

Berichte
aus dem
Institut für Meereskunde
an der
Christian-Albrechts-Universität Kiel
Nr. 56
1978

VERGLEICH DER AUS TEMPERATUR- UND DICHTEFLUKTUATIONEN
BERECHNETEN VERTIKALGESCHWINDIGKEIT IM GATE - GEBIET

Comparison of Vertical Velocities computed from Tem-
perature and Density Fluctuations in the GATE - Area

von

Rolf-Rüdiger Wittstock

DOI 10.3289/IFM_BER_56

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:
Rolf-Rüdiger Wittstock
Institut für Meereskunde
Abt. Meeresphysik
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel

Diese Arbeit wurde 1978 als Diplomarbeit beim Fachbereich
Mathematik-Naturwissenschaften der Christian-Albrechts-
Universität Kiel eingereicht.

ISSN 0341 - 8561

Die „Berichte aus dem Institut für Meereskunde“ erscheinen in unregelmäßiger Folge und sind gedacht als Arbeitsunterlagen für den sich mit dem jeweiligen Thema befassenden Personenkreis. Die Hefte werden fortlaufend numeriert. Sie sind unredigierte Beiträge und geben allein die Meinung des Verfassers wieder.

D 23 Kiel 1, Düsternbrooker Weg 20

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
Table of Contents	II
Zusammenfassung	III
Summary	IV
Liste der Abbildungen	V
Liste der Tabellen	VIII
1. Zielsetzung	1
2. Der Datensatz	3
3. Die verwendeten Zeitreihen	8
4. Die Genauigkeit der Daten	10
5. Allgemeine hydrographische Situation	12
6. Indirekte Methoden zur Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit	14
7. Darstellung der Vertikalgeschwindigkeit im Spektralbereich	17
8. Berechnung des mittleren Temperaturgradienten für den ganzen Zeitraum	20
9. Änderungen im Spektrum bei konstanten Temperaturgradienten über 32 Stunden	23
10. Der Aliasing-Effekt	29
11. Vergleich der aus Verankerungs- und Multisondendaten gewonnenen Spektren	36
12. Vergleich der Spektren aus den Druckzeitreihen, die die Vertikalbewegung einer Isotherme bzw. einer Isopykne charakterisieren	44
13. Vergleich aller Spektren im 39.0 dbar-Niveau	58
14. Das Verhältnis der kinetischen Energie zur potentiellen Energie	63
15. Bestimmung der horizontalen advektiven Terme, Fehlerabschätzung	67
16. Schlußbetrachtung	73
Literaturverzeichnis	74

<u>Table of Contents</u>	Page
List of Figures	V
List of Tables	VIII
1. The aim of this work	1
2. The data set	3
3. The used time series	8
4. Measurement errors	10
5. General hydrographic conditions	12
6. Indirect methods for determining vertical velocities	14
7. Vertical velocities in spectral representation	17
8. Determination of the mean vertical temperature gradient for the total length of observation	20
9. Spectrum variations for 32 hours intervals and constant vertical temperature gradients	23
10. The aliasing effect	29
11. Comparison of spectra computed from mooring data and CTD data	36
12. Comparison of spectra computed from pressure time series which characterize the vertical displacement of the surfaces $T=\text{const.}$ and $\sigma_t=\text{const.}$	44
13. Comparison of all spectra at a depth of $p=39.0$ dbar	58
14. The relation between kinetic and potential energy	63
15. Determination of horizontal advective terms, error calculation	67
16. Final conclusion	73
References	74

Zusammenfassung:

Die Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit aus Temperaturfluktuationen setzt voraus, daß die Fluktuationen der Isothermenschar weitgehend mit denen der Isopyknenschar identisch sind. Diese Annahme wird an Hand eines CTD-Datensatzes überprüft, der während des GATE-Experimentes in Phase 3 mit Hilfe der Kieler "Multisonde" von Bord des FS 'METEOR' gewonnen wurde. Der Vergleich von Energiedichtespektren zeigt, daß keine signifikanten Unterschiede zwischen den mit verschiedenen Methoden gewonnenen Spektren erkennbar sind. Die genannte Annahme erscheint daher gerechtfertigt. Dieses wird auch durch den direkten Vergleich hochpaßgefilterter Druckzeitreihen bestätigt, die die Vertikalbewegung der Flächen $T=\text{const.}$ und $\sigma_t=\text{const.}$ charakterisieren. Im Gegensatz zu diesem Ergebnis zeigen tiefpaßgefilterte Druckzeitreihen über mehrere Tage hinweg Unterschiede in der Vertikalbewegung zwischen Isothermenschar und Isopyknenschar. Diese Unterschiede sind signifikant, aber zu klein, um im Spektrum zu Abweichungen zu führen, die das 95 %ige Konfidenzintervall überschreiten.

Die aus Temperaturzeitreihen und mittleren vertikalen Temperaturgradienten berechneten Energiedichtespektren der CTD-Daten und der vorhandenen Verankerungsdaten zeigen bei Vergleich, wobei der "Aliasing-Effekt" berücksichtigt wird, eine gute Übereinstimmung im betrachteten Frequenzbereich. Dasselbe Ergebnis liefert ein Vergleich zwischen Energiedichtespektren, die einerseits mit konstanten mittleren vertikalen Temperaturgradienten für die ganze Beobachtungsdauer berechnet wurden, andererseits für lediglich 32 Stunden. Eine Mittlung über 32 Stunden bewirkt, daß Zeiträume, in denen die lokalen Gradienten stark von den mittleren Verhältnissen abweichen, eher berücksichtigt werden.

Das Ergebnis der vorliegenden Arbeit ist, daß die benutzten indirekten Methoden zur Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit bei der Beschreibung des Bewegungsfeldes interner Schwerewellen in den oberen Schichten des tropischen Atlantiks keine signifikanten Unterschiede aufweisen. Dieses wird durch einen Vergleich aller Energiedichtespektren im 39.0 dbar-Niveau gezeigt.

Summary

For determination of vertical velocities from temperature fluctuations it is usually assumed that fluctuations of isotherms are identical with fluctuations of isopycnals. This assumption is tested for a set of CTD data which was obtained during GATE in phase 3 with the Kieler "Multisonde" on board of FS 'METEOR'. The comparison of vertical velocity spectra indicates that the mentioned assumption is justifiable. Evidence for this result is also shown by directly comparing high-pass filtered time series of pressure which describe the vertical displacement of the surfaces $T=\text{const.}$ and $\sigma_t=\text{const.}$ In contrast to this result low-pass filtered pressure time series show differences in the vertical displacement between isotherms and isopycnals on time scales of a few days. These differences are significant, but too small to lead to a deviation of the spectrum exceeding the 95 % confidence interval.

A comparison of vertical velocity spectra from mooring data and CTD data using temperature time series and mean vertical temperature gradients indicates only small differences in the frequency range concerned when aliasing effects are eliminated. The same shows up for another comparison of vertical velocity spectra where mean vertical temperature gradients are computed for the whole length of observation and for 32 hours, respectively. The averaging period of 32 hours was taken into account in order to consider time intervals with local vertical gradients that differ considerable from the mean situation.

There appear to be no significant differences between the spectra obtained by the different indirect methods for determining vertical velocities in the internal gravity wave range. Evidence for this result is shown by comparing all vertical velocity spectra at a depth of $p=39.0$ dbar.

Liste der Abbildungen

	Seite:
Abb. 1: Die Positionen der Meßplattformen während der GATE III-Phase (von C. BROCKMANN et al., 1975).	5
Abb. 2: Schematische Darstellung der registrierenden Instrumente der F1-Verankerung (von C. BROCKMANN et al., 1975).	6
Abb. 3: Schematische Darstellung der registrierenden Instrumente der F2-Verankerung (von C. BROCKMANN et al., 1975).	7
Abb. 4: Das mittlere Temperatur-, Salzgehalts- und Dichteprofil bei FS'METEOR' sowie die mittleren Temperaturen \bar{T} in $\beta = \text{const.}$ bei der F1-Verankerung, GATE III.	13
Abb. 5: Das Profil des mittleren Temperaturgradienten bei FS'METEOR', GATE III.	22
Abb. 6: Die mittleren Temperaturprofile der 32-Stundenstücke bei FS'METEOR', GATE III.	26
Abb. 7: Vergleich der aus differenzierten Temperaturzeitreihen bei FS'METEOR' berechneten Energiedichtespektren im Frequenzbereich $\frac{1}{32} \leq \omega \text{ [cph]} \leq \frac{1}{2}$, einerseits mit konstanten Temperaturgradienten über die gesamte Meßdauer, andererseits mit konstanten Temperaturgradienten über 32 Stunden, GATE III.	27
Abb. 8: Darstellung des Aliasing-Effekts im Frequenzbereich $\frac{1}{256} \leq \omega \text{ [cph]} \leq \frac{1}{2}$ bei der F1-Verankerung.	30
Abb. 9: Die aus differenzierten Temperaturzeitreihen berechneten Energiedichtespektren oberhalb von 0.5 cph bei der F1-Verankerung. Auf die Multiplikation mit dem mittleren Temperaturgradienten wurde verzichtet. Die Spektren stellen das arithmetische Mittel aus 232 Teilstücken dar. GATE III.	33

- Abb. 10: Die Temperaturzeitreihen $T(t)$ in $P = \text{const.}$ bei FS'METEOR' aus einstündigen Profilmessungen, GATE III. 37
- Abb. 11: Die aus differenzierten Temperaturzeitreihen bei FS'METEOR' berechneten Energiedichtespektren im Frequenzbereich $\frac{1}{256} \leq \omega \text{ [cph]} \leq \frac{1}{2}$, GATE III. 38
- Abb. 12: Vergleich der aus differenzierten Temperaturzeitreihen bei FS'METEOR' und bei der F1-Verankerung im 39.0 dbar-Niveau bzw. 62.5 dbar- und 67.0 dbar-Niveau berechneten Energiedichtespektren im Frequenzbereich $\frac{1}{256} \leq \omega \text{ [cph]} \leq \frac{1}{2}$, GATE III. 40
- Abb. 13: Die bandpaßgefilterten Temperaturzeitreihen $T(t)$, $\frac{1}{13} \leq \omega \text{ [cph]} \leq \frac{1}{11}$ in $P = 39.0 \text{ dbar}$ bei FS'METEOR' und bei der F1-Verankerung, GATE III. 42
- Abb. 14: Die Temperaturspektren aus verkürzten Temperaturzeitreihen in $P = 39.0 \text{ dbar}$. Die Spektren stellen einen Vergleich in dem Zeitraum dar, in dem während der GATE III-Phase auf allen drei Meßplattformen gleichzeitig gemessen wurde. 43
- Abb. 15: Die Vertikalbewegung der Isopyknenschar bei FS'METEOR', GATE III. 46
- Abb. 16: Die Vertikalbewegung der Isothermenschar bei FS'METEOR', GATE III. 47
- Abb. 17: Die hochpaßgefilterten Druckzeitreihen $P(t)$, $\omega \geq \frac{1}{12} \text{ cph}$, in $\sigma_t = \text{const.}$ bzw. $T = \text{const.}$ bei FS'METEOR', GATE III. 48
- Abb. 18: Die tiefpaßgefilterten Druckzeitreihen $P(t)$, $\omega \leq \frac{1}{48} \text{ cph}$ in $\sigma_t = \text{const.}$ bzw. $T = \text{const.}$ bei FS'METEOR', GATE III. 53
- Abb. 19: Einstündige Temperaturprofile bei FS'METEOR', GATE III. 54

- Abb. 20: Einstündige Salzgehaltsprofile bei FS'METEOR', GATE III. 55
- Abb. 21: Vergleich der aus differenzierten Druckzeitreihen in σ_t bzw. $T=const.$ bei FS'METEOR', GATE III, berechneten Energiedichtespektren im Frequenzbereich $\frac{1}{256} \leq \omega \text{ [cph]} \leq \frac{1}{2}$. 56
- Abb. 22: Vergleich der aus differenzierten Druckzeitreihen bzw. Temperaturzeitreihen bei FS'METEOR' und bei der F1-Verankerung im 39.0 dbar-Niveau berechneten Energiedichtespektren im Frequenzbereich $\frac{1}{256} \leq \omega \text{ [cph]} \leq \frac{1}{2}$, GATE III. 60
- Abb. 23: Vergleich der aus differenzierten Druckzeitreihen in $T=const.$ bei FS'METEOR' berechneten Energiedichtespektren mit denen aus den differenzierten Temperaturzeitreihen in $P=const.$ im Frequenzbereich $\frac{1}{256} \leq \omega \text{ [cph]} \leq \frac{1}{2}$, GATE III. 61
- Abb. 24: Vergleich zwischen der horizontalen kinetischen Energie und der Temperaturdichte im 54.0 dbar-Niveau, (von R. KÄSE et al., 1977), F1-Verankerung, GATE III. 66
- Abb. 25: Das Väisäläffrequenz-Profil (von R. KÄSE et al., 1977), F1-Verankerung, GATE III. 66
- Abb. 26: Die aus der Druckzeitreihe $P(t)$ in $\sigma_t = 24.5$ bei FS'METEOR', GATE III, berechnete Vertikalgeschwindigkeit. 71
- Abb. 27: Einfluß des interpolierten Stückes in den Zeitreihen bei FS'METEOR', GATE III, auf das Spektrum. 72

Liste der Tabellen

	Seite:
Tabelle 1: Die verwendeten Temperatur- und Druckzeitreihen.	9
Tabelle 2: Parameter der verwendeten Spektralanalyse.	19
Tabelle 3: Die mittleren Temperaturgradienten für den ganzen Zeitraum.	21
Tabelle 4: Die mittleren Temperaturgradienten der 32-Stundenstücke.	25
Tabelle 5: Die Terme der nullten und ersten Ordnung.	70

1. Zielsetzung

Die Geschwindigkeit von vertikalen Wasserbewegungen im Meer kann direkt oder indirekt gemessen werden. Direkte Verfahren mit Triftkörpern (A.D. VOORHIS, 1968) haben den Nachteil, daß aus technischen Gründen nur Zeitreihen von einigen Tagen möglich sind, und daß die Messungen für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten nicht am gleichen Ort stattfinden können. Aus diesen Gründen ist man bis heute bei der Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit auf indirekte Methoden angewiesen, wenn lange zeitgleiche Meßreihen der Horizontal- und Vertikalgeschwindigkeit benötigt werden.

Die bekannten indirekten Methoden benutzen konservative Parameter des Ozeanwassers. In der Ozeanographie wird eine Größe φ als konservativ bezeichnet, wenn sie sich in einem Wasserpartikel bezüglich der Zeit t nicht ändert.

$$\frac{d\varphi}{dt} = 0$$

Geht man davon aus, daß in einem betrachteten Zeitraum im hinreichend tiefen Meer keine Wärmeleitung und keine Diffusion stattfindet, so können Temperatur und Salzgehalt als konservative Größen angesehen werden. Die Vertikalgeschwindigkeit eines Wasserteilchens ist in erster Linie von seiner Dichte abhängig, die sich wiederum aus der Temperatur und dem Salzgehalt berechnet. Da die Temperatur einen weitaus größeren Einfluß auf die Dichte besitzt als der Salzgehalt, wird im allgemeinen bei der Beschreibung des Bewegungsfeldes interner Schwerewellen im tiefen Ozean die Vertikalgeschwindigkeit allein aus Temperaturzeitreihen bestimmt. Die zugrundeliegende Annahme, die Fluktuationen der Isothermenschar wären in dem betrachteten Zeitraum mit denen der Isopyknenschar weitgehend identisch, ist bisher noch nicht genau an Hand eines Datensatzes überprüft worden. Dieses soll in der vorliegenden Arbeit nachgeholt werden.

Der Datensatz gibt die Möglichkeit zu untersuchen, ob es zwischen der aus Isothermenschar und Isopyknenschar im Meer

berechneten Vertikalgeschwindigkeit einen Unterschied gibt, und ob die Ergebnisse aus Verankerungsdaten denen aus Multi-sondendaten gleichen. Die Untersuchungen werden mit Hilfe der Spektralanalyse betrieben, wobei die vorliegenden Spektren die Energieverteilung im Frequenzbereich $f \in (\omega \in \omega)$ Nyquist = 0,50ph der internen Schwerwellen darstellen.

Bei der Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit wird davon ausgegangen, daß die lokalzeitliche Änderung einer konservativen Größe allein durch vertikale Advektion bestimmt wird, da bei den benutzten Daten, wie noch gezeigt wird, die horizontale Advektion zu vernachlässigen ist. Durch die geringe Vertikalauflösung in den Verankerungsdaten wird es notwendig sein, bei der Bestimmung des mittleren Temperaturgradienten die Profilmessung zu Hilfe zu nehmen. Dieses erscheint gerechtfertigt, da die mittleren Verhältnisse bei der Verankerung denen am Ort der Profilmessungen entsprechen, und da der mittlere Temperaturgradient im Spektralbereich als konstanter Faktor eingeht und keinen Einfluß auf die Energieverteilung besitzt.

Die Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit mit Hilfe eines mittleren Temperaturgradienten setzt voraus, daß man in einem Tiefenbereich entsprechend ΔP das Temperaturprofil über die Zeit t als linear annehmen kann und daß die Vertikalauslenkung ζ eines Teilchens aus seiner Ruhelage diesen nicht überschreitet. Im allgemeinen wird die Steigung in diesem linearen Bereich für die ganze Meßdauer als konstant angenommen. An Hand der Profilmessungen wird gezeigt, inwieweit sich die so berechnete Energieverteilung von derjenigen unterscheidet, die lediglich über 32 Stunden eine konstante Steigung annimmt. Die Wahl von 32 Stunden wird zu einem späteren Zeitpunkt näher erläutert.

2. Der Datensatz

Die verwendeten Daten wurden im Rahmen des GARP Atlantic Tropical Experiment (GATE) 1974 gewonnen, welches schwerpunktmäßig im östlichen tropischen Atlantik stattfand (PROMET, Heft 4, 1975, u. Heft 1, 1976). Die ozeanographischen Arbeiten der Gruppen aus der Bundesrepublik Deutschland konzentrierten sich vor allem auf die Untersuchungen im sogenannten C-Scale-Gebiet um 9°N , 23°W (C. BROCKMANN et al., 1975). Die benutzten Daten wurden mit Hilfe von zwei Tiefseeverankerungen, F1 und F2, gewonnen, sowie durch Profilmessungen mit der Multisonde auf FS 'METEOR', das während der GATE III-Phase eine Dauerstation einnahm. Das C-Scale-Experiment fand in erster Linie während der GATE III-Phase vom 28.8.1974 - 24.9.1974 statt (Abb. 1).

Die F1-Verankerung wurde auf der Position $8^{\circ}49.9'\text{N}$, $22^{\circ}52.6'\text{W}$ ausgelegt (Abb. 2). Die Wassertiefe betrug annähernd 4900 Meter. Bestückt war die Verankerung mit Thermistoren, Bergen-Strommessern und VACM'S ("Vector Averaging Current Meter") sowie einem Windmesser 2 Meter über der Meeresoberfläche. Das Abfrageintervall der VACM'S betrug 3.75 Minuten, der Bergen-Strommesser 5.0 Minuten und des Windmessers ebenfalls 5.0 Minuten. Die in dieser Arbeit benutzten Daten stammen von den Meßgeräten im "rechten Bein" der Verankerung, wobei das oberste in 7 dbar, ein VACM, das unterste, ein Bergen-Strommesser, in 211 dbar registrierte. Die gewonnenen Zeitreihen beginnen am 30.8.1974 um 0.00 Uhr und enden am 18.9.1974 um 8.45 Uhr (WMO, 1976).

Die F2-Verankerung wurde auf der Position $8^{\circ}44.76'\text{N}$, $23^{\circ}4.24'\text{W}$ ausgelegt (Abb. 3). Die Wassertiefe betrug ebenfalls annähernd 4900 Meter. Sie war mit Bergen-Strommessern bestückt, die ein Abfrageintervall von 5.0 Minuten besaßen. Die oberste Registrierung fand in 10 dbar, die unterste in 157 dbar statt. Die gewonnenen Zeitreihen beginnen am 31.8.1974 um 0.00 Uhr und enden am 11.9.1974 um 16.21 Uhr. Die Daten der F2-Verankerung werden in dieser Arbeit zur statistischen Absicherung benutzt (WMO, 1976).

Die Dauerstation des FS 'METEOR' lag während der GATE III-Phase bei $8^{\circ}30'N$, $23^{\circ}27'W$. In der Zeit vom 1.9.1974, 8.00 Uhr bis 17.9.1974, 12.00 Uhr wurde zu jeder vollen Stunde mit der Multisonde ein Profil aufgenommen. Aus den beim Fieren oder Hieven alle Sekunde gewonnenen Datenzyklen P, T, L, C (P: Druck, T: Temperatur, L: Leitfähigkeit, C: Schallgeschwindigkeit) wurden am Institut für Meereskunde in Kiel (IfM) Profile der Parameter T, S, σ_t , C (T: Temperatur, S: Salzgehalt, σ_t : Dichte, C: Schallgeschwindigkeit) erstellt (H. PETERS, 1976). Die Profilmessung reichte maximal bis 200 dbar.

Alle oben beschriebenen Daten lagen zu Beginn der vorliegenden Arbeit in digitaler Form vor, so daß einer Weiterbehandlung mit den zur Verfügung stehenden Rechenanlagen an der Universität Kiel nichts im Wege stand.

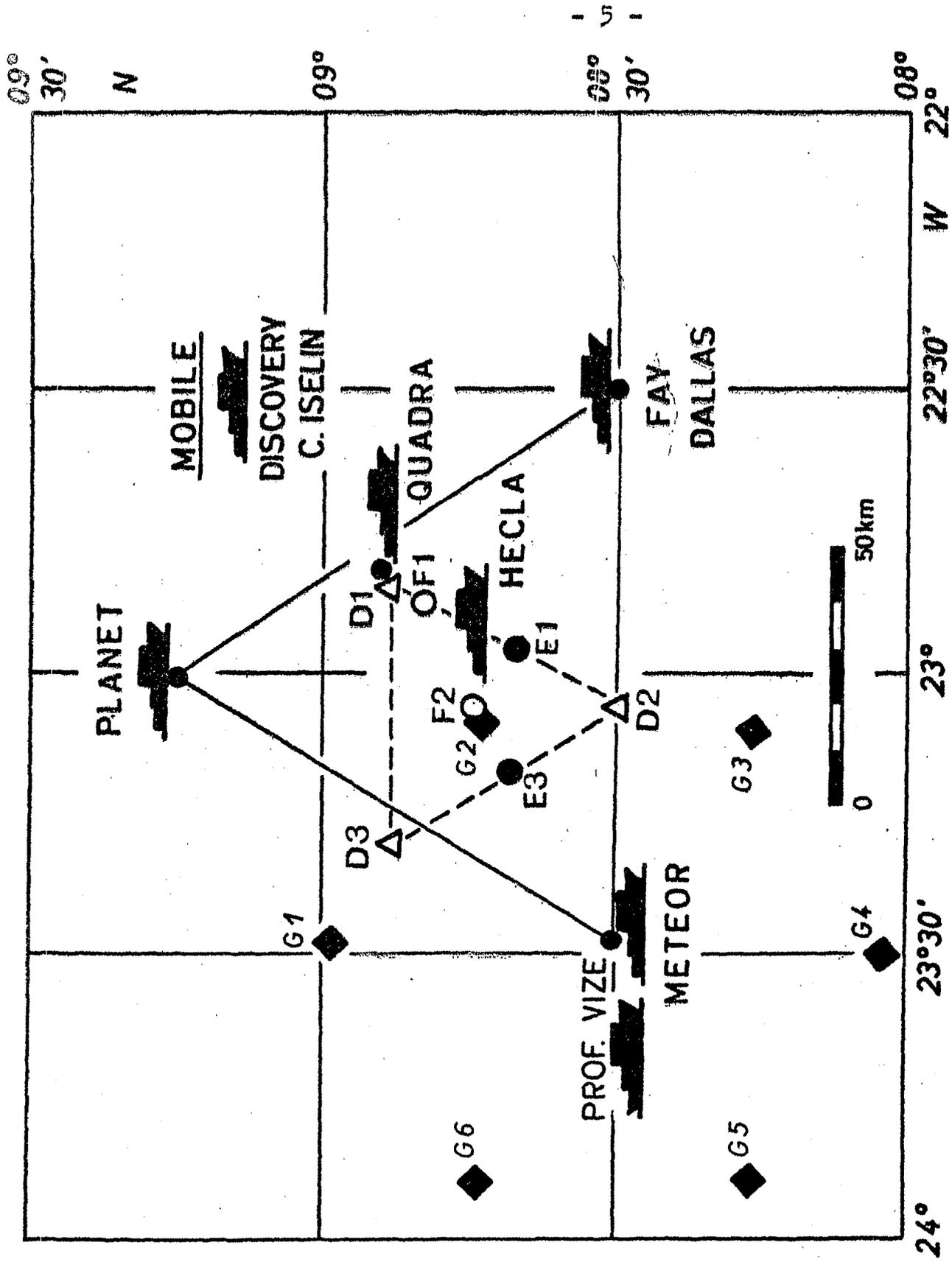


Abb. 1: Die Positionen der Meßplattformen während der GATE III-Phase
(von C. BROCKMANN et al., 1975).

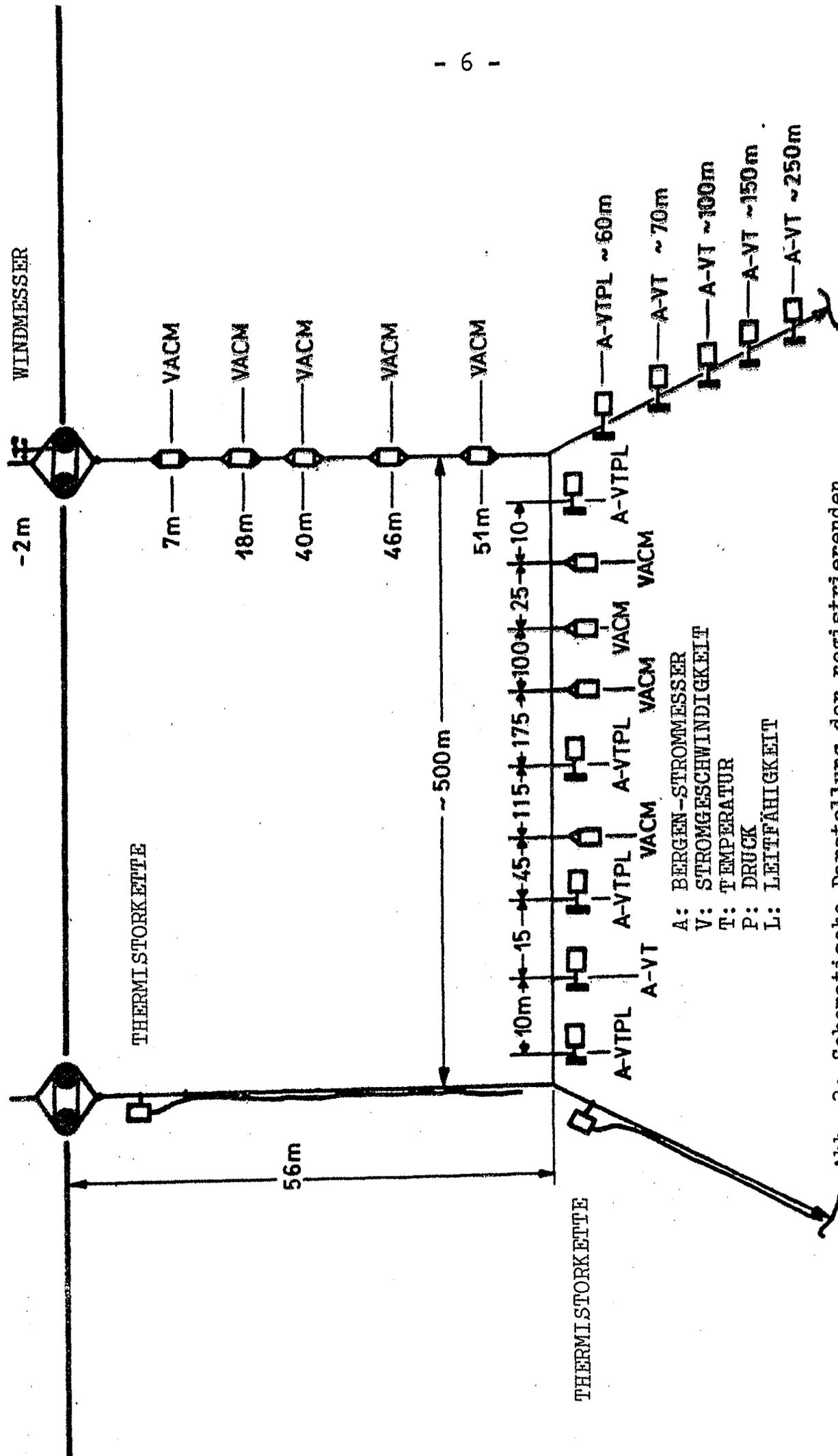


Abb. 2: Schematische Darstellung der registrierenden Geräte der F1-Verankerung (von C. BROCKMANN et al., 1975).

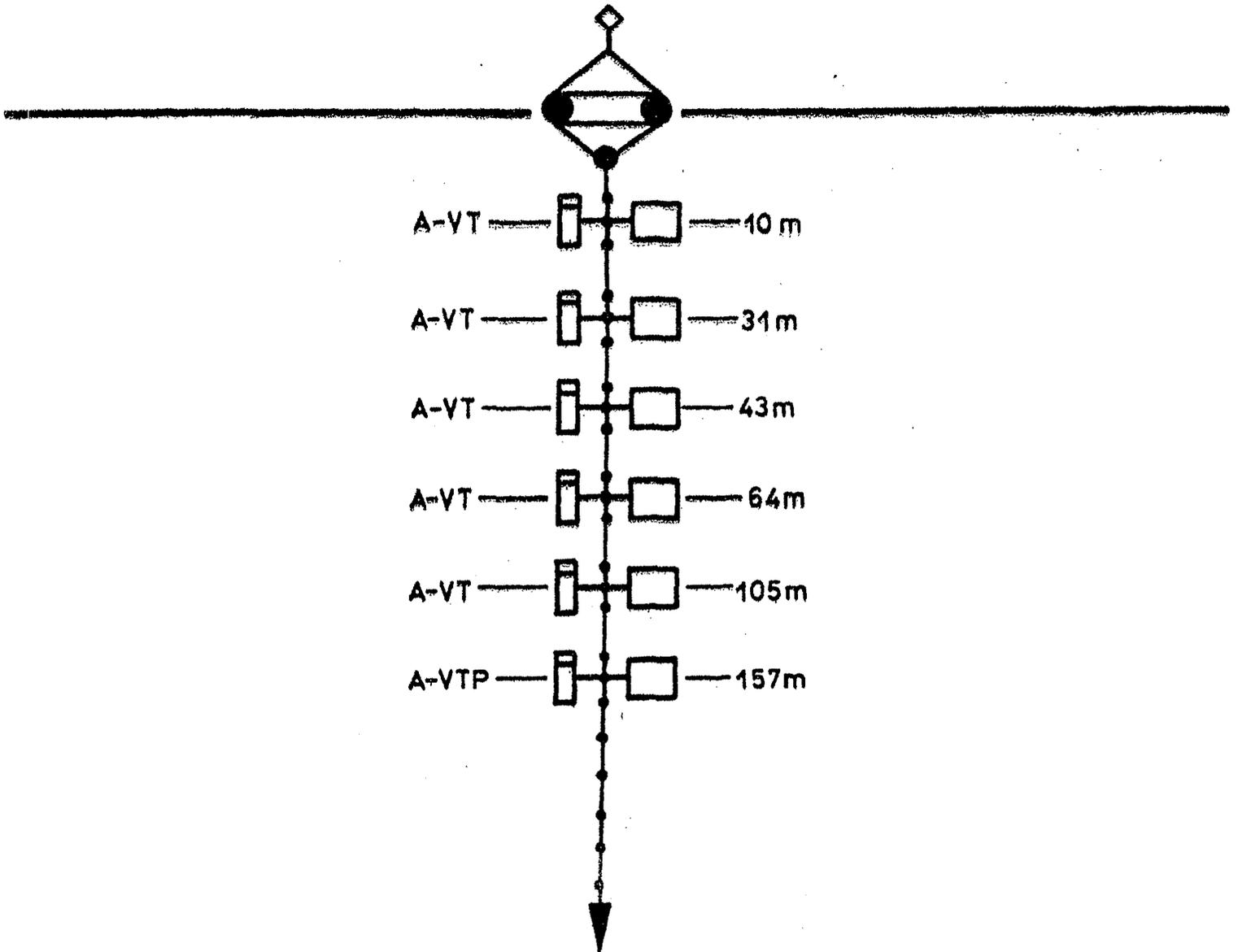


Abb. 3: Schematische Darstellung der registrierenden Geräte der F2-Verankerung (von C. BROCKMANN et al., 1975).

3. Die verwendeten Zeitreihen

Die Sensoren einer Verankerung registrieren bei fehlender Verankerungsbewegung eine Zeitreihe $\psi(t)$ in $P = \text{const.}$ (ψ : beliebiger Parameter). Ebenfalls lassen sich aus den Profilmessungen Zeitreihen dieser Form erstellen, in denen das Abfrageintervall dem Zeitabstand des Hievens oder Fierens von Bord entspricht. Um das interne Wellenfeld mit Hilfe von Druckzeitreihen beschreiben zu können, werden aus den Profilmessungen Zeitreihen der Form $P(t)$ in $\psi = \text{const.}$ gebildet, die die Vertikalbewegung eines Wasserkörpers an einem festen Ort mit der Eigenschaft $\psi = \text{const.}$ beschreiben.

Die folgende Tabelle (1) gibt einen Überblick über die für die weiteren Betrachtungen verwendeten Zeitreihen.

Tabelle 1: Die verwendeten Zeitreihen.

Zeit(1974)	Meß- Plattform	Zeitreihe in $\gamma = \text{const}$	Gerät	Abfrage- intervall	Mitt- lungs- interv.	Werte- anzahl	Anzahl d. Tiefen- niveaus
30.8., 0.00Uhr -18.9., 8.45Uhr	F1	$T(t)$ in $P = \text{const}$	VACM	3.75 Min	0	7437	8
30.8., 0.00Uhr -18.9., 8.45Uhr	F1	$T(t)$ in $P = \text{const}$	Bergen	5.0 Min	0	5578	8
30.8., 0.00Uhr -18.9., 8.45Uhr	F1	$T(t)$ in $P = \text{const}$	VACM + Bergen	60 Min	0	464	8
30.8., 0.00Uhr -18.9., 8.45Uhr	F1	$T(t)$ in $P = \text{const}$	VACM	3.75 Min	60 Min	464	8
30.8., 0.00Uhr -18.9., 8.45Uhr	F1	$T(t)$ in $P = \text{const}$	Bergen	5.0 Min	60 Min	464	8
31.8., 0.00Uhr -11.9., 16.21Uhr	F2	$T(t)$ in $P = \text{const}$	Bergen	5.0 Min	60 Min	280	5
1.9., 8.00Uhr -17.9., 12.00Uhr	FS'METEOR'	$T(t)$ in $P = \text{const}$	Multisonde	60 Min	0	389	5
1.9., 8.00Uhr -17.9., 12.00Uhr	FS'METEOR'	$P(t)$ in $\sigma_f = \text{const}$	Multisonde	60 Min	0	389	5
1.9., 8.00Uhr -17.9., 12.00Uhr	FS'METEOR'	$P(t)$ in $T = \text{const}$	Multisonde	60 Min	0	389	5

4. Die Genauigkeit der Daten

Die Thermistoren in den VACM'S, deren Daten hier verwendet werden, wiesen eine Standardabweichung von $\pm 15 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ auf. Die Kalibrierung fand im Februar 1975 nach dem Experiment statt. Bei den Temperatursensoren der Bergen-Strommesser kann die vom Hersteller angegebene Genauigkeit von $\pm 100 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ verwendet werden. Sie erwies sich bei der Kalibrierung einzelner Geräte als korrekt und wurde auf alle anderen Geräte übernommen (R. KÄSE et al., 1977).

Die Profilmessungen fanden mit Hilfe der Multisonde statt (W. KROEBEL, 1973). Für die Temperaturprofile ergibt sich mit der vom Hersteller angegebenen Standardabweichung des Sensors von $\pm 0.01 \text{ }^\circ\text{C}$ ein absoluter Fehler der Temperaturwerte von ebenfalls $\pm 0.01 \text{ }^\circ\text{C}$ (H. PETERS, 1976). Über den gesamten Meßbereich von 0 bis 8000 dbar hat der Drucksensor eine angegebene Standardabweichung von $\pm 0.25 \%$ vom Meßbereich, was einer absoluten Genauigkeit von ± 20 dbar entspricht. Aus den absoluten Fehlern von Temperatur und elektrischer Leitfähigkeit ergibt sich für den Salzgehalt, berechnet mit der von FOFONOFF et al. (1974) entwickelten Formel, ein Fehler von $\pm 0.03 \text{ }^\circ/\text{oo}$ (H. PETERS, 1976). Die Dichte ρ bzw. σ_t wurde ebenfalls mit einer dafür von FOFONOFF et al. (1974) entwickelten Formel berechnet. Aus den Fehlern in der Temperatur und im Salzgehalt ergibt sich für die Dichte ρ ein Fehler von $\pm 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$, was einem Fehler von ± 0.025 in σ_t -Einheiten entspricht.

Fehler der Parameter:

Parameter	absoluter Fehler
Temperatur VACM	$\pm 0.015 \text{ }^\circ\text{C}$
" Bergen	$\pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$
" Multisonde	$\pm 0.01 \text{ }^\circ\text{C}$
Druck	$\pm 0.5 \text{ dbar}$ im Bereich 0 b. 200 dbar
Salzgehalt	$\pm 0.03 \text{ }^\circ/\text{oo}$
Dichte ρ	$\pm 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$

Die in dieser Arbeit dargestellten Zeitreihen aus den Profilmessungen weisen einen Zeitraum auf, für den die Werte linear interpoliert werden, da die Multisonde ausgefallen war. Es ergab sich daher die Frage, inwieweit sich diese Lücke in den Daten auf die Energieverteilung auswirkt. Die Beantwortung erfolgt in Kap. 15, nachdem die spektrale Auflösung näher erläutert worden ist.

5. Allgemeine hydrographische Situation

Die Positionen der Tiefseeverankerungen F1 u. F2 sowie die Dauerstation des FS 'METEOR' lagen am nördlichen Rand der Kalmenzone. Sie ist durch schwache Winde und eine ostwärtssetzende Strömung, den Äquatorialen Gegenstrom, gekennzeichnet. Als Kalmenzone definiert man das Meeresgebiet zwischen der Nordäquatorialen Konvergenz bei $\sim 5^{\circ}\text{N}$ und der Nordäquatorialen Divergenz bei $\sim 10^{\circ}\text{N}$. Sie entsteht durch die Asymmetrie des Windfeldes über dem Atlantik, in der die Ursache für die Zirkulation in der oberen tropischen Warmwassersphäre zu sehen ist. Der Äquatoriale Gegenstrom ist ein geostrophischer Strom (G. DIETRICH et al., 1975). Seine mittlere Geschwindigkeit betrug während der Meßdauer 30 cm/sec.

Die Abb. 4 zeigt die mittleren Verhältnisse während der Meßdauer. Wie überall in den tropischen und subtropischen Gebieten der Warmwassersphäre ist das ausgeprägte Salzgehaltsmaximum zu erkennen. Bei dem Vergleich zwischen den mittleren Verhältnissen in der Temperatur bei der F1-Verankerung und denen der Dauerstation von FS 'METEOR' fällt auf, daß die horizontalen Gradienten sehr klein waren. Diese Tatsache ist wichtig, wenn man bei der Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit die horizontale Advektion vernachlässigen will (s. Kap. 15).

Die Trägheitsperiode bei der F1-Verankerung betrug 78.43 Stunden, bei der Dauerstation von FS 'METEOR' 81.18 Stunden.

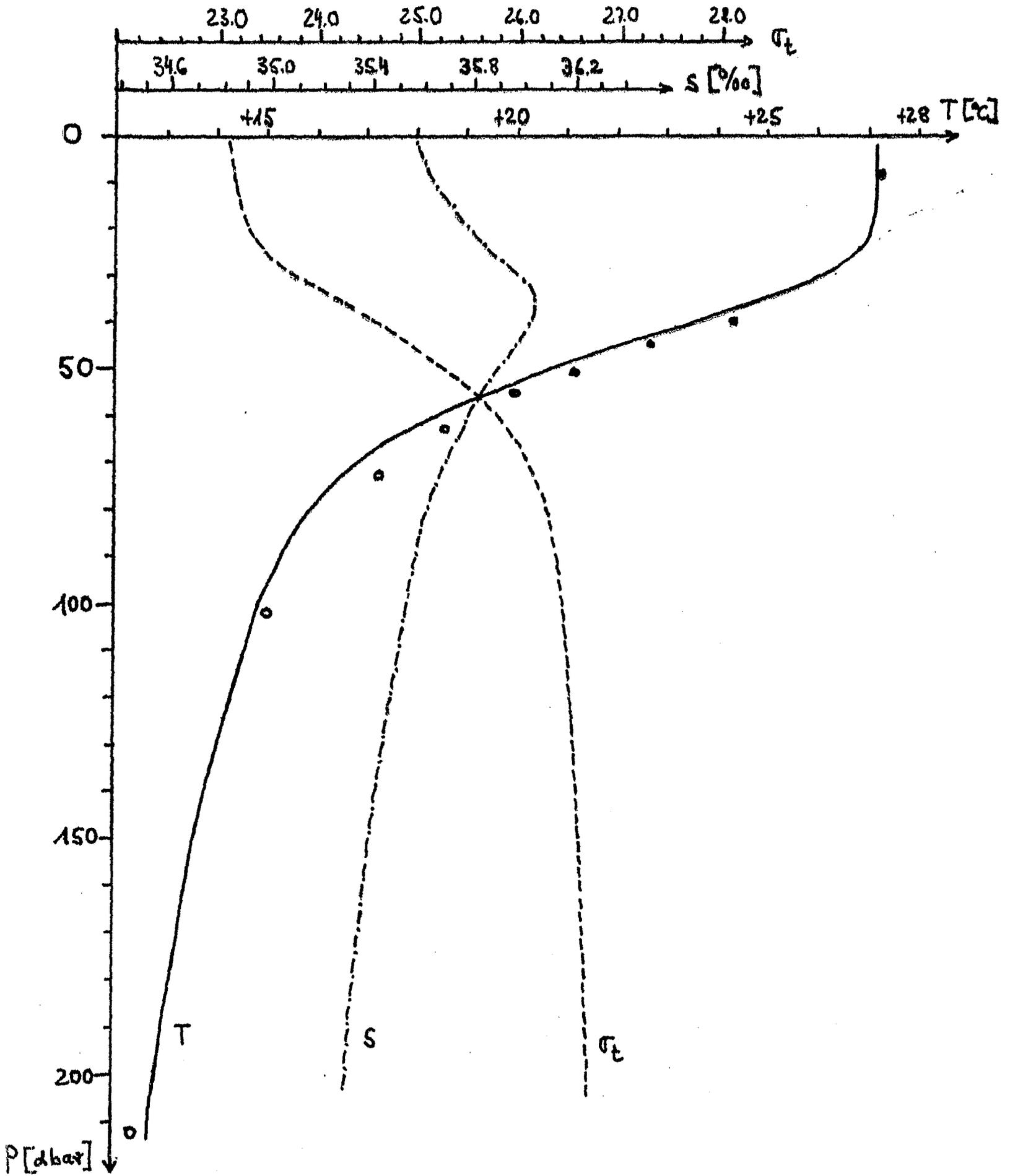


Abb. 4: Das mittlere T-, S-, σ_t -Profil bei FS 'METEOR' während GATE III.
(\circ : T in $P = \text{const}$ bei der F1-Verankerung)

6. Indirekte Methoden zur Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit

Da die Vertikalgeschwindigkeit nicht direkt gemessen worden ist, muß man indirekte Methoden benutzen. Geht man davon aus, daß in dem betrachteten Zeitraum im hinreichend tiefen Meer keine Wärmeleitung stattfindet, so kann die Temperatur als konservative Größe angesehen werden. Die totalzeitliche Änderung der Temperatur T eines Flüssigkeitsteilchens wird in diesem Fall beschrieben durch:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

T : Temperatur

t : Zeit

u : horizontale Stromkomponente in x -Richtung

v : " " " y - "

w : vertikale " " z - "

x, y, z : kartesisches Koordinatensystem

Gleichung (1) sagt aus, daß die lokalzeitliche Änderung der Temperatur durch horizontale und vertikale Advektion bestimmt ist. Die Berechnung von w aus (1) erscheint unter der oben genannten Voraussetzung einfach, sofern ein Datensatz mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung vorliegt. Da dies im allgemeinen nicht gegeben ist, müssen weitere Vereinfachungen vorgenommen werden.

Geht man davon aus, daß die lokalzeitliche Änderung der Temperatur hauptsächlich im betrachteten Zeitraum durch vertikale Advektion bestimmt wird, so erhält man für die Vertikalgeschwindigkeit

$$w = - \frac{\partial T}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^{-1} \quad (2)$$

Wird Gleichung (2) benutzt, so ist zu prüfen, ob in dem betrachteten Meeresgebiet die horizontale Advektion zu vernachlässigen ist. Hierauf wird in Kapitel 15 näher eingegangen.

Eine weitere Vereinfachung besteht darin, davon auszugehen, daß die Vertikalkomponente w des Bewegungsfeldes in den Tiefen berechnet wird, wo sich das Temperaturprofil über die gesamte Meßdauer mit einem linearen Ansatz approximieren läßt. Durch diese Annahme erhält man einen konstanten Temperaturgradienten $\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$ über die Zeit t , so daß Gleichung (2) übergeht in

$$W = - \frac{\partial T}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-1} \quad (3)$$

Mit der kinematischen Grenzflächenbedingung

$$W = - \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (\zeta \text{ positiv nach oben})$$

erhält man für die Vertikalauslenkung ζ eines Flüssigkeitsteilchens

$$\zeta = T \cdot \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-1} \quad (4)$$

Die folgende Tabelle enthält die in dieser Arbeit verwendeten Zeitreihen der Vertikalauslenkung ζ :

F1-Verankerung	Profilmessung (Multisonde)
$\zeta(t) = T(t) \cdot \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-1}$ in $P = \text{const}$	$\zeta(t) = T(t) \cdot \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-1}$ in $P = \text{const}$
-	$\zeta(t) = P(t)$ in $T = \text{const}$
-	$\zeta(t) = P(t)$ in $\sigma_t = \text{const}$

Die Druckzeitreihen $P(t)$ stellen die Auf- und Abwärtsbewegung einer Isotherme oder Isopykne an einem festen Ort dar. Diese Darstellung der Vertikalauslenkung einer Isofläche ist nur mit Hilfe der Profilmessung möglich. Sie ist der obigen analytischen Herleitung in den Bereichen äquivalent, wo über die gesamte Meßdauer das Temperaturprofil bzw. Dichteprofil linear ist, und wo die Auslenkung ξ diesen Bereich nicht überschreitet.

7. Darstellung der Vertikalgeschwindigkeit im Spektralbereich

Stellt $F_{TT}(\omega)$ das Energiedichtespektrum einer Temperaturzeitreihe dar, so erhält man durch Multiplikation mit $\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}\right)^{-2}$ das Spektrum der Vertikalauslenkung $F_{\zeta\zeta}(\omega)$:

$$F_{\zeta\zeta}(\omega) = \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}\right)^{-2} F_{TT}(\omega)$$

Um die Vertikalgeschwindigkeit w zu erhalten, muß die Zeitreihe $\zeta(t)$ differenziert werden, was im Spektralbereich bei einer unendlich langen Meßreihe mit einer Multiplikation von ω^2 identisch ist.

Es gilt daher:

$$F_{ww}(\omega) = \omega^2 \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}\right)^{-2} F_{TT}(\omega) = \omega^2 F_{\zeta\zeta}(\omega)$$

Im Folgenden werden Spektren der Form $F_{ww}(\omega)$ benutzt, die mit Hilfe des IfM-Spektralprogramms aus den Zeitreihen $w(t) = -\frac{\partial \zeta}{\partial t}$ gewonnen wurden. $\frac{1}{2} F_{ww}$ stellt die Vertikalkomponente der kinetischen Energie dar (N.P.FOFONOFF, 1969).

Das IfM-Spektralprogramm bietet die Möglichkeit, von einer Zeitreihe $\zeta = \zeta(n \cdot \Delta t)$ mit $n=1, 2, \dots, N$ (N :Anzahl der Meßwerte, Δt : Abfrageintervall) das Energiedichtespektrum zu berechnen. Dabei wird die Prozedur "FASTFOUR", die schnelle Fouriertransformation, benutzt.

Die in dieser Arbeit benutzte Form der Spektralanalyse stellt den Versuch dar, zwischen hoher spektraler Auflösung und kleinem Vertrauensintervall einen Kompromiß einzugehen. Daher wurden von jeder Zeitreihe zwei Spektren berechnet:

ein Spektrum mit hoher Auflösung im Frequenzbereich $\frac{1}{256} \leq \omega \leq \omega_{\text{Nyquist}} \hat{=} 0.5$ cph und ein Spektrum mit geringer Auflösung im Frequenzbereich $\frac{1}{32} \leq \omega \leq \omega_{\text{Nyquist}} \hat{=} 0.5$ cph. Beim ersten der beiden Spektren wurde zusätzlich ein kleineres Konfidenzintervall dadurch erreicht, daß sich die Teilstücke zu 50 % überlappten, worauf beim zweiten Spektrum verzichtet wurde, da dies dort durch die größere Anzahl von Teilstücken erreicht wird. Diese beiden Spektren einer Zeitreihe wurden zu einem Spektrum zusammengesetzt, was durch die beiden eingezeichneten Konfidenzintervalle angedeutet werden soll. Das kleinere Konfidenzintervall ist oberhalb der halbtägigen Gezeit gültig.

In der folgenden Tabelle (2) sind die Parameter der dargestellten Spektren aufgelistet.

Tabelle 2

	Frequenzber. [cph]	F1-Verankerung	Multisonde
Anzahl der	$\frac{1}{256} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	6, mit 50%Überl.	5, mit 50%Überl.
Teilstücke	$\frac{1}{32} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	14, ohne Überlapp.	12, ohne Überlapp.
Werteanzahl pro Teilstück ohne Nullen	$\frac{1}{256} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	132	129
	$\frac{1}{32} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	32	32
Werteanzahl pro Teilstück mit Nullen	$\frac{1}{256} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	256	256
	$\frac{1}{32} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	32	32
Anzahl der	$\frac{1}{256} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	128	128
Estimates	$\frac{1}{32} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	16	16
Freiheits- grade	$\frac{1}{256} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	26	22
	$\frac{1}{32} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	61	53
Bandbreite des Spek- tralfensters	$\frac{1}{256} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	$1.67 \cdot 10^{-2}$ cph	$1.71 \cdot 10^{-2}$ cph
	$\frac{1}{32} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	$6.9 \cdot 10^{-2}$ cph	$6.9 \cdot 10^{-2}$ cph
95% - Konfi- denzinterv.	$\frac{1}{256} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	0.62 - 1.8	0.59 - 2.0
	$\frac{1}{32} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	0.72 - 1.4	0.7 - 1.5
Zeitabstand	$\frac{1}{256} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	1 Std.	1 Std.
	$\frac{1}{32} \leq \omega \leq \frac{1}{2}$	1 Std.	1 Std.

8. Berechnung des mittleren Temperaturgradienten für den ganzen Zeitraum

Zur Berechnung des mittleren Temperaturgradienten $\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$ [$\frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$] wurde das mittlere Temperaturprofil $\bar{T}(P)$ in Abb. 4 nach P differenziert. Die Abb. 5 zeigt das so gewonnene Profil des mittleren Temperaturgradienten.

Aus den Temperaturzeitreihen der verankerten Meßgeräte läßt sich für die gesamte Meßdauer ein \bar{T} in $P = \text{const}$ bestimmen. Auf den Versuch, aus den so vorliegenden Werten von \bar{T} ein mittleres Temperaturprofil durch Interpolation zu erhalten, wurde verzichtet. Vielmehr wurde festgestellt, daß die mittleren Temperaturwerte der Verankerungsaufzeichnungen bis auf eine maximale Abweichung von $\Delta T_{\text{max}} = \pm 0.7^{\circ}\text{C}$ mit den mittleren Temperaturen aus den Profilmessungen übereinstimmten. Bei geeigneter Vertikalverschiebung des Profils in Abb. 4 bot es sich daher an, die benutzten mittleren Temperaturgradienten (Tabelle 3) allein aus den Profilmessungen der Multisonde zu berechnen.

Tabelle 3: Die verwendeten vertikalen Temperaturgradienten für den ganzen Zeitraum.

P [dbar]	F1-Verankerung	Multisonde	$\frac{\partial T}{\partial P}$ [$\frac{^{\circ}C}{dbar}$]	$\frac{\partial T}{\partial z}$ [$\frac{^{\circ}C}{cm}$] $\cdot 10^{-2}$
28.00	-	x	-0.1750	-0.1715
33.00	-	x	-0.2520	-0.2469
39.00	x	x	-0.2830	-0.2773
44.65	x	-	-0.2760	-0.2704
47.00	-	x	-0.2840	-0.2783
50.00	x	-	-0.2650	-0.2597
54.50	x	-	-0.2210	-0.2165
62.50	x	-	-0.1619	-0.1586
67.00	-	x	-0.1390	-0.1362
72.50	x	-	-0.1050	-0.1029
102.00	x	-	-0.0350	-0.0343
21150	x	-	-0.0140	-0.0137

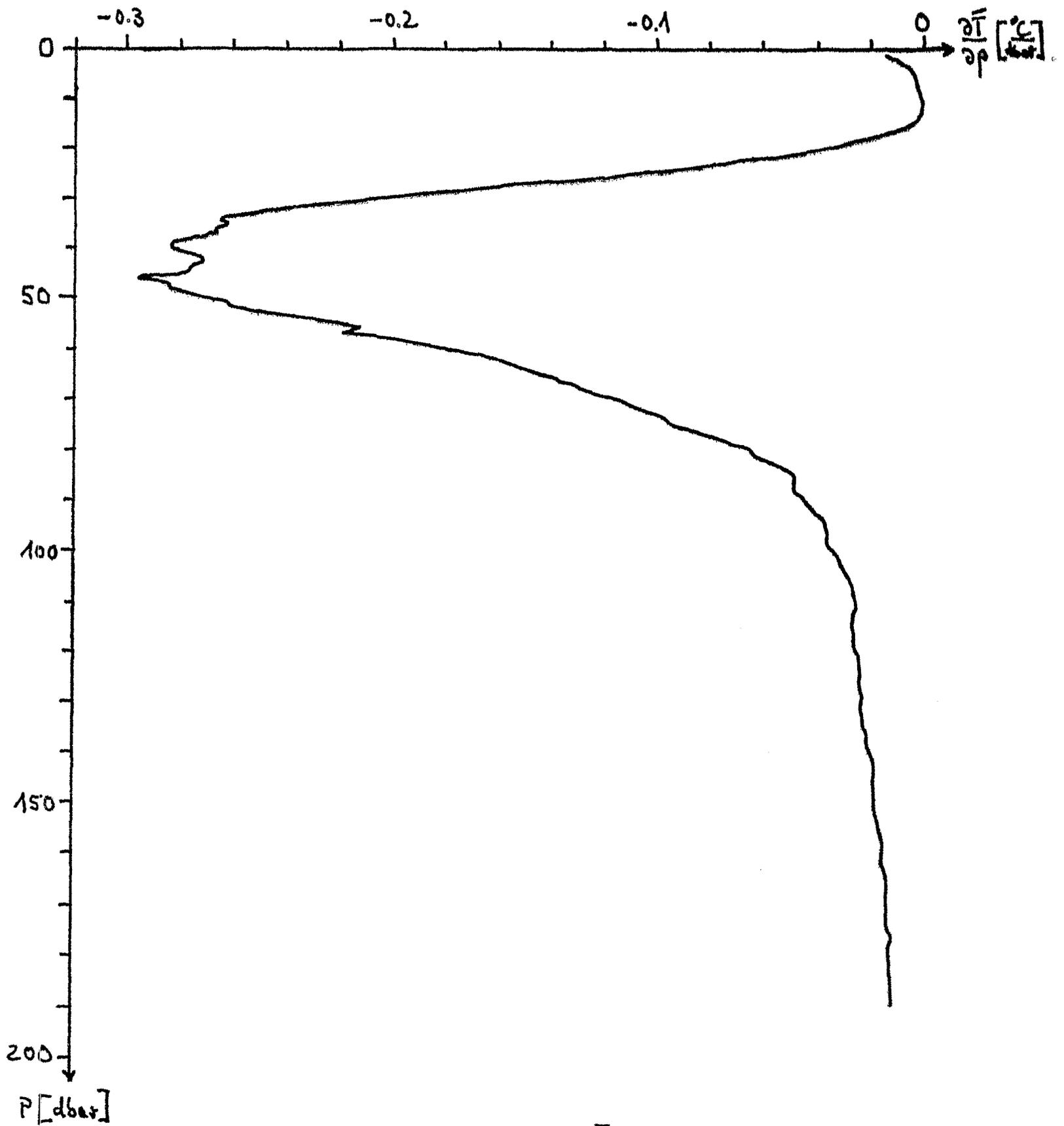


Abb. 5: Das mittlere Profil von $\frac{\partial \bar{T}}{\partial p}$ bei FS 'METEOR' während GATE III.

9. Änderungen im Spektrum bei konstanten Temperaturgradienten über 32 Stunden

Die Berechnung des Spektrums $F_{\xi}(\omega)$ der Vertikalauslenkung ξ mit Hilfe eines mittleren Temperaturgradienten setzt voraus, daß man in einem Tiefenbereich Δp das Temperaturprofil über die Zeit t als linear annehmen kann. Im allgemeinen wird die Steigung in diesem linearen Bereich für die ganze Meßdauer als konstant angesetzt. Zeiträume, in denen die lokalen Gradienten stark von den mittleren Verhältnissen abweichen, werden dadurch nicht berücksichtigt. Bei konstanten Steigungen während kleinerer Zeiträume ist dies eher der Fall. Der Datensatz aus den Profilmessungen bietet die Möglichkeit, lediglich über 32 Stunden einen konstanten Temperaturgradienten anzunehmen und die Auswirkungen auf die Energieverteilung zu betrachten.

Die Abb. 6 zeigt die mittleren Temperaturprofile der ersten bis zwölften 32-Stundenstücke auf der FS 'METEOR'-Dauerstation. Das Mittlungsintervall von 32 Stunden wurde gewählt, weil das verwendete Spektralprogramm die Fähigkeit besitzt, die Energieverteilung über den Teilstücken mit einer Länge von $N = 2^K$ (N : Werteanzahl pro Teilstück, $K = 1, 2, \dots$) arithmetisch zu mitteln. Die Originalzeitreihe $T(t)$ wurde in Teilzeitreihen von 32 Stunden zerlegt und die Werte mit dem für diese Zeiträume ermittelten Kehrwert $\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}\right)^{-1} \left[\frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}\right]$ multipliziert (Tabelle 4).

Abbildung 7 zeigt die Verteilung der vertikalen kinetischen Energie, berechnet aus der Temperatur. Einerseits ist die Verteilung unter der Annahme eines konstanten mittleren Temperaturgradienten über die gesamte Meßdauer dargestellt (Tabelle 3), andererseits unter der Annahme eines konstanten Gradienten über 32 Stunden bei derselben spektralen Auflösung. Letzteres bedeutet, daß die Energieverteilung, ermittelt mit Konstanten $\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$ über die ganze Meßdauer, ebenfalls das arithmetische Mittel aus 32-Stundenstücken darstellt. Die Unterschiede in den Energiedichtewerten liegen innerhalb des berechneten Konfidenzintervalls.

Es muß daher in dem vorliegenden Datensatz davon ausgegangen werden, daß eine verbesserte lineare Approximation des Temperaturprofils in einem festen Tiefenbereich Δp durch Mittlung über kleinere Zeiträume die Energieverteilung im betrachteten Frequenzband unwesentlich beeinflusst. Es erscheint daher gerechtfertigt, die Vertikalgeschwindigkeit w mit einem konstanten $\frac{\partial T}{\partial z}$ für die ganze Meßdauer zu berechnen. Dieses deckt sich mit den Ergebnissen aus der Störungsrechnung in Kap. 15, wo gezeigt wird, daß die Fluktuationen $\frac{\partial T'}{\partial z}$ eine Größenordnung kleiner sind als $\frac{\partial T}{\partial z}$.

Tabelle 4: Die mittleren Temperaturgradienten der 32 Stundenstücke (negative Werte).

n-tes 32-Std. Stück	in P=28.0 dbar		in P=33.0 dbar		in P=39.0 dbar		in P=47.0 dbar		in P=67.0 dbar	
	$\frac{\partial T}{\partial p} \left[\frac{^{\circ}C}{dbar} \right]$	$\frac{\partial T}{\partial z} \left[\frac{^{\circ}C}{cm} \right] \cdot 10^{-2}$	$\frac{\partial T}{\partial p} \left[\frac{^{\circ}C}{dbar} \right]$	$\frac{\partial T}{\partial z} \left[\frac{^{\circ}C}{cm} \right] \cdot 10^{-2}$	$\frac{\partial T}{\partial p} \left[\frac{^{\circ}C}{dbar} \right]$	$\frac{\partial T}{\partial z} \left[\frac{^{\circ}C}{cm} \right] \cdot 10^{-2}$	$\frac{\partial T}{\partial p} \left[\frac{^{\circ}C}{dbar} \right]$	$\frac{\partial T}{\partial z} \left[\frac{^{\circ}C}{cm} \right] \cdot 10^{-2}$	$\frac{\partial T}{\partial p} \left[\frac{^{\circ}C}{dbar} \right]$	$\frac{\partial T}{\partial z} \left[\frac{^{\circ}C}{cm} \right] \cdot 10^{-2}$
1	0.1788	0.1752	0.2608	0.2555	0.2547	0.2496	0.3047	0.2986	0.1223	0.1198
2	0.0364	0.0356	0.2086	0.2044	0.3478	0.3408	0.2661	0.2607	0.1628	0.1595
3	0.1381	0.1353	0.2503	0.2511	0.2555	0.2503	0.3246	0.3181	0.1678	0.1644
4	0.1432	0.1403	0.2243	0.2198	0.2560	0.2508	0.3267	0.3201	0.1276	0.1250
5	0.1670	0.1636	0.4559	0.4467	0.2429	0.2380	0.2712	0.2657	0.1666	0.1632
6	0.0808	0.0791	0.2078	0.2036	0.3216	0.3151	0.3459	0.3389	0.1274	0.1248
7	0.1210	0.1185	0.2906	0.2847	0.3675	0.3601	0.3273	0.3207	0.1329	0.1302
8	0.1321	0.1294	0.1986	0.1946	0.1870	0.1832	0.3155	0.3091	0.1513	0.1482
9	0.1621	0.1588	0.2504	0.2453	0.3669	0.3595	0.2318	0.2271	0.1163	0.1139
10	0.1938	0.1899	0.1879	0.1841	0.2387	0.2339	0.2664	0.2610	0.1432	0.1403
11	0.2381	0.2333	0.2216	0.2171	0.1826	0.1789	0.2523	0.2472	0.1550	0.1519
12	0.1917	0.1878	0.2471	0.2421	0.2614	0.2561	0.2703	0.2648	0.1325	0.1298

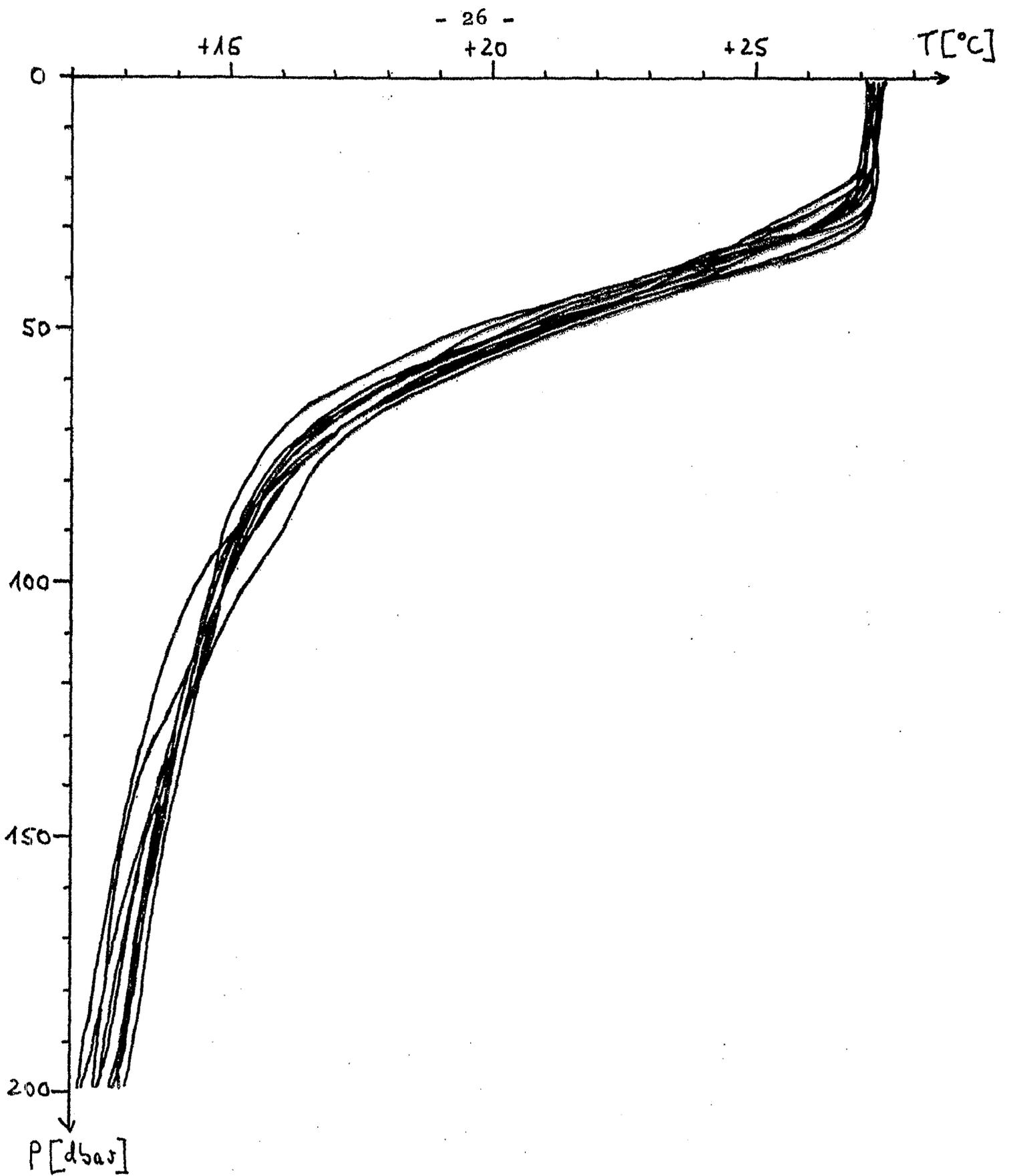


Abb. 6: Die mittleren Temperaturprofile der 32-Stundenstücke bei FS 'METEOR', GATE III.

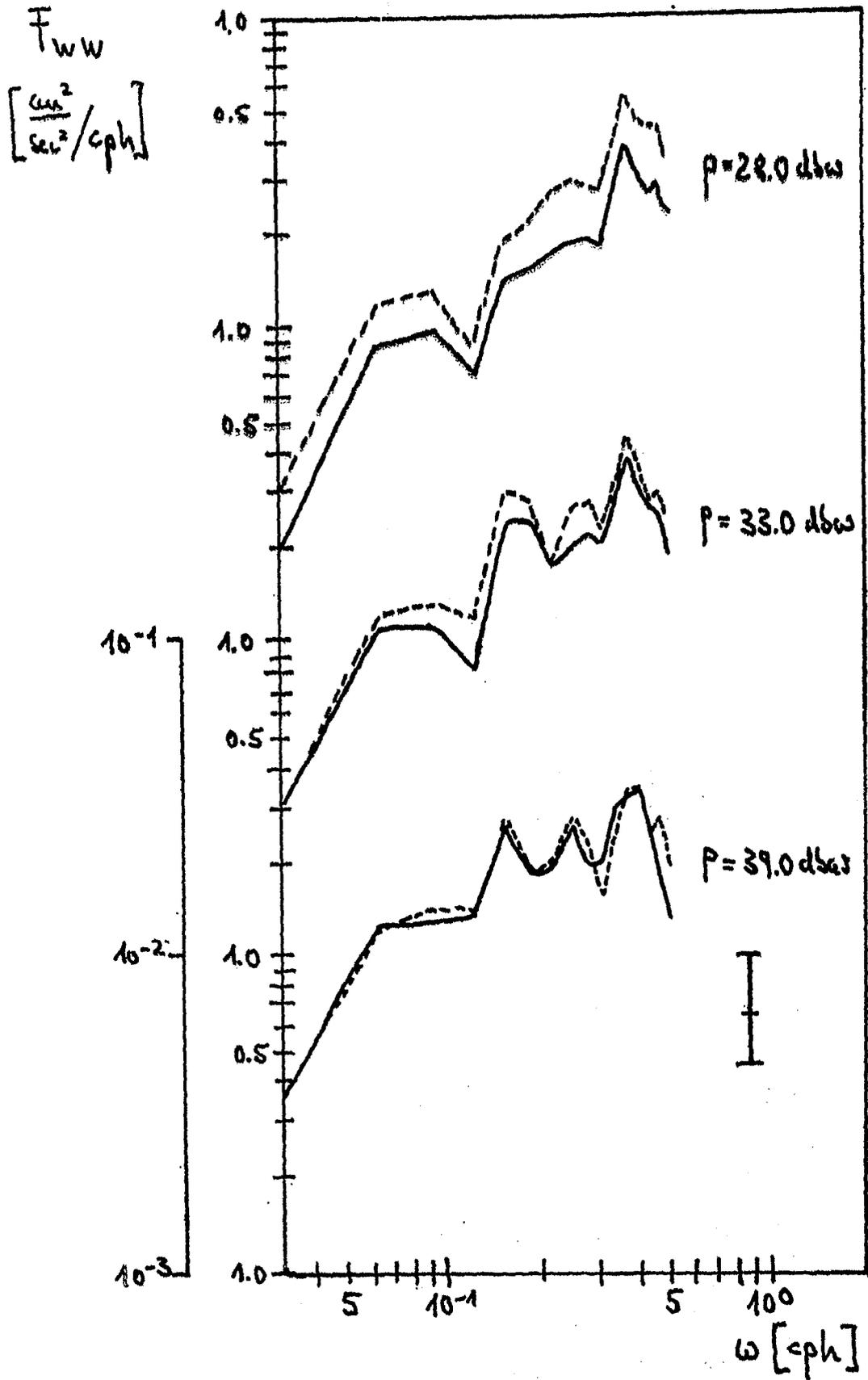


Abb. 7a-c: Vergleich der Energiedichtespektren. Einerseits mit konstanten mittleren Temperaturgradienten über 384 Stunden, (—), andererseits mit konstanten Temperaturgradienten über 32 Stunden, (-----), FS 'METEOR', GATE III.

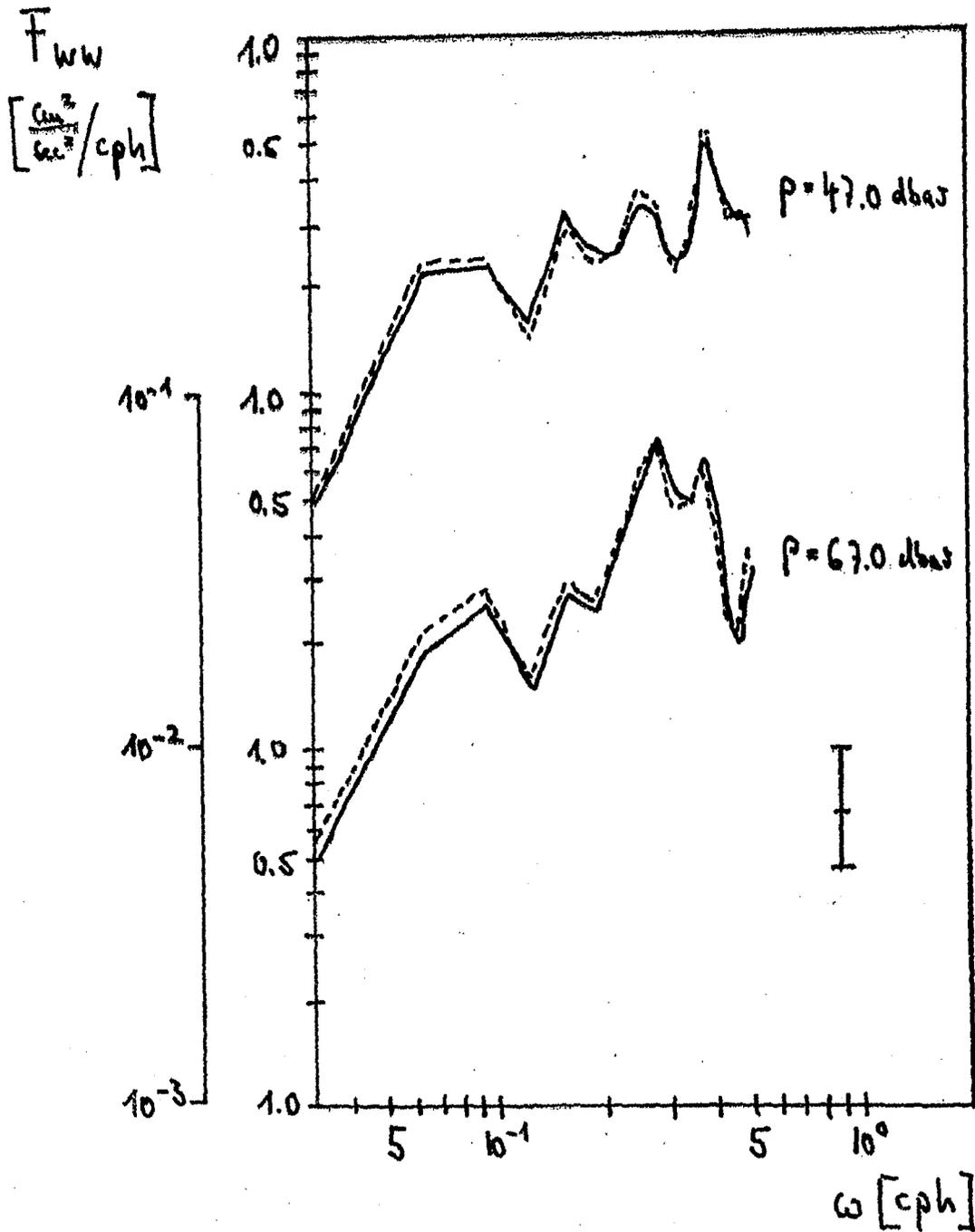


Abb. 7d,e: Vergleich der Energiedichtespektren. Einerseits mit konstanten mittleren Temperaturgradienten über 384 Stunden, (—), andererseits mit konstanten Temperaturgradienten über 32 Std, (-----), FS 'METEOR', GATE III.

10. Der Aliasing - Effekt

Die verwendeten Zeitreihen wurden mit unterschiedlichen Abfrageintervallen, z.B. $\Delta t = 1$ Std., $\Delta t = 3.75$ Min., gewonnen. Bei einem Abfrageintervall von $\Delta t = 1$ Std. können nach dem Abtasttheorem nur periodische Vorgänge analysiert werden, deren Periodendauer größer als 2 Stunden beträgt. Dies hat zur Folge, daß ein Energiebeitrag, der eigentlich einem kurzperiodischen Vorgang mit Perioden kleiner als 2 Stunden zugeordnet werden muß, das Energieniveau im niederfrequenten Bereich anhebt, denn seine Amplitudenhöhe wird durch das rein zufällige Abtasten mitgemessen. Diesen Effekt bezeichnet man im Englischen als "aliasing". Im Folgenden wird an Hand der F1-Verankerungsdaten gezeigt, wie sich der Aliasing-Effekt im Spektrum bemerkbar macht.

Die Abb. 8 zeigt zunächst das Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit, welches aus einstündig gemittelten Daten berechnet wurde. Im Zeitbereich beträgt das Abfrageintervall wiederum 1 Stunde. Die Mittlung bewirkt ein Herausfiltern von Perioden zwischen 2 Stunden und 7.5 Minuten, denn vor der Mittlung betrug das Abfrageintervall 3.75 Minuten. Zum Vergleich wurde das Spektrum eingezeichnet, welches sich wie folgt berechnet: aus der Originalzeitreihe mit $\Delta t = 3.75$ (5.0) Minuten wird jeder 16. (12.) Wert herausgenommen und zu einer neuen Zeitreihe zusammengesetzt. Auf diese Art und Weise erhält man eine Zeitreihe, die durch Abtasten mit $\Delta t = 1$ Std. gewonnen worden wäre. Die Energiedifferenz oberhalb der halbtägigen Gezeit ist eindeutig auf den Aliasing-Effekt zurückzuführen.

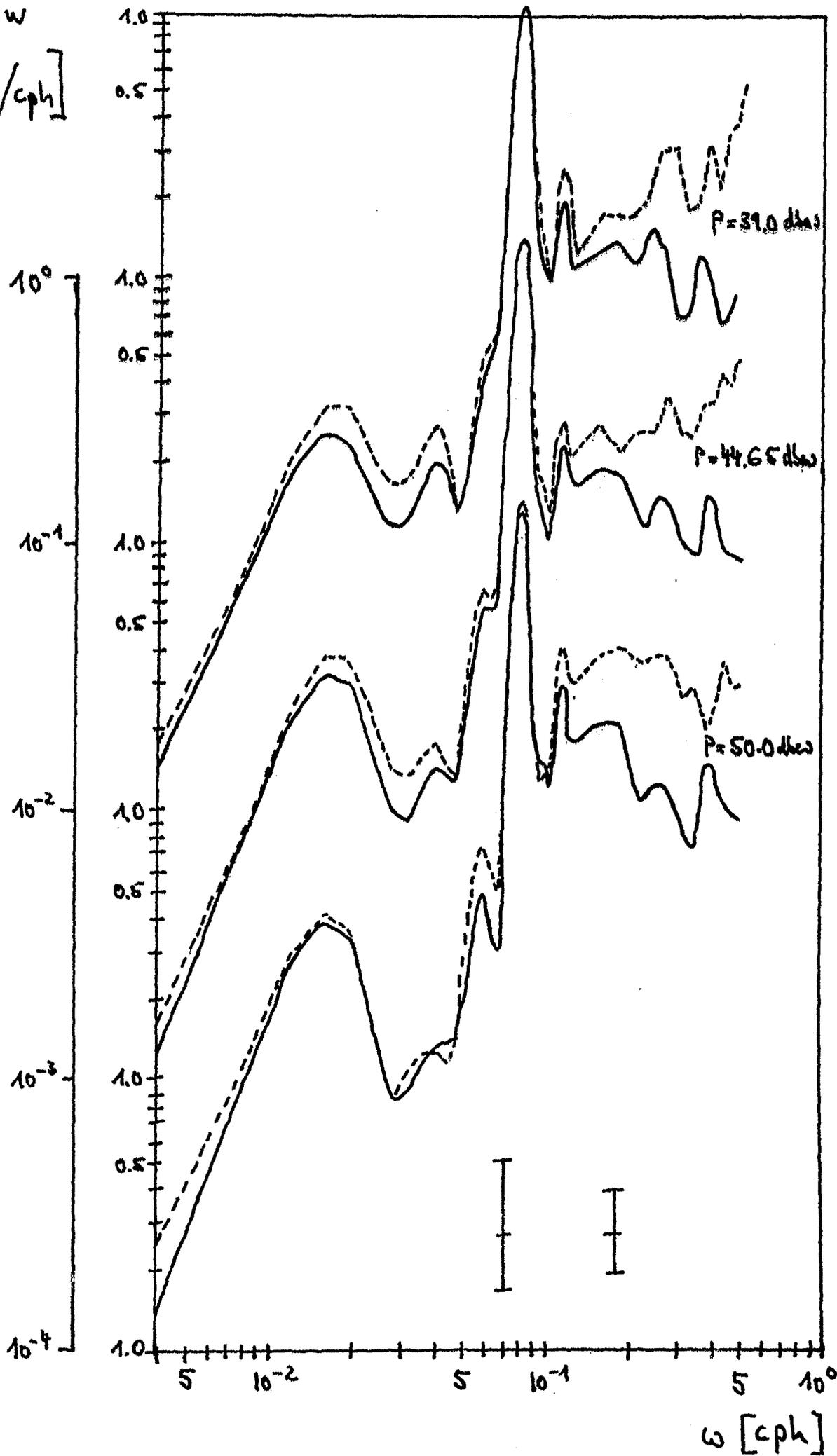
Die Abb. 9 zeigt die Energieverteilung im Frequenzband $0.5 \leq \omega$ [cph] $\leq 8(6)$. Die Spektren demonstrieren optisch die Anhebung des niederfrequenten Energieniveaus, die ein Abfrageintervall von $\Delta t = 1$ Std. zur Folge hat.

Um später Spektren aus Profilmessungen mit denen der Verankerungsdaten vergleichen zu können, ist es also notwendig, Zeitreihen mit demselben Abfrageintervall zu benutzen.

Dabei darf eine Zeitreihe nicht durch Mittlung reduziert werden.

Abb. 8a-c: Der Aliasing-Effekt, F1-Verankerung, GATE III. (——: einständig gemittelte Werte, - - - - : jeder 16. bzw. jeder 12. Wert der Temperaturzeitreihe)

$$F_{ww} \left[\frac{c^2}{cph} \right]$$



$$F_{ww} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{cm}^2/\text{cph}} \right]$$

Abb. 8d-f: Der Aliasing-Effekt, F1-Verankerung, GATE III. (----- : einständig gemittelte Werte, - - - - - : jeder 16. bzw. jeder 12. Wert der Temperaturzeitreihe)

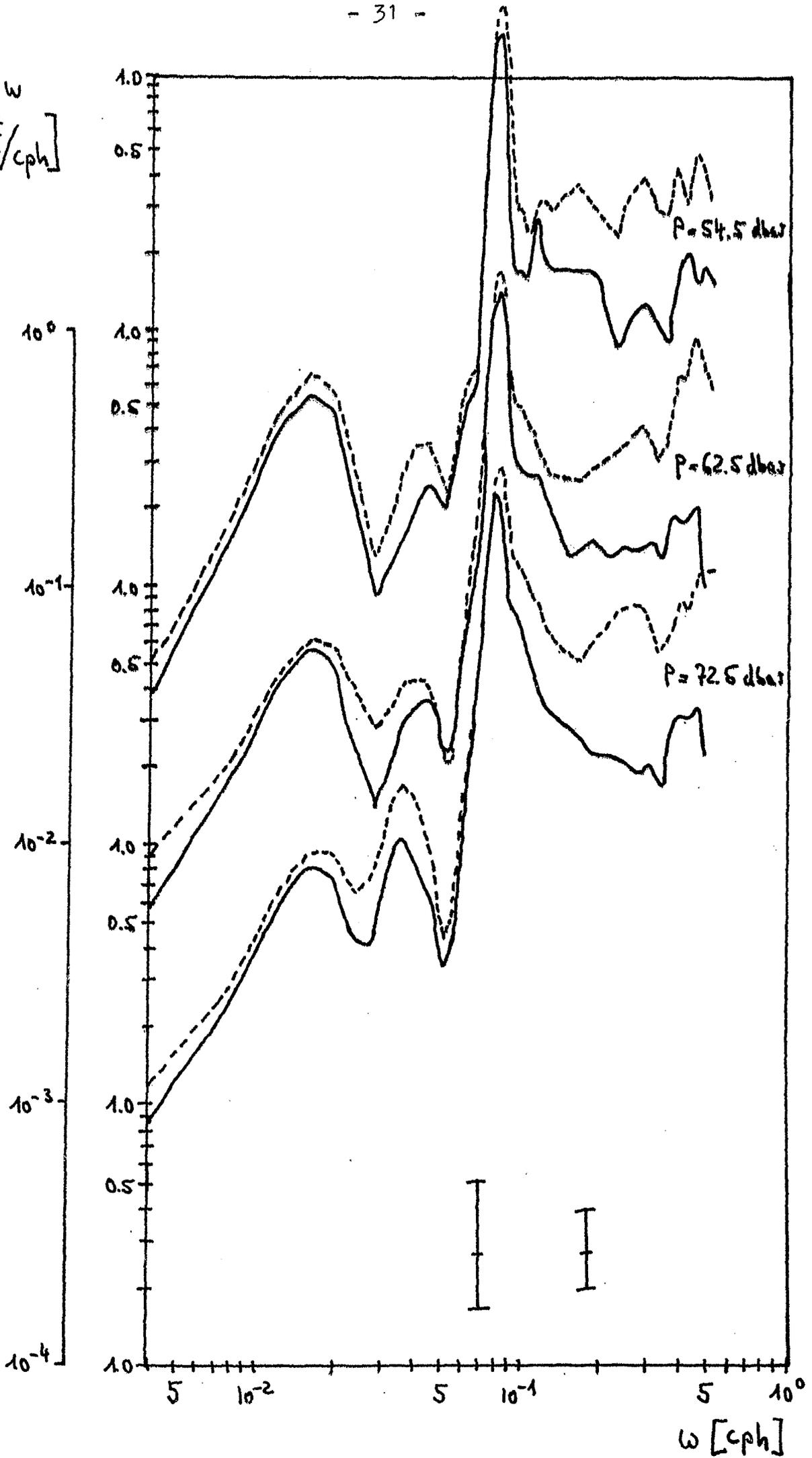
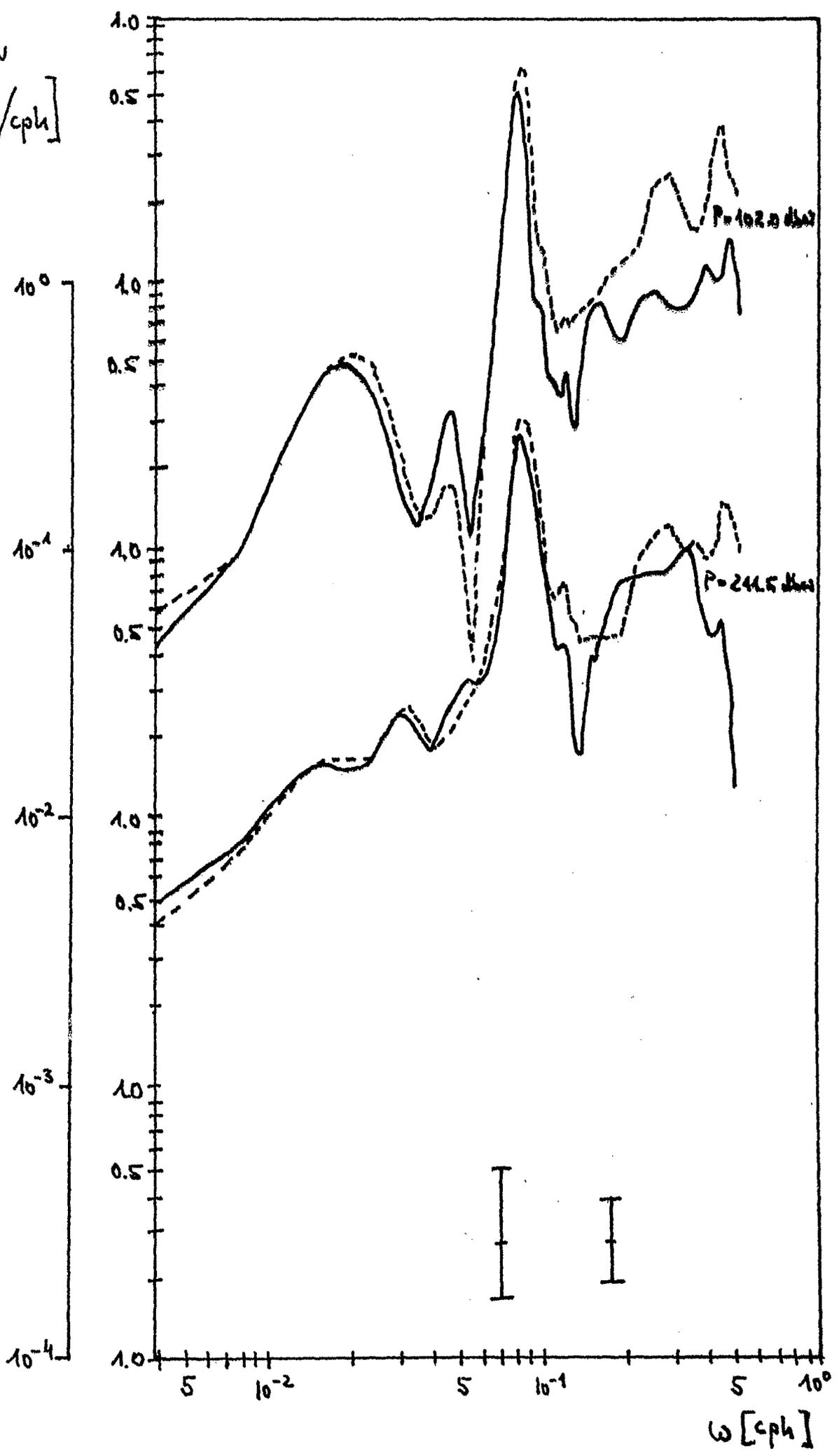


Abb. 8g,h: Der Aliasing-Effekt, F1-Verankerung, GATE III. (——— : einständig gemittelte Werte, - - - - - : jeder 16. bzw. jeder 12. Wert der Temperaturzeitreihe) $\left[\frac{F_1}{\varepsilon \omega} \right]$



$$F_{ww}^* \left[\frac{c^2}{h^2 / \text{cph}} \right]$$

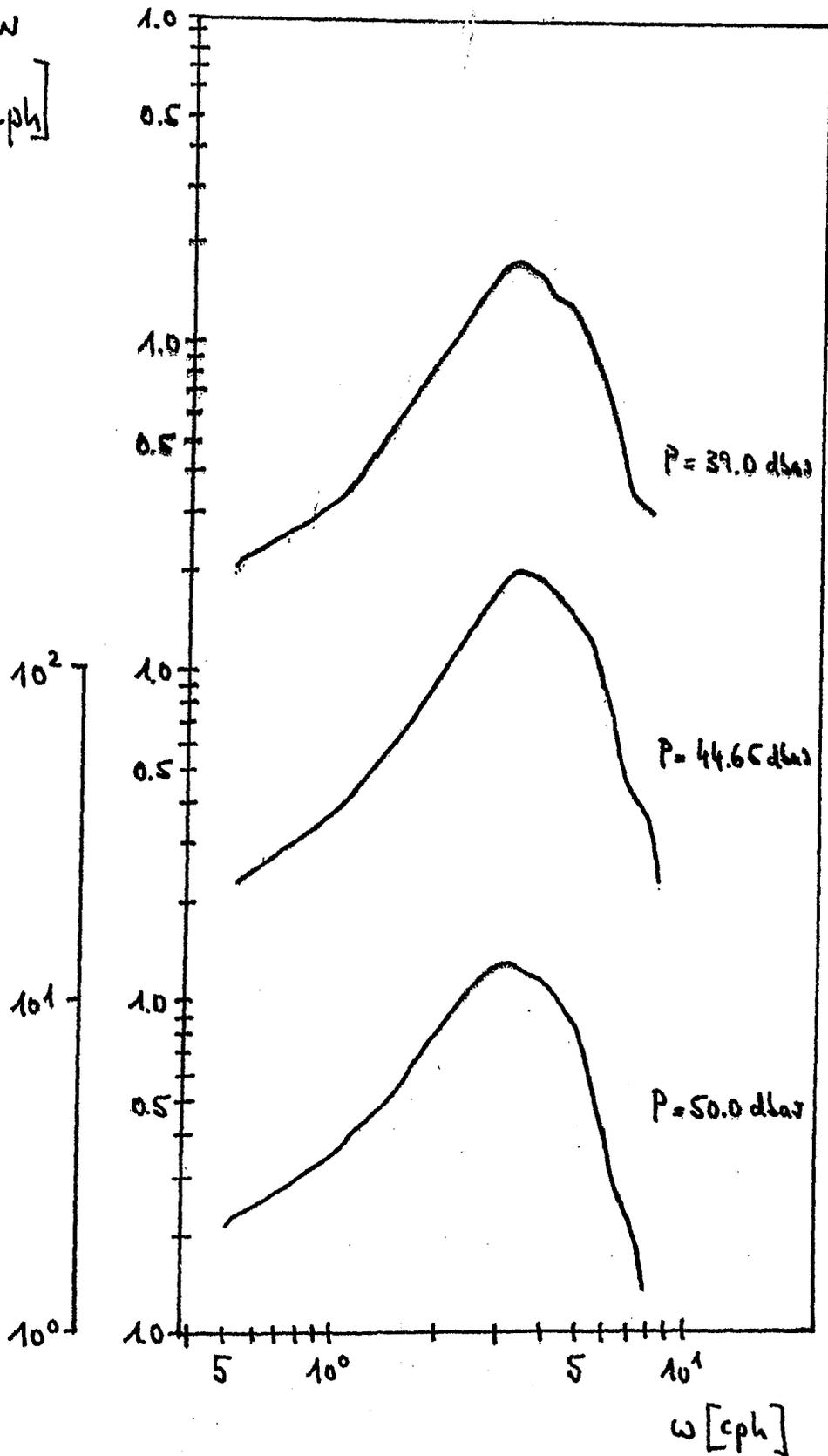


Abb. 9a-c: Energiedichtespektren oberhalb von 0.5 cph, nicht mit dem mittleren Gradienten multipliziert (VACM), F1-Verankerung, GATE III.

$$F_{ww}^* \left[\frac{m^2}{h^2 / cph} \right]$$

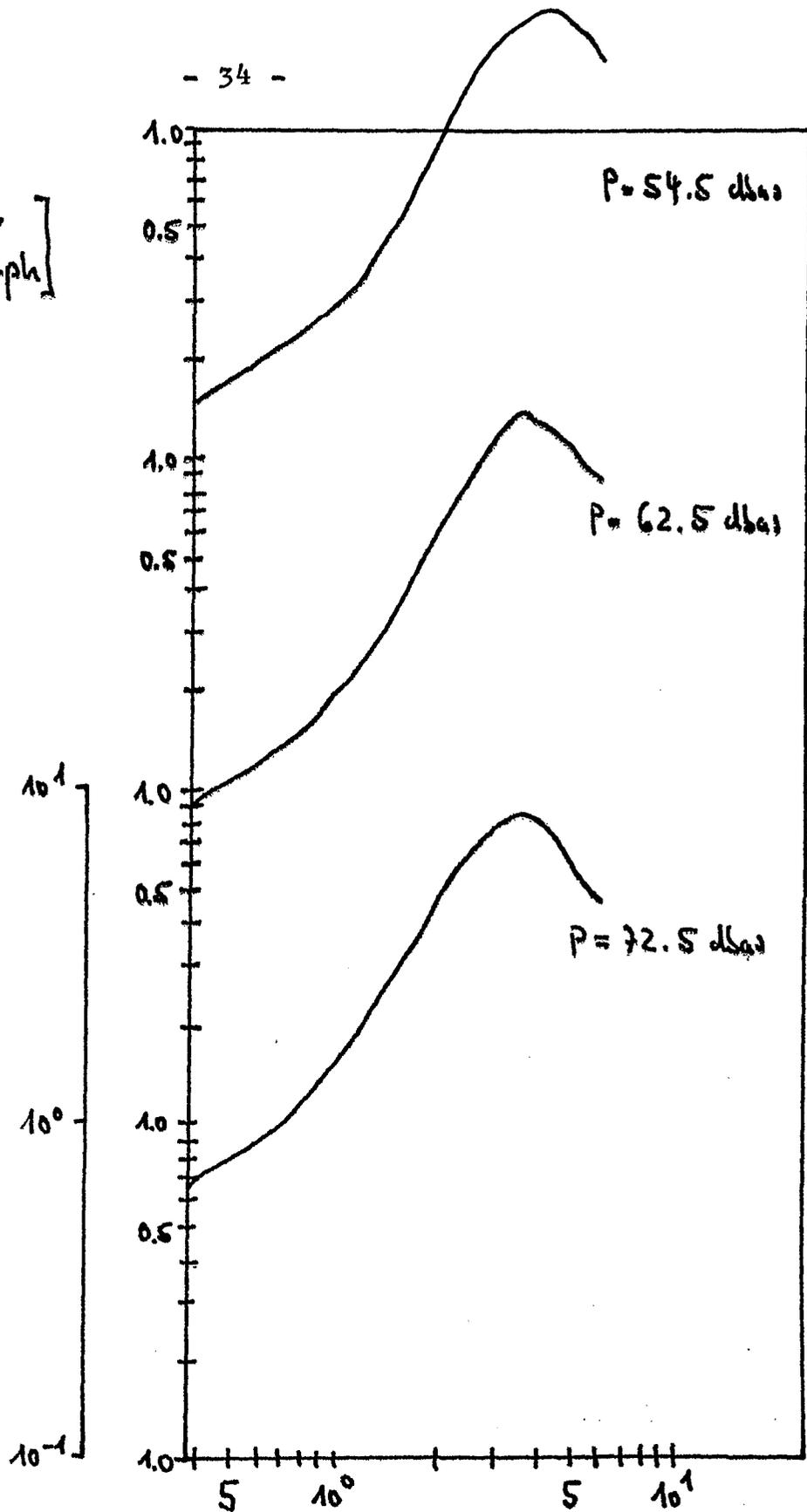


Abb. 9d-f: Energiedichtespektren oberhalb von ω [cph] 0.5 cph, nicht mit dem mittleren Gradienten multipliziert (Bergen-Strommesser), F1-Verankerung, GATE III.

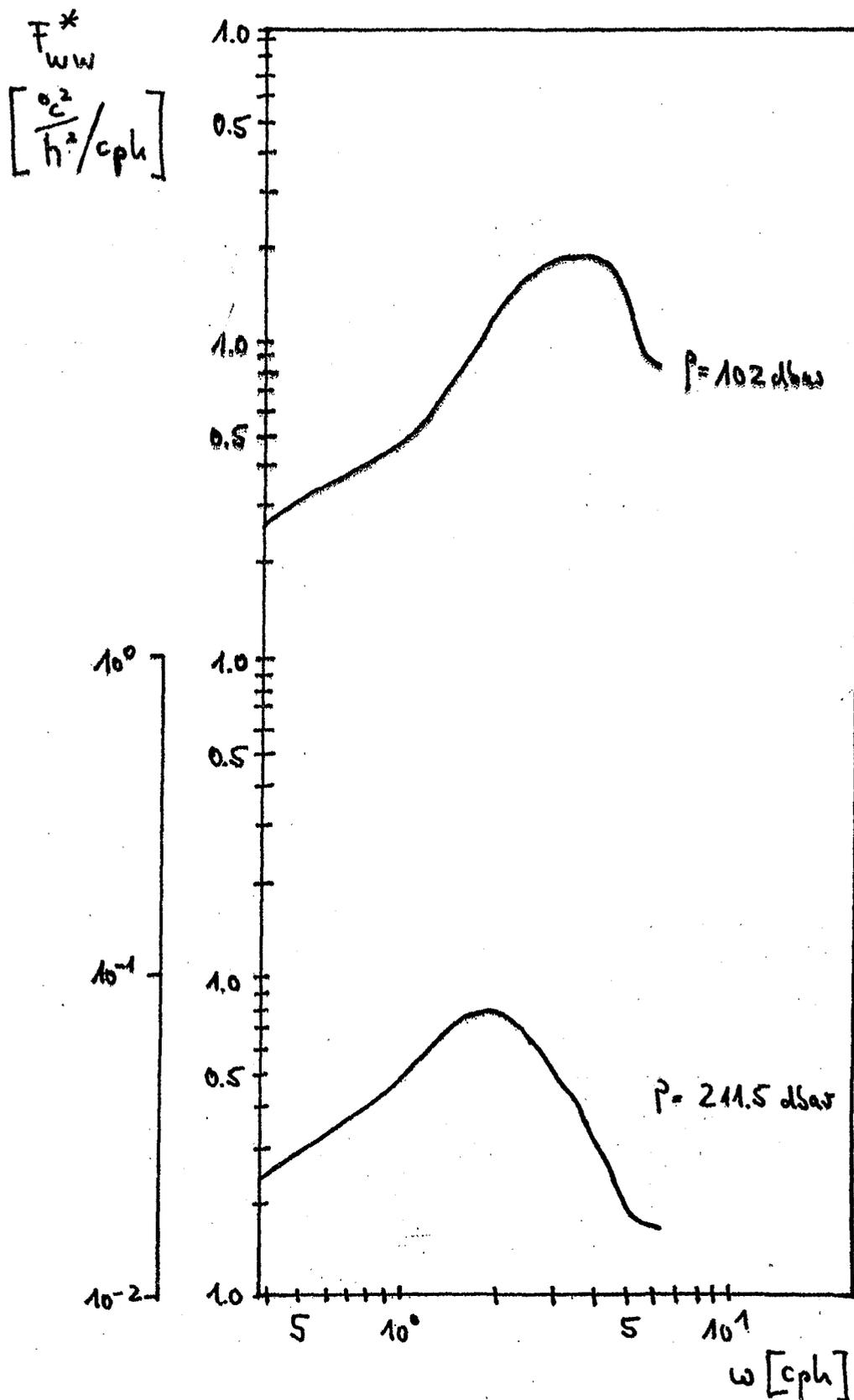


Abb. 9g,h: Energiedichtespektren oberhalb von 0.5 cph, nicht mit dem mittleren Gradienten multipliziert (Bergen-Strommesser), F1-Verankerung, GATE III.

11. Vergleich der aus Verankerungs- und Multisondendaten gewonnenen Spektren

Die in Abb. 8 gezeigten Spektren der F1-Verankerung wurden aus den Zeitreihen $w(t) = -\frac{\partial T}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^{-1} \left[\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right]$ mit einem konstanten Temperaturgradienten für die gesamte Meßzeit (Tabelle 3) gewonnen. Aus den einstündigen Temperaturprofilen der Multisondendaten lassen sich ebenfalls Zeitreihen der Form $T(t)$ in $P=\text{const}$ mit einem Abfrageintervall $\Delta t=1$ Std. konstruieren. Aus diesen Temperaturzeitreihen (Abb. 10) wurde ebenfalls $w(t)$ mit einem konstanten Gradienten berechnet (Tabelle 3). Die Energieverteilung aus diesen Zeitreihen zwischen $\frac{1}{32} \leq \omega [\text{cph}] \leq 0.5$ wurde bereits in Kap. 9 gezeigt. In Abb. 11 wird sie für den gesamten hier betrachteten Frequenzbereich nachgeholt. Auf die Wahl der Tiefenniveaus wird in Kap. 12 näher eingegangen.

Bei dem Vergleich der Spektren aus Verankerungsdaten und aus Multisondendaten ist darauf zu achten, daß bei den Verankerungsdaten nicht die Zeitreihen aus einstündig gemittelten Werten benutzt werden, wie im vorherigen Kapitel erläutert. Die in Abb. 12 gezeigten Energiedichtespektren stellen einen Vergleich im 39.0 dbar-Niveau und zwischen 67.0 dbar und 62.5 dbar dar. Da die F1-Verankerung und die Position des FS 'METEOR' für die Dauerstation ~ 40 sm auseinanderlagen (Abb. 1), war nicht zu erwarten, daß die Energieverteilungen eine derartige Übereinstimmung zeigen. Einen gravierenden Unterschied gibt es im Bereich der halbtägigen Gezeitenperiode. Die in Abb. 13 dargestellten bandpaßgefilterten Zeitreihen, $\frac{1}{13} \leq \omega [\text{cph}] \leq \frac{1}{11}$, zeigen die lokalen Unterschiede in den Amplituden.

Die Energiedichtespektren der Temperatur in Abb. 14 veranschaulichen die Energieverteilung in dem Zeitraum, in dem auf allen drei Stationen, F1, F2 u. FS 'METEOR', zugleich gemessen wurde. Deutlich ist die Zunahme der Energiedichtewerte im Bereich der halbtägigen Gezeit von West nach Ost zu erkennen.

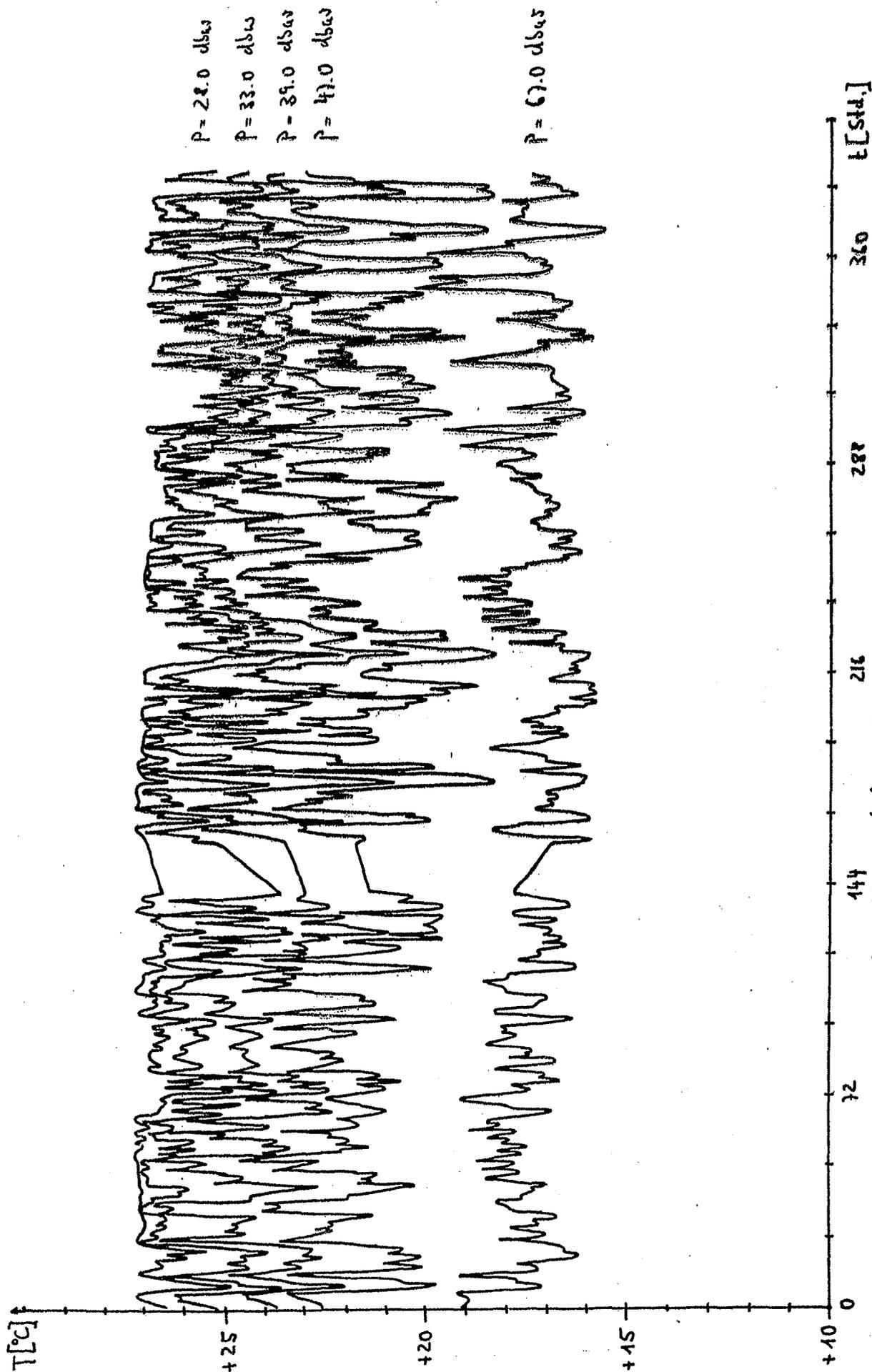
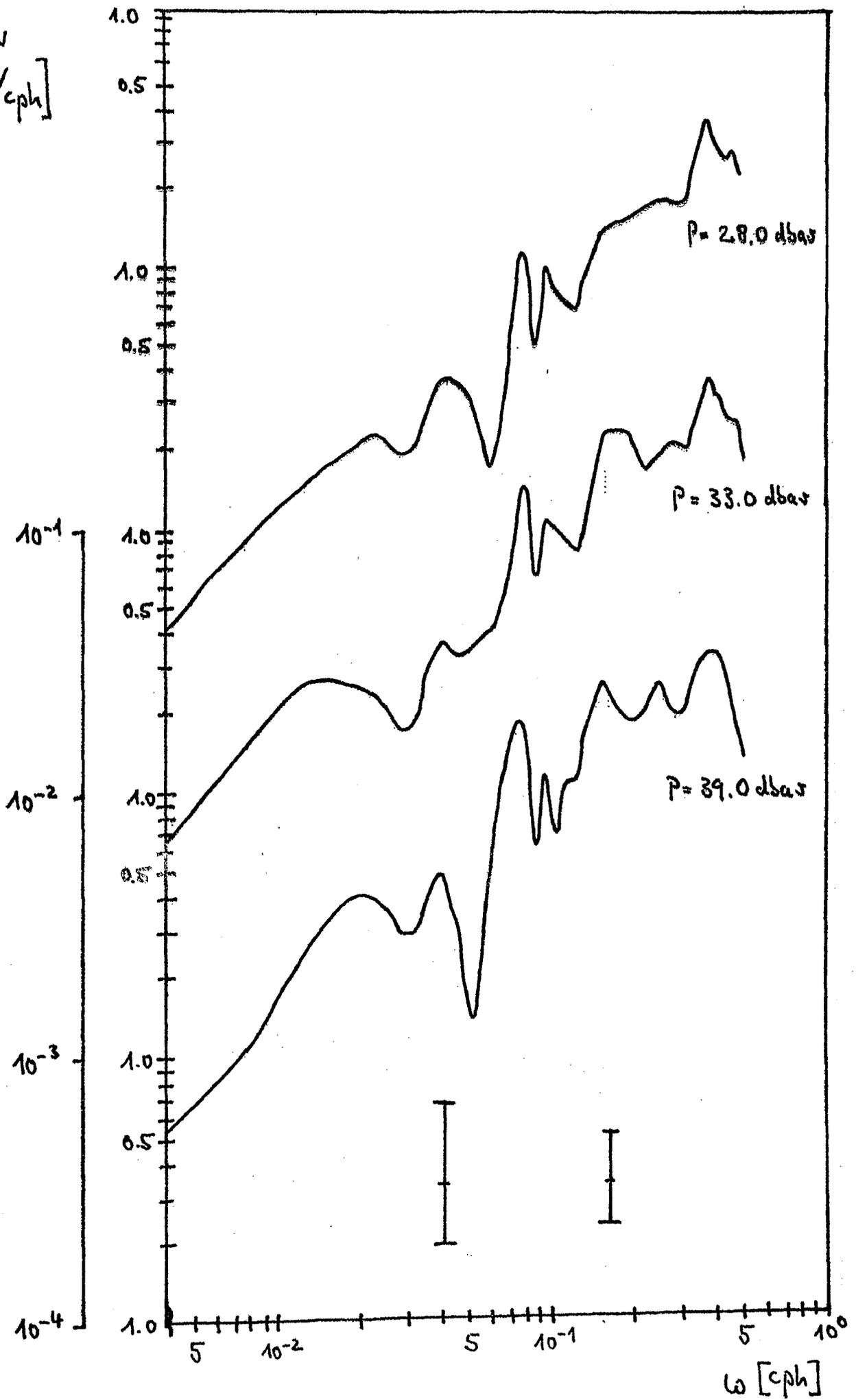


Abb. 10: Die Temperaturzeitreihen T(t) in P=const., FS 'METEOR', GATE III.

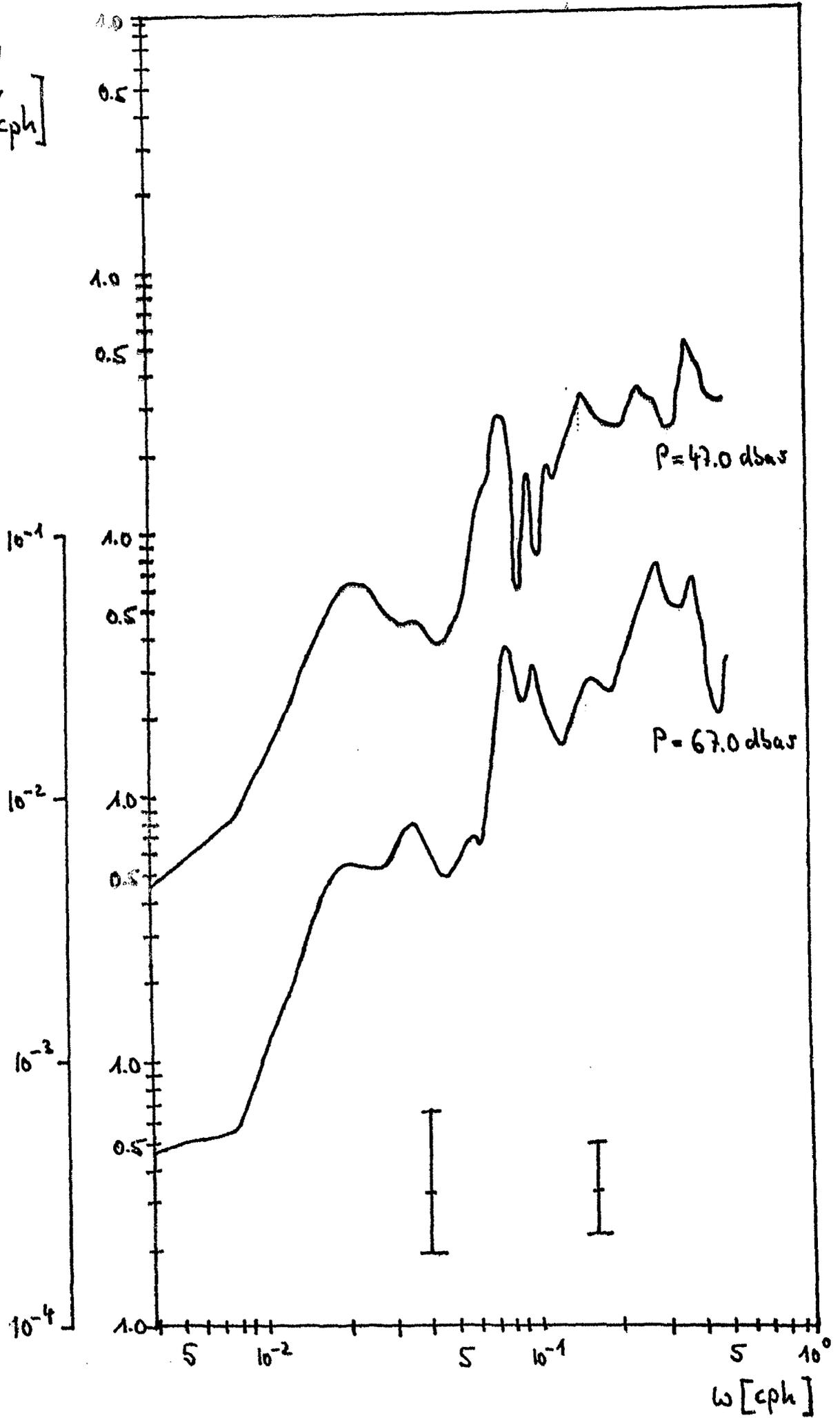
$$\frac{F_{WW}}{\left[\frac{cm^2}{sec^2 / cph} \right]}$$

Abb. 11a-c: Die Energiedichtespektren, FS'METEOR', GATE III.



$$F_{WW} \left[\frac{\text{E}^2}{\text{sec}^2/\text{cph}} \right]$$

Abb. 11d,e: Die Energiedichtespektren, FS 'METEOR', GATE III.



$$F_{ww} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}^2/\text{cph}} \right]$$

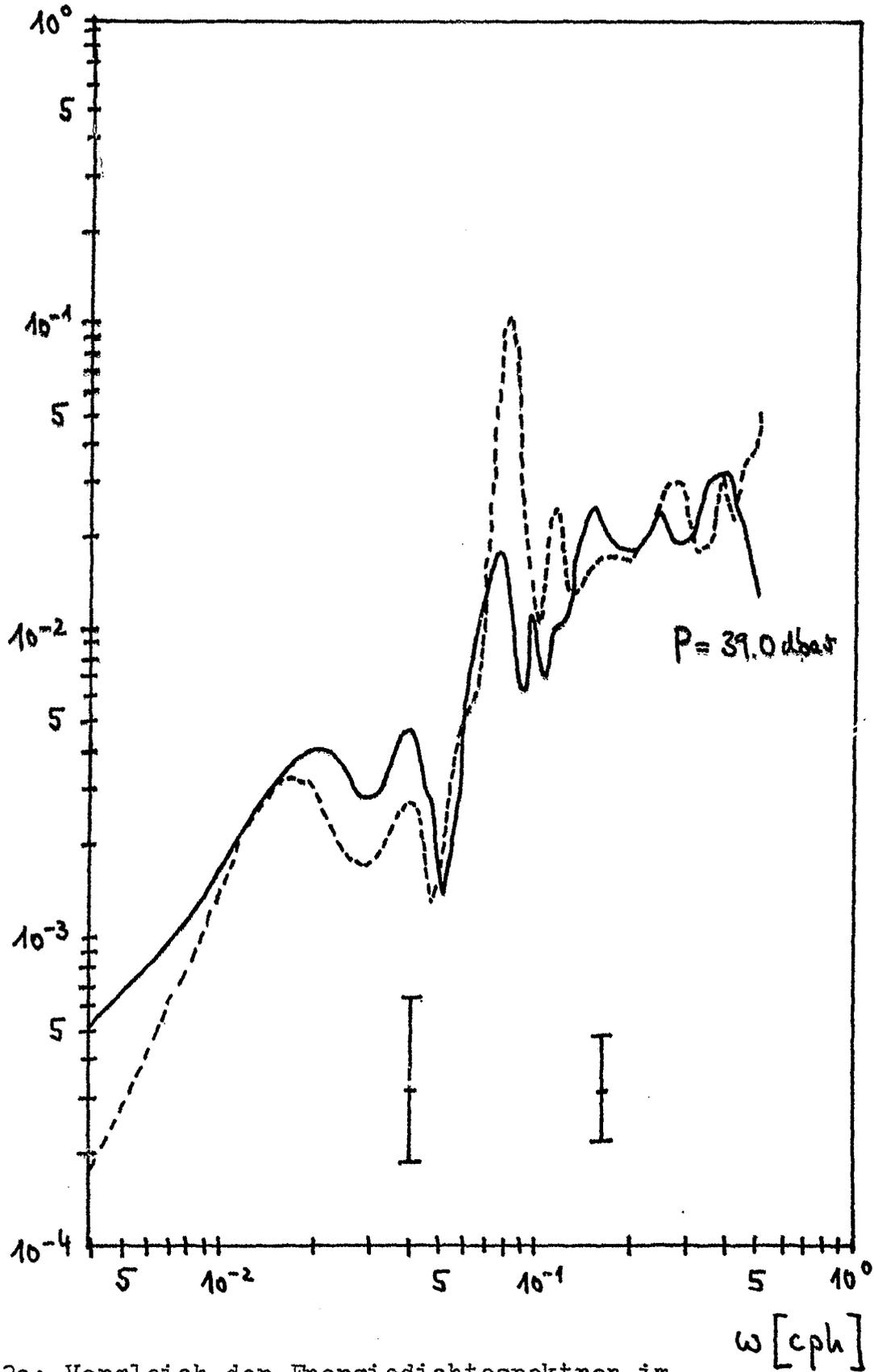


Abb. 12a: Vergleich der Energiedichtespektren im 39.0 dbar-Niveau, (— : FS'METEOR', ----- : F1-Verankerung).

$$F_{ww} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{Sec}^2 / \text{cph}} \right]$$

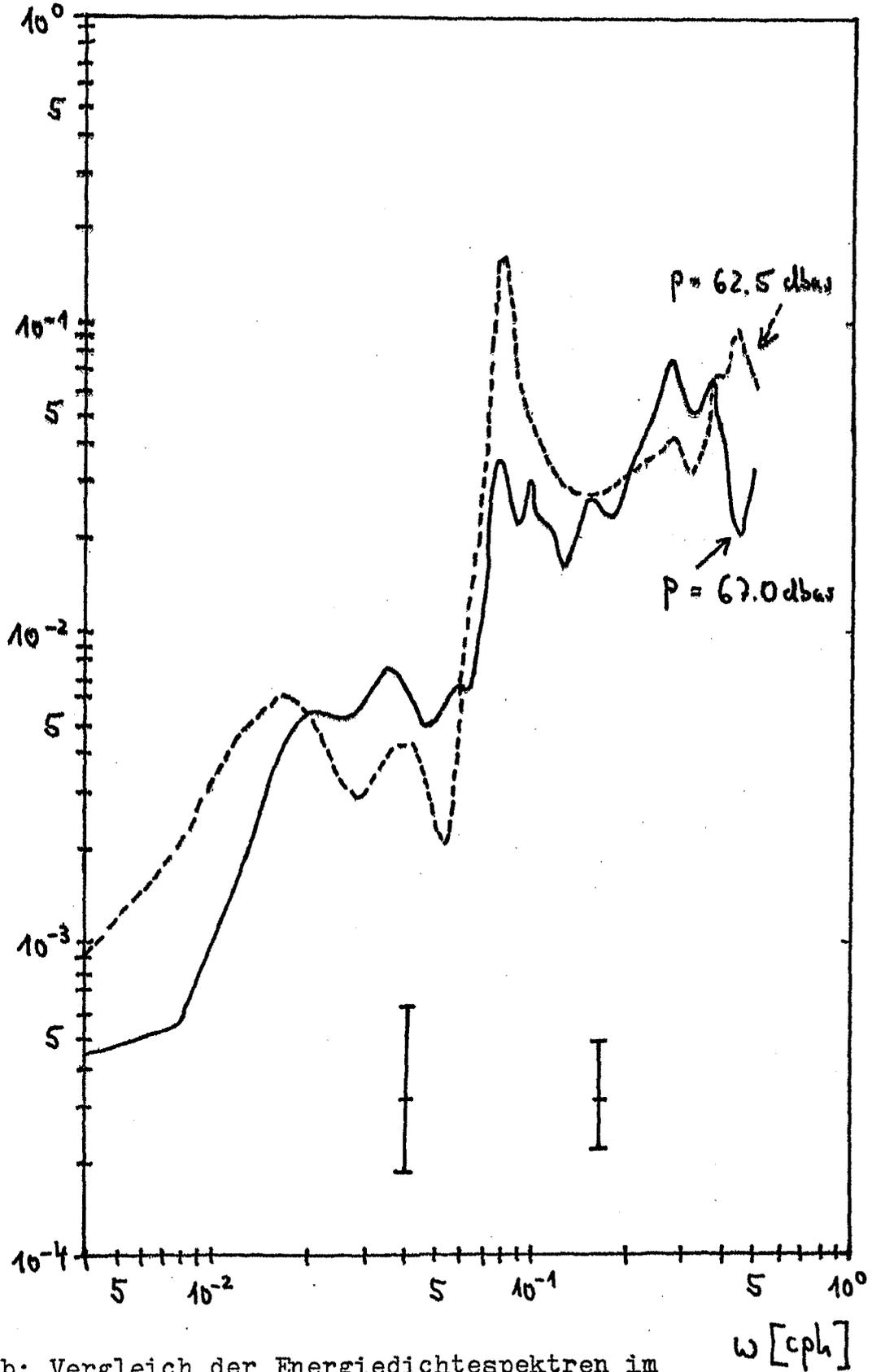


Abb. 12b: Vergleich der Energiedichtespektren im 67.0- bzw. 62.5 dbar-Niveau, (— : FS 'METEOR', ---- : F1-Verankerung).

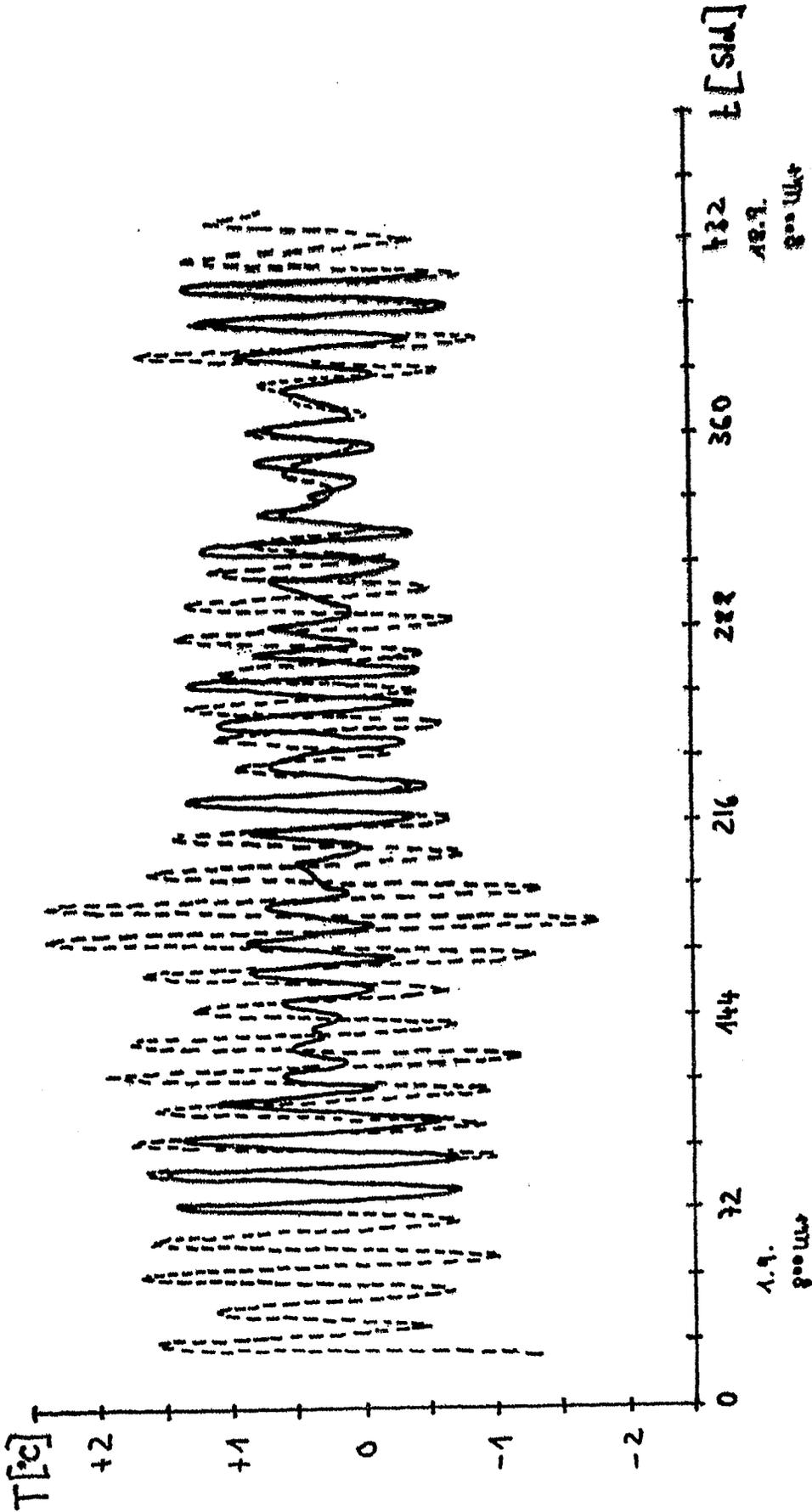


Abb. 13: Die bandpaßgefilterten Temperaturzeitreihen im 39.0 dbar-Niveau, $\frac{1}{13} \leq \omega$ [cpn] $\leq \frac{1}{11}$ (— : FS-METEOR, - - - - : F1-Verankerung).

F_{TT}
[$^{\circ}C^2/cph$]

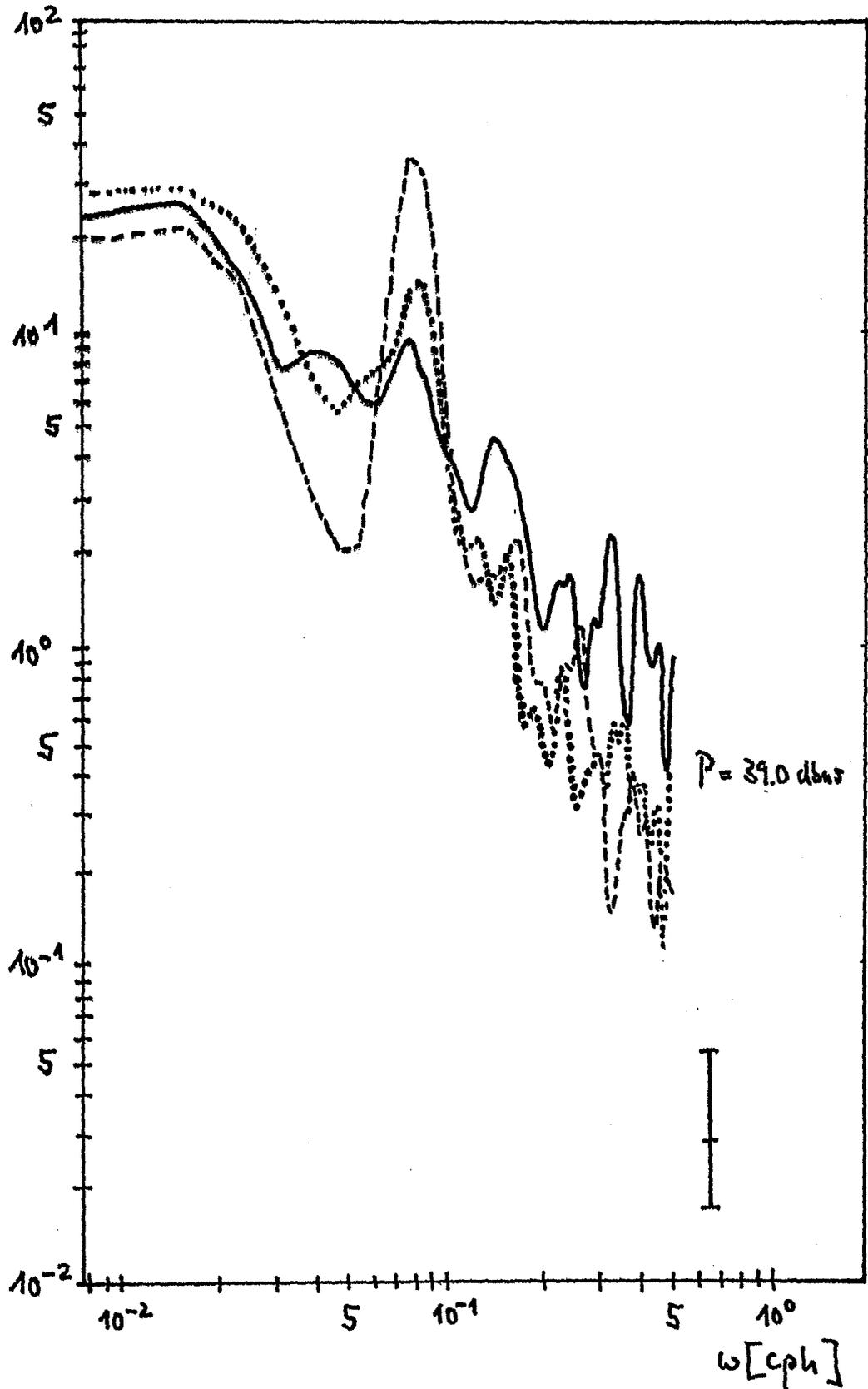


Abb. 14: Vergleich der Spektren aus verkürzten Temperaturzeitreihen, (— : FS 'METEOR', ---- : F1-Verankerung, : F2-Verankerung). Oberhalb der halbtägigen Gezeit liegt das Energieniveau bei den Verankerungen niedriger, da einstündig gemittelte Daten verwendet wurden.

12. Vergleich der Spektren aus den Druckzeitreihen, die die Vertikalbewegung einer Isotherme bzw. einer Isopykne charakterisieren

Die Daten der Profilmessungen boten die Möglichkeit, die Vertikalbewegung einer Isotherme oder Isopykne an Hand einer Druckzeitreihe $P(t)$ in $T=\text{const.}$ bzw. $\sigma_t=\text{const.}$ darzustellen. Es wurde dabei vom mittleren Dichteprofil (Abb. 4) ausgegangen, und der Bereich $23,0 < \sigma_t < 26,6$ in fünf σ_t -Niveaus betrachtet; $\sigma_t = \{23,5, 24,0, 24,5, 25,0, 26,0\}$. Die diesen σ_t -Niveaus entsprechenden Isothermen $T = \{26,8^\circ\text{C}, 25,6^\circ\text{C}, 23,8^\circ\text{C}, 21,8^\circ\text{C}, 17,4^\circ\text{C}\}$ wurden durch Mittlung über die Temperaturwerte in den σ_t -Flächen gefunden. Die Mittelwerte der Druckzeitreihen $P(t)$ in $T=\text{const.}$ bzw. $\sigma_t=\text{const.}$ betragen 28,0 dbar, 33,0 dbar, 39,0 dbar, 47,0 dbar und 67,0 dbar. Diese Druckniveaus wurden bereits in den Kapiteln 9 und 11 benutzt und sind daher nicht willkürlich gewählt worden. Die Abbildungen 15 und 16 veranschaulichen die Vertikalverlagerung der Isothermen und Isopyknen während der Meßdauer. Bei Hochpaßfilterung (Abbildungen 17) zeigt sich, daß die Fluktuationen um ein mittleres Druckniveau einer Isotherme mit denen einer Isopykne über die gesamte Meßdauer weitgehend identisch sind. Eine Tiefpaßfilterung der Druckzeitreihen beweist jedoch, daß Isotherme und Isopykne über mehrere Tage hinweg um ein unterschiedliches mittleres Druckniveau schwingen. Die Unterschiede in Abb. 18 sind signifikant, weil beide Meßreihen mit denselben Fehlern behaftet sind, da ihnen der gleiche Datensatz zu Grunde liegt.

Ein besonders starker Unterschied im mittleren Druckniveau ist zwischen dem 12.9., 8.00 Uhr und dem 14.9., 8.00 Uhr bei $\sigma_t = 23,5$ zu beobachten. Der maximale Druckunterschied in diesem Zeitraum beträgt $\Delta p = 4,3$ dbar. Vergleicht man in Abb. 18 die 26,8-Isotherme mit der 25,6-Isotherme, so fällt auf, daß sie über die Zeit t parallel zueinander schwingen. Diese Parallelität wird während des 12.9. gestört. Die 26,8-Isotherme nähert sich der Oberfläche und verharret dort länger als zunächst erwartet wird. Dies kann bedeuten, daß

zwischen die 26.8-Isotherme und 25.6.-Isotherme ein Wasserkörper mit $26.8^{\circ}\text{C} < T < 25.6^{\circ}\text{C}$ advectiert wird, da die einstündigen Temperaturprofile zwischen 0.00 Uhr und 2.00 Uhr am 13.9. einen neuen Wasserkörper in ~ 28 dbar andeuten (Abb. 19). Die Isopyknenschar in Abb. 18 weist diese Abweichung nicht auf. Für eine Isopykne gilt:

$$d\sigma_t = \frac{\partial\sigma_t}{\partial T} dT + \frac{\partial\sigma_t}{\partial S} dS = 0,$$

Dies bedeutet, daß eine Temperaturänderung durch eine Salzgehaltsänderung kompensiert werden muß. Die einstündigen Salzgehaltsprofile zwischen 0.00 Uhr und 2.00 Uhr zeigen eine deutliche Verbreiterung des Salzgehaltsmaximums, die diese Kompensation andeutet (Abb. 20): Eine Temperaturerniedrigung in 28 dbar hat eine Salzgehaltserhöhung zur Folge.

An Hand dieses Beispiels wird der Fehler deutlich erkennbar, den man macht, wenn davon ausgegangen wird, die Vertikalkomponente des Bewegungsfeldes allein aus Temperaturdaten zu bestimmen. Daher stellt sich nun die Frage, inwieweit sich derartige Instabilitäten auf die Energieverteilung auswirken. In Abb. 21 werden die Energiedichtespektren verglichen. Wie durch die Hochpaßfilterung bereits gezeigt, ist im kurzperiodischen Frequenzband mit keinen Unterschieden zu rechnen. Würden derartige Ereignisse, wie oben beschrieben, periodisch beim Abtasten erfaßt, dann wäre in der Energieverteilung mit Unterschieden im langperiodischen Teil zu rechnen. Dies ist in dem vorliegenden Datensatz anscheinend nicht der Fall, obwohl in Abb. 18 noch zu anderen Zeitpunkten Isothermen und Isopyknen auseinanderlaufen. Diese Unterschiede reichen aber nicht aus, um bei der hier angewendeten Darstellung der Energieverteilung durch Energiedichtespektren sichtbar zu werden. Bei dem Kompromiß zwischen hoher spektraler Auflösung und niedrigem 95%igen Vertrauensintervall werden die Zeitabschnitte, die spektralanalysiert werden, zu klein, als daß sich derartige Ereignisse im Spektrum niederschlagen. In Zukunft wird es daher notwendig sein, sehr viel längere Zeitreihen zu analysieren.

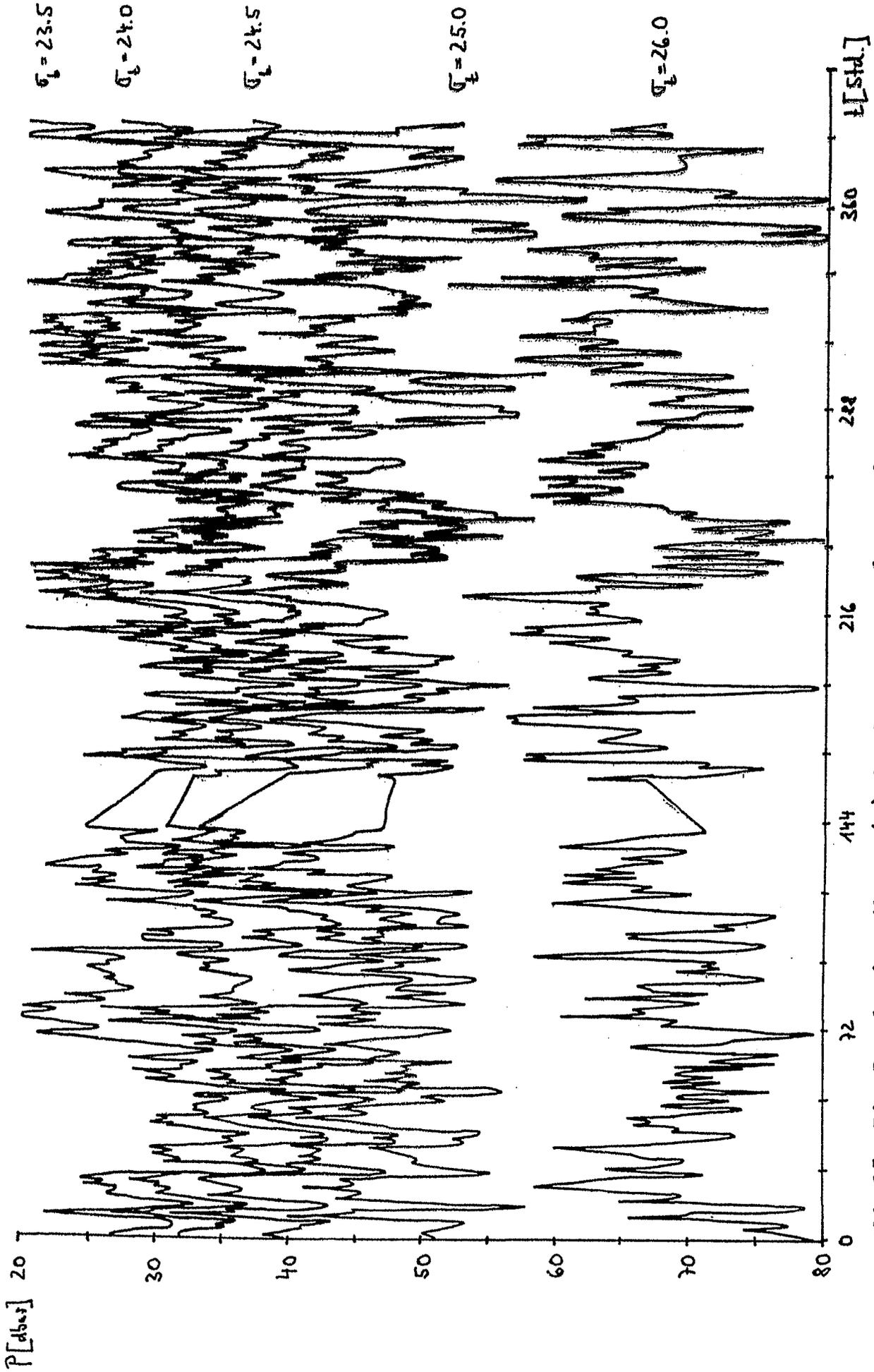


Abb. 15: Die Druckzeitreihen $P(t)$ in $\sigma_L = \text{const.}$, FS 'METEOR', GATE III.

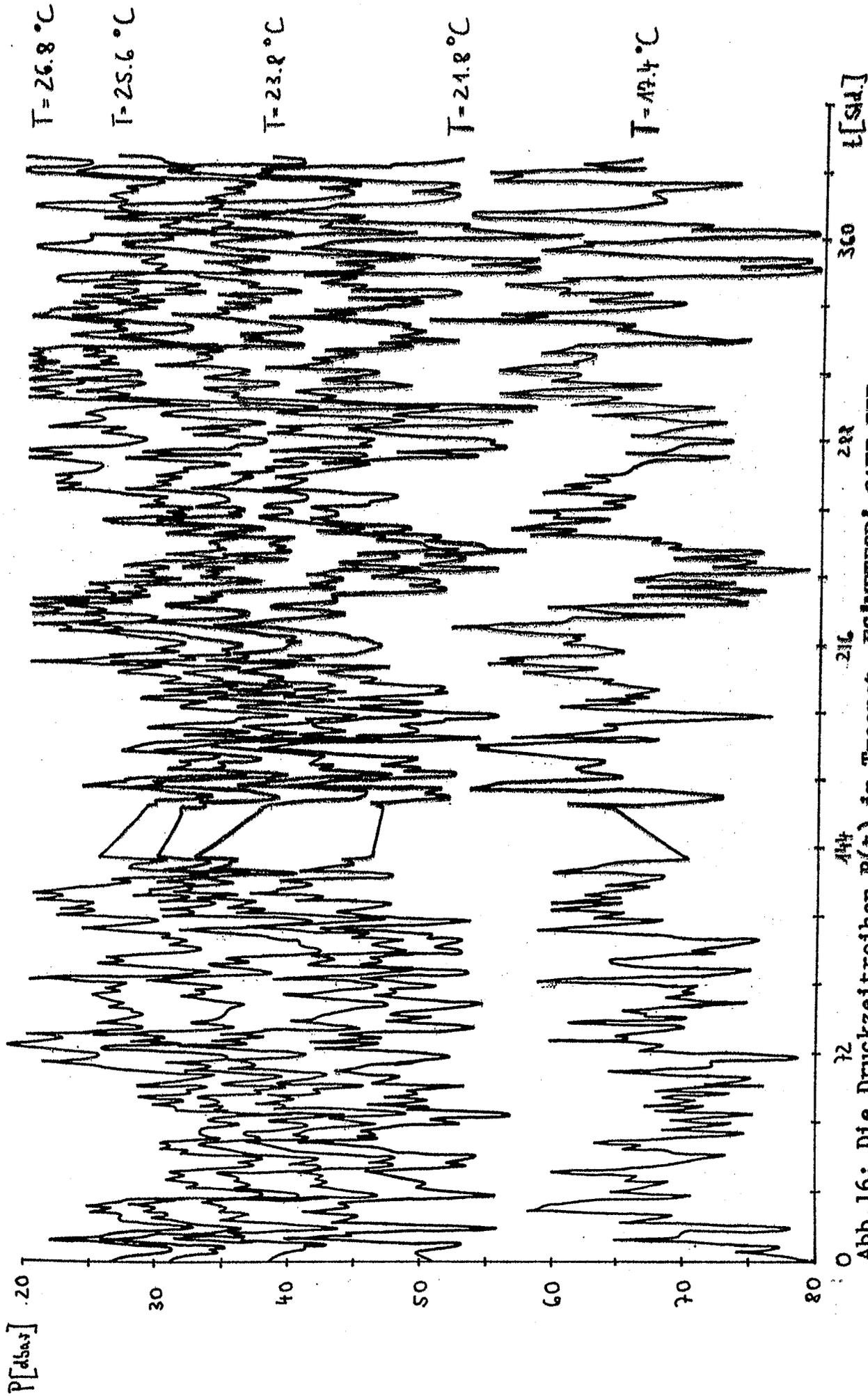


Abb.16: Die Druckzeitreihen $P(t)$ in T-const., FS-METEOR, GATE III.

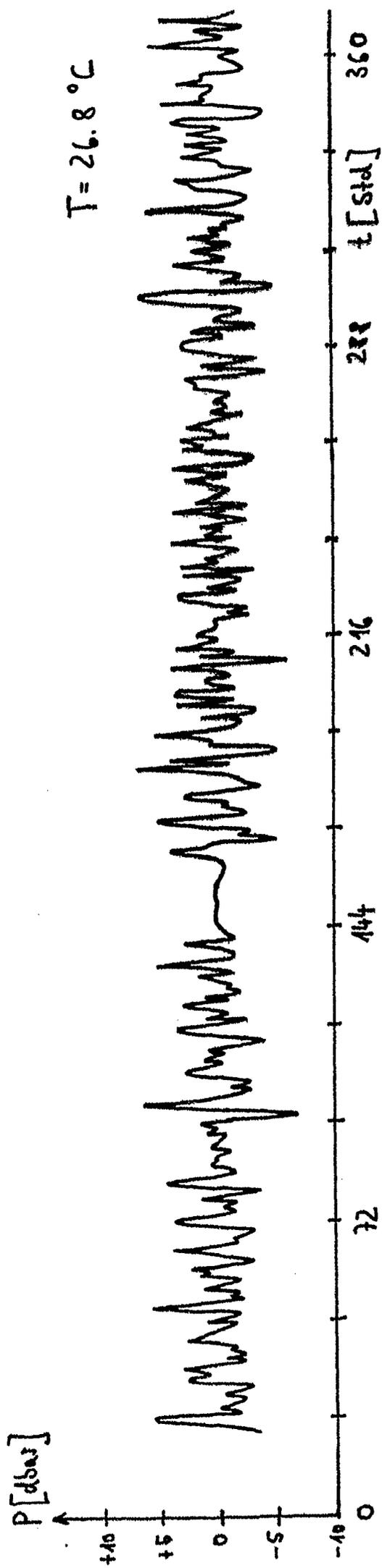
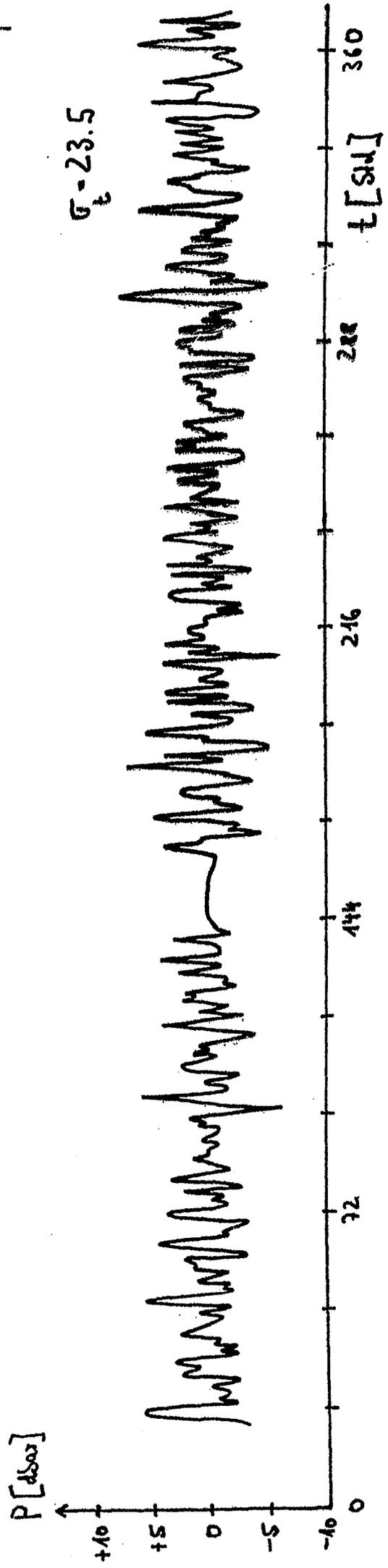


Abb. 17a: Die hochpaßgefilterten Druckzeitreihen $P(t)$ in $\sigma_t = \text{const.}$ bzw. $P(t)$ in $T = \text{const.}$,
 $\omega [\text{cph}] \geq \frac{1}{12}$, FS'METEOR', GATE III.



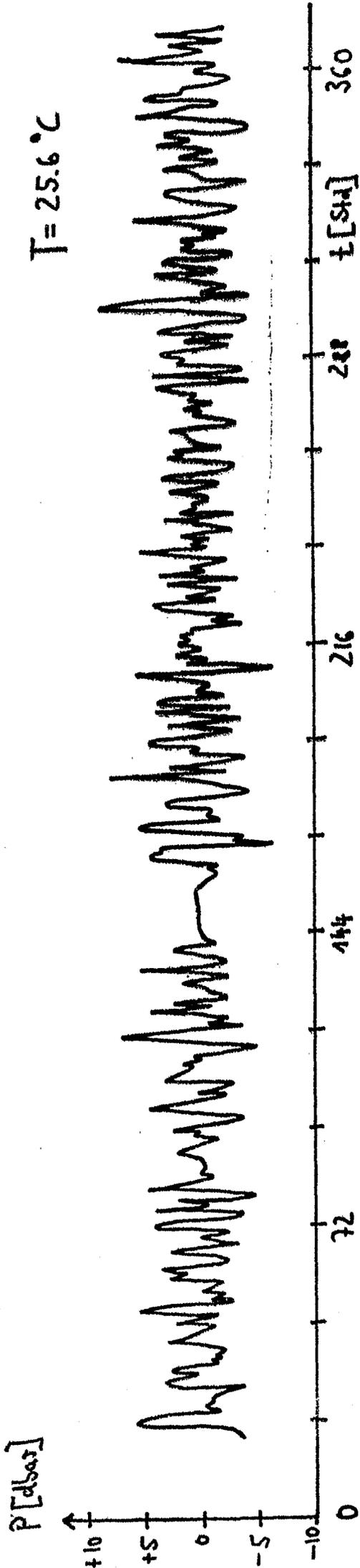
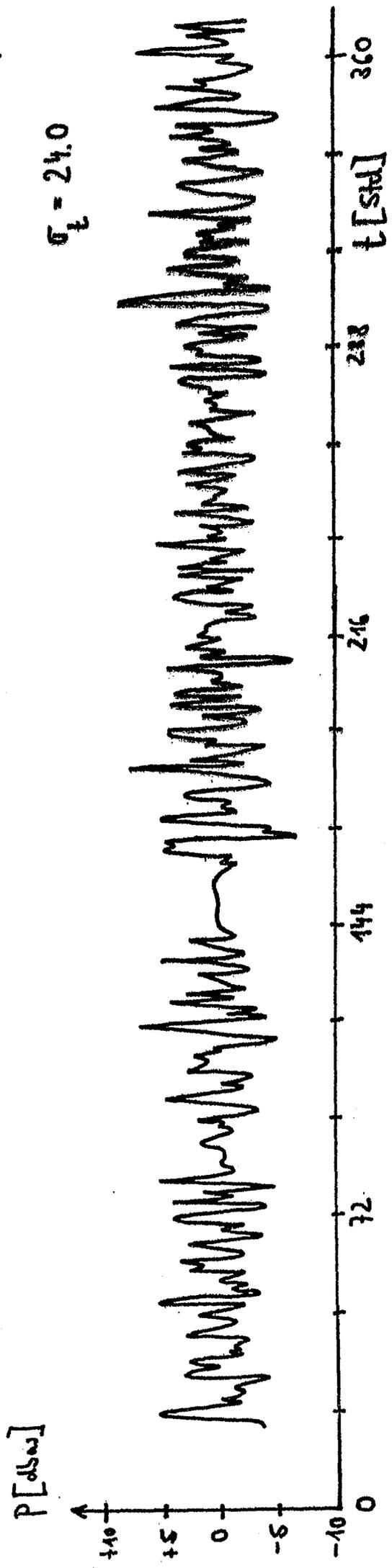


Abb. 17b: Die hochpaßgefilterten Druckzeitreihen $P(t)$ in $\sigma_t = \text{const.}$ bzw. $P(t)$ in $T = \text{const.}$, ω [cph] $\geq \frac{1}{12}$, FS 'METEOR', GATE III.



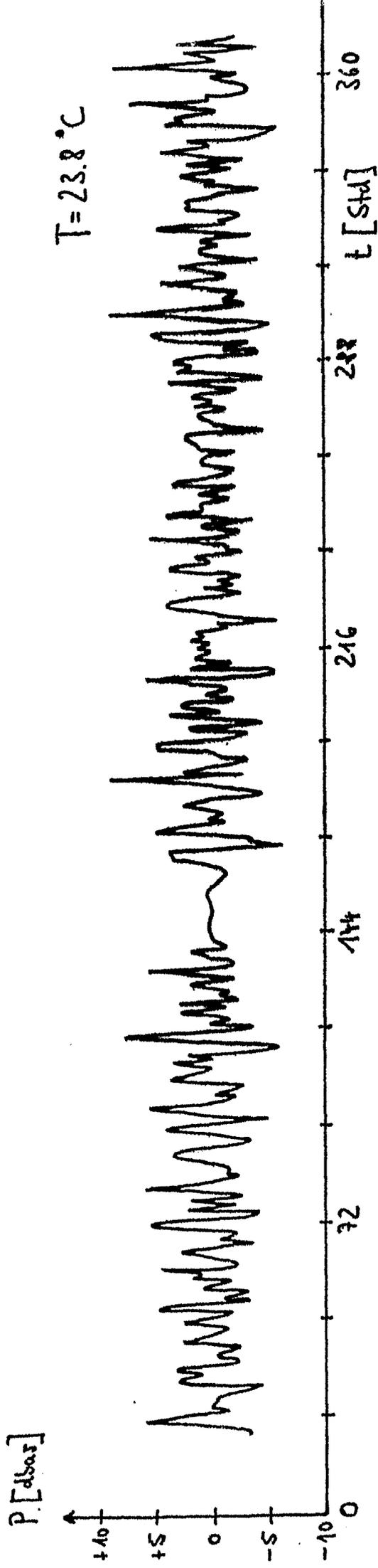
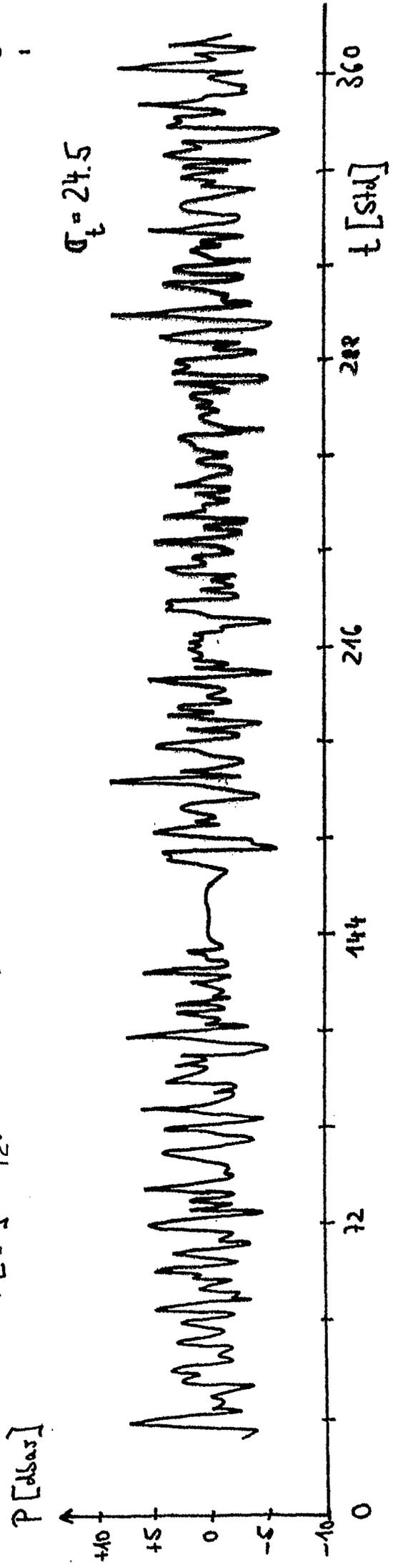


Abb. 17c: Die hochpaßgefilterten Druckzeitreihen $P(t)$ in $\sigma_t = \text{const.}$ bzw. $P(t)$ in $T = \text{const.}$,

ω [cph] $\approx \frac{1}{12}$, FS 'METEOR', GATE III.

50



$T = 21.8^\circ\text{C}$

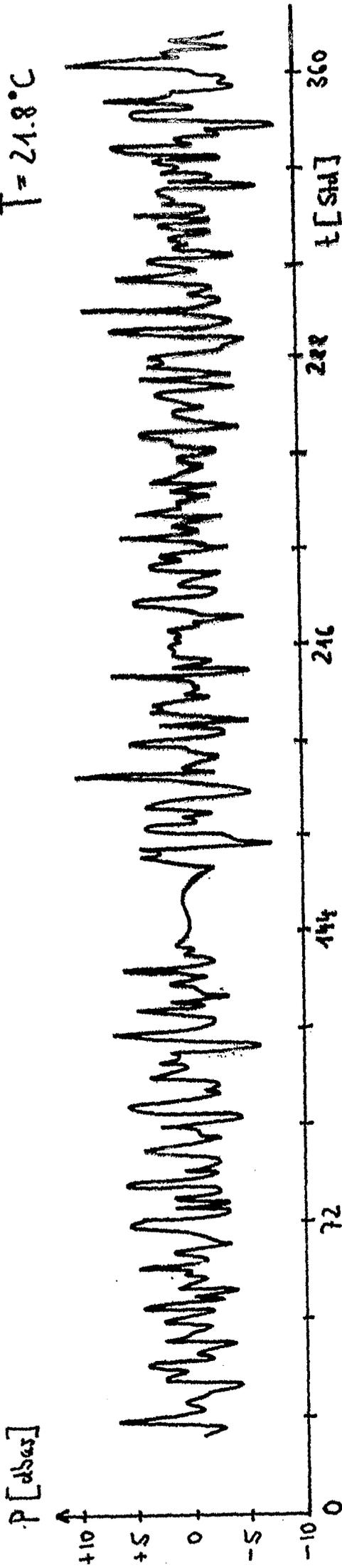
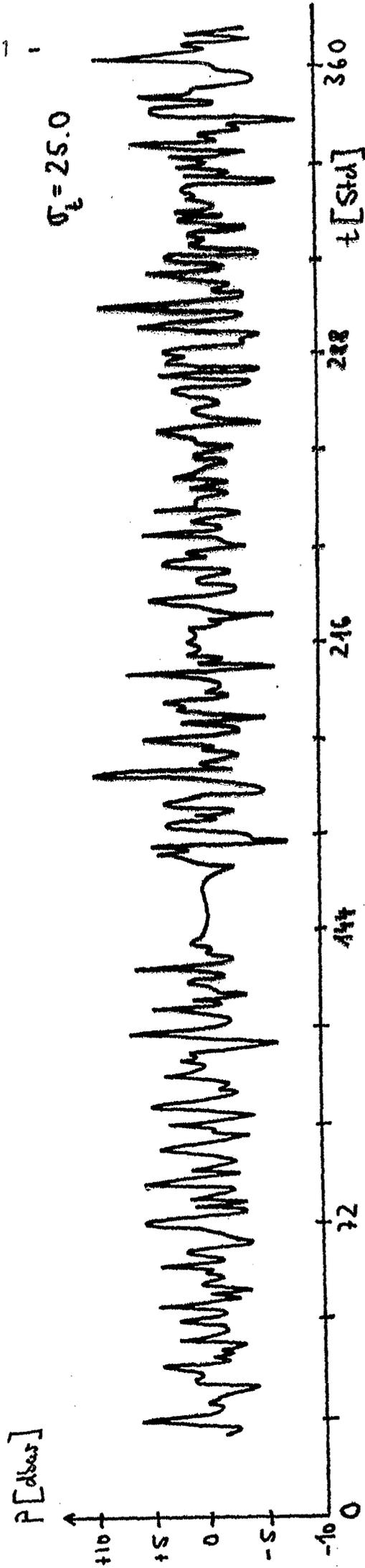


Abb. 17d: Die hochpaßgefilterten Druckzeitreihen $P(t)$ in $\sigma_t = \text{const.}$ bzw. $P(t)$ in $\tau = \text{const.}$,
 ω [cph] $\geq \frac{1}{12}$, FS 'METEOR', GATE III.

- 51 -



$\sigma_t = 25.0$

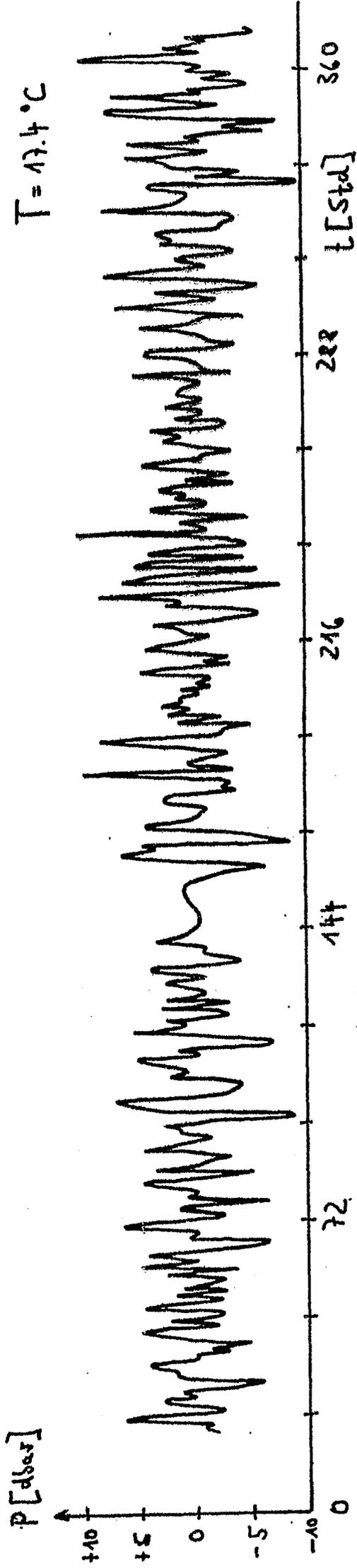
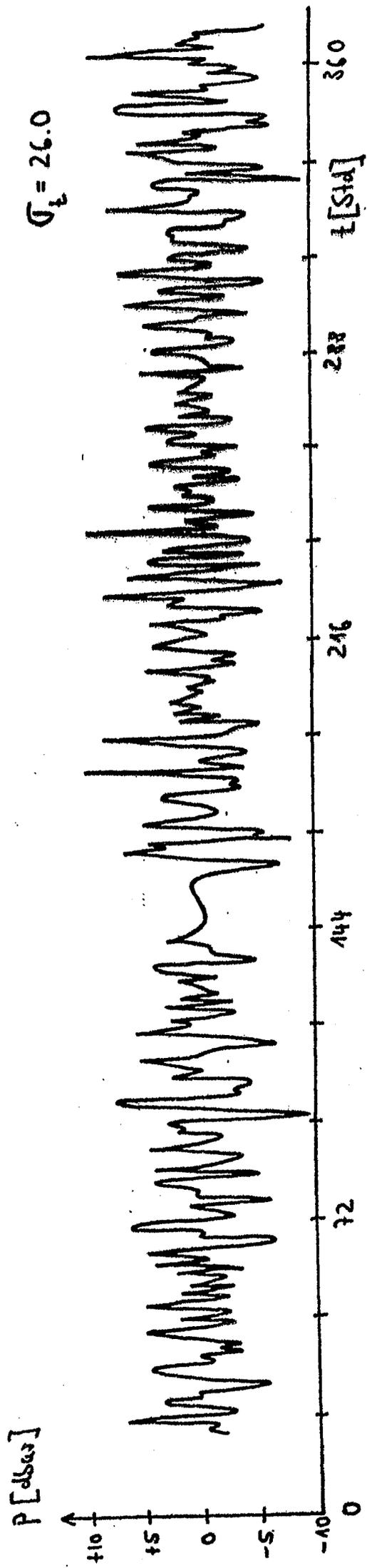


Abb. 17e: Die hochpaßgefilterten Druckzeitreihen $P(t)$ in $G_t = \text{const.}$ bzw. $P(t)$ in $T = \text{const.}$,
 $\omega [\text{cph}] \geq \frac{1}{12}$, FS 'METEOR' GATE III.



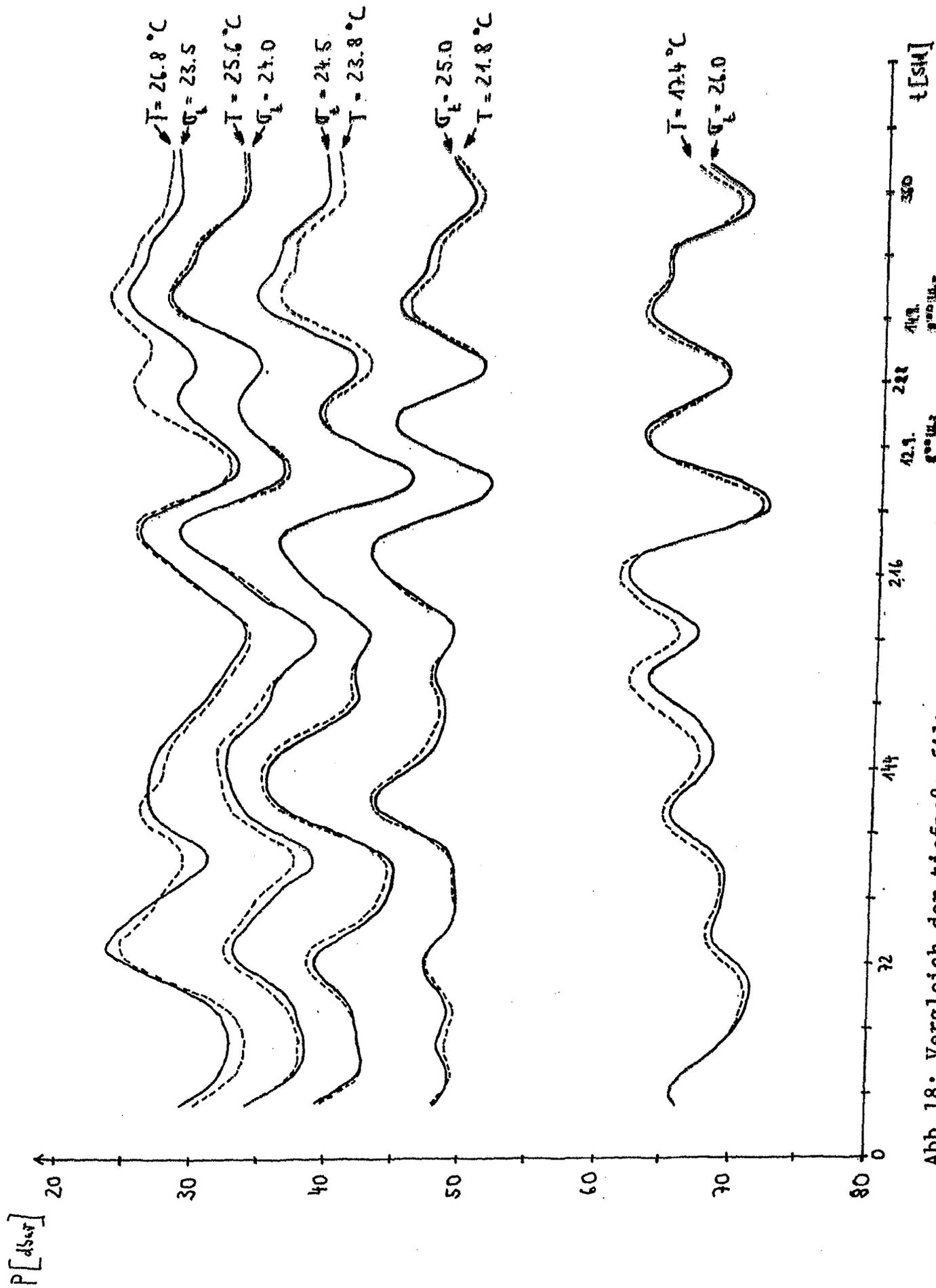


Abb. 18: Vergleich der tiefpaßgefilterten Druckzeitreihen $P(t)$ in $\sigma_t = \text{const.}$ bzw. $P(t)$ in $T = \text{const.}$, FS 'METEOR', GATE III.

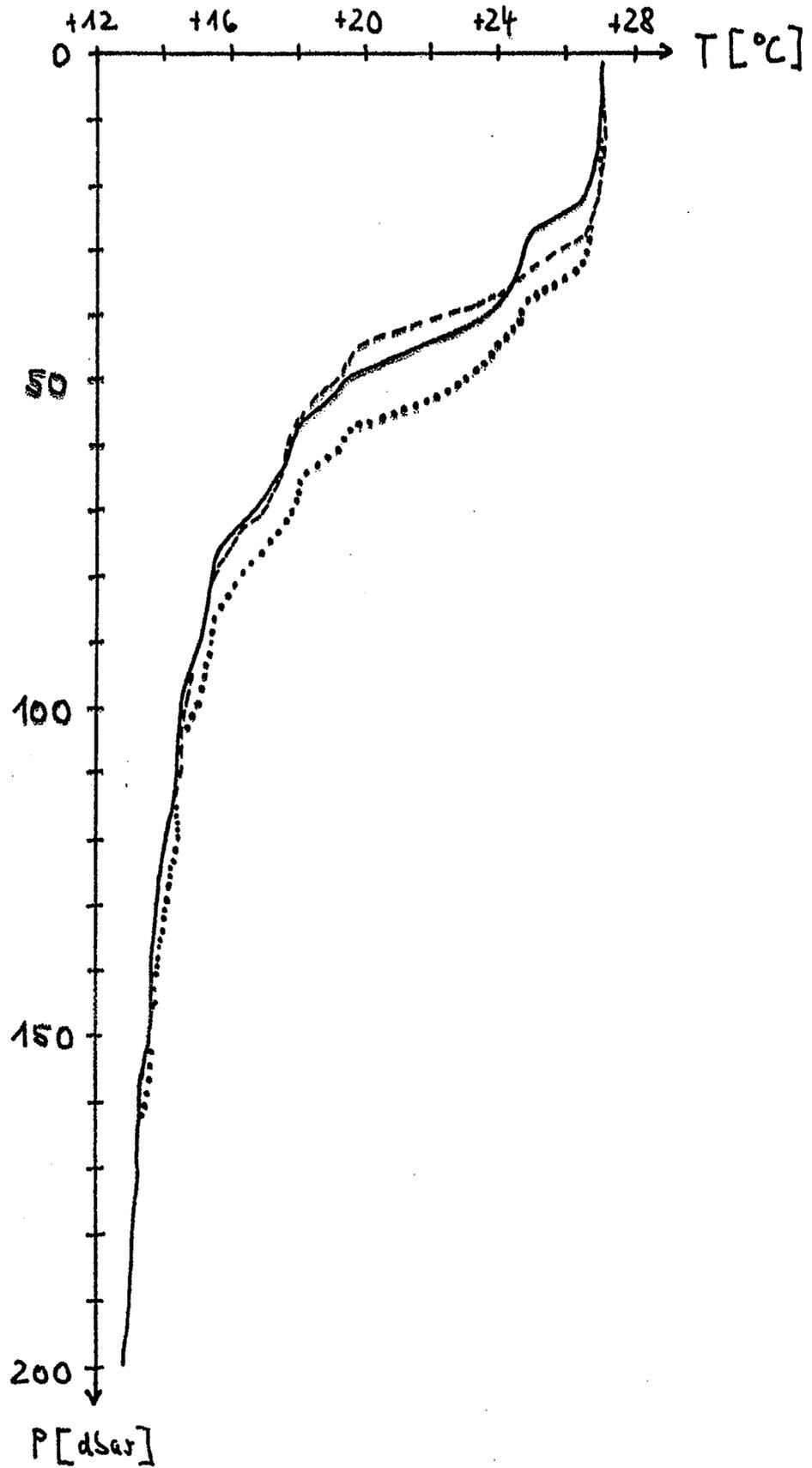


Abb. 19: Einstündige Temperaturprofile am 13.9.1974,
----- : 0 Uhr, ——— : 1 Uhr, : 2 Uhr,
FS'METEOR', GATE III.

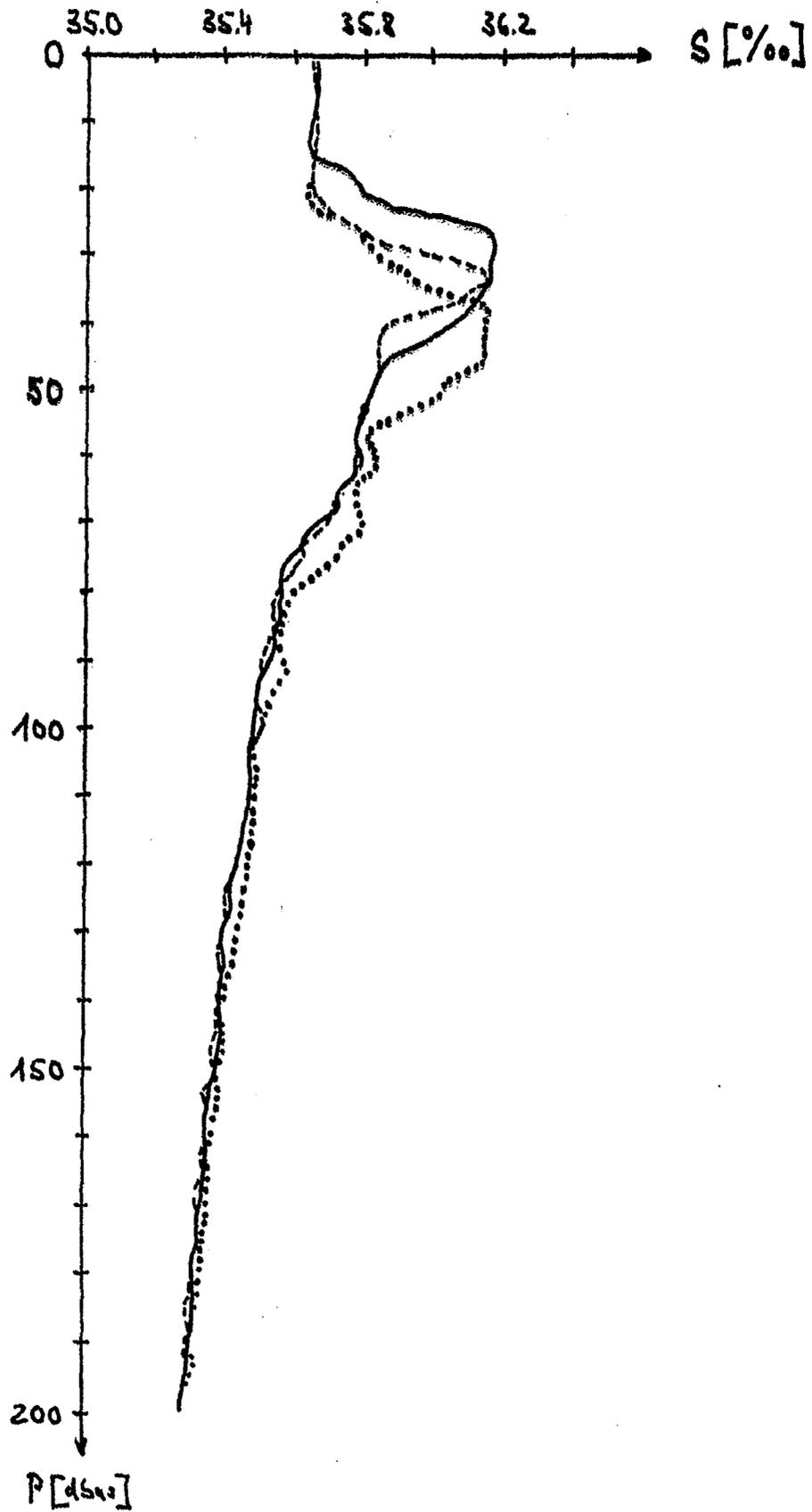
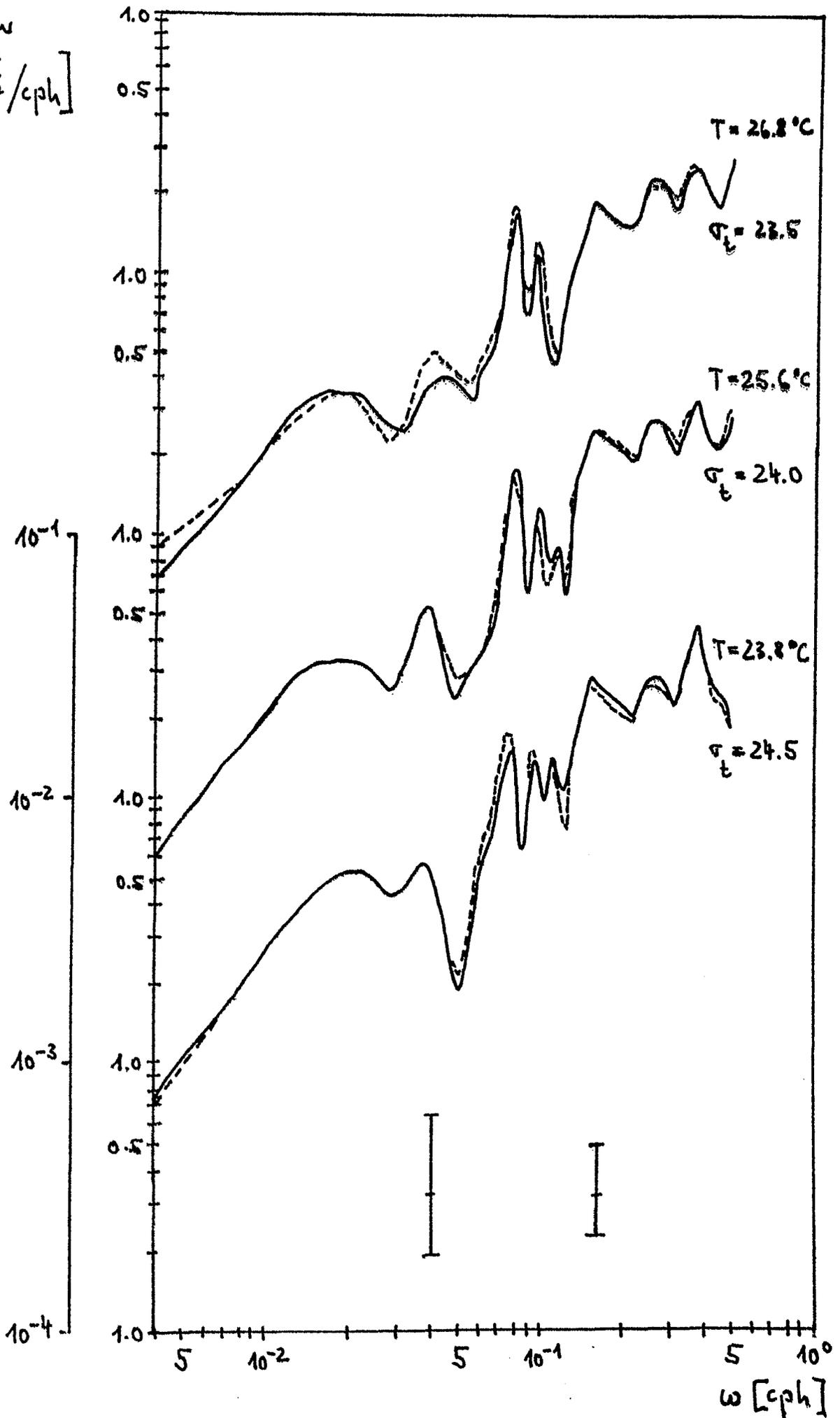


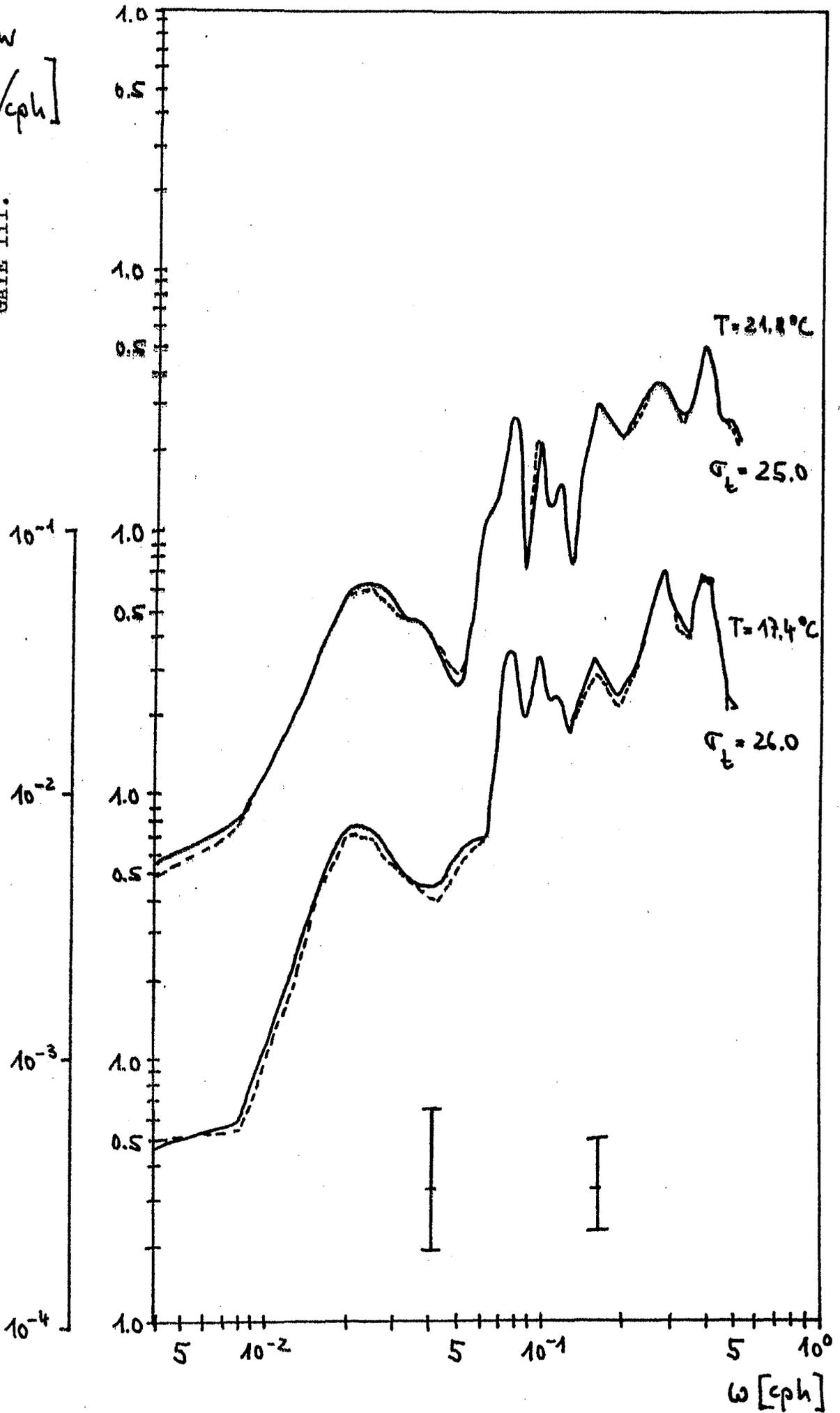
Abb. 20: Einstündige Salzgehaltsprofile am 13.9.1974,
---- : 0 Uhr, ———: 1 Uhr,: 2 Uhr,
FSMETEOR', GATE III.

Abb. 21a-c: Vergleich der aus Druckzeitreihen berechneten Energiedichtespektren, F_{ww}
 $\left[\frac{E}{\omega^2} / \text{cph} \right]$
— aus $P(t)$ in $\sigma_t = \text{const.}$, - - - - : aus $P(t)$ in $T = \text{const.}$, FS'METEOR', GATE III.



$$F_{ww} \left[\frac{E^2}{\text{cph}} \right]$$

21
Abb. d,e: Vergleich der aus Druckzeitreihen berechneten Energiedichtespektren,
aus $P(t)$ in $\sigma_t = \text{const.}$, ----- : aus $P(t)$ in $T = \text{const.}$, FS-METEOR,
GATE III.



13. Vergleich aller Spektren im 39.0 dbar-Niveau

In diesem Kapitel wird der Versuch unternommen, alle aus Verankerungsdaten und Profilmessungen gewonnenen Energiedichtespektren zu vergleichen. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die verwendeten Zeitreihen im 39.0 dbar-Niveau.

Meßplattform	undifferenzierte Zeitreihe	$w(t) \left[\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right]$ berechn. aus	Abfrageintervall [Std.]	Bemerk.
a	F1-Verankerung	$T(t)$ in $P=39.0 \text{ dbar}$	$\frac{\partial T}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^{-1}$	1 keine einstünd. gemitt. Werte $\frac{\partial T}{\partial z} = \text{const.}$
b	FS 'METEOR'	$T(t)$ in $P=39.0 \text{ dbar}$	$\frac{\partial T}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^{-1}$	1 $T = 23.8^\circ \text{C}$ $\frac{\partial T}{\partial z} = \text{const.}$
c	FS 'METEOR'	$P(t)$ in $T=24.5$	$\frac{\partial P}{\partial t}$	1 $\bar{P} = 39.0 \text{ dbar}$
d	FS 'METEOR'	$P(t)$ in $T=23.8^\circ \text{C}$	$\frac{\partial P}{\partial t}$	1 $\bar{P} = 39.0 \text{ dbar}$

Auf den Vergleich zwischen den Spektren der Zeitreihen a und b bzw. c und d wurde bereits in den Kapiteln 11 und 12 eingegangen. Daher werden im Folgenden lediglich noch die Spektren der Zeitreihen b und d verglichen. Diese Spektren wären identisch, wenn im 39.0 dbar-Bereich das Temperaturprofil über die gesamte Meßdauer linear wäre und die Auslenkung ζ diesen linearen Bereich nicht verlassen würde. Für diesen Idealfall gilt:

$$\left. \frac{\partial P}{\partial t} \right|_{T=\text{const.}} = \left[\left. \frac{\partial T}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^{-1} \right] \right|_{P=\text{const.}}$$

Der Unterschied zwischen diesen beiden Spektren ist daher darauf zurückzuführen, daß die Auslenkung $\zeta = T \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^{-1}$

den Bereich im Temperaturprofil, der sich durch eine lineare Beziehung approximieren läßt, überschreitet. Durch die Druckzeitreihen hingegen erhält man auch außerhalb des linearen Bereiches die wahre Auslenkung ξ , sofern die Temperatur T eine konservative Größe darstellt. Da die Energiedichtedifferenzen im vorliegenden Fall (Abb. 22) innerhalb des 95 %igen Vertrauensintervalls liegen, bestätigt sich die allgemeine Annahme, daß sich das vertikale Bewegungsfeld mit Hilfe linearer Approximation im Temperaturprofil hinreichend gut bestimmen läßt. Der Vollständigkeit halber werden in Abb. 23 noch weitere Spektren der Form b und d verglichen.

Der Vergleich aller Spektren im 39.0 dbar-Niveau zeigt eine sehr gute Übereinstimmung aller angewendeten Berechnungsarten (Abb. 22) und läßt weiter den Schluß zu, daß die Berechnung des vertikalen Bewegungsfeldes aus Verankerungsdaten der aus Profilmessungen äquivalent ist. Die Energiedichtedifferenz beim halbtägigen Gezeitenpeak ließ sich in Kap. 11 durch Bandpaßfilterung zeigen.

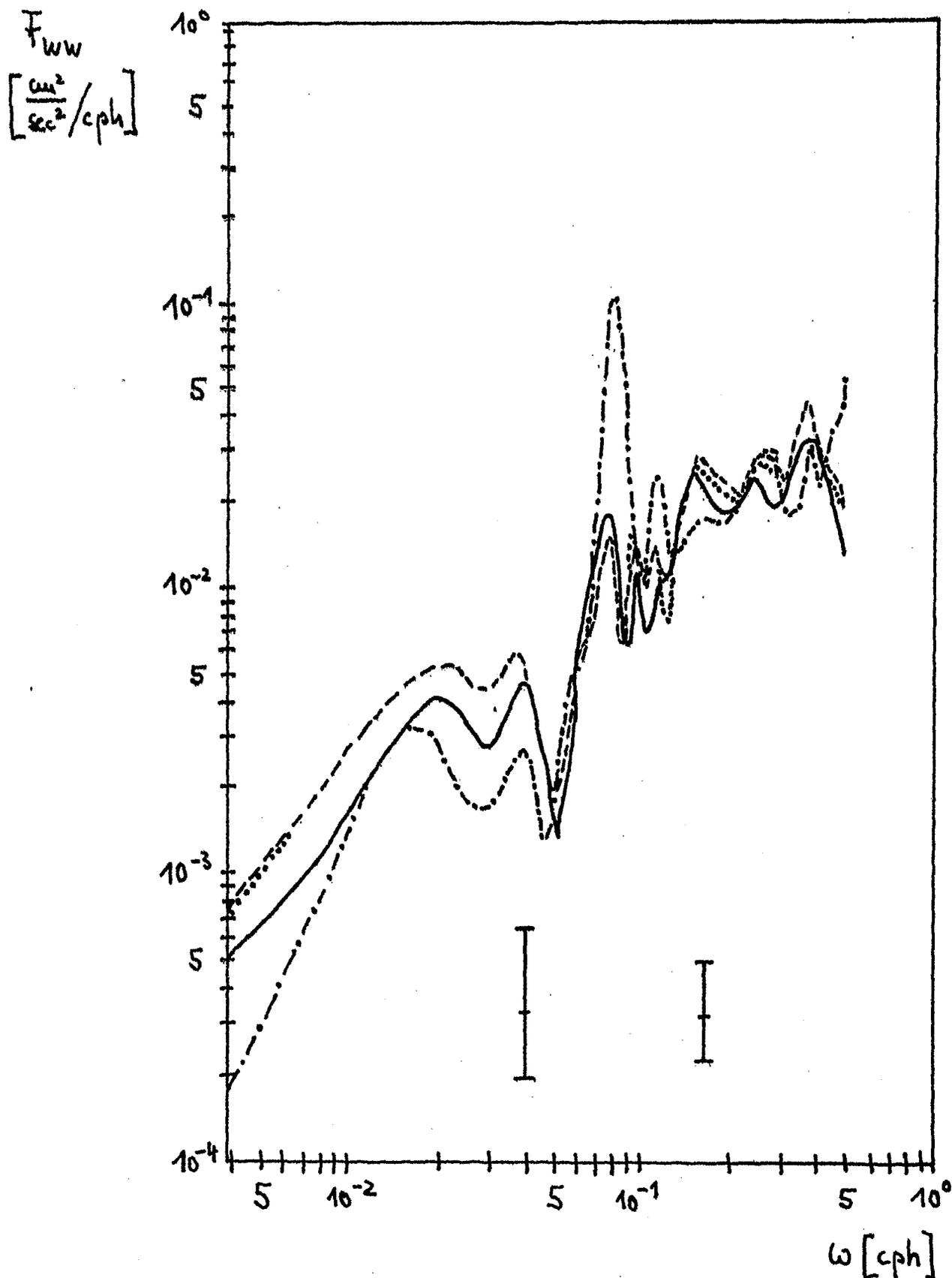


Abb. 22: Vergleich der aus Druckzeitreihen und Temperaturzeitreihen berechneten Energiedichtespektren,
— : aus T(t) in P = 39.0 dbar, FS 'METEOR',
-.-.- : aus T(t) in P = 39.0 dbar, F1-Verankerung,
---- : aus P(t) in $\sigma_{to} = 24.5$, FS 'METEOR',
..... : aus P(t) in T = 23.8^{to}C, FS 'METEOR', GATE III.

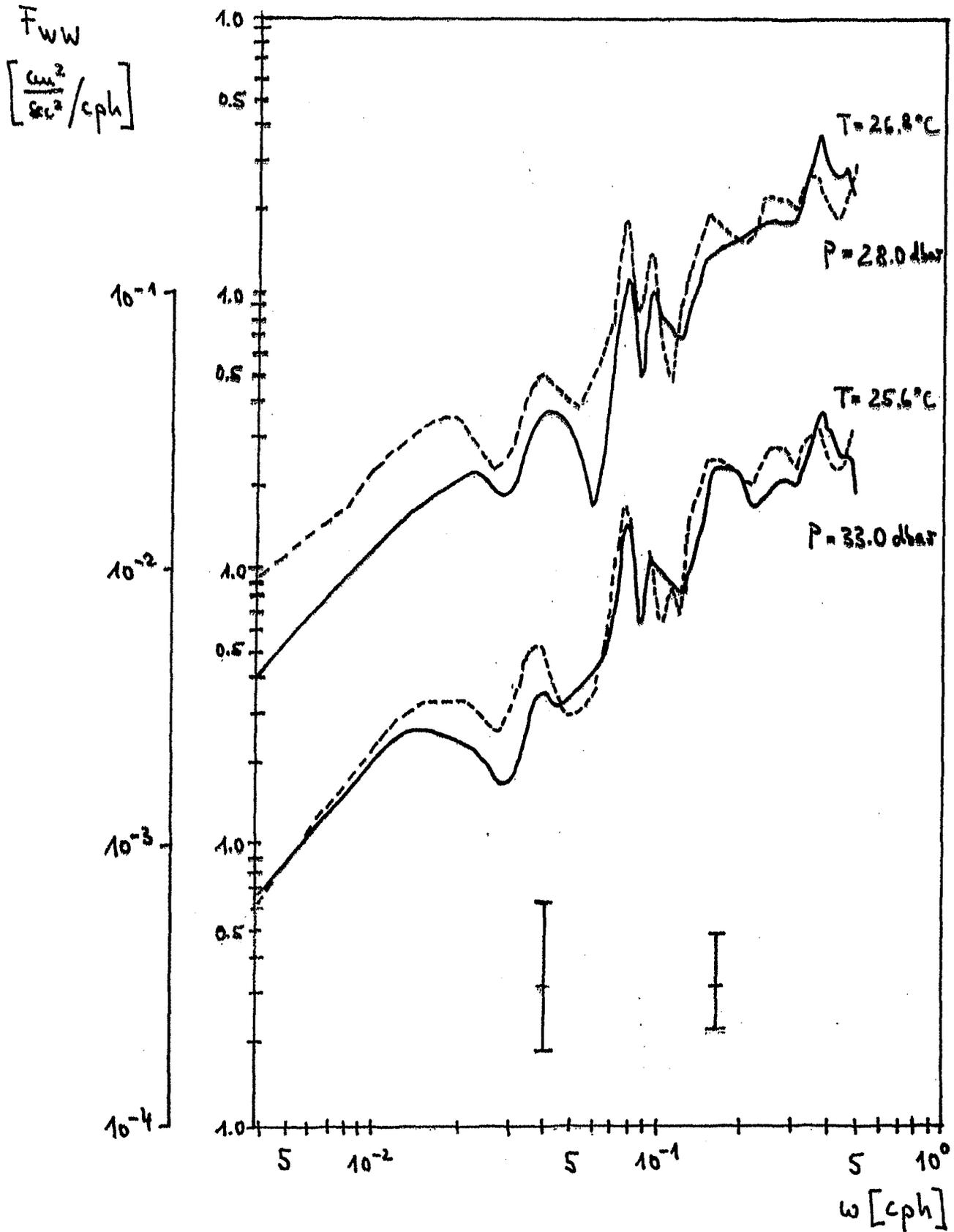


Abb. 23a,b: Vergleich der aus Druckzeitreihen $P(t)$ in $T = \text{const.}$ bzw. Temperaturzeitreihen $T(t)$ in $P = \text{const.}$ berechneten Energiedichtespektren, FS 'METEOR', GATE III, (— : aus $P(t)$ in $T = \text{const.}$, - - - : aus $T(t)$ in $P = \text{const.}$).

$$F_{ww} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}^2 / \text{cph}} \right]$$

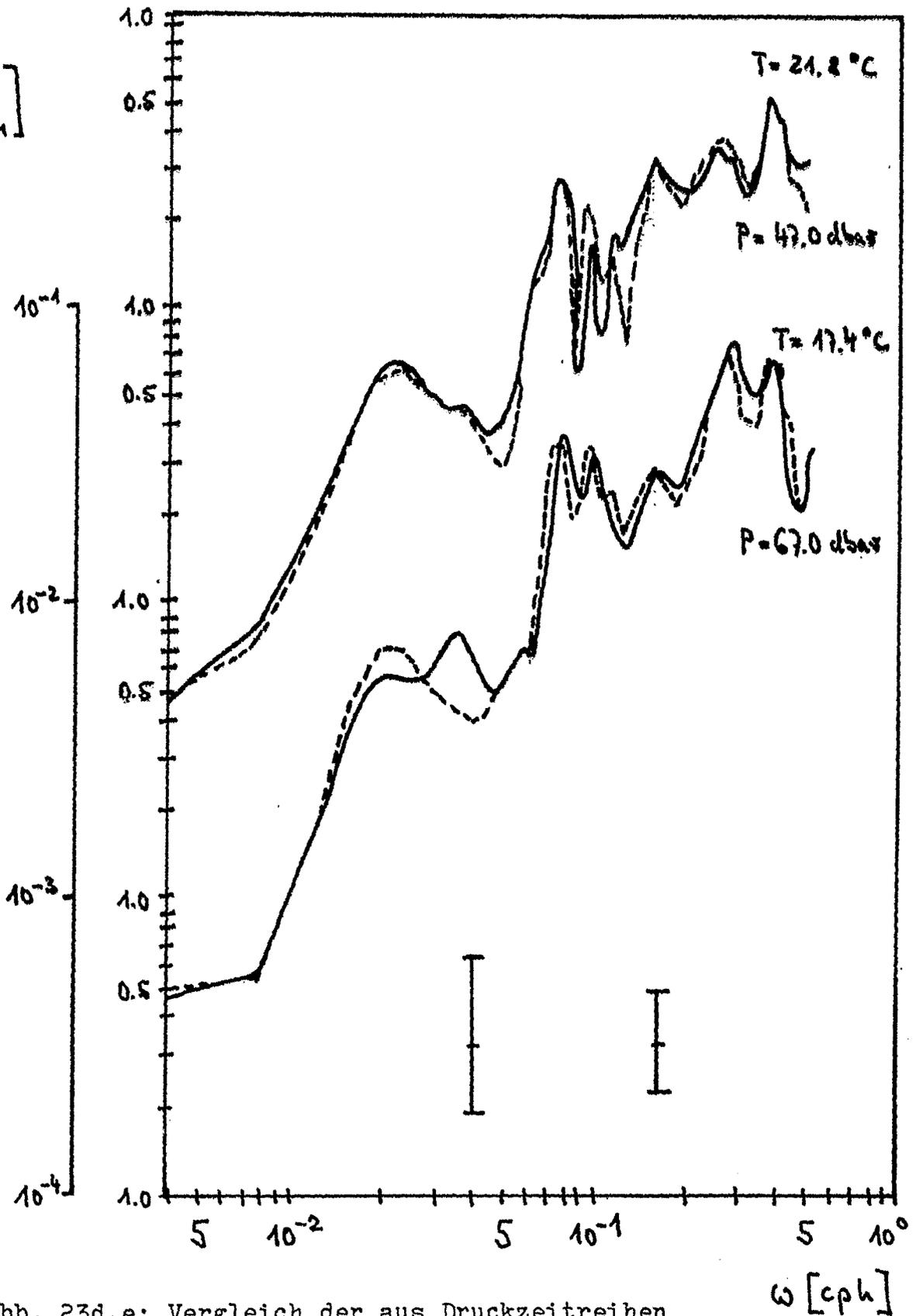


Abb. 23d,e: Vergleich der aus Druckzeitreihen $P(t)$ in $T = \text{const.}$ bzw. Temperaturzeitreihen $T(t)$ in $P = \text{const.}$ berechneten Energiedichtespektren, FS 'METEOR', GATE III, (— : aus $P(t)$ in $T = \text{const.}$, - - - : aus $T(t)$ in $P = \text{const.}$).

14. Das Verhältnis der kinetischen Energie zur potentiellen Energie

Die kinetische Energie E_{kin} pro Einheitsvolumen ist gegeben durch

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \rho_0 (u^2 + v^2 + w^2)$$

$$E_{kin} = \frac{1}{2\omega_0} \int_0^{\infty} \rho_0 (F_{uu} + F_{vv} + F_{ww}) d\omega, \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T}$$

mit T = Meßdauer. Die potentielle Energie pro Einheitsvolumen für eine Auslenkung ξ ist durch die mittlere Auftriebskraft $\Delta \rho \cdot \xi$ gegeben, wobei $\Delta \rho$ die Dichtedifferenz darstellt.

$$E_{pot} = \frac{1}{2} N^2 \rho_0 \xi^2$$

$$E_{pot} = \frac{1}{2} \cdot \frac{N^2 \rho_0}{\omega_0} \int_0^{\infty} F_{\xi\xi} d\omega$$

Die Ausdrücke $\frac{1}{2} (F_{uu} + F_{vv} + F_{ww})$ und $\frac{1}{2} N^2 F_{\xi\xi}$ können als kinetische und potentielle Energie in erg pro Gramm pro Frequenzintervall ω_0 interpretiert werden (N.P. FOFONOFF, 1969).

Aus der Energiebilanz

$$\frac{1}{2} (F_{uu} + F_{vv} + F_{ww}) = \frac{1}{2} N^2 F_{\xi\xi}$$

ergibt sich mit

$$\frac{1}{2} F_{ww} = \frac{1}{2} \omega^2 F_{\xi\xi}$$

das Verhältnis der horizontalen kinetischen Energie zur hier berechneten vertikalen kinetischen Energie als

$$\frac{\bar{F}_{uu} + \bar{F}_{vv}}{\bar{F}_{ww}} = \frac{N^2}{\omega^2} - 1.$$

Da der Umrechnungsfaktor zwischen den Spektren der horizontalen Energiedichte und der gezeigten Spektren der vertikalen kinetischen Energiedichte frequenzabhängig ist, erscheint ein direkter Vergleich durch graphische Hilfsmittel als nicht geeignet. Aus diesem Grunde wird auf die Temperaturspektren F_{TT} zurückgegriffen. Mit

$$\frac{1}{2} \bar{F}_{ww} = \frac{1}{2} \omega^2 \bar{F}_{SS} = \frac{1}{2} \omega^2 \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-2} \bar{F}_{TT} \quad (5)$$

ergibt sich

$$\frac{1}{2} (\bar{F}_{uu} + \bar{F}_{vv}) = \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) \cdot \frac{1}{2} \omega^2 \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-2} \bar{F}_{TT} = \frac{1}{2} (N^2 - \omega^2) \cdot \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-2} \bar{F}_{TT}.$$

Im niederfrequenten Bereich des Spektrums ist $\omega^2 \ll N^2$, so daß annähernd gilt:

$$\frac{1}{2} (\bar{F}_{uu} + \bar{F}_{vv}) \approx \frac{1}{2} N^2 \cdot \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-2} \bar{F}_{TT}.$$

In Abb. 24 werden die Spektren $\frac{1}{2} (\bar{F}_{uu} + \bar{F}_{vv})$ und F_{TT} für das 54.0 dbar-Niveau bei der F1-Verankerung verglichen. Der theoretisch berechnete Umrechnungsfaktor ergibt sich mit $N = 12.5$ cph (Abb. 25) und $\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = 0.2165 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C/cm}$ (Tabelle 3) zu:

$$\frac{1}{2} N^2 \cdot \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-2} = \frac{1}{2} \left(12.5 \cdot \frac{2\pi}{3600} \right)^2 \cdot (0.2165)^{-2} \cdot 10^4 \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}^2 / ^\circ\text{C}^2} \right]$$

$$\frac{1}{2} N^2 \cdot \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^{-2} = 50.77 \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}^2} / \text{c}^2 .$$

Der graphische Vergleich in Abb. 24 zeigt, daß das Verhältnis von kinetischer Energie zu potentieller Energie annähernd 1 beträgt und damit abgesichert ist (Gl. 5), daß die in dieser Arbeit gezeigten Spektren F_{ww} der vertikalen kinetischen Energie in der richtigen Größenordnung liegen. Mit

$$\begin{aligned} O(F_{ww}) &= O\left(\omega^2 \cdot \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}\right)^{-2} \cdot F_{TT}\right) \\ &= O\left(0.1^2 \cdot \frac{4\pi^2}{3600^2} \cdot (0.2165)^{-2} \cdot 10^4 \cdot 5 \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}^2/\text{cph}}\right]\right) \\ &= O\left(3.25 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}^2/\text{cph}}\right) \end{aligned}$$

ergibt sich eine Größenordnung für F_{ww} bei der Frequenz 0.1 cph von $3.25 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \text{cph}$, die bei Vergleich mit Abb. 8 bestätigt werden kann.

$$\frac{1}{2}(F_{uu} + F_{vv})$$

$$\left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}^2} / \text{cph} \right]$$

$$F_{TT}$$

$$\left[\frac{\text{°C}^2}{\text{cph}} \right]$$

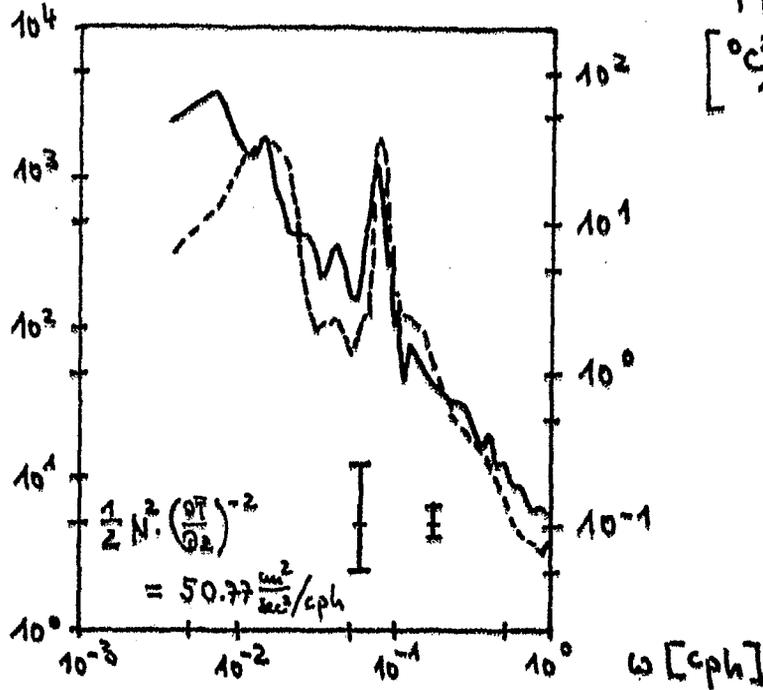


Abb. 24: Vergleich zwischen der horizontalen kinetischen Energie und der Temperaturdichte im 54.0 dbar-Niveau, F1-Verankerung, GATE III, Einzelspektren von R. KASE et al. (1977), (— : $\frac{1}{2}(F_{uu} + F_{vv})$, ---- : F_{TT}).

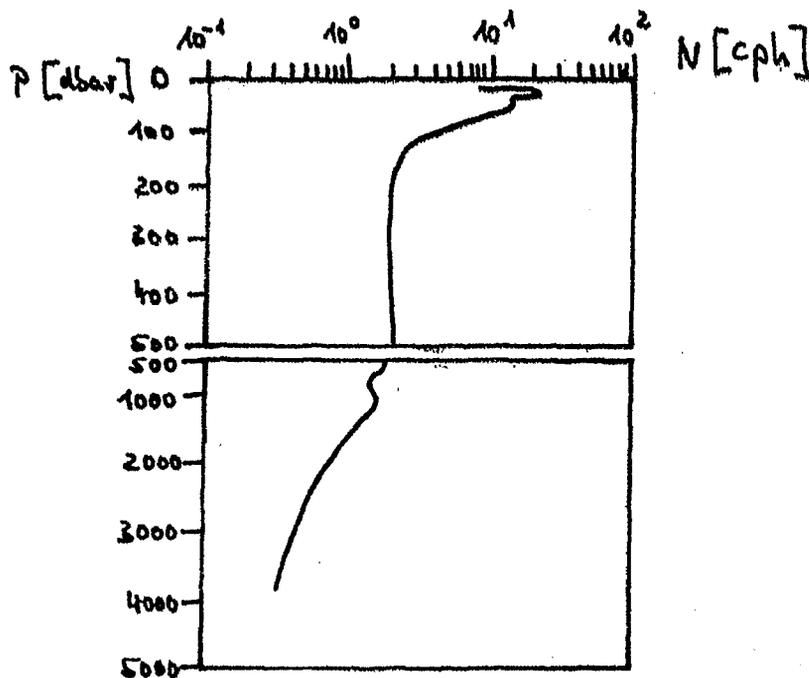


Abb. 25: Das Väisäläfrequenz-Profil, GATE III, von R. KASE et al. (1977).

15. Bestimmung der horizontalen advektiven Terme,
Fehlerabschätzung

Im Folgenden soll der Fehler in Prozenten angegeben werden, der bei den benutzten Daten gemacht wird, wenn die horizontalen advektiven Terme vernachlässigt werden. Geht man auf die Ausgangsgleichung (1) zurück und macht die Störungsansätze:

$$T(x, y, z, t) = T^0(x, y, z, t) + T^1(x, y, z, t)$$

$$\vec{V}(x, y, z, t) = \vec{V}^0(x, y, z, t) + \vec{V}^1(x, y, z, t)$$

$$\text{mit } \vec{V} = (u, v, w),$$

so ergibt sich für die Gleichung 0. Ordnung:

$$\frac{\partial T^0}{\partial t} + u^0 \frac{\partial T^0}{\partial x} + v^0 \frac{\partial T^0}{\partial y} + w^0 \frac{\partial T^0}{\partial z} = 0$$

und für die Gleichung 1. Ordnung:

$$\frac{\partial T^1}{\partial t} + u^0 \frac{\partial T^1}{\partial x} + u^1 \frac{\partial T^0}{\partial x} + v^0 \frac{\partial T^1}{\partial y} + v^1 \frac{\partial T^0}{\partial y} + w^0 \frac{\partial T^1}{\partial z} + w^1 \frac{\partial T^0}{\partial z} = 0.$$

Die mit (0) gekennzeichneten Terme stellen dabei die mittleren Verhältnisse über den Zeitraum τ dar. Mit (1) indizierte Terme sollen die Abweichung der Einzelwerte von den mittleren Verhältnissen bedeuten. Wird das zeitliche Mittel für den Zeitraum τ mit einem Querstrich gekennzeichnet, so gilt:

$$\bar{T} = T^0, \quad \bar{T}^1 = 0, \quad \bar{\vec{V}} = \vec{V}^0, \quad \bar{\vec{V}}^1 = 0.$$

In der Tabelle 5 sind die aus den Daten der F1, F2-Verankerung und des FS 'METEOR' berechneten und hier benutzten Terme der nullten und ersten Ordnung aufgelistet. Aus der Gleichung für die 0. Ordnung ergibt sich w^0 zu:

$$w^0 = - \left(\frac{\partial T^0}{\partial t} + u^0 \frac{\partial T^0}{\partial x} + v^0 \frac{\partial T^0}{\partial y} \right) \cdot \left(\frac{\partial T^0}{\partial z} \right)^{-1} = -4.815 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec.}}$$

Für w^1 ergibt sich aus der Gleichung für die 1. Ordnung:

$$w^1 = - \left(\frac{\partial T^1}{\partial t} + u^0 \frac{\partial T^1}{\partial x} + u^1 \frac{\partial T^0}{\partial x} + v^0 \frac{\partial T^1}{\partial y} + v^1 \frac{\partial T^0}{\partial y} + w^0 \frac{\partial T^1}{\partial z} \right) \cdot \left(\frac{\partial T^0}{\partial z} \right)^{-1} \\ = -9.6617 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}}{\text{sec.}}$$

Spaltet man diese Gleichung in horizontale und vertikale advective Terme auf, so ergibt sich:

$$w^1 = - \frac{\partial T^1}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial T^0}{\partial z} \right)^{-1} - w^0 \frac{\partial T^1}{\partial z} \cdot \left(\frac{\partial T^0}{\partial z} \right)^{-1} \\ - \left(u^0 \frac{\partial T^1}{\partial x} + u^1 \frac{\partial T^0}{\partial x} + v^0 \frac{\partial T^1}{\partial y} + v^1 \frac{\partial T^0}{\partial y} \right) \cdot \left(\frac{\partial T^0}{\partial z} \right)^{-1}$$

mit $\frac{\partial T^1}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial T^0}{\partial z} \right)^{-1} = 8.68 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}}{\text{sec.}}$,

$$w^0 \frac{\partial T^1}{\partial z} \cdot \left(\frac{\partial T^0}{\partial z} \right)^{-1} = 1.879 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec.}}$$

$$\left(u^0 \frac{\partial T^1}{\partial x} + u^1 \frac{\partial T^0}{\partial x} + v^0 \frac{\partial T^1}{\partial y} + v^1 \frac{\partial T^0}{\partial y} \right) \cdot \left(\frac{\partial T^0}{\partial z} \right)^{-1} = 9.571 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec.}}$$

Bei der Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit im verwendeten Datensatz mit $w = - \frac{\partial T^1}{\partial t} \cdot \left(\frac{\partial T^0}{\partial z} \right)^{-1}$ beträgt der Fehler, der durch die Vernachlässigung der horizontalen advektiven Terme entsteht, $\pm 11\%$. Die Vernachlässigung des vertikalen

advektiven Terms $w \circ \frac{\partial \Gamma^1}{\partial z} \cdot \left(\frac{\partial \Gamma^0}{\partial z} \right)^{-1}$ erscheint gerechtfertigt, da dieser das Ergebnis lediglich um 0,2 % verfälscht.

$$w = - \left(8,68 \cdot 10^{-2} \pm 11,2 \% \right) \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

In Abb. 26 ist eine Zeitreihe $w(t)$ für das 39.0 dbar-Niveau dargestellt. Sie zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der oben angegebenen Größenordnung.

Es soll an dieser Stelle noch auf die lineare Interpolation in den Zeitreihen aus den Profilmessungen eingegangen werden. Bei der Auswahl der Daten stellte sich die Frage, inwieweit sich ein derartiges Stück auf die Energieverteilung auswirkt. Durch die zeitliche Differentiation der Druckzeitreihen $P(t)$ ergibt sich für diesen Zeitraum eine konstante Vertikalgeschwindigkeit, die sehr klein ist (Abb. 26) und daher nur einen sehr kleinen Energiebeitrag liefert. Aus diesem Grunde ist die Energieverteilung im betrachteten Frequenzband geringer als sie eigentlich sein würde, wenn einstündige Daten auch in diesem Zeitraum vorhanden gewesen wären. Dieses bestätigt Abb. 27, wo die Energieverteilung einmal mit dem interpolierten Stück und einmal ohne dieses verglichen wird. Da die Unterschiede in den Energiedichtewerten innerhalb des 95 %-Konfidenzintervalls liegen, wurde die Verfälschung des Ergebnisses durch den oben beschriebenen Effekt in Kauf genommen.

Tabelle 5: Die Terme der nullten und ersten Ordnung.

Größe	Hilfsgrößen	$\frac{^{\circ}\text{C}}{\text{sec}}$
$\frac{\Delta T^0}{\Delta t}$	—	$4.32 \cdot 10^{-6}$
$u^0 \frac{\Delta T^0}{\Delta x}$	$u^0 = 30.67 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}, \frac{\Delta T^0}{\Delta x} = 2.363 \cdot 10^{-7} \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$	$7.247 \cdot 10^{-6}$
$v^0 \frac{\Delta T^0}{\Delta y}$	$v^0 = 2.46 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}, \frac{\Delta T^0}{\Delta y} = 5.64 \cdot 10^{-7} \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$	$1.387 \cdot 10^{-6}$
$w^0 \frac{\Delta T^0}{\Delta z}$	$w^0 = 4.815 \frac{\text{cm}}{10^{-3} \text{sec}}, \frac{\Delta T^0}{\Delta z} = 2.69 \cdot 10^{-3} \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$	$1.295 \cdot 10^{-5}$
$\frac{\Delta T^1}{\Delta t}$	—	$2.3365 \cdot 10^{-4}$
$u^1 \frac{\Delta T^0}{\Delta x}$	$u^1 = 8.35 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}, \frac{\Delta T^0}{\Delta x} = 2.363 \cdot 10^{-7} \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$	$1.973 \cdot 10^{-6}$
$v^1 \frac{\Delta T^0}{\Delta y}$	$v^1 = 18.29 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}, \frac{\Delta T^0}{\Delta y} = 5.64 \cdot 10^{-7} \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$	$1.031 \cdot 10^{-5}$
$u^0 \frac{\Delta T^1}{\Delta x}$	$u^0 = 30.67 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}, \frac{\Delta T^1}{\Delta x} = 3.718 \cdot 10^{-7} \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$	$1.140 \cdot 10^{-5}$
$v^0 \frac{\Delta T^1}{\Delta y}$	$v^0 = 2.46 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}, \frac{\Delta T^1}{\Delta y} = 8.39 \cdot 10^{-7} \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$	$2.063 \cdot 10^{-6}$
$w^1 \frac{\Delta T^0}{\Delta z}$	$w^1 = 9.66 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}, \frac{\Delta T^0}{\Delta z} = 2.69 \cdot 10^{-3} \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$	$2.598 \cdot 10^{-4}$
$w^0 \frac{\Delta T^1}{\Delta z}$	$w^0 = 4.815 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}, \frac{\Delta T^1}{\Delta z} = 1.05 \cdot 10^{-4} \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{cm}}$	$5.055 \cdot 10^{-7}$

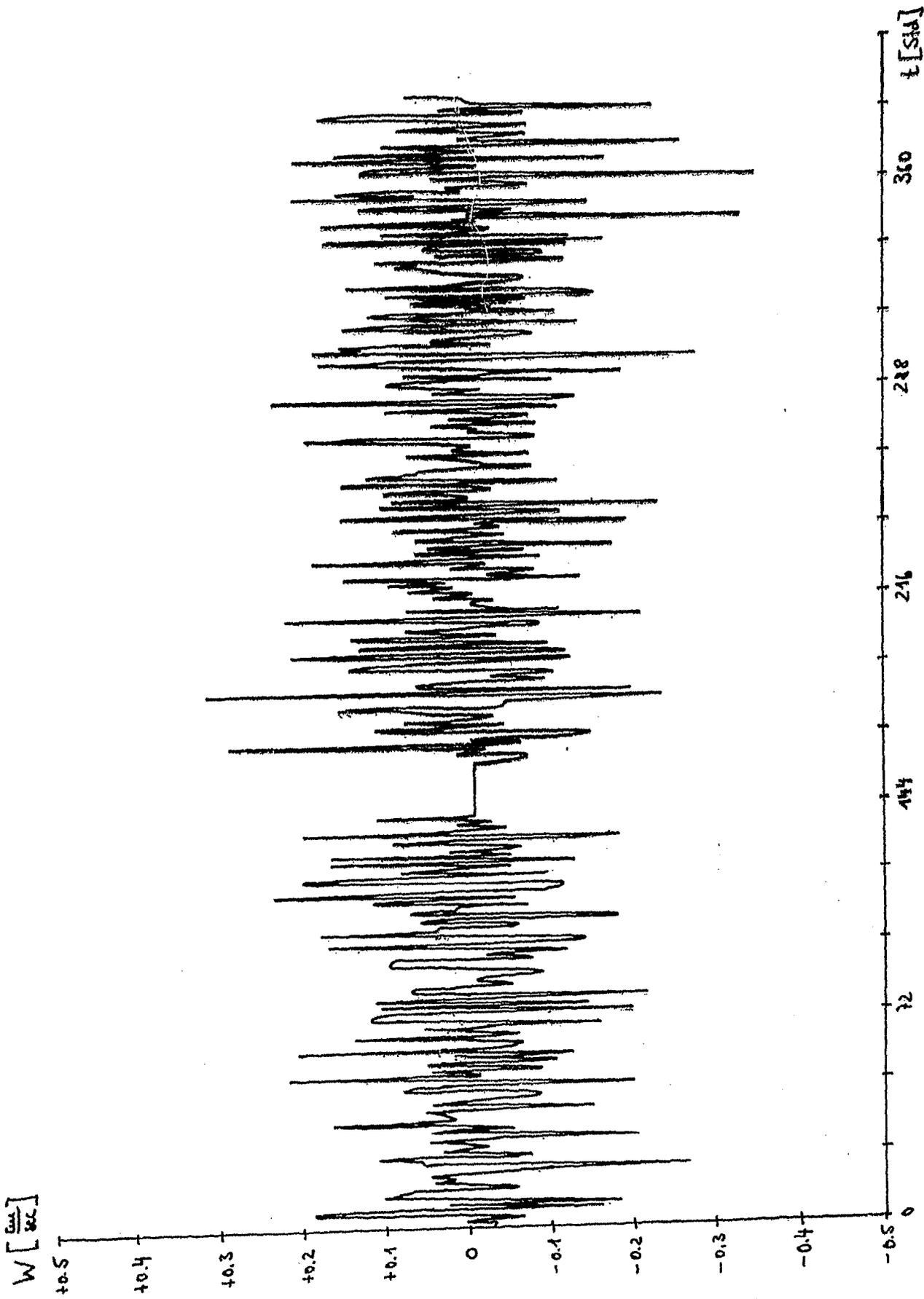


Abb. 26: Die aus der Druckzeitreihe $P(t)$ in $\sigma_t = 24.5$ berechnete Vertikalgeschwindigkeit $w(t)$, FS 'METEOR', GATE III.

$$F_{ww} \left[\frac{cm^2}{sec^2 / cph} \right]$$

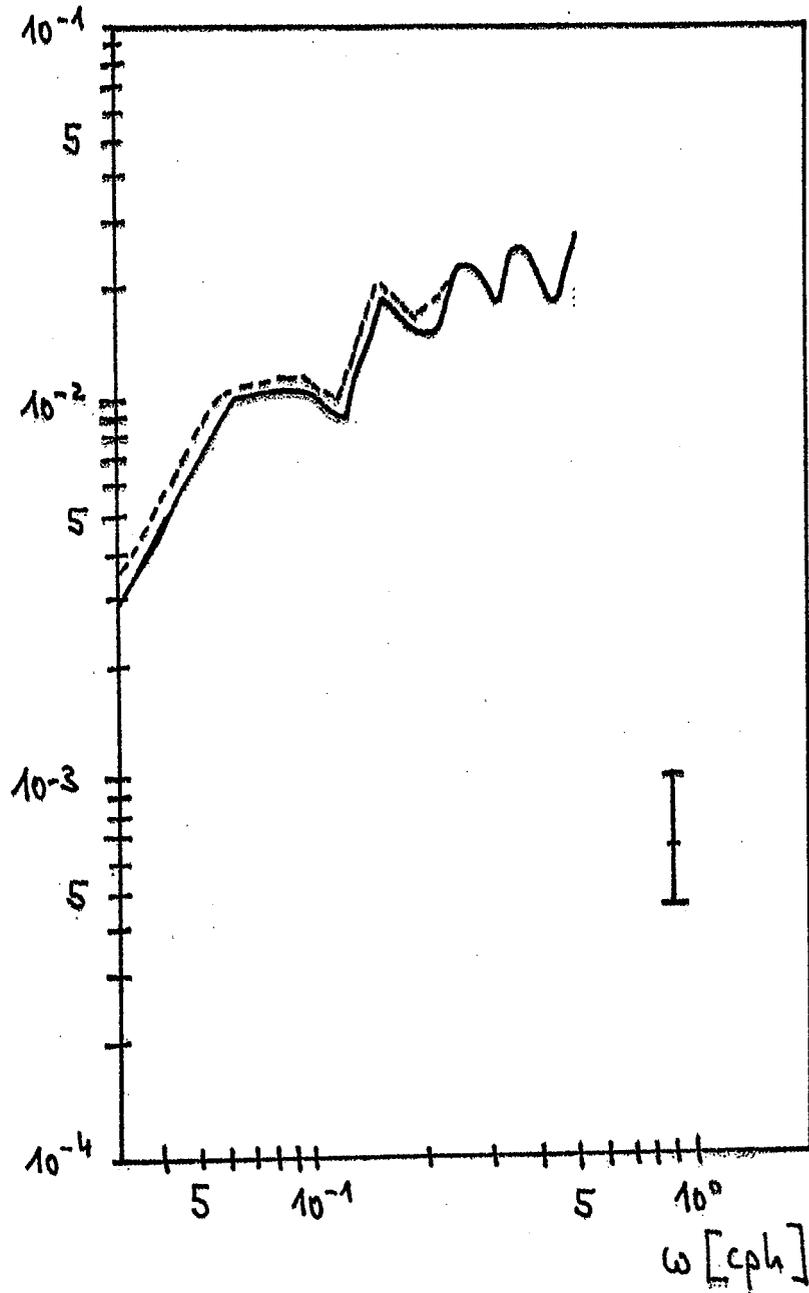


Abb. 27: Einfluß des interpolierten Stückes in den Zeitreihen bei FS 'METEOR' auf das Spektrum, GATE III. (---- : ohne, ——— : mit)

16. Schlußbetrachtung

Das Ergebnis dieser Arbeit zeigt, daß die hier aufgeführten indirekten Methoden zur Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit bei der Beschreibung des Bewegungsfeldes interner Schwerewellen im tiefen Ozean keine signifikanten Unterschiede aufweisen. Die zunächst erwarteten Differenzen in der Vertikalbewegung zwischen Isothermenschar und Isopyknenschar konnten nur an Hand tiefpaßgefilterter Druckzeitreihen nachgewiesen werden. Der Vergleich der Energiedichtespektren bestätigt jedoch die bisherige Annahme, daß die Fluktuationen der Isothermenschar mit denen der Isopyknenschar weitgehend identisch sind. Unterschiede im mittleren Druckniveau von 1-4,3 dbar, die über mehrere Tage beobachtet werden konnten, erwiesen sich als zu gering, als daß sie durch die spektrale Auflösung reproduziert werden. Es erscheint daher in Zukunft ausreichend, die Vertikalkomponente des Bewegungsfeldes im tiefen Ozean allein aus den Temperaturdaten zu berechnen. Dabei zeigt sich, daß die Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit mit Hilfe von konstanten Temperaturgradienten derjenigen aus Druckzeitreihen innerhalb des 95 %-Konfidenzintervalls gleich ist. Es war nicht zu erwarten, daß die Berechnungen aus Verankerungsdaten zur selben Energieverteilung führen wie die aus Profilmessungen. Ein direkter Vergleich zeigt lediglich Energiedifferenzen im Bereich der halbtägigen Gezeit. Sie sind bei einer Entfernung von 40 cm nicht unmittelbar einzusehen.

Eine Überprüfung der Energiebilanz beweist, daß die berechnete Energieverteilung größenordnungsmäßig richtig ist. Ein wesentlicher Grund hierfür ist der geringe Einfluß der horizontalen advektiven Terme auf das Ergebnis. Er beträgt lediglich ± 11 %. Man muß davon ausgehen, daß eine Vernachlässigung der horizontalen advektiven Terme, sofern sie überhaupt zu bestimmen sind, nicht für jeden Datensatz zutreffend ist. Im vorliegenden Fall liegen bei allen verwendeten Stationen dieselben mittleren hydrographischen Verhältnisse vor. Dieses ist auf die gemeinsame Zugehörigkeit zur Kalmenzone zurückzuführen. Daher sind die horizontalen Gradienten klein. Dieses muß bei Würdigung der Ergebnisse in der Arbeit auf jeden Fall berücksichtigt werden.

Literaturverzeichnis

1. C.BROCKMANN, J.MEINCKE, H.PETERS, G.SIEDLER, W.ZENK
(1975): GATE Oceanographic activities on
F.R.G. research vessels. Berichte aus dem
Institut für Meereskunde an der Christian-
Albrechts-Universität-Kiel, Nr. 19
2. G.DIETRICH, K.KALLE, W.KRAUSS, G.SIEDLER (1975):
Allgemeine Meereskunde. 3.Auflage,
Gebr. Bornträger, Berlin, Stuttgart.
3. FOFONOFF, N.P., S.P.HAYES and R.C.MILLARD Jr. (1974):
W.H.O.I. Brown CTD Microprofiler: Methods
of Calibration and Data Handling;
W.H.O.I. Technical Report Ref. No. 74-89
(unveröffentlichtes Manuskript).
4. FOFONOFF, N.P. (1969): Spectral characteristics of
internal waves in the ocean. Deep-Sea Research,
Suppl. 16, 58-71.
5. R.KÄSE, H.PETERS, G.SIEDLER, W.ZENK (1977):
A compilation of current, temperature and
conductivity data from moorings F1 and F2
in the GATE C-area. Meteor. Forschungser-
gebnisse, A .
6. KROEBEL, W. (1973): Die Kieler Multisonde. Ein Gerät zur
in situ-Messung von Temperatur, Leitfähigkeit,
Salzgehalt, Schallgeschwindigkeit und licht-
optischer Attenuation mit ersten Ergebnissen
der 'METEOR'-Fahrt Nr. 23 (1971) westlich von
Gibraltar. Meteor. Forschungsergebnisse, A 12,
53-57.
7. H.PETERS (1976): GATE CTD Data Measured on the F.R.G.
Ships, Shipboard Operations-Calibration-
Editing, Technical Report, Berichte aus
dem Institut für Meereskunde an der Christian-
Albrechts-Universität-Kiel, Nr. 22.

8. PROMET (1975): GATE (GARP Atlantic Tropical Experiment).
Meteorologische Fortbildung, Heft 4.
9. PROMET (1976): GATE (GARP Atlantic Tropical Experiment).
Meteorologische Fortbildung, Heft 1.
10. WMO (1976): The GARP Atlantic Tropical Experiment (GATE)
progress report on the GATE oceanic boundary
layer (C-Scale) Experiment. Vol. I,II.
World Meteorological Organization.
11. VOORHIS, A.D. (1968): Measurements of vertical motion and
the partition of energy in the New England
Slop Water. Deep-Sea Research, 15, 599-608.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Abteilung Meeresphysik des Instituts für Meereskunde in Kiel bedanken, die mir im Zusammenhang mit dieser Arbeit hilfreich zur Seite standen.

Herrn Prof. Dr. G. Siedler bin ich für die Betreuung der Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

Sehr dankbar bin ich ebenfalls Herrn Dr. R. Käse für viele hilfreiche Anregungen und Diskussionen, sowie Herrn H. Peters für die Unterstützung bei der Benutzung der Rechenanlagen.