



KFK 127

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dezember 1962

KFK 127

Institut für Experimentelle Kernphysik

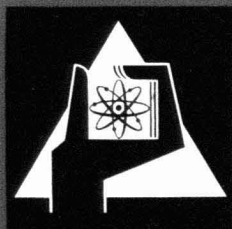
Teilchen-Spektrometer

(Teil II)

S. Galster und G. Hartwig

KERNREAKTOR
Ba- und Betriebs-Gesellschaft m. b. H.
Verwaltung der Zentra'bücherei

4. Mrz 1963



KERNREAKTOR

BAU- UND BETRIEBS-GESELLSCHAFT M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dezember 62

KFK 127

Institut für
Experimentelle Kernphysik

Teilchen-Spektrometer

(Teil II)

[Liegnied]
S. Galster und G. Hartwig

KERNREAKTOR
Bau- und Betriebs-Gesellschaft m. b. H.
Verwaltung der Zentraibücherei

Kernreaktor Bau- und Betriebs-Gesellschaft mbH
Karlsruhe

Vorschläge zu einem einlinsigen magnetischen Spektrometer für 700 MeV/c Elektronen

Als Anwendung des Berichtes I¹⁾ werden einige für Elektronenstreuexperimente günstige Spektrometertypen zusammengestellt, die unter den gegebenen Bedingungen bezüglich Raumwinkel und Impulsaufklärungsvermögen optimiert sind. Die Behandlung erstreckt sich nur auf einlinsige Spektrometer (starke und schwache Fokussierung), die den speziellen Anforderungen, die man bei der Elektronenrückstreuung an einem inneren Target stellt genügen.

Die Behandlung erstreckt sich auf Target T, Magnet M, Szintillations-Zähler Sz und Čerenkovzähler Č, der die bei inelastischen Streuprozessen erzeugten π^- -Mesonen abtrennen soll. (siehe Figur 1)

Aus experimentellen Gründen und aus der Physik der Elektronenstreuung ergeben sich folgende Forderungen für das Spektrometer:

- 1) Das Impulsaufklärungsvermögen soll etwa 1% bis 2% betragen²⁾³⁾.
- 2) Der Raumwinkel soll möglichst groß sein (etwa 20 mster). Dabei muß aber darauf geachtet werden, daß die kinematische Impulsänderung, die dem vom Spektrometer erfaßten Streuwinkelintervall zugeordnet ist, kleiner gehalten wird als die Impulshalbwertsbreite.

-
- 1) S.Galster und G.Hartwig: KFK 113, Untersuchungen über Impulsaufklärungsvermögen und Raumwinkel von einlinsigen Teilchenspektrometern.
 - 2) H.Schopper, KFK 83, Bemerkungen zur Elektronenstreuung an Nukleonen im Bereich von 6 GeV.
 - 3) R.W.Theis: Stand der Elektron-Proton-Streuung und Folgerungen für die DESY-Experimente. Institut für Theoretische Physik, Hamburg.

Durch Schrägstellen des Zählers (Schrägfenstereffekt) kann man bei $\theta \approx 90^\circ$ einen großen Raumwinkel ohne Verschmierung der Winkel-Impulszuordnung zulassen. Ist der Streuwinkel θ sehr von 90° verschieden, dann besteht bei vorgegebenem Impulsauflösungsvermögen für den erfaßbaren Raumwinkel aus der Streukinematik eine obere Grenze (siehe Anhang).

- 3) Es soll möglich sein einen großen Rückstreuwinkel zu erreichen. Dies schränkt die Magnetbreite und den Targetabstand vom Magneten ein. Man kann grob abschätzen, daß trotz geringeren Zählraten bei größer werdendem Rückstreuwinkel die Information pro Meßzeit für die Bestimmung der Formfaktoren etwa gleich bleibt. Außerdem ist es zur Prüfung der Rosenbluth-Formel wünschenswert über einen möglichst großen Winkelbereich zu messen.
- 4) Zur Verringerung von Untergrundschwierigkeiten soll der Zähler klein sein und weit vom Beschleuniger entfernt stehen. (Im Fall der DESY-Experimente soll der Zähler nach Möglichkeit in dem an der Innenseite des Rings vorgesehenen Experimentierraum untergebracht werden).
- 5) Die Möglichkeit für e-p-Koinzidenzen soll gegeben sein. Dies ist besonders wichtig bei Verwendung eines Targets z.B. aus Polyäthylen, Lithiumhydrid, zur Abtrennung der nicht am Wasserstoff erfolgten Streuung. Das Impulsauflösungsvermögen, der Raumwinkel und die übrigen in obigen Forderungen enthaltenen Größen sind durch folgende Parameter bestimmt:

- a) Targetgröße : $2 Y_1$ (in der Fokussierungsebene)
- b) Magnetöffnung (bzw. Blendenöffnung): d_x, d_y
- c) Krümmungsradius : ρ
- d) Abstand Magnet-Target: s_1
- e) Abstand Magnet-Zähler: s_2
- f) Feldindex : n
- g) Magnetlänge : L
- h) Anstellwinkel : ξ_1, ξ_2 zwischen dem Lot auf dem Mittelstrahl (in der Ablenkenebene) und den Polschuh-Kanten am Magneteingang und -ausgang.

Die Spektrometerparameter werden so gewählt, daß in der Fokussierungsebene eine Punkt-Punktabbildung existiert. Dies liefert, wie im Bericht I gezeigt wurde, das beste erreichbare Impulsauflösungsvermögen, wenn man einen großen Raumwinkel erfassen will.

zu a)

Das Impulsauflösungsvermögen wird umso besser, je kleiner das Target in der Fokussierungsebene ist. Die Targetgröße geht nicht in den Raumwinkel ein, soweit das Target klein gegen die Magnetöffnung ist. Die Targetgröße wird jeweils so gewählt, daß das Impulsauflösungsvermögen etwa 1% beträgt.

zu b)

Der Raumwinkel wächst proportional der Magnetöffnung. Dabei wird das Impulsauflösungsvermögen (bei Punkt-Punktabbildung in der Fokussierungsebene) nicht verschlechtert, sondern manchmal verbessert z.B. beim geraden Quadrupol.

Die Magnetöffnung (bzw. Blendenöffnung) d_x soll so gewählt werden, daß der in der nichtfokussierenden Ebene erfaßte Winkelbereich, der gleich ist dem Streuwinkel-

bereich $\Delta\theta$, etwa 3° beträgt. (in noch größerem Bereich vergrößert die Schwierigkeiten in der Auswertung der experimentellen Ergebnisse: Faltung über $\text{tg}^2 \theta/2$, siehe Figur 7). Der maximale Winkelbereich bzw. die dazugehörige Magnetöffnung d_y senkrecht dazu ergibt sich für ein gefordertes Impulsaufklärungsvermögen aus der Streukinematik. (siehe Anhang)

Eine weitere Begrenzung besteht durch die Abbildungsfehler, die bei großen Steigungen eine Rolle spielen.

zu c) bis g)

Die Spektrometerparameter sollen so gewählt werden, daß bei vorgegebenem Impulsaufklärungsvermögen ($\sim 1/6$) der Raumwinkel möglichst groß ist unter Berücksichtigung der oben gestellten Forderungen.

Systematische Untersuchungen¹⁾ haben gezeigt, daß man die in Frage kommenden Spektrometer bezüglich Impulsaufklärungsvermögen und Raumwinkel optimieren kann bei folgender Parameterwahl:

a) Für gekrümmte Magnete (starke und schwache Fokussierung):

s_1 und ϱ sollen möglichst klein und L je nach gefordertem Impulsaufklärungsvermögen groß gewählt werden unter Berücksichtigung der Bedingung für eine Punkt-Punktabbildung. Die Fokussierungslänge s_2 kann man in weiten Grenzen mit dem Feldindex n einstellen, ohne wesentliche Änderung von Impulsaufklärungsvermögen und Raumwinkel.

B) für gerade Quadrupole

Beim geraden Quadrupol existiert ein Optimum von Raumwinkel und Impulsaufklärungsvermögen bei $\beta L \approx \pi/2$, wobei

$\beta = \sqrt{\frac{\text{grad } B}{B \varrho}}$ ist. Dabei muß β bei gegebenem Impuls p und gegebener Magnetöffnung so groß als möglich gewählt werden und die Bedingung für eine Punkt-Punktabbildung erfüllt sein.

Einige Parameter sind aus räumlichen oder technischen Gründen nicht frei wählbar, sie werden so günstig als möglich gewählt.

zu c)

Der Krümmungsradius ρ ist bei Eisenmagneten durch die Eisensättigung, bei Luftspulenmagneten durch die Generatorleistung bzw. den Spulenquerschnitt begrenzt. Der ungleiche Polschuhabstand bei stark gewölbten Polschuhen (bei großem Feldindex n) führt zu einer Verzerrung der Feldverteilung, wenn man den Magneten bis in das Gebiet der Eisensättigung durchführt. Man kann daher bei solchen Magneten keine so hohen Feldstärken verwenden, als bei homogenen Magneten, deren Polschuhabstand konstant ist.

zu d)

Der Magnet darf wegen seines Streufeldes nicht zu nahe am Ring stehen. Es wird $s_1 \cong 1$ [m] angenommen.

Im Folgenden werden einige günstige Spektrometertypen diskutiert, die unter Berücksichtigung obiger Forderungen durch geeignete Parameterwahl optimalisiert wurden.

I Gerader Quadrupol

Beim geraden Quadrupol besteht die Schwierigkeit darin ein möglichst gutes Impulsauflösungsvermögen zu erreichen. Dieses wird umso besser, je kleiner der Zählerabstand s_2 und je größer (bei kleinem s_2) bei einer bestimmten Magnetöffnung d_y der Wert von β ist (siehe Figur I 8b von Bericht I ⁺).

⁺) Alle mit I versehenen Formeln und Figuren entstammen dem Bericht I.

Aus der Beziehung:

$$R = \sqrt{\frac{\text{grad } B}{B^2}} \quad [\text{m}^{-1}]$$

$$B_0 \text{ [m]} = 33,9 p \text{ [MeV/c]} \quad (\text{für extrem relativistische Elektronen})$$

erhält man für einen Elektronenimpuls $p = 700 \text{ MeV/c}$ und $\text{grad } B = 10^2 \text{ kV/m}$ den Wert $\underline{R = 2 \text{ [m}^{-1}\text{]}}$.

Dieser Gradient entspricht bei einer maximalen Feldstärke von 18 kV einem Polschuhabstand von $0,36 \text{ m}$.

Beim konventionellen Quadrupol kann man damit eine maximale rechteckige Magnetöffnung $\underline{d_x=0,2 \text{ m}, d_y=0,4 \text{ m}}$ verwenden ⁺⁾ .

Zur Optimalisierung von Raumwinkel und Impulsaufklärungsvermögen genügt es etwa $BL=1$ zu wählen.

(Magnetlänge $L=0,5 \text{ m}$). Man sieht dann aus Figur I 9c, daß bei $s_1=1 \text{ m}$ und einer Targetgröße $2Y_1=2 \text{ mm}$ das Impulsaufklärungsvermögen $\frac{p}{P}=R_y=1\%$ und mit obiger Magnetöffnung der Raumwinkel $\omega = 38 \text{ mster}$ beträgt.

.. in Winkeln ausgedrückt: $22^\circ \times 6^\circ$.

Aus Figur I 8b kann man ablesen, daß der dazugehörige Zählerabstand vom Magnetende $s_2=0,9 \text{ m}$ ist.

Unter einem Streuwinkel $\theta = 90^\circ$ ist es mit schräggestelltem Zähler möglich, obigen Raumwinkel zu erfassen. Mißt man dagegen unter $\theta \approx 160^\circ$, dann verliert man wegen der Streugeometrie die Trajektorien der Elektronen mit konstantem Streuwinkel (Impuls) liegen auf einem

⁺⁾ Die Berechnung der maximal erreichbaren, rechteckigen Magnetöffnung wird im Anhang gezeigt. Wegen der hyperbolischen Polschuhform eines konventionellen Quadrupols kann man näherungsweise gleichen Raumwinkel auch bei anderen rechteckigen Ausblendungen $d_x d_y$ erhalten, da $d_x d_y \sim \text{const.}$ ist (Gleichseitige Hyperbelgleichung).

kegel-bei einem Impulsauflösungsvermögen von 1% an effektivem Raumwinkel. Dies kann man vermeiden, wenn man unter Verschlechterung des Impulsauflösungsvermögens die Zählerhöhe $2Y_1$ vergrößert (etwa um den Faktor 2). (Diese kinematischen Betrachtungen werden im Anhang behandelt). Durch einen vergrößerten Zähler fallen auch die Abbildungsfehler des Spektrometers weniger ins Gewicht.

Um einen möglichst großen Rückstreuwinkel zu erreichen, kann man einen halben Quadrupol mit einer Spiegelplatte verwenden ⁺⁾ .

Für einen halben Quadrupol mit obigen Parametern:

$$\begin{array}{ll} s_1 = 1 \text{ m} & s_2 = 0,9 \text{ m} \\ \beta = 2 \text{ m}^{-1} & d_x \cdot d_y = 0,1 \times 0,4 \text{ m}^2 \\ L = 0,5 \text{ m} & \end{array}$$

ist folgende Leistung erforderlich:

für einen konventionellen Quadrupol: 200 kWatt⁺⁺⁾
für einen Panofsky-Quadrupol : 700 kWatt.

Die Zählerfläche muß mindestens gleich dem Targetbild sein. Sie beträgt für einen halben Quadrupol, wie man aus den Gleichungen I 2,7 errechnet:

$$\underline{X_2 \cdot 2Y_2 = 0,25 \times 0,002 \text{ m}^2}$$

Bei einem Streuwinkel $\theta \approx 160^\circ$ muß $2Y_2$ verdoppelt werden um obigen Raumwinkel zu erfassen.

Dieses Spektrometer ist experimentell einfach, billig und erfaßt einen großen Raumwinkel pro Magnetöffnung.

⁺⁾ K.Steffen, DESY, mündliche Mitteilung.

⁺⁺⁾ nach Angaben von DESY

Beim Panofskymagneten entstehen geringere Baukosten, aber erheblich höhere Leistungskosten.

Der Nachteil liegt darin, daß

- 1) bei diesem Spektrometer ein sehr kleines Target erforderlich ist, was die Verwendung eines flüssigen Wasserstofftargets ausschließt,
- 2) der Zähler in der defokussierenden Ebene groß sein muß und dazu nahe am Beschleunigerring steht; dadurch wird die Untergrundzählrate sehr hoch. Ein größerer Zählerabstand s_2 würde jedoch das Impulsauflösungsvermögen beträchtlich verschlechtern (z.B. bei $s_2=9$ m wäre $\frac{\Delta p}{p} > 4,0$). Mit einer Ausblendung in der Mittelebene des Quadrupols kann man das Impulsauflösungsvermögen nur geringfügig verbessern, wie man aus Gleichung I 4,15 ersieht. Eine kleine Blende (etwa 10% des Raumwinkels) soll dazu dienen Direktstrahlung und mehrfach durch die Mittelebene des Quadrupols laufende Elektronen zu absorbieren.

II Gekrümmte Magnete

Bei gekrümmten Magneten ist es auch möglich bei großem Abstand s_2 ein Impulsauflösungsvermögen von 1% zu erreichen. Die Schwierigkeit besteht darin, den geforderten Raumwinkel mit einer möglichst kleinen Magnetöffnung und -länge zu erreichen.

Der erfassbare Raumwinkel wird umso größer, je kleiner der Krümmungsradius ρ ist und je stärker das Feld fokussiert (Feldindex $n < 0$).

Gekrümmte Magnete mit Eisenpolschuhen.

Wegen des abrupten Feldabfalles an den Magnetlängsseiten ist trotz Polschuhkorrekturen und Spiegelplatten nur in einem Teil der Polschuhbreite ein exaktes Magnetfeld realisierbar. Je kleiner der Polschuhabstand relativ zur Polschuhbreite ist, desto größer

wird der ausnutzbare Anteil der Magnetöffnung (effektive Magnetöffnung) ⁴⁾⁵⁾.

Außerdem wird die effektive Permeabilität des Eisens umso kleiner, je größer der Polschuhabstand relativ zum Eisenweg ist.

Ila Eisenmagnet mit stark fokussierendem Feld

Soweit man ein Magnetfeld mit starkem Gradienten benutzt, ist es nicht möglich ein hohes Magnetfeld zu verwenden wegen ungleicher Eisensättigung und Feldverzerrung der Polschuhbreite.

Für einen Feldgradienten $n=-2,5$ wurde ein maximales Magnetfeld von $15,5 \text{ kG}$ angenommen, was bei 700 MeV Elektronen in der Mitte der Polschuhbreite einem Sollkreis $\varnothing = 2 \text{ m}$ entspricht.

Wie man aus Figur I 11 sieht, ist bei $s_1=1 \text{ m}$ und einer Magnetlänge $L=1 \text{ m}$ das Impulsauflösungsvermögen $R_y=1\%$ bei einer Targetgröße $2Y_1=4 \text{ mm}$ (bzw. $R=0,5\%$ bei $2Y_1=2 \text{ mm}$). Der Raumwinkel beträgt bei einer effektiven Magnetöffnung

$$d_x \cdot d_y = 0,13 \times 0,35 \text{ m}^2 :$$

$$\underline{\Omega = 13 \text{ mster}}$$

$$(\text{oder in Winkeln: } 3^\circ \times 15^\circ)$$

Aus den Kurven der Figur I 10 sieht man, daß sich Ω und R_y wenig ändern, wenn man die Parameter s_1 und L konstant läßt und n gegen s_2 variiert. Für $n=-2,5$ erhält man bei obiger Parameterwahl den Zählerabstand $\underline{s_2=7 \text{ m}}$, wie man aus Gleichung I 4,27 berechnen kann.

4) CERN Symposium 1958/339

z.B. bei den Magneten einer russischen Maschine wird bei einem Polschuhabstand von $0,4 \text{ m}$ eine Polschuhbreite von $1,8 \text{ m}$ angenommen und davon nur $0,8 \text{ m}$ ausgenützt.

5) CERN Bericht PS/Int EA 60-14 (1960) und EA 60-5 (1960)

Die große Fokussierungslänge s_2 bringt es mit sich, daß der Zähler in defokussierender Richtung sehr groß sein muß: $2X_2=1,2$ m. man kann jedoch die Zählerlänge durch einen kleinen gekreuzten Quadrupol direkt nach dem gekrümmten Magneten verringern. Gleichzeitig muß man den Feldindex des gekrümmten Magneten stärker negativ wählen, um gleichen Zählerabstand s_2 zu behalten. Das Impulsaufhebungsvermögen und der Raumwinkel des zweilinsigen Spektrometers verschlechtert sich unwesentlich gegenüber dem einfachen Magneten. Ein Vorteil bei gekrümmten Magneten mit großem Ablenkwinkel ($\alpha > 15^\circ$) besteht darin, daß man wegen der transversalen Impulsdispersion mit nebeneinander gestellten Zählern mehrere Energien gleichzeitig messen kann, was beim geraden Quadrupol schwieriger ist, da die Zähler hintereinander stehen müssen.

Folgende Schwierigkeiten treten bei Ablenkmagneten, die man zu Streuexperimenten benützt, auf:

Die Fokussierungsebene, in der man einen großen Winkelbereich erfassen kann, legt man zweckmäßig tangential zu einem Streukegel mit der Öffnung θ . Dies hat aber den starken Nachteil, daß die Fokussierungsebene (Ablenkebene) dann bei $\theta=90^\circ$ senkrecht zur Beschleunigerebene steht. Bei $\theta \neq 90^\circ$ muß der Magnet schief über dem Beschleunigerring stehen (siehe Figur 2).

Außerdem ist die Möglichkeit einer e-p Koinzidenz sehr eingeschränkt, wenn die Ablenkebene des Spektrometers nicht in der Ringebene liegt, da die austretenden Protonen auf die Polschuhe der Ringmagneten prallen.

Schließlich wäre es möglich den Winkelbereich in der nicht fokussierenden Ebene groß und in der fokussierenden Ebene klein zu machen. Damit könnte man die Ablenkebene zwar immer horizontal stellen, der Nachteil wäre aber erhöhte Leistungskosten (geringere effektive Permeabilität) und eine sehr große Zählerlänge in der

nicht fokussierenden Ebene, die dann einen großen Winkelbereich erfassen muß. (Verwendet man, um den Zähler klein zu halten, einen doppelfokussierenden Magneten, dann erhält man einen kleineren Raumwinkel als mit obigem stark fokussierendem Spektrometer; siehe Abschnitt IIc).

Die obige Magnetöffnung erfordert folgende Magnetgröße (Window-Frame Typ):

Breite	: 1,1 m
Höhe	: 0,70 m
Gewicht	7 to.

Mit dieser Magnetgröße ist es möglich einen Rückstreuungswinkel $\theta \approx 160^\circ$ zu erreichen (ohne Berücksichtigung der Abschirmprobleme). Wie beim geraden Quadrupol stellt man den Zähler schief um den Schrägfenstereffekt auszunützen. Bei $\theta \approx 160^\circ$ muß man wiederum das Impulsaufhebungsvermögen durch größere Zählerhöhe $2Y_1$ verschlechtern (etwa Faktor 1,5), damit wegen der Streugeometrie durch zu gutes Impulsaufhebungsvermögen der effektive Raumwinkel nicht verkleinert wird.

IIb Eisenmagnet mit homogenem Feld

Bei dem vorher behandelten Magneten konnte man einen großen Raumwinkel durch starke Fokussierung erreichen. Das gewölbte Polschuhprofil gestattete aber wegen der Feldverzerrung durch Eisensättigung nicht, große Feldstärken zu verwenden.

Beim homogenen Magneten, mit konstantem Polschuhabstand, ist es möglich, höhere Feldstärken zu erreichen und durch kleineren Krümmungsradius ρ den Raumwinkel zu vergrößern.

Für einen homogenen Magneten wurden folgende hinsichtlich Raumwinkel und Impulsaufhebungsvermögen günstige Parameter gewählt:

$$\begin{aligned} s_1 &= 1 \text{ m} \\ s_2 &= 7 \text{ m} \\ \varnothing &= 1,1 \text{ m} \quad (B_{\max} = 21 \text{ kT}) \\ L &= 1,1 \text{ m} \end{aligned}$$

Das Impulsauflösungsvermögen beträgt bei einer Targetgröße von 1 cm in der Ablenkebene:

$$\underline{R_y = 1\%}$$

Mit einer effektiven Magnetöffnung $d_x \cdot d_y = 0,11 \times 0,35 \text{ m}^2$ erhält man einen Raumwinkel:

$$\underline{\Omega = 12 \text{ msterad.}}$$

Geometrisch erreichbarer Rückstreuwinkel (ohne Berücksichtigung der Abschirmprobleme):

$$\theta_{\max} = 160^\circ$$

Zählerfläche: $0,49 \times 0,012 \text{ m}^2$

Gewicht : 6 to.

Leistung : 400 kW

Die Zählerlänge kann man verkleinern mit einem kleinen Quadrupol oder indem man mit Anstellwinkel E_1 , E_2 eine Fokussierung vertikal zur Ablenkebene bewirkt. Eine Verkleinerung der Zählerlänge auf die Hälfte verändert das Impulsauflösungsvermögen unwesentlich.

Die Vorteile dieses Spektrometers sind:

Ein homogener Magnet ist konstruktiv einfacher als ein Magnet mit gewölbten Polschuhen.

Die Targetgröße von 1 cm gestattet es auch ein flüssiges Wasserstofftarget zu verwenden.

Schließlich ist es bei Magneten mit großem Ablenkwinkel wegen der transversalen Impulsdispersion senk-

recht zur Strahlrichtung möglich, mehrere Energien gleichzeitig zu messen, was beim geraden Quadrupol Schwierigkeiten bereitet, da die Zähler hintereinander anzuordnen sind.

IIc Ein exakt doppelfokussierendes Spektrometer

(Punkt-Punktabbildung in der Ablenkebene und senkrecht dazu)

Folgende Parameter wurden gewählt:

$$\begin{array}{ll} L = 2,4 \text{ m} & d_x = 0,07 \text{ m} \\ s_1 = 1 \text{ m} & d_y = 0,35 \text{ m} \\ s_2 = 7 \text{ m} & \\ g = 1,3 \text{ m} & (18 \text{ kV}) \\ n = + 1/2 & \end{array}$$

Der Raumwinkel beträgt: $\Omega = 8,5 \text{ msterad}$

Das Impulsaufhebungsvermögen: $R_y = 1\%$ bei 1,8 cm Targethöhe.

Dieses Spektrometer erfordert eine große Magnetlänge. Die hohen Magnet- und Leistungskosten rechtfertigen den Vorteil einer exakten Doppelfokussierung höchstens, wenn es darauf ankommt einen sehr kleinen Zähler zu verwenden.

III Gekrümmte Luftspulenmagnete

Bei Eisenmagneten war der Krümmungsradius für einen bestimmten Impuls durch die Eisensättigung vorgegeben. Die Magnetlänge L und der Feldindex n wurden unter Berücksichtigung des geforderten Auflösungsvermögens und der Bedingung für eine Punkt-Punktabbildung optimal festgelegt. Die Größe des Raumwinkels ist dann nur noch durch die Magnetöffnung zu verändern. Bei Magneten mit Luftspulenfeldern ist noch der Krümmungsradius in weiten Grenzen auch für stark inhomogene Felder frei wählbar. Bei fester Magnetöffnung ist der

erreichbare Raumwinkel umso größer, je kleiner der Krümmungsradius ϱ ist. Die erforderliche Leistung P wird aber bei gleicher Magnetöffnung mit kleiner werdendem ϱ beträchtlich erhöht ($P \sim \varrho^{-2}$). Je kleiner man jedoch ϱ wählt, desto kleiner kann die Magnetöffnung sein um einen bestimmten Raumwinkel zu erreichen. Gleichzeitig wird die Magnetlänge L kleiner, bei sonst festgehaltenen Parametern s_1 , s_2 und n . Dies bedeutet, daß die Leistung durch das kleinere Magnetvolumen herabgesetzt wird⁺). Dabei muß darauf geachtet werden, daß die Magnetöffnung immer viel kleiner als der Krümmungsradius ϱ ist, um Abbildungsfehler zu vermeiden.

Stark fokussierender Luftspulenmagnet

Folgende Parameter wurden gewählt:

$$s_1 = 1 \text{ m}$$

$$s_2 = 7 \text{ m}$$

$$\varrho = 1 \text{ m} \quad (B_{\text{max}} = 25 \text{ k T})$$

$$n = -2$$

$$\text{Magnetlänge } L = 0,35 \text{ m}$$

$$\text{Impulsauflösungsvermögen} = 1\%, \text{ bei einer Targetgröße von } 0,7 \text{ cm}$$

⁺) Folgende Tabelle möge diese Betrachtung am einfachen Fall eines homogenen Magneten mit Luftspule veranschaulichen:

Raumwinkel immer 20 msterad, $s_1 = 1 \text{ m}$, $s_2 = 9 \text{ m}$,
Elektronenimpuls $p = 700 \text{ MeV}/c$

	Magnetvolumen	Leistung
$\varrho = 1 \text{ m}$ ($B = 23 \text{ k T}$)	$23 \times 23 \times 95 \text{ cm}^3$	$\approx 1,2 \text{ M Watt}$
$\varrho = 1,5 \text{ m}$ ($B = 17,5 \text{ k T}$)	$32 \times 32 \times 173 \text{ cm}^3$	$\approx 1,5 \text{ M Watt}$
$\varrho = 2,0 \text{ m}$ ($B = 12 \text{ k T}$)	$41 \times 41 \times 266 \text{ cm}^3$	$\approx 2,3 \text{ M Watt}$

Die Leistung wurde ohne Berücksichtigung der Korrekturspulen abgeschätzt, die rechnerisch schwer zu erfassen sind.

Über die Anwendung von supraleitenden Luftspulen lassen sich keine Angaben machen, da diese Technik für große Spulen noch nicht anwendbar ist.

Magnetöffnung = $0,065 \times 0,40 \text{ cm}^2$ ($3^\circ \times 19^\circ$)
Raumwinkel = 10 msterad
Zählerfläche = $0,02 \times 1,3 \text{ m}^2$
Leistung = 500 kW

Der Nachteil dieses Spektrometers besteht in der sehr großen Zählerlänge, die durch einen anschließenden Quadrupol ohne wesentliche Verschlechterung des Impulsaufhebungsvermögens nicht unter $0,7 \text{ m}$ in defokussierender Richtung verkleinert werden kann. Ein weiterer Nachteil neben den hohen Leistungskosten, sind die starken magnetischen Streufelder, die es kaum erlauben, einen Rückstreuwinkel von 160° zu erreichen. Die Baukosten und das Gewicht dürften kleiner sein, als die der bisher behandelten Spektrometertypen.

IV Szintillationszähler

a) Der Zähler in Strahlrichtung:

Bei der bisherigen Behandlung der Spektrometer wurde die Zählerfläche senkrecht zur Strahlrichtung angegeben. Die Ausdehnung des Zählers in Strahlrichtung (Zählerdicke) verschlechtert das Impulsaufhebungsvermögen beim behandelten geraden Quadrupol, wo der Zähler Sz nahe am Magnetende steht. (Bei den anderen behandelten Spektrometertypen ist der Zählerabstand so groß, daß die Verschlechterung vernachlässigbar ist).

Das Impulsaufhebungsvermögen wird jedoch dann praktisch nicht durch die Zählerdicke beeinflusst, wenn man dem Zähler einen rautenförmigen Querschnitt gibt, dessen Neigungen gleich den extremen Steigungen der Trajekturen gewählt sind. (z.B. beim Quadrupol im Abschnitt I beträgt diese Steigung 11°).

Diese Betrachtung gilt aber nur für ein Target, das keine Ausdehnung in Strahlrichtung besitzt. Ein Tar-

get der Dicke Δs_1 erfordert eine Zählerdicke $\Delta s_2 = Z_2$, wobei der Zusammenhang leicht aus der Abbildungsbedingung (Gl. I 4,27) berechnet werden kann.

Bei dem behandelten Beispiel des geraden Quadrupols erfordert eine Targetdicke $\Delta s_1 = 0,5$ cm eine Zählerdicke $Z_2 = 0,4$ cm, dies führt zu einer Verschlechterung des Impulsaufhebungsvermögens etwa um 0,2%, wie man aus Gl. (4,1) berechnen kann. (siehe Anhang c).

b) Anordnung des Zählers Sz senkrecht zur Strahlrichtung

Da jedem Streuwinkel ein bestimmter Impuls der elastisch gestreuten Elektronen zugeordnet ist, muß man den Zähler jeweils so schief zur Strahlrichtung stellen, daß die Impulsverschiebung durch verschiedene Fokussierungslängen s_2 berücksichtigt wird.

Dies ist nicht möglich in der fokussierenden Richtung, Für die nicht fokussierende Ebene, die senkrecht zum Streukegel der Öffnung θ steht, gilt folgende einfache Betrachtung: Werden die Elektronen mit dem Streuwinkel θ_0 und dem Impuls p_0 im Abstand s_2 fokussiert, dann kann man in linearer Näherung für einen Impuls $p_0 \pm \Delta p \rightarrow (\theta_0 \mp \Delta \theta)$ die Änderung der Fokussierungslänge Δs_2 aus der Fokussierungsbedingung (I 4,27) berechnen:

$$\Delta s_2 = \frac{\partial s_2}{\partial p} \Delta p = \quad (4,1)$$

$$= \frac{L(s_1^2 s_2^2 B^2 + 1/B^2 + s_1^2 + s_2^2) + (s_1 s_2 + 1/B^2)(s_1 + s_2)}{s_1^2 B + 1/B} \cdot \frac{B \cdot \Delta p}{2 p_0}$$

Die Impulsänderung Δp , die dem vom Spektrometer erfaßten Streuwinkel $\Delta \theta$ zugeordnet ist, erhält man aus der

⁺) Mit den Parametern des Quadrupol-Spektrometers in Abschnitt I gilt z.B. $\Delta s_2 = 2,2 \frac{\Delta p}{p}$ [m], (4,1*)

Streukinematik, wobei man annehmen kann, daß bei den verwendeten kleinen Bereichen $\Delta\theta$ ein jeweils linearer Zusammenhang besteht

Wie im Anhang behandelt, muß man wegen der kinematisch bedingten Impulsverschmierung das Impulsauflösende Vermögen je nach dem Streuwinkel θ verschieden einstellen, was durch Änderung der Zählerhöhe oder der Zählerdicke geschehen kann. Damit man nicht die Zählerhöhe bei verschiedenen Zählerdicken ändern muß, ist es zweckmäßig mehrere Zähler in Strahlrichtung zusammen zu schalten, die man vorher zur Einstellung der Messung in getrennten Impulsbereichen benutzen kann.

V Der Schwellen-Čerenkov-Zähler

Da die oben beschriebenen Spektrometer nur nach Impulsen sortieren, erhält man bei Hochenergieexperimenten ein Gemisch von Teilchen mit verschiedener Ruhemasse aber gleichem Impuls im Zähler. Wählt man die Schwelle des Č-Zählers günstig, so kann man Elektronen zählen, während z.B. π -Mesonen (mit größerer Ruhemasse) nicht registriert werden. Ein Elektronenereignis ist dann eine Koinzidenz zwischen dem Szintillations-Zähler (Sz) und dem Čerenkov-Zähler (Č). (Vergl. Abb. 1).

Zur Auslegung des Schwellen-Čerenkov-Zählers

Der Č-Zähler soll für e-p-Streuxperimente im Streuwinkelbereich $\theta \approx 75^\circ$ bis $\approx 160^\circ$ bei einer Primärelektronenenergie von 6 GeV ausgelegt werden. In Tabelle 1 werden die Daten für verschiedene Streuwinkel θ zusammengestellt.

TABELLE 1

θ	Impuls [MeV/c]	Elektronenenergie [MeV]	π -Mesonenenergie [MeV]	β_{EL} [v/c]	β [v/c]	β^{+} [v/c]	n_{μ}	n_{π}	γ_{EI}	L_{Min} [cm]
75°	1045	1045	910	1	0,995	0,991	1,005	1,009	7° 40'	11,0
100°	705	705	580	1	0,989	0,981	1,011	1,019	11°	5,5
160°	448	448	330	1	0,973	0,955	1,027	1,047	17° 15'	2,3

+) Formeln für den Zusammenhang von Impuls u. Energie und zur Bestimmung von β :

Kinematische Energie: $T = \sqrt{c^2 p^2 + (m_0 c^2)^2} - m_0 c^2 = E - m_0 c^2$

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{T + m_0 c^2}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{T + m_0 c^2}\right)^2}} = \frac{c^2 p^2}{(m_0 c^2)^2 + c^2 p^2} = \frac{pc}{E}$$

$m_0 c^2$ = Ruhemasse des Teilchens

p = Teilchenimpuls

E = Gesamtenergie

Ruhmassen: $e^{\pm} = 0,51$ MeV, $\mu^{\pm} = 106$ MeV, $\pi^{\pm} = 139$ MeV

Die Čerenkov-Lichtquanten werden mit gleicher Wahrscheinlichkeit längs ihrer Flugstrecke unter einem Winkel α radialsymmetrisch emittiert.

Die bekannte Formel lautet:

$$\cos \alpha = \frac{1}{n\beta} \quad (5,1)$$

Wie man sofort sieht, ist der Brechungsindex n für die ' π -Schwelle' eines Čerenkov-Zählers:

$$n_{\pi} = \frac{1}{\beta_{\pi}} \quad (5,2)$$

Daraus ergeben sich die optimalen Čerenkov-Winkel für Elektronen (η_{E1}) mit dem gleichen Impuls der π -Mesonen:

$$\cos \eta_{E1} = \frac{1}{n_{\pi} \beta_{E1}} \approx \beta_{\pi} \quad (5,3)$$

Die Anzahl der im sichtbaren Spektrum ($\lambda = 4000 \text{ \AA}$ bis 7000 \AA) erzeugten Photonen I_{λ} pro cm Flugstrecke erhält man aus der Gleichung ⁶⁾:

$$I_{\lambda} = \frac{2\pi}{137} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) = 500 \sin^2 \eta_{E1} \quad (5,4)$$

Nimmt man für Multiplier eine mittlere Auslöse-Wahrscheinlichkeit der Elektronen aus der Photokathode von 5% an, so erhält man aus Gleichung (5,4) für die Photoelektronenausbeute:

$$I_{E1} \approx 25 \sin^2 \eta_{E1} \quad (5,4a)$$

Möchte man eine Nachweiswahrscheinlichkeit F von 0,99

⁶⁾ J.V.Jelly, Čerenkov Radiation 1958, 22 und 112
L.Marton, Methods of experimental Physik, Vol 5A, 1961, 164 ff.
G.W.Hutchinson, Progress Nucl. Physics 8 (1960) 195

für Elektronen im Čerenkov-Zähler erreichen, so benötigt man bei idealer Apparatur (d.h. es gehen in der Apparatur keine Lichtquanten verloren) im Mittel N Photoelektronen. Wobei man N aus Gleichung (5,5) berechnet ⁷⁾:

$$F = 1 - e^{-N}, \quad (5,5)$$

Daraus ergibt sich ein $N_{\text{Min}} = 5$ für $F=0,99$. Aus den Gleichungen (5,4a) und (5,5) berechnet man die minimale Länge des Čerenkov-Radiators:

$$L_{\text{Min}} = \frac{N_{\text{Min}}}{I_{\text{El}} [\text{cm}^{-1}]} \quad (5,6)$$

Einige Daten wurden in Tabelle 1 zusammengestellt. Man sieht aus Tabelle 1, daß ein Radiator von 50 cm Länge bei 1 GeV/c-Impulsen genügt, falls man $\sim 20\%$ der erzeugten Lichtquanten auf die Photokathode des Multipliers bekommt.

Da die π -Schwellen-Brechungsindizes klein sind, bieten sich für Schwellen-Čerenkov-Zähler komprimierte Gase an, die einen kleinen, durch Druck leicht variierbaren Brechungsindex haben. Die Formel für den Brechungsindex komprimierter Gase lautet:

⁷⁾ Gleichung (5,5) gilt ohne weitere Verstärkung gut für den Multiplier RCA 6810A. Vergl. S.G.Lindenbaum and A.Pevsner, Rev.Sci.Instr. 25 (1954) 285.

$$(n-1)_{T,P} = \frac{(n-1)_{273^{\circ}, 1\text{at}}}{\rho_{273^{\circ}, 1\text{at}}} \rho_{T,P} \approx \frac{(n-1)_{273^{\circ}, 1\text{at}}}{T/273} \cdot P \quad (5,7)$$

T = absolute Temperatur

P = Druck

ρ = Dichte

In Tabelle 2 werden einige Gase aufgeführt, die für Schwellen-Zähler geeignet erschienen.

T a b e l l e 2

Gas	$(n-1) \cdot 10^6$ [$n=5890\text{\AA}$, 0°C , 760 Torr]	ρ [mg/cm^3]	$\frac{(n-1) \cdot 10^4}{\rho}$	Krit. Druck [at]	Krit. Temp. [$^{\circ}\text{C}$]
He	34,9	0,18	1,9	2,3	-268
CO ₂	448	2,0	2,2	73	31
C Cl ₂ F ₂	1000	1,41	7,1	41	111
CF ₃ Cl	750	1,12	6,7	38	29
CH ₄	442	0,72	6,1	50	32
C ₂ H ₂	598	1,2	4,98	64	36
C ₂ H ₄	730	1,26	5,8	52	9,5
C ₂ H ₆	760	1,36	5,6	50	32
C ₃ H ₆	1068	1,90	5,6	43	96
C ₄ H ₈	1100	2,00	5,8	47	110

Bei Berücksichtigung der Dampfdruckkurven (Abb. 4) erhält man in grober Näherung aus Gleichung (5,7) den Brechungsindex. Bei den Gasen in Tabelle 2 haben He, CO₂, Freon 12 und 13 den Vorteil, daß sie explosions-sicher sind. Methan bietet eine relativ große Strahlungs-länge, da das Verhältnis $\frac{n-1}{\rho}$ günstig ist.

Für den Čerenkov-Zähler zu dem Quadrupolspektrometer (Abschnitt I) ergeben sich nun folgende Abmessungen des Radiators:

Minimale Eintrittsöffnung	: 0,25 x 0,01 m
Divergente Ebene, Elektronen	: 0° bis 10°
Čerenkov-Quanten	: - 11° bis + 21°
Konvergente Ebene, Elektronen	: - 11° bis + 11°
Čerenkov-Quanten	: - 22° bis + 22°
Minimale Austrittsöffnung	: 0,35 x 0,20 m ²
Radiatorlänge	: 0,5 m

Durch geeignete Spiegelform kann man das im Radiator erzeugte Licht auf einen (mehrere) Multiplier lenken. Um falsche Koinzidenzen zwischen Čerenkov-Zähler und Szintillations-Zähler Sz auszuschalten, liegen alle Lichtaustrittsfenster ausserhalb des e, μ , π -Strahles (vgl. Abb. 1).

Um den Radiator möglichst kurz zu halten, sollte man auch den UV-Bereich ausnützen, da die C-Quantenausbeute nach Gleichung $(5,4) \frac{1}{\lambda}$ proportional ist; Für Austrittsfenster und Multiplier muss in diesem Fall Quarz verwendet werden.

VI Anhang

a) Das Impulsaufhebungsvermögen unter Berücksichtigung der Streukinematik.

Das im Bericht I behandelte Impulsaufhebungsvermögen wurde berechnet unter der Annahme, dass die Elektronen mit verschiedenen Impulsen isotrop vom Target emittiert werden. Dies trifft nicht zu für den Fall der elastischen

Elektronenstreuung, wo eine Kopplung von Streuwinkel θ und Impuls p besteht. Die Auswertung der Experimente wird einfacher, wenn man diese Impuls-Winkelkorrelation durch geeignete Anordnung der Magnetöffnung und des Zählers berücksichtigt.

Man legt die fokussierende Ebene tangential zu einem Streukegel der Oeffnung θ auf dem die Teilchen den gleichen Impuls haben. Die Impulsverschmierung Δp_θ in der Fokussierungsebene (Ablenkebene) ist dann am geringsten.

Die Impulsverschmierung senkrecht dazu kann man durch Schiefstellen des Zählers ausgleichen, da jedem Impuls p eine bestimmte Fokussierungslänge s_2 entspricht. Bei $\theta = 90^\circ$ ist in der fokussierenden Ebene die Impulsverschmierung $\Delta p_\theta = 0$. Man wählt eine schmale, hohe Magnetöffnung.

Bei $\theta = 180^\circ$ ist die Impuls-Winkelverschmierung in allen Richtungen gleich.

Unter Berücksichtigung der kegelförmigen Streugeometrie kann man bei einem (mittleren) Streuwinkel θ jedem Streuwinkelbereich $\Delta\theta_p$ einen Oeffnungswinkel $\pm Y'_1$ zuordnen, der in der Fokussierungsebene vom Spektrometer erfasst wird (siehe Figur 6).

Die Umrechnung erhält man aus der Beziehung:

$$\operatorname{tg} \varphi = Y'_1 = \sqrt{\sin^2 \theta - \cos^2 \theta \operatorname{tg}^2 (\theta - \Delta\theta_p)} \quad (6,1)$$

Für relativ kleine Streuwinkelbereiche kann man diese Gleichung vereinfachen:

$$Y'_1 = \sqrt{2 \Delta\theta_p \cdot \operatorname{tg} \theta} \quad (6,2)$$

Der Bereich $\Delta\theta_p$ aus Gl. (6,2) entspricht unter Berücksichtigung der Streukinematik einem bestimmten Δp_θ bei einem (mittleren) Winkel θ . Für eine Impulsbreite Δp_θ

kann man daher den maximalen Öffnungswinkel $2Y'_1$ für das Spektrometer berechnen und umgekehrt (siehe Figur 6).

Den Winkelbereich $\Delta\theta = 2X'_1$ senkrecht zur Fokussierungsebene legt man fest durch die Winkelverschmierung $\Delta\theta$ die man für die experimentelle Auswertung noch zulassen kann. Im Streuwinkelbereich $\Delta\theta$ der defokussierenden Ebene wird die Winkel-Impuls-Korrelation durch das Schrägstellen des Zählers (Schrägfenstereffekt) berücksichtigt. Um in der fokussierenden Ebene durch die Winkel-Impuls-Korrelation keine Zählraten zu verlieren, d.h. den effektiven Raumwinkel zu erhalten, muß man das Impulsaufhebungsvermögen $\frac{\Delta p}{p}$ um den Betrag $\frac{\Delta p_e}{p}$ verschlechtern.⁺⁾ Diese Verschlechterung erreicht man durch eine Vergrößerung der Zählerhöhe um ΔZ_2 bzw. der Zählerdicke um ΔZ_2 . Zu einem bestimmten Raumwinkel, der durch die Öffnungswinkel $2X'_1 \cdot 2Y'_1$ gegeben ist, kann man damit das erreichbare Impulsaufhebungsvermögen bei einem Streuwinkel berechnen und umgekehrt.

Diese Betrachtungen sollen nun am Beispiel des geraden Quadrupols (Abschnitt Ia) angewendet werden:

Das Impulsaufhebungsvermögen beträgt 1% ohne Berücksichtigung der Winkel-Impulskorrelation. Will man unter $\theta = 160^\circ$ messen und eine relative Impulsänderung $\frac{\Delta p_e}{p} = 1\%$ zulassen, dann erhält man für den dazugehörigen Streuwinkelbereich $\Delta\theta = 3^\circ$. Dies sieht man aus Figur 5, wo für verschiedene Primärenergien E_0 der Streuwinkelbereich $\Delta\theta_p$ für $\frac{\Delta p_e}{p} = 1\%$ in Abhängigkeit vom Winkel θ dargestellt ist.

Mit $\Delta\theta_p$ kann man aus Gl. (6,2) den maximalen Öffnungswinkel $2Y'_1$ des Spektrometers in der fokussierenden Ebene

+))

Verwendet man große Winkelbereiche $\Delta\theta$, dann muß man die Änderung des winkel- bzw. impulsabhängigen differentiellen Streuquerschnittes berücksichtigen.

berechnen. In Figur 6 ist Gl. (6,2) für verschiedene Werte von $\Delta\theta_p$ in Abhängigkeit von θ aufgetragen. Man sieht daraus, daß man einen maximalen Öffnungswinkel $2Y_1' = 22^\circ$ verwenden kann.

Für das gesamte Impulsaufhebungsvermögen erhält man 2% d.h. man muß bei $\theta = 160^\circ$ den Zähler so groß machen, daß das Impulsaufhebungsvermögen, das ohne Berücksichtigung der Winkel-Impulskorrelation 1% ist, dann 2% beträgt.

In der defokussierenden Ebene wurde ein Winkelbereich $2X_1' = \Delta\theta = 3^\circ$ angenommen⁺⁾. Damit ist durch die Öffnungswinkel der maximale Raumwinkel bei einem Impulsaufhebungsvermögen von 2% festgelegt.

b) Zur Berechnung der optimalen rechteckigen Aperturblende

Den optimalen Raumwinkel eines Spektrometers berechnet man aus der Umhüllenden der Trajektorien, welche die Polschuhe gerade berühren.

Beim geraden konventionellen Quadrupol mit hyperbolischen Polschuhen müssen die X- und Y-Komponenten der Trajektorien, welche die Strahlumhüllende bilden, an jedem Punkt des Quadrupols der Bedingung genügen:

$$x(L) y(L) = \frac{r^2}{2} \quad (6,3)$$

wobei r der halbe Polschuhabstand und L der Abstand vom Quadrupolanfang ist. wird ein rechteckiger Strahlquer-

^{+) Bei der Bestimmung der Nukleonenformfaktoren geht der Winkel θ als Funktion $\text{tg}^2 \theta/2$ ein. Die relative Impulsverschmierung $\frac{\Delta \text{tg}^2 \theta/2}{\text{tg}^2 \theta/2}$ ist in Figur 7 in Abhängigkeit von θ aufgetragen. Man sieht, daß bei $\theta = 160^\circ$ für $\Delta\theta = 3^\circ$ die relative Verschmierung bereits 20% beträgt.}

schnitt verlangt (siehe Bericht I), so müssen die 4 Extremtrajektorien die Bedingung (6,3) erfüllen.⁺)

Die Extremtrajektorien zu finden ist häufig etwas umständlich, man findet sie jedoch rasch in guter Näherung, falls man die extremen X- und Y-Komponenten als Funktion der Quadrupollänge L unabhängig voneinander sucht. In der defokussierenden Ebene hat die X-Komponente ihren größten Wert $x(L_g)$ am Quadrupolende L_g . In der fokussierenden Ebene hat die Y-Komponente dort ihren größten Wert $y(L_y)$, wo ihre Steigung im Quadrupol (L_y) gerade 0 ist. Den optimalen rechteckigen Strahlquerschnitt im konventionellen Quadrupol erhält man näherungsweise, indem man $x(L_g)$ und $y(L_y)$ in die Hyperbelgleichung einsetzt:

$$x(L_g) \cdot y(L_y) = \frac{r^2}{2}, \quad (L_g \neq L_y), \quad (6,4)$$

Die Berechnung der Extremtrajektorien aus $x(L_g)$ und $y(L_y)$ wurde im Bericht I, Seite 5 ff angegeben.

Die aus Gl. (6,4) berechnete Aperturblende ist stets kleiner als die optimale rechteckige Aperturblende.

⁺) Beispiel: Die Apertur in der fokussierenden Y-Komponente ist vorgegeben $y(L_y)$. Es soll nun die optimale X-Apertur angegeben werden. Aus $y(L_y)$ und der Steigung $y'(L_y) = 0$ berechnet man die Y-Komponente $y(L)$ der Trajektorie im Quadrupol (I 3,3). Aus Gleichung (6,3) erhält man die Bedingung für die X-Komponente:

$$x(L) \leq \frac{r^2}{2y(L)}$$

Nun sucht man z.B. graphisch diejenige Trajektorie, deren X-Komponente $x(L)$ obige Bedingung innerhalb des Quadrupols nirgends verletzt. Die optimale Apertur ist dann:

$$4 x(L)y(L) \cong 4 d_x d_y$$

c) Aenderung des Impulsauflosungsvermögens durch die Zählerdicke.

Wie in Bericht I gezeigt wurde, ist für das Impulsauflosungsvermögen entweder die Targetgrösse, oder die Zählergrösse maßgebend. Ist der Zähler kleiner als die Targetabbildung, dann verliert man an effektivem Raumwinkel ohne das Impulsauflosungsvermögen zu verbessern. Macht man den Zähler grösser, als die Targetdicke, dann verschlechtert sich das Impulsauflosungsvermögen um den Betrag $\frac{\hat{\Delta p}}{p}$, den man folgendermaßen einfach erhält: Die Zählrate als Funktion des Impulses p aufgetragen hat ein Plateau der Länge:

$$\frac{\hat{\Delta p}}{p} = \frac{\partial p}{\partial s_2} \cdot \frac{1}{p} \Delta Z_2 \quad (\text{bzw. } \frac{\hat{\Delta p}}{p} = \frac{\partial p}{\partial Y_2} \Delta Y_2) \quad (6,5)$$

für einen Zähler der um ΔZ_2 länger (bzw. um ΔY_2 höher) ist, als die Targetabbildung. $\frac{\partial p}{\partial s_2}$, bzw. $\frac{\partial p}{\partial Y_2}$ erhält man aus den Gleichungen I (4,27) und I(2,7b).

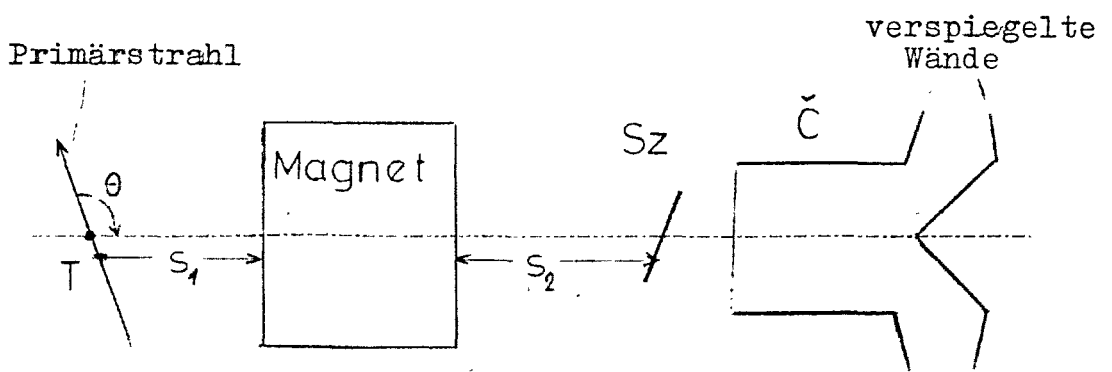
Das beste mit einer Spektrometeranordnung erreichbare Impulsauflosungsvermögen ohne Zählratenverlust erhält man mit einem Zähler gleichgross der Targetabbildung.

Bei der Berechnung des räumlichen Impulsauflosungsvermögens ist noch folgender Unterschied zu beachten: Die Teilchenemission geschieht von allen Targetpunkten aus, während es im Zähler genügt ein Teilchen an irgendeinem Zählerort nachzuweisen.

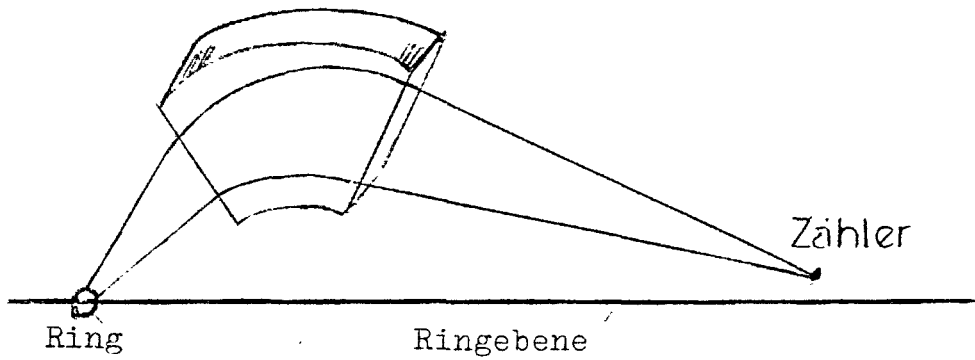
T A B E L L E 3

Spektrometertyp	s_1 [m]	s_2 [m]	L [m]	n	B_{max} [kT]	d_x [m]	Magnetöffnung d_y [m]	Target $2Y_1$ [mm]	Zählerfläche $2Y_2$ [mm]	$2X_2$ [mm]	Ω [mster]	$\Delta p/p$ %
gerader Quadrupol	1	0,9	0,5		18,0	0,1	0,4	2	2	0,25	19	1
gekrümmte Eisenmagnete												
a) stark fok. / 1/4 ^{te} stark fok.	1	7	1	-2,5	15,5	0,13	0,35	4	15	1,2	13	1
• Magnet + Quadrupol	1	7	1 0,35	-4,5	15,5 15,5	0,13	0,35	4	15	0,4	12	1,1
b) homogener Magnet	1	7	1,1	0	21,0	0,11	0,35	10	12	0,5	12	1
c) exakt doppel fok. Magnet	1	7	2,5	+0,5	18,0	0,07	0,35	13	50			1
stark fok. Luftspulenmagnet	1	7	0,35	-2	25,0	0,07	0,4	7	20	1,3	10	1

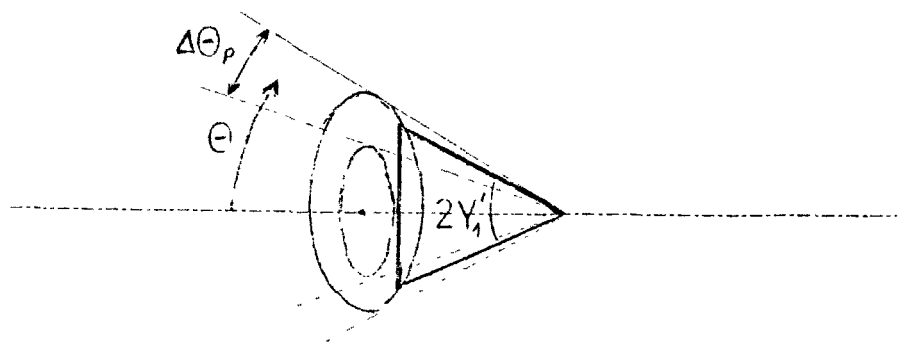
Bei sämtlichen hier aufgeführten Spektrometern wurde d_x 50 gewählt, daß ein Winkelbereich von 30 erfaßt wird.



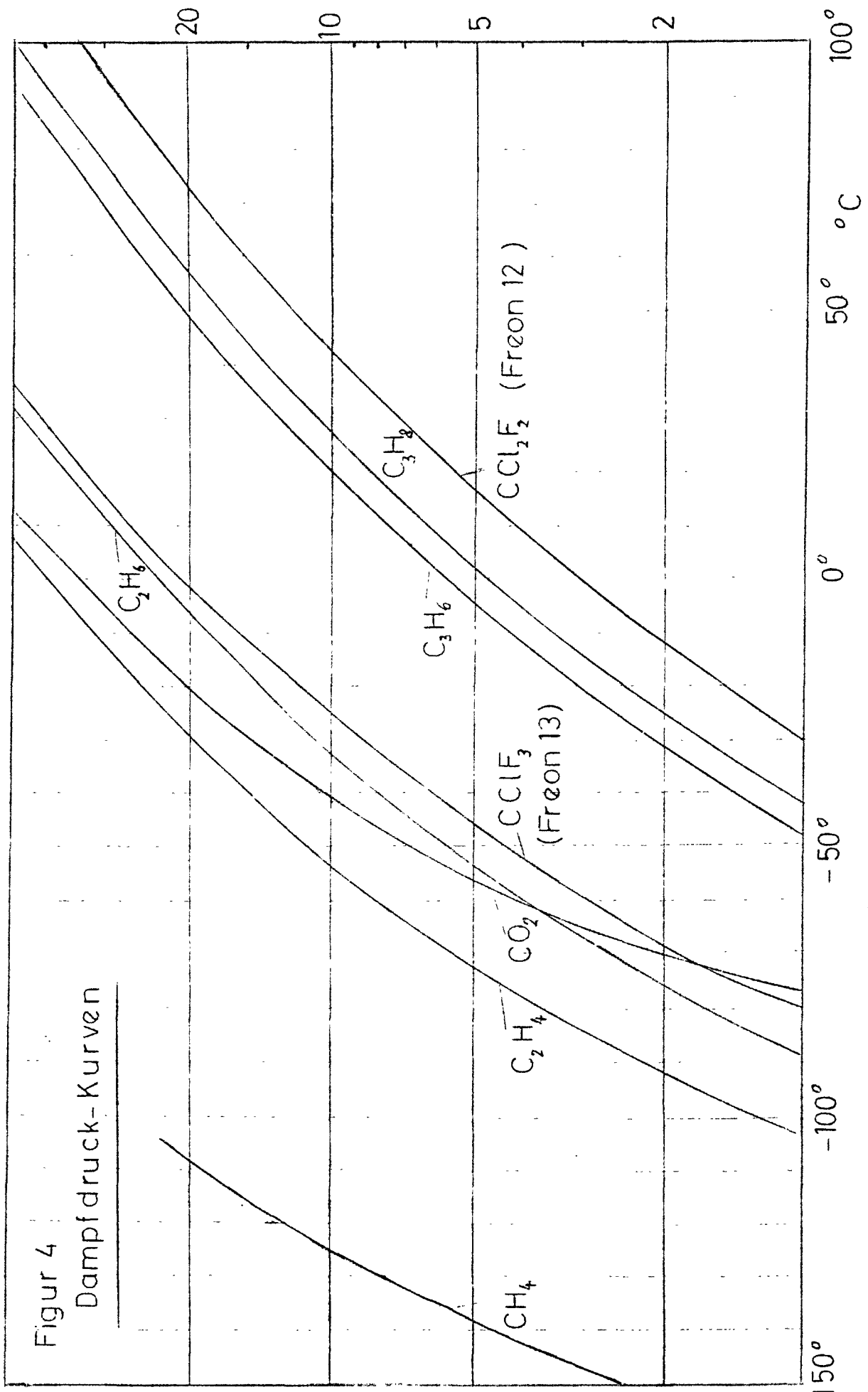
Figur 1 : Anordnung von Target T, Magnet, Szintillationszähler Sz und Čerenkov-Zähler C

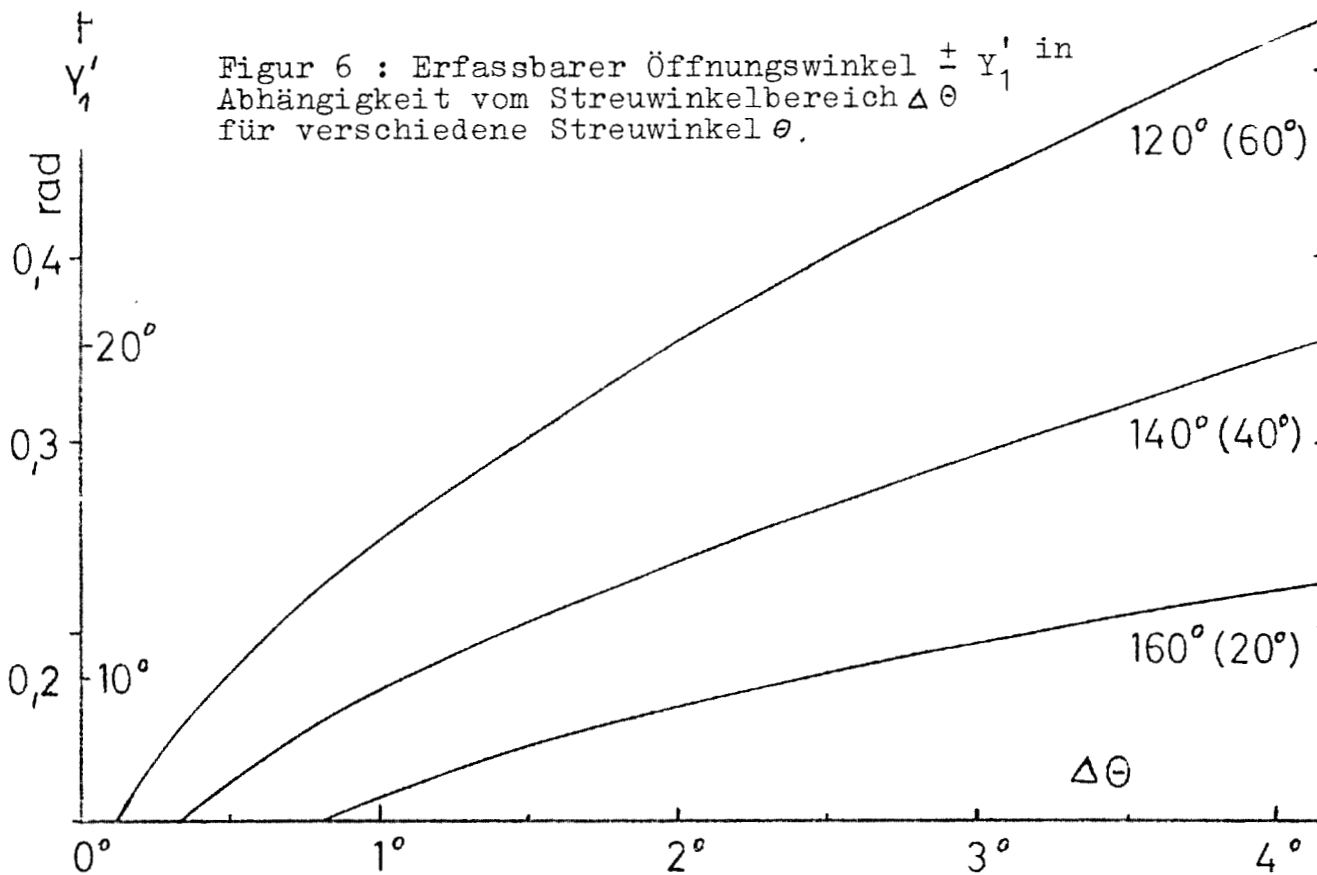
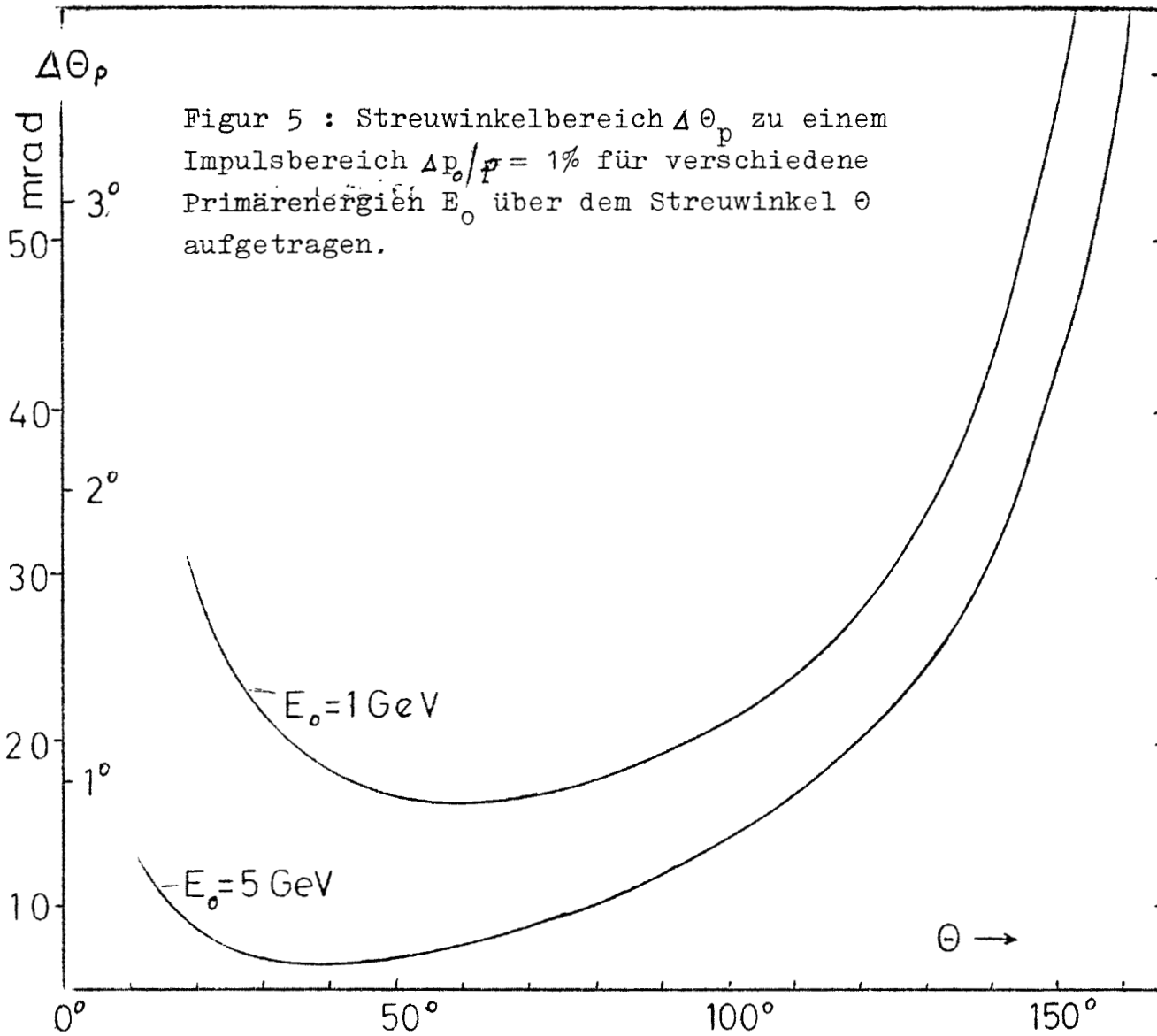


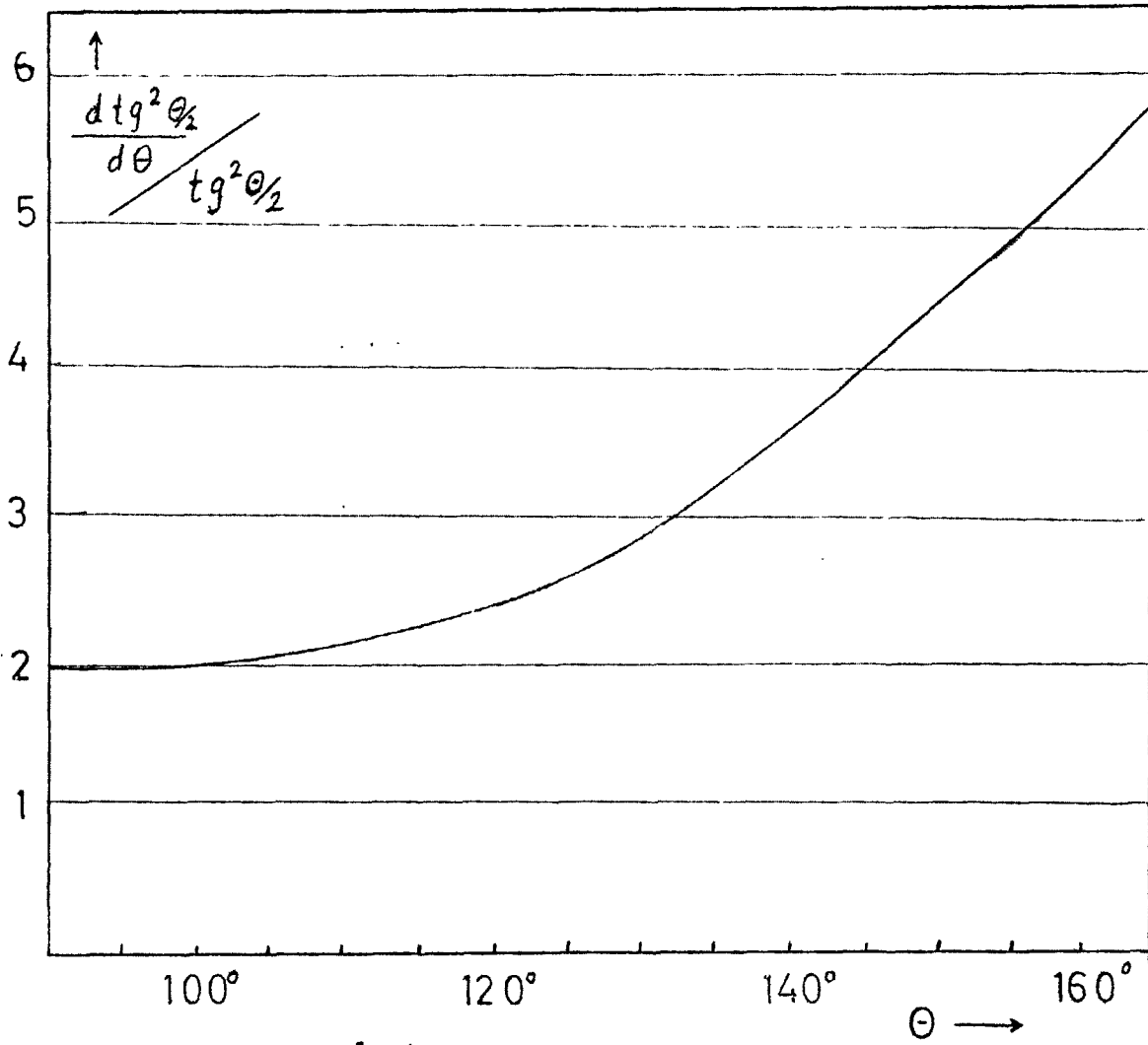
Figur 2 : Räumliche Anordnung eines Ablenkmagnetes.



Figur 3 : Zuordnung des Öffnungswinkels $2\gamma_1'$ zu einem Streuwinkelbereich $\Delta\theta_p$







Figur 7 : $\frac{d \operatorname{tg}^2 \theta/2}{d\theta} / \operatorname{tg}^2 \theta/2$ über dem Streuwinkel θ aufgetragen.