

Interner Bericht

DESY D3-48

Dezember 1983

Abschätzung der Myonendosis an der  
Erdoberfläche durch vertikal ablenkende  
Magnete bei HERA

von

H. Dinter

Eigentum der	Physikbibliothek
Property of	Library
Zugang:	13. DEZ. 1983
Accessions:	
Leihfrist:	7
Loan period:	days

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

Interner Bericht

DESY D3-48

Dezember 1983

Abschätzung der Myonendosis an der  
Erdoberfläche durch vertikal ablenkende  
Magnete bei HERA

von

H. Dinter

Abstract:

The contribution of muons to the dose equivalent at the earth's surface due to vertical deflections of the proton beam is estimated for the storage ring HERA.

## 1. Einleitung

In jeder HERA-Experimentierhalle wird der Protonenstrahl mit dem Elektronenstrahl zur Wechselwirkung gebracht. Da er im Tunnel oberhalb des Elektronenstrahls angeordnet ist, wird er vor jeder Halle nach unten und danach wieder nach oben abgelenkt (s.Fig. 1). Der Ablenkwinkel beträgt jeweils 6 mrad.

Wenn der vertikal abgelenkte Protonenstrahl unbeabsichtigt auf ein Hindernis trifft (z.B. Strahlrohrwand), entstehen in großer Zahl Pionen, die entlang ihrer Flugstrecke in Myonen zerfallen. Diese Myonen haben große Reichweiten in Materie, und wenn ihre Flugrichtung aufwärts gerichtet ist, ist zu untersuchen, ob die über dem Tunnel liegende Sandschicht zu ihrer Abschirmung ausreichend ist, und in wie weit sie eventuell zur Dosis an der Erdoberfläche beitragen. Die Myonendosis, die durch Verlust des ebenen Protonenstrahls zustande kommt, wurde bereits in Lit. 1 und 2 untersucht.

## 2. Rechnungen

Wenn der vertikal abgelenkte Protonenstrahl ein Target trifft, so müssen 2 Fälle gesondert betrachtet werden:

Der Strahl von Sekundärteilchen gelangt in den nächsten; zurücklenkenden Vertikalmagneten. Dann wird eine Ladungskomponente der Sekundärteilchen entgegengesetzt zum Protonenstrahl abgelenkt, und da die Teilchen sicher kleinere Impulse als die Protonen haben, werden sie mit einem größeren Winkel nach oben abgelenkt (s.Fig. 2 a).

Eine 2. Möglichkeit ist, daß die sekundären Teilchen am rücklenkenden Magneten vorbei fliegen und (etwa) mit der Richtung des Protonenstrahls auf die Tunneldecke treffen (s.Fig. 2 b).

Beide Fälle werden im folgenden untersucht und diskutiert.

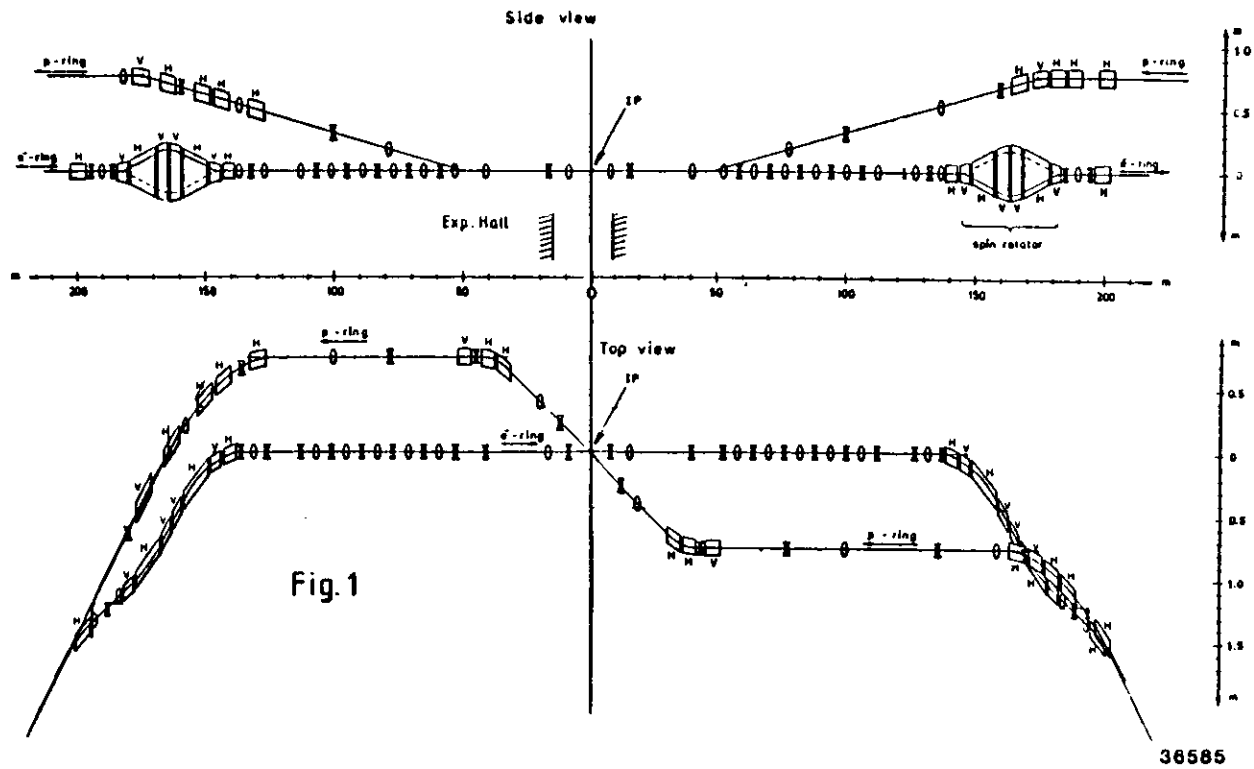
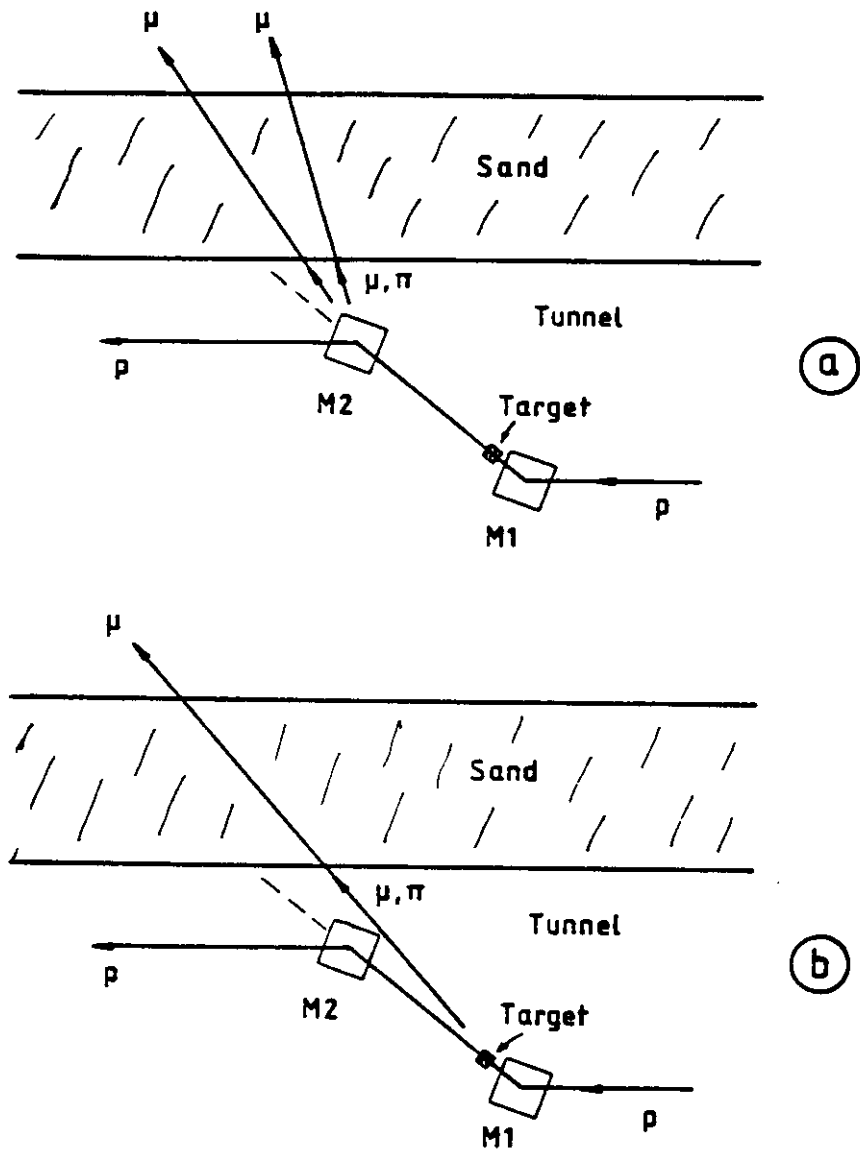


Fig.1 Strahlführung in der Umgebung einer HERA-Experimentierhalle



38591

Fig. 2

Fig.2

Flugrichtung von Sekundärteilchen, resultierend von einem vertikal abgelenkten Protonenstrahl:

a) zusätzliche Ablenkung der negativen Ladungskomponente durch den Magneten, der die Protonen zurücklenkt.

b) die sekundären Teilchen fliegen am rücklenkenden Magneten vorbei, in die Tunneldecke.

-----

## 2.1 Vertikal abgelenkter Protonenstrahl mit zusätzlicher Ablenkung der Sekundärteilchen

Dabei können 2 Fälle auftreten: beim aufwärts gelenkten Protonenstrahl wird durch den rücklenkenden Magneten die negative Ladungskomponente der sekundären Teilchen nach oben abgelenkt (s. Fig. 2 a), während beim abwärts gelenkten Protonenstrahl die positiv geladenen Sekundärteilchen nach oben gelenkt werden. Wenn man davon ausgeht, daß etwa gleich viel positive wie negative Teilchen gebildet werden, dann ist sicher der aufwärts laufende Strahl der wichtigere Fall, und im folgendem wird nur noch dieser Fall betrachtet.

Von den Sekundärteilchen werden nur Pionen und deren Zerfallsprodukt, die Myonen, betrachtet (alle anderen Teilchen bewirken höchstens einen 10%-Effekt). Beide Teilchensorten gelangen in den rücklenkenden Magneten, und ihre negative Komponente wird gemäß ihres Impulses nach oben abgelenkt. Dabei können Pionen nur höchstens um solche Winkel abgelenkt werden, daß sie den Ablenkmagnet durch seine hintere Öffnung verlassen. Bei größeren Ablenkwinkeln werden sie im Magneteisen absorbiert. Im Gegensatz dazu können jedoch die Myonen wegen ihrer hohen Durchdringungsfähigkeit den Magneten nach großen Ablenkwinkeln auch durch das Eisen in Richtung Erdoberfläche verlassen.

Wir nehmen an, daß die Pionen eine mittlere Driftstrecke von 40 m bis zur Ablenkung zurückgelegt haben. Hinter dem Magneten werden sie nach einigen Metern (je nach Impuls) unter kleinen Winkeln auf die Vakuumkammer treffen und dort, oder in den umgebenden Beschleunigerkomponenten, absorbiert werden. Das heißt, daß der Beitrag zum Myonenfluß, den die abgelenkten Pionen leisten, gegenüber dem der in der langen Driftstrecke zerfallenen Pionen, vernachlässigt werden kann.

Wir betrachten also nur den Fall, wie er in Fig. 3 a skizziert ist:

Ein unter  $\alpha = 6$  mrad (Lit. 3) aufwärtsgelenkter Protonenstrahl der Energie  $E_p = 820$  GeV trifft auf ein Target (Kupfer). Die dabei entstehenden Pionen zerfallen während einer Driftstrecke von  $\Delta = 40$  m. In einem Dipolmagnet der Länge  $l = 6$  m (Lit. 4) und der magnetischen Flußdichte  $B = 2,72$  T (entsprechend den Werten von  $\alpha$ ,  $E_p$  und  $l$ ) werden die negativ geladenen Myonen um den Winkel  $\phi$  nach oben abgelenkt.

Alle sekundären Pionen sind Teilchen der 1. Generation. Das entspricht einem dünnen Target (etwa 1 Kollisionslänge). Kaskadeneffekte brauchen dem gegenüber nicht betrachtet zu werden. Sie liefern zwar eine höhere Teilchenzahl, aber da sich die Schauerenergie auf alle Teilchen verteilt, ist die mittlere Energie der Myonen kleiner und hat damit weniger die Möglichkeit, die Erdoberfläche zu erreichen.

Die Ringebene ist gegenüber einer idealen horizontalen Oberfläche um  $\delta = 10,8$  mrad geneigt, mit der tiefsten Stelle zwischen den Hallen N und O und entsprechend der höchsten Stelle zwischen den Hallen S und W. Damit weist der Protonenstrahl in der Umgebung der Hallen N und W schon ohne Vertikalablenkung einen aufwärtsgerichteten Winkel (Halle N:  $\delta_N = 8,3$  mrad; Halle W:  $\delta_W = 6,8$  mrad) gegenüber der Erdoberfläche auf. Das ist jedoch für den betrachteten Fall dann ohne Belang, wenn der Winkel  $\alpha$  von der Ringebene aus (und nicht von einer idealen horizontalen Ebene aus) gemessen wird. Außerdem ist die Erdoberfläche nicht homogen eben, und es muß für jede Halle die individuelle, radiale Abschirmdicke ermittelt werden (s. Punkt 2 im folgenden).

Um zu Dosiswerten an der Erdoberfläche zu gelangen wird folgendes Verfahren angewandt:

1. Man vergleicht die Sanddicken  $w$  (Fig. 3 a) in Flugrichtung der Myonen je nach Impuls und damit Ablenkwinkel  $\phi$  mit deren maximaler Reichweite.
2. Aus Pkt. 1 sieht man, daß nur Myonen mit Impulsen über einem Minimalwert an die Erdoberfläche gelangen



können. Myonen mit diesem Minimalimpuls  $P_{\min}$  liefern auch die größten Dosiswerte wegen des zu hohen Myon-Energien stark abfallenden Spektrums.

3. Mit Hilfe des Programms MUSTOP bestimmt man aus dem Myonenspektrum die Anzahl der Myonen mit diesem Minimalimpuls, die den Magneten erreichen.
4. Das Programm TOMCAT liefert die Myonenfluenz hinter der Sanddicke  $w$  für abgelenkte Myonen des Impulses  $P_{\min}$ .
5. Durch Aneinanderbinden der Punkte 3 und 4 und durch Multiplikation mit einem geeigneten  $dE/dx$ -Faktor erhält man die maximalen Dosiswerte an der Erdoberfläche.

Zu Punkt 1:

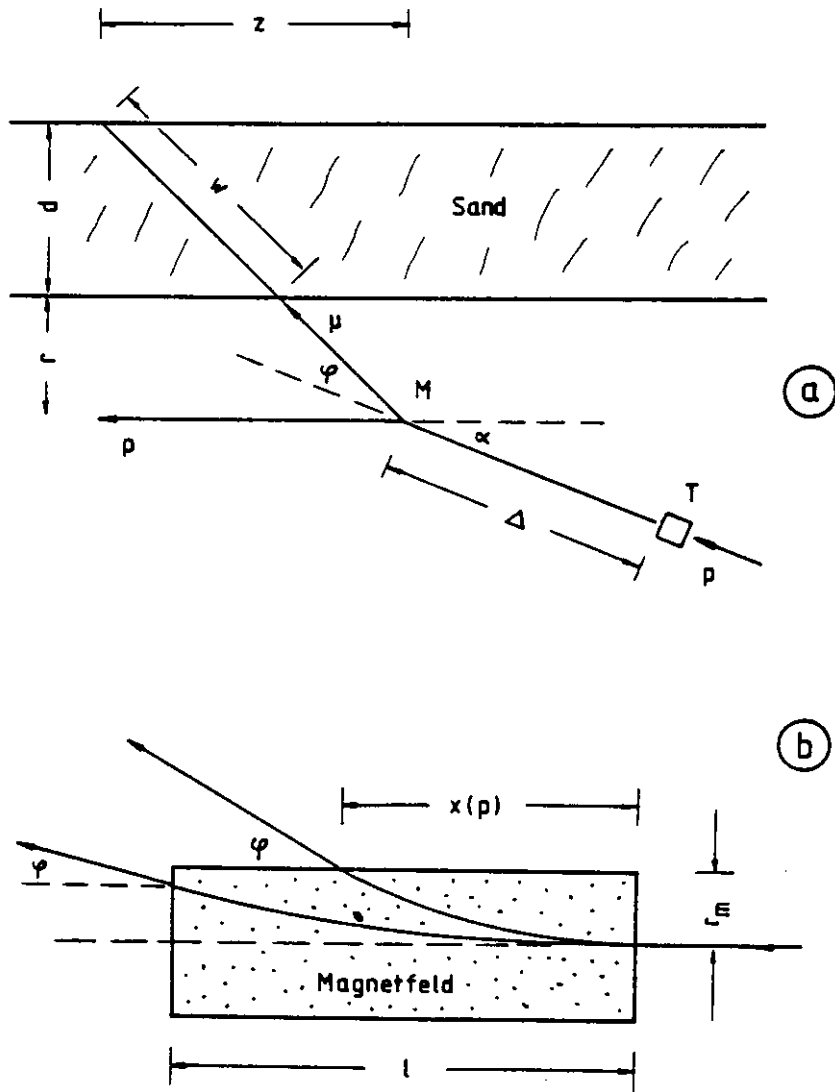
Die Sanddicke  $w$  in Flugrichtung der Myonen erhält man aus dem Winkel  $\alpha$ , mit dem der Protonenstrahl gegenüber der Erdoberfläche nach oben gelenkt wird, und aus dem Winkel  $\phi$ , mit dem die Myonen durch den die Protonen rücklenkenden Magneten zusätzlich nach oben abgelenkt werde (Fig. 3 a):

$$w = \frac{d}{\alpha + \phi} \quad \text{mit} \quad \phi = l \cdot \frac{\text{GeV}/c}{P} \cdot \frac{B}{T} \cdot \frac{0,3}{m};$$

dabei ist:  $d$  = radiale Sanddicke,  
 $l$  = Länge des Magnetfeldes,  
 $P$  = Myon-Impuls,  
 $B$  = Flußdichte.

Für Myonen, die das Magnetfeld an der Rückseite verlassen, beträgt die Länge des Magnetfeldes  $l = 6$  m. Myonen, die das Magnetfeld seitlich verlassen, durchfliegen eine Magnetfeldlänge  $x$ , die vom Impuls abhängt (Fig. 3 b). Es ist

$$x = \sqrt{2 \cdot \rho \cdot r_m} \quad , \quad \text{mit} \quad \rho = \frac{P}{\text{GeV}/c} \cdot \frac{T}{B} \cdot \frac{m}{0,3} ;$$



36590

Fig. 3

- Fig.3 Fall 1: Ablenkung der Myonen nach oben:
- a) Skizze und Erklärung der in der Rechnung verwendeten Größen,
  - b) Skizze und Erklärung zur Berechnung des Ablenkewinkels als Funktion des Impulses.

dabei ist  $\rho$  der Krümmungsradius der Myonenbahn,  
 $r_m$  die halbe Breite des Magnetfeldes.

Die Größe  $r_m$  beträgt für Teilchen in der Strahlebene 5 cm (Lit. 5). Damit kann man berechnen, daß alle Myonen mit Impulsen unter 300 GeV/c bei dem Magnetfeld  $B = 2,72$  T seitlich austreten.

Für den Ablenkwinkel  $\phi$  ergibt sich somit:

$$\phi = 4,90 \left( \frac{\text{GeV}/c}{p} \right) \quad \text{für } p \geq 300 \text{ GeV}/c,$$

$$\phi = 0,29 \left( \frac{\text{GeV}/c}{p} \right)^{1/2} \quad \text{für } p < 300 \text{ GeV}/c.$$

Damit kann man die Sanddicke  $w$  für verschiedene Radialdicken  $d$  als Funktion des Impulses berechnen und mit der jeweiligen maximalen Reichweite vergleichen. Das ist in Fig. 4 geschehen.

Zu Punkt 2:

In der Fig. 4 ist die Kurve eingezeichnet, die der Reichweite der Myonen in Sand (Dichte =  $1,6 \text{ g cm}^{-3}$ ) entspricht ( $w = R$ ). Rechts dieser Kurve liegen die Myonen, für die auf Grund ihres Impulses die Sanddicke in ihrer Flugrichtung kleiner ist als ihre Reichweite. Nur sie müssen betrachtet werden. Der Schnittpunkt der Kurven  $w = f(p)$  für eine bestimmte Radialdicke  $d$  mit der Reichweitenkurve liefert einen Impuls  $P_{\min}$ , den die Myonen mindestens haben müssen, um die Erdoberfläche zu erreichen. Fig. 4 zeigt, daß nur für Radialdicken, die kleiner als etwa  $d = 16$  m sind, Myonen mit Endenergien von 820 GeV/c betrachtet werden müssen.

Es ergeben sich folgende Minimalimpulse für verschiedene Radialdicken:

$d$ (m)	$P_{\min}$ (GeV/c)
10	120
12,5	220
15	400
17,5	>820

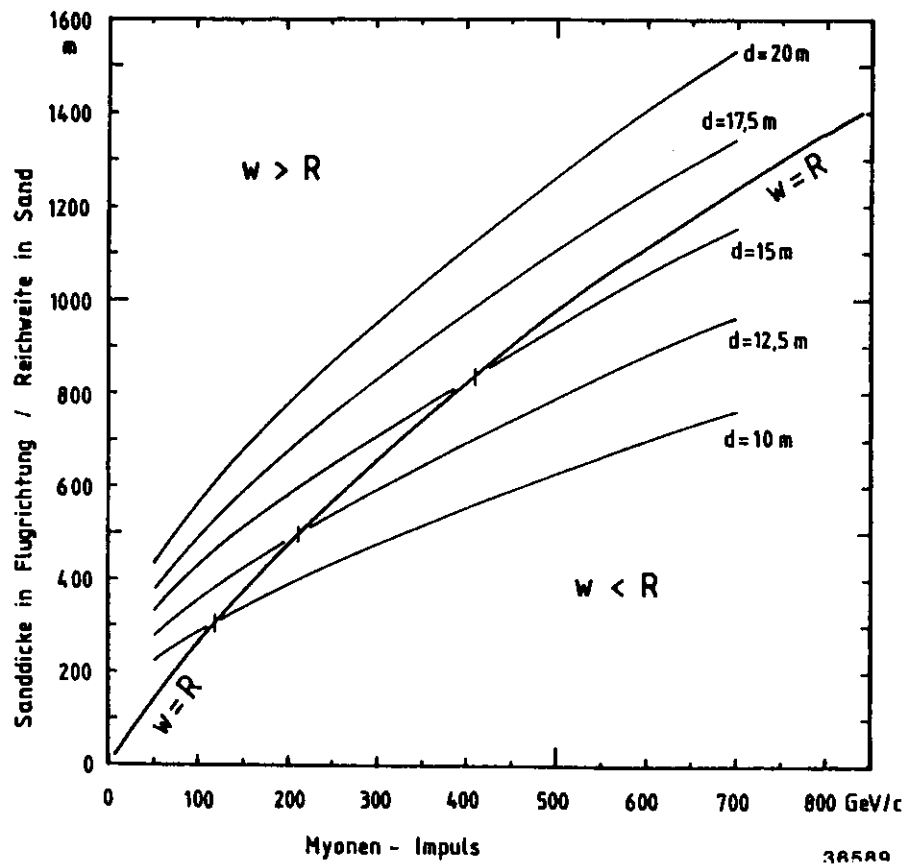


Fig. 4

Fig. 4 Sanddicke  $W$  in Flugrichtung der Myonen als Funktion ihres Impulses für verschiedene Radialdicken  $d$  und Reichweite von Myonen in Sand (Dichte =  $1.6 \text{ g cm}^{-3}$ ) in Abhängigkeit vom Impuls.

Die Zeichnung des HERA-Längsschnittes ergibt für die einzelnen Hallen an den entsprechenden Stellen folgende Radialdicken:

Halle	d (m)
N	17,5
O	15
S	17,5
W	15

Daraus ergibt sich, daß im folgenden nur die Hallen O und W mit einer Radialdicke von  $d = 15$  m betrachtet werden müssen. Dabei ist der minimale Impuls  $400$  GeV/c und die Sanddicke in Flugrichtung beträgt  $w = 810$  m.

In der Abb. 5 ist das Myonenspektrum für beide Ladungskomponenten wiedergegeben, wie es beim Eintritt in den Magneten vorliegt. Man erkennt, daß die Zahl der Myonen mit zunehmendem Impuls außerordentlich schnell abnimmt. Das aber heißt, daß es für die Angabe der maximalen Dosis an der Erdoberfläche genügt, diejenigen Myonen mit dem kleinsten Impuls zu betrachten.

Zu Punkt 3:

Mit dem Programm MUSTOP (Target-Option) (Lit. 6,7) wurde das (oben genannte) Spektrum der Myonen der Fig. 5 berechnet. Dabei wurde die Produktionsformel von Ranft benutzt. Als Driftstrecke wurde ein mittlerer Wert von  $40$  m gewählt. Von einem Punkt auf der Strahlachse in dieser Entfernung wird das Magnetfeld unter dem Winkel  $\theta = \pm 3,75$  mrad ( $r_m = 5$  cm; siehe Punkt. 1) bzw.  $\Delta\Omega = 1,96 \cdot 10^{-5}$  sr gesehen. Deshalb wurde ein Spektrum unter einem mittleren Winkel von  $\theta = (1,25 \pm 0,25)$  mrad gewählt. Als Impulsbreite  $\Delta P$  wurde (willkürlich)  $16,2$  GeV/c gewählt.

Damit ergibt sich aus dem  $\mu^-$ -Spektrum für  $P = 400$  GeV/c, pro primäres Proton:

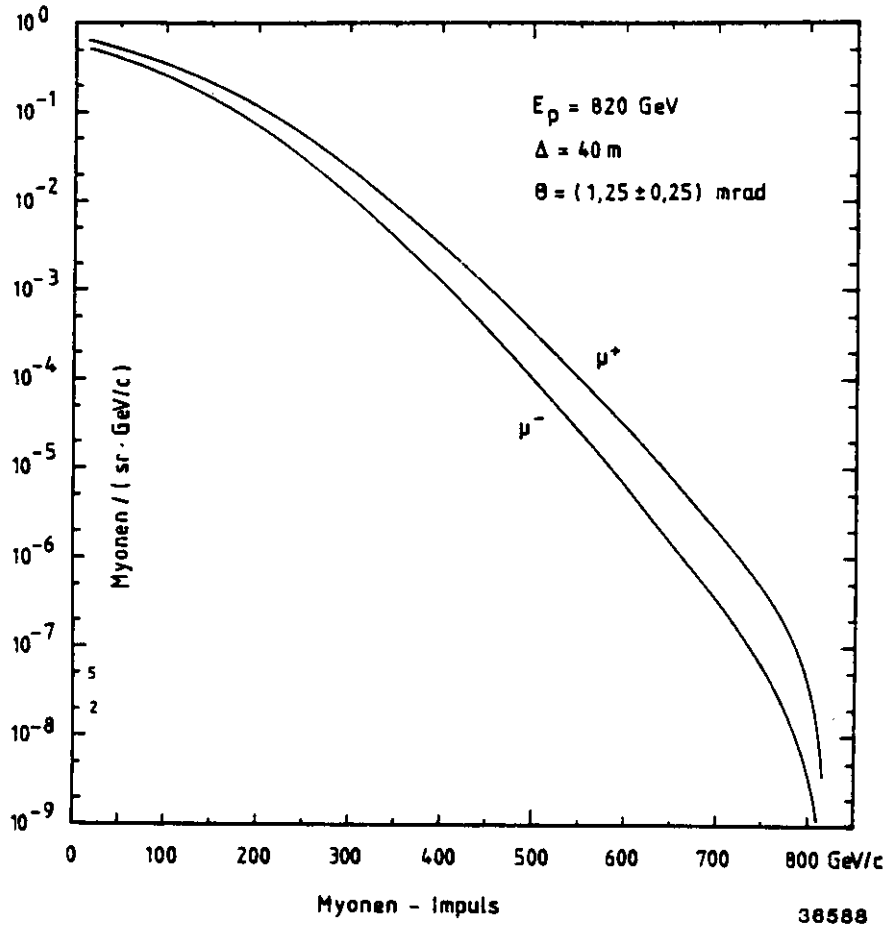


Fig. 5

Fig.5

Mittlere Spektren von positiv und negativ geladenen Myonen am Eingang des rücklenkenden Magneten. Als Targetmaterial wurde Kupfer angenommen.

---

$N_{\mu} = 1,2 \cdot 10^{-3} / (\text{sr} \cdot \text{GeV}/c)$  und mit den oben genannten Werten von  $\Delta\Omega$  und  $\Delta P$ :

$$N_{\mu} = 7,5 \cdot 10^{-7}$$

als Anzahl von negativen Myonen am Eingang des Magneten, pro primäres Proton von 820 GeV.

Zu Punkt 4:

Das Programm TOMCAT (Lit. 8) transportiert Myonen durch Materie und liefert Fluenzen hinter verschiedenen Absorberdicken.

Für Myonen mit dem Impuls 400 GeV/c und hinter einer Sanddicke 810 m (s. Punkt 2) errechnet man eine maximale Fluenz von  $1,3 \cdot 10^{-2}$  Myonen/m<sup>2</sup> pro einfallendes Myon.

Diese Fluenz fällt in einer Fläche mit dem Radius von 3 m ( $F = 30 \text{ m}^2$ ) um 50% ab. In Wirklichkeit handelt es sich jedoch nicht um einen sauberen  $\mu$ -Strahl, sondern nach der Ablenkung um einen  $\mu$ -Fächer. Aus diesem Fächer betrachten wir nur die Myonen mit dem Impuls  $400 \pm 16,2$  GeV. Dieses Intervall ist an der Erdoberfläche (bei  $d = 15$  m) etwa 50 m auseinandergezogen, d.h. die Fläche ist nicht  $30 \text{ m}^2$  sondern ( $50 \text{ m} \times 6 \text{ m} =$ )  $300 \text{ m}^2$ .

Damit ergibt sich für  $P = (400 \pm 16,2) \text{ GeV}/c$  pro primäres Myon.

$$\phi_{\mu} = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-2}.$$

Zu Punkt 5:

Die Dosis berechnet sich aus der Fluenz  $\phi$  nach der Beziehung

$$D = C \cdot \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \cdot \phi,$$

wobei  $C = 1,6 \cdot 10^{-8}$  grad MeV<sup>-1</sup> der Faktor ist, der die deponierte Energie (MeV/g) in die Dosiseneinheit rad konvertiert.

Den gesamten Umrechnungsfaktor, der Myonenfluenz in gewebe-äquivalente Dosis umrechnet, entnimmt man einem zusammenfassenden Bericht, der kürzlich erschienen ist (Lit. 9). Darin wird die Beziehung

$$1 \mu/m^2 \hat{=} 4,0 \cdot 10^{-12} \text{ rem}$$

angegeben, die den gegenwärtigen Kenntnisstand am besten wiedergibt.

Damit und mit den Werten von Punkt 3 und 4 ergeben sich folgende Dosen:

Hallen	h (m)	D rem/P	D mrem/10 <sup>14</sup> P	D <sub>a</sub> mrem/a
O, W	905	$3,9 \cdot 10^{-21}$	$3,9 \cdot 10^{-4}$	0,4
N, S	-	0	0	0

D ist die maximal auftretende Dosis an der Stelle h, innerhalb einer Fläche von 6 m Breite und 50 m Länge. Die Strecke h ist die Verlängerung der geraden Strahlbahn, die durch die Halle führt, in Protonenrichtung.

Der Jahresdosis D<sub>a</sub> liegen (wie bisher, siehe Lit. 1) 1000 lokale Strahlverluste mit jeweils 10<sup>14</sup> Protonen zugrunde.

## 2.2 Vertikal abgelenkter Protonenstrahl ohne Ablenkung der Sekundärteilchen

Die Situation ist in Fig. 6 a skizziert: der aufwärtsgelenkte Protonenstrahl trifft auf ein Target. Der Pionenstrahl zerfällt über eine Driftstrecke von hier  $\Delta = 100$  m, bis er unter dem Winkel  $\alpha = 6$  mrad die Tunneldecke durchstößt.

Die Dosis an der Erdoberfläche kann mit dem Programm MUSTOP (Backstop-Option) berechnet werden. Dazu muß die Matrix



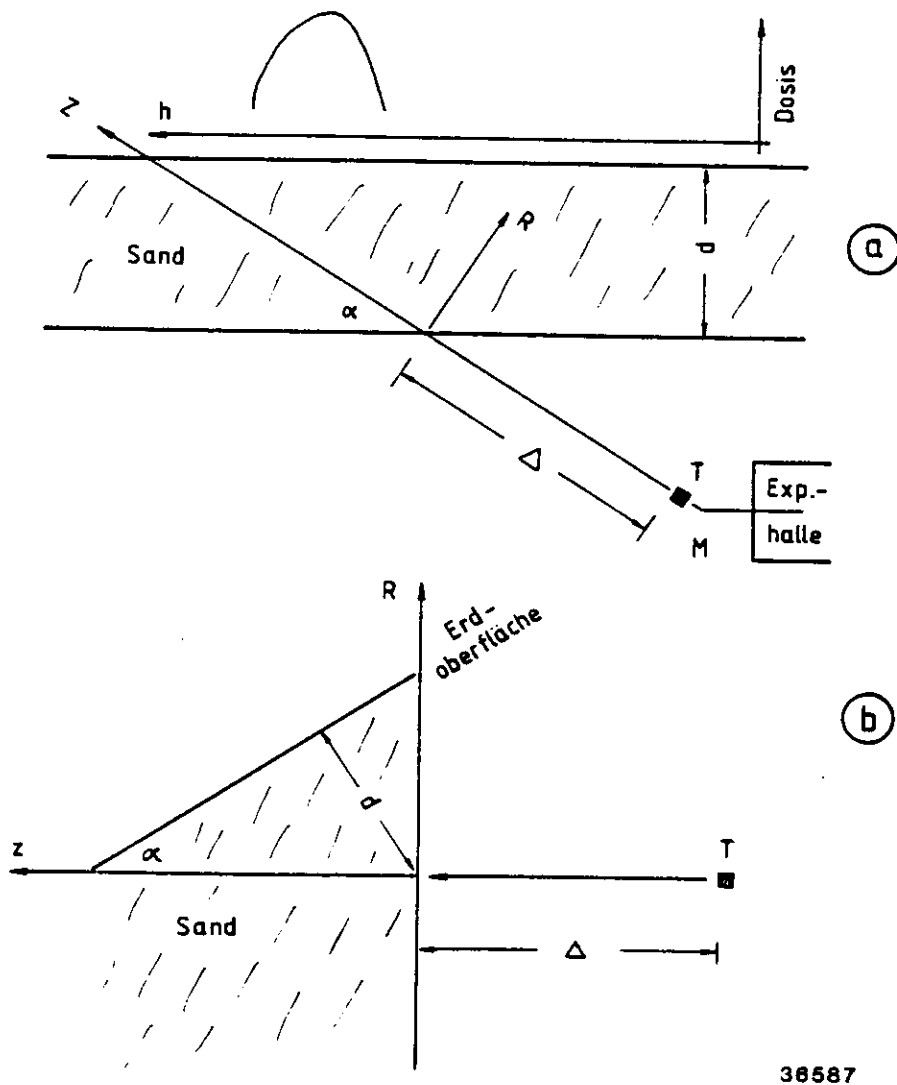


Fig. 6

- Fig. 6 Fall 2: Keine Ablenkung der Myonen nach oben:
- a) Skizze und Erklärung der in der Rechnung verwendeten Größen,
  - b) Schnitt der Backstop-Geometrie des MUSTOP-Programme.

-----

der berechneten Fluenz-Werte in Sand so geschnitten werden, daß man die Werte an der Erdoberfläche erhält (Fig. 6 b). Die Dosen zu den verschiedenen Entfernungen vom Durchstoßpunkt der Tunneldecke Koordinate Z erhält man wie in Abschnitt 2.1, Punkt 5 beschrieben.

In der Abbildung 7 sind diese Dosiswerte, bereits normiert auf  $10^{14}$  einfallende Protonen, für die Radialdicken von 15 und 17,5 m Sand, entsprechend den Hallen O, W und N, S, aufgetragen. Zu den Dosen tragen jetzt beide Ladungskomponenten der Myonen bei.

Die Kurven durchlaufen ein Maximum und fallen dann zur maximalen Reichweite (1370 m in Sand von  $\rho = 1,6 \text{ g cm}^{-3}$  für 820 GeV-Myonen) steil ab.

Als maximale Dosiswerte ergeben sich:

Hallen	h (m)	D rem/P	D mrem/ $10^{14}$ P	$D_a$ mrem/a
O, W	1000	$1,6 \cdot 10^{-23}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$
N, S	850	$1,0 \cdot 10^{-30}$	$1,0 \cdot 10^{-13}$	$1,0 \cdot 10^{-10}$

Die Dosen treten an der Stelle h auf, die wie in Abschnitt 2.1, Punkt 5, in Verlängerung des geraden Strahlweges durch die Halle in Protonenrichtung gemessen wird (s. Fig. 6 a). Die Fläche, auf der diese maximale Dosis auftritt, ist etwa  $8000 \text{ m}^2$  ( $r = 50 \text{ m}$ ).

### 3. Zusammenfassung

Durch den vertikal abgelenkten Protonenstrahl, dessen Strahlführung in Fig. 1 angegeben ist, ergeben sich an der Erdoberfläche nur vernachlässigbar kleine Dosiswerte.

Im Fall der zusätzlichen Ablenkung der Myonen nach oben ergeben sich für die Hallen O und W Werte bis maximal  $0,4 \text{ mrem/Jahr}$ , in etwa 900 m von den Hallen in Protonenrichtung, innerhalb einer Fläche von  $300 \text{ m}^2$ . Für die Hallen

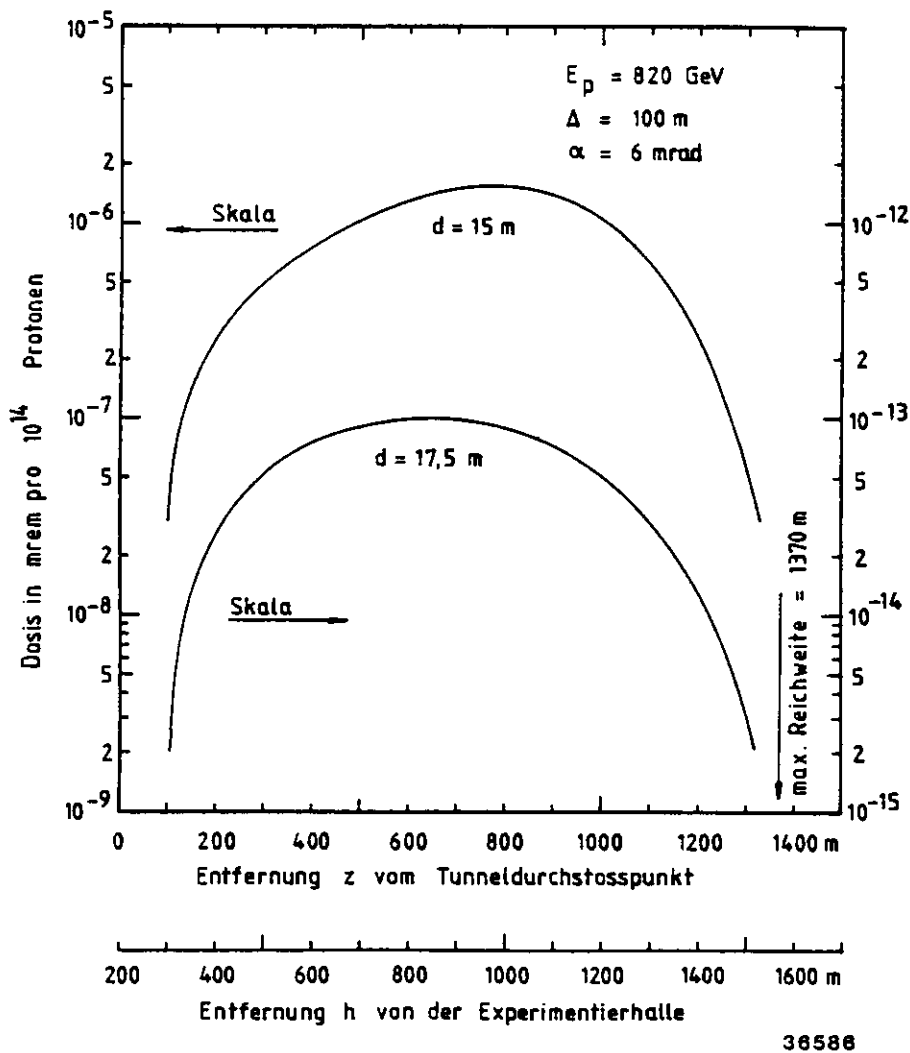


Fig. 7

Fig.7 Resultate von Fall 2:

Dosis als Funktion von der Entfernung von der Experimentierhalle für die beiden aktuellen Radialdicken 15 und 17.5 m.

-----

N und S sind die Reichweiten der Myonen kleiner als die Sanddicke.

Die Dosen an der Erdoberfläche für den nichtabgelenkten Strahl liegen unter  $2 \cdot 10^{-3}$  mrem/Jahr.

In Wirklichkeit werden die Jahresdosen noch wesentlich kleiner sein, da ihnen die außerordentlich pessimistische Annahme zugrunde liegt, daß jeweils 1000 Protonenfüllungen an einem Punkt vollständig verloren gehen.

Literatur

1. H. Dinter, K. Tesch: Untersuchung über den Schutz der Umwelt gegen Strahlung am Speicherring HERA.  
DESY HERA 80/04 (1980)
2. C. Yamaguchi: Neutron and Muon Shielding Calculations for Storage Rings HERA and PETRA.  
Internal Report DESY D3-45 (1983)
3. K. Steffen, DESY, Private Mitteilung (1983)
4. HERA-A Proposal for a Large Electron-Proton Colliding Beam Facility at DESY  
DESY HERA 81/10 (1981)
5. K.D. Nowakowski, DESY, Private Mitteilung (1980)
6. D. Keefe, C.M. Noble: Radiation Shielding for High Energy Muons: The Case of a Cylindrically Symmetrical Shield and no Magnetic Fields  
Nuclear Instr. and Methodes 64 (1968) 173
7. G.R. Stevenson: A User Guide to the MUSTOP Programm  
CERN HS-RP/TM/79-37 (1979)
8. G.R. Stevenson: A Description of the TOMCAT Muon Transport Programm  
CERN, Internal Report HS-RP/IR/81-28 (1981)
9. G.R. Stevenson: Dose and Dose Equivalent from Muons  
CERN, Divisional Report TIS-RP/099 (1983)

