

# **KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE**

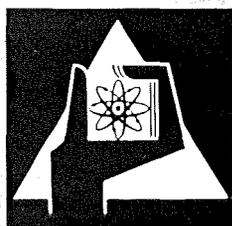
November 1972

KFK 1701

Institut für Angewandte Systemtechnik und Reaktorphysik  
Projekt Schneller Brüter

Systematische Fehler und Korrekturmöglichkeiten bei inverskinetischen Kontrollstabeichungen

H. Walze



**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

1972

KFK 1701

Institut für Angewandte  
Systemtechnik und Reaktorphysik

Projekt Schneller Brüter

Systematische Fehler und Korrekturmöglichkeiten  
bei inverskinetischen Kontrollstabeichungen

H. Walze

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe



Systematische Fehler und Korrekturmöglichkeiten  
bei inverskinetischen Kontrollstabweichungen

Zusammenfassung

Im vorliegenden Bericht werden die bei inverskinetischen Reaktor-kontrollstabweichungen am häufigsten auftretenden systematischen Fehler zusammengestellt und entsprechende Korrekturmöglichkeiten angegeben. Als quantitative Beispiele dienen Kontrollstabmessungen, die an der SNEAK (Schnelle Null-Energie-Anordnung Karlsruhe) durchgeführt wurden.

Die Einflüsse des Meßzeitintervalls, der Meßtechnik, der zusätzlichen Neutronenquelle, der reaktorkinetischen Parameter und des verzögerten Gammaflusses machen sich entweder nur sehr geringfügig bemerkbar oder lassen sich relativ einfach eliminieren. Das galt bisher nicht für die betragsmäßig großen Meßfehler infolge örtlicher Oberwellen in der Neutronenflußverteilung. Diese Art systematischer Fehler stellte die Vorteile der kontinuierlichen Stabweichungen bezüglich der mehr konventionellen Periodenmessungen infrage, da bisher nur Korrekturmethoden zur Verfügung standen, die ausschließlich bei der Messung sprungförmiger Reaktivitätsänderungen zum Erfolg führten. Hier wird über eine neu entwickelte iterative Methode berichtet, die auch auf relativ langsame, d.h. nichtsprungförmige Reaktivitätsänderungen anwendbar ist, wie sie bei inverskinetischen Kontrollstabweichungen auftreten. Die Methode lieferte bei SNEAK befriedigende Ergebnisse.

5.10.1972

Systematic Errors and Correction Possibilities  
in Inverse Kinetic Control Rod Calibrations

Abstract

This report presents a survey of the most important systematic errors which appear when reactor shim rods are calibrated by means of the continuous run method. Possible corrections are described. Rod calibrations at the fast zero power critical facility SNEAK (Schnelle Null-Energie-Anordnung Karlsruhe) serve as examples.

The influences of the integrating time interval, the measuring techniques, the additional neutron source, the reactor kinetic parameters and the delayed gamma flux are either neglectable or can be corrected easily.

Up to now this was not true for the large errors according to space dependent higher harmonics of the neutron flux distribution. This kind of systematic error was a big disadvantage of the continuous run method compared with the more conventional stable period measurement, because there were only correction procedures for stepwise reactivity changes. Here a new iterative method is described, which can also be applied to slow, that is, not stepwise reactivity changes as they appear when a shim rod is calibrated continuously.

For rod calibrations at SNEAK, this method gave satisfying results.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Fehlereinflüsse	10
1) Einfluß des Meßzeitintervalls $\Delta t$	11
2) Einfluß des Quellterms	13
3) Einfluß der Meßtechnik	16
4) Einfluß der reaktorkinetischen Parameter	20
5) Einfluß der $\gamma$ -Strahlung	21
6) Einfluß örtlicher Flußoberwellen	23
III. Schlußbemerkungen	35
Referenzen	37
Tabellen	41
Abbildungen	



## I. Einleitung

Durch die ortsunabhängigen kinetischen Gleichungen für einen Reaktor werden Neutronenfluß, zusätzliche Neutronenquelle und Reaktivität als globale Größen miteinander verknüpft.

Die inverse Lösung dieser Gleichungen, d.h. die Lösung nach der Reaktivität, bildet die Grundlage für eine Methode, mit der kontinuierliche Reaktivitätsänderungen als Funktion des zeitveränderlichen Neutronenflusses und der Neutronenquellstärke ermittelt werden können. In der Literatur ist sie als "inverse kinetics method" oder als "continuous run method" bekannt.

Die Methode wird häufig für Kontrollstabeichungen im Nullleistungsbereich angewandt /1/, /2/, /3/, /4/, /5/ und /6/, weil sie z.B. wesentlich schneller als Periodenmessungen - mit denen die Eichung eines Stabes ca. 9 Stunden dauert - zu einer vollständigen Eichkurve führt, und weil sie im Vergleich zu rod drop Messungen den Vorteil hat, daß die zu eichenden Steuerorgane nicht sprunghaft verstellt zu werden brauchen, was bei den meisten Reaktoren ohnehin nur bei Sicherheitsstäben möglich ist.

Die Hauptnachteile der inverskinetischen Methode - die allerdings auch teilweise den klassischen Verfahren anhaften - sind systematische Fehler, die z.B. durch eine falsch berücksichtigte Neutronenquelle, durch ungenaue reaktorkinetische Parameter oder dadurch entstehen können, daß der an einem bestimmten Ort im Reaktor gemessene Neutronenfluß nicht der globalen Größe entspricht, die in den punktkinetischen Gleichungen vorausgesetzt wird.

Im folgenden sollen die wichtigsten systematischen Fehler dieser Methode zusammengestellt und in einigen Fällen Korrekturmöglichkeiten angegeben werden.

Anhand von inverskinetischen Reaktivitätsmessungen an SNEAK (Schnelle-Null-Energie-Anordnung Karlsruhe /7/) wird der quantitative Einfluß dieser Fehler auf die Meßwerte untersucht.

Zunächst soll jedoch noch einmal die inverskinetische Methode beschrieben werden.

Die punktkinetischen Gleichungen stellen eine diffusionstheoretische Näherung dar. Sie lassen sich aus der Eingruppen-Diffusionsgleichung unter der Voraussetzung einer möglichen Separierbarkeit von Ort und Zeit ableiten und als System von  $N+1$  linearen gekoppelten Differentialgleichungen anschreiben:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\Delta k_p(t)}{l} n(t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i(t) + S \quad (1)$$

und

$$\frac{d C_i(t)}{dt} = \frac{k(t) \cdot \beta_i}{l} \cdot n(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (2)$$

Die einzelnen Größen haben die allgemein bekannte Bedeutung, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll.

Insbesondere bezeichnet  $k_p$  den Multiplikationsfaktor der prompten Neutronen.  $l$  ist die Lebensdauer der prompten Neutronen, die hier als zeitunabhängig angenommen wird.

Es gilt also

$$\Delta k_p(t) = k(t) (1-\beta) - 1$$

bzw.

$$\Delta k_p(t) = \Delta k(t) - k(t) \beta$$

Häufig wird auch eine Form der Gleichungen benutzt, die die Neutronengenerationszeit

$$\Lambda = \frac{1}{k(t)}$$

verwendet, so daß die Reaktivität nur noch in Gl. (1) erscheint.

Für jedes spaltbare Element bzw. für jedes Isotop eines spaltbaren Elementes werden im allgemeinen 6 Gruppen von verzögerten Neutronen berücksichtigt ( $i = 1 \dots 6$ ).

Für schwerwassermoderierte Reaktoren, in denen die relativ langlebigen Photoneutronen entstehen, rechnet man dagegen häufig mit 10 Gruppen. Die kinetischen Reaktorparameter erhält man in der Regel aus Multigruppendiffusionsrechnungen, an die Störungsrechnungen angeschlossen werden.

Es gibt nun 2 Möglichkeiten, die Gleichungen (1) und (2) nach der Reaktivität als Funktion des zeitveränderlichen Neutronenflusses zu lösen.

Zunächst soll eine Lösung beschrieben werden, die ohne Integration auskommt.

Für den quellfreien Fall ( $S = 0$ ) erhält man aus den Gleichungen (1) und (2)

$$\frac{dn(t)}{dt} = \left( \frac{\Delta k(t)}{k(t)} - \beta \right) \cdot \frac{k(t) \cdot n(t)}{l} + \sum_{i=1}^N \frac{\lambda_i \beta_i}{l} \cdot k(t) \cdot X_i(t) \quad (3)$$

und

$$\frac{dX_i(t)}{dt} = n(t) - \lambda_i X_i(t) \quad (4)$$

mit

$$X_i(t) = \frac{1 \cdot l_i(t)}{k(t) \cdot \beta_i}$$

Dabei muß allerdings die Voraussetzung  $\frac{1}{k(t)} \frac{dk(t)}{dt} \ll \frac{1}{X(t)} \frac{dX(t)}{dt}$  erfüllt sein.

Aus Gleichung (3) ergibt sich die in § gemessene Reaktivität zu

$$\rho(t) = \frac{\Delta k(t)}{k(t)\beta} = 1 + \frac{1}{n(t)} \left( \frac{1}{k(t)\beta} \cdot \frac{dn(t)}{dt} - \sum_{i=1}^N a_i \lambda_i X_i(t) \right) \quad (5)$$

mit

$$a_i = \frac{\beta_i}{\beta}$$

Die Anfangsbedingungen erhält man unter der Voraussetzung, daß die Konzentrationen der Mutterkerne der verzögerten Neutronen für einen ursprünglich stabilen Reaktor ihre Gleichgewichtswerte erreicht hatten, zu

$$n(t_0) = n_0$$

und

$$X_i(t_0) = \frac{1}{\lambda_i} n_0 = X_{i0}$$

Wird die Zeit  $t$  in  $m$  Intervalle der Breite  $\Delta t$  unterteilt, so ergibt sich aus Gleichung (4)

$$X_i(t_m) = X_i(t_{m-1}) + (n(t_m) - \lambda_i X_i(t_{m-1})) \Delta t \quad (6)$$

Mit den Gleichungen (5) und (6) läßt sich dann für die Reaktivität schreiben

$$\rho(t_m) = 1 + \frac{1}{n(t_m)} \left( \frac{1}{k(t_{m-1})\beta} \cdot \frac{n(t_m) - n(t_{m-1})}{\Delta t} - \sum_{i=1}^N a_i \lambda_i X_i(t_m) \right) \quad (7)$$

Um nach Gleichung (7) die Reaktivität als Funktion von  $n(t_m)$  berechnen zu können, müssen die Werte  $X_i(t_m)$  aus  $X_i(t_{m-1})$  durch Aufteilung des Zeitintervalls  $\Delta t$  in weitere Unterintervalle gemäß Gleichung (6) schrittweise bestimmt werden.

Dieses schrittweise Vorgehen ist erforderlich, weil die Differenzengleichung (6) aus der Differentialgleichung (4) abgeleitet wurde, und daher nur für beliebig kleine Zeitintervalle exakt gilt. Die nötige Anzahl von Unterintervallen hängt von der Änderungsgeschwindigkeit des Neutronenflusses ab und muß daher von Fall zu Fall bestimmt werden (Schrittweitenproblem!)

Da in Gleichung (7) ein Quelleinfluß unberücksichtigt bleibt und daher nur relative Flußänderungen vorkommen, dürfen die Werte  $n(t_m)$  durch Zählraten ersetzt werden, so wie sie mit einem linearen Neutronenflußmeßkanal gemessen werden, d.h. ohne Berücksichtigung der Detektorempfindlichkeit durch entsprechende Umrechnungsfaktoren.

Damit kann die Reaktivität nach einer Vorschrift bestimmt werden, die ohne Integration aus der differentiellen Form der kinetischen Gleichungen abgeleitet wurde.

Diese Methode wurde zur Eichung der Kontrollstäbe des Druckwasserreaktors (FDR) auf dem Forschungsschiff "Otto Hahn" angewandt /8/. Sie zeichnet sich durch relativ geringen programmiertechnischen Aufwand aus, hatte jedoch bei der erwähnten Anwendung den Nachteil, daß zur genauen Berechnung der Werte

$X_i(t_m)$  aus  $X_i(t_{m-1})$  das Zeitintervall  $\Delta t$  in ca. 100 Unterintervalle aufgeteilt werden mußte, was eine relativ große Rechenzeit erforderte.

Die häufiger angewandte Methode /5/, /9/ und /10/ beruht auf der Integration der Ausgangsgleichungen (1) und (2).

Die Integration von Gleichung (2) führt zu

$$C_i(t) = e^{-\lambda_i t} \left( \int_0^t \frac{k(\tau)\beta_i}{l} \cdot n(\tau) e^{\lambda_i \tau} d\tau + \frac{n_0 \beta_i}{l \lambda_i} k_0 \right) \quad (8)$$

wobei die Anfangsbedingung für  $t_0$  wieder dadurch gekennzeichnet ist, daß die Mutterkerne der verzögerten Neutronen im Gleichgewicht sind und daher

$$C_i(t_0) = C_0 = \frac{n_0 \beta_i}{l \lambda_i} k_0$$

erfüllt ist.

Mit den Gleichungen (1) und (8) erhält man die explizite Darstellung der in § gemessenen Reaktivität

$$\rho(t) = 1 + \frac{l}{n(t) k(t)} \left[ \frac{1}{\beta} \frac{dn(t)}{dt} - \sum_{i=1}^N (a_i n_0 k_0 e^{-\lambda_i t} + a_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} \int_0^t n(\tau) k(\tau) e^{\lambda_i \tau} d\tau) - \frac{S \cdot l}{\beta} \right] \quad (9)$$

Wenn der Neutronenfluß wieder mit einem linearen Kanal gemessen wird, gilt für die Zählrate zur Zeit  $t_m$

$$Z(t_m) = \frac{1}{A} \cdot \frac{n(t_m)}{1} \Delta t$$

wobei A ein Umrechnungsfaktor ist, der die Neutronennachweisempfindlichkeit des verwendeten Detektors berücksichtigt.

Führt man außerdem die momentane reziproke Periode in folgender Form ein

$$\frac{1}{T(t_m)} = \ln \left( \frac{Z(t_{m+1})}{Z(t_m)} \right) \cdot \frac{1}{\Delta t} \quad (10)$$

so kann für Gleichung (9) geschrieben werden

$$\rho(t_m) = 1 + \frac{1}{T(t_m)} \frac{1}{\beta k(t_{m-1})} - \frac{1}{k(t_{m-1})} \sum_{i=1}^N a_i \lambda_i \left[ e^{-t_m(\lambda_i + \frac{1}{T(t_m)})} \right. \\ \left. \cdot \frac{k_o}{\lambda_i} + e^{-t_m(\lambda_i + \frac{1}{T(t_m)})} \int_0^{t_m} e^{\tau(\lambda_i + \frac{1}{T(\tau)})} k(\tau) d\tau \right] - \quad (11)$$

$$- \frac{S}{k(t_{m-1}) \beta A} \cdot \frac{\Delta t}{Z(t_m)}$$

Zur numerischen Berechnung des Ausdrucks in der eckigen Klammer dieser Gleichung, der mit  $I_i(t_m)$  bezeichnet werden soll, läßt sich folgende Rekursionsformel anwenden

$$I_i(t_m) = I_i(t_{m-1}) e^{-\Delta t (\lambda_i + \frac{1}{T})} + (1 - e^{-\Delta t (\lambda_i + \frac{1}{T})}) \frac{k(t_{m-1})}{\lambda_i + \frac{1}{T}} \quad (12)$$

$$\text{Dabei ist } \frac{1}{T} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{T(t_{m-1})} + \frac{1}{T(t_m)} \right) \quad (13)$$

was bedeutet, daß für das Zeitintervall  $t_m - t_{m-1}$ , in dem die Zählrate  $Z(t_m)$  gemessen wurde, mit einer gemittelten reziproken Periode gerechnet wird, d.h. ein Exponentialfit der Meßdaten vorgenommen wird.

Der Anfangswert für den Ausdruck in der eckigen Klammer der Gleichung (11) ist gegeben durch

$$I_i(0) = \frac{k_0}{\lambda_i}$$

Der 1. Summand auf der rechten Seite von Gleichung (12) repräsentiert für das betrachtete Zeitintervall den Zerfall, der 2. Summand die Produktion von Mutterkernen für verzögerte Neutronen.

Wenn der Quellterm  $\frac{S}{\beta A}$  bekannt ist und wenn die beschriebenen Anfangsbedingungen erfüllt sind, d.h. wenn von einem stabilen Reaktor ausgegangen wird, kann die Reaktivität gemäß Gleichung (11) ermittelt werden.

Der Quellterm, der ja die Anwesenheit einer zusätzlichen Neutronenquelle berücksichtigt, läßt sich folgendermaßen bestimmen:

Der Reaktor wird bei einer relativ geringen Leistung stabilisiert. Von diesem unterkritischen Zustand aus, der mit  $-\rho_1$  gekennzeichnet sei, wird zur Zeit  $t_1$  eine möglichst rasche Reaktivitätsänderung auf ein anderes unterkritisches Niveau  $-\rho_2 = \text{konst.}$  verursacht. Die dabei auftretenden Flußtransienten enthalten dann die Information über den Quellterm.

Setzt man nämlich in Gleichung (11) für den Quellterm den Wert 0 ein, so erhält man für  $t_m > t_1$  nicht die tatsächliche Reaktivität  $-\rho_2$ , sondern

$$\rho'(t_m) = -\rho_2 + \frac{S}{k_2 \beta A} \cdot \frac{\Delta t}{Z(t_m)} \quad (14)$$

$\rho'(t_m)$  ist in diesem Fall eine scheinbare Reaktivität, die als Funktion von  $\frac{1}{Z(t_m)}$  betrachtet, eine Gerade mit der Steigung  $\frac{S \Delta t}{k_2 \beta A}$  darstellt. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate läßt sich die Geradensteigung und damit der gesuchte Quellterm berechnen.

Der Anfangswert  $k_0$ , der zur Berechnung von  $\rho'(t_m)$  bekannt sein muß, wird in einer ersten Näherung 0 gesetzt und dann durch eine rasch konvergierende Iteration (ca. 2 Schritte) bestimmt.

Diese Lösungsform wurde für den bei SNEAK eingesetzten on-line Rechner /11/ programmiert und bei den Fehleruntersuchungen angewandt.

Die bei beiden Methoden zu registrierende zeitliche Flußänderung kann prinzipiell mit einem Zählrohr- oder Ionisationskammerkanal gemessen werden (Abb. 1).

Da aber die Totzeitverluste in einem Impulskanal nicht vernachlässigbar klein gehalten werden können, und daher die Impulsrate begrenzt ist (die obere Grenze liegt für die heute verfügbare Nuklearelektronik bei ca.  $5 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$ ), wird dem Ionisationskammerkanal für die Anwendung der inverskinetischen Methode im allgemeinen der Vorzug gegeben. Man erreicht damit eine höhere Neutronennachweisempfindlichkeit sowie eine daraus resultierende bessere Meßstatistik. Auch im vorliegenden Fall wurde mit Kammern gemessen.

Mit dem in /11/ beschriebenen on-line System werden bei SNEAK-Kontrollstabeichungen außer der Neutronenflußänderung auch die momentanen Stabstellungswerte registriert, so daß die vollständige Eichkurve unmittelbar nach der Messung von einem Digitalplotter gezeichnet werden kann.

## II. Fehlereinflüsse

Die bei dieser Methode auftretenden statistischen Meßfehler lassen sich durch den Einsatz einer genügend empfindlichen Kammer einerseits sowie durch ausreichende Reaktorleistung und entsprechend lange Meßzeit andererseits auf ein so geringes Maß reduzieren, daß sie bezüglich der geforderten Genauigkeit bei Kontrollstabeichungen kaum noch eine Rolle spielen.

Das gilt nicht für die systematischen Fehler, von denen diejenigen hier behandelt werden sollen, die erfahrungsgemäß am häufigsten auftreten.

Es wird darauf verzichtet, umfangreiche Parameterstudien - mehr akademischer Art - zu wiederholen, wie sie bereits an anderer Stelle durchgeführt wurden und der einschlägigen Literatur entnommen werden können. Auch auf Effekte der gegenseitigen Abschattung von Kontrollstäben oder der Änderung der globalen Größe  $\beta$ , wie sie als Folge von Geometrieänderungen auftreten können, soll hier nicht weiter eingegangen werden. Sie gehören einer Fehlerkategorie an, die nicht als spezifisch für invers-kinetische Messungen anzusehen ist.

Bei der Untersuchung des Einflusses einzelner Fehler wurden diese soweit wie möglich von allen übrigen separiert.

#### 1) Einfluß des Meßzeitintervalls $\Delta t$

Da die punktkinetischen Gleichungen (1) und (2) differentielle Flußänderungen mit der Reaktivität verknüpfen, müßten die Meßzeitintervalle  $\Delta t$  strenggenommen auch differentiell klein gewählt werden.

Bei der Registrierung des Neutronenflusses mit endlich großen Meßzeitintervallen entstehen daher Quantisierungsfehler, deren Einfluß in Abb. 2 qualitativ veranschaulicht ist. Man erkennt unmittelbar, daß die momentane Flußamplitude  $n(t_m)$  nicht identisch ist mit dem Wert  $n'(t_m)$ , der sich aus den gemessenen Flußintegralen zwischen  $t_{m-1}$  und  $t_{m+1}$  als zeitlicher Mittelwert ergibt:

$$n(t_m) \neq n'(t_m) = \left( \int_{t_{m-1}}^{t_m} n(t) + \int_{t_m}^{t_{m+1}} n(t) \right) \cdot \frac{1}{2\Delta t}$$

Der Einfluß dieses quantitativen Abtastfehlers auf die ermittelte Reaktivität ist umso größer, je größer die zeitliche Flußänderung ist.

Bei der Messung von Reaktivitätsänderungen, die den Reaktor nur unwesentlich vom stabilen Zustand entfernen, d.h. eine quasi-lineare Flußänderung bewirken, ist er vernachlässigbar.

Die Auswirkung dieses Fehlers kann vermindert werden, wenn entsprechend Gleichung (13) eine Mittelung der momentanen reziproken Perioden vorgenommen wird. (Exponentialfit)

Wie sich dieser Fehler trotz Mittelung bei schnellen Flußänderungen noch auswirkt, soll am Beispiel einer Sicherheitsstabeichung im SNEAK Core Nr. 8 untersucht werden:

Ausgehend vom stabilen kritischen Reaktor wurde der zu eichende Stab mit Hilfe einer elektromagnetischen Vorrichtung innerhalb von 0.35 sec nach unten aus dem Core geschossen<sup>+) und der Flußverlauf mit unterschiedlichen Meßzeitintervallen registriert.</sup>

Die Abb. 3 bis 6 zeigen die inverskinetisch bestimmte Reaktivitätsänderung für die verschiedenen Meßzeitintervalle. Im Fall  $\Delta t = 0.05$  sec. erkennt man ein Überschwingen, das durch den Aufprall des Stabes auf den unteren Stoßdämpfer verursacht wird. In den übrigen Fällen ist diese Feinheit infolge

---

+) Da die SNEAK-Sicherheitsstäbe wie alle anderen Corelemente mit spaltbarem Material und nicht mit Absorbermaterial gefüllt sind, müssen sie zum Schnellabschalten der Anlage aus dem Core herausbewegt werden.

des Abtastfehlers nicht mehr erkennbar. Die Reaktivität blieb nach dem Abschluß tatsächlich konstant. Daß die gemessenen Verläufe dennoch eine fallende Tendenz zeigen, hat eine Ursache, auf die unter II. 6) näher eingegangen wird.

In Tabelle 1 sind die prozentualen Reaktivitätsabweichungen bezüglich  $\Delta t = 0.05$  sec für verschiedene Meßzeitintervalle und verschiedene Zeitpunkte nach Abschluß des Stabes zusammengestellt.

Falls es bei rod-drop Messungen lediglich auf den Stabendwert ankommt, ist es also ausreichend, wenn der Flußverlauf mit  $\Delta t = 0.5$  sec registriert wird. Diese Aussage gilt erst recht für alle Messungen, bei denen langsamere Änderungen auftreten.

Bei inverskinetischen Reaktivitätsbestimmungen an SNEAK-Cores wird daher mit diesem Zeitintervall gemessen.

In /12/ ist der Einfluß dieses Abtastintervalls auf verschiedene rampenförmige Reaktivitätsstörungen untersucht worden, die ebenfalls inverskinetisch ausgewertet wurden.

## 2) Einfluß des Quellterms

Der Term  $\frac{S \cdot l}{\beta n(t) k(t)}$  in Gleichung (9) berücksichtigt den Beitrag zur Reaktivität, der von einer zeitlich konstanten Neutronenquelle herrührt, die durch Spontanzerfall und (n- $\alpha$ ) Reaktionen im Pu Oxyd sowie durch Spontanzerfall des  $^{238}\text{U}$  (inhärente Quelle), durch eine zusätzliche Anfahrquelle oder im geringeren Maße auch durch kosmische Strahlung entstehen kann.

Wenn sich bei konstanter Reaktorleistung  $n_0$  die Konzentration der Mutterkerne der verzögerten Neutronen nicht mehr ändert, d.h.

$\frac{dC_i(t)}{dt} = 0$  ist, wird diese Leistung durch die Unterkritikalität und die Quellstärke bestimmt. Gemäß Gleichung (9) gilt dann

$$n_o = \frac{S l}{-\Delta k_o}$$

oder 
$$\Delta k_o = -\frac{S l}{n_o}$$

bzw. 
$$\rho_o = -\frac{S l}{\beta n_o k_o}$$

Da der Quellterm in Gleichung (9) umgekehrt proportional zur Leistung berücksichtigt wird, ist sein Einfluß im oberen Leistungsbereich vernachlässigbar.

Dieser Bereich ist dann erreicht, wenn die Kontrollstabstellungen für einen kritischen Reaktor leistungsunabhängig sind. Man spricht dann vom "quellfrei kritischen" Zustand. Dieses Niveau, das natürlich von der Intensität der Quelle abhängt, wurde z.B. für das Pu-Core (starke inhärente Quelle) SNEAK-7A bei ca. 100 Watt erreicht. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 7 die Leistung als Funktion der Stellung eines Kontrollstabes aufgetragen. Alle übrigen Stäbe wurden dabei nicht verstellt.

Der Quellterm, der sich wie unter I. beschrieben ermitteln läßt, muß daher bei allen inverskinetischen Messungen als Korrekturfaktor berücksichtigt werden, bei denen dieses Niveau unterschritten wird.

Die Abb. 8 - 12 zeigen den Einfluß des Quellterms auf die inverskinetische Auswertung einer rod-drop Messung, die im Uran-

Core SNEAK-8 durchgeführt wurde. In Coremitte befand sich dabei eine Am-Be-Anfahrquelle mit einer Intensität von  $10^7$  Neutronen/sec. Die stabile Ausgangsleistung des unterkritischen Reaktors betrug ca. 0.1 Watt.

Während Abb. 8 die tatsächliche Reaktivitätsänderung zeigt, wie sie unter Berücksichtigung des exakten Quellterms inverskinetisch bestimmt wurde, muß man bei den in Abb. 9 - 12 wiedergegebenen Verläufen von "scheinbaren" Änderungen sprechen. Diese ergaben sich dadurch, daß der Quellterm bei der Auswertung falsch bzw. überhaupt nicht (Abb. 12) eingegeben wurde. Diese scheinbare Reaktivität bleibt nach dem drop nicht konstant und geht für den in Abb. 12 gezeigten Fall sogar asymptotisch auf 0 zurück.

Bei der inverskinetischen Auswertung umfangreicher unterkritischer Messungen in SNEAK-8 zeigte es sich, daß die Quelltermbestimmung umso schwieriger wird, je unterkritischer der Reaktor im Ausgangszustand ist. War dieser zu Beginn eines rod-drops mehr als -1% unterkritisch, so war es nicht mehr möglich, mit der unter I. beschriebenen Methode den Quellterm ausreichend genau zu messen. Dann ging nämlich die durch Gleichung (14) definierte Gerade in eine Anhäufung von Meßwerten  $\rho'(t_m)$  über, die nicht mehr verteilt waren und eine Steigungsbestimmung beliebig ungenau machten. Es mußte daher auf eine sehr zeitaufwendige Iterationsmethode ausgewichen werden, bei welcher der Quellterm - ausgehend von einem Anfangswert - solange schrittweise verändert wird, bis die Reaktivität nach dem drop konstant bleibt.

Als Alternative zu dieser "trial-and-error" Prozedur wird in /13/ eine ebenfalls für unterkritische Messungen geeignete Methode beschrieben:

In einem ersten Schritt wird der Quellterm 0 gesetzt und der scheinbare Reaktivitätsverlauf nach einem rod-drop inverskine-

tisch bestimmt. An diesen zeitabhängigen Verlauf wird dann eine Gerade angepaßt und ihre Steigung  $m_1$  ermittelt. Der zweite Schritt besteht darin, daß dieser Vorgang für einen geschätzten Quellterm  $Q_1$  wiederholt wird und so die Steigung  $m_2$  liefert. Durch Auftragen der Werte 0 und  $Q_1$  in Abhängigkeit von  $m_1$  und  $m_2$  wird eine weitere Gerade definiert, die die Ordinatenachse in  $Q_3$  schneidet. Ein dritter Schritt liefert  $m_3 = f(Q_3)$ . Die Werte  $m_2$  und  $m_3$  sowie  $Q_2$  und  $Q_3$  bestimmen eine neue Gerade, die die Ordinatenachse in  $Q_4$  schneidet usw.

Auch diese Iterationsmethode, die nach etwa 5-6 Schritten konvergiert, ist im Vergleich zu der unter I. beschriebenen relativ zeitaufwendig.

### 3) Einfluß der Meßtechnik

Die Qualität eines Ionisationskammerkanals wird hauptsächlich durch Linearität, Drift und Nullpunktverhalten gekennzeichnet. Um den quantitativen Einfluß dieser Kenngrößen im vorliegenden Fall angeben zu können, soll zunächst auf die bei SNEAK verwendete Meßanordnung (Abb. 13) kurz eingegangen werden.

Als Detektor dient eine für Gammastrahlung nicht kompensierte Kammer, die mit  $\text{BF}_3$  Gas gefüllt ist. Der Fülldruck beträgt 760 Torr. Zur Erhöhung der Neutronennachweisempfindlichkeit ist sie von Moderatormaterial (Polyäthylenplatten) umgeben. Sie hat getrennte Signal- und Hochspannungselektroden und wird mit 600 Volt betrieben. Der Kammerstrom wird von einem Meßverstärker verstärkt, dessen lineare Meßbereiche zwischen  $1 \times 10^{-11}$  und  $3 \times 10^{-4}$  Ampère Vollausschlag ferngesteuert umgeschaltet werden können. Die dem Kammerstrom proportionale Ausgangsspannung des Verstärkers wird über ein ca. 60 m langes Kabel einem Anpassungsverstärker zugeführt. Dessen Ausgang ist

mit dem Eingang eines Spannungsfrequenzwandlers verbunden, welcher Ausgangspulse abgibt, die über ein vorwählbares Meßzeitintervall  $\Delta t$  gezählt werden. Diese Zählraten dienen als Eingabewerte für den Rechner.

Messungen im SNEAK-Core 7A haben für einen häufig benutzten Meßbereich ( $1 \times 10^{-7}$  Ampère Vollausschlag) einen differentiellen und integralen Linearitätsfehler von maximal 1<sup>0</sup>/oo ergeben.

Linearitätsfehler dieser Größenordnung sind für inverskinetische Kontrollstabeichungen als systematische Fehler vernachlässigbar. Das ging aus vergleichenden Experimenten mit einem Zählrohrkanal hervor, bei dem keine Linearitätsfehler auftreten. Mit beiden Meßkanälen wurde exakt die gleiche Reaktivität gemessen.

Ebenso vernachlässigbar sind Fehler infolge einer Verstärkungs- und Nullpunktsdrift. Derartige Driften waren für die Zeitspanne einer Eichmessung (ca. 30 Minuten) bei der verwendeten Anordnung überhaupt nicht nachweisbar.

Anders verhält es sich mit dem Nullpunktsfehler, der weniger von den Spezifikationen der verwendeten Geräte als vielmehr von dem Aufbau des gesamten Meßkanals abhängt.

Obwohl die benutzte Anordnung sternförmig, d.h. nur an einem Punkt geerdet ist, entstehen durch zu geringe Isolationswiderstände von Kontakten, Kabeln usw. Erdschleifen, die besonders für empfindliche Meßbereiche zu elektrischen Nullpunktsfehlern führen. Die offset-Fehler der einzelnen Geräte, die ebenfalls einen Beitrag dazu liefern können, wurden durch exakten Abgleich eliminiert.

Der Einfluß dieses Fehlers auf inverskinetische Messungen kann entweder dadurch vermieden werden, daß der Nullpunkt durch mög-

lichst kurze Kabel und hohe Isolationswiderstände bzw. durch eine entsprechende Kompensationsschaltung elektrisch zu 0 gemacht wird, oder - wenn das nicht möglich ist - durch eine Messung bestimmt und bei der Auswertung berücksichtigt wird.

Im vorliegenden Fall wird von der letzten Möglichkeit Gebrauch gemacht.

Der Nullpunktsfehler kann nach 2 Methoden ermittelt werden. Die 1. Methode geht von der Messung eines sehr geringen Neutronenflusses aus, bei der der Meßverstärker im empfindlichsten Bereich mit etwa 90% vom Vollausschlag angesteuert ist, so daß der Anteil des elektrischen Nullpunkts am Meßsignal vernachlässigbar ist. Für den Fall, daß kein Nullpunktsfehler auftritt, würde man in weniger empfindlichen Bereichen Werte messen, die sich aus dem Wert im empfindlichsten Bereich durch Umrechnung mit den Bereichsfaktoren ergeben. Mißt man davon abweichende Werte, so entspricht die Abweichung dem Nullpunktsfehler im eingestellten Bereich.

Diese Methode hat jedoch die Nachteile, daß sie bei hochgefahrenem Reaktor nicht verwendbar ist und daß die Annahme, der Fehler sei im empfindlichsten Bereich bei einer Aussteuerung mit 90% vernachlässigbar, nicht ausreichend genau erfüllbar ist. Außerdem sind die so ermittelten Nullpunktswerte mit einem statistischen Fehler behaftet.

Bei der 2. Methode wird die Ionisationskammer durch eine fernsteuerbare Einrichtung vom Meßverstärker getrennt. Erhält man trotzdem noch einen Meßwert, so ist es der Nullpunktsfehler im eingestellten Bereich.

Beide Methoden lieferten für die verwendete Anordnung Werte, die innerhalb der statistischen Fehlergrenze übereinstimmten.

Die 2. Methode hat den Vorteil, daß sie auch bei hochgefahrenem Reaktor angewendet werden kann.

Am Beispiel einer Trimmstabeichung wurde der Einfluß dieses Fehlers auf die inverskinetisch gemessene Reaktivität untersucht. Ausgehend vom stabilen Reaktor wurde der Stab aus dem Core gefahren<sup>+)</sup> und der dabei abnehmende Neutronenfluß registriert. Das Ausfahren eines Trimmstabs dauert bei SNEAK ca. 70 sec.

In Abb. 14 ist der Zusammenhang zwischen dem auf den momentanen Fluß bezogenen Nullpunktsfehler und dem daraus resultierenden momentanen relativen Reaktivitätsfehler dargestellt.

Bei einem positiven Nullpunktsfehler nimmt der gemessene Fluß zu langsam ab, so daß man einen zu kleinen Stabwert erhält. Ein negativer Nullpunktsfehler führt zu einem zu großen Stabwert.

Wie Abb. 14 zeigt, ist eine lineare Korrektur der Reaktivität mit ausreichender Genauigkeit durchführbar, wenn der Nullpunktsfehler während der Messung kleiner als 5% bleibt.

Einen weiteren Beitrag zu systematischen Fehlern können Mikrofonieeffekte liefern, die in Erschütterungen der Ionisationskammer infolge von Stabstellungsänderungen ihre Ursache haben können (siehe /13/). Derartige Erscheinungen konnten bei SNEAK nicht beobachtet werden.

---

<sup>+) Die SNEAK-Trimstäbe sind wie alle übrigen Brennelemente mit spaltbarem Material gefüllt.</sup>

#### 4) Einfluß der reaktorkinetischen Parameter

Bei der Betrachtung der Fortpflanzung von Fehlern der reaktorkinetischen Parameter in die inverskinetisch gemessene Reaktivität, muß zwischen schnellen (Sicherheitsstababschuß) und langsamen (kontinuierliche Trimmstabverstellungen) Änderungen unterschieden werden.

Während bei schnellen Änderungen der Term

$$\frac{1}{\beta} \frac{dn(t)}{dt} \cdot \frac{1}{n(t) k(t)}$$

in Gleichung (9) (prompter Term) eine Rolle spielen kann, liefert er bei langsamen keinen feststellbaren Beitrag.

Da das Verhältnis  $1/\beta$  für SNEAK-Cores bis auf  $\pm 10\%$  bekannt ist, wurde es bei der inverskinetischen Auswertung einer Sicherheitsstabeichung (durch Abschuß) in diesen Grenzen variiert. Der Gesamtwert des Sicherheitsstabes betrug  $90 \text{ } \mu$ , die Reaktivitätsänderungsgeschwindigkeit ca.  $3\text{ } \mu/\text{sec}$ . Für  $\frac{1}{\beta} \pm 10\%$  wurde für die Zeit unmittelbar nach dem Abschuß die inverskinetische Reaktivität mit einem Fehler von  $\pm 0.02^0/00$  ermittelt. Diese Abweichungen sind für inverskinetische Kontrollstabeichungen vernachlässigbar. Der Fehler macht sich bei thermischen Reaktoren stärker bemerkbar, da dort die effektive Neutronenlebensdauer  $l$  um einen Faktor  $\approx 10^3$  größer ist.

Einen etwas größeren Einfluß haben dagegen Fehler in den Parametern der verzögerten Neutronen.

Die  $a_i$ - und  $\lambda_i$ -Werte sind für die einzelnen in einem Core enthaltenen Isotope spaltbarer Materialien gut bekannt (siehe /14/).

Das Spaltratenverhältnis zwischen den einzelnen Isotopen ist jedoch häufig nur bis auf  $\pm 20\%$  genau zu berechnen. Bei der inverskinetischen Auswertung einer Trimmstabeichung im Uran-Core SNEAK-8 wurde daher das Verhältnis

$$V = \frac{a_i (U^{238})}{a_i (U^{235})}$$

um  $\pm 20\%$  geändert.

Für diese Änderung erhielt man als Fehler für die inverskinetischen Reaktivitätswerte  $\pm 2.5\%$ .

Für den Fall  $V + 20\%$  wird die gemessene Flußänderung unterbewertet, für  $V - 20\%$  ist es umgekehrt. Das kann damit erklärt werden, daß das Isotop  $U^{235}$  einen größeren Beitrag zur Reaktivität liefert als das Isotop  $U^{238}$ .

Realistische Fehler in den reaktorkinetischen Parametern führen also zu Ungenauigkeiten, die im Vergleich zu anderen systematischen Abweichungen bei inverskinetischen Kontrollstababweichungen kaum eine Rolle spielen.

Über weitergehende Parameterstudien wird in /12/ und /15/ berichtet.

#### 5) Einfluß der Gammastrahlung

Die Gammastrahlung in einem Reaktor setzt sich zusammen aus

- Einfanggammas
- Gammas infolge inelastischer Streuung von schnellen Neutronen

- Gammas, die bei Spaltungen prompt entstehen
- Gammas, die bei einer Spaltung verzögert entstehen (Spaltprodukt-Gammas) und
- Gammas von aktivierten Corematerialien.

Die ersten 3 Beiträge bilden den prompten Gammafluß, der immer dem Neutronenfluß proportional ist und daher die Neutronennachweisempfindlichkeit einer nicht gamma-kompensierten Kammer scheinbar erhöht. Diese Anteile führen aus diesem Grund zu keinen systematischen inverskinetischen Meßfehlern.

Anders verhält es sich bei den letzten beiden Beiträgen. Diese Gammaemissionen entstehen bezüglich einer Spaltung verzögert und sind nur sehr geringfügig mit dem Neutronenfluß korreliert. Sie verfälschen also den mit einer gammaempfindlichen Kammer gemessenen Flußverlauf und verursachen systematische Fehler.

Da die Verteilung der verzögerten Gammas in erster Näherung proportional zur Spaltratenverteilung ist (siehe /16/) und außerdem das Neutronenfluß-Spaltratenverhältnis am äußeren Blanketrand von SNEAK-Anordnungen größer ist als in Coremitte, macht sich dieser Fehler hier besonders stark bemerkbar, wenn eine gammaempfindliche Kammer in Coremitte positioniert ist.

Im SNEAK-8 Core stand neben der am äußeren Blanketrand installierten  $\text{BF}_3$ -Kammer eine nichtkompensierte  $\text{He}^3$ -Kammer in Coremitte zur Verfügung. Wenn der Reaktor nach mehrstündigem Betrieb abgeschaltet wurde, ging das  $\text{BF}_3$ -Kammersignal auf den elektrischen Nullpunkt zurück, während die  $\text{He}^3$ -Kammer ein dem verzögerten Gammafluß proportionales Signal abgab. Zu dem dafür bereits genannten Grund kommt noch die generell höhere Gammaempfindlichkeit der  $\text{He}^3$ -Kammer dazu, auf die hier allerdings nicht näher eingegangen werden soll.

Abb. 15 zeigt eine inverskinetisch bestimmte Reaktivitätsänderung von  $\approx -10 \text{ } \mu$ , bei der mit beiden Kammern gleichzeitig gemessen wurde. Die  $\text{He}^3$ -Kammer liefert einen zu kleinen Wert, weil durch die verzögert abklingenden Gammas eine zu geringe Neutronenflußänderung vorgetäuscht wird.

Der Gammaeinfluß kann entweder dadurch vermindert werden, daß die auf die Kammer treffenden Neutronen moderiert werden (Moderator um Kammer), wodurch sich das Verhältnis der nachgewiesenen Neutronen zu den nachgewiesenen Gammaquanten erhöht oder dadurch, daß die Kammer in eine Bleitasche eingebaut wird. Eine dritte Möglichkeit bietet die Verwendung einer gammakompensierten Kammer. Diese Lösung ist aber nur dann vorteilhaft, wenn die Kammer allseitig von einem homogenen Gammafluß umgeben ist.

In /17/ ist der Einfluß der Gammastrahlung an umfangreichen inverskinetisch ausgewerteten rod-drop Messungen untersucht worden. Sie wurden am Forschungsreaktor FRJ1 der KFA Jülich und in der Nullenergieanlage FRG-0 (ANEX) der GKSS Geesthacht durchgeführt.

#### 6) Einfluß örtlicher Flußoberwellen

Der größte Nachteil, der den inverskinetischen Methoden anhaftet, ist die Tatsache, daß die Neutronenflußänderungen bei Kontrollstabverstellungen mit verschieden positionierten Kammern unterschiedlich, also ortsabhängig registriert werden.

Da aber die Gleichungen (1) und (2) keine Ortsabhängigkeit des Flusses berücksichtigen, entstehen systematische Fehler, die umso größer sind, je näher sich die Kammer am Core befindet, je deutlicher sie also Feinstrukturänderungen im Flußprofil wahrnimmt.

Eine Kammer kann aber aus Gründen einer ausreichenden Meßstatistik nicht beliebig weit vom Core entfernt angebracht werden. Das bedeutet, daß geeignete Korrekturmöglichkeiten gefunden werden müssen, um überhaupt noch von einem Vorteil dieser Methode im Vergleich zu allen anderen sprechen zu können.

Die für den Fehler verantwortlichen räumlichen Flußoberwellen (im folgenden "Harmonische" genannt) entstehen bei Reaktivitätsstörungen, die durch lokal begrenzte Geometrieänderungen verursacht werden, also auch bei Verstellung von Kontrollstäben. Die Harmonischen bewirken eine Abweichung von dem fundamentalen- oder Grundmode des Flusses, wie er sich für den stabilen Ausgangszustand des Reaktors eingestellt hatte. Der sich nach der Störung ausbildende neue Grundmode ist unabhängig vom Ausgangszustand und wird nur von der neuen Coregeometrie bestimmt.

Wie die Anregung von Harmonischen bei der mathematischen Darstellung der Neutronenflußverteilung berücksichtigt werden kann, ist in /18/ für eine sprungförmige Änderung durch die Entwicklung nach Eigenfunktionen höherer Ordnung abgeleitet worden.

Nach /19/ muß unterschieden werden zwischen

- prompten Harmonischen, die die Abweichung der Verteilung aller prompt entstehenden Neutronen vom prompten Grundmode beschreiben
- verzögerten Harmonischen, die die Abweichung der Verteilung aller verzögert entstehenden Neutronen vom verzögerten Grundmode beschreiben

und

- quasi stabilen Harmonischen, die die Abweichung des prompten Grundmodes von dem aller Neutronen beschreiben.

Da die prompten Harmonischen nach /18/ betragsmäßig am größten sind, sich das Flußprofil nach einer lokal begrenzten Störung also überwiegend prompt ändert, leisten sie den Hauptbeitrag zu dieser Art von systematischen Fehlern.

Befindet sich eine Kammer an einem Ort, an dem die Beiträge der prompten Harmonischen zum Gesamtsignal positiv sind - z.B. dicht neben einem abfallenden Sicherheitsstab - so wird eine zu große Reaktivitätsänderung inverskinetisch gemessen. Für eine weit von diesem Ort entfernte Kammer gilt das Gegenteil. Dadurch entstehende Auswertungsfehler können ca. 30% eines Stabendwertes betragen (siehe /18/ und /20/) und sind damit größer als alle vorher behandelten Fehler.

Prinzipiell ist es möglich, Stellen im Core zu berechnen, an denen prompt Harmonische nicht oder nur sehr gering angeregt werden. Da sich diese Stellen aber für jeden zu eichenden Stab ändern würden, eine Kammer also nie an einem festen Ort bleiben könnte, scheidet diese Vorgehensweise aus praktischen Gründen von vornherein aus.

Die Anregung der prompten Harmonischen kann durch sehr langsames (stufenweises) Verstellen eines Stabes etwas verringert werden. Diese Kompromißmethode wurde bei Eichungen in SNEAK-3A angewandt. In /21/ und /22/ wird darüber berichtet. Die Abb. 16 zeigt die Charakteristik eines in SNEAK-3A kontinuierlich und stufenweise geeichten Trimmstabes. Die stufenweise gemessenen Werte stimmen für die zwei verschieden angeordneten Kammern besser überein als die kontinuierlich gemessenen. Dieses Vorgehen stellt aber den eigentlichen Vorteil von inverskinetischen Eichungen - nämlich die schnelle Durchführung - infrage und bietet daher keinen Ausweg.

In der Literatur werden verschiedene Korrekturmöglichkeiten für die Stabendwerte bei rod-drop Experimenten beschrieben (/18/, /20/, /23/, /24/ und /25/). Jedoch sind nur zwei davon auf inverskinetische Messungen anwendbar. Auf sie soll hier kurz eingegangen werden, bevor eine weitere für SNEAK entwickelte Methode angegeben wird.

Für die ortsunabhängige Neutronenflußkonzentration nach einer sprunghaften Reaktivitätsänderung in einem quellfreien Reaktor, der ursprünglich kritisch war, erhält man aus den Gleichungen (1) und (2) den bekannten Ausdruck

$$n(t) = n_0 \sum_{j=0}^N A_j e^{\omega_j t} \quad (15)$$

der für abgeklungene Transientenperioden übergeht in die einfache Beziehung

$$n(t) = A_0 e^{\omega_0 t}$$

mit  $T = \frac{1}{\omega_0}$  als stabile Periode.

In Gleichung (15) kennzeichnet  $n_0$  wieder den stabilen Ausgangszustand.  $\omega_j$  sind die  $N+1$  reellen Wurzeln der Inhourgleichung und  $A_j$  ist definiert durch

$$A_j = \frac{1 + \sum_{i=1}^N \frac{\beta_i}{\omega_j + \lambda_i}}{1 + \sum_{i=1}^N \frac{\beta_i \lambda_i}{(\omega_j + \lambda_i)^2}}$$

Aus Gleichung (15) lässt sich die rod-drop Formel ableiten, die meistens in der vereinfachten Form

$$\rho_1 = - \beta \left( \frac{n_0}{n_1} - 1 \right)$$

angewandt wird. Darin ist  $n_1$  die Neutronenflußkonzentration, die sich unmittelbar nach Abfall des Stabes aus dem weiteren Flußverlauf durch Rückextrapolation ergibt. Der prompt Sprung  $n_0 - n_1$  wird falsch gemessen, wenn sich am Ort der Kammer prompte Harmonische ausbilden. Da diese aber innerhalb von ca.  $10^{-3}$  sec nach dem Sprung abgeklungen sind (siehe /18/), wird die weitere relative Flußänderung wieder unabhängig vom Kammerort registriert. Es liegt daher nahe, den Anfangswert  $n_0$  als "falsch" zu bezeichnen und zu korrigieren.

Dieser Weg wird bei den in /18/, /24/ und /25/ beschriebenen Korrekturen eingeschlagen. In /23/ dagegen wird eine Korrektur beschrieben, die den Wert  $n_0$  eliminiert:

Ein inverskinetisch gemessener Wert  $\rho(t_k)$  weicht nach einer sprunghaften Änderung (zur Zeit  $t = 0$ ) von dem richtigen Wert  $\rho_a(t_k)$  ab, wenn prompte Harmonische das Kammer-signal beeinflussen. Da nach der oben angestellten Betrachtung der Term in Gleichung (9) für die Abweichung verantwortlich ist, der

$n_o$  enthält, muß nach einer Schreibweise für die Endreaktivität gesucht werden, in der  $n_o$  nicht mehr vorkommt.

Ausgehend von Gleichung (9) läßt sich für  $t = t_k$  folgende Differenzgleichung aufstellen:

$$\rho_a(t_k) - \rho(t_k) = \frac{n_o - n_{oa}}{n(t_k)} \cdot \sum_{i=1}^N a_i e^{-(\lambda_i t_k)} \quad (16)$$

wobei  $n_{oa}$  der unbekannte oder "richtige" Anfangswert sei. Betrachtet man einen anderen Zeitpunkt  $t_m$  nach dem Sprung, so läßt sich mit Gleichung (16) das Verhältnis

$$F(t_k, t_m) = \frac{\rho_a(t_k) - \rho(t_k)}{\rho_a(t_m) - \rho(t_m)} = \frac{n(t_m)}{n(t_k)} \frac{\sum_{i=1}^N a_i e^{-(\lambda_i t_k)}}{\sum_{i=1}^N a_i e^{-(\lambda_i t_m)}} \quad (17)$$

bilden, in dem die Differenz  $n_o - n_{oa}$  nicht mehr enthalten ist.

Da

$$\rho_a(t_k) = \rho_a(t_m) = \rho_a = \text{konstant}$$

gelten muß, kann Gleichung (17) für  $\rho_a$  gelöst werden

$$\rho_a = \rho(t_m) \left[ 1 - \frac{1 - \frac{\rho(t_k)}{\rho(t_m)}}{1 - F(t_k, t_m)} \right]$$

Korrekturen dieser Art wurden bei inverskinetischen Stabeichungen im Karlsruher Schnellthermischen Argonautreaktor (STARK) und in SNEAK erfolgreich durchgeführt.

Die zweite auf inverskinetische Messungen anwendbare Korrekturmöglichkeit wird in /20/ beschrieben und beruht im Prinzip auf einer Interpolation zwischen Stabendwerten, die mit unterschiedlich positionierten Kammern inverskinetisch gemessen wurden:

Wenn sich die inverskinetisch gemessene Reaktivität nach einem rod-drop zeitlich ändert (siehe Seite 30), kann man schreiben

$$\rho(t) - \rho_a = R(t) \frac{d\rho(t)}{dt} \quad (19)$$

Dabei sei  $\rho_a$  wieder der richtige Wert.  $R(t)$  ist eine Funktion, die die Abweichung des gemessenen Wertes von  $\rho_a$  mit  $\frac{d\rho(t)}{dt}$  verknüpft. Falls  $R(t)$  für jede Kammer gleich ist - und das wird hier angenommen - stellen die für einen Zeitpunkt nach dem Sprung mit den verschiedenen Kammern gemessenen Werte  $\rho(t_k)$  eine Gerade dar, wenn man sie als Funktion von  $\frac{d\rho(t)}{dt}$  betrachtet. Für  $\frac{d\rho(t)}{dt} = 0$  erhält man dann durch Interpolation  $\rho_a$ .

Diese Korrektur, die für Trimm- und Sicherheitsstabeichungen bei SNEAK angewandt wurde (siehe /21/, /22/ und Abb. 17) hat den prinzipiellen Nachteil, daß mit mindestens 2 Kammern gleichzeitig gemessen werden muß.

Nun soll eine weitere Korrekturmöglichkeit angegeben werden, die nicht nur auf Endwerte von Kontrollstäben, sondern auch auf den kontinuierlichen Reaktivitätsverlauf der Eichkurven anwendbar ist.

Wie aus Gleichung (10) ersichtlich ist, werden die zur Zeit  $t_m$  und  $t_{m+1}$  gemessenen Zählraten in die momentane reziproke Periode umgerechnet und gehen nur in dieser Form in Gleichung (11) ein. Der Wert  $\frac{1}{T(t_m)}$  wird solange ortsabhängig gemessen, wie prompte Harmonische am Kammerort angeregt sind. Das ist für die Dauer der Stabbewegung der Fall. Wenn der Stab anhält, klingen sie in einer Zeit ab, die im Vergleich zu den benutzten Meßzeitintervallen von  $\Delta t = 0.5 \text{ sec}$  vernachlässigbar klein ist.

Diese Überlegung wird durch eine Messung in SNEAK-8 bestätigt, bei der die Flußänderung während des teilweisen Ausfahrens des Trimmstabes TS 05 mit 2  $\text{BF}_3$ -Kammern gleichzeitig registriert wurde (Abb. 18). In Abb. 19 ist der Verlauf der reziproken Periode für beide Kammern aufgetragen. Beide Kurven stimmen für den stillstehenden Stab innerhalb der Meßstatistik überein und unterscheiden sich nur für den bewegten Stab.

Da sich Kammer 3 näher am TS 05 befand, wurde von ihr eine zu große Flußänderung registriert. Für die Kammer 2 gilt das Gegenteil. Die Abb. 22 zeigt den entsprechenden inverskinetischen Reaktivitätsverlauf, der sich im Gegensatz zur reziproken Periode auch für den ausgefahrenen, stillstehenden Stab für beide Kammern unterscheidet. Das rührt daher, daß bei der Berechnung des verzögerten Neutronenterms gemäß Gleichung (12) die Vorgeschichte eine Rolle spielt, die ja durch die Anregung prompt Harmonischer während der Stabbewegung für beide Kammern unterschiedlich war. Dieser Fehler klingt erst mit den Zerfallskonstanten  $\lambda_i$  der verzögerten Neutronen in der Rechnung ab.

Die prozentuale Abweichung zwischen beiden Kurven in Abb. 19 scheint in 1. Näherung konstant zu sein. Es lag daher nahe, diese gemessenen reziproken Perioden für den bewegten Stab so zu korrigieren, daß die inverskinetisch ermittelte Reaktivität für den stillstehenden Stab konstant bleibt. Damit wird das gleiche

Kriterium wie in /20/ und /23/ angewandt. Diese Korrektur kann folgendermaßen durchgeführt werden:

$$\left(\frac{1}{T(t_n)}\right)_{\text{Korr.}} = \ln \left(\frac{Z(t_{n+1})}{Z(t_n)}\right) \frac{1}{\Delta t} (1 + K)$$

K ist ein Korrekturfaktor, der durch Iteration auf konstante Endreaktivität bestimmt werden kann.

Diese Korrektur wurde in das inverskinetische Programm eingefügt und bei Trimmstabeichungen in SNEAK-8 erprobt. Da die momentane Stabstellung in den Rechner übertragen wird, ist es möglich, die Korrektur nur für den bewegten Stab durchzuführen, indem abgefragt wird, ob sich die Stellung ändert oder konstant bleibt.

Die Abb. 20 zeigt den mit 3 verschiedenen  $\text{BF}_3$ -Kammern inverskinetisch gemessenen, nichtkorrigierten Reaktivitätsverlauf für die Eichung des TS 05, der ausgehend vom stabilen Reaktor ( $\approx 300$  Watt) kontinuierlich ganz ausgefahren wurde und dann ca. 80 sec stehen blieb. Die nichtkorrigierten Endwerte, wie sie für den Zeitpunkt unmittelbar nach dem Ausfahren abgelesen werden können, sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Mit Kammer 3 wird erwartungsgemäß ein zu großer - mit den Kammern 2 und 4 ein zu geringer Wert gemessen.

Abb. 21 zeigt den entsprechenden korrigierten Reaktivitätsverlauf, der für alle Kammern innerhalb der Meßstatistik übereinstimmt. Der korrigierte Endwert beträgt  $-52.7 \text{ \textcircled{e}}$ .

Die Abb. 22 - 25 sind entsprechende Darstellungen für unterschiedliche Anfangs- und Endstellungen des TS 05. Die für diese unterschiedlichen Fälle ermittelten Korrekturfaktoren sind in Tabelle 3 angegeben.

Da die korrigierten Endwerte für die verschiedenen Kammern übereinstimmen, liegt die Vermutung nahe, daß sie auch richtig - also ortsunabhängig - sind. Um diese Vermutung zu bestätigen, wurden in SNEAK-8 zwei weitere negative Reaktivitätsänderungen zusätzlich durch die Bestimmung der ortsunabhängigen stabilen Periode und mit der Interpolationsmethode gemäß /20/ ausgewertet.

Die Flußänderungen waren dabei so gering, daß sich die stabile Periode mit einer Genauigkeit von  $< 1^0/00$  einstellen konnte, ohne daß der Meßverstärker untersteuert wurde. Die dafür nötige Wartezeit wurde aus /14/ entnommen.

Da nach Erreichen der stabilen Periode die Übergangsperioden und damit die Flußtransienten abgeklungen sind, läuft für diese Zeit auch die inverskinetisch ohne Korrektur gemessene Reaktivität in einen ortsunabhängigen Endwert ein.

Zur Anwendung der Interpolationsmethode gemäß /20/ erschien es sinnvoll, den inverskinetischen Reaktivitätsverlauf innerhalb der ersten 10 sec nach Verstellen des Stabes auszuwerten. Der Reaktivitätsmittelwert in diesem Zeitintervall wurde als Funktion der als linear angenommenen mittleren zeitlichen Reaktivitätsänderung für jede Kammer aufgetragen.

Die Messungen begannen mit einem bei etwa 360 Watt stabilisierten Reaktor. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4 zusammengestellt. Die einzelnen Werte haben folgende Bedeutung:

Spalte 1 :	Messung Nr.
Spalte 2 :	Kammer Nr.
Spalte 3 :	Mittelwerte über die ersten 10 sec nach Verstellen des Stabes
Spalte 4 :	Mittlere zeitliche Änderungen für die ersten 10 sec nach Verstellen des Stabes
Spalte 5 :	inverskinetische Endwerte ( $\approx$ 650 sec nach Verstellen des Stabes)
Spalte 6 :	Die mit Hilfe der Inhourgleichung aus der stabilen Periode berechneten Werte
Spalte 7 :	Korrigierte Werte
Spalte 8 :	Interpolierte Werte (gemäß /20/)
Spalte 9 :	Die über alle Kammern gemittelten Werte der Spalte 5
Spalte 10 :	Die über alle Kammern gemittelten Werte der Spalte 6
Spalte 11 :	Die über alle Kammern gemittelten Werte der Spalte 7

Abb. 26 veranschaulicht die Anwendung der Interpolationsmethode.

Die korrigierten Werte, die nach der Reaktivitätsänderung konstant bleiben, stimmen sowohl mit den Periodenwerten als auch mit den inverskinetischen Endwerten innerhalb der Meßstatistik überein. Da sie außerdem für alle 4 Kammern bis auf die statistischen Schwankungen gleich sind, können sie als ortsunabhängig bezeichnet werden.

Daß die entsprechend /20/ interpolierten Werte bei beiden Messungen etwas niedriger als die korrigierten sind, könnte damit erklärt werden, daß die als linear angenommene zeitliche Änderung tatsächlich nichtlinear ist. Um aber die Interpolation noch mit einer ausreichenden Genauigkeit durchführen zu können, ist es nicht möglich, den der Auswertung zugrunde gelegten Bereich differentiell klein zu machen.

Diese Abweichung, die deutlich über der statistischen liegt, erwies sich bei einer ganzen Serie ähnlicher Messungen als systematisch.

Der Einfluß der prompt Harmonischen ist wegen des dreidimensionalen Problems auch eine Funktion der vertikalen Stabstellung. Das geht anschaulich aus den in Tabelle 3 angegebenen Korrekturfaktoren hervor, die für eine Kammer nicht konstant sind, sondern - wenn auch nur geringfügig - von der Eintauchtiefe des Stabes abhängen.

Eine eingehende Untersuchung dieser Abhängigkeit zeigte, daß es für Kontrollstabeichungen ausreichend ist, wenn man einen Korrekturfaktor  $K_1$  für den halbausgefahrenen Stab (0. → 500.)<sup>+)</sup>  und einen 2. Korrekturfaktor  $K_2$  für den ganz ausgefahrenen Stab (0. → 1000.) ermittelt.

Es hat sich dagegen als ungünstig erwiesen,  $K_2$  für eine Stabstellungsänderung von 500. → 1000. zu bestimmen, da dann der Reaktor mit halbausgefahrenem Stab stabilisiert werden muß, wozu die Verstellung anderer Stäbe erforderlich ist. Letzteres bewirkt nämlich eine Änderung in der Ausbildung von Harmonischen am Detektorort gegenüber der eigentlichen Eichung, bei der der Reaktor mit eingefahrenem Stab (0.) stabilisiert wird.

Bei der Ermittlung der Eichkurve muß dann  $K_1$  für den Bereich 0. → 500. und  $K_2$  für den Bereich 0. → 1000. berücksichtigt werden.

Durch Anwendung dieser Methode wurden bei SNEAK-8 Kontrollstabeichkurven gemessen, die für alle Kammern innerhalb der Meßstatistik übereinstimmten.

Die Abb. 27 und 28 zeigen die nichtkorrigierte und die korrigierte Eichkurve des TS 05, wie sie mit 3 Kammern gemessen wurde.

---

<sup>+)</sup>  Siehe Anmerkung zu Tabelle 3

Während sich die Eichkurven im 1. Fall für die einzelnen Kammern bis zu 13% unterscheiden, stimmen sie im 2. Fall bis auf 4<sup>0</sup>/oo (Meßstatistik) miteinander überein.

In Tabelle 5 sind die für diese Eichung ermittelten Korrekturfaktoren zusammengestellt.

Wenn diese Methode in Reaktoren mit zusätzlicher Quelle angewandt wird, muß zuerst der Quellterm ermittelt werden. Das sollte dann bei möglichst niedriger Leistung und durch langsame Reaktivitätsänderung geschehen, so daß der Fehler infolge prompter Harmonischer gegenüber dem Quelleinfluß vernachlässigbar ist. Anderenfalls wird auch der Quellterm ortsabhängig gemessen und unterscheidet sich für jeden zu eichenden Stab.

### III. Schlußbemerkungen

Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, daß es bei inverskinetischen Kontrollstabeichungen wenig sinnvoll ist, statistische Fehlerschranken anzugeben, wenn nicht die systematischen Abweichungen durch geeignete Korrekturen auf ein so geringes Maß reduziert werden, daß sie mit statistischen Schwankungen vergleichbar sind.

Die erfahrungsgemäß am stärksten ins Gewicht fallenden Fehler werden durch verzögerten Gammafluß und durch prompte Flußoberwellen verursacht. Während die Auswirkungen im 1. Fall durch geeignete apparative Maßnahmen vermindert werden können, müssen im 2. Fall geeignete Auswertungsmethoden angewandt werden.

Bei inverskinetischen Kontrollstabeichungen an SNEAK wurde erstmals eine Korrekturmöglichkeit erprobt, die es gestattet, den Einfluß prompter Flußoberwellen auch bei kontinuierlichen Reaktivitätsänderungen zu eliminieren.

Die Verbesserung der dazu nötigen, relativ zeitaufwendigen, Iterationsprozedur sollte einer weiteren Untersuchung vorbehalten bleiben. Es ist denkbar, daß die in /13/ angegebene Methode zu einer Verringerung der Rechenzeit führen könnte.

Der Verfasser dankt Herrn Dipl. Physiker R. Böhme für die kritische Durchsicht der vorliegenden Arbeit.

Referenzen

- /1/ C.A. Sastre  
Nucl. Sci. Eng. 8, 443 (1960)
- /2/ R.B. Shomo, G.N. Hamilton, R.D. Leamer  
Trans. Am. Nucl. Soc. 9, 261 (1966)
- /3/ R. Dierckx, A. Marchal, A. van Wauwe  
Nucl. Appl. 3, 532 (1967)
- /4/ C.E. Cohn, J.J. Kaganove  
Trans. Am. Nucl. Soc. 5, 388 (1962)
- /5/ E. Türkcan  
RCN-Ext-66-65, p. 16 (1967)
- /6/ K. Monta  
Ind. Nucl. Sci. Techn. 4, 51 (1967)
- /7/ R. Ernst  
"Die schnelle Nullenergieanordnung Karlsruhe"  
Atomwirtschaft (April 1967)
- /8/ E. Schwieger  
"Digitale Reaktivitätsmessungen nach einer Stabfahrmethode"  
Atomkernenergie 13/5 (1968)
- /9/ S.G. Carpenter  
"Reactivity Measurements with Advanced Epithermal Thorium  
(AETR) Cores"  
AI Report 8549, V (1963)

- /10/ B.J. Power et al.  
"SPORT, A System For Processing Reactor Transient Data  
on the IBM 7040 Computer"  
IDO Report 17078 (1965)
- /11/ P. van Velze, H. Walze  
"Aufbau und Funktion des on-line Systems zur Datenver-  
arbeitung und Experimentsteuerung bei SNEAK"  
KFK-1188 (1970)
- /12/ G. Eckert, R. Jacgnemart  
"Mesures De Reactivite Par La Technique De L'Analyse  
Du Flux"  
CEA-N-Report 1385 (1971)
- /13/ C.E. Cohn  
"Experience with Subcriticality Determination by Rod  
Drop in FTR-3 Critical Experiments"  
Trans. Am. Nucl. Soc. 14, (1971)
- /14/ ANL-Report No. 5800
- /15/ L.C. Schmidt  
"Delayed Neutron Parameters and Reactivity Measurements  
in the PRCF"  
HW-Report 79054
- /16/ H. Doerfel, H. Werle  
"Bestimmung der  $\gamma$ -Heizung in schnellen Reaktoren mit  
Radiophotolumineszenzgläsern"  
Vortrag auf der Reaktortagung in Hamburg 1972

- /17/ K.J. Kalker  
"Inverskinetische Reaktivitätsmessungen an Kernreaktoren"  
JÜL-780-RE (1971)
- /18/ B. Köhler  
"Einige Untersuchungen zu den bei Stabfallexperimenten  
auftretenden Auswertungsfehlern"  
Kernenergie, Heft 11 (1967)
- /19/ T. Gozani, Tsahi  
"Subcritical Reactivity Determinations - Comparison of  
Experimental Methods"  
Trans. Nucl. Soc. 9, 236 (1966)
- /20/ F.W.A. Habermann  
"Eine Methode zur Kompensation der Ortsabhängigkeit bei  
Kontrollstabeichungen"  
Vortrag auf der Reaktortagung in Frankfurt/M. 1969
- /21/ R. Schröder et al.  
"Physics Investigations of Uranium-Fueled Fast Steam-  
Cooled Reactors in SNEAK, Assemblies 3A-0, 3A-2, 3A-3  
KFK-847 (1968)
- /22/ D. Stegemann et al.  
"Physics Investigations of a 670-Litre Steam-Cooled Fast  
Reactor System in SNEAK, Assembly 3A-1  
Vortrag zum IAEA-Meeting "Fast Reactor Physics" (1968)

- /23/ G. Kussmaul  
"Prompt-Jump Correction of Inverse Kinetics Rod-Drop  
Measurements"  
Techn. Note, Nucl. Sci. Eng. (1970)
- /24/ S. Hogan  
Nucl. Sci. Eng. 8, 518 (1960)
- /25/ T. Gozani  
"Subcritical Reactor Kinetics and Reactivity Measurements"  
EIR-Report 28 (1962)

Tabelle 1

Einfluß des Meßzeitintervalls

$\Delta t/\text{sec.}$	$\frac{\Delta S}{S} / \%$		
	1 sec nach Abschuß	3 sec. nach Abschuß	5 sec. nach Abschuß
0.2	2.0	0.0	0.0
0.3	8.0	0.0	0.0
0.5	36.0	0.5	0.0
1.0	52.0	1.5	0.2
2.0	88.0	30.0	0.9
3.0	94.0	57.0	33.0
4.0	95.0	69.0	39.0

Tabelle 2

Einfluß der Detektorposition

Ion.Kammer Nr.	Stabendwert in $\phi$
2	-49.7
3	-55.5
4	-48.7

Tabelle 3

Abhängigkeit des Korrekturfaktors von der Eintauchtiefe des Stabes

TS- Stellungsänderung	Ionisationskammer Nr.	Korrekturfaktor K
o. → 998.4 <sup>+) </sup>	2	+ 0.035
	3	- 0.030
	4	+ 0.040
o. → 552.6	2	+ 0.035
	3	- 0.045
	4	+ 0.045
450.0 → 998.4	2	+ 0.030
	3	- 0.030
	4	+ 0.035

+)

o. entspricht eingefahrenem Trimmstab

1000.0 entspricht ausgefahrenem Trimmstab

Tabelle 4

Auswertung von TS-Messungen nach 3 verschiedenen Methoden

Messg. Nr.	Kammer Nr.	$\bar{S} / \phi$	$\left(\frac{\Delta S}{\Delta t}\right) / \phi / \text{sec}$	$S_{\text{End}} / \phi$	$S_{\text{St. Per.}} / \phi$	$S_{\text{Korr.}} / \phi$	$S_{\text{int}} / \phi$	$\bar{S}_{\text{End}} / \phi$	$\bar{S}_{\text{St. Per.}} / \phi$	$\bar{S}_{\text{Korr.}} / \phi$
1	1	$- 3.623 \pm 0.003$	$- 0.004 \pm 0.004$	$- 3.684 \pm 0.008$	$- 3.685 \pm 0.009$	$- 3.678 \pm 0.004$				
	2	$- 3.558$ "	$- 0.008$ "	$- 3.692$ "	$- 3.692$ "	$- 3.682$ "				
	3	$- 3.701$ "	$+ 0.006$ "	$- 3.681$ "	$- 3.685$ "	$- 3.685$ "	$-3.649$	$-3.686$	$-3.687$	$-3.682$
	4	$- 3.881$ "	$+ 0.021$ "	$- 3.686$ "	$- 3.686$ "	$- 3.681$ "				
2	1	$- 5.245 \pm 0.003$	$- 0.006 \pm 0.004$	$- 5.371 \pm 0.008$	$-5.370 \pm 0.008$	$- 5.369 \pm 0.004$				
	2	$- 5.153$ "	$- 0.011$ "	$- 5.387$ "	$-5.386$ "	$- 5.373$ "				
	3	$- 5.354$ "	$+ 0.004$ "	$- 5.353$ "	$-5.357$ "	$- 5.365$ "	$-5.295$	$-5.368$	$-5.370$	$-5.367$
	4	$- 5.604$ "	$+ 0.025$ "	$- 5.363$ "	$-5.369$ "	$- 5.362$ "				

Erläuterungen s.S. 33

T a b e l l e 5

Korrekturfaktoren für die Eichung von TS 05

Korrekturfakt.	Kammer Nr.		
	2	3	4
K 1	+ 0.035	-0.045	+ 0.045
K 2	+ 0.035	-0.039	+ 0.041

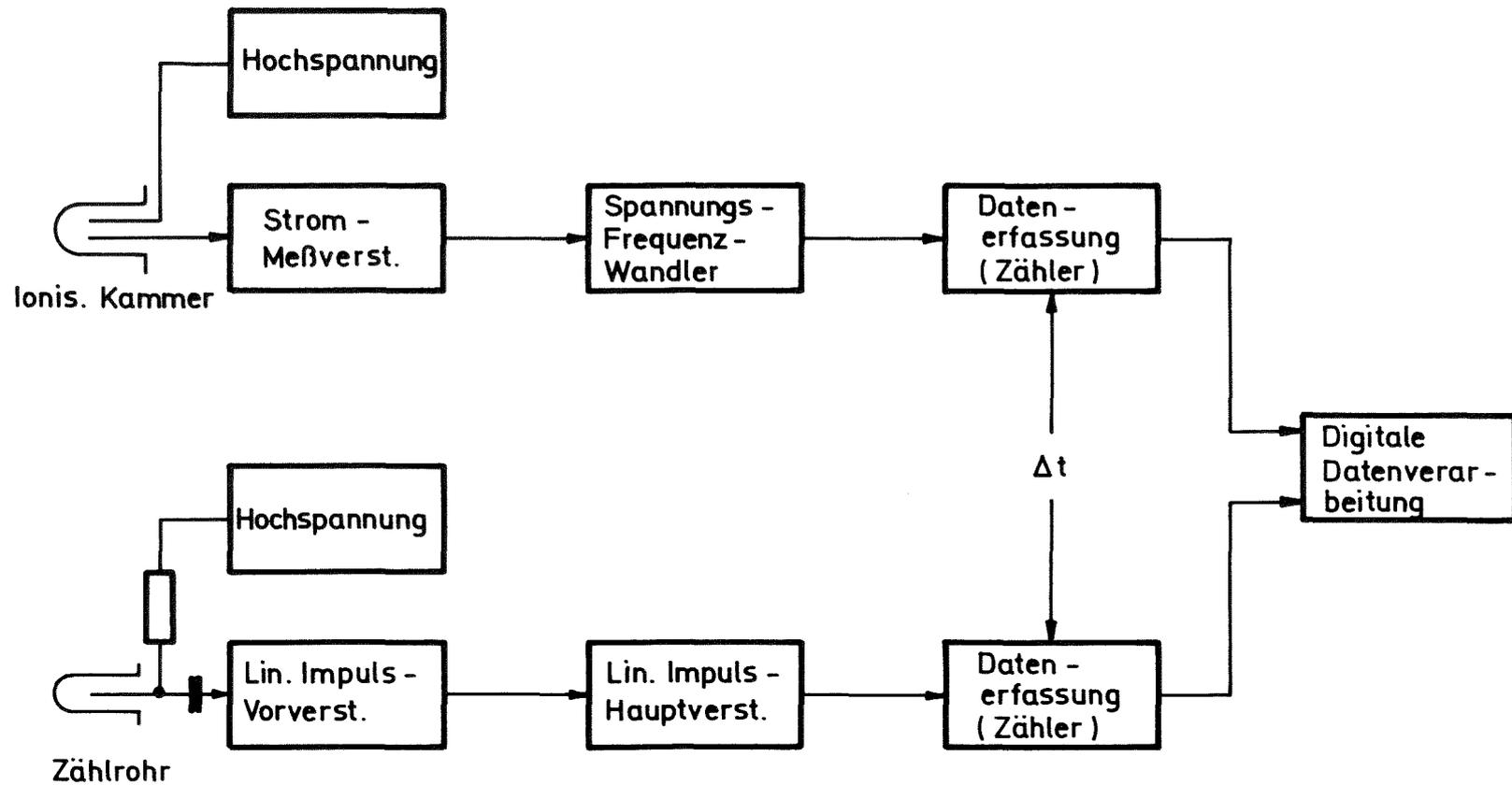


Abb.1 Ionisationskammerkanal - Zählrohrkanal (Prinzip)

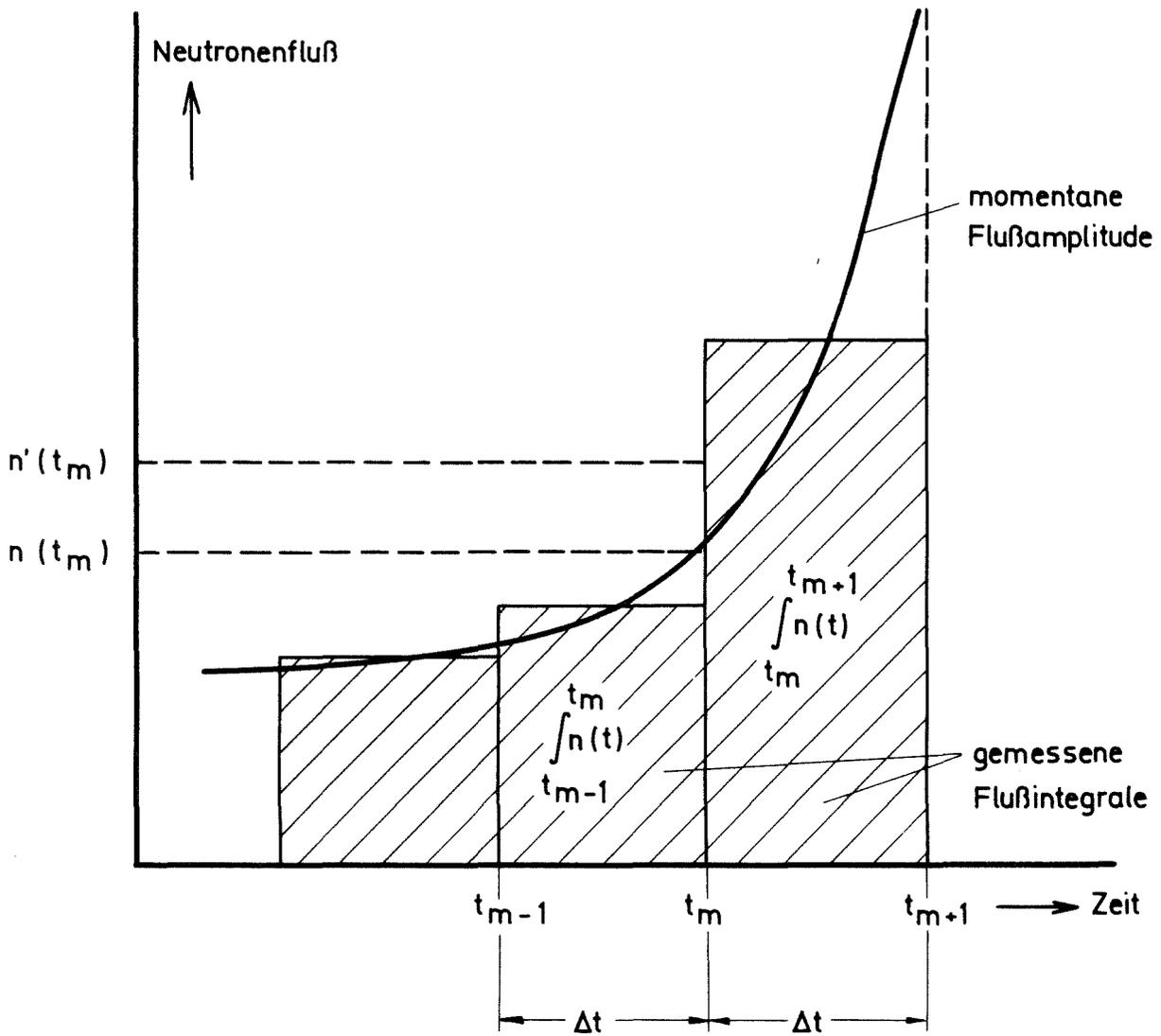


Abb.2 Quantitativer Abtastfehler

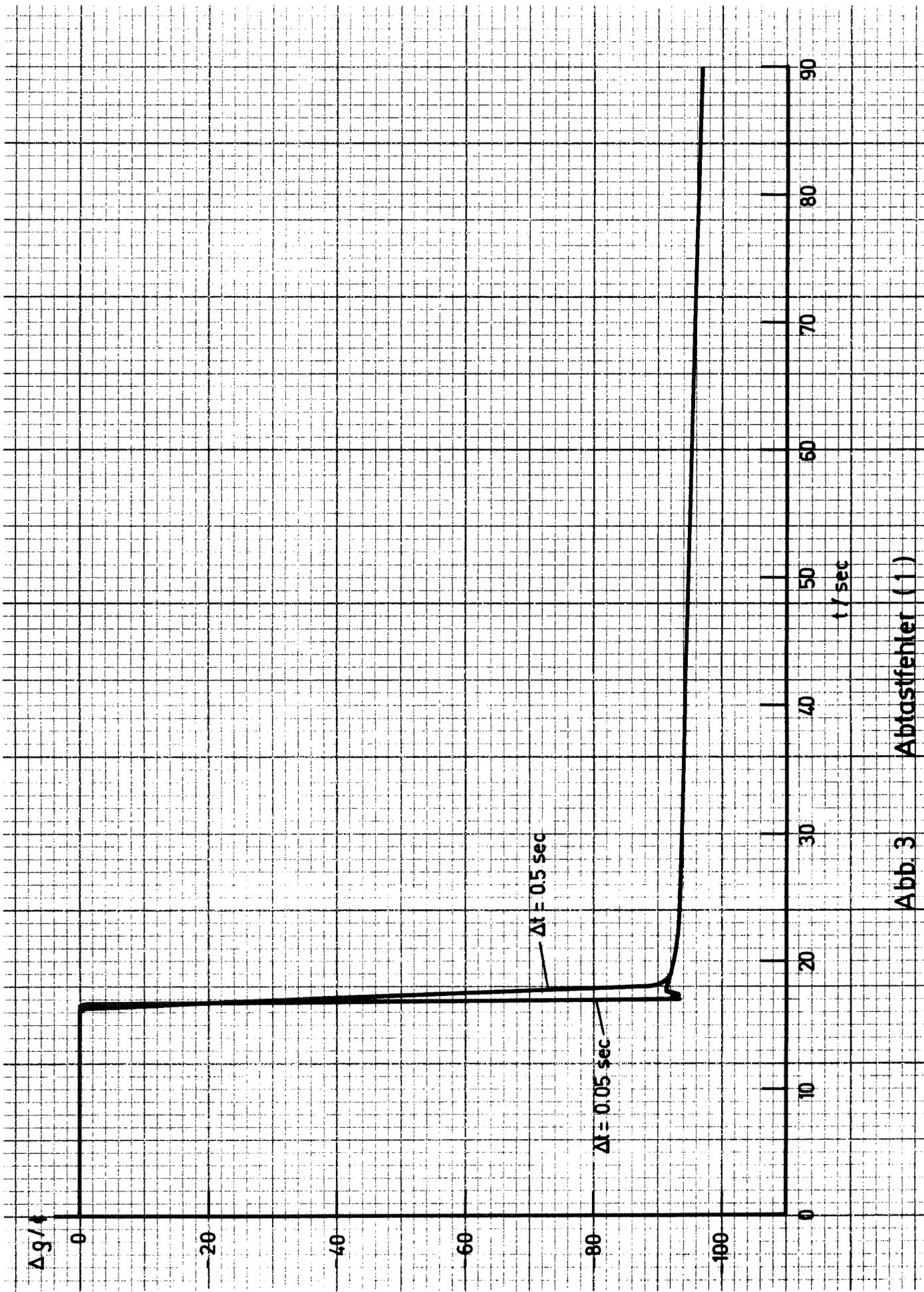
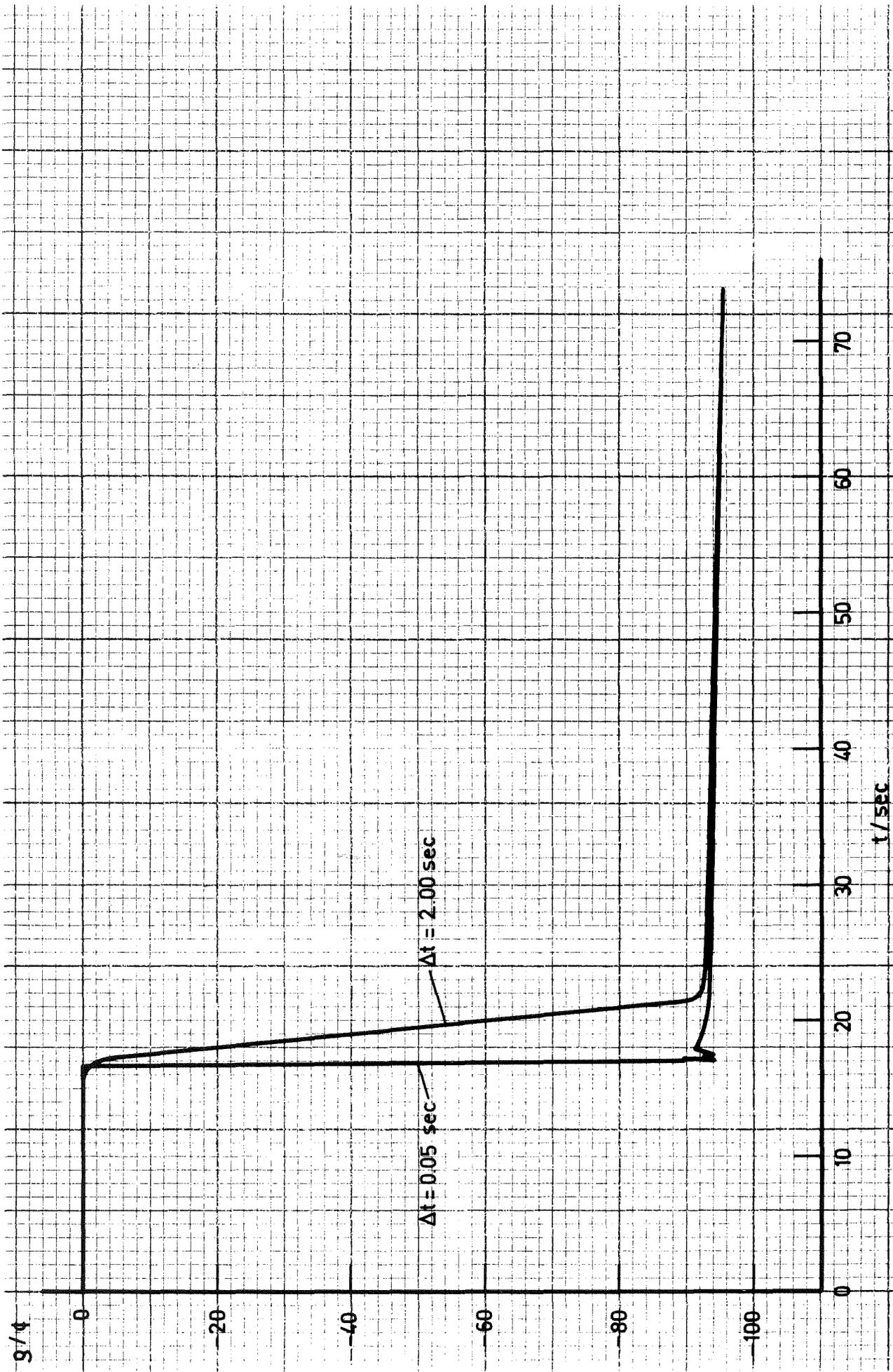


Abb. 3 Abtastfehler (1)



Abtastfehler (2)

Abb 4

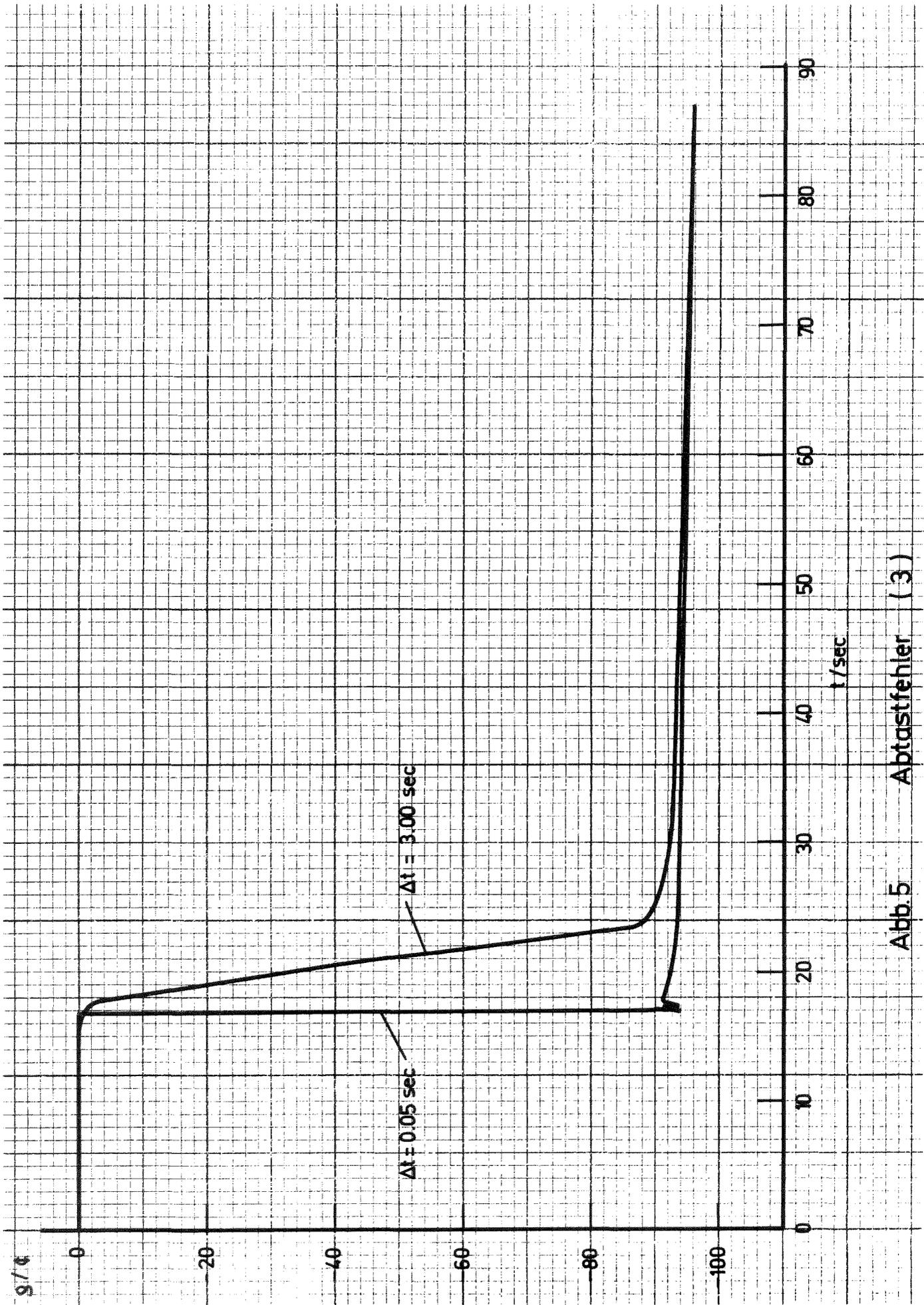


Abb. 5 Abtastfehler (3)

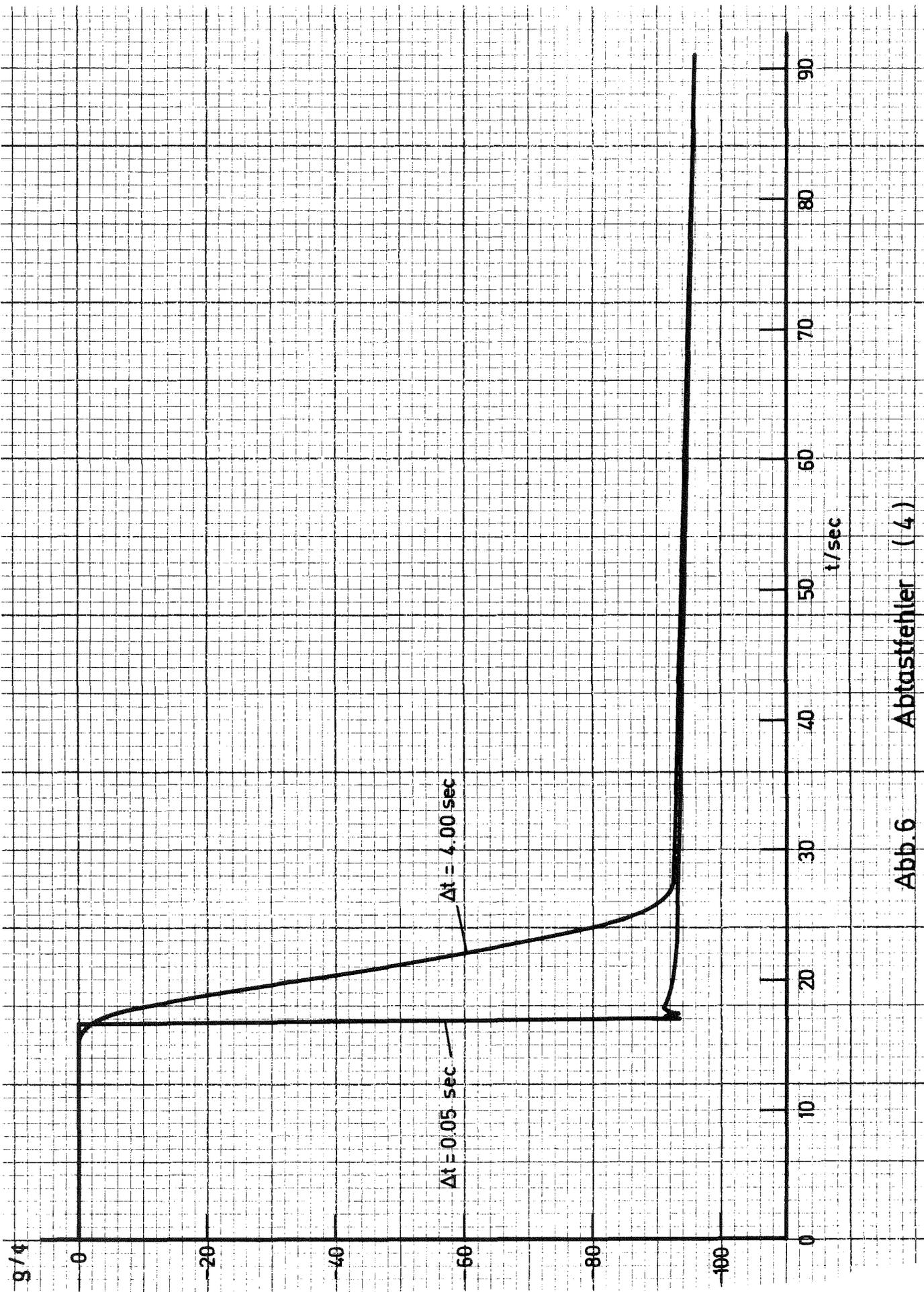


Abb. 6 Abtastfehler (4)

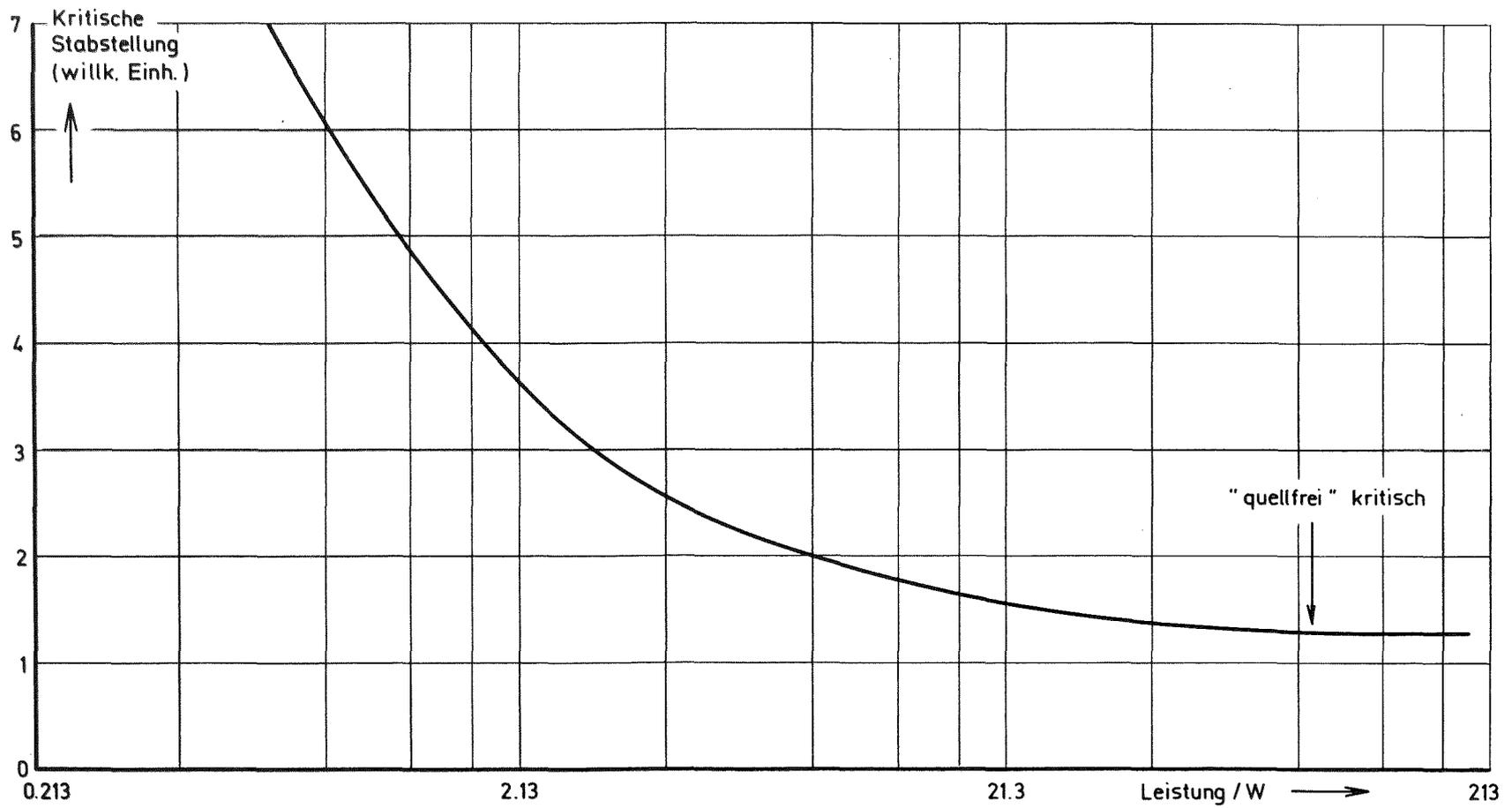


Abb.7 Kritische Stabstellung als Funktion der Leistung

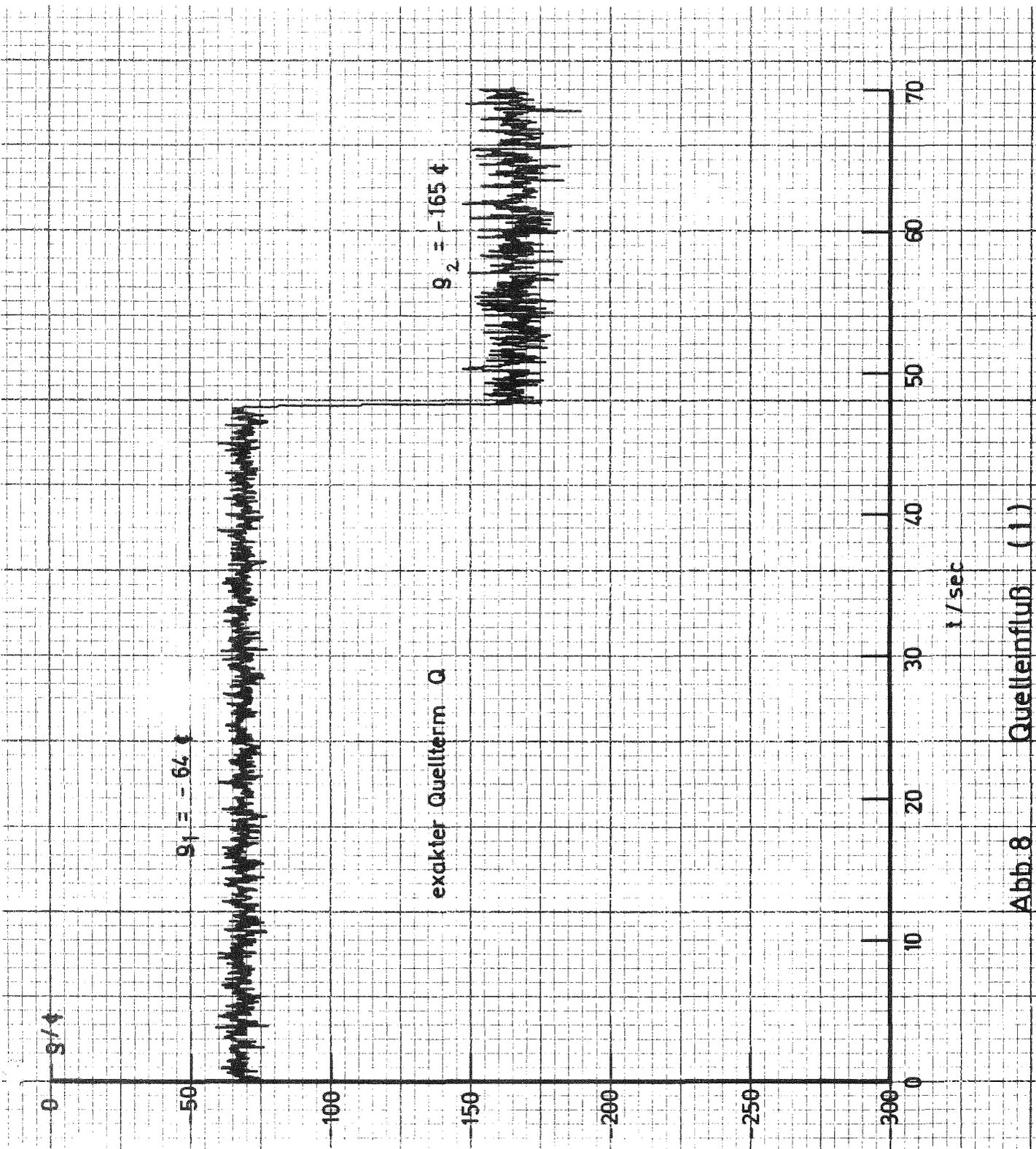


Abb. 8 Quelleinfluß (1)

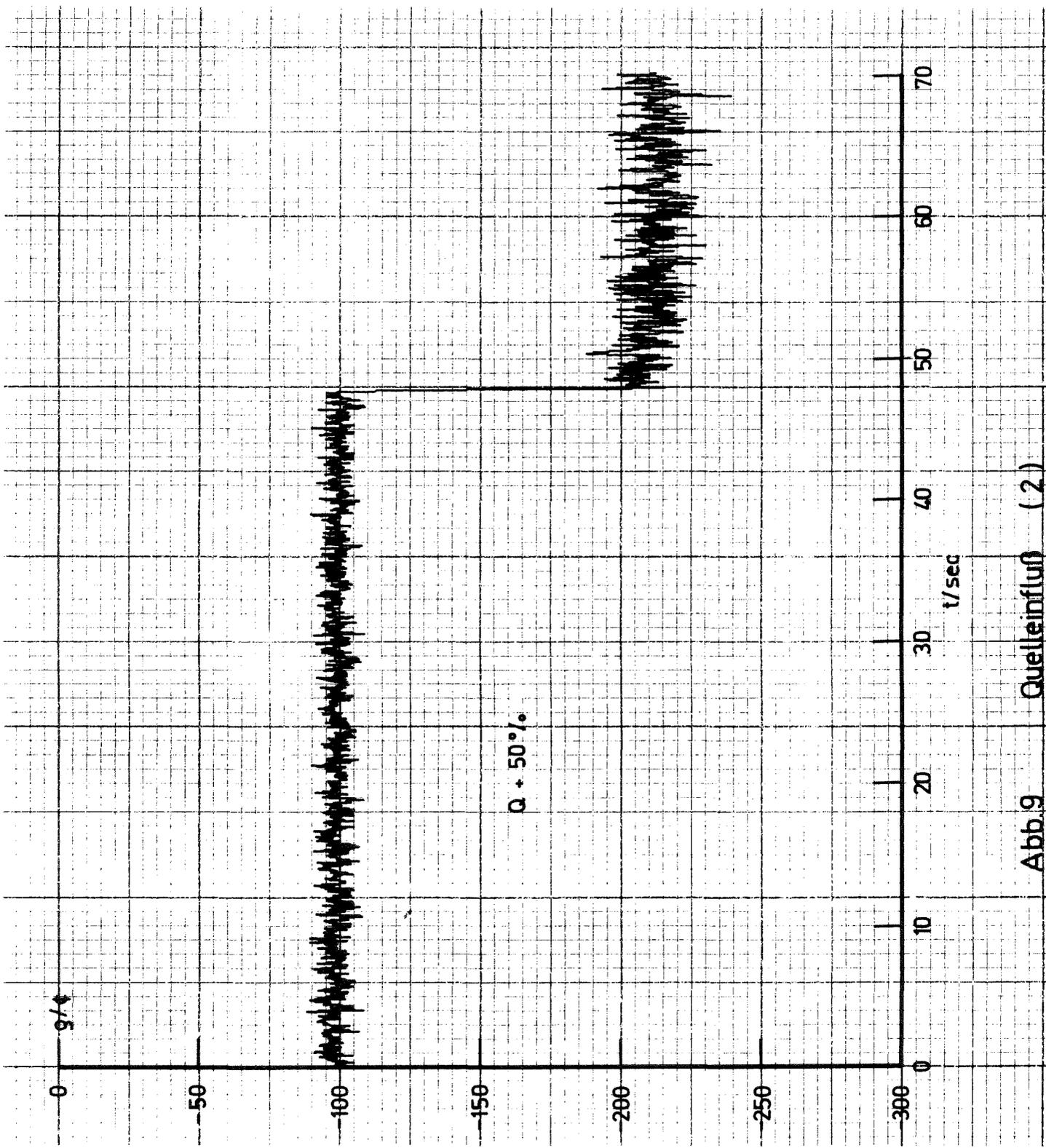


Abb. 9 Quelleinfluß (2)

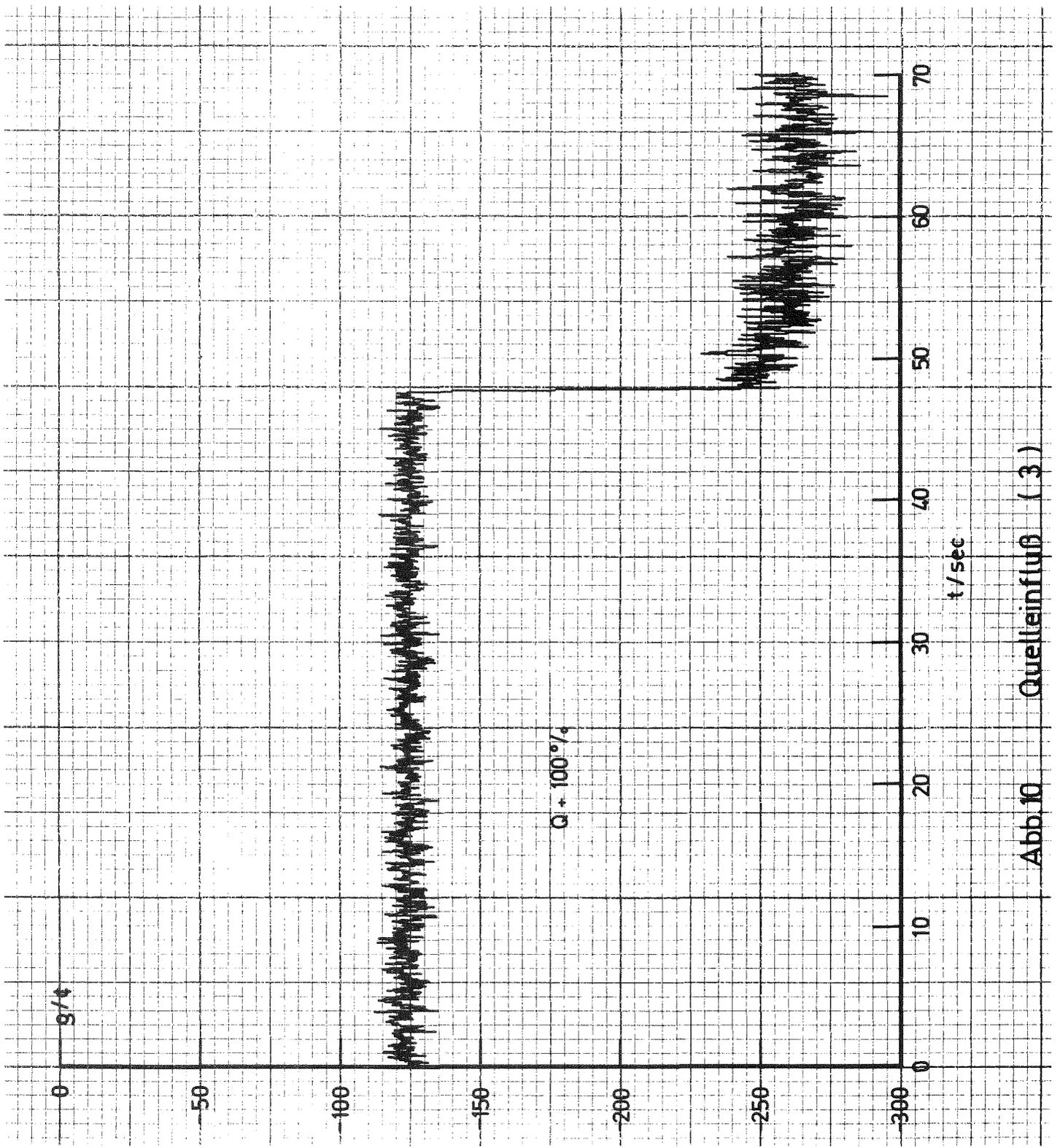


Abb. 10 Quellenfluß ( 3 )

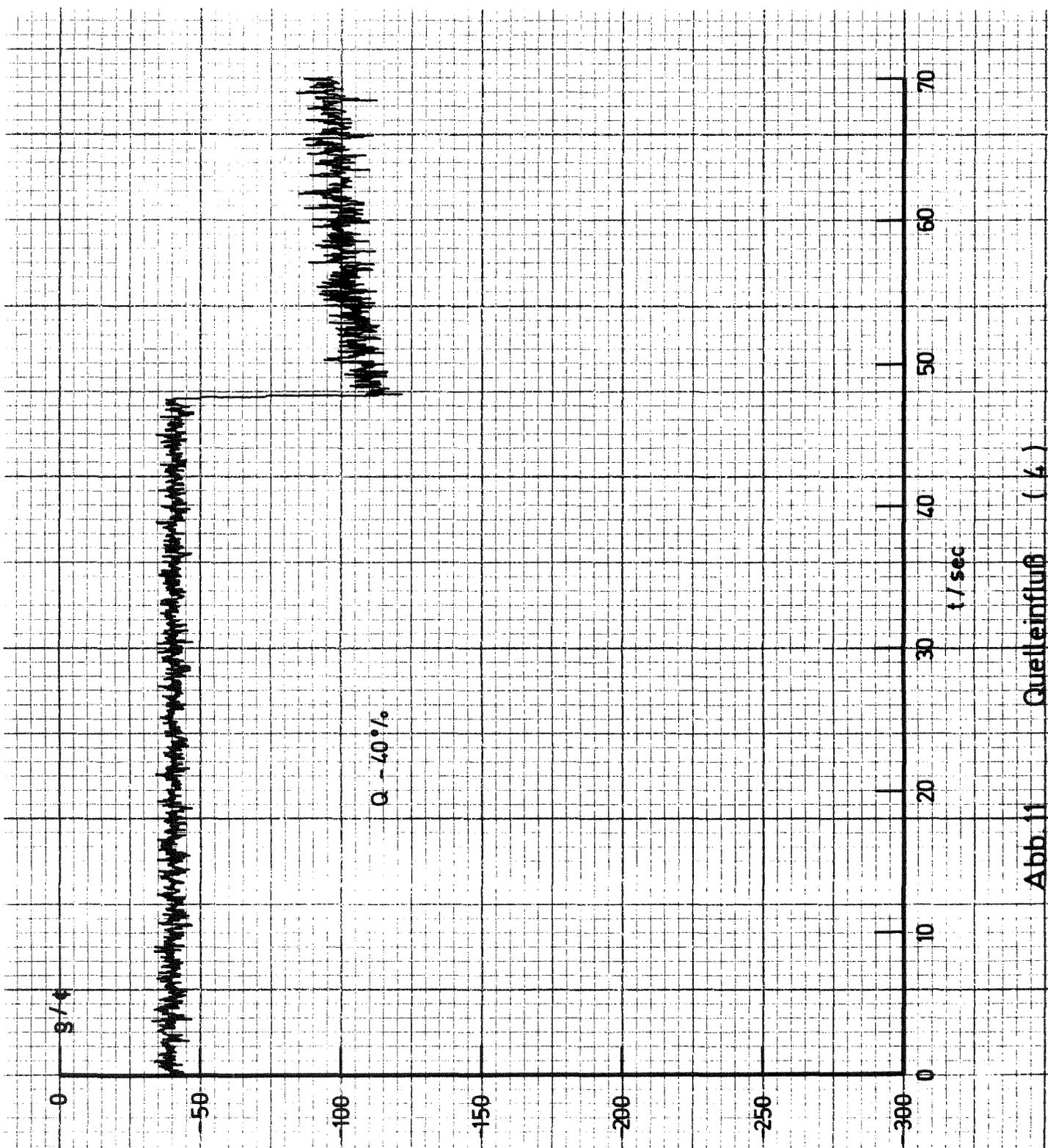


Abb. 11 Quelleneinfluß (L.)

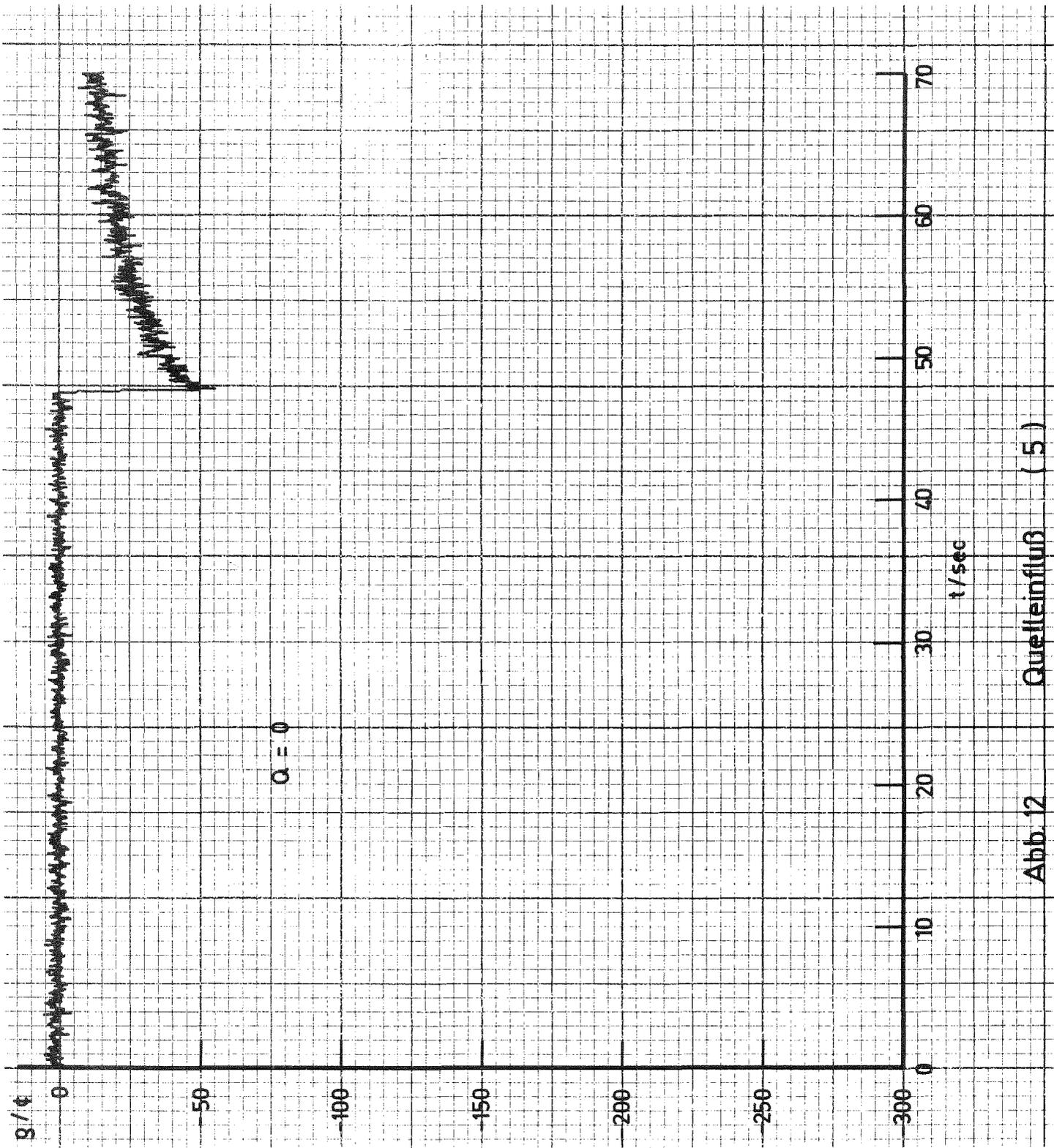


Abb. 12 Quelleinfluß ( 5 )

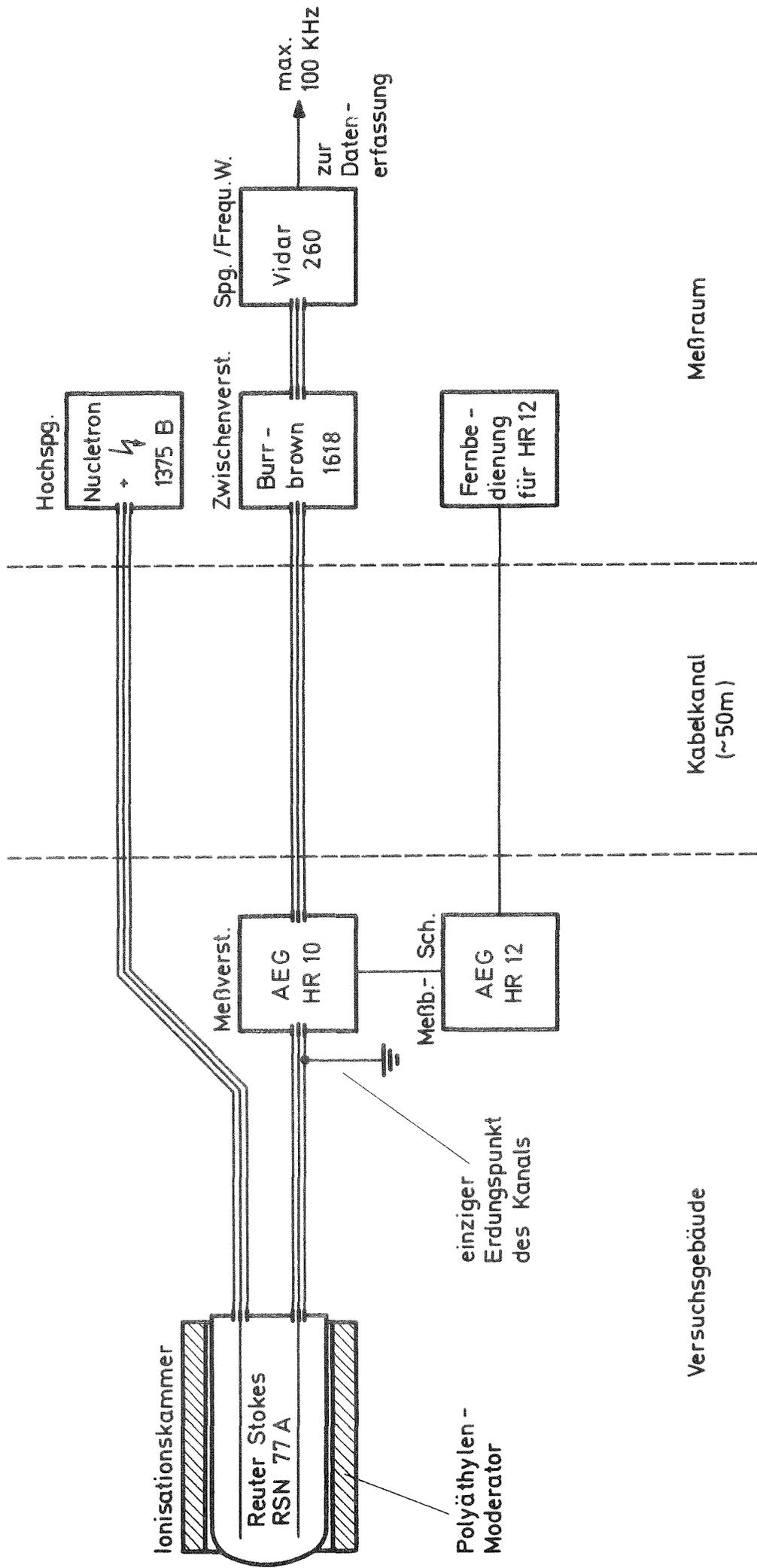


Abb. 13 Ionisationskammerkanal

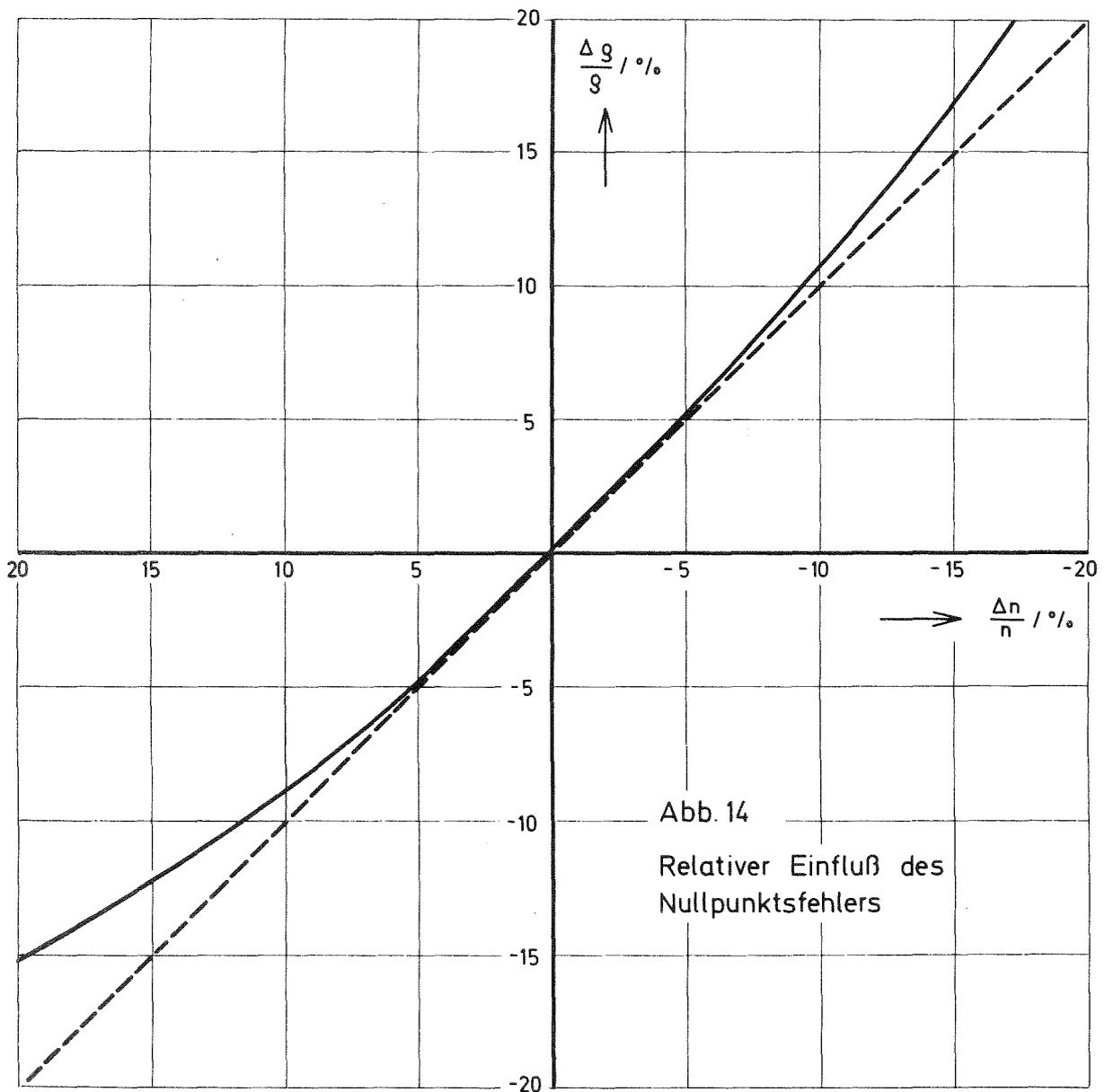


Abb. 14

Relativer Einfluß des  
Nullpunktsfehlers

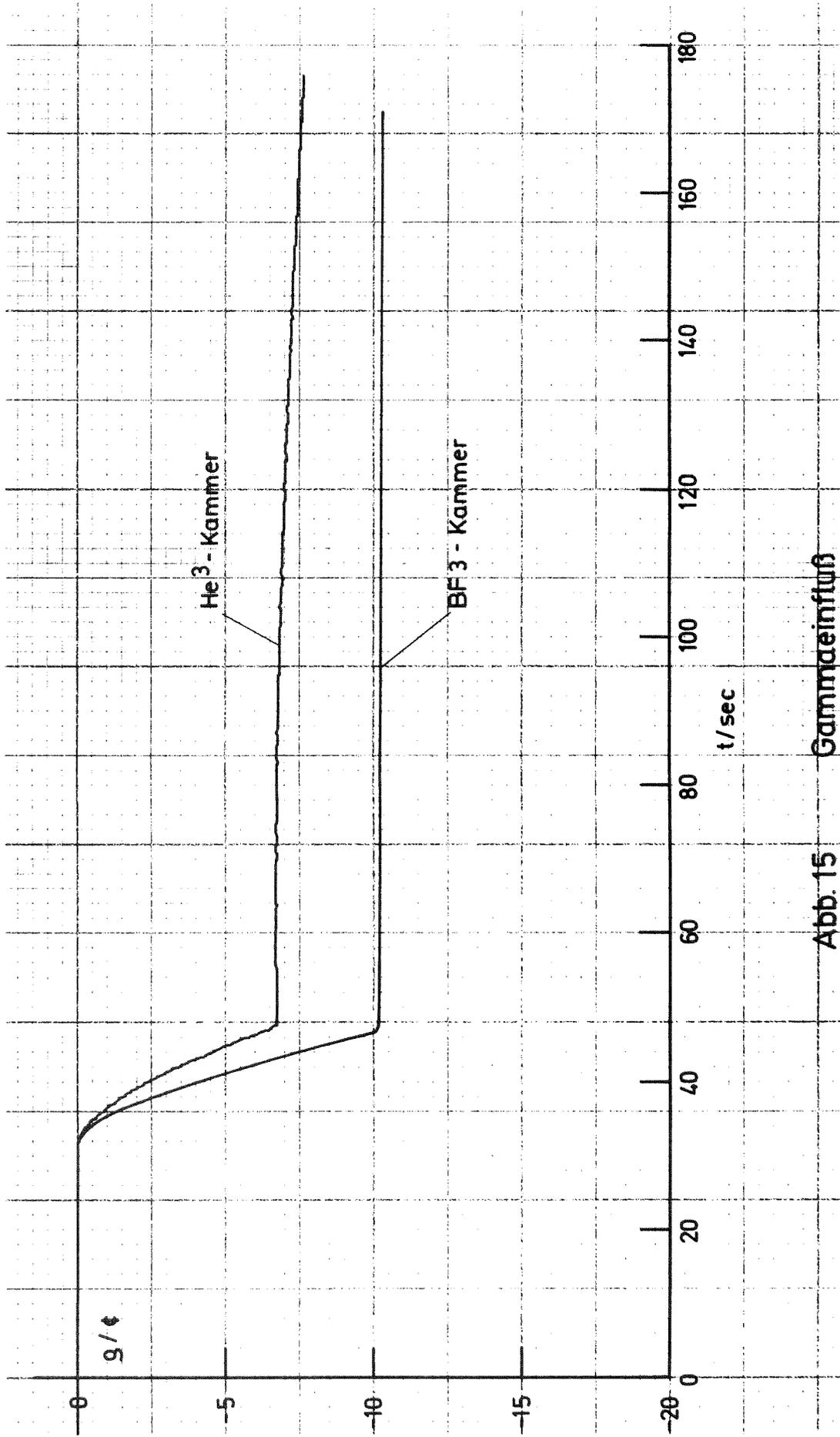


Abb. 15 Gammaeinfuß

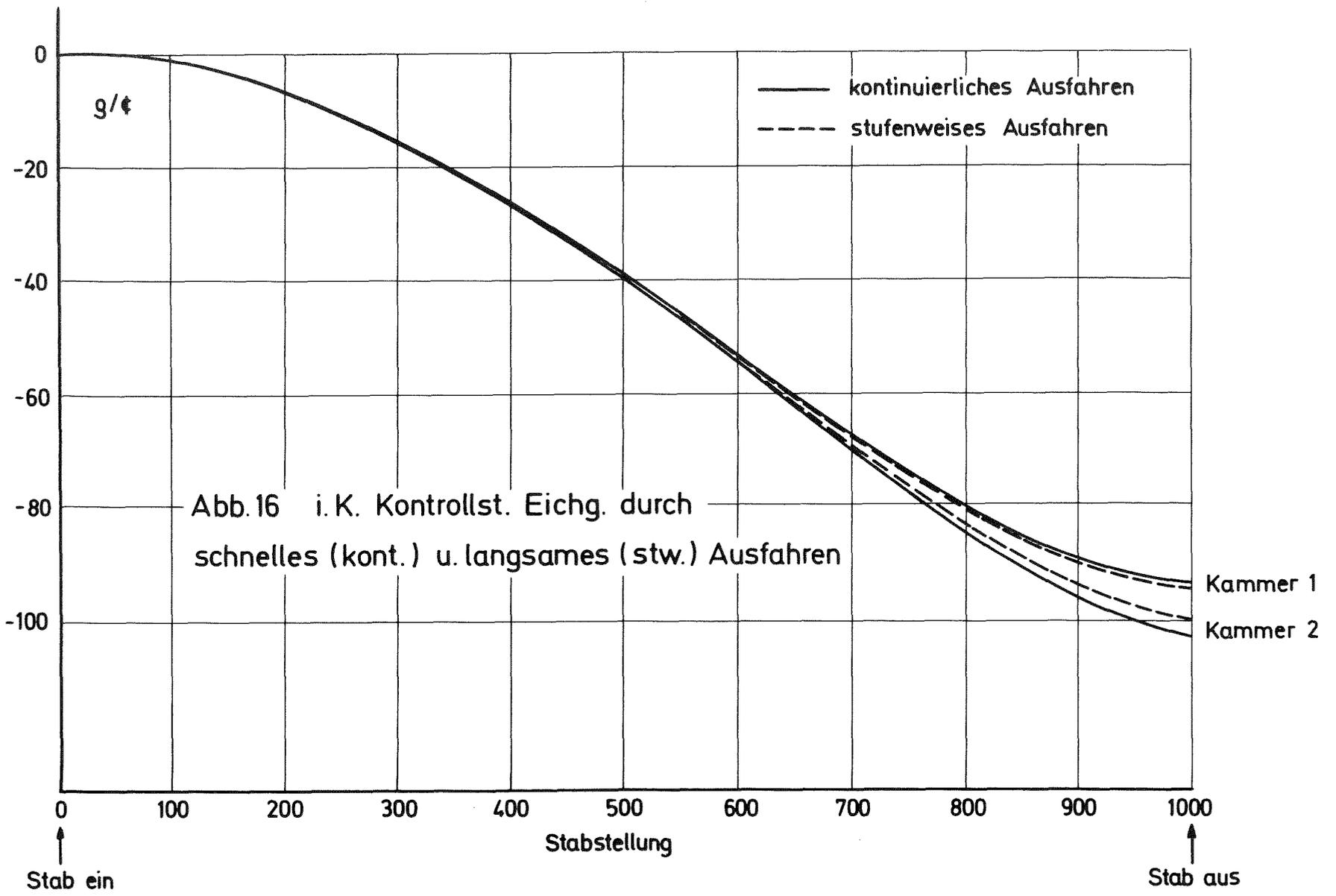


Abb.16 i.K. Kontrollst. Eichg. durch  
 schnelles (kont.) u. langsames (stw.) Ausfahren

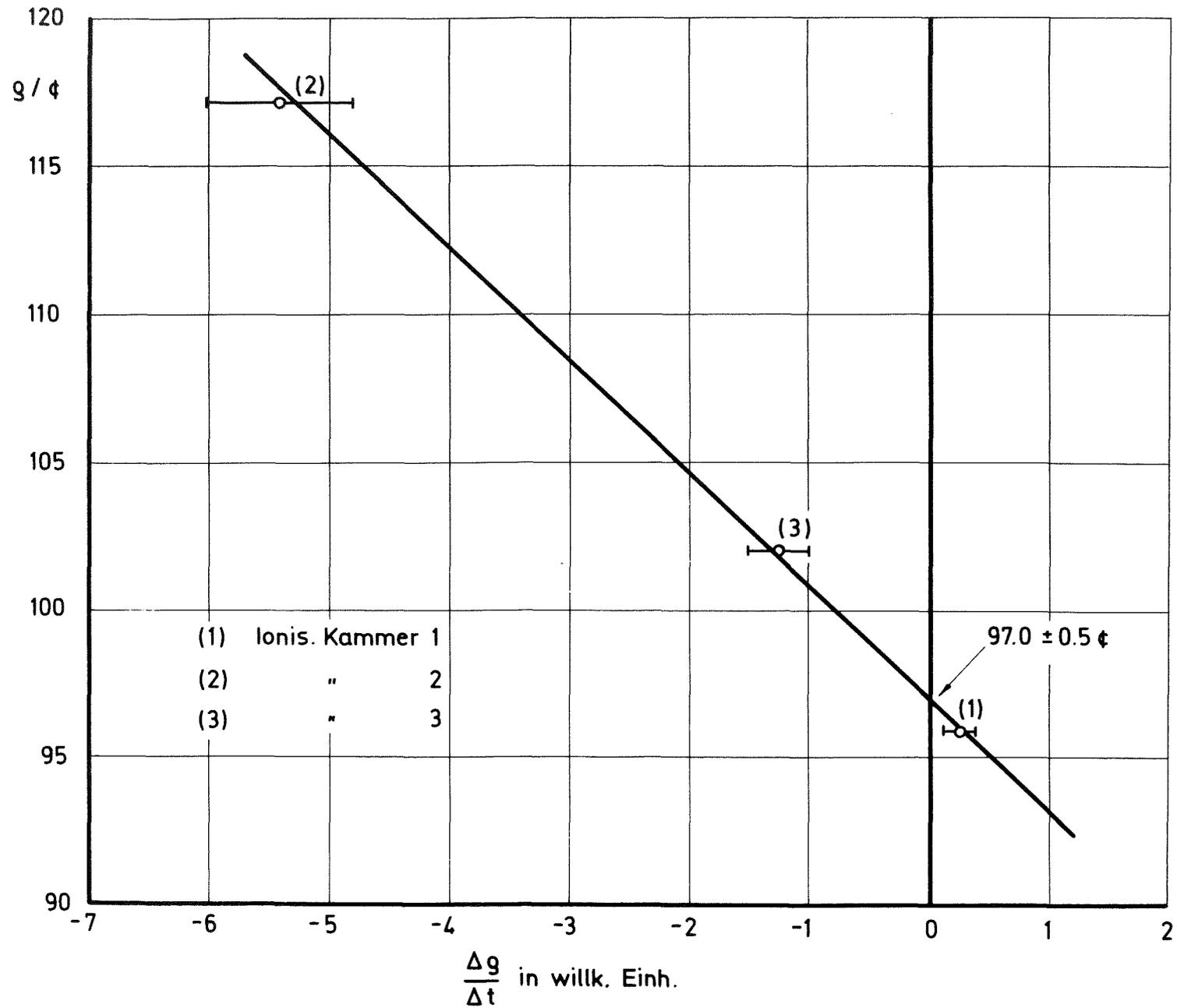
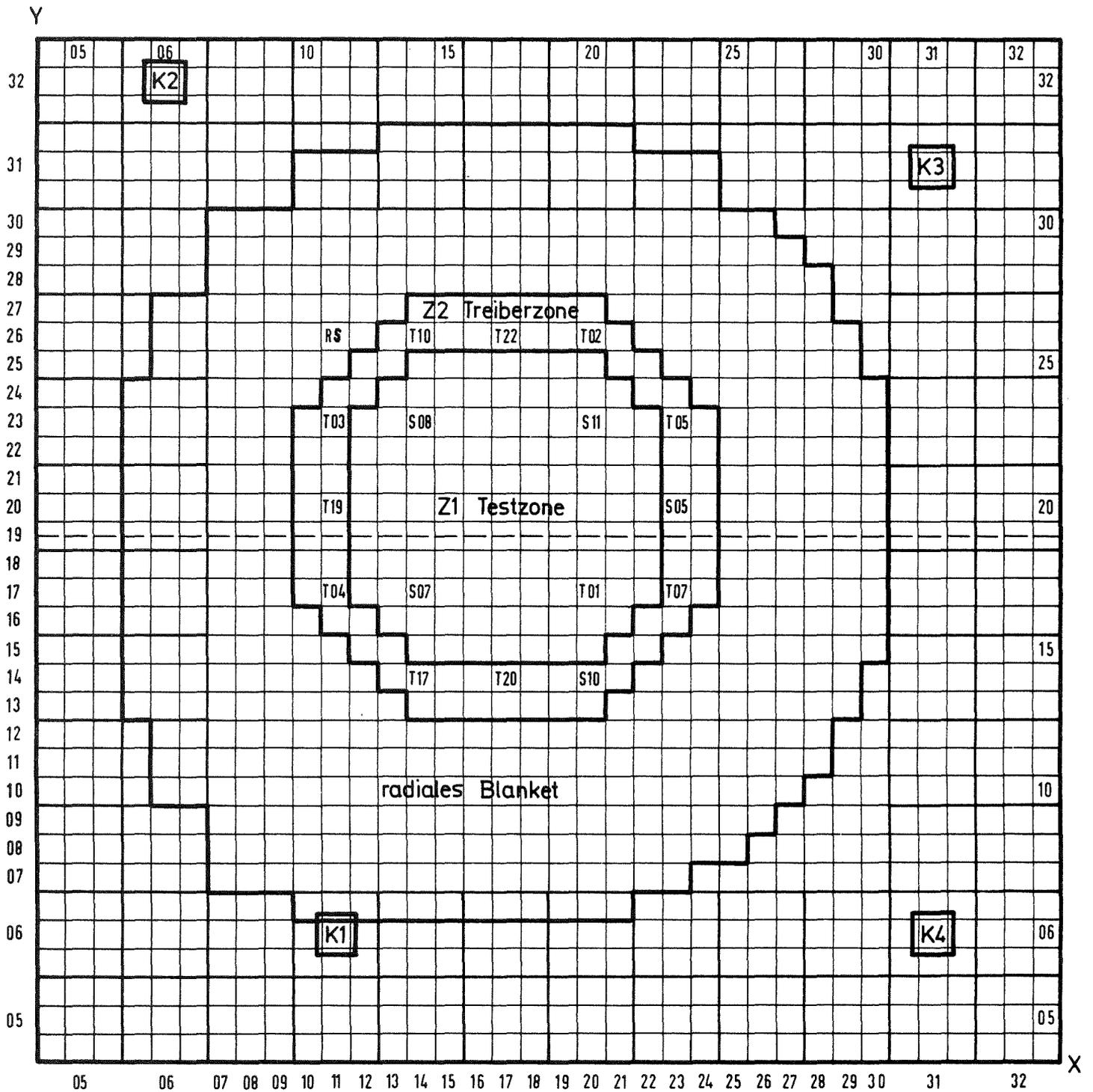


Abb.17 Interpolation des Endwertes vom Sicherheitsstab 1 in SNEAK - 4



SNEAK - 8

Konfiguration

- S Sicherheitsstab
- RS Regelstab
- T Trimmstab
- K Ionisationskammer

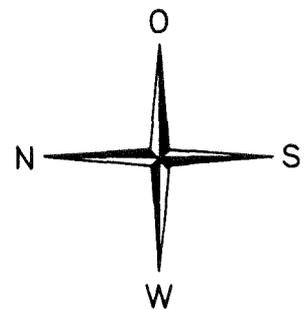


Abb. 18

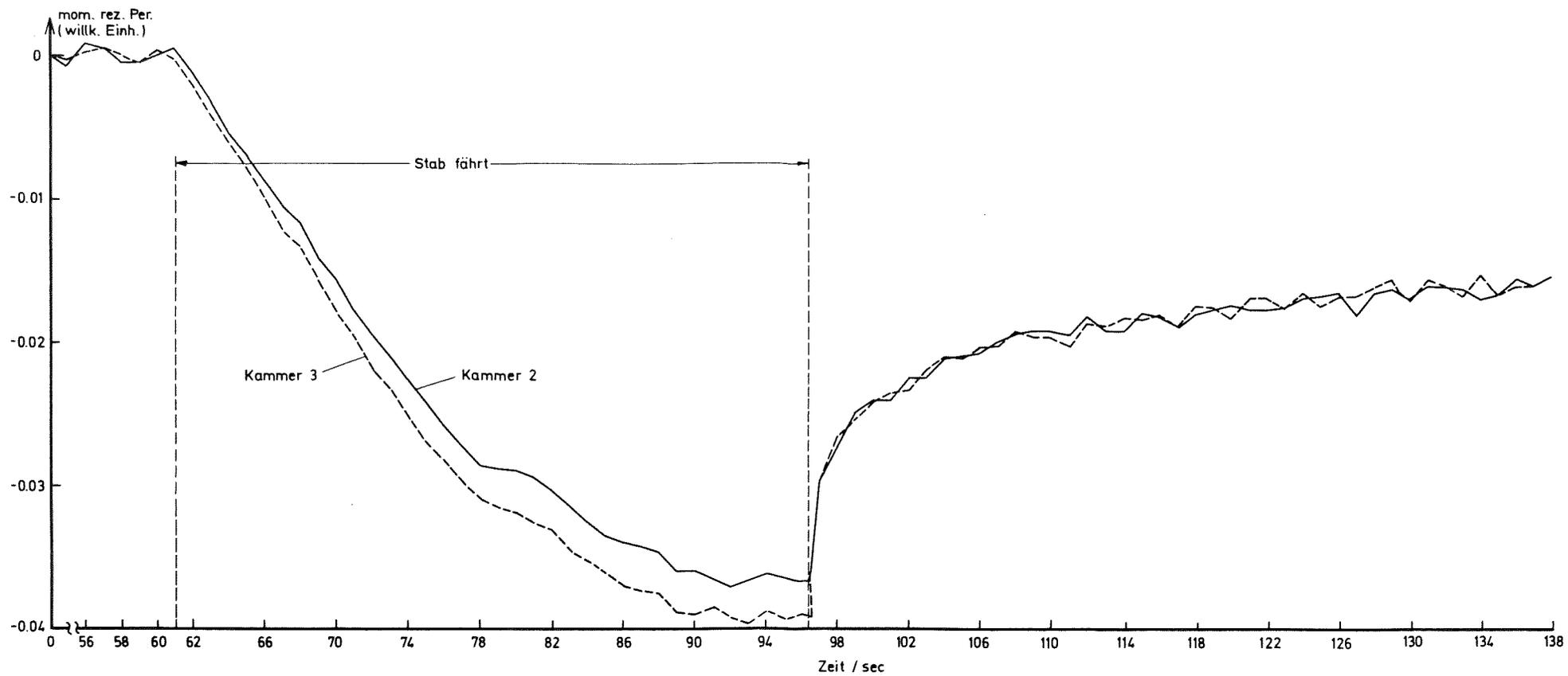


Abb.19 Zeitliche Änderung der momentanen reziproken Periode beim Ausfahren des Trimmstabes TS 05 von 0. nach 552.6 in SNEAK-8

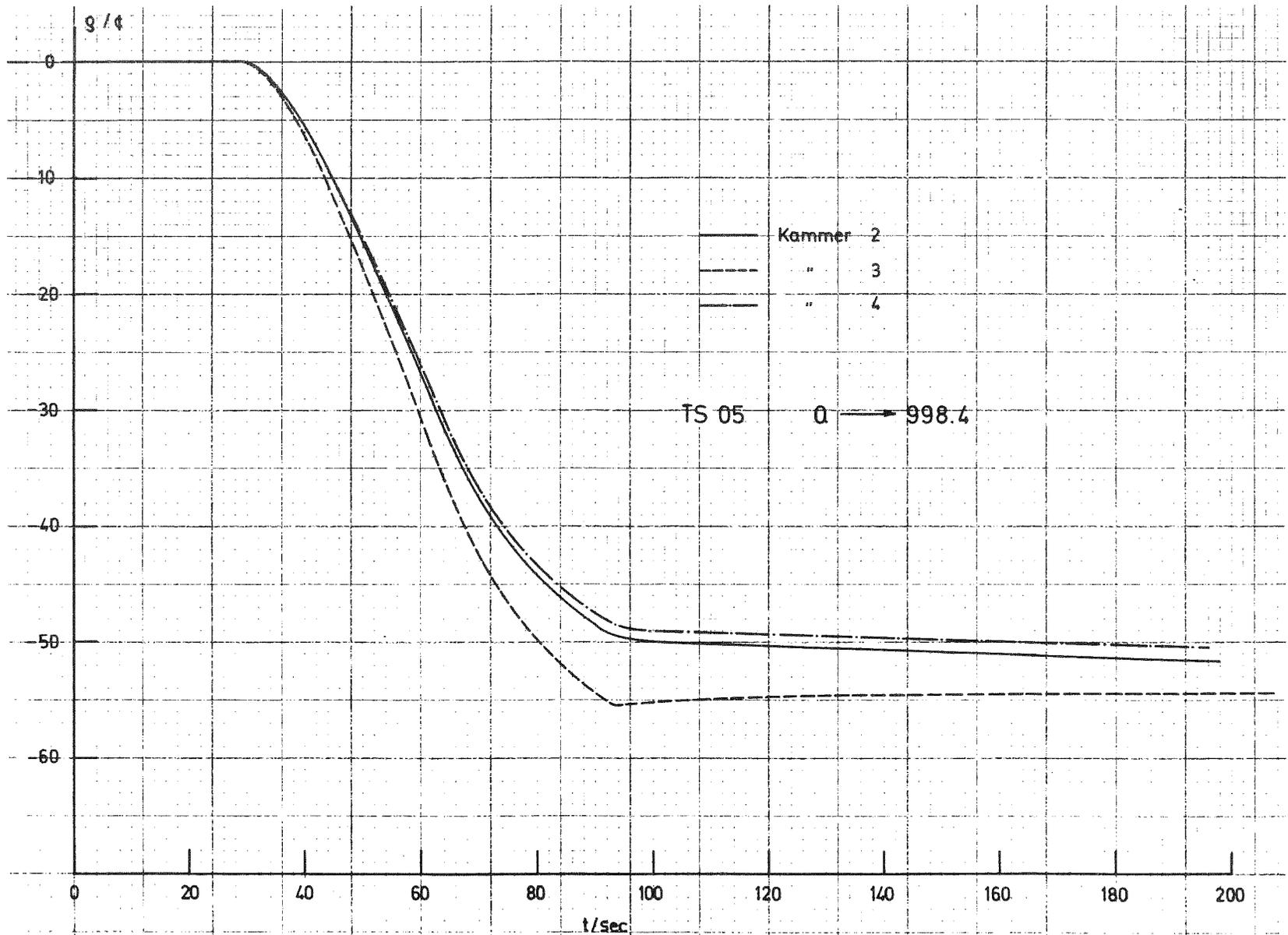


Abb 20

TS - Eichung ohne Korrektur

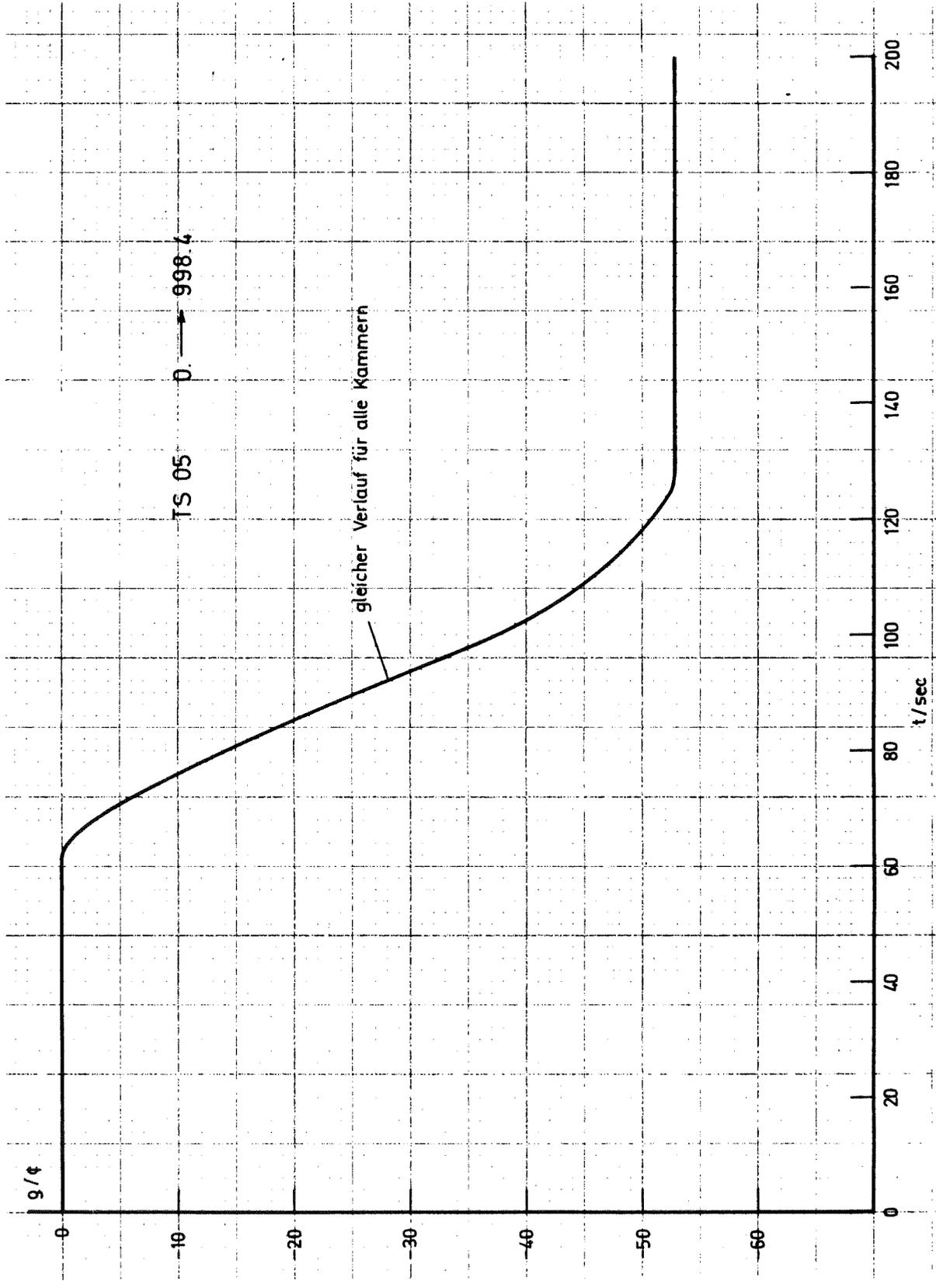


Abb. 21 TS - Eichung mit Korrektur

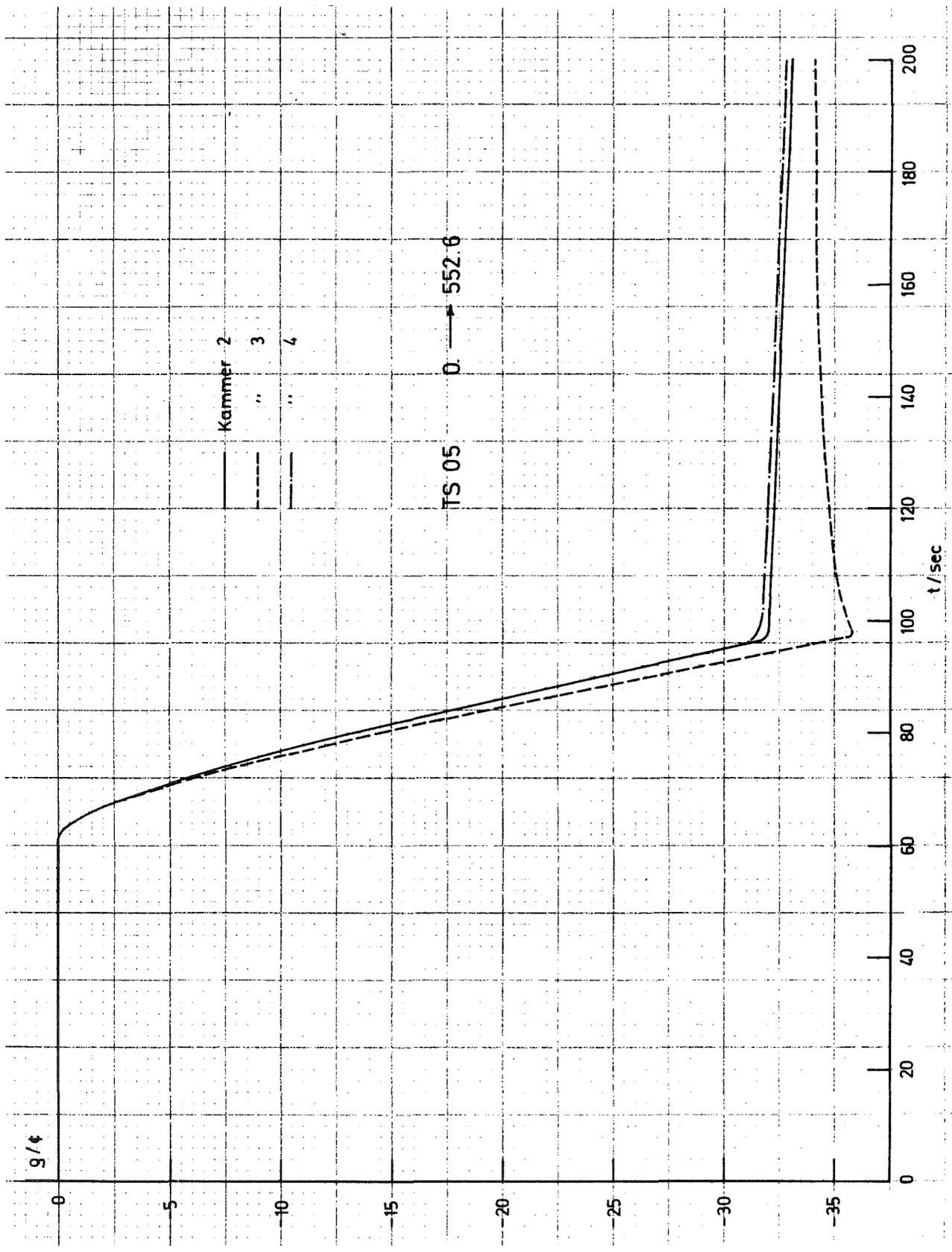


Abb. 22 TS - Eichung ohne Korrektur

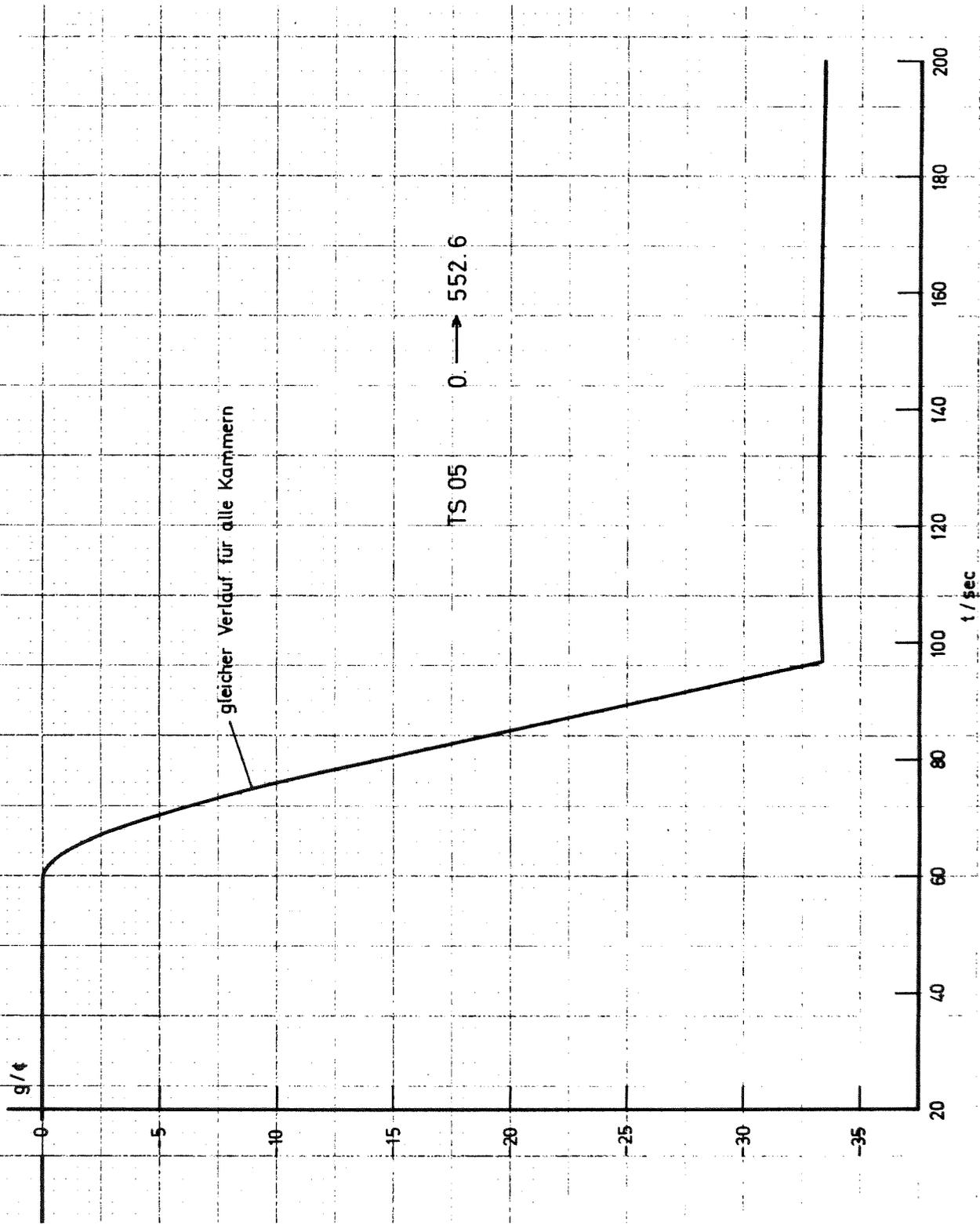


Abb 23 TS - Eichung mit Korrektur

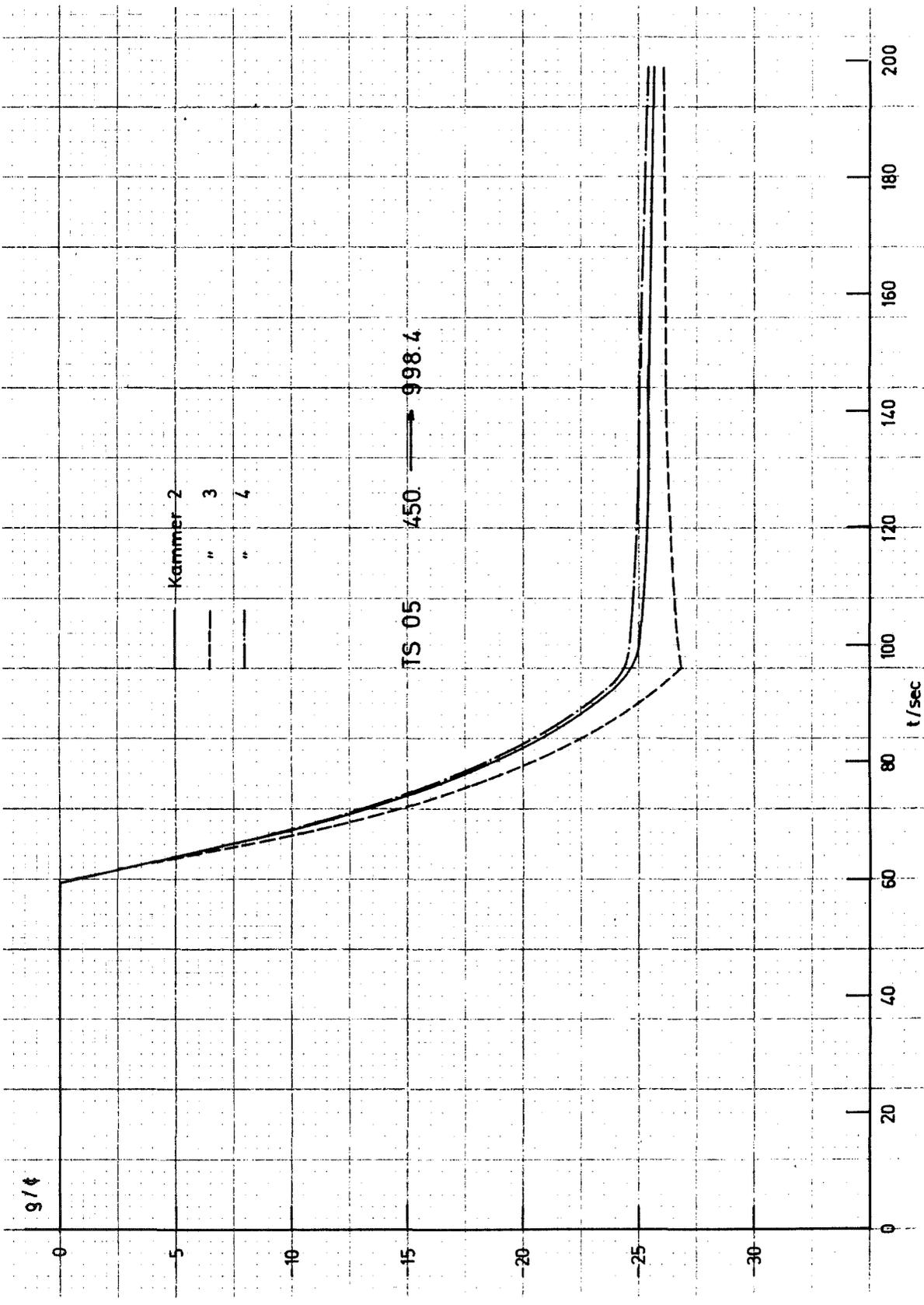


Abb. 24 IS - Eichung ohne Korrektur

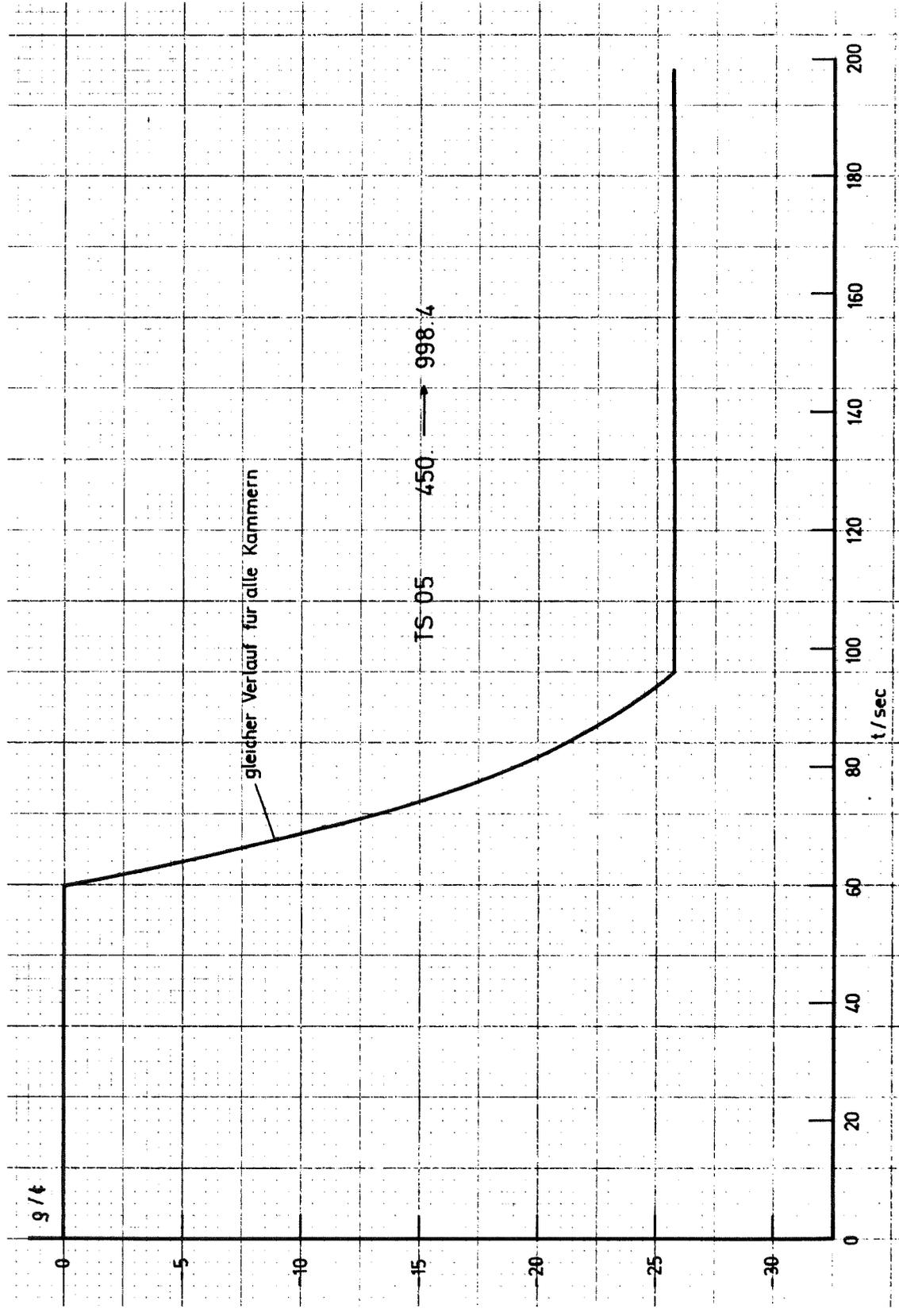
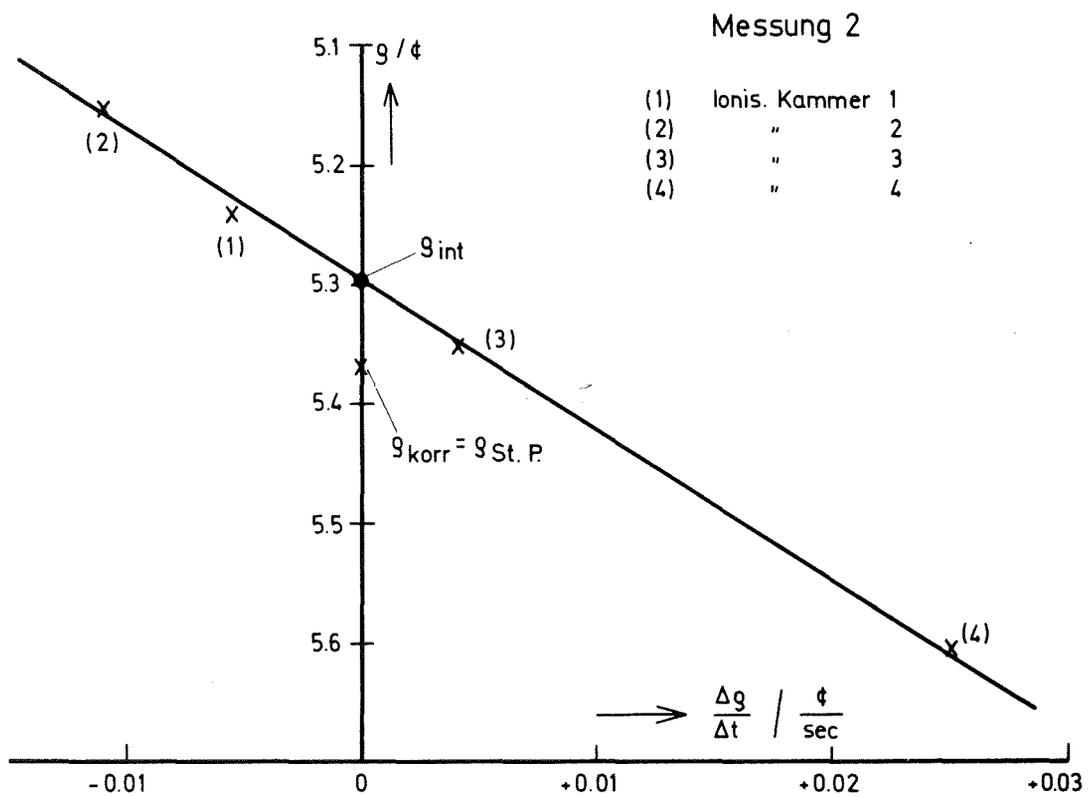
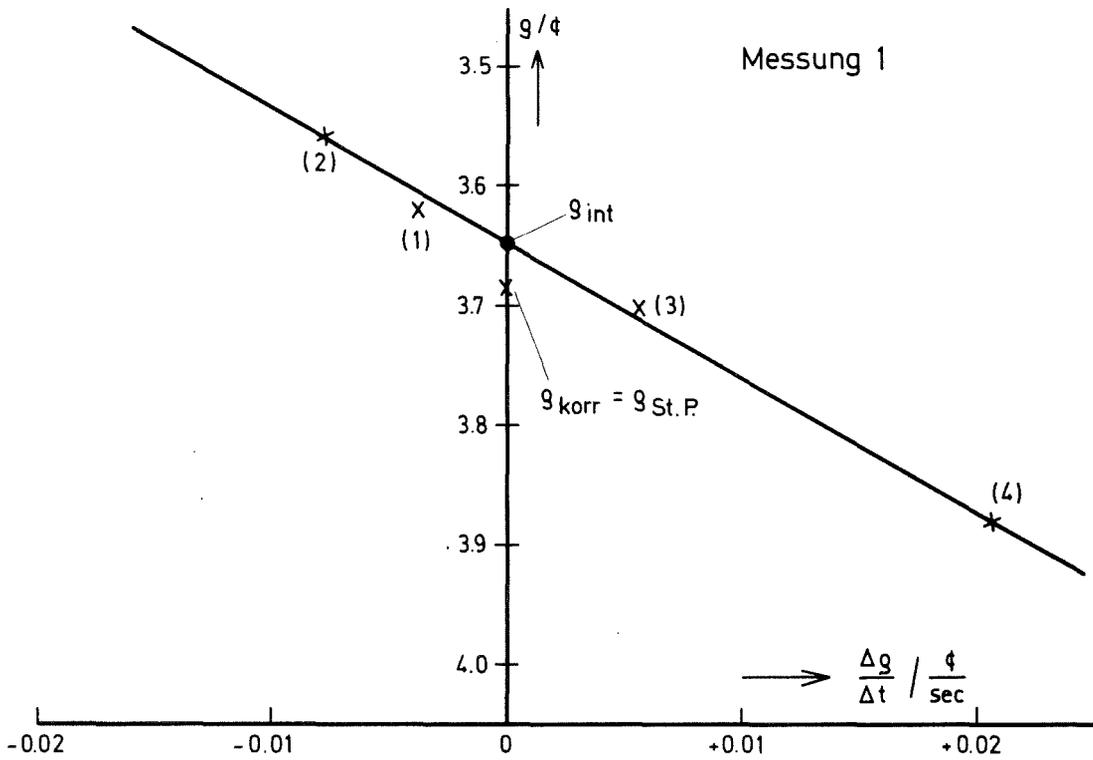


Abb. 25 TS - Eichung mit Korrektur



- |     |               |   |
|-----|---------------|---|
| (1) | Ionis. Kammer | 1 |
| (2) | "             | 2 |
| (3) | "             | 3 |
| (4) | "             | 4 |

Abb. 26 Interpolation von Trimmstabwerten

