

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 54 (1963)  
**Heft:** 6

**Artikel:** Magnetfeldschwingungen in hochenergetischen Teilchenbeschleunigern und deren Bekämpfung  
**Autor:** Ašner, A.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-916465>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 16.02.2026

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

# Magnetfeldschwingungen in hochenergetischen Teilchenbeschleunigern und deren Bekämpfung

Von A. Asner, Genève

621.384.612.21 : 538.6

Im Magnetfeld der Strahlführungsmagneten hochenergetischer Teilchenbeschleuniger mit alternierendem Feldgradienten wie z. B. beim 28 GeV Protonen-Synchrotron der CERN in Genf entstehen Oberwellen die, wenn nicht entsprechend verringert, unzulässige Strahlschwingungen und Bahnabweichungen hervorrufen würden. Der vorliegende Aufsatz untersucht die Entstehung dieser Feldschwingungen, die sowohl transiente als auch stationäre Harmonische aufweisen und zeigt, wie eine Verringerung der Oberwellen auf den zulässigen Wert von etwa 0,01% des Führungsfeldes bei Strahleinschuss technisch realisiert werden kann.

Dans le champ magnétique des aimants de guidage d'accélérateurs de particules à focalisation forte à gradients alternés, comme c'est le cas du synchrotron à protons de 28 GeV du CERN, à Genève, il se produit des harmoniques qui pourraient provoquer des oscillations du faisceau et des écarts radiaux inadmissibles, s'ils n'étaient pas réduits en conséquence. L'auteur examine la formation de ces oscillations de champ qui présentent aussi bien des harmoniques transitoires, que des harmoniques stationnaires, puis il montre comment on peut pratiquement ramener ces harmoniques à la valeur admissible d'environ 0,01 % du champ de guidage, lors de l'injection des particules.

## Einleitung

Das Führungsfeld hochenergetischer Teilchenbeschleuniger, wie z. B. Protonen-Synchrotrons, ist auf mehrere Magnete mit abwechselnd fokussierendem und defokussierendem Feldgradienten — daher auch der Name Beschleuniger mit alternierendem Feldgradienten — verteilt. Die seriegelagerten Magnete werden von einer oder mehreren symmetrisch angeordneten Gleichrichtergruppen gespeist, da sich gesteuerte Quecksilberdampf-Gleichrichter als sehr geeignet für die Erzeugung des auf Fig. 1 gezeigten typischen Erregerspannungs- und Stromverlaufes während einer Pulsdauer des Beschleunigers erwiesen haben.

Die Gleichspannung wird sprunghaft mit dem Wert  $U_0$  an die Magnetenkette gelegt, Erregerstrom und Magnetfeld steigen mit der Gleichstrom-Zeitkonstante  $\tau = L/R$  an, wobei  $R$  der Widerstand der Erregerwicklung und  $L$  die (bei Sättigung veränderliche) Gleichstrominduktivität der Magneten sind. Hat der Erregerstrom nach der Anstiegszeit  $t_a$  seinen Maximalwert  $I_p$  erreicht, so wird die Gleichspannung auf den zur Deckung der Ohmschen Verluste notwendigen Wert  $I_p R$  reduziert. Die Dauer des konstanten Stromes  $I_p$  sei  $t_f$  (flat-top-Periode genannt). Zwecks Entregung der Magneten wird während der Dauer  $t_e$  auf Wechselrichterbetrieb übergegangen. Die gesamte Pulsdauer beträgt somit:

$$t_p = t_a + t_f + t_e \quad (1)$$

$t_p$  beträgt bei ausgeführten Beschleunigern 1...5 s.

Für die eigentliche Beschleunigung der Teilchen ist nur die Dauer  $t_a + t_f$  von Bedeutung.

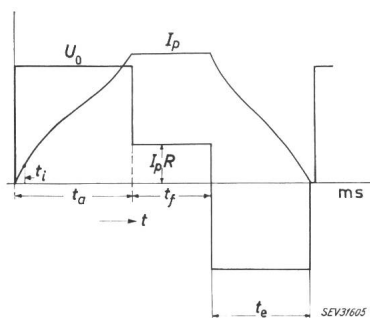


Fig. 1

Erregerstrom- und Spannungsverlauf während einer Pulsdauer eines Protonen-Synchrotrons

$t_i$  [ms] Einschusszeit;  $t_a$  [ms] Anstiegszeit;  $t_f$  [ms] «flat-top»-Dauer;  $t_e$  [ms] Entregungsdauer;  $U_0$  [V] Gleichspannung;  $I$  [A] Erregerstrom mit Maximalwert  $I_p$ ;  $R$  [Ω] Magnetenwicklungs-Widerstand

Besondere Aufmerksamkeit ist der zur Zeit  $t_i$  stattfindenden Injektion der Teilchen in den Beschleuniger zu widmen. Da die Teilchen mit relativ geringer Energie in den Beschleuniger eingeschossen werden, darf das Führungsfeld bei Injektion  $B_i$  nur einen Bruchteil — einige Prozente — seines bei maximalem Erregerstrom erreichten Nennwertes  $B_p$  betragen.

Die an Gleichspannung  $U_0$  gelegte Magnetenkette ist in Fig. 2 dargestellt: Jede Einheit der insgesamt  $N$  Magnete weist neben des Wicklungswiderstandes  $R$  und der Induktivität  $L$  eine Erdkapazität  $C_p$  und Wicklungs- (Längs-) kapazität  $C_s$  auf. Dazu kommt eine, hauptsächlich durch das die Hohlkupferwicklung durchfließende Kühlwasser gegebene Ableitung von  $G$ .  $R_0$  ist ein der Wicklung parallelgeschalteter Dämpfungswiderstand. Wird nun an ein derartiges Gebilde eine Schrittspannung  $\varepsilon(t) U_0$  gelegt, so werden harmonische Eigenschwingungen in Spannung, Strom und Magnetfeld hervorgerufen. Es sind dies die *transienten Harmonischen*.

Da die angelegte Spannung durch mehrphasige Gleichrichtung gewonnen wird, enthält sie auch *stationäre Oberwellen*, deren Frequenzen ein Vielfaches der Netzfrequenz betragen und die ihrerseits Harmonische im Erregerstrom und Magnetfeld hervorgerufen.

Um unzulässige Strahlschwingungen und -abweichungen von der vorgesehenen Bahn zu vermeiden, müssen bei Strahleinschuss sowohl die transienten als auch die stationären Harmonischen im Magnetfeld  $\Delta B/B_i < 10^{-4}$  sein.

Im folgenden sollen die transienten und stationären Oberwellen im Magnetfeld eingehend untersucht und Mittel zu ihrer Reduktion abgegeben werden.

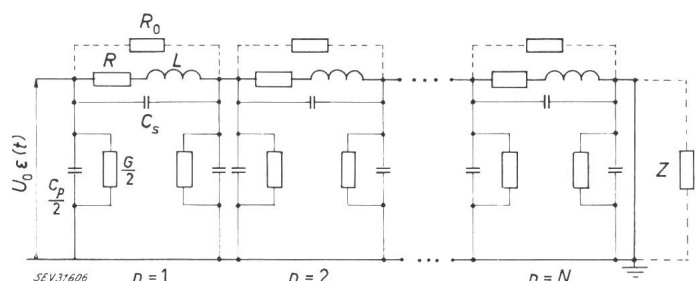


Fig. 2

Ersatzschema der Magneten eines Beschleunigers mit alternierendem Gradienten

$U_0[t]$  angelegte Gleichspannung;  $R$  [Ω] Wicklungswiderstand,  $L$  [H] Gleichstrominduktivität des Magneten;  $C_p$  [F] Erdkapazität des Magneten;  $C_s$  [F] Längskapazität;  $G$  [Ω<sup>-1</sup>] Ableitung;  $R_0$  [Ω] Dämpfungswiderstand, der Magnetwicklung parallel geschaltet;  $Z$  [Ω] Erdungsimpedanz;  $n$  Anzahl der an  $U_0$  angeschlossenen Magneten

## Durch Ausgleichvorgänge hervorgerufene Oberwellen

Es sollen die durch Ausgleichvorgänge hervorgerufenen Oberwellen ermittelt und der Einfluss folgender Parameter untersucht werden:

- Die angelegte Spannung sei eine Schrittspannung; die Magnetenkette sei direkt oder über hochohmige Impedanz an Erde gelegt.
- Einfluss der Längskapazität  $C_s$ .
- Einfluss der Wirbelstromdämpfung im Eisen.
- Einfluss von parallel zur Wicklung geschalteten Dämpfungswiderständen  $R_0$ .
- Einfluss eines endlichen Spannungsanstieges.

3.1 Die angelegte Gleichspannung entspricht der Schrittspannung  $U_0 \varepsilon(t)$ , die Längskapazität und die Ableitung seien vernachlässigt  $G = C_s = 0$

Das entsprechende Ersatzschaltbild zeigt Fig. 3. Da die Gleichstrominduktivität  $L$  als konstant angenommen wird, entsprechen die Oberwellen im Magnetfeld jenen im Erregerstrom:

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta I}{I} \quad (2)$$

Für den Fall der geerdeten Kette ist die Spannung am  $n$ -ten Magneten durch:

$$u_n(t) = U_0 \varepsilon(t) \frac{\sinh ng}{\sinh Ng} \quad (3)$$

und der Längsspannungsabfall durch

$$\begin{aligned} \Delta u(t) = u_n(t) - u_{n+1}(t) &= \\ &= U_0 \varepsilon(t) \frac{-2 \cosh \frac{2n+1}{2} g \sinh \frac{g}{2}}{\sinh Ng} \end{aligned} \quad (4)$$

gegeben. Der Strom vom  $n$ -ten zum  $n+1$ -ten Element ist:

$$i_{n,n+1}(t) = \frac{\Delta u_{n,n+1}(t)}{Z_1} \quad (5)$$

mit der Längsimpedanz

$$Z_1 = R + Lp \quad (6)$$

und

$$\cosh g = A = \frac{1}{2} \cdot \frac{Z_1(p)}{Z_q(p)} \quad (7)$$

wobei

$$Z_q(p) = \frac{1}{pC_p} \quad (8)$$

und  $p$  der Laplaceoperator ist.

Der transiente Stromanteil kann nun nach *Haevilsde* (Gl. 9) berechnet werden. Es ist

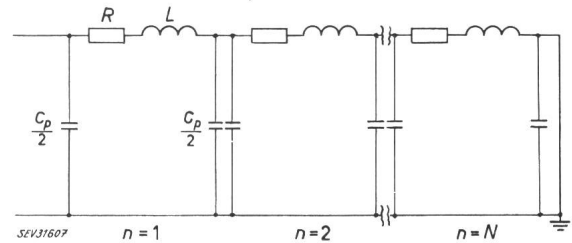


Fig. 3  
Ersatzschema der Magneten bei vernachlässigter Längskapazität und Ableitung  
Bezeichnungen siehe Fig. 2

$$f(t) = \underbrace{\frac{F(0)}{P(0)}}_I + \underbrace{\sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{F(p_{\nu})}{p_{\nu} P'(p_{\nu})} e^{-p_{\nu} t}}_{II} \quad (9)$$

Der erste Teil von Gl. (9) ergibt die bekannte stationäre Lösung:

$$I = \frac{U_0}{NR} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (10)$$

mit

$$\tau = \frac{L}{R} \quad (11)$$

( $\tau$  Zeitkonstante des Magneten)

Für den zweiten Teil ist:

$$\begin{aligned} \Delta I &= \sum_{k=1}^{N-1} \frac{U_0}{R + Lp} \cdot \\ &\cdot \frac{-2 \cosh \frac{2n+1}{2} g \cdot \sinh \frac{g}{2}}{\left( p \frac{d \sinh Ng}{dg} \cdot \frac{dg}{d \cosh g} \cdot \frac{dA}{dp} \right)_{p=p_k}} e^{p_k t} \end{aligned} \quad (12)$$

mit  $p_k$  als Lösung der charakteristischen Gleichung:

$$\cosh g = \cos \frac{k\pi}{N} = 1 + \frac{pC_p}{2} (R + Lp) \quad (13)$$

Es ist:

$$p_{k1,2} = -\frac{1}{2\tau} \pm \sqrt{\frac{1}{4\tau^2} - 2\omega_0^2 \left( 1 - \cos \frac{k\pi}{N} \right)} \quad (14)$$

mit

$$\omega_k = 2\omega_0 \sin \frac{k\pi}{2N} = 2 \frac{1}{\sqrt{LC_p}} \sin \frac{k\pi}{2N} \quad (15)$$

Setzt man Gl. (10), (13) und (14) in Gl. (9) ein, so erhält man:

$$I_{tot} = \frac{U_0}{NR} \left[ 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} + \underbrace{\sum_{k=1}^{N-1} 2(-1)^k \cos \frac{2n+1}{2} \cdot \frac{k\pi}{N} \cos \frac{k\pi}{2N} \cdot \frac{e^{-\frac{t}{2\tau}}}{\omega_k \tau} \sin \omega_k t}_{\Delta I_k} \right] \quad (16)$$

Das Maximum der  $k$ -ten Harmonischen wird gefunden, wenn die beiden  $\cos$ -Glieder gleich 1 gesetzt werden. Der relative Betrag der  $k$ -ten Oberwelle im Erregerstrom und Magnetfeld ist dann:

$$\left(\frac{\Delta I_k}{I}\right)_{t=t_i} = \left(\frac{\Delta B_k}{B}\right)_{t=t_i} \cdot \frac{2 e^{-\frac{t_i}{2\tau}} \sin \omega_k t_i}{\omega_k t_i} \quad (17)$$

da bei Einschuss  $t_i \ll \tau$  und

$$1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \approx \frac{t}{\tau} \quad (18)$$

Ist die Magnetenkette über eine hochohmige Impedanz  $Z$  an Erde gelegt, so dass  $Z = \infty$  angenommen werden kann, so erhält man durch ähnliche Rechnung:

$$\Delta I = - \sum_{k=1}^{N-1} 2(-1)^k \sin \frac{2n+1}{2N} \cdot \frac{(2k+1)\pi}{2} \cdot \cos \frac{(2k+1)\pi}{4N} e^{-\frac{t}{2\tau}} \sin \omega_k t \quad (19)$$

und für

$$\left(\frac{\Delta I_k}{I}\right)_{t=t_i} \text{ bzw. } \left(\frac{\Delta B_k}{B}\right)_{t=t_i} \text{ wieder Gl. (17).}$$

Indem der überwiegende Oberwellenanteil der ersten Harmonischen zukommt, wird zumeist die Bedingung  $\frac{\Delta B_{k=1}}{B} \leq \varepsilon$  gestellt.

### 3.2 Einfluss der Längskapazität $C_s$

Bei sonst gleichen Bedingungen wie unter 3.1 gilt für die am Ende geerdete Kette:

$$\cosh g = A = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{p^2(LC_p + 2LC_s) + p(RC_p + 2RC_s) + 2}{1 + pRC_s + p^2LC_s} \quad (20)$$

Bezeichnet man mit:

$$\Gamma\left(\frac{C_s}{C_p}, \cos \frac{k\pi}{N}\right) = \frac{1}{1 + 2 \frac{C_s}{C_p} \left(1 - \cos \frac{k\pi}{N}\right)} \quad (21)$$

$$\text{und} \quad \omega'_k = \sqrt{\Gamma} \omega_k \quad (22)$$

so wird:

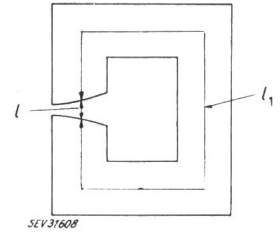
$$I_{tot} = \frac{U_0}{NR} \left[ 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} + \sum_{k=1}^{N-1} 2(-1)^k \cos \frac{2n+1}{2} \cdot \frac{k\pi}{N} \cos \frac{k\pi}{2N} \Gamma e^{-\frac{t}{2\tau}} \sin \omega'_k t \right] \quad (23)$$

und:

$$\left(\frac{\Delta B_k}{B}\right)_{t=t_i} = \frac{2 \Gamma e^{-\frac{t_i}{2\tau}} \sin \omega'_k t_i}{\omega'_k t_i} \quad (24)$$

Fig. 4  
Zur Wirbelstromdämpfung  
in den Magneten

$l_1$  [m] Länge des magnetischen Flusses im Eisen;  $l$  [m] mittlere Länge des magnetischen Flusses im Luftspalt



### 3.3 Der Einfluss der Wirbelstromdämpfung im Eisen

Berücksichtigt man die Dämpfung durch Wirbelströme im Eisen der Magnete, so ist die Gleichstrominduktivität  $L$  nicht mehr konstant, sondern eine Funktion der Frequenz bzw. des Laplaceoperators  $p$ . Nach Küpfmüller [1] und Schoch [2] kann diese Abhängigkeit zu:

$$L_0(p) = \frac{L}{1 + \frac{\mu_0 l_1}{\mu l} \cdot \frac{a}{2} \sqrt{px\mu}} = \frac{L}{1 + \beta \sqrt{p}} \quad (25)$$

gesetzt werden, mit:

- $l_1$  und  $l$  den Längen des magnetischen Flusses im Eisen und Luftspalt nach Fig. 4;
- $\mu_0$  der Permeabilität des Vakuums;
- $\mu$  der relativen Permeabilität des Eisens, die etwa zu  $\mu = 1000$  angenommen werden kann;
- $a$  der Blechdicke;
- $x$  der Leitfähigkeit der Bleche.

Für das Magnetfeld kann:

$$B = \frac{\Psi}{WF} = \frac{L_0(p) I}{WF} = \frac{U_0 L_0(p)}{WFN[R + L_0(p)]} \quad (26)$$

mit

- $W$  der Windungszahl pro Magneteneinheit;
- $F$  Konstante der räumlichen Flussverteilung;

gesetzt werden.

Für den transienten Anteil des Magnetfeldes erhält man unter Beachtung von Gl. (9):

$$\Delta B = \sum_{k=1}^{N-1} \frac{U_0 L}{FWNR} \frac{1}{1 + \beta \sqrt{p}} \frac{1}{1 + \frac{\tau p}{1 + \beta \sqrt{p}}} \cdot \left( -2 \cosh \frac{2n+1}{n} g \cosh \frac{g}{2} \cdot \left( p \frac{d \sinh Ng}{dg} \cdot \frac{dg}{d \cosh g} \cdot \frac{dA}{dp} \right)_{p=p_k} \right) e^{p_k t} \quad (27)$$

mit  $p_k$  den Wurzeln der Gleichung:

$$p^2 + p \frac{R}{L} (1 + \beta \sqrt{p}) + \frac{2}{C_p L} (1 + \beta \sqrt{p}) \left( 1 - \cos \frac{k\pi}{N} \right) = 0 \quad (28)$$

Nur der Teil:

$$p^2 + p \left[ 2 \beta^2 \cdot \frac{1}{C_p L} \left( 1 - \cos \frac{k\pi}{N} \right) + \frac{L}{R} \right] + \frac{2}{C_p L} \left( 1 - \cos \frac{k\pi}{N} \right) \quad (29)$$

liefert die Lösung:

$$p_{k,1,2} = - \underbrace{\frac{\beta^2}{C_p L} \left( 1 - \cos \frac{k\pi}{N} \right)}_{\frac{\gamma_k}{2}} \pm \underbrace{\sqrt{\frac{\gamma_k^2}{4} - 2 \omega_0^2 \left( 1 - \cos \frac{k\pi}{N} \right)}}_{j \omega_{w_k}} \quad (30)$$

Das Gesamtfeld ergibt sich zu:

$$B_{tot} = \frac{U_0 L}{F W N R} \left[ \underbrace{1 - e^{-\frac{t}{\tau}}}_{B_{stat}} + \underbrace{\sum_{k=1}^{N-1} 2 (-1)^k \cos \frac{2n+1}{2} \cdot \frac{k\pi}{N} \cos \frac{k\pi}{2N} \cdot \xi(\gamma_k, \omega_{w_k}) e^{-\frac{\gamma_k t}{2}} \frac{\sin(\omega_{w_k} t + \varphi)}{\omega_{w_k} \tau}}_{\Delta B_k} \right] \quad (31)$$

mit

$$\xi(\gamma_k, \omega_{w_k}) = \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{\gamma_k^2}{2 \omega_{w_k}^2} \right)}} \quad (32)$$

$$\varphi = \arctg \frac{\gamma_k}{2 \omega_{w_k}} \quad (33)$$

Der Widerstand  $R_0$ , der notwendig ist, um zur Zeit  $t$  die  $k$ -te Harmonische auf den Betrag  $\varepsilon$  zu verringern, kann Gl. (35) entnommen werden:

$$R_{0\varepsilon} = \frac{2 t \sin^2 \left( \frac{k\pi}{2N} \right)}{C_p \ln \frac{2}{\omega_k t \varepsilon}} \quad (37)$$

### 3.5 Einfluss eines endlichen Spannungsanstiegs

Es soll noch untersucht werden, welchen Einfluss auf die transienten Oberwellen im Magnetfeld ein endlicher, bzw. linearer Spannungsanstieg  $U_0 t/T$  hat, wobei  $T$  im Bereiche der Einschusszeit  $t_i$  liegen soll. Um die Feldoberwellen für diesen Fall zu bestimmen,

geht man von Gl. (16) aus, und betrachtet  $I_{tot}(t)$  als die Strom-Stossantwort des auf Fig. 3 gezeigten Gebildes. Der Strom bei linearem Spannungsanstieg wird durch Anwendung der Laplacetransformation erhalten. Es sei hier nur das nach einiger Rechnung erhaltene Endergebnis angeben:

$$I_{tot} = \frac{U_0}{NR} \left\{ \frac{t}{T} \left[ 1 - \frac{\tau}{t} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \right] + \sum_{k=1}^{N-1} 2 (-1)^k \cos \frac{2n+1}{2} \cdot \frac{k\pi}{N} \left( \cos \frac{k\pi}{2N} \right) \left[ \frac{1}{\omega_k^2 \tau T} \left( 1 - e^{-\frac{t}{2\tau}} [\cos \omega_k t - \varphi] \right) \right] \right\} \quad (38)$$

Der relative Anteil der  $k$ -ten Oberwelle bei Strahleinschuss ist somit:

$$\left( \frac{\Delta B_k}{B} \right)_{t=t_i} = \frac{2 \xi(\gamma_k, \omega_{w_k}) e^{-\frac{\gamma_k t}{2}} \sin \omega_{w_k} t}{\omega_{w_k} t} \quad (34)$$

### 3.4 Einfluss von parallel zur Magnetwicklung geschalteten Dämpfungswiderständen $R_0$

Ein einfaches und wirksames Verfahren zur Dämpfung der transienten Oberwellen im Magnetfeld ergibt sich durch die Parallelschaltung von Dämpfungswiderständen  $R_0$  zur Magnetwicklung (s. Fig. 2).

Eine ähnliche Berechnung wie unter 3.1 ergibt:

$$\left( \frac{\Delta B_k}{B} \right)_{t=t_i} \approx \frac{2 e^{-\frac{t}{2\tau_k}} \sin \omega_k t}{\omega_k t} \quad (35)$$

wobei

$$\tau_k = \frac{1}{2} R_0 C_p \left( 1 - \cos \frac{k\pi}{N} \right) \quad (36)$$

mit

$$\varphi = \arctg \frac{1}{2 \tau \omega_k} \quad (39)$$

Für den relativen Oberwellenbetrag ergibt sich:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\Delta I_k}{I} \right)_{t=t_i} &= \left( \frac{\Delta B_k}{B} \right)_{t=t_i} \approx \\ &\approx \frac{4}{\omega_k^2 t_i^2} \left[ 1 - e^{-\frac{t}{2\tau}} \cos(\omega_k t - \varphi) \right] \quad (40) \end{aligned}$$

## 4. Die stationären Oberwellen

Hier sind zwei grundlegende Fälle zu unterscheiden:

1. Das Produkt  $N\omega_m$ , der Anzahl aus einer Gleichrichtergruppe gespeisten Magnete mal Grundwellenfrequenz der  $m$ -phasigen Schaltung ist, bedeutend geringer als die Eigenfrequenz eines Magneten:

$$N\omega_m \ll \omega_0 \quad (41)$$

2.

$$N\omega_m \geq \omega_0 \quad (42)$$

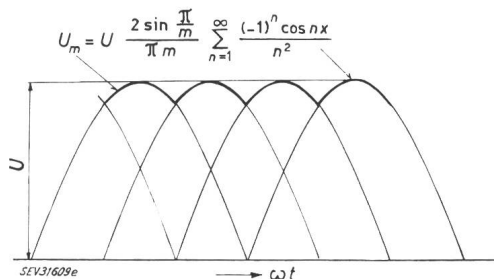


Fig. 5

Oberwellen einer  $m$ -phasigen Gleichrichterspannung

Im ersten Fall kann die Erdkapazität  $C_p$  vernachlässigt werden. Setzt man voraus, dass die relativen Oberwellen im Erregerstrom denen im Magnetfeld gleich sind, so ist eine zusätzliche Sicherheit der Berechnung gegeben, indem eine Wirbelstromdämpfung  $\Delta B/B$  gegenüber  $\Delta I/I$  nur verringern kann.

Um die Verhältnisse bei Strahleinschuss  $t_i$  zu ermitteln, geht man von der Oberwellenspannung  $U_m$  einer  $m$ -phasigen gleichgerichteten Spannung im Leerlauf aus (Fig. 5).

Die Annahme einer Leerlaufspannung ist insofern berechtigt, als bei Strahleinschuss der Erregerstrom  $I_i$  nur einige Prozente des Nennstromes  $I_p$  beträgt und der Überlappungswinkel entsprechend  $u \approx 0$ . Da während des Stromanstiegs die Gleichrichter voll angesteuert sind, kann auch  $\alpha \approx 0$  gesetzt werden. Die  $m$ -phasige Oberwellenspannung ergibt sich dann zu:

$$U_m \approx U \frac{2 \sin \frac{\pi}{m}}{\pi m} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \cos nx}{n^2} \quad (43)$$

Das auf Fig. 6 gezeigte Oszillogramm der 12phasigen Oberwellenspannung bei Strahleinschuss in das 28-GeV-Protonen-Synchrotron der CERN zeigt, dass der Oberwellenverlauf praktisch den Verhältnissen bei Leerlauf entspricht.

Berücksichtigt man die  $90^\circ$  el. phasenverschiebung der Oberwellenströme durch die überwiegend induktive Belastung —  $R \ll L\omega_m$  — so erhält man für den Stromverlauf:

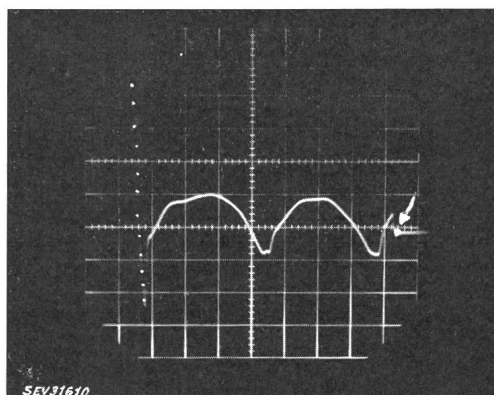


Fig. 6

Spannung bei Strahleinschuss in das 28-GeV-Protonen-Synchrotron der CERN

Zeitablaufgeschwindigkeit 0,5 ms/cm; Empfindlichkeit 100 V/cm;  
 $U_0 = 5400$  V

Pfeil: Einschalten des  $L_f$ - $C_f$ -Filters

$$I_m \approx \frac{U_m}{\omega_m L} \cdot \frac{2 \sin \frac{\pi}{m}}{\pi m} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^3} \sin nx \quad (44)$$

mit

$\omega_m$  der Grund-Oberwellenfrequenz  
 $U_m$  dem Scheitelwert der Phasenspannung des Transformators auf Gleichrichterseite.

Der Maximalwert des Oberwellenstromes wird für:

$$\Delta I = I_m \left( \omega_m t = \frac{\pi}{2} \right) - I_m \left( \omega_m t = \frac{3\pi}{2} \right) \quad (45)$$

und beträgt:

$$\Delta I = \frac{2 U}{\omega_m L} \cdot \frac{2 \sin \frac{\pi}{m}}{\pi m} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^3} = \frac{4 \cdot 0,975 U}{\omega_m L} \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{m}}{\pi m} \quad (46)$$

Der Gleichstrom hat bei Strahleinschuss den Wert:

$$I_i = \frac{U_0}{R} \left( 1 - e^{-\frac{t_i}{\tau}} \right) \approx \frac{U t_i \sin \frac{\pi}{m}}{L \frac{\pi}{m}} \quad (47)$$

so dass der relative Strom- und Magnetfeld-Oberwellenbetrag:

$$\frac{\Delta I}{I_i} = \frac{\Delta B}{B_i} = \frac{4 \cdot 0,975}{\omega_m t_i m^2} \quad (48)$$

Wenn gemäss Fig. 7 die Magnete ringförmig von  $q$  symmetrisch verteilten  $m$ -phasigen Gleichrichtergruppen gespeist werden sollen — solche Schaltungen sind in Projekten für Riesen-Beschleuniger von

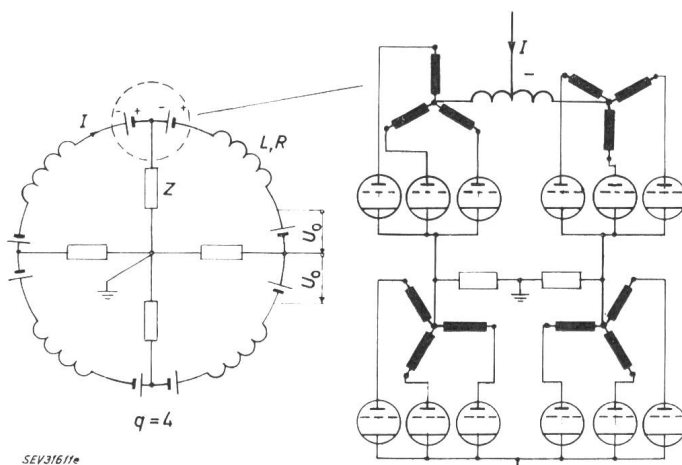


Fig. 7

Ringspeisung von Teilchenbeschleuniger-Magneten aus  $q$ -symmetrisch angeordneten  $m$ -phasigen Gleichrichtergruppen  
 $U_0$  [V] Gleichspannung;  $I$  [A] Erregerstrom;  $Z$  [Ω] Erdungs-impedanz; rechts Schaltung der Gleichrichtergruppe



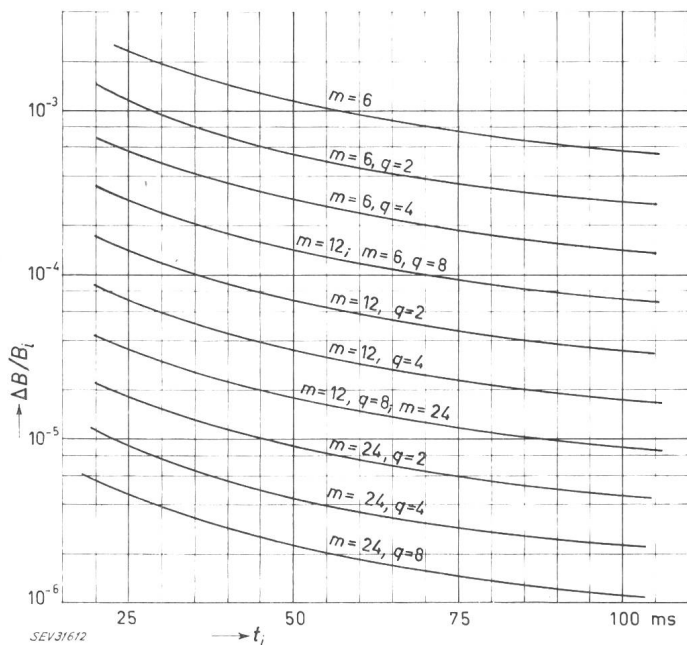


Fig. 8

Relativer stationärer Feldoberwellenbetrag in Abhängigkeit der Einschusszeit  $t_i$

$q$  Anzahl der Gleichrichtergruppen;  $m$  Phasenzahl der Gleichrichtergruppen

300...1000 GeV vorgesehen — und die Phasenverschiebung zwischen benachbarten Gruppen  $2\pi/mq$  beträgt, so ist in guter Annäherung:

$$\frac{\Delta I}{I_i} = \frac{\Delta B}{B_i} \approx \frac{4 \cdot 0,975}{\omega_m t_i m^2 q} \quad (49)$$

Fig. 8 zeigt die  $\Delta B/B_i$ -Werte als Funktion der Einschusszeit  $t_i$  mit  $q$  und  $m$  als Parametern.

Während des «flat-tops» wird die Gleichspannung durch Vergrößerung des Zündwinkels auf den Betrag  $I_p R$  reduziert. Hier darf mit guter Annäherung angenommen werden, dass der Überlappungswinkel  $u$  gegenüber  $\alpha$  vernachlässigt werden kann, d. h.  $u \ll \alpha$ . Die Oberwellenspannung ist dann:

$$U_{mf} \approx U K \left( 0,5 + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin nx}{n} \right) \quad (50)$$

und der Oberwellenstrom

$$I_{mf} = \frac{U K}{\omega_m L} \cdot \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos nx}{n^2} \quad (51)$$

mit dem Maximalwert

$$\Delta I_f = \frac{U K}{\omega_m L \cdot 4} \quad (52)$$

wobei

$$K = \sin \left( \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{m} + \alpha \right) - \sin \left( \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{m} + \alpha \right) \quad (53)$$

Der relative Strom- und Magnetfeldoberwellenbetrag ist dann:

$$\frac{\Delta I_f}{I_p} = \frac{\Delta B_f}{B_p} \approx \frac{K \pi^2}{4 \tau m \sin \frac{\pi}{m} \cos \alpha} \quad (54)$$

Während des Stromanstiegs wird der relative Feldoberwellenbetrag Werte zwischen den durch Gl. (48) und Gl. (54) gegebenen annehmen.

Noch höhere Strom- und Feldoberwellen treten bei Verringerung der Gleichspannung Null auf (s. Fig. 1) vor dem Übergang auf Wechselrichterbetrieb. Die Spannung wird auf Null reduziert, indem eine Hälfte der Gleichrichter auf Wechselrichterbetrieb umgeschaltet wird. Die zumeist gebrauchte Saugdrosselspulen-Schaltung fällt dabei auseinander, die Grund-Oberwellenfrequenz wird zumindest 2fach reduziert und die Oberwellen entsprechend erhöht. Fig. 9 zeigt die Spannungsüberwellen während des «flat-tops» (a) und bei Übergang auf Wechselrichterbetrieb (b). Der Ausfall des Saugdrosselspulenbetriebes ist klar ersichtlich.

Während des «flat-tops» kann durch den Einbau eines sg. dynamischen Filters eine fast vollständige Beseitigung der Oberwellen erreicht werden. Das Prinzip des dynamischen Filters ist auf Fig. 10 gezeigt: Das Oberwellensignal wird über einen (kapazitiven) Spannungsteiler an das Gitter des Verstärkers  $V$  gebracht, dessen Ausgangs (Leistungs-) stufe  $V_a$  über den Transformator  $T$  und Gleichstrom-Sperrkondensator  $C_g$  die den Magneten vorgeschaltete Drosselspule  $L_d$  speist. Der die Drosselspule durchfließende Kompensationsstrom  $I_d$  ruft einen Oberwellen-Spannungsabfall hervor, der den Gleichrichterspannungs-Oberwellen nach Betrag gleich und um  $180^\circ$  el. phasenverschoben ist, so dass sich die beiden Spannungen bis auf den geringen, für die Steuerung des Verstärkers notwendigen Betrag aufheben. Oberwellenreduktionen von 1:100 und mehr sind mit derartigen dynamischen Filtern erreicht worden.

Während des Stromanstieges  $t_a$  ist das dynamische Filter weniger geeignet, da ein Ladestrom über den Sperrkondensator  $C_g$  fließen würde.

Wie später gezeigt wird, können die Oberwellen während des Stromanstieges, falls notwendig, durch Zuschaltung eines passiven LC-Filters bedeutend reduziert werden.

Für den zweiten Fall  $N\omega_m \geq \omega_0$  ist der Oberwellenstrom durch

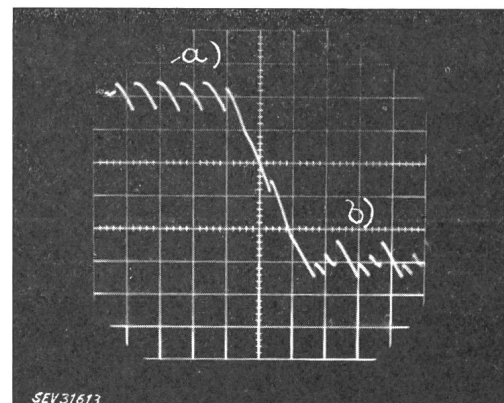


Fig. 9

Spannungs-Oberwellen während des «Flat-Tops» (a) und des Spannungsrückganges auf Null (b) des CERN-Protonen-Synchrotrons  
Zeitablaufgeschwindigkeit 2,5 ms/cm; Empfindlichkeit 1000 V/cm

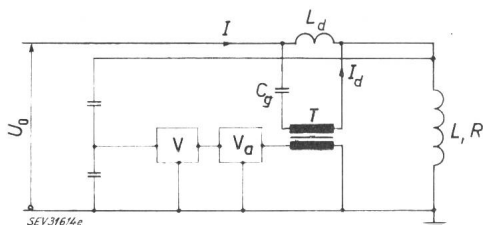


Fig. 10

#### Dynamischer Filter

V Eingangsstufe des Verstärkers;  $V_a$  Ausgangs-(Leistungs-)stufe; T Transformator;  $C_g$  Gleichstrom-Sperrkondensator;  $L_d$  Filter-Drosselspule;  $I_d$  Oberwellen-Kompensationsstrom; I Erregerstrom; L, R, Magnete

$$\Delta I = \frac{U_m}{Z \sin \frac{N\omega_m}{\omega_0}} \quad (55)$$

und bei parallelgeschalteten Dämpfungswiderständen  $R_0$  durch:

$$\Delta I = \frac{U_m}{Z \sin \frac{N\omega_m}{\omega_0} \sqrt[4]{1 + \left( \frac{L\omega_m}{R_0} \right)^2}} \quad (56)$$

Z ist der Wellenwiderstand:

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C_p}} \quad (57)$$

Gl. (55) und (56) besagen, dass eine Resonanz der Netzfrequenz-Oberwellen mit der Magneten-Resonanzfrequenz, die für

$$\frac{N\omega_m}{\omega_0} = k\pi \quad (58)$$

auftritt, zu vermeiden ist.

#### 5. Numerisches Beispiel

Die unter Ziff. 3. und 4. berechneten Einflüsse der verschiedenen Parameter auf die transienten und stationären Oberwellen sollen an einem numerischen Beispiel berechnet werden.

Es sollen die Oberwellen im Magnetfeld des CERN-28-GeV-Protonen-Synchrotrons ermittelt werden. Die Parameter sind:

$$N_0 = 100$$

$$N = 50$$

Gesamtzahl der Magnete  
Anzahl der an die Gleichspannung  $\pm U_0$  gelegten Magneten

$$L = 0,9 \cdot 10^{-2} \text{ H}$$

Gleichstrominduktivität pro Magnet

Ergebnisse der Berechnung betr. die transienten Oberwellen im Magnetfeld des Beispiels

Tabelle I

Einschusszeit $t_i$ [ms]	5,0	10,0	20,0
<b>3.1 Schrittspannung angelegt, <math>C_s = 0</math></b>			
$\omega_k = 1$ [s <sup>-1</sup> ]	9 400	9 400	9 400
$\omega_k = 5$ [s <sup>-1</sup> ]	46 800	46 800	46 800
$\frac{\Delta B_1}{B_i}$	0,042 5	0,021 2	0,010 6
$\frac{\Delta B_5}{B_i}$	0,008 5	0,004 3	0,002
<b>3.2 <math>C_s</math> berücksichtigt</b>			
$\omega_k = 1$ [s <sup>-1</sup> ]	9 400	9 400	9 400
$\omega_k = 5$ [s <sup>-1</sup> ]	46 000	46 000	46 000
$\frac{\Delta B_1}{B_i}$	0,042 4	0,021	0,01
$\frac{\Delta B_5}{B_i}$	0,008 4	0,004 1	0,002
<b>3.3 Dämpfung durch Wirbelströme berücksichtigt</b>			
$\omega_k = 1$ [s <sup>-1</sup> ]	9 400	9 400	9 400
$\omega_k = 5$ [s <sup>-1</sup> ]	46 800	46 800	46 800
$\frac{\gamma_k}{2}$ [s <sup>-1</sup> ]	55,0	55,0	55,0
$\frac{\Delta B_1}{B_i}$	0,032	0,012	$\approx 0$
$\frac{\Delta B_5}{B_i}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$\approx 0$	$\approx 0$
<b>3.5 Endlicher Spannungsanstieg</b>			
$\omega_k = 1, \omega_k = 5$ wie unter 3.1			
$\frac{\Delta B_1}{B_i}$	0,034	0,008 5	0,002 1
$\frac{\Delta B_5}{B_i}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$0,95 \cdot 10^{-6}$



$R = 0,32 \cdot 10^{-2} \Omega$	Wicklungswiderstand
$C_p = 5 \cdot 10^{-9} \text{ F}$	Erdkapazität der Wicklung
$C_s = 2 \cdot 10^{-9} \text{ F}$	Längskapazität der Wicklung
$a = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$	Blechdicke
$x = 7 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$	Eisen-Leitfähigkeit
$\frac{l_1}{l} = 40$	Verhältnis der Längen des magnetischen Flussweges im Eisen und Luftspalt
$\mu = 1000$	relative Permeabilität
$m = 12$	12-phasige Gleichrichter-schaltung

Die Ergebnisse der Berechnung der transienten Oberwellen im Magnetfeld sind für verschiedene angenommene Einschusszeiten in Tabelle I zusammengestellt.

Die in Tabelle I zusammengefassten Ergebnisse zeigen, dass durch Berücksichtigung der Längskapazität  $C_s$ , der Wirbelstromdämpfung und eines endlichen Spannungsanstieges die Oberwellen im Magnetfeld zwar verringert werden, die erzielten Reduktionen jedoch bei weitem ungenügend sind, um den erstrebten Betrag von  $\Delta B_1/B_i \leq 10^{-4}$  bei  $t_i = 5 \text{ ms}$  zu erreichen.

Der Einfluss von  $C_s$  ist gering und kann bestimmt vernachlässigt werden, obwohl die Längskapazität in der Grössenordnung der Erdkapazität liegt.

Die Berechnung der Feldoberwellen nach 3.1 unter Annahme einer einwirkenden Schrittspannung  $U_0 \varepsilon(t)$  und ohne Berücksichtigung der Wirbelstromdämpfung ist somit berechtigt. Durch die nicht berücksichtigten Parameter ist eine zusätzliche Sicherheit der Berechnung gegeben.

Ermittelt man noch die nach Gl. (37) parallel zur Magnetwicklung zu schaltenden Dämpfungswiderständen  $R_0$ , um bei Strahleinschuss nach  $t_i = 5 \text{ ms}$  eine Verringerung der Grund-Feldoberwelle auf  $\varepsilon = 10^{-4}$  zu erreichen, so erhält man:

$$R_0 \leq \frac{2 \sin^2 \frac{\pi}{100} \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-9} \ln \frac{2}{9400 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-4}}} = 325 \Omega$$

Der Leistungsverbrauch in diesen Widerständen ist verschwindend gering gegenüber der Erregerleistung der Magneten.

Parallelgeschaltete Dämpfungswiderstände sind somit ein einfaches und wirksames Mittel zur Dämpfung der transienten Magnetfeldschwingungen in grossen Teilchenbeschleunigern mit alternierendem Feldgradienten.

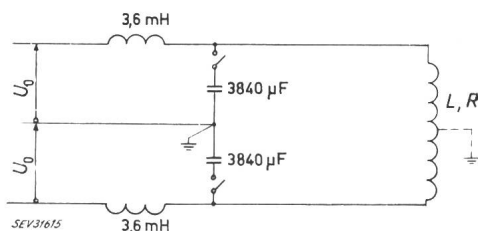


Fig. 11

Schaltbild des  $L_f C_f$  Filters des CERN-Protonen-Synchrotrons

Die Verhältnisse für eine Dämpfung der stationären Oberwellen sind wesentlich ungünstiger, indem die Feldoberwellen wegen

$$N\omega_m = 50 \cdot 3770 \approx \omega_0 = 150\,000 \text{ [s}^{-1}\text{]}$$

nach Gl. (43), (55) und (56) zu berechnen sind. Tabelle II gibt die  $\Delta U_{12}/U_0$ - und  $\Delta B/B_i$ -Werte für verschiedene Einschusszeiten  $t_i$ :

Ergebnisse der Berechnung der  $\Delta U_{12}/U_0$ - und  $\Delta B/B_i$ -Werte des Beispiels

Tabelle II

Einschusszeit $t_i$ [ms]	5,0	10,0	20,0
$\frac{\Delta U_{12}}{U_0}$	0,028	0,028	0,028
$\frac{\Delta B}{B_i}$	0,002	0,001	0,000 5

Dies sind unzulässig hohe Werte. Um eine entsprechende Reduktion zu erzielen, wurde nach Fig. 11 ein passives  $L_f C_f$  Filter ( $L_f = 7,2 \text{ mH}$ ,  $C_f = 1920 \text{ pF}$ ) eingebaut. Die Kapazität, auf die volle Gleichspannung  $U_0$  geladen, wird knapp vor Strahleinschuss zu- und vor dem «flat-top» wieder abgeschaltet. Die Schalteroperationen werden elektronisch im Takt der Beschleunigerzyklen durchgeführt. Durch Zuschaltung des Filters wird eine Reduktion der Spannungs-Oberwellen im Verhältnis zu:

$$\varepsilon_k = \frac{1}{1 - \omega^2_{mk} L_f C_f} \quad (59)$$

erreicht. Man erhält dann die in Tabelle III angegebenen Werte:

Werte der Tabelle II nach Zuschaltung eines Filters

Tabelle III

Einschusszeit $t_i$ [ms]	5,0	10,0	20,0
$\frac{\Delta U_{12}}{U_0}$	$0,15 \cdot 10^{-3}$	$0,15 \cdot 10^{-3}$	$0,15 \cdot 10^{-3}$
$\frac{\Delta B}{B_i}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$0,5 \cdot 10^{-5}$	$0,25 \cdot 10^{-5}$

Die Werte der Tabelle III entsprechen den gestellten Anforderungen, selbst bei  $t_i = 5 \text{ ms}$ .

Die Wirkung des Filters kann aus dem Oszillogramm der Fig. 6 ersehen werden: Vor Einschaltung des Filters ist  $\Delta U_{12}/U_0 = 0,029$  und entspricht dem in Tabelle II angegebenen Wert.

Das Filter wird nach etwa 3 ms (Strahleinschusszeit  $t_i = 5 \text{ ms}$ ) eingeschaltet. Die auf den  $0,15 \cdot 10^{-3}$ -ten Anteil der Gleichspannung reduzierten Oberwellen sind im Oszillogramm nicht mehr erkennbar.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass es möglich ist, den Anteil der transienten und stationären Oberwellen im Magnetfeld hochenergetischer Teilchenbeschleuniger auf weniger als  $10^{-4}$  zu reduzieren. Die transienten Oberwellen können durch parallelgeschaltete Dämpfungswiderstände, die stationären Harmonischen durch passive oder durch ein dynamisches Filter entsprechend verringert werden.

Die im vorliegenden Aufsatz gegebenen Berechnungsverfahren behalten ihre Gültigkeit auch bei Beschleunigern für bedeutend höhere Strahlenergien als die der CERN im 300 GeV...1000 GeV Bereich. Studien über derartige Beschleuniger werden z. Z. in den USA, UdSSR und bei der CERN durchgeführt.

## Literatur

- [1] Küpfmüller, K.: Einführung in die theoretische Elektrotechnik. 6. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1959.
- [2] Schoch, A.: Possible Variations of the Guiding Field in a Synchrotron due to Transients in the Magnet Circuit. CERN-1954. Genf.

Adresse des Autors:

Dr. sc. techn. A. Ašner, Servette 69/VI-e, Genève.

## Drahtlose Teilnehmeranlagen

Vortrag, gehalten an der 21. Schweizerischen Tagung für elektrische Nachrichtentechnik vom 17. Oktober 1962 in Lausanne, von R. Streit, Solothurn

621.395(494): 621.396.9(494)

Nach einem kurzen Überblick über die verschiedenen in der Schweiz im Betrieb befindlichen drahtlosen Teilnehmeranlagen wird auf die neueste Entwicklung, die drahtlose Telephonanlage für Fixverbindungen, näher eingegangen. Diese fast vollständig transistorisierte Anlage erlaubt den Ersatz eines Stücks einer Teilnehmerleitung durch eine drahtlose Verbindung. Am Schluss werden die verschiedenen Anforderungen, welche an mobile drahtlose Anlagen und an solche für Fixverbindungen gestellt werden müssen, miteinander verglichen.

Après un bref aperçu, un tour d'horizon, dans lequel les différentes installations radiotéléphoniques actuellement en service en Suisse sont présentées, la ligne radiotéléphonique est traitée plus profondément. Une telle installation (presque complètement transistorisée) peut remplacer un tronçon de ligne d'abonné. Ensuite, les caractéristiques que doivent posséder les équipements radiotéléphoniques mobiles sont comparées à celles exigées des installations pour liaisons fixes.

Die am schweizerischen öffentlichen Telephonnetz angeschlossenen drahtlosen Teilnehmeranlagen lassen sich in zwei Gruppen unterteilen. Die erste Gruppe umfasst die Anlagen, welche analog dem normalen Telephonverkehr einen Verbindungsaufbau und ein Gespräch über Hochfrequenzkanäle in beiden Richtungen erlauben. Als zweite Gruppe können die Anlagen bezeichnet werden, die lediglich eine Signalisierung in nur einer Richtung gestatten. Hierzu gehört in erster Linie das schweizerische Autorufnetz, bei welchem man sich bekanntlich darauf beschränkt, jeden Teilnehmer durch Tonselktivruf individuell auszuwählen und ihn mittels optischen oder akustischen Signals aufzufordern, eine normale, zum voraus vereinbarte Telephonverbindung herzustellen. In etwas entfernterem Sinne gehören auch die drahtlosen Personensuchanlagen zur zweiten Gruppe. Sie erfüllen in einem kleinen, einer einzelnen Teilnehmeranlage zugehörigen Wirkungsbereich dieselbe Aufgabe wie der Autoruf. Die Anlagen der zweiten Gruppe dürfen auf Grund früher gehaltener Vorträge und ausführlicher Veröffentlichungen [1; 2; 3]<sup>1)</sup> als bekannt vorausgesetzt werden. Es wird deshalb in dieser Abhandlung lediglich auf die drahtlosen Teilnehmeranlagen, welche einen Telephoniesprechverkehr in beiden Richtungen erlauben, näher eingegangen (Fig. 1).

Es wird unterschieden zwischen drahtlosen Telephonanlagen für Fixverbindungen sowie vollautomatischen und handvermittelten mobilen Teilnehmeranlagen [6; 7; 8; 9].

Die drahtlose Telephonanlage für Fixverbindungen — auch drahtlose Telephonleitung genannt — steht einer normalen zweidrähtigen Sprechverbindung insofern am nächsten, als beim Teilnehmer eine gebräuchliche Telephonstation für Gegensprechverkehr verwendet werden kann. Die drahtlose Anlage ersetzt lediglich ein Stück der Teilnehmerleitung. Die ersten Versuche für den Einsatz solcher Hochfrequenzbrücken wurden bereits im Jahre 1933 gemacht. Damals war man vor allem bestrebt, mit abgelegenen Clubhütten im Gebirge wenigstens in beschränktem Masse eine telepho-

nische Verbindung herzustellen [4; 5]. Der heutige Stand der Fernmeldetechnik erlaubt es nun, solche Anlagen als vollwertigen Ersatz von Drahtleitungen zu betrachten und ihren Einsatz überall, wo der Bau einer Teilnehmerleitung aus finanziellen Gründen nicht in Frage kommt oder wo dieser in unterhaltetechnischer oder zeitlicher Beziehung unzweckmässig ist, in Erwägung zu ziehen. Als Beispiel für den zweiten Fall kann der Einsatz auf Baustellen verschiedenster Art erwähnt werden.

Vollautomatische mobile Teilnehmeranlagen sind seit dem Jahre 1952 in Betrieb [8; 9]. Sie gestatten, von einem Fahrzeug aus mittels Wählscheibe eine normale Telephonverbindung zu irgendeinem Teilnehmer aufzubauen und umgekehrt im Fahrzeug automatisch angerufen zu werden. Aus wirtschaftlichen Gründen werden mehrere mobile Teilnehmer über nur eine Zentralstation an den Steuerautomaten, welcher sich bei der Telephonzentrale befinden muss, angeschlossen. Gemäss der individuellen Zuteilung einer Telefonnummer an jeden Teilnehmer ist der Steuerautomat mit mehreren, der Anzahl der mobilen Teilnehmer

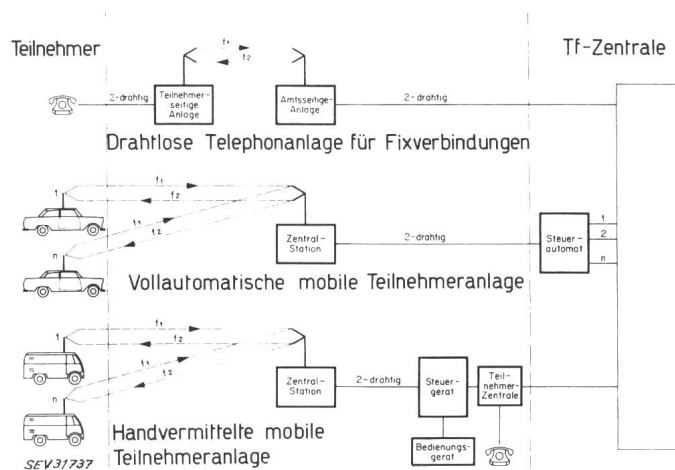


Fig. 1

Zusammenstellung der wichtigsten drahtlosen Teilnehmeranlagen mit Sprechmöglichkeit

<sup>1)</sup> Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.