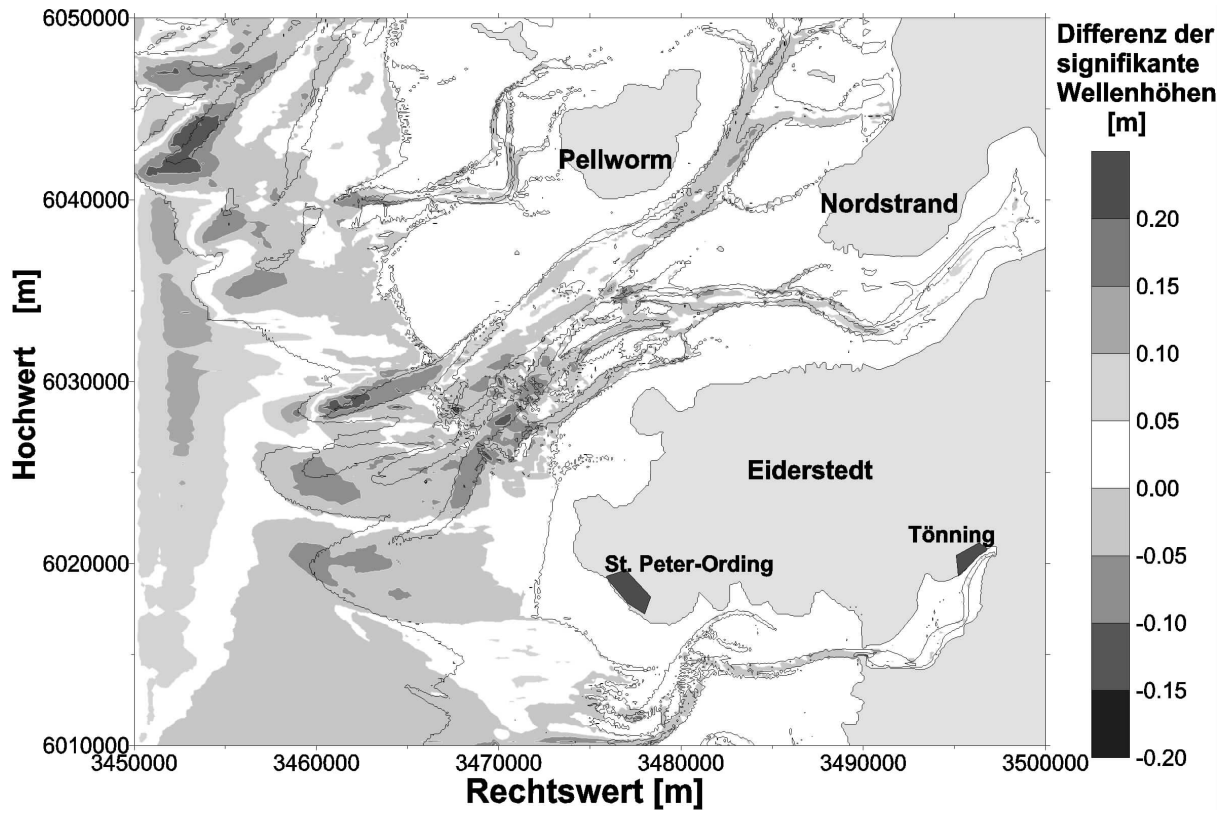


Abb. 5-10: Veränderung der signifikanten Wellenhöhe bei Berücksichtigung der Tideströmungen zur Zeit des maximalen Flutstroms (oben) bzw. des maximalen Ebbsstroms (unten) bei Westwind einer Geschwindigkeit von 20 m/s (= 8 Bft)

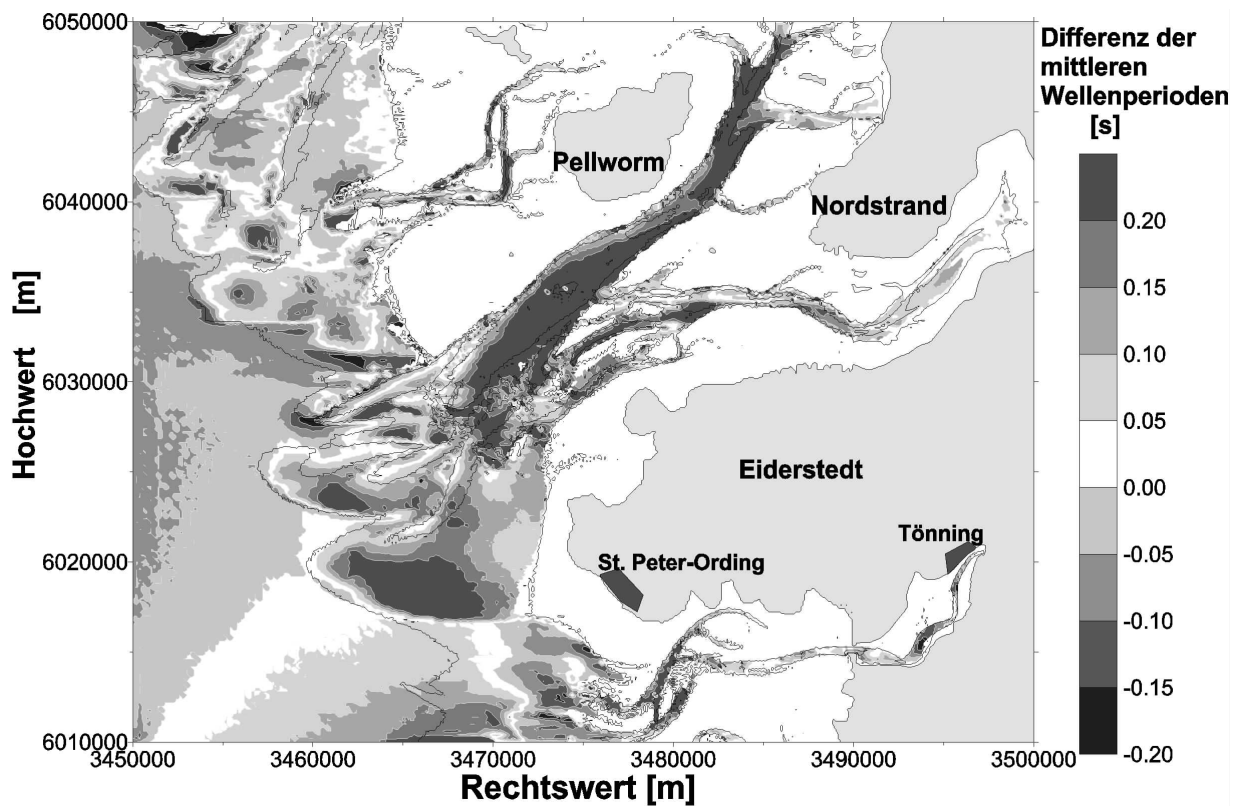
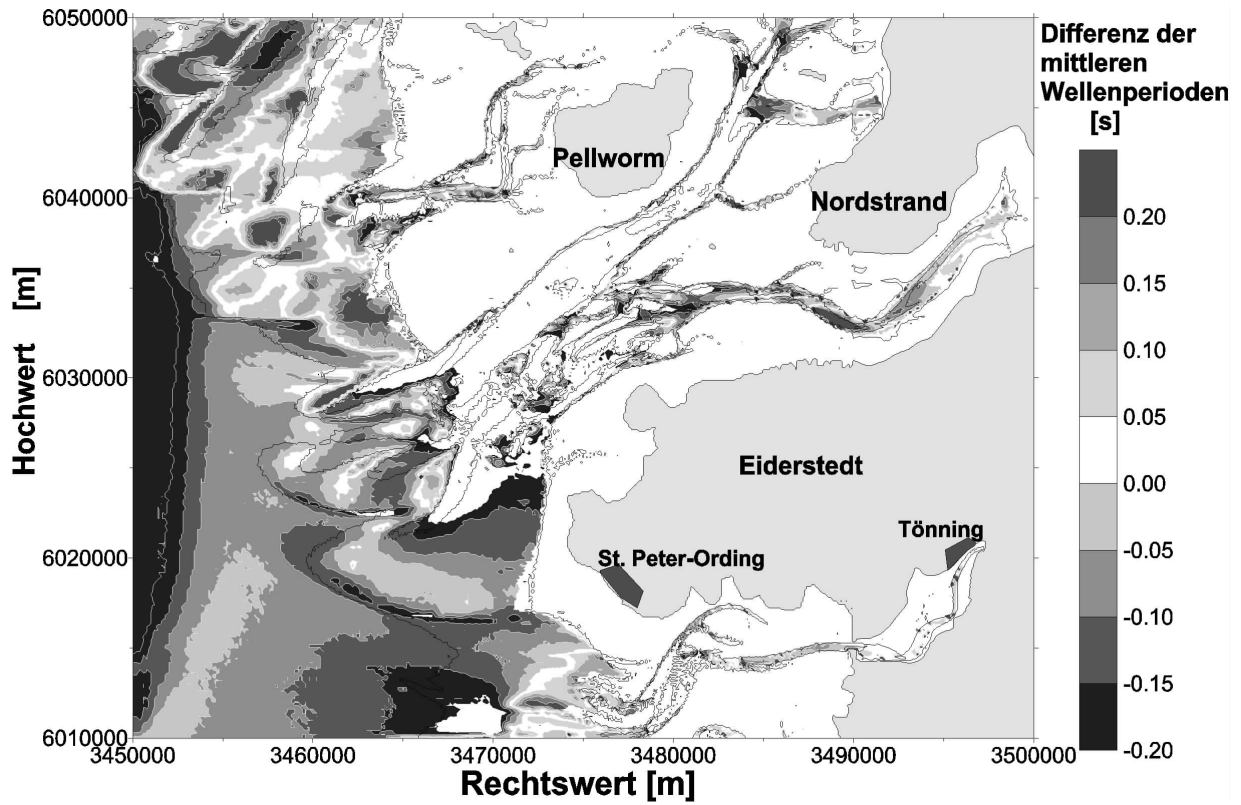


Abb. 5-11: Veränderung der mittleren Wellenperiode bei Berücksichtigung der Tideströmungen zur Zeit des maximalen Flutstroms (oben) bzw. des maximalen Ebbstroms (unten) bei Westwind einer Geschwindigkeit von 20 m/s (= 8 Bft)



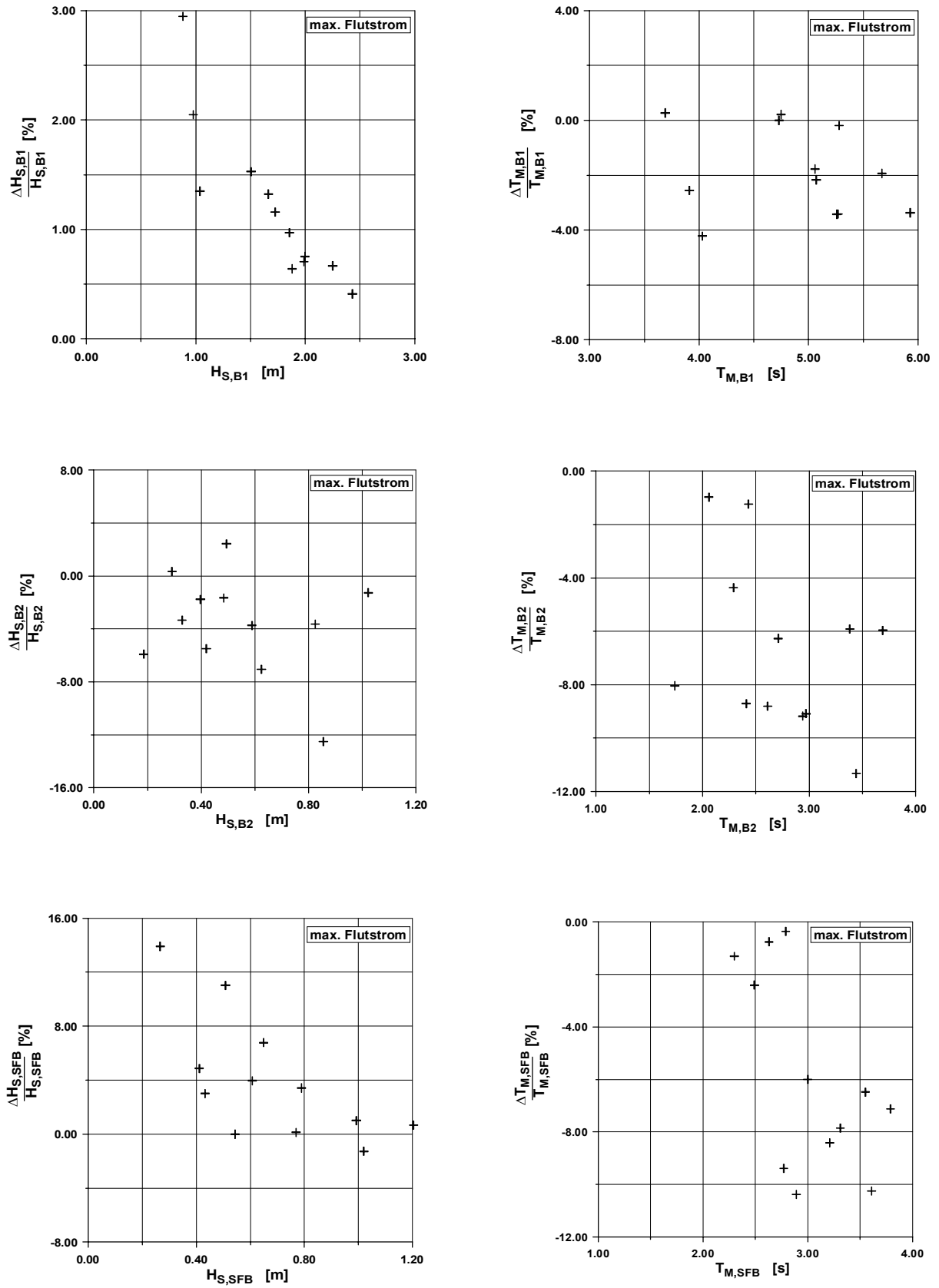


Abb. 5-12: Vergleich der mit Berücksichtigung der Welle-Strömung-Wechselwirkung bestimmten Seegangparameter  $H_s$  und  $T_m$  bei maximalem Flutstrom für verschiedene Windsituationen (oben: Position 1, mitte: Position 2, unten: Position SFB)

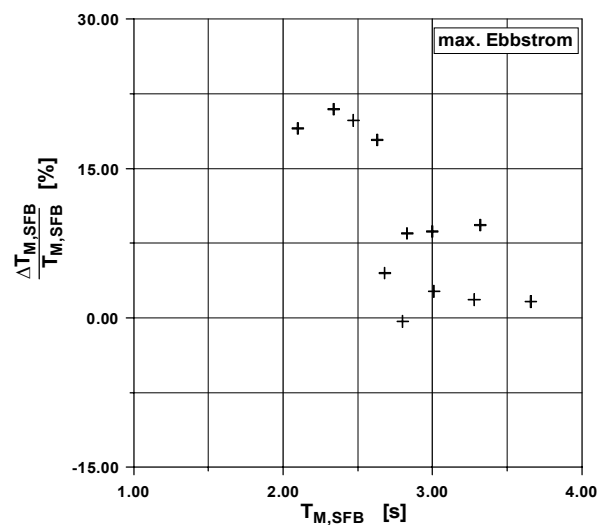
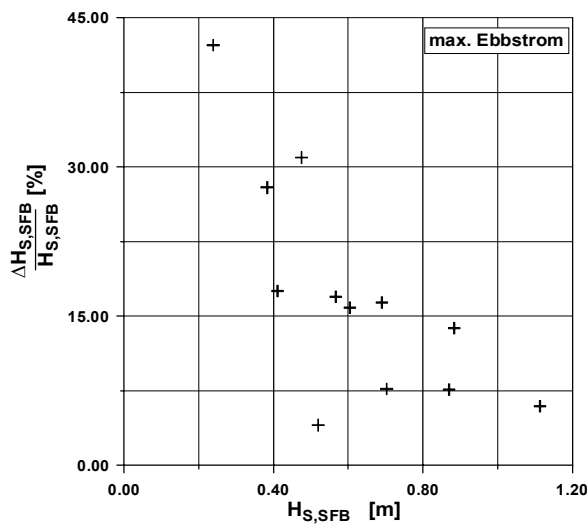
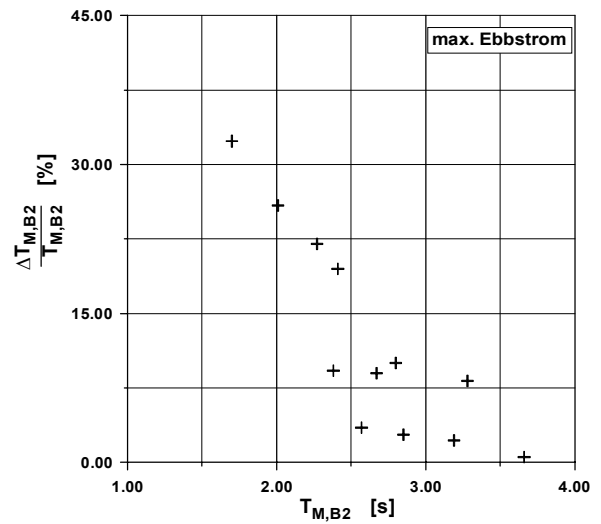
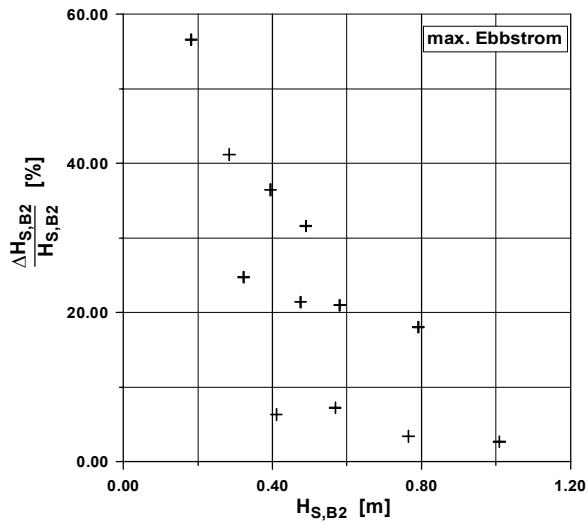
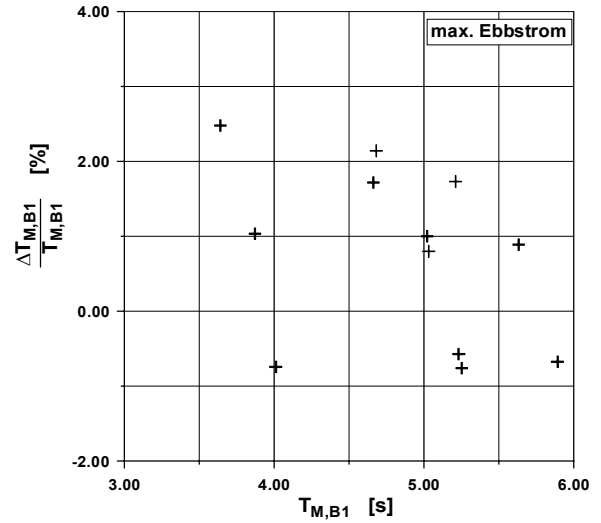
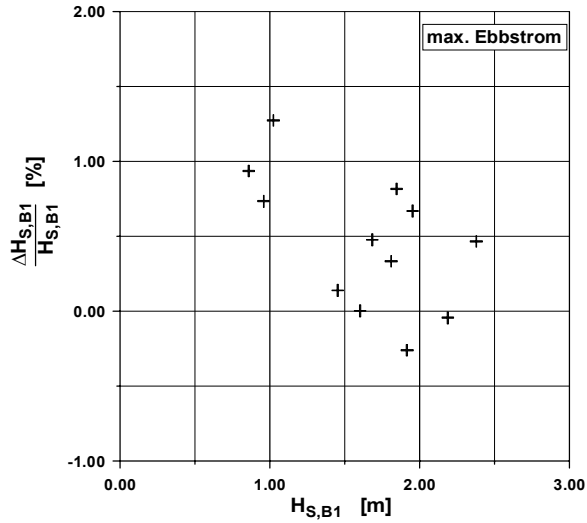


Abb. 5-13: Vergleich der mit Berücksichtigung der Welle-Strömung-Wechselwirkung bestimmten Seegangparameter  $H_s$  und  $T_m$  bei maximalem Ebbstrom für verschiedene Windsituationen (oben: Position 1, mitte: Position 2, unten: Position SFB)

See-gangs-para-meter	Min/Max	Tide-phase	Pos. B1	Pos. B2	Pos. SFB
H <sub>s</sub>	Min	Ebbstrom	-0,3 %	2,0 %	5 %
H <sub>s</sub>	Min	Flutstrom	0,4 %	-12,0 %	-1,5 %
H <sub>s</sub>	Max	Ebbstrom	1,3 %	52,0 %	40,0 %
H <sub>s</sub>	Max	Flutstrom	3,0 %	3,0 %	14,0 %
T <sub>m</sub>	Min	Ebbstrom	-0,8 %	0,1 %	-0,5 %
T <sub>m</sub>	Min	Flutstrom	-4,1 %	11,5 %	-10,4 %
T <sub>m</sub>	Max	Ebbstrom	3,5 %	32,0 %	-20,1 %
T <sub>m</sub>	Max	Flutstrom	0,1 %	-1,0 %	0,2 %

Tafel 5-1: Relative Änderung der Seegangparameter an den Positionen der Seegangsbojen bei maximalem Flut- und Ebbstrom

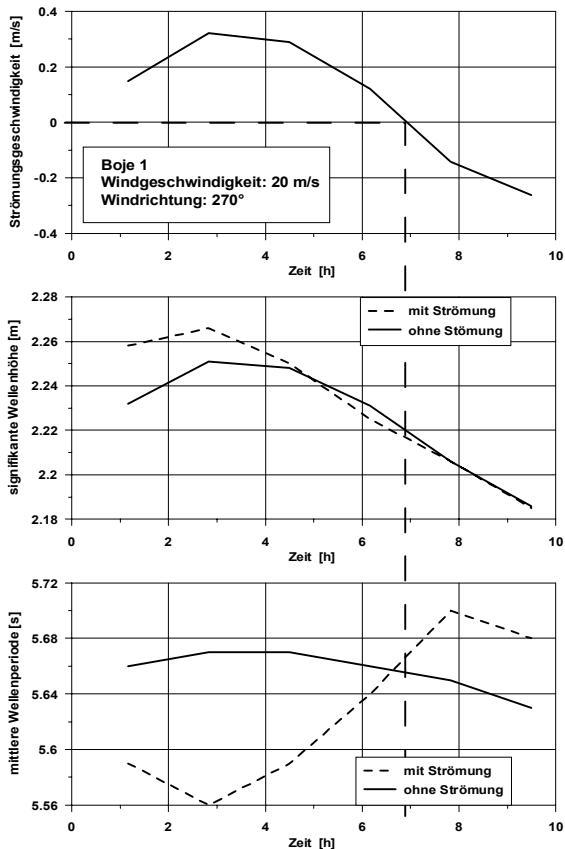


Abb. 5-14: Zeitliche Veränderung der Seegangparameter an der Position B1 mit und ohne Berücksichtigung der Tideströmung

## 5.5 Naturmessung und Simulation des Seegangs im Vergleich

Die Prüfung der in Kapitel 5.2 mit dem Seegangsmo-dell SWAN abgeleiteten Seegangparameter im Un-tersuchungsgebiet erfolgt getrennt für die Meßkampa-gnen der Jahre 1978 bzw. 1995 bis 1997. Am Hever-steert ist nur der direkte Vergleich der in der Abb. 3-4

dargestellten im Jahre 1978 ermittelten Seegangspa-rameter mit den in der dargestellten Ergebnissen der numerischen Simulationen möglich. Abb. 5-15 zeigt diesen Vergleich. Bei der Darstellung sind lediglich die Ergebnisse der Simulationen der Seegangsausbrei-tung berücksichtigt, bei denen der Wasserstand 3 mNN nicht überschreitet. Dieses entspricht dem maximal während des Meßzeitraums 1978 aufgetre-tenen Tidehochwasser. Die numerischen Simulatio-nen spiegeln für westliche und nordwestliche Winde gut den im Rahmen der Messungen ermittelten Wer-tebereich der signifikanten Wellenhöhen wieder. Bei südwestlichen Winden scheinen die mit SWAN be-stimmten Wellenhöhen etwas über den gemessenen zu liegen. Im Vergleich zu den signifikanten Wellen-höhen wird die mittlere Wellenperiode in ihrer Band-breite nicht durch die numerischen Simulationen wie-dergegeben, vielmehr scheinen die durch Simulatio-nen berechneten mittleren Wellenperioden eine unte-re Grenze darzustellen. Eine mögliche Ursache für diese Abweichungen stellt die Parametrisierung des Eingangsseegangs durch die Windbedingungen unter Vernachlässigung der Dünung dar.

Allerdings hat eine ähnliche Untersuchung für den Seegang in der Außenweser gezeigt, daß die mit SWAN ermittelten mittleren Wellenperioden eher eine obere Grenze darstellen (Mai et al., 2000). Neben der reinen Prüfung der Ergebnisse des Modells SWAN verdeutlicht Abb. 5-15 den Vorteil numerischer Simu-lationen zur Ermittlung des Bemessungsseegangs, so liefern Messungen i.d.R. keine Informationen bei extremen Randbedingungen, während diese problemlos durch numerische Simulationen abgeschätzt werden können.

Für die Messungen der Jahre 1995 bis 1997 steht die in Tafel 3-3 dargestellte eindeutige Zuordnung der Randbedingungen von Wasserstand und Wind zu den an zwei Bojenpositionen gemessenen Seegangspa-rametern für einen Test des Modells SWAN zur Ver-fügung. Für den in Kapitel 3 dargestellten homogeni-sierten Datensatz sind daher zu Kapitel 5.2 ergänzen-de Simulationen mit dem Modell SWAN durchgeführt worden, welche die exakten Randbedingungen – Wasserstand und Wind – einer Messung berücksich-tigen. Der Modelltest untersucht folgende Teilprozes-se:

- nur Windsee ohne Eingangsseegang
- nur Eingangsseegang ohne Windsee
- Eingangsseegang und Windsee

Bei den Untersuchungen mit Eingangsseegang ist am westlichen Rand (vgl. Abb. 5-7, links) der an der Posi-tion B1 gemessene Seegang eingesteuert worden. Die Richtung des Eingangsseegangs ist parallel zur

Windrichtung angesetzt worden. Abb. 5-16 zeigt exemplarisch die signifikante Wellenhöhe als Ergebnis der Simulation der Seegangsausbreitung in der Hever und dem Heverstrom bei Berücksichtigung verschiedener Teilprozesse. An den Lokationen der Seegangsbojen sind den mit WAN ermittelten Seegangsparametern die gemessenen Seegangsparameter zugeordnet. Wird nur die lokale Windsee berücksichtigt, so ergeben sich erwartungsgemäß an der Position der Seegangsboje in der Süderhever sowohl zu geringe Wellenhöhen als auch zu geringe Wellenperioden. In der Norderhever werden jedoch die Seegangsparameter annähernd richtig wiedergegeben. Die signifikante Wellenhöhe wird dabei exakt durch das Modell SWAN berechnet, während die mittlere Wellenperiode um etwa 8 % überschätzt wird. Bei ausschließlicher Berücksichtigung des Eingangsseegangs werden die Seegangsparameter an der Boje B1 durch das Modell SWAN exakt berechnet, während in dem Wattstrom Norderhever die Seegangsparameter stark unterschätzt werden. Zu den starken Abweichungen kommt es, obwohl der Eingangsseegang mit 230° parallel zur Norderhever einläuft. Berücksichtigt man sowohl Eingangsseegang als auch lokale Windsee, so werden die Seegangsparameter an beiden Bojenpositionen korrekt wiedergegeben. Stellt man die durch numerische Simulation berechneten Seegangsparameter den Ergebnissen sämtlicher Naturmessungen gegenüber, so ergeben sich ähnliche Zusammenhänge. Für die Position B1 werden diese Zusammenhänge in Abb. 5-17 wiedergegeben und für die Position B2 in Abb. 5-18. An der Position B1 in der Süderhever führt die Vernachlässigung des Eingangsseegangs zu einer erheblichen Unterschätzung der signifikanten Wellenhöhe. So beträgt die im Mittel berechnete signifikante Wellenhöhe nur 65,7 % der gemessenen Wellenhöhe. Die Wellenperiode wird bei Vernachlässigung des Eingangsseegangs ebenfalls stark unterschätzt. An der Position B2 in der Norderhever ergibt sich bei Vernachlässigung des Eingangsseegangs eine deutlich bessere Korrelation zwischen numerischer Simulation und Messung, so entspricht die mit SWAN ermittelte signifikante Wellenperiode etwa 88 % der gemessenen Wellenhöhe und die Wellenperiode aus dem Modell SWAN etwa 83 % der gemessenen. Bei Vernachlässigung des lokalen Windenergieeintrags wird die Wellenhöhe in der Norderhever (B2) um 74 % unterschätzt, während die Wellenperiode um 40 % überschätzt wird. In der Süderhever (B1) kommt es, trotz der Nähe zum westlichen Rand des Untersuchungsgebiets, zu einer Unterschätzung der signifikanten Wellenhöhe um 15 %, während die Wellenperiode um 4 % überschätzt wird.

Bei Berücksichtigung des Eingangsseegangs sowie des lokalen Windenergieeintrags ergibt sich, wie für

das in Abb. 5-16 dargestellte Beispiel, für beide Positionen der Seegangsbojen die beste Übereinstimmung zwischen Modell und Naturmessung. Im Mittel betragen die mit dem numerischen Modell ermittelten signifikanten Wellenhöhen 94 % bzw. 95 % der gemessenen Werte. Die mit SWAN berechnete mittlere Wellenperiode beträgt in der Süderhever (B1) etwa 92 % und in der Norderhever etwa 87 % der gemessenen Werte. Dennoch ergeben sich zum Teil erhebliche Abweichungen zwischen numerischem Modell und Naturmessung. Diese Abweichungen sind in der Norderhever erheblich größer als in der Süderhever, was sich u.a. in dem mit  $r^2 = 0,90$  im Vergleich zu  $r^2 = 0,97$  erheblich geringeren Korrelationskoeffizienten zeigt. In der Norderhever betragen die maximalen Abweichungen der signifikanten Wellenhöhe bis zu 200 % und die der mittleren Wellenperiode bis zu 100 %. In der Süderhever ergeben sich Abweichungen der signifikanten Wellenhöhe von bis zu 25 % und der mittleren Wellenperiode von bis zu 50 %.

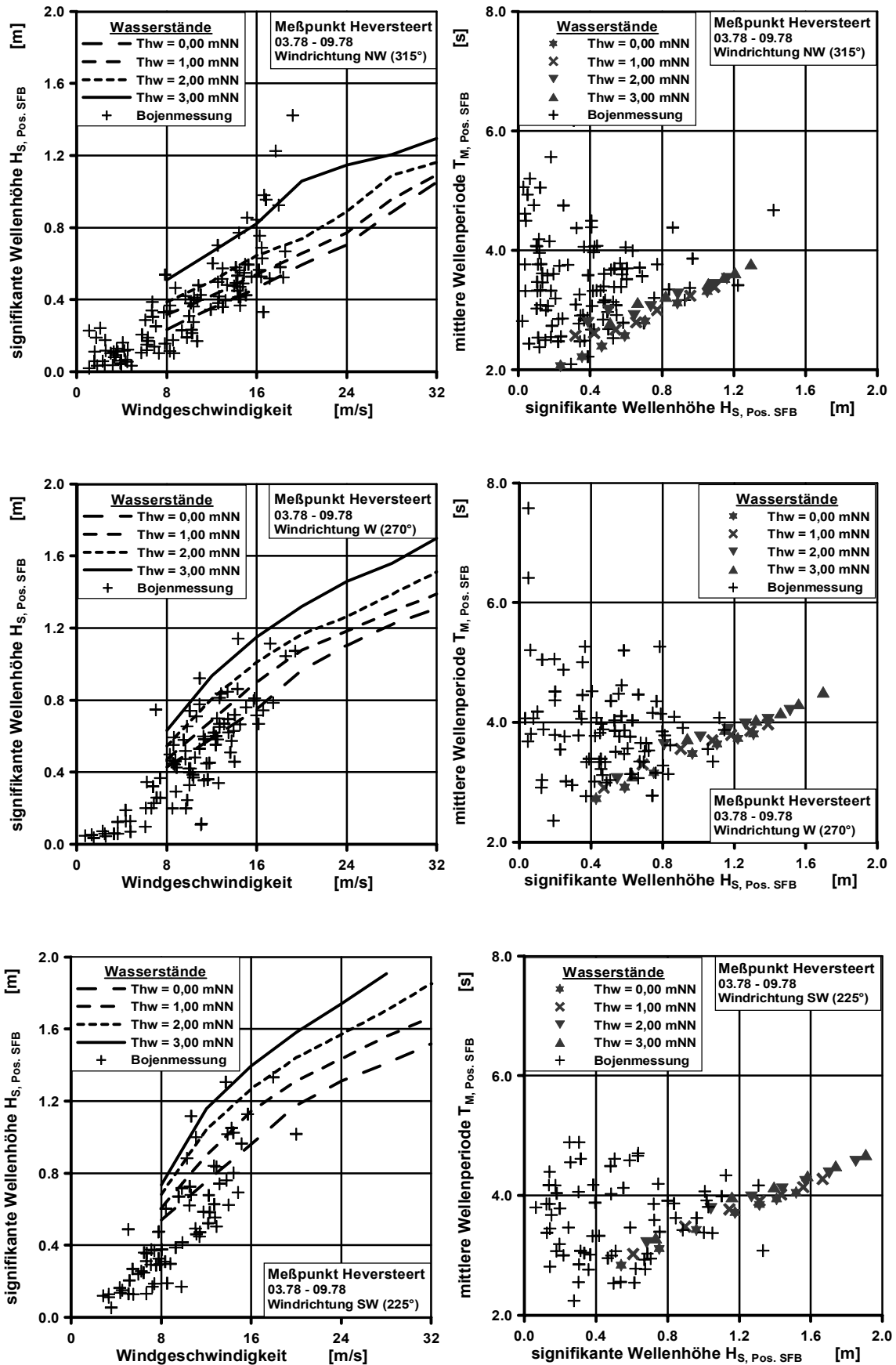


Abb. 5-15: Gegenüberstellung der Seegangparameter an der Position B SFB gewonnen aus Naturmessung und numerischer Simulation

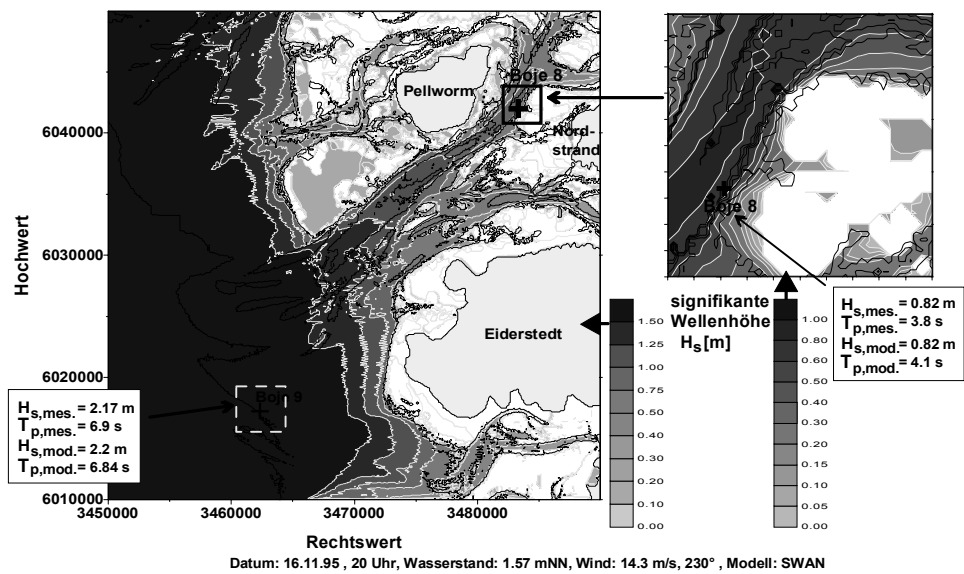
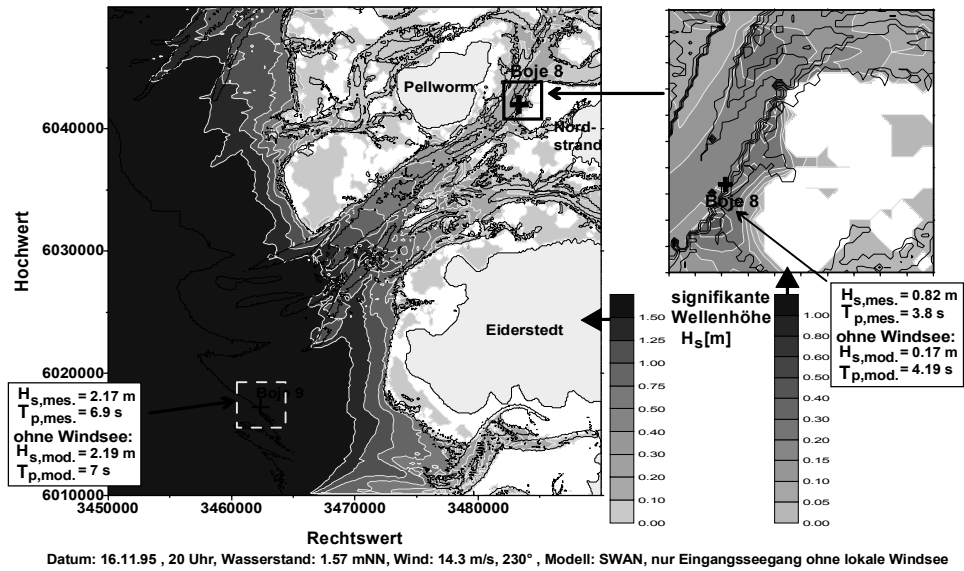
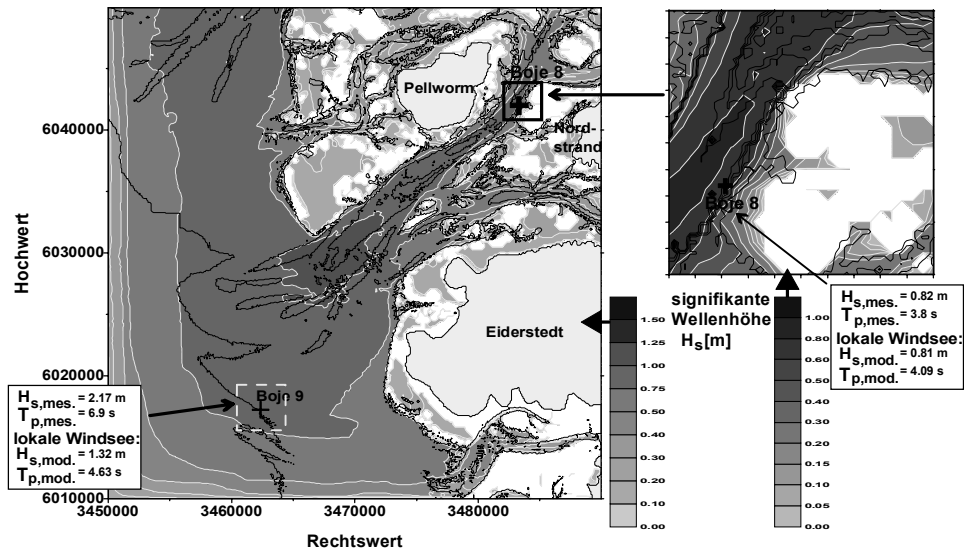


Abb. 5-16: Signifikante Wellenhöhe im Modell unter Berücksichtigung der lokalen Windsee (oben), des Eingangsseeegangs (mitte) bzw. beider (unten)

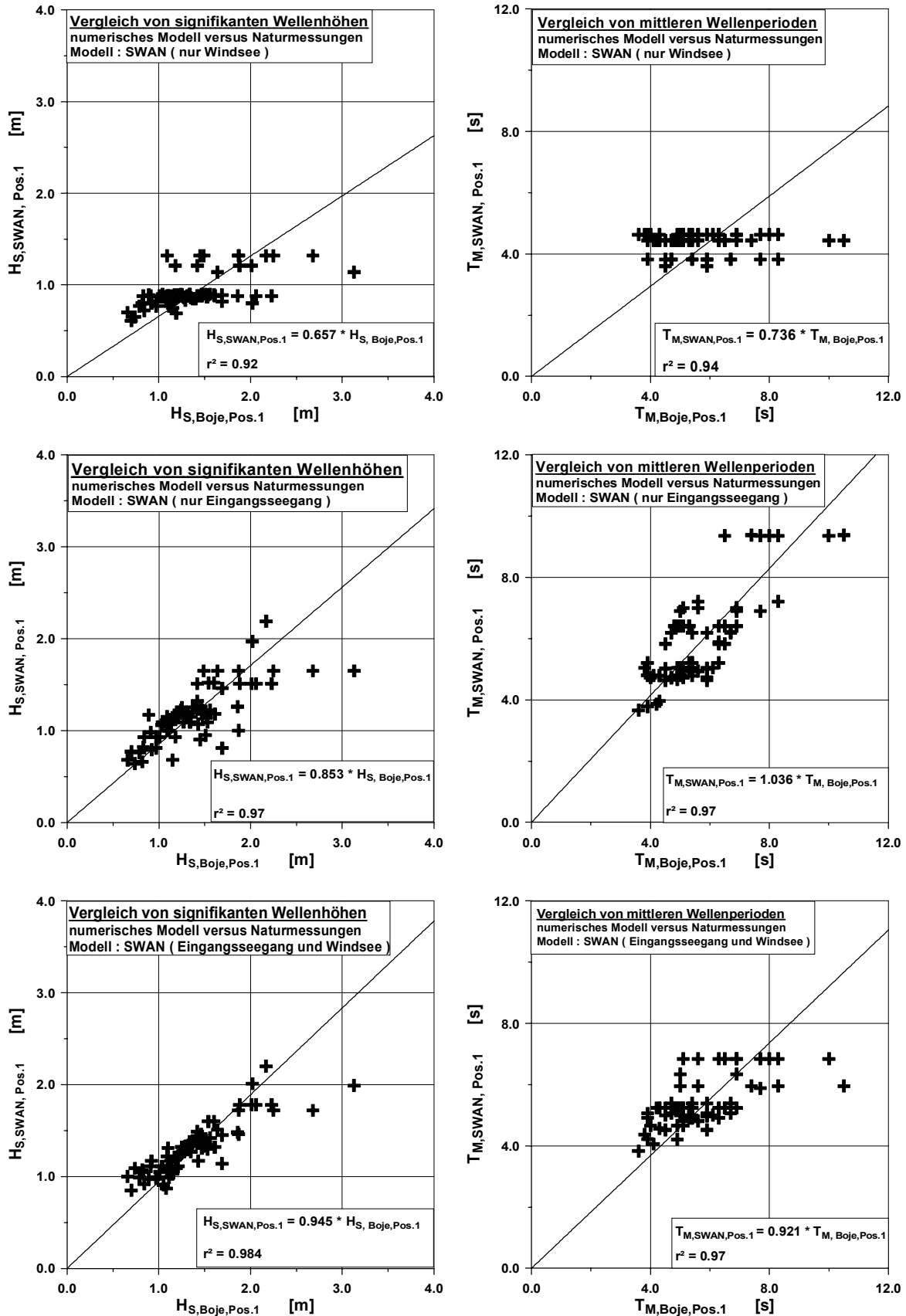


Abb. 5-17: Vergleich der signifikanten Wellenhöhen (links) und mittleren Wellenperioden (rechts) an der Lokation B1 aus Bojenmessungen mit den Ergebnissen der numerischen Simulation

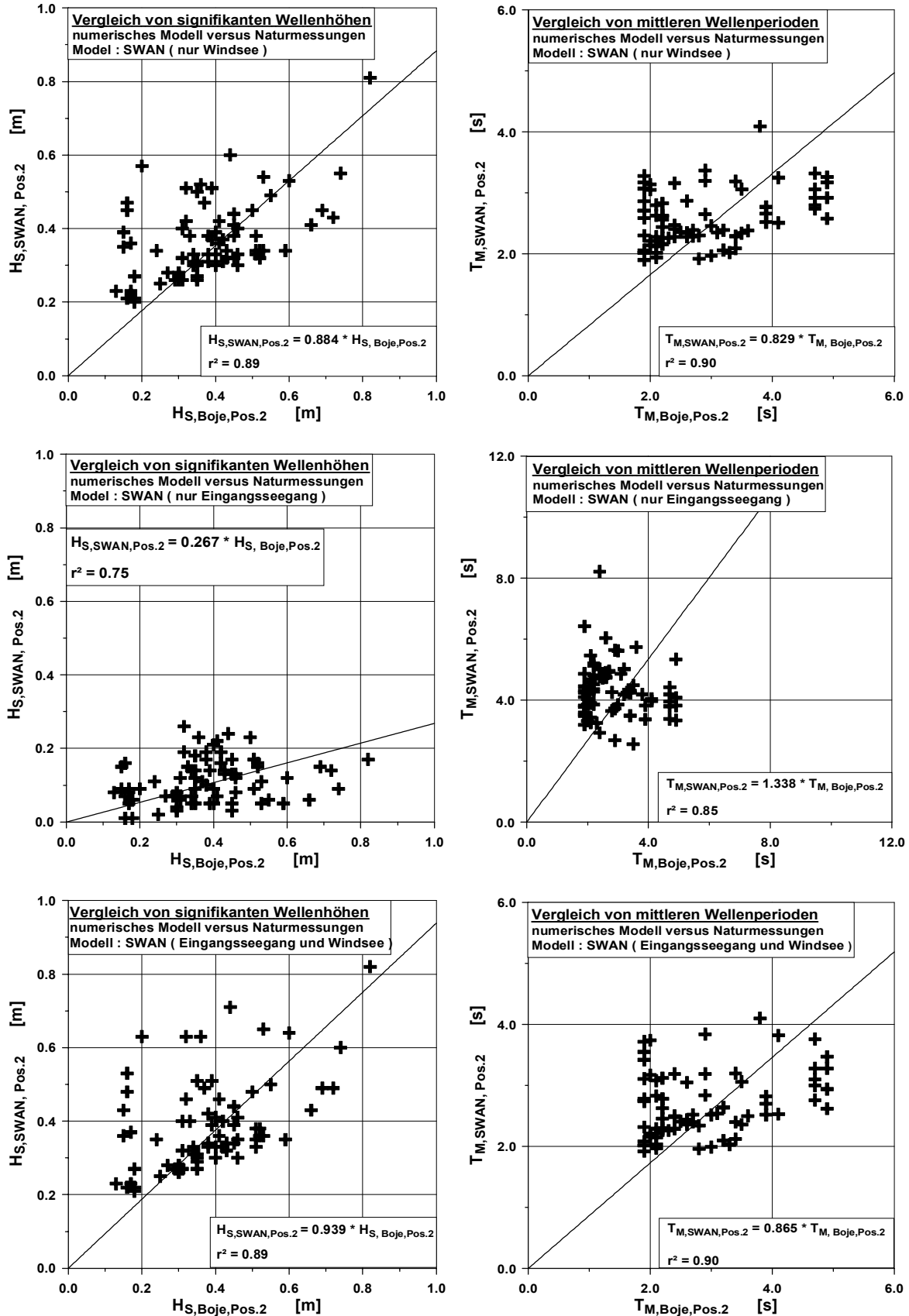


Abb. 5-18: Vergleich der signifikanten Wellenhöhen (links) und mittleren Wellenperioden (rechts) an der Lokation B2 aus Bojenmessungen mit den Ergebnissen der numerischen Simulation



Mögliche Erklärungen für die Abweichungen sind die Vernachlässigung der Seegang-Strömung Wechselwirkung, die Voraussetzung eines gleichmäßigen, an den Pegel Strucklahnungshörn angelehnten Wasserstands im Untersuchungsgebiet und der Ansatz eines JONSWAP-Spektrums für den Eingangsseegang. Nach Kapitel 5.4 kann der Einfluß der Seegang-Strömung-Interaktion bei Normaltide in der Norderhever (B2) bis zu 50 % der signifikanten Wellenhöhe und 30 % der mittleren Wellenperiode betragen. In der Süderhever (B1) beträgt der Einfluß bis zu 3 % der signifikanten Wellenhöhe und 4 % der mittleren Wellenperiode. Der in der Süderhever (B1) sehr viel geringere Einfluß der Seegang-Strömung-Wechselwirkung spiegelt sich auch in den dort geringeren maximalen Abweichungen wieder, was allerdings zum Teil auch auf die geringere Entfernung zum Rand zurückzuführen ist.

Die Annahme eines konstanten Wasserstands stellt, wie man z.B. in Abb. 5-9 erkennt, eine starke Näherung dar, da selbst bei Normaltide während des maximalen Flut- bzw. Ebbstroms mit einer Wasserstandsdifferenz zwischen Süderhever (B1) und Norderhever (B2) von etwa 1 m zu rechnen ist. Beschränkt man sich auf die Analyse der Seegangsmessungen bei Tideniedrigwasser bzw. Tidehochwasser, d.h. bei erheblich geringerem Wasserstandsgradienten, so ergibt sich eine Verbesserung der Übereinstimmung zwischen dem Modell SWAN und den Naturmessungen (Mai et al., 1999(a)). Dennoch erscheinen die Abweichungen zwischen dem numerischen Seegangmodell und den Naturmessungen erheblich, wobei Abweichungen dieser Größenordnung beim Vergleich von Naturmessungen mit Modellresultaten kein Einzelfall sind, wie Untersuchungen von Ris et al. (1999) für den Haringvliet, das Friesische Zeegat und das Norderneyer Seegat zeigen.

## 6 Zusammenfassung

Die Grundlage dieser Arbeit stellen Messungen der Seegangparameter durch Bojen des Typs WAVE-RIDER bzw. DIRECTIONAL WAVERIDER in dem Gebiet der Wattströme Hever und Heverstrom während der Jahre 1978 und 1995 bis 1997 dar. Den Meßergebnissen sind Ergebnisse numerischer Simulationen mit dem Seegangmodell SWAN gegenübergestellt. Für Einzelereignisse zeigen sich bei diesem Vergleich teilweise erheblich Abweichungen in den Seegangparametern – signifikante Wellenhöhe und mittlere Wellenperiode – von bis zu 200 %. Es läßt sich feststellen, daß ein Teil dieser Abweichungen auf die Vernachlässigung einzelner Teilprozesse bei der Seegangsausbreitung zurückzuführen ist. Besondere Bedeutung hat dabei die Vernachlässigung der Seegang-Strömung-Wechselwirkung, die Veränderungen der signifikanten Wellenhöhen in dem Unters-

chungsgebiet von bis zu 50 % bzw. der mittleren Wellenperiode von bis zu 30 % verursachen können. Trotz dieser starken Einschränkungen für das einzelne Meßereignis gibt das numerische Modell SWAN die generellen Abhängigkeiten zwischen Wind (Richtung und Geschwindigkeit) und den Seegangparametern (signifikante Wellenhöhe und mittlere Wellenperiode) im Mittel richtig wieder und stellt die einzige Möglichkeit dar, ohne langjährige Meßprogramme Abschätzung des Seegangs bei Extrembedingungen (Wasserstand, Wind) zu treffen.

Für den Wattstrom Norderhever weisen sowohl numerische Simulationen als auch Messungen maximale Wellenhöhen und –perioden für Windrichtungen aus Südwest auf. Der Seegang in der Norderhever ist dabei geprägt durch den lokalen Eintrag von Energie durch Wind, dem einlaufenden Seegang kommt nur geringe Bedeutung zu. Östlich der Insel Pellworm kann aus den Simulationsergebnissen ein Bemessungsseegang mit einer signifikanten Wellenhöhe von 1,6 m und einer mittleren Wellenperiode von 4,2 s abgeleitet werden.

## 7 Schrifttum

- Abbott, M.B.: Range of Tidal Flow Modeling, J. of Hydraulic Engineering, 1997
- Abbott, M.B., Mc Cowan, P., Warren, I.R.: Numerical Modelling of Free-Surface Flows that are two-Dimensional in Plan, Proc. of Sym. on Predictive Ability of Transport Models for Inland and Coastal Waters, Academic Press, 1981
- Ausschuß für Küstenschutzwerke: Empfehlungen für Küstenschutzwerke EAK, Die Küste, Heft 55, 1993
- Battjes, J.A., Janssen, J.P.F.M.: Energy Loss and Setup due to Breaking of Random Waves, Proc. 16th ICCE, Hamburg, 1978
- Berkhoff, J.C.W.: Computation of Combined Refraction-Diffraction, Conference on Coastal Engineering, Vancouver, 1972
- Booij, N., Holthuijsen, L.H.: HISWA ver. 110.43, User Manual, Delft University of Technology, 1995
- Booij, N., Ris, R.C., Holthuijsen, L.H.: A Third-Generation Wave Model for Coastal Regions, 1. Model Description and Validation, Journal of Geophysical Research, 104, 1999
- Booij, R.: Eddy Viscosity in a Harbour, Proc. XXIV IAHR Congress, Madrid, Spain, 1991
- Cavaleri, L., Malanotte-Rizzoli, P.: Wind Wave Prediction in Shallow Water: Theory and Applications, Journal of Geophysical Research, 86, 1981

- Charnock, H.: Wind Stress on a Water Surface, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1955
- Collins, J.I.: Prediction of Shallow Water Spectra, Journal of Geophysical Research, 77, 1972
- Courivaud, J.-R., Sauvaget, P.: ARTEMIS Wave Agitation Software, Version 2.0, Validation Document, Electricité de France, 1996
- Danish Hydraulic Institute: MIKE 21, Coastal Hydraulics and Oceanography, Hydrodynamic Module, Release 2.6, User Guide and Reference Manual, DHI, 1996(a)
- Danish Hydraulic Institute: MIKE 21, Wave Dynamics, Boussinesq Wave Module, Release 2.6, User Guide and Reference Manual, DHI, 1996(b)
- Danish Hydraulic Institute: MIKE 21, Wave Dynamics, Elliptic Mild-Slope Wave Module, Release 2.6, User Guide and Reference, Manual, DHI, 1996(c)
- Datawell bv: Waverider fl, Produktinformation, 1999
- Datawell bv: Directional Waverider, Produktinformation, 1999
- Deutsche Landesvermessung: Amtliche Topographische Karten TOP 50: Schleswig-Holstein, 1998
- Dietrich, G., Kalle, K., Krauss, W., Siedler, G.: Allgemeine Meereskunde, 1992
- Eldeberky, Y., Battjes, J.A.: Parameterization of Triad Interactions in Wave Energy Models, Proc. Coastal Dynamics Conf., Danzig, Polen, 1995
- Franzius-Institut: Wellenmessungen Heversteert – März bis September 1978, Sonderforschungsbericht 79, Teilprojekte C2/C3, unveröffentlichter Versuchsbericht, 1982
- Führböter, A.: Einige Ergebnisse aus Naturuntersuchungen in Brandungszonen, Mitteilungen des Leichtweiß-Instituts für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig, 1974
- Garratt, J.R.: Review of Drag Coefficients over Oceans and Continents, Monthly Weather Review, 105, 1977
- Hasselmann, K.: Grundgleichungen der Seegangsvorhersage, Schiffstechnik, 7, 1960
- Hasselmann, K.: On the Nonlinear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum, Part 1: General Theory, Journal of Fluid Mechanics, 12, 1961
- Hasselmann, K.: On the Nonlinear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum, Part 2: Conservation Theorems, Wave-Particle Analogy, Irreversibility, Journal of Fluid Mechanics, 15, 1963(a)
- Hasselmann, K.: On the Nonlinear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum, Part 3: Evaluation of the Energy Flux and Swell-Sea Interaction for a Neumann Spectrum, Journal of Fluid Mechanics, 15, 1963(b)
- Hasselmann, K.: On the Spectral Dissipation of Ocean Waves due to Whitecapping, Boundary-Layer Meteorology, 6, 1974
- Hasselmann, S., Hasselmann, K.: Computations and Parameterizations of the Nonlinear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum. Part I: A New Method for Efficient Computations of the Exact Nonlinear Transfer Integral, Journal of Physical Oceanography, 15, 1985
- Hensen, W., Schwarze, H.: Modellversuche für die Nordstrander Bucht, Versuchsbericht des Franzius-Instituts für Grund- und Wasserbau der Technischen Hochschule Hannover, unveröffentlicht, 1967
- Holthuijsen, L.H., Booij, N.: A Grid Model for Shallow Water Waves, Proceedings of the 20th International Conference on Coastal Engineering, Taiwan, 1986
- Holthuijsen, L.H., Booij, N., Herbers, T.H.C.: A Prediction Model for Stationary, Short-Crested Waves in Shallow Water with Ambient Currents, Coastal Engineering, 13, 1989
- Janssen, P.A.E.M.: Quasi-Linear Theory of Wind-Wave Generation Applied to Wave Forecasting, Journal of Physical Oceanography, 21, 1991
- Kaiser, R., Brandt, G., Glaser, D., Grüne, J., Jensen, F., Niemeyer, H.D.: Wave Climate Study in Wadden Sea Areas, Proc. of the 24th International Conference on Coastal Engineering, Kobe, 1994
- Kohlhase, S.: Ozeanographisch-seebauliche Grundlagen der Hafenplanung, Mitteilungen des Franzius-Instituts, Heft 57, 1983
- Komen, G.J., Hasselmann, S., Hasselmann, K.: On the Existence of a Fully Developed Wind-Sea Spectrum, Journal of Physical Oceanography, 14, 1984
- Kotthaus, T.: Anwendung des HN-Modells MIKE 21 zur Untersuchung der Wirkung von Leitwänden am Beispiel des Hansa-Hafen in Hamburg, Studienarbeit am Franzius-Institut, unveröffentlicht, 2000
- Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen KFKI: Deutsche Küstenkarten K1416, K1418, K1516, K1518, K1616, K1618, K1716, K1718, 1980

- Landesamt für Natur und Umwelt Schleswig-Holstein: Deutsches Gewässerkundliches Jahrbuch, Küstengebiet der Nordsee 1995, Flintbek, 1998
- Leonard, A.: Energy Cascade in Large-Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows, *Advances in Geophysics*, 71, 1974
- v. Lieberman, N., Mai, S.: Applicability of Wave Models over Forelands, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Hydroinformatics, Iowa, USA, 2000*
- v. Lieberman, N., Mai, S., Ohle, N.: Auswirkungen von Sturmflutentlastungspoldern an der Unterweser, 15. Deutscher Hydrographentag, Bremerhaven, 2000
- Luck, G.: Meßgeräte und Meßverfahren im Küsteningenieurwesen, *Die Küste*, Heft 41, 1984
- Madsen, A., Sørensen, O.: A New Form of the Boussinesq Equations with Improved Linear Dispersion Characteristics - A Slowly-Varying Bathymetry, *Coastal Engineering*, 18, 1992
- Madsen, P.A., Rugbjerg, M., Warren, I.R.: Subgrid Modelling in Depth Integrated Flows, *Conference on Coastal Engineering, Malaga, Spain, 1988*
- Mai, S., Ohle, N., Zimmermann, C.: Applicability of Wave Models in Shallow Coastal Waters, *Proc. of the 5th Int. Conf. on Coastal and Port Engineering in Developing Countries (COPEDEC), Cape Town, South Africa, 1999(a)*
- Mai, S., v. Lieberman, N.: Internet-based Tools for Risk Assessment for Coastal Areas, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Hydroinformatics, Iowa, USA, 2000*
- Mai, S., v. Lieberman, N., Fittschen, T., Bartels, K.: Seegang in der Weser vor Bremerhaven - Ein Vergleich von Naturmessung und numerischer Simulation, *HANSA-Schiffahrt-Schiffbau-Hafen, 2000*
- Mai, S., v. Lieberman, N., Zimmermann, C.: Interaction of Foreland Structures with Waves, *Proc. of the XXVIII IAHR Congress, Graz, Austria, 1999(b)*
- Mai, S.: Konzepte und Techniken im Küstenschutz im Land Niedersachsen unter geänderten Klimabedingungen, *Mitteilungen des Franzius-Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Universität Hannover, Heft 84, 2000*
- Mai, S., Zimmermann, C.: Feasibility Study on a Planned Deep Water Port in Germany, *Proc. of Conf. PDCE, Varna, 2000*
- Miles, J.W.: On the Generation of Surface Waves by Shear Flows, *Journal of Fluid Mechanics*, 3, 1957
- Mastenbroek, C., Burgers, G., Janssen, P.A.E.M.: The Dynamical Coupling of a Wave Model in a Storm Surge Model through the Atmospheric Boundary Layer, *Journal of Physical Oceanography*, 23, 1993
- Miles, J.W.: Hamiltonian Formulations for Surface Waves, *Applied Scientific Research*, 37, 1981
- Ohle, N., Mai, S.: Comparison of Physical and Numerical Simulations of Currents, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Hydroinformatics, Iowa, USA, 2000*
- Orr, T.E., Herbich, J.B.: Numerical Calculation of Wave Refraction by Digital Computer, *Sea Grant Publication, No. 209, 1969*
- Pabst, C.: Bemessungsseegang im Flachwasser, *Studienarbeit am Franzius-Institut für Wasserbau und Küsteningenieurwesen, unveröffentlicht, 1998*
- Phillips, O.M.: On the Generation of Waves by Turbulent Wind, *Journal of Fluid Mechanics*, 2, 1957
- Pierson, W. L., Moskowitz, L.: A Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S.A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Res.*, 69, 1964
- Ris, R.C.: Spectral Modelling of Wind Waves in Coastal Areas, *Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering, Delft University of Technology, Report No. 97-4, 1997*
- Ris, R.C., Booij, N., Holthuijsen, L.H., Padilla-Hernandez, R., Haagsma, J.G.: *Swan Cycle 2 ver. 30.74 User Manual, Delft University of Technology, 1998*
- Ris, R.C., Holthuijsen, L.H., Booij, N.: A third-generation wave model for coastal regions, 2. Verification, *Journal of Geophys. Research*, 104, 1999
- Smagorinsky, J.: General Circulation Experiments with the Primitive Equation, I. The Basic Experiment, *Monthly Weather Rev.*, 91, 1963
- Schade, D.: Untersuchungen über das Wellenklima an einer Brandungsküste unter Einschluß der Richtungsstruktur des Seegangs, dargestellt am Beispiel der Insel Sylt, *Mitteilungen des Franzius-Instituts, Heft 71, 1991*
- Scherenberg, R.: Küstenschutz und Binnenentwässerung in den Marschen Nordfrieslands und Eiderstedts, in *Historischer Küstenschutz*, Hrsg. J. Kramer und H. Rohde, 1992
- Smith, S.D., Banke, E.G.: Variation of the Sea Drag Coefficient with Wind Speed, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 1975
- Stadelmann, R.: *Meer - Deiche - Land, 1981*

- Tolman, H.L.: Wind Wave Propagation in Tidal Seas, Delft University of Technology, Department of Civil Engineering, The Netherlands, 1990
- Tolman, H.J.: Effects of Numerics on the Physics in a Third-Generation Wind-Wave Model, Journal of Physical Oceanography, 10, 1992
- WAMDI group: The WAM model - a Third Generation Ocean Wave Prediction Model, J. Phys. Oceanogr., 18, 1988
- Wieland, P.: Küstenfibel - ein Abc der Nordseeküste, 1990
- Wilkening, O.: Refraktion nach der Orthogonalenmethode, Studienarbeit am Franzius-Institut für Wasserbau und Küsteningenieurwesen, unveröffentlicht, 1995
- Winkel, N.: Modellierung von Seegang in extremem Flachwasser, Dissertation an der Universität Hamburg, GKSS 94/E/66, 1994
- Wisny, N.: Beeinflussung der Seegangsausbreitung in der Außenweser durch die Tide, Diplomarbeit am Franzius-Institut, unveröffentlicht, 1998
- Wu, J.: Wind-Stress Coefficients over Sea Surface from Breeze to Hurricane, J. Geophys. Res., 87, 1982
- Young, I.R., Eldeberky, Y.: Observations of Triad Coupling of Finite Depth Wind Waves, Coastal Engineering, 33, 1998