

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 64 (1973)
Heft: 8

Artikel: Abschalten von leerlaufenden Transformatoren als ein lineares Netzwerkproblem
Autor: Palit, B.B.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-915537>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 17.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

Gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV)
und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)

Abschalten von leerlaufenden Transformatoren als ein lineares Netzwerkproblem

Von B. B. Palit

621.314.2 : 621.3.064.2 : 621.3.018.782.3

Der Ausgleichsvorgang nach dem Abschalten von leerlaufenden Transformatoren ist nichtlinear, da der Vorgang von der Magnetisierungskennlinie sowie von der Grösse der Hysteresisschleife und Höhe der Wirbelstromverluste des Eisens abhängt. Falls aber der abgeschaltete Transformator als ein Teil eines Schwingkreises mit konstanten Parametern betrachtet wird, können dann der Ausgleichsstrom im Transformator und die Spannung am transformatorseitigen Schalterkontakt analytisch berechnet werden. Die Kenntnis vom Verlauf der Schaltspannung ist wichtig, da diese zu Neuzündungen der Schaltstrecke oder zur Isolationsbeanspruchung des Transformators führen kann. In dieser Arbeit wird der Übergangsvorgang nach dem Abschalten eines leerlaufenden Transformators im Zeitpunkt des Strommaximums untersucht, und zwar nach der Methode der linearen Netzwerkanalyse. Die analytischen Ergebnisse liefern den qualitativen Verlauf der Ausgleichsgrössen. Um die für die Praxis brauchbaren spezifischen Werte zu erhalten, müssen die analytischen Ausdrücke mit den geeigneten Faktoren reduziert werden, die die Eiseneigenschaften des Transformatoreisens berücksichtigen.

Les phénomènes transitoires à la suite du déclenchement de transformateurs fonctionnant à vide ne sont pas linéaires, parce qu'ils dépendent de la caractéristique d'aimantation, ainsi que de la grandeur de la boucle d'hystérésis et des pertes par courants de Foucault dans le fer. Mais, en considérant le transformateur déclenché comme faisant partie d'un circuit oscillant avec paramètres constants, le courant transitoire dans le transformateur et la tension au contact côté transformateur du disjoncteur peuvent alors être calculés analytiquement. Il importe de connaître la variation de la tension de couplage, celle-ci pouvant donner lieu à des réamorçages de la distance disruptive ou à une sollicitation de l'isolation du transformateur. Dans cet exposé, les phénomènes transitoires à la suite du déclenchement d'un transformateur fonctionnant à vide sont étudiés à l'instant du maximum du courant, en appliquant la méthode de l'analyse linéaire des réseaux. Les résultats analytiques fournissent la variation qualitative des grandeurs transitoires. Pour obtenir des valeurs spécifiques utilisables en pratique, les expressions analytiques doivent être réduites par des facteurs appropriés, qui tiennent compte des propriétés du circuit magnétique du transformateur.

1. Einleitung

Die Leerlaufströme der Transformatoren sind klein. Beim Abschalten von leerlaufenden Transformatoren brennen nur schwache Lichtbögen zwischen den Kontaktstücken des Schalters. Bei der intensiven Löschung eines Lichtbogens brennt dieser nicht mehr stabil. Der Strom kann bei einem vom normalen Stromnulldurchgang abweichenden Wert abreißen, d.h. früher durch Null gehen. Beim Abreißen des Lichtbogens vor dem stationären Nulldurchgang des Stromes und ausserdem dadurch, dass es beim niedrigen Leerlaufstrom von Transformatoren zu einer schnellen Erhöhung des Lichtbogenwiderstandes im Schalter und damit zu einem Phasensprung [1]¹⁾ des zu unterbrechenden Stromes kommen kann, bleibt im Eisen, d.h. im Magnetfeld des Transformators, magnetische Energie zurück. Die magnetische Energie sucht sich in Form von Ausgleichsschwingungen auszugleichen. Dies geschieht über die wirksame Kapazität des Transformators und der nach der Abschaltung noch an ihm verbliebenen Anlagenteile gemäss der Umladebeziehung: elektrostatische Energie gleich magnetischer Energie. Es entsteht eine schaltungsbedingte Ausgleichsspannung, die eine gefährliche Höhe annehmen kann. Die grösstmögliche Schaltspannung tritt beim Abreißen des Leerlaufstromes im Strommaximum auf, da der Energieinhalt

dann auch am grössten ist. Es wird in dieser Arbeit der Verlauf des Ausgleichsstromes und der am transformatorseitigen Schalterkontakt auftretenden Spannung nach dem Abschalten eines leerlaufenden Transformators im Zeitpunkt des Strommaximums untersucht.

2. Entstehung eines Schwingkreises

Das elektrische Ersatzschaltbild eines leerlaufenden Transformators zeigt Fig. 1. Nach dem Ausschalten des Schalters S im Zeitpunkt $t = 0$ bilden die Primärwicklung des Transformators und die Klemmenkapazität zusammen ein passives Netzwerk mit Serie- und Parallelzweigen (Fig. 2). Zerlegt man die Elemente der parallelen Zweige in die äquivalenten Elemente eines Serie-zweiges, geht dann das elektrische Schaltbild von Fig. 2 auf das Ersatzschaltbild von Fig. 3 über. Wenn die ohmschen Widerstände und die Induktivitäten des elektrischen Kreises der Fig. 3 zusammengefasst werden, entsteht ein Schwingkreis mit je einem Schaltelement von R , L und C (Fig. 4), wobei R der effektive ohmsche Widerstand und L die effektive Induktivität des Schwingkreises sind. R und L sind wie folgt definiert:

$$R = R_1 + \frac{(\nu L_{h1})^2 R_{Fe}}{(R_{Fe})^2 + (\nu L_{h1})^2} \quad (1)$$
$$L = L_{\sigma 1} + \frac{(R_{Fe})^2 L_{h1}}{(R_{Fe})^2 + (\nu L_{h1})^2}$$

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

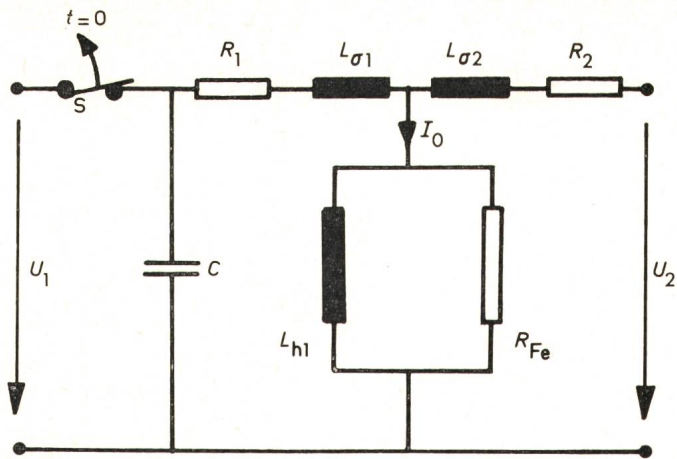


Fig. 1

Ersatzschaltbild eines leerlaufenden Transformators

- U_1 primärseitige Netzspannung
- U_2 sekundärseitige Leerlaufspannung
- I_0 Leerlaufstrom
- R_1, R_2 Ohmscher Widerstand der Primär- bzw. Sekundärwicklung
- $L_{\sigma 1}, L_{\sigma 2}$ Streuinduktivität der Primär- bzw. Sekundärwicklung
- L_{h1} Hauptinduktivität bzw. Magnetisierungsinduktivität
- R_{Fe} Ohmscher Widerstand entsprechend den Eisenverlusten im Transformator
- C wirkame Kapazität des Transformators und der nach Abschaltung noch an ihm verbliebenen Anlageteile
- S Schalter
- t Zeit

Alle elektrischen Grössen sind auf die Primärseite bezogen.

ν ist die Kreisfrequenz des Schwingkreises. Von hier an wird der Index 1 nicht weiter verwendet, da keine Sekundärgrössen vorkommen.

3. Spannungsgleichung des Schwingkreises

Gemäss Fig. 4 lässt sich die Spannungsgleichung wie folgt aufstellen:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = 0 \quad (2)$$

Eine nochmalige Differentiation mit gleichzeitiger Multiplikation der beiden Seiten der Gl. (2) mit C ergibt:

$$LC \frac{d^2i}{dt^2} + RC \frac{di}{dt} + i = 0 \quad (3)$$

Die Laplace-Transformation [2] der Gl. (3) unter Einführung der Anfangsbedingungen führt zur folgenden Gleichung:

$$LC [p^2 \tilde{i} - pi(0) - i'(0)] + RC [p \tilde{i} - i(0)] + \tilde{i} = 0 \quad (4)$$

Dabei ist p der Laplace-Operator. Die mit der Tilde versehene Grösse stellt die Bildfunktion dar.

Zur Auflösung der Gl. (4) nach \tilde{i} müssen noch die Anfangswerte eingesetzt werden, welche sich aus der quasistationären Stromfunktion bestimmen lassen. Für die Auswertung der Anfangswerte des Stromes und seiner Ableitung geht man am besten von der angelegten Netzspannung aus, wovon die Stromfunktion um den entsprechenden Phasenwinkel verschoben ist.

$$u = -\hat{U} \sin \omega t \quad (5)$$

Das Minuszeichen vor der Spannungsfunktion wird gewählt, damit der Leerlaufstrom, wie später gezeigt wird, bei $t = 0$ einen positiven Scheitelwert hat. Zur Unterscheidung des Leerlaufstromes vom Ausgleichsstrom wird der erstere mit i_0 bezeichnet. Der Leerlaufstrom lautet dann:

$$i_0 = -\hat{I}_0 \sin(\omega t - \varphi_0) \quad (6)$$

\hat{I}_0 ist der Scheitelwert des Leerlaufstromes, φ_0 stellt den Leerlaufphasenwinkel des Transformators dar.

Im Leerlauf ist der Phasenwinkel annähernd gleich 90° . Setzt man zur Vereinfachung der analytischen Ausdrücke $\varphi_0 = \pi/2$ voraus, so ergibt sich dann:

$$i_0 = \hat{I}_0 \cos \omega t \quad (7)$$

$$i_0' = -\omega \hat{I}_0 \sin \omega t \quad (8)$$

Aus Gl. (7) und (8) folgt also bei $t = 0$:

$$i_0(0) = \hat{I}_0 \quad (9)$$

$$i_0'(0) = 0 \quad (10)$$

Wenn die Anfangswerte aus Gl. (9) und (10) in Gl. (4) eingesetzt werden, nimmt diese Gleichung folgende Gestalt an:

$$(LCp^2 + RCp + 1)\tilde{i} = (LCp + RC)\hat{I}_0 \quad (11)$$

4. Verlauf des Ausgleichsstromes

Gl. (11) kann nun nach \tilde{i} aufgelöst werden:

$$\tilde{i} = \frac{LCp + RC}{LCp^2 + RCp + 1} \hat{I}_0 \quad (12)$$

Der Zähler und der Nenner der Gl. (12) werden durch LC dividiert. Man erhält dann:

$$\tilde{i} = \frac{p + \frac{R}{L}}{p^2 + \frac{R}{L}p + \frac{1}{LC}} \hat{I}_0 \quad (13)$$

Gl. (13) soll nun so geordnet werden, dass deren Rücktransformation vom Bild- auf den Zeitbereich möglich ist. Dafür seien die folgenden Beziehungen verwendet:

$$\tau = \frac{L}{R} \quad (14)$$

τ ist die elektromagnetische Zeitkonstante des Stromkreises.

$$\nu = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \quad (15)$$

ν stellt die Kreisfrequenz des Schwingkreises dar.

Gl. (13) kann unter Benützung der Gl. (14) und (15) folgendermassen erweitert werden:

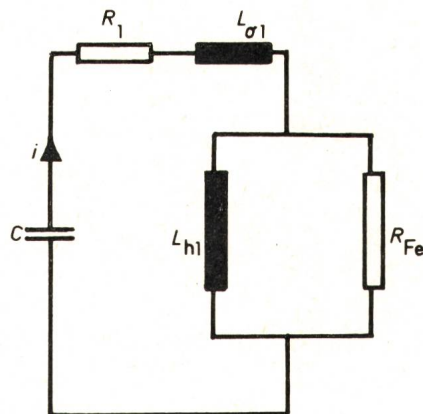


Fig. 2

Entstehen eines geschlossenen elektrischen Kreises nach dem Öffnen des Schalters

i momentaner Ausgleichsstrom

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 1

$$\tilde{i} = \frac{p + \frac{R}{L}}{p^2 + \frac{R}{L}p + \left(\frac{R}{2L}\right)^2 + \frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \hat{I}_0 = \frac{p + \frac{1}{2\tau}}{\left(p + \frac{1}{2\tau}\right)^2 + \nu^2} \hat{I}_0 \quad (16)$$

Gl. (16) muss nun für die Rücktransformation folgenderweise aufgespalten werden:

$$\tilde{i} = \hat{I}_0 \left[\frac{p + \frac{1}{2\tau}}{\left(p + \frac{1}{2\tau}\right)^2 + \nu^2} + \frac{\frac{1}{2\tau}}{\left(p + \frac{1}{2\tau}\right)^2 + \nu^2} \right] \quad (17)$$

Die Rücktransformation [2] der Gl. (17) vom Bild- auf den Zeitbereich ergibt:

$$i = \hat{I}_0 \left[e^{-\frac{t}{2\tau}} \cos \nu t + \frac{1}{2\tau \nu} e^{-\frac{t}{2\tau}} \sin \nu t \right] \quad (18)$$

Man kann das Kosinus- und Sinusglied zu einem gemeinsamen Kosinusglied mit verschobener Phase δ zusammenziehen (Fig. 5), wobei die trigonometrischen Funktionen des Phasenwinkels wie folgt definiert sind:

$$\begin{aligned} \sin \delta &= \frac{1}{2\tau} \cdot \frac{1}{\sqrt{\nu^2 + \frac{1}{4\tau^2}}} \\ \cos \delta &= \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + \frac{1}{4\tau^2}}} \\ \text{tg } \delta &= \frac{1}{2\tau \nu} \end{aligned} \quad (19)$$

Gl. (18) sieht dann unter Einführung der Gl. (19) wie folgt aus:

$$i = \frac{\hat{I}_0}{\nu} e^{-\frac{t}{2\tau}} \cdot \sqrt{\nu^2 + \frac{1}{4\tau^2}} [\cos \nu t \cos \delta + \sin \nu t \sin \delta] \quad (20)$$

Durch Zusammenfassung der trigonometrischen Funktionen und unter Anwendung von Gl. (19) kann Gl. (20) noch weiter reduziert werden:

$$i = \frac{\hat{I}_0}{\cos \delta} e^{-\frac{t}{2\tau}} \cos(\nu t - \delta) \quad (21)$$

Grenzwerte:

$$\begin{aligned} \text{Bei } t = 0: & \quad i(0) = \hat{I}_0 \\ t \rightarrow \infty: & \quad i(\infty) = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

Der Ausgleichsstrom besteht in einer harmonischen Schwingung, deren Amplitude von \hat{I}_0 exponentiell auf Null mit der Zeitkonstante 2τ absinkt. Der Ausgleichsstrom stellt also einen abklingenden Wechselstrom dar.

$$u_c = \frac{\hat{I}_0}{C \cos \delta} \int e^{-\frac{t}{2\tau}} (\cos \nu t \cos \delta + \sin \nu t \sin \delta) dt = \frac{\hat{I}_0}{C \cos \delta} \left[\cos \delta \frac{e^{-\frac{t}{2\tau}}}{\nu^2 + \frac{1}{4\tau^2}} \left(\nu \sin \nu t - \frac{1}{2\tau} \cos \nu t \right) - \sin \delta \frac{e^{-\frac{t}{2\tau}}}{\nu^2 + \frac{1}{4\tau^2}} \left(\nu \cos \nu t + \frac{1}{2\tau} \sin \nu t \right) \right] + k \quad (24)$$

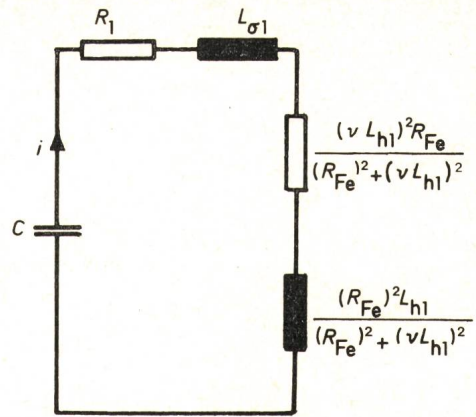


Fig. 3

Entstehen eines einzigen Schwingkreises
 ν Kreisfrequenz des Schwingkreises
Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 1 und 2

5. Verlauf der Schaltspannung

Die kapazitive Ausgleichsspannung, auch als Schaltspannung genannt, ist jene Spannung, die an der wirksamen Kapazität auftritt (Fig. 4). Diese Spannung erscheint zugleich an den Transformatorwickeln sowie am transformatorseitigen

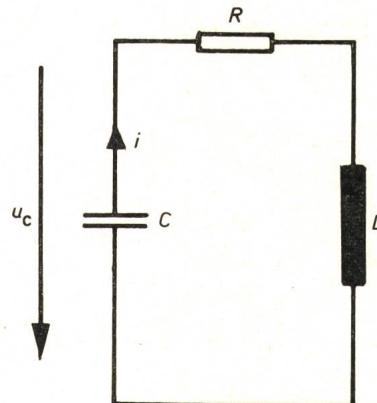


Fig. 4

Ein mit R, L, C in Reihe geschalteter Schwingkreis
Bezeichnungen siehe im Text und Fig. 3

Schalterkontakt (Fig. 1). Je nach ihrer Höhe kann die Schaltspannung die elektrische Festigkeit der am Transformator angeschlossenen Anlagen gefährden. Diese Spannung ist durch die folgende Beziehung gegeben:

$$u_c = \frac{1}{C} \int i dt \quad (23)$$

In Gl. (23) wird die Gleichung des Ausgleichsstromes aus Gl. (21) eingesetzt und anschließend diese integriert [3].
 u_c lautet dann wie folgt:

Unter Verwendung von Gl. (19) und nach einigen trigonometrischen Umformungen lässt sich Gl. (24) wie folgt sehr einfach ausdrücken:

$$u_c = \frac{\hat{I}_0}{C\nu} e^{-\frac{t}{2\tau}} \sin(\nu t - 2\delta) + k \quad (25)$$

wobei k die Integrationskonstante bedeutet. Aber k ist gleich Null, da Gl. (25) die Randbedingung, d. i. bei $t \rightarrow \infty$, $u_c(\infty) = 0$, erfüllen muss. Die Schaltspannung u_c lautet dann in endgültiger Form wie folgt:

$$u_c = \frac{\hat{I}_0}{C\nu} e^{-\frac{t}{2\tau}} \sin(\nu t - 2\delta) \quad (26)$$

Aus Gl. (26) folgt:

$$\text{Bei } t = +0: \quad u_c(+0) = -\frac{\hat{I}_0}{C\nu} \sin 2\delta \quad (27)$$

Im quasistationären Zustand ist die Spannung an der wirksamen Kapazität gleich der Netzspannung. Wenn $\varphi_0 = \pi/2$ vorausgesetzt wird, geht die Netzspannung im Zeitpunkt des Strommaximums durch Null. Aus diesem Grund und weiterhin aus Gl. (26) und (27) lassen sich die Grenzwerte wie folgt zusammenstellen:

Grenzwerte:

$$\begin{aligned} \text{Bei } t = -0: \quad u_c(-0) &= 0 \\ t = +0: \quad u_c(+0) &= -\frac{\hat{I}_0}{C\nu} \sin 2\delta \\ t \rightarrow \infty: \quad u_c(\infty) &= 0 \end{aligned} \quad (28)$$

Die Schaltspannung verändert sich nach einer Sinusfunktion der Zeit, während der Ausgleichsstrom nach einer Kosinusfunktion verläuft. Die Spannung ist also gegen den Strom bis auf den Winkel δ um eine Viertelperiode phasenverschoben und verlöscht nach demselben Exponentialgesetz wie der Strom. Im Zeitpunkt des Abschaltens springt die Spannung bei $t = 0$ von Null sofort auf den Wert der Gl. (27) und verläuft dann wie eine abklingende Wechselspannung mit der Kreisfrequenz ν .

6. Maximale Schaltspannung

Aus Gl. (26) ist ersichtlich, dass die maximale Schaltspannung dann auftritt, wenn die folgende Bedingung erfüllt wird:

$$\begin{aligned} \sin(\nu t - 2\delta) &= 1 = \sin \frac{\pi}{2} \\ \text{bzw.} \quad \nu t - 2\delta &= \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (29)$$

Die Zeit t_{\max} zum Erreichen der maximalen Schaltspannung \hat{U}_c kann auf Grund von Gl. (29) wie folgt ausgedrückt werden:

$$t_{\max} = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\pi}{2} + 2\delta \right) \quad (30)$$

Wenn die Zeit t_{\max} aus Gl. (30) in Gl. (26) eingesetzt wird, erhält man den Ausdruck für die maximale Schaltspannung.

$$\hat{U}_c = \frac{\hat{I}_0}{C\nu} e^{-\frac{1}{2\tau\nu} \left(\frac{\pi}{2} + 2\delta \right)} \quad (31)$$

Mit Hilfe von Gl. (19) lässt sich Gl. (31) in etwas veränderter Form ausdrücken:

$$\hat{U}_c = \frac{\hat{I}_0}{C\nu} e^{-\text{tg} \delta \left(\frac{\pi}{2} + 2\delta \right)} \quad (32)$$

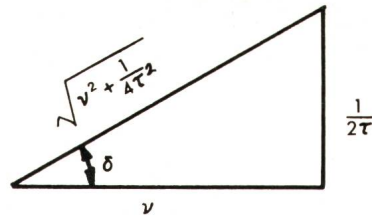


Fig. 5
Definition des Phasenwinkels δ

Wenn R gegenüber $2L$ in den Ausdrücken von ν und $\text{tg} \delta$ vernachlässigt werden, ergibt sich der einfachste Ausdruck für \hat{U}_c . Unter der genannten Bedingung lassen sich ν und $\text{tg} \delta$ aus Gl. (15) bzw. (19) wie folgt erneut ausdrücken:

$$\begin{aligned} \nu &= \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} = \sqrt{\frac{1}{LC}} \\ \text{tg} \delta &= \frac{1}{2\tau\nu} = \frac{1}{\frac{2L}{R} \sqrt{\frac{1}{LC}}} = 0 \end{aligned} \quad (33)$$

Setzt man die Beziehungen von Gl. (33) in Gl. (32) ein, so erhält man den einfachsten Ausdruck für die maximale Schaltspannung.

$$\hat{U}_c = \hat{I}_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (34)$$

Diese Beziehung lässt sich auch von der Betrachtung der Energieumsetzung herleiten, nämlich:

Elektrostatistische Energie = Magnetische Energie

$$\frac{1}{2} C U_c^2 = \frac{1}{2} L I_0^2 \quad (35)$$

oder

$$\hat{U}_c = \hat{I}_0 \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Gl. (34) bzw. (35) sind identisch und zugleich ideal, da sie ohne Berücksichtigung der Verluste im Transformator hergeleitet worden sind. Bei Verwendung einer dieser Gleichungen ergeben sich beträchtlich höhere Schaltspannungen, als sie in der Praxis zu erwarten sind.

7. Schlussbemerkungen im Hinblick auf die Praxis

Bei der analytischen Behandlung wurden die Parameter R , L und C konstant angenommen. Für die Berechnung des zeitlichen Verlaufs der Ausgleichsgrößen sollen die Werte der Parameter entsprechend der Sättigung und der Ausschwingfrequenz verwendet werden. In der Praxis ist es problematisch, die Parameter so genau zu ermitteln, da es oft an verschiedenen technischen Informationen fehlt. Die Anlagebauer sind jedoch in erster Linie interessiert, die Höhe der maximalen Schaltspannungen zu kennen. Man kann die maximalen Schaltspannungen aus der freiwerdenden magnetischen Energie errechnen, die sich aus der Hysteresisschleife des Magneteisens bei der Betriebsfrequenz feststellen lässt [4]. Die freiwerdende magnetische Energie lässt sich auch aus dem Produkt der theoretisch aufgenommenen magnetischen Energie mit dem magnetischen Wirkungsgrad [5; 6] bestimmen. Aus der freigewordenen magnetischen Energie erfolgt dann die Umsetzung in die elektrostatistische Energie. Die auf diese Weise errechneten maximalen Schaltspannungen werden trotzdem etwas höher liegen als die im Betrieb vorkommenden Werte, da in der obigen Betrachtung die frequenzabhängigen Wirbelstromverluste ganz

vernachlässigt wurden. Bei einer genaueren Berechnung der maximalen Schaltspannungen müssen auch die Wirbelstromverluste im Transformator erfasst werden.

Literatur

- [1] *H. Schulze*: Technik der Wechselstrom-Hochspannungsschalter. Berlin, VEB Verlag Technik, 1961.
- [2] *M. R. Spiegel*: Theory and problems of Laplace transforms. Schaum's outline series. New York, Schaum Publishing Company, 1965.
- [3] *I. N. Bronstein* und *K. A. Semendjajew*: Taschenbuch der Mathematik für Ingenieure und Studenten der technischen Hochschulen. 7. Auflage. Frankfurt a. M., Verlag Harri Deutsch, 1967.

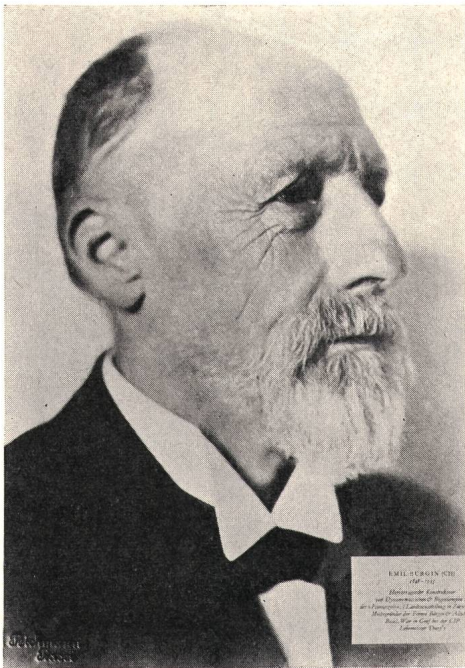
- [4] *B. Staub*: Modellversuch zur Ermittlung der maximal möglichen Überspannung beim Ausschalten leerlaufender Transformatoren. Bull. SEV 55(1964)2, S. 43...51.
- [5] *K. Berger*: Schaltüberspannungen und ihre Begrenzungsmöglichkeiten. Bull. SEV 53(1962)10, S. 500...509.
- [6] *R. Thaler*: Auswirkungen der modernen Transformatorbauweise auf die Transformator-Schaltüberspannungen. Bull. SEV 56(1965)25, S. 1115...1117.

Adresse des Autors:

Dr.-Ing. *B. B. Palit*, Institut für Elektrische Maschinen der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich, Sonneggstrasse 3, 8006 Zürich.

EMIL BÜRGIN

1848–1933



Als Emil Bürgin am 23. August 1848 in Basel zur Welt kam, waren seine Eltern 43 bzw. 45 Jahre alt, was nach dem Volksglauben für eine hohe Intelligenz der Kinder sprechen soll. Bei Emil Bürgin traf dies zu. Er durchlief das humanistische Gymnasium und die Oberrealschule, machte dann eine praktische Lehre in der Maschinenfabrik Socin & Wick. 1868 bis 1871 studierte er am Eidgenössischen Polytechnikum in Zürich. Nach der Offiziersschule arbeitete er als Maschinenschlosser in Paris und besuchte abends wissenschaftliche Vorträge am Conservatoire des Arts et Métiers. Im folgenden Jahr liess er sich als Schiffsmaschinist anheuern und reiste so nach New York und zurück. Im Herbst trat er dann als Ingenieur bei der Lokomotivfabrik Winterthur ein, wo er, wie er selber sagte, unter *Charles Brown* erst recht konstruieren lernte.

Zu jener Zeit entwarf und baute er eine Lokomotive, bei der durch Magnetisierung der Mittelachse eine beträchtliche Steigerung der Adhäsion erzielt wurde. Trotz guten Versuchsergebnissen auf einer NOB-Strecke stiess die Erfindung auf kein Interesse. Bürgin aber begann, sich mit Elektrotechnik zu beschäftigen. Er baute 1875 eine Dynamomaschine sowie eine selbstregulierende Bogenlampe, die beide sehr gute Eigenschaften aufwiesen. Um fabrizieren zu können, übersiedelte er nach Genf und trat in die Dienste der Soc. de Construction d'appareils de physique, wo *René Thury* sein Lehrling wurde. In Genf baute er auch einen elektrischen Minenzündapparat, der bis in die dreissiger Jahre in der Schweizer Armee Verwendung fand.

1876 hatte er an der Weltausstellung in Philadelphia eine von R. Pictet & Co. in Genf gebaute Eismaschine vorzuführen; etwas was in der neuen Welt noch unbekannt war. Im Auftrag der gleichen Firma baute er dann in New York eine Eisfabrik für einen täglichen Ausstoss von 24 t. Einer seiner Dynamos und eine Bogenlampe dienten der Beleuchtung.

Während dieses New Yorker Aufenthaltes heiratete er Miss *Ella Turner*, mit der er nach Genf zurückkehrte und 1927 noch das Fest der goldenen Hochzeit feiern konnte. Für die Firma Pictet leitete er dann den Bau zahlreicher Eismaschinenanlagen in Südeuropa.

Mit der R.E. Compton & Co. in London schloss er einen Lizenzvertrag für seine Dy-

namos und Bogenlampen ab. Im März 1881 begann er in Basel in gemieteten Räumen selber mit der Fabrikation der Maschinen und Apparate, die an der Elektrizitätsausstellung in Paris mit der Goldmedaille ausgezeichnet wurden. Um diese Zeit trat *Rudolf Alioth* in das Geschäft ein, das auch vergrössert wurde. 1893 beschickte die Firma die Landesausstellung in Zürich. Dass es sich bei den Bürginschen Konstruktionen um bahnbrechende Leistungen handelte, liess der Bericht des Preisgerichtes erkennen. Die Charakterisierung lautete: «... zweckmässig konstruierte Maschinen und Apparate. Es sind keine physikalischen Apparate mehr».

Kurz nach der Ausstellung überliess Bürgin das Dynamogeschäft seinem Associé, blieb aber daran beteiligt. Er selber widmete sich wieder der Kältetechnik und errichtete am Ausfluss des Riehenteiches in den Rhein eine Eisfabrik, in der er als Einziger in der Schweiz auch Kohlensäure verflüssigte. Schon 1888 musste er die Fabrik vergrössern.

Durch den Übergang der Chemischen Industrie Basels auf die Eigenversorgung mit Eis erlitt Bürgin einen empfindlichen Rückschlag. Das Kohlensäuregeschäft aber betrieb er bis zu seinem am 15. Juli 1933 erfolgten Tode, mit dem ein erlebnisreiches Erfinderleben sein Ende fand. GEP und SEV hatten den trotz mehreren Schicksalsschlägen stets optimistisch und frohgelaunt gebliebenen Pionier zu ihrem Ehrenmitglied ernannt.

H. Wüger