

152 | Oktober 1965

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Harald Keil

**Untersuchungen über das Verhalten
von Schiffen im Seegang. Erprobung
einer Meßeinrichtung auf dem
Forschungsschiff ‚Meteor‘.**

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 152

Untersuchungen über das Verhalten von Schiffen
im Seegang. Erprobung einer Meßeinrichtung auf
dem Forschungsschiff 'Meteor'.

von

Harald Keil

Hamburg, Oktober 1965

Untersuchungen über das Verhalten von Schiffen im Seegang.
Erprobung einer Meßanlage auf dem Forschungsschiff "Meteor".

I. Einleitung

Obwohl der Beginn der Untersuchungen über das Verhalten von Schiffen im Seegang in das vorige Jahrhundert zurückreicht [1,2], wurden die bedeutenden Fortschritte auf diesem Gebiet in den letzten zwei Jahrzehnten erzielt [3 bis 12]*. Sie brachten eine weitgehende Klärung der hydrodynamischen Einflüsse auf die Schiffsbewegungen. Dadurch wurde es möglich, die Stampf- und Tauchbewegungen eines Schiffes in einer regelmäßigen zweidimensionalen Welle durch Integration der an den einzelnen Querschnitten auftretenden hydrodynamischen Kräfte und Momente über die Schiffslänge theoretisch mit genügender Genauigkeit zu berechnen.

Die Behandlung der Bewegungen in natürlichem Seegang wurde durch die Arbeiten von Pierson und St. Denis [13,14] eingeleitet, die die in der Nachrichtentechnik von Wiener, Rice und Tukey [15-17] entwickelten statistischen Methoden für unregelmäßige Vorgänge in die Seegangstheorie einführten. Diese Methoden bedingen eine neue Betrachtungsweise. Man ist gewöhnt, mit deterministischen Vorgängen zu arbeiten; d.h. sind alle Voraussetzungen richtig, stellt das Ergebnis eine exakte Lösung dar. Der Zufall spielt keine Rolle. Bei der Behandlung von unregelmäßigen Bewegungen hat man es jedoch mit Zufallsfunktionen zu tun, über die nur statistische Aussagen gemacht werden können; d.h. das mit diesen Methoden erarbeitete Ergebnis stellt eine Lösung dar, die mit einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeit zutrifft.

Durch die Theorie der unregelmäßigen Bewegungen gewannen die

* Untersuchungen für regelmäßige Wellen enorm an Bedeutung.
Eine umfassende Literaturzusammenstellung enthalten [11] und [12]

Durch die Theorie der unregelmäßigen Bewegungen gewannen die Untersuchungen für regelmäßige Wellen enorm an Bedeutung. Waren sie bis dato ein Mittel zur Aussage unter großen Einschränkungen, so kann man durch Überlagerung der harmonischen Komponenten die Wirklichkeit annähernd erfaßt werden. Modellversuche in regelmäßigen Wellen und unregelmäßigem Seegang nehmen daraufhin einen immer größeren Umfang an.

Theorie und Modellversuche liefern die Übertragungs- oder Einflußfunktionen für die Bewegungen in den einzelnen Freiheitsgraden, aus denen sich die entsprechenden Bewegungsspektren bestimmen lassen, wenn das Seegangsspektrum gegeben ist. Unsere Kenntnisse über die Spektren des natürlichen Seegangs lassen jedoch noch einige Wünsche offen. Der Großversuch stellt daher ein wichtiges Mittel zur Lösung der anstehenden Fragen dar. Er gibt am besten Auskunft über die wirklichen Verhältnisse, nicht nur hinsichtlich der Bewegungen, sondern auch der Propulsionswerte und der Beanspruchungen der Schiffsverbände. Von besonderem Wert ist der Großversuch zum Vergleich der relativen und absoluten Bug-Bewegung verschiedener Schiffe; denn unterscheiden sich die Einflußfunktionen für Tauchen und Stampfen für verschiedene Schiffsformen nicht wesentlich voneinander, so sind die Einflußfunktionen der relativen und der absoluten Bewegung des Bugs sehr von der Schiffsform abhängig. Die Ergebnisse solcher Großversuche sind für Praxis und Wissenschaft von gleicher Bedeutung. Dabei werden bei der Durchführung von Messungen an vorhandenen Schiffen keine bedeutenden Anforderungen an Schiff und Besatzung gestellt; sie kann während des normalen Betriebs erfolgen. Daß dennoch nur relativ wenig Großversuche bekannt sind, liegt zu einem Teil an der dazu notwendigen Instrumentierung; denn Voraussetzung für sinnvolle Untersuchungen dieser Art ist eine Geräteausstattung, die nicht nur eine genaue Messung erlaubt, sondern die in großer Zahl anfallenden Werte in einer Form registriert, die die

die eine rationale Weiterverarbeitung ermöglicht. Solche Anlagen sind Sonderentwicklungen und daher weder schnell noch billig zu haben. Sind derartige Geräte verfügbar, so sollten Untersuchungen über das Verhalten von Schiffen im Seegang an der Großausführung ebenso zur Routine gehören wie Modellversuche im Seegang.

II. Theoretische Grundlagen:

Im folgenden sei eine kurze Wiederholung der theoretischen Grundlagen gegeben [18 - 20].

1. Voraussetzung für die Behandlung des natürlichen Seegangs ist, daß er stationär ist, d.h. daß die vom Wind zugeführte Energie gleich der dissipierten ist, es sich also um einen vollentwickelten Seegang handelt. Er wird als Summe vieler harmonischer Elementarwellen mit Frequenzen zwischen 0 und ∞ und Laufrichtungen von 0 bis 2π dargestellt. Die Phasen dieser einzelnen Komponenten sind zufällig und können mit gleicher Wahrscheinlichkeit alle Werte zwischen 0 und 2π annehmen. Für die Erhebungen der Wasseroberfläche an einem bestimmten Punkt P mit den Koordinaten x und y als Funktion der Zeit t, die sogenannte Seegangsfunktion, ergibt sich daraus

$$\zeta_P(t) = \zeta(x, y, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M c_{nm} \cdot \cos \left[2\pi f_n t - \frac{(2\pi f_n)^2}{g} (x \cdot \cos \chi_m - y \cdot \sin \chi_m) + \epsilon_{nm} \right] \quad (1)$$

Dieser Seegang besteht aus $N \cdot M$ Elementarwellen, f_n sind die Frequenzen und c_{nm} die Amplituden der Elementarwellen, ferner χ_m die Winkel zwischen der x-Achse und der Laufrichtung der Elementarwellen und ϵ_{nm} die Zufallsphasen. Die Nulllinie von $\zeta(t)$ ist dabei so gewählt, daß der Mittelwert über der Zeit

gleich Null ist, also

$$\overline{J_p} = \frac{1}{T} \int_0^T J_p(t) \cdot dt = 0 \quad (2)$$

Die Zeit T soll möglichst groß sein, so groß, wie es die Forderung, daß der Seegang stationär bleibt, erlaubt.

Die Behandlung dieses dreidimensionalen Seegangs ist recht schwierig, da zwei Parameter, die Frequenz f_n und die Richtung χ_m , eine Rolle spielen. Man beschränkt sich deshalb normalerweise auf eine zweidimensionale Betrachtung, d.h. man nimmt an, daß alle Wellen langkämmig sind und in der gleichen Richtung, der Richtung x, laufen, so daß man für die Seegangsfunktion erhält:

$$J_p(x;t) = \sum_{n=1}^N c_n \cdot \cos \left[2\pi f_n t - \frac{(2\pi f_n)^2}{g} \cdot x + \varepsilon_n \right] \quad (3)$$

Trägt man die halben Quadrate der Amplituden c_n dividiert durch das Frequenzintervall $\Delta f = f_n - f_{n-1}$ über der Frequenz auf, so erhält man das sogenannte Seegangsspektrum

$$S(f_n) = \frac{1}{2} \cdot \frac{c_n^2}{\Delta f_n} \quad (4)$$

Das Spektrum ist eine nichtnegative Funktion und hat die Dimension $m^2 \text{sec}$. Man nennt es auch Energiespektrum, da es die Verteilung der im Seegang enthaltenden Energie über den Frequenzbereich angibt. Die mittlere Energie je Oberflächeneinheit ergibt sich aus dem Integral über das Spektrum.

$$E_{\text{pot}} = E_{\text{kin}} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{g}{2T} \int_0^T J^2(t) dt = \frac{g}{2} \cdot \overline{J^2} = \frac{g}{2} \int_0^\infty S(f) df = \frac{g}{2} \cdot m_0 \quad (5)$$

Das Spektrum enthält zwar keine Information über die Phasen der einzelnen Elementarwellen, reicht aber für die statistische Beschreibung des Seegangs aus. An allen Punkten

$P_1, P_2 \dots P_n$ eines Gebietes, in dem der gleiche Seegang herrscht, ist das Spektrum gleich, obwohl die Seegangsfunktionen an diesen Punkten $\zeta_1(t), \zeta_2(t) \dots \zeta_n(t)$ völlig verschiedenes Aussehen haben können und im Normalfall auch haben. Eine Reihe statistischer Eigenschaften sind ihnen allen jedoch gemeinsam. So sind, und das ist die Voraussetzung für das Folgende, alle Werte, jedenfalls näherungsweise, normalverteilt mit dem Mittelwert Null und der Streuung

$$\sigma = \sqrt{m_0} = \sqrt{\int_0^{\infty} S(f) df} \quad (6)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß die Wellenerhebung zu einer beliebigen Zeit t_1 zwischen den Werten a und b liegt, ist für alle Punkte gleich, und zwar

$$W[a \leq \zeta(t_1) \leq b] = \frac{1}{\sqrt{2\pi m_0}} \int_a^b \exp\left[-\frac{x^2}{2m_0}\right] dx \quad (7)$$

Weitere wichtige Aussagen, die mit Hilfe des Spektrums bzw. der Streuung der Verteilung gemacht werden können, sind die Angaben über die Wahrscheinlichkeit, mit der Maxima von bestimmter Höhe auftreten, über Zahl und mittleren Abstand der Nullstellen, wahrscheinlichste Maxima, Mittelwert der $p\%$ höchsten Maxima etc.. Vielfach wird eine für den betreffenden Seegang "kennzeichnende Wellenhöhe" angegeben. Das ist der doppelte Mittelwert der 33% höchsten Maxima. Er beträgt $H_{1/3} = 4,0\sqrt{m_0}$.

2. Es sind eine Reihe von Formeln für die Bestimmung des Seegangsspektrums aus der Windgeschwindigkeit u bekannt. Am häufigsten wird das Neumann-Spektrum benutzt:

$$S(2\pi f) = \frac{4,8}{(2\pi f)^6} \cdot \exp\left[-\frac{2g^2}{u^2 \cdot (2\pi f)^2}\right] \quad (8)$$

Da diese Formel nur für einen stationären Seegang gilt und auch da umstritten ist, ist es wichtig, das Spektrum direkt aus einer Aufzeichnung des Seegangs zu bestimmen. Der übliche und beste Weg ist der über die Autokovarianzfunktion

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \zeta(t) \cdot \zeta(t+\tau) \cdot dt \quad (9)$$

die ein Maß für die statistische Verwandtschaft von um den Betrag τ auseinanderliegenden Funktionsordinaten ist. Für nicht-periodische Vorgänge ist sie eine oszillierende mit wachsendem τ abklingende Funktion; für harmonische Vorgänge ist sie auch harmonisch.

Der Realteil ihrer Fouriertransformierten stellt das Spektrum dar:

$$S(f) = 4 \int_0^{\infty} R(\tau) \cdot \cos(2\pi f\tau) \cdot d\tau \quad (10)$$

Diese Integrale sind über den Bereich 0 bis ∞ zu erstrecken. Eine Seegangsregistrierung liegt jedoch immer nur für einen endlichen Zeitraum T_n vor. Man kann deshalb nicht das Spektrum $S(f)$ exakt berechnen, sondern nur eine Abschätzung $\tilde{S}(f)$ angeben. Man berechnet die scheinbare Autovarianzfunktion

$$\tilde{R}(\tau) = \frac{1}{T_n - \tau} \int_0^{T_n - \tau} \zeta(t) \cdot \zeta(t+\tau) \cdot dt, \quad 0 \leq \tau \leq T_m < T_n \quad (11)$$

und führt in das Fourierintegral eine Filter- oder Glättungsfunktion $D(\tau)$ ein:

$$\tilde{S}(f) = 4 \int_0^{T_m} D(\tau) \cdot \tilde{R}(\tau) \cdot \cos(2\pi f\tau) \cdot d\tau \quad (12)$$

Bei dieser Abschätzung treten statistische Fehler und Auflösungsfehler auf. Diese beiden Fehler sind gegenläufig, d.h. will man den Auflösungsfehler durch Vergrößerung von T_m verringern, so erhöht man dadurch die statistische Unsicherheit. Die Wahl von T_m stellt also immer einen Kompromiß dar, wobei es besser ist, T_m etwas größer zu wählen, da die Auflösungsfehler normalerweise schwerwiegender sind. Die statistischen Fehler kann man mit Hilfe der χ^2 -Verteilung abschätzen, die durch den Freiheitsgrad

$$k \approx \frac{2T_m}{T_n}$$

bestimmt ist. Für die Glättung sind mehrere bewährte Funktionen bekannt. Bei der numerischen Berechnung des Spektrums können noch Fehler auftreten, wenn der Abstand der in die Rechnung eingeführten Funktionswerte $\zeta(t_n)$ $\Delta t = t_n - t_{n-1}$ zu groß ist. Man kann nämlich das Spektrum nur im Bereich von $f=0$ bis zur sogenannten Nyquist-Frequenz f_N berechnen, die definiert ist als

$$f_N = \frac{1}{2\Delta t}$$

Um keine Fehler im Spektrum zu erhalten, muß man f_N größer wählen als die größte Frequenz, für die $S(f)$ von Null verschieden ist. Nennen wir diese Frequenz f_{\max} , so ergibt sich für das zu wählende Zeitintervall

$$\Delta t = \frac{1}{2f_N} \leq \frac{1}{2f_{\max}}$$

Ist diese Ungleichung nicht erfüllt, so erhält man ein gefälschtes Spektrum $S_g(f)$, d.h. alle Spektralwerte für Frequenzen $f > f_{\max}$ sind zu den Werten der Frequenzen 0 bis f_{\max} addiert:

$$S_g(f) = \sum_{n=0}^{\infty} S(2n \cdot f_N + f) + \sum_{n=1}^{\infty} S(2n \cdot f_N - f) \quad (13)$$

f_N wird Nyquist-Frequenz genannt.

3. Für die Schiffsbewegungen gilt das Gleiche wie für die Wellenbewegungen. Man kann für jede Komponente der Schiffsbewegung ein Spektrum bestimmen und die entsprechenden Aussagen machen.

Sehr wichtig ist, daß man aus den Bewegungsspektren und dem zu gleicher Zeit ermittelten Seegangsspektrum die Übertragungs- oder Einflußfunktion $F(f) = |F(f)| \cdot \exp[i\delta(f)]$ für die einzelnen Komponenten wie für eine harmonische Bewegung und Erregung berechnen kann. Umgekehrt kann man, wenn die Funktionen $F(f)$ durch Modellversuche in regelmäßigen Wellen oder unregelmäßigem Modellseegang bestimmt sind, die Bewegungsspektren für einen durch das Seegangsspektrum gegebenen natürlichen Seegang berechnen. Es gibt nämlich

$$|F(f)| = \sqrt{\frac{S_{\psi\psi}(f)}{S_{\zeta\zeta}(f)}} \quad (14)$$

wenn $S_{\psi\psi}(f)$ das Bewegungsspektrum, z.B. das Stampfspektrum, und $S_{\zeta\zeta}(f)$ das Seegangsspektrum bedeuten. Zur Bestimmung der Phasen $\delta(f)$ zwischen der Bewegung und dem Seegang; benötigt man noch das sogenannte Kreuzspektrum $S_{\psi\zeta}(f)$, das eine komplexe Funktion ist. Es ergibt sich in Analogie zur Berechnung des Spektrums zu

$$S_{\psi\zeta}(f) = C_{\psi\zeta}(f) - iQ_{\psi\zeta}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{\psi\zeta}(\tau) \cdot \exp[-i2\pi f\tau] \cdot d\tau \quad (15)$$

worin $R_{\psi\zeta}(\tau)$ die Kovarianzfunktion bedeutet.

$$R_{\psi\zeta}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) \cdot \zeta(t+\tau) \cdot dt = R_{\zeta\psi}(-\tau) \quad (16)$$

Damit ergibt sich für den Betrag der Einflußfunktion

$$|F(f)| = \frac{|S_{\psi\psi}(f)|}{S_{\dot{\psi}\dot{\psi}}(f)} = \frac{\sqrt{C_{\psi\psi}^2(f) + Q_{\psi\psi}^2(f)}}{S_{\dot{\psi}\dot{\psi}}(f)} \quad (17)$$

und für die Phase

$$\alpha = \arctg \frac{Q_{\psi\psi}(f)}{C_{\psi\psi}(f)} \quad (18)$$

$C_{\psi\psi}(f)$ heißt Kospektrum und $Q_{\psi\psi}(f)$ Quadratspektrum.
Die Kohärenz

$$K_{\psi\psi}(f) = \frac{C_{\psi\psi}^2(f) + Q_{\psi\psi}^2(f)}{S_{\dot{\psi}\dot{\psi}}(f) \cdot S_{\psi\psi}(f)} \quad (19)$$

gibt dabei an, ob eine lineare Beziehung zwischen der Bewegung und dem Seegang besteht. Aus den Gleichungen (14) und (17) ergibt sich, daß die Kohärenz 1 betragen muß. Ist sie geringer, sind die Zusammenhänge nicht linear oder die Spektren sind mit Fehlern behaftet. Diese Fehler können durch Meßfehler oder dadurch auftreten, daß die Wellen sehr verschiedene Laufrichtungen aufweisen. Besteht kein Zusammenhang, ist die Kohärenz gleich Null. Wichtig ist noch der Zusammenhang zwischen dem Spektrum einer Bewegung und dem Spektren von deren Ableitungen:

$$S_{\psi\psi}(f) = \frac{1}{(2\pi f)^2} \cdot S_{\dot{\psi}\dot{\psi}}(f) = \frac{1}{(2\pi f)^4} \cdot S_{\ddot{\psi}\ddot{\psi}}(f) \quad (20)$$

Werden die Bewegungen eines Schiffes bei Fahrt gemessen, so tritt anstelle der Frequenz die Begegnungsfrequenz

so tritt anstelle der Frequenz die Begegnungsfrequenz

$$f_e = f - \frac{2\pi v \cdot c \cdot \lambda}{g} \cdot f^2 \quad , \quad (21)$$

und das Seegangsspektrum muß auf die Begegnungsfrequenz umgerechnet werden. Es bedeuten

v = Schiffsgeschwindigkeit

χ = Winkel zwischen Kurs und Wellenlauf-
richtung.

III. Meß- und Auswerteinrichtung:

Für die Untersuchungen von Schiffen im Seegang wurde in Zusammenarbeit des Instituts für Schiffbau und der AEG-Schiffbau eine Anlage entwickelt, die es erlaubt, die Bewegungen eines Schiffes in allen sechs Freiheitsgraden und nach dem Prinzip des ship borne wave recorder von Tucker [21] den Seegang zu messen und die Ergebnisse sinnvoll zu speichern und z.T. parallel zu verarbeiten [22]. Das Blockschaltbild der Anlage zeigt Abb. 1.

Auf einer im Massenmittelpunkt des Schiffes aufzustellenden in zwei Achsen kreiselstabilisierten Plattform (Abb.2), deren Längsachse mit der des Schiffes zusammenfällt, ist in den drei Achsen je ein linearer Beschleunigungsmesser, System DONNER, befestigt, von denen der vertikale mit einem Meßbereich von $\pm 0,5g$ erdfeldkompensiert ist.⁺⁾ Daraus erhält man die Beschleunigungen des Massenmittelpunktes η in den drei Achsen. Die Winkel der Plattform gegen das Schiff, die den Roll- bzw. Stampfwinkel bedeuten, werden durch

⁺⁾ (Abb. 2 zeigt auf der Plattform einen Kurskreisel anstelle der Beschleunigungsmesser)

zwei Potentiometer an den Drehpunkten der kardanischen Aufhängung gemessen. Der dritte Winkel, der Gierwinkel, wird durch eine Drehmeldersystem vom Kurskreisel des Schiffes abgenommen. Eine große Übersetzung sorgt dafür, daß man eine hohe Winkelauflösung erhält. Der jeweilige mittlere Kurs wird manuell abgeglichen, so daß nur die interessierenden Schwankungen gemessen werden.

Zur Bestimmung der Wellenhöhe relativ zum Schiff werden vorn, mittschiffs und achtern an Steuerbord- und Backbordseite je eine Druckdose angebracht. Diese Dosen sind so geschaltet, daß man den Druck an jeder Dose einzeln oder Mittelwerte zwischen beliebigen Dosen messen kann. Dies ist wichtig bei Schräglagen des Schiffes; man kann so durch Mittelwertbildung der Drücke an Backbord und Steuerbord die durch die augenblickliche Schräglage scheinbar auftretende Änderung der Wellenhöhe eliminieren. Alle Meßwerte, die Drücke nach einer Verstärkung, laufen in einer Meßzentrale zusammen (Abb.3). Diese Zentrale enthält einen Zweikanalschreiber, auf dem durch Knopfdruck jeder beliebige Meßwert zur Anzeige gebracht werden kann. Dies ist notwendig, um Meßbereiche festzulegen und die Funktion der Geber zu kontrollieren. Außerdem enthält sie für jede Meßstelle einen Meßbereichschalter.

Von der Zentrale laufen die Meßwerte zum Registriergerät. Parallel zu diesem kann jeder beliebige Meßwert ebenfalls durch Knopfdruck auf einen kleinen Analogrechner (Abb.4) geschaltet werden, in dem der lineare Mittelwert

$$\bar{x} = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt$$

und der auf den linearen Mittelwert bezogene Mittelwert

$$m_0 = \overline{x^2} = \frac{1}{T} \int_0^T [x(t) - \bar{x}]^2 dt$$

berechnet werden, damit der Meßwert durch den endlichen Eingangswiderstand des Rechners nicht verfälscht wird, sind, wenn der Rechner nicht parallel arbeitet, Ersatzwiderstände parallel geschaltet, die dem Eingangswiderstand des Rechners entsprechen. Der Rechner enthält drei Rechenkanäle, so daß von drei Werten gleichzeitig die Mittelwerte bestimmt werden können. Die Integrationszeit ist einstellbar, im Normalbetrieb wird jedoch mit 10 Min. gearbeitet, da in dieser Zeit die Nullpunktdrift der Integrationsverstärker noch vernachlässigbar ist. Die Werte \bar{x} und m_0 werden an Anzeigeelementen abgelesen.

Das Registriergerät, ein Meßmagnetbandgerät mit Frequenzmodulation, besitzt 14 Kanäle. Auf 12 Spuren sind die Meßwerte, sechs Drücke und sechs Komponenten der Bewegung gespeichert, während auf den restlichen beiden Spuren ein 2 bzw. 4Hz-Rechteckimpuls registriert ist (Abb. 5), der von einem in der Meßzentrale enthaltenen Zeitgeber geliefert wird.

Dieses Prinzip der analogen Registrierung ist deshalb sehr vorteilhaft, da alle Meßwerte in elektrischer Form vorliegen und sowohl analog als auch digital weiterverarbeitet werden können.

Im vorliegenden Fall erfolgt die Auswertung digital. Die Zeitimpulse und jeweils ein Meßwert werden beim Abspielen des Magnetbandes einem Analog-Digital-Wandler (Abb. 6) zugeführt, dessen Abfragetakt von dem Zeitimpuls gesteuert wird. Dadurch ist garantiert, daß die Werte von allen Spuren, die nacheinander abgespielt werden, zu den gleichen Zeitpunkten abgefragt werden (Abb. 5). Die digitalen Werte, ganze Zahlen zwischen -999 und +999, werden von einem Lochstreifenstanzer in einen Lochstreifen übersetzt. Durch Auswechseln einer Elektronikarte im Stanzer kann der Lochstreifen in jedem beliebigen Code hergestellt werden. Die Geschwindigkeit des Stanzers ist begrenzt und beträgt zwei Meßwerte pro Sekunde.

IV. Koordinatensysteme:

Das Koordinatensystem x-y-z, das den Rechnungen zugrundegelegt ist, zeigt Abb. 7. Dieses System ist quasiraumfest, d.h. es wird mit gleichförmiger Geschwindigkeit mit dem Schiff bewegt, macht aber nicht die Schiffsbewegungen mit. Macht das Schiff keine Fahrt, so ist das System raumfest.

Durch das Prinzip der Plattform ist es bedingt, daß die Komponenten der Bewegung nicht alle in dem oben definierten Koordinatensystem gemessen werden können. Deshalb definieren wir noch ein System x'-y'-z', das die Gierbewegung, und ein drittes x''-y''-z'', das die Gierbewegung und die Stampfbewegung mitmacht. (Abb. 7).

Gemessen werden in diesem System folgende Größen:

$$\ddot{x}_M' ; \ddot{y}_M' , \ddot{z}_M' , \psi' , \varphi''$$

Bei den Beschleunigungen wird fortan der Index M fortgelassen, da es eindeutig ist, daß es sich um die Beschleunigungen des Massenmittelpunktes handelt. Wir erhalten für die gesuchten Größen:

Tauchbeschleunigung: $\ddot{z}(t) = \ddot{z}'(t)$

Längsbeschleunigung: $\ddot{x}(t) = \ddot{x}'(t) \cdot \cos \vartheta(t) - \ddot{y}'(t) \cdot \sin \vartheta(t)$
 Längsbeschleunigung:
 Querbewegung:

Stampfwinkel
 Querbewegung: $\ddot{y}(t) = \ddot{y}'(t) \cdot \cos \vartheta(t) + \ddot{x}'(t) \cdot \sin \vartheta(t)$

Stampfwinkel : $\psi'(t) = \psi'(t) \cdot \cos \vartheta(t) + \varphi''(t) \cdot \frac{\sin \vartheta(t)}{\cos \psi'(t)} + \vartheta'(t) \cdot \sin \vartheta(t) \cdot \tan \psi'(t)$ (22)

Rollwinkel : $\varphi(t) = \varphi'(t) \cdot \frac{\cos \vartheta(t)}{\cos \psi'(t)} + \vartheta'(t) \cdot \cos \vartheta(t) \cdot \tan \psi'(t) - \psi' \cdot \sin \vartheta(t)$

Gierwinkel : $\vartheta(t) = \vartheta'(t)$

Da es sich um kleine Winkel handelt, kann man $\sin \alpha = \alpha$ und $\cos \alpha = 1$ setzen und erhält:

$$\ddot{z}(t) = \ddot{z}'(t)$$

$$\ddot{x}(t) = \ddot{x}'(t) - \ddot{\gamma}'(t) \cdot \vartheta(t)$$

$$\ddot{y}(t) = \ddot{y}'(t) + \ddot{x}'(t) \cdot \vartheta(t) \quad (22a)$$

$$\dot{\gamma}(t) = \dot{\gamma}'(t) \cdot [1 + \vartheta^2(t)] + \varphi''(t) \cdot \vartheta(t)$$

$$\varphi(t) = \varphi''(t)$$

$$\vartheta(t) = \vartheta'(t)$$

V. Bestimmung des Seegangsspektrums aus der Schiffsbewegung:

Die Seegangsfunktion setzt sich zusammen aus der Vertikalbewegung eines Punktes D des Schiffes und der Wellenhöhe relativ zum Schiff an diesem Punkt D. Da die Wellen durch das Schiff beeinflusst werden, muß dieser Punkt an den Schiffsenden liegen, wo der Seegang noch ungestört ist.

Mit Abb. 8 ergibt sich für die Seegangsfunktion:

$$\begin{aligned} \zeta(t) &= z(t) + h_G(t) - h_T(t) \\ &= z(t) + h_G(t) - h_0 \cdot \cos \psi'(t) - \left[e \cdot (H_M - T) \cdot \operatorname{tg} \frac{\psi'(t)}{2} \right] \cdot \sin \psi'(t) \\ &= z(t) + h_G(t) - h_0 \cdot \cos \psi'(t) - e \cdot \sin \psi'(t) + (H_M - T) [1 - \cos \psi'(t)] \\ &= z(t) + h_G(t) - h_0 - e \cdot \sin \psi'(t) + (H_M - H_D) [1 - \cos \psi'(t)] \end{aligned}$$

Mit $h_G(t) - h_0 = h(t)$ ergibt sich:

$$\zeta(t) = z(t) + h(t) - e \cdot \sin \psi'(t) + (H_M - H_D) [1 - \cos \psi'(t)] \quad (23)$$

Da $\psi'(t)$ ein kleiner Winkel ist, erhält man:

$$\zeta(t) = z(t) + h(t) - e \cdot \psi'(t) \quad (23a)$$

Damit ergibt sich ~~das~~ das Seegangsspektrum:

$$\begin{aligned}
 S_{\xi}(f) &= S_{zz}(f) + S_{hh}(f) + e^2 \cdot S_{\psi\psi}(f) + 2C_{zh}(f) - 2e \cdot C_{z\psi}(f) - 2e \cdot C_{h\psi}(f) \\
 &= \frac{1}{(2\pi f)^4} \cdot S_{zz}(f) + S_{hh}(f) + e \cdot S_{\psi\psi}(f) - \frac{2}{(2\pi f)^2} C_{zh}(f) + \frac{2e}{(2\pi f)^2} C_{z\psi}(f) - 2e \cdot C_{h\psi}(f)
 \end{aligned}
 \tag{24}$$

VI. Fehlerbetrachtung:

1. Die Fehler, die dadurch entstehen, daß man anstelle der exakten Gleichungen (22) die Gleichungen (22a) der Rechnung zugrundelegt, sind vernachlässigbar.

Durch Benutzung der Gleichung (23a) anstelle von (23) erhält man im Fall des Forschungsschiffes "Meteor" ($e \approx 35\text{m}$; $H_M - H_D \approx 4\text{m}$) bei einem Stampfwinkel $\psi' = 5^\circ$ einen Fehler in der Wellenhöhe von $-0,02\text{m}$, d.h. die Seegangsfunktion erscheint um diesen Betrag zu gering.

2. Es war vorausgesetzt, daß die Komponenten der Schiffsbewegung im Massenmittelpunkt gemessen werden. Die Lage dieses Punktes hängt nun vom jeweiligen Beladungszustand ab. Die Plattform hingegen muß aus baulichen Gründen einen festen Platz haben. Dadurch können in den Beschleunigungen Fehler auftreten, die im Folgenden bestimmt werden.

Sind die Koordinaten der Plattform im schiffsfesten System l , b und t , und im quasiraumfesten System x_p , y_p und z_p , so werden die Beschleunigungen um folgende Beträge zu groß gemessen:

$$\Delta \ddot{z}(t) = \gamma_P \cdot \ddot{\psi}(t) - x_P \cdot \ddot{\psi}'(t)$$

$$\Delta \ddot{y}(t) = x_P \cdot \ddot{\psi}(t) - z_P \cdot \ddot{\psi}'(t) \quad (25)$$

$$\Delta \ddot{x}(t) = z_P \cdot \ddot{\psi}(t) - \gamma_P \cdot \ddot{\psi}'(t)$$

mit

$$z_P = t \cos \psi' \cdot \cos \varphi'' + b \cos \psi' \cdot \sin \varphi'' - L \cdot \sin \psi'$$

$$\gamma_P = t (\sin \psi' \cdot \sin \psi'' \cdot \cos \varphi'' - \cos \psi' \cdot \sin \varphi'') + b \cdot (\sin \psi' \cdot \sin \psi'' \cdot \sin \varphi'' + \cos \psi' \cdot \cos \varphi'') + L \cdot \sin \psi' \cdot \cos \psi''$$

$$x_P = t (\cos \psi' \cdot \sin \psi'' \cdot \cos \varphi'' + \sin \psi' \cdot \sin \varphi'') + b (\cos \psi' \cdot \sin \psi'' \cdot \sin \varphi'' - \sin \psi' \cdot \cos \varphi'') + L \cdot \cos \psi' \cdot \cos \psi''$$

3. Die Genauigkeit der Geber und der **gesamten** Meßkette kann man als gut bezeichnen. Die Fehler der Druckgeber und des Registriergerätes liegen unter 1%, die der Beschleunigungsgeber bei 0,15%. Lediglich die Auflösung der Potentiometer ist mit 0,15° etwas gering, doch ließe sie sich durch Verwendung anderer Potentiometer leicht erhöhen.

Bei den niedrigen Frequenzen treten in der Beschleunigungsmessung naturgemäß Fehler dadurch auf, daß der Geber nur zu einem Teil angesteuert ist (z.B. bei einer Frequenz von 0,07 Hz - das entspricht bei ruhendem Schiff einer Wellenlänge von 300 m - und einer Tauchamplitude von 0,5 m beträgt der Fehler in der Tauchbeschleunigung 7%).
4. Die Fehler, die bei der Berechnung des Seegangsspektrums dadurch entstehen, daß man den Druck als Maß für die Wellenhöhe relativ zum Schiff in die Rechnung einführt, sind nicht abzuschätzen, sondern nur durch eine Vergleichsmessung zu bestimmen. Sie können beträchtlich sein; denn einmal wird durch eine unkorrigierte Druckmessung der Smith-Effekt vernachlässigt, zum anderen spielen weitere hydrodynamische Einflüsse durch die bei der Bewegung des Schiffes an dem Druckgeber auftretenden Geschwindigkeiten und Beschleunigungen eine Rolle. Selbstverständlich dürfen in den Meßgeräten keine unbekanntenen Phasen auftreten, da bei der Zusammensetzung des Seegangsspektrums schon geringe Phasen Fehler bringen.

VII. Erste Messung auf Meteor:

Die Meßanlage wurde zunächst auf dem Forschungsschiff 'Meteor' installiert (Abb. 9) und auf der Ausreise in den Indischen Ozean im November 1964 erprobt. Leider wurde in der Biskaja nicht das erwartete schlechte Wetter angetroffen. So verblieb als interessanteste Messung eine Sternfahrt im Mittelmeer nördlich der algerischen Küste bei einem Seegang Stärke 4. Die Verhältnisse waren keineswegs ideal. Während der Sternfahrt ließ der Seegang merklich nach. Es wurden mit einer Geschwindigkeit von 9 km jeweils ca. 30 Minuten lang Kurse von 180° , 150° , 120° und 90° gegen die Hauptwellenlaufrichtung gefahren. Gemessen und registriert wurden dabei der Druck am Punkt D im Vorschiff, der Stampfwinkel, der Rollwinkel, der Gierwinkel, die Tauchbeschleunigung und die Querschleunigung. Wie sich später herausstellte, war die Rollwinkelmessung infolge eines Gerätefehlers nicht brauchbar. Die Geschwindigkeit des Schiffes wurde mit der schiffsfesten Stevenloganlage ermittelt. Die Froude-Zahl betrug $Fr = 0,167$.

Abb. 10 zeigt die Seegangsspektren für die Fahrten 180° und 150° gegen die Wellenlaufrichtung, bei denen noch ungefähr gleiche Verhältnisse herrschten, aufgetragen über der wahren Frequenz. Sie bestätigen durch das Vorhandensein von mehr als einer Spitze den visuell gewonnenen Eindruck, daß es sich um eine Überlagerung von Dünung und Windsee handelte. Die Verschiebung der beiden Spektren gegeneinander kann auf einen Fehler bei der Geschwindigkeitsmessung oder beim Schätzen der Hauptwellenlaufrichtung zurückgeführt werden. Es ist zu berücksichtigen, daß diese Spektren aus den unter VI.4! angeführten Gründen fehlerhaft ist.

Die Spektren der Tauchbewegung, der Stampfbewegung, der absoluten Bewegung des Punktes D (Abb. 9) und der Bewegung des Punktes D relativ zur Wasseroberfläche sind in Abb. 11-14 dargestellt. Das Spektrum der Relativbewegung des Punktes D ist wieder mit Fehlern behaftet.

Die Spektren sind mit der Funktion Parzen (Abb. 15) geglättet. Sie zeigen keinen wesentlichen Unterschied gegenüber den mit der Funktion Hanning (Abb. 15) geglätteten Spektren, die auch berechnet wurden. Die Länge der Kovarianzfunktionen bzw. der Autovarianzfunktionen betrug $T_m = 100 \text{ sec}$, die Länge der Registrierungen $T_n = 1400 \text{ sec}$, so daß sich für die χ^2 - Verteilung ein Freiheitsgrad von 28 ergab. Der Stützstellenabstand betrug $\Delta t = \Delta \tau = 0,5 \text{ sec}$.

Für die Berechnung der Spektren und Kreuzspektren stehen zwei Rechenprogramme zur Verfügung, von denen das eine für die Rechanlage der Universität Hamburg am Institut für Schiffbau entstanden ist und das umfangreichere andere, genannt BOMM, für die Anlage im Deutschen Rechenzentrum Darmstadt vom Institut für Geophysik der University of California zur Verfügung gestellt wurde. Die Rechenzeit für die Bestimmung der Spektren, Kreuzspektren, Kohärenzen, Phasen und Häufigkeitsfunktionen von fünf Komponenten mit je 3000 Daten beträgt dabei im Deutschen Rechenzentrum ca. 50 Minuten. Auf der Hamburger Rechanlage können nur drei Komponenten mit je etwa 2500 Daten gleichzeitig verarbeitet werden. Die Rechenzeit beträgt dafür ca. 40 Minuten.

In Abb. 16 und 17 sind die relativen Häufigkeiten der Ordinaten der Tauchbeschleunigungen für die Fallböen 180° und 150° gegen die Wellenlaufrichtung der Normalverteilung gegenübergestellt. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Die mit dem Analogrechner parallel zur Registrierung ermittelten m_o -Werte der Stampfbewegung und die entsprechenden aus der Registrierung digital berechneten enthält folgende Tabelle:

Richtung gegen die Wellenlaufrichtung	Stampfwinkel $\sqrt{m_o}$		
	aus Spektren	aus m_o -Wert	Rechner
180°	0,83°	0,83°	0,78°
150°	0,87°	0,76°	0,87°
120°	0,85°	0,77°	0,78°
90°	0,48°	0,48°	0,47°

VIII. Gegenüberstellung der Ergebnisse Großversuch-Modell-
Versuch-Theorie:

Zum Vergleich mit den auf Meteor erzielten Ergebnissen wurden im großen Tank der HSVA Versuche mit einem Modell im Maßstab 1:14 in regelmäßigen Wellen und unregelmäßigem Modellseegang durchgeführt. Dabei wurden bei Fahrt gegen die Wellen die Bewegungen des Bugs und des Hecks relativ zum Schleppwagen gemessen, aus denen die Tauch- und Stampfbewegung berechnet wurde. Gleichzeitig wurde wie an der Großausführung der Druck am Vorsteven sowie mittschiffs gemessen. Die Wellenhöhe wurde mit der HSVA-Ultraschall-Wellensonde ermittelt. Daraus wurden die Einflußfunktionen für die Stampf- und Tauchbewegung bestimmt.

Ferner wurden die Einflußfunktionen nach der Theorie von Grim mit einem am Institut für Schiffbau vorhandenen Programm nach der Streifenmethode berechnet. Dabei wurde, da das Trägheitsmoment des Schiffes nicht bekannt ist, ebenso wie bei den Modellversuchen mit dem 1,1 fachen Wert des Trägheitsmomentes des verdrängten Wassers gerechnet.

In Abb. 18 sind die Ergebnisse der Theorie, des Modellversuchs und der Untersuchungen an der Großausführung für die Stampfbewegung und in Abb. 19 für die Tauchbewegung einander gegenübergestellt. Hier treten die Fehler, mit denen das Seegangsspektrum behaftet ist, deutlich zutage. Die Tendenz der Fehler ist die gleiche wie bei den Versuchen mit dem ship borne wave recorder von Tucker auf dem Wetterschiff Weather Reporter [23-25]. Eine Korrektur der gemessenen Druckwerte um 5-10% würde zu einer guten Übereinstimmung von Theorie und Versuch führen; doch kann, wie gesagt, die wirklich anzubringende Korrektur nur durch eine gleichzeitig durchgeführte Messung mit einer Boje oder einem anderen bewährten Wellenmeßgerät bestimmt werden. Ein derartiges Gerät ist z.Zt. bei uns leider nicht verfügbar.

Abb. 20 zeigt die Phasen zwischen Stampfen und Tauchen und die Kohärenz. Obwohl die Kohärenz sehr hoch ist, ergibt der Großversuch wesentlich höhere Phasen.

Die Einflußfunktionen für die absolute Bewegung des vorderen Lots aus Theorie und Großversuch sind in Abb. 21 dargestellt. Es zeigt sich, verständlicherweise die gleiche Tendenz wie bei der Tauch- und Stampfbewegung.

IX. Zusammenfassung:

In der vorliegenden Arbeit wurde über die ersten Messungen der Schiffsbewegungen und des Seegangs auf dem Forschungsschiff 'Meteor' berichtet. Die Meßanlage wurde kurz beschrieben und die theoretischen Grundlagen angegeben. Die angeführten Ergebnisse zeigen, daß die Meßanlage, abgesehen von der vor auszusehenden Unsicherheit in der Bestimmung der Seegangsfunktion, die in sie gesetzten Erwartungen erfüllt. Kleinere Fehler an der Anlage, die naturgemäß an neuentwickelten Geräten auftreten und auf die hier nicht eingegangen wurde, sind in der Zwischenzeit beseitigt. Es steht also eine Anlage zur Verfügung, die es erlaubt, Untersuchungen über die Bewegungen von vorhandenen Schiffen in natürlichem Seegang durchzuführen.

Der Bericht zeigt ferner, daß für einen Kurs von 180° gegen die Wellenlaufrichtung die theoretisch und durch den Modellversuch ermittelten Einflußfunktionen recht gut übereinstimmen und der Großversuch die gleichen Ergebnisse liefert, wenn man das Seegangsspektrum korrigiert.

g

Zu danken ist der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die großzügige Sachbeihilfe zur Beschaffung der Geräte, Herrn Thiemann vom Institut für Schiffbau für die Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Messungen und Herrn Schulze vom IfS, der einen Teil der Programme erstellte und einen Großteil der Rechnungen durchführte.

X. Literatur:

- [1] Kriloff, A New Theory of the Pitching Motion of Ships in Waves and on the Stresses Produced by this Motion. TINA 1896
- [2] Kriloff, A General Theory of the Oscillations of a Ship in Waves. TINA 1898
- [3] Weinblum-St. Denis, On the Motions of Ships at Sea. TSNAME 1951
- [4] Grim, Berechnung der durch Schwingungen an einem Schiffskörper erzeugten hydrodynamischen Kräfte. JSTG 1953
- [5] Grim, Die Schwingungen von schwimmenden zweidimensionalen Körpern. HSVA-Bericht 1090 (1956)
HSVA-Bericht 1117 (1957)
- [6] Grim, Durch Wellen an einem Schiffskörper erregte Kräfte. Proc. Symp. on the Behavior of Ships in a Seaway, Wageningen 1957.
- [7] Grim, A Methode for a more Precise Computation of Heaving and Pitching Motions Both in Smooth Water and in Waves. Third Symp. on Naval Hydrodynamics, Scheveningen 1960.
- [8] Gerritsma, Ship Motion in Longitudinal Waves. ISP 1960.
- [9] Golovato, The Forces and Moments on a Heaving Surface Ship. Journ. of Ship Res. 1957.
- [10] Tasai, Hydrodynamic Force and Moment Produced by Swaying and Rolling Oscillations of Cylinders on the free Surface. Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu University, 1961.

- [11] Korvin-Kroukovski, Theory of Seakeeping.
New York 1961, York 1961.
- [12] Vossers, Behavior of Ships in Waves.
Resistance, Propulsion and Steering of Ships,
Band C. Haarlem 1962.
- [13] Pierson, An unified Mathematical Theory for the Analysis
Propagation and Refraction of Storm Generated
Ocean Surface Waves.
Res.Div.Coll.of Eng.,New York University, 1952.
- [14] St.Denis-Pierson, On the Motion of Ships in Confused Seas.
TSNAME 1953.
- [15] Wiener, Extrapolation, Interpolation and Smoothing of
Stationary Time Series.
London 1960.
- [16] Rice, Mathematical Analysis of Random Noise.
Selected Papers on Noise and Stochastic Processes.
Dover Publication, New York 1954.
- [17] Blackman-Tukey, The Measurement of Power Spectra.
Dover Publication, New York 1958.
- [18] Longuet-Higgins, The Statistical Analysis of a Random Moving
Surface Ship.
Phil.Trans.Roy.Soc. A 249 (1957).
- [19] Bartsch, Statistische Methoden zur Untersuchung der Bewegun-
gen eines Schiffes im Seegang.
Schiffstechnik 1959.
- [20] Keil, Über die Bestimmung von Spektren des Seegangs und
der Schiffsbewegungen.
Schiffstechnik 1964
- [21] Tucker, A Ship Borne Wave Recorder.
Int.Report NIO, Wormley 1954.
- [22] Bremer-Lange-Zerna, Analogrechner und Umsetzengerät für die
Untersuchung des Seeverhaltens von Schiffen.
AEG-Mitteilungen 1964.

- [23] Canhan-Cartwright-Goodrich-Hogben,
Seakeeping Trials on OWS WeathernReporter.
TRINA 1962.
- [24] Hogben, A Note on the Analysis of the Weather Reporter
Trials.
INternal Report of NPL, Ship Division.
- [25] Cartwright, The Use of Directional Spectra in Studying the
Output of a Wave Recorder on a Moving Ship.
Conf.on Ocean Wave Spectra, Washington 1961.

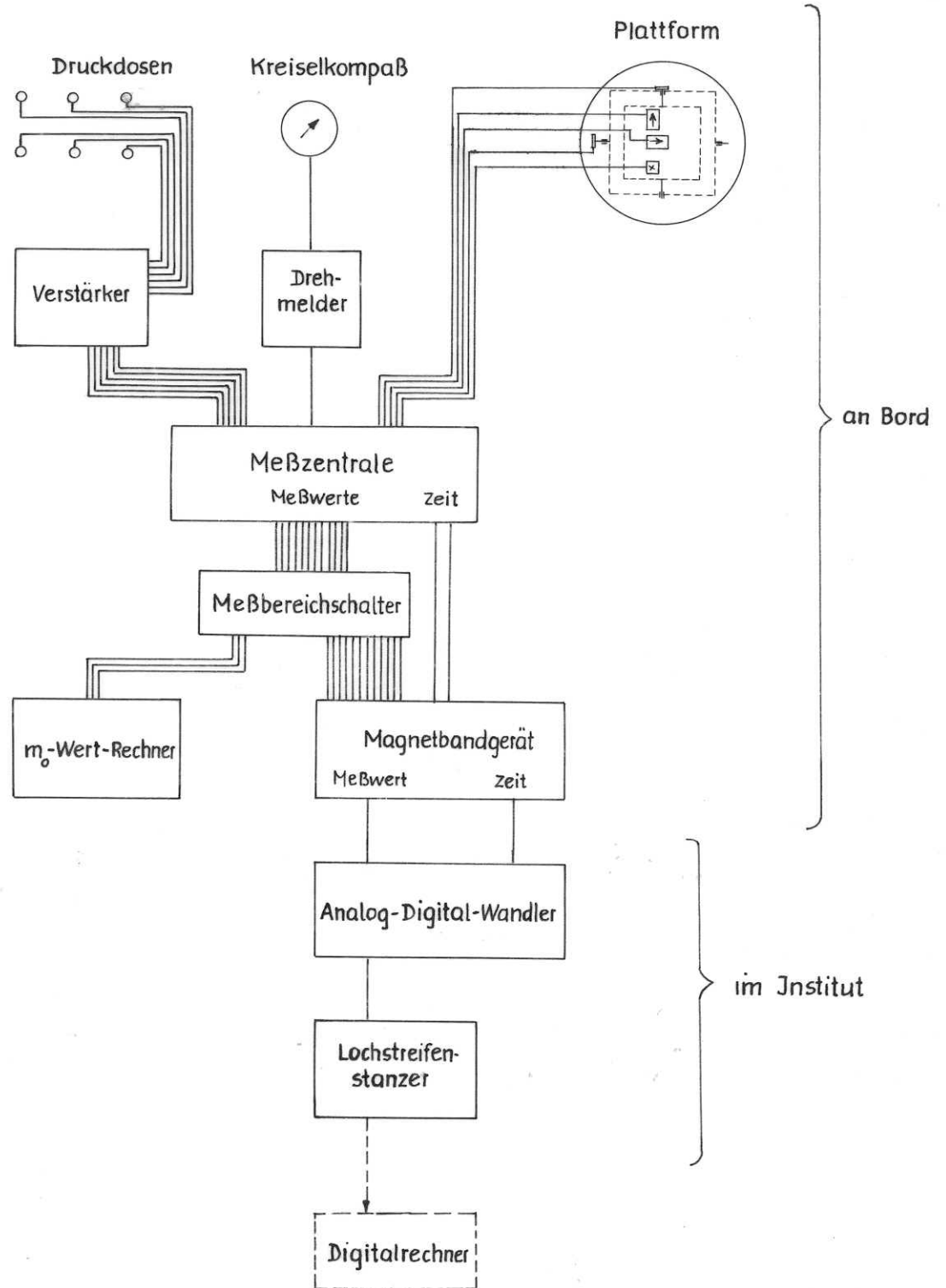
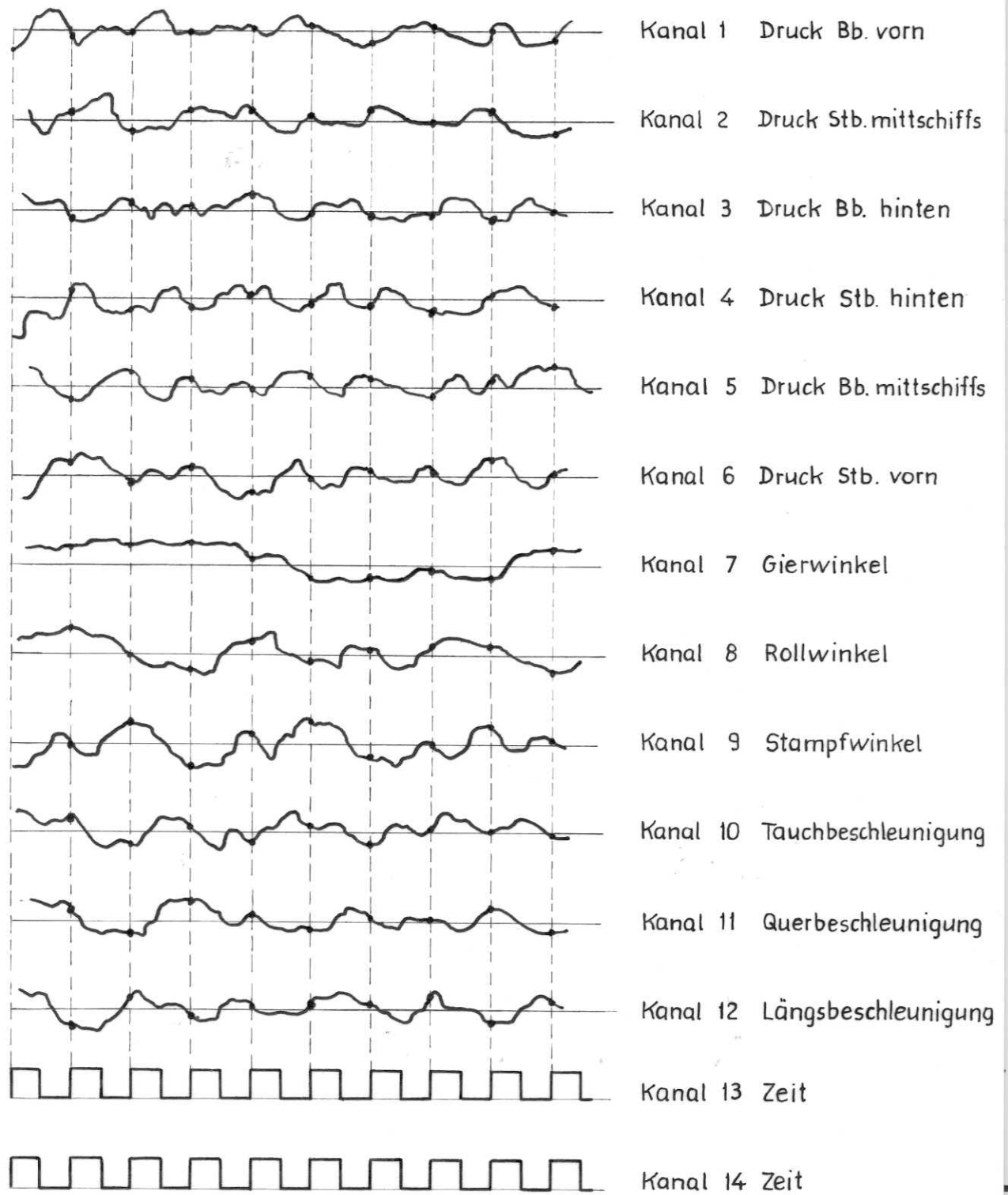
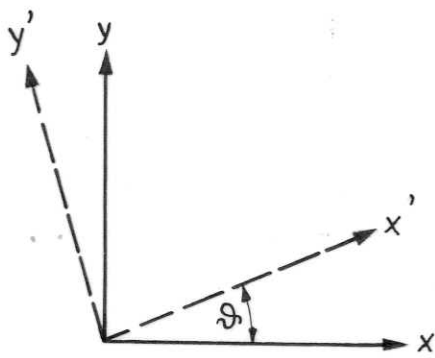
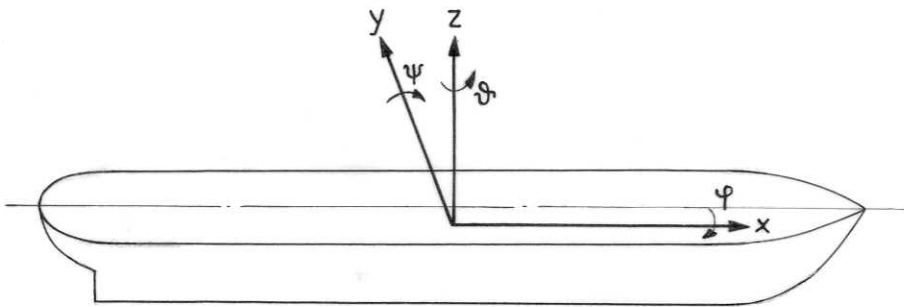


Abb. 1 Blockschaltbild der Meß- und Auswerteinrichtung

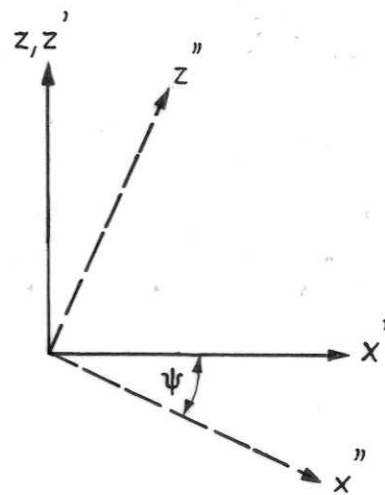


• Werte, die digitalisiert werden

Abb. 5 Ausschnitt einer Magnetbandregistrierung

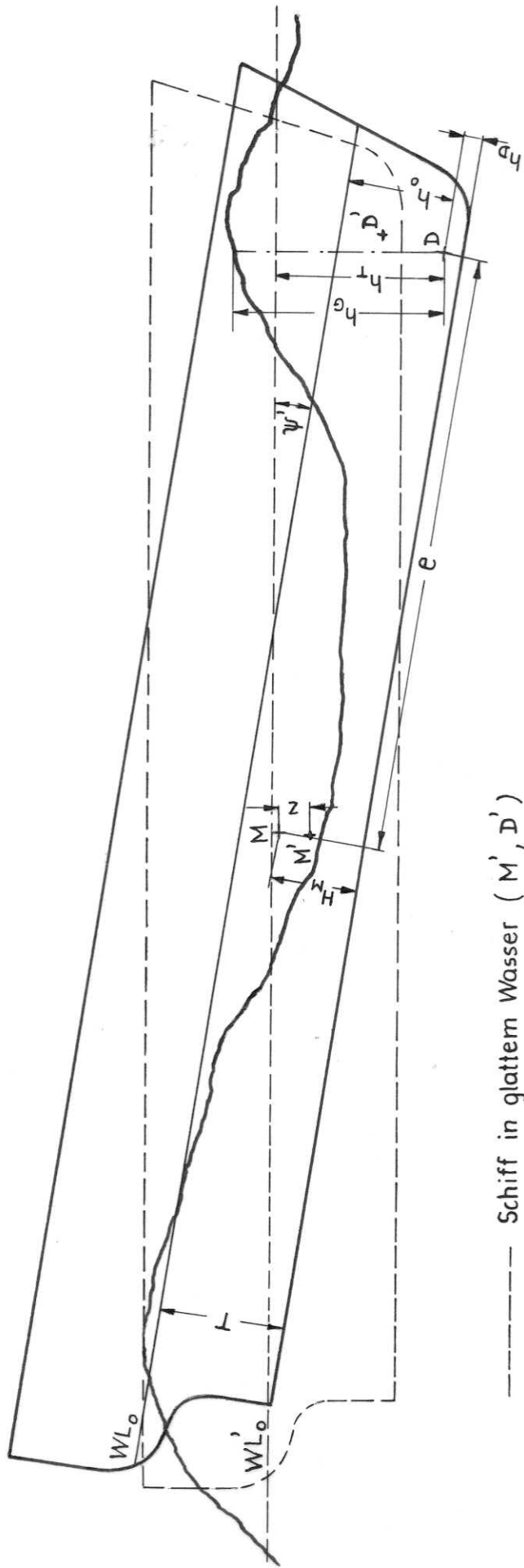


$x - y - \text{Ebene}$



$x' - z' - \text{Ebene}$

Abb. 7 Koordinatensysteme



----- Schiff in glattem Wasser (M', D')

Abb. 8 Zur Bestimmung der Wellenhöhe aus der Bewegung

$L_{pp} = 72,80 \text{ m}$
 $B = 13,50 \text{ m}$
 $T = 5,10 \text{ m}$

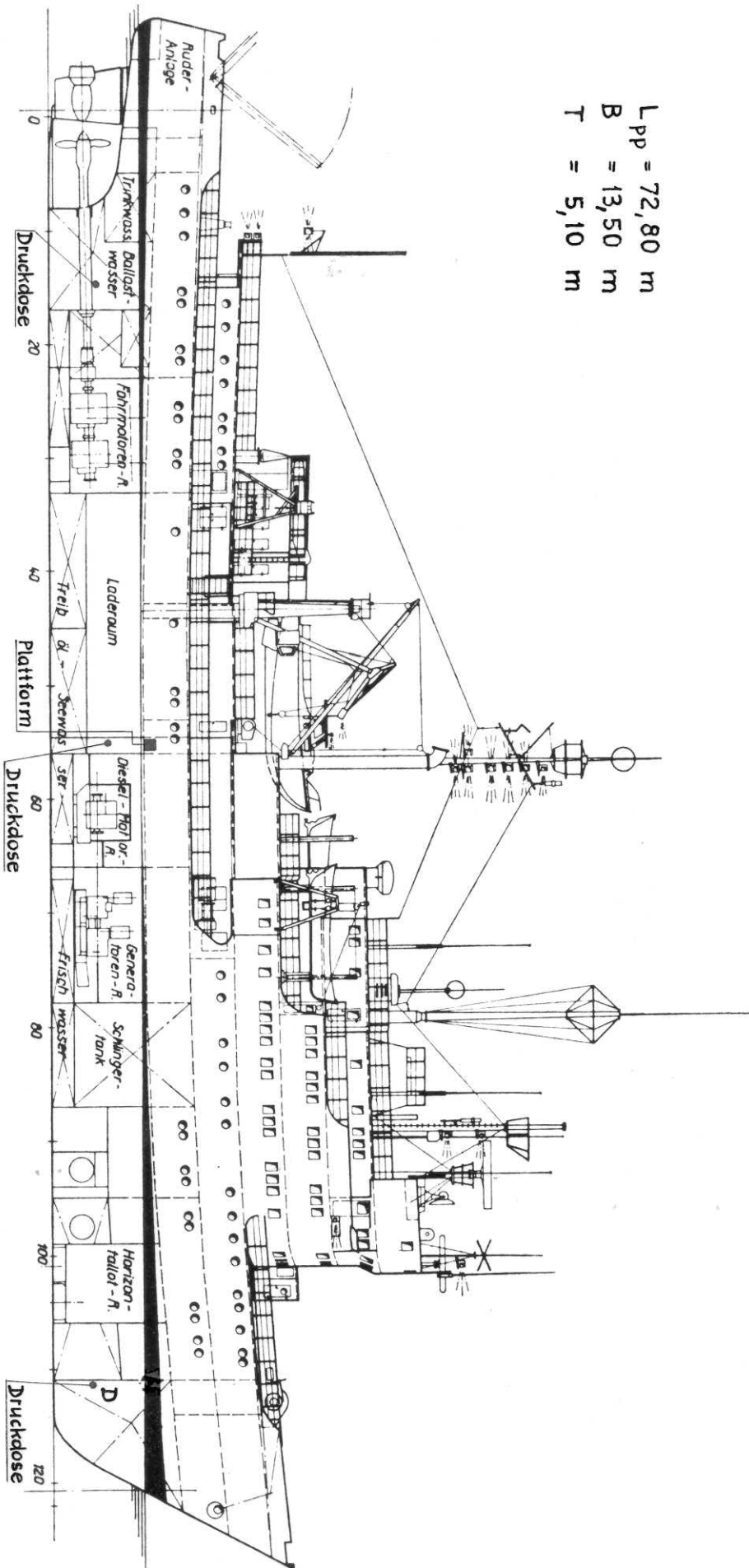


Abb. 9 Meßanlage auf „Meteor“

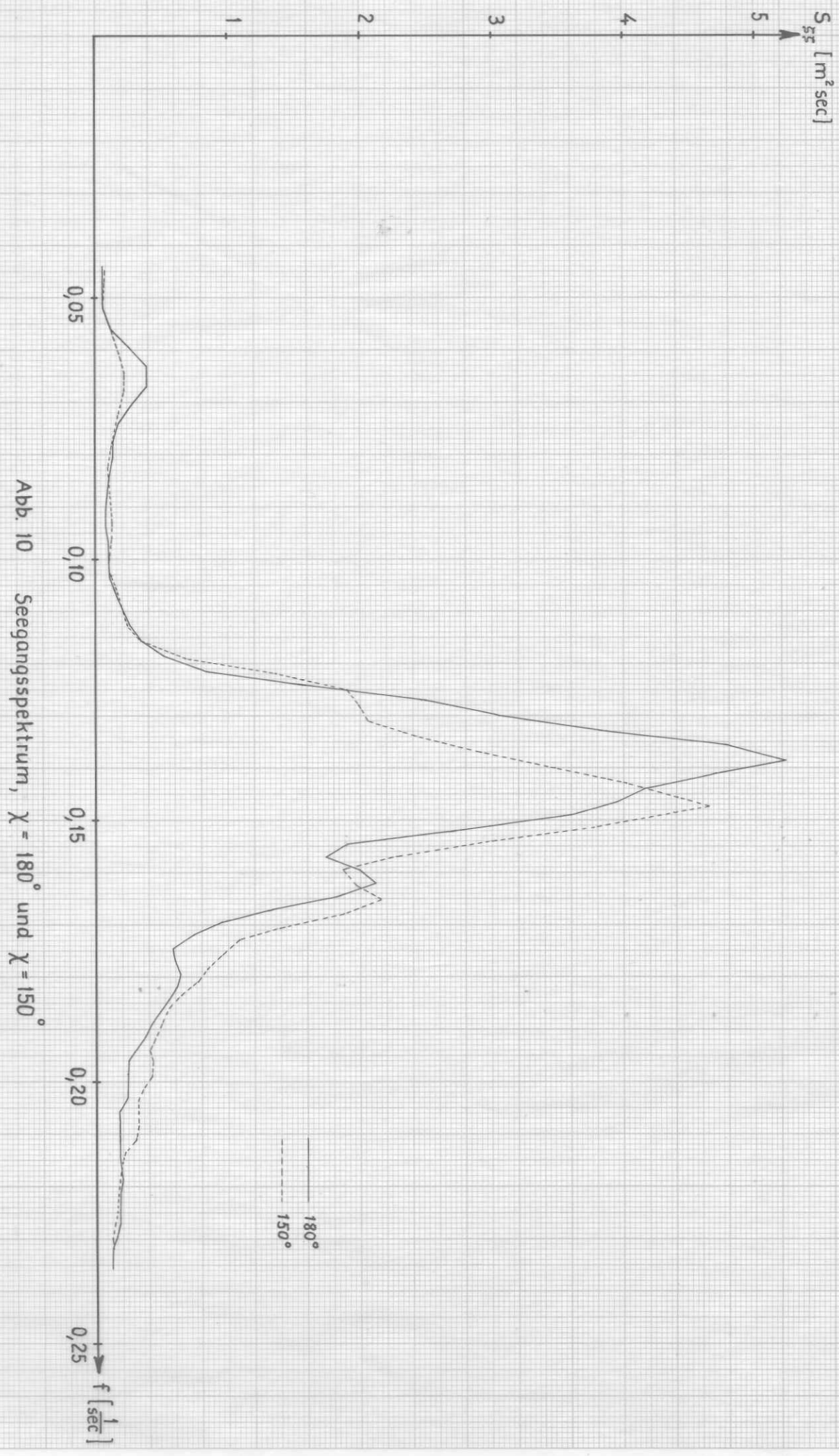


Abb. 10 Seegangsspektrum, $\chi = 180^\circ$ und $\chi = 150^\circ$

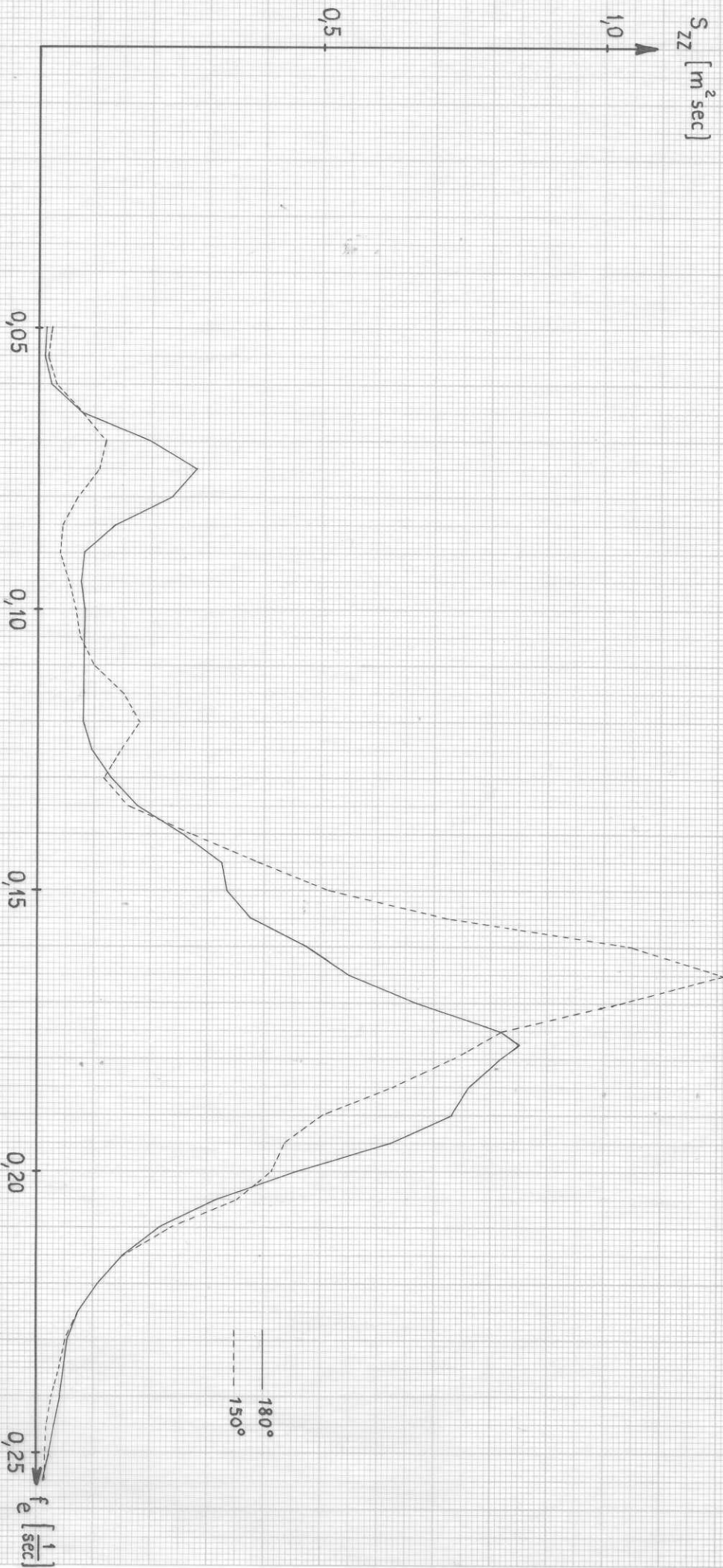


Abb. 11 Tauchspektrum, $\chi = 180^\circ$ und $\chi = 150^\circ$

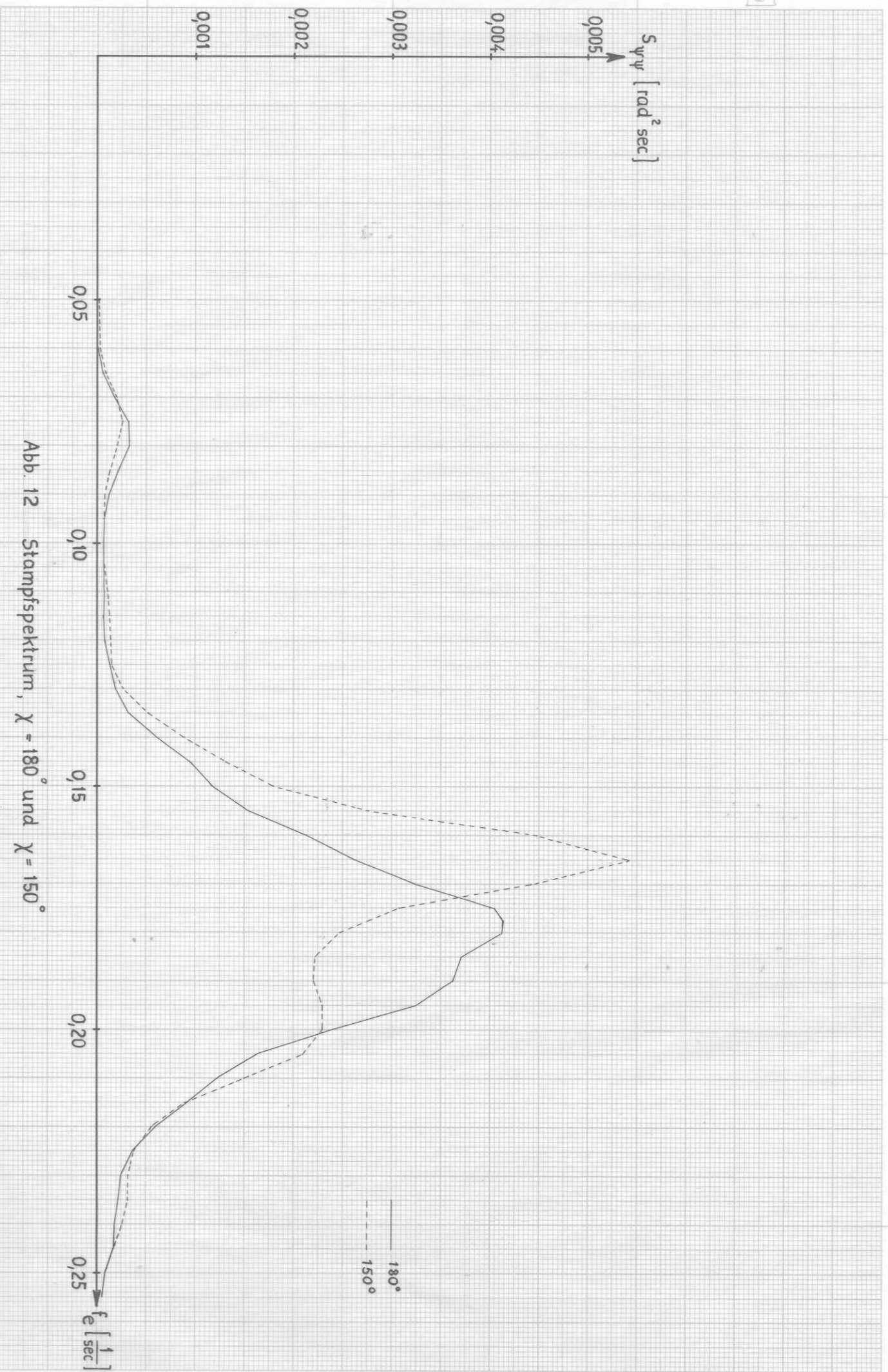


Abb. 12 Stampfspektrum, $\chi = 180^\circ$ und $\chi = 150^\circ$

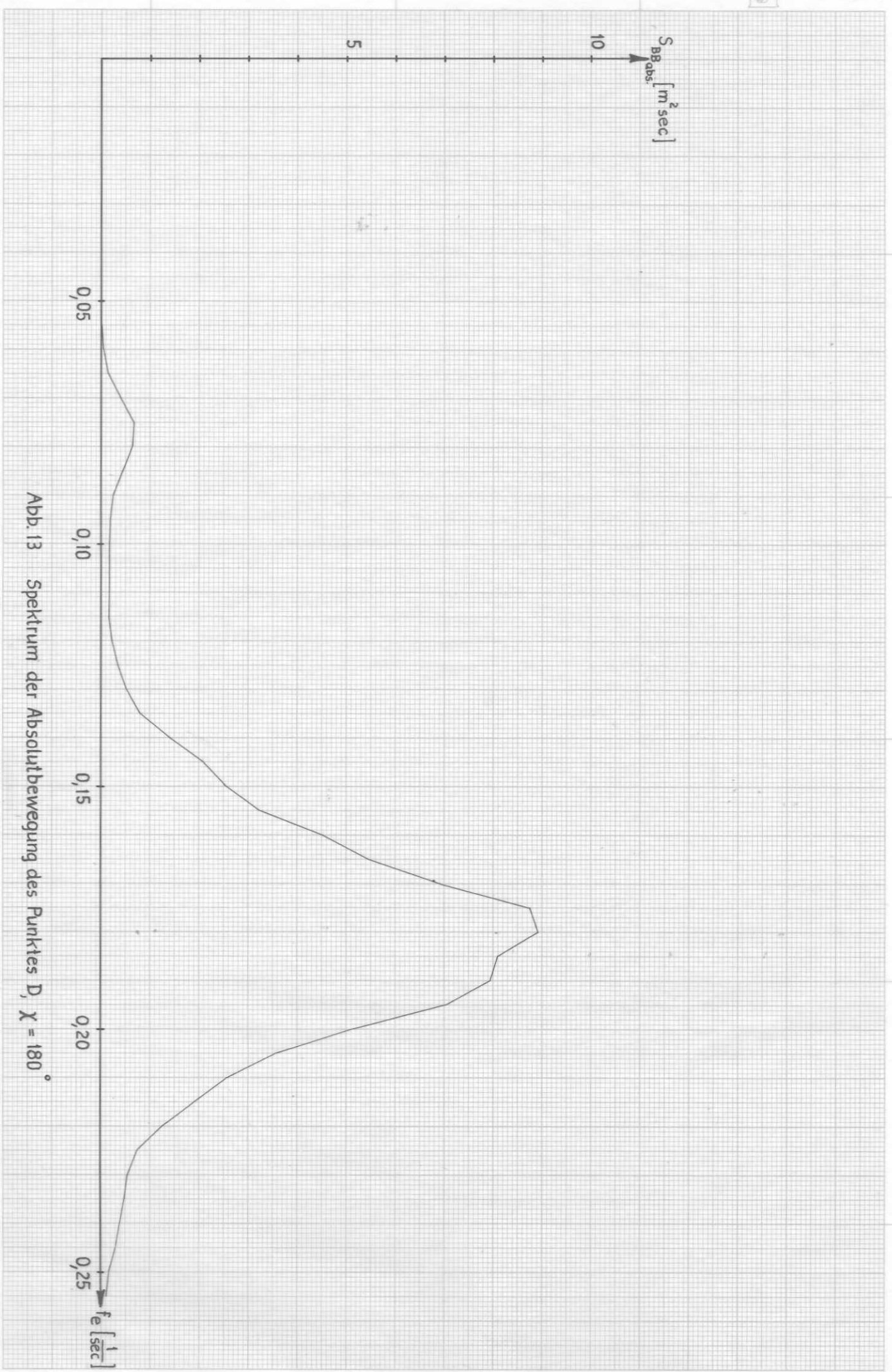


Abb. 13 Spektrum der Absolutbewegung des Punktes D, $\chi = 180^\circ$

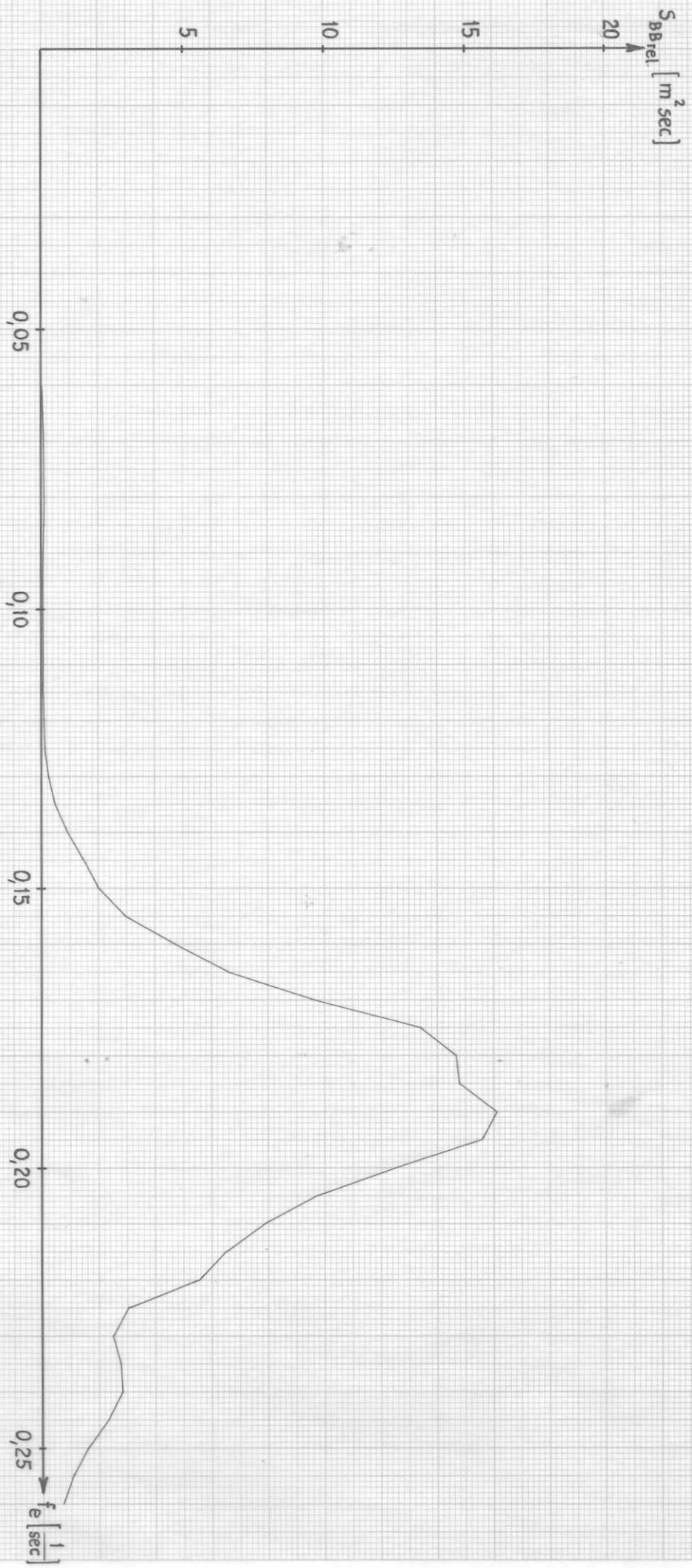


Abb. 14 Spektrum der Relativbewegung des Punktes D, $\chi = 180^\circ$

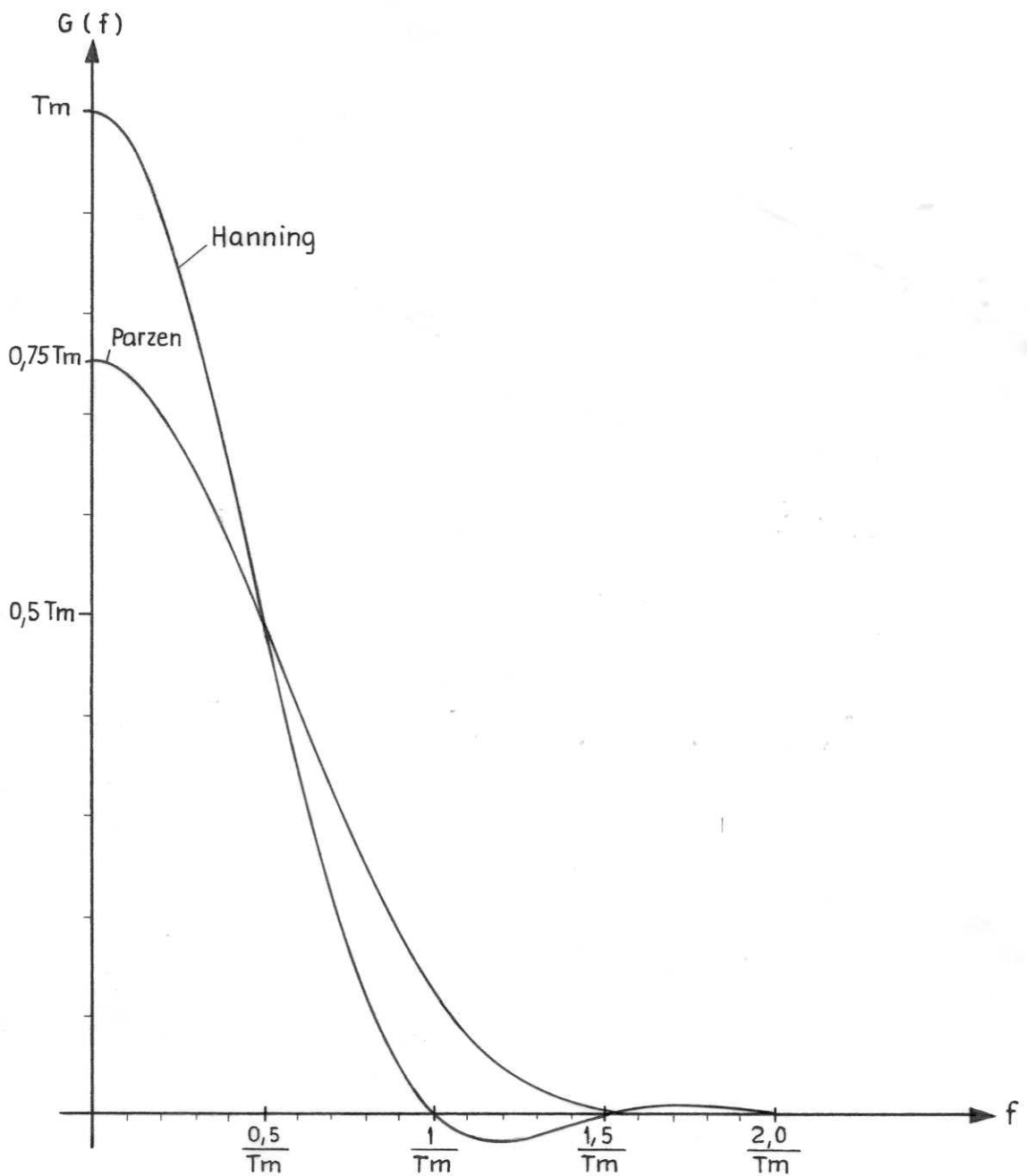
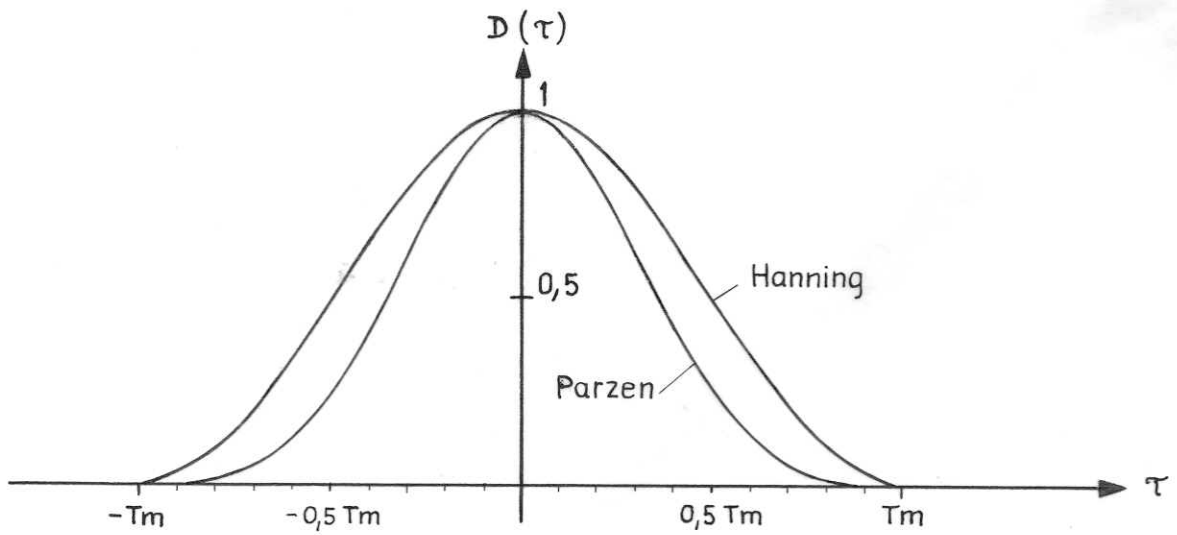


Abb. 15 Glättungsfunktionen Parzen und Hanning

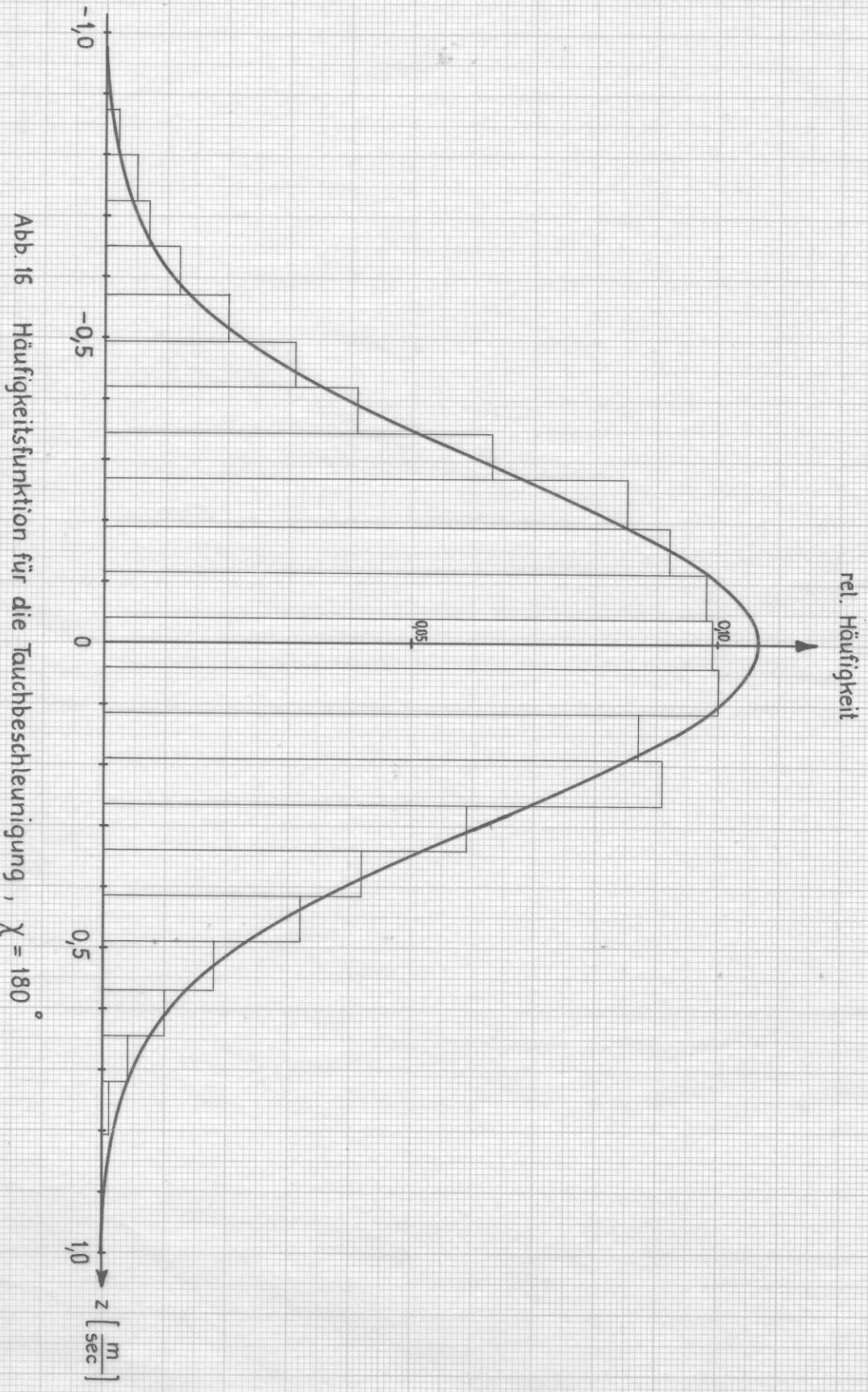


Abb. 16 Häufigkeitsfunktion für die Tauchbeschleunigung, $\chi = 180^\circ$

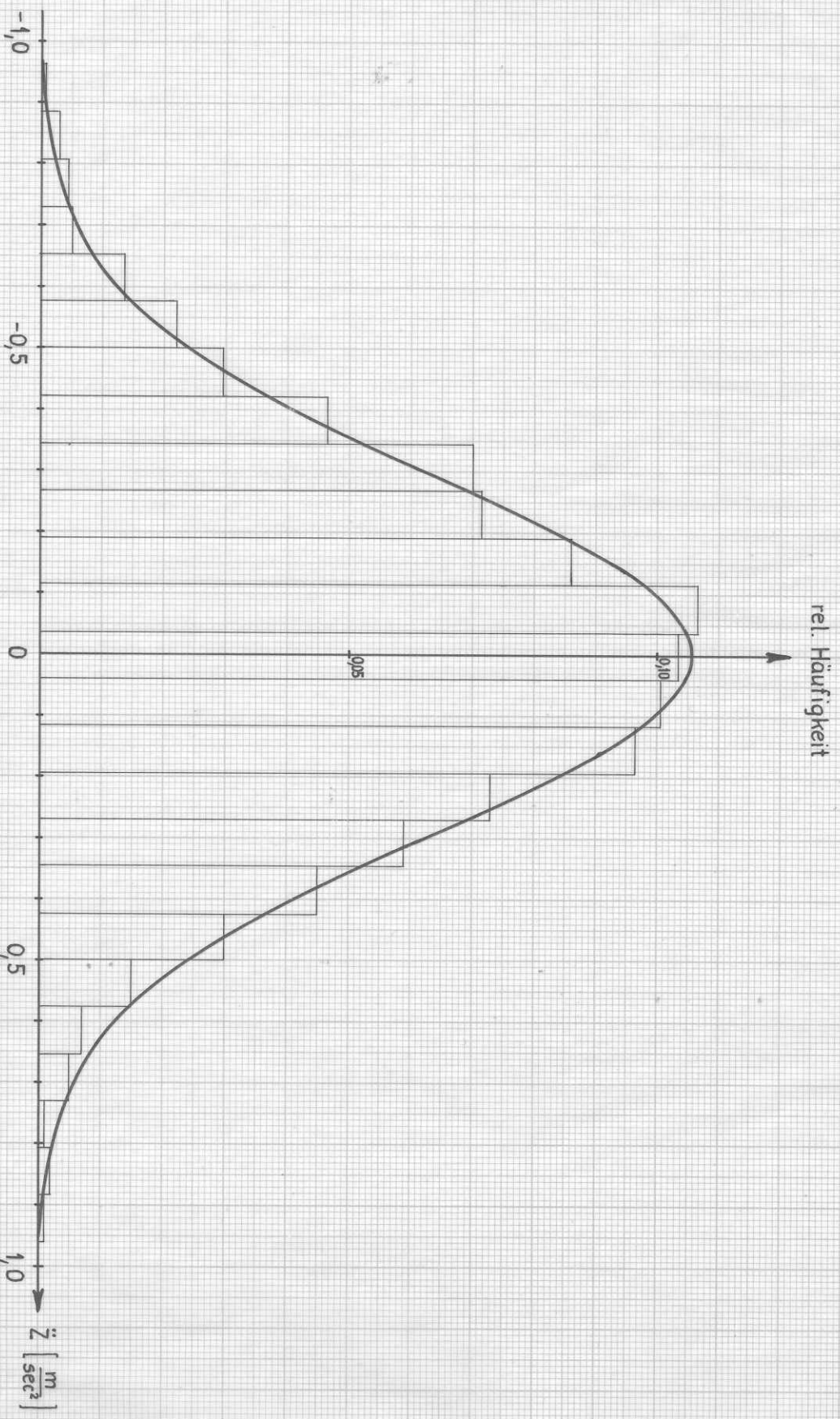


Abb. 17 Häufigkeitsfunktion für die Tauchbeschleunigung, $\chi = 150^\circ$

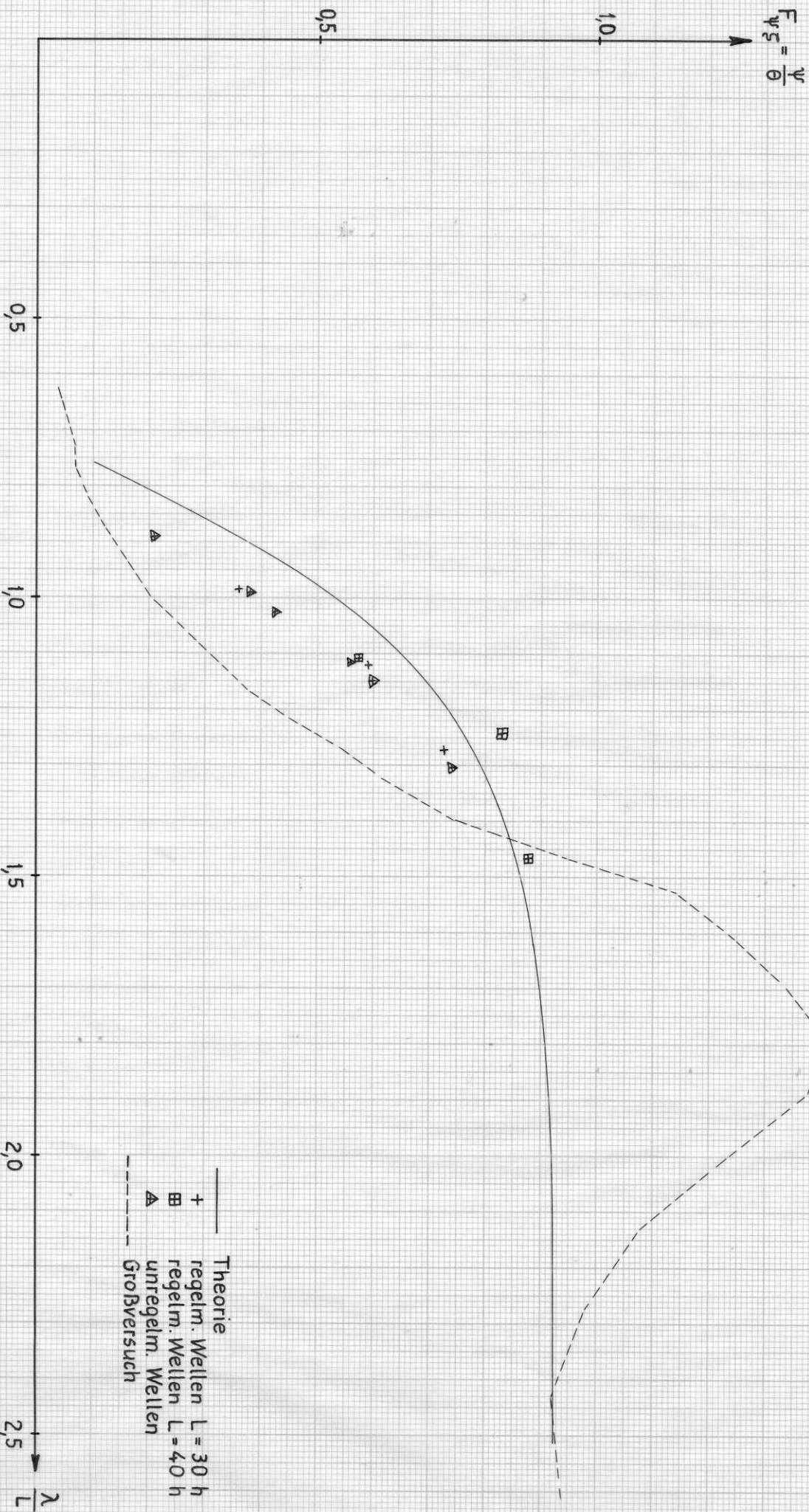


Abb. 18 Einflussfunktion der Stampfbewegung, $\chi = 180^\circ$

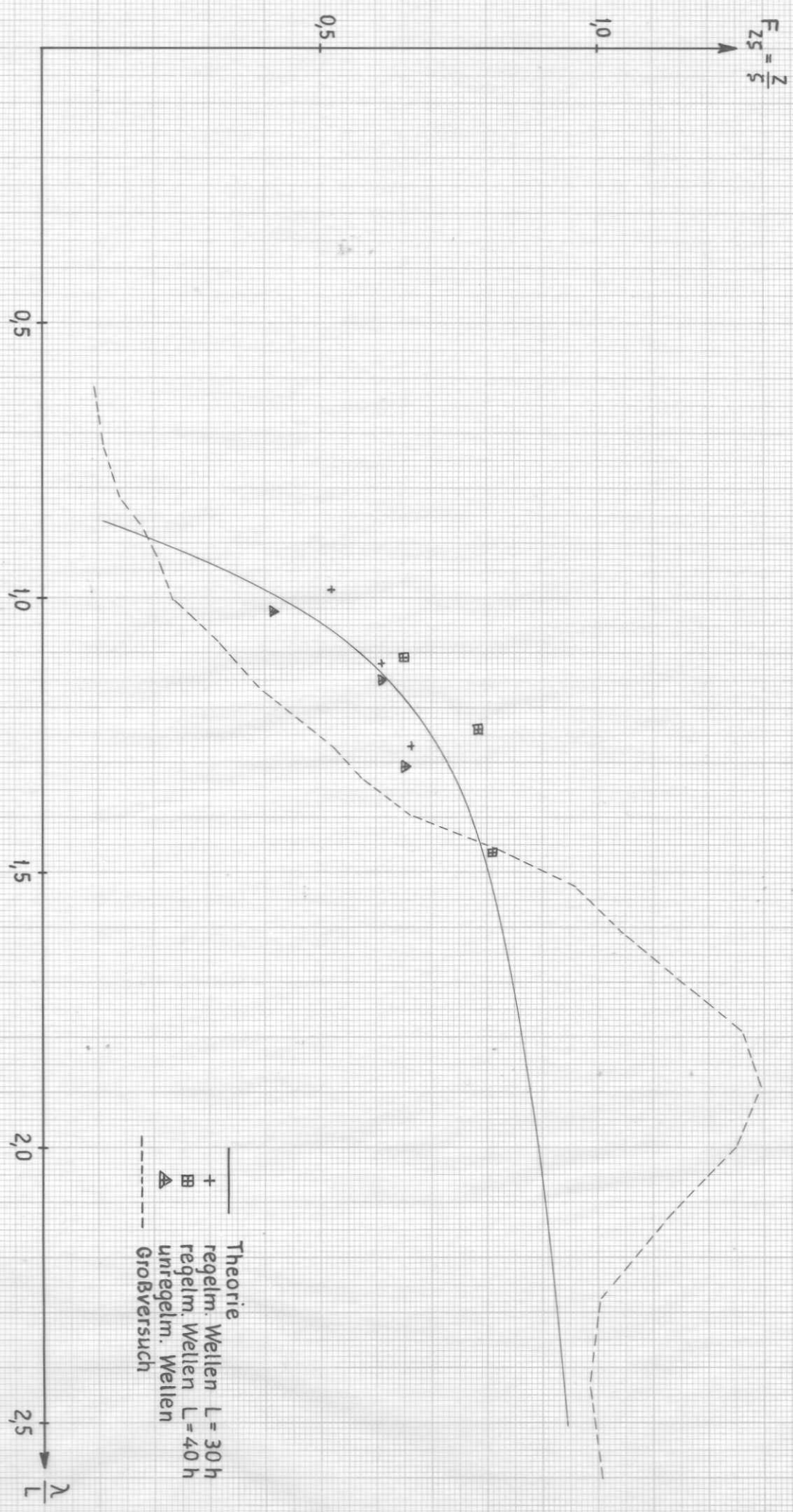


Abb. 19 Einflußfunktion der Tauchbewegung, $\chi = 180^\circ$

+ Theorie
 regelm. Wellen $L = 30h$
 ▲ regelm. Wellen $L = 40h$
 --- unregelm. Wellen
 --- Grobversuch

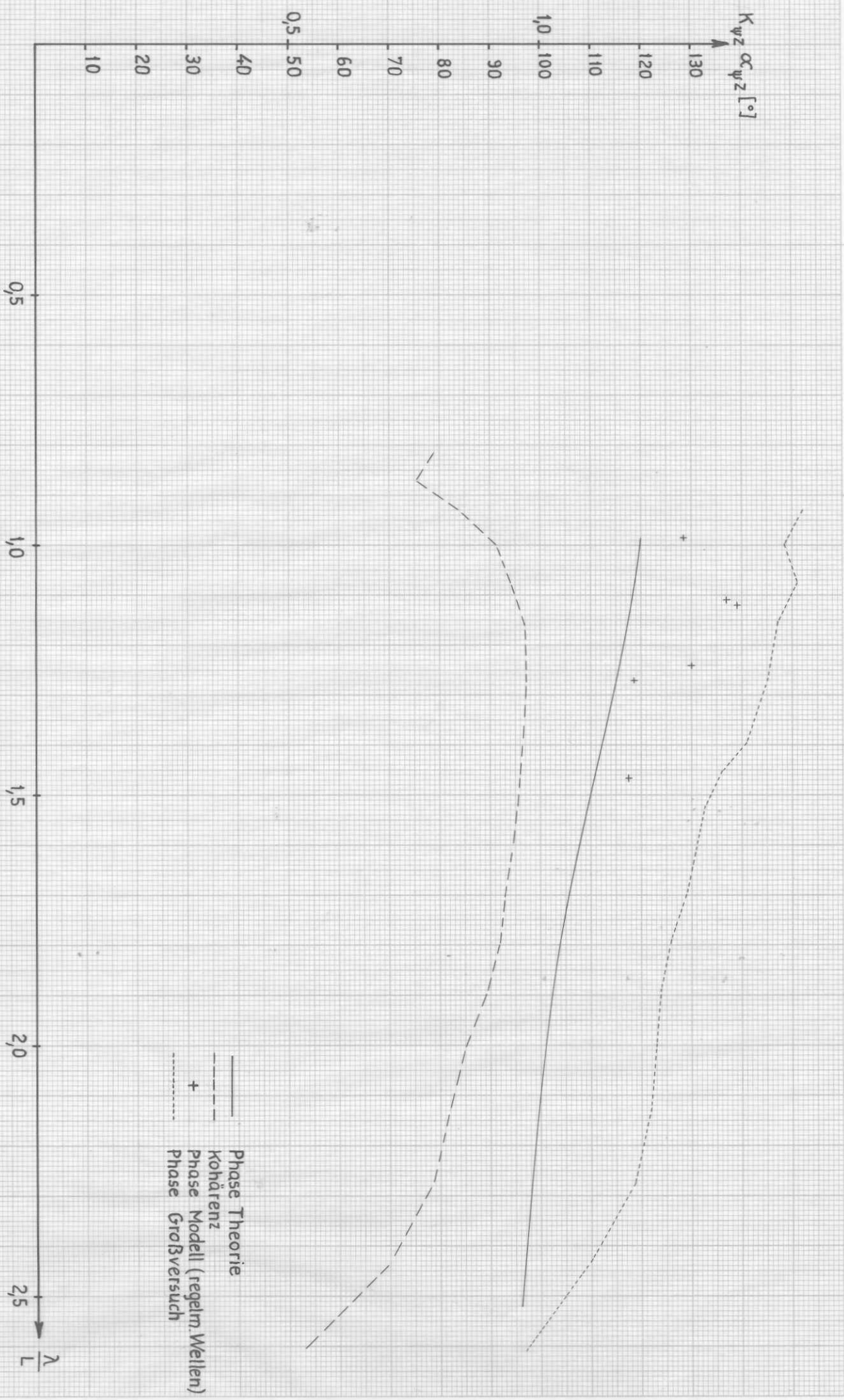


Abb. 20 Phasen und Kohärenz Stampfen-Tauchen $\chi = 180^\circ$

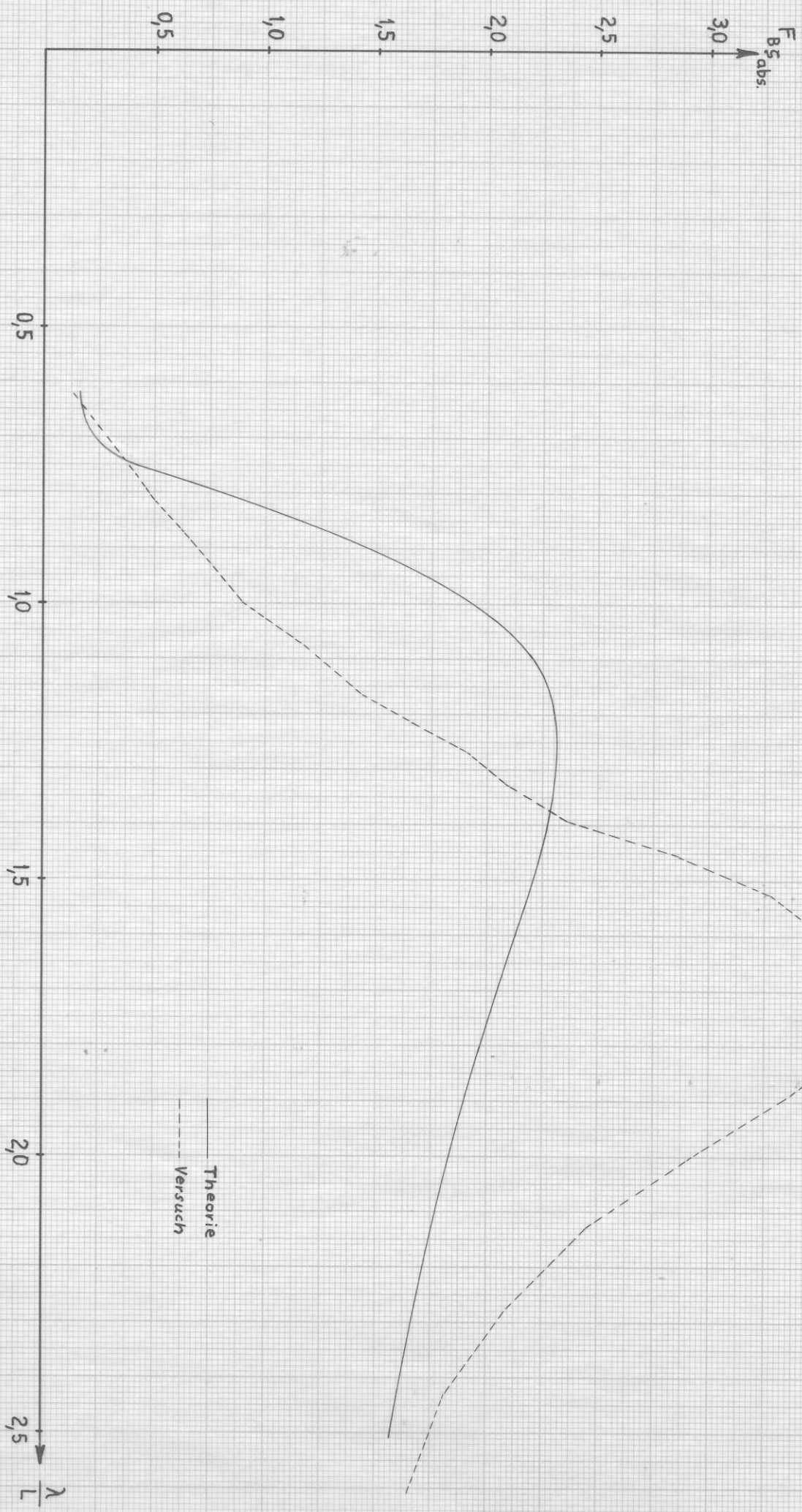


Abb. 21 Einflußfunktion der Absolutbewegung von VL, $\chi = 180^\circ$