Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 58 (1967)

Heft: 26

Artikel: Formgebung und Berechnung neuartiger magnetischer Reflektoren der CERN mit Pulsströmen bis 500 kA und Magnetfeldern von über 100 kG für den Neutrinostrahl

Autor: Ašner, A.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-916317

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: 12.12.2025

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)

Formgebung und Berechnung neuartiger magnetischer Reflektoren der CERN mit Pulsströmen bis 500 kA und Magnetfeldern von über 100 kG für den Neutrinostrahl

Von *A. Ašner*, Genf

621.3.032.264 : 539.123

Es wird die technische Lösung eines rein physikalischen Problems, der Fokussierung neutrino-erzeugender, geladener Sekundärteilchen und damit indirekt der Fokussierung von Neutrinos selbst, besprochen. Dabei soll insbesondere versucht werden, den Weg und die Berechnungsmethoden, die von den durch die Physik dem Ingenieur zur Verfügung gestellten Unterlagen und Anforderungen zur technischen Lösung und Konstruktion der entsprechenden Apparaturen führen, zu erklären.

L'auteur décrit la solution d'un problème purement physique, concernant la focalisation de particules secondaires chargés, produisant des neutrinos, et de ce fait la focalisation des neutrinos mêmes. Il s'efforce en particulier d'expliquer le procédé et les méthodes de calcul, qui partant des données et des exigences que la physique met à disposition de l'ingénieur, permettent de réaliser la solution technique et la construction d'appareils correspondants.

1. Die monoenergetische (-chromatische) und polychromatische Strahlführung

Die sich fächerartig ausbreitenden Strahlen von Primär- (Protonen) und Sekundärteilchen des 28-GeV-Protonen-Synchrotrons der CERN werden dem Detektor, zum Beispiel einer Blasen- oder Funkenkammer, zugeführt. Aus räumlichen, jedoch auch physikalischen Gründen des jeweiligen Experimentes müssen die Detektoren in einer bestimmten Entfernung vom Beschleuniger, die im Falle des CERN-PS einige 10 bis über 100 m betragen kann, aufgestellt werden. Zwischen Beschleuniger und Detektor wird somit ein dritter Faktor, der Strahltransport, notwendig: Dieser bzw. seine Elemente sollen den Strahl nicht nur an den gewünschten Ort, sondern auch mit möglichst hoher Intensität, Reinheit und Konzentration transportieren. Dies bedeutet, dass der zumeist ellyptische Querschnitt des Strahles in der Maschine von wenigen mm² womöglich auch am Detektor erhalten bleiben soll. Beim klassischen Strahltransport werden die geladenen Primär- oder Sekundärteilchen *abgelenkt, fokussiert* und eventuell auch *separiert*; dementsprechend sind die Hauptelemente des Strahltransportes *der Ablenkmagnet, die fokussierende Quadrupollinse* und der *elektrostatische Separator*.

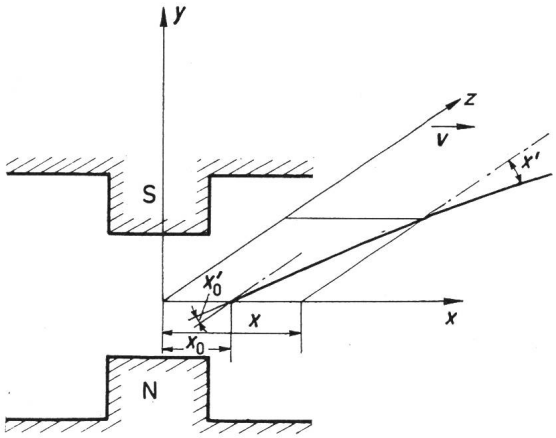

Fig. 1
Prinzip eines Ablenkmagneten
x_0, x (in m) Ein- und Austrittspunkt des geladenen Teilchens mit der Geschwindigkeit v (in m/s); x'_0, x' die entsprechenden Winkel mit der Flugachse z (in m)

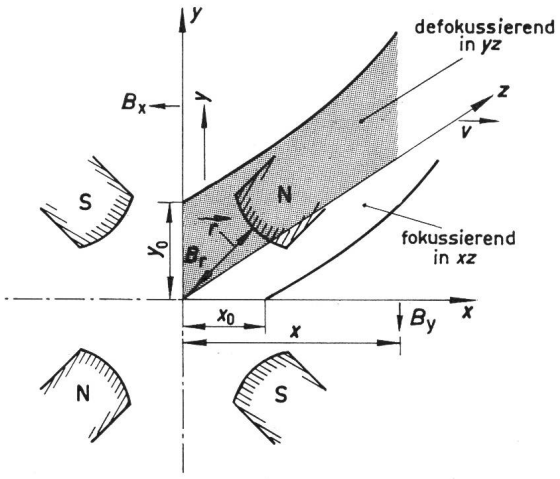

Fig. 2
Prinzip der Fokussierungslinse
x_0, y_0 (in m) Koordinaten des Eintrittspunktes; r Radialrichtung; B_r radiale Feldkomponente; B_x, B_y (in Wb/m²) Komponenten des Quadrupolarfeldes

Fig. 1 zeigt einen Ablenkmagneten mit vertikaler Feldrichtung. Aus den Lorenzschen Bewegungsgleichungen für ein geladenes Teilchen der Masse m [g] Ladung e [As], welches im Punkt x_0 mit dem Anfangswinkel:

$$x'_0 = \left(\frac{dx}{dz}\right)_{x=x_0}$$

in das Magnetfeld B [Vs/m²] gelangt, erhält man für die Bahn und den Winkel des Teilchens:

$$x = x_0 + x'_0 z + \frac{e B}{m v} \cdot \frac{z^2}{2} \tag{1}$$

$$x' = x'_0 + \frac{e B}{m v} z \tag{2}$$

mit $mv = p$ [GeV/c] dem Moment des Teilchens (c ist die Lichtgeschwindigkeit).

Fig. 2 zeigt das Prinzipschema eines magnetischen Quadrupols, dessen Magnetfeld in jedem Punkte der Öffnung dem Radiusvektor r proportional ist. Das Quadrupolarfeld ist ein Magnetfeld mit konstanten Gradienten K [Vs/m³], sodass die Feldkomponenten in den Hauptachsen zu:

$$B_x = Ky\,, \quad B_y = Kx\,, \quad B_r = Kr \tag{3}$$

mit

$$K = \frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_r}{\partial r} \tag{4}$$

geschrieben werden können.

Für ein in x_0, y_0 mit den Eintrittswinkeln x_0', y_0' in den Quadrupol der Länge L [m] eintreffendes geladenes Teilchen können unter Einführung der Konstante:

$$C = \sqrt{\frac{Ke}{p}} \quad [\mathrm{m}^{-1}] \tag{5}$$

folgende Gleichungen für die Trajektorien erhalten werden:

$$x = x_0 \cos Cz + \frac{x_0'}{C} \sin Cz \quad [\mathrm{m}] \tag{6}$$

$$y = y_0 \cosh Cz + \frac{y_0}{C} \sinh Cz \quad [\mathrm{m}] \tag{6a}$$

Das Quadrupolarfeld wirkt somit in der x – z-Ebene wie eine fokussierende, in der y – z-Ebene wie eine defokussierende Linse mit den Brennweiten (Fig. 3):

$$\mathrm{f}_{xz} = \frac{1}{C \sin CL} \quad [\mathrm{m}] \tag{7}$$

$$\mathrm{f}_{yz} = \frac{1}{C \sinh CL} \quad [\mathrm{m}] \tag{7a}$$

Eine besondere Disziplin, die Strahlenoptik versucht durch entsprechende Anordnung von Ablenkmagneten und Quadrupollinsen eine möglichst scharfe, punktförmige Abbildung des Strahles am Detektor zu erreichen.

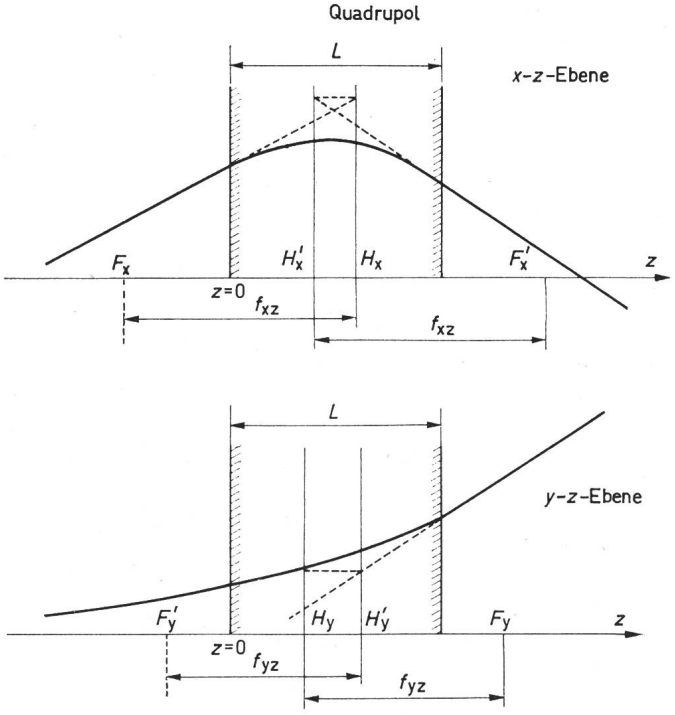

Fig. 3
Optisches Ersatzbild einer Quadrupollinse
f_{xz}, f_{yz} Brennweiten; L Effektivlänge des Quadrupols; F_x, F_x' Brennpunkte in xz; F_y, F_y' Brennpunkte in yz; H_x, H_x' Hauptebenen in zx; H_y, H_y' Hauptebenen in yz

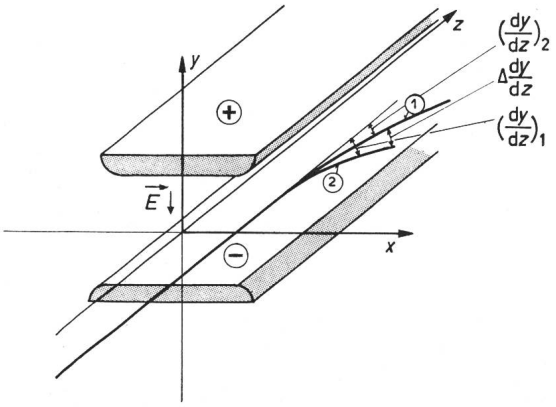

Fig. 4
Prinzip des elektrostatischen Separators
E (in kV/m) elektrische Feldstärke; $\left(\frac{dy}{dx}\right)_1$, $\left(\frac{dy}{dx}\right)_2$ Ablenkungswinkel von Teilchen mit Massen m_1 und m_2

Der auf Fig. 4 dargestellte *elektrostatische Separator,* ein Plattenkondensator mit senkrecht zur Flugrichtung des Teilchens stehendem elektrischem Feld $\vec{E}$ [kV/m] hat die Aufgabe, Teilchen gleicher Momente und Ladung jedoch mit verschiedenen Massen m_1 und m_2, d.h. $p = m_1 v_1 = m_2 v_2$ zu trennen. Nach Durchquerung des Separators der Länge L [m] werden Teilchen mit $m_2 > m_1$ in der vertikalen Richtung des elektrischen Feldes weniger abgelenkt. Die Differenz der Austrittswinkel beträgt:

$$\Delta y' = \Delta \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}z} = \mathrm{Konst.}\, \vec{E} L \frac{m_2 - m_1}{m_1} \tag{8}$$

Sämtliche bisher für Ablenkmagnete, Quadrupollinsen und Separatoren abgeleiteten Bewegungsgleichungen haben einen gemeinsamen Aspekt: Sie sind jeweils an ein bestimmtes Moment oder Energie des Teilchens gebunden. Unsere soeben durchgeführten Überlegungen gelten der monochromatischen Strahlführung.

Bei der Auslegung eines derartigen klassischen Strahltransportkanals wird man sogar bestrebt sein, diese Eigenschaft voll auszunützen und einen möglichst «reinen» Strahl mit geringer Momentabweichung von $\Delta p/p \leqq 1\,\%$ zu erreichen.

Wesentlich verschieden sind die Verhältnisse in der hochenergetischen Neutrinophysik. Eine monochromatische Strahlführung ist hier nicht möglich. Wie nachstehend gezeigt wird, entstehen Neutrinos durch den Zerfall von Sekundärteilchen zwischen Beschleuniger und Detektor, wobei jedoch, vom rein theoretischen Fall einer idealen Fokussierung abgesehen, das Moment, die Energie des Neutrinos selbst bei streng gleichem Moment der Sekundärteilchen verschieden sein wird.

Das Prinzip der Erzeugung von hochenergetischen Neutrinos ist in Fig. 5 dargestellt: Die primären Protonen mit einem Moment (Energie) bis zu 28 GeV/c werden durch eine besondere Operation, die rasche Strahlauslenkung aus dem Synchrotron herausgeholt und auf das Target, einen dünnen, 4-mm-Durchmesser-Metallstab aus Kupfer, Berilium, Aluminium o. ä. scharf fokussiert.

Durch die Reaktionen der Protonen werden aus dem Target Neutrino-erzeugende, geladene Sekundärteilchen (Englisch: Neutrino-parents), Pionen und Kaonen emittiert. Da die Fokussierungsprobleme für diese beiden Sekundärteilchen weitgehend ähnlich sind, seien hier nur die wichtigeren Pionen untersucht.

Die im Target erzeugten Sekundärteilchen sind über ein breites Winkel- und Momentenspektrum verteilt. Man spricht deshalb vom Pionenspektrum (bzw. Kaonenspektrum) eines Targets. Bei den Berechnungen in der CERN wurden die durch entsprechende Versuche gewonnenen tatsächlichen Pionenspektren, die Fig. 6 zeigt, verwendet.

Durch den Zerfall der sekundären Pionen zwischen Target und Detektor werden Neutrinos erhalten:

$$\pi^+ = \nu + \mu^+ \quad \text{bzw.} \quad K^+ = \nu + \mu^+ \tag{9}$$

Für die Auslegung des Fokussierungssystems sind dabei zwei Tatsachen von Bedeutung: Das Neutrino behält praktisch die Flugrichtung des zerfallenen Pions. Man kann somit von einer «Neutrinofokussierung» sprechen, wobei natürlich nur auf die geladenen Sekundärteilchen eingewirkt werden kann. Ein Neutrino kann im Detektor nur indirekt, d.h. an den Bahnen anderer Partikeln, insbesondere Muonen, die durch das Einwirken dieses Neutrinos entstanden sind, festgestellt werden. Um eine Vortäuschung derartiger Vorgänge durch Einstrahlung und Beobachtung der durch den Zerfall von Sekundärteilchen bereits vor dem Detektor entstandenen Muonen zu verhindern, müssen diese ferngehalten werden. Hierzu wird vor den Detektor ein am zweckmässigsten aus Eisenblöcken zusammengebautes Neutrinofilter aufgestellt.

Da die Muonen im ungünstigsten Fall ein den primären Protonen fast gleiches Moment (Energie) haben können und die Bremswirkung von Eisen etwa $-1{,}35$ GeV/m beträgt, beläuft sich beim 28-GeV-PS der CERN die Länge des aus Eiseningots zusammengebauten Neutrinofilters auf etwa 20 m (Fig. 5).

Die Wahrscheinlichkeit W_t mit welcher ein in Entfernung l [m] vom Detektor entstandenes Neutrinoteilchen, dessen Flugrichtung mit der auf das Detektorzentrum gerichteten Achse den Winkel ϑ_ν [rad] bildet den Detektor treffen wird, ist vorwiegend eine Funktion von ϑ_ν indem:

$$W_{t_\pi} = K \frac{1}{l^2 (1 + 49\, p^2\, \vartheta_\nu^2)^2} \tag{10}$$

Auch das Neutrinomoment ist eine Funktion von ϑ_ν indem:

$$p_{\nu_\pi} = \frac{0{,}42\, p}{(1 + 49\, p^2\, \vartheta_\nu^2)} \tag{11}$$

Die ganze Problematik bzw. Notwendigkeit einer Sekundärteilchenfokussierung geht aus den beiden für die Neutrino-Treffwahrscheinlichkeit und sein Moment, sowie aus den auf Fig. 6 gezeigten Emissionsspektren für Pionen hervor. Man ersieht, dass eine monochromatische Sekundärteilchenfokussierung nicht in Frage kommt. Ein monochromatischer Pionen-

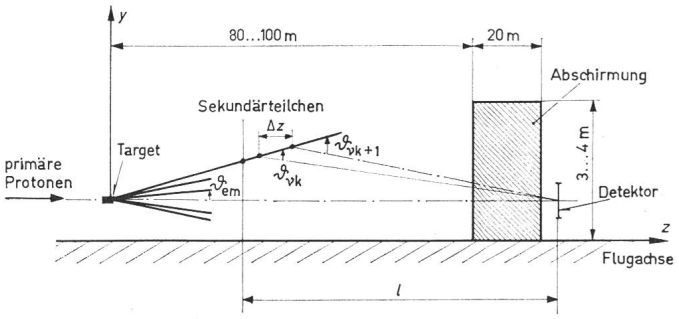

Fig. 5

Prinzipschema der Erzeugung von hochenergetischen Neutrinos

ϑ_{em} Emissionswinkel von Sekundärteilchen; $\vartheta_{\nu k}$, $\vartheta_{\nu k+1}$ Detektor-Treffwinkel von in Neutrinos zerfallenen Sekundärteilchen entlang der Zerfallstrecke z; l Länge

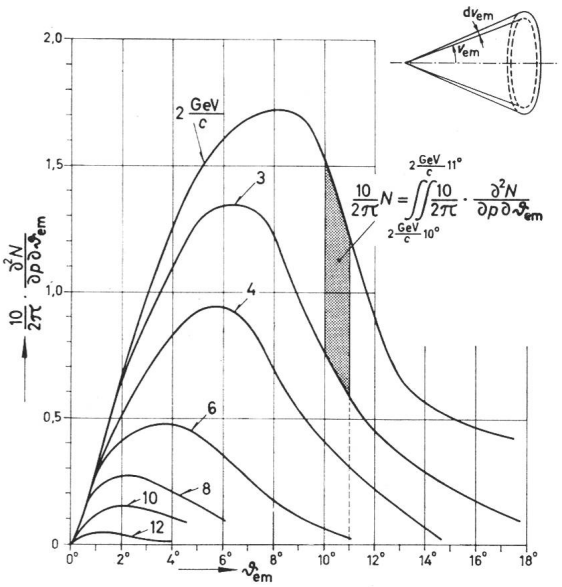

Fig. 6

Sekundärteilchen-(Pionen-)Emissionsspektrum

$\frac{\partial^2 N}{\partial p\, \partial \vartheta_{em}}$ Anzahl der unter dem Winkel $\Delta\vartheta_{em}$ und im Momentbereich Δp emittierten Sekundärteilchen

strahl würde einem engen Band des auf Fig. 6 dargestellten Spektrums entsprechen. Die Anzahl der in diesem Band konzentrierten Pionen und die erzeugten Neutrinos wären derart gering, dass ein entsprechendes Neutrinoexperiment kaum durchführbar wäre. Um einen monochromatischen Neutrinostrahl zu erhalten, müssten die soeben erwähnten Sekundärteilchen mit dem Ausgangswinkel von $\vartheta_\nu = 0$ fokussiert werden, denn nur für diesen, rein theoretischen Fall würden sich nach Gl. (11) gleiche Neutrinomomente entlang des ganzen Zerfallweges ergeben.

Ein monochromatischer Neutrinostrahl ist somit bei den heute vorhandenen Beschleunigern auszuschliessen. Infolge der im Vergleich mit anderen Experimenten geringen Anzahl von Neutrinoreaktionen im Detektor und der hohen Kosten für die Apparaturen sowie der erforderlichen Betriebsstunden des Beschleunigers selbst kann dieses Problem wie folgt formuliert werden: Es ist ein polychromatisches Fokussierungssystem zu entwickeln, welches möglichst viele über das Moment- und Winkelspektrum verteilte Sekundärteilchen — Pionen — einfängt und mit geringem Winkel ϑ_ν auf den Detektor fokussiert. Gelingt dies, so wird gleichzeitig die Treffwahrscheinlichkeit W_t, d. h. die Anzahl Neutrinos im Detektor und das Neutrinomoment p_ν selbst erhöht und somit die Bedingungen für erfolgversprechende Neutrinophysik geschaffen.

2. Die Fokussierung geladener Sekundärteilchen in magnetischen Reflektoren durch rasch gepulste Magnetfelder von über 100 kG

Das Problem der Fokussierung des Sekundärteilchenspektrums ist in der CERN durch Anwendung von stoßstromerregten, kegelförmigen, koaxialen magnetischen Hörnern und Reflektoren mit $1/r$-abfallendem Magnetfeld bis über 100 kG erfolgreich gelöst worden. Das erst nach diesem Prinzip gebaute Fokussierungsgerät ist das von *Van der Meer* in der CERN entwickelte magnetische Horn [1][1]). Eine bedeutende Verbesserung der Fokussierung konnte später durch die Entwicklung von zusätzlichen V-artigen magnetischen Reflektoren erzielt werden [2].

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

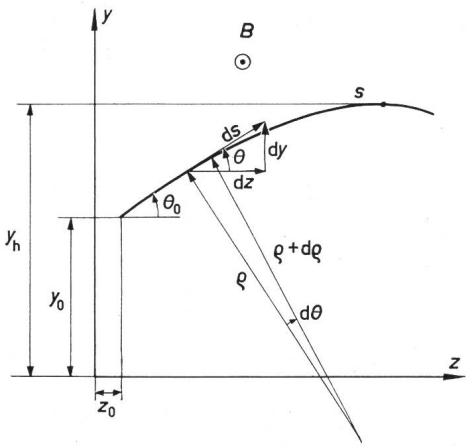

Fig. 7
Die Ablenkung des Horns oder Reflektors im Magnetfeld
s Bahnkurve des Teilchens; B Magnetfeld; y_0, z_0 Koordinaten des Teilchen-Eintrittspunktes in das Magnetfeld; y_h Ordinate der Teilchenflugbahn im Punkte, wo diese parallel zur Flugachse verläuft; ϱ Krümmungsradius; Θ Winkel zur z-Achse

Das (gleiche) Ablenkungsprinzip des magnetischen Horns und Reflektors ist in Fig. 7 dargestellt: In einem kegelförmigen, vom Strom I [kA] durchflossenen Koaxialleiter bewegt sich ein Teilchen mit der Ladung e [As] und dem Moment $mv = p$ [GeV/c] nach der Gleichung

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{y''}{(1+y'^2)^{3/2}} = \frac{+I\mu_0 e}{2\pi p}\cdot\frac{1}{y} = K\frac{I\,[\mathrm{kA}]}{p\left[\frac{\mathrm{GeV}}{c}\right]}\cdot\frac{1}{y} \tag{12}$$

mit $y' = \mathrm{d}y/\mathrm{d}z$ (z Flugrichtungskoordinate).

Gl. (12) ist analytisch nicht lösbar.

Zur Bestimmung der Sekundärteilchenbahnen im magnetischen Horn oder Reflektor können folgende Methoden angewandt werden:

a) *Unter Einführung einer weiteren Trajektorienkoordinate* gilt nach Fig. 7:

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{\partial\Theta}{\partial s} = K\frac{I}{p}\cdot\frac{1}{y} = K_0\frac{1}{y} \tag{13}$$

bzw.

$$\cos\Theta = \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}s} = K_0 \ln\frac{y}{y_c} \tag{14}$$

$$\sin\Theta = \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}s} \tag{14a}$$

wobei y_c die aus den Anfangsbedingungen: $\mathrm{tg}\,\Theta_0 = (\mathrm{d}y/\mathrm{d}z)_0$, Eingangskoordinate y_0 sich ergebende Konstante:

$$\cos\Theta_0 = K_0 \ln\frac{y_0}{y_c} \tag{15}$$

ist.

Die wichtigste Ordinate, bei welcher die Trajektorie parallel mit der Flugachse z wird, kann aus der Bedingung:

$$\cos\Theta_h = 1\,;\quad \ln\frac{y_h}{y_c} = \frac{1}{K_0} \tag{16}$$

erhalten werden.

Die Trajektorie selbst wird unter Berücksichtigung von Gl. (14) und (14a) z. B. durch graphische Integration zu:

$$z(y) = \int_0^y \mathrm{ctg}\,\Theta\,\mathrm{d}y \tag{17}$$

erhalten.

b) Eine für die Vorbestimmung eines magnetischen Reflektors oder Hornes praktische Näherungsformel wird erhalten, wenn infolge $y'^2 \ll 1$ der Nenner der linken Seite in Gl. (12) gleich 1 gesetzt, bzw. die (geringe) z-Komponente der Ablenkkraft vernachlässigt wird. Man erhält dann für eine Fokussierung:

$$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}z} = y' = \sqrt{K'\frac{I}{p}\ln\frac{y_h}{y}} \tag{18}$$

bzw. für eine Defokussierung der Sekundärteilchen:

$$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}z} = y' = \sqrt{K'\frac{I}{p}\ln\frac{y}{y_h}} \tag{19}$$

Die Trajektorie wird dann durch (graphische oder nummerische) Integration erhalten:

$$z(y) = \int_{y_0}^{y} \frac{1}{\sqrt{K'\frac{I}{p}\ln\frac{y_h}{y}}}\,\mathrm{d}y = \int_{y_0}^{y}\frac{1}{F(y)}\,\mathrm{d}y \tag{20}$$

c) Bei der definitiven Trajektorienberechnung ist die Differentialgleichung (12) durch Reihenentwicklung gelöst worden:

$$y\,y'' = K_0(1+y'^2)^{3/2} \approx K_0\left(1+\frac{3}{2}y'^2+\frac{3}{8}y'^4\ldots\right) \tag{21}$$

Die Wirkung des magnetischen Horns und Reflektors soll nun näher erklärt werden. Das auf Fig. 8 schematisch dargestellte Horn kann qualitativ mit einem kegelförmigen Spiegel mit dem Öffnungswinkel φ verglichen werden: Befindet sich in der Achse z eine Lichtquelle, so wird nach jeder Reflexion der Winkel α_i des Lichtstrahles zur z-Achse um diesen Winkel φ verringert ($\alpha_i = \alpha_{i-1} - \varphi$). Die Lichtstrahlen werden immer mehr parallel bis sie bei entsprechend geringem Winkel α_n den Spiegel verlassen können.

Das magnetische Horn mit dem konischen Innenleiter, dessen halber Öffnungswinkel ϑ_h beträgt, verhält sich ähnlich: Ein in Punkt A unter ϑ_1 emittiertes und in B in das Magnetfeld des Horns eintretendes Teilchen, welches bei C' den Magnetfeldraum unter dem Winkel $-\vartheta_2$ ($|\vartheta_2| < |\vartheta_1|$) verlässt, erfährt somit eine der Ablenkung zwischen den Punkten B und C entsprechende Winkelverringerung nach Gl. (14) oder (18).

Fig. 9 zeigt das magnetische Horn der CERN: Der halbe Öffnungswinkel beträgt $\vartheta_h = 1{,}5^0$ die Gesamtlänge etwa 3 m, der Stoßstrom-Scheitelwert 300 kA (für einen primären Protonenstrahl von 25 GeV/c). Ein Kupferstab von 4 mm Durchmesser bildet das in den anfänglichen engen zylindrischen Teil des Innenleiters von 13 mm Durchmesser gelegte Target. Das Magnetfeld erreicht somit an dieser Stelle etwa 93 kG und bei

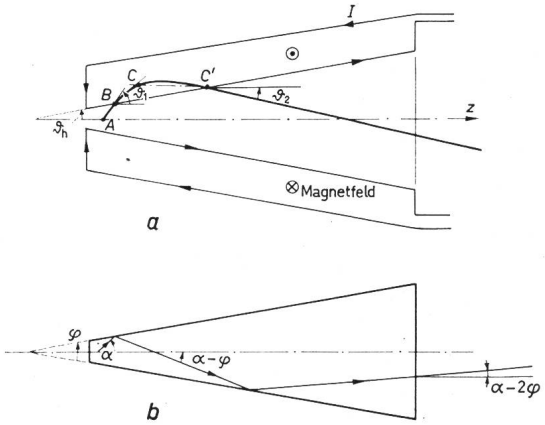

Fig. 8
Funktionsprinzip des magnetischen Horns (*a*) und seines optischen Analogons, des kegelförmigen Spiegels (*b*)
A Emissionspunkt des Sekundärteilchens; B Eintrittspunkt in das magnetische Horn mit Eintrittswinkel ϑ_1; C' Austrittspunkt mit Winkel $|\vartheta_2| < |\vartheta_1|$; ϑ_h halber Öffnungswinkel des magnetischen Horns; φ Öffnungswinkel des kegelförmigen Spiegels; α Lichtstrahl-Emissionswinkel; I Strom

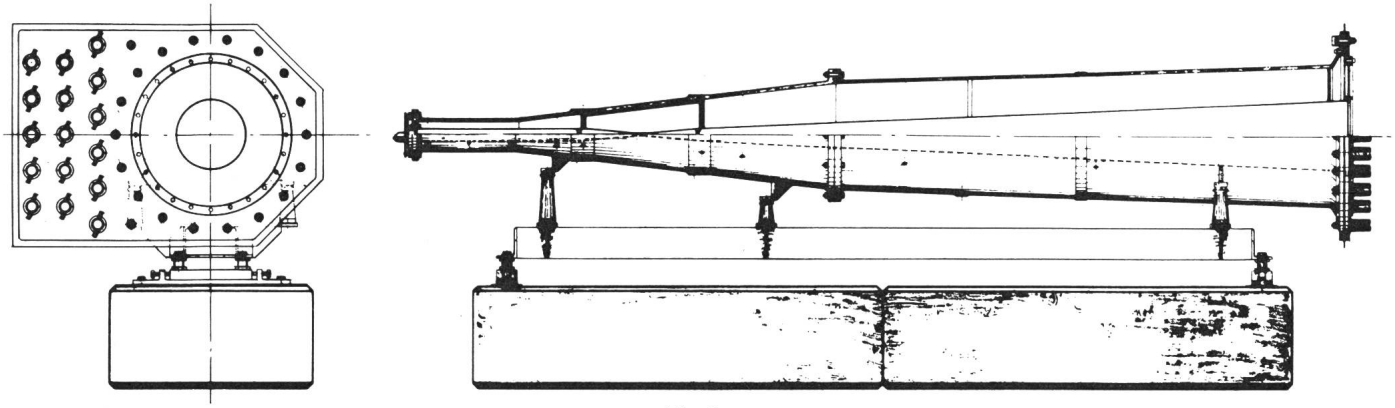

Fig. 9
Schematische Darstellung des magnetischen Horns

der maximalen Maschinen- (Protonen-) Energie von 28 GeV/c etwa 104 kG.

Fig. 10 zeigt die durch das magnetische Horn erreichte Pionenfokussierung: 90 % aller aus einem gewählten Schwerpunkt des Targets erhaltenen Pionen mit Emissionswinkeln bis 16^0 werden im Horn bis auf $\vartheta_v \leqq 4^0$ reduziert. Die Neutrinodichte im Detektor konnte dadurch um einen Faktor 7 erhöht werden.

Anfangs 1964 wurde das Problem einer Erhöhung der Neutrinointensität erneut gestellt. Folgende Gründe waren dabei entscheidend: Für die Durchführung eines Neutrinoexperimentes ist praktisch die volle Intensität des primären Protonenstrahls erforderlich. Parallele Experimente können nur in stark reduziertem Umfang durchgeführt werden. Selbst mit dem magnetischen Horn belief sich die Anzahl der festgehaltenen (photographierten) Neutrinoreaktionen auf etwa 6...8 pro Tag und die für ein Experiment erforderliche Maschinenzeit auf 1...2 Monate. Zudem kommen noch rein physikalische Anforderungen nach erhöhter Neutrinodichte und höheren Neutrinomomenten.

Der auf Fig. 11 gezeigte V-artige magnetische Reflektor behebt die soeben aufgezählten Nachteile des magnetischen Horns.

Die Aufgabe des Reflektors kann wie folgt zusammengefasst werden:

1. Korrektur der das magnetische Horn verlassenden unter- und überfokussierten Sekundärteilchen, die nach Fig. 13 mit der Flugachse z noch Winkel bis und über 4^0 bilden. Diese Teilchen sollen im Reflektor derart fokussiert werden, dass Treffwinkel ϑ_v zwischen Bruchteilen von 1^0 und 1^0 erhalten werden. Nur dann wird der in den Gl. (13) und (14) eingeklammerte Teil des Nenners ≈ 1 bzw. die Neutrinointensität und das Neutrinomoment bedeutend erhöht.

2. Die Akzeptanz bzw. scharfe Fokussierung soll auf möglichst alle vom Target emittierte Sekundärteilchen erweitert werden. Durch entsprechende Auslegung von magnetischen Reflektoren konnte fast das ganze Sekundärteilchenspektrum eines 50 cm langen Kupfertargets mit über 95 % Reaktionswahrscheinlichkeit auf den Detektor scharf fokussiert werden.

3. Verringerung des Öffnungs- oder Akzeptanzwinkels $2\,\vartheta_s$ der jetzt zu einem Fokussierungssystem angewachsenen Anordnung. Der Winkel $2\,\vartheta_s$ konnte tatsächlich auf $0{,}75^0$ gegenüber 3^0 beim magnetischen Horn reduziert, der Verlust von Hochmomenten-Neutrinos verringert und die Reinheit des Neutrinostrahls wesentlich erhöht werden.

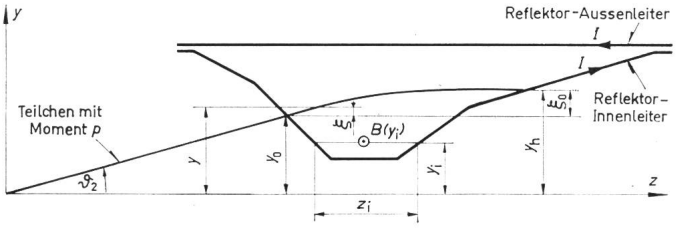

Fig. 11
Funktionsprinzip des magnetischen Reflektors
ϑ_2 Horn-Austrittswinkel, gleichzeitig Reflektor-Eintrittswinkel; $B(y_i)$ Magnetfeld im Abstand y_i von der Flugachse z; z_i Länge des Magnetfeldes (By_i); ξ Integrationsvariable; I Strom

Um das Funktionsprinzip des magnetischen Reflektors besser zu verstehen, soll nochmals auf die in Fig. 10 dargestellte Sekundärteilchenfokussierung im magnetischen Horn zurückgegriffen werden.

Wie ersichtlich, verlassen die Sekundärteilchen mit dem Moment p das magnetische Horn unter praktisch konstantem Winkel ϑ_2, der zum Eintrittswinkel in den weiter abwärts liegenden ersten magnetischen Reflektor wird.

Setzt man $\vartheta_2 = \mathrm{d}y/\mathrm{d}z$ in Gl. (18) und (20) ein und beachtet, dass es sich um relativ geringe Winkel von $|\,\vartheta_2\,| < 4...6^0$ handelt, so darf in guter Annäherung gesetzt werden (Fig. 11):

$$y_h = y_0\,(1 + \xi_0)\;;\quad y \approx y_0\,(1 + \xi) \tag{22}$$

Gl. (18) und (20) ergeben dann:

$$\vartheta_2 = \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}z} = \sqrt{K'\,\frac{I}{p}\,\ln\frac{y_h}{y_0}} = \sqrt{K'\,\frac{I}{p}\,\xi_0} \tag{23}$$

Für die Bahnkurve ergibt sich:

$$z(y) = \int_{y_0}^{y} \frac{\mathrm{d}y}{\sqrt{K'\,\frac{I}{p}\,\ln\frac{y_h}{y}}} = \int_{\xi=0}^{\xi=\xi_0} \frac{y_0\,\mathrm{d}\xi}{\sqrt{K'\,\frac{I}{p}\,\ln\xi}} = C_1\,\frac{y_0\,p\,\vartheta_2}{I} \tag{24}$$

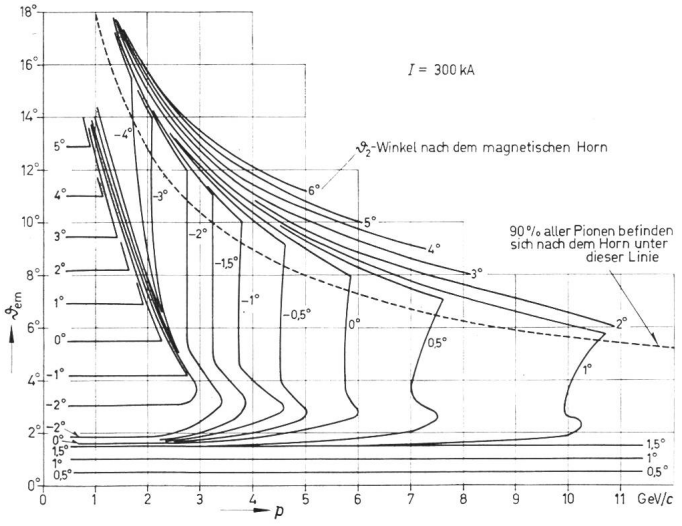

Fig. 10
Fokussierung des magnetischen Horns
ϑ_{em} Emissionswinkel; ϑ_2 Winkel nach dem Horn; p Moment

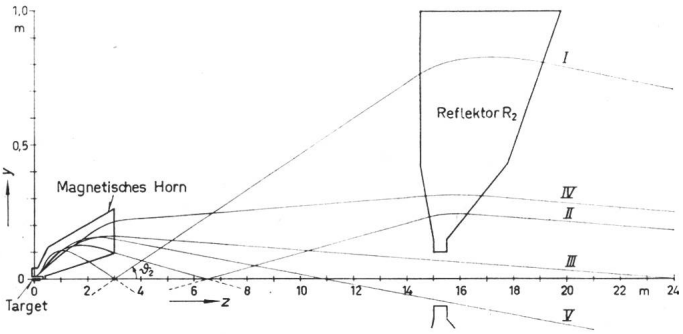

Fig. 12
Wirkung des magnetischen Reflektors auf Teilchen mit verschiedenen Eintrittswinkeln
I, II Teilchen mit kleinem Moment; *IV* Teilchen mit hohem Moment; *III* richtig fokussiertes Teilchen; *V* Teilchen wird im nächsten Reflektor korrigiert

Da nach Fig. 11:

$$y_0 = C_2 \vartheta_2 \tag{25}$$

erhält man

$$z(y) = C p \vartheta_2^2 \tag{26}$$

Für Teilchen eines bestimmten Momentes p ist die rechte Seite von Gl. (26) eine Konstante. Unter Berücksichtigung der Magnetfeldgleichung im Reflektor

$$B(y) = \frac{I \mu_0}{2 \pi y} = \frac{K}{y} \tag{27}$$

erhält man in guter Annährung folgende Gleichung für die Reflektor-Innenleiterkontur:

$$z(y_i) \cdot B(y_i) = \frac{z(y_i)}{y_i} K \approx \text{Konst.}\, p \vartheta_2 \tag{28}$$

Fig. 12 erklärt nun das Funktionsprinzip des magnetischen Reflektors: Bahnkurve I entspricht einem im magnetischen Horn überfokussierten Sekundärteilchen mit niedrigem Moment p und — für diese Anforderungen hohen Ausgangswinkel $-\vartheta_2$. Das Teilchen trifft im Reflektor ein mit $1/r$ geschwächtes Magnetfeld an, benötigt jedoch infolge des grossen ϑ_2 ein längeres Magnetfeld als das Teilchen II mit höherem Moment und geringerem ϑ_2. Dieses gelangt ins Gebiet höherer Magnetfeldstärke und hat folglich eine kürzere Feldlänge notwendig. Die Bahnkurve III entspricht einem bereits im magnetischen Horn genügend scharf fokussiertem Sekundärteilchen; wie ersichtlich durchquert es den feldfreien Innenraum des Reflektors und wird folglich nicht beeinflusst.

Auch die im Horn nicht genügend oder unterfokussierten Teilchen mit hohen Momenten (Bahnkurve IV) die mit relativ geringen ϑ_2 in den Reflektor gelangen, werden in diesem richtig fokussiert.

Bahnkurve V entspricht einem im Reflektor nicht beeinflussten Sekundärteilchen, die man vielleicht noch korrigieren bzw. schärfer fokussieren möchte; wie nachstehend gezeigt, kann hierfür ein weiterer magnetischer Reflektor verwendet werden.

Fig. 13 zeigt nun die definitive Anordnung des neuen hochintensiven Neutrinokanals der CERN: Das leicht modifizierte magnetische Horn R_1 mit einem 50 cm langen Kupfertarget von 4 mm Durchmesser und mehr als 95 % Reaktionswahrscheinlichkeit bildet das erste Element des Fokussierungssystems. 14,5 m abwärts vom Ausgangs-(Null-)punkt, der mit dem Anfang des Targets zusammenfällt, ist der erste 5 m lange magnetische Reflektor R_2 angeordnet; sein minimaler Innenleiter-Durchmesser beträgt 20 cm, sein maximaler, dem zylindrischen Aussenleiterdurchmesser praktisch gleicher Durchmesser, 200 cm. Die Wandstärke des Innenleiters variiert zwischen 2 und 3 mm. In 49,5 m Entfernung vom Ausgangspunkt des Systems ist ein weiterer Reflektor R_3 angeordnet. Der minimale bzw. maximale Innenleiter-Durchmesser dieses Reflektors beträgt 80 bzw. 250 cm, die Gesamtlänge 4 m. Das magnetische Horn wird mit einem Nennstoßstrom von 300 kA (Scheitelwert), die beiden Reflektoren mit 400 kA erregt.

Der mit Hinsicht auf die mechanischen, thermischen und elektrischen Beanspruchungen ausgelegte Maximalwert beträgt 350 kA für das Horn bzw. 500 kA für die beiden Reflektoren.

Das neue Fokussierungssystem bzw. die beiden Reflektoren R_2 und R_3 sind zuerst nach der weiter unten angegebenen Formberechnungsmethode annähernd bestimmt und dann mittels entsprechenden Komputerprogrammen optimiert worden. Infolge der sehr scharfen Fokussierung konnte die optimale Zerfallänge auf 80 m erhöht werden. Das 20 m lange Neutrinofilter wird auch hier aus Eisenblöcken aufgebaut; 2,5 m abwärts vom Filterende befindet sich die Mittelebene des 80-cm-Detektors, der 1,5-m-Propankammer der CERN.

Durch das neue System wird — mit gewissen Ausnahmen im Bereiche des für die Neutrinophysik weniger interessanten Niedermomentteiles unter etwa $p < 2$ GeV/c — das ganze Sekundärteilchenspektrum eines mit 25-GeV/c-Protonen beschossenen 50 cm Kupfertargets auf die Detektorfläche von 80 cm Durchmesser mit Winkeln zwischen Bruchteilen von 1^0 bis 1^0 fokussiert.

Fig. 14 zeigt nun das Ergebnis, die erhaltene Neutrinodichte pro Detektor-Flächeneinheit und pro Neutrinomomenteinheit

$$\frac{\partial^2 N}{\partial S \cdot \partial p_\nu}$$

für das neue Fokussierungssystem (Kurve a), für die erste CERN-Anordnung (b) und für den Fall ohne jede Fokussierung (c).

Wie ersichtlich wird durch das neue Fokussierungssystem die Neutrinointensität bzw. die Anzahl der zu erwartenden Neutrinoreaktionen durchschnittlich um einen Faktor 3,5...4 gegenüber der früheren Anordnung bzw. um einen Faktor 30 gegenüber (c) erhöht.

3. Technische Probleme der Konstruktion, der Herstellung und des Betriebes von magnetischen Reflektoren

Es sollen nun noch die sich bei der Konstruktion, Herstellung und im Betrieb eines magnetischen Horns oder Reflektors ergebenden Probleme und die in der CERN angewandten

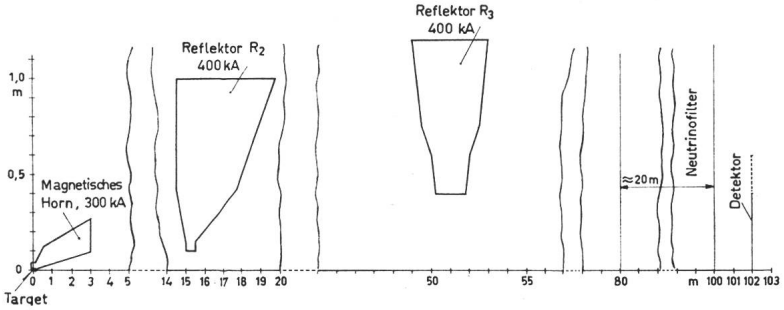

Fig. 13
Schema des neuen Neutrinostrahlkanals der CERN mit dem 300-kA-magnetischen Horn und den beiden 400-kA-Reflektoren R_2 und R_3

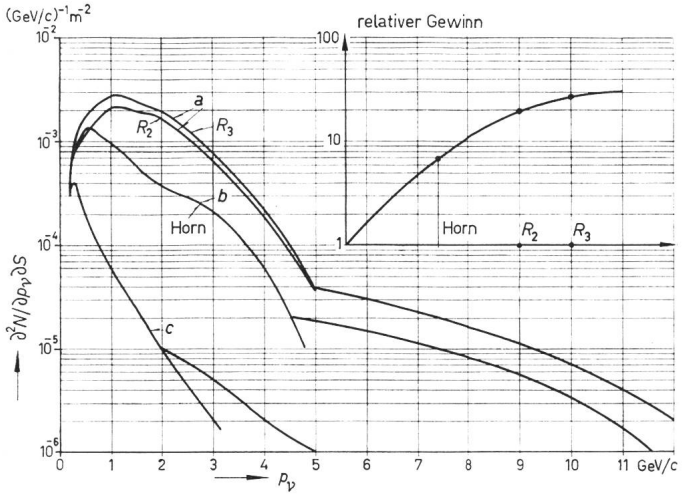

Fig. 14
Wirkung der verschiedenen Fokussierungssysteme
a neuer Neutrinostrahlkanal der CERN mit magnetischem Horn und den beiden Reflektoren; *b* erste Anordnung der CERN mit magnetischem Horn; *c* keine Fokussierung

$\frac{\partial^2 N}{\partial p_\nu \partial S}$ Neutrinodichte am Detektor; $p\nu$ Neutrinomoment

Lösungen anhand der ausgeführten Geräte besprochen werden.

Bei der Erregung mit hohen Stoßströmen bis zu 500 kA (Scheitelwert) wird der Reflektor mechanisch, thermisch und elektrisch beansprucht.

Um den durch die Sekundärteilchenabsorption in den Metallwänden der Fokussierungselemente hervorgerufenen Neutrinointensitätsverlust möglichst gering zu halten, soll die Innenleiterwandstärke eines jeden Reflektors (Horns) so gering wie nur möglich sein. Beim magnetischen Horn beträgt die Innenleiterwandstärke 2,5...4 mm, bei den beiden Reflektoren 2...3 mm.

Fig. 15 zeigt die auf einen mit dem Strom I [kA] durchflossenen kegelförmigen Innenleiter wirkenden Kräfte: Die Kraft pro Flächeneinheit:

$$\frac{\partial F}{\partial A} = \frac{I^2}{r^2} \cdot 1{,}625 \cdot 10^{-3} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2\,[\text{kA}]^2}\right] \tag{29}$$

kann in die radiale Implosionskraft:

$$\frac{\partial F_r}{\partial A} = \frac{I^2}{r^2} \cos\vartheta \cdot 1{,}625 \cdot 10^{-3} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2\,[\text{kA}]^2}\right] \tag{30}$$

welche eine Tangentialbeanspruchung des Innenleiters der Dicke d [cm] hervorruft:

$$\sigma_t = \frac{I^2}{r\,d} \cos\vartheta \cdot 1{,}625 \cdot 10^{-3} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2\,[\text{kA}]^2}\right] \tag{31}$$

und in die Achsialkraft F_a, die auf einen Kegelleiter der Länge l [cm] mit den Radien r_1 und r_2 [cm] einwirkt, zerlegt werden:

$$F_a = I^2 \ln\frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{1}{98{,}1} \quad \left[\frac{\text{kg}}{[\text{kA}]^2}\right] \tag{32}$$

Das Moment bezüglich der Flugachse z beträgt:

$$M = \frac{1}{98{,}1} I^2 (r_2 - r_1) \quad \left[\frac{\text{kg cm}}{[\text{kA}]^2}\right] \tag{33}$$

Aus Gl. (32) kann insbesondere die auf den minimalen Horn- und Reflektor-Innenleiterdurchmesser einwirkende Kraft F_{a_0} und die entsprechende Druckbeanspruchung (infolge der festen Innenleitereinspannung an den beiden Enden) nach Gl. (34) bestimmt werden:

$$\sigma_{a_{max}} = \frac{F_{a_0}}{2\pi\, r_{min}\, d} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}\right] \tag{34}$$

In den Gl. (30)...(34) sind die einwirkenden Kräfte als statisch angenommen worden. Infolge des einwirkenden kurzzeitigen Stromstosses im Frequenzbereich von einigen kHz sind jedoch die Verhältnisse bei entsprechender dynamischen Beanspruchung zu untersuchen. Die am meisten interessierende dynamische Achsialbeanspruchung des geringsten Innenleiterdurchmessers wird wohl unter der statischen liegen; andrerseits wird jedoch die zulässige Festigkeit des Innenleiters bei dynamischer Beanspruchung bedeutend weniger als die der statischen Festigkeitswerte betragen.

Für die Berechnung der dynamischen Beanspruchung $\sigma_{a_{dyn}}$ sind zwei Methoden angewandt worden: Eine genauere, wozu ein Komputerprogramm aufgestellt wurde, sowie ein Näherungsverfahren, wobei die Eigenschwingungsfrequenz f_r [s^{-1}] des Innenleiters berechnet und das Verhältnis zwischen statischer und dynamischer Beanspruchung aus der Relation zwischen der Frequenz f des Stromstosses und f_r ermittelt worden ist.

Fig. 16a und b erklären die beiden Verfahren: Das Komputerprogramm teilt den Innenleiter in n gleich lange L/n-Abschnitte mit der Masse m_i ($i = 1...n$), den Radien r_i, r_{i+1}, und den Wandstärken d_i ein. Jeder Teil erfährt eine Verschiebung Δz_i bzw. Verschiebungsgeschwindigkeit $v_i = \Delta z_i/\Delta t$. An den Grenzen zwischen benachbarten Abschnitten wirkt die Kraft F_i auf den Querschnitt A_i ein und ruft eine Druckspannung $c_i = F_i/A_i$ hervor. Die Anfangsbedingungen sind: Am Ende des Stromstosses der Dauer T ist $\Delta z_i \approx 0$ und:

$$\frac{\Delta z_i}{\Delta t} = v_i = \int_0^T \frac{I^2}{m_i} \ln\frac{r_i + 1}{r_i} \cdot \frac{1}{98{,}1}\, dt \quad [\text{m s}^{-1}] \tag{35}$$

Beim Näherungsverfahren wird die Innenleitermasse n als im Abstand $3/2\,L$ konzentriert angenommen und die Eigenschwingungsfrequenz zu:

$$f_r = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{c_1 + c_2}{m}} \quad [\text{s}^{-1}] \tag{36}$$

mit c_1 (und c_2) der Federkonstante bestimmt (E Elastizitätsmodul):

$$c_1 = \frac{E}{\frac{2}{3}L} \cdot \frac{\pi}{4}(d_{a_1} d_{a_2} - d_{i_1} d_{i_2}) \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{cm}}\right] \tag{37}$$

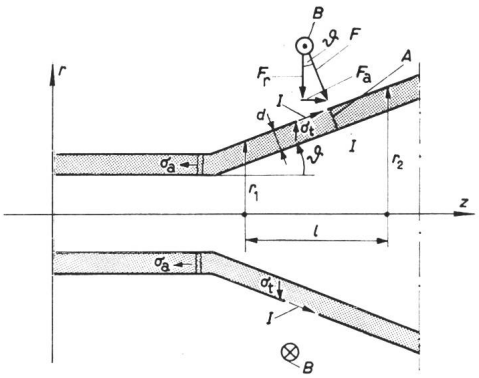

Fig. 15
Mechanische Kräfte im Horn- und Reflektor-Innenleiter
F Kraft; F_r, F_a radiale und achsiale Kraft pro Flächeneinheit; σ_t, σ_a Tangential- und Druckspannung; d Innenleiterdicke; A Flächenelement; r_1, r_2 Kegelradien; l Länge; I Strom; B Magnetfeld; ϑ halber Öffnungswinkel des Innenleiters

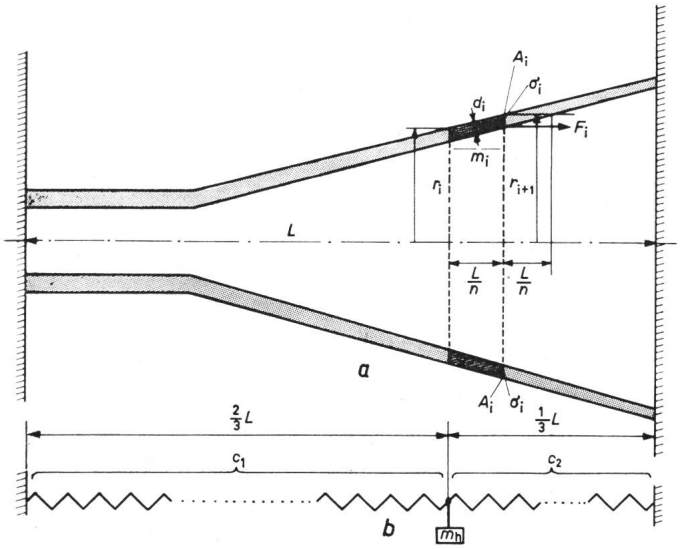

Fig. 16
Ersatzschema zur Bestimmung der dynamischen Beanspruchung des Innenleiters
a genaue Lösung; *b* Näherungsverfahren

L Länge; $\frac{L}{n}$ Innenleiterelement mit Masse m_i und Radien r_i, r_{i+1} (in cm); A_i Querschnitt; σ_i Druckspannung; F_i Kraft; c_1, c_2 Federkonstanten; m_h Masse

Bei grösseren Innenleiterdurchmessern, wie z. B. bei den beiden magnetischen Reflektoren R_2 und R_3 ist noch die Einbeulungsfestigkeit bezüglich der radialen Implosionskraft zu überprüfen. Das Verhältnis zwischen dem nach Gl. (30) gegebenen Einheitsdruck:

$$p_r = \frac{\partial F_r}{\partial A} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}\right]$$

und dem kritischen Einbeulungsdruck p_k [kg/cm²] nimmt mit l/r ab indem:

$$\frac{p_r}{p_{k_{min}}} = \text{Konst} \cdot \frac{l}{r} f_{1_{min}}(i) \cdot f_2\left(\frac{l^2}{r^2}\right) d^3 \qquad (38)$$

wobei für p_k der aus den für $i = 1...n$ durchgeführten Berechnungen gefundene Minimalwert $p_{k_{min}}$ einzusetzen ist. Um den kritischen Einbeulungsdruck zu erhöhen damit $p_r < p_k$ wird, kann entweder die Innenleiter-Wandstärke d erhöht oder die Länge l verringert werden, indem der Innenleiter durch in entsprechenden Abständen angebrachte Verstärkungsringe in kürzere Sektoren unterteilt wird. Diese einfache und die Sekundärteilchenabsorption nur wenig erhöhende Lösung ist bei der Konstruktion der beiden Reflektoren R_2 und R_3 angewandt worden.

Mit den soeben besprochenen mechanischen Beanspruchungen treten, insbesondere beim magnetischen Horn, starke thermische Beanspruchungen auf. Der mechanisch am stärksten beanspruchte Innenleiterteil mit dem geringsten Innenleiterdurchmesser erfährt auch die höchste thermische Beanspruchung.

Es kann leicht nachgewiesen werden, dass die im Horn oder Reflektor entstehende Erwärmung bei jedem Stromstoss von dessen Dauer T_s bzw. Frequenz f unabhängig ist. Die Eindringtiefe des Stoßstromes δ [cm] in den (Aluminium-) Leiter beträgt im betrachteten Frequenzbereich von einigen kHz etwa 1...2 mm und ist geringer als die Wandstärke d [cm] des Innenleiters.

Die Eindringtiefe ist durch:

$$\delta\,[\text{cm}] = K \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \kappa f}} = K_1 \sqrt{T} \quad [\text{cm}] \qquad (39)$$

mit μ_0 der Permeabilität des Vakuums [Vs/Acm] und κ [Ω^{-1} cm^{-1}] der Leitfähigkeit des Materials gegeben.

Für einen Rechteck-Stromstoss der Dauer T_s [s] — (für einen stark gedämpften Sinusstoss liegen die Verhältnisse ähnlich) — ist die erzeugte Wärme im betrachteten Leiterabschnitt pro Stromstoss:

$$Q\,[\text{Ws}] = K I_{\text{eff}}^2 R T_s = K_1 \frac{T_s}{\sqrt{T_s}} = K_1 \sqrt{T_s} \qquad (40)$$

während des einige 100...1000 µs dauernden Stromstosses wird praktisch keine Wärme aus der stromführenden Eindringtiefe an die restliche Masse des Innenleiters abgegeben. Die adiabatische Temperaturerhöhung $\Delta\Theta$ pro Stromstoss ist somit nur durch die Wärmerkapazität der Eindringschicht gegeben. Man erhält folglich für die Temperaturerhöhung:

$$\Delta\Theta = K \frac{Q}{G} = K_1 \frac{Q}{\delta} = K_2 \frac{\sqrt{T_s}}{\sqrt{T_s}} = \text{Konst.} \qquad (41)$$

Die hauptsächlich interessierende Achsialbeanspruchung des Innenleiters fällt somit mit einer sprungartigen Temperaturerhöhung der Eindringschicht, die im geringsten Durchmesserbereich des Hornes bei $I = 300$ kA etwa $\Delta t \approx 70$ °C beträgt, zusammen.

Es sind heute wohl Al-Legierungen erhältlich, die bei nur wenig verringerter elektrischer Leitfähigkeit des weichen Aluminiums eine statische Zugfestigkeit von über 60 kg/mm² bei Temperaturen bis zu 100 °C aufweisen. Bei pulsierender Beanspruchung mit der Repetitionsdauer des Protonen-Synchrotrons der CERN von 1...3 s geht jedoch die mechanische Festigkeit solcher Legierungen stark zurück. Man erhält zulässige

Fig. 17
Herstellung des Innenleiters für den Reflektor R_2
Zusammenschweissen der einzelnen 2,5 mm dicken Teilkegel aus Aluminium am Montagedorn

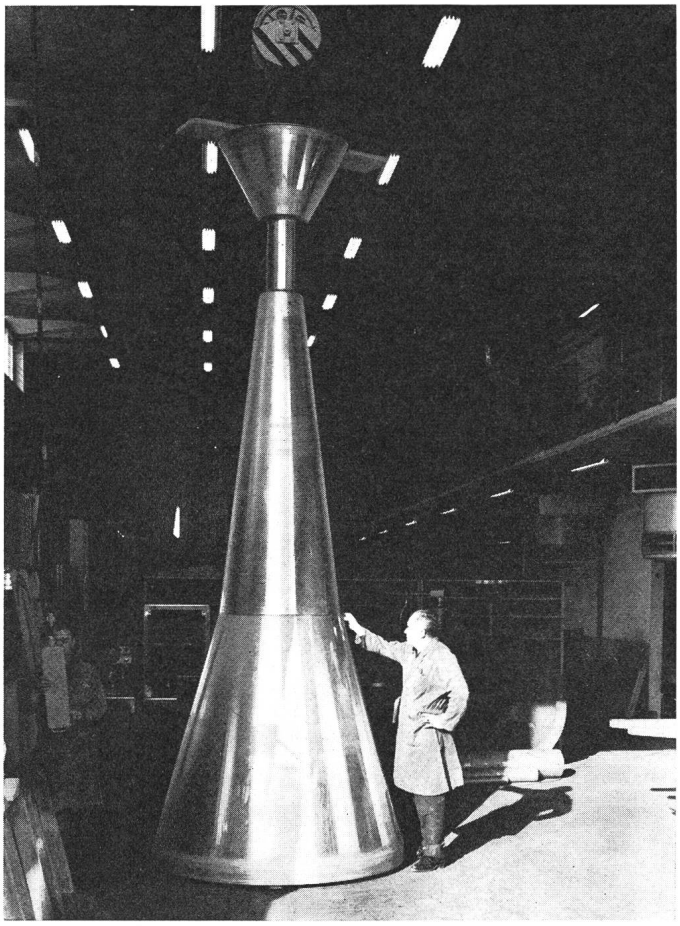

Fig. 18
5 m langer Innenleiter des Reflektors R_2

Beanspruchungen von 15...17 kg/mm²; mit Rücksicht auf derartige dynamische Beanspruchungen geht somit der Vorteil solcher Legierungen gegenüber weichen Al-Legierungen zum grossen Teil verloren.

Die kombinierte mechanische und thermische Beanspruchung des magnetischen Horns, wobei im engsten Teil des Innenleiters die Temperatur bei jedem Stoss sprungartig auf 100 °C erhöht wird, erfordert eine entsprechende Kühlung. Zwei Systeme sind in der CERN mit Erfolg angewandt worden:

a) In den Pausen zwischen zwei Stromstössen wird mittels eines Kühlwasserberegnungssystems die Oberfläche des am höchsten beanspruchten Innenleiters aus mehreren Düsen besprüht;

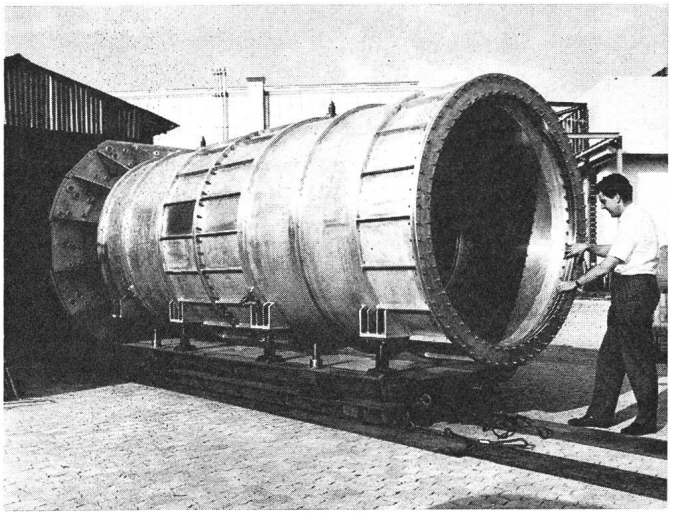

Fig. 19
Der Reflektor R_2

b) Es wird ein dauernd in achsialer Richtung fliessender, etwa 0,5 mm dicker Kühlwasserfilm aus feinen, achsial verlaufenden, im Innenleiter selbst gebohrten nadelförmigen Düsen angewandt.

Die Lösung a) ist beim magnetischen Horn, diejenige von b) bei einem 400-kA-Reflektormodell angewandt worden. Beim Ausbleiben der Kühlung tritt bereits nach wenigen Stromstössen eine Zerstörung ein. Bei den beiden magnetischen Reflektoren ist infolge der wesentlich grösseren minimalen Innenleiterdurchmesser die thermische Beanspruchung gering, sodass sich eine besondere Wasserkühlung erübrigt.

Um gefährliche Druckspannungen und entsprechende zur Zerstörung führende Deformationen des Innenleiters — der ja durch die Aussenleiterstruktur starr eingespannt ist — zu vermeiden, wird dieser beim Zusammenbau vorgespannt.

Fig. 20
Innenleiter des Reflektors R_3

Infolge der radialen Implosionskraft sind besonders enge Herstellungstoleranzen für den Innenleiter erforderlich: Beim magnetischen Horn ist der Innenleiterdurchmesser mit einer Toleranz von $\pm 0{,}1$ mm und einer gleich grossen Abweichung von der Hauptachse (Welligkeit) hergestellt worden. Für die beiden Reflektoren betragen die entsprechenden Toleranzen $\pm 0{,}2$ mm bis zu 20 cm Innenleiterdurchmesser, $\pm 0{,}5$ mm bis zu 80 cm und $\pm 1...1{,}5$ mm bis zu 250 cm Durchmesser.

Die Formierung der Innenleiter mit dieser Genauigkeit stellte besondere Anforderungen. Als erfolgreich erwies sich die Formierung der Innenleiter durch Klopfen von zusammengeschweissten Aluman-Blechen auf einem genau gedrehten konischen Stahldorn.

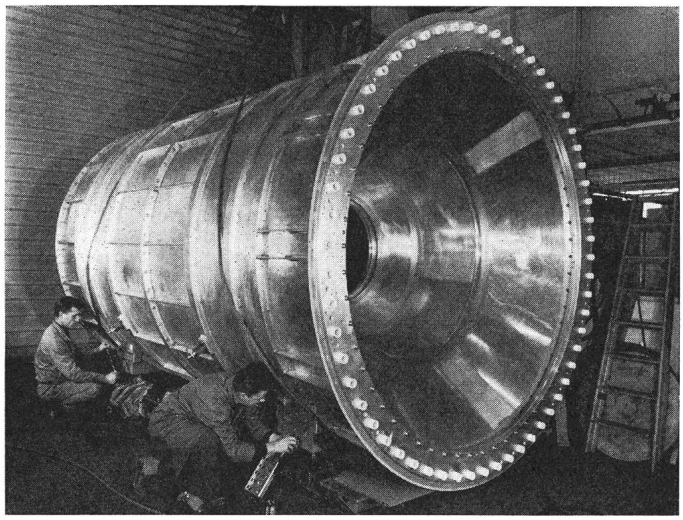

Fig. 21
Der Reflektor R_3

Der am höchsten beanspruchte Innenleiterteil ist sowohl beim magnetischen Horn als auch beim Reflektor R_2 aus einem vollen Stück von Al-Legierung gedreht worden.

Für die beiden Reflektoren ist infolge der grossen Abmessungen das Herstellungsverfahren etwas abgeändert worden: Als Dorn ist ein fein bearbeitetes Stahlrohr von 20 cm Durchmesser mit einer Anzahl aufgesetzter konischer Ringe verwendet worden. Die Ringe fallen jeweils mit den Schweissnähten der Innenleiter-Mantelteile zusammen, die dann zusammengeschweisst und formiert bzw. geklopft werden, um die erforderlichen Toleranzen zu erreichen. Um den Reflektor in der Längsrichtung auszurichten, sind an zwei Stellen je 3 unter 120° radial angeordnete, über einen Verstärkungsring mit dem Innenleiter verbundene und entsprechend isolierte Bolzen vorgesehen, die am Aussenleiter verstellt werden können. Die konzentrisch angeordneten 16 (beim magnetischen Horn) bzw. 36 (bei den beiden Reflektoren) Koaxialkabel wurden an entsprechenden Frontplatten befestigt.

Fig. 17...21 zeigen die Innenleiter und die zusammengebauten Reflektoren R_2 und R_3. Die Reflektoren sind mit Stromstössen bis zu 500 kA (Scheitelwert) bei einer Repetitionsdauer von 3 s erprobt worden und arbeiten erfolgreich seit Beginn 1967 mit 400 kA Nennstrom.

Zuletzt sollen noch die Stromstosskreise für das magnetische Horn und für die beiden Reflektoren besprochen werden.

Die Auslenkung der primären Protonen aus dem Synchrotron, die Erzeugung und Durchflug der Sekundärteilchen durch den ganzen Neutrinokanal vollziehen sich in etwa 2 µs. Für die Erregung des Hornes und der beiden Reflektoren genügt eine Synchronisierung der einzelnen Stromstoss-Scheitelwerte bis auf $\pm 1\,\%$ in diesem Zeitabschnitt.

Mit Rücksicht auf die nur kurzzeitig erforderliche Konstanz der Stoßströme wäre es möglich einen gedämpft schwingenden hochfrequenten Strom der Form:

$$i(t) = \frac{U}{\omega L}\, e^{-at} \sin \omega t \qquad (42)$$

mit

$$a = \frac{R}{L} \qquad [s^{-1}]$$

(R Widerstand, L die hauptsächlich durch das Horn [Reflektor] gegebene Induktivität)

zu verwenden. Die Induktivität eines koaxialen kegelförmigen

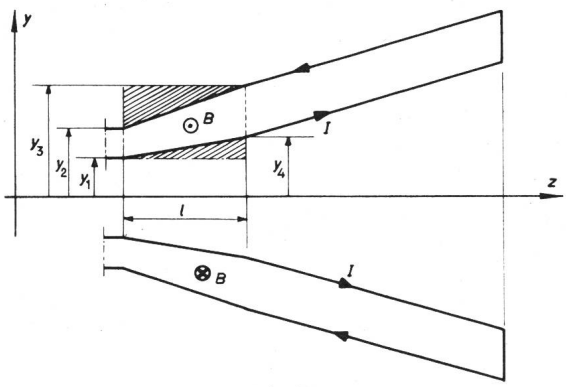

Fig. 22
Zur Induktivitätsberechnung des magnetischen Horns oder Reflektors
$y_1 ... y_4$ Ordinaten der Teilabschnitte; l Länge; I Strom; B Magnetfeld

Reflektor-Abschnittes der Länge l [m] mit den Abmessungen nach Fig. 22 ergibt sich zu:

$$L = \frac{\mu_0\, l}{2\pi}\left[\ln\frac{y_3}{y_1} + \frac{y_2}{y_3 - y_2}\ln\frac{y_3}{y_2} + \frac{y_1}{y_4 - y_1}\ln\frac{y_4}{y_1} - 2\right] \quad [\mu H] \qquad (43)$$

Wie bereits erklärt, bleibt bei einer Verkürzung des Stromstosses die Erwärmung des Reflektors unverändert. Da für kurze Stromstösse nach Gl. (43) höhere Spannungen erforderlich sind, ist es mit Rücksicht auf die Isolationsfestigkeit der verschiedenen Komponenten des Erregerkreises und des Reflektors selbst sogar vorteilhaft, längere Stromstösse zu verwenden.

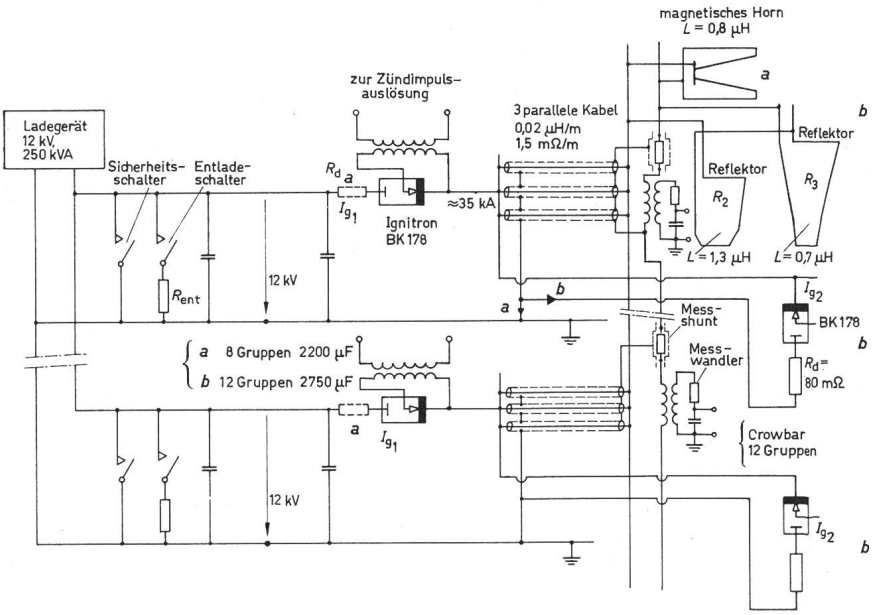

Fig. 23
Stromstosskreise für das magnetische Horn und die beiden Reflektoren
a Stromstosskreis für das magnetische Horn;
b Crowbar-Schaltung des Stoßstromkreises für die beiden Reflektoren R_2 und R_3

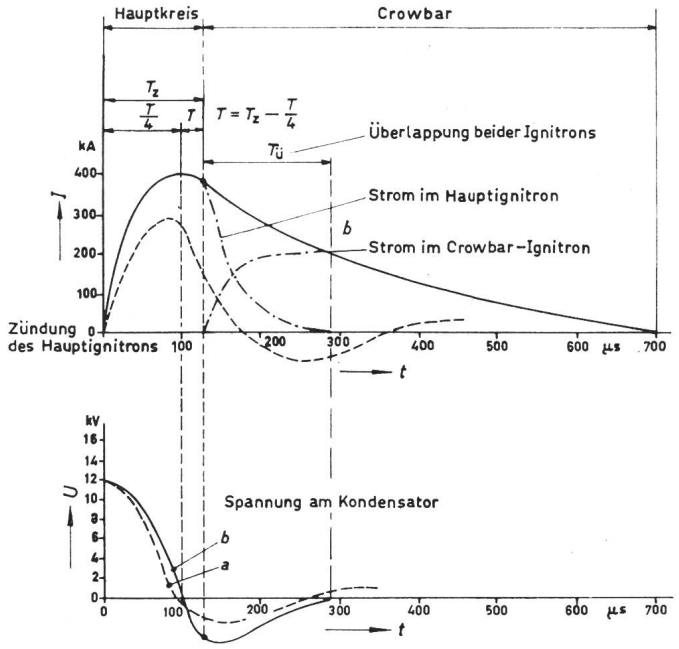

Fig. 24
Strom- und Spannungsverlauf der Stromkreise auf Fig. 23
I Strom; *U* Spannung; *t* Zeitachse

Die für das magnetische Horn und die beiden Reflektoren erforderlichen hohen Stromstösse können nur durch Kondensatorenentladungen erhalten werden. Die wesentlichen elektrischen Parameter des Hornes, der beiden Reflektoren und ihrer Erregerkreise sind in Tabelle I zusammengefasst:

Fig. 23 zeigt die beiden Stosskreise a) und b) zur Erregung des magnetischen Hornes bzw. der beiden Reflektoren. Schaltung a) enthält im Hauptkreis den Dämpfungswiderstand R_d, während bei Schaltung b) kurz nach der ersten Stromamplitude durch Zuschaltung eines induktionsarmen Kurzschlusskreises (oder Crowbars) mit entsprechendem Entladewiderstand R_{cb} eine Stromwelle nach Fig. 24 erzeugt wird.

Angaben

Tabelle I

Parameter		Einheit	Magnetisches Horn	Reflektor R_2	Reflektor R_3
Induktivität	L	µH	0,8	1,3	0,7
Widerstand (Kabel)	R	mΩ	≈ 2,0	≈ 2,0	≈ 2,0
Kapazität	C	µF	2200	2750	1250
Amplitude des Stromstosses	I	kA	300	400	400
Stromwelle			Stark gedämpft	Schwach gedämpft Crowbar-Schaltung	
Impulsdauer	T	µs	175	700	700
Halbwertszeit des Stromstosses	T_h	µs	≈ 60	≈ 250	≈ 250
Dämpfungswiderstand	R_d	mΩ	11	7 (Crowbar)	4 (Crowbar)
Repetitionsdauer	t_r	s	1	1	1
Energie	A	kWs	160	200	90

Bei der Crowbar-Schaltung ist der Hauptstromkreis nur schwach gedämpft (hauptsächlich durch den Kabelwiderstand), sodass der erwünschte Scheitelwert des Stromes bei geringerer Kapazität C erreicht wird. Beim thermisch und mechanisch meistbeanspruchten Horn wird diese Schaltung jedoch nicht angewandt, indem beim Ausbleiben der Crowbar-Schalters (der Ignitron-Zündung) der dann nur schwach gedämpfte Stoßstrom eine Wärme von:

$$Q' = I_{max}^2 R_{horn} \frac{1}{4\alpha} = I_m^2 R_{horn} \cdot \frac{L_{horn}}{4 R_{cb}} \qquad (44)$$

erzeugt, die selbst bei der früher erwähnten Oberflächenkühlung eine Schwächung der mechanischen Festigkeit des Innenleiters und seine Zerstörung hervorrufen würde. Für die beiden Reflektoren ist selbst beim Versagen der Crowbar-Schaltung die Temperaturerhöhung noch tragbar. Zudem hat sich auch die Crowbar-Schaltung selbst als zuverlässig erwiesen und ist folglich auch gewählt worden.

Das Ladegerät mit Silizium-Hochspannungsgleichrichtern wird auf konstanten Ladestrom und Spannung bis auf ±0,5 % genau geregelt, der Stromstoss sollte dann von Puls zu Puls mit etwa der gleichen Genauigkeit reproduzierbar sein. Die Regelung wird auf die Niederspannungsseite des Transformators mittels Leistungsthyristoren durchgeführt.

Die auf knapp 12 kV geladenen Kondensatoren sind im Falle a) in 8 bzw. 12 Gruppen in b) eingeteilt, die jeweils über ein Hochspannungsignitron auf die induktive Last, das Horn bzw. die beiden Reflektoren geschaltet werden. Weitere Ignitrons werden für das Zuschalten des Crowbar-Kreises verwendet. Das in koaxialer Anordnung hergestellte Ignitron ist für 20 kV Nennspannung und 50 kA Stoßstrom ausgelegt. Um die Lebensdauer zu erhöhen und eine entsprechende Betriebssicherheit mit Hinsicht auf die hohe Pulszahl zu erreichen, ist die Strom- und Spannungsbelastung der einzelnen Ignitrons auf 60...70 % reduziert worden. Die für sämtliche Ignitrons parallelgeschalteten Zündkreise werden durch einen entsprechenden Impuls des Protonen-Synchrotrons ausgelöst. Die Zündung der Crowbar-Ignitrons erfolgt über entsprechende Verzugsglieder, wobei die Verzögerung T_z so eingestellt wird, dass einerseits ein einwandfreies und sicheres Zünden der Crowbar-Ignitrons (Verlangen nach grösserem $\Delta T = T_z - T/4$) und andrerseits ein möglichst geringes durch Weiterführen des Stromes nach $T/4$ hervorgerufenes Überschwingen der Kondensatorenspannung in die Gegenpolarität (Verlangen nach geringem ΔT) erzielt wird. Die induktionsarmen Kabel haben eine Induktivität von 60 nH/m; pro Ignitron sind je 3 Kabel parallelgeschaltet.

Die Kondensatoren müssen folgende Bedingungen erfüllen: Bei $2 \cdot 10^6$ Nennstromspulsen mit einer Repetitionsdauer von 1 s mit $2 \cdot 10^4$ (d. h. 1 %) schwingenden Strompulsen infolge ausgebliebener Crowbar-Zuschaltung soll der Anteil beschädigter Kondensatoren weniger als 2 % betragen. Die Strommessung wird in den einzelnen Kondensatorengruppen mittels Rohrshunts und eisenlosen Messwandlern mit Integrationsschaltung im Sekundärkreis durchgeführt.

Literatur

[1] *S. van der Meer:* A Directive Device for Charged Particles and its Use in an Enhanced Neutrino Beam. Genève, Rapport 61–7, CERN 1961.

[2] *A. Ašner* und *Ch. Iselin:* A new Focused System Considerably Increasing the Actual PS-Neutrino Beam Flux Density. Genève, Rapport 65–15, CERN 1965.

Adresse des Autors:
Dr. sc. techn. *A. Ašner,* 7, rue Carteret, 1200 Genf.