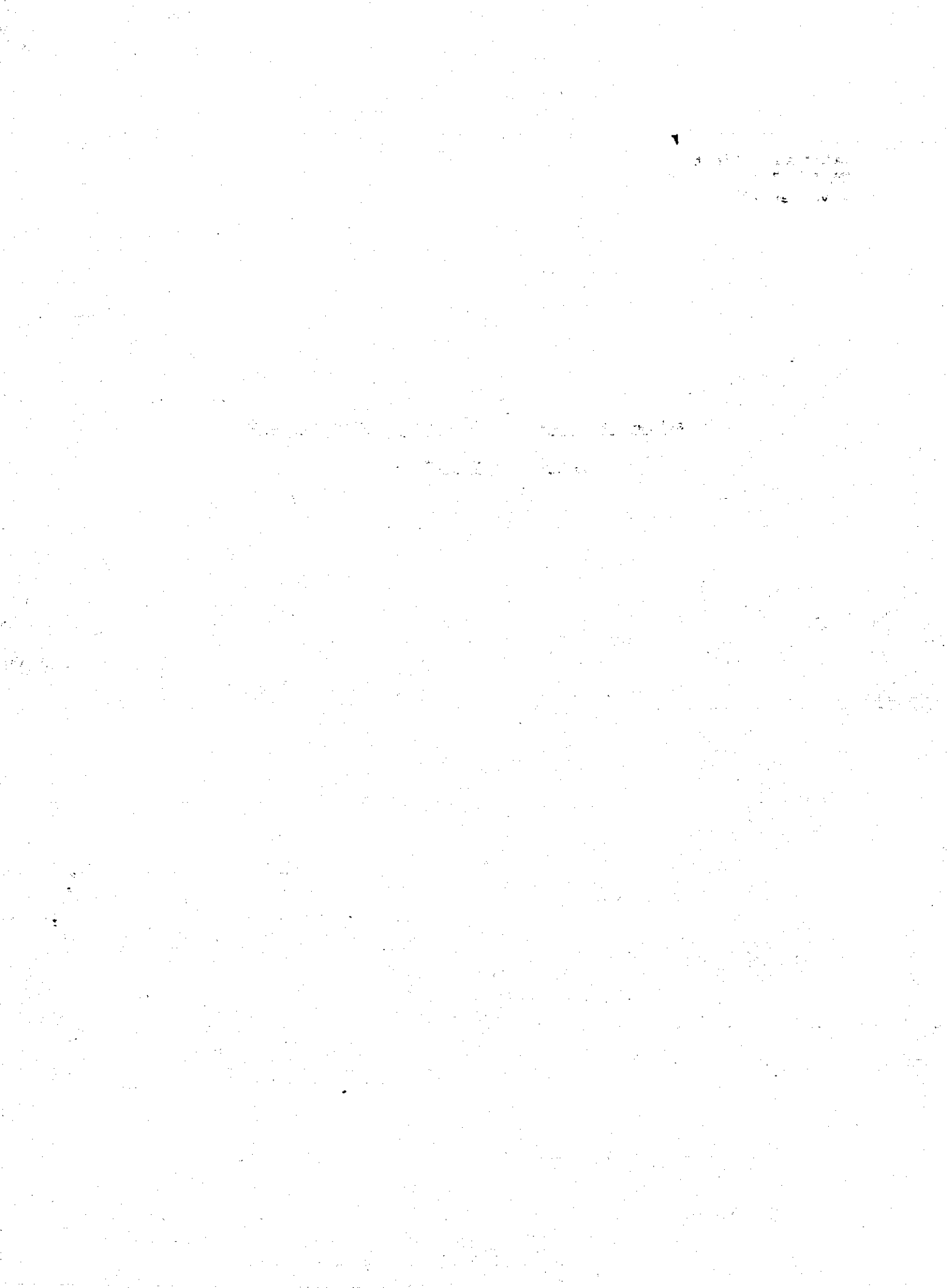


Interner Bericht
DESY F-71/1
November 1971

Vorschlag für eine Experimentieranordnung an den
DESY Speicherringen

DESY Bibliothek
29. NOV. 1971



Vorschlag für eine Experimentieranordnung an den
DESY Speicherringen

DESY, November 1971

Am Entwurf der Detektoranordnung haben mitgearbeitet:

G. Buschhorn
H. Daßkowski
G. Horlitz
H. Hultschig
P. Joos
G. Knust
G. Rogner
K. Steffen
B. Wiik
G. Wolf
S. Wolff
H. Wümpelmann

I. Einleitung

Die hohe Strahlenergie im Verein mit der hohen Luminosität des DESY-Speicherrings DORIS erlauben eine Vielzahl wichtiger Experimente zur Quantenelektrodynamik, zur starken und schwachen Wechselwirkung durchzuführen. Die vielen experimentellen Möglichkeiten mit unterschiedlichen Forderungen an die Nachweisgeräte sowie die noch weitgehend unbekannt experimentellen Probleme, wie zum Beispiel Untergrund oder die mögliche Störung der Elektronenbahnen durch das Magnetfeld des Detektors, bedingen eine möglichst flexible und ausbaufähige Detektoranordnung.

Eine Analyse der möglichen Experimente (Abschnitt II) zeigt, daß ein Detektor, der für Zweiteilchen- und Mehrteilchenprozesse geeignet sein soll, folgende Eigenschaften haben muß:

1. γ , e , μ , π , k , p sollen über den ganzen zur Verfügung stehenden Energiebereich eindeutig identifizierbar sein.
2. Für eine Reihe von Experimenten (Prüfung der QED, Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für Hadronerzeugung, Nachweis von $\gamma\gamma$ Prozessen) ist es wichtig, daß der magnetische Teil des Detektors einen möglichst großen Polarwinkelbereich, etwa $25^\circ < \theta < 155^\circ$, erfaßt. Bei der Frage ob die magnetische Analyse besser in vielen kleinen Spalten oder in wenigen großen gemacht wird ergibt sich, daß es für den Nachweis von Teilchen wie Λ , K^0 und φ vorteilhaft ist einen großen Spalt zu haben. Für Experimente mit polarisierten Strahlen soll die Anordnung Messungen in der Strahlebene und senkrecht dazu gestatten. Der vom magnetischen Teil des Detektors nicht gesehene Raumwinkelbereich muß möglichst vollständig von Zählern, Drahtfunkenkammern, Schauerzählern usw. überdeckt werden, um sämtliche erzeugten geladenen Teilchen und π^0 's bzw. γ 's nachzuweisen und ihre Erzeugungswinkel zu messen.

3. Die Erzeugungswinkel sollen auf einige mrad genau gemessen werden können. Eine hohe Impulsauflösung wird vor allem in "missing mass" Experimenten, z.B. $e^+e^- \rightarrow \pi^+X^-$, verlangt (beispielsweise muß bei 2 GeV/c Impuls der Impulsfehler kleiner als 8 MeV/c sein, wenn die Masse von X für $M_X = 1$ MeV auf 30 MeV genau gemessen werden soll). Um eine gleichbleibende Massenauflösung zu erreichen muß der Impulsfehler mit wachsender Strahlenergie E wie $1/E$ abnehmen. Andererseits ist bei festem Magnetfeld und gleicher Detektorabmessung der Impulsfehler proportional p^2 ; die Anforderungen an das Auflösungsvermögen steigen also wie E^3 mit der Strahlenergie. Es ist deshalb für eine optimale Ausnutzung des Detektors zweckmäßig, die Magnetöffnung variabel zu halten: bei kleinen Strahlenergien, wo mittlere Feldstärken ausreichen, soll die Öffnung groß (große ϕ Akzeptanz), bei hohen Energien klein gewählt werden können.

Die vorgeschlagene Detektoranordnung (Abschnitt III) erfüllt weitgehend diese Forderungen. Der Detektor (S.Abb.1-4) besteht

- a) aus zwei homogenen Ablenkmagneten zur Impulsmessung in der Waagerechten mit einem erfaßten Raumwinkel, der je nach Pol-schuhabstand und Abstand von der Strahlachse 0.7-2.8 sr beträgt. Durch Einbau von zwei weiteren Spulenpaaren können Impulse auch in der Senkrechten gemessen werden. Die Möglichkeit in zwei senkrecht aufeinander stehenden Ebenen Messungen durchzuführen ist vor allem bei polarisierten Strahlen unerlässlich. Außerdem wird im allgemeinen der Raumwinkel um einen Faktor 2 erhöht bei gleichbleibender Feldlänge je Spalt.
- b) einem nichtmagnetischen Teil, der den restlichen Raumwinkel fast vollständig umschließt.

Magnetischer Detektor : Die Magnete sind in der Waagerechten asymmetrisch zur Strahlachse angeordnet. Die Teilchenbahnen werden vor dem Magneten (dh. strahlseitig) mit Proportionalkammern hinter dem Magneten mit Drahtfunkenkammern gemessen und daraus Impuls und Winkel bestimmt. Schauer- und Reichweitezähler zusammen mit einer Flugzeitmessung gestatten die Unterscheidung aller Teilchen bis zu 1.7 GeV/c Impuls. Für höhere Impulse müssen zur π/k -Trennung Schwellen-Cerenkovzähler eingesetzt werden.

Die Hauptmerkmale des Magnetischen Detektors sind:

Raumwinkel $\Delta\Omega = 0.7 - 2.9$ sr

Polarwinkelbereich max $31^\circ \leq \theta < 149^\circ$ *

$\int B dl = 26$ kGm bei $\Delta\Omega \leq 1.7$ sr $\Delta p = 5$ MeV/c bei 2 GeV/c

22 kGm 2.1 sr 6 MeV/c

15 kGm 3.0 sr 9 MeV/c

Das Feld des in Abb. 1, 2 gezeigten Aufbaus ist näherungsweise ein Quadrupolfeld (Oktupolfeld) bei Betrieb des waagrechten (und senkrechten) Spalts und verschwindet in Strahlnähe. Die Spiegelplatten sorgen dafür, daß das Feld auch in einer weiteren Umgebung um die Strahlen stark unterdrückt und eine Beeinflussung der Strahlen durch die Magnete vermieden wird.

Der einfache Feldverlauf ermöglicht eine schnelle Berechnung der Teilchenimpulse, so daß die Daten zum Teil sofort (on line) ausgewertet werden können. Das ist wichtig, um die Meßanordnung ständig zu überwachen.

Der nichtmagnetische Detektor aus Szintillationszählern, Proportionalkammern und Schauerkammern überdeckt einen Raumwinkel von 10 srad. Er mißt die Flugrichtung der von den Magneten nicht erfaßten Teilchen und kann γ , e und Hadronen voneinander unterscheiden.

Der magnetische Detektor kann in der senkrechten Mittelebene getrennt werden. Die Hälften stehen auf zwei getrennt fahrbaren Plattformen. Auf diese Weise wird ein rascher Zugang zu den Einzelteilen der Apparatur erreicht ohne, daß z.B. Drahtkammern ausgebaut und nach dem Einbau wieder neu justiert werden müssen. Die beiden Hälften der Anordnung können damit so weit auseinandergefahren werden, daß bei abgeschirmtem Strahlrohr der Speicherringbetrieb fortgesetzt und gleichzeitig an der Apparatur gearbeitet werden kann.

Die hier vorgeschlagene Experimentieranordnung besitzt somit große Flexibilität und kann leicht auf die besonderen Erfordernisse verschiedener Experimente abgestimmt werden.

Eine Kostenabschätzung und ein Zeitplan für den Aufbau des Detektors werden in Abschnitt IV gegeben.

* Durch Verschiebung des Wechselwirkungspunktes um ± 1 m können Polarwinkel in dem Bereich von $24^\circ < \theta < 156^\circ$ gemessen werden.

II. e^+e^- Speicherringphysik und Anforderungen an den Detektor

Ein Blick in die Literatur über e^+e^- Speicherringprozesse zeigt, daß es bei hohen Energien (Strahlenergie $E \geq 1$ GeV) eine Vielzahl von Reaktionen gibt, die mit dem DESY Speicherring DORIS mit Ereignisraten von 1 bis 10^4 /Stunde beobachtet werden können (siehe z.B. Ref.1). Der Nachweis dieser Prozesse stellt unterschiedliche Anforderungen an den Detektor hinsichtlich Teilchentrennung, Winkel- und Impulsauflösung, beobachtbarer Winkelbereich u.ä. In diesem Abschnitt gehen wir durch den Katalog möglicher Prozesse und stellen die Eigenschaften zusammen, die der Detektor für einen optimalen Nachweis besitzen soll.

Die Wirkungsquerschnitte der Mehrzahl der e^+e^- Reaktionen fallen in dem DORIS zugänglichen Energiebereich wie $\sim 1/E^2$ (oder schneller) ab. Ein gegebener Prozess wird nur in dem Energiebereich als bestimmend für die Auslegung des Detektors angesehen, in dem mit DORIS-Luminositäten mehr als 10 Ereignisse/Stunde zu erwarten sind (d.h. mehr als ein Ereignis/Std im magnetischen Teil des Detektors).

Angaben über Größe und Winkelverhalten der Wirkungsquerschnitte und die Zitate der Originalarbeiten sind z.B. in Ref. 1 zu finden.

1. QED Experimente

Diese Klasse von Experimenten befaßt sich mit der Gültigkeit der QED für raum- und zeitartige Impulsüberträge und mit der Universalität. Untersucht werden können die folgenden Reaktionen:


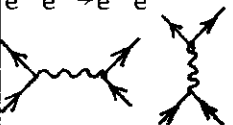

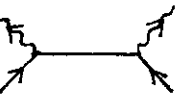
$$e^- e^- \rightarrow e^- e^- \quad \text{Møllerstreuung} \quad (1)$$

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \quad \text{Bhabhastreuung} \quad (2)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (3)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma \quad (4)$$

Tabelle I Parameter der QED Experimente. Die Zählraten wurden für eine Luminosität von $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und für einen erfaßten Streuwinkelbereich von $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$, $-10^\circ \leq \phi \leq 10^\circ$ abgeschätzt (nach Ref.1).

Reaktion	E_{Strahl}	Optimaler Streuwinkel θ	$ q^2 $ (GeV ²)	Ereignisse/ Stunde	Untere Grenze für Λ (95% CL) bei $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} =$		bisherige untere Grenze für Λ (95 % CL)
					5 %	2 %	
$e^- e^- \rightarrow e^- e^-$ 	1 GeV 3 GeV	90°	2 18	$5 \cdot 10^4$ $6 \cdot 10^3$	5 GeV 15 GeV	8 GeV 24 GeV	$\Lambda > 2.4 \text{ GeV}$ Princeton - Stanford bei $E = 0.55 \text{ GeV}$
$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-^*$ 	1 GeV 3 GeV	90° (Phase) und 180° ($q^2 > 0$)	4 36	150 20	4.5 GeV 13 GeV	7 GeV 20 GeV	
$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 	1 GeV 3 GeV		4 36	400 40	9 GeV 26 GeV	14 GeV 41 GeV	$\Lambda > 3 \text{ GeV}$ Frascati bei $E = 0.9 \text{ GeV}$
$\nu_e e^- \rightarrow \gamma \nu_e$ 	1 GeV 3 GeV		2 18	2600 300	2.5 GeV 8 GeV	3.5 GeV 11 GeV	$\Lambda > 2.1 \text{ GeV}$ Frascati bei $E = 0.9 \text{ GeV}$

* Für die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ wurde anders verfahren. Es wurde vorausgesetzt, daß
 1. der raumartige Beitrag durch Messung der Møllerstreuung bekannt ist, 2. der Gesamt-Wirkungsquerschnitt für $130^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ auf 5 bzw. 2 % genau gemessen wurde. Die Angaben für Λ beziehen sich auf den zeitartigen Beitrag.

Neben diesen klassischen vier QED Reaktionen kann auch Elektron-Comptonstreuung für zeitartige Elektronpropagatoren in der folgenden Reaktion

$$ee \rightarrow ee\gamma$$

untersucht werden. Die entsprechenden Diagramme sind:



Die Signatur der Reaktion ist ein vorwärtsgehendes Elektron zusammen mit einem unter großem Winkel ausgesandten Elektron und Photon. Abweichungen von der QED werden durch Abschneideparameter Λ gemessen:

$$\sigma_{\text{exp}} = \sigma_{\text{QED}} (1 + |q^2|/\Lambda^2)^{-2} *$$

In Tabelle I sind Ereignisraten und die bei gegebener Meßgenauigkeit zu erwartenden unteren Grenzen für Λ zusammengestellt. Zum Vergleich sind die bisher gemessenen Λ Werte ebenfalls angegeben. Mit einer auf 2 % genauen Messung der Wirkungsquerschnitte bei $E = 3$ GeV können die gegenwärtig bekannten unteren Grenzen für Λ um mehr als eine Größenordnung verbessert werden.

Die QED Experimente erfordern;

1. den Betrieb des Speicherrings mit e^+e^- und e^-e^- Strahlen;
2. einen auf etwa 1 % genauen Luminositätsmonitor;
3. einen Schauerdetektor zum Nachweis von Elektronen und Photonen;
4. einen Absorber (z.B. Eisen) zum μ Nachweis;

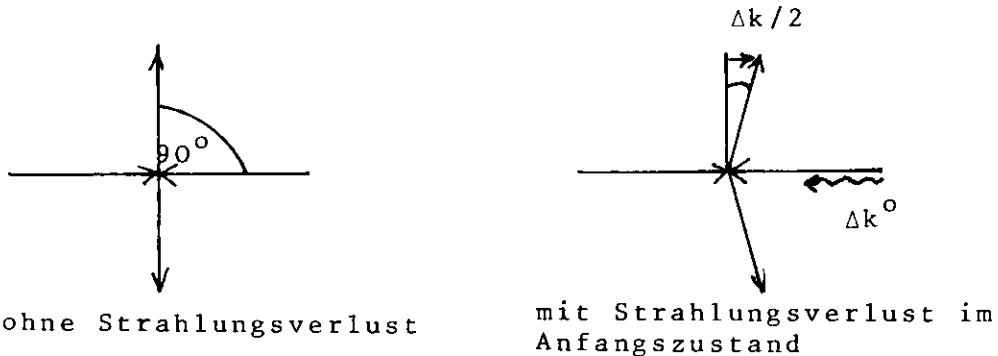
* Dies ist die Form für den Fall, daß ein Feynmandiagramm beiträgt.

5. daß unter sehr großen Winkeln gemessen werden kann, um den zeitartigen Beitrag zur Bhabhastreuung abzutrennen (bei $\theta = 155^\circ$ z.B. beträgt der Anteil des zeitartigen Diagramms am Gesamtwirkungsquerschnitt noch 40 % und fällt zu kleineren Winkeln hin rasch ab);
6. eine gute Winkel- und Impulsauflösung:

Winkel können mit Draht- oder Proportionalkammern auf 2 mrad genau gemessen werden. Damit die Impulsauflösung der Winkelgenauigkeit ungefähr entspricht, muß

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ sein.}$$

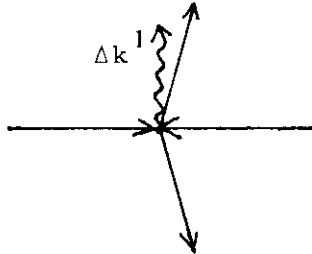
Wir betrachten dazu ee Streuung unter $\theta = 90^\circ$ unter Berücksichtigung von Strahlungsverlusten*.



Wird im Anfangszustand ein Photon der Energie Δk° abgestrahlt, dann sind die auslaufenden Elektronen nicht mehr kollinear; die Winkelabweichung ist von der Größe $\Delta\theta = \frac{\Delta k^\circ}{2E}$ (E Strahlenergie). Durch Messung der Winkel auf 2 mrad genau kann Δk° auf $\sim 2 \cdot 10^{-3} E$

* Die Größe der Abstrahlungsverluste im Anfangs- bzw. Endzustand kann nach Schulz² abgeschätzt werden. Bei Strahlenergien im GeV-Bereich ist die Energieverteilung des einlaufenden e^\pm etwa folgendermaßen: 70 % der e^\pm haben weniger als $10^{-3} E$ an Energie abgestrahlt (der mittlere Energieverlust beträgt $0.05 \cdot 10^{-3} E$); die restlichen 30 % haben mehr als $10^{-3} E$ abgestrahlt, mit einem mittleren Energiezustand von $0.15 E$. Entsprechendes gilt für die Strahlungsverluste von Elektronen im Endzustand.

genau gemessen werden* . Die Abstrahlung eines Photons der Energie $\Delta k'$ im Endzustand führt zu einem Impulsunterschied Δp der beiden auslaufenden Teilchen, von $\Delta p = \Delta k'$



Um $\Delta k'$ mit derselben Genauigkeit wie Δk^0 zu bestimmen, müssen die auslaufenden Impulse auf $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ genau gemessen werden. Damit ist dann auch die Gesamtenergie beim Stoß auf $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ genau bekannt.

2. Hadronerzeugung über Einphotonenaustausch

Für eine ausführliche Diskussion der Physik der Hadronerzeugung in e^+e^- Reaktionen wird auf Ref. 1 verwiesen.

Die Messung der Hadronerzeugung über Einphotonenaustausch

$$e^+e^- \rightarrow H$$

führt zur Bestimmung von Photon-Hadronkopplungskonstanten und deren Formfaktoren (aus dem q^2 Verhalten, $q^2 = 4E^2$). Sie ist besonders geeignet für die Suche nach weiteren $S = 0$ Vektormesonen. Die Beobachtung von inklusiven Reaktionen,

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow p + x && , \text{ x ein beliebiges Hadronsystem} \\ &k + x \\ &\vdots \end{aligned}$$

erlaubt die im Bereich der tief inelastischen ep Streuung durchgeführten Untersuchungen zur Skaleninvarianz im zeitartigen Bereich fortzusetzen.

* zwei Anmerkungen: 1. Faktoren von der Größe $\sqrt{2}$ bzw. 2 werden vernachlässigt. 2. Die Winkeldivergenz der Strahlen im Wechselwirkungspunkt ist hier nicht berücksichtigt. Sie beträgt normalerweise ± 5 mrad in horizontaler und ± 2 mrad in vertikaler Richtung. Sie kann - unter Herabsetzung der Luminosität - verkleinert werden.

Um Hadronerzeugung zu messen ist es offensichtlich nötig, a) den elektromagnetischen Untergrund durch Schauerkammern (e) und Absorber (μ) abzutrennen und b) π^\pm, k^\pm und p, \bar{p} positiv durch Flugzeitmessungen und Cerenkovzähler zu identifizieren. Neben dieser allgemeinen Forderung werden weitere je nach Reaktion unterschiedliche Bedingungen an die Eigenschaften des Detektors gestellt. Es ist vorteilhaft dabei Zweiteilchenreaktionen, Quasi-zweiteilchenreaktionen und Vielteilchenprozesse zu unterscheiden.

a) Zweiteilchenreaktionen, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-, k^+k^-, p\bar{p}$

Tabelle II zeigt die zu erwartenden Zählraten für verschiedene Zweiteilchenprozesse.

Tabelle II Anzahl der Ereignisse/Std für verschiedene Zweiteilchenreaktionen für $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, $45^\circ < \theta < 135^\circ$, $\Delta\phi = 0.5 \text{ rad}$.

Reaktion	E=0.75 GeV	E=1 GeV	E=1.2 GeV	E=1.5 GeV	E=2 GeV
$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ (a)	400	40	10	3	0.5
$\rightarrow k^+k^-$ (a)	100	15	4	1	0.2
$\rightarrow p\bar{p}$ (b)	-	25	4	1	0.03
$\rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$ (b)	-	-	2	0.5	0.02
$\rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ (b)	-	-	0.3	0.05	-

(a) Aus Ref. 3; mit VDM Formfaktor

(b) mit Dipolformfaktor

Die Trennung der ersten drei Reaktionen geschieht mit Hilfe der Impulsbilanz. Dazu müssen die Impulse bei 2 GeV auf besser als $\pm 1\%$ gemessen werden. Eine Winkelauflösung von 5 mrad erscheint ausreichend.

Außerdem muß die Impulsauflösung ausreichen um die Erzeugung eines weiteren π^0 zu erkennen; das bedeutet $\Delta p \leq \frac{1}{4} m_{\pi^0}$ oder $\frac{\Delta p}{p} < 1\%$ bei $E = 3.5 \text{ GeV}$ (maximale Energie der ersten Ausbaustufe von DORIS).

b) Quasi-Zweiteilchenreaktionen, $e^+e^- \rightarrow \pi\rho, \pi\omega, \pi B \dots$

Theoretische Abschätzungen lassen erwarten, daß im GeV Bereich ein erheblicher Teil der Hadronerzeugung über Quasizweiteilchenreaktionen abläuft. Die zu erwartenden Zählraten sind so groß, daß selbst bei $E = 3$ GeV detaillierte Untersuchungen dieser Reaktionen möglich sind. In Tabelle III sind einige Beispiele für solche Reaktionen zusammengestellt.

Tabelle III Anzahl der Ereignisse/Std für einige Quasi-Zweiteilchen-Reaktionen für
 $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ bei $E \leq 2 \text{ GeV}$, $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ bei $E > 2 \text{ GeV}$ und $45^\circ < \theta < 135^\circ$, $\Delta\phi = 0.5 \text{ rad}$.

Reaktion	E=1 GeV	E=1.5 GeV	E=2 GeV	E=3 GeV
$e^+e^- \rightarrow \pi^\pm \rho^\mp$	200	30	10	0.2
$k^\pm k^{*\mp} (890)$	40	5	2	0.04
$\pi^\pm B^\pm$	200	60	30	1
$\pi^\pm A_2^\mp$	200	2000	1000	50
$k^\pm k^{*\mp} (1400)$	-	100	50	3
$\phi \eta$	600	200	100	3
$\pi^0 \omega$	800	120	40	1
$\rho^+ \rho^-$	3000	1500	1000	70

Es überwiegen dabei Reaktionen bei denen Mesonen mit hohem Spin erzeugt werden, da die Spinfaktoren die Unterdrückung des Wirkungsquerschnitts durch Formfaktoren wettmachen und sogar zu einem mit E zunächst anwachsenden Wirkungsquerschnitt führen können. Es ist daher zu erwarten, daß bei hohen Energien gerade Mesonen mit hohem Spin beobachtet werden können (z.B. $\pi(1700)$, S,). Eine Abschätzung zeigt, daß der Beitrag eines einzelnen Resonanzkanals zum Gesamtwirkungsquerschnitt in der Größenordnung $10^{-2} - 10^{-1}$

liegt, und zwar in dem beim DORIS zur Verfügung stehenden Massenbereich (5 GeV) relativ unabhängig von der Resonanzmasse sein. Die Beobachtung von Mesonen mit solch hohen Massen an Hadronbeschleunigern ist sehr viel schwieriger. Um eine Masse von 5 GeV zu erzeugen muß aus kinematischen Gründen die Einschußenergie mindestens 20 GeV sein. Aus dynamischen Gründen (Erzeugung bei kleinen Impulsüberträgen) wird die Energie noch viel größer sein müssen. Da die Erzeugungsquerschnitte im allgemeinen wie $1 \text{ mb}/P_{\text{Lab}}(\text{GeV})$ oder $1 \text{ mb}/P_{\text{Lab}}^2(\text{GeV}^2)$ abfallen, während der Gesamtquerschnitt konstant bleibt, wird das Verhältnis von Signal zu Untergrund bei hohen Massen sehr ungünstig im Gegensatz zur Erzeugung über e^+e^- Streuung. Die Mesonspektroskopie wird deshalb ein wichtiges Arbeitsgebiet für e^+e^- Speicherringe bei hohen Energien sein.

Diese Mesonen können in "Missing Mass" Experimenten vom Typ

$$e^+e^- \rightarrow aX$$

nachgewiesen werden. Hier wird aus der Messung des 4er Impulsvektors von a die Masse von X bestimmt. Diese Methode hat den Vorteil, daß man X nicht aus einem komplizierten Zerfall, z.B. mit mehreren π^0 's als Zerfallsteilchen rekonstruieren muß. Abb.5 zeigt wie das Impulsspektrum von geladenen π 's für $E = 2 \text{ GeV}$ ungefähr aussehen wird. Es wurde angenommen, daß der gesamte hadronische Wirkungsquerschnitt $\sim 10 \text{ nb}$ ist. Fehler in der Impulsmessung sind nicht berücksichtigt.

Zwei Forderungen an den Detektor lassen sich unmittelbar an diesem Beispiel ablesen:

- i) Nachweis der vollständigen Topologie des Ereignisses;
- ii) Hohe Impulsauflösung.

Zu i): Es ist außerordentlich wichtig, daß die Gesamtzahl der für ein betreffendes Ereignis erzeugten geladenen Teilchen bestimmt und aus der Information von Schauerzählern festgestellt werden kann, ob π^0 's erzeugt worden sind. Das ist in Abb. 6 illustriert: Abb. 6 zeigt den aus Abb. 5 vergrößerten πA_2 , πB Bereich. Die πB Ereignisse gehen im π Impulsspektrum in der πA_2 Erzeugung völlig unter (Abb.6a). Durch Einschränkung auf Ereignisse mit 4 Geladenen + 1 oder mehreren γ 's wird die πA_2 Erzeugung ausgeschlossen und die πB Ereignisse (Abb.6b) bleiben übrig.

Es ist also wichtig, daß der nicht vom magnetischen Detektor überstrichene Bereich möglichst vollständig von Zählern (Szintillationszählern, Drahtfunkenkammern u.ä.) und Schauer-kammern erfaßt wird.

Zu ii): Wird für die Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow a + X$$

bei Strahlenergie E der Impuls p von a mit einem Fehler Δp gemessen dann ist der Fehler ΔM in der Bestimmung der Masse M von X:

$$\Delta M = \frac{2E}{M} \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \Delta p \approx \frac{2E}{M} \Delta p \quad \text{für } p \gg m \quad (m = \text{Masse von } a)$$

Die Erfahrung mit der Auswertung von Vielteilchenprozessen in Blaskammerexperimenten zeigt, daß für die Abtrennung von Quasi-Zweiteilchenreaktionen mit breiten Resonanzen (ρ , A_2 , ...) ΔM nicht größer als 30 MeV sein sollte. In Abb. 7 ist die für $\Delta M = 30$ MeV erforderliche Impulsmeßgenauigkeit in Abhängigkeit von M für verschiedene Strahlenergien aufgetragen. Man liest daraus ab, daß z.B. bei $M = 1$ GeV und $E = 2$ GeV ($E = 3$ GeV) der Impuls auf 0.4 % (0.15%) genau gemessen werden muß, dh. $\Delta p < 8$ MeV/c (4 MeV/c).

Die Messung der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte wird den q^2 Verlauf der $\gamma a X$ Formfaktoren liefern. Es interessiert z.B. die Frage, ob die Formfaktoren für alle Mitglieder X eines SU_3 Multipletts bei hohen q^2 asymptotisch gleich sind, dh. ob massenbrechende Effekte mit wachsendem q^2 verschwinden. Die erreichbare Grenze im q^2 hängt kritisch von der Impulsauflösung ab (siehe oben): eine gute Impulsauflösung erlaubt den Formfaktor einer Resonanz über einen großen q^2 Bereich zu verfolgen.

c) Vielteilchenprozesse, inklusive Reaktionen, Prüfung auf Skaleninvarianz

Ähnlich wie die inelastische ep Streuung,

$$e + p \rightarrow e' + H \quad (H = \text{Hadronsystem})$$

wird auch die e^+e^- Vernichtung in Proton + Hadronen,

$$e^+e^- \rightarrow p + H$$

durch zwei Strukturfunktionen W_1, W_2 beschrieben, die im allgemeinen von $\nu = \frac{2EE_p}{m_p}$ (m_p, E_p Protonmasse und -energie) und $q^2 = 4E^2$ abhängen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist von der Form

$$\frac{d\sigma}{dE_p d\cos\theta} \sim W_1 + \frac{\nu}{2q^2} \left(1 - \frac{q^2}{\nu^2}\right) \nu W_2 \sin^2\theta$$

wobei θ der Photonwinkel bezgl. der Strahlachse ist.

Es wird vermutet, daß, wie im tief inelastischen Bereich der ep Streuung, auch für $e^+e^- \rightarrow p + H$ in der Bjorkengrenze Skaleninvariant gilt. Dies bedeutet, daß für große Massen W ($W \geq 2 \text{ GeV}$) des Hadronsystems H und große q^2 die Strukturfunktionen W_1, W_2 nur Funktionen einer Veränderlichen $\omega = -\frac{2m_p \nu}{q^2} = -\frac{E_p}{E}$ sind. Zur Prüfung der Skaleninvarianz muß das Proton (bzw. Antiproton-) Impulsspektrum bei verschiedenen Strahlenergien gemessen werden. Der in einem Bereich $\Delta\omega$ zu erwartende Wirkungsquerschnitt ist nach Drell, Levy, Yan⁴ von der Größenordnung

$$\Delta\sigma \approx 10^{-2} \Delta\omega \frac{4\pi\alpha^2}{q^2} = 2.6 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2 \frac{\Delta\omega}{q^2} \quad (q^2 \text{ in GeV}^2).$$

In Tabelle IV sind für mehrere Strahlenergien die in einem bestimmten $\Delta\omega$ Bereich zu erwartenden Zählraten angegeben.

Tabelle IV Zählratenschätzung für $e^+e^- \rightarrow p(\bar{p}) + H$ für
 $0.7 < -\omega < 0.9$, bei $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ für $E \leq 2 \text{ GeV}$;
 $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ für $E > 2 \text{ GeV}$ und $\Delta\Omega = 2 \text{ srad}$.

E (GeV)	q^2 (GeV ²)	W Bereich (in GeV)	Ereignisse/Stunde
1.5	9	1.35 - 1.9	100
2	16	1.6 - 2.4	40
3	36	2.1 - 3.5	2

Ähnliche Überlegungen gelten z.B. für

$$e^+e^- \rightarrow K + H$$

$$\Lambda + H$$

.....

Die Forderungen an den Detektor sind

- i) positiver Nachweis von Kaonen, Protonen bzw. Antiprotonen;
- ii) für die Messung im Resonanzbereich ($W < 2 \text{ GeV}$) eine Impuls-
genauigkeit von $\Delta p < 5 \text{ MeV}/c$ für E oberhalb 2 GeV .
- iii) Messung bei $\Theta = 90^\circ$ und nahe 0° bzw. 180° , um die Beiträge
von W_1, W_2 abzutrennen. (Wegen des $\sin^2\Theta$ Faktors fällt z.B.
der W_2 Beitrag von $\Theta = 45^\circ$ nach $\Theta = 30^\circ$ um einen Faktor 2
ab.)
- iv) Beobachtung aller Teilchen, in die H zerfällt, um den End-
zustand genauer zu bestimmen.

d) Messung von $\sigma_{e^+e^-}^{\text{tot}} \rightarrow \text{Hadronen}$

Für eine Messung des Gesamtwirkungsquerschnittes für Hadron-
erzeugung müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

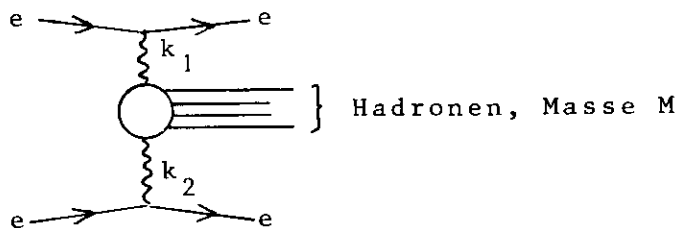
- i) Abtrennung von elektromagnetischen Prozessen mittels Schau-
erkammern (e, γ) und Absorber (μ);

- ii) Erfassung des gesamten Winkelbereichs ($0^\circ < \theta < 180^\circ$, $0 < \phi < 2\pi$).
- iii) eine Vergleichsmessung mit e^-e^- Streuung, um Hadronerzeugung über $\gamma\gamma$ Streuung (siehe unten) abzutrennen.

Die Forderung ii) läßt sich nur zum Teil erfüllen, da das Gebiet um die Strahlen ($\theta \approx 0^\circ, 180^\circ$) nicht zugänglich ist. Ein Bereich von $25^\circ < \theta < 155^\circ$ entspricht $|\cos\theta| \leq 0.9$; die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts von $|\cos\theta| \leq 0.9$ nach $|\cos\theta| = 1$ sollte mit ausreichender Genauigkeit möglich sein. Wird dagegen nur der Bereich $45^\circ < \theta < 135^\circ$, dh. $|\cos\theta| \leq 0.7$, erfaßt, dann erscheint die Extrapolation fragwürdig.

3. $\gamma\gamma$ Prozesse

Elektron-Elektron (bzw. e^+e^-) Speicherringe bieten die Möglichkeit eine neue Klasse von Reaktionen zu untersuchen, nämlich Hadronerzeugung durch $\gamma\gamma$ Streuung. Der Prozeß wird durch nachstehendes Diagramm veranschaulicht:



Eines der einlaufenden Elektronen strahlt ein hartes, fast reelles ($k_1^2 \approx 0$) Photon ab, das dann an dem (virtuellen) Bremsstrahlungsspektrum des anderen Elektrons gestreut wird.

Eine Besonderheit der $\gamma\gamma$ Streuung ist, daß die möglichen Quantenzahlen des erzeugten Hadronsystems stark eingeschränkt sind. So können Drehimpuls, Parität und Isospin des über

$$\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

erzeugten $\pi^+\pi^-$ Systems nur die Werte $J^P = 0^+, 2^+, 4^+ \dots$, $T = 0, 2$ annehmen. Es kann deshalb z.B. nach dem ϵ Meson ($J^P = 0^+$, $T = 0$) ohne die sonst übliche Störung durch ρ^0 Erzeugung ($J^P_\rho = 1$, $T_\rho = 1$) gesucht werden.

In Tabelle V sind für einige $\gamma\gamma$ Prozesse die zu erwartenden Zählraten angegeben. Die Hadronerzeugung über $ee \rightarrow eeH$ wächst mit der Strahlenergie logarithmisch an im Gegensatz zum Beitrag des Einphoton austausches zu $e^+e^- \rightarrow H$ der wie $1/E^2$ (oder stärker) mit der Energie abfällt. Oberhalb $E \geq 5$ GeV sollten die $ee \rightarrow eeH$ Prozesse vorherrschen.

Tabelle V: Ereignisraten für $\gamma\gamma$ Prozesse über $ee \rightarrow eeH$. Es wurde angenommen, daß alle unter einem Winkel $\theta < 4$ mrad gestreuten e 's nachgewiesen werden; für die Luminosität wurde $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ für $E \leq 2$ GeV, $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ für $E > 2$ GeV angesetzt; der für Hadronnachweis erfaßte Winkelbereich ist $25^\circ < \theta < 155^\circ$, $\Delta\phi = 0.7$ rad.

Reaktion	Ereignisse/Stunde			
	E=1 GeV	E=2 GeV	E=3 GeV	E=4 GeV
$ee \rightarrow eee^+e^-$	$5 \cdot 10^3$	10^4	$1.2 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^3$
$\pi^+\pi^-$	200	800	100	150
π^0	20	30	5	7
η	3	15	2	3
η'	0.6	7	1	1.5
ϵ		30	5	7
f		7	1	1.5
$f'(1900)$		1	0.2	0.3
$\pi^+\pi^-$	20	80	10	15
k^+k^-	0.04	1	0.2	0.3
insgesamt	45	170	25	45

Der Nachweis der $\gamma\gamma$ Prozesse stellt folgende Anforderungen:

- i) Die beiden gestreuten Elektronen müssen in Koinzidenz mit Hadronen nachgewiesen werden. Damit sind Schwerpunktsenergie und -bewegung bekannt.
- ii) Um Beiträge von Einphotonaustauschprozessen auszuschließen ist es vorteilhaft, die Messungen mit e^+e^- Strahlen vorzunehmen.
- iii) Winkelbereich: Die $\gamma\gamma$ Stoßrichtung zeigt entlang der ee Strahlrichtung. Da die beiden γ 's i.a. unterschiedlichen Impuls besitzen, bewegt sich das $\gamma\gamma$ Ruhesystem entlang der ee Strahlrichtung. Das führt zu einer Kollimierung der erzeugten Hadronen um die ee Strahlrichtung. Diese Bündelung nimmt jedoch mit wachsender Masse M des erzeugten Hadronensystems ab. Bei $E = 2$ GeV liegen 50 % (30 %) der über $ee \rightarrow ee \pi^+\pi^-$ erzeugten π 's im Bereich $25^\circ < \theta < 155^\circ$ ($45^\circ < \theta < 135^\circ$).
- iv) Aus ähnlichen Gründen wie bei der Quasizweiteilchenerzeugung (z.B. $e^+e^- \rightarrow \pi A_2$) gilt auch hier, daß die vollständige Topologie des Ereignisses beobachtet werden muß, dh. daß alle Teilchen nachgewiesen werden müssen. Der vom magnetischen Teil des Detektors nicht erfaßte Bereich muß mit Zählern, Drahtkammern, Schauerzählern usw. ausgestattet werden.
- v) Impulsauflösung: Die Forderungen an die Impulsauflösung sind schwächer als für Einphotonaustauschprozesse bei derselben Strahlenergie, da die Hadronimpulse im Mittel kleiner sind.

4. Suche nach schweren Leptonen

Falls schwere Leptonen, h , existieren, können sie über

$$e^+ e^- \rightarrow h^+ h^-$$

erzeugt werden. Der entsprechende Wirkungsquerschnitt lautet

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{16 E^2} \beta_h [(1 + \cos^2\theta) + (1 - \beta_h^2) \sin^2\theta]$$

oder $\sigma = 0.22 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2 \frac{\beta_h}{E^2}$ [], E in GeV $\beta_h =$ Leptongeschwindigkeit.

Der Wirkungsquerschnitt ist von der Größenordnung 1 - 10 nb und führt mit den DORIS Luminositäten zu Ereignisraten von $10^2 - 10^4$ Ereignissen/Std. Die höchste nachweisbare Masse m_h bei $E_{\text{max}} = 3$ GeV beträgt ~2.9 GeV. In diesem Fall ist der Erzeugungsquerschnitt 0.6 nb.

Unter der Annahme, daß die h 's einer neuen Leptonenart mit einem zugehörigen Neutrino ν_h entsprechen, haben die h 's hadronische und leptonische Zerfälle:

$$\begin{aligned} h^- &\rightarrow \pi^- + \nu_h \\ &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_h \\ &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_h \end{aligned}$$

Abschätzungen ergeben, daß hadronische und leptonische Zerfälle größenordnungsmäßig von gleicher Stärke sind. Die Erzeugung der h 's kann deshalb z.B. über gemischte leptonische und hadronische Zerfälle nachgewiesen werden (dh. ein e oder μ im Endzustand):

$$\begin{aligned} e^+ e^- \rightarrow h^+ h^- &\rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_h e^- \bar{\nu}_e \nu_h \\ &\rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_h \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_h \end{aligned}$$

Die für DORIS geplanten Luminositäten erlauben bei einer Höchstenergie von 3 GeV auch die Suche nach Quarks und schweren Vektorbosonen bis zu Massen von 2.9 GeV. Die zu erwartenden Zählraten bei $M = 2.9$ GeV liegen oberhalb 10 Ereignisse/Stunde.

III. Die Experimentieranordnung

Die Experimentieranordnung wurde unter dem Gesichtspunkt geplant, die im vorigen Kapitel abgeleiteten Forderungen möglichst gut zu erfüllen. Sie besteht aus einem Magneten und einer Reihe von Teilchennachweisgeräten (Szintillationszählern, Drahtkammern, Schauerzählern usw.). Der Magnet und der größere Teil der Nachweisgeräte sind auf zwei Plattformen aufgebaut, die senkrecht zu den Strahlen fahrbar sind. Ein typischer Aufbau ist in Abb. 1-4 dargestellt.

Als Standort ist die Experimentierhalle II mit der großen Grube (Länge \times Breite \times Tiefe = $26.5 \times 7.5 \times 2.8 \text{ m}^3$) vorgesehen.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten der Anordnung beschrieben. Dazu wird ein rechtshändiges Koordinatensystem gewählt: $\hat{x} = e^-$ Strahlrichtung, \hat{z} = Normale zum Hallenboden (nach oben), und $\hat{y} = \hat{z} \times \hat{x}$ (s. Abb. 1, 2).

1. Der Magnet

Der Magnet besteht aus Spulen und Eisenkern. Den Eisenkern bilden vier identische Quadranten (s. Abb. 3, 4, 8a-d). Aus Gewichtsgründen (Tragkraft des Hallenkrans nur 40 to) ist jeder Quadrant in zwei gleiche Platten (= Spulenplatten) und einen 90° Sektor zerlegt. Die Spulen werden an diesen Platten befestigt.

Die Quadranten sind symmetrisch zu den Strahlen angeordnet. Mittels Zwischenstücken (kleinste Schrittweite 30 cm) kann der Abstand zwischen den Quadranten und damit sowohl der Platz für den inneren, nichtmagnetischen Detektor (NMD) als auch der Polschuhabstand und damit Feldstärke und Raumwinkelakzeptanz für die magnetische Analyse verändert werden.

Für die Spulen werden drei verschiedene Ausführungen, zwei normalleitende und eine supraleitende diskutiert. In Tabelle VI sind die Eigenschaften der drei Spulentypen zusammengestellt. Eine ausführliche Beschreibung der supraleitenden Spule ist im Anhang wiedergegeben. Die für die Physik wichtigen Eigenschaften des Magneten (Feldlänge, Akzeptanz usw) werden von der Wahl des Spulentyps nicht wesentlich beeinflusst.

Tabelle VI Eigenschaften einer Spule

	normalleitend		supra- leitend (s. Abb. 3b)
	Typ I (s. Abb. 3a)	Typ II	
Querschnitt	23 × 44 cm ²	36 × 55 cm ²	15 × 25 cm ²
Umfang	10 m	10 m	10 m
Ampère Windungen	480 000	480 000	480 000
Anzahl der Windungen	7 × 14	8 × 12	
Leiterquerschnitt	2.9 × 2.9 cm ²	4.3 × 4.4 cm ²	
Stromdichte	7 A/mm ²	3.3 A/mm ²	
Gewicht/Spule	6.3 to	15.5 to	
Stromverbrauch	0.7 MW	0.38 MW	

Abmessungen und Eigenschaften des Magneten sind in Tabelle VII zusammengestellt. Hervorzuheben ist die maximal erreichbare Feldlänge von 26 kGm in jedem Spalt.

Tabelle VII Abmessungen des Magneten

Gesamtgewicht	500 to
Außendurchmesser (bei 60cm Spalt)	5.5 m
Länge	4.4 m
Spalthöhe (waagrecht Spalt)	0.6 - 1.5 m
Raumwinkel	0.7 - 3.0 sr
Max. Polarwinkelbereich (geometrisch)	31° - 149°
(kann bei Verschiebung des Wechselwirkungspunktes auf 24°-156° ausgedehnt werden)	
Magnetfeld im 60 cm Spalt	18 kG
Integrierte Feldlänge (60 cm Spalt)	26 kGm
Typischer freier Innenraum	1.7 · 1.7 m ²

Wie bereits erwähnt, können die Abstände zwischen den Magnetquadranten den jeweiligen experimentellen Erfordernissen (beispielsweise verminderte Impulsauflösung bei großer Winkelakzeptanz oder hohe Impulsauflösung bei verringertem Raumwinkel) angepaßt werden. In Tabelle VIII sind die möglichen Aufstellungen und ihre Eigenschaften aufgeführt. Einige der Fälle sind in Abb. 8a-d veranschaulicht. Der größte erfaßbare Raumwinkel beträgt 3 sr; Polarwinkel zwischen 31° und 149° können beobachtet werden. Durch Verschiebung des Wechselwirkungspunktes um einen Meter⁵ können Messungen bis zu 24° bzw. 156° durchgeführt werden.

Tabelle VIII Geometrische Winkelakzeptanz des Magneten für verschiedene Aufstellungen. Der Index w(s) bezieht sich auf den waagrechten (senkrechten) Spalt.

a Höhe des Spalts

(gemessen wird der Abstand zwischen den Spulenplatten; $a_s < 0$ bedeutet, daß die Spulenplatten im senkrechten Spalt herausgenommen sind, siehe z.B. Abb. 8c.

$\Delta\theta$ Erfaßter Polarwinkelbereich

$\Delta\Omega$ Erfaßter Raumwinkelbereich

BL Integrierte Feldlänge

a_w (cm)	a_s (cm)	$\Delta\theta_w^*$	$\Delta\theta_s^*$	$\Delta\Omega_w$ sr	$\Delta\Omega$	$\Delta\Omega_w + \Delta\Omega_s$ sr	BL_w (kGm)	BL_s (kGm)
60	-50	31°-149°	-	1.2	-	1.2	26	-
	60	40°-140°	40°-140°	0.85	0.85	1.7	26	26
	90	43°-137°	40°-140°	0.72	1.16	1.9	26	22
	120	45°-135°	40°-140°	0.65	1.44	2.1	26	17
90	-50	31°-149°	-	1.8	-	1.8	22	-
	60	40°-140°	43°-137°	1.2	0.7	1.9	22	26
	90	43°-137°	43°-137°	1.1	1.1	2.2	22	22
	120	45°-135°	43°-137°	1.0	1.4	2.4	22	17
150	-50	31°-149°	-	2.8	-	2.8	15	-
	60	40°-140°	46°-134°	2.0	0.8	2.8	15	26
	90	43°-137°	46°-134°	1.7	1.2	2.9	15	22
	120	45°-135°	46°-134°	1.6	1.4	3.0	15	17

* kann durch Verschieben des WWP um 7° nach oben und unten vergrößert werden.

Feldverlauf

Die Abb. 9a-b zeigen den Feldverlauf entlang eines Strahls $\Theta = 90^\circ$ in der Mittelebene für verschiedene Spalthöhen. Der Feldverlauf wurde mit dem Programm TRIM berechnet. Für 60 cm Spalthöhe wurde der Feldverlauf außerdem noch modellmäßig vermessen.* Beide Verfahren liefern innerhalb der Meßgenauigkeit von wenigen Prozent dasselbe Ergebnis. Bei 60 cm Spalthöhe beträgt die magnetische Länge 1.45 m, die Feldstärke im Spalt ≤ 18 kGm und die Feldlänge 26 kGm. Höhere Feldstärken im Spalt sind wegen der Sättigung des Eisens der Spulenplatten ausgeschlossen.

Eine wichtige Randbedingung für den Magneten ist, daß sein Streufeld die Speicherringstrahlen nicht beeinflusst. Nach einer vorsichtigen Abschätzung ist das der Fall, wenn das Feldintegral $\int B dl$ entlang der Strahlen kleiner als 10 Gaussmeter ist. Diese Forderung wird durch drei Eigenschaften des Magneten erfüllt

- α . Aus Symmetriegründen ist das Störfeld in der Nähe der Strahlen ein Quadrupolfeld, wenn nur der waagrechte Spalt offen ist und ein Oktopolfeld bei 2 Spalten. Auf der Symmetrieachse ist das Feld null.
- β . Spiegelplatten auf der Strahlseite des Magneten erzwingen, daß das Feld in der Umgebung der Strahlen sehr klein bleibt; (z.B. beträgt bei waagrechttem Spalt der Feldgradient $\frac{dB}{dy}$ für 60 cm Spalthöhe und voller Erregung (18 kG) am Ort des Wechselwirkungspunktes nur 5.5 G/cm). Die Spiegelplatten sind so angebracht, daß sie die Akzeptanz nicht beschneiden.

*) Die Messungen wurden freundlicherweise von Herrn Januczewski durchgeführt.

γ . Falls nötig, kann bei waagrechttem Spalt das Feld in der Strahlumgebung um einen weiteren Faktor 50 durch eine schwache Erregung der senkrechten Spulen (nämlich mit 7 % des Maximalstroms) unterdrückt werden.

Das Streufeld auf der Außenseite des Magneten wird durch Spiegelplatten auf weniger als 50 Gauss abgeschwächt (s. Abb. 9a) Das erleichtert das Arbeiten mit Photovervielfachern. Gleichzeitig wird durch die Spiegelplatten ein steiler Anstieg bzw. Abfall des Magnetfeldes und ein konstantes Plateau und damit eine wesentliche Vereinfachung der Impulsbestimmung bei der "on line" Analyse erreicht.

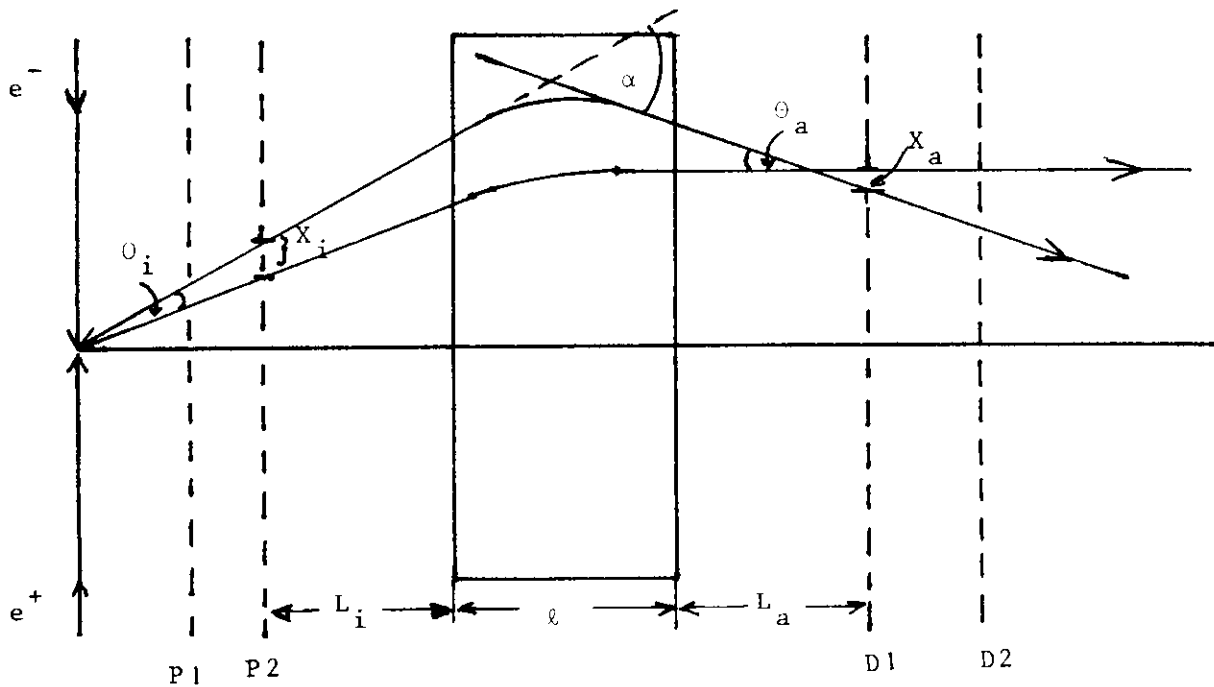
2. Nachweis und Trennung der Teilchen im magnetischen Detektor (MD)

Der MD besteht (s. Abb. 1, 2) aus Drahtfunkenkammern (D1-D3), Szintillationszählern (S2), Schauerkammern (SH), Eisenabsorber mit Drahtkammern (D4-D6). Geladene Teilchen, die in den MD gelangen, werden zuvor im nichtmagnetischen Detektor mit Szintillationszählern (S1) und in Proportionalkammern (P1-P3) nachgewiesen. Die Kammern P1-P3 und D1-D3 messen die Bahn und damit Richtung und Impuls des Teilchens. Eine Trennung nach γ , e, μ und Hadronen geschieht mit Hilfe der Zähler S1-S2 und den Schauerkammern (Pulshöhe, Reichweite). Die Messung der Flugzeit zwischen S1 und S2 erlaubt π , k und p bis zu Impulsen von ~ 1.7 GeV/c zu unterscheiden. Bei Impulsen oberhalb 1.7 GeV/c müssen Schwellen-Cerenkovzähler zur π/k Trennung benutzt werden. Winkel- und Impulsauflösung und Teilchentrennung werden in den folgenden Abschnitten ausführlicher besprochen.

3. Impulsauflösung

Erzeugungswinkel und Impuls werden aus der Kenntnis der Teilchenbahn vor und hinter dem Magneten bestimmt. Es genügt dazu auf einer Seite des Magneten nur den Ort, auf der anderen Seite Ort und Winkel zu messen. Winkel werden am besten auf der Magnetaußenseite gemessen, denn dort kann der Abstand zwischen den Kammern groß gewählt werden und es können Drahtkammern mit guter Ortsauflösung eingesetzt werden.

Um die Impulsauflösung abzuschätzen, betrachten wir zwei benachbarte Teilchenbahnen (s. Skizze) in der Magnetmittelebene.



Die beiden Teilchenbahnen unterscheiden sich in Ort, Winkel und Impuls in einer Entfernung L_i vor Eintritt in den Magneten um X_i , θ_i , $\frac{\Delta p}{p}$; die entsprechenden Größen im Abstand L_a hinter dem Magneten sind X_a , θ_a , $\frac{\Delta p}{p}$. Die Beziehung zwischen beiden Koordinatensätzen lautet⁶

$$X_i = \left(\cos\alpha - \frac{L_i}{R} \sin\alpha \right) X_a + \left[(L_a + L_i) \cos\alpha + \left(R - \frac{L_a L_i}{R} \right) \sin\alpha \right] \Theta_a + [R(1 - \cos\alpha) + L_i \sin\alpha] \frac{\Delta p}{p} \quad (1)$$

$$\Theta_i = - \frac{\sin\alpha}{R} X_a + \left(\cos\alpha - \frac{L_a}{R} \sin\alpha \right) \Theta_a + \sin\alpha \frac{\Delta p}{p} \quad (2)$$

Das Magnetfeld B wurde als konstant über die Länge ℓ angenommen; R ist der Bahnradius im Magneten; α ist der Ablenkwinkel im Magneten,

$$\alpha = \arcsin \left(\frac{B \cdot \ell}{33.3 p} \right)$$

B in kG, ℓ in m, p in GeV/c;

Wir verstehen jetzt unter X_i , X_a , Θ_i und Θ_a die Abweichungen von der Sollbahn und erhalten dann die Beziehung zwischen Orts- und Winkelstreuung und Impulsauflösung. Für den Fall, daß innen nur der Ort (X_i), außen Ort und Winkel (X_a , Θ_a) gemessen werden, ergibt sich

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{R(1 - \cos\alpha) + L_i \sin\alpha} \left[X_i^2 + \left(\cos\alpha - \frac{L_i}{R} \sin\alpha \right)^2 X_a^2 + \left\{ (L_i + L_a) \cos\alpha + \left(R - \frac{L_i L_a}{R} \right) \sin\alpha \right\}^2 \Theta_a^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

Die Genauigkeit, mit der der Impuls bestimmt werden kann, hängt von Feldstärke, Feldlänge, Ortsauflösung und Abstand der Drahtkammern (zwischen D1 und D2) ab. Bei der Ortsauflösung muß neben der Meßgenauigkeit (ΔX^M) auch der Beitrag von der Vielfachstreuung (ΔX^V) berücksichtigt werden.

Der innere Detektor soll wegen der Nähe des Strahls mit Proportionalkammern ausgerüstet werden; für die Ortsauflösung wird ± 0.5 mm angenommen, für $L_i = 0.8$ m.

Bei der Aufstellung der Gleichungen (1), (2) wurden die Anfangskoordinaten X_i , Θ_i aus den Endkoordinaten X_a , Θ_a berechnet. Daher

wird der Einfluß der Vielfachstreuung auf die Ortskoordinaten in X_i berücksichtigt. Die Materialdicke in Strahlungslängen zwischen P_2 und D_1 beträgt etwa 0.1 %. Um eine solche kleine Strahlungslänge zu erreichen, ist der Raum zwischen P_2 und D_1 mit Helium gefüllt. Nimmt man eine Ortsauflösung von ± 0.5 mm an, so ergibt sich die Gesamtunsicherheit X_i zu

$$X_i = \sqrt{0.25 + \frac{0.36}{p^2}} \quad (\text{mm})$$

Die Teilchenbahn wird nach Durchgang durch den Magneten in zwei Drahtkammern D_1 , D_2 mit ± 0.25 mm Ortsauflösung nachgewiesen. Der Abstand zwischen D_1 , D_2 beträgt in diesem Beispiel 1.8 m. Man erhält, unter Berücksichtigung

$$\begin{aligned} X_a &= 0.25 \text{ mm} \\ \theta_a &= \sqrt{0.04 + \frac{0.92}{p^2}} \quad (\text{mrad})^* \\ L_a &= 0 \end{aligned}$$

Mit diesen Zahlenwerten wurde für $B = 18$ kGm und $B \cdot l = 26$ kGm die in Abb. 10 gezeigte Impulsauflosungskurve berechnet. Bei $p = 2$ GeV/c beträgt der relative Impulsfehler ± 0.25 %, bei 3 GeV/c ± 0.34 %. Der Hauptbeitrag zu $\Delta p/p$ rührt von der Unsicherheit in θ_a her - d.h. wenn es gelingt θ_a zu reduzieren kann die Auflösung verbessert werden.

Mit Monte Carlo Rechnungen wurde untersucht, welche Massenauflösung bei missing mass Experimenten,

$$e^+e^- \rightarrow \pi + X$$

mit der angegebenen Impulsauflösung erreicht wird. Dabei wurde auch der Einfluß der Abstrahlung (berechnet nach Ref. 2) und der Winkeldivergenz:⁷⁾ ± 4.4 mrad bzw. ± 1.2 mrad in der Waagrechten, ± 2 mrad in der Senkrechten der einlaufenden Strahlen berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in der Abb. 11 für den Fall

* Die Unsicherheit im Winkel θ_a setzt sich aus der Meßgenauigkeit und der Vielfachstreuung^a zusammen. Um die Vielfachstreuung zu berechnen wurde angenommen, daß die Teilchen zwei Drahtkammern (3.2×10^{-3} Strahlungslängen) und einen Heliumsack mit dünnen Fenstern (0.9×10^{-3} Strahlungslängen) durchqueren. Den Hauptbeitrag zu θ_a liefert die Vielfachstreuung. Man kann deshalb den Abstand der Kammern auf etwa 1 m verringern ohne die Auflösung wesentlich zu ändern.

$M_X = 1$ GeV bei 2 bzw. 3 GeV Strahlenergie dargestellt. M_X läßt sich bei 2 GeV auf ± 25 MeV, bei 3 GeV auf ± 45 MeV genau messen. Es ist klar, daß die Auflösung für eine Messung bei 3 GeV gerade noch ausreicht. Zum Vergleich sind in Abb. 12 die entsprechenden Massenspektren für eine Feldlänge von $B \cdot l = 12$ kGm und $L_i = 0$ aufgetragen. In diesem Fall betragen die Meßfehler für $M_X \pm 80$ MeV und ± 250 MeV bei $E = 2$ bzw. 3 GeV; eine Messung ist bis höchstens 1.8 GeV möglich. In Abb. 13 ist ΔM_X in Abhängigkeit von M_X für verschiedene Strahlenergien aufgetragen. Dabei wurde $B \cdot l = 26$ kGm, $L_i = 0.8$ m, $L_a = 0$ und eine Strahldivergenz von 4.4 mrad für $E \leq 2$ GeV, von 1.2 mrad für $E = 3$ GeV angenommen.

4. Der Nichtmagnetische Detektor

Der nichtmagnetische Detektor (NMD) soll:

- a) einen möglichst großen Teil des Raumwinkels umfassen;
- b) die Richtung der erzeugten Teilchen bestimmen;
- c) zwischen γ, e, μ und Hadronen unterscheiden; außerdem bei Impulsen unterhalb ~ 500 MeV/c Protonen bzw. Antiprotonen nachweisen;
- d) eine hohe π^0 Nachweiswahrscheinlichkeit besitzen.

Um diesen Forderungen gerecht zu werden, müssen Szintillationszähler, Proportionalkammern, Schauerzähler und Reichweitezähler im Innenraum untergebracht werden. Bei der vorgeschlagenen Magnetanordnung sind die Abmessungen des Innenraums unabhängig von der erreichbaren Feldstärke im waagrechten Spalt und können deshalb groß genug gewählt werden, um die notwendigen Nachweisgeräte unterzubringen ohne daß dadurch die Impulsauflösung beeinträchtigt wird.

Ein typischer Aufbau des NMD ist in Abb. 8 a gezeigt. Die Nachweisgeräte sind in diesem Fall symmetrisch zur Strahlachse angeordnet. Von der Strahlachse nach außen gesehen sind das Szintillationszähler, Proportionalkammern, Szintillations-, Schauer- und Reichweitezähler. Der gezeigte NMD erfaßt einen Raumwinkel von 11 sr ($\approx 90\%$ von 4π); davon werden vom magnetischen Detektor (MD)

1.2 sr je Ebene gesehen. Die Genauigkeit, mit der Erzeugungswinkel gemessen werden können, beträgt ± 3 mrad für einen Impuls von 1 GeV/c. Für Photonen soll sowohl Richtung als auch Energie (wenigstens grob) gemessen werden. Aus diesem Grund besteht der Schauerzähler aus einer Kombination von Blei-Szintillatorschichten (Energiesmessung) und Proportionalkammern (Ortsmessung). Aus der Ortsmessung und den Koordinaten des Wechselwirkungspunktes läßt sich die γ Flugrichtung auf $\pm 1^\circ$ genau bestimmen.

5. Teilchenstreuung

Die Kriterien zur Teilchenunterscheidung sind in Tabelle IX schematisch zusammengestellt.

Tabelle IX: Teilchenidentifizierung

Teilchen	SI-2	Cerenkov	Flugzeit	Schauerzähler	Reichweite
γ	nein	(nein)	$\beta = 1$	große Pulshöhe	geringe Reichweite
e	ja	ja	"-	"-	"-
μ	"-	ja	"-	kleine Pulshöhe	große Reichweite
π	"-	ja	"-	"-	(geringe) Reichweite
k	"-	($p \geq 1.7$ GeV/c)	$\beta = \beta_k$	"-	"-
p	"-	nein	$\beta = \beta_p$	"-	"-

Die Information aus Szintillations-, Schauer- und Reichweite-zählern erlaubt zunächst eine Aufteilung in γ, e, μ und Hadronen. Z.B. liefern Elektronen und Photonen eine große Pulshöhe im Schauerzähler (SH) aber keinen Puls in D5-D6 (wegen zu kleiner Reichweite), Myonen dagegen eine kleine Pulshöhe in SH und einen Puls in D4-D6. Hadronen sind gekennzeichnet durch kleine Pulshöhen in SH und eine mittlere Reichweite. Die Trennung der Hadro-

nen nach π, k und p geschieht bis 1.7 GeV/c Impuls mit Hilfe der Flugzeitmessung. In Abb. 14 sind die Flugzeitunterschiede zwischen e, π, k und p für eine Flugstrecke von 4.5 m (Entfernung WWP - S2) aufgetragen. Durch Zuordnung des Ereignisses zu einem bestimmten Hochfrequenzbündel kennt man die Anfangszeit auf 0.1 nsec genau. Die ganze Unsicherheit der Flugzeitmessung kommt deshalb von S2. Da die Teilchenbahn bekannt ist kann auf die Flugzeit des Szintillatorlichts zur Röhre korrigiert werden. Durch Messung der Pulshöhe kann die Flugzeit auf einen Normalimpuls umgerechnet werden. Auf diese Weise sollte es möglich sein, die Flugzeit auf 0.5 ns genau zu bestimmen. Abb. 14 zeigt, daß in diesem Fall Protonen über den ganzen Energiebereich identifiziert werden können; die π/k Trennung dagegen ist nur bis 1.7 GeV/c möglich.

Für eine Trennung von π und k oberhalb 1.7 GeV/c sind Schwellencerenkovzähler vorgesehen. Die Vorüberlegungen dazu sind noch nicht abgeschlossen. Schwierigkeiten machen die hohen Gasdrucke. Setzt man die Schwelle (für Pionen) auf 1.7 GeV/c, so entspricht das einem Brechungsindex von $n = 1.0034$ oder einem Gasdruck bei Freon13-Füllung von 4.5 atm. Gase mit höherem Brechungsindex (z.B. Freon12) haben geringere Lichtdurchlässigkeit im UV. Da die Cerenkovzähler große Fenster haben sollen ($\sim 2 \text{ m}^2$) sind solche hohen Drucke problematisch. Eine andere Möglichkeit bietet die Verwendung von FC-75 (C_8OF_{18}) dicht über dem kritischen Punkt⁸ (die kritische Temperatur ist 227°C ; der Cerenkovzähler müßte dementsprechend bei $\sim 240^\circ\text{C}$ betrieben werden). Der für $n = 1.0034$ erforderliche Druck beträgt 1.3 atm. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers hängt von der Zahl der abgestrahlten Cerenkov-Photonen und der damit erzeugten Photoelektronen N_e ab. In Abb.15 ist für verschiedene Schwellenwerte die Zahl N_e gegen Pionimpuls aufgetragen. Dabei wurde angenommen, daß der Zähler 1 m lang ist und daß 15 % des Cerenkovlichts auf die Photokathode (mit den Eigenschaften der RCA-3100) trifft. Eine FC-75 Füllung mit ~ 1.5 atm Druck ergibt für $p_\pi > 2$ GeV/c eine Nachweiswahrscheinlichkeit von mehr als 99 %.

IV. Kostenabschätzung

Tabelle X gibt eine vorläufige Abschätzung der Kosten für die Experimentieranordnung. Diese Kostenschätzungen beruhen auf dem Vergleich mit ähnlichen Projekten bei DESY. Genauere Zahlen lassen sich erst nach Verhandlungen mit den Firmen angeben. Die Kosten werden für die Hauptbauteile wie Magnet, Innen- und Außendetektor getrennt aufgeführt.

Für den Magneten stehen drei verschiedene Spulentypen zur Wahl. Der supraleitende Spulentyp erscheint als die preiswerteste Lösung. Die eigenschaften der Experimentieranordnung hinsichtlich Impulsauflösung, Raumwinkelakzeptanz usw. hängen jedoch nicht von der Wahl der Spule ab.

Tabelle X Kosten der Experimentieranordnung in DM

1. Magnet

Eisen mit Bearbeitung (500 to zu je 3000,-)	1.500 000,--
Aufstellung,	
Fahrwerk und Plattform	<u>500 000,--</u>
	2.000 000,--

2. Spulen und Stromversorgung

a) Normalleitende Spule, Typ I	
8 Spulen je 200.000,-	1.600 000,--
Stromversorgung (6 MW)	1.800 000,--
Überwachung + Wasser	<u>300 000,--</u>
	3.700 000,--

Stromkosten im Jahr (3000 Std) 1.080 000,--

b) Normalleitende Spule, Typ II	
8 Spulen je 400.000,-	3.200 000,--
Stromversorgung (3 MW)	900 000,--
Überwachung + Wasser	<u>300 000,--</u>
	4.400 000,--

Stromkosten im Jahr (3000 Std) 540 000,--

c) Supraleitende Spule*	
8 Spulen je 200 000,-	1.600 000,--
Kälteanlage (400 Watt bei 4.5°K)	
mit Transferleitungen	2.000 000,--
Überwachung	<u>150 000,--</u>
	3.750 000,--

Stromkosten im Jahr (3000 Std., 0.5 MW) 90 000,--

*Die Kälteanlage kann von derselben Gruppe betreut werden, die auch das 1.4 m Solenoid bedient.

3. Detektoren

Die Kosten für die Detektoren sind nur sehr grob abgeschätzt da gegenwärtig noch nicht festliegt, welche Experimente in der ersten Phase durchgeführt werden. Davon hängt besonders die Ausführung des Außendetektros ab. Die angegebenen Kosten wurden für die in Abb. 1,2 gezeigte Anordnung berechnet, allerdings ohne den Außendetektor im senkrechten Spalt.

a) Innendetektor

innerer Triggerzähler (20 Elemente)	90.000,--
Charpakkammern (10^4 Drähte , je 40.--)	400.000,--
äußerer Triggerzähler (18 Elemente)	70.000,--
Schauer- und Reichweitezähler (8 Szintillatorebenen und 3 Ebenen (x,y, α) mit Proportionalkammern)	370.000,--
	<hr/>
	930.000,--

b) Außendetektor

Drahtkammern mit Fertigung (6.4×10^4 Drähte, je 4.--)	360.000,--
Flugzeitzähler	340.000,--
Schauerzähler (8 Szintillatorebenen und 3 Ebenen (x,y, α) mit Proportional- kammern)	1.000.000,--
Reichweitezähler (Eisen und Kammern)	<hr/> 620.000,--
	2.320.000,--

4. Gesamtkosten (ohne Rechner und Interface)

Magnet (mit 8 supraleitenden Spulen)	5.750.000,--
Innendetektor	930.000,--
Außendetektor	2.320.000,--
	<hr/>
	9.000.000,--

Anhang I.

Supraleitende Spulen

Im folgenden wird ein Vorschlag für eine technische Lösung skizziert.

a. Spulen

Die Anordnung der Spulen im Joch ist aus Abbildung 3b ersichtlich.

Es sind pro Spule 5×10^5 Amperewindungen erforderlich. Aus Gründen der Austauschbarkeit einzelner Spulen untereinander, der Vereinfachung des Kühlkreislaufes und aus Platz- und Materialersparnisgründen soll nach Möglichkeit die sonst übliche Badkühlung durch eine Wärmeleitkühlung ersetzt werden. Der hierzu erforderliche Spulenaufbau ist in Abb.16 ersichtlich: die Leiter sind in die Längskammern eines Wicklungsträgers aus Elektrolytkupfer mit möglichst guter Wärmeleitfähigkeit eingebracht und mit demselben unter Berücksichtigung ausreichender elektrischer Isolation mittels eines geeigneten Vergußmittels zu einer kompakten Einheit verbunden. Die Kühlung dieser Einheit erfolgt von dem zentral auf dem Kupferträger aufgelötetem Kühlrohr (4), welches von Helium durchflossen wird. Die Spule wird mittels der Haltebolzen (9 + 6) aus Titan in einem Vakuumbehälter (1) gehalten und gegen denselben verspannt. Zur Isolation gegen Wärmestrahlung ist die Spule mit einer ausreichenden Lagenzahl von Superisolation, sowie einem Stickstoffschild umgeben.

Die Kühlung durch Wärmeleitung erfordert einen eigenstabilen, getwisteten Multicore-Leiter. Da wegen des fehlenden Direktkontaktes zum Helium eine Vollstabilisierung und ein recovery-Verhalten nicht zu erreichen ist, muss der Leiter so dimensioniert sein, dass ein Quenchen innerhalb des zu erwartenden Betriebsbereiches nicht eintreten kann. Aus diesem Grunde wurde der Betriebsstrom auf 65% des kritischen Stromes festgelegt.

Bei einem Kupfer-Supraleiter Verhältnis von 3 : 1 beträgt die kritische Stromdichte ca. $7 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$, woraus eine Betriebsstromdichte von $4.6 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ resultiert. Die Leiterdimensionen sind so zu wählen, dass 2.500 A Betriebsstrom nicht überschritten werden.

Eine Zusammenfassung der Eigenschaften der supraleitenden Wicklung ist in Tabelle II enthalten.

Tabelle II

Eigenschaften einer Supraleitenden Spule

Gesamtspulenquerschnitt	15 x 25 cm ²
Umfang	10 m
Ampère Windungszahl	5 x 10 ⁵
Leitertyp	Multicore, NbTi/Cu
Stabilisierung	eigenstabil
Kühlung	indirekt
Kühlmittel	Gemisch Heliumdampf/ He.Flüssigkeit
Betriebsstrom bei 1.7 Tesla	1650 A
Kritischer Strom	2600 A
Cu/SI-Verhältnis	3 : 1
Krit.mittlere Stromdichte im Leiter	4.75 x 10 ⁴ A/cm ²
Mittlere Betriebsstromdichte im Leiter	3.1 x 10 ⁴ A/cm ²
Twist-Steigungshöhe	≤ 3 cm
Wicklungsquerschnitt	27 cm ²
Leiterquerschnitt	5.5 x 10 ⁻² cm ²
Windungszahl	303
Ohm'scher Widerstand bei T = 10 K	1.47 · 10 ⁻¹ Ω
Eigenzeitkonstante L/R	6.4 s
Kälteverluste bei 4.5 K	20 Watt
Verflüssigerleistung für Strom- zuführungen	4 ltr/h
Kälteverluste bei T = 80 K	200 Watt oder 4 l fl. N ₂ /h

Die in dieser Tabelle aufgeführten Leiterdaten sind vorläufige Richt-
werte, welche möglicherweise durch geeignete Werte ersetzt werden müssen.

b. Kälteanlage

Zur Kühlung von 4 Spulen ist eine geschätzte Kälteleistung von 130 Watt bei gleichzeitiger Verflüssigungsleistung von 20 l/h erforderlich. Hierbei wird davon ausgegangen, dass je 2 Spulen supraleitend verbunden sind, so dass nur 2 warme Stromzuführungen pro Magnethälfte erforderlich sind. Die in einem späteren Ausbau vorgesehenen weiteren 4 Spulen sollen dann supraleitend mit den vorhandenen Kreisen verbunden werden, so dass die Zahl der warmen Stromzuführungen konstant bleibt. Hierzu ist die Erhöhung der Kälteleistung von 130 auf 260 Watt erforderlich.

c. Vakuumsystem

Es wird vorgeschlagen, zur Erzeugung des erforderlichen Isoliervakuum in den Spulen ölfreie Turbo-Molekular-Pumpen zu verwenden. Wegen der grossen Länge der Spulen sind an beiden Seiten Pumpaggregate aufzustellen. Um die Forderung der schnellen Teilbarkeit des Magneten um die senkrechte Mittelebene erfüllen zu können, sind auf jeder Seite 2 Pumpsätze erforderlich. An diese können im Verlaufe der zweiten Ausbaustufe auch die zusätzlichen 4 Spulen angeschlossen werden.

d. Stromversorgung und Überwachung

Die Stromversorgung ist unter Berücksichtigung der gewählten Leiter- und Spulen-Eigenschaften so zu dimensionieren, dass eine Aufregung des Magneten innerhalb 15 Minuten möglich ist. Erforderlich ist eine Kurz- und Langzeitkonstanz von besser als 10^{-4} . Die Überwachung ist so auszulegen, dass im Falle eines Quenches in einer Spule alle übrigen Spulen gleichzeitig entregt werden, wobei unter Beachtung der Spulenzeitkonstanten die maximal zulässigen Pöchstspannungen nicht überschritten werden dürfen.

Die gesamte Steuerung und Regelung ist so auszulegen, dass die Anlage möglichst wartungs- und bedienungsfrei betrieben werden kann.

Schriftenverzeichnis und Fußnoten

1. D. Schildknecht, H.J. Willutzki, und G. Wolf, DESY Bericht 71/28 (1971)
2. H.D. Schulz, DESY interner Bericht F39-70/1 (1970)
3. S.Y. Lo, Phys. Rev. 148, 1431 (1966)
4. S. Drell, D. Levy, und T.-M. Yan, SLAC-PUB-606, 645 und 685 (1969)
5. Eine Verschiebung des WWP um ± 1 m ist nach Auskunft von Dr. Wiedemann technisch möglich.

6. S. Penner, Rev. Sci. Instr. 32, 150 (1961)
7. Mitteilung von Dr. Neemann
8. D.A. Hill u.M., Rev. Sci. Instr. 32, 111 (1961).

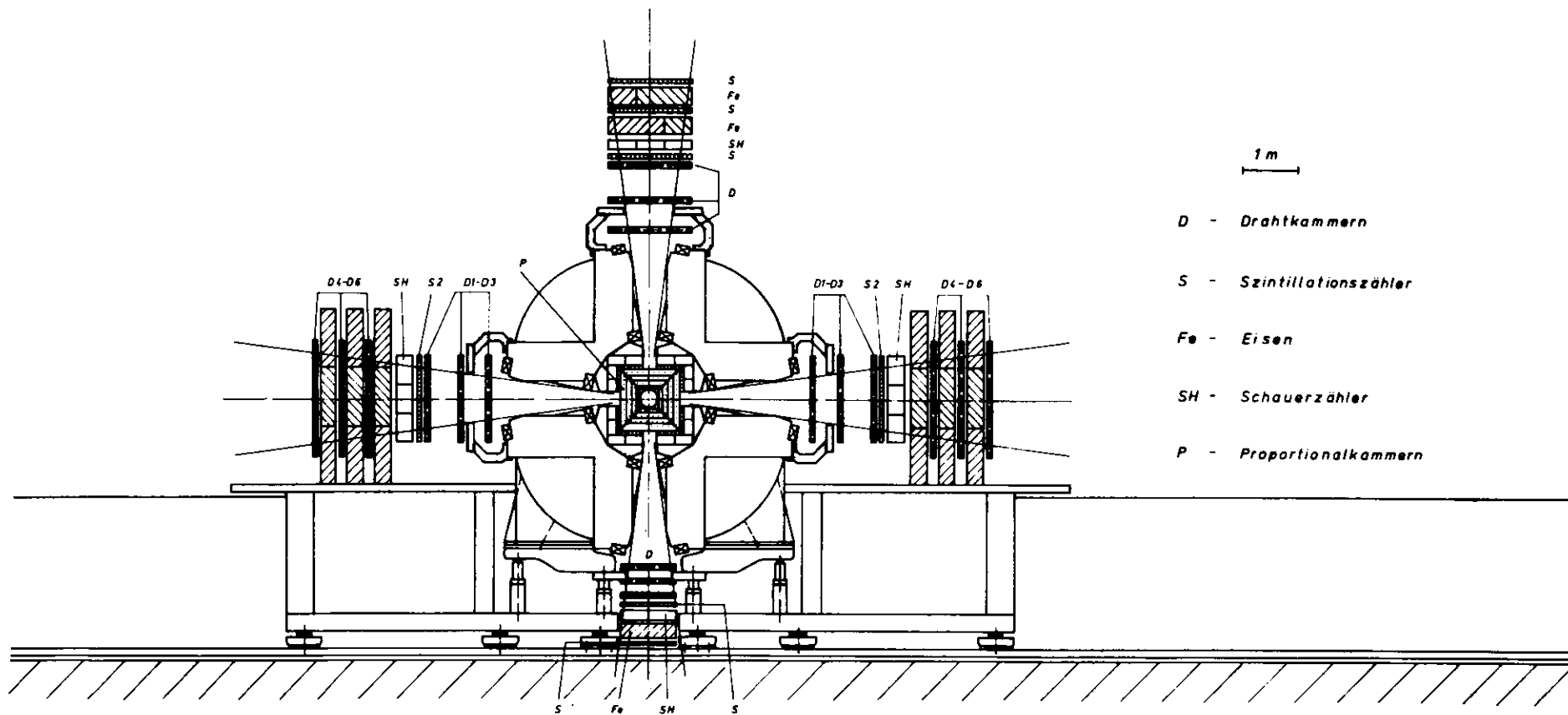


Abb. 1

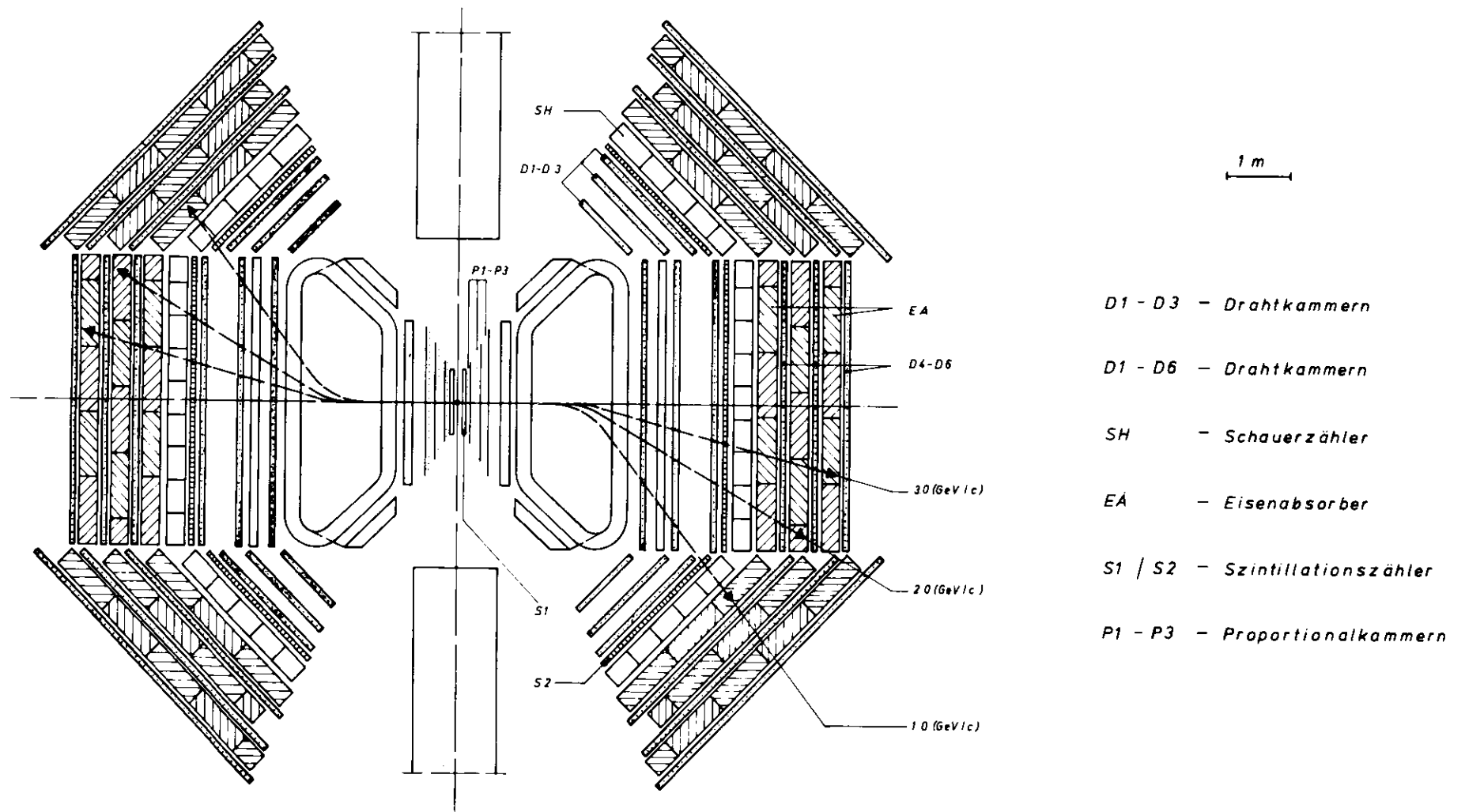


Abb. 2

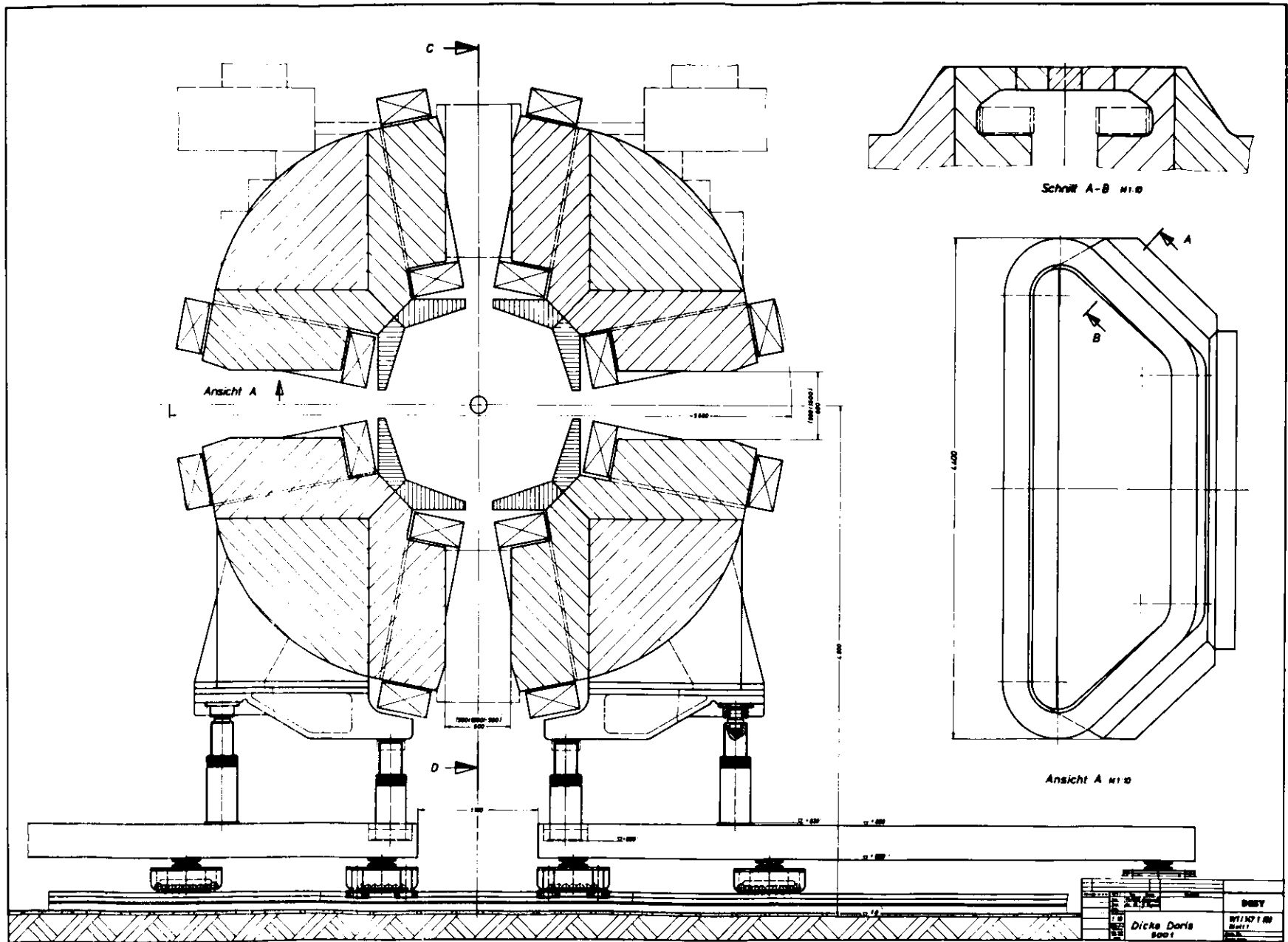
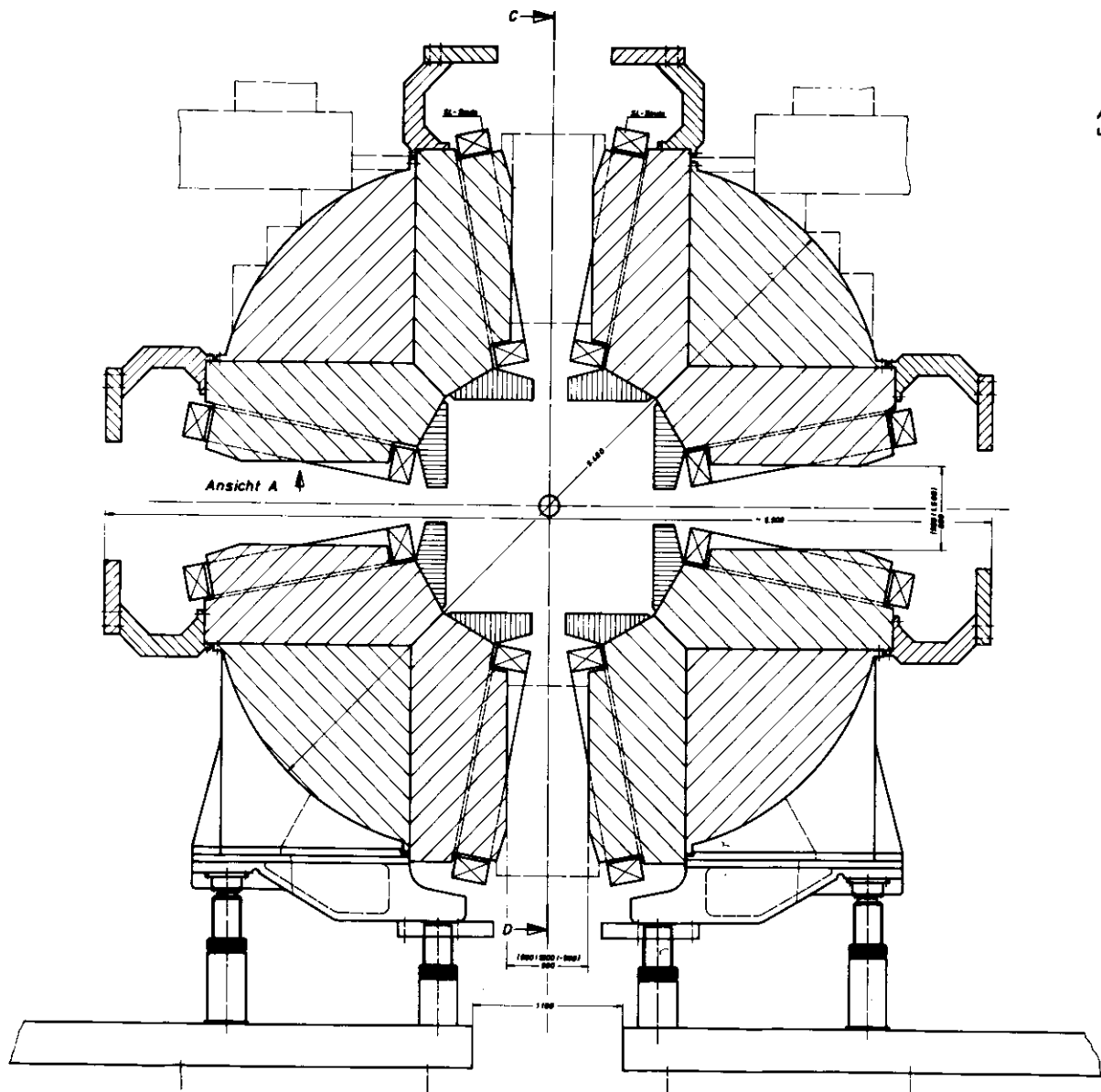
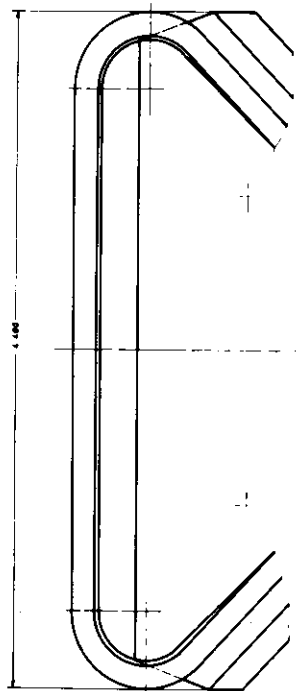


Abb. 3 a



Ansicht A und Schnitt CD im Prinzip
und in Größe wie auf Blatt 1 und 2



Ansicht A

Gezeichnet	Gezeichnet	Gezeichnet	Gezeichnet
Prüfer	Prüfer	Prüfer	Prüfer
Techn. Leiter	Techn. Leiter	Techn. Leiter	Techn. Leiter
Werkstoff	Werkstoff	Werkstoff	Werkstoff
St. Magnet	St. Magnet	St. Magnet	St. Magnet
Blatt 1	Blatt 2	Blatt 3	Blatt 4
Blatt 1	Blatt 2	Blatt 3	Blatt 4

Abb. 3b

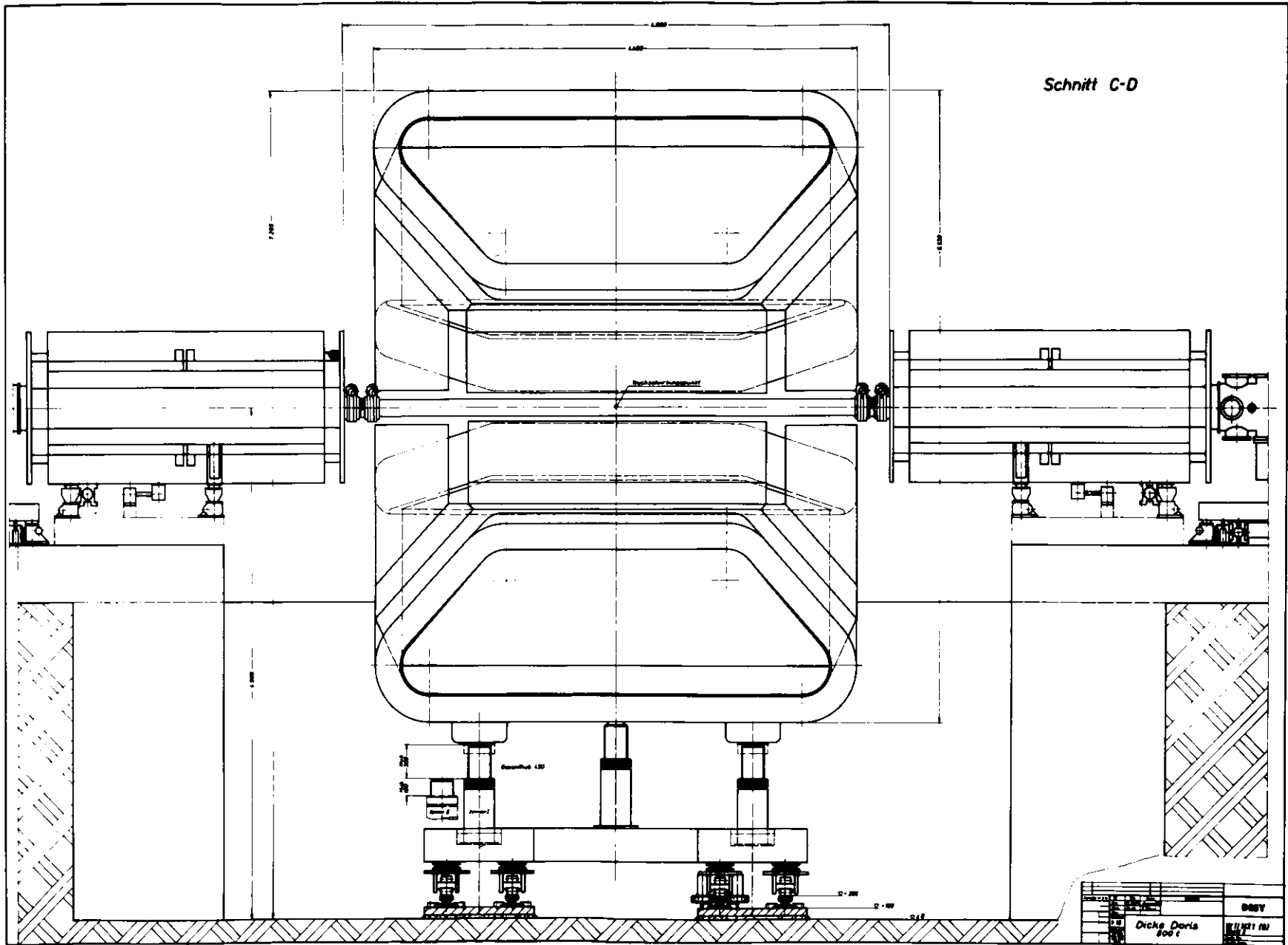


Abb. 4

$$e^+e^- \rightarrow \pi^\pm + X$$

π^\pm Impulsspektrum

bei $E = 2 \text{ GeV}$, $\Delta\Omega = 1 \text{ srad}$,

10 Std Strahlzeit

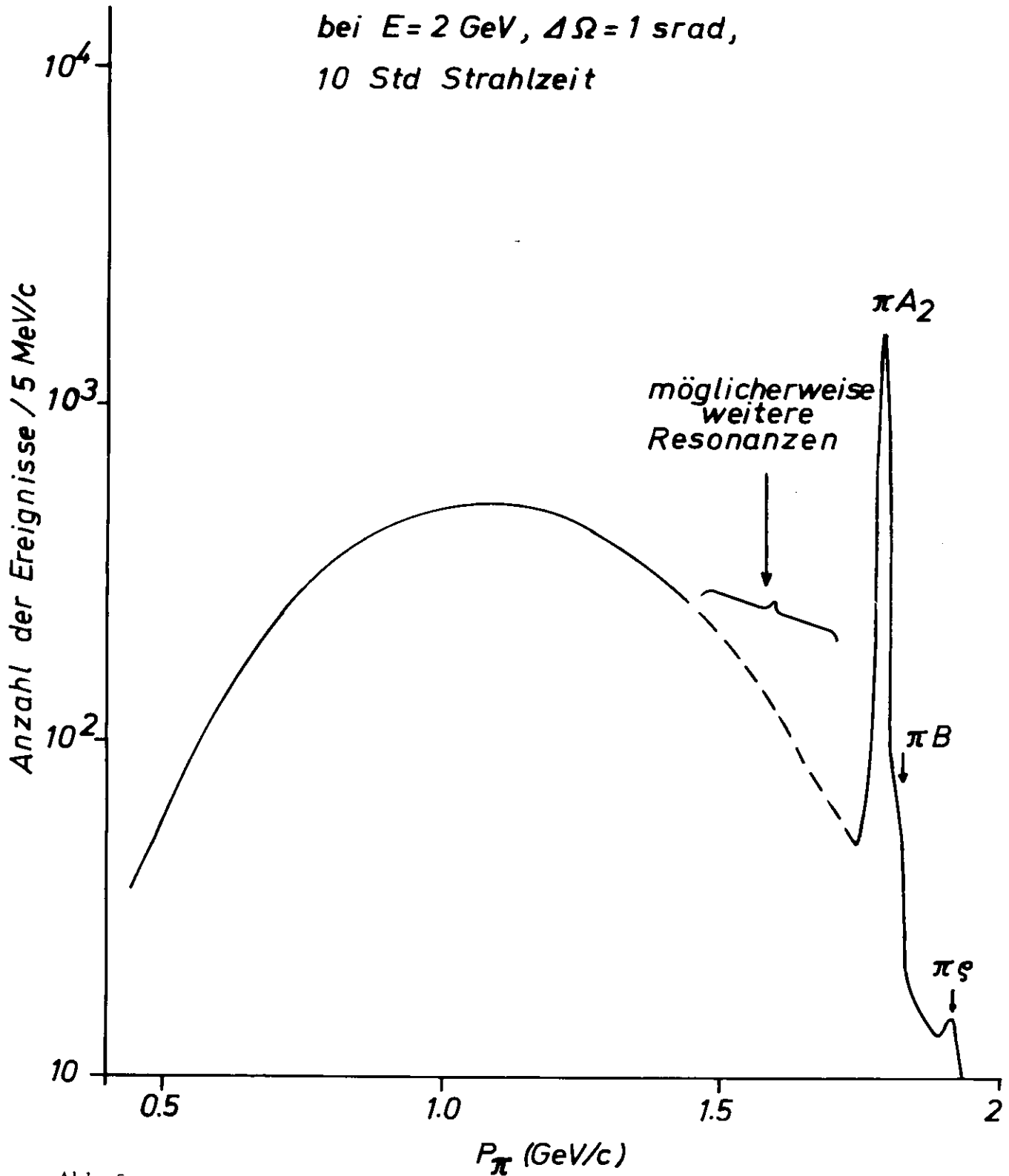
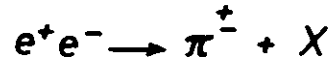


Abb. 5



$E = 2 \text{ GeV}$, 10 Std Strahlzeit

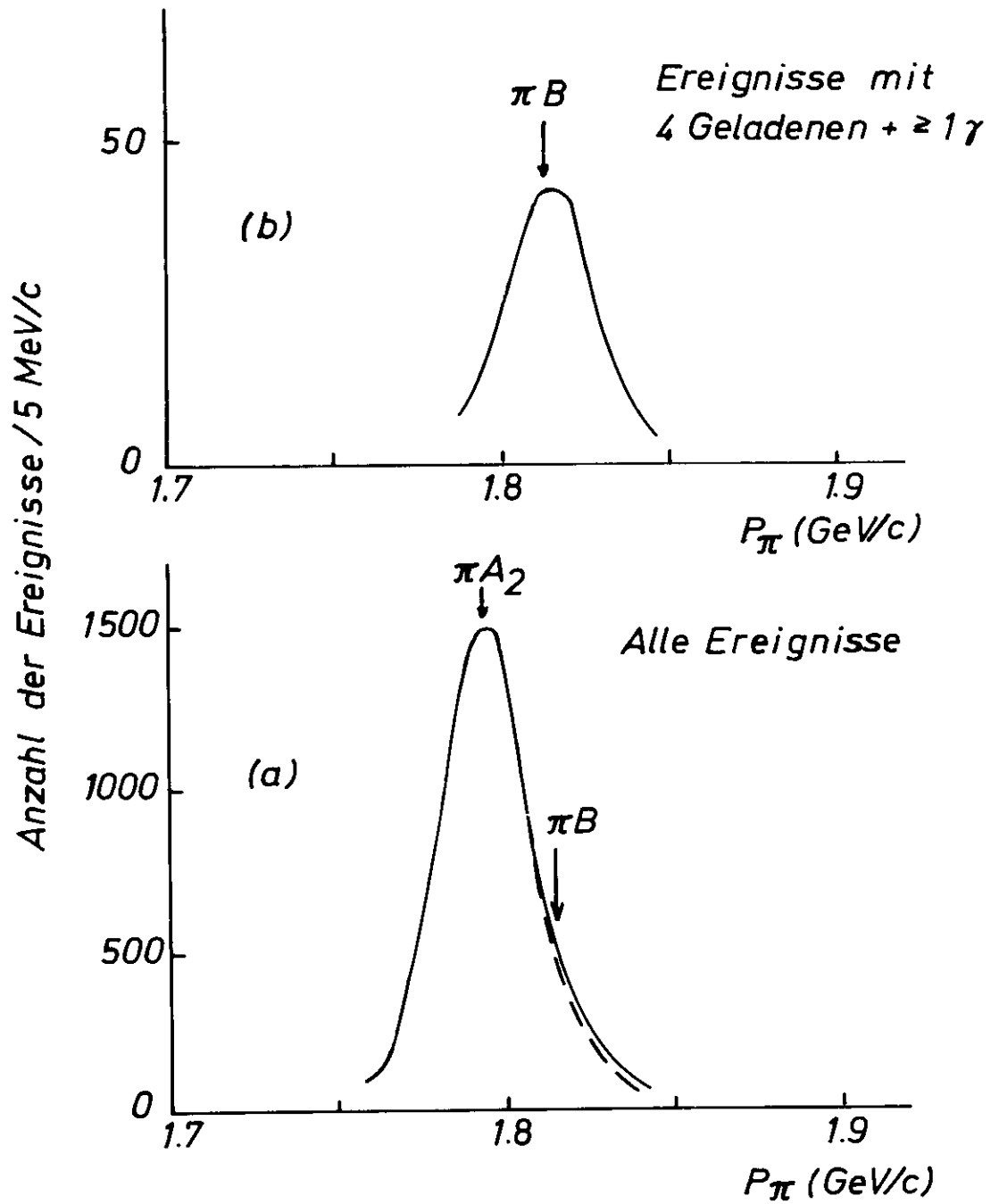


Abb. 6

$\Delta P(\text{MeV}/c)$ Erforderliche Impulsgeuauigkeit für $\Delta M_X = 30 \text{ MeV}$

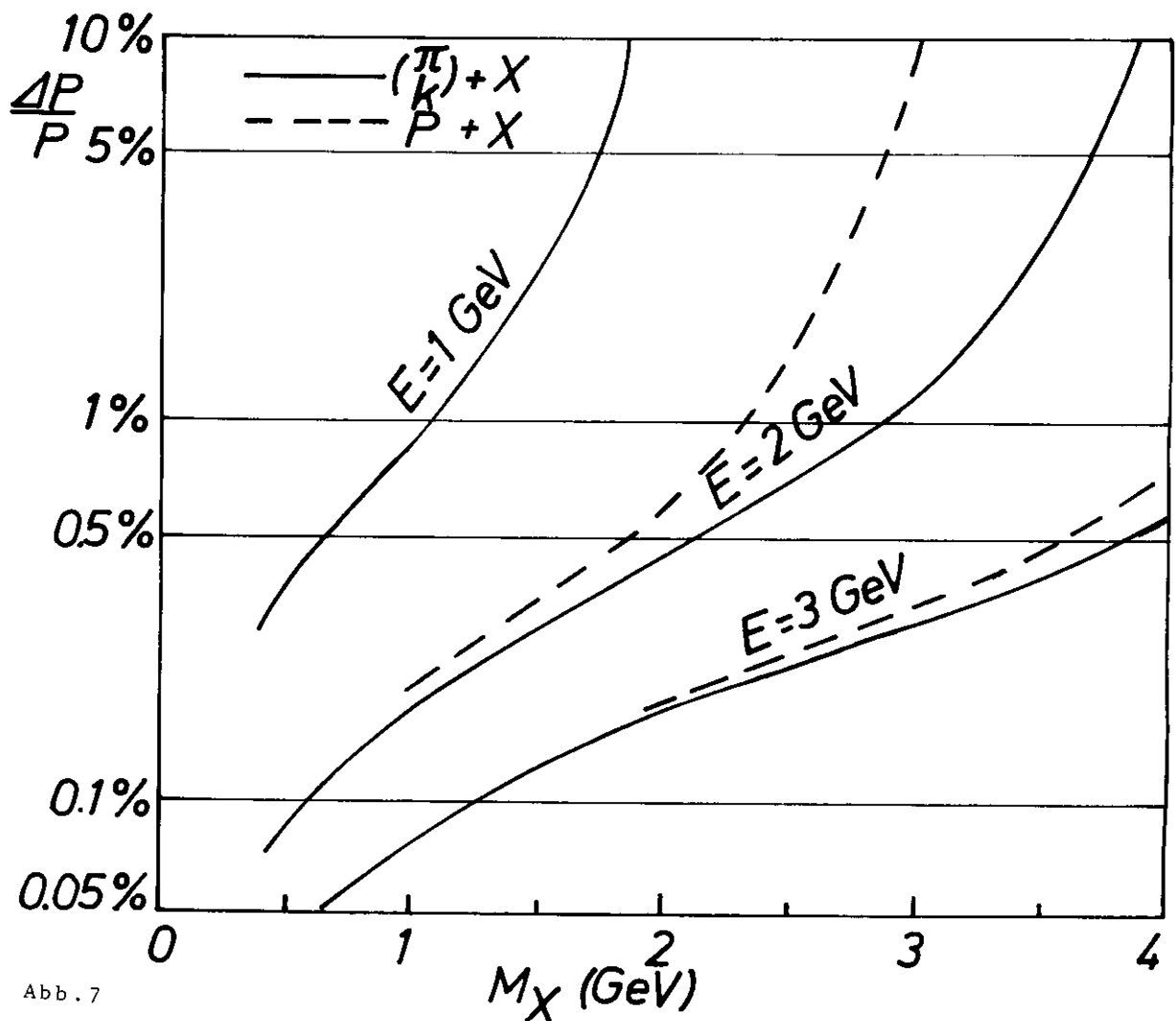
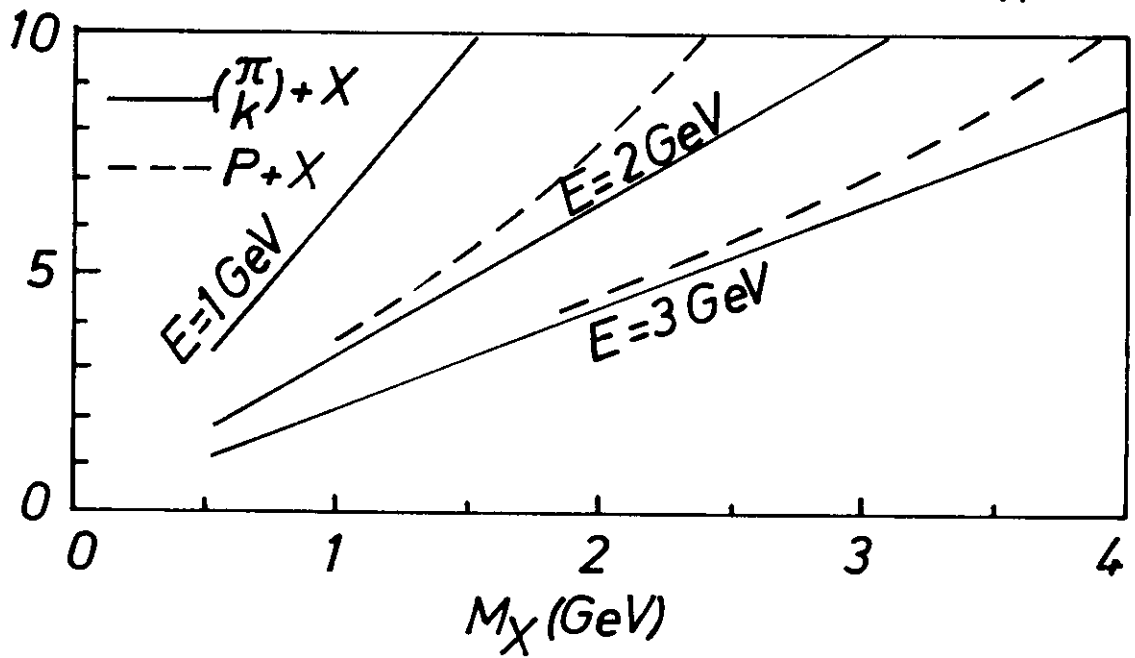


Abb. 7

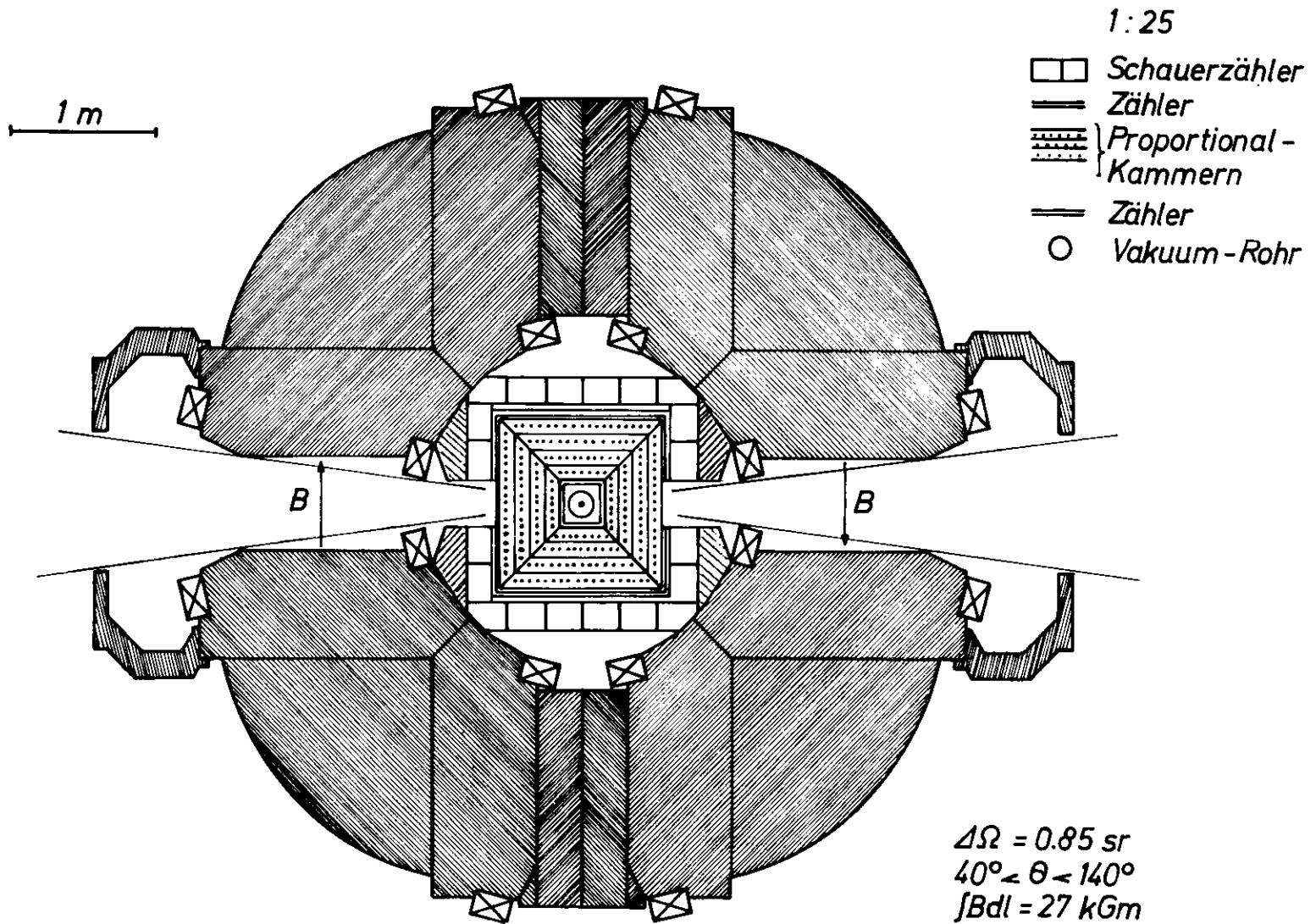


Abb. 8a

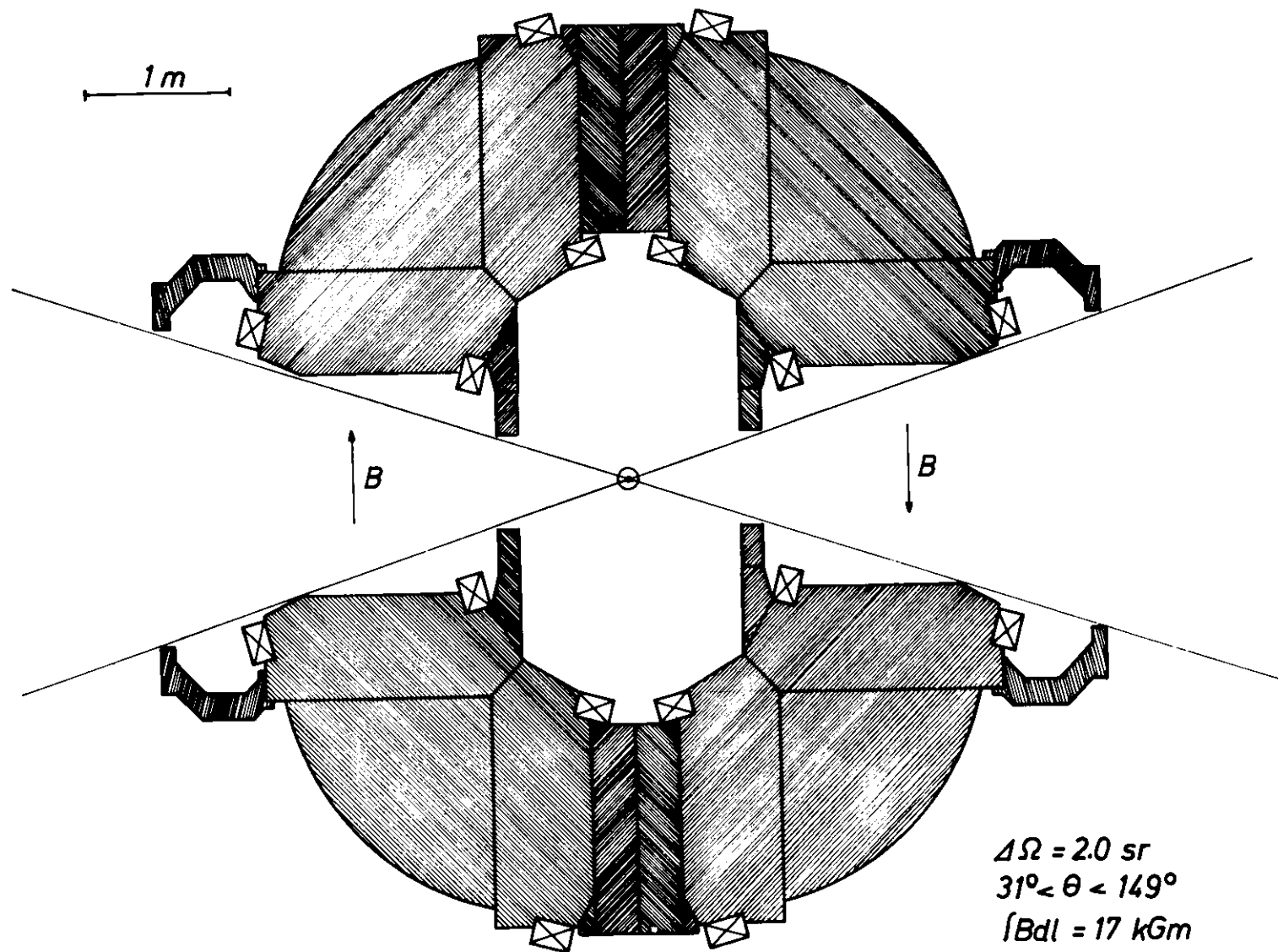
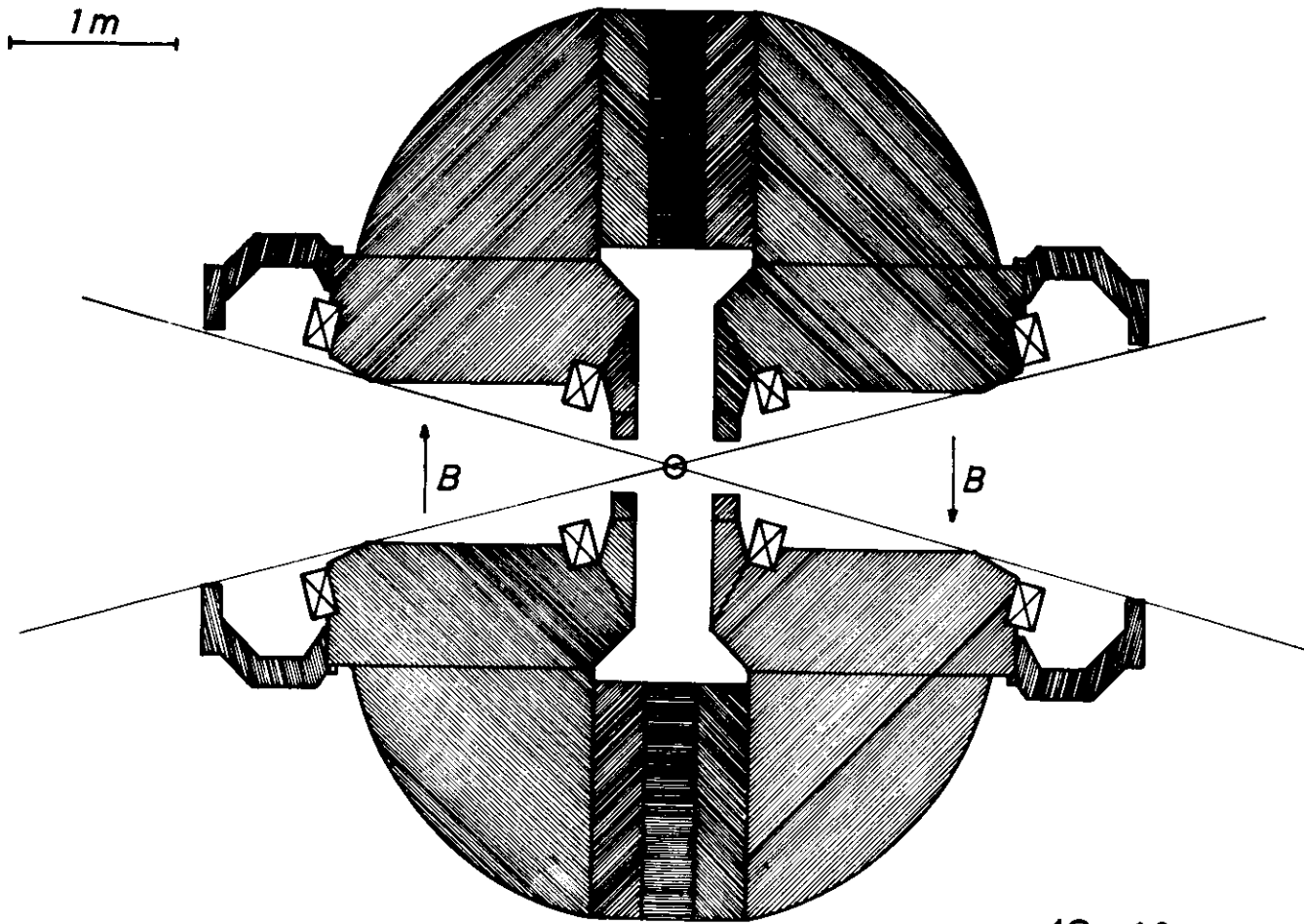


Abb. 8b



$$\Delta\Omega = 1.8 \text{ sr}$$

$$31^\circ < \theta < 149^\circ$$

$$\int B dl = 22 \text{ kGm}$$

Abb. 8c

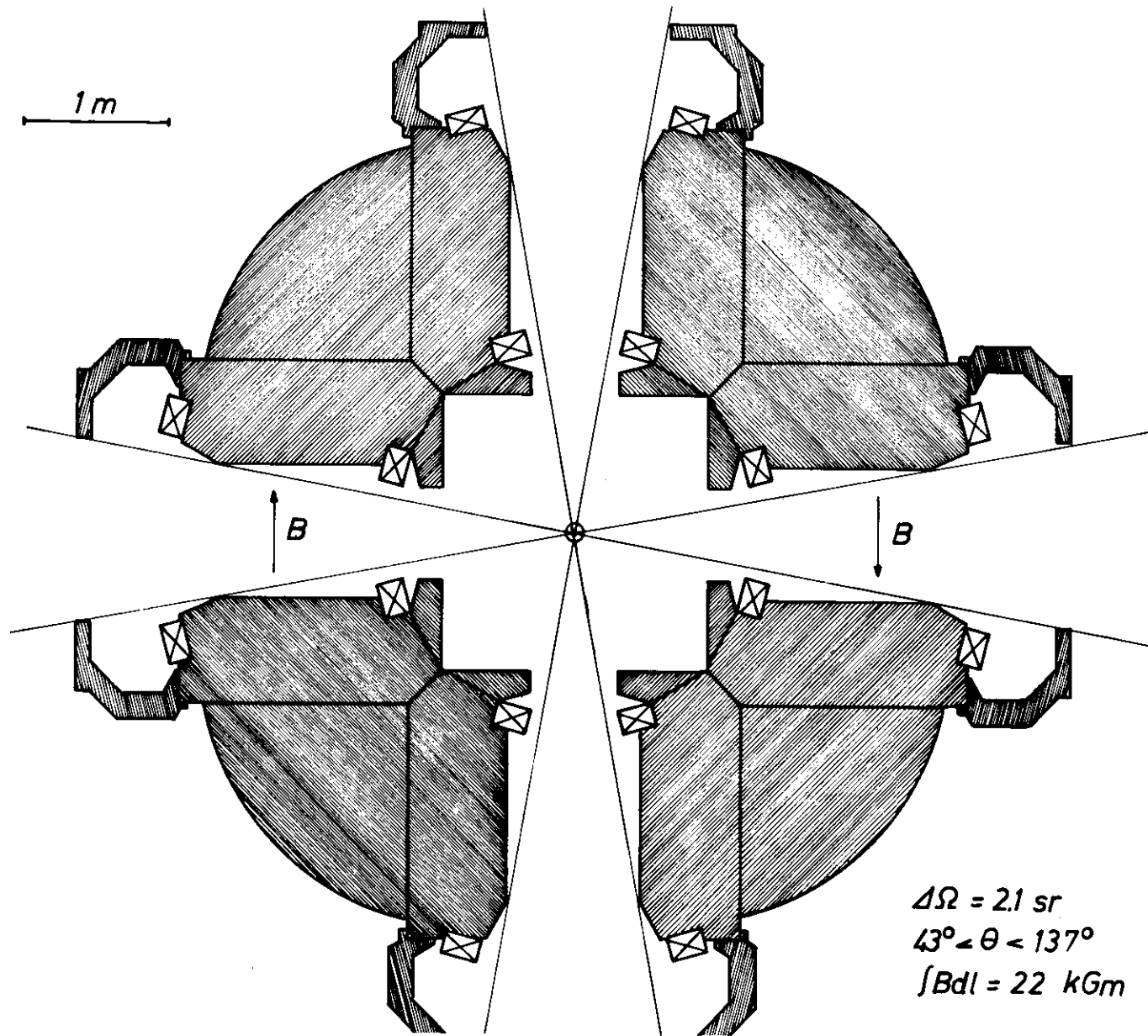
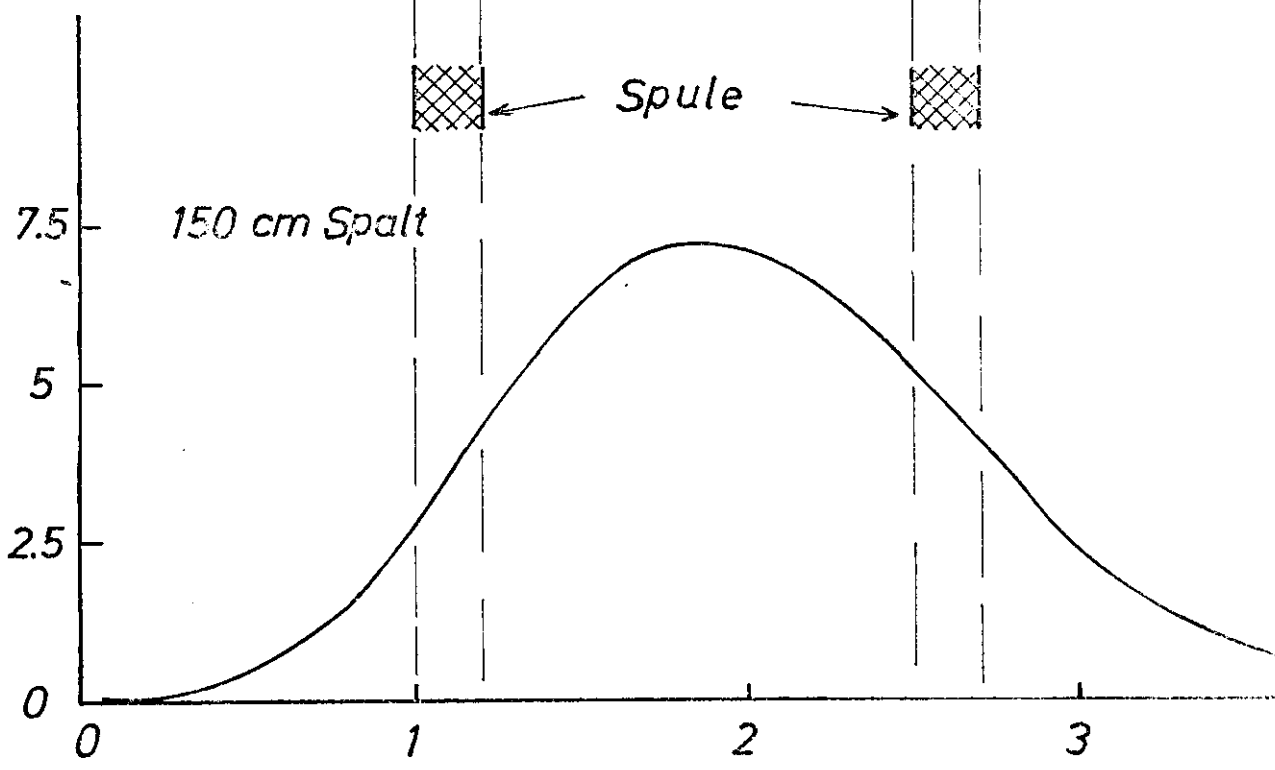
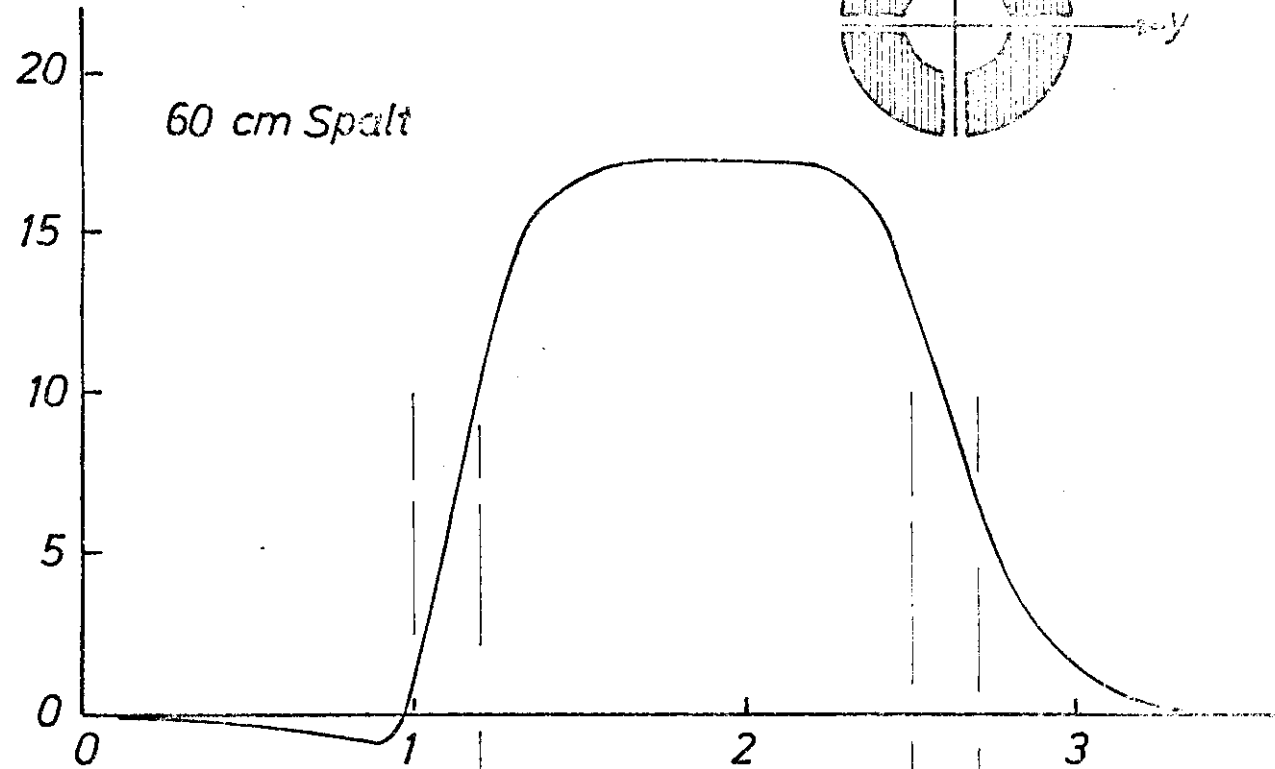
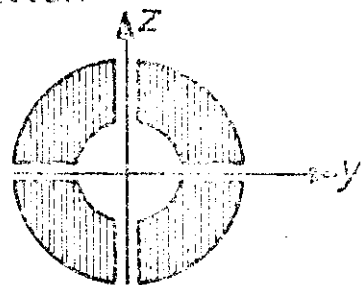


Abb. 8d

Feldverlauf mit Spiegelplatten

B_z (kG)

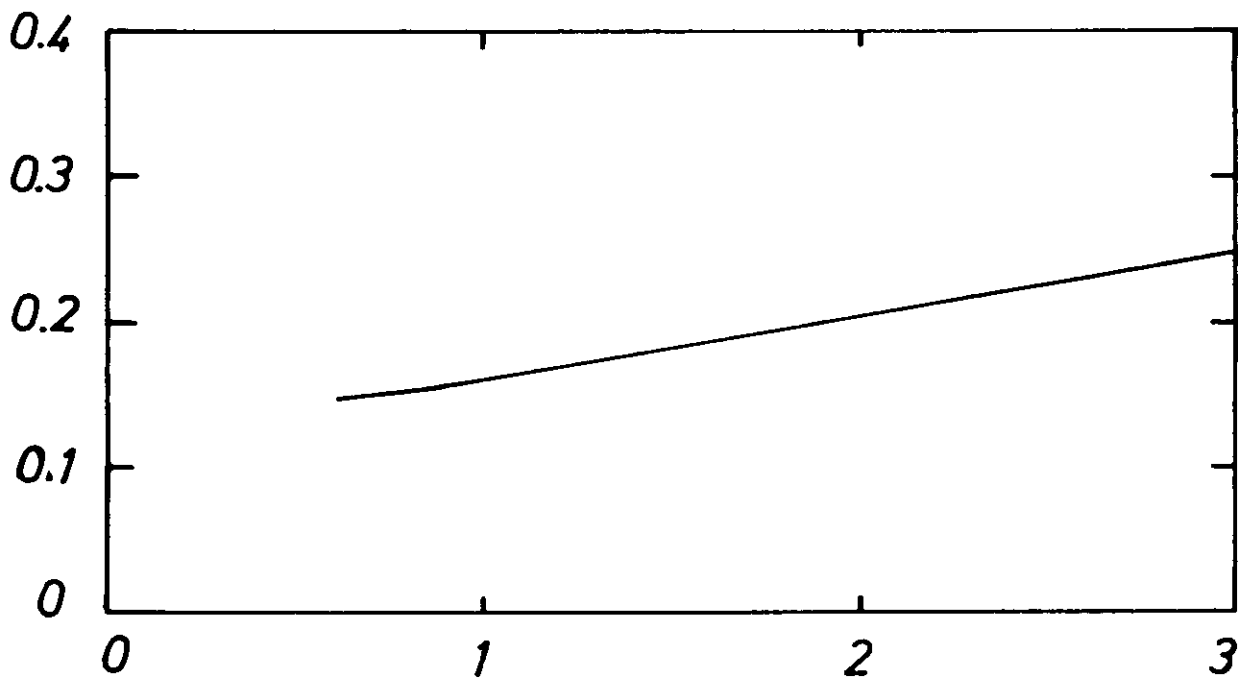


Y (m)

Abb. 9

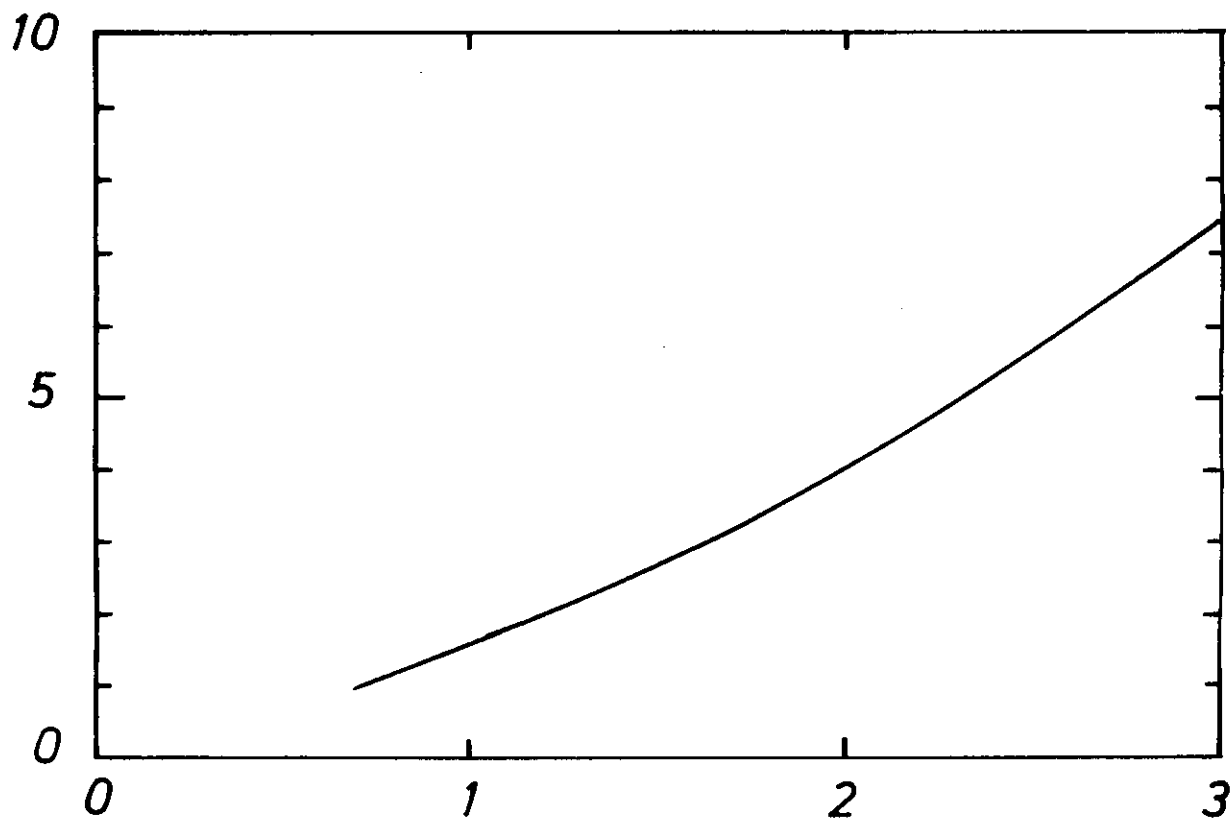
Impulsauflösung bei $\int Bdl = 26 \text{ kGm}$,
 $L_j = 0.8 \text{ m}$, $L_a = 0$

$\frac{\Delta P}{P}(\%)$



ΔP (MeV/c)

P (GeV/c)



P (GeV/c)

$$e^+ e^- \rightarrow \pi + X, \quad M_X = 1 \text{ GeV}$$

$$\int B dl = 26 \text{ kGm}, \quad L_j = 0.8 \text{ m}, \quad L_a = 0$$

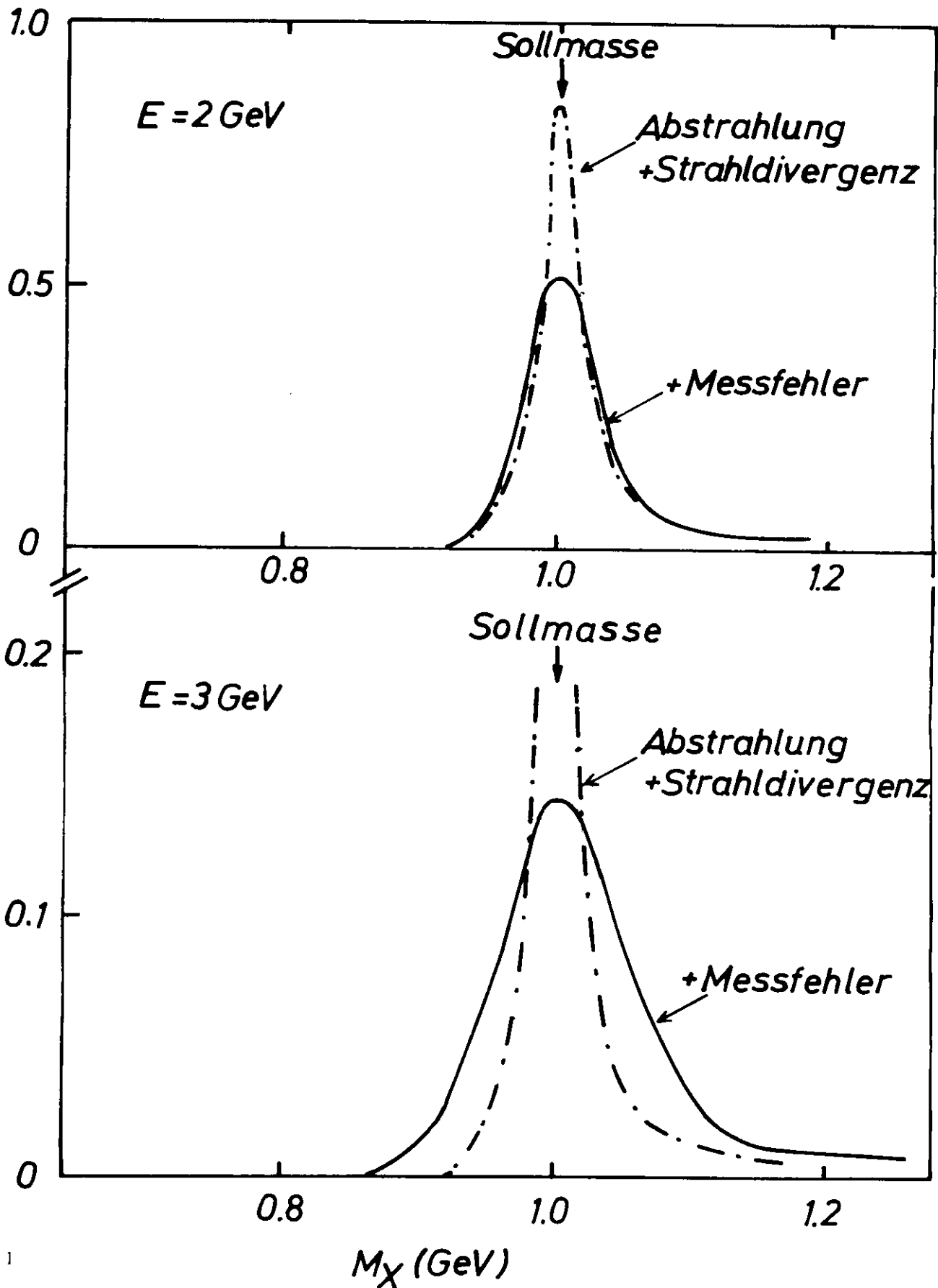
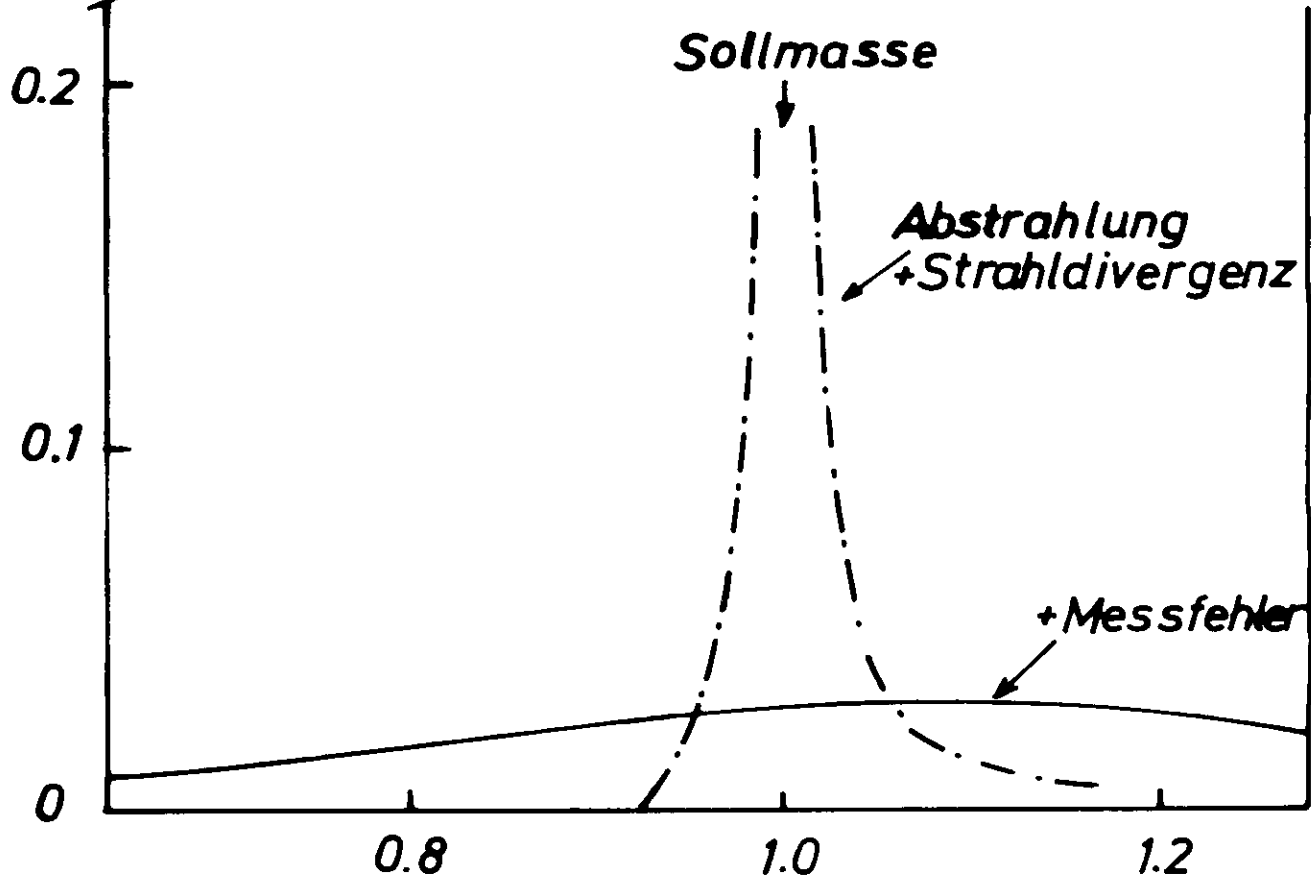
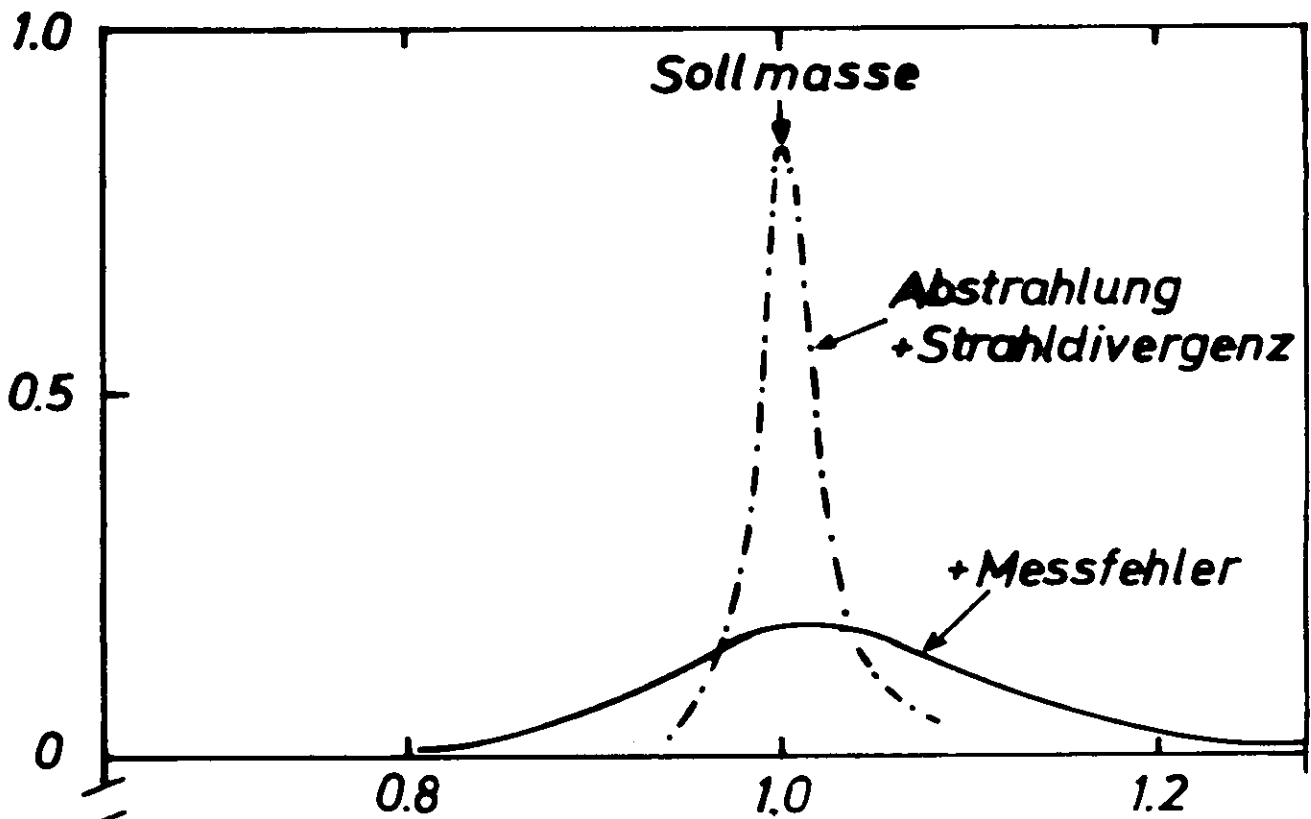
 $\frac{dN}{dM_X}$ 

Abb. 11

$$e^+e^- \rightarrow \pi + X, M_X = 1 \text{ GeV}$$

$$\int |B_{d1}| = 12 \text{ kGm}, L_j = L_d = 0$$

$$\frac{dN}{dM_X}$$



M_X (GeV)

Abb. 12

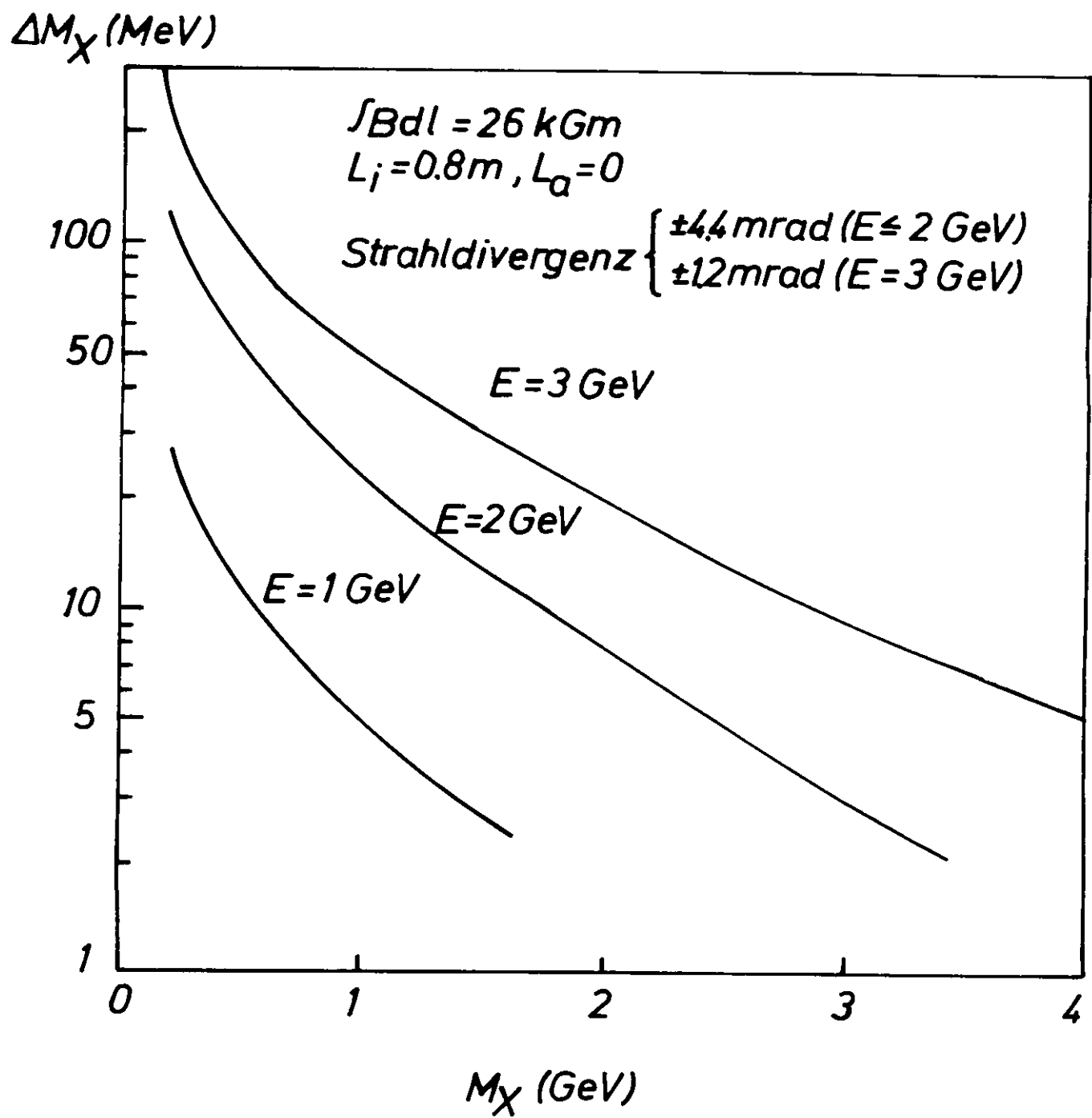
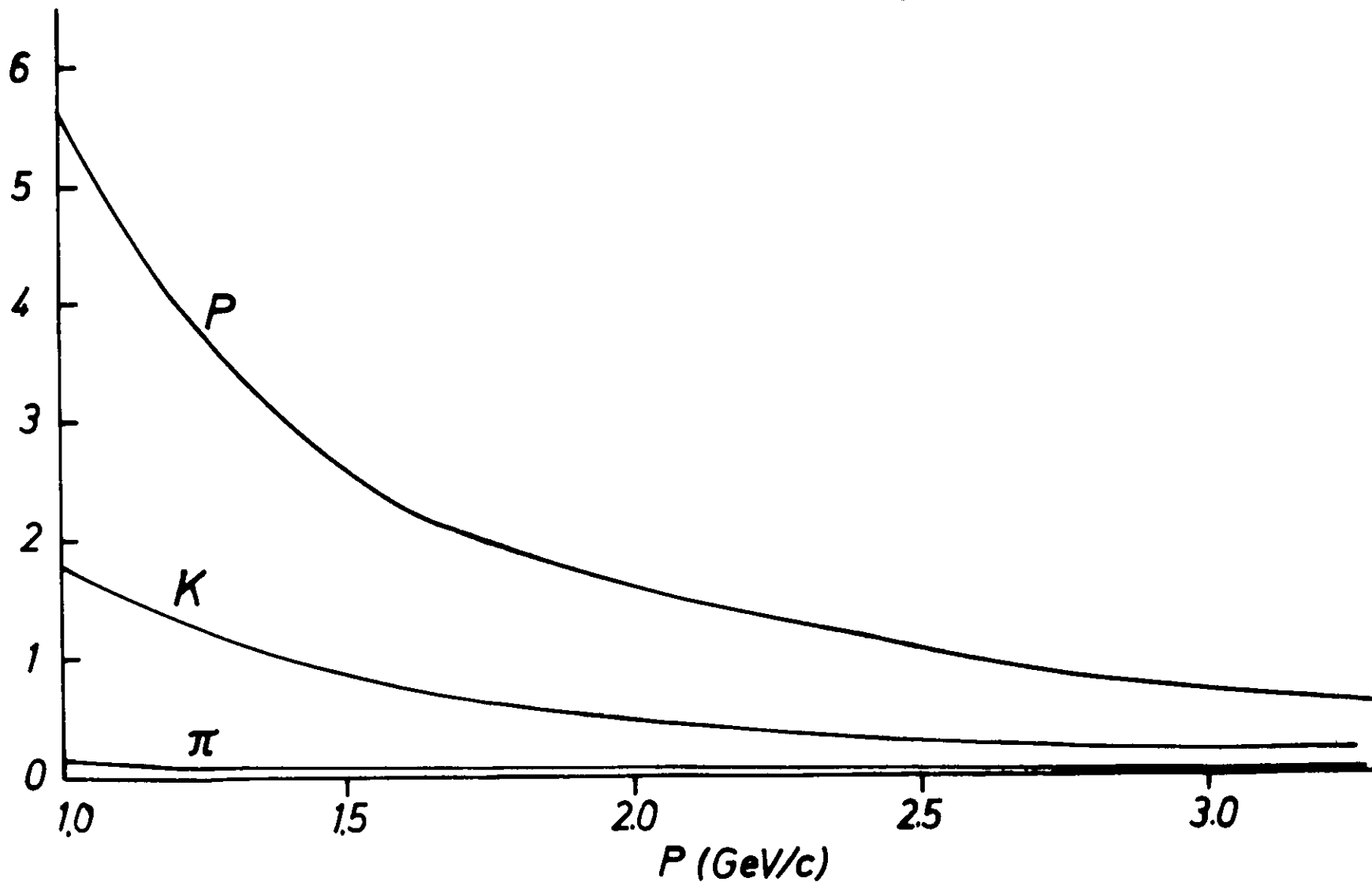


Abb. 13

*Flugzeitunterschiede zwischen Elektronen und
Hadronen bei 4.5 m Flugstrecke*

ΔT (nsec)



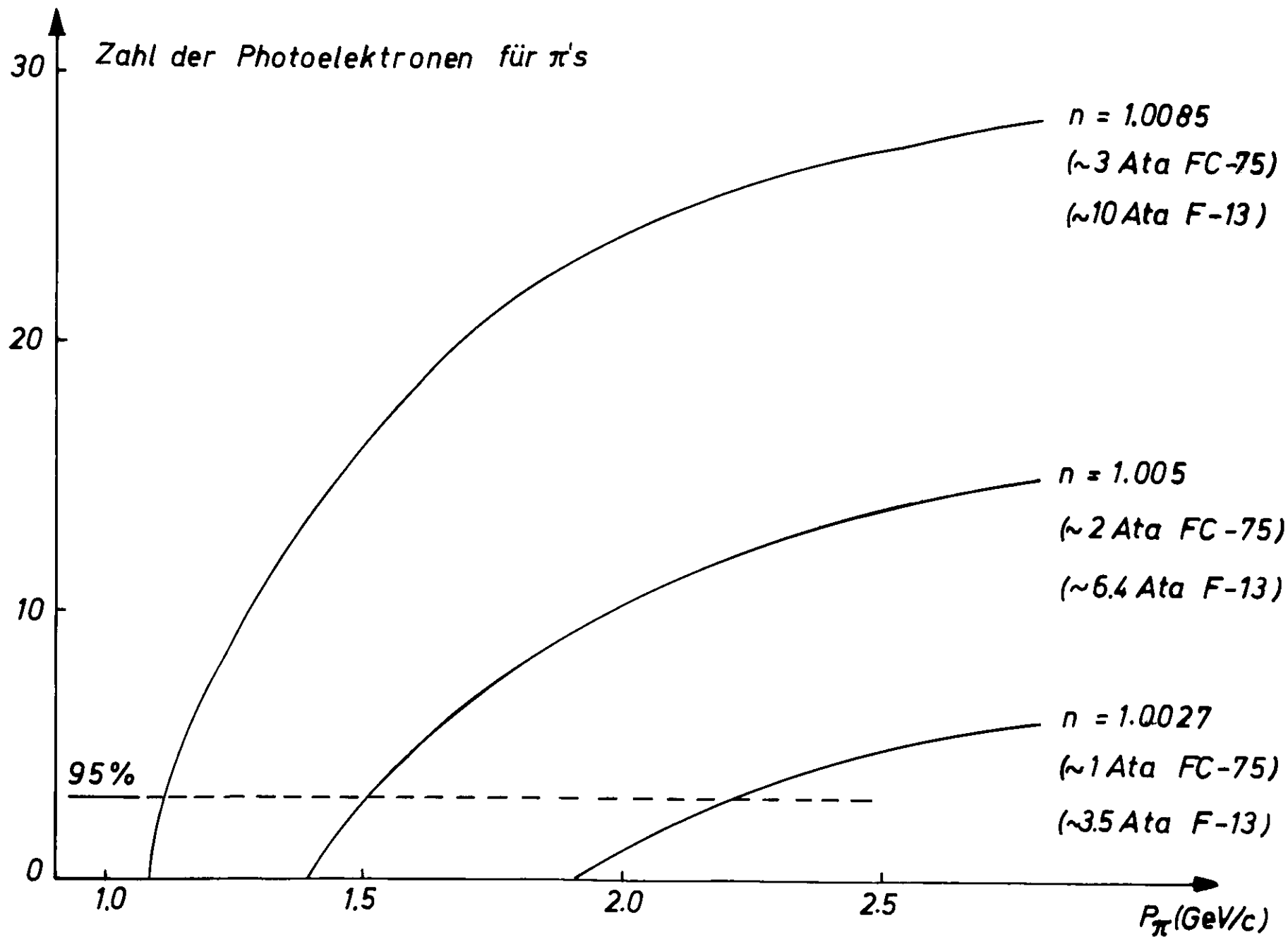
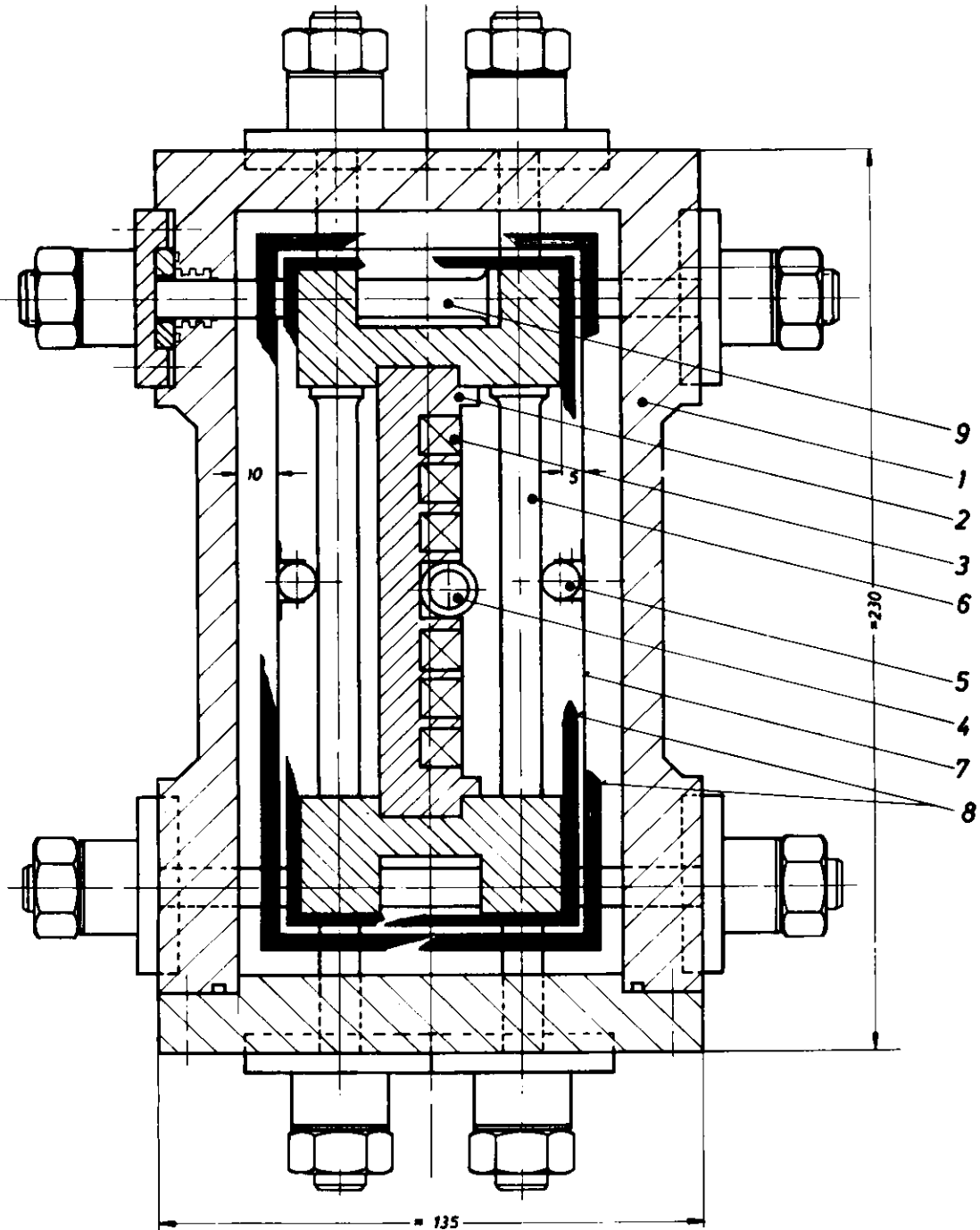


Abb. 15



SL - Spule (Prinzipskizze) M 1:1

9	Horizont. - Verspannung
8	Superisolation
7	N ₂ - Schild
6	Vertik. - Verspannung
5	N ₂ - Leitung
4	He - Leitung
3	SL - Wicklungen
2	Wicklungsträger
1	Vakuumbehälter