

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

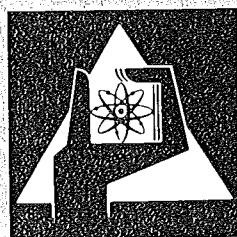
August 1975

KFK 2123

Institut für Experimentelle Kernphysik

Supraleitender Schalter mit Stoßstromauslösung

H. Köfler



**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

KFK 2123

Institut für Experimentelle Kernphysik

Supraleitender Schalter mit Stoßstromauslösung

H. Köfler

Gesellschaft für Kernforschung m.b.h., Karlsruhe

Zusammenfassung:

Die Bereitstellung der für die Erregung großer Magnete nötigen Energie mit supraleitenden Energiespeichersysteme kann von Vorteil sein. Das Verhalten und die Parameter des Schaltgliedes, das den supraleitenden Speicherkreis schließt und öffnet, werden untersucht. Mathematische Näherungslösungen werden mit gemessenen Resultaten auf ihre Eignung geprüft. Der Einfluß des Stoßkondensators wird untersucht und Hinweise für die Auslegung der Stoßkreise werden angegeben.

Abstract:

Superconducting switch with impulse current triggering

Supplying reactive power by superconducting storage systems may have considerable advantages. The behaviour and parameters of the switching device, opening and closing the storage circuit are studied. Approximative mathematical solutions are checked against measured results. The influence of the impulse capacitor is studied and hints to design the triggering circuits are given.

Supraleitender Schalter mit Stoßstromauslösung⁺⁾

Schlagwörter: Supraleitender Schalter, Transiente Vorgänge

Übersicht:

Die Anwendung der heute möglichen technischen Parameter auf die Entwurfskonzepte von Fusionsreaktoren führt zu Magnetsystemen, deren Auferregung sehr große Blindleistungen erfordert [1]. Diese Blindleistungen lassen sich vorteilhaft mit supraleitenden Energiespeichern bereitstellen. Integrierender Bestandteil eines solchen magnetischen Energiespeichers ist ein Schaltglied, das den supraleitenden Speicherkreis schließt oder öffnet.

Für die technische Realisierung großer Speichersysteme ist das Verhalten dieses Schaltgliedes und seine Auslegung von wesentlicher Bedeutung. Die vorliegende Arbeit untersucht für einen supraleitenden Schalter, dessen Auslösung mit einem stoßartigen Zusatzstrom aus einer Kondensatorenentladung erfolgt, die Beschreibung des Schaltvorganges. Die Gültigkeit der verwendeten Näherungslösungen wird im Vergleich mit Meßergebnissen nachgeprüft. Der Einfluß der Kapazität des Stoßkondensators und dessen Ladespannung auf die Schaltauslösung wird näher untersucht. Hinweise für die Auslegung der Stoßkreise zur Schalterauslösung wird gegeben.

+)

Die Arbeit wurde mit der finanziellen Unterstützung des Bundesministeriums für Forschung und Technologie durchgeführt.

Eingereicht am 24.7.1975

1. Einleitung

Die Auslösung eines supraleitenden Schalters kann auf der Beeinflussung der kritischen Größen des Supraleiters basieren. In früheren Untersuchungen [2, 3] wurde die Überschreitung des kritischen Stroms I_c durch einen Zusatzstrom als günstige Auslösemöglichkeit ermittelt.

Das prinzipielle Schaltbild einer Speicheranordnung mit einer solchen Auslösung zeigt Bild 1. Der eigentliche Schaltkreis, der hier betrachtet werden soll, liegt im schraffierten Feld von Bild 1.

Der Kreis besteht aus der Stoßkapazität C_S , der Funkenstrecke F , den Verbindungsleitungen (Ersatzwiderstand R_V), der Schalterinduktivität L_S und dem Schalterwiderstand R_S . R_S kann stationär zwei Werte annehmen und zwar $R_S = 0$ und $R_S = R_{ST}$. Der Übergang von $R_S = 0$ auf R_{ST} erfolgt nach der Auslösung des Schalters nach einer Zeitfunktion, deren Nullpunkt gegenüber dem Auslösezeitpunkt zeitlich verschoben ist. Die zeitliche Verschiebung ist durch jene Zeit gegeben, die der Strom im Kreis benötigt, einen kritischen Strom im Supraleiter zu übersteigen. Dieses unstetige Verhalten wird durch die zeitliche Teilung der Vorgänge in jene mit $R_S = 0$ und jene mit $R_S = R_{ST} \cdot [1-F(t)]$ berücksichtigt.

Eine Abschätzung der Kreiselemente und ihres Einflusses auf den zeitlichen Verlauf des Stoßstromes zeigt, daß die Vernachlässigung eines der Elemente nicht zulässig ist. Insbesondere ist die Zeitfunktion $F(t)$ so zu wählen, daß der Übergang des Schalters vom supraleitenden zum normalleitenden Zustand gut nachgebildet wird. Die Wahl eines

sprungartigen Widerstandsanstiegs gibt keine Auskunft über die realen Vorgänge im Schaltkreis.

Die Behandlung des Schaltkreises muß als R-L-C-Kreis erfolgen, wenn auch unter Beachtung der Fehler verschiedene Kreiselemente als dominierend für einzelne Zeitabstände betrachtet werden können.

2. Mathematische Behandlung

Im gegebenen R-L-C-Kreis ergibt sich eine Differentialgleichung, die in folgender Form allgemein geschrieben werden kann

$$\ddot{y} + f(t) \cdot \dot{y} + [k + g(t)] \cdot y = 0 \quad (1)$$

Diese parametrische Differentialgleichung ist für einige Zeitfunktionen einer geschlossenen Lösung zugänglich. Die Funktion $R_S(t)$ ist keine von diesen ausgezeichneten Zeitfunktionen. Die Differentialgleichung kann daher nur näherungsweise analytisch oder numerisch gelöst werden. Eine analytische Lösung erscheint günstig, da ihr Aussagewert höher ist als der einer numerischen Lösung.

Die Verwandtschaft der Gleichung (1) mit der gewöhnlichen Schwingungsgleichung mit konstanten Koeffizienten legt es nahe, die Lösung dieser Schwingungsgleichung durch die Einführung eines Korrekturgliedes für die zeitabhängigen Koeffizienten den Bedingungen der Gleichung (1) anzupassen. Dazu bietet sich ein integraler Widerstand an, wie er bei der Lösung für den Strom in einem L-R(t) bzw. C-R(t)-Kreis auftritt. Der in der Lösung der Schwingungs-

gleichung enthaltene Dämpfungswiderstand wird durch folgendes Integral ersetzt

$$I = \frac{1}{2} \cdot \int_0^t R_S(t) \cdot dt \quad (2)$$

$$R_S(t) = R_{ST} (1 - \exp - \alpha \cdot t) \quad (\text{Bild 2})$$

Die empirische Zeitkonstante α wird vom Material und Aufbau des Supraleiters bestimmt.

Für $R_S = 0$ erhält man für $R_V < 2 \sqrt{\frac{L_S}{C_S}}$ nach Umformung der allgemeinen Lösung

$$i = \frac{U_0}{\omega \cdot L_S} \cdot e^{-\delta t} \cdot \sin \omega t \quad (3)$$

Im Zeitbereich, in dem $R_S(t) = 0$ ist, wird der Dämpfungsparameter δ von R_V bestimmt.

$$\delta_1 = \frac{R_V}{2L_S} \quad 0 < t < \Delta t \quad (4)$$

Im übrigen Zeitbereich gilt

$$\delta_2 = \frac{R_V + \frac{1}{t} \int_0^t R_{ST} (1 - \exp - \alpha t) dt}{2L_S} \quad t > \Delta t \quad (5)$$

Die Kreisfrequenz ω ist

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L_S \cdot C_S} - \frac{R_V^2}{4L_S^2}}$$

Ist der Einfluß des Dämpfungsparameters δ auf ω geringfügig, so kann ω durch ω_0 ersetzt werden.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_S \cdot C_S}}$$

Bezieht man den Stoßstrom auf U_0 , so wird der so gebildete Leitwert nur mehr von den Kreisparametern bestimmt.

$$\frac{i}{U_0} = \frac{1}{\omega_0 L_S} \cdot e^{-\delta t} \cdot \sin \omega_0 t \quad (6)$$

Bild 3 zeigt die graphische Darstellung von Gleichung (6) für einen Schaltkreis mit folgenden Werten:

$$L_S = 10 \quad \mu\text{H} \quad C_S = 1 - 5 \quad \mu\text{F}$$

$$R_V = 0,3 \quad \Omega \quad R_S(t) = 0, \quad t < \Delta t$$

$$R_S(t) = 3.25 [1 - \exp \cdot 10^5 (t - \Delta t)] \quad \Omega, t > \Delta t$$

Die Vereinfachung in der mit Gleichung (6) beschriebenen Lösung legen es nahe, nach anderen Lösungsmöglichkeiten zu suchen. Wählt man bestimmte analytische Funktionen für $R_S(t)$, die direkt von L_S und C_S abhängen, so kann eine geschlossene Lösung der Gleichung (1) angegeben werden [5].

Der Verlauf von $R_S(t)$ wird durch eine hyperbolische Tangensfunktion nachgebildet.

$$R(t) = 2 \cdot \sqrt{\frac{L_S}{C_S}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \tanh \left(\frac{1}{\sqrt{2L_S C_S}} \cdot t \right) \quad (7)$$

Diese Funktion ist in Bild 4 strichliert für die bereits angegebenen Parameter eingetragen.

Die Lösung für den Strom im Schaltkreis lautet bei Normierung auf U_0 :

$$\frac{i}{U_0} = \frac{1}{\sqrt{\frac{L_S}{C_S}}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \left[\sin \frac{1}{\sqrt{2L_S C_S}} \cdot t + \cos \frac{1}{\sqrt{2L_S C_S}} \cdot t \cdot \tanh \frac{1}{\sqrt{2L_S C_S}} \cdot t \right] \frac{1}{\cos \frac{1}{\sqrt{2L_S C_S}} \cdot t} \quad (8)$$

Diese Funktion zeigt Bild 4.

Bild 5 zeigt die experimentellen Ergebnisse. Der Vergleich von Experiment und Rechnung läßt erkennen, daß mit den Gleichungen (4,5,6) eine ausreichend gute Beschreibung des Vorganges möglich ist. Für die weiteren Betrachtungen wird daher von dieser Näherungslösung Gebrauch gemacht. Gleichung (8) kann nicht verwendet werden, da die Kopplung von

R_S an L_S und C_S die realen Verhältnisse nur bei einem Wertepaar L_S, C_S wiedergeben kann.

Abschließend sei noch auf eine vereinfachende Beschreibung hingewiesen. Wenn man C_S angenähert als Konstantspannungsquelle betrachten kann, so gilt

$$i = \frac{U_0}{R_V} \left(1 - \exp - \frac{R_V}{L_S} \cdot t \right) \quad (9)$$

Gleichung (9) beschreibt den Strom im Schalter in guter Näherung bis zum Anfang des Quenches.

Der weitere Ablauf folgt für $R_S(t)$ nach Gleichung (2) der Lösung

$$i = \frac{U_0}{R_V + R_{ST}} \cdot \left(1 - \exp - \left[\frac{R_V}{L_S} + \frac{R_{ST}}{L_S} (1 - 1/\alpha t) \right] \cdot t + \frac{1}{\alpha} \frac{R_{ST}}{L_S} \cdot \exp - \alpha t \right) \quad (10)$$

Vereinfacht man diese Gleichung durch Reihenentwicklung in t und vernachlässigt man die Glieder mit höherer als der 1. Potenz, so erhält man bei Einbeziehung der Anfangsbedingungen folgende Gleichung

$$i = \frac{U_0}{R_V + R_{ST}} \cdot \frac{R_V}{L_S} \cdot (t - \Delta t) + \frac{U_0}{L_S} \cdot \Delta t \quad (11)$$

Die Voraussetzung $U_0 = \text{konst.}$ ist während der Zeit, in der Gleichung (11) definiert ist, nur mehr bedingt gültig. Der Vorgang geht zunehmend in eine R - C Entladung über.

Läßt man diese bei der Überschreitung von I_c beginnen, also im selben Zeitpunkt wie den Vorgang nach Gleichung (11), so erhält man

$$i = \frac{U_o}{R_V + R_{ST}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{(R_V + R_{ST}) \cdot C_S} \cdot t\right) \quad R_S(t) = R_{ST} \quad (12)$$

Das Bild 6 zeigt diese grobe Näherung.

3. Einfluß von C_S und U_o auf den Schaltvorgang

Wenn ein supraleitender Schalter durch Überschreitung einer kritischen Stromgrenze normalleitend wird, so beeinflussen C_S und U_o allein jene Verzögerungszeit Δt , die vom Auslösezeitpunkt an verstreicht, ehe der Übergang von supraleitendem in normalleitenden Zustand beginnt.

Es gilt

$$I_{ST_o \max} = \frac{U_o}{\omega L_S} \cdot e^{-\delta \Delta t} \sin \omega_o \cdot \Delta t \quad (13)$$

$$\text{Mit } \omega_o = \sqrt{\frac{1}{L_S C_S}} \quad \delta = \frac{R_V}{2L_S}$$

$$I_{ST_o \max} = U_o \sqrt{\frac{C_S}{L_S}} \cdot \exp\left(-\frac{R_V}{2L_S} \cdot \Delta t\right) \sin \frac{\Delta t}{L_S \cdot C_S} \quad (14)$$

Für kleine Δt können die Exponential- und Sinusfunktion durch die Anfangsglieder ihrer Reihenentwicklung ersetzt werden.

Man erhält

$$I_{ST_0 \max} = \frac{U_0}{L_S} \left[\Delta t - \frac{R_V}{2L_S} \Delta t^2 + \left(\frac{R_V}{8L_S^2} - \frac{1}{6} \frac{1}{L_S C_S} \right) \Delta t^3 + \left(\frac{1}{6} \frac{R_V}{2L_S} \cdot \frac{1}{L_S C_S} - \frac{1}{6} \frac{R_V^3}{8L_S^2} \right) \Delta t^4 \right] \quad (15)$$

Auf Grund der zu erwartenden Größenordnungen können die Glieder

$$\frac{R_V}{8L_S^2} \text{ gegen } \frac{1}{6} \frac{1}{L_S C_S} \text{ und}$$

$$\frac{1}{6} \frac{R_V^3}{8L_S^2} \text{ gegenüber } \frac{1}{6} \frac{R_V}{2L_S} \cdot \frac{1}{L_S C_S}$$

vernachlässigt werden.

Es ergibt sich somit

$$\frac{I_{ST_0 \max} \cdot L_S}{U_0} = \Delta t - \frac{R_V}{2L_S} \cdot \Delta t^2 - \frac{1}{6} \frac{1}{L_S C_S} \cdot \Delta t^3 + \frac{1}{6} \frac{R_V}{2L_S} \cdot \frac{1}{L_S \cdot C_S} \cdot \Delta t^4 \quad (16)$$

Bild 7 zeigt eine mit C_S variierende Kurvenschar der Abhängigkeit $\Delta t = f(U_0)$ für den bereits zitierten Schalter. Der Umkehrpunkt der Kurven bei $U_{0 \min}$ gibt an, bei welcher

Ladespannung der Quenchvorgang noch eingeleitet wird.

Ist nur eine Abhängigkeit der Zeit Δt von U_0 gesucht, so läßt sich eine vorteilhafte Lösung aus der Näherung nach Gleichung (9) angeben.

$$\Delta t = \frac{L_S}{R_V} \cdot \ln \frac{U_0}{U_0 - R_V I_{ST_0 \max}} \quad (17)$$

Diese Funktion ist in Bild 8 eingezeichnet, das auch einen Überblick über die gemessenen Verzögerungszeiten Δt gibt.

Die bisherigen Ausführungen bezogen sich auf einen Schalter ohne Laststrom. Eine Berücksichtigung dieses Laststroms erfolgt sehr einfach. In Gleichung (16) bzw. (17) muß an Stelle des Stromes $I_{ST_0 \max}$ ein Strom eingeführt werden, der den Laststrom und den Auslösestrom sowie die zeitliche und räumliche Lage der beiden zueinander berücksichtigt. Der Auslösestrom als transiente Größe fließt nur in einer äußeren Haut des Leiters mit dem Querschnitt q_δ . Der Laststrom I_L fließt gleichmäßig verteilt über den gesamten Querschnitt q , aber nur der Anteil in q_δ ist für die Schalterauslösung maßgebend. Der einzuführende Ersatzstrom ist die folgende Differenz bzw. Summe

$$I' = I_{ST_0 \max} - I_L \frac{q_\delta}{q}$$

bzw.

(18)

$$I'' = I_{ST_0 \max} + I_L \frac{q_\delta}{q}$$

Die Einführung dieser Werte ergibt bei bekanntem Stromverdrängungsquerschnitt $q_{\delta} \approx 1/2 \cdot q_{\delta}$ bei dem in |3| beschriebenen Schalter folgende Schaltverzögerungszeiten.

Mit Gleichung (17) und (18) erhält man

$$\Delta t = 1,3 \mu s \quad \Delta t \text{ gemessen} = 2 \mu s$$

$$\Delta t = 3,6 \mu s \quad \Delta t \text{ gemessen} = 4 \mu s$$

Das Versuchsergebnis zeigt Bild 9.

Die Daten des Speichers waren:

$$I_L = 1000 \text{ A}$$

$$I_C = 1400 \text{ A (Gleichstrombetrieb)}$$

$$U_O = 4 \text{ kV}$$

$$I_{STO \max} = 1000 \text{ A}$$

$$C_S = 5 \mu F$$

Ergebnisse

Aus den Gleichungen können einige grundsätzliche Hinweise gewonnen werden, eine einfache Auslegungsvorschrift für die Auslösung eines supraleitenden Schalters ist aber nicht ableitbar. Die vom Konzept des Speichers bestimmte maximale Betriebsspannung des Systems und der normalleitende Widerstand des Schalters, beeinflussen die Ausführung des Auslösekreises in weitem Maße. Letzterer bestimmt die Menge supraleitenden Materials im Schalter, die wiederum die in einem niederinduktiven Aufbau |6| erzielbare Induktivität L_S festlegt. In Verbindung mit den unvermeidbaren Widerständen R_V wird die minimale Verzögerungszeit Δt (Gl. 17) bestimmt. Die maximale Betriebsspannung bzw. der Isolationspegel des Speichersystems ist die obere Grenze für die Ladespannung des Auslöse-

kreises. Legt man diese Grenzwerte für Δt und U_0 zu Grunde, so kann eine gerade noch ausreichende Kapazität C_S berechnet werden (Gl. 16). Im allgemeinen wird man danach trachten, die Auslösung des Schalters so zu planen, daß ein ausgewogener Kompromiß zwischen Verzögerungszeit, Ladespannung und Kapazität des Stoßkondensators erreicht wird. Die Variationsmöglichkeiten für C_S , Δt und U_0 können in einem Kennlinienfeld ähnlich Bild 7, das mit den vorbestimmten Widerstands- und Induktivitätswerten berechnet wird, gut überblickt werden. Die Festlegung auf eine Paarung C_S , Δt und U_0 wird durch zusätzliche Kriterien, wie gewünschte Schaltzeit, verfügbare Stoßkapazität oder Ladegeräte für die Stoßspannungskondensatoren, bestimmt.

Gegenwärtig ist der vertiefte Einblick in den Schaltvorgang, der die Analyse der Meßdaten ausgeführter Prototypschalter [6] erleichtert, hervorzuheben.

Literatur

- | 1 | F. Arendt et al.: Energetic and Economic Constraints on the Poloidal Windings in Conceptual Tokamak Fusion Reactors.
8th Sym. on Fusion Techn., EUR 5182.
- | 2 | H. Laquer et al.: Design Options and Trade-Offs in Superconducting Magnetic Energy Storage with irreversible Switching. LA-5314-MS
- | 3 | H. Kornmann: Aufbau eines supraleitenden Energiespeichers mit einer Energie von 12 kJ und kurzer Entladezeit. Diplomarbeit IEKP, Universität Karlsruhe 1974

- |4| K. Grawatsch et al.: Investigations for the Development of Superconducting Power Switches. Conference on Applied Superconductivity, Argonne/Ill. 30.9.1974

- |5| J. Haeusler: Ein Wirkungskriterium zur Beurteilung der Entladung von Kondensatoren über zeitlich veränderliche Widerstände. ETZ 90 1969 H8, S 171-176

- |6| H. Köfler et al.: Fundamental Aspects for Conductor Arrangements with high and very small Inductances and a technical Realisation. KFK 2052, 1975

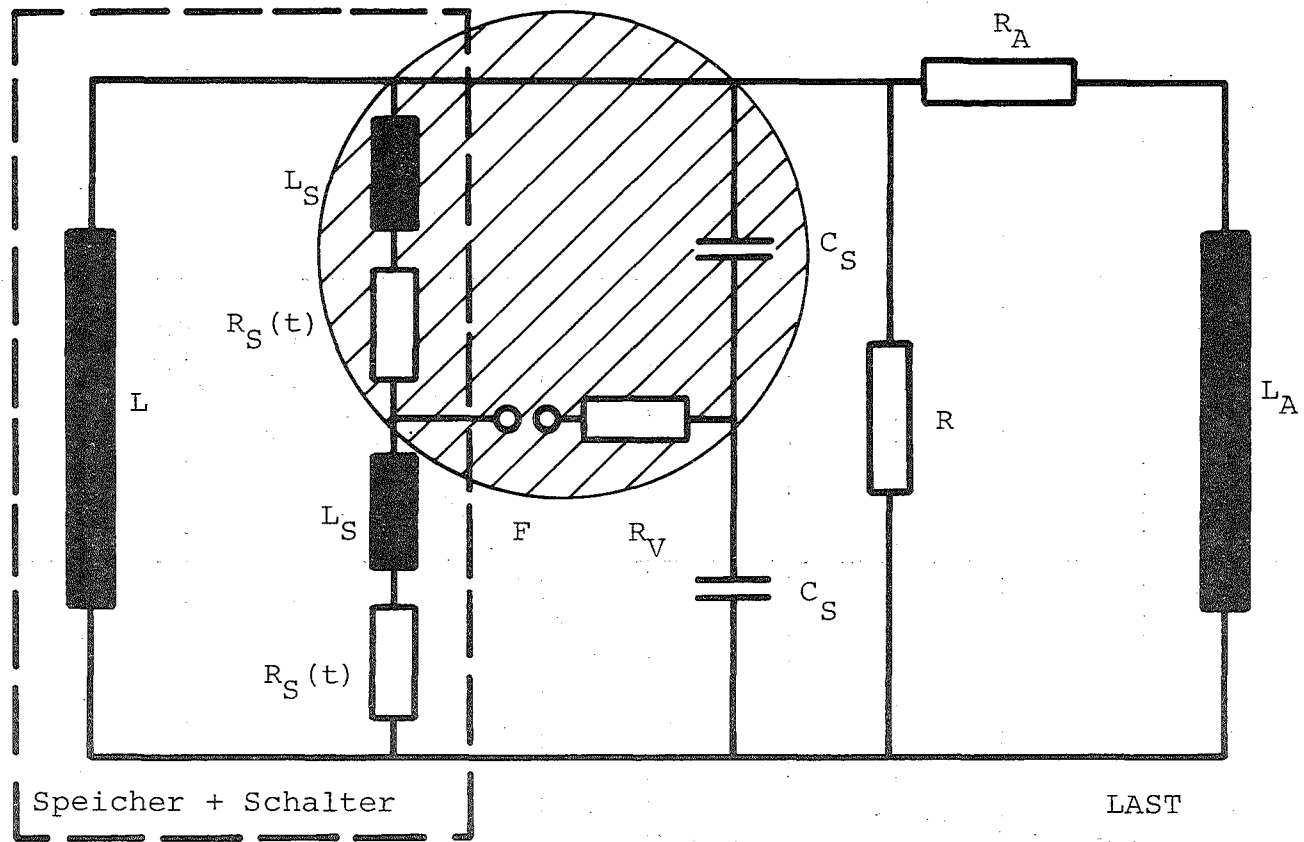


Bild 1 Prinzipschaltbild eines SL-Speichers

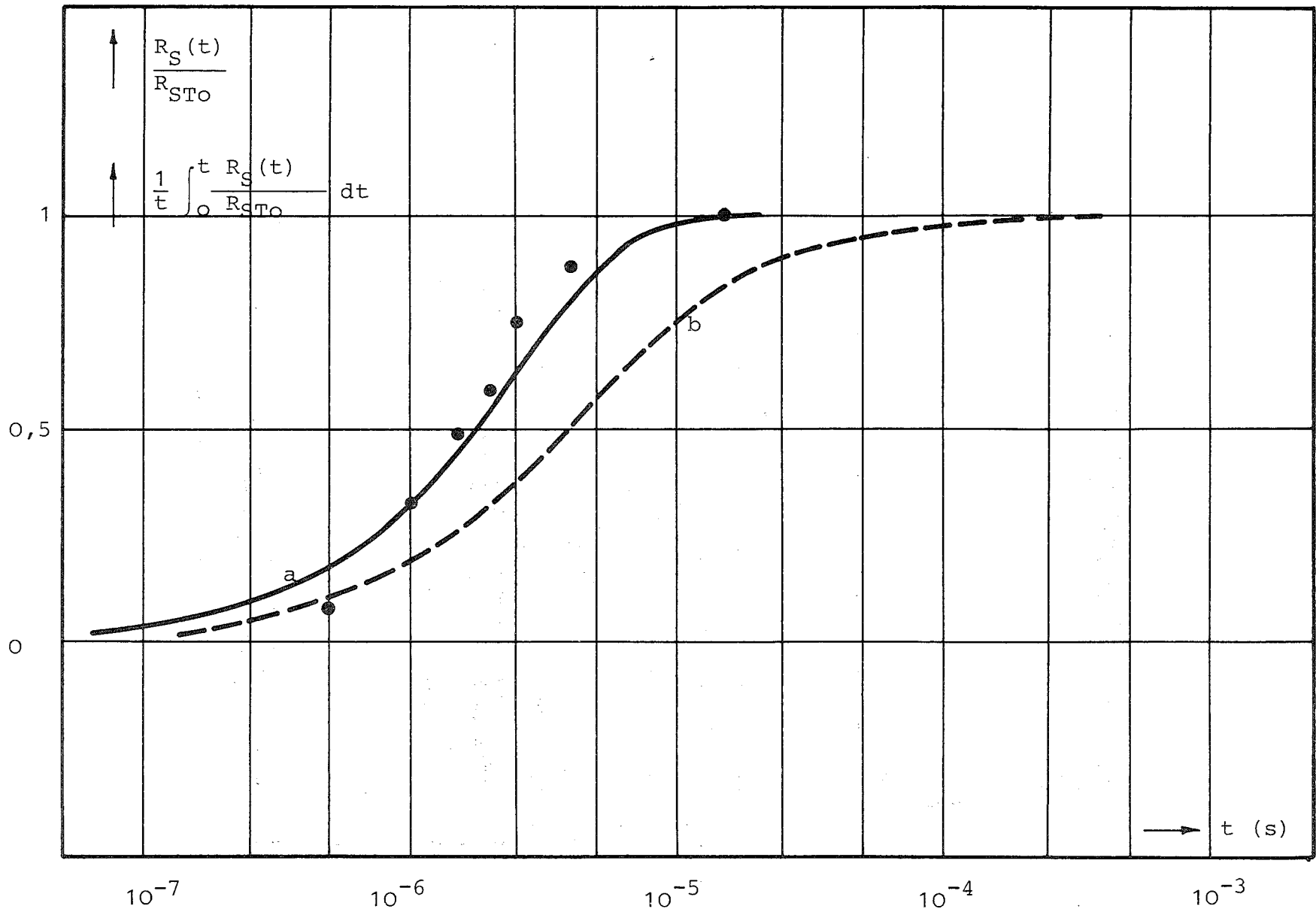


Bild 2 Normierter Schalterwiderstand (a), Meßwerte (●)
 Normierter integraler Schalterwiderstand (b)

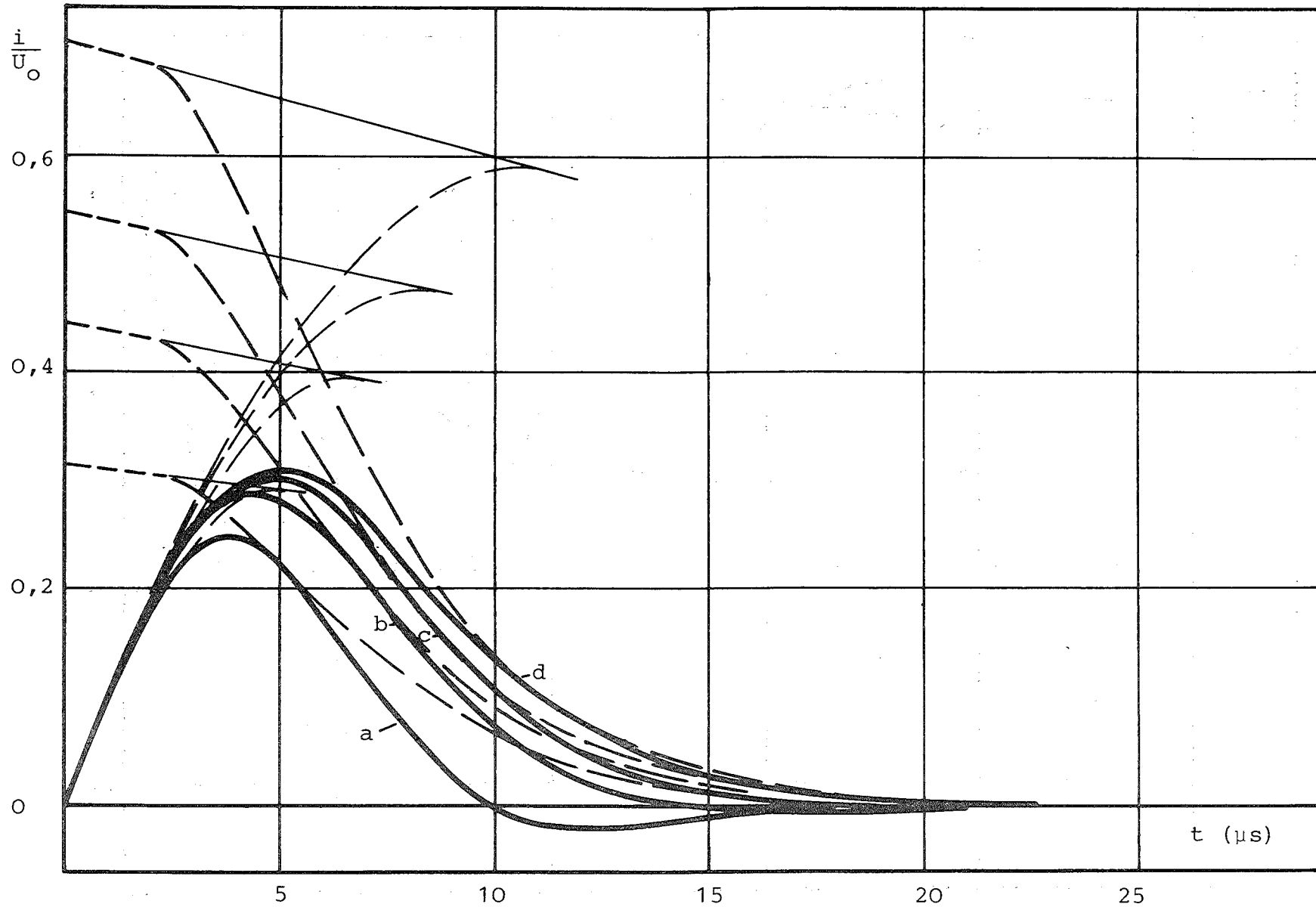
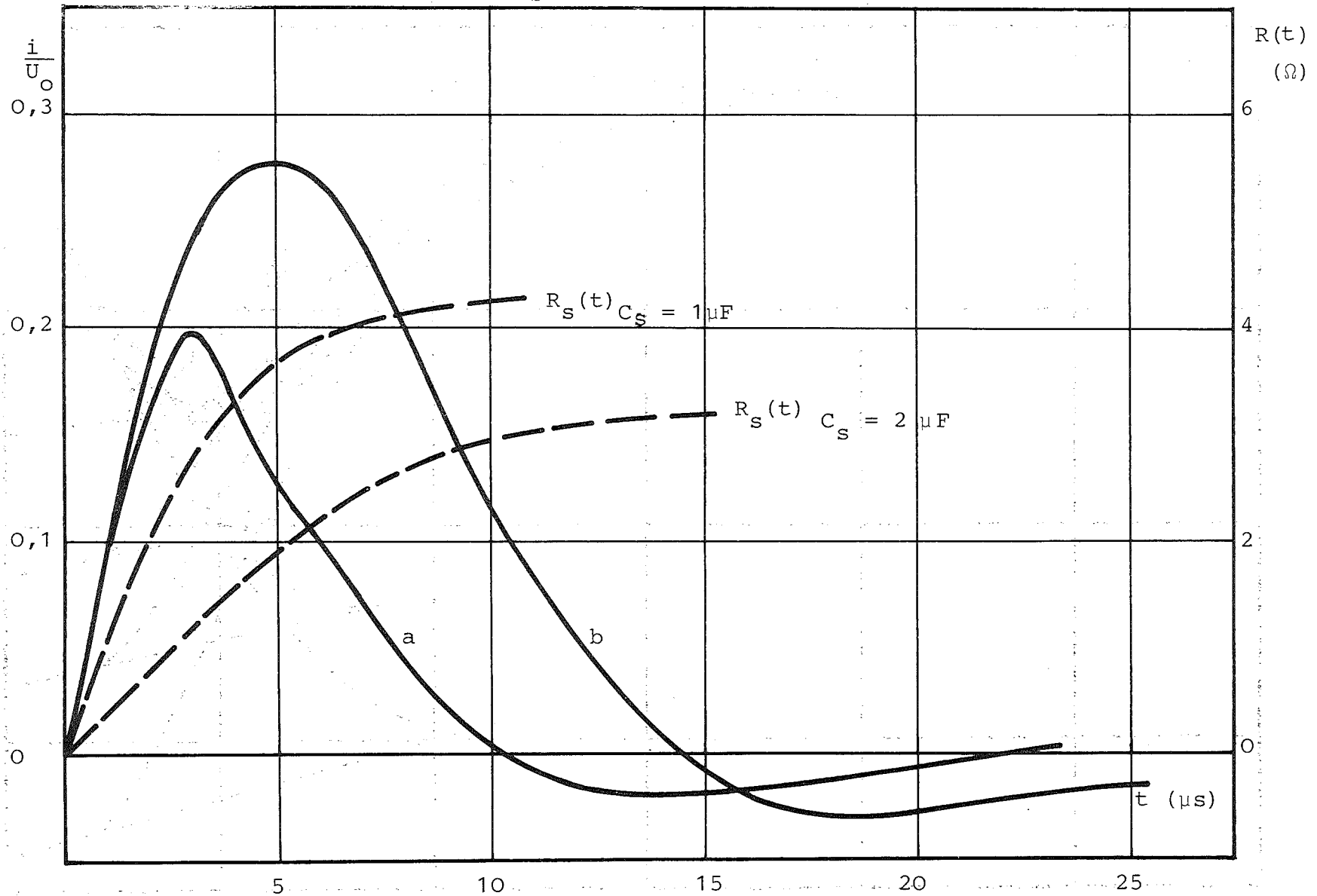


Bild 3 Normierter Auslösestrom nach Gl. 6

a: $C_S = 1 \mu\text{F}$, b: $C_S = 2 \mu\text{F}$, c: $C_S = 3 \mu\text{F}$, d: $C_S = 5 \mu\text{F}$

Bild 4 Normierter Auslösestrom nach Gl. 8

a) $C_s = 1\mu\text{F}$, b) $C_s = 2\mu\text{F}$



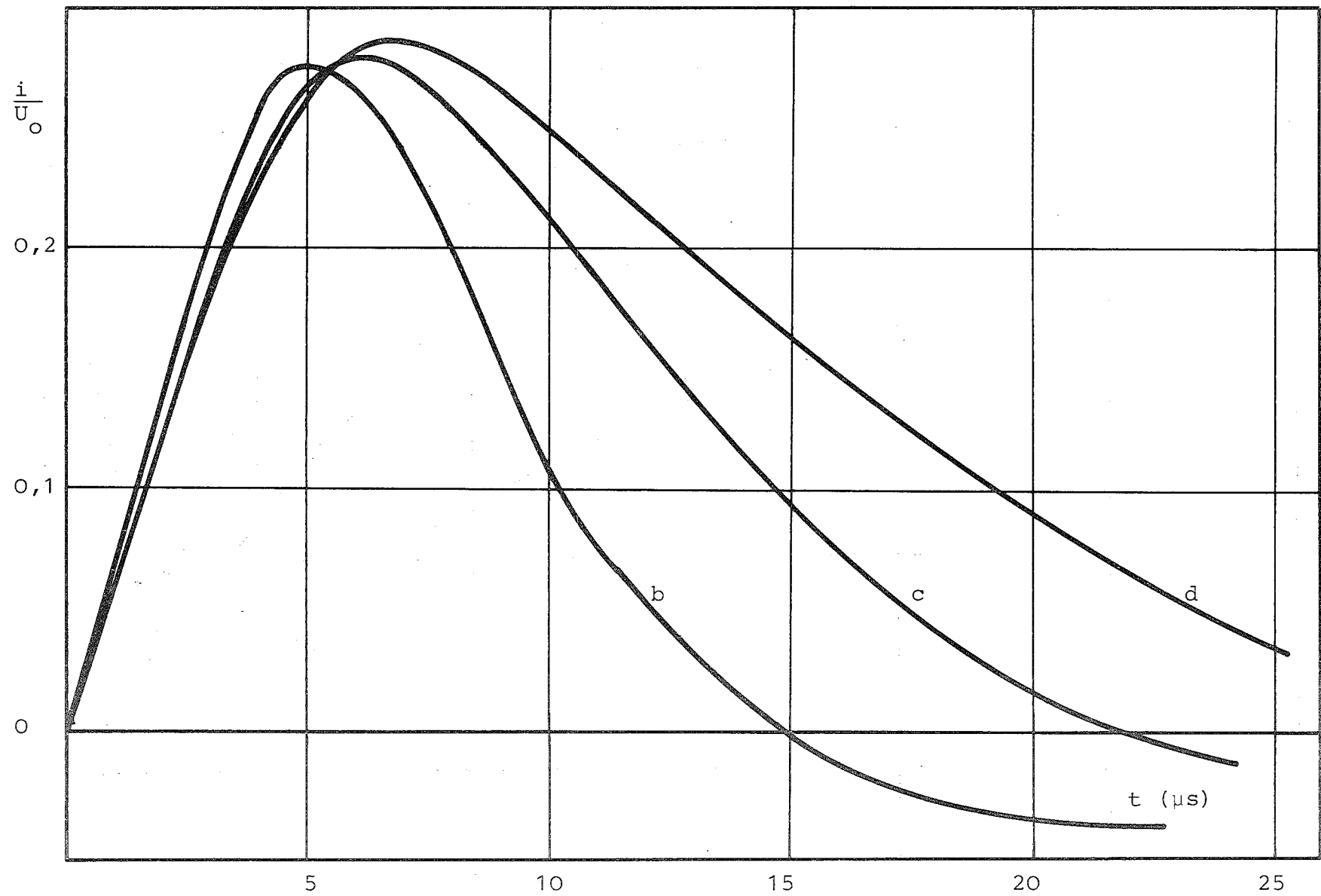


Bild 5 Normierter Auslösestrom nach Messungen

b: $C_s = 2\mu F$, c: $C_s = 3\mu F$, d: $C_s = 5\mu F$

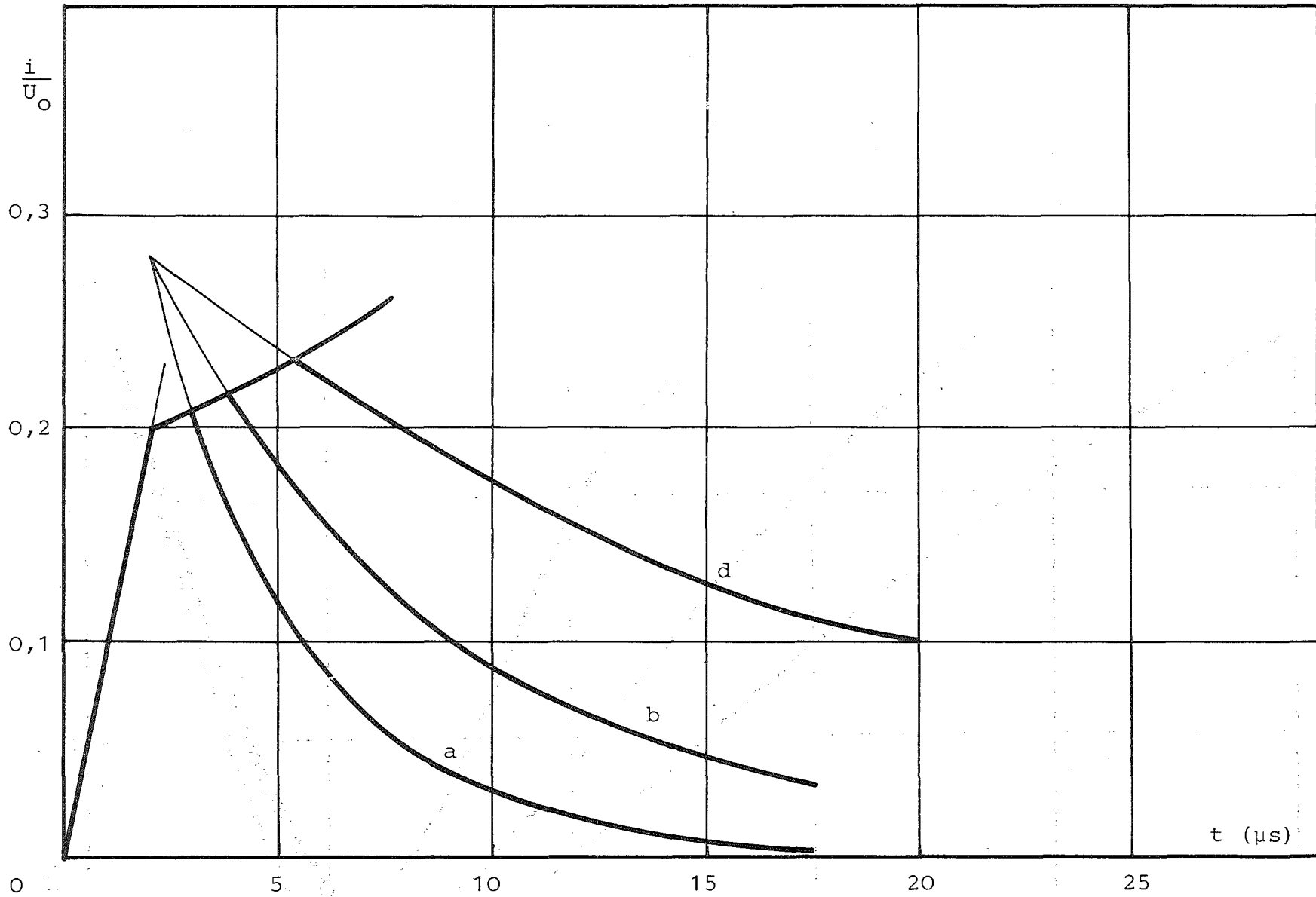


Bild 6 Normierter Auslösestrom nach Gl. 9, 10, 11

a: $C_S = 1\mu\text{F}$, b: $C_S = 2\mu\text{F}$, d: $C_S = 5\mu\text{F}$

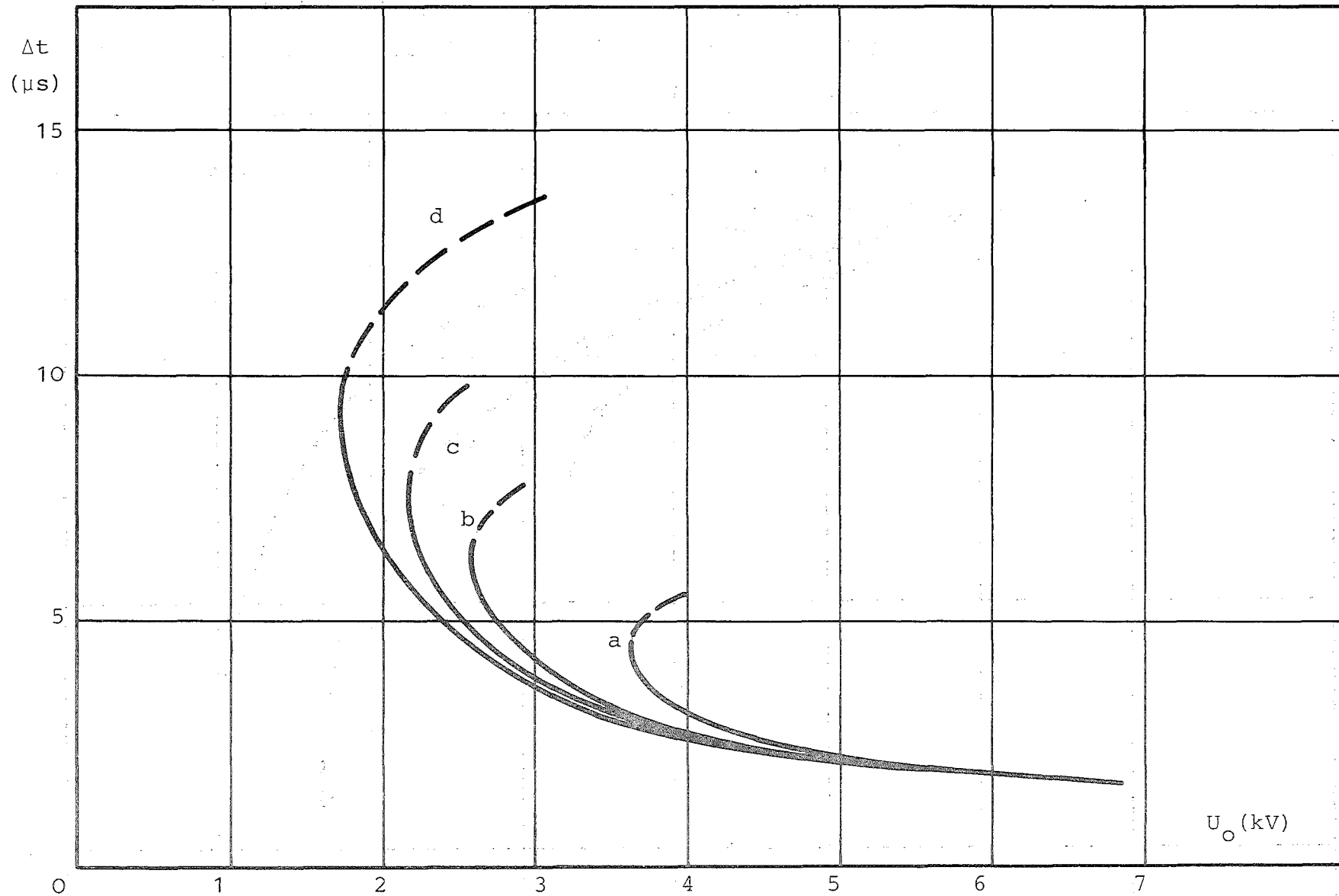


Bild 7 Schaltverzögerung $f(U_0, C_s)$ nach Gl. 16

a, b, c, d: $C_s = 1, 2, 3, 5 \mu\text{F}$

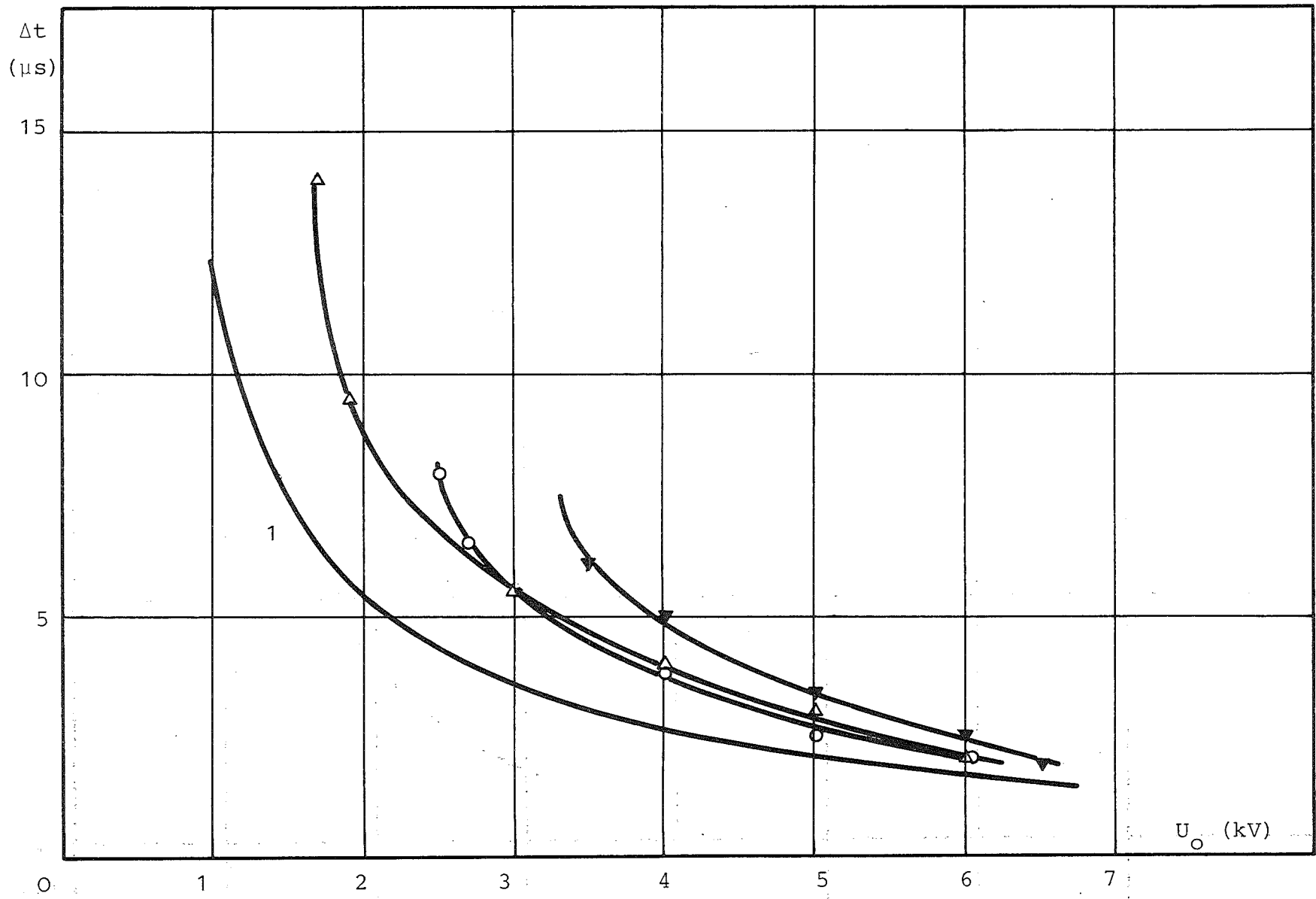


Bild 8 Schaltverzögerung $f(U_O, C_S)$ nach Gl. 17 (1)

nach Messungen \blacktriangledown : $C_S = 1 \mu F$, \circ : $C_S = 2 \mu F$, \triangle : $\Delta C_S = 5 \mu F$

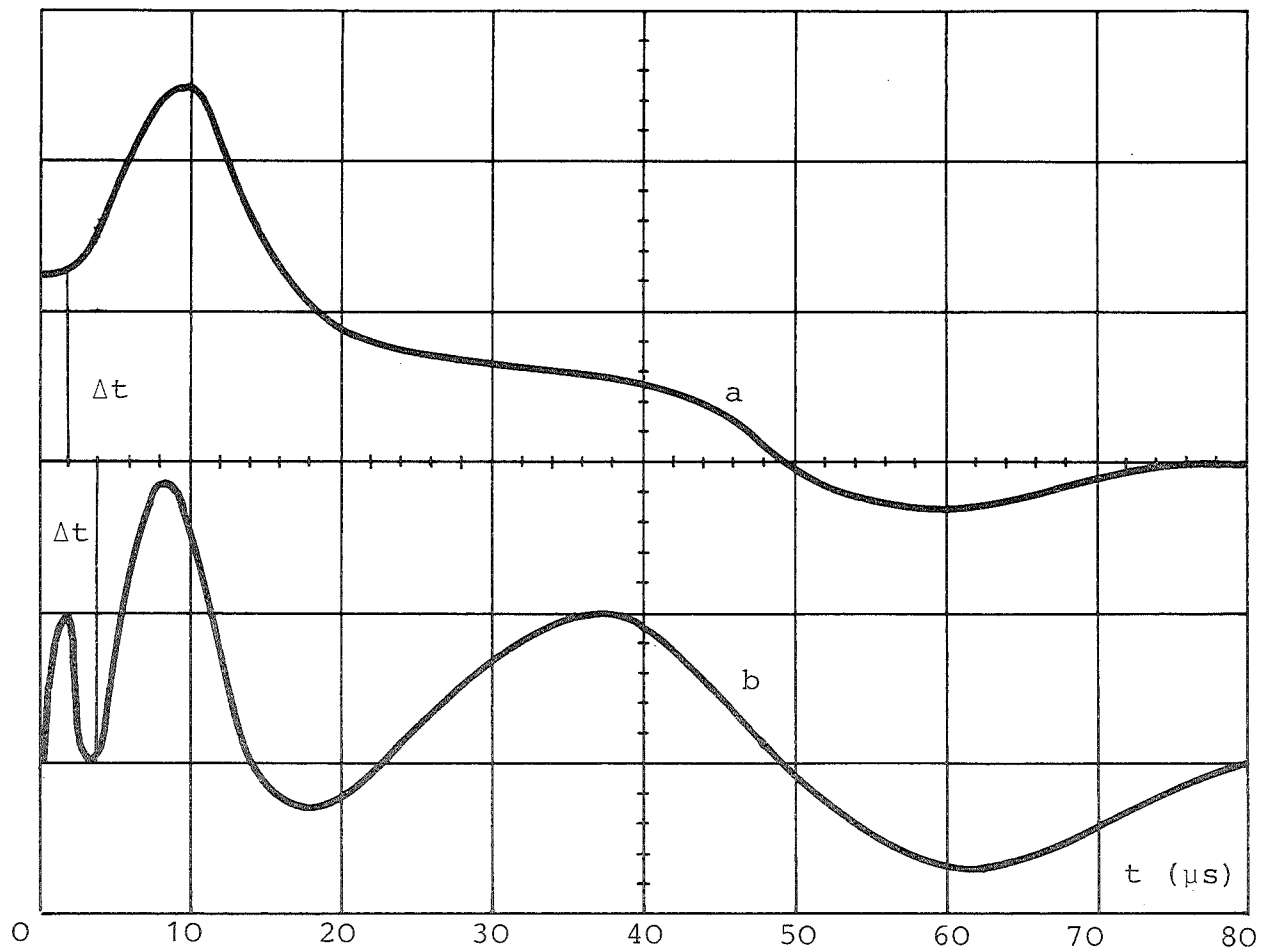


Bild 9 Spannung über den Schalter bei Last |a: $U_s=f(I')$, b: $U_s=f(I'')$ |
mit Schaltverzögerung (Oszillogramm)