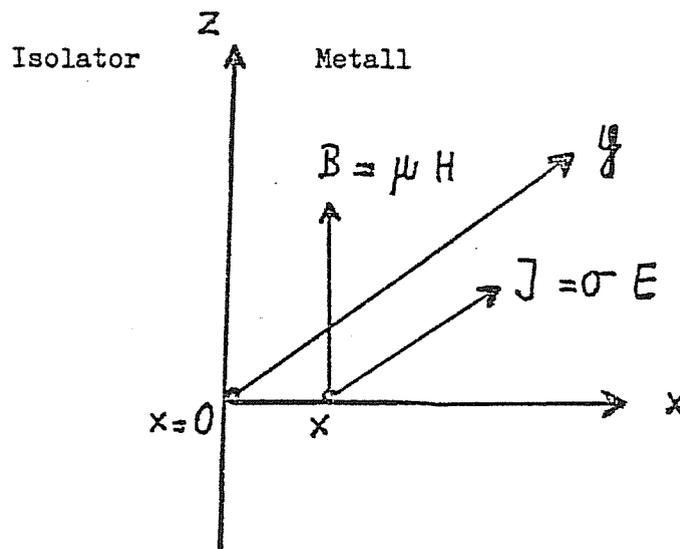


Annex I

29. Sep. 1972
Vojteslavici

Das Eindringen des elektromagnetischen Feldes in eine Leiteroberfläche

Wird ein zylindrischer oder prismatischer Leiter in Axenrichtung von einem rasch veränderlichen Strom durchflossen, so bleibt der Strom und sein Feld auf eine dünne Oberflächenschicht beschränkt (Skinneffekt). Das elektrische Feld E verläuft parallel zur Leiteraxe, das magnetische Feld H parallel zur Leiteroberfläche und senkrecht zur Leiteraxe. Sind die Krümmungsradien der Leiteroberfläche gross gegenüber der Dicke der stromführenden Schicht, so kann die Leiteroberfläche praktisch als eben angenommen werden. Das Feld ist an der ganzen Oberfläche dann gleich und hängt nur noch von einer Raumkoordinate ab, von der x -Koordinate in der Richtung senkrecht zur Oberfläche. Diese Verhältnisse zeigt die folgende Skizze, wobei die Leiteraxe in die y -Richtung gelegt ist.



$J = \sigma E$ ist die Stromdichte. Im Leiter ergeben die Maxwell'schen Gleichungen die folgenden Differenzialgleichungen für H und E :

$$\frac{\partial H}{\partial x} = -\sigma E$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \sigma \mu \frac{\partial H}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \sigma \mu \frac{\partial E}{\partial t}$$

Ist der Gesamtstrom I im Leiter gegeben, so gilt als Randbedingung für das magnetische Feld an der Leiteroberfläche:

$$H_0(t) = \frac{1}{W} \cdot I(t)$$

wobei W der Umfang des zylindrischen oder prismatischen Leiters ist.

Setzen wir voraus, dass für $t \leq 0$ alle Feldgrößen Null sind, so werden die Differentialgleichungen am einfachsten mit Hilfe der Laplace-Transformation gelöst. Durch diese wird einer Funktion $f(t)$ der Zeit eine transformierte Funktion

$$\mathcal{L}[f(t)] = F(p) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-pt} dt$$

des Operators p zugeordnet.

Bezeichnen wir mit ψ die Transformierte der Feldstärke H oder E (die ja beide der gleichen Differentialgleichung gehorchen), so gilt für diese die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = \sigma \mu \cdot p \cdot \psi$$

mit der allgemeinen Lösung

$$\psi(x, p) = K_1 e^{-\sqrt{\sigma \mu p} x} + K_2 e^{+\sqrt{\sigma \mu p} x}$$

Das erste Glied der Lösung entspricht einem von der Aussenfläche in Richtung $+x$ vordringenden Feld, das zweite Glied einem von innen in Richtung $-x$ vordringenden Feld (z.B. an der Innenfläche eines Hohlleiters reflektiert). Betrachtet man nur das in Richtung $+x$ eindringende Feld, so ist

$$\psi(x, p) = K \cdot e^{-\sqrt{\sigma \mu p} x}$$

Setzen wir zur Vereinfachung der Schreibweise

$$\sqrt{\sigma \mu} x = 2a$$

so wird

$$\psi(x, p) = K \cdot e^{-2a\sqrt{p}}$$

Der Faktor K muss noch aus der Randbedingung ($H_0(t)$ an der äusseren Oberfläche) bestimmt werden. Er bestimmt die Unterschiede zwischen H und E .

Magnetisches Feld H

Es ist für $x = 0$:

$$\begin{aligned} H(0, t) &= H_0(t) \\ K = \psi(0, p) &= \mathcal{L}[H(0, t)] = \mathcal{L}[H_0(t)] \\ \mathcal{L}[H(x, t)] &= e^{-2a\sqrt{p}} \cdot \mathcal{L}[H_0(t)] \end{aligned}$$

Nun ist nach den Rechenregeln der Laplace-Transformation

$$\begin{aligned} e^{-2a\sqrt{p}} &= \frac{a}{\sqrt{\pi}} \cdot \mathcal{L}[t^{-3/2} \cdot e^{-a^2/t}] \\ \mathcal{L}[H(x, t)] &= \frac{a}{\sqrt{\pi}} \cdot \mathcal{L}[t^{-3/2} \cdot e^{-a^2/t}] \cdot \mathcal{L}[H_0(t)] \end{aligned}$$

Dem Produkt der transformierten Funktionen entspricht das sogenannte Faltungsprodukt im Originalbereich. Es ist

$$\begin{aligned} H(x, t) &= \frac{a}{\sqrt{\pi}} \cdot t^{-3/2} \cdot e^{-a^2/t} * H_0(t) \\ H(x, t) &= \frac{a}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^t \tau^{-3/2} e^{-a^2/\tau} \cdot H_0(t-\tau) d\tau \end{aligned} \quad (1)$$

Für $x = 0$ bzw. $a = 0$ geht dieser Ausdruck in $H(0, t) = H_0(t)$ über. Hat $H_0(t)$ den Verlauf einer Sprungfunktion $H_0 \cdot \mathcal{E}(t)$, $\mathcal{E}(t) = 0$ für $t \leq 0$ und $\mathcal{E}(t) = 1$ für $t > 0$, so ist es im Integrationsbereich konstant und kann vor das Integral gesetzt werden. Es ist dann die Sprungantwort:

$$H(x, t) = \frac{a}{\sqrt{\pi}} \cdot H_0 \cdot \int_0^t \tau^{-3/2} e^{-a^2/\tau} = H_0 \cdot [1 - \Phi(\sqrt{\frac{a^2}{t}})]$$

wo $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^z e^{-\xi^2} d\xi$ das sogenannte Fehlerintegral ist.

Elektrisches Feld E

Hier gilt die Randbedingung

$$\frac{\partial E}{\partial x}(0, t) = -\mu H_0'(t)$$

Es ist

$$\mathcal{L} \left[\frac{\partial E}{\partial x}(x, t) \right] = \frac{\partial}{\partial x} \psi(x, p) = -K \sqrt{\sigma \mu p} e^{-\sqrt{\sigma \mu p} x}$$

$$\mathcal{L} \left[\frac{\partial E}{\partial x}(0, t) \right] = -K \sqrt{\sigma \mu p} = -\mu \mathcal{L}[H_0'(t)]$$

$$K = \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{p}} \cdot \mathcal{L}[H_0'(t)]$$

$$\mathcal{L}[E(x, t)] = \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{p}} \cdot e^{-\sqrt{\sigma \mu p} x} \mathcal{L}[H_0'(t)]$$

$$= \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{p}} \cdot e^{-2a\sqrt{p}} \cdot \mathcal{L}[H_0'(t)]$$

Nach den Rechenregeln der Laplace-Transformation ist

$$\frac{1}{\sqrt{p}} \cdot e^{-2a\sqrt{p}} = \mathcal{L} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-a^2/t} \right]$$

somit

$$\mathcal{L}[E(x, t)] = \sqrt{\frac{\mu'}{\pi\sigma}} \mathcal{L}\left[\frac{1}{\sqrt{t}} e^{-a^2/t}\right] \cdot \mathcal{L}[H_0'(t)]$$

$$E(x, t) = \sqrt{\frac{\mu}{\pi\sigma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} e^{-a^2/t} * H_0'(t)$$

$$E(x, t) = \sqrt{\frac{\mu}{\pi\sigma}} \cdot \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{-a^2/\tau} \cdot H_0'(t-\tau) d\tau \quad (2a)$$

mit $a^2 = \frac{\sigma\mu}{4} \cdot x^2$

Die Funktion

$$\frac{a}{\sqrt{t}} \cdot e^{-a^2/t} = \mathcal{J}_E(t)$$

ist die Sprungantwort auf H_0 , d.h. sie beschreibt den zeitlichen Verlauf von E, wenn $H_0(t)$ eine Sprungfunktion $H_0 \cdot \mathcal{E}(t)$ ist.

Für $x \neq 0$ bzw. $a \neq 0$ ist $\mathcal{J}_E(0) = 0$. Da wir auch $H_0(0) = 0$ vorausgesetzt haben, ist dann

$$\int_0^t \mathcal{J}_E(\tau) \cdot H_0'(t-\tau) d\tau = \int_0^t \mathcal{J}_E'(\tau) \cdot H_0(t-\tau) d\tau$$

somit

$$E(x, t) = \sqrt{\frac{\mu'}{\pi\sigma}} \cdot \int_0^t \tau^{-3/2} \cdot \left(\frac{a^2}{\tau} - \frac{1}{2}\right) e^{-a^2/\tau} \cdot H_0(t-\tau) d\tau \quad (2b)$$

mit $a^2 = \frac{\sigma\mu}{4} x^2 \neq 0$

Für einen zylindrischen oder prismatischen Leiter mit der Länge l und dem Umfang W der vom Strom $i(t)$ durchflossen wird, ist

$$H_0(t) = \frac{1}{W} \cdot i(t)$$

$$u(x, t) = l \cdot E(x, t)$$

somit

$$u(x, t) = \frac{l}{W} \sqrt{\frac{\mu'}{\pi \sigma}} \cdot \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{-\alpha^2/\tau} \cdot i'(t-\tau) d\tau \quad (3a)$$

$$u(x, t) = \frac{l}{W} \sqrt{\frac{\mu'}{\pi \sigma}} \cdot \int_0^t \tau^{-3/2} \left(\frac{\alpha^2}{v} - \frac{1}{2} \right) e^{-\alpha^2/\tau} \cdot i(t-\tau) d\tau \quad (3b)$$

$$\text{mit } \alpha^2 = \frac{\sigma \mu}{4} x^2 \neq 0$$

Fig. 1 zeigt an einem praktischen Beispiel, wie die Spannung in den Leiter eindringt. Es wurde ein Stromstoss der Form $i(t) = I(e^{-\alpha_2 t} - e^{-\alpha_1 t})$ angenommen mit $1/\alpha_1 = 10 \mu s$ und $1/\alpha_2 = 100 \mu s$. Die Kurven, die nach der obigen Formel gerechnet wurden, zeigen Form und relative Höhe der Spannung in verschiedenen Abständen x von der Leiteroberfläche. Als Ordinate ist das Verhältnis $\frac{u(x, t)}{U^*}$ angegeben, wobei die Bezugsspannung

$U^* = \frac{l}{W} \cdot \sqrt{\frac{\alpha_1 \mu'}{\pi \sigma}} \cdot I$ ist. Die den verschiedenen Kurven zugeordneten x -Werte gelten für Eisen mit $\rho = 0,13 \cdot 10^{-6} \Omega m$ und $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 150$.

Messen wir die Längsspannung an der Innenfläche eines Hohlleiters, so ist zu berücksichtigen, dass an dieser Innenfläche eine Reflexion des Feldes mit Verdoppelung von E auftritt. Ist E_1 das Feld der einfachen Welle, so ist für die Innenwand mit $x = d$ das totale Feld

$$E(d, t) = 2 E_1(d, t)$$

Bei kleinen Wandstärken müssten eventuell mehrfache Reflexionen zwischen Innen- und Aussenwand berücksichtigt werden und es würde

$$E(d, t) = 2 \left\{ E_1(d, t) + E_1(3d, t) + E_1(5d, t) + \dots \right\}$$

Unter praktischen Verhältnissen kann man darauf verzichten. Somit ist mit

$$u(d_1, t) = 2 \frac{l}{W} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\pi \cdot \sigma}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\tau}} \cdot e^{-a^2/\tau} \cdot i'(t-\tau) d\tau \quad (4a)$$

$$= 2 \frac{l}{W} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\pi \cdot \sigma}} \int_0^t \tau^{-3/2} \left(\frac{a^2}{\tau} - \frac{1}{2} \right) e^{-a^2/\tau} \cdot i(t-\tau) d\tau \quad (4b)$$

$$a^2 \neq 0$$

Zwei Grenzfälle sind von besonderer Bedeutung und sollen noch weiter verfolgt werden:

die Aussenfläche ($x = 0$) und

die Innenfläche eines relativ dickwandigen Kanals.

Aussenoberfläche des Leiters

Es ist $a = 0$.

$$u(0, t) = \frac{l}{W} \sqrt{\frac{\mu}{\pi \cdot \sigma}} \cdot \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\tau}} \cdot i'(t-\tau) d\tau \quad (5)$$

Daraus lässt sich noch eine allgemeine Regel ableiten. Wir betrachten zwei Stromstösse

$$i_1 = i(t) \quad \text{und} \quad i_2 = i(\alpha t)$$

die sich nur durch die Geschwindigkeit des zeitlichen Ablaufes unterscheiden. Vergleichen wir die von diesen Strömen erzeugten Spannungen, so ist

$$\begin{aligned} u_2(0, t) &= \frac{l}{W} \sqrt{\frac{\mu}{\pi \cdot \sigma}} \cdot \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\tau}} \alpha i'(\alpha t - \alpha \tau) d\tau \\ &= \frac{l}{W} \sqrt{\frac{\mu}{\pi \cdot \sigma}} \cdot \sqrt{\alpha} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\alpha \tau}} i'(\alpha t - \alpha \tau) d\alpha \tau = \sqrt{\alpha} \cdot u_1(0, \alpha t) \end{aligned}$$

$$\hat{u}_2 = \sqrt{\alpha} \cdot \hat{u}_1$$

Dabei bedeuten $\alpha > 1$ eine Verkürzung und
 $\alpha < 1$ eine Verlängerung der Stosszeit.

Der Spannungsscheitelwert ändert sich also reziprok mit der Wurzel aus den die Stossform bestimmenden Zeitgrössen.

Um einen Begriff von der Grössenordnung des an der Leiteroberfläche auftretenden Spannungsabfalles zu erhalten, betrachten wir ein Zahlenbeispiel und legen den Stossstrom von Fig. 1 zugrunde. Der Spannungsscheitelwert an der Aussenfläche ist dann nach Fig. 1 :

$$\hat{u}_0 = 0,92 U^* = 0,92 \cdot \frac{l}{W} \sqrt{\frac{\alpha_1 \mu}{\pi \cdot \sigma}} \cdot I = \frac{0,92}{0,69} \cdot \frac{l}{W} \sqrt{\frac{\alpha_1 \mu}{\pi \cdot \sigma}} \cdot \hat{I}$$

Für einen Eisenleiter mit $W = 0,6$ m, $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 150$ und $\rho = 1/\sigma = 0,13 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$ ist die Spannung pro Meter

$$\hat{u}_0/l = 1,6 \cdot 10^{-4} \cdot \hat{I}$$

d.h. bei 10 kA Stossstrom $\hat{u}_0/l = 1,6$ V/m.

Vergleichen wir damit den Spannungsabfall \hat{u}_L an der äusseren Induktivität, die der Leiter als Bestandteil eines Stromkreises aufweist. Wir nehmen dazu den Stromkreis als gestreckte Schleife mit Hin- und Rückleitung in $D = 10$ m Abstand an. Die Induktivität pro Meter Leiterlänge ist dann $L/l = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \ln \frac{2\pi D}{W}$.

Es ist nun

$$\hat{u}_L/l = L/l \cdot \left(\frac{di}{dt}\right)_{\max} = L/l \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) I = L/l \cdot \frac{0,9}{0,69} \cdot \alpha_1 \cdot \hat{I}$$

$$\hat{u}_L/l = 0,12 \cdot \hat{I}$$

d.h. bei 10 kA Stossstrom $\hat{u}_L/l = 1,2$ kV/m. Wir sehen daraus, dass die längs der Leiteroberfläche gemessene Spannung nur in der Grössenordnung von 1 % der im Stosskreis wirksamen Spannung (Ladespannung des Stossgenerators) liegt. Im weiteren zeigt Fig. 1, dass an der Innenwand eines Kanals mit 2,9 mm Wandstärke der Spannungsscheitelwert nur noch 2 % desjenigen an der Aussenfläche beträgt (wegen der Reflexion an der Innenwand das Doppelte des Scheitelwertes von Kurve 7 in Fig. 1), somit also rund 2 Millionstel der im Stromkreis wirksamen Spannung.

Innenfläche eines relativ dickwandigen Kanals

Unter relativ dickwandig ist dabei zu verstehen, dass die Zeitgrösse $a^2 = \frac{\sigma \mu}{4} d^2$ gross sein soll gegenüber der Stossdauer.

Unter dieser Voraussetzung können wir den Stromstoss praktisch als Dirac-Impuls behandeln, der bei unendlich kleiner zeitlicher Ausdehnung eine endliche Fläche umschliesst.

Wir setzen also in Formel (4b)

$$i(t) = Q \cdot \delta(t)$$

wobei $Q = \int_0^{\infty} i dt$ die Gesamtladung des Stromstosses und $\delta(t)$ der Einheitsimpuls ist. Durch Faltung mit dem Einheitsimpuls wird eine Funktion in sich selbst zurückgeführt, d.h. er ist

$$\int_0^t f(\tau) \cdot \delta(t-\tau) d\tau = f(t)$$

Mit $i(t) = Q \cdot \delta(t)$ wird daher aus (4b)

$$\begin{aligned} u(d, t) &= 2 \frac{l}{W} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\pi \sigma}} \cdot Q \cdot t^{-3/2} \left(\frac{a^2}{t} - \frac{1}{2} \right) e^{-a^2/t} \\ &= 2 \frac{l}{W} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\pi \sigma}} \cdot Q \cdot \frac{1}{a^3} \cdot \left(\frac{a^2}{t} \right)^{3/2} \left(\frac{a^2}{t} - \frac{1}{2} \right) e^{-a^2/t} \\ u(d, t) &= \frac{16}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\mu \sigma^2} \cdot \frac{l}{W} \cdot \frac{1}{a^3} \cdot Q \cdot \left(\frac{a^2}{t} \right)^{3/2} \left(\frac{a^2}{t} - \frac{1}{2} \right) e^{-a^2/t} \end{aligned} \quad (6)$$

$$a^2 = \frac{\sigma \mu}{4} d^2$$

Die Zeitabhängigkeit ist durch den Ausdruck

$$\left(\frac{a^2}{t} \right)^{3/2} \left(\frac{a^2}{t} - \frac{1}{2} \right) e^{-a^2/t} = F \left(\frac{t}{a^2} \right) \quad \text{bestimmt.}$$

Diese Funktion ist von der Form des angewandten Stromstosses völlig unabhängig, sie ist in Fig. 2 wiedergegeben und hat ein Maximum von 0,66 bei $t = 0,37 a^2$.

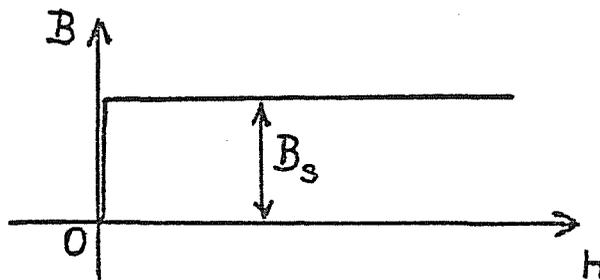
Für den Scheitelwert der Spannung gilt daher

$$\hat{U}(d) = 5,95 \cdot \frac{1}{\mu \sigma^2} \cdot \frac{\ell}{w} \cdot \frac{1}{d^3} \cdot Q$$

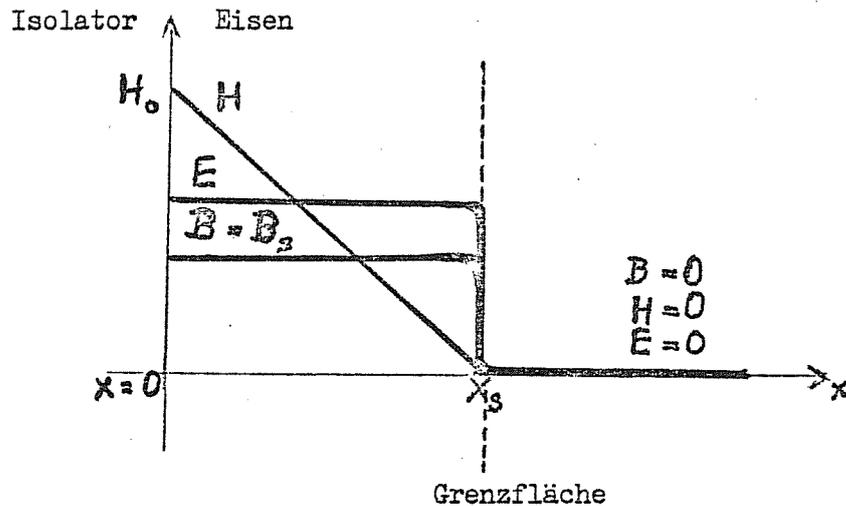
Einfluss der magnetischen Sättigung im Eisen

Alle vorangehenden Ableitungen gehen davon aus, dass die Materialkonstanten σ und μ wirklich konstante Werte sind. Bei Eisen ist dies bei der Permeabilität μ nicht der Fall. Solange die Sättigung nicht oder nur in einer dünnen Oberflächenschicht erreicht wird, kann man auch beim Eisen mit für praktische Zwecke genügender Genauigkeit mit einem konstanten μ rechnen. Kommt aber ein wesentlicher Bereich der Blechdicke in die Sättigung, so ändern sich die Verhältnisse grundlegend.

Um etwas Einblick zu erhalten, wollen wir die Magnetisierungskurve durch eine rechteckige Form annähern:



Die magnetische Induktion B soll beim Auftreten einer Feldstärke $H > 0$ sprunghaft auf den Sättigungswert B_s ansteigen und dort konstant bleiben. Im Eisen sind dann nur zwei magnetische Zustände möglich mit $B = 0$ und $B = B_s$. Tritt an der Eisenoberfläche ein magnetisches Feld auf in Form eines unipolaren Stosses $H_o = H_o(t)$, so wird die Oberflächenschicht schon beim Beginn gesättigt, und im weiteren Verlauf des Stosses breitet sich der gesättigte Zustand nach innen aus, d.h. die Grenzfläche zwischen $B = 0$ und $B = B_s$ wandert mit endlicher Geschwindigkeit nach innen.



Für den gesättigten Bereich von $x = 0$ bis $x = x_s$ ist:

$$\mu = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial J}{\partial x} = 0$$

Elektrische Feldstärke E und Stromdichte J sind über den ganzen Bereich gleich (aber von der Zeit abhängig) also

$$J(t) = \frac{\dot{I}(t)}{W \cdot x_s(t)}, \quad E(t) = \frac{\rho \cdot \dot{I}(t)}{W \cdot x_s(t)}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H(x, t) = -J(t) = -\frac{\dot{I}(t)}{W \cdot x_s(t)}$$

Für die Grenzfläche mit $x = x_s$ ist:

$$\Delta E(t) = 0 - E(t) = -B_s \frac{d}{dt} x_s(t)$$

der Sprung der elektrischen Feldstärke.

Somit ist

$$E(t) = \frac{\rho \dot{I}(t)}{W \cdot x_s(t)} = B_s \cdot \frac{dx_s(t)}{dt}$$

$$x_s \cdot dx_s = \frac{\rho}{WB_s} \cdot i(t) dt$$

$$\begin{aligned}x_s^2(t) &= \frac{2\varrho}{WB_s} \int_0^t i(\tau) d\tau \\ &= \frac{2\varrho}{WB_s} Q(t),\end{aligned}$$

wenn $Q(t)$ die bis zum Zeitpunkt t durch den Stoss geflossene Ladung ist,

$$x_s(t) = \sqrt{\frac{2\varrho}{WB_s} \cdot Q(t)}$$

Am Ende des Stossstromes kommt das Vorwachsen der Grenzschicht zum Stillstand bei

$$\underline{x_{s \max} = \sqrt{\frac{2\varrho}{WB_s} \cdot Q}}, \quad Q = \int_0^{\infty} i(t) dt$$

$x_{s \max}$ ist also die Tiefe bis zu der die Magnetisierung (unter den getroffenen Voraussetzungen gleichbedeutend mit Sättigung) in das Eisen eindringt.

Ist das Eisen vormagnetisiert, so müssen wir die vor dem Stoss vorhandene Remanenzinduktion B_R von der Sättigungsinduktion B_s in Abzug bringen. Es ist dann

$$x_{s \max} = \sqrt{\frac{2\varrho}{W(B_s - B_R)} Q}$$

Zum Vergleich mit der Praxis verweisen wir auf den Versuch am Dachabflussrohr. Im Innern des 0,6 mm dicken Rohres zeigte sich der Sättigungseinfluss oberhalb etwa 0,3 C. Wenden wir die obige Formel auf dieses Rohr an und setzen dabei $B_s = 1,2$ Tesla und $B_R = 0$, so ergibt sich bei $Q = 0,3$ C die Dicke der gesättigten Schicht zu 0,45 mm. Für eine grobe Abschätzung scheint also die obige Formel brauchbar zu sein.

Zürich, 29. September 1972
EV/WB/ASchm

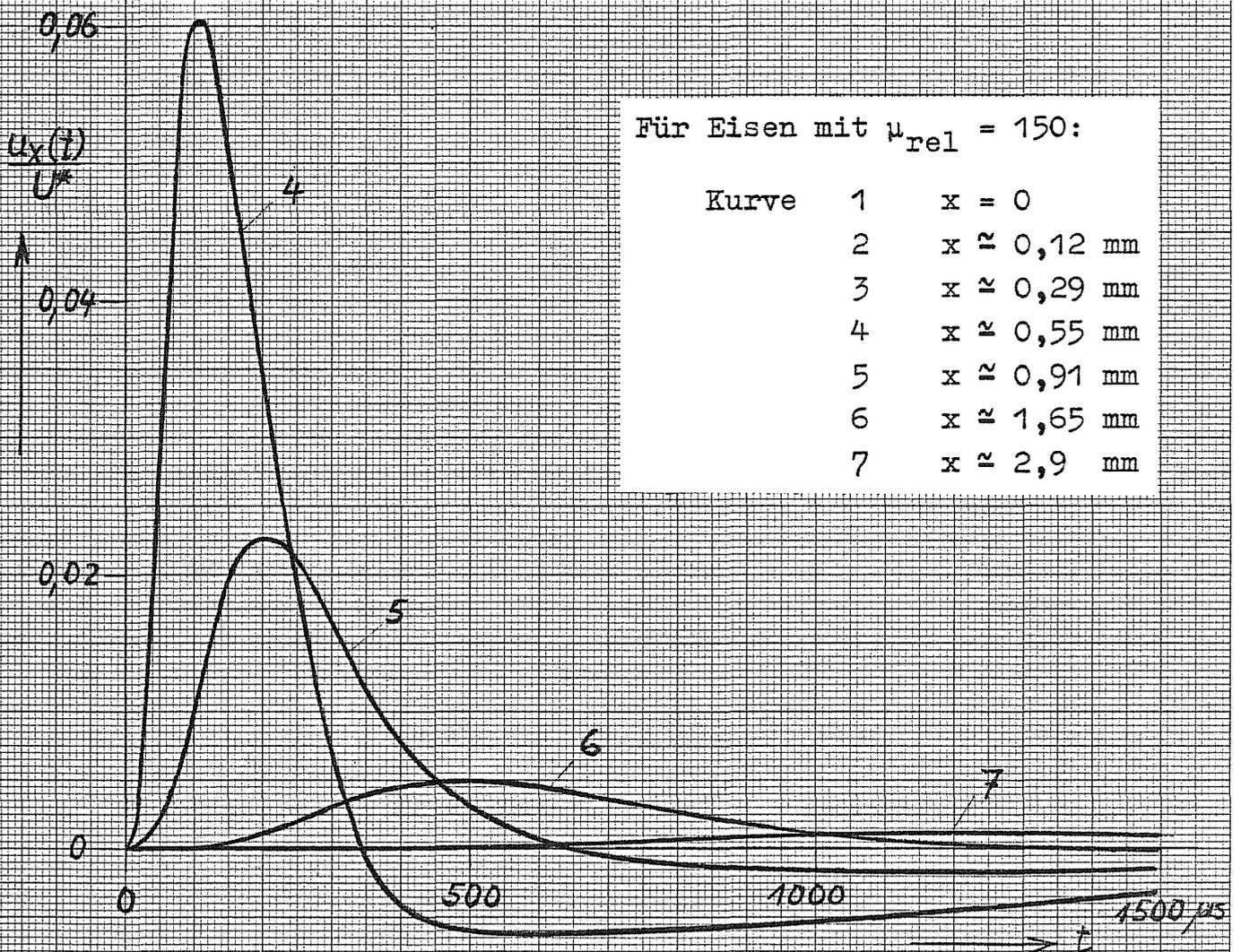
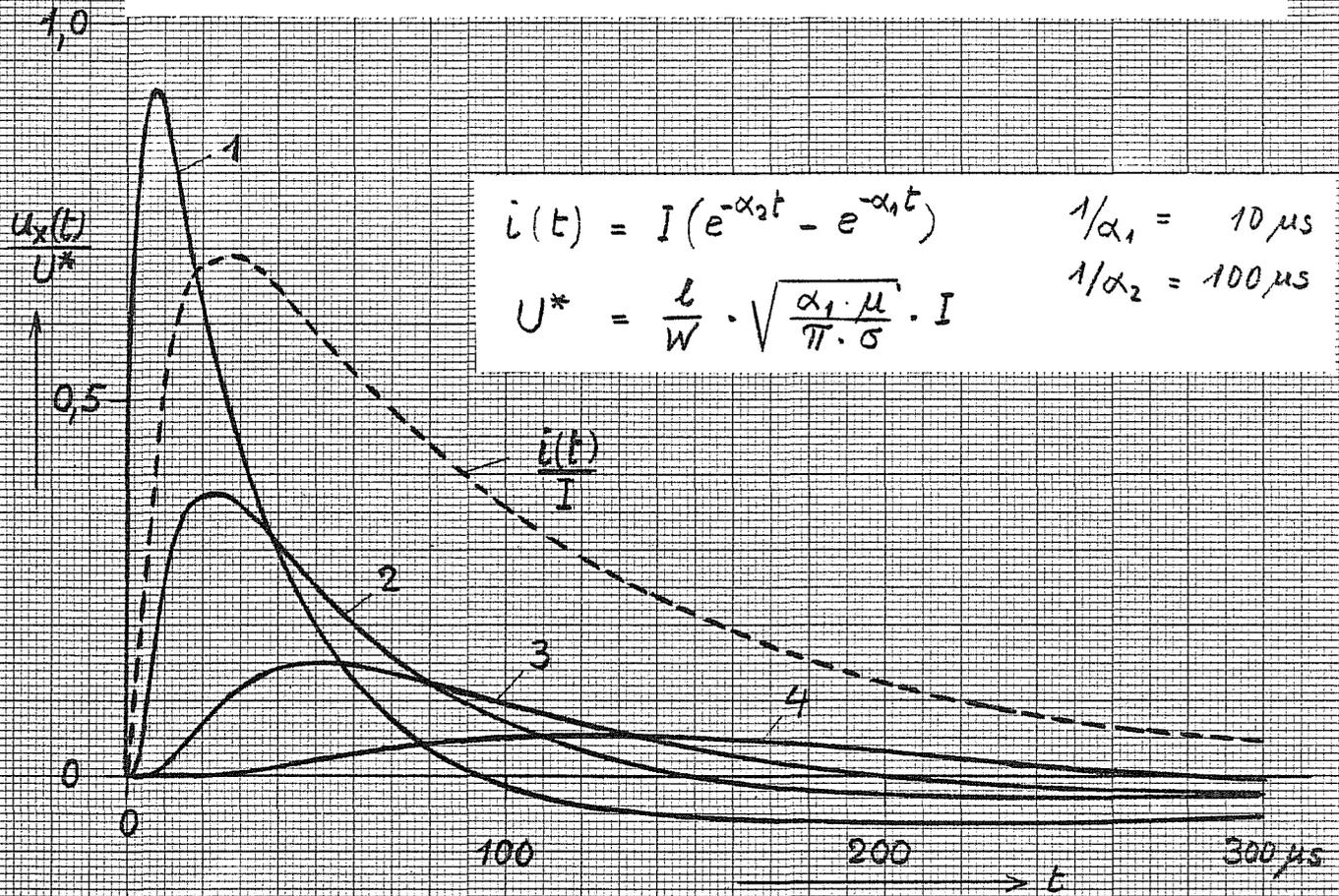
FORSCHUNGSKOMMISSION DES SEV UND VSE
FUER HOCHSPANNUNGSFRAGEN (FKH)

Beilage: Fig. 1 und 2

E. Vogelsanger

E. Vogelsanger

Zeitlicher Spannungsverlauf in verschiedenen Tiefen (x)
unter der Metalloberfläche

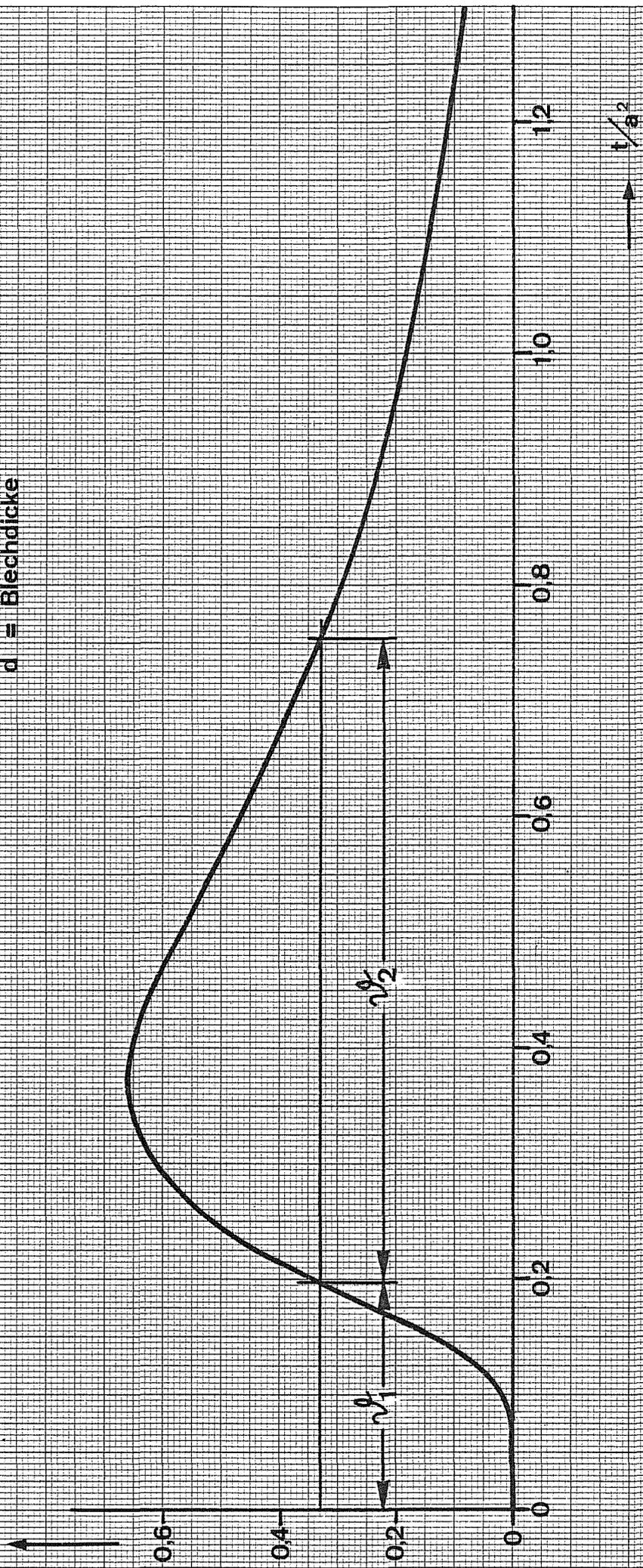


Verlauf der durch das Blech eindringenden Spannung bei grosser Blechdicke ($a^2 \gg$ Strondauer)

$$F(1/a^2) = \left(\frac{a^2}{t}\right)^{3/2} \left(\frac{a^2}{t} - \frac{1}{2}\right) e^{-a^2/t}$$

$$a^2 = \frac{\sigma \mu}{4} d^2$$

d = Blechdicke



Annex I Fig. 2