

# Wassermassentransport in der Dänemarkstraße

Diplomarbeit  
von  
Andreas Macrandner



Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der  
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel  
Kiel 2001

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel  
Düsternbrooker Weg 20, D-24105 Kiel  
e-Mail: [amacrandner@ifm.uni-kiel.de](mailto:amacrandner@ifm.uni-kiel.de)



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2. Meßmethoden</b>	<b>13</b>
2.1. PIES (Inverted Echo Sounder mit Drucksensor) . . . . .	13
2.2. ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) . . . . .	19
2.2.1. Bestimmung der Interfacetiefe aus dem Maximum der Rückstreuamplitude . . . . .	20
2.2.2. Bestimmung der Interfacetiefe aus dem Maximum der vertikalen Stromscherung . . . . .	20
2.2.3. Bestimmung der Neigung des ADCPs aus dem Oberflächenecho	22
2.2.4. Bestimmung der Interfacetiefe aus der vertikalen Schalllaufzeit	25
2.2.5. Bestimmung der Neigung des ADCPs aus den Strömungsdaten und Korrektur der Strömungsdaten . . . . .	29
2.3. Externes und internes Stromfeld durch Meeresoberflächenneigung und interne Schichtung . . . . .	34
2.4. Transportberechnungen . . . . .	36
<b>3. Beobachtungsdaten von Verankerungen und Forschungsfahrten</b>	<b>40</b>
3.1. Bjarni Sæmundsson B 13-1999 September 1999 und B 16-1999 November 1999 . . . . .	42
3.2. Bjarni Sæmundsson B 02-2000 Februar 2000 . . . . .	42
3.2.1. V400-01 Thermistorkette . . . . .	42
3.2.2. V401-01 Longranger-ADCP . . . . .	44
3.2.3. V412-01 PIES . . . . .	47
3.2.4. DS-1 Isländisches ADCP . . . . .	49
3.2.5. V402-01 Narrowband-ADCP . . . . .	49
3.2.6. Vergleich zwischen den verschiedenen Verankerungen . . . . .	50
3.3. Poseidon P262 Juli 2000 . . . . .	53
3.3.1. CTD . . . . .	53
3.3.2. vmADCP . . . . .	56
3.3.3. Verankerungsauslegungen . . . . .	57
3.4. Bjarni Sæmundsson B 05-2001 Mai 2001 . . . . .	59

<b>4. Untersuchungen an einem hochauflösenden Modell der Dänemarkstraße</b>	<b>60</b>
4.1. Das Modell . . . . .	60
4.2. Simulation von ADCP- und PIES-Verankerungen im Modell . . . . .	66
<b>5. DSOW-Transporte aus Beobachtungsdaten und Vergleich mit dem Modell</b>	<b>73</b>
5.1. Statistischer Vergleich der Verankerungen V401-01 und DS-1 mit dem Modell . . . . .	73
5.2. Transporte aus den ADCP-Verankerungen V401-01 und DS-1 . . . . .	76
5.3. Transporte aus den vmADCP-Schnitten von P262 und Vergleich mit dem Modell . . . . .	79
<b>6. Zusammenfassung</b>	<b>82</b>
<b>A. Abkürzungen</b>	<b>84</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Dänemarkstraße, Übersichtskarte . . . . .	10
2.1. PIES: Sensitivität der Interfacetiefe auf $T_u$ , $T_o$ und $p_{PIES}$ . . . . .	16
2.2. LR-ADCP V401-01: Rückstreuung und Stromscherung . . . . .	21
2.3. Neigung eines ADCPs: Zusammenhang von Pitch $\alpha_p$ , Roll $\alpha_r$ , Tilt $\alpha_t$ . . . . .	22
2.4. ADCP: Winkel und Streckenlängen zur Oberfläche . . . . .	23
2.5. ADCP-Neigung, berechnet aus Oberflächenrückstreumaximum . . . . .	24
2.6. Schalllaufzeitdifferenzen durch Berücksichtigung der Brechung bei geneigten Schallstrahlen . . . . .	26
2.7. Vertikale Schalllaufzeit, PIES und aus ADCP-Daten berechnet . . . . .	28
2.8. Koordinatensysteme bei großer ADCP-Neigung . . . . .	30
2.9. IS-ADCP DS-1: Neigung, berechnet aus den Strömungsdaten . . . . .	31
3.1. Dänemarkstraße, Detailkarte der Schwelle . . . . .	40
3.2. Thermistorkette V400-01: Temperatur . . . . .	43
3.3. V401-01 LR-ADCP: straßenparallele Stromkomponente und V412-01 PIES: Interfacetiefe . . . . .	46
3.4. PIES V412-01: Schalllaufzeit- und Druckzeitserie . . . . .	47
3.5. LR-ADCP V401-01/PIES V412-01: Oberflächenauslenkung, Interfacetiefe und Temperatur am Boden . . . . .	48
3.6. Stickplot von LR-ADCP, IS-ADCP und NB-ADCP . . . . .	50
3.7. Zeitserien von Interfacetiefe, $v_p$ und der Temperatur an LR-, IS- und NB-ADCP . . . . .	52
3.8. Zeitserien der Temperatur an LR-, IS- und NB-ADCP . . . . .	53
3.9. Poseidon P262, zentraler CTD-Schnitt, Temperatur und Salzgehalt . . . . .	54
3.10. Poseidon P262, zentraler CTD-Schnitt, potentielle Dichte . . . . .	55
3.11. Poseidon P262: SST und vmADCP-Stromvektoren . . . . .	56
3.12. Poseidon P262, vmADCP-Schnitt # 10 und 11 . . . . .	58
4.1. $T$ - und $v_p$ -Schnitt über die Dänemarkstraße, Modell . . . . .	62
4.2. Transport im Modell in Abhängigkeit von $X$ und $t$ . . . . .	63
4.3. Modell-Transportbeiträge entlang des Querschnittes . . . . .	64
4.4. Vergleich zwischen geostrophischer und tatsächlicher Strömung im Modell, LR-ADCP-Position . . . . .	65
4.5. Transportkorrelationen aller simulierten Verankerungen . . . . .	69

4.6. Transportkorrelationen simulierter Verankerungen mit X=64 als östlichster Position . . . . .	70
4.7. Simulation verschiedener Verankerungspositionen: Transportzeitserien und Korrelationen, Beispiele mit 1, 2 und 4 ADCPs . . . . .	71
4.8. Simulation verschiedener Verankerungspositionen: Transportzeitserien und Korrelationen, Beispiele mit 3 ADCPs . . . . .	72
5.1. Frequenzspektren von V401-01, DS-1, V402-01 und dem Modell . . . .	74
5.2. DSOW-Transport von V401-01, DS-1 und der Thermistorkette. . . . .	78
5.3. DSOW-Transporte von P262, P244 und dem Modell im Vergleich . . .	80

# Tabellenverzeichnis

3.1. Forschungsfahrten und Verankerungen . . . . .	41
5.1. Statistik der Strömungsdaten an V401-01 (LR) und DS-1 (IS) . . . . .	75
5.2. Statistik der Strömungsdaten des Modells an den Positionen von V401-01 (LR) und DS-1 (IS) . . . . .	75
5.3. Statistik der DSOW-Transporte von V401-01 und DS-1 . . . . .	77
5.4. P262: DSOW-Transporte aus vmADCP-Schnitten . . . . .	81



# 1. Einleitung

Die Thermohaline Zirkulation trägt einen entscheidenden Anteil am globalen Wärmehaushalt.

Mit Oberflächenströmungen werden große Wärmemengen in die hohen Breiten transportiert, die der Ozean dort an die Atmosphäre abgibt. In bestimmten Regionen, z.B. der Grönlandsee nördlich von Island, werden so durch die Abkühlung Wassermassen relativ hoher Dichte gebildet, die in größere Tiefen absinken und dort äquatorwärts strömen.

Klimamodelle, und auch die Analyse historischer Klimadaten deuten darauf, daß speziell die Tiefenwasserbildung im nördlichen Nordatlantik durch Klimaveränderungen sehr stark beeinflußt wird (z.B. GANOPOLSKI ET AL., 1998). Eine Änderung der Thermohalinen Zirkulation, und damit auch des relativ warmen Nordatlantikstromes, kann weitreichende Konsequenzen für das Klima, insbesondere in Westeuropa, haben (z.B. WOOD ET AL., 1999). Eine Messung der Tiefenwasserbildung ist somit sehr wichtig, um Aussagen über den gegenwärtigen Zustand und die weitere Entwicklung treffen zu können.

Da das in der Grönlandsee gebildete Tiefenwasser ausschließlich durch die Passagen zwischen Schottland und Island sowie der Dänemarkstraße zwischen Island und Grönland (Abb. 1.1 zeigt eine Übersicht) in den offenen Atlantik strömen kann, ist die Messung des Transportvolumens an diesen Stellen sinnvoll.

In den letzten Jahrzehnten sind in der Dänemarkstraße nur zeitweise Verankerungen mit Strömungsmessern ausgelegt worden, eine kontinuierliche Zeitreihe über einen längeren Zeitraum gibt es bisher nicht (vgl. DICKSON UND BROWN, 1994; DICKSON ET AL., 1999).

Am Ausgang der Straße wurden erstmals 1967 Verankerungen für eine Dauer von ca. 5 Wochen ausgelegt; als Transport von Wasser kälter als  $4^{\circ}\text{C}$  wurde aus einem Schiffsschnitt 2.7 Sv bestimmt (WORTHINGTON, 1969). Die Daten des einzigen auswertbaren Strömungsmessers zeigten eine große Variabilität der Strömung auf der Zeitskala einiger Tage, aber keine Fluktuationen über längere Zeiträume.

Im Rahmen des „Overflow '73“-Experimentes wurden vier Verankerungen ca. 30 – 35 km südwestlich der Schwelle, sowie einige zusätzliche Verankerungen weiter südwestlich und nordöstlich der Schwelle ausgelegt (ROSS, 1984). Die Messungen zeigten genauso wie die Verankerungen von WORTHINGTON (1969) eine große Variabilität des Overflows auf Zeitskalen einiger Tage; längerfristige Variationen konnten während der 5-wöchigen Auslegung nicht beobachtet werden. Der Transport von Wasser kälter als  $2^{\circ}\text{C}$  wurde mit 2.9 Sv bestimmt (ROSS, 1984).

Die ersten ein Jahr ausliegenden Verankerungen (MONA 5 und 6) ca. 60 km südwestlich der Schwelle bestätigten die früheren Beobachtungen, und zeigten keine längerperiodische (z.B. saisonale) Variabilität des Overflows (AAGARD UND MALMBERG, 1978).

Weiter stromabwärts, wo das Denmark Strait Overflow Water (DSOW) als bodennaher Strom entlang des grönländischen Schelfabhanges größere Tiefen erreicht und durch Entrainment der Transport deutlich zunimmt, lagen von 1986–1991 verschiedene Verankerungen aus (Lowestoft-Arrays, DICKSON UND BROWN, 1994).

Erst in jüngster Zeit wurden Anzeichen möglicher interannualer Variabilität des Overflows in Verbindung mit der Nordatlantischen Oszillation (NAO) und Änderungen der Tiefenwasserbildung in der Nordic Sea (Grönland-, Island- und Norwegische See) untersucht (z.B. DICKSON ET AL., 1996; MCCARTNEY ET AL., 1998; BACON, 1998; DICKSON ET AL., 1999).

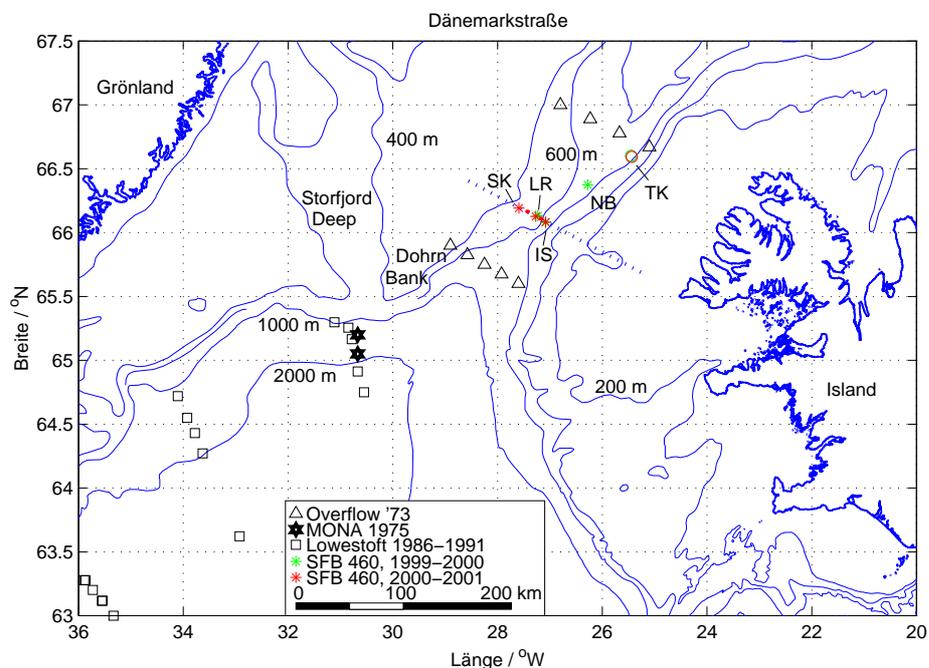


Abbildung 1.1.: Übersichtskarte der Dänemarkstraße; eingezeichnet sind die 200-, 400-, 600-, 1000- und 2000 m Tiefenlinien (aus GEBCO '97), die Verankerungen des „Overflow'73“-Projektes, MONA 5 und 6, sowie die Lowestoft-Arrays.

Bei den Verankerungen des SFB 460 sind ADCPs (SK, LR, IS) mit „\*“, PIES (zwischen SK, LR und IS) mit „.“ und die Thermistor-kette (TK) mit „o“ dargestellt; die Farbe kennzeichnet den Ausle-gungszeitraum. Der zentrale CTD-Schnitt von „Poseidon“ P262 ist als gepunktete Linie eingezeichnet.

Da die Breite der Dänemarkstraße mit ca. 350 km (davon der tiefe für den Overflow relevante Teil ca. 190 km) wesentlich größer ist als der interne Rossby-Radius von ca.

---

14 km (WHITEHEAD, 1998), ist die Strömung räumlich sehr variabel und auf größeren Skalen als dem Rossby-Radius wenig korreliert, so daß eine einzelne Verankerung keine zuverlässige Extrapolation auf die gesamte Straße erlaubt.

Großabständige Messungen, um die Transporte mit Geostrophie zu berechnen, sind wegen der zwischen 150 und 650 m stark variierenden Tiefe problematisch. Das DSOW strömt überwiegend in einem ca. 50 km breiten Bereich am grönländischen Abhang durch die Straße und könnte so nur ungenügend erfaßt werden.

In globalen Klimamodellen wird der Denmark Strait Overflow (DSO) zumeist nicht ausreichend aufgelöst (KÄSE UND OSCHLIES, 2000), und deshalb sind genauere Datengrundlagen für eine korrekte Modellierung notwendig.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 460 „Dynamik Thermohaliner Zirkulationsschwankungen“ am Institut für Meereskunde in Kiel, Teilprojekt A1 „Overflow und Vermischungsprozesse in der Irmingersee“ wurden die Strömungsverhältnisse in der Dänemarkstraße mit Forschungsschiff-Fahrten („Poseidon“ P230, P244 und P262) näher untersucht. Mit Verankerungen an der Schwelle der Dänemarkstraße (s. Abb. 1.1) soll eine längere Zeitreihe des DSOW-Transportes bestimmt werden, um zum einen bessere Datengrundlagen für Klimamodelle zu erhalten, und zum anderen die Variabilität, evtl. im Zusammenhang mit der Nordatlantischen Oszillation (NAO) oder Klimaänderungen, zu beobachten.

In der vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse von Verankerungen, die von September/November 1999 bis Februar 2000 auslagen, sowie von der „Poseidon“-Fahrt P262 im Juli 2000 vorgestellt und ausgewertet.

Ziel dieser Arbeit ist auch, Meßstrategien für die quantitative Bestimmung des DSOW-Transportes zu untersuchen und zu optimieren.

In **Kapitel zwei** werden die verschiedenen Meßsysteme wie Inverted Echo Sounder mit Drucksensor (PIES), Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) sowie die Berechnung von Interfacetiefe, Meeresoberflächenauslenkung und Transporten aus den Daten vorgestellt.

**Kapitel drei** gibt eine Übersicht über die durchgeführten Fahrten von Forschungsschiffen und die dabei ausgelegten Verankerungen, und es werden erste Ergebnisse der Messungen dargestellt.

In **Kapitel vier** werden Ergebnisse aus dem Modell von KÄSE UND OSCHLIES (2000) auf einem Schnitt an der Schwelle der Dänemark-Straße vorgestellt und mit einer Simulation von ADCP- und PIES-Verankerungen die optimalen Positionen zur DSOW-Transportmessung bestimmt. Angesichts der guten Übereinstimmung der Beobachtungen mit dem Modell (GIRTON, 2001) wird mit simulierten Messungen im Modell gezeigt, daß der Einsatz von drei oder vier ADCPs an bestimmten Positionen eine sehr gute Erfassung des DSOW-Transportes ermöglichen.

**Kapitel fünf** vergleicht die Daten der Verankerungen vom Herbst 1999 bis Februar 2000 mit den entsprechenden Modelldaten, und analysiert die mit diesen Verankerungen sowie die aus den Schiffs-ADCP-Schnitten der „Poseidon“-Fahrt P262 berechneten DSOW-Transporte.

**Kapitel sechs** enthält abschließende Bemerkungen.



## 2. Meßmethoden

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Meßsysteme vorgestellt. Folgende Parameter sollen bestimmt werden:

- $\vec{v}$  Strömungsgeschwindigkeit. Eine direkte Strömungsmessung ist z.B. mit ADCPs möglich.
- $h_1$  Höhe über Grund bzw.  $z_1$  Tiefe der Grenze zwischen DSOW und dem darüberliegenden wärmeren Atlantik-Wasser („Interfacetiefe“). Die Bestimmung ist mit Daten von Schalllaufzeit, Druck und Temperatur aus PIES-Messungen möglich. Bei ADCPs können außerdem Daten der Rückstreuamplitude und der maximalen vertikalen Stromscherung Informationen über die Interfacetiefe liefern.
- $\zeta$  Vertikale Auslenkung der Meeresoberfläche, um die durch externen Druckgradienten hervorgerufene Stromkomponente zu berechnen. Die Bestimmung ist möglich mit Daten der vertikalen Schalllaufzeit und des Druckes aus PIES- und auch ADCP-Messungen.
- $tr_3$  Volumentransport des Denmark Strait Overflow Water.

Im folgenden werden direkt gemessene Größen, davon abgeleitete Größen und physikalische Konstanten mit normaler Schrift (z.B.  $T$ ,  $\alpha_r$ ,  $\rho$ ,  $g$ ), und numerisch berechnete Größen mit Schreibmaschinenschrift (z.B.  $r_{s1ant_i}$ ) angegeben.

### 2.1. PIES (Inverted Echo Sounder mit Drucksensor)

Mit einem Inverted Echo Sounder (IES) mit Pressure- (Druck-)Sensor (PIES) wird die Laufzeit eines Schallsignales vom Meeresboden zur Oberfläche und zurück gemessen. Die bislang in der Dänemarkstraße eingesetzten PIES von University of Rhode Island (URI) verfügen außerdem über einen Druck- und Temperatursensor des Herstellers Paroscientific.

Die hier gezeigten Analysen erfolgten mit den Daten des PIES # 005, der von November 1999 bis Februar 2000 in der Verankerung V412-01 ausgelegt war.

**Physikalisches Prinzip:** Der IES steht auf dem Meeresboden und sendet ein Schallsignal nach oben, das insbesondere von der Meeresoberfläche reflektiert wird. Der Transducer empfängt dann das reflektierte Signal und bestimmt die Laufzeit. Da die Schallgeschwindigkeit im offenen Ozean im wesentlichen von der Temperatur

abhängt, ist die Schalllaufzeit ein Maß für die mittlere Temperatur der Wassersäule über dem IES.

In der Dänemarkstraße ist es sinnvoll, ein 2-Schichten-Modell mit zwei unterschiedlichen Temperaturen anzunehmen, und so kann aus der Schalllaufzeit auch die Interfacetiefe zwischen den beiden Wassermassen unterschiedlicher Temperatur bestimmt werden.

Die wesentlichen Wassermassen in der Dänemarkstraße sind:

- Denmark Strait Overflow Water (DSOW), zu großen Teilen aus Arctic Intermediate Water (AIW) ( $0^\circ\text{C} < \Theta < 2^\circ\text{C}$ ,  $34.7 < S < 35.0$ ) sowie einem kleineren Anteil von Norwegian Sea Deep Water (NSDW) ( $\Theta < 0^\circ\text{C}$ ,  $34.90 < S < 34.94$ ) gebildet (SWIFT ET AL., 1980).

Bei „Poseidon“ P262 wurde typischerweise DSOW mit  $\Theta \approx 0.0^\circ\text{C}$ ,  $S \approx 34.89$  und einer Schallgeschwindigkeit von  $c_S \approx 1454 - 1459$  m/s beobachtet.

- Polar Intermediate Water (PIW),  $\Theta < 0^\circ\text{C}$ ,  $S < 34.7$ . Besonders im westlichen Bereich der Straße im Ostgrönlandstrom (SWIFT ET AL., 1980). Schallgeschwindigkeit  $c_S \approx 1444 - 1450$  m/s.
- Atlantic Water (AW), bei „Poseidon“ P262 mit  $\Theta = 5 - 7^\circ\text{C}$ ,  $S \approx 35.1$ . Besonders im östlichen Teil der Straße. Schallgeschwindigkeit  $c_S \approx 1474 - 1486$  m/s.

Aus den vorliegenden Daten (Schalllaufzeit, Bodendruck und -temperatur) lassen sich unter Annahme einer konstanten Temperatur der Oberschicht (Atlantikwasser) Werte für die Interfacetiefe und die Meeresoberflächenauslenkung berechnen. Die Fehler lassen sich reduzieren, wenn die Temperatur der Oberschicht genau bekannt ist. Da bei den hier vorliegenden Daten die Meßwerte der Thermistorkette V400-01 nur eingeschränkt brauchbar waren (siehe Abschnitt 3.2.1), sind die folgenden Rechnungen mit der Annahme einer konstanten Oberschichttemperatur erfolgt.

Die Laufzeit eines Schallsignales, das vertikal von der Tiefe  $z_{\text{PIES}}$  zur Oberfläche und zurück läuft, ist:

$$\tau = 2 \int_{z_{\text{PIES}}}^0 \frac{1}{c_S(S, T, p)} dz \quad (2.1)$$

mit der Schallgeschwindigkeit  $c_S(S, T, p)$ .

Mit der hydrostatischen Grundgleichung  $dz = dp/\rho g$  folgt:

$$\tau = 2 \int_{p_{\text{PIES}}}^0 \frac{1}{g\rho(S, T, p)} \frac{1}{c_S(S, T, p)} dp \quad (2.2)$$

Wegen der Nichtlinearität von  $c_S(S, T, p)$  und  $\rho(S, T, p)$  ist eine numerische Näherungsrechnung erforderlich. Dann ist

$$\tau = 2 \sum_{p_{\text{PIES}}}^0 \frac{1}{g\rho(S, T, p)} \frac{1}{c_S(S, T, p)} \Delta p \quad (2.3)$$

Im 2-Schicht-Modell wird dabei von  $p_{\text{PIES}}$  bis zum Druck  $p_1$  an der Interfacetiefe  $z_1$  eine konstante Unterschichttemperatur  $T_u = T_{\text{PIES}}$  angenommen. Der Salzgehalt wird aus einer von CTD-Daten („Poseidon“ P262) empirisch abgeleiteten T-S-Relation berechnet. Dabei ist der Temperatureinfluß auf die Schallgeschwindigkeit mit den in der Dänemarkstraße auftretenden Temperaturänderungen von  $\Delta T \approx 8^\circ\text{C}$  mit  $\Delta c_S \approx 67\text{ m/s}$  ca. 15 mal größer ist als die Änderungen durch  $\Delta S \approx 0.3$  zwischen DSOW und AW. Oberhalb der Interfacetiefe wird wegen fehlender Meßdaten eine konstante Oberschichttemperatur  $T_o$  angenommen.

Es ergibt sich damit für die numerische Berechnung von Laufzeit  $\tau$  und Tiefe des PIES  $z$ :

$$\tau = 2 \sum_{p=p_{\text{PIES}}}^{p_1} \frac{\Delta p}{g\rho(S(T_u), T_u, p)c_S(S(T_u), T_u, p)} + 2 \sum_{p=p_1}^0 \frac{\Delta p}{g\rho(S(T_o), T_o, p)c_S(S(T_o), T_o, p)} \quad (2.4)$$

$$z = \sum_{p=p_{\text{PIES}}}^{p_1} \frac{\Delta p}{g\rho(S(T_u), T_u, p)} + \sum_{p=p_1}^0 \frac{\Delta p}{g\rho(S(T_o), T_o, p)} \quad (2.5)$$

Im Auswertungsprogramm wird dann die Interfacetiefe  $z_1$  und die Tiefe des PIES  $z$  solange variiert, bis die berechnete mit der gemessenen Schallaufzeit übereinstimmt.

$p_1$  ist der sich aus der numerischen Lösung ergebende Druck an der Interfacetiefe  $z_1$ .

Da der PIES fest auf dem Meeresgrund steht, ist  $\Delta z = \Delta \zeta$  die Änderung der Meeresoberflächenauslenkung.

Die Sensitivität der so berechneten Interfacetiefen und Meeresoberflächenauslenkungen auf variierte Annahmen für Ober- und Unterschichttemperatur sowie auf einen Offset in der PIES-Druckmessung wurde systematisch untersucht; in Abb. 2.1 sind einige Beispiele davon dargestellt.

Da das LR-ADCP V401-01 in nur 500 m Entfernung des PIES lag, konnten die vom ADCP aus Rückstreu- und Stromscherungsmaximum bestimmten Interfacetiefen als unabhängige Vergleichswerte benutzt werden.

Die besten Ergebnisse, verglichen mit dem LR-ADCP (blaue Kurven in Abb. 2.1), wurden mit der Annahme  $T_u = T_{\text{PIES}}$  und  $T_o = 8^\circ\text{C}$  erzielt (durchgezogene rote Linie). Die Oberschicht-Temperatur von  $8^\circ\text{C}$  liegt über der mittleren Temperatur des AW von ca.  $6^\circ\text{C}$ . Da in der Realität die Temperatur der Bodenschicht nicht konstant  $= T_{\text{PIES}}$  ist, sondern in der Nähe der Grenzschicht etwas ansteigt, führt die Annahme  $T_u = T_{\text{PIES}}$  zu einer zu langen Schallaufzeit in der Unterschicht. Gleichzeitig wird mit  $T_o = 8^\circ\text{C}$  die Schallaufzeit in der Oberschicht unterschätzt. Wenn sich beide Effekte kompensieren, erhält man eine realistische Interfacetiefe im Vergleich mit dem benachbarten LR-ADCP V401-01, sowie auch mit den CTD-Profilen bei der Auslegung und der Aufnahme der Verankerung.

Abb. 2.1 zeigt, daß bei einem kleineren Temperaturkontrast  $T_o - T_u$  die berechnete Interfacetiefe stärker auf Laufzeitänderungen reagiert und bei z.B.  $T_u = T_{\text{PIES}} + 1^\circ\text{C}$

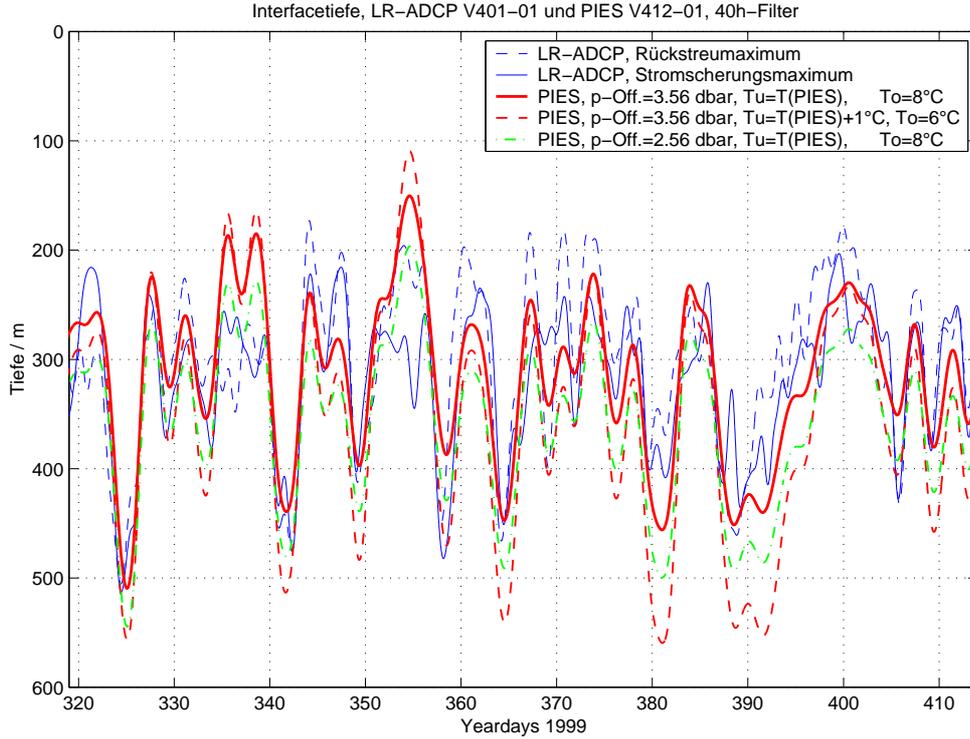


Abbildung 2.1.: *PIES: Sensitivität der berechneten Interfacetiefe auf variierte Annahmen für  $T_u$ ,  $T_o$  und  $p_{PIES}$ . Zum Vergleich sind die aus Rückstreuung und Stromscherung am LR-ADCP V401-01 bestimmten Interfacetiefen eingezeichnet (blaue Kurven).*

und  $T_o = 6^\circ\text{C}$  (gestrichelte rote Kurve) die Variation der Interfacetiefe zu groß wird verglichen mit den Werten des ADCPs aus Stromscherung und Rückstreuung.

Für die Abhängigkeit der Interfacetiefenänderung von der Temperaturdifferenz  $T_{ou} = T_o - T_u$  ergibt sich aus den numerischen Rechnungen (Bezugsgröße ist hier die Interfacetiefe  $z_1(T_u = T_{PIES}, T_o = 8^\circ\text{C})$ ):

$$\Delta z_1(T_o, T_u) = \Delta z_1(8^\circ\text{C}, T_{PIES}) \left(1 + 0.18 \frac{1}{^\circ\text{C}} (8^\circ\text{C} - T_{PIES} - T_{ou})\right) \quad (2.6)$$

Für das gezeigte Beispiel ( $T_u = T_{PIES} + 1^\circ\text{C}$  und  $T_o = 6^\circ\text{C}$ ) ist also die Variation der Interfacetiefe um 54% größer als im Referenzfall, bei dem der Temperaturkontrast  $3^\circ\text{C}$  größer ist.

Abb. 2.1 zeigt außerdem, daß die Annahme eines Offsets der Druckwerte  $p_{PIES}$  notwendig ist, damit die berechneten Interfacetiefen mit den ADCP-Werten vergleichbar sind. Schon durch einen von 3.56 dbar auf 2.56 dbar reduzierten Druckoffset wird die berechnete Interfacetiefe um 50 m größer (gestrichelte grüne Kurve). Hierauf wird in der nachfolgenden Diskussion der Meßfehler eingegangen.

**Meßfehler:** Die absolute Genauigkeit des Paroscientific Drucksensors beträgt laut technischem Handbuch des PIES (UNIVERSITY OF RHODE ISLAND, 2000)

6000 dbar  $\cdot$  ( $\pm 0.01\%$ ) =  $\pm 0.6$  dbar, die Auflösung ist  $\pm 0.002$  dbar. Die Temperaturmessung erfolgt mit einer Auflösung von  $0.001^\circ\text{C}$ .

Die gemessenen Schalllaufzeiten sind ca. 4.2 ms kürzer als die aus den CTD-Profilen beim Auslegen und Aufnehmen berechneten Laufzeiten. Ein Teil davon (0.8 ms) wird durch die Lage des Drucksensors ca. 58 cm unterhalb des Transducers verursacht (MEINEN UND WATTS, 1998, Anhang A), was mit einem Druckoffset von 0.6 dbar korrigiert wurde.

Um auch die restlichen 3.4 ms zu korrigieren, wurde für die Interfacetiefenberechnungen  $p_{\text{PIES}}$  um einen Offset von insgesamt  $0.6 + 2.5$  dbar reduziert. Da sich bei V412-01 der Druckoffset durch Vergleich mit den CTD-Profilen recht genau bestimmen läßt, wird im folgenden für  $\Delta p_{\text{PIES}}$  der oben angegebene absolute Fehler von  $\pm 0.6$  dbar angenommen.

Die Auflösung der Laufzeitmessung liegt bei 0.01 ms (UNIVERSITY OF RHODE ISLAND, 2000); die Streuung der einzelnen Meßwerte eines 12-Ping-Ensembles („noise“) beträgt bei V412-01 in der Dänemarkstraße  $5.8 \text{ ms}^1$ . Somit ergibt sich eine Standardabweichung der Einzelmessung von  $\sqrt{(0.01 \text{ ms})^2 + (5.8 \text{ ms})^2} \approx 5.8 \text{ ms}$ . Die Standardabweichung reduziert sich für ein 12-Ping-Ensemblemittel auf  $5.8 \text{ ms}/\sqrt{12} = 1.67 \text{ ms}$ , da die Pings voneinander unabhängige Einzelmessungen sind.

Der PIES # 005 wurde mit drei verschiedenen Intensitäten betrieben; die Laufzeitwerte sind aber unabhängig von der Intensität. Es gab also trotz der mit ca. 570 m relativ geringen Wassertiefe keine Probleme mit Vorechos o.ä.

**Fehler der Interfacetiefe:** Für den Fehler der Interfacetiefe ergibt sich aus den numerischen Vergleichsrechnungen mit variierten Deck- und Unterschichttemperatur und variierten Druckwerten im Mittel folgende linear angenäherte Abhängigkeit:

$$\Delta z_1 = -31 \frac{\text{m}}{\text{ms}} \Delta \tau + 42 \frac{\text{m}}{\text{dbar}} \Delta p_{\text{PIES}} - 42 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_u - 80 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_o \quad (2.7)$$

Der absolute Maximalfehler ist

$$\Delta z_1 = \left| -31 \frac{\text{m}}{\text{ms}} \Delta \tau \right| + \left| 42 \frac{\text{m}}{\text{dbar}} \Delta p_{\text{PIES}} \right| + \left| -42 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_u \right| + \left| -80 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_o \right| \quad (2.8)$$

Mit maximalen (systematischen) Fehlern für  $\Delta \tau = 0 \text{ ms}^2$ ,  $\Delta p_{\text{PIES}} = 0.6 \text{ dbar}$ ,  $\Delta T_u = 1^\circ\text{C}$  und  $\Delta T_o = 1^\circ\text{C}$  (um den Ungenauigkeiten in der Annahme zweier homogener Schichten Rechnung zu tragen) ergibt sich als absoluter Maximalfehler der Interfacetiefe  $\Delta z_1 \approx 150 \text{ m}$ .

Für die Standardabweichung der berechneten Interfacetiefe gilt mit dem GAUSSSchen Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\sigma_{z_1} = \sqrt{\left(-31 \frac{\text{m}}{\text{ms}} \Delta \tau\right)^2 + \left(42 \frac{\text{m}}{\text{dbar}} \Delta p_{\text{PIES}}\right)^2 + \left(-42 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_u\right)^2 + \left(-80 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_o\right)^2} \quad (2.9)$$

<sup>1</sup>Berücksichtigt wurden hierfür die 90.5% der Messungen, bei denen keine „Ausreißer“ auftreten; bei Berücksichtigung aller Messungen ergeben sich 8.2 ms. Bei der Berechnung des Ensemblemittel wurden nur die nicht weit streuenden Pings benutzt.

<sup>2</sup>0 ms unter der Annahme, daß der systematische Fehler der Laufzeitmessung durch Gangungenauigkeiten der PIES-Uhr vernachlässigbar ist.

Mit einer Standardabweichung eines 12-Ping-Ensemblemittels von  $\Delta\tau = 1.67$  ms sowie  $\Delta p_{\text{PIES}} = 0.002$  dbar,  $\Delta T_u = 0.001^\circ\text{C}$  und mit der Annahme, daß sich die Temperatur in der Oberschicht von einer Messung bis zur nächsten um nicht mehr als  $\Delta T_o = 0.1^\circ\text{C}$  ändert, ergibt sich eine Standardabweichung der berechneten Interfacetiefe von  $\sigma_{z_i} = 52$  m. Der größte Anteil hiervon wird durch die Unsicherheit in den Laufzeitmessungen verursacht; da diese statistisch unabhängig sind, kann der Fehler durch mehr Pings pro Ensemble reduziert werden. Zur Reduktion der Streuung werden in den folgenden Kapiteln auch tiefpaßgefilterte Werte benutzt.

Die Korrelation der Interfacetiefe mit der von ADCP-Daten bestimmten Interfacetiefe beträgt bei ungefilterten Daten 0.68 (Rückstreumaximum) bzw. 0.67 (Stromscherungsmaximum) bei vergleichbarer Amplitude <sup>3</sup>; mit 40-h-Tiefpaßfilter erhöht sich die Korrelation auf 0.76 (beide Werte). Die Differenz zum ADCP-Rückstreumaximum und zum Stromscherungsmaximum hat jeweils eine Standardabweichung von 109 m (mit 40h-Tiefpaßfilter 51 m bzw. 49 m); im Mittel betragen die Abweichungen -10 m bzw. +3.7 m.

**Fehler der Oberflächenauslenkung:** Analog ergibt sich als linearisierte Abhängigkeit der berechneten Tiefe des PIES bzw. der Oberflächenauslenkung:

$$\Delta Z = 0.023 \frac{\text{m}}{\text{ms}} \Delta\tau + 1.02 \frac{\text{m}}{\text{dbar}} \Delta p_{\text{PIES}} - 0.0075 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_u - 0.019 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_o \quad (2.10)$$

Mit den gleichen Werten wie oben ergibt sich mit

$$\Delta Z = |0.023 \frac{\text{m}}{\text{ms}} \Delta\tau| + |1.02 \frac{\text{m}}{\text{dbar}} \Delta p_{\text{PIES}}| + |-0.0075 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_u| + |-0.019 \frac{\text{m}}{^\circ\text{C}} \Delta T_o| \quad (2.11)$$

ein absoluter Maximalfehler für die Tiefe  $Z$  des PIES von 0.68 m. Für die Standardabweichung der berechneten Meeresoberflächenauslenkung ergibt sich mit dem GAUSSschen Fehlerfortpflanzungsgesetz analog zu oben  $\sigma_z = 0.039$  m. Auch hier wird der größte Anteil durch die Unsicherheit in der Laufzeitmessung verursacht, und läßt sich durch höhere Pingzahl pro Ensemble und Tiefpaßfilter reduzieren.

Diese Größe ist relevant bei der Berechnung des durch Meeresoberflächenneigung verursachten externen horizontalen Druckgradienten sowie bei der Beobachtung von zyklonalen und antizyklonalen Wirbeln (KRAUSS UND KÄSE, 1998).

Im westlichen Bereich der Dänemarkstraße, wo oberhalb des DSOW kein AW, sondern kaltes PIW liegt (s. Abb. 3.9), ist die Interfacetiefenbestimmung mit dem PIES weniger gut möglich, da die Schallgeschwindigkeit im PIW kaum von derjenigen im DSOW abweicht. Über die Tiefe des Rückstreumaximums und des Stromscherungsmaximums ist mit ADCPs jedoch auch hier die Interfacetiefe bestimmbar.

---

<sup>3</sup>Es wurden jeweils die Ensembles benutzt, bei denen die Rückstreuung bzw. die Stromscherung einen bestimmten Betrag überschreitet, siehe Abschnitt 2.2.1 und 2.2.2.

## 2.2. ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler)

ADCPs messen das Stromprofil des Wassers akustisch. Das Schallsignal wird von mit dem Wasser mitbewegten Teilchen reflektiert, und über die Dopplerverschiebung bestimmt das ADCP die Strömungsgeschwindigkeit.

Mit 75kHz-Longranger-ADCPs ist es in der Dänemarkstraße möglich, ein Strömungsprofil der gesamten Wassersäule zu erhalten, da die Reichweite dieser LR-ADCPs größer als die Schwellentiefe von ca. 600 m ist.

Das in der Dänemarkstraße im Rahmen des SFB 460 in der Verankerung V401-01 eingesetzte RDI-LR-ADCP # 925 verfügt außerdem über einen Druck- und einen Temperatursensor.

Ferner wurden mehrere Narrowband-ADCPs (Frequenz 150 kHz, Reichweite ca. 300 – 400 m) eingesetzt (V402-01, isländisches ADCP, V423-01 („Schildkröte“)).

Über das Strömungsprofil hinaus lassen sich aus den ADCP-Daten eine Reihe weiterer Variablen bestimmen:

1. Die Rückstreuamplitude liefert Informationen über die Interfacetiefe. Da sich Schwebstoffe, Plankton etc. häufig in Dichtesprungschichten akkumulieren, ist dort oft ein Maximum der Rückstreuamplitude zu beobachten. Die Lage des Rückstreumaximums ist im allgemeinen gut mit der aus den PIES-Daten berechneten Interfacetiefe korreliert.
2. Das Maximum der vertikalen Stromscherung gibt ebenfalls eine Information über die Interfacetiefe und stimmt im allgemeinen recht gut mit dem Rückstreumaximum und der PIES-Interfacetiefe überein.
3. Da die Reichweite eines LR-ADCPs größer als die Wassertiefe in der Dänemarkstraße ist, erhält man auch ein deutlich ausgeprägtes Oberflächenecho. Aus dem Oberflächenecho kann die Schalllaufzeit zur Oberfläche für jeden Schallstrahl sehr genau bestimmt werden. Mit diesen Daten ist die Berechnung der Neigung des ADCPs möglich. Dies ist bei einer Neigung des ADCPs von mehr als  $20^\circ$  (z.B. durch starke Strömung) zur Korrektur der Strömungsdaten notwendig, da die internen Sensoren für Pitch und Roll die Neigung nur bis  $\pm 20^\circ$  messen können.
4. Unter Berücksichtigung des momentanen Neigungswinkels des ADCPs kann aus den Schalllaufzeiten zur Oberfläche auch die theoretische Laufzeit eines vertikalen Signales berechnet werden. Da die LR-ADCPs auch mit einem Druck- und einem Temperatursensor ausgestattet sind, lassen sich so im Prinzip die gleichen Daten wie beim PIES errechnen.
5. Auch wenn der Abstand zur Oberfläche größer als die Reichweite des ADCPs ist, kann die Neigung des ADCPs aus den Meßdaten der Geschwindigkeitskomponenten  $u$ ,  $v$ ,  $w$  berechnet werden, solange die Strömung in Bodennähe als annähernd horizontal angenommen werden kann ( $|w| \ll |v_h|$ ). Die Neigungsbestimmung ist nötig, um die Geschwindigkeitsmessungen zu korrigieren, wenn

durch starke Anströmung die Neigung des ADCPs den Meßbereich der Pitch- und Roll-Sensoren überschreitet.

### 2.2.1. Bestimmung der Interfacetiefe aus dem Maximum der Rückstreumplitude

Die Amplitude des zurückgestreuten Schallsignales nimmt mit zunehmender Entfernung vom ADCP exponentiell ab. Um Streuschichten (mit erhöhter Konzentration von Schwebstoffen und Plankton) identifizieren zu können, wird zunächst eine Exponentialfunktion der Form

$$a_{\text{echofit}} = A + Be^{-Cz} \quad (2.12)$$

durch Wahl der Konstanten  $A$ ,  $B$  und  $C$  so bestimmt, daß die Abweichungen der gemessenen Rückstreumplitude zu dem Exponentialfit minimal sind.

Negative Abweichungen werden stärker gewichtet, da der Exponentialfit die minimale Rückstreuung durch reines Wasser annähern soll, so daß alle Streuschichten als positive Abweichungen identifiziert werden.

Von den gemessenen Rückstreumplituden  $a_{\text{echo}}$  wird nun der Exponentialfit subtrahiert:

$$a_{\text{scatter}} = a_{\text{echo}} - a_{\text{echofit}} \quad (2.13)$$

Maxima von  $a_{\text{scatter}}$  treten an der Oberfläche (siehe Abschnitt 2.2.3) und an Streuschichten auf. Das Maximum von  $a_{\text{scatter}}$  in den Nicht-Oberflächen-Bins wird als Interface zwischen DSOW und AW bestimmt, da sich in Dichtesprungschichten oft im Wasser schwebende Partikel akkumulieren.

Die Tiefe des Rückstreumaximums ist im allgemeinen gut mit der aus PIES-Messungen berechneten Interfacetiefe korreliert. Gelegentlich lassen sich jedoch auch Tagesgänge des Rückstreumaximums erkennen, das dann tagsüber bei z.B. 400 m und nachts bei 150 m Tiefe zu finden ist (s. Abb. 2.2). Dies dürfte auf Vertikalbewegungen von Plankton zurückzuführen sein. Solche Situationen treten besonders dann auf, wenn auch die vertikale Stromscherung gering ist.

### 2.2.2. Bestimmung der Interfacetiefe aus dem Maximum der vertikalen Stromscherung

Zwar ist die Strömung an der Schwelle der Dänemarkstraße überwiegend barotrop, doch läßt sich die Interfacetiefe meist auch über das Maximum der vertikalen Stromscherung bestimmen.

Die Tiefe der maximalen vertikalen Stromscherung stimmt im allgemeinen gut mit dem Maximum der Rückstreuung und der durch PIES bestimmten Interfacetiefe überein.

Beispiele mit großer und kleiner vertikaler Stromscherung werden in Abb. 2.2 gezeigt.

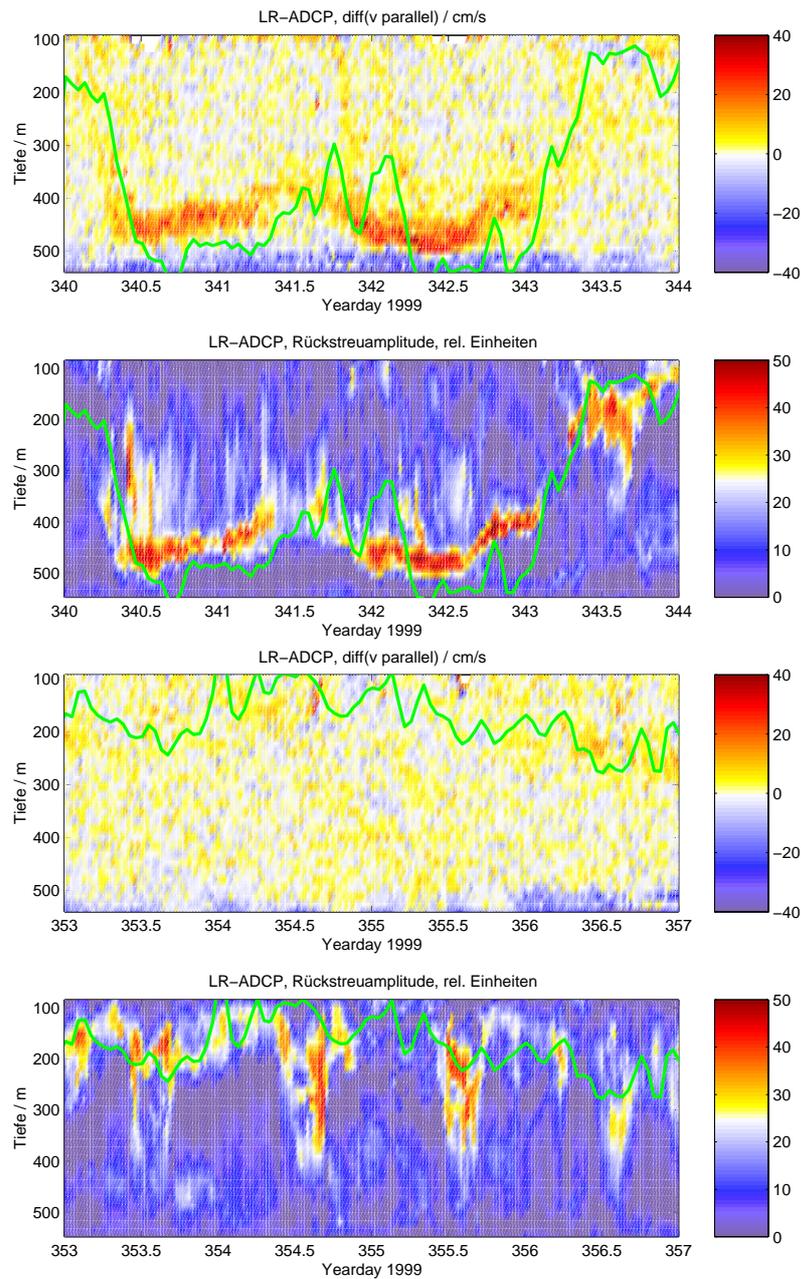


Abbildung 2.2.: Zwei Beispiele für die vertikale Stromscherung (vertikale Differenzen der strömenparallelen Strömung zwischen benachbarten Bins) und Rückstreuung  $a_{scatter}$  am LR-ADCP V401-01.

Als grüne Linie ist die vom PIES V412-01 bestimmte Interfacetiefe (nicht geglättet) eingezeichnet.

Die beiden oberen Abbildungen zeigen die Interfacetiefe als deutlich erkennbares Rückstreu- und Stromscherungsmaximum.

Die beiden unteren Abbildungen lassen Vertikalbewegungen des Rückstreumaximums im Tagesgang erkennen, während die Stromscherung relativ gering ist.

### 2.2.3. Bestimmung der Neigung des ADCPs aus dem Oberflächenecho

Wenn daß Oberflächenecho von allen vier Schallstrahlen erfaßt wird, kann daraus die Neigung des ADCPs sehr genau bestimmt werden.

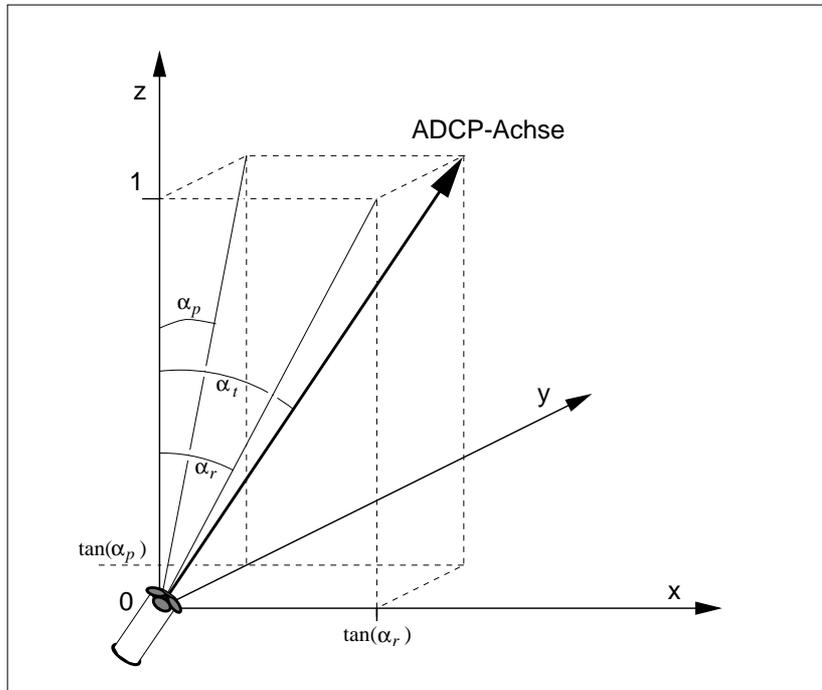


Abbildung 2.3.: Neigung eines ADCPs: Zusammenhang von Pitch  $\alpha_p$ , Roll  $\alpha_r$  und Tilt  $\alpha_t$ .

Der Zusammenhang zwischen der Neigung („tilt“)  $\alpha_t$  eines ADCPs sowie Pitch  $\alpha_p$  und Roll  $\alpha_r$  ist in Abb. 2.3 dargestellt. Es ergibt sich somit:

$$\cos(\alpha_t) = \frac{1}{\sqrt{\tan^2(\alpha_p) + \tan^2(\alpha_r) + 1}} \quad (2.14)$$

Für die weiteren Berechnungen wird aus Gleichung 2.14 die Funktion  $tilt = tilt(\alpha_p, \alpha_r)$  definiert:

$$\alpha_t = tilt(\alpha_p, \alpha_r) = \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{\tan^2(\alpha_p) + \tan^2(\alpha_r) + 1}}\right) \quad (2.15)$$

Wenn Pitch oder Roll im Betrag größer als  $20^\circ$  sind, geben die Sensoren konstant  $\pm 20^\circ$  an. Die wahre Neigung kann man aus dem Oberflächenecho wie folgt bestimmen:

Das Oberflächenecho ist ein deutlich ausgeprägtes Maximum der Rückstreuamplitude. Bei einer Schallstrahl-Weite („beam aperture“) von ca.  $4^\circ$  und (bei aufrechtem ADCP)  $20^\circ$  zur Vertikalen geneigten Schallstrahlen („beams“) weisen bei einer Wassertiefe von einigen hundert Metern mehrere Bins durch das Oberflächenecho eine

erhöhte Rückstreuamplitude auf. Daraus kann mit einem parabolischen Fit der Abstand ADCP–Oberfläche  $r_{\text{slant}_i}$  für jeden einzelnen Schallstrahl („slant range“) genau berechnet werden. Eine detaillierte Beschreibung findet sich bei VISBECK UND FISCHER (1995).

Von den gemessenen Rückstreuamplituden wird ein Exponentialfit subtrahiert (siehe Abschnitt 2.2.1), und das Bin mit der maximalen Amplitude des Oberflächenechos bestimmt. Zusammen mit den beiden benachbarten Bins wird von der Rückstreuung  $a_{\text{scatter}}$  ein Parabelfit berechnet und analytisch der Scheitelpunkt der Parabel bei  $r_{\text{slant}_i}$  bestimmt. Dies ist der Abstand zur Oberfläche für den Schallstrahl  $i$  („slant range“).

Daraus wird dann geometrisch die Neigung berechnet. Abb. 2.4 zeigt die auftretenden Winkel und Streckenlängen.

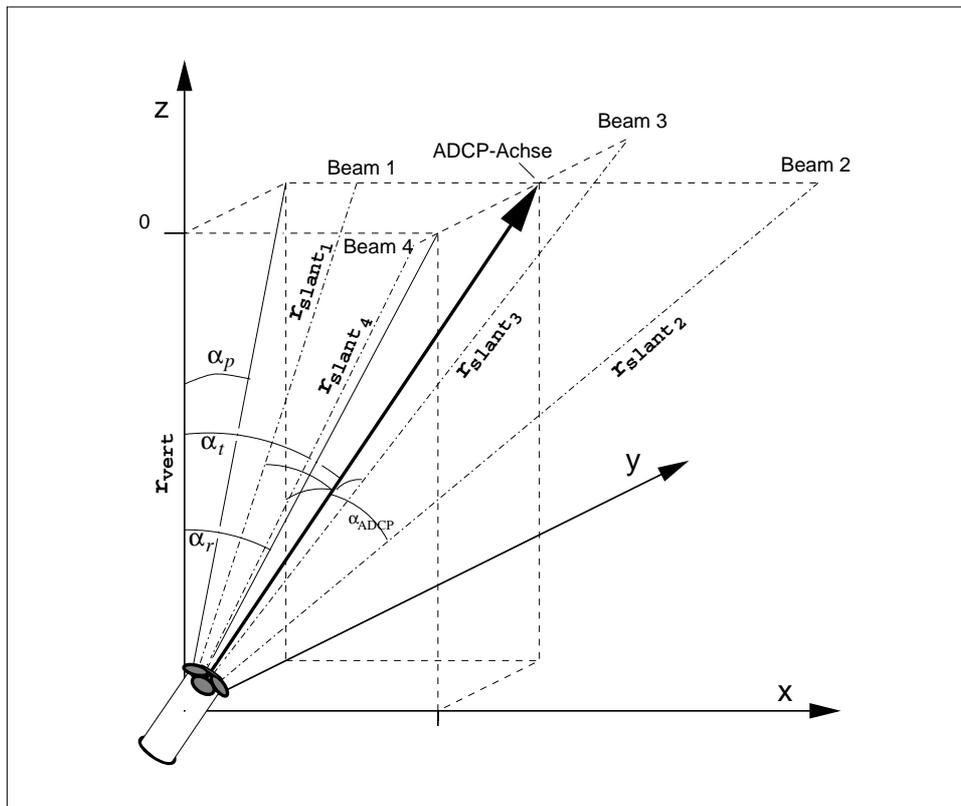


Abbildung 2.4.: Winkel und Streckenlängen am ADCP:  $\alpha_{\text{ADACP}}$  ADCP-Öffnungswinkel (bei LR-ADACP  $20^\circ$ ),  $\alpha_p$  Pitch,  $\alpha_r$  Roll,  $\alpha_t$  ADCP-Neigung (Tilt);  $r_{\text{slant}_i}$  Oberflächenabstand bei den einzelnen Schallstrahlen,  $r_{\text{vert}}$  vertikaler Abstand zur Oberfläche.

Pitch  $\alpha_p$  und Roll  $\alpha_r$  sind dann so zu wählen, daß gilt:

$$\frac{r_{\text{slant}_3}}{r_{\text{slant}_4}} = \frac{\cos(\alpha_{\text{ADACP}} + \alpha_p)}{\cos(\alpha_{\text{ADACP}} - \alpha_p)} \quad (2.16)$$

$$\frac{r_{slant_1}}{r_{slant_2}} = \frac{\cos(\alpha_{ADCP} - \alpha_r)}{\cos(\alpha_{ADCP} + \alpha_r)} \quad (2.17)$$

Ein Beispiel für die Neigungsbestimmung aus dem Oberflächenrückstreumaximum von V401-01 (LR-ADCP) zeigt Abb. 2.5. Für den Bereich bis  $20^\circ$  ergibt ein Vergleich mit den Pitch- und Roll-Daten der eingebauten Sensoren beim LR-ADCP # 925 eine Genauigkeit von  $\pm 2^\circ$ .

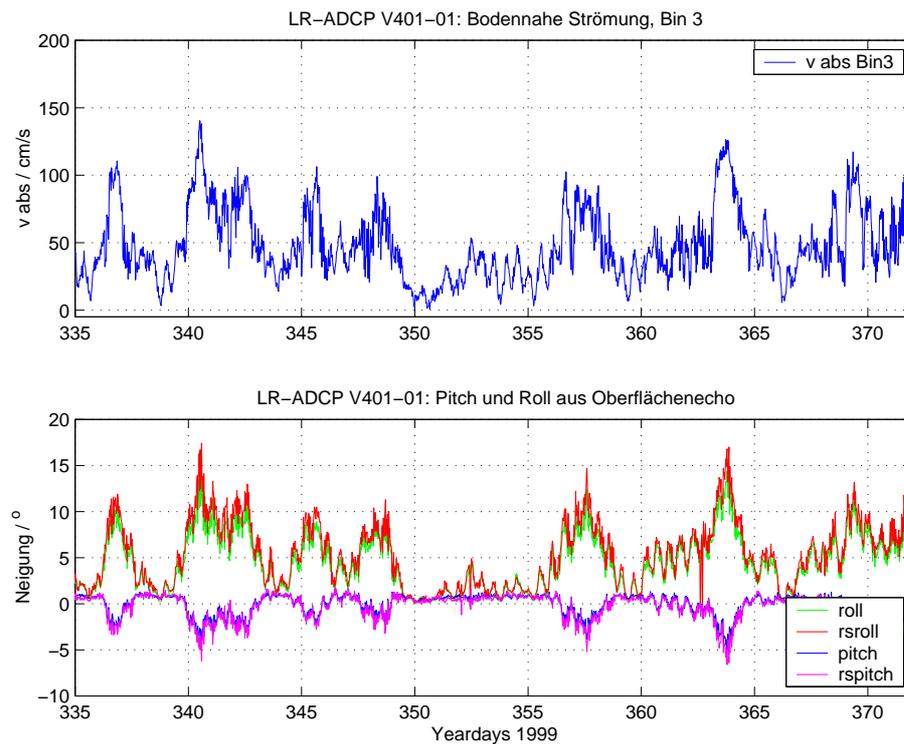


Abbildung 2.5.: LR-ADCP V401-01:

**Oben:** Zeitserie der bodennahen absoluten Strömungsgeschwindigkeit (Bin 3).

**Unten:** Zeitserien von Pitch „rspitch“, Roll „rsroll“ und der absoluten Neigung „rstilt“, berechnet aus dem Oberflächenrückstreumaximum; zum Vergleich die Daten der Gerätesensoren. Die Kurven sind jeweils fast deckungsgleich, was die Genauigkeit der akustischen Neigungsbestimmung zeigt.

Man beachte die Korrelation zwischen ADCP-Neigung und der bodennahen Strömungsgeschwindigkeit.

Überschreiten Pitch und/oder Roll den Meßbereich der Sensoren von  $\pm 20^\circ$ , so sind die Strömungsdaten entsprechend zu korrigieren, was aber nur beim isländischen ADCP notwendig war (siehe Abschnitt 2.2.5).

### 2.2.4. Bestimmung der Interfacetiefe aus der vertikalen Schalllaufzeit

Mit den Abständen zur Oberfläche der einzelnen Schallstrahlen  $r_{\text{slant}_i}$  und der Neigung des ADCPs kann auch der vertikale Abstand zur Oberfläche berechnet werden. Da das ADCP die Abstände über die Schallgeschwindigkeit berechnet, die sich aus dem vom ADCP gemessenen Druck  $p_{\text{ADCP}}$ , der Temperatur  $T_{\text{ADCP}}$  sowie dem vorher einprogrammierten Salzgehalt (hier:  $S = 35.00$ ) ergibt, können die Abstände auch in Schalllaufzeiten umgerechnet werden.

Abb. 2.4 im vorhergehenden Abschnitt stellt die für die Berechnung wichtigen Winkel und Strecken dar.

Für den Zusammenhang von Pitch  $\alpha_p$ , Roll  $\alpha_r$  und der Neigung  $\alpha_t$  („tilt“) gilt mit der Funktion (Herleitung s. S. 22):

$$\alpha_t = \text{tilt}(\alpha_p, \alpha_r) = \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{\tan^2(\alpha_p) + \tan^2(\alpha_r) + 1}}\right) \quad (2.18)$$

für die Neigung der einzelnen Schallstrahlen

$$\begin{aligned} \alpha_{t_1} &= \text{tilt}(\alpha_p, \alpha_r + \alpha_{\text{ADCP}}) \\ \alpha_{t_2} &= \text{tilt}(\alpha_p, \alpha_r - \alpha_{\text{ADCP}}) \\ \alpha_{t_3} &= \text{tilt}(\alpha_p - \alpha_{\text{ADCP}}, \alpha_r) \\ \alpha_{t_4} &= \text{tilt}(\alpha_p + \alpha_{\text{ADCP}}, \alpha_r) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Mit dem ADCP-Öffnungswinkel  $\alpha_{\text{ADCP}} = 20^\circ$  ergibt sich für den vertikalen Abstand:

$$r_{\text{vert}_i} = r_{\text{slant}_i} \frac{\cos(\alpha_{t_i})}{\cos(\alpha_{\text{ADCP}})} \quad (2.20)$$

mit  $i=1,2,3,4$  für die einzelnen Schallstrahlen. Über die vom ADCP angenommene Schallgeschwindigkeit kann hieraus auch die theoretische Laufzeit eines vertikalen Schallsignales berechnet werden.

Eigentlich sollten die von den vier Schallstrahlen berechneten Werte identisch sein, in der Praxis streuen die Werte mit einer Standardabweichung von 0.04% (entspricht bei V401-01  $\pm 0.3$  ms) bei den Schallstrahlen 1 und 2 bzw. 3 und 4 untereinander (bei wenigen Ereignissen mit einer ADCP-Neigung von mehr als  $15^\circ$  maximal 4 ms), und 0.5% (entspricht  $\pm 4.0$  ms) bei 1 bzw. 2 und 3 bzw. 4 untereinander. Diese Differenzen sind größtenteils statistisches Rauschen; zum Teil dürften sie aber auch ADCP-bedingt sein (Fehler des Öffnungswinkels  $\alpha_{\text{ADCP}}$ , Fehler der Neigungsmesser (nach RD INSTRUMENTS (1998)  $\pm 0.5^\circ$  bei Neigungen bis  $15^\circ$ , nach VISBECK UND FISCHER (1995) bis zu  $1^\circ$ ).

Außerdem wurde die Brechung der Schallstrahlen nicht berücksichtigt, die besonders bei stark geneigten Schallstrahlen eine Rolle spielt. Eine numerische Vergleichsrechnung ergibt, daß bei den in der Dänemarkstraße typischen Schallgeschwindigkeitsprofilen auch ein um  $40^\circ$  geneigter Schallstrahl um weniger als  $1^\circ$  gebrochen wird.

Bei Variation von Interfacetiefe und Schallstrahl-Neigung zeigt sich, daß bei Winkeln bis  $20^\circ$  zur Vertikalen die Laufzeit je nach Interfacetiefe durch die Brechung um maximal 0.28% (entspricht 2.2 ms) geändert wird (s. Abb. 2.6); bei einer mittleren Interfacetiefe von  $\approx 310$  m liegt der Wert bei 0.12% (entspricht 1.0 ms).

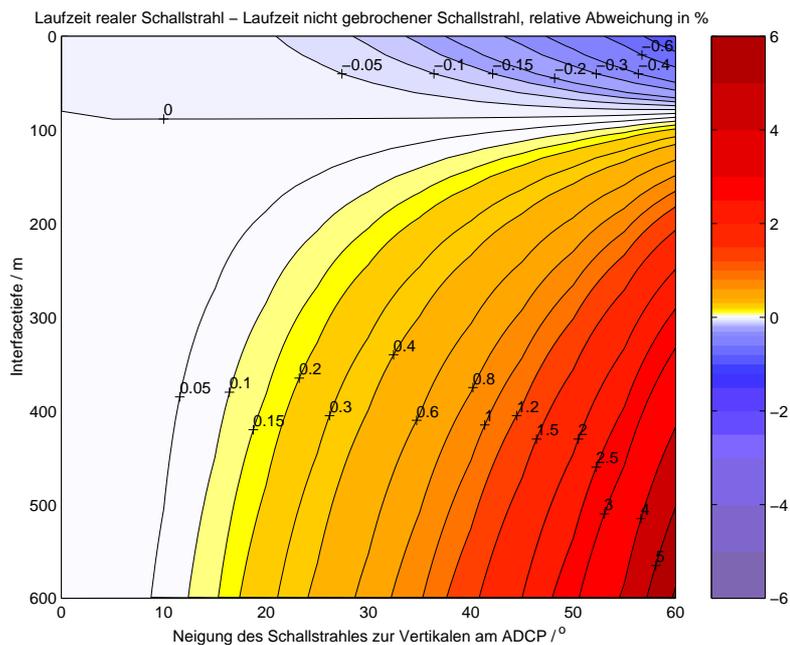


Abbildung 2.6.: *Relative Schalllaufzeitdifferenzen durch Berücksichtigung der Brechung bei geneigten Schallstrahlen. Oberhalb der Interfacetiefe ist Wasser mit  $T = 8^\circ\text{C}$  und  $S = 35.0$ , unterhalb mit  $T = 0^\circ\text{C}$  und  $S = 34.9$ .*

Ist die Interfacetiefe groß, so wird der Schallaufweg durch die Brechung verlängert, die Laufzeit wird größer; bei einer nur flachen warmen Oberschicht ist es umgekehrt (s. Abb. 2.6). Wenn keine warme Oberschicht vorhanden ist, sondern nur kaltes DSOW und PIW, so wird durch die Brechung die Laufzeit kürzer. Die Größe und das Vorzeichen des Fehlers ist somit auch von der Schichtung abhängig.

Da bei V401-01 immer mindestens ein Schallstrahl weniger als  $20^\circ$  zur Vertikalen geneigt ist, der dann das genaueste Ergebnis liefert, ist dieser Effekt aber relativ klein gegenüber den Laufzeitänderungen durch Änderungen der Interfacetiefe (bis zu 2.5%, entspricht ca. 20 ms).

Bei einer mittleren Interfacetiefe von 310 m mit der Standardabweichung von 4.0 ms zwischen beliebigen Schallstrahlen und einem schichtungsabhängigen Fehler von 1.0 ms kann so als absoluter Fehler der vertikalen Laufzeit  $\sqrt{(4.0 \text{ ms})^2 + (1.0 \text{ ms})^2} =$

4.1 ms angenommen werden.

Für die Laufzeit, berechnet aus *einem* Schallstrahl, ist die Standardabweichung 0.3 ms, so daß sich mit einem schichtungsabhängigen Fehler von 1.0 ms als Standardabweichung der vertikalen Laufzeit  $\sqrt{(0.3 \text{ ms})^2 + (1.0 \text{ ms})^2} = 1.04 \text{ ms}$  angenommen werden.

Bei der LR-ADCP-Verankerung V401-01 zeigt sich eine gewisse Korrelation der Laufzeit mit der Stromgeschwindigkeit (Korrelationskoeffizient 0.17) in Bodennähe, was bei einer Verankerungslänge von  $l = 6 \text{ m}$  auch zu erwarten ist, da die Verankerung bei stärkerer Anströmung etwas abtaucht.

Da bei dem LR-ADCP # 925 in V401-01 der Drucksensor keine realistischen Werte lieferte, wurde eine empirische Abtauchfunktion benutzt. Sie ergibt sich aus der Annahme, daß Gravitations-, Auftriebs- und Strömungswiderstandskraft am Mittelpunkt der ADCP-Auftriebskugel angreifen. Mit dem Faktor

$$\text{acw} = \rho A \frac{c_w}{|\vec{F}_a|} \quad (2.21)$$

wobei  $\rho$  die Dichte des Wassers,  $A$  die Querschnittfläche der Kugel,  $c_w$  der Widerstandsbeiwert und  $\vec{F}_a$  die Auftriebskraft ist, ergibt sich so für das Abtauchen der Verankerung

$$\Delta h = l(1 - \cos(\arctan(\text{acw} \cdot v_{\text{abs}}(\text{Bin3})^2))) \quad (2.22)$$

Bin 3 war das ADCP-nächste Bin mit einwandfreien Strömungsdaten.

Die besten Ergebnisse wurden mit  $\text{acw} = 0.9 \text{ s}^2/\text{m}^2$  erzielt, was bei einer Verankerungslänge von  $l = 6 \text{ m}$  einem Abtauchen von ca. 1.5 m bei 1 m/s Strömungsgeschwindigkeit entspricht.

Mit dieser empirischen Approximation des Abtauchens erhält man mit der Bodenströmung nicht mehr korrelierte Laufzeiten, die recht gut mit denen des 500 m entfernt ausgelegten PIES übereinstimmen (Korrelation 0.70; relative Abweichungen kleiner als 0.5%) (s. Abb. 2.7).

Die Berechnung der Interface-Tiefe erfolgt analog zum PIES.

Da bei dem LR-ADCP # 925 in V401-01 die Daten des Drucksensors unbrauchbar sind, können mit den LR-ADCP-Daten allein noch keine Aussagen zur Interface-Tiefe und Oberflächenauslenkung wie beim PIES gemacht werden.

Bei künftigen LR-ADCP-Verankerungen mit intakten Drucksensoren können neben den direkten Strömungsmessungen auch Aussagen über die Interfacetiefe und über die Oberflächenauslenkung gemacht werden. Die **Fehler** ergeben sich dabei analog zu PIES-Messungen.

Der RDI-ADCP-Drucksensor hat nach RD INSTRUMENTS (1998) eine Unsicherheit von  $1550 \text{ dbar} \cdot (\pm 0.1\%) = \pm 1.55 \text{ dbar}$ , die Auflösung beträgt 0.1 dbar. Der Temperatursensor hat eine Unsicherheit von  $\pm 0.4^\circ\text{C}$  und eine Auflösung von  $0.01^\circ\text{C}$ .

Für die Schalllaufzeit kann, wie oben angegeben, ein absoluter Fehler von 4.1 ms angenommen werden, für relative Laufzeitänderungen eine Standardabweichung von 1.04 ms.

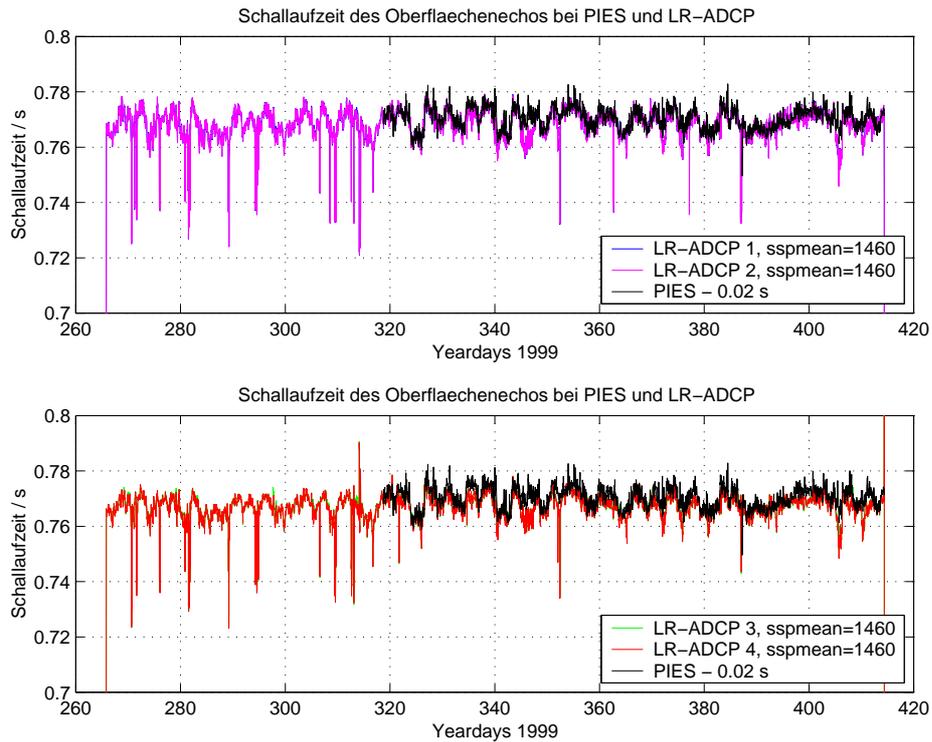


Abbildung 2.7.: LR-ADCP V401-01: Zeitserien der vertikalen Schalllaufzeit, berechnet aus den Oberflächenrückstreumaxima der einzelnen Schallstrahlen, sowie die Laufzeitdaten des PIES V412-01 in 500 m Entfernung. Der Offset von 0.02 s entsteht durch unterschiedliche Wassertiefe an den beiden 500 m voneinander entfernten Verankerungspositionen. Die aus Schallstrahl 1 und 2 bzw. 3 und 4 berechneten Laufzeiten liegen so nahe beieinander, daß die beiden Kurven in der Graphik fast überall deckungsgleich sind.

**Fehler der Interfacetiefe:** Entsprechend der Gleichung 2.7 ergibt sich damit für die Interfacetiefenbestimmung über die Schalllaufzeit beim ADCP mit  $\Delta\tau = 4.0$  ms,  $\Delta p_{\text{ADCP}} = 1.55$  dbar,  $\Delta T_u = 1^\circ\text{C}$  und  $\Delta T_o = 1^\circ\text{C}$  (um den Ungenauigkeiten in der Annahme zweier homogener Schichten Rechnung zu tragen) ein absoluter Maximalfehler von ca. 311 m; 130 m sind dabei auf die Fehler der Laufzeitbestimmung und 65 m auf die Ungenauigkeit des Drucksensors zurückzuführen.

Durch Vergleich mit Stromscherungs- und Rückstreumaximum läßt sich dieser absolute Fehler wesentlich reduzieren. Für die Änderungen der Interfacetiefe ergibt sich mit dem GAUSSschen Fehlerfortpflanzungsgesetz analog zum PIES mit Gleichung 2.9 mit  $\Delta\tau = 1.1$  ms,  $\Delta p_{\text{ADCP}} = 0.1$  dbar,  $\Delta T_u = \Delta T_{\text{ADCP}} = 0.01^\circ\text{C}$  und  $\Delta T_o = 0.1^\circ\text{C}$  eine Standardabweichung von ca. 35 m, wovon der größte Teil durch die Unsicherheit in der Laufzeitbestimmung verursacht wird.

**Fehler der Oberflächenauslenkung:** Für die Tiefe des ADCPs ergibt sich nach Gleichung 2.10 ein absoluter Maximalfehler von 1.69 m; davon werden 1.59 m durch

die Ungenauigkeit des Drucksensors verursacht. Für die relative Änderungen der Meeressoberflächenauslenkung ergibt sich eine Standardabweichung von 0.11 m, die fast ausschließlich auf die mit 0.1 dbar recht geringe Auflösung des Drucksensors zurückzuführen sind.

Die Bestimmung der Interfacetiefe über die vertikale Schalllaufzeit funktioniert nicht, wenn oberhalb des DSOW kaltes PIW liegt, hier ist dann ausschließlich die aus Rückstreu- und Stromscherungsmaximum bestimmte Interfacetiefe zu verwenden.

### 2.2.5. Bestimmung der Neigung des ADCPs aus den Strömungsdaten und Korrektur der Strömungsdaten

Das isländische ADCP (Verankerung DS-1) ist wegen seiner großen und schweren Transducer etwas „topplastig“, so daß bei Strömungsgeschwindigkeiten von mehr als 60 cm/s Pitch und/oder Roll den Meßbereich von  $-20^\circ - +20^\circ$  überschreiten. Diese Ereignisse fallen durch die konstant  $20^\circ$  oder  $-20^\circ$  betragenden Werte von Pitch oder Roll und große „gemessene“ Vertikalgeschwindigkeiten  $w'$  auf. Bei DS-1 treten diese großen Neigungen bei ca. 50% aller Messungen auf, wobei der Neigungswinkelfehler aber nur selten mehr als  $10^\circ$  beträgt. Da die Reichweite nur knapp bis zur Oberfläche reicht, kann eine Korrektur der Strömungsdaten nicht mit dem Oberflächenecho erfolgen. Beim LR-ADCP V401-01 und dem NB-ADCP V402-01 sind Pitch und Roll immer kleiner als  $20^\circ$ , so daß dort keine Korrektur notwendig ist.

Das ADCP mißt die drei Komponenten von  $\vec{v} = (u, v, w)$ . Überschreitet Pitch und/oder Roll den Meßbereich von  $-20^\circ$  bis  $+20^\circ$ , werden die Stromkomponenten im gestrichenen Koordinatensystem berechnet ( $\vec{v}' = (u', v', w')$ ), dessen  $z'$ -Achse einen Winkel  $\alpha + \alpha_2$  zur Vertikalen hat, der der Differenz zwischen wahrer Neigung und der von den Pitch- und Roll-Messungen berechneten Neigung  $\alpha'_t$  entspricht (s. Abb. 2.8).

Für die folgenden Rechnungen wird vorausgesetzt, daß die vom ADCP berechnete horizontale Strömung  $\vec{v}'_h$  nur im Betrag, aber nicht in der Richtung von der realen horizontalen Strömung  $\vec{v}_h$  abweicht. Unter der Annahme, daß die Neigung des ADCPs parallel zur horizontalen bodennahen Strömung  $\vec{v}_{h,r}$  im Referenzbin  $r$  (das ADCP-nächste Bin mit einwandfreien Daten) ist und die Vertikalkomponente  $w_r = 0$  ist (flacher Boden), ergibt sich für den Winkel  $\alpha$  zwischen der  $z$ - und der  $z'$ -Achse:

$$\sin(\alpha) = \frac{w'_r}{v_{\text{abs},r}} \quad (2.23)$$

mit der absoluten Strömungsgeschwindigkeit  $v_{\text{abs},r} = \sqrt{u_r'^2 + v_r'^2 + w_r'^2}$  (diese ist in beiden Koordinatensystemen gleich).

Berücksichtigt man nur die „guten“ Messungen (mit  $|\alpha_p| < 20^\circ$  und  $|\alpha_r| < 20^\circ$ ), so erhält man eine Relation zwischen der wahren Vertikalgeschwindigkeit  $w_r$  und der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit  $v_{h,r}$  in Bodennähe:

$$\tan(\alpha_2) = \frac{w_r}{v_{h,r}} \quad (2.24)$$

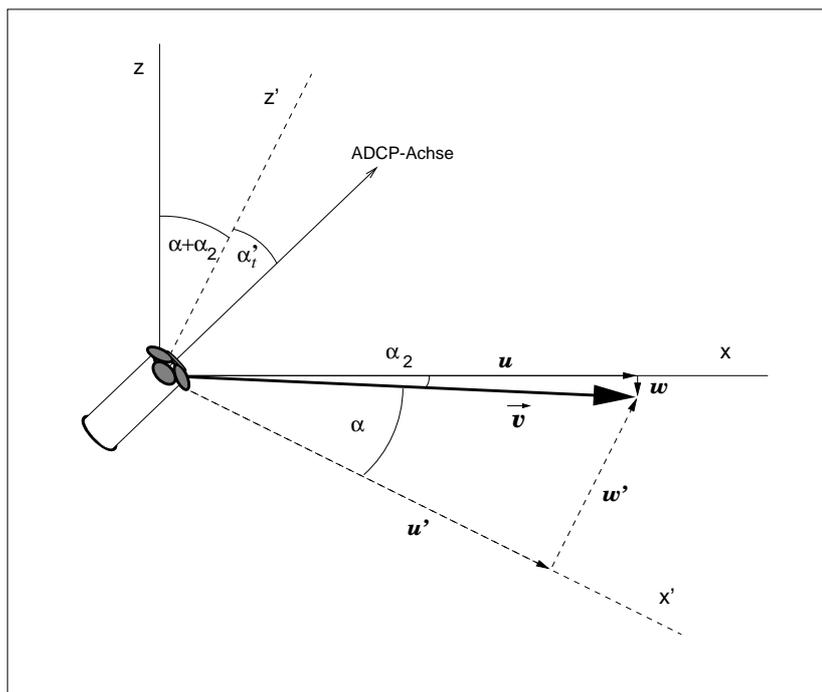


Abbildung 2.8.: ADCP bei großer Neigung: Im  $x'y'z'$ -Koordinatensystem gemessene Stromkomponenten  $u', w'$  und reale Stromkomponenten  $u, w$  im  $xyz$ -Koordinatensystem.  $\alpha'_t$  ist der vom ADCP berechnete Winkel zwischen ADCP-Längsachse und der  $z'$ -Achse. Die tatsächliche Neigung des ADCPs ist  $\alpha'_t + \alpha_2 + \alpha$ . Der Winkel der realen Strömung  $\vec{v}$  zur Horizontalen  $\alpha_2$  ist klein und wird später vernachlässigt.

Bei horizontaler Strömung wäre  $\alpha_2 = 0$ . Durch die lokale Topographie können in Bodennähe durchaus Vertikalgeschwindigkeiten auftreten, allerdings ist bei keiner der drei ADCP-Verankerungen V401-01, V402-01 und DS-1 eine Abhängigkeit der Vertikal Komponente  $w_r$  von der Richtung der bodennahen Strömung  $\vec{v}_r$  erkennbar, wie es bei Strömung am Hang zu erwarten wäre.

Da die Neigungsmessungen Momentanwerte, die Strömungsdaten jedoch Ensemblemittel darstellen, können hierdurch Fehler in der Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit verursacht werden.

Im Mittel beträgt der Winkel  $\alpha_2$  für V401-01 (LR-ADCP)  $0.3^\circ$ , für V402-01 (NB-ADCP)  $-1.6^\circ$  und für DS-1 (IS-ADCP)  $-1.3^\circ$ . Der dadurch verursachte Fehler in der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit ist mit  $(1 - \cos(\alpha_2)) < 0.06\%$  vernachlässigbar klein.

Topographien der Dänemarkstraße wie ETOPO 5 oder GEBCO '97 oder die des KÄSE UND OSCHLIES (2000)-Modelles haben eine zu geringe Auflösung, um die lokale Boden­neigung auf einer Skala von einigen 10 m zu bestimmen. Auch die Tiefseelotdaten vom PC-Log-System auf P262 lassen nur eine ungefähre Abschätzung der lokalen Boden­neigung zu; z. B. beträgt das Bodengefälle von Nordost nach Südwest auf zwei Kursen der „Poseidon“ 50 m nordwestlich und 140 m südwestlich des isländischen

ADCPs ca.  $0.6^\circ$ , und liegt damit noch innerhalb der Streugrenzen von  $\alpha_2$ , so daß  $\alpha_2 \approx 0$  eine gute Näherung darstellt.

Abb. 2.9 zeigt die Abhängigkeit zwischen absoluter Strömungsgeschwindigkeit in Bodennähe und der Neigung des isländischen ADCPs. An der Abbildung ist zu sehen, daß die gemessene Neigung (bei Strömungsgeschwindigkeiten bis ca. 60 cm/s) und die berechnete Neigung bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten recht gut mit der Strömungsgeschwindigkeit korreliert sind.

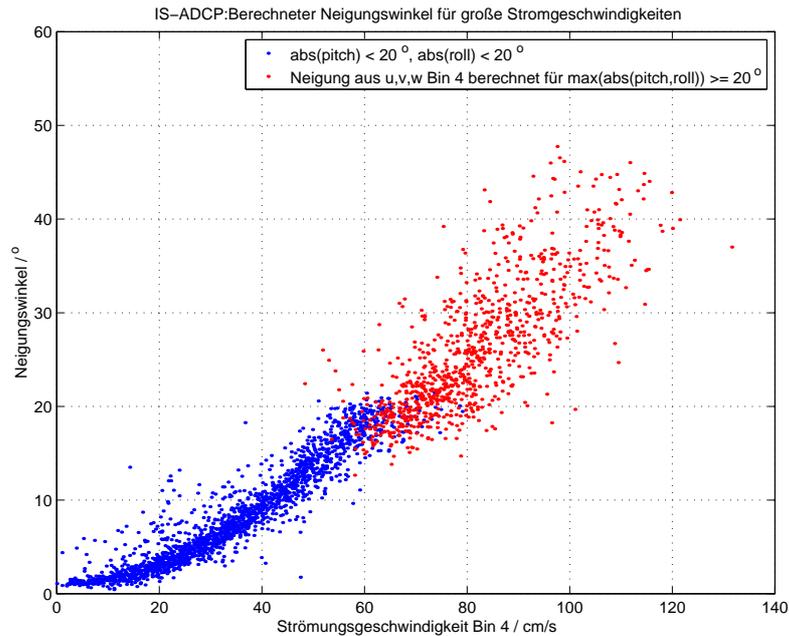


Abbildung 2.9.: *Neigung des isländischen ADCPs (DS-1). Blau ist die von den Pitch- und Roll-Sensoren gemessene Neigung; bei großen Strömungsgeschwindigkeiten wurde die Neigung aus den Strömungsdaten berechnet (rot).*

Am Übergang von den gemessenen zu den berechneten Neigungswinkeln bei ca. 60 – 80 cm/s Strömungsgeschwindigkeit ist erkennbar, daß die berechneten Winkel bei gleicher Stromgeschwindigkeit oft um ca.  $3^\circ$  kleiner sind als die gemessenen Winkel bei Ensembles mit der gleichen mittleren absoluten Strömungsgeschwindigkeit.

Die berechnete ADCP-Neigung ist teilweise kleiner als  $20^\circ$ , was auf negative gemessene Vertikalgeschwindigkeiten  $w'$  deutet.

Neben Streuung und Meßfehlern der Sensoren (bis zu  $1^\circ$ , VISBECK UND FISCHER, 1995) könnte dies auch auf eine (geringe) Boden­neigung zurückzuführen sein:

Bei den „guten“ Ensembles (Pitch und Roll innerhalb von  $\pm 20^\circ$ ) konnte in den Daten eine topographiebedingte Vertikalgeschwindigkeit nicht nachgewiesen werden, da bei diesen Ensembles die Streuung von  $w$  wesentlich größer ist als die bei einer Hangneigung von wenigen Grad auftretenden tatsächlichen Vertikalgeschwindigkeiten.

Da aber bei den Ensembles mit höherer Strömungsgeschwindigkeit (mehr als 60

cm/s) und großer ADCP-Neigung die Strömung fast immer nach Südwest bis West gerichtet ist, können hier systematisch negative Vertikalgeschwindigkeiten auftreten, wenn der Boden nach Südwesten abfällt, wie es die Lotungen von Poseidon“ P262 vermuten lassen (s. o.).

Anders als bei den „guten“ Ensembles, wo die Streuung in den Daten die geringen Absolutwerte von  $w$  bei weitem überwiegt, kann  $w$  bei den Ensembles mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten signifikant von Null verschieden sein.

Ist daß ADCP nur wenig mehr als  $20^\circ$  geneigt, so ist die vom ADCP gemessene Vertikalgeschwindigkeit  $w'$  dann ebenfalls negativ. Dies führt bei der Berechnung der ADCP-Neigung zu negativen Korrekturwinkeln, so daß die resultierende berechnete Neigung kleiner als  $20^\circ$  ist.

Dieser in Abb. 2.9 erkennbare systematische Fehler liegt in der Größenordnung von ca.  $3^\circ$ , was aber zu einem vernachlässigbar kleinen Fehler von  $(1 - \cos(3^\circ)) \approx 0.15\%$  in der Berechnung der horizontalen Strömung führt.

Trotz dieser Fehler und der etwas größeren Streuung der berechneten Neigungswinkel zeigt Abb. 2.9, daß die Berechnung der Neigung aus den Strömungsdaten offenbar ein geeigneter Ansatz ist.

Für die Korrektur der Geschwindigkeitsmessungen ergibt sich damit folgendes:

Parallel zur horizontalen bodennahen Strömung gilt mit  $\cos(\alpha_2) \approx 1$ :

$$\begin{aligned}
 v_h &= v'_h \frac{\cos(\alpha_2)}{\cos(\alpha)} \\
 &\approx v'_h \frac{1}{\cos(\alpha)} \\
 &= v'_h \frac{\cos(\alpha) + 1 - \cos(\alpha)}{\cos(\alpha)} \\
 &= v'_h \left(1 + \frac{1 - \cos(\alpha)}{\cos(\alpha)}\right)
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

$$w \approx \pm \sqrt{v_{abs}^2 - v_h^2} \tag{2.26}$$

$w$  ist wegen der Annahme  $\alpha_2 \approx 0$  bei der bodennahen Strömung notwendigerweise immer 0, in den übrigen Bins können aber durchaus von 0 verschiedene Vertikalgeschwindigkeiten auftreten. Aus den Winkelverhältnissen ergibt sich, daß  $w$  positiv ist, wenn  $\alpha + \alpha_2 = \arcsin(w'/v_{abs})$  größer als  $\alpha$  ist, andernfalls ist  $w$  negativ<sup>4</sup>.

Für den Betrag der wahren horizontalen Strömung  $v_h$  gilt immer  $|v_h| \geq |v'_h|$ . Ist die Strömung in Bin  $i$  nicht parallel, sondern im Winkel  $\beta_i - \beta_r = \beta_{ir} \neq 0$  zur bodennahen Strömung  $\vec{v}_r$ , so ist der Korrekturfaktor kleiner als  $1 + \frac{1 - \cos(\alpha)}{\cos(\alpha)}$ , ist aber immer  $> 1$ . Beträgt  $\beta_{ir}$   $90^\circ$  oder  $270^\circ$ , so ist die „gemessene“ Strömung  $\vec{v}'_h = \vec{v}_h$ , d.h., im rechten

---

<sup>4</sup>Die Gleichung wurde in allgemeiner Form unter Einbeziehung von  $\alpha$  geschrieben, da im folgenden der allgemeine Fall unterschiedlicher Stromrichtung im Bin  $i$  und dem Referenzbin  $r$  betrachtet wird.

Winkel zur bodennahen Strömung und der ADCP-Neigung gibt es keinen Fehler in der gemessenen horizontalen Strömung. Als Korrekturfaktor ergibt sich somit eine  $|\cos|$ -Funktion.

Mit dem  $|\cos|$ -Faktor

$$\begin{aligned} |\cos(\beta_{ir})| &= |\cos(\beta_i - \beta_r)| \\ &= |\cos(\beta_i)\cos(\beta_r) + \sin(\beta_i)\sin(\beta_r)| \\ &= \left| \frac{v'_i}{|v'_{h_i}|} \frac{v'_r}{|v'_{h_r}|} + \frac{u'_i}{|v'_{h_i}|} \frac{u'_r}{|v'_{h_r}|} \right| \end{aligned} \quad (2.27)$$

für die Änderung der Strömung ergibt sich für die wahre Strömung:

$$\begin{aligned} u_i &= u'_i \left( 1 + |\cos(\beta_{ir})| \frac{1 - \cos(\alpha)}{\cos(\alpha)} \right) \\ v_i &= v'_i \left( 1 + |\cos(\beta_{ir})| \frac{1 - \cos(\alpha)}{\cos(\alpha)} \right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Die vertikale Stromkomponente  $w_i$  kann dann bestimmt werden aus:

$$w_i = \pm \sqrt{v_{abs_i}^2 - u_i^2 - v_i^2} \quad (2.29)$$

$w_i$  ist positiv, wenn  $\arcsin(w'_i/v_{abs})$  größer als  $\alpha \cdot \cos(\beta_{ir})$  ist, andernfalls ist  $w_i$  negativ.

Die Genauigkeit der so bestimmten Vertikalgeschwindigkeiten ist aber relativ gering, da schon eine Ungenauigkeit in der Berechnung des Neigungswinkels von  $2^\circ$  bei einer horizontalen Strömung von 100 cm/s einen Fehler von 3.5 cm/s in der Vertikalgeschwindigkeit verursacht, was für den freien Ozean ein großer Wert ist. Topographiebedingte Vertikalgeschwindigkeiten in Bodennähe konnten an den Verankerungspositionen nicht sicher bestimmt werden (s. S. 29).

Die Brauchbarkeit und die Bedeutung der Geschwindigkeitskorrektur erwies sich besonders bei der Analyse des Energiespektrums vom isländischen ADCP, das ohne Korrektur fast „weißes Rauschen“, mit Korrektur aber deutlich die Dominanz mehrtägiger Fluktuationen zeigt (siehe Abschnitt 5.1).

Die Größe der Korrektur zeigt das folgende Beispiel: Bei einem Neigungswinkelfehler von  $\alpha = 20^\circ$  ist die wahre horizontale Strömung  $v_{h_i}$  in Bin  $i$  um 6.4% größer als  $v'_{h_i}$  im ADCP-Koordinatensystem, wenn die Richtung der Strömung im Bin  $i$  parallel zur bodennahen Referenzströmung  $v_{h_r}$  (und damit der ADCP-Neigung) ist.

Für die **Korrektur der vertikalen Bin-Abstände vom ADCP** gilt:

$$\text{binrange}_c = \text{binrange} \cdot \cos(\alpha) \quad (2.30)$$

Bei einem Neigungswinkelfehler von z.B.  $\alpha = 20^\circ$  ist somit die tatsächliche vertikale Bingröße um 6.4% kleiner als nominell durch binrange angegeben.

### 2.3. Externes und internes Stromfeld durch Meeresoberflächenneigung und interne Schichtung

Trotz hoher Variabilität ist ein großer Anteil des Overflows geostrophisch balanciert (Untersuchungen am Modell s. S. 64); deshalb wird im folgenden die geostrophische Approximation der Bewegungsgleichung verwendet.

Der für den geostrophischen Strom entscheidende horizontale Druckgradient  $\nabla_h p$  setzt sich aus einem durch die Neigung der Meeresoberfläche verursachten externen Anteil und einem durch die integrale Dichteschichtung verursachten internen Anteil zusammen.

Allgemein ist der geostrophische Strom gegeben durch

$$\begin{aligned} u &= -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v &= \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \tag{2.31}$$

mit der Dichte  $\rho$  und dem Coriolis-Parameter  $f$ .

Mit der Zerlegung in externen und internen Anteil gilt:

$$\begin{aligned} u &= -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p_e}{\partial y} - \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p_i}{\partial y} \\ v &= \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p_i}{\partial x} \end{aligned} \tag{2.32}$$

Dabei gilt für den durch die Meeresoberflächenneigung erzeugten externen horizontalen Druckgradienten:

$$\nabla_h p_e = \rho g \nabla_h \zeta \tag{2.33}$$

Für den internen horizontalen Druckgradienten gilt:

$$\nabla_h p_i = \nabla_h \int_z^0 \rho g dz \tag{2.34}$$

Somit ergibt sich für den geostrophischen Strom als Summe von externer Komponente  $\vec{v}_e$  und interner Komponente  $\vec{v}_i$ :

$$\begin{aligned} u &= -\frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{g}{\rho f} \frac{\partial}{\partial y} \left( \int_z^0 \rho dz \right) \\ v &= \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{g}{\rho f} \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_z^0 \rho dz \right) \end{aligned} \tag{2.35}$$

Das vertikale Dichteprofil läßt sich mit ADCP- und PIES-Messungen im Gegensatz zu CTD-Schnitten nicht bestimmen; in diesem Fall kann der interne Druckgradient mit aus CTD-Profilen bestimmten typischen Dichteprofilen unter Berücksichtigung der Interface-Tiefe näherungsweise berechnen.

Für eine erste Auswertung der im Mai 2001 geborgenen Verankerungen wurde der interne Druckgradient über die Annahme zweier homogener Schichten und den aus den PIES-Messungen bestimmten Interfacetiefen berechnet.

Die geostrophischen Geschwindigkeiten in einem solchen 2-Schichten-Modell ergeben sich dann aus der MARGULES-Gleichung.

Im folgenden wird zur Vereinfachung nur die  $v$ -Komponente dargestellt. Für die Geschwindigkeit in der (homogenen) Oberschicht ist dann allein die Meeresoberflächenneigung relevant; sie entspricht daher der oben dargestellten externen Stromkomponente  $v_e$ .

Die Geschwindigkeit in der Unterschicht  $v_u$  ergibt sich aus der MARGULES-Gleichung mit

$$v_u = \frac{1}{\rho_u} \left( \frac{\Delta z_1}{\Delta x} \frac{g}{f} (\rho_u - \rho_o) + \rho_o v_e \right) \quad (2.36)$$

Dabei ist  $\rho_o$  bzw.  $\rho_u$  die Dichte in der Ober- bzw. Unterschicht,  $\Delta x$  ist der Abstand zwischen den beiden Verankerungen und  $\Delta z_1$  die Differenz der Interfacetiefen an den beiden Positionen. Mit dem Dichtekontrast  $\rho_u - \rho_o = \Delta \rho$  und der Approximation  $\rho_o \approx \rho_u$  vereinfacht sich die Gleichung zu

$$v_u = \frac{\Delta z_1}{\Delta x} \frac{g}{f} \Delta \rho + v_e \quad (2.37)$$

Da die Bestimmung des absoluten externen Druckgradienten  $\nabla_h p_e$  durch zwei PIES leicht einen Offset beinhalten kann, ist die Berechnung der absoluten geostrophischen Strömungsgeschwindigkeiten nur durch Vergleich mit den direkten Strommessungen eines ADCPs möglich.

**Meßfehler** in der Bestimmung der Meeresoberflächenauslenkung und der Interfacetiefe wirken sich wie folgt aus:

Für den **Fehler der externen Stromkomponente**  $v_e$  gilt mit dem GAUSSschen Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\Delta v = \sqrt{\left(\frac{g}{f}\right)^2 \left(\left(\frac{1}{x} \Delta \zeta\right)^2 + \left(\frac{\zeta}{x^2} \Delta x\right)^2\right)} \quad (2.38)$$

mit  $x$  als Abstand der Verankerungen und  $\zeta$  als relativer Meeresoberflächenauslenkung zwischen den Verankerungspositionen.

Mit den vorliegenden Daten von V412-01 (PIES) und V401-01 (LR-ADCP) lassen sich noch keine geostrophischen Rechnungen durchführen, da der Abstand der beiden Verankerungen mit ca. 500 m zu klein ist.

Für spätere Verankerungen ergeben sich für ungefilterte PIES-12-Ping-Ensemblemittel mit  $\Delta \zeta_{\text{PIES}_i} = 0.04 \text{ m}$ ,  $\Delta \zeta = \sqrt{\Delta \zeta_{\text{PIES}_1}^2 + \Delta \zeta_{\text{PIES}_2}^2} = 0.06 \text{ m}$ , sowie

einer realistischen Ortsunsicherheit  $\Delta x = \sqrt{\Delta x_{\text{PIES}_1}^2 + \Delta x_{\text{PIES}_2}^2} \approx 350$  m der Verankerungen bei Oberflächenauslenkungen von  $\zeta = 0.1$  m und Verankerungsabstand von 12 km typische Fehler der durch Oberflächenneigung erzeugten Stromkomponente von  $\Delta v = 0.35$  m/s. Diese lassen sich aber durch mehr Pings pro Ensemble und Filterung sowie dem Vergleich mit direkten Strömungsmessungen reduzieren. Die Benutzung von Daten der Oberflächenauslenkung aus ADCP-Messungen erscheint angesichts ihrer Fehler von 0.11 m (insbesondere wegen der weniger genauen Drucksensoren von RDI-ADCPs) problematisch.

Der **Fehler der internen Stromkomponente**  $v_i$  hängt bei der Annahme zweier homogener Schichten im wesentlichen von den Fehlern der Differenz der Interfacetiefe  $\Delta(\Delta z_1)$ , des gewählten Dichtekontrastes  $\Delta(\Delta \rho)$  und dem Fehler der Oberschichtgeschwindigkeit  $\Delta v_e$  ab.

Dazu kommen die Fehler, die durch die Differenzen zwischen dem idealisierten 2-Schichten-Dichteprofil und dem realen kontinuierlichen Dichteprofil verursacht werden. Diese Fehler können für die spätere ausführliche Auswertung der im Mai 2001 geborgenen PIES-Verankerungen V421-01 und V422-01 aus der Variabilität verschiedener CTD-Profile abgeschätzt werden.

## 2.4. Transportberechnungen

Bei Annahme **hydraulischer Kontrolle** ergibt sich für den maximalen Durchstrom nach KILLWORTH UND McDONALD (1993):

$$\Psi_{\max} = \frac{1}{2} \frac{g' H_{\text{eff}}^2}{f} \quad (2.39)$$

Hierbei ist  $H_{\text{eff}}$  die effektive Reservoirhöhe stromaufwärts der Schwelle, die sich mit dem BERNOULLISCHEN Gesetz aus der Summe von kinetischer und potentieller Energie oberhalb der Schwelle ergibt:

$$H_{\text{eff}} = \frac{1}{2g'} u_1^2 + H_1 \quad (2.40)$$

$g'$  ist dabei die reduzierte Erdbeschleunigung  $g\Delta\rho/\rho$ ,  $f$  der Coriolis-Parameter,  $u_1$  die Strömungsgeschwindigkeit und  $H_1$  die Interface-Höhe über der Schwellentiefe stromaufwärts der Schwelle.

Hierfür können die Messungen der Thermistorkette 93 km nordöstlich der Schwelle benutzt werden, die jedoch keine Informationen über die Strömungsgeschwindigkeiten liefert. Außerdem stellen die Daten der Thermistorkette nur eine Punktmessung dar, die nicht notwendigerweise ein Maß für die mittlere Reservoirhöhe nordöstlich der Schwelle der Dänemarkstraße sind.

Insofern werden die aus der Gleichung 2.39 bestimmten Transporte nur als qualitativer Vergleich und zur Prüfung der Korrelation von Reservoirhöhe und direkt gemessenem DSOW-Transport benutzt.

Der DSOW-Transport in  $\text{m}^2/\text{s}$  aus **direkten Strommessungen** an *einer* Position ergibt sich als vertikales Integral über die straßenparallele Stromkomponente  $v_p$  vom Boden bis zur Interfacetiefe  $z_1$ :

$$\text{tr}_2 = \int_{z_{\text{ADCP}}}^{z_1} v_p dz \quad (2.41)$$

Die gesamten DSOW-Transporte wurden durch Multiplizieren von  $\text{tr}_2$  mit einer Skalenbreite  $\text{scale}_i$  bestimmt:

$$\text{tr}_3 = \sum_{i=1}^n \text{tr}_{2_i} \text{scale}_i \quad (2.42)$$

mit  $i$  als Index für die  $n$  einzelnen Verankerungen.

Bei mehreren Verankerungen wurde die Skalenbreite der Verankerung  $i$  mit der Position  $x_i$  wie folgt bestimmt:

$$\text{scale}_i = \frac{|x_{i+1} - x_i|}{2} + \frac{|x_i - x_{i-1}|}{2} \quad (2.43)$$

Bei den Verankerungen am Rand wurden symmetrische Intervalle gewählt.

Als Fehler gehen ein:

- Fehler der Interfacetiefen (am PIES beträgt der Fehler der Interfacetiefe ca. 60 m (s. S. 17), beim ADCP bei Interfacetiefenbestimmung aus vertikalen Schalllaufzeiten ca. 78 m (s. S. 27), bei Bestimmung über Rückstreumaximum oder Stromscherungsmaximum maximal die Binlänge von 16 m)
- absolute Fehler der ADCP-Strömungsmessung (bei LR-ADCP mit 16 m Bin-Größe ist die Standardabweichung für einen Ping 6.0 cm/s, bei 10 Pings pro Ensemble ergibt sich als Standardabweichung für das Ensembledittel  $6.0 \text{ cm/s}/\sqrt{10} = 1.9 \text{ cm/s}$ .)
- Fehler in der Strömungsrichtung durch ADCP-Kompaßfehler: Der Kompaß des ADCPs hat eine Langzeitgenauigkeit von  $\pm 5^\circ$  (bei  $60^\circ$  Inklinatation) und eine Auflösung von  $0.01^\circ$  (RD INSTRUMENTS, 1998). Der dadurch verursachte Fehler in der straßenparallelen Stromkomponente ist aber klein, da die Strömung überwiegend straßenparallel ist, und durch einen Richtungsfehler von  $5^\circ$  die straßenparallele Komponente dann mit einem Faktor von  $\cos(5^\circ) = 0.996$  geändert wird. Diese Änderung von maximal 0.4% entspricht bei einem maximalen Ausstrom von 1.5 m/s einem absoluten Fehler der straßenparallelen Komponente von 0.6 cm/s.

Somit ergibt sich für die straßenparallele Stromkomponente eine Standardabweichung von  $\sqrt{(1.9 \text{ cm/s})^2 + (0.6 \text{ cm/s})^2} \approx 2.0 \text{ cm/s}$ .

Mit dem GAUSSschen Fehlerfortpflanzungsgesetz gilt für die Standardabweichung des DSOW-Transportes

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{tr}_3} &\approx \sqrt{\sum_{i=1}^n \Delta \text{tr}_{2_i}^2 \text{scale}_i^2} \\ &\approx \sqrt{\sum_{i=1}^n ((h_{1_i} \Delta v_{p_i})^2 + (\Delta h_{1_i} v_{p_i})^2) \text{scale}_i^2}\end{aligned}\tag{2.44}$$

Mit typischen Werten der Interfacehöhe von 260 m (sowohl an V402-01 LR als auch DS-1 (IS)), der straßenparallelen Strömung von -41 cm/s (LR) und 29 cm/s (IS) im Bereich der Interfacehöhe, sowie den Skalenbreiten von 11.0 km (LR) und 12.9 km (IS) ergibt sich mit den oben genannten Fehlern  $\Delta v_p = 2.0$  cm/s und  $\Delta h_1 = 16$  m ein Transportfehler von 0.13 Sv.

Ein weiterer Fehler entsteht dadurch, daß Rückstreumaximum und Stromscheitungsmaximum nicht notwendigerweise immer mit der DSOW-Obergrenze identisch sind.

Größere Fehler werden aber durch die Wahl der Verankerungspositionen und der Skalenbreiten verursacht. Die entsprechenden Untersuchungen mit simulierten Verankerungen im KÄSE- und OSCHLIES-Modell (s. Kap. 4.2) zeigen, daß bei den in der Dänemarkstraße gewählten ADCP-Anordnungen die gemessenen Transporte die *Variabilität* des tatsächlichen DSOW-Transportes im Modell mit den folgenden Fehlern (Standardabweichungen) erfassen:

- $\pm 1.43$  Sv (nur IS-ADCP DS-1)
- $\pm 1.43$  Sv (nur LR-ADCP V401-01)
- $\pm 0.79$  Sv (IS-ADCP DS-1 und LR-ADCP V401-01)
- $\pm 0.49$  Sv (IS-ADCP DS-1, LR-ADCP V425-01 und „Schildkröte“ V423-01)
- $\pm 0.43$  Sv (dieselbe Kombination + ein weiteres ADCP 43 km nordwestlich der Schwelle)

Dazu kommt eine systematische Unterschätzung des Modell-DSOW-Transportes; insbesondere bei Konfigurationen mit nur zwei ADCPs werden erhebliche Teile des Overflows nicht erfaßt. Es ergeben sich damit folgende systematische Fehler:

- +0.31 Sv IS (Überschätzung wegen der Skalenbreitendefinition von 26.71 km am LR)
- 0.00 Sv LR (da die Skalenbreite von 26.71 km so definiert wurde, daß der an der LR-ADCP-Position gemessene Transport, multipliziert mit der Skalenbreite, im Mittel dem Modell-DSOW-Transport entspricht)
- -0.53 Sv LR+IS

- -0.23 Sv SK+LR+IS
- -0.22 Sv SK+SK+LR+IS

Zusammen ergibt sich mit den Fehlern der Interfacetiefenbestimmung und den Meßfehlern der ADCPs bei der Bestimmung der DSOW-Transporte ein Gesamtfehler von  $\pm 1.44$  Sv (ein ADCP),  $\pm 0.80$  Sv (zwei ADCPs),  $\pm 0.51$  Sv (drei ADCPs) bzw.  $\pm 0.45$  Sv (vier ADCPs).

Außerdem sind die oben genannten systematischen Fehler durch die Wahl der Verankerungskonfiguration zu berücksichtigen. Da das Modell die Struktur und Variabilität der Strömungsverhältnisse und die DSOW-Transporte in der Dänemarkstraße insgesamt gut wiedergibt (GIRTON, 2001), werden diese Werte auch als Fehlergrenzen für die von den Verankerungen bestimmten Transporte gewählt.

### 3. Beobachtungsdaten von Verankerungen und Forschungsfahrten

Die vorliegende Arbeit stützt sich auf Beobachtungsdaten, die im Rahmen des SFB 460 bei den im folgenden dargestellten Fahrten von Forschungsschiffen gesammelt wurden. Dabei wurden die in der Tabelle 3.1 aufgeführten Verankerungen ausgelegt bzw. geborgen. Die Verankerungspositionen sind auf der Detailkarte der Schwelle der Dänemarkstraße (Abb. 3.1) dargestellt.

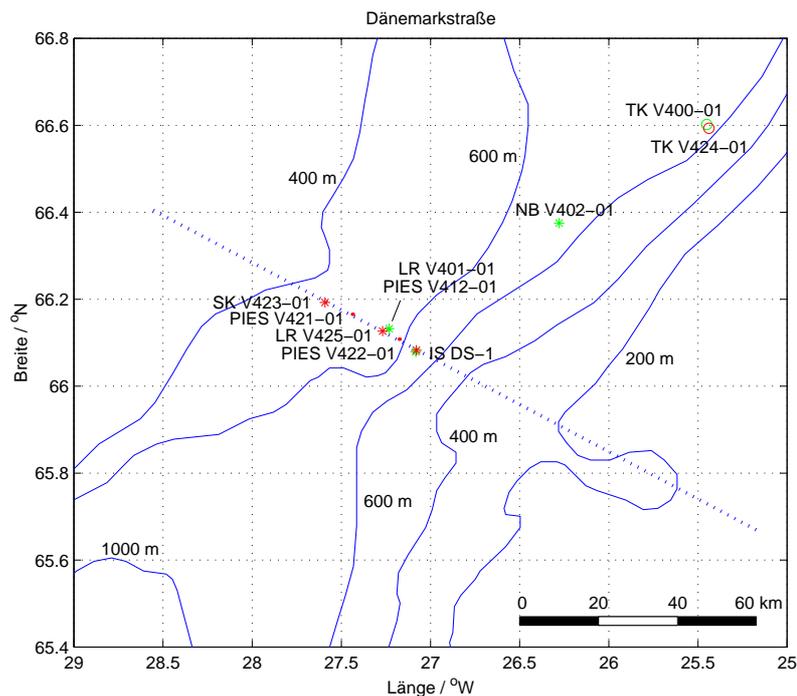


Abbildung 3.1.: *Detailkarte der Schwelle der Dänemarkstraße. Grün eingezeichnet sind die 1999, rot die 2000 ausgelegten Verankerungen. Die Verankerungen V401-01 und V412-01 sind wegen ihres geringen Abstandes von 500 m in der Karte in einem Punkt dargestellt. Der zentrale CTD- und vmADCP-Schnitt von P262 ist als gepunktete Linie gekennzeichnet. Topographie: GEBCO '97.*

Tabelle 3.1.: Übersicht der Forschungsfahrten und Verankerungen

Fahrt	Zeit	Instrumente / Verankerungen	Tiefe	Bemerkungen
B13-1999	20.09. – 29.09.1999	CTD		Bjarni Sæmundsson
	22.09.1999	V401-01 66°07.94' N 27°13.92' W	578 m	Ausl. LR-ADCP # 925
	23.09.1999	V402-01 66°22.51' N 26°16.71' W	640 m	Ausl. NB-ADCP # 340
	27.09.1999	V400-01 66°36.12' N 25°27.04' W	672 m	Ausl. Thermistorkette, A-TK 1133, A-TR 711
	27.09.1999	DS-1 66°04.73' N 27°04.97' W	648 m	Ausl. isl. ADCP # 1287
B16-1999	10.11. – 08.12.1999	CTD		Bjarni Sæmundsson
	14.11.1999	V412-01 66°07.86' N 27°14.15' W	574 m	Ausl. PIES #005
B02-2000	16.02. – 22.02.2000	CTD		Bjarni Sæmundsson
	18.02.2000	V401-01 66°07.93' N 27°13.92' W		Aufn. LR-ADCP # 925
	18.02.2000	V412-01 66°08.02' N 27°15.28' W		Aufn. PIES #005
	18.02.2000	DS-1 66°04.70' N 27°04.98' W		Aufn. isl. ADCP # 1287
	18.02.2000	V402-01 66°22.50' N 26°16.70' W		Aufn. NB-ADCP # 340
	18.02.2000	V400-01 66°35.04' N 25°31.42' W		Aufn. Thermistorkette, A-TK 1133, A-TR 711
P262	19.07. – 30.07.2000	CTD, vmADCP, vmLRADCP		Poseidon
	23.07.2000	V423-01 66°11.56' N 27°35.49' W	494 m	Ausl. ADCP-Schild (später verloren)
	23.07.2000	V421-01 66°09.92' N 27°26.28' W	493 m	Ausl. PIES # 006
	23.07.2000	V422-01 66°06.48' N 27°10.52' W	625 m	Ausl. PIES # 005
	24.07.2000	V425-01 66°07.60' N 27°16.10' W	582 m	Ausl. LR-ADCP # 1181
	26.07.2000	V424-01 66°35.60' N 25°26.30' W	664 m	Ausl. Thermistorkette, A-TK 1133, A-TRP 1356
B10-2000	09.08. – 05.09.2000	CTD		Bjarni Sæmundsson
	14.08.2000	DS-1 66°04.96' N 27°04.79' W	650 m	Ausl. isl. ADCP
B05-2001	14.05. – 19.05.2001	CTD		Bjarni Sæmundsson
	19.05.2001	DS-1 66°04.96' N 27°04.79' W		Aufn. isl. ADCP
	19.05.2001	V425-01 66°07.60' N 27°16.10' W		Aufn. LR-ADCP # 1181
	19.05.2001	V422-01 66°06.36' N 27°11.10' W		Aufn. PIES # 005
	19.05.2001	V421-01 66°10.12' N 27°26.55' W		Aufn. PIES # 006

*Aufgeführt sind die Forschungsfahrten und Verankerungen, deren Daten in dieser Arbeit ausgewertet werden, sowie die Verankerungen, die seitdem ausgelegt wurden. Die angegebenen Wassertiefen sind Lottiefen.*

### **3.1. Bjarni Sæmundsson B 13-1999 September 1999 und B 16-1999 November 1999**

Bei der Fahrt B13-1999 des isländischen Forschungsschiffes „Bjarni Sæmundsson“ wurden das RD Instruments-Longranger-ADCP # 925 (V401-01) ca. 9 km nordwestlich der Schwelle, das Narrowband-ADCP # 340 (V402-01) ca. 50 km nordöstlich der Schwelle, ein isländisches Narrowband-ADCP genau an der Schwelle und eine Thermistorkette ca. 95 km nordöstlich der Schwelle ausgelegt.

Im November 1999 wurde außerdem der PIES # 005 in 500 m Abstand zu V401-01 (LR-ADCP) ausgelegt.

Neben einer Zeitreihe für erste Berechnungen von Transporten und Variabilität sollten diese Verankerungen insbesondere zeigen,

- wie gut die Strömungsverhältnisse in der Dänemarkstraße mit dem Modell von KÄSE UND OSCHLIES (2000) übereinstimmen,
- wie gut die Berechnung von Interfacetiefen und Meeresoberflächenauslenkungen aus den PIES- und ggf. LR-ADCP-Daten möglich ist, und
- mit welchem Schallpegel der PIES am besten zu betreiben ist, da dies der erste Einsatz eines URI-PIES am IfM war und die Wassertiefe mit ca. 600 m relativ gering ist, so daß bei höheren Schallpegeln eventuell mit Vorechos zu rechnen war.

### **3.2. Bjarni Sæmundsson B 02-2000 Februar 2000**

Im Rahmen der viermal jährlich stattfindenden isländischen hydrographischen Terminfahrten konnten die im September und November 1999 ausgelegten Verankerungen wieder aufgenommen werden. Zusätzlich gibt es auch CTD-Daten von den Stationen nahe den Aufnahmepositionen, so daß ein Vergleich der Verankerungsmessungen mit den CTD-Profilen zur Kalibration der Temperatur- und Schallaufzeitmessungen möglich ist.

#### **3.2.1. V400-01 Thermistorkette**

Die Thermistorkette war an der Position 66°36.12' N 25°27.04' W 93 km nordöstlich der Schwelle in einer Wassertiefe von ca. 670 m ausgelegt, um Aufschlüsse über die Reservoirhöhe nördlich der Schwelle zu erhalten und um die Temperatur insbesondere des von den ADCPs/PIES nicht direkt gemessenen warmen AW zu bestimmen.

Bei der Datenanalyse zeigte sich, daß der verwendete mechanische Encoder TR 711 offenbar unzuverlässig arbeitete und durch falsche Bits (die völlig unregelmäßig verteilt sind) die Daten nur unter Vorbehalt zu verwenden sind. Insbesondere läßt sich die Temperatur des AW nicht zuverlässig bestimmen, da aufgrund der regellos falschen Bits meist nicht entschieden werden kann, welche Meßwerte falsch bzw. richtig

sind. Infolgedessen können die Thermistorkettendaten nicht zur Verbesserung der Interfacetiefenbestimmung am PIES benutzt werden.

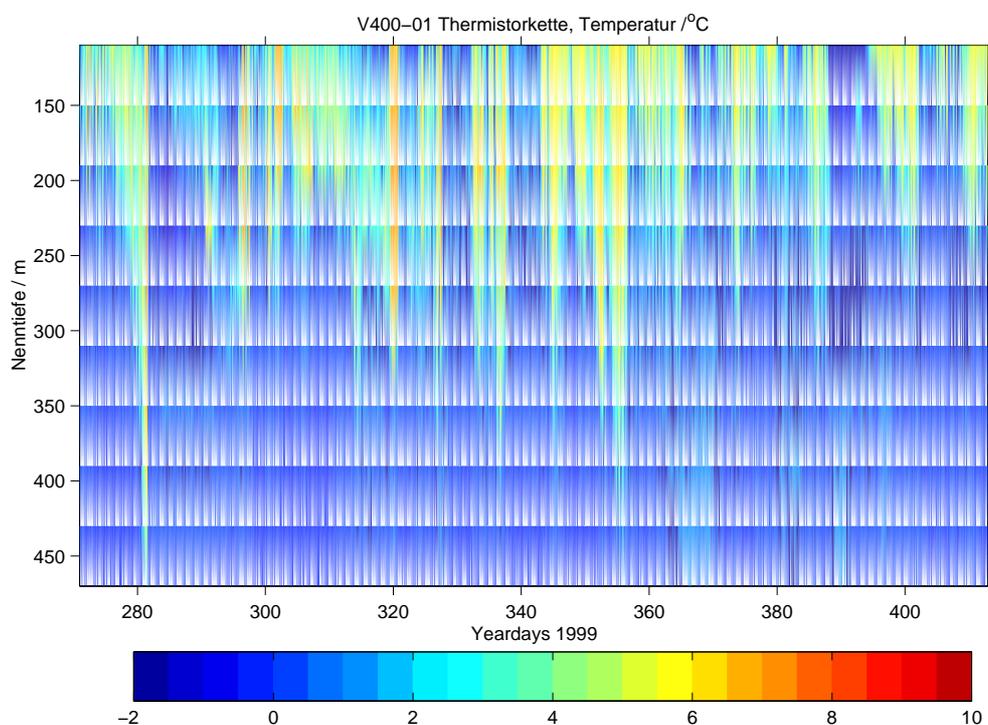


Abbildung 3.2.: Thermistorkette V400-01: Temperatur. Die feinen vertikalen Streifen rühren vom defekten Encoder her, doch läßt sich die vertikale Verlagerung der Interfacetiefe auch so erkennen.

An der Darstellung der gesamten Daten (Abb. 3.2) kann man aber zumindest ablesen, daß die Interfacetiefe bei einer Temperatur von  $2^{\circ}\text{C}$  mit Perioden von 2 – 6 Tagen zwischen 100 und 400 m variiert, was den typischen Zeitskalen der Variabilität in der Dänemarkstraße entspricht. Im Detail sind zeitweise auch Interfacetiefenänderungen in der Größenordnung von ca. 50 – 100 m mit den Gezeiten festzustellen, inwieweit diese aber auch auf ein Abtauchen der Verankerung mit der Strömung zurückzuführen sind, läßt sich aufgrund der noch schlechteren Druckmessungen des Encoders nicht bestimmen. Nach GIRTON (2001) und KÄSE UND OSCHLIES (2000) ist jedenfalls auch nördlich der Schwelle im Bereich der Thermistorkette mit Strömungsgeschwindigkeiten von bis zu 1 m/s zu rechnen. Die beobachtete Interfacetiefe entspricht einer mittleren Reservoirhöhe von  $395 \pm 75$  m über einer Schwellentiefe von 580 m (WHITEHEAD, 1998).

Mit einem Dichtekontrast von  $\Delta\rho = 0.4 \text{ kg/m}^3$ <sup>1</sup>, einer mittleren Dichte von  $\rho = 1027.95 \text{ kg/m}^3$ , einem Coriolisparameter von  $f = 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  ergibt sich für den maximalen hydraulisch kontrollierten Durchstrom nach KILLWORTH UND McDONALD (1993) mit

$$\Psi_{\max} = \frac{1}{2} \frac{g' H_{\text{eff}}^2}{f} \quad (3.1)$$

(siehe Abschnitt 2.4) ein DSOW-Transport von  $\Psi_{\max} = (2.3 \pm 0.9) \text{ Sv}$ . Hierbei wurde für die effektive Reservoirhöhe  $H_{\text{eff}}$  die (nicht gemessene) Strömung bei der Thermistorkette auf Null gesetzt, so daß  $H_{\text{eff}}$  der Interface-Höhe  $H_1$  entspricht.

Dieser Wert liegt unter dem von WHITEHEAD (1998) angegebenen maximalen hydraulisch kontrolliertem Durchstrom von 3.8 Sv, was zwei Gründe haben kann:

- Die Strömung an der Thermistorkettenposition wurde vernachlässigt. Mit einer typischen Strömungsgeschwindigkeit von 0.4 m/s (aus Beobachtungen bei „Poseidon“ P244, GIRTON, 2001) erhöht sich der Transport auf  $(2.54 \pm 1.00) \text{ Sv}$ . Bei Annahme einer Schwellentiefe von ca. 650 m (aus Echolot-Messungen auf „Poseidon“ P262) sind maximale hydraulisch kontrollierte DSOW-Transporte von  $(3.2 \pm 1.1) \text{ Sv}$  (ohne Strömung an der Thermistorkettenposition) bzw.  $(3.5 \pm 1.1) \text{ Sv}$  (mit 0.4 m/s an der Thermistorkettenposition) zu erwarten. Mit einer Strömungsgeschwindigkeit von 0.58 m/s an der Thermistorkette, die durchaus erreicht werden kann (Beobachtungen von „Poseidon“ P244, GIRTON, 2001) erhöht sich  $\Psi_{\max}$  auf  $(3.8 \pm 1.2) \text{ Sv}$ .
- Die Interfacetiefe an der Thermistorkettenposition muß nicht notwendigerweise der mittleren Reservoirhöhe in der Islandsee entsprechen. Es ist nicht auszuschließen, daß die Reservoirhöhe an der Thermistorkette aufgrund der Annäherung an den engeren Teil der Dänemarkstraße schon etwas abgesenkt ist.

In Abschnitt 5.2 wird auf die Korrelation der Reservoirhöhe mit den aus den ADCP-Daten an der Schwelle bestimmten DSOW-Transporten eingegangen.

#### 3.2.2. V401-01 Longranger-ADCP

Das Longranger-ADCP # 925 war an der Position  $66^{\circ}07.94' \text{ N } 27^{\circ}13.92' \text{ W}$  ca. 9 km nordwestlich der tiefsten Stelle der Schwelle bei 578 m Wassertiefe 6 m über dem Grund verankert.

---

<sup>1</sup>Nach WHITEHEAD (1998) ist zur Bestimmung des Dichtekontrastes die Dichte des Wassers stromaufwärts und stromabwärts der Schwelle in der Schwellentiefe zu bestimmen. Da der antreibende horizontale Druckgradient in Längsrichtung von dem integralen Dichteprofil oberhalb dieser Tiefe abhängt, ergibt sich nach den CTD-Beobachtungen auf „Poseidon“ P262 ein mittlerer Dichtekontrast von  $\Delta\rho = 0.4 \text{ kg/m}^3$ . Damit ist  $\Delta\rho/\rho = 3.9 \cdot 10^{-4}$ . Dieser Wert ist etwas größer als der von DICKSON ET AL. (1990) angegebene ( $3.0 \cdot 10^{-4}$ ), aber kleiner als der von GIRTON (2001, Kap. 5.5) gewählte ( $4.38 \cdot 10^{-4}$ , ergibt sich aus  $g' = 4.3 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}^2$ ).

Das Gerät lieferte ein vollständiges Strömungsprofil der gesamten Wassersäule; außerdem hatte es einen Temperatur- und Drucksensor.

Die Temperaturdaten sind sehr gut mit denen des 500 m entfernt verankerten PIES V412-01 korreliert; der Offset von  $0.25^{\circ}\text{C}$  liegt im Rahmen der von RD INSTRUMENTS (1998) angegebenen Genauigkeit von  $\pm 0.4^{\circ}\text{C}$ .

Die Temperatur bewegte sich im Bereich von  $-0.7 - +1.0^{\circ}\text{C}$  (s. Abb. 3.5), was zeigt, daß an dieser Position 9 km nordwestlich der Schwelle in Bodennähe immer DSOW vorhanden war. Im Mittel betrug die Temperatur  $-0.16 \pm 0.30^{\circ}\text{C}$ .

Die Temperaturen liegen damit in dem selben Bereich wie frühere Beobachtungen in der Dänemarkstraße (z.B. ROSS, 1984; GIRTON, 2001) und sind deutlich niedriger als einige 100 km weiter südwestlich, wo die Temperatur des DSOW aufgrund von Entrainment auf ca.  $1.5 - 2^{\circ}\text{C}$  zunimmt (z.B. Messungen der Lowestoft-Arrays, DICKSON UND BROWN, 1994).

In Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen (z.B. ROSS, 1984; AAGARD UND MALMBERG, 1978; DICKSON UND BROWN, 1994) ist eine Variabilität auf längeren Zeitskalen als einigen Tagen nicht festzustellen. Eine einige Wochen anhaltende Erwärmung des Overflows um mehrere  $^{\circ}\text{C}$ , wie sie DICKSON ET AL. (1999) weiter stromabwärts 1997 beobachtete, trat nicht auf.

Die Tiefendaten<sup>2</sup> variieren von 545 m bis 590 m und sind mit den Temperaturschwankungen von  $-0.7^{\circ}\text{C} - +1.0^{\circ}\text{C}$  korreliert. Auch die originalen Druckdaten haben eine unrealistisch hohe Amplitude von 548 – 592 dbar. Nach Anwendung einer Temperaturkorrektur läßt sich eine gewisse Korrelation mit der Anströmgeschwindigkeit feststellen. Mit Berücksichtigung einer empirischen Abtauchfunktion, die das Abtauchen der 6 m langen Verankerung bei Anströmung simuliert (bei  $v = 1 \text{ m/s}$  ca. 1.5 m Abtauchen), kann man die Daten zwar weiter verbessern, sie kommen aber lange nicht an die Genauigkeit der Daten des Paroscientific-Drucksensors des PIES in 500 m Entfernung heran.

Die Berechnung von theoretischen Laufzeiten eines vertikalen Schallsignales zeigt aber selbst so eine recht gute Korrelation (Korrelationskoeffizient 0.70) mit den Laufzeitmessungen des PIES (Abb. 2.7 im Kapitel Meßmethoden). Bei künftigen Verankerungen mit intakten Drucksensoren kann somit voraussichtlich aus den Laufzeiten die Interfacetiefe berechnet werden.

Die Strömung erfolgt über die gesamte Wassersäule im Mittel etwa straßenparallel nach Südwesten. Abb. 3.3 zeigt einen typischen Ausschnitt der straßenparallelen Stromkomponente  $v_p$ . Dominierend sind Fluktuationen mit einer Periode von ca. 5 Tagen. Im Mittel beträgt  $v_p$  ca. 45 cm/s und variiert zwischen 0 und 100 cm/s, gelegentlich werden maximale Geschwindigkeiten von bis zu 160 cm/s erreicht. Diese Variationen werden überlagert von  $M_2$ -Tidenströmen mit einer Amplitude von 20 – 60 cm/s, die aber eine große kurzfristige Variabilität zeigen. Die Strömung ist überwiegend barotrop; typisch ist eine Bodenintensivierung des Ausstromes nach Südwesten von ca. 14 cm/s im Vergleich zur oberflächennahen Strömung.

---

<sup>2</sup>Die Tiefendaten werden vom ADCP aus dem gemessenen Druck, der gemessenen Temperatur, die für die gesamte Wassersäule angenommen wird, und dem vor der Auslegung einprogrammierten Salzgehalt (hier:  $S = 35.00$ ) berechnet.

### 3. Beobachtungsdaten von Verankerungen und Forschungsfahrten

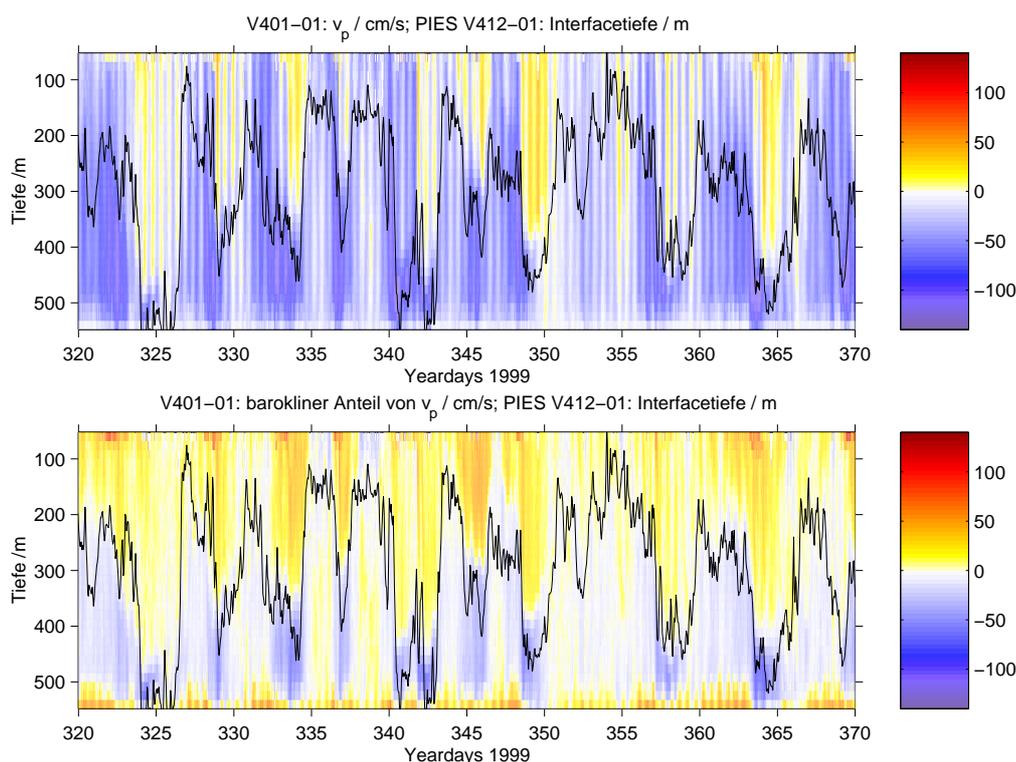


Abbildung 3.3.: *Typischer Ausschnitt der Stromzeitreihe des LR-ADCPs V401-01.*  
**Oben:** *Straßenparallele Stromkomponente (positiv nach Nordosten); die vertikale Streifung wird durch die  $M_2$ -Tide verursacht.*  
**Unten:** *Der barokline Anteil ( $v_p$ -vertikales Mittel von  $v_p$ ). In beiden Graphiken ist außerdem die aus der Schalllaufzeit am PIES bestimmte Interfacetiefe zwischen DSOW und AW dargestellt.*

Dies entspricht früheren Beobachtungen, die zeigten, daß an der Schwelle der Dänemarkstraße der DSO weitgehend barotrop ist und eine relativ geringe Bodenintensivierung aufweist. Erst weiter südwestlich wird der Overflow zu einem starken bodennahen Strom (z.B. DICKSON UND BROWN, 1994). Die aus den PIES-Schalllaufzeiten berechnete Interfacetiefe ist, wie in der Abbildung 3.3 zu sehen, gut mit der vertikalen Struktur der Strömung am LR-ADCP korreliert. Bei Ausstromereignissen ( $v_p$  mit großen negativen Werten) zeigt die geringe Interfacetiefe eine große DSOW-Mächtigkeit an. Positive Geschwindigkeiten (nach Nordosten) treten besonders dann oberhalb der Interfacetiefe auf, wenn wenig DSOW und viel AW an der Verankerungsposition vorhanden ist.

Bemerkenswert ist, daß die Richtung der Strömung in Bodennähe im Verlauf der Ausstromereignisse um ca.  $20^\circ$  bis  $40^\circ$  nach Westen dreht. Dies deutet auf zyklonale Strömungsstrukturen. In Abschnitt 3.2.6 wird darauf näher eingegangen.

In Bodennähe kommt an dieser Position kaum Einstrom nach Nordosten vor; dies paßt auch zu den Temperaturmessungen, die zu keinem Zeitpunkt warmes AW in Bodennähe erfassen.

### 3.2.3. V412-01 PIES

Der PIES # 005 war in ca. 500 m Entfernung vom LR-ADCP V401-01 verankert.

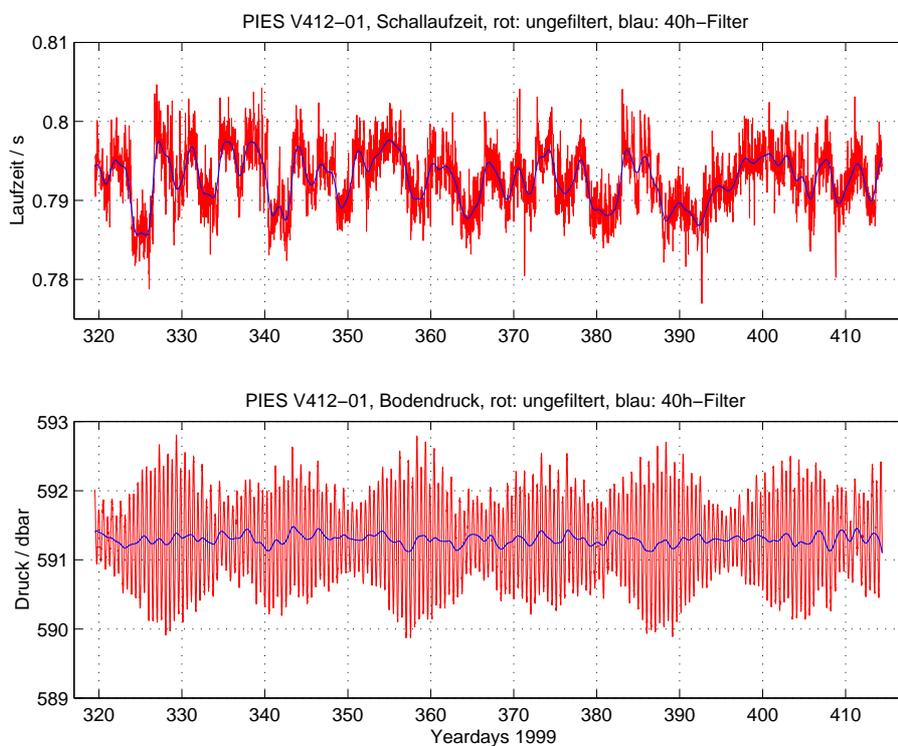


Abbildung 3.4.: PIES V412-01: Zeitserie der vertikalen Schalllaufzeit und des gemessenen Druckes, jeweils ungefiltert (rot) und mit 40h-Tiefpaßfilter (blau).

**Oben:** Schalllaufzeit; es dominieren die Variationen auf der Zeitskala einiger Tage.

**Unten:** Druck; es dominieren die Gezeiten. Erkennbar ist die  $M_2$ -Tide, der Tidenhub variiert zwischen ca. 1 dbar zur Nippzeit und ca. 2.5 dbar zur Springzeit. Die mehrtägigen Variationen sind hier nur in den tiefpaßgefilterten Daten erkennbar.

Die Druckdaten (s. Abb. 3.4 unten) zeigen insbesondere die  $M_2$ -Tide mit einem Tidenhub von ca. 1 dbar zur Nippzeit bis 2.5 dbar zur Springzeit. Die längerperiodischen Fluktuationen (berechnet mit einem 40h-Tiefpaßfilter) haben Amplituden von bis zu 0.2 dbar und sind z.T. auf Änderungen der Interfacetiefe und damit des Dichtefeldes, z.T. auf vertikale Auslenkungen der Meeresoberfläche zurückzuführen.

Die Schalllaufzeitdaten (s. Abb. 3.4 oben) zeigen als mit maximal 20 ms dominierendes Signal die Veränderungen der Interfacetiefe in der Zeitskala von 2–5 Tagen, überlagert von den tidenhubbedingten Laufzeitänderungen in der Größenordnung von 3 ms.

In Abb. 3.5 sind die tiefpaßgefilterten Zeitserien der Meeresoberflächenauslenkung, der Interfacetiefe sowie die vom LR-ADCP und dem PIES gemessene Temperatur

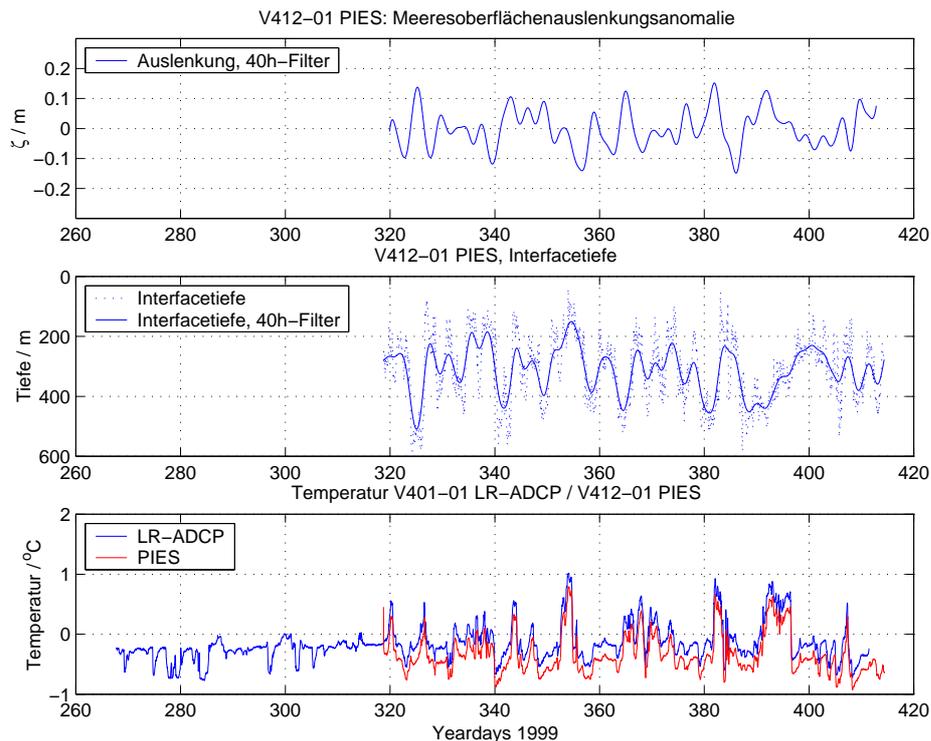


Abbildung 3.5.: LR-ADCP V401-01 und PIES V412-01: Zeitserien mit 40h-Tiefpaß.

**Oben:** Meeresoberflächenauslenkung.

**Mitte:** Interfacetiefe.

**Unten:** Temperatur am LR-ADCP bzw. PIES.

Auffallend ist die Gegenläufigkeit von Oberflächenauslenkung und Interfacetiefe (Korrelation 0.64).

dargestellt.

Die Interfacetiefe beträgt im Mittel ca. 310 m, die Variationen auf der 5-Tage-Zeitskala haben eine typische Amplitude von 70 m.

Die Meeresoberflächenauslenkung (tidenbereinigt) schwankt um  $\pm 8$  cm, was dem KÄSE UND OSCHLIES (2000)-Modell größenordnungsmäßig gut entspricht. Auffallend ist die deutliche Korrelation (Korrelationskoeffizient 0.64 für 40h-tiefpaßgefilterte Daten) zwischen Oberflächenauslenkung und Interfacetiefe; bei einer geringen Interfacetiefe (mächtige DSOW-Schicht) ist im allgemeinen eine Oberflächendepression zu beobachten. Dies stimmt mit den Modelldaten überein, bei denen der Bereich maximalen Overflows ebenfalls durch eine Oberflächendepression gekennzeichnet ist.

Zusammen mit der in den ADCP-Daten zu beobachtenden Rechtsdrehung der Strömung während der einzelnen Ausstromereignisse (s. 3.2.6) spricht dies für zyklonale Wirbel, die insbesondere auf der in Stromrichtung linken Seite (Südostseite) des Overflows auftreten (Modelluntersuchungen: JIANG UND GARWOOD, 1996; KÄSE UND OSCHLIES, 2000), und die bei „Poseidon“ P244 als auffälligstes Merkmal des Overflows beobachtet wurden (GIRTON, 2001).

### 3.2.4. DS-1 Isländisches ADCP

Das isländische Narrowband-ADCP # 1287 war an der Position DS-1 (66°04.73' N 27°04.97' W) direkt an der tiefsten Stelle der Schwelle in ca. 641 m Tiefe verankert. Das Gerät war vom 14.11.1999 bis zum 18.2.2000 ausgelegt, die Daten umfassen allerdings nur die Zeit bis zum 20.1.2000, weshalb die IS-ADCP-Zeitserien etwas kürzer als die der übrigen Verankerungen sind.

Aufgrund der großen Neigung des ADCPs bei mehr als 60 cm/s Strömungsgeschwindigkeit war eine Korrektur der Geschwindigkeitsdaten notwendig (s. Abschnitt 2.2.5).

Die Strömung ist in Bezug auf Richtung und Variabilität den Werten am LR-ADCP sehr ähnlich; sie wird im Abschnitt 3.2.6 zusammen mit den entsprechenden Zeitserien der anderen ADCPs (s. Abb. 3.6 und 3.7) dargestellt.

Der Betrag der straßenparallelen Stromkomponente ist etwas niedriger als am LR-ADCP und erreicht während der DSOW-Ausstrom-Pulse im allgemeinen Werte von ca. 60 cm/s (LR-ADCP: 100 cm/s).

Während der DSOW-Ausstromereignisse ist die über Rückstreuung und Stromscherung bestimmte Interfacetiefe (s. Abb. 3.7) mit 200 – 300 m ähnlich wie am LR-ADCP, was aufgrund der mit 648 m um 70 m größeren Wassertiefe eine größere Dicke des DSOW bedeutet. Zwischen den Ausstromereignissen erreicht die Interfacetiefe Werte von bis zu 600 m, und am ADCP werden mit bis zu 4°C kurzzeitig deutlich höhere Temperaturen gemessen (s. Abb. 3.7 und 3.8).

### 3.2.5. V402-01 Narrowband-ADCP

Ca. 50 km nordöstlich der Schwelle war in ca. 645 m Tiefe das 150kHz-Narrowband-ADCP # 340 verankert.

Die Strömung am NB-ADCP ist in hohem Maße barotrop, der barokline Anteil an der straßenparallelen Strömung ist mit +1.4 cm/s in Bodennähe und -0.2 cm/s 300 m über dem Boden sehr klein. Die Strömungs-Zeitserien Abb. 3.6 im nächsten Abschnitt geben deshalb gut die wesentlichen Merkmale der Strömung im gesamten Meßbereich vom Boden bis in eine Tiefe von ca. 240 m wieder.

Die Richtung der Strömung am NB-ADCP ist mit im Mittel 229° den Werten am Longranger-ADCP und am isländischen ADCP sehr ähnlich. Die straßenparallele Stromkomponente ist mit  $-31 \pm 24$  cm/s (positiv nach Nordosten) bzw.  $-31 \pm 16$  cm/s (40-Stunden-Tiefpaßfilter) etwas schwächer als bei den ADCPs an der Schwelle.

Reichweitenbedingt wurde das Oberflächenecho nicht mit erfaßt, so daß die Bestimmung der Interfacetiefe ausschließlich über das Rückstreumaximum und das Stromscherungsmaximum möglich ist. Wegen der sehr geringen vertikalen Stromscherung ist die Interfacetiefenbestimmung jedoch nicht besonders zuverlässig; das Rückstreumaximum zeigt an dieser Position fast ausschließlich die typischen Tagegänge vertikal wandernden Planktons. Inwieweit die Tiefe des ohnehin nur sehr schwach ausgeprägten Stromscherungsmaximums ( $386 \pm 30$  m) aussagekräftig ist, ist fraglich.

Die Temperatur am NB-ADCP (s. Abb. 3.7) liegt, wie am LR-ADCP, im Bereich von  $-0.7^{\circ}\text{C}$  –  $-0.1^{\circ}\text{C}$ , nur selten werden bis zu  $+0.2^{\circ}\text{C}$ , einmal  $+1.8^{\circ}\text{C}$  erreicht. Dies zeigt, daß auch an dieser Position praktisch immer DSOV vorhanden war.

#### 3.2.6. Vergleich zwischen den verschiedenen Verankerungen

In Abb. 3.6 ist die vertikal von ca. 50 m bis 200 m über dem Boden gemittelte und tiefpaßgefilterte Strömung an allen drei ADCPs dargestellt.

Die Zeitserien dieser Verankerungen weisen große Variabilität auf der Zeitskala von ca. 5 Tagen auf; längerfristige Schwankungen sind dagegen nicht zu beobachten.

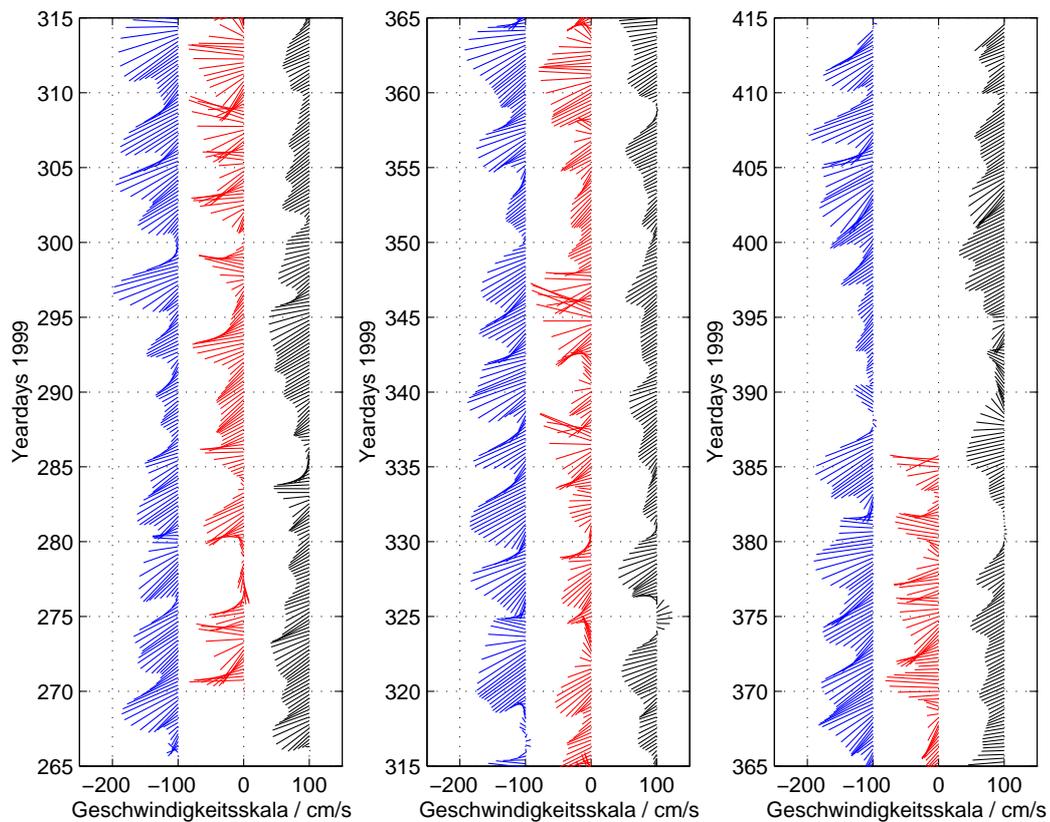


Abbildung 3.6.: *Gesamte Zeitserie Strömung an den drei ADCPs, vertikales Mittel der unteren 120 m, mit 40h-Tiefpaßfilter, 6-stündige Werte. Die drei Graphiken stellen aneinander anschließende Zeitabschnitte dar.*

*LR-ADCP V401-01 (blaue Vektoren, jeweils links dargestellt),  
isländisches ADCP DS-1 (rot, jeweils in der Mitte),  
NB-ADCP V402-01 (schwarz, jeweils rechts).*

Besonders an den beiden ADCPs auf dem zentralen Schnitt an der Schwelle erreicht die Strömung oft Geschwindigkeiten von mehr als 1 m/s, und geht zwischen den einzelnen Ausstromereignissen auf sehr kleine Werte zurück.

Abb. 3.6 zeigt deutlich, wie der Strom am LR-ADCP während der Overflow-Pulse um 20° bis 40° mehr nach Westen in Richtung des Grönländischen Schelfes dreht. Zur gleichen Zeit treten meistens auch am isländischen ADCP erhöhte Stromgeschwindigkeiten auf, die aber noch weiter Richtung Westen gerichtet sind und ztw. auch eine kleine nördliche Komponente besitzen. Die gegenüber dem LR-ADCP schnelleren Änderungen in der Stromrichtung können allerdings auch meßtechnisch in der großen Neigung des ADCPs bedingt sein <sup>3</sup>.

Diese Strömungsmuster deuten auf zyklonale Wirbel, die mit dem Overflow nach Südwesten propagieren und mit ihrer nordwestlichen Flanke das LR-ADCP erfassen, so daß zu Beginn eines Pulses der Strom eine mehr südliche Komponente hat. Die maximale Stromgeschwindigkeit wird erreicht, wenn sich das Zentrum des Wirbels „querab“ des LR-ADCPs befindet, der Strom ist dann nach Südwesten gerichtet. Mehr auf der Rückseite des Wirbels dreht der Strom noch etwas weiter nach Westen. Später geht die Geschwindigkeit fast auf Null zurück und dreht wieder mehr in straßenparallele südwestliche Richtung.

Zyklonale Wirbel waren auch bei der „Poseidon“-Fahrt P244 das auffälligste Merkmal des Overflows. Besonders bei einem durch mehrere Schiffsschnitte detailliert aufgelösten Wirbel konnte festgestellt werden, daß dabei die größten Stromgeschwindigkeiten auf der Nordwestseite des Wirbels auftraten (GIRTON, 2001).

Die Rechtsdrehung der Strömung und die beobachteten größeren Geschwindigkeiten am LR-ADCP (im Vergleich zum isländischen ADCP weiter südöstlich) können deshalb in Übereinstimmung mit den P244-Beobachtungen interpretiert werden.

Demgegenüber ist die Variabilität der Strömung in Betrag und Richtung am NB-ADCP 50 km nordöstlich der Schwelle wesentlich geringer; die einzelnen Overflow-Pulse lassen sich hier noch nicht so klar voneinander trennen. Bei einigen Ereignissen läßt sich aber auch hier eine relativ geringe Rechtsdrehung der Strömung beobachten (z.B. Tag 294–296, 318–323 oder 385–388).

Die Zeitserien der Interfacetiefen und der straßenparallelen Stromkomponente (Abb. 3.7) zeigen ebenso wie Abb. 3.6 eine gewisse Korrelation zwischen LR- und IS-ADCP, wobei manche Ereignisse mit maximalen Ausstromgeschwindigkeiten nur von dem weiter nordwestlich liegenden LR-ADCP erfaßt werden. Zu diesen Zeitpunkten mit geringen Stromgeschwindigkeiten am isländischen ADCP ist meist auch die Interfacetiefe groß (d.h., wenig oder gar kein DSOW), und am ADCP werden deutlich höhere Temperaturen gemessen (z.B. am Tag 314 bis über 4°C). Diese höheren Temperaturen am isländischen ADCP treten jeweils nur für wenige Stunden auf, so daß die entsprechenden Peaks in der Gesamtzeitserie sehr schmal aussehen.

Diese Ereignisse deuten auf zyklonale Wirbel, die in ihrer Südost-Hälfte kein DSOW, sondern wärmeres AW enthalten, und auf dieser Seite nur geringe Strömungsgeschwindigkeiten aufweisen, wie es auch bei dem o.g. durch mehrere Schnitte auf P244 aufgelösten Wirbel der Fall war (GIRTON, 2001).

Die am NB-ADCP 50 km weiter nordöstlich bestimmten Interfacetiefen weisen

---

<sup>3</sup>Die Neigung des isländischen ADCPs war oft größer als 20°; in der Abbildung sind die korrigierten Geschwindigkeiten (s. 2.2.5) dargestellt. Eventuelle Richtungsfehler konnten dabei nicht berichtet werden.

### 3. Beobachtungsdaten von Verankerungen und Forschungsfahrten

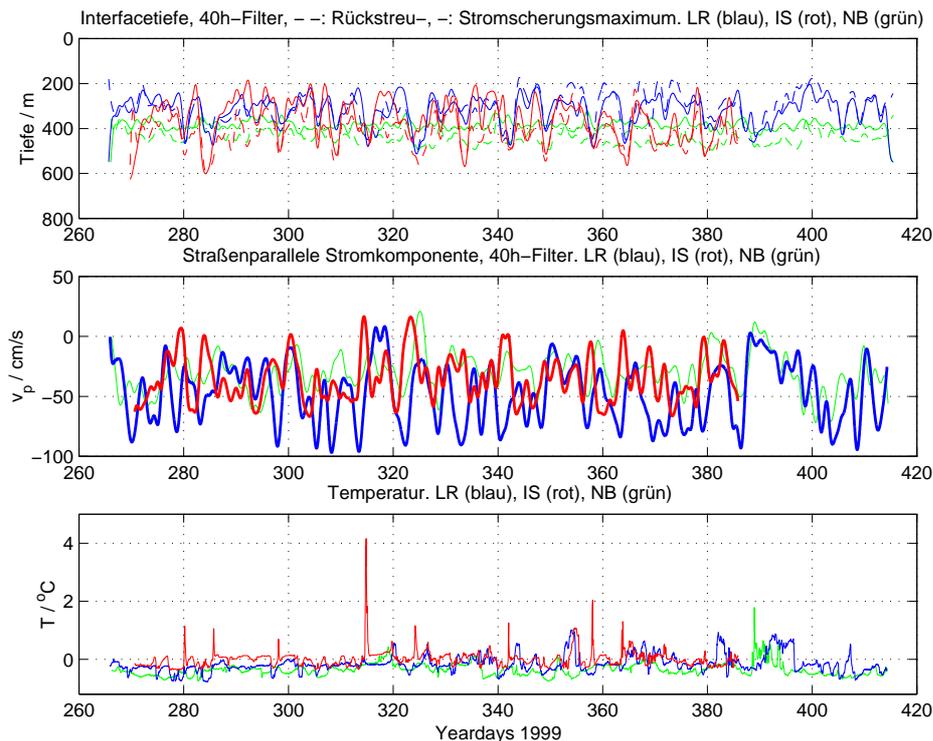


Abbildung 3.7.: Zeitserien von den drei ADCPs (mit 40h-Tiefpaßfilter). Die Farben kennzeichnen die Verankerung (blau: LR-ADCP, rot: IS-ADCP, grün: NB-ADCP).

**Oben:** Interfacetiefe.

**Mitte:** straßenparallele Stromkomponente  $v_p$  (vertikales Mittel der unteren 125 m).

**Unten:** Temperatur (ungefiltert).

weitaus weniger Varianz auf, doch sind die Werte aufgrund der extrem kleinen vertikalen Stromscherung nicht unbedingt aussagekräftig.

Die Korrelation der Strömung am NB-ADCP und dem LR-ADCP ist nicht so klar erkennbar, aber bei den Temperaturen ist im Detail festzustellen (s. Abb. 3.8), daß bestimmte Temperatursignale am NB-ADCP 1 bis 2 Tage (z.B. Tage 295/296.7), in Einzelfällen auch bis zu 3 Tage (z.B. Tage 337/340) früher als am LR-ADCP auftreten. Dies entspricht einer mittleren Propagationsgeschwindigkeit von 19 – 58 cm/s, was in dem nach GIRTON (2001) für die Schwelle zu erwartenden Bereich der Wirbeltranslationsgeschwindigkeit liegt; erst weiter stromabwärts bei stärkerer Boden­neigung erreichen die Wirbel eine maximale Translationsgeschwindigkeit von bis zu 1 m/s.

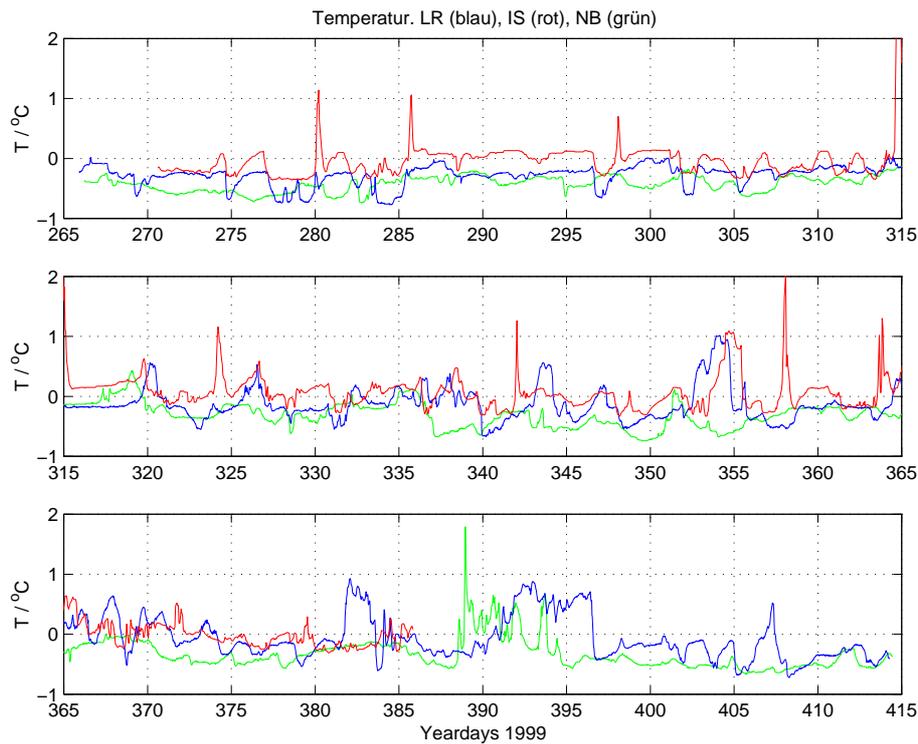


Abbildung 3.8.: Zeitserien der Temperatur an LR-ADCP (blau), IS-ADCP (rot) und NB-ADCP (grün).  
Die drei Graphiken stellen aufeinander folgende Zeitabschnitte dar.  
Zu beachten ist, daß bestimmte Temperatursignale beim NB-ADCP 1 bis 3 Tage früher als am LR-ADCP zu beobachten sind.

### 3.3. Poseidon P262 Juli 2000

Neben der Auslegung einiger Verankerungen wurden auf dieser Fahrt mehrere hydrographische CTD-Schnitte sowie vmADCP (vessel mounted ADCP)-Schnitte durchgeführt.

Der zentrale Schnitt über die Schwelle und die Verankerungspositionen wurde mehrfach gefahren, wobei aufgrund der Eislage die meisten Schnitte nur bis in die Nähe der tiefsten Stelle erfolgten; lediglich ein CTD-Schnitt und zwei vmADCP-Schnitte reichen so weit nach Nordwesten, daß ein Großteil des DSOW erfaßt wurde.

#### 3.3.1. CTD

Der zentrale CTD-Schnitt (s. Abb. 3.9 und 3.10) zeigt die typischen hydrographischen Merkmale der Dänemarkstraße: Auf der isländischen Seite befindet sich mit  $T \approx 6^\circ\text{C}$  und  $S > 35.00$  relativ warmes und salzhaltiges Wasser, das DSOW mit  $T < 2^\circ\text{C}$  und  $S \approx 34.88$  liegt in einer bis zu 200 m dicken Schicht am grönländischen Abhang der Straße und, westlich eines Bereiches mit nur 50 m Mächtigkeit, auf einem Plateau in 500 m Tiefe nordwestlich der tiefen Rinne. Die Front zwischen AW und DSOW ist sehr

### 3. Beobachtungsdaten von Verankerungen und Forschungsfahrten

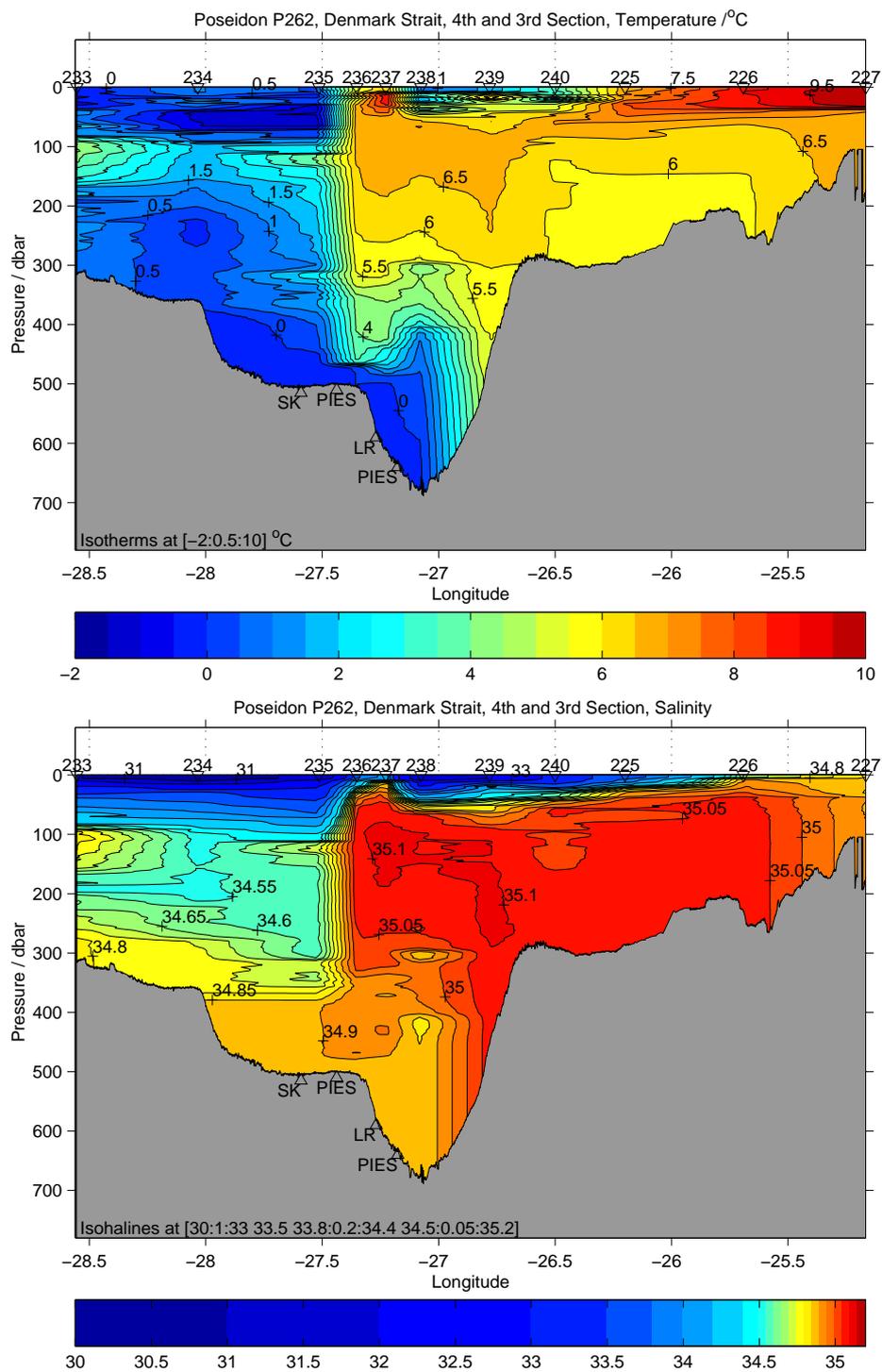


Abbildung 3.9.: P262, zentraler CTD-Schnitt, Temperatur (oben) und Salzgehalt (unten). Die Positionen der Verankerungen sind gekennzeichnet mit „SK“ für V423-01 („Schildkröte“), „LR“ für Longranger-ADCP V425-01 sowie die PIES V421-01 und V422-01. Das isländische ADCP wurde später an der tiefsten Stelle ausgelegt. Man beachte die nichtlineare Farbskala beim Salzgehalt.

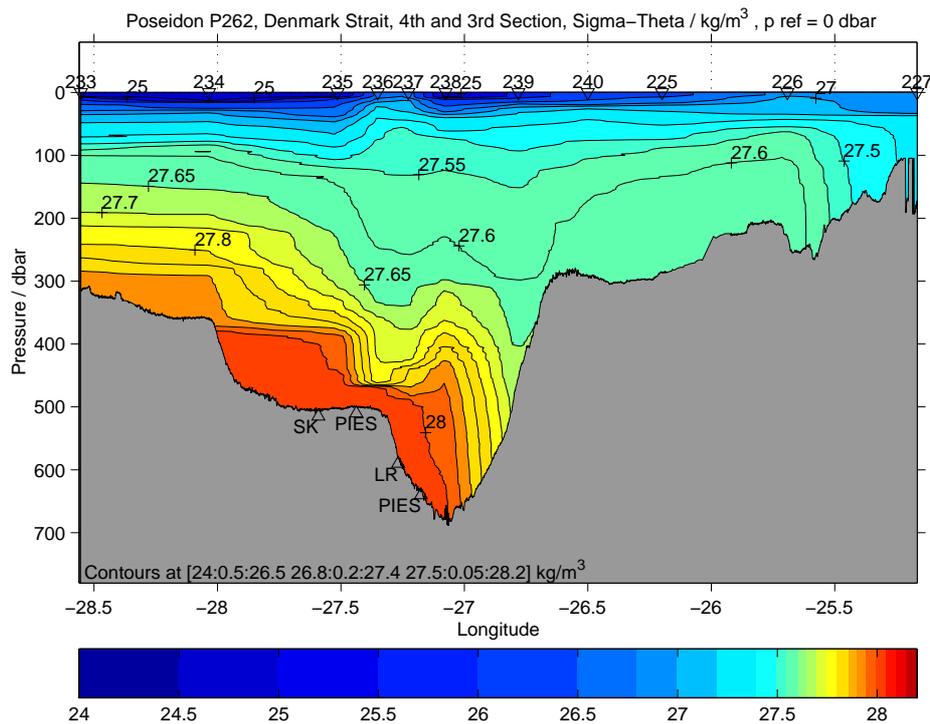


Abbildung 3.10.: P262, zentraler CTD-Schnitt, potentielle Dichte. Verankerungen wie in Abb. 3.9.

Man beachte die nichtlineare Farbskala.

scharf ausgeprägt und annähernd vertikal. Die Interfacetiefe (Obergrenze des DSOW) ist östlich von ca.  $27^{\circ}24'W$  als Schicht mit einem großem vertikalen Temperaturgradienten zum warmen AW zu erkennen. Weiter westlich ist der Temperaturkontrast zum PIW gering, die Interfacetiefe ist hier besonders durch einen großen vertikalen Salzgehaltgradienten gekennzeichnet.

Wegen der überwiegenden Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit kann in diesem Bereich die Interfacetiefe durch PIES wahrscheinlich nicht so gut bestimmt werden, jedoch dürfte der starke vertikale Dichtegradient eine Bestimmung der Interfacetiefe über Rückstreu- und Stromscherungsmaximum in vergleichbarer Weise wie am LR-ADCP V401-01 voraussichtlich zulassen.

Das warme AW ist in weiten Bereichen (beim zentralen CTD-Schnitt von  $27.5^{\circ}W$  bis ca.  $26^{\circ}W$ ) von einer weniger als 50 m dicken Schicht kühleren und salzarmen Wassers überlagert, die durch das im Westen der Dänemarkstraße driftende und allmählich abschmelzende arktische Meereis verursacht wird. Im östlichen Bereich hat sich eine weniger als 50 m mächtige erwärmte sommerliche Deckschicht ausgebildet.

Das Dichtefeld deutet auf relativ zur darüberliegenden Wassersäule südwestliche Strömung im tiefen Teil der Straße sowie bei ca.  $27.4^{\circ}W$  als Teil von Wirbelstrukturen.

### 3.3.2. vmADCP

Mit dem Schiffs-ADCP wurden mehrere Schnitte gefahren; dabei konnte wegen der Eislage auf dem zentralen Schnitt aber nur zweimal der Bereich des DSOW erfaßt werden.

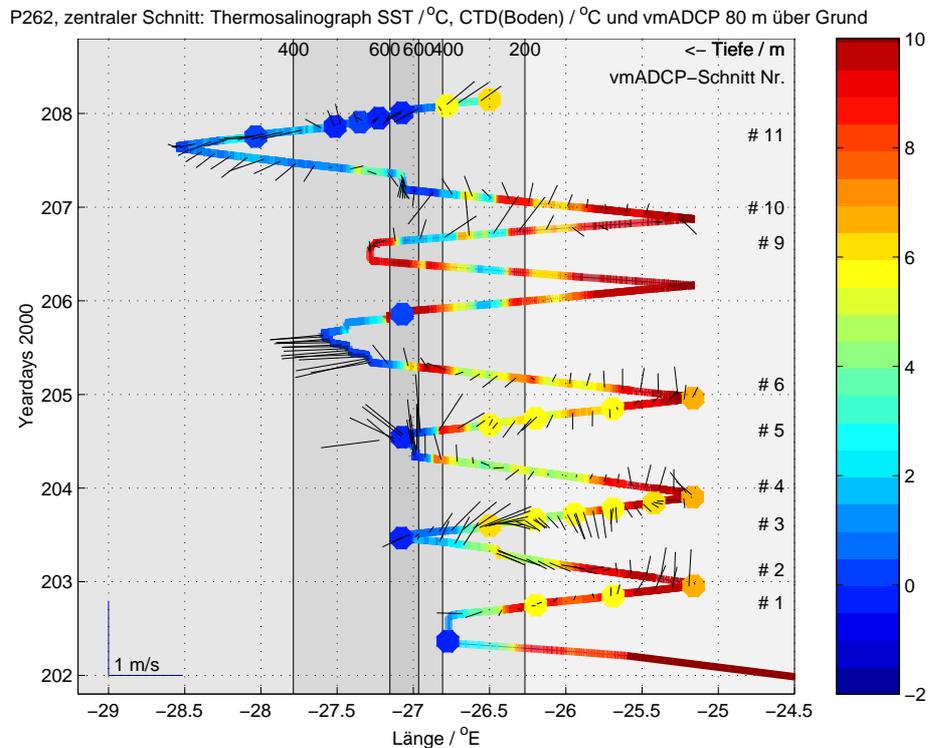


Abbildung 3.11.: P262, vmADCP-Schnitte 1 – 11. Dargestellt sind die Temperatur (gemessen vom Thermosalinographen in 4 m Tiefe, farbige Kurslinie), CTD-Temperaturen am Boden (farbige Punkte) und vmADCP-Stromvektoren ca. 80 m über Grund bzw. in 400 m Tiefe. 80 m über Grund wurden gewählt, um vom Bodenecho noch unbeeinträchtigte Daten zu zeigen; wegen der überwiegend barotropen Strömung ist dies auch ein gutes Maß für die bodennahe Strömung. Bei Tiefen über 480 m wurden die vmADCP-Daten aus 400 m gewählt, da darunter die Daten reichweitenbedingt nicht immer einwandfrei sind. Die vmADCP-Schnitte 7 und 8 fehlen wegen eines Ausfalles der ADU2-Navigationsanlage.

In Abb. 3.11 sind die Stromvektoren der 9 vmADCP-Schnitte auf dem zentralen CTD-Schnitt dargestellt. Die Ausdehnung des DSOW wird am besten aus den CTD-Bodentemperaturen deutlich, da der Thermosalinograph auch die flache kalte Deckschicht über dem AW mit erfaßt. An den CTD-Bodentemperaturen ist zu erkennen, daß das DSOW während der Fahrt P262 immer bis etwas östlich der tiefsten Stelle der Schwelle reichte.

Generell treten im Bereich des DSOW Strömungen mit einer südwestlichen oder westlichen Komponente auf, während im östlichen Teil des Schnittes das AW überwiegend in nördliche Richtung strömt.

Die Variabilität der Strömung wird ebenfalls deutlich: Am Ende von Schnitt 6 (Tag 205) treten im DSOW große westliche Geschwindigkeiten (ca. 1 m/s) auf, die zwei Tage später (Schnitt 10 und 11) wieder auf maximal ca. 40 cm/s zurückgegangen sind. Der Schnitt 3 zeigt eine antizyklonale Strömungsstruktur, die in den anderen Schnitten nicht zu beobachten ist.

Die Daten geben einen guten Eindruck von den Verhältnissen an der Schwelle, auch wenn wegen der Eislage nur die Schnitte 10 und 11 einen großen Teil des DSOW erfassen konnten, und die Schnitte 7 und 8 wegen eines Ausfalles der ADU2-Navigationsanlage fehlen.

Von den beiden am weitesten nach Nordwesten reichenden vmADCP-Schnitten 10 und 11 ist in Abb. 3.12 auf Seite 58 die straßenparallele Stromkomponente dargestellt. Die Daten zeigen überwiegend barotrope Strukturen mit Aus- und Einstrom bis zu  $\approx 40$  cm/s mit einer horizontalen Größenskala von ca. 20 km (bei der mittleren Geschwindigkeit der „Poseidon“ etwa 2 h Fahrzeit entsprechend).

Die vertikale Scherung entspricht dem, was Geostrophieberechnungen aus dem CTD-Dichte-Schnitt erwarten lassen (z.B. die geringere NO-Strömung in Bodennähe bei  $27.4^\circ$  W); die absolute Strömungsrichtung ist aber offenbar auch wesentlich von der externen (barotropen) geostrophischen Stromkomponente dominiert, die nicht durch das interne Dichtefeld, sondern durch die Meeresoberflächenneigung bestimmt wird.

### 3.3.3. Verankerungsauslegungen

Nahe den aus dem Modell bestimmten optimalen Positionen wurden ein LR-ADCP ca. 10 km und, in einem Gebiet ca. 26 km nordwestlich der Schwelle mit starker Fischerei, ein Narrowband-ADCP in einem neuentwickelten, schleppnetzsicheren Schild („Schildkröte“) ausgelegt, in Ergänzung dazu wieder eine Thermistorkette.

Die Position des LR-ADCPs ist ca. 1.8 km weiter westlich als die Position des von September 1999 bis Februar 2000 ausgelegten LR-ADCPs V401-01. Damit entspricht die Entfernung des LR-ADCPs von der isländischen Verankerung DS-1 fast derjenigen, die sich in den Modelluntersuchungen als optimal ergeben hat, gleichzeitig wird an dieser Stelle aber noch nicht so viel Fischerei betrieben wie im flacheren Wasser wenige Kilometer weiter nordwestlich, wo ein schleppnetzsicherer Schild notwendig wäre.

Zwischen „Schildkröte“ und LR-ADCP sowie LR-ADCP und dem später ausgelegten isländischen ADCP wurde jeweils ein PIES verankert, um ergänzend zu den direkten Strömungsmessungen geostrophische Stromberechnungen durchführen zu können.

Zusammen mit dem am 14.08. von „Bjarni Sæmundsson“ ausgelegten ADCP an der Schwelle sollte mit diesen Geräten eine erste genauere Zeitreihe des DSOW-Transportes über die Schwelle zu bestimmen sein.

### 3. Beobachtungsdaten von Verankerungen und Forschungsfahrten

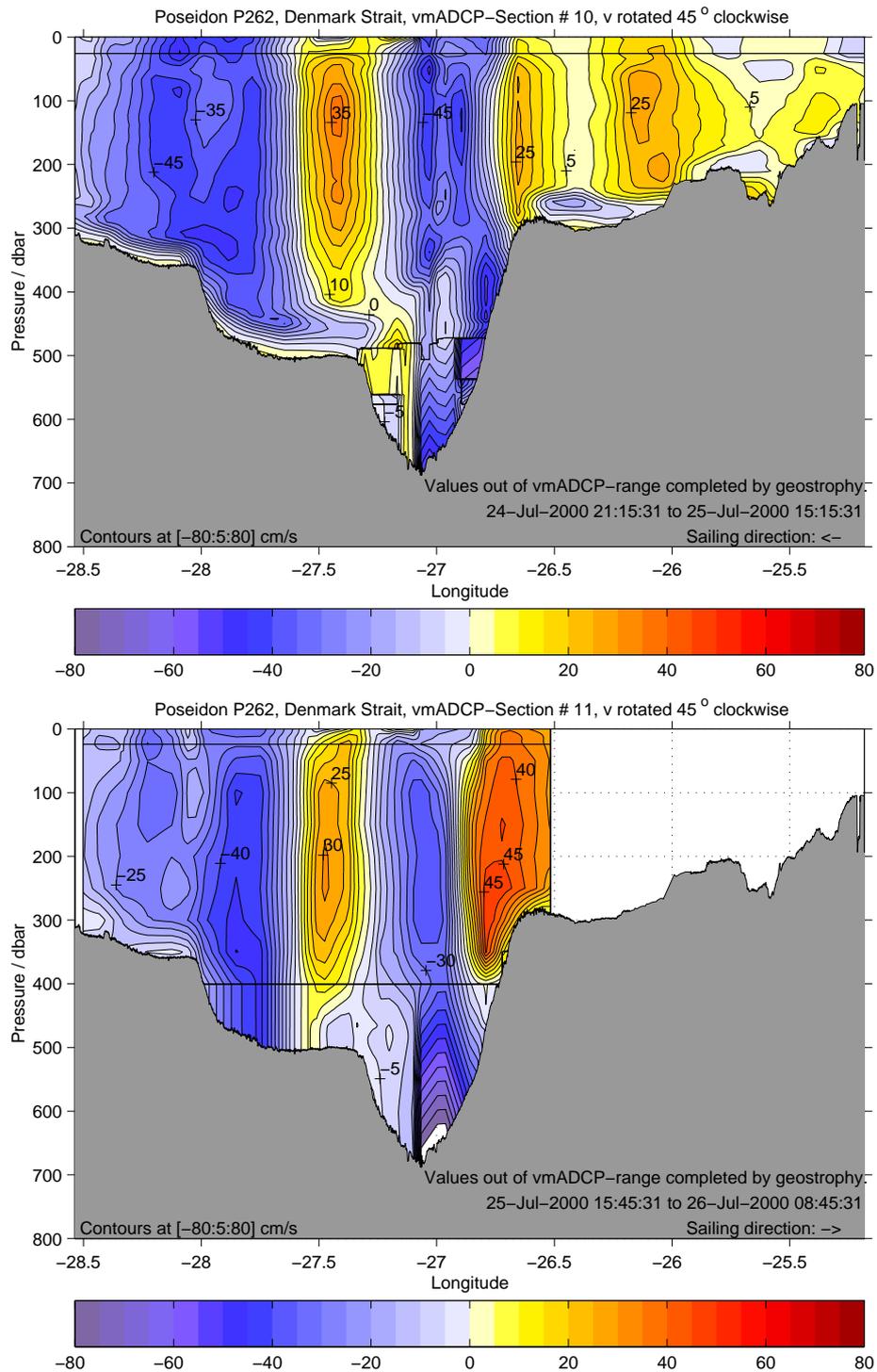


Abbildung 3.12.: Die beiden vmADCP-Schnitte von P262, die auch das DSOW erfassen. Unterhalb der vmADCP-Reichweite (ca. 400 – 500 m) ergänzt durch das geostrophische Stromprofil des zentralen CTD-Schnittes. Oben Schnitt # 10, unten # 11.

Die Thermistorkette soll, dieses Mal nicht mehr mit einem (störanfälligen) mechanischen Encoder ausgestattet, Informationen insbesondere über die Temperatur des nordostwärts strömenden warmen Atlantikwassers liefern, um damit die Interface-Tiefenbestimmung an PIES und ADCPs zu verbessern.

Durch ihre Lage 93 km nordöstlich des ADCP-PIES-Schnittes können die Daten auch Aufschluß über die Propagation von Wirbeln in der Front zwischen Atlantikwasser und kaltem DSOW geben, sowie Informationen über die Reservoirhöhe des DSOW nördlich der Schwelle und hydraulischer Kontrolle des DSO liefern.

Die „Schildkröte“ V423-01 ist leider im Dezember 2000 verlorengegangen, so daß die DSOW-Transporte bis zum Sommer 2001 weiterhin nur mit zwei ADCPs sowie den beiden PIES bestimmt werden können.

### **3.4. Bjarni Sæmundsson B 05-2001 Mai 2001**

Im Mai 2001 konnten die Verankerungen V425-01 (LR-ADCP), V422-01 (PIES), V421-01 (PIES) und DS-1 (isländisches ADCP) erfolgreich geborgen werden.

Die Daten dieser Verankerungen sind noch ausführlich auszuwerten, erste Ergebnisse können aber schon hier genannt werden.

Die Strömungs- und Temperaturzeitserien des LR-ADCPs V425-01 sind denen der Auslegung V401-01 vom September 1999 bis Februar 2000 sehr ähnlich. Insbesondere konnte eine langfristige Variabilität neben den typischen 2–5-tägigen Fluktuationen nicht festgestellt werden.

Eine erste einfache Analyse der Daten zeigte, daß die straßenparallele Stromkomponente am LR-ADCP gut mit der geostrophischen Strömung übereinstimmt, die man aus den PIES-Daten der Meeresoberflächenauslenkung und der Interfacetiefe unter Annahme eines 2-Schichten-Modells mit der MARGULES-Gleichung berechnen kann.

Dieses Ergebnis ist wegen der stark vereinfachenden Annahmen (zwei Schichten konstanter Dichte, keine besondere Berücksichtigung der Topographie) nicht unbedingt zu erwarten gewesen, es zeigt aber, dass der Ansatz der Overflow-Messungen mit ADCPs und PIES zur Bestimmung von horizontalen Druckgradienten und des DSO geeignet ist.

# 4. Untersuchungen an einem hochauflösenden Modell der Dänemarkstraße

## 4.1. Das Modell

Die dynamischen Prozesse in der Dänemarkstraße können durch großskalige Ozeanzirkulationsmodelle bislang nur unzureichend simuliert werden (KÄSE UND OSCHLIES, 2000). Die große Gitterweite führt zu einer schlechten Auflösung der Topographie, die in Meeresstraßen wie der Dänemarkstraße die Dynamik entscheidend beeinflusst. Zur Vermeidung numerischer Instabilitäten muß außerdem eine unrealistisch hohe Vermischung angenommen werden, was zusammen mit der relativ groben Modell-Topographie zu einer nicht realistischen Modellierung des Overflows führt.

Mit dem hochauflösenden Sigma-Coordinate Primitive-Equation-Modell (SPEM) von R. KÄSE und A. OSCHLIES können die Prozesse in der Dänemarkstraße sehr realistisch simuliert werden.

Eine detailliertere Beschreibung des Modelles ist in KÄSE UND OSCHLIES (2000); hier wird nur auf die für den verwendeten Modelldatensatz wesentlichen Dinge eingegangen.

Das Modellgebiet umfaßt die gesamte Dänemarkstraße von ca. 320 km nordöstlich der Schwelle bis ca. 570 km südwestlich der Schwelle bei einer horizontalen Gitterweite von ca. 4.3 km und 31 der Topographie folgenden  $\sigma$ -Schichten. Die vertikale Auflösung beträgt somit an der Schwelle ca. 20 m.

Die Topographie ist eine etwas geglättete Version der realen Topographie der Dänemarkstraße; die Schwellentiefe im Modell ist mit 580 m ca. 70 m geringer als in der Natur. Aus Gründen der Vereinfachung wurden die Küstenlinien weggelassen und dort Schelfgebiete mit einer einheitlichen Tiefe von 150 m angenommen; dies hat auf die Overflowprozesse aber nur einen geringen Einfluß.

Das Atlantikwasser (AW) wird mit einer Temperatur von  $T = 5^\circ\text{C}$  angenommen, das Denmark Strait Overflow Water (DSOW) mit  $T = -1^\circ\text{C}$ . Für die Berechnung der Dichte wird eine linearisierte Zustandsgleichung mit einer reinen Temperaturabhängigkeit benutzt:

$$\rho = \rho(T) = 1027.95 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} - 0.08 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{ } ^\circ\text{C}} T_{\text{ } ^\circ\text{C}} \quad (4.1)$$

Es ergibt sich damit ein Dichtekontrast von  $\Delta\rho = 0.47 \text{ kg/m}^3$  zwischen DSOW und AW.

Für den internen Rossby-Radius gilt:

$$R = \frac{\sqrt{g'H}}{f} = \frac{\sqrt{g\frac{\Delta\rho}{\rho_0}H}}{f} \quad (4.2)$$

Mit  $\Delta\rho = 0.47 \text{ kg/m}^3$ , einer mittleren Dichte von  $\rho_0 = 1027.95 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ , einer Dicke des Overflows von  $H = 300 \text{ m}$  und einem Coriolisparameter  $f(66^\circ\text{N}) = 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  ergibt sich  $R \approx 9 \text{ km}$ .

Das Modell wurde in zwei verschiedenen Konfigurationen (konstanter Einstrom am Nordrand und „Dambruch“-Experiment) betrieben, die aber in der Simulation der Overflow-Dynamik sehr ähnlich sind.

Zu Beginn ist das gesamte Gebiet homogen mit Wasser mit einer Temperatur von  $5^\circ\text{C}$  bedeckt. Am Nordrand wird ein konstanter Einstrom von  $8.3 \text{ Sv } -1^\circ\text{C}$  kalten Wassers vorgeschrieben; zur Volumenerhaltung findet gleichzeitig ein entsprechender Transport aus dem Modellgebiet heraus statt. Nach ca. 10 Modelltagen ist das nördliche Becken so hoch mit kaltem Wasser gefüllt, daß die Überströmung der Schwelle beginnt. Während der folgenden Modellmonate findet ein Overflow kalten Wassers über die Schwelle in das südliche Becken statt.

Beim „Dambruch“-Experiment, dessen Daten in dieser Arbeit für die Modelluntersuchungen verwendet wurden, trennt die Schwelle  $5^\circ\text{C}$  warmes Wasser im Süden und  $-1^\circ\text{C}$  kaltes Wasser im Norden. Zur Zeit  $t = 0$  wird die Straße geöffnet und es findet ein Overflow kalten Wassers in das südliche Becken statt. Wegen des geschlossenen Modellgebietes wird das kalte Wasser dort akkumuliert; für die hier betrachteten Zeiten werden dadurch die Prozesse an der Schwelle aber noch nicht beeinflusst.

Da die Breite der Straße mit ca.  $300 \text{ km}$  groß ist gegenüber dem internen Rossby-Radius  $R = 9 \text{ km}$ , kann sich über der Schwelle zwischen dem südwestwärts strömenden kalten Wasser und dem zur Kompensation nordostwärts strömenden warmen Wasser eine annähernd vertikale Front ausbilden. Durch Wirbelbildung infolge barokliner Instabilität variiert der Transport des kalten Wassers sehr stark auf einer Zeitskala von ca.  $2 - 4$  Tagen, und die Lage der Front und die Dicke des Overflows  $H$  an der Schwelle ist entsprechend veränderlich.

Diese Merkmale entsprechen gut den auf verschiedenen Forschungsfahrten gemachten Beobachtungen. Abb. 4.1 zeigt einen typischen Schnitt im Modell quer über die Straße an der Schwelle. Auffallend sind die großen Ähnlichkeiten mit den CTD- und vmADCP-Schnitten der „Poseidon“-Fahrt P262 (siehe Abschnitt 3.3), besonders was die Interfacetiefenlage, die überwiegend barotrope Strömung mit einer gewissen Bodenintensivierung des DSOW-Ausstromes und die horizontale Größenskala von Bereichen mit Ausstrom und mit Rezirkulation/Wirbeln angeht.

Die typische Größenskala von Wirbeln liegt im Modell wie auch bei den P262-vmADCP-Schnitten bei Radien von ca.  $15 \text{ km}$ , was nahe dem internen Rossbyradius' liegt (je nach den gewählten Werten für  $\Delta\rho$  und Schichtdicke  $H$  zwischen  $9 \text{ km}$  (KÄSE- und OSCHLIES-Modell) und  $14 \text{ km}$  (WHITEHEAD, 1998)).

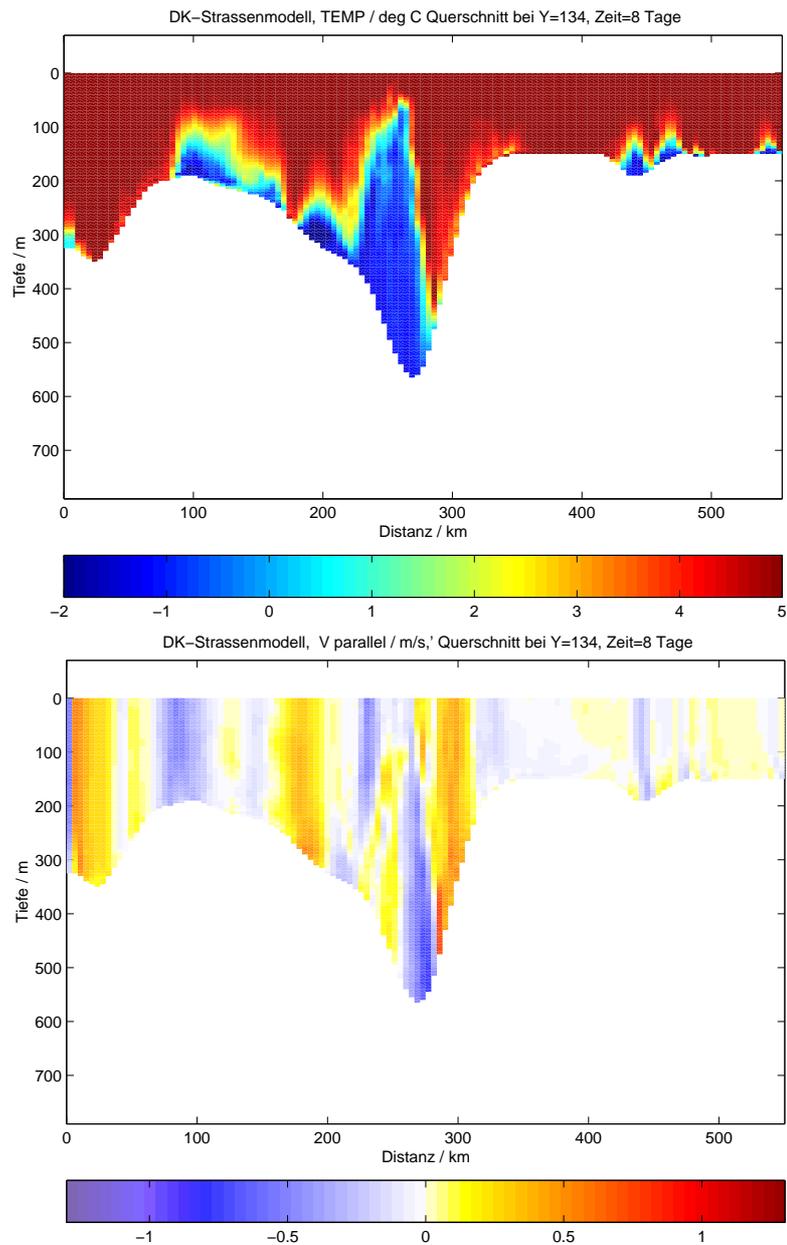


Abbildung 4.1.: *Typischer Querschnitt über die Dänemarkstraße (Modell).*  
**Oben:** *Temperatur.*  
**Unten:** *straßenparallele Stromkomponente.*

Für die folgenden Betrachtungen wurden Daten aus dem „Dambruch“-Experiment von einem Schnitt quer über die Dänemarkstraße benutzt, der in den Modellkoordinaten bei  $Y=134$  liegt; die Breite in  $X$ -Richtung umfaßt 130 Gitterpunkte, in der Zeitachse ca. 16 Tage (alle 4 h ein Wert).

Wie Abb. 4.2 deutlich zeigt, findet der Ausstrom von DSOW in einem durchschnittlich 25 km breiten Band statt, dessen Lage sich um bis zu 20 km verändert.

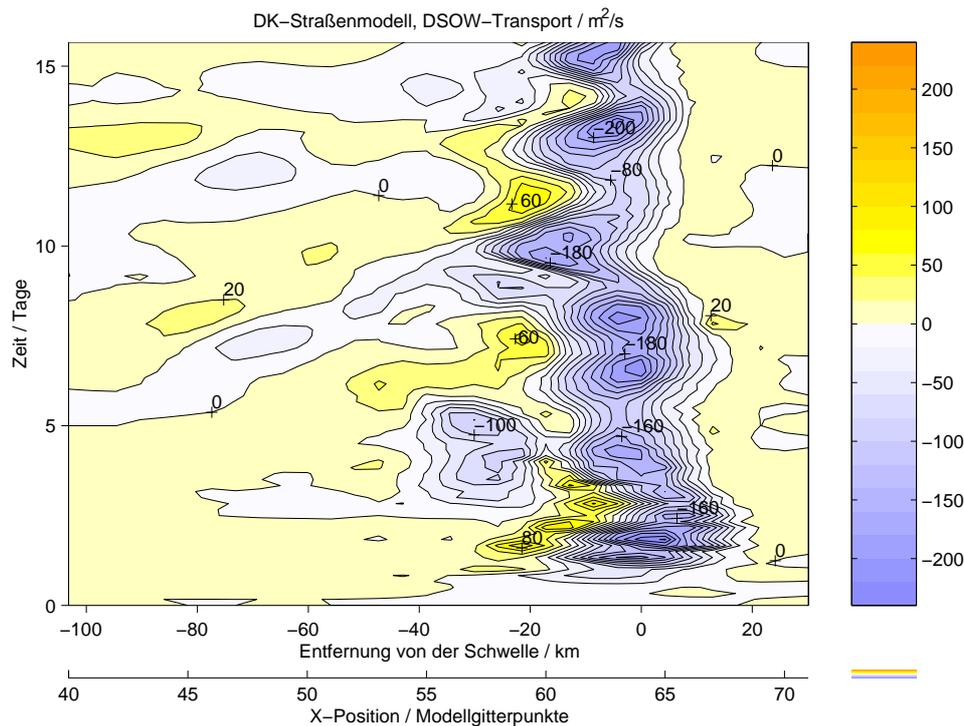


Abbildung 4.2.: *Modelltransporte in  $\text{m}^2/\text{s}$ ; Ausstrom nach Südwesten negativ.*

Zu erkennen sind auch die einzelnen „Pulse“ des DSO in Zeitskalen von 2 – 3 Tagen, sowie Rezirkulationsbereiche westlich neben dem DSO-Ausstrom.

Abb. 4.3 zeigt, daß die weitaus größten Beiträge zum DSO in den Gitterpunkten 56 – 65 stattfinden; außerhalb davon sind die Beiträge sehr klein. Verankerungen zur Messung des DSOW-Transportes sollten deshalb in diesem Bereich liegen.

Bemerkenswert ist, daß die der Realität sehr ähnlichen Fluktuationen des Overflows im Modell ohne meteorologischen Antrieb, sondern allein aufgrund barokliner Instabilität entstehen. Dies stimmt damit überein, daß bislang keine Korrelation der Overflow-Fluktuationen auf der Zeitskala einiger Tage mit meteorologischen Größen gefunden werden konnte (vgl. DICKSON UND BROWN, 1994).

Nördlich der Schwelle, im Bereich des NB-ADCPs V402-01, ist auch im Modell die Variabilität kleiner als direkt an der Schwelle.

Erst im Bereich der Schwelle bilden sich alle paar Tage Wirbel, die zunächst langsam, und erst deutlich südlich der Schwelle schneller stromabwärts propagieren.

Nahe der Position des LR-ADCPs V401-01 ( $X=62$ ,  $Y=134$ ) sind im Modell regelmäßig zyklonale Strömungsstrukturen zu finden, deren Zentrum meist etwas östlich des LR-ADCPs liegt. Der Durchgang der Nordwestflanke der Wirbel an der LR-ADCP-Position führt zu der beobachteten Rechtsdrehung des Stromes. Nach dem Durchgang eines solchen Wirbels geht die Strömung fast auf Null zurück, was mit den Beobachtungen (s. Abb. 3.6) übereinstimmt.

Südlich der Schwelle ist der Overflow durch eine Kette von Wirbeln gekennzeichnet; meist treten Dipole von Antizyklonen und Zyklonen auf. Während die Antizy-

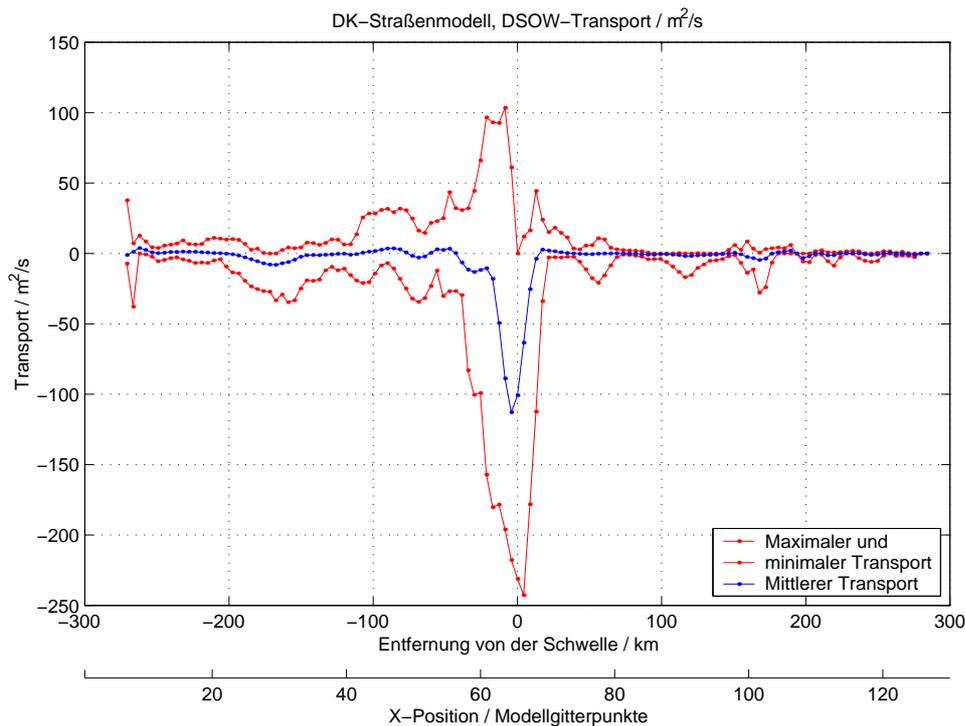


Abbildung 4.3.: Lokale Modell-Transportbeiträge entlang des Querschnittes in  $\text{m}^2/\text{s}$ ; Ausstrom nach Südwesten negativ. Die maximale Bandbreite der lokalen Transportbeiträge wird durch die roten Kurven (absolute Maxima und Minima) dargestellt, die zeitlich gemittelten Werte durch die blaue Kurve.

klonen mehr auf der flacheren grönländischen Seite (Dohrn-Bank) sind, und nicht sehr große Stromgeschwindigkeiten aufweisen, wandern die Zyklonen am Schelfabhang nach Südwesten, die Strömungsgeschwindigkeiten erreichen dort mehr als  $1 \text{ m/s}$  (KÄSE UND OSCHLIES (2000); Antizyklonen/Zyklonen auch JIANG UND GARWOOD (1996)).

Berechnungen des horizontalen Druckgradienten, der durch die Meeresoberflächenneigung und die interne Dichteschichtung verursacht wird, zeigen, daß ein großer Teil der Strömung dabei geostrophisch balanciert ist. Sowohl die absolute Stärke als auch die Variabilität der straßenparallelen Stromkomponente ist auf dem gesamten Schnitt an der Schwelle weitgehend geostrophisch.

Abb. 4.4 zeigt als Beispiel eine Zeitserie der bodennahen Strömung von  $X=62$  (nahe der LR-ADCP-Position).

Im vertikalen Mittel über die gesamte Wassersäule ist an dieser Position der geostrophische Strom  $3.6 \text{ cm/s}$  stärker als die tatsächliche Strömung, was einer Abweichung von  $15\%$  entspricht. Dabei ist die Differenz  $v - v_{geostr}$  in Oberflächennähe mit  $-0.7 \pm 15.6 \text{ cm/s}$  (d.h.,  $v$  ist etwas stärker als  $v_{geostr}$ ) sehr klein; in Bodennähe (vertikales Mittel der unteren  $100 \text{ m}$ ) ist  $v$   $7.9 \pm 12.1 \text{ cm/s}$  schwächer als  $v_{geostr}$ .

Wie in der Abbildung zu sehen, ist der (barotrope) Beitrag der Meeresoberflächen-

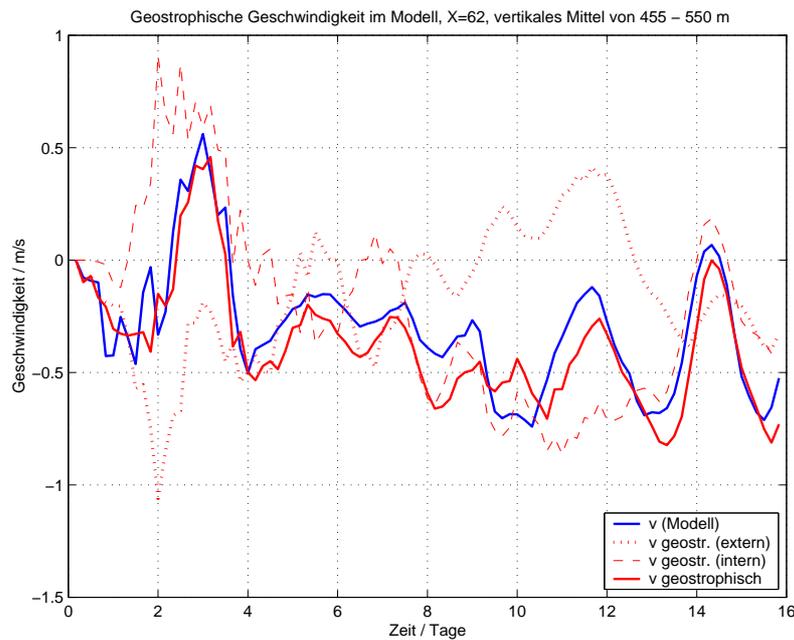


Abbildung 4.4.: *Strömungsgeschwindigkeiten im Modell bei der LR-ADCP-Position ( $X=62$ ; blaue Kurve) sowie aus der Meeresoberflächenneigung und der internen Dichteschichtung berechnete geostrophische Geschwindigkeiten (rote Kurven).*

auslenkung mit  $-15 \pm 29$  cm/s etwas geringer als der (barokline) Beitrag der internen Dichteschichtung ( $-21 \pm 43$  cm/s); die Variabilität der beiden Komponenten verläuft meist gegenphasig. Die resultierende geostrophische Strömung in der Tiefe wird damit von der vertikal integrierten internen Dichteschichtung dominiert.

Dies widerspricht nicht der Feststellung, daß die Strömung an der Schwelle weitgehend barotrop ist. Da das vertikale Mittel der geostrophischen Geschwindigkeit ( $-27$  cm/s; dies ist die barotrope Geschwindigkeitskomponente) auch von der internen geostrophischen Strömung abhängig ist, sind die Abweichungen vom vertikalen Mittel mit ca.  $+11$  cm/s an der Oberfläche und  $-11$  cm/s in Bodennähe kleiner als die mittlere Strömung.

Die vertikale Stromscherung von insgesamt 21 cm/s durch die interne geostrophische Stromkomponente ist größer als die tatsächliche Stromscherung im Modell (ca. 14 cm/s, s. S. 75) und die am LR-ADCP V401-01 beobachtete Stromscherung (ebenefalls ca. 14 cm/s, s. S. 74), da bei der geostrophischen Stromberechnung Effekte der Bodenreibung nicht berücksichtigt sind.

Die weitgehende Geostrophie im Modell läßt angesichts der im allgemeinen guten Übereinstimmung von Modell und Beobachtungen erwarten, daß später mit PIES bestimmte horizontale Druckgradienten Rückschlüsse auf die Strömung erlauben. Erste Analysen der Daten der im Mai 2001 geborgenen Verankerungen scheinen diese Annahme zu bestätigen (siehe Abschnitt 3.4).

## 4.2. Simulation von ADCP- und PIES-Verankerungen im Modell

Um die optimalen Positionen zur Bestimmung des DSOW-Transportes zu ermitteln, wurden ADCP-/PIES-Verankerungen im Modell simuliert.

Zur Bestimmung der Interfacetiefe wurde mit den Modelldaten von Dichte  $\rho_0$ , Temperatur  $TEMP$  und einem konstanten Salzgehalt  $S = 35.00$  Druck und Schallgeschwindigkeit in jeder  $\sigma$ -Schicht errechnet. Unter Berücksichtigung der Oberflächenauslenkung  $ZETA$  erhält man so die Laufzeit eines vertikalen Schallsignales und den Bodendruck. Aus diesen Variablen wurde in derselben Weise wie bei den realen PIES die Interfacetiefe bestimmt. Da der Dichtekontrast zwischen DSOW und AW / PIW über eine ausschließlich temperaturabhängige Zustandsgleichung simuliert wird, ist die Obergrenze des DSOW im Modell immer durch einen großen Temperaturgradienten gekennzeichnet. Die simulierten PIES-Messungen funktionieren deshalb an jeder Position.

Die Genauigkeit dieses Ansatzes wird in Abb. 4.7 und Abb. 4.8 deutlich: Die blaue Kurve ist der gesamte Modell-Transport von Wasser, das kälter als  $1.5^\circ\text{C}$  ist. Die rote Kurve („ADCP/PIES, X=[1:1:130]“) ist fast deckungsgleich, nur vereinzelt ergeben sich Abweichungen von maximal 0.5 Sv. Beschränkt man sich auf den Bereich  $X = 15 - 71$  (211 km nordwestlich bis 30 km südöstlich der Schwelle), so sind die Transporte nur geringfügig kleiner (gestrichelte rote Kurve), da außerhalb dieses Bereiches nur minimale DSOW-Transporte stattfinden (s. Abb. 4.3).

Zusätzlich wurde die Interfacetiefe über das Maximum der vertikalen Stromscheidung bestimmt; die sich damit ergebenden Transporte sind in den Abb. 4.7 und 4.8 als grüne Kurven dargestellt. Im allgemeinen liegen die Werte sehr nahe bei den tatsächlichen Modelltransporten, nur in der Anfangsphase, die aber wegen der Modellbedingungen („Dambruch“) nicht den realen Verhältnissen in der Dänemarkstraße entspricht, treten Abweichungen von 1 – 3 Sv auf. Von Modelltag 7 bis 14 stimmen die Werte gut mit den Modelltransporten bzw. den aus den simulierten ADCP-/PIES-Verankerungen berechneten Transporten überein. An den Tagen 14 – 16 treten wieder größere Abweichungen auf.

Dieses Ergebnis zeigt, daß auch bei einem fehlenden Temperaturkontrast (wenn über dem DSOW nicht warmes AW, sondern kaltes PIW liegt) über das Stromscheidungsmaximum im allgemeinen realistische Werte für den DSOW-Transport bestimmt werden können.

Die Transporte in  $\text{m}^2/\text{s}$  an jedem Gitterpunkt wurden durch Integrieren über die unter der Interfacetiefe liegenden  $\sigma$ -Schichten errechnet.

Die Transporte in  $\text{m}^3/\text{s}$  wurden für verschiedene Verankerungskonfigurationen durch Multiplizieren mit einer Skalenbreite bestimmt:

$$\mathbf{tr}_3 = \sum_{j=1}^n \sum_{i=0}^{i_{\text{Interface}}} v_{ij} \Delta h_j x_{\text{scale}_j} \quad (4.3)$$

mit  $j = 1, \dots, n$  als Index für die Verankerungspositionen,  $i$  als Index der  $\sigma$ -

Schichten,  $v_{ij}$  als straßenparalleler Stromkomponente,  $\Delta h_j$  der  $\sigma$ -Schichtdicke an der Position  $j$  und  $x_{\text{scale}_j}$  als Skalenbreite. Die Skalenbreite umfaßt, wie auf S. 37 definiert, den Bereich von der Mitte zwischen zwei Verankerungen bis zur nächsten; bei den äußeren Verankerungen wurden symmetrische Bereiche gewählt.

Bei Konfigurationen mit nur einer Verankerung ist die Wahl der Skalenbreite im Prinzip willkürlich; sie wurde mit 26.71 km so bestimmt, daß bei einer Verankerung bei  $X=62$  (entspricht etwa der LR-ADCP-Position V401-01) der so berechnete Transport im Mittel dem Gesamttransport (im Bereich von  $X=15$  211 km nordwestlich der Schwelle bis  $X=71$  30 km südöstlich der Schwelle) von  $2.37 \pm 1.03$  Sv entspricht.

Um die beste Anordnung der Verankerungen zu ermitteln, wurden Simulationen mit zahlreichen verschiedenen Verankerungspositionen durchgeführt. Dabei wurde die Anzahl der „ADCPs“/„PIES“ von 1 bis 4 variiert, und die Abstände und Positionen der Verankerungen systematisch verändert. Um eine genauere Abschätzung zu ermöglichen, wurden auch Positionen zwischen den Gitterpunkten untersucht; die Strömung wurde in diesen Fällen linear zwischen den benachbarten Gitterpunkten interpoliert.

Abb. 4.5 zeigt die Korrelationen zwischen dem Modelltransport und dem „gemessenen“ Transport bei sämtlichen verschiedenen Anordnungen; in Abb. 4.6 sind die Kombinationen mit der östlichsten Verankerung direkt an der tiefsten Stelle der Schwelle (im Modell  $X=64$ ) deutlicher dargestellt. Die beiden Tafeln 4.7 und 4.8 stellen Zeitserien des Transportes und Streuplots des „gemessenen“ und des gesamten Modell-DSOW-Transportes für einige ausgewählte Verankerungskonfigurationen dar.

Dabei sind die folgenden Abhängigkeiten zu erkennen:

- Wie zu erwarten, wird die Genauigkeit der Messungen mit zunehmender **Anzahl der Geräte** größer. Mit *einem* ADCP ist bestenfalls eine Korrelation von 0.58 zu erreichen (Maximalwert der schwarzen Kurve in Abb. 4.5 bei  $X=62$ ), da ein einzelnes ADCP Rezirkulationen und Wirbel nicht erfassen kann. Mit zwei ADCPs (grünes Dreieck bei  $X=64$ ) ist maximal schon eine Korrelation von 0.68, mit drei ADCPs (blaue Kurven) von 0.90 möglich. Durch Einsatz von vier ADCPs (rote Kurven) wird das Ergebnis noch etwas auf 0.93 verbessert.
- Die Korrelation ist stark von der **Wahl der Verankerungspositionen** abhängig, da der DSOW-Transport auf einen schmalen Bereich von der Schwelle bis zu einer Position ca. 50 km nordwestlich der Schwelle konzentriert ist (s. Abb. 4.3). Abb. 4.5 zeigt, daß bei *einem* ADCP die Modellposition  $X=62$  am günstigsten ist (was aber auch an der Definition der Skalenbreite liegt, siehe oben). Bei allen Konfigurationen mit mehreren ADCPs ist die Korrelation maximal, wenn die östlichste Verankerung an der Position  $X=64$  liegt (entspricht der DS-1-Position des isländischen ADCPs), da an dieser Position der DSOW-Ausstrom maximal ist. Unmittelbar östlich davon geht der DSOW-Transport fast auf Null zurück (s. Abb. 4.3, so daß dort ausliegende Verankerungen wenig sinnvoll sind).
- Die Korrelation ist stark vom **Abstand der Verankerungen** abhängig. Die zahlreichen untersuchten Konfigurationen mit  $X=64$  als östlichster Position,

die in Abb. 4.5 notwendigerweise schwer zu unterscheiden sind, sind in Abb. 4.6 deutlich dargestellt. Hier zeigt sich, daß bei drei ADCPs mit den Verankerungspositionen  $X=64$ , 61.44 und 58 (entspricht 0, 11.0 und 25.8 km nordwestlich der Schwelle) mit ca. 0.90 die beste Korrelation erreicht wird (in Abb. 4.6 die „höchste“ der durchgezogenen blauen Linien).

Sind die Abstände kleiner, so sind die Messungen der ADCPs nicht unabhängig voneinander, und ein deutlicher Teil des Overflows oder der Rezirkulationen (s. Abb. 4.2) wird nicht erfaßt. Sind die Verankerungsabstände mit mehr als 15 km deutlich größer als der Rossby-Radius, so führt die Extrapolation der an den Verankerungspositionen gemessenen Strömung auf die Skalenbreite zu größeren Fehlern, die Korrelation wird wieder schlechter.

Mit Einsatz eines vierten ADCPs bei  $X=54$  (43 km nordwestlich der Schwelle) läßt sich die maximale Korrelation auf 0.93 noch etwas erhöhen (in Abb. 4.6 die „höchste“ der durchgezogenen roten Linien).

Äquidistante Anordnungen (in Abb. 4.6 mit gestrichelten Linien dargestellt) erreichen mit ca. 0.89 (bei drei ADCPs) bzw. 0.92 (bei vier ADCPs) nur etwas geringere Korrelationswerte.

Diese Abhängigkeiten werden auch an den Darstellungen von Zeitserien und Korrelationen für einige ausgewählte Konfigurationen (Abb. 4.7 und 4.8) deutlich.

Abb. 4.7 zeigt oben, daß die „gemessenen“ Transporte bei nur einem ADCP von den Modelltransporten oft um 2 – 3 Sv abweicht, da die räumliche Variabilität des Overflows nicht erfaßt wird. Die mittlere Graphik zeigt die mit V401-01 bzw. V425-01 und DS-1 realisierte Kombination; der DSOW-Transport wird hierbei im Mittel um  $0.53 \pm 0.79$  Sv unterschätzt. Mit vier ADCPs (untere Graphik) können bereits fast sämtliche Fluktuationen des Overflows gut erfaßt werden, die Unterschätzung des Transportes beträgt nur  $0.22 \pm 0.43$  Sv.

Abb. 4.8 demonstriert die Abhängigkeit der Messungen dreier ADCPs von den Verankerungsabständen. Während bei einem Abstand der ADCPs von 8.6 km (oben) bzw. 21.5 km (unten) der „gemessene“ Transport oft um 1 – 2 Sv vom Modell-DSOW-Transport abweicht, ist bei der Anordnung mit Verankerungen bei  $X=64$ , 61.44 und 58 (entspricht der im Sommer 2000 ausgelegten Kombination von DS-1, V425-01 und V423-01) der Fehler mit einer Unterschätzung von  $0.23 \pm 0.49$  Sv minimal.

Die Untersuchungen am Modell haben somit gezeigt, daß die Strategie, den DSOW-Transport mit ADCPs und PIES zu messen, mit der Wahl von drei oder vier Verankerungen an bestimmten Modell-Positionen ( $X=64$ , 61.44 und 58 sowie ggf. 54) gute Ergebnisse liefert. Der optimale Abstand der LR-ADCPs vom IS-ADCP ist im mit ca. 11 km geringfügig größer als der Abstand der Verankerungen V401-01 (LR-ADCP) und DS-1 (IS-ADCP) von ca. 9 km. Im Sommer 2000 wurde die Verankerung V425-01 (LR-ADCP) deshalb etwas weiter westlich ausgelegt.

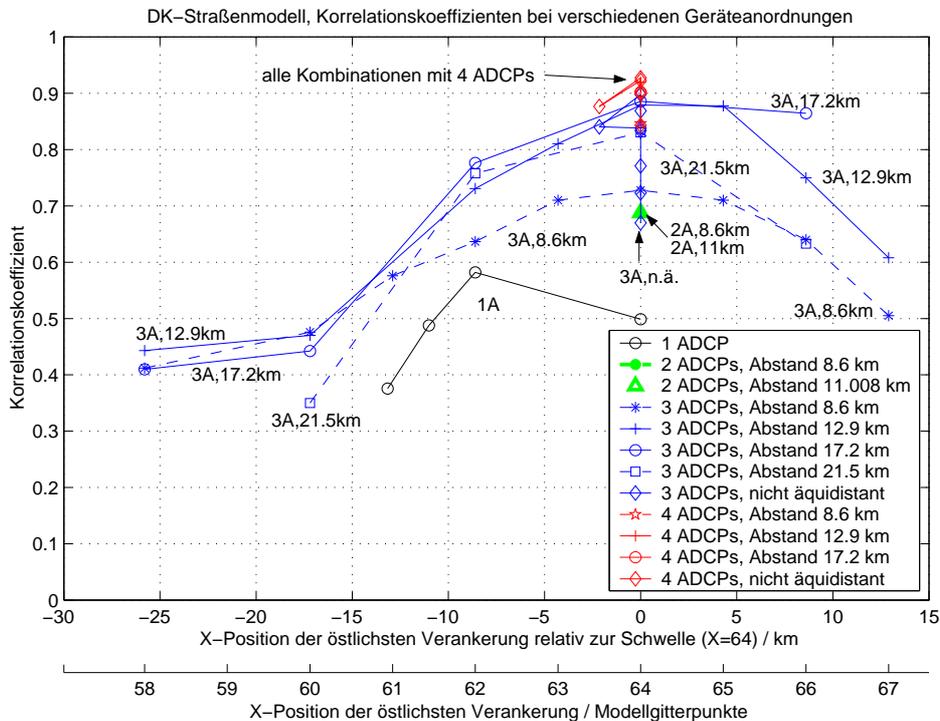


Abbildung 4.5.: Korrelation des von simulierten Verankerungen „gemessenen“ DSOW-Transportes zum absoluten Modell-DSOW-Transport. Kurven gleicher Farbe sind Kombinationen von jeweils 1, 2, 3 oder 4 ADCPs; jede Kurve entspricht einem bestimmten Abstand der Meßgeräte voneinander. Die Anzahl der ADCPs und ihr Abstand sind in der Graphik zusätzlich z.B. mit „3A, 8.6 km“ vermerkt. Die Punkte auf den Kurven geben jeweils die Position der östlichsten Verankerung an. Es ist zu erkennen, daß meistens die Anordnungen, bei denen das östlichste ADCP bei  $X=64$  liegt, maximale Korrelationswerte aufweisen. Diese zahlreichen Konfigurationen mit der östlichsten Verankerung bei  $X=64$  sind in dieser Graphik schwer zu unterscheiden; sie sind in Abb. 4.6 deutlicher dargestellt.

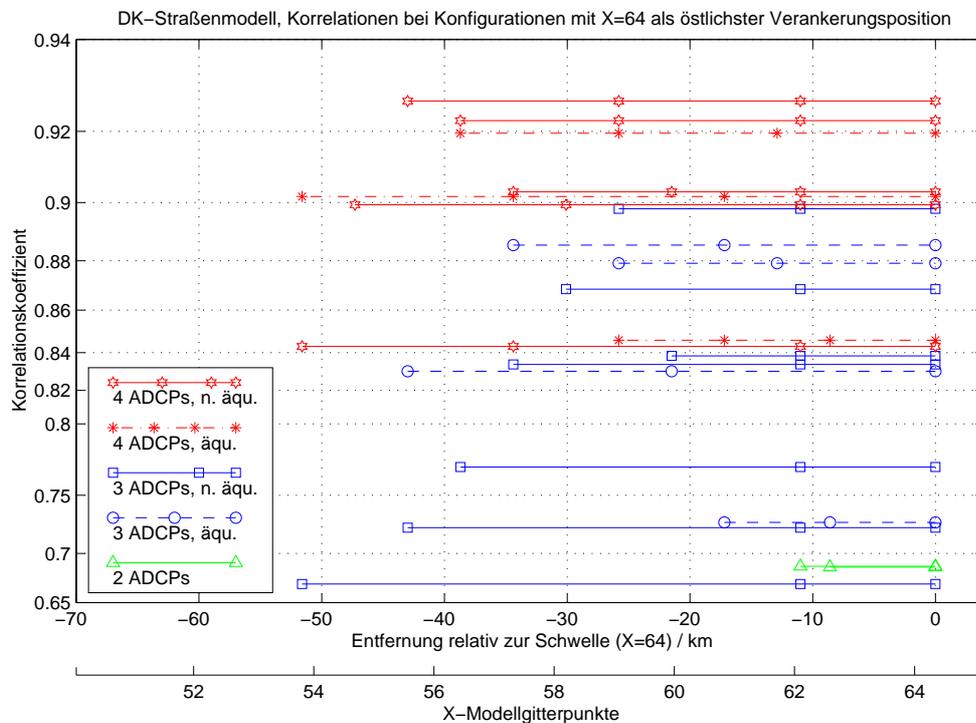


Abbildung 4.6.: Korrelation des von simulierten Verankerungen „gemessenen“ DSOW-Transportes zum absoluten Modell-DSOW-Transport der 21 Konfigurationen mit  $X=64$  als östlichster Position.

Man beachte die nichtlineare Einteilung der Achse des Korrelationskoeffizienten.

Kurven gleicher Farbe sind Kombinationen von jeweils 2, 3 oder 4 ADCPs, gestrichelte Kurven gehören zu äquidistanten, durchgezogene zu nicht äquidistanten Anordnungen.

Jede einzelne Linie verbindet die Verankerungspositionen einer bestimmten Konfiguration.

Beispiel: Zu einer äquidistanten Konfiguration mit 3 ADCPs an  $X=64, 62, 60$  gehört die gestrichelte blaue Linie, die drei blaue Kreise bei  $X=64, 62, 60$  verbindet. Die Korrelation beträgt bei dieser Anordnung 0.73.

## 4.2. Simulation von ADCP- und PIES-Verankerungen im Modell

Simulation verschiedener Verankerungspositionen, Beispiele mit 1, 2 und 4 ADCPs

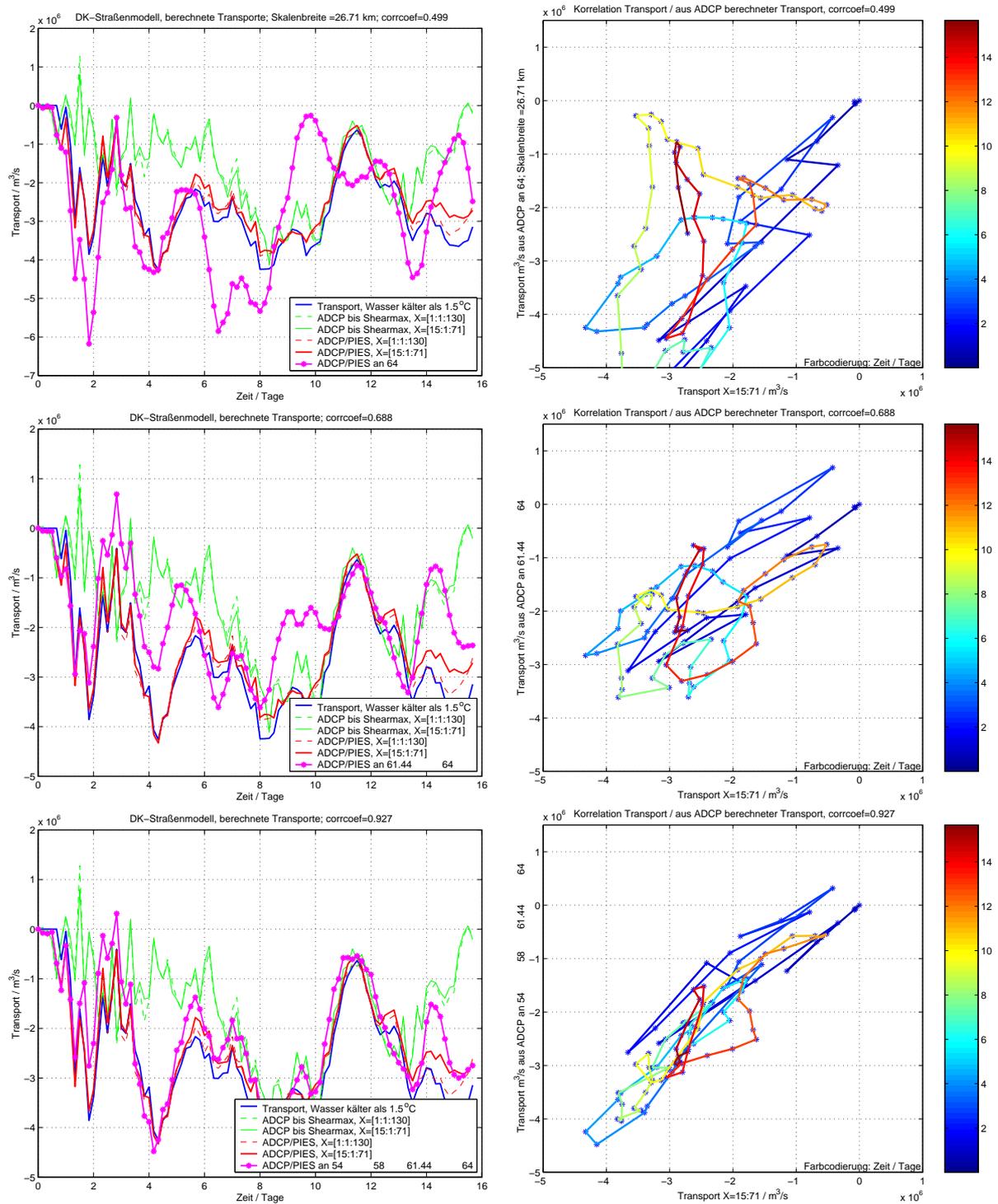


Abbildung 4.7.: Links: Zeitserien der Transporte, rechts: die entsprechenden Korrelationen.

Oben:  $X=64$ , entspricht DS-1,

Mitte:  $X=64$  und 61.44, entspricht DS-1 und V425-01,

unten:  $X=64$ , 61.44, 58 und 54, entspricht DS-1, V425-01, V423-01 und einem weiteren ADCP 43 km nordwestlich der Schwelle.

#### 4. Untersuchungen an einem hochauflösenden Modell der Dänemarkstraße

##### Simulation verschiedener Verankerungspositionen, Beispiele mit 3 ADCPs

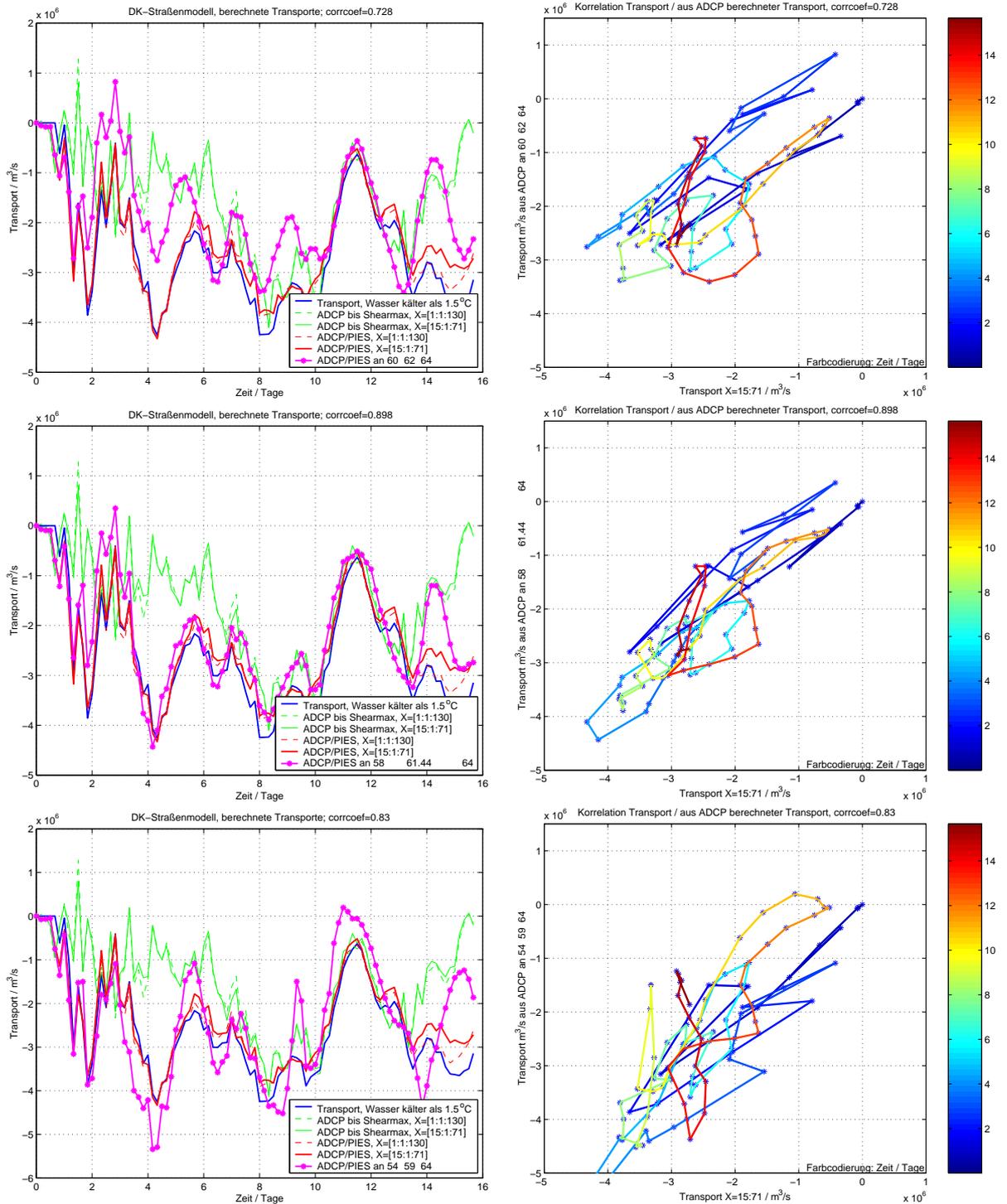


Abbildung 4.8.: Links: Zeitserien der Transporte, rechts: die entsprechenden Korrelationen.

Oben: Bei  $X=64$ , 62 und 60 sind die Abstände mit 8.6 km zu klein;  
 Mitte: maximal ist die Korrelation bei  $X=64$ , 61.44 und 58 (entspricht DS-1, V425-01 und V423-01);  
 unten: bei  $X=64$ , 59 und 54 sind die Abstände mit 21.5 km zu groß.

# 5. DSOW-Transporte aus Beobachtungsdaten und Vergleich mit dem Modell

## 5.1. Statistischer Vergleich der Verankerungen V401-01 und DS-1 mit dem Modell

Vergleicht man die Strömungsdaten der ADCP-Verankerungen V401-01 (LR) und DS-1 (IS) mit dem Modell, so zeigen beide relativ ähnliche Eigenschaften.

Betrachtet man das Energiespektrum der straßenparallelen Stromkomponente am LR-ADCP (s. Abb. 5.1), so fällt die große Steigung der Kurve von ca.  $-7.7/3$  auf (in Abb. 5.1 durch die strichpunktierte Gerade angedeutet). Bei homogener isotroper Turbulenz wäre eine Steigung von  $-5/3$  zu erwarten (z.B. PEDLOSKY, 1987). Am LR-ADCP treten also bei niedrigeren Frequenzen deutlich höhere spektrale Energiedichten auf, als es bei reiner Turbulenz der Fall ist.

Der Abknickpunkt zum „weißen Rauschen“ (mit einer Steigung von 0), bei dem es keine Frequenzabhängigkeit der spektralen Energiedichte gibt, liegt bei einer Frequenz von ca.  $1/120 \text{ h}^{-1}$ . Dies bedeutet, daß die maximale Variabilität der Strömung eine Zeitskala von ca. 5 Tagen hat. Ein deutlicher Peak liegt außerdem bei der  $M_2$ -Tide (Periode 12.42 h).

Die Messungen des isländischen ADCPs zeigen ein sehr ähnliches Frequenzverhalten. Die spektralen Energiedichten sind dabei an den Positionen von LR-ADCP und IS-ADCP annähernd gleich.

Die entsprechenden Kurven des Modelles zeigen ebenfalls eine Steigung von ca.  $-7.7/3$ ; das Maximum der Variabilität liegt jedoch bei etwas kürzeren Zeitskalen (Periode ca. 70 h, entspr. 3 Tagen). Bei kleineren Perioden ist die spektrale Energiedichte im Modell etwa eine Größenordnung kleiner als in den Beobachtungen. Dies kann durch fehlende windgetriebene Variabilität, fehlende Gezeiten und durch die geglättete Modelltopographie verursacht werden.

Das Modell-Spektrum endet bei Perioden von 8 h, da die Abtastfrequenz der Modelldaten bei 4 h liegt.

Die Amplitude der kurzzeitigen Variationen ist am NB-ADCP deutlich größer als beim LR-ADCP und beim isländischen ADCP (s. S. 50), was sich im Spektrum in einer geringeren Steigung widerspiegelt. Die Dominanz der mehrtägigen Fluktuationen

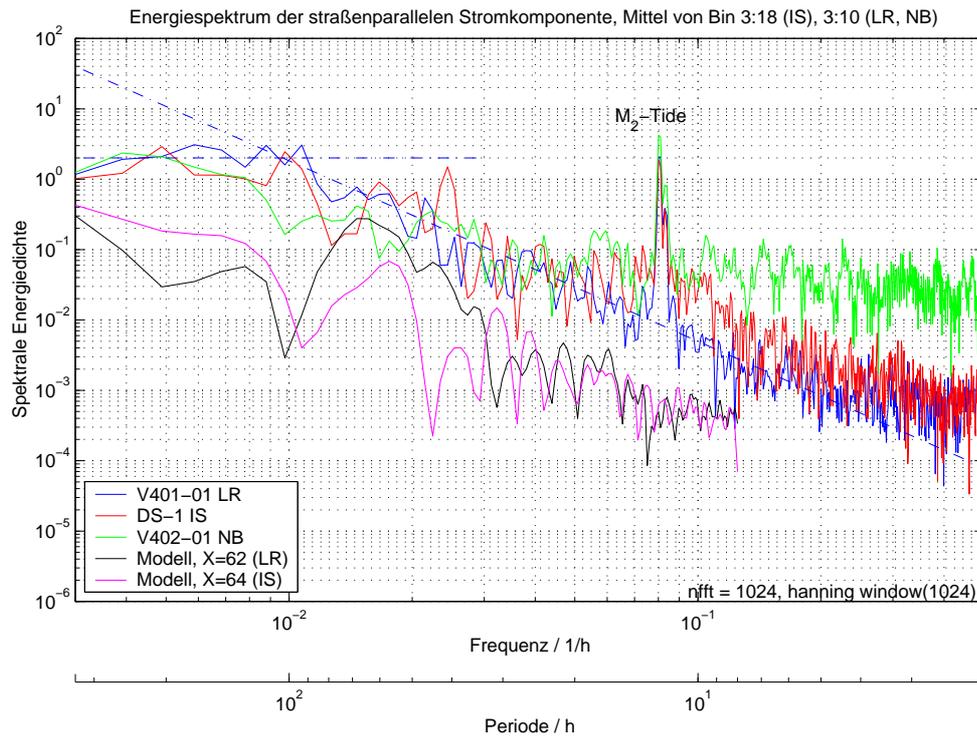


Abbildung 5.1.: *V401-01 (LR), DS-1 (IS), V402-01 (NB) und Modell: Frequenzspektren der ADCPs und des Modells an den Positionen von LR ( $X=62$ ) und IS ( $X=64$ ). Die strichpunktierte Gerade ist ein linearer Fit an das Spektrum des LR- und IS-ADCP, sie hat eine Steigung von  $-7.7/3$ . Der Schnittpunkt mit der horizontalen Geraden gibt die Frequenz der maximalen Fluktuationen an (ca.  $1/120 \text{ h}^{-1}$ ). Näheres siehe Text.*

ist hier, 50 km nordöstlich der Schwelle, somit noch nicht so stark ausgeprägt.

In Tabelle 5.1 sind einige statistische Werte der Strömungsrichtung und -geschwindigkeit am LR-ADCP und am isländischen ADCP aufgeführt.

Die Richtung der Strömung ist in den unteren 300 m bei beiden Verankerungen mit ca.  $220^\circ$  bis  $230^\circ$  im Mittel straßenparallel, darüber ist der Strom etwas mehr vom grönländischen Schelfabhang weggedreht. Bei beiden Verankerungen ist der weitaus größte Teil der Strömung barotrop (die mittlere straßenparallele Geschwindigkeit variiert am LR nur zwischen ca.  $-50$  und  $-33 \text{ cm/s}$ , am isl. ADCP zwischen ca.  $-38$  und  $-28 \text{ cm/s}$ ); der barokline Anteil der straßenparallelen Strömung zeigt eine gewisse Bodenintensivierung des DSO, die in der Größenordnung von  $14 \text{ cm/s}$  (LR-ADCP) bzw.  $10 \text{ cm/s}$  (IS-ADCP) liegt. Der mittlere DSOW-Ausstrom beträgt am LR-ADCP am grönländischen Abhang im Mittel ca.  $48 \text{ cm/s}$ , am isländischen ADCP an der tiefsten Stelle der Schwelle ca.  $37 \text{ cm/s}$ . Die kurzzeitige Variabilität der Strömung nimmt ab 300 m Abstand vom Boden deutlich zu, was z.B. durch kurzzeitige Fluktuationen von windgetriebenen Strömungen verursacht werden kann.

Tabelle 5.2 zeigt die gleichen statistischen Daten an den Positionen von LR-ADCP

## 5.1. Statistischer Vergleich der Verankerungen V401-01 und DS-1 mit dem Modell

Tabelle 5.1.: Statistik der Strömungsdaten an V401-01 (LR) und DS-1 (IS): $v_p$

Boden- abst. / m	Tiefe m	Richtg. °	LR $v_p$ / cm/s	40h-F. $v_p$ / cm/s	Tiefe m	Richtg. °	IS $v_p$ / cm/s	40h-F. $v_p$ / cm/s
62	516	228	$-45 \pm 27$	$-45 \pm 21$	594	233	$-38 \pm 25$	$-38 \pm 17$
94	484	231	$-51 \pm 31$	$-51 \pm 25$	562	229	$-36 \pm 26$	$-36 \pm 18$
142	436	228	$-48 \pm 33$	$-48 \pm 27$	514	226	$-35 \pm 88$	$-35 \pm 24$
206	372	221	$-41 \pm 34$	$-41 \pm 27$	450	218	$-29 \pm 30$	$-29 \pm 22$
302	276	208	$-32 \pm 61$	$-32 \pm 27$	354	198	$-28 \pm 148$	$-28 \pm 40$
398	180	200	$-33 \pm 192$	$-33 \pm 50$	258	—	—	—

Dargestellt sind jeweils Mittelwerte, ggf.  $\pm$  Standardabweichung. Die Richtungsangaben sind rechtweisend;  $225^\circ$  ist straßenparallel und entspricht  $180^\circ$  im Modell.

Tabelle 5.2.: Statistik der Strömungsdaten des Modells an den Positionen von V401-01 (LR) und DS-1 (IS): $v_p$

Boden- abst. / m	Tiefe m	Richtg. °	Richtg. +45°	LR X=62 $v_p$ / cm/s	Tiefe m	Richtg. °	Richtg. +45°	IS X=64 $v_p$ / cm/s
62	508	193	238	$-29 \pm 31$	515	189	234	$-43 \pm 23$
94	476	192	237	$-30 \pm 30$	483	191	236	$-37 \pm 25$
142	428	184	229	$-28 \pm 26$	435	196	241	$-30 \pm 26$
206	364	186	231	$-30 \pm 20$	371	182	227	$-24 \pm 29$
302	268	181	226	$-23 \pm 18$	275	180	225	$-17 \pm 30$
398	172	168	213	$-16 \pm 28$	179	174	219	$-6 \pm 32$

Dargestellt sind jeweils Mittelwerte, ggf.  $\pm$  Standardabweichung. Die erste Richtungsangabe ist die Stromrichtung im Modellkoordinatensystem (straßenparalleler Ausstrom entspricht einer Richtung von  $180^\circ$ .); die zweite Richtungsangabe ist die um  $45^\circ$  gedrehte Stromrichtung, so daß sie mit den Meßdaten in Tabelle 5.1 vergleichbar sind.

und isländischem ADCP im Modell.

Auch im Modell tritt eine überwiegend barotrope und etwas bodenintensivierte Strömung auf.

Die mittleren Geschwindigkeiten sind im Modell an der LR-ADCP-Position (X=62) um ca. 20 cm/s geringer als in den Beobachtungen, was durch die etwas geglättete Modelltopographie (geringere Hangneigung) verursacht werden kann. Speziell an der LR-ADCP-Position ist die Bodenneigung im Modell deutlich flacher als in der Realität, da der ca. 12 km lange Anstieg vom tiefsten Teil der Schwelle auf das Plateau in 500 m Tiefe, das sich in der Dänemarkstraße nordwestlich der Schwelle befindet (auf den CTD-Schnitten, Abb. 3.9, westlich von  $27.3^\circ\text{W}$ ), im Modell durch eine ca. 45 km breite Region mit relativ gleichmäßigem und damit schwächerem Anstieg ersetzt ist.

Wenn die Absolutwerte der Strömung auch zu klein sind, so entspricht die Boden-

intensivierung der Strömung von ca. -16 auf -30 cm/s doch recht gut den Beobachtungen.

An der IS-ADCP-Position (X=64) an der tiefsten Stelle der Straße ist die Strömung im Modell im vertikalen Mittel mit ca. 30 cm/s nur etwas kleiner als in den Beobachtungen (-33 cm/s), allerdings ist die barokline Komponente deutlich größer. Während die Bodenintensivierung im Meßbereich des IS-ADCP nur 10 cm/s beträgt, liegt sie im Modell bei ca. 25 cm/s (von -17 bis -43 cm/s). Die mittlere Geschwindigkeit ist bemerkenswert nahe an den Beobachtungen, obwohl an dieser Position (tiefste Stelle der Schwelle) die Wassertiefe im Modell ca. 80 m kleiner als an der Verankerung DS-1 (IS-ADCP) ist. Anders als an der LR-ADCP-Position gibt es dafür keine seitliche Bodenneigung. Die Geschwindigkeit von nur -6 cm/s bei 398 m Bodenabstand im Modell kann wegen der geringeren Reichweite des IS-ADCPs nicht mit Beobachtungen verglichen werden.

Die Variabilität der Strömung ist an beiden Positionen mit Berücksichtigung des Gezeitensignales in der Natur insbesondere bei größerem Abstand vom Boden höher; bei den tiefpaßgefilterten Daten ergeben sich relativ ähnliche Variabilitäten wie im Modell.

Die Richtung der Strömung ist im Mittel etwa straßenparallel (entspr. 225°), wobei auch im Modell der Strom oberhalb von 300 m über dem Boden etwas vom grönländischen Schelf wegdreht.

Sowohl im Modell als auch in den Beobachtungen dreht die Strömung im Verlaufe der einzelnen Overflow-„Pulse“ mehr nach Westen in Richtung des grönländischen Schelfes, was auf zyklonale Wirbel deutet (Beobachtungen s. S. 50, Modell s. S. 63).

Insgesamt gibt das Modell besonders die Variabilität und die überwiegend barotrope Struktur der Strömung, mit einer gewissen Bodenintensivierung des DSO, recht gut wieder.

Die dominante Zeitskala der Wirbel ist mit ca. 3 Tagen kürzer als in den Beobachtungen (5 Tage).

Die absolute Geschwindigkeit wird insbesondere an der LR-ADCP-Position (X=62) deutlich unterschätzt, dafür ist die Bodenintensivierung mit den Beobachtungen vergleichbar. An der IS-ADCP-Position (X=64) ist die mittlere absolute Geschwindigkeit fast mit den Beobachtungen identisch, aber die Bodenintensivierung ist hier zu groß.

Die integrierten DSOW-Transporte werden vom Modell relativ gut wiedergegeben (GIRTON (2001), siehe auch Abb. 5.3).

## **5.2. Transporte aus den ADCP-Verankerungen V401-01 und DS-1**

Zur Berechnung des DSOW-Transportes wurde die straßenparallele Stromkomponente an jeder Verankerung vertikal bis zur Interfacetiefe integriert und mit einer Skalenbrei-

te <sup>1</sup> multipliziert (hier: DS-1 (IS): 11.0 km, V401-01 (LR): 12.9 km, später: V423-01 (SK): 14.8 km).

Es ergeben sich damit die in Tabelle 5.3 aufgeführten Transporte. Die gesamten Zeitserien sind in Abb. 5.2 dargestellt.

Tabelle 5.3.: Statistik der DSOW-Transporte von V401-01 und DS-1

	V401-01 LR	DS-1 IS
Interfacetiefe Rückstreumaximum / m	306 ± 85	417 ± 98
Transport / m <sup>2</sup> /s	112 ± 78	80 ± 64
Interfacetiefe Scherungsmaximum / m	290 ± 87	365 ± 98
Transport / m <sup>2</sup> /s	123 ± 93	102 ± 82
	Rückstreumaximum	Scherungsmaximum
Transport / Sv	2.27 ± 1.25	2.50 ± 1.32
Transport / Sv (40h-Filter)	2.30 ± 0.98	2.57 ± 1.06

Dargestellt sind jeweils die Mittelwerte ± Standardabweichung.

Dabei zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung zwischen den Transporten, die mit der aus dem Rückstreumaximum bestimmten Interfacetiefe berechnet wurden, und denjenigen aus dem Stromscherungsmaximum. Transporte mit Berechnung der Interfacetiefe aus der PIES-Schallaufzeit wurden nicht bestimmt, da nur beim LR-ADCP ein PIES ausgelegt war, und das isländische ADCP reichweitenbedingt kein Oberflächenecho erfaßte.

Die Transportzeitserien der Verankerungen auf dem zentralen Schnitt an der Schwelle (s. Abb. 5.2) zeigen große Variabilität in der Zeitskala von 2 – 5 Tagen, dabei variieren die Transporte zwischen 0 und 4 Sv; längerfristige Schwankungen sind dagegen nicht zu beobachten. Diesen 2 – 5 tägigen Variationen ist ein Gezeitensignal mit einer Amplitude von maximal 1 Sv überlagert. Da der Overflow von den beiden Verankerungen nicht vollständig erfaßt wird, ergibt sich eine systematische Unterschätzung des DSOW-Transportes, und die Variabilität wird nur innerhalb gewisser Fehlergrenzen wiedergeben.

Nach entsprechenden Untersuchungen im Modell ergeben sich für die *Variabilität* Fehlergrenzen von ±0.79 Sv, um die die tatsächlichen momentanen DSOW-Transporte von den aus den Messungen berechneten Transporten abweichen können.

Der mittlere Transport von 2.3 Sv (Rückstreumaximum) bzw. 2.5 Sv (Stromscherungsmaximum) liegt unter den Werten von „Poseidon“ P244 (2.7 Sv, GIRTON, 2001) und denen des Overflow '73-Experiments (2.9 Sv, ROSS, 1984), da ein Teil des Overflows nordwestlich der Verankerungen DS-1 und V401-01 stattfindet und von diesen

<sup>1</sup>Definition der Skalenbreite s. Abschnitt 2.4. Im Vorgriff auf die spätere Anordnung mit drei ADCPs wurde die „Schildkröte“ dabei schon berücksichtigt. Bei nur 1 ADCP wurde nach dem Modell eine Skalenbreite von 26.71 km gewählt.

## 5. DSOW-Transporte aus Beobachtungsdaten und Vergleich mit dem Modell

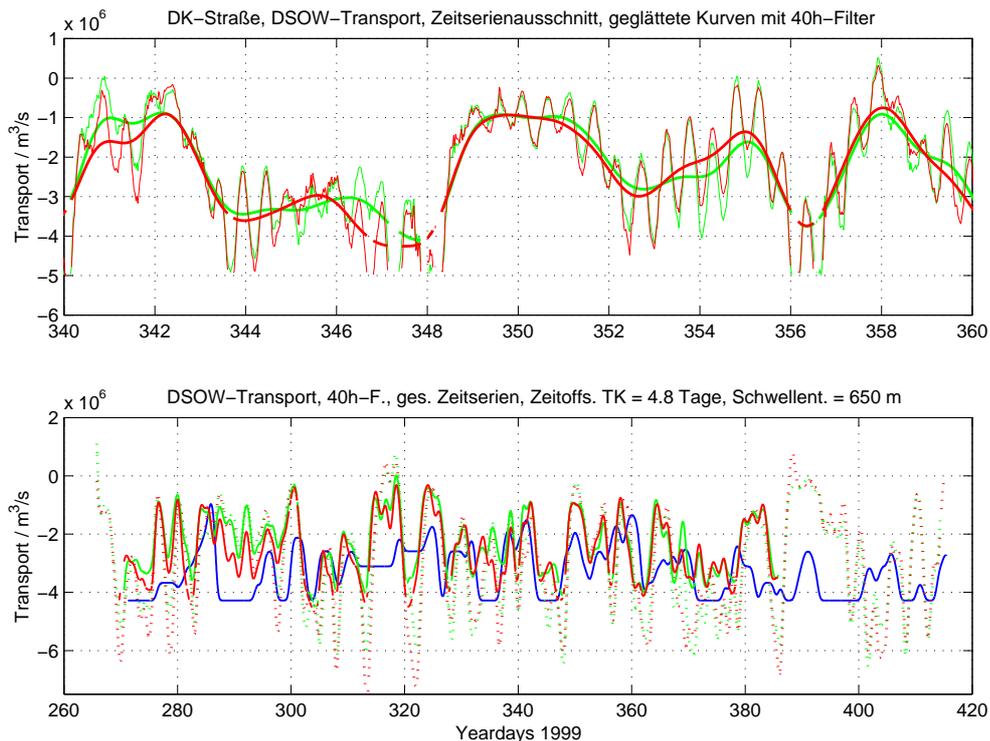


Abbildung 5.2.: DSOW-Transporte, berechnet von V401-01 (LR) und DS-1 (IS): Grün: Rückstreumaximum, rot: Stromscherungsmaximum.

**Oben:** Typischer Zeitserienausschnitt; gestrichelt: mit 40h-Tiefpaßfilter. Bei den ungefilterten Daten ist das Gezeitensignal sichtbar.

**Unten:** Gesamte Zeitserie. Gepunktet: Transporte, nur aus den LR-ADCP-Messungen mit einer Skalenbreite von 26.71 km berechnet. Blau: Transporte aus Reservoirhöhe an der Thermistorkette berechnet, geplottet mit einem Zeitoffset von 4.8 Tagen. Bei diesem Zeitoffset ist die Korrelation zu den von den ADCPs bestimmten Transporten maximal.

Die Fehlergrenzen der ADCP-Transporte sind  $\pm 0.8 \text{ Sv}$  (LR- und IS-ADCP) bzw.  $\pm 1.44 \text{ Sv}$  (nur LR-ADCP) (s. S. 39).

ADCPs nicht erfaßt wurde.

Mit der entsprechenden Simulation im Modell ergibt sich, daß bei dieser Verankerungskonfiguration der DSOW-Transport systematisch um  $0.5 \text{ Sv}$  unterschätzt wird (s. S. 38 und S. 68). Berücksichtigt man dieses Ergebnis des Modelles, so ergibt sich ein mittlerer DSOW-Transport von  $2.8 \text{ Sv}$  (Rückstreumaximum) bzw.  $3.0 \text{ Sv}$  (Stromscherungsmaximum), was sehr gut bei den o.g. Werten früherer Messungen liegt.

Nimmt man nur die Transporte in  $\text{m}^2/\text{s}$  von V401-01 (LR) und multipliziert sie mit der aus dem Modell abgeleiteten Skalenbreite von 26.71 km, so erhält man einen mittleren Transport von  $2.9 \pm 2.0 \text{ Sv}$  und liegt damit ebenfalls sehr gut bei den o.g.

### 5.3. Transporte aus den vmADCP-Schnitten von P262 und Vergleich mit dem Modell

Daten. Die Fluktuationen sind dabei deutlich größer, da eine Verankerung allein nicht den schwächeren Strom bzw. Rezirkulation an anderen Positionen erfassen kann.

Die Variabilität auf Zeitskalen von ca. 5 Tagen und das Fehlen längerfristiger Änderungen bestätigen die Ergebnisse der Beobachtungen von WORTHINGTON (1969); AAGARD UND MALMBERG (1978) und DICKSON UND BROWN (1994).

In Abb. 5.2 ist außerdem der maximale hydraulisch kontrollierte Transport (KILLWORTH UND McDONALD, 1993) dargestellt, der sich aus der Reservoirhöhe an der Thermistorkette V400-01 unter der Annahme einer Schwellentiefe von 650 m und einem Dichtekontrast von  $\Delta\rho = 0.4 \text{ kg/m}^3$  ergibt. Da die Strömung an der Thermistorkette mangels direkter Messungen nicht berücksichtigt wurde, sind die Absolutwerte des maximalen hydraulisch kontrollierten Transportes von  $(3.2 \pm 1.1) \text{ Sv}$  (siehe Abschnitt 3.2.1) vom Betrag eher zu niedrig, aber als qualitative Werte zur Prüfung der Korrelation Reservoirhöhe – Ausstrom sind sie verwendbar.

Die Korrelation zwischen direkt gemessenem Transport an der Schwelle und dem aus der Reservoirhöhe an der Thermistorkette 93 km weiter nordöstlich bestimmten maximalen Transport hat ein deutliches Maximum von 0.32 (bei ADCP-Transporten bis zum Stromscherungmaximum, 40h-Filter) bzw. 0.25 (bei ADCP-Transporten bis zum Rückstreumaximum, 40h-Filter) bei einem Zeitoffset von  $4.8 \pm 0.1$  Tagen. Der Ausstrom an der Schwelle reagiert also nach einer Zeit von im Mittel 4.8 Tagen auf Änderungen der Reservoirhöhe. Dieser Zeitskala entspricht eine Signalgeschwindigkeit von ca. 22 cm/s, was deutlich langsamer als die Wirbeltranslationsgeschwindigkeit stromabwärts der Schwelle ist.

Dieser Wert paßt zu den Untersuchungen von GIRTON (2001), wo für die Translation von Wirbeln an der Schwelle eine Geschwindigkeit von 12 bis 28 cm/s bestimmt wird, die weiter stromabwärts rasch zunimmt. Auch SST-Beobachtungen durch Satelliten deuten darauf, daß Merkmale oberhalb der Schwelle sich nur relativ langsam fortbewegen (GIRTON, 2001).

### **5.3. Transporte aus den vmADCP-Schnitten von P262 und Vergleich mit dem Modell**

Aus den beiden vmADCP-Schnitten # 10 und # 11 (s. Abb. 3.12), die das DSOW erfassen, können Transporte bestimmt werden.

Unterhalb der Reichweite des vmADCP (ca. 400 – 500 m) wurden die Strömungsprofile mit Hilfe des CTD-Schnittes geostrophisch ergänzt. Unsicherheiten ergeben sich durch das gewählte Interpolationsverfahren zwischen den Stationen. Zwischen Stationen unterschiedlicher Tiefe wurden die Bereiche am Boden extrapoliert, indem dort der vertikale Gradient der tieferen Station und der (mittlere) horizontale Gradient in der maximalen Tiefe der flacheren Station benutzt wurde. Diese Extrapolation wurde auch bei den CTD-Schnitt-Plots angewendet. Die Auswirkungen anderer Interpolationsverfahren gingen in die Fehlerabschätzung ein.

Weitere Fehler entstehen durch die Zeitdifferenz der vmADCP-Messungen und der CTD-Stationen (bis maximal 29 Stunden bei vmADCP-Schnitt # 10, sonst im

allgemeinen weniger als 10 Stunden). Zur Abschätzung dieser Unsicherheiten wurde die aus den Verankerungen V401-01 (LR-ADCP) und DS-1 (IS-ADCP) bestimmte typische zeitliche Variabilität der Interfacietiefe linearisiert und als Fehler der Interfacietiefe in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz zwischen der jeweiligen CTD-Station und dem vmADCP-Schnitt angenommen.

Um einen direkten Vergleich mit den Ergebnissen von P244 (in GIRTON, 2001) zu ermöglichen, wurde auf eine Gezeitenkorrektur verzichtet.

Die so erhaltenen Transporte von Wasser bestimmter Dichteklassen (s. Abb. 5.3) stimmen bemerkenswert gut mit den Messungen von „Poseidon“ P244 (September 1998) und dem Modell von KÄSE UND OSCHLIES (2000) überein.

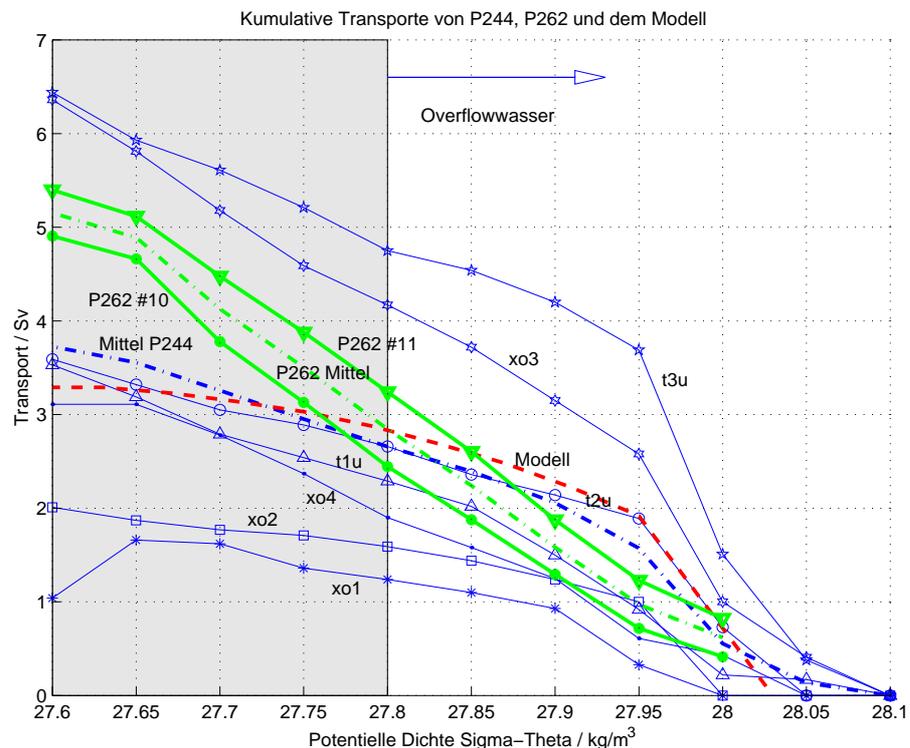


Abbildung 5.3.: Kumulative DSOW-Transporte bestimmter  $\sigma_\Theta$ -Klassen von P244 und einem 22-Tage-Mittel des Modelles; aus GIRTON (2001). Ergänzt sind die entsprechenden Werte von P262. Transporte nach Südwesten sind in dieser Graphik positiv.

Für verschiedene Dichte- und Temperaturkriterien, die in früheren Arbeiten (DICKSON UND BROWN, 1994; ROSS, 1984) zur Definition des DSOW-Transportes benutzt wurden, ergeben sich damit die in Tabelle 5.4 angegebenen Werte.

Die Transporte von Wasser mit  $\Theta < 2^\circ\text{C}$  liegen mit 5.1 Sv im Mittel deutlich höher als die Transporte für  $\sigma_\Theta > 27.80 \text{ kg/m}^3$ , da auf dem Schnitt an der Schwelle auch noch erhebliche Teile des Ostgrönlandstromes durch das Temperaturkriterium erfaßt werden, die mit ihrem niedrigeren Salzgehalt nicht zum DSOW gezählt werden

### 5.3. Transporte aus den vmADCP-Schnitten von P262 und Vergleich mit dem Modell

Tabelle 5.4.: P262: DSOW-Transporte aus vmADCP-Schnitten / Sv

vmADCP-Schnitt #	$\sigma_{\Theta} > 27.8 \text{ kg/m}^3$	$\Theta < 2^{\circ}\text{C}$
10	$2.4 \pm 0.5$	$5.2 \pm 0.5$
11	$3.3 \pm 0.2$	$5.0 \pm 0.2$
Mittel	$2.9 \pm 0.5$	$5.1 \pm 0.5$

können.

Der mittlere Transport von  $2.9 \pm 0.5$  Sv für Wasser mit  $\sigma_{\Theta} > 27.80 \text{ kg/m}^3$  stimmt mit den Werten von „Poseidon“ P244 (2.7 Sv, GIRTON, 2001) und dem KÄSE UND OSCHLIES (2000)-Modell (2.9 Sv) sehr gut überein.

## 6. Zusammenfassung

Das Denmark Strait Overflow Water ist als Teil der globalen Thermohalinen Zirkulation eine wichtige Komponente des Nordatlantischen Tiefenwassers.

Um eine längere Beobachtung des Denmark Strait Overflows vorzubereiten, wurden von September/November 1999 bis Februar 2000 im Rahmen des SFB 460 mehrere Verankerungen im Bereich der Schwelle der Dänemarkstraße ausgelegt.

Diese Verankerungen bestätigen wie auch die Beobachtungen der „Poseidon“-Fahrt P244 (GIRTON, 2001), daß das KÄSE UND OSCHLIES (2000)-Modell die Verhältnisse in der Dänemarkstraße recht gut simuliert. Insbesondere die Variabilität auf der Zeitskala einiger Tage und die überwiegend barotrope Struktur der Strömung mit einer gewissen Bodenintensivierung des Overflows sind im Modell und in den Beobachtungen sehr ähnlich.

Trotz einiger Abweichungen in den absoluten Stromgeschwindigkeiten, der Stärke der Bodenintensivierung und der mit 3 Tagen etwas kürzeren Zeitskala der Variabilität stimmen die DSOW-Transporte im Modell mit im Mittel 2.9 Sv gut mit den Beobachtungen überein (GIRTON, 2001).

Das Modell wurde deshalb zur Bestimmung optimaler Verankerungspositionen benutzt. Dabei zeigte sich, daß mit drei oder vier Verankerungen an *bestimmten* Positionen der DSOW-Transport sehr gut gemessen werden kann. Die günstigsten Positionen liegen direkt an der Schwelle (DS-1) sowie ca. 11, 25 und 43 km nordwestlich der Schwelle.

Der Ansatz, das Stromprofil mit einigen ADCPs zu erfassen, und die Interface-tiefe zwischen DSOW und AW mit den ADCPs über das Maximum der vertikalen Stromscherung und der Rückstreuung und zusätzlich mit PIES zu bestimmen, ist somit geeignet für DSOW-Transportmessungen. Diese Geräte haben im Gegensatz zu herkömmlichen Verankerungen mit Aanderaa-Strommessern auch den Vorteil, in entsprechenden Schutzschilden („Schildkröten“) in Gebieten mit starker Fischerei, wie es 20 – 50 km nordwestlich der Schwelle der Fall ist, eingesetzt werden zu können.

Die von September 1999 bis Februar 2000 in der Dänemarkstraße ausgelegten ADCP-Verankerungen haben einen mittleren DSOW-Transport von 2.3 Sv (bis zum Rückstreumaximum) bzw. 2.5 Sv (bis zum Stromscherungsmaximum) ergeben. Berücksichtigt man, daß bei dieser Konfiguration von nur zwei Verankerungspositionen im Modell der Transport systematisch um 0.5 Sv unterschätzt wird, da ein erheblicher Teil des Overflows weiter nordwestlich erfolgt, so erhält man mittlere Transporte von 2.8 Sv (Rückstreumaximum) bzw. 3.0 Sv (Stromscherungsmaximum). Die größte Variabilität findet auf einer Zeitskala von ca. 5 Tagen statt; längerfristige Variabilität

---

des Transportes und der Temperatur des DSOW konnte nicht beobachtet werden. Sowohl die absoluten Transporte als auch die beobachtete Variabilität stimmen mit den Ergebnissen früherer Beobachtungen überein (z.B. ROSS, 1984; AAGARD UND MALMBERG, 1978; DICKSON UND BROWN, 1994; GIRTON, 2001). Anzeichen saisonaler oder interannualer Variabilität, z.B. im Zusammenhang mit der NAO (BACON, 1998) oder mit Anomalien weiter nördlich in der Grönlandsee und der Framstraße (DICKSON ET AL., 1999), waren nicht festzustellen.

Mit den Daten der Thermistorkette 93 km nordöstlich der Schwelle wurde die Korrelation zwischen Reservoirhöhe an der Thermistorkette und dem DSOW-Transport an der Schwelle untersucht. Hieraus ergab sich eine mittlere Signalgeschwindigkeit von 22 cm/s, welche gut zu den Wirbeltranslationsgeschwindigkeiten an der Schwelle von ca. 12 bis 28 cm/s (GIRTON, 2001) paßt. Aus der Reservoirhöhe ergaben sich maximale hydraulisch kontrollierte Transporte von 3.2 Sv (ohne Berücksichtigung der Strömung an der Thermistorkette) bzw. 3.5 Sv (mit einer typischen Strömung von 0.4 m/s). Mit einer Strömungsgeschwindigkeit von 0.58 m/s wird der von WHITEHEAD (1998) angegebene Transport von 3.8 Sv erreicht.

Eine erste vorläufige Datenanalyse des im Mai 2001 geborgenen LR-ADCPs und der zwei PIES nordwestlich und südöstlich des ADCPs ergab ähnliche Charakteristiken des DSOW-Ausstromes, und zeigten, daß mit den PIES die Bestimmung horizontaler Druckgradienten aus Meeresoberflächenauslenkung und Interfacetiefe möglich ist und realistische Ergebnisse liefert.

Zusammen mit den im Sommer 2000 ausgelegten ADCP- und PIES-Verankerungen, die im Sommer 2001 erneut bestückt werden sollen, ergibt sich eine längere Zeitserie von mindestens 2–3 Jahren mit nur kürzeren Unterbrechungen.

Diese Verankerungen leisten somit einen Beitrag zur längerfristigen Beobachtung des Denmark Strait Overflow.

# A. Abkürzungen

ADCP Acoustic Doppler Current Profiler: Gerät zur akustischen Strömungsmessung; nutzt die Dopplerverschiebung eines von im Wasser suspendierten Teilchen zurückgestreuten Schallsignales.

AW Atlantic Water, s. S. 14.

CTD Conductivity–Temperature–Depth: Sonde zur Messung eines Leitfähigkeits–Temperatur–Druck- (nicht Tiefen)-Profils. Aus diesen Größen können auch Salzgehalt und Dichte berechnet werden.

DSO Denmark Strait Overflow.

DSOW Denmark Strait Overflow Water, s. S. 14.

ETOPO 5 Earth TOPOgraphy – 5 Minute: Weltweite Topographie auf einem 5'-Gitter.

GEBCO '97 GEneral Bathymetric Chart of the Ocean (1997): Topographie des Meeresbodens mit Tiefenlinien.

IES Inverted Echo Sounder. Mißt die Laufzeit eines Schallsignales vom Gerät zur Meeresoberfläche und zurück.

IfM Institut für Meereskunde an der Universität Kiel.

IS Abkürzung für das isländische Narrowband-ADCP an der Position DS-1.

IS-ADCP Isländisches Narrowband-ADCP an der Position DS-1.

LR Abkürzung für das Longranger-ADCP der Verankerung V401-01 bzw. V425-01.

LR-ADCP Longranger-ADCP. Hat wegen einer geringeren Frequenz (75 kHz) eine größere Reichweite von mehr als 600m. Im Text bezeichnet LR-ADCP meist das in der Verankerung V401-01 bzw. V425-01 eingesetzte ADCP.

NAO Nordatlantische Oszillation: Luftdruckanomalie zwischen Islandtief und Azorenhoch.

NB Abkürzung für das Narrowband-ADCP der Verankerung V402-01.

- 
- NB NB-ADCP: Narrowband-ADCP. 150 kHz-ADCP (Reichweite bis maximal ca. 500m) in der Verankerung V402-01.
- PIES Inverted Echo Sounder mit Druck- (Pressure-) Sensor. Mißt die Laufzeit eines Schallsignales vom Gerät zur Meeresoberfläche und zurück sowie den Druck.
- PIW Polar Intermediate Water, s. S. 14.
- SFB 460 Sonderforschungsbereich 460 „Dynamik Thermohaliner Zirkulationsschwankungen“ am IfM Kiel.
- SK „Schildkröte“: Betonschild zum Schutz eines ADCPs vor Grundschleppnetzen. SK bezieht sich im Text auf die ADCP-Verankerung V423-01 bzw. zukünftige „Schildkröten“-Verankerungen.
- SPEM Sigma-Coordinate Primitive Equation Model: Primitive-Equation-Modell mit topographiefolgendem Gitter.
- SST Sea Surface Temperature: Meeresoberflächentemperatur.
- Sv Sverdrup:  $1\text{Sv} = 10^6\text{m}^3/\text{s}$ .
- TK Thermistorkette: Einige 100 m langes Kabel mit mehreren Temperatursensoren (Thermistoren) in regelmäßigen Abständen und einem Recorder zur Datenaufzeichnung.
- TP A1 Teilprojekt A1 „Overflow und Vermischungsprozesse in der Irmingersee“ am SFB 460.
- URI University of Rhode Island.
- vmADCP Vessel Mounted ADCP: Schiffs-ADCP, ermöglicht die Messung eines Stromprofils der oberen ca. 400m vom fahrenden Schiff aus.

# Literaturverzeichnis

- AAGARD, K. und S.-A. MALMBERG, 1978: Low frequency characteristics of the Denmark Strait Overflow. *ICES, CM* **1978/C:47**.
- BACON, S., 1998: Decadal variability in the outflow from the Nordic Seas to the deep Atlantic Ocean. *Nature*, **394**, S. 871–874.
- BRONSTEIN, I., K. SEMENDJAJEW, G. MUSIOL und H. MÜHLIG, 1995: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt am Main, zweite Auflage.
- DICKSON, B., J. MEINCKE, I. VASSIE, J. JUNGCLAUS und S. ØSTERHUS, 1999: Possible predictability in overflow from the Denmark Strait. *Nature*, **397**, S. 243–246.
- DICKSON, R. und J. BROWN, 1994: The production of North Atlantic Deep Water: Sources, rates and pathways. *JGR*, **99**, S. 12,319–12,341.
- DICKSON, R., J. LAZIER, J. MEINCKE, P. RHINES und J. SWIFT, 1996: Long-term convective coordinated changes in the convective activity of the North Atlantic. *Progr. Oceanogr.*, **38**, S. 241–295.
- DICKSON, R. R., E. M. GMITROWICZ und A. J. WATSON, 1990: Deep water renewal in the northern Atlantic. *Nature*, **344**, S. 848–850.
- GANOPOLSKI, A., S. RAHMSTORF, V. PETOUKHOV und M. CLAUSEN, 1998: Simulation of modern and glacial climates with a coupled global model of intermediate complexity. *Nature*, **391**, S. 351–356.
- GIRTON, J., 2001: Dynamics of Transport and Variability in the Denmark Strait Overflow. Dissertation, University of Washington, Seattle, WA.
- GIRTON, J. B. und T. B. SANFORD, 1999: Velocity profile measurements of the Denmark Strait Overflow. *Int. WOCE Newslett.*, **37**, S. 28–30.
- GIRTON, J. B., T. B. SANFORD und R. H. KÄSE, 2001: Synoptic sections of the Denmark Strait Overflow. *Geophys. Res. Lett.*, **28** (8), S. 1619–1622.
- JIANG, L. und R. W. GARWOOD, 1996: Three-dimensional simulations of overflows on continental slopes. *JPO*, **26**, S. 1214–1233.

- KÄSE, R. und A. OSCHLIES, 2000: Flow through Denmark Strait. *Journal of Geophysical Research*, **105**, S. 28,527–28,546.
- KILLWORTH, P. D. und N. R. McDONALD, 1993: Maximal reduced-gravity flux in rotating hydraulics. *Deep-Sea Research*, **I** (42), S. 859–871.
- KRAUSS, W. und R. H. KÄSE, 1998: Eddy formation in the Denmark Strait Overflow. *JGR*, **103**, S. 15,525–15,538.
- MCCARTNEY, M., K. DONOHUE, R. CURRY, C. MAURITZEN und S. BACON, 1998: Did the overflow from the Nordic Seas intensify in 1996-1997? *Int. WOCE Newsletter*, **31**, S. 3–7.
- MEINEN, C. und D. WATTS, 1998: Calibrating Inverted Echo Sounders Equipped with Pressure Sensors. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **15**, S. 1339–1345.
- PEDLOSKY, J., 1987: *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer, New York, NY, zweite Auflage.
- RD Instruments, 1998: *Workhorse Long Ranger Acoustic Doppler Current Profiler Technical Manual*. RD Instruments, San Diego, CA.
- ROSS, C., 1984: Temperature-salinity characteristics of the “overflow” water in Denmark Strait during “OVERFLOW ’73”. *Rapp. P.-v. Réun. Cons. int. Explor. Mer.*, **185**, S. 111–119.
- STÖCKER, H., 1998: *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt am Main, dritte Auflage.
- SWIFT, J. H., 1980: Seasonal processes in the Iceland Sea with especial reference to their relationship to the Denmark Strait overflow. Dissertation, University of Washington, Seattle, WA.
- SWIFT, J. H., K. AAGARD und S.-A. MALMBERG, 1980: The contribution of the Denmark Strait overflow to the deep North Atlantic. *Deep-Sea Research*, **27A**, S. 29–42.
- University of Rhode Island, 2000: *Inverted Echo Sounder User’s Manual*. University of Rhode Island, Narragansett, RI.
- VISBECK, M. und J. FISCHER, 1995: Sea Surface Conditions Remotely Sensed by Upward-Looking ADCPs. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **12**, S. 1,141–1,149.
- WHITEHEAD, J. A., 1998: Topographic Control of Oceanic Flows in Deep Passages and Straits. *Reviews of Geophysics*, **36** (3), S. 423–440.

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- WOOD, R. A., A. B. KEEN, J. F. B. MITCHELL und J. M. GREGORY, 1999: Changing spatial structure of the thermohaline circulation in response to atmospheric CO<sub>2</sub> forcing in a climate model. *Nature*, **399**, S. 572–575.
- WORTHINGTON, L. V., 1969: An attempt to measure the volume transport of Norwegian Sea overflow water through the Denmark Strait. *Deep-Sea Research*, **16**, S. 421–432.

## Danksagung

Diese Arbeit entstand im Forschungsbereich Ozeanzirkulation und Klima des Instituts für Meereskunde an der Universität Kiel.

Bei Herrn Prof. Dr. Uwe Send und Herrn Prof. Dr. Rolf Käse möchte ich mich für die Vergabe und die Betreuung der Arbeit bedanken, besonders auch für die vielen konstruktiven Anregungen und Ideen zu dieser Arbeit.

Danken möchte ich allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern in der Physikalischen Ozeanographie II (Prozesse und Beobachtungssysteme), die mich bei Fragen und Problemen immer freundlich unterstützt haben.

Dr. Svend-Aage Malmberg und Dr. Héðinn Valdimarsson von Hafrannsóknastofnunin in Reykjavík danke ich in besonderer Weise dafür, daß sie die Daten des isländischen ADCPs sowie CTD-Daten zur Kalibrierung der PIES- und ADCP-Messungen zur Verfügung stellten.

Dr. James B. Girton von der University of Washington in Seattle stellte mir dankenswerterweise aus seiner Dissertation die Abbildung mit den DSOW-Transporten in verschiedenen Dichteklassen von „Poseidon“ P244 und dem Modell zur Verfügung.

Schließlich möchte ich meinen Eltern danken, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Außerdem bedanke ich mich bei allen, die, auch in schwierigen Zeiten, für mich da sind und wissen, daß sie an dieser Stelle gemeint sind.



## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich meine Diplomarbeit selbständig und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Hilfsmittel verfasst habe.

Kiel, den 5. Juli 2001

---

Andreas Macrander