

Interner Bericht
DESY F22-74/4
Mai 1974

DESY-Bibliothek
19. NOV. 1974

Untersuchungen zur Teilchenidentifizierung
bei Experimenten mit dem Doppelarmspektrometer am DESY-Speicherring

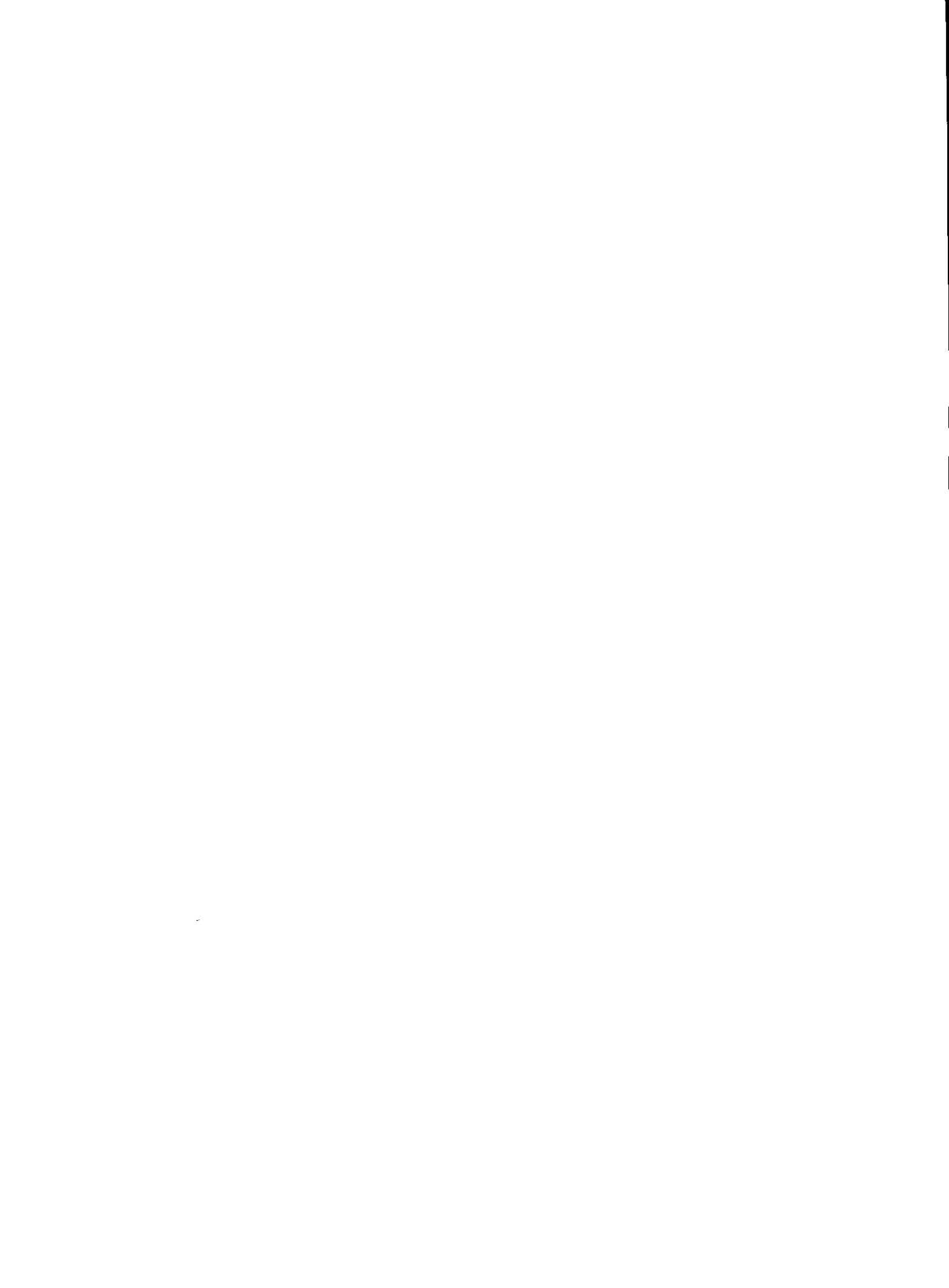
von

A. Petersen

Untersuchungen zur Teilchenidentifizierung
bei Experimenten mit dem Doppelarmspektrometer
am Desy - Speicherring

von

A. Petersen



So eine Arbeit wird eigentlich nie fertig, man muß sie für fertig erklären, wenn man nach Zeit und Umständen das Mögliche getan hat.

Goethe, über die Bearbeitung seiner Iphigenie

Überblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Messung folgender Reaktionen am Desy - Speicherring mit Hilfe von Monte - Carlo - Rechnungen untersucht.

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

$$e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$$

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

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

Die Betrachtungen gehen von der Detektoranordnung aus, wie sie für das Doppelarmspektrometer vorgesehen ist. Zur Teilchendiskriminierung stehen Funkenkammern, Flugzeitähler und Schauerzähler zur Verfügung. Es wird besonders darauf eingegangen, welche Anforderungen an das Diskriminationsvermögen des Schauerzählers gestellt werden. Die gesamten Rechnungen gelten für eine Strahlenergie von 1,75 GeV.

Inhaltsübersicht

I.	<u>Einleitung</u>	S. 1
II.	<u>Theoretische Grundlagen</u>	S. 4
II.1	Die elastische Elektron - Positron - Streuung	S. 4
II.2	Die Protonpaarerzeugung	S. 7
II.3	Die Paarerzeugung von pseudoskalaren Mesonen	S.13
II.4	Die Strahlungskorrekturen	S.17
II.5	Die Berechnung der Strahlungskorrekturen für die Bhabhastreuung	S.19
II.6	Die Berechnung der Strahlungskorrekturen für Hadronpaarerzeugungen	S.23
III.	<u>Das Doppelarmspektrometer</u>	S.26
III.1	Der Innendetektor	S.26
III.2	Der Magnet	S.29
III.3	Der Außendetektor	S.29
III.3.1	Der Schauerzähler	S.30
IV.	<u>Die Monte - Carlo - Simulation</u>	S.34
IV.1	Programmablauf	S.34
IV.2	Die variablen Parameter des Programms	S.38
V.	<u>Ergebnisse der Monte -Carlo - Simulation</u>	S.40
V.1	Der vom DASP akzeptierte Wirkungsquerschnitt	S.40
V.1.1	Die Winkelverteilungen	S.43
V.1.2	Teilchen, die nicht in Koinzidenz nachgewiesen werden	S.54
V.2	Die Änderung des akzeptierten Wirkungsquerschnittes bei unterschiedlichen Bedingungen	S.61
V.3	Diskriminierungsvermögen der Detektoren	S.64
V.3.1	Die Flugzeitdiskriminierung	S.64
V.3.2	Die Schauerzählerdiskriminierung	S.71
V.4	Kinematische Trennung	S.79
V.5	Die Auswirkungen der Veränderung der Protonformfaktoren auf die Streuwinkel	S.83
VI.	<u>Zusammenfassung</u>	S.85

I. Einleitung

Beim Deutschen Elektronen - Synchrotron (Desy) steht der Bau des Elektron - Positron - Doppelspeicherringes (Doris) kurz vor der Vollendung. In diesem Speicherring, der aus zwei unabhängigen, übereinander angeordneten Ringen mit magnetischem Führungsfeld aufgebaut ist, laufen zwei Strahlen aus Elektronen bzw. Positronen in entgegengesetzten Richtungen um. An zwei Stellen, den Wechselwirkungszonen, treffen sie unter einem Winkel von 12 mrad aufeinander. Die Reaktionsprodukte, die bei dem Zusammenstoß zweier Teilchen entstehen, werden mit verschiedenen Detektoren nachgewiesen.

Da beide Teilchen eine Energie bis zu 3 GeV besitzen, beträgt die maximale Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = \sqrt{q} = 6$ GeV. Es können Prozesse bei höheren Schwerpunktsenergien untersucht werden, als es bisher am Synchrotron möglich war.

Der Speicherring bietet die Möglichkeit, die am Synchrotron durchgeführten Untersuchungen zur Elektron - Nukleon - Streuung in den Bereich zeitartiger Impulsüberträge auszudehnen und auf andere Hadronen zu übertragen.

Ein charakterisierender Parameter des Speicherringes ist neben seiner maximalen Energie seine Luminosität L . Sie bestimmt die bei den Experimenten erreichbaren Ereignisraten und dient somit zur Normierung der Zählraten von Reaktionen, die in den Nachweisgeräten registriert werden. Bei bekanntem Wirkungsquerschnitt eines Prozesses läßt sich die Luminosität als Ereignisrate der Reaktion dividiert durch deren Wirkungsquerschnitt berechnen.

Der Aufbau und die apparativen Eigenschaften des Speicherringes bestimmen die Luminosität. Durch eine geeignete Strahloptik an den Wechselwirkungspunkten hofft man, eine Luminosität von

$$L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

bei einer Strahlenergie von 1,75 GeV zu erreichen.

Durch die Vereinigung der hohen Strahlenergie mit der hohen Luminosität wird die Durchführung vieler wichtiger Experimente zur Quantenelektrodynamik (QED) und zur elektromagnetischen Wechselwirkung der Hadronen möglich. Die Überprüfung der QED wird hauptsächlich durch folgende drei Prozesse erreicht:

$$\begin{array}{ll} e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- & \text{elastische oder Bhabhastreuung} \\ e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma & \text{Anihilation in } 2 \gamma \\ e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- & \mu - \text{Paarerzeugung} \end{array}$$

Aufschlüsse über die elektromagnetische Wechselwirkung der Hadronen geben die Hadronerzeugungen durch schwere Photonen. Dazu gehören die inklusiven Hadronreaktionen.

$$\begin{array}{ll} e^+ e^- \rightarrow h + X & h = \text{Hadron} \\ & X = \text{ein beliebiges Hadronsystem} \end{array}$$

Vermißt man auch die Teilchen des Systems X , so hat man den kinematischen Prozeß vollständig (exklusiv) untersucht. Die einfachsten Fälle stellen dabei die exklusiven Hadronpaarerzeugungen dar.

$$e^+ e^- \rightarrow h \bar{h} \quad \text{Hadronpaarerzeugung}$$

Die Wirkungsquerschnitte für diese exklusiven Reaktionen sind vermutlich verglichen mit dem der Bhabhastreuung außerordentlich klein.

In dieser Arbeit wird mit Hilfe einer Monte - Carlo - Rechnung versucht, die mit der Spektromteranordnung DASP zu erwartenden Zählraten einiger Hadronpaarerzeugungsprozesse ($e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$, $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $e^+ e^- \rightarrow K^+ K^-$) und die der Bhabhastreuung abzuschätzen, die Impuls- und Winkelverteilungen zu berechnen und zu untersuchen, welches Diskriminierungsvermögen an den einzelnen Detektoren zur sicheren Identifikation der Prozesse notwendig ist.

Da für die Untersuchung der Hadronprozesse die Bhabhastreueung als Untergrund erscheint, wird in der Arbeit die Diskriminierung der Hadronen gegen Elektronen am kritischen Fall der Hadronpaarerzeugung gezeigt.

Die für diese Berechnungen zugrunde gelegten Modellvorstellungen über die Wechselwirkungen und die dabei auftretenden Strahlungskorrekturen sind im Kapitel II beschrieben. Außerdem berücksichtigt das Monte - Carlo - Programm, das im Kapitel IV ausführlich erklärt ist, Kreuzungswinkel, Strahldivergenz, Feldverlauf im Magneten und die Dimensionen der einzelnen Detektoren.

Da der spezielle Aufbau des Doppelarmspektrometers (DASP) als Parameter in die Berechnungen mit eingeht, gelten die angegebenen Ergebnisse nur für das DASP.

II. Theoretische Grundlagen

Es werden zunächst die differentiellen Wirkungsquerschnitte der folgenden Reaktionen angegeben und kurz diskutiert.

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

$$e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$$

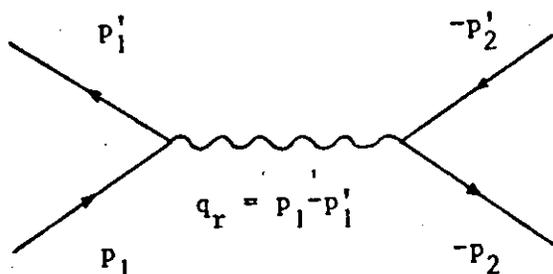
$$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

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

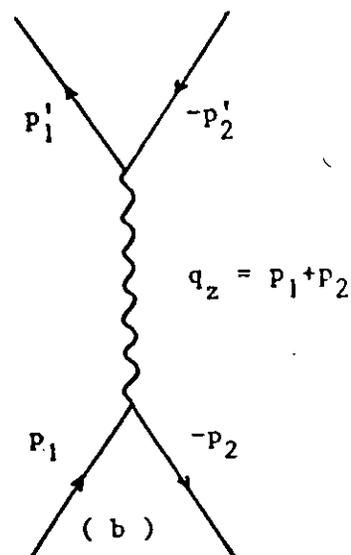
Im Anschluß daran wird auf das Problem der Strahlungskorrekturen, die bei den Reaktionen eine große Rolle spielen, eingegangen.

II.1 Die elastische Elektron - Positron - Streuung (Bhabhastreuung)

In niedrigster störungstheoretischer Näherung beschreiben die beiden folgenden Diagramme die Bhabhastreuung.



(a)



(b)

p_1 bzw. $-p_2$ Viererimpuls des einlaufenden Elektrons bzw. Positrons

p_1' bzw. $-p_2'$ Viererimpuls des auslaufenden Elektrons bzw. Positrons

q_r, q_z Viererimpulse der virtuellen Photonen

Abb.1 Feynmandiagramme zur Bhabhastreuung

Der Graph (a), Streugraph genannt, zeigt den raumartigen Impulsübertrag und der Graph (b), Vernichtungsgraph genannt, den zeitartigen Impulsübertrag.

Für extrem relativistische Teilchen im Schwerpunktsystem ($E \approx m =$ Elektronenmasse) lassen sich die Impulsüberträge folgendermaßen schreiben:

$$(II.1) \quad \begin{aligned} q_r^2 &= -4E^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ q_z^2 &= 4E^2 \end{aligned}$$

$$\theta = \text{Streuwinkel } (p_1, p_2)$$

Im Schwerpunktsystem ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu:

$$(II.2) \quad \frac{d\sigma_o}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2E^2} \left\{ \frac{1 + \cos^4 \frac{\theta}{2}}{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}} - \frac{\cos^4 \frac{\theta}{2}}{2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} + \frac{1 + \cos^2 \theta}{8} \right\}$$

Dabei beschreibt der erste Summand den Graphen (a), der dritte Summand den Graphen (b) und der zweite Summand den Interferenzterm zwischen beiden. Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion des Streuwinkels θ ist in Abb.2 wiedergegeben. Es zeigt sich, daß der Streugraph eine hohe Thetaabhängigkeit besitzt, während der Vernichtungsgraph sich nur wenig mit Theta ändert. Insgesamt ergibt sich innerhalb des Akzeptanzbereiches des DASP ($45^\circ - 135^\circ$) ein Unterschied vom Faktor 100 im Wirkungsquerschnitt.

Die Energieabhängigkeit der Bhabhastreuung folgt aus (II.2).

$$(II.3) \quad \frac{d\sigma_o}{d\Omega} (q^2) \sim \frac{1}{q^2}$$

D.h. mit zunehmender Energie der Elektronen und Positronen nimmt der Wirkungsquerschnitt der Streuung ab.

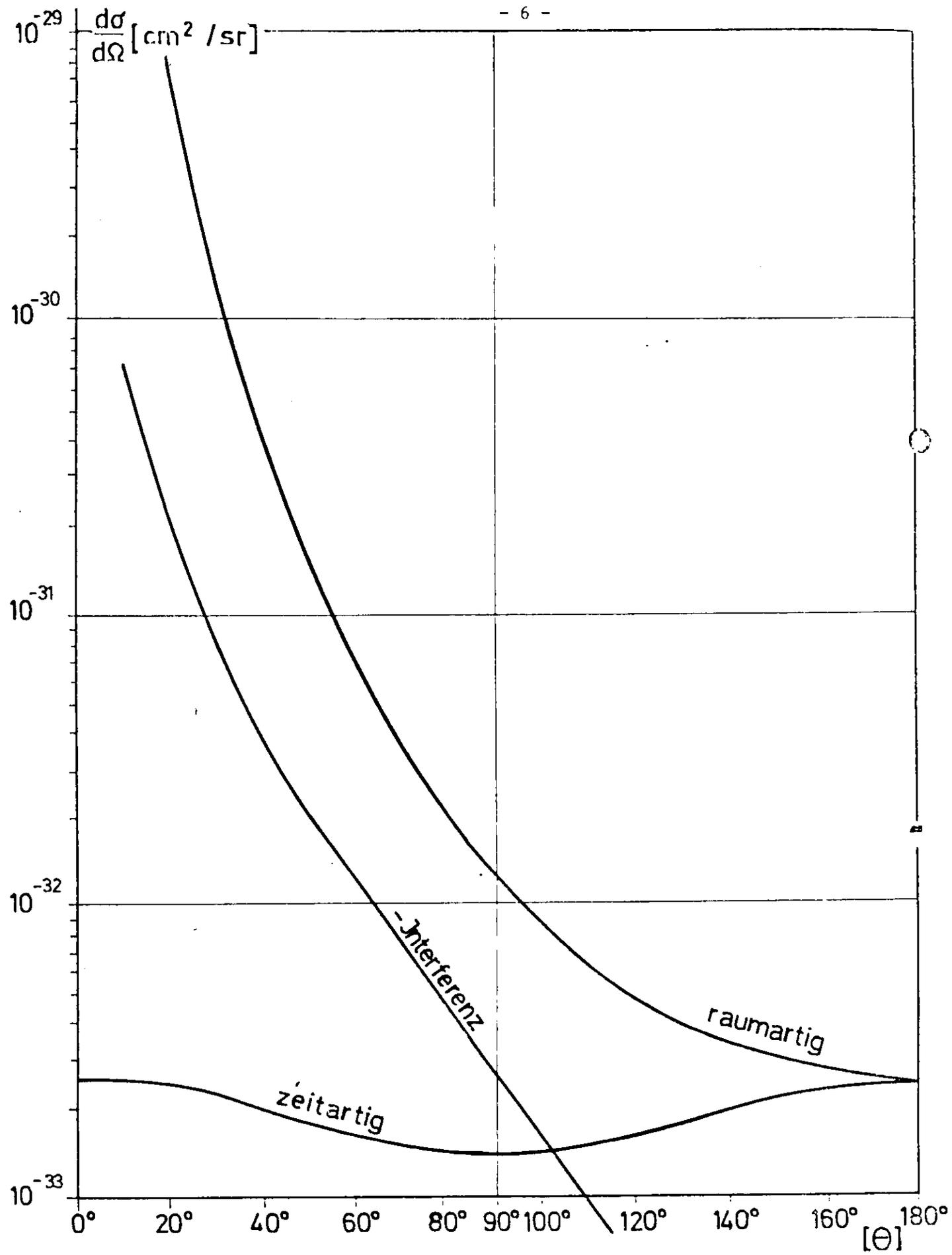


Abb. 2 Die verschiedenen Beiträge zu $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ für $E = 1 \text{ GeV}$

II.2 Die Protonpaarerzeugung ($e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$)

Die Untersuchung der Hadronpaarerzeugung über den Einphotonaus-tausch bietet die Möglichkeit, die Formfaktoren für zeitartige Impulsüberträge zu messen. Da die Hadronen nicht als punktförmige Teilchen wie z.B. die Elektronen aufgefaßt werden können, führt man Formfaktoren ein, die die Struktur der Teilchen bei den Wechselwirkungen berücksichtigen.

Die endliche Ausdehnung der Protonen läßt sich durch die beiden Sachs - Formfaktoren beschreiben.

$$G_E (q^2) = \text{elektrischer Formfaktor}$$

$$G_M (q^2) = \text{magnetischer Formfaktor}$$

Der Feynmandiagramm für die Protonpaarerzeugung ist in Abb.3 darge-stellt. Die Zeitachse verläuft dabei nach rechts.

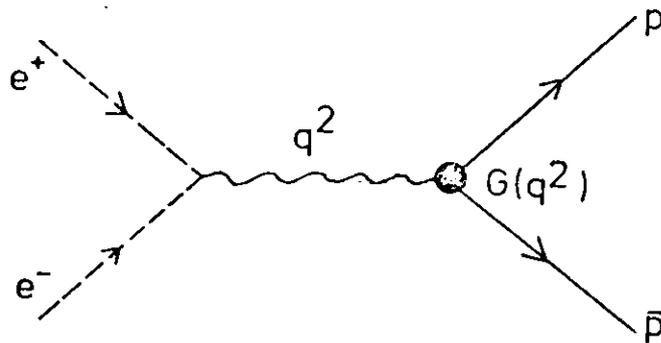


Abb.3 Feynmandiagramm zur Protonpaarerzeugung

Daraus ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt nach Gatto (Schi73) (allgemein für Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$) zu:

$$(II.4) \quad \frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \beta}{4q^2} \left\{ \frac{4m^2}{q^2} |G_E|^2 \sin^2 \theta + |G_M|^2 (1 + \cos^2 \theta) \right\}$$

β = Geschwindigkeit der Protonen im CMS - System

Die Beziehung zwischen dem elektrischen Formfaktor G_E und dem magnetischen G_M stellen sich zur Zeit folgendermaßen dar:

Im raumartigen Bereich gilt:

$$(\text{II.4a}) \quad G_E \approx \frac{G_M}{\mu_p}$$

μ_p = magnetisches Moment des Protons

Für den zeitartigen Bereich fordert ein normales Schwellenverhalten, daß sie an der Schwelle gleich sein müssen.

$$| G_E (4m^2) | = | G_M (4m^2) |$$

In der späteren Rechnung wurden sie gleich gesetzt. Außerdem wurden in einer anschließenden Rechnung die beiden Extremfälle $G_E = 0$ $G_M \neq 0$ und $G_M = 0$ $G_E \neq 0$ simuliert.

In die zu erwartenden Zählraten geht der Betrag der Formfaktoren mit ein. Es gibt jedoch bisher keine Theorie über die Formfaktoren. Somit ist der q^2 - Verlauf des Wirkungsquerschnittes unbekannt. Bei raumartigen Impulsüberträgen weiß man aus Messungen, daß sich die q^2 - Abhängigkeit gut mit dem empirischen Gesetz des Dipolansatzes vereinbaren läßt.

$$(\text{II.5}) \quad G (q^2) = \frac{1}{(1 - \frac{q^2}{0,71})^2}$$

Unter gewissen Annahmen kann man erwarten, daß die Formfaktoren für raum- und zeitartige Überträge im Grenzfall $q^2 \rightarrow \pm \infty$ das gleiche q^2 - Verhalten zeigen. Das heißt, daß die Formfaktoren im zeitartigen ebenso schnell in q^2 abfallen wie im raumartigen Gebiet und somit auch durch den Dipolansatz angenähert werden können. In Abb. 4 ist der Verlauf des Dipolformfaktors für positive und negative q^2 -

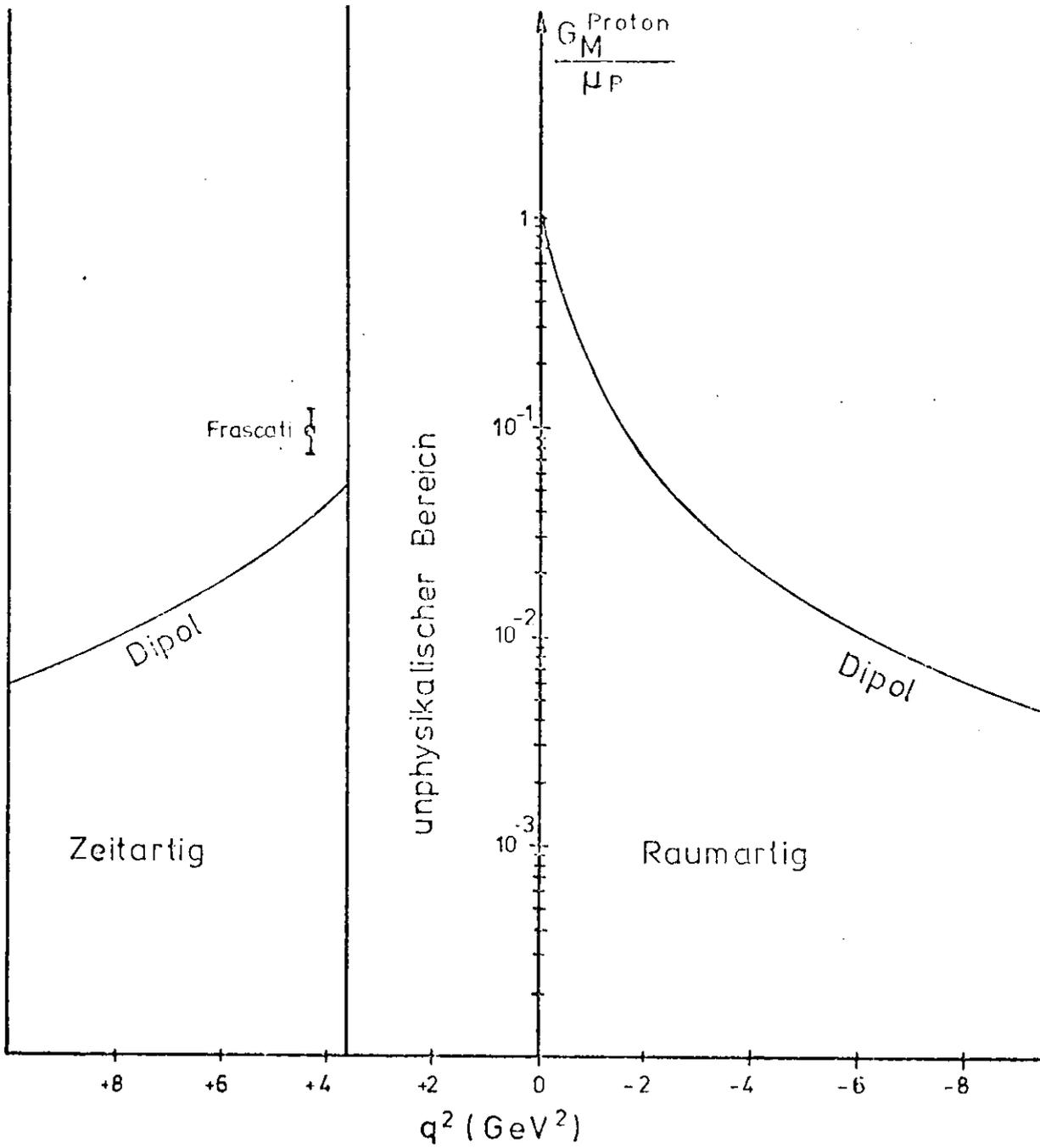


Abb. 4 Verlauf des magnetischen Formfaktors des Protons unter Annahme des Dipolfits

Werte aufgetragen.

Messungen zur Protonpaarerzeugung, die bei Frascati bei 1,5 GeV gemacht wurden (Cas73), ergaben einen Wirkungsquerschnitt von:

$$(e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}) = (0,91 \pm 0,22) \text{ nb}$$

Dieser Wert liegt um ungefähr einen Faktor 40 über dem mit Hilfe des Dipolansatzes berechneten Wirkungsquerschnitt. Der sich aus der Frascati - Messung ergebende Wert für den Formfaktor unter der Annahme von (II.4a) ist in Abb.4 eingetragen.

Die Annahme des Dipolansatzes, wie sie in der späteren Monte - Carlo - Simulation gemacht wurde, scheint also mit den gemessenen Daten nicht im Einklang zu sein. Dies ist bei den späteren Ergebnissen zu berücksichtigen. Für die hier gemachten Abschätzungen wurde jedoch der Dipolansatz als richtig angenommen.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Streuwinkel Theta für die drei Fälle ist in Abb.5 wiedergegeben.

Auf Grund des Dipolverhaltens ist der Wirkungsquerschnitt stark von q^2 abhängig.

$$(\text{II.6}) \quad \frac{d\sigma_o}{d\Omega} (q^2) \sim \frac{1}{q^{10}} \quad \text{für } G_E = G_M \text{ und } G_E = 0$$

$$\frac{d\sigma_o}{d\Omega} (q^2) \sim \frac{1}{q^{12}} \quad \text{für } G_M = 0$$

Die Abb.6 zeigt den Verlauf für die drei Fälle. Die starke q^2 - Abhängigkeit macht sich bei der späteren Strahlungskorrektur bemerkbar.

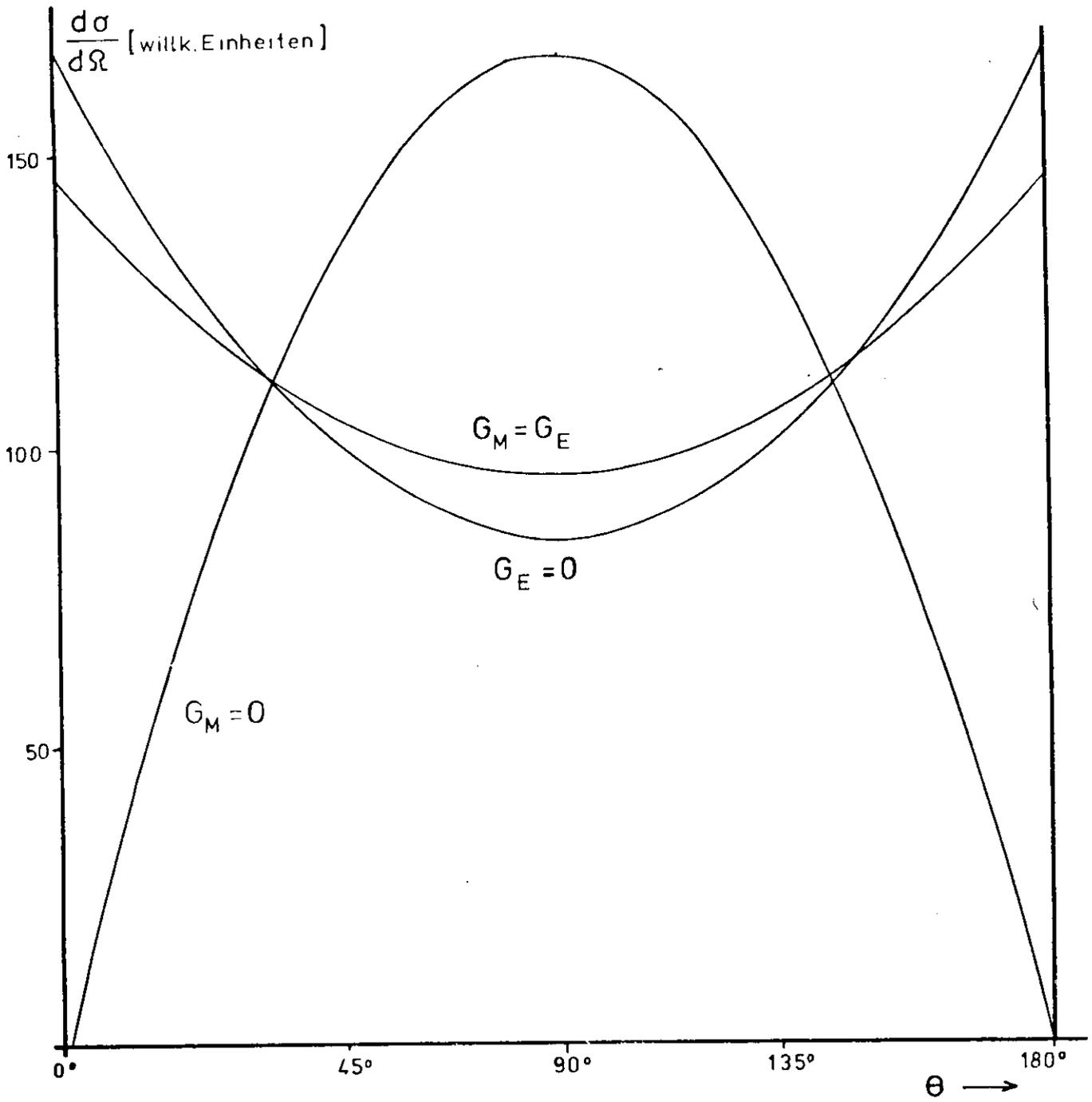


Abb. 5 Verlauf des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von Theta für die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$

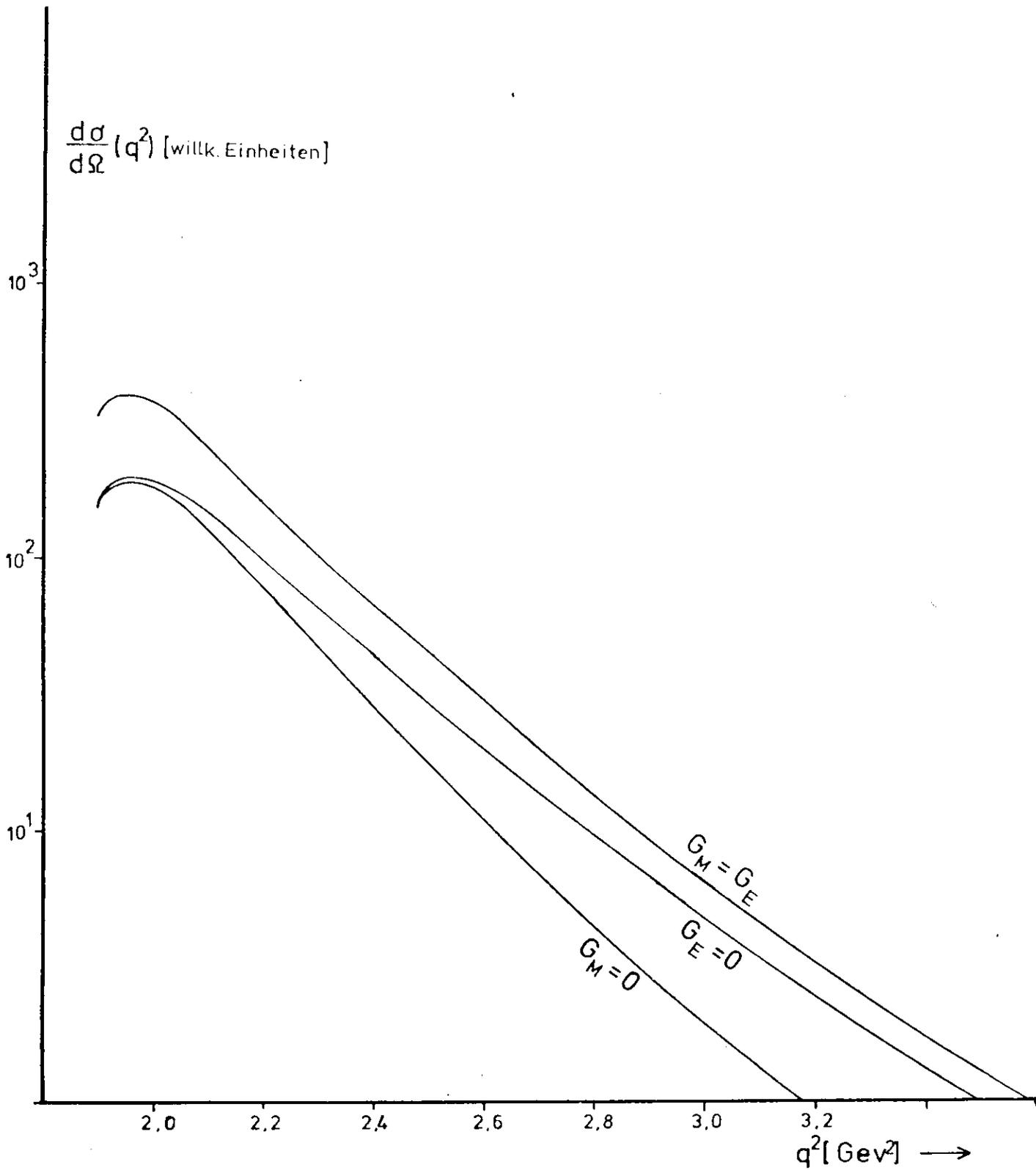


Abb. 6 Verlauf des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von q^2 für die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$ unter der Annahme des Dipolansatzes

II.3 Die Paarerzeugung von pseudoskalaren Mesonen

($e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $e^+ e^- \rightarrow K^+ K^-$)

Bei der Mesonpaarerzeugung wird davon ausgegangen, daß zunächst ein Vektormeson entsteht, welches dann in zwei pseudoskalare Mesonen zerfällt.

$$e^+ e^- \rightarrow V \rightarrow M \bar{M}$$

Der Feynmangraph für die Reaktion hat dann folgendes Aussehen:

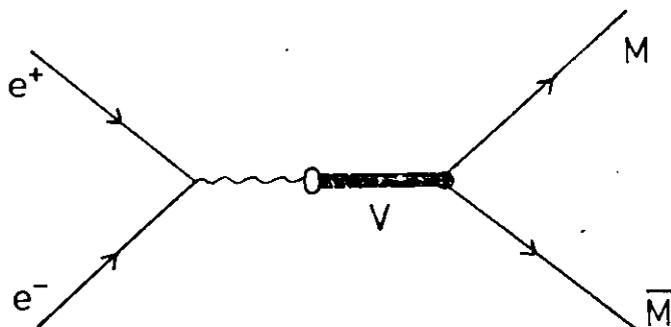


Abb.7 Feynmangraph zur Mesonpaarerzeugung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt lautet dafür:

$$(II.7) \quad \frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \beta^3}{32E^2} \sin^2\theta | F_M (q^2) |^2$$

Dabei ist $F_M (q^2)$ der Formfaktor des pseudoskalaren Mesons. In der Umgebung der Resonanzmasse m_V (m_V = Masse des Vektormesons) gilt näherungsweise (Schi71):

$$(II.8) \quad F_M (q^2) = \frac{F_0 m_V^2}{m_V^2 - i m_V \Gamma_V - q^2}$$

mit:

$$(II.9) \quad |F_0|^2 = \frac{9}{2} \frac{\Gamma_{V \rightarrow e^+ e^-} \Gamma_{V \rightarrow M \bar{M}} m_V}{\alpha^2 \left(\frac{m_V^2}{4} - m_M^2 \right)^{\frac{3}{2}}}$$

Γ_V = Halbwertsbreite des Vektormesons

$\Gamma_{V \rightarrow e^+ e^-}$ = partielle Breite für den Zerfall $V \rightarrow e^+ e^-$

$\Gamma_{V \rightarrow M \bar{M}}$ = partielle Breite für den Zerfall $V \rightarrow M \bar{M}$

Für die Pionpaarerzeugung über das ρ - Meson ergeben sich nach Messungen am Orsay - Speicherring folgende Halbwertsbreiten (Lef71):

$$\Gamma_\rho = 149 \pm 23 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\rho \rightarrow e^+ e^-} = 6,1 \pm 0,7 \text{ KeV}$$

$$\Gamma_{\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-} = 149 \pm 23 \text{ MeV}$$

Die Abb.8 zeigt die Abhängigkeit des Formfaktors von q^2 , in der die Meßpunkte vom Orsay - Speicherring mit eingetragen sind. Abb.9 gibt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion vom Streuwinkel Theta wieder.

Bei der Kaonpaarerzeugung wird angenommen, daß die Endprodukte über das ϕ - Meson entstehen. Es gelten dafür die gleichen Formeln wie für die Pionpaarerzeugung. Bei den Halbwertsbreiten für das ϕ - Meson wurde von folgenden Werten ausgegangen (Ro73):

$$\Gamma_\phi = 4,2 \pm 0,2 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\phi \rightarrow e^+ e^-} = 1,34 \pm 0,2 \text{ KeV}$$

$$\Gamma_{\phi \rightarrow K^+ K^-} = 1,97 \pm 0,2 \text{ MeV}$$

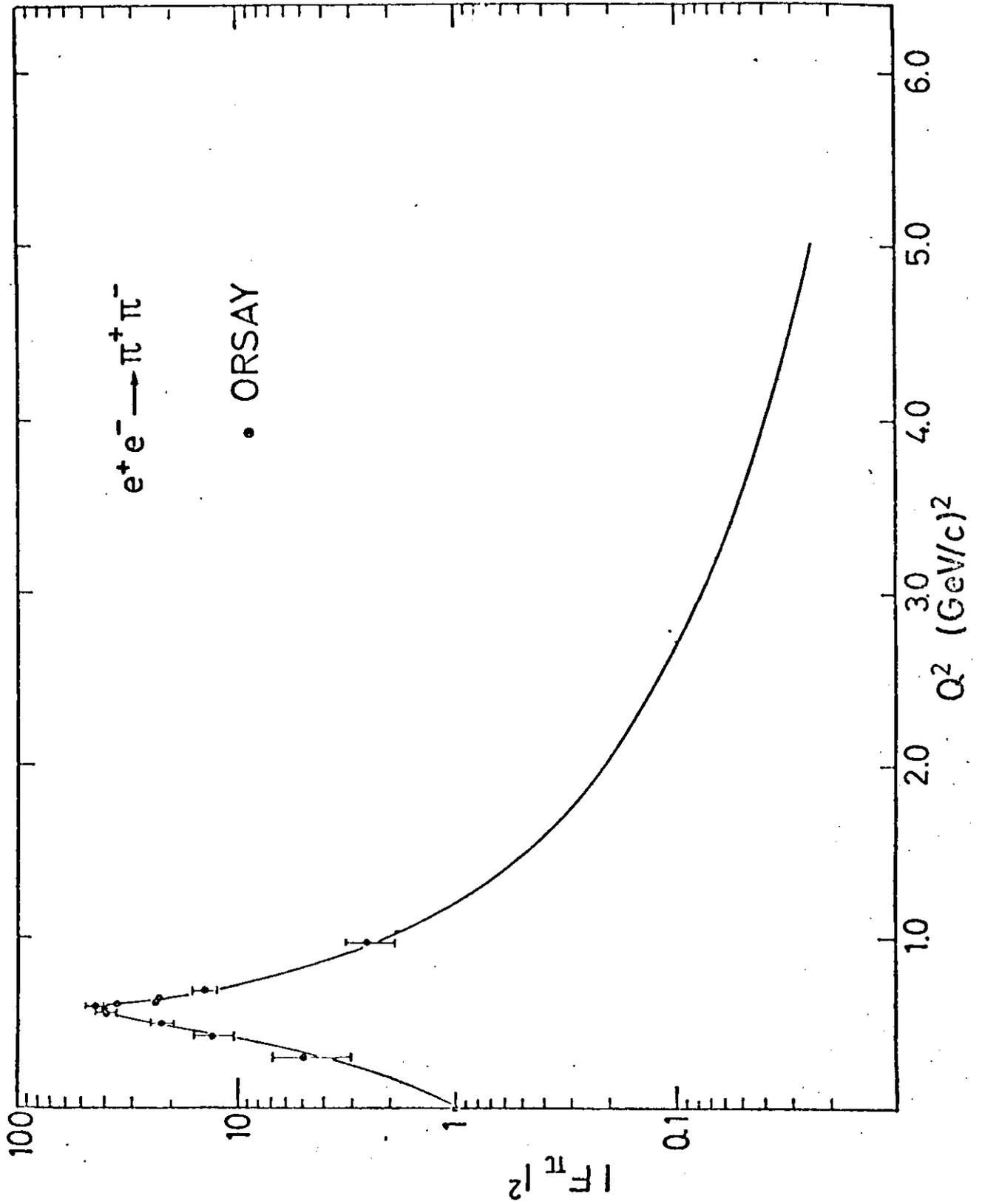


Abb.8 Verlauf des Pionformfaktors $|F_\pi|^2$ mit Messpunkten vom Orsay - Speicherring

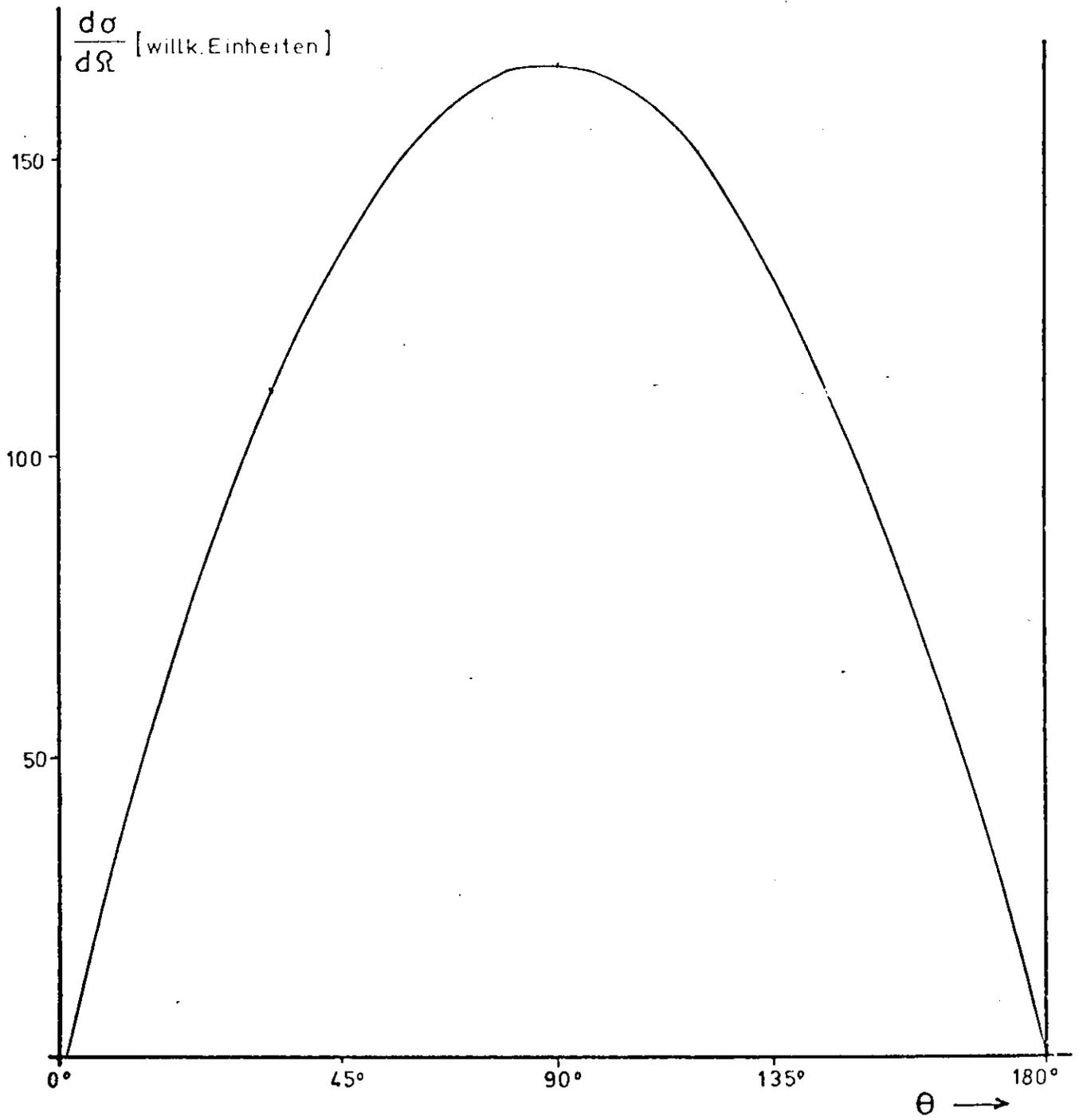


Abb. 9 Verlauf des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von Theta für die Reaktionen $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ und $e^+ e^- \rightarrow K^+ K^-$

II.4 Die Strahlungskorrekturen

Um die im vorhergehenden Abschnitt betrachteten theoretischen Wirkungsquerschnitte mit den späteren experimentellen vergleichen zu können, müssen noch Strahlungskorrekturen eingeführt werden. Der Begriff Strahlungskorrektur stammt aus der Störungstheorie der Quantenelektrodynamik. Man geht davon aus, daß $d\sigma_0$ der in niedrigster nicht verschwindender Ordnung der Störungsrechnung ermittelte Wirkungsquerschnitt einer Reaktion ist. Als Strahlungskorrektur wird dann die Summe der Beiträge aller höheren Ordnungen zum meßbaren Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Sie wird im allgemeinen durch den additiven Term δ beschrieben.

$$(\text{II.10}) \quad d\sigma_{\text{exp}} = d\sigma_0 (1 + \delta)$$

Es trägt hauptsächlich die nächsthöhere Ordnung in α bei, da die Störungsreihe schnell konvergiert.

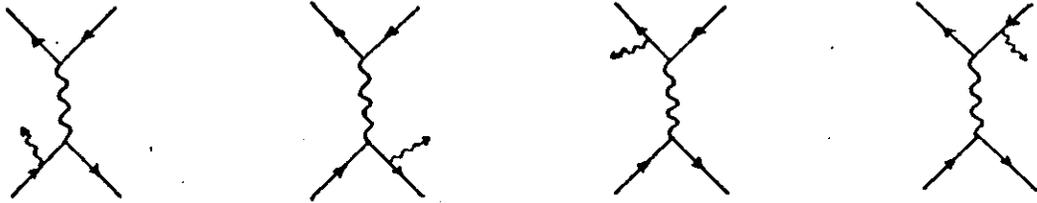
In der formalen Sprache der Feynman-Graphen sind es die Interferenzen zwischen den Grundgraphen und solchen mit zusätzlichen inneren Linien (siehe Abb. 10). Außerdem werden die Graphen mit berücksichtigt, bei denen zum Grundprozeß noch zusätzlich ein reelles Photon emittiert wird (siehe Abb. 11).

Die Korrektur δ besteht also aus zwei Anteilen,

$$(\text{II.11}) \quad \delta = \delta_v + \delta_r$$

wobei δ_v die virtuelle Strahlungskorrektur der Interferenzterme bedeutet, während δ_r die Abstrahlung reeller Photonen berücksichtigt.

Sowohl die elastische als auch die inelastische Strahlungskorrektur ist für sich genommen infrarotdivergent. Durch die Summierung über beide Streuamplituden werden die Infrarotdivergenzen eliminiert, und man erhält ein endliches, physikalisch sinnvolles Ergebnis.

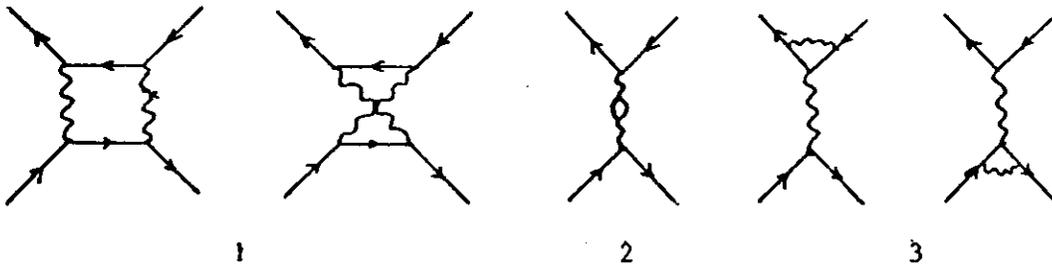


(a) zeitartig

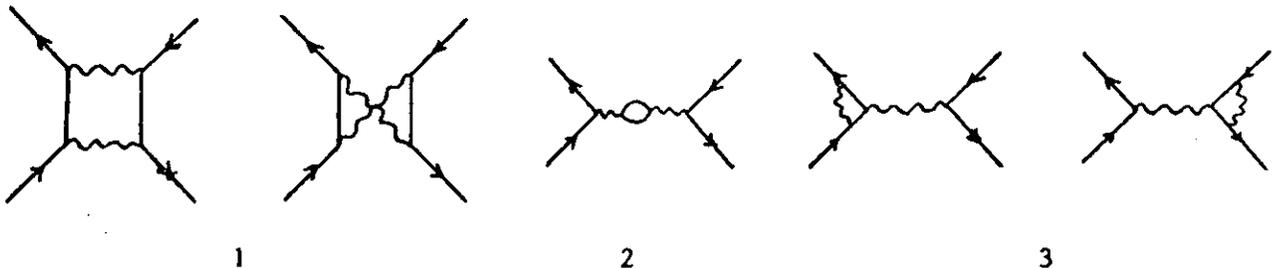


(b) raumartig

Abb. 11 Feynmandiagramme zu den inelastischen Strahlungskorrekturen in der Ordnung α^3



(a) zeitartig



(b) raumartig

Abb. 10 Feynmandiagramme zu den elastischen Strahlungskorrekturen in der Ordnung α^4

- 1 Zweiphotonenaustausch
- 2 Vakuumpolarisation
- 3 Vertexkorrektur

Wegen der unterschiedlichen kinematischen Eigenschaften ist es sinnvoll, den inelastischen Korrekturterm in Abhängigkeit von der Photonenergie in einen harten und einen weichen Anteil aufzuspalten.

$$(II.12) \quad \delta_r = \delta_{rs} + \delta_{rh}$$

Der weiche Korrekturterm δ_{rs} läßt sich unabhängig vom experimentellen Aufbau berechnen. Bei Abstrahlung harter reeller Photonen dagegen ändert sich die Kinematik des Streuprozesses merklich, so daß die Korrekturen δ_{rh} von der speziellen Geometrie des Experimentes abhängen.

II.5 Die Berechnung der Strahlungskorrekturen für die Bhabhastreuung.

Der Anteil der elastischen und weichen inelastischen Strahlungskorrektur, der unabhängig vom Aufbau des Experimentes ist, wurde von Berends und Gaemers berechnet (Be73).

$$(II.13) \quad \delta_t = \delta_v + \delta_{rs}$$

mit

$$\begin{aligned} \delta_t = & \frac{\alpha}{\pi} \left(4 (1 - u + v - w) \ln \frac{E}{k_1} + u^2 - v^2 + w^2 + \text{Li}_2 \left(\frac{1+x}{2} \right) \right. \\ & - \text{Li}_2 \left(\frac{1-x}{2} \right) - \frac{2}{3} \pi^2 \left. \right) + \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \frac{u}{3} (3 - 42x + 42x^2 - 14x^3 \right. \\ & + 11x^4) - v (5 - 7x + 3x^2 - x^3) + \frac{w}{3} (111 + 21x + 33x^2 \\ & + 11x^3) + \frac{u^2}{2} (3 + 7x - 5x^2 - 3x^3 - 2x^4) + v^2 (3 - 3x \\ & + x^2 - x^3) - \frac{w^2}{2} (9 + 7x + 11x^2 + 5x^3) - 2uvx (2 - x \\ & - x^3) - uw (21 + 3x + 9x^2 - 3x^3 + 2x^4) + 2vw (6 + 5x \\ & + 4x^2 + x^3) - \frac{46}{9} (9 + 6x^2 + x^4) + \frac{\pi^2}{3} (18 - 15x + 12x^2 \\ & \left. - 3x^3 + 4x^4) \right\} \frac{1}{(9 + 6x^2 + x^4)} \end{aligned}$$

und

$$x = \cos \theta$$

$$u = \ln \left(\frac{4E^2}{m^2} \right)$$

$$v = \ln \left(2E^2 \frac{(1+x)}{m^2} \right)$$

$$w = \ln \left(2E^2 \frac{(1-x)}{m^2} \right)$$

$$\text{Li}_2(x) = - \int_0^x \frac{\ln(1-z)}{z} dz$$

k_1 ist dabei die maximale Energie der emittierten Photonen, die in der Formel noch berücksichtigt werden.

Die Berechnungen von Berends gelten für den Fall, daß die Ladung der Elektronen und Positronen im Endzustand identifiziert werden kann. Außerdem berücksichtigen sie nur die Abstrahlung von einem einzelnen reellem Photon. Nach dem Bloch-Nordensieck-Theorem (Bl37) wird aber der Streuprozeß geladener Teilchen immer von der Emission unendlich vieler weicher reeller Photonen begleitet.

Eine Möglichkeit, die Vielfachemission zu berücksichtigen, geben Meister und Yennie (My63) an, indem sie die doppellogarithmischen Terme δ' in (II.13) exponentieren. Man geht dabei davon aus, daß $(1 + \delta)$ als erstes Glied in der Reihenentwicklung von e^δ aufgefaßt werden kann.

Der Wirkungsquerschnitt hat dann folgende Form:

$$(\text{II.14}) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{exp}}} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} e^{\delta'} (1 + \delta - \delta')$$

Da der Anteil der harten inelastischen Strahlungskorrektur stark von dem experimentellen Aufbau abhängt, gibt es dafür keine allgemeine analytische Berechnung. Ein Näherungsverfahren wurde von P. Kessler (Ke60) entwickelt. Es beruht auf einer quantenfeldtheoretischen Verallgemeinerung der Weizäcker-Williams-Methode (We34, Wi35, Wi33) und gilt für extrem relativistische Fermionen. Das virtuelle

Fermion, das durch die Abstrahlung eines reellen Photons entsteht, wird dabei wie ein reelles Fermion behandelt.

Das Photonenspektrum läßt sich dann faktorisieren, wobei $P(\phi)$ die Winkelverteilung und $P(k_0)$ das Energiespektrum der abgestrahlten Photonen beschreibt.

$$(II.15) \quad P(k_0) dk_0 = \left(1 - \frac{k_0}{E} - \frac{k_0^2}{2E^2}\right) \frac{dk_0}{k_0}$$

$$(II.16) \quad P(\phi) d\phi = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\phi^3 d\phi}{\left(\phi^2 + \frac{m^2}{E^2}\right)^2}$$

Der Wirkungsquerschnitt mit Berücksichtigung der harten Photonabstrahlung σ_h ergibt sich dann durch Integration über das entkoppelte Photonenspektrum.

$$(II.17) \quad \sigma_h = \int_0^{\phi_{\max}} P(\phi) d\phi \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} P(k_0) \sigma_0(k_0) dk_0$$

$\sigma_0(k_0)$ ist der Wirkungsquerschnitt ohne Abstrahlung.

Wird ein reelles Photon im Anfangszustand emittiert, so ändert sich die Schwerpunktsenergie. Da die Energieabhängigkeit der Bhabhastreuung proportional $1/E^2$ ist, kann man die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\sigma_0(k_0)$ von der Photonenergie mit der Funktion $f(k_0)$ beschreiben.

$$(II.18) \quad \begin{aligned} \sigma_0(k_0) &= f(k_0) \sigma_0 \\ f(k_0) &= \frac{E}{E - k_0} \end{aligned}$$

Bei Abstrahlung im Anfangszustand gilt dann:

$$(II.19) \quad \sigma_h^i = \int_0^{\phi_{\max}} P(\phi) d\phi \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} P(k_0) f(k_0) dk_0 \sigma_0$$

Da die Abstrahlung im Endzustand keinen Einfluß auf die Wechselwirkung mehr hat, ist sie unabhängig von σ_0 .

$$(II.20) \quad \sigma_h^f = \int_0^{\phi_{\max}} P(\phi) d\phi \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} P(k_0) dk_0 \sigma_0$$

Die Integrationsgrenzen in (II.19) und (II.20) sind folgendermaßen festgelegt:

Um noch eine gute Näherung zu erhalten, beträgt der maximale Winkel ϕ_{\max} , unter dem das Photon abstrahlen darf, laut Kessler:

$$\phi_{\max} = 0,1 \text{ rad}$$

Der mittlere Abstrahlungswinkel berechnet sich zu:

$$\begin{aligned} \langle \phi \rangle &= 3 \frac{m}{E} \\ \langle \phi \rangle &= 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ rad} \end{aligned}$$

Das heißt, Winkel oberhalb von 0,1 rad tragen fast nicht zur Integration bei.

Um die Verletzung des Energiesatzes in der Kesslernäherung kleiner als 0,02 E zu halten, muß die Photonenergie $k \leq k_{\max}$ sein mit:
(Sa73)

$$k_{\max} \approx 2E (2 - 1)$$

Da k_{\min} die Grenze zwischen der Abstrahlung von harten reellen und weichen reellen Photonen angibt, bedeutet eine Variation von k_{\min} eine Verschiebung des Gültigkeitsbereiches zwischen der Kesslernäherung und der Berechnung von Berends.

Zum einen gilt die Methode von Kessler nur für die Abstrahlung von reellen Photonen, so daß k_{\min} nicht zu klein gewählt werden sollte. Zum anderen muß die minimale Photonenergie so niedrig sein, daß kinematische Änderungen des Streuprozesses auf Grund der Abstrahlung vernachlässigbar sind.

Es wurde folgender Wert gewählt:

$$k_{\min} = 30 \text{ MeV}$$

Es zeigte sich bei der Monte - Carlo - Rechnung, daß eine Variation von k_{\min} zwischen 20 MeV und 50 MeV die Ergebnisse um weniger als 1% verändert.

11.6 Die Berechnung der Strahlungskorrekturen für Hadronpaarerzeugungen

Es gibt bisher noch keine Theorie für Strahlungskorrekturen bei der Hadronpaarerzeugung. In dieser Arbeit werden deshalb die Hadronen wie schwere Myonen behandelt. Beim Myon geht man davon aus, daß es sich um ein punktförmiges Teilchen handelt. Dadurch lassen sich vereinfachte Berechnungen durchführen.

Eine Berechnung der Strahlungskorrekturen für die Myonpaarerzeugung wurde von Berends (Ber73) durchgeführt. Seine Formel gilt für die Abstrahlung von virtuellen und weichen reellen Photonen bis zu einer maximalen Energie von k_0 .

Bei seinen Berechnungen macht er die Annahme, daß die Ladung des Myons nicht identifiziert wird. Dadurch heben sich einige Korrekturterme gegenseitig auf, und die Rechnung vereinfacht sich.

Beim Doppelarmspektrometer wird durch einen Magneten die Ladung der Teilchen festgestellt. In Ermangelung einer ausführlicheren Berechnung wurde trotzdem die Formel von Berends benutzt, um zunächst eine grobe Näherung zu erhalten.

Da außerdem bisher keine geeignete Strahlungskorrektur für die Prozesse ($e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$, $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $e^+ e^- \rightarrow K^+ K^-$) existiert, wurde folgende Annahme gemacht :

Die Strahlungskorrektur für die genannten drei Fälle ist insoweit mit der für die Myonpaarerzeugung identisch, daß in die Formeln

von Berends nur die entsprechenden Massen eingesetzt werden brauchen. Es ist zwar eine grobe Näherung, aber sie erscheint als erste Abschätzung gerechtfertigt.

Laut Berends berechnet sich der Anteil der virtuellen und weichen reellen Strahlungskorrektur zu:

$$(II.21) \quad \delta_T = \delta_T(m_e^2) + \delta_T(m_X^2)$$

m_e = Elektronenmasse

m_X = Masse des Hadrons

$$(II.28) \quad \delta_T(m^2) = -\frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \left(j + \frac{1+a^2}{a} \ln b \right) \ln \frac{2k_0}{m} + \frac{1+a^2}{2a} \right. \\ \left. \left\{ \text{Li}_2 \left(\frac{2a}{1+a} \right) - \text{Li}_2(b) - \frac{1}{3}\pi^2 + \frac{1}{2} (\ln b)^2 \right. \right. \\ \left. \left. - \ln(b) \ln(1-b) \right\} + \frac{17}{9} - \frac{1}{3} a^2 \right. \\ \left. + \ln(b) \left(\frac{3}{4a} + \frac{3}{4} a - \frac{a^3}{3} \right) \right\}$$

Mit:

$$a = (1 - 4m^2/S)^{\frac{1}{2}}$$

$$b = \frac{1-a}{1+a}$$

$$\text{Li}_2(b) = - \int_0^b \frac{\ln(1-x)}{x} dx$$

k_0 ist dabei die maximale Energie der emittierten Photonen, die in der Formel noch berücksichtigt werden.

Zur Berücksichtigung der Vielfachemission werden wieder die doppellogarithmischen Terme exponentiert.

Die Strahlungskorrektur durch harte reelle Photonen kann wieder in zwei Terme aufgeteilt werden: Korrektur durch Abstrahlung vor der Wechselwirkung und Korrektur durch Abstrahlung nach der Wechselwirkung.

Der erste Term läßt sich wieder nach Kessler berechnen, denn es handelt sich um Strahlung der Elektronen. Es ist dafür Formel (II.19) anzuwenden.

Die Abstrahlung nach der Wechselwirkung kann man vernachlässigen. Die Emission von reellen Photonen verhält sich umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des Teilchens. Damit ist die Wahrscheinlichkeit der Strahlung eines Hadrons um mehrere Zehnerpotenzen kleiner als die eines Elektrons.

III. Das Doppelarmspektrometer

Eine der Experimentieranordnungen für die Desy Speicherringe Doris ist das Doppelarmspektrometer (DASP). Der Aufbau ist darauf ausgerichtet, in einem beschränkten Raumwinkelbereich durch ein hohes Magnetfeld eine gute Impulsauflösung und Teilchentrennung zu erhalten. Es besteht aus zwei identischen Spektrometerarmen, die am Wechselwirkungspunkt auf beiden Seiten des Strahlrohrs aufgebaut sind. Die Abbildungen 12 und 13 zeigen den Aufbau der Anlage: Abb. 12 ist ein Schnitt senkrecht zur Strahlrichtung; Abb. 13 ein Schnitt in der horizontalen Ebene (TP73). Die Anordnung läßt sich in drei Zonen aufteilen: Innendetektor, Magnet und Außendetektor.

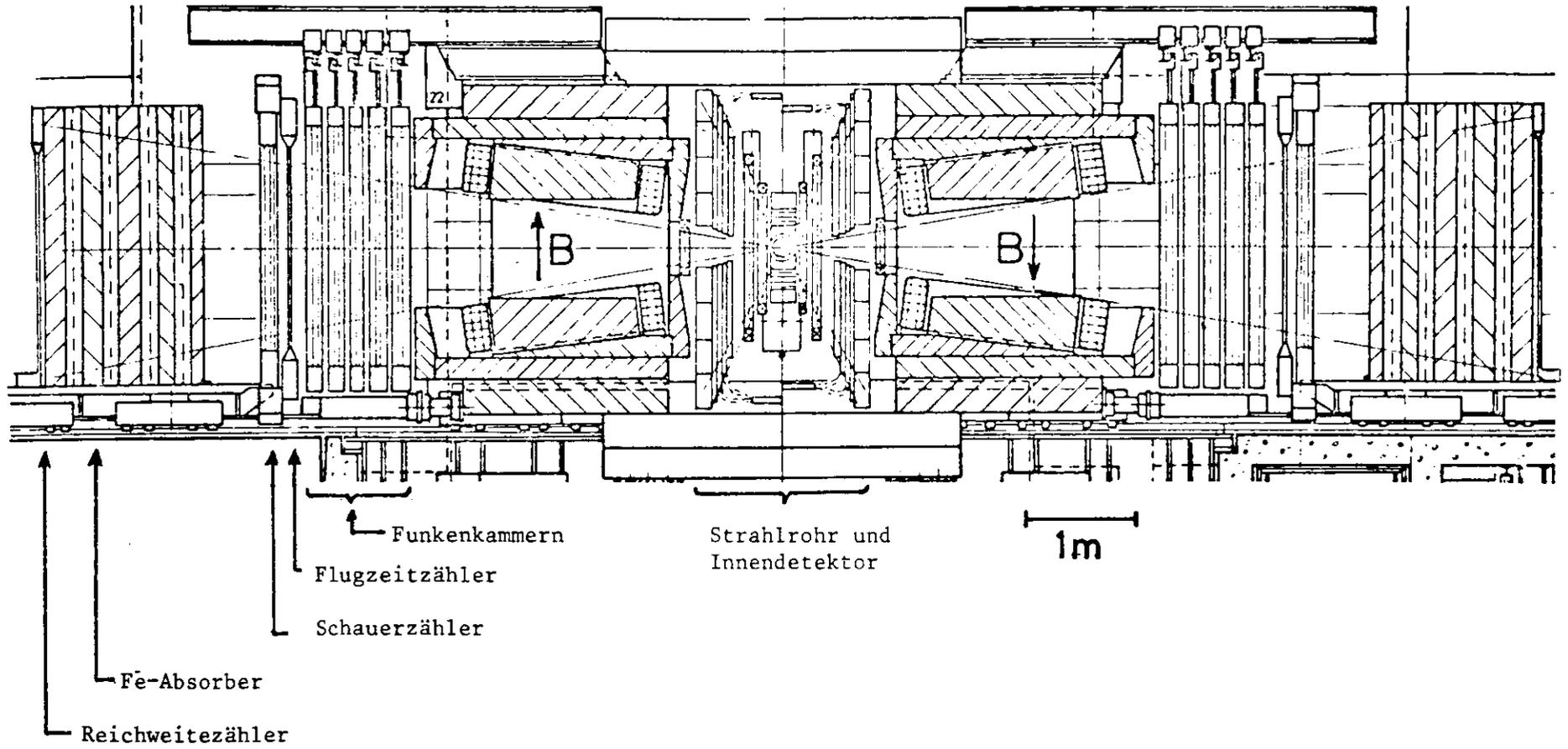
III.1 Der Innendetektor

Der Innendetektor umschließt an der Wechselwirkungszone das Strahlrohr. Insgesamt erfaßt er einen Raumwinkelbereich von 11 sr. Szintillationszähler, Proportionalkammern, Proportionalzählrohre und Schauerzähler dienen dabei als Nachweisgeräte.

Teilchen, die in Richtung Magneten laufen, werden von einem Szintillationszählerhodoskop und drei Proportionalkammern nachgewiesen. Man hofft dadurch, die Richtung der Teilchen auf ± 4 mrad bestimmen zu können.

Um auch Aussagen über Teilchen machen zu können, die nicht in den Außendetektor gelangen, wird der weitere Raumwinkelbereich aus Schichten aus Proportionalkammern, Szintillationszählerlagen, Absorbermaterial mit dazwischen liegenden Proportionalzählrohren und Schauerzählern erfaßt. Dadurch lassen sich ungefähre Bestimmungen über Bahn, Reichweite und Energieverlust geladener Teilchen durchführen, die nicht in Richtung Magneten laufen.

Abb. 12 Vertikaler Schnitt durch das Doppelarmspektrometer



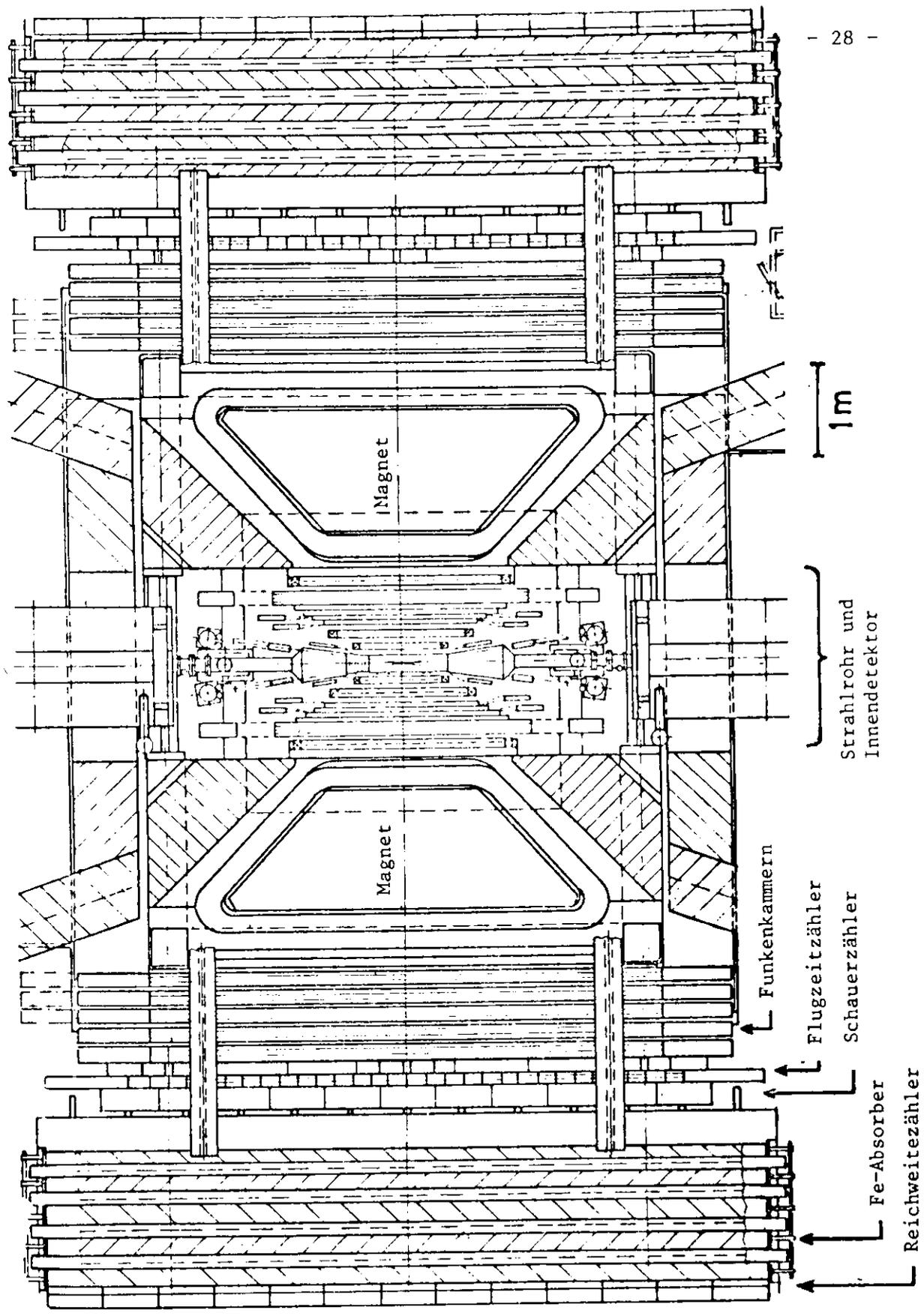


Abb. 13 Horizontaler Schnitt durch das Doppelarmspektrometer

III.2 Der Magnet

Der Magnet setzt sich aus zwei identischen Magneteinheiten mit normalleitenden Spulen zusammen, die sich rechts und links vom Strahlrohr an den Innendetektor anschließen. Die einzelnen Einheiten sind oben und unten durch Eisenplatten als Flußbrücken verbunden. Die Entfernung der Magnete vom Wechselwirkungspunkt läßt sich variieren, so daß der erfaßte Polarwinkelbereich verändert werden kann.

Da das Magnetfeld die Teilchenstrahlen im Ring nicht verbiegen darf, muß es sich in der Nähe des Strahlrohrs aufheben. Deshalb sind die Magnete entgegengesetzt gepolt. Die gesamte Polung kann in oder gegen Uhrzeigersinn gewählt werden.

Die Magnetspalthöhe läßt sich auf 60 cm oder 90 cm einstellen. Bei 60 cm Spalthöhe verkleinert sich die Akzeptanz um etwa 35%, während sich die Impulsauflösung um etwa 30% erhöht.

Die maximale integrale Feldlänge beträgt bei 90 cm Spalthöhe 18 KGaußm und bei 60 cm Spalthöhe 22 KGaußm.

III.3 Der Außendetektor

Zur Teilchenbahnbestimmung und Identifizierung hinter dem Magneten dient der Außendetektor. Jeder Spektrometerarm enthält 6 magnetostruktive Drahtfunkenkammern, Flugzeitähler, Schauerzähler und Reichweite-zähler.

Mit Hilfe der Funkenkammern läßt sich die Bahn der Teilchen hinter dem Magneten verfolgen. Aus der Größe des Magnetfeldes und dem Krümmungsradius der Spur wird der Impuls der Teilchen bestimmt. Aus der Bahnlänge und der Messung der Flugzeit läßt sich die Geschwindigkeit ermitteln. Die Masse der Teilchen ergibt sich dann aus folgender Gleichung:

$$m^2 = p^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^2}$$

Abb.14 zeigt die Abhängigkeit der Flugzeit vom Impuls der nachgewiesenen Teilchen für μ^- , π^- , K - Mesonen und Protonen. Die Laufstrecke beträgt dabei 4,70 m (Entfernung Wechselwirkungspunkt - Flugzeitähler). Man hofft, die Flugzeit auf 0,5 ns genau bestimmen zu können. Es zeigt sich, daß mit Hilfe der Flugzeit nur eine Trennung der Protonen und K - Mesonen von den leichten Teilchen (e, μ , π) möglich ist.

Der Flugzeitähler besteht aus 31 vertikalen Streifenszintillationszählern, die 1,72 m hoch, 20 cm breit und 2 cm dick sind. Sie überdecken also eine Fläche von $6,20 \times 1,72 \text{ m}^2$.

III.3.1 Der Schauerzähler

Die auf den Flugzeitähler folgende Schauerzähleranordnung dient zur Diskriminierung von Elektronen gegenüber Hadronen.

Jeder einzelne Schauerzähler ist ein Blei - Szintillator - Sandwich - Zähler. Er besteht aus 9 Bleiplatten, die jeweils 3,7 mm dick sind somit eine gesamte Strahlungslänge von $6 X_0$ besitzen. Auf jede Bleiplatte folgt eine 10 mm dicke Platte aus Szintillationsmaterial. Der einzelne Zähler besitzt eine Fläche von $60 \cdot 185 \text{ cm}^2$ und ist an 4 Photomultiplerröhren angeschlossen. Die gesamte Schauerzähleranordnung setzt sich aus 11 dieser Zähler zusammen.

Die Diskriminierung des Schauerzählers beruht auf der unterschiedlichen Wechselwirkung der Elektronen und der Hadronen mit dem Blei. Beim Durchgang eines hochenergetischen Elektrons durch das Blei führen Bremsstrahlungsprozesse und anschließende Erzeugung von $e^+ e^-$ - Paaren zum Aufbau eines elektromagnetischen

Abb.14 Die Abhängigkeit der Flugzeit vom Impuls der Teilchen bei einer Laufstrecke von 4,50 m

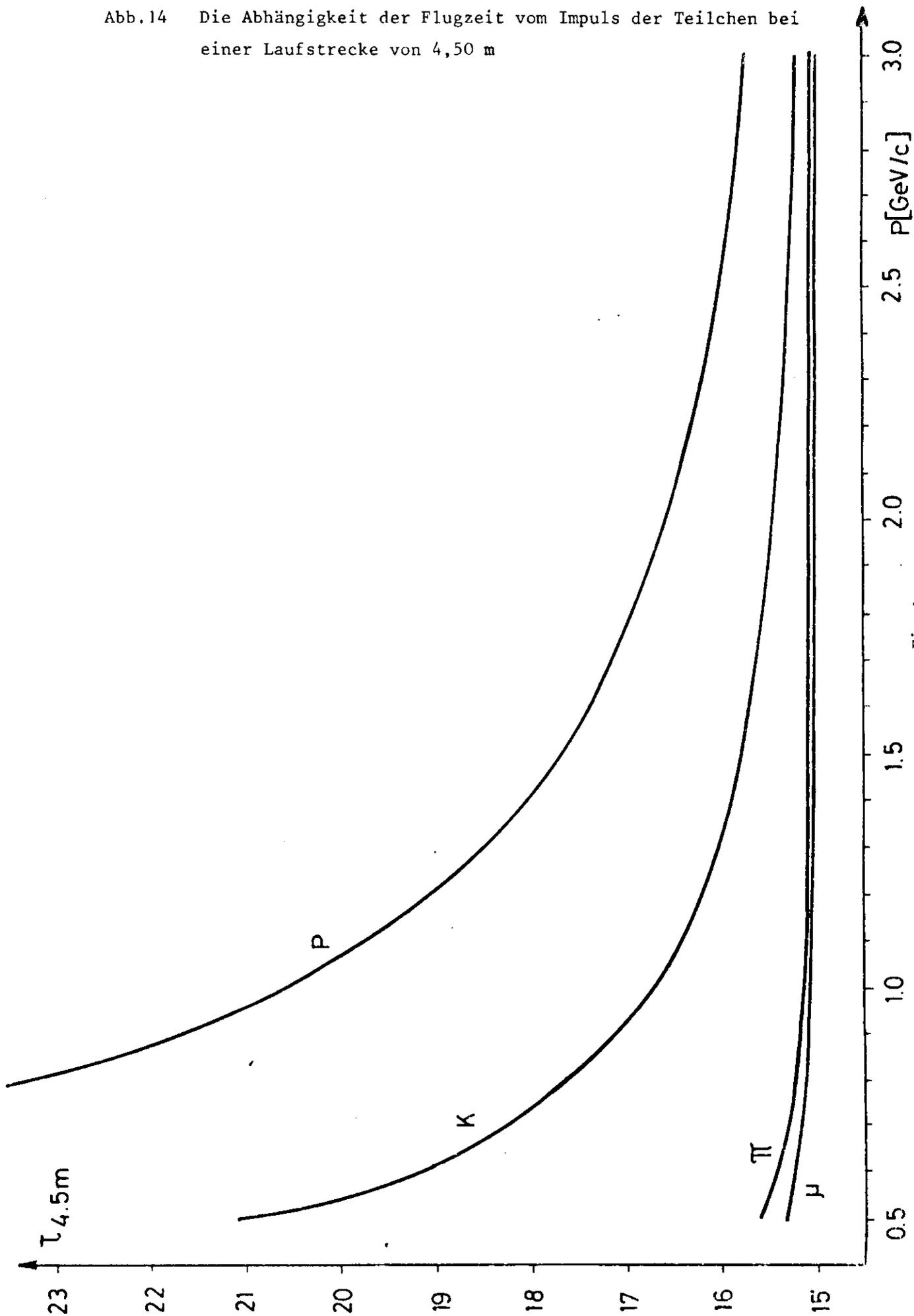


Fig.1

Schauers. Die Zahl der so gebildeten Schauerteilchen nimmt mit wachsender Tiefe zu, während die mittlere Energie der Teilchen abnimmt. Unterschreiten die Schauerteilchen eine kritische Energie, so treten mehr und mehr Prozesse auf, die den Schauer absorbieren. (Ionisationsverluste der Elektronen, Comptonstreuung und Photoeffekt der Gammaquanten)

Die Schauertiefe hängt von der Primärenenergie ab.

Die Hadronen dagegen wechselwirken kaum elektromagnetisch mit dem Blei. Da der Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung proportional $1 / m^2$ verläuft, ist die Wahrscheinlichkeit einer elektromagnetischen Wechselwirkung bei der sehr viel größeren Masse der Hadronen um mehrere Zehnerpotenzen geringer. Der Weg der Hadronen wird nur durch die Coulomb - Vielfachstreuung geändert, ohne daß sie dabei aufschauern.

Ein gewisser Teil der Hadronen wechselwirkt jedoch hadronisch mit den Kernen des Bleis. Die Zahl der gebildeten Sekundärteilchen ist im Schnitt kleiner als beim elektromagnetischen Schauer; unterliegt aber auch starken statistischen Schwankungen.

Der Nachweis des elektromagnetischen Schauers bzw. der Hadronen erfolgt durch die Szintillatorplatten zwischen dem Blei. Das in den Szintillatorplatten entstehende Licht gelangt durch ein Lichtleitersystem auf die Photomultipliierröhre. Am Anodenwiderstand der Röhre wird dadurch ein Spannungsimpuls erzeugt, dessen Amplitude proportional zur entstandenen Lichtmenge und damit proportional der Anzahl der geladenen Schauerteilchen ist.

Es gibt daher eine lineare Beziehung zwischen der Zahl der Teilchen, die durch das Szintilationsmaterial fliegen, und dem Ausgangsimpuls des Photomultipliers.

Auf Grund der unterschiedlichen Wechselwirkung erwartet man:

Elektronen → viele Teilchen → hoher Ausgangsimpuls
Hadronen → wenig Teilchen → kleiner Ausgangsimpuls

Diese Eigenschaften lassen sich zur Trennung ausnutzen.

Aber durch statistische Schwankungen in der Schauerteilchenzahl kommt es vor, daß die Elektronenimpulse bis in den Hadronimpulsbereich reichen. Zum anderen können durch hadronische Schauer hohe Ausgangsimpulse erzeugt werden. Es gibt daher Überlappungsbereiche in den Impulshöhenverteilungen, die die Trennung unvollkommen machen.

IV. Die Monte - Carlo - Simulation

Um die Reaktionen am Wechselwirkungspunkt simulieren zu können, wurde ein Monte - Carlo - Programm entwickelt, in dem die vorher beschriebenen Formeln und Annahmen eingehen. Einzelne Teile des Programms wurden von K. Sauerberg (Strahlungskorrekturen für Elektronen) und von D. Cords (Teilchenverfolgung durch das Magnetfeld) zur Verfügung gestellt.

Das Programm simuliert mit Hilfe von Zufallszahlen die jeweilige Reaktion nach den in II.1, II.2, II.3 angegebenen Formeln. Die Korrekturen durch Abstrahlung von Photonen werden gemäß II.5 und II.6 berechnet. Außerdem werden Kreuzungswinkel, Strahldivergenz, Feldverlauf im Magneten und die Dimensionen der einzelnen Detektoren berücksichtigt.

IV.1 Programmablauf

Das Rechenprogramm benutzt die Koordinatensysteme K_1' , K_2' , K , wie sie in Abb. 15 angegeben sind.

Die Wechselwirkungszone wird als punktförmig betrachtet, aber es wird eine Divergenz des Strahles berücksichtigt, die um die Strahlachse normalverteilt ist. Die horizontale Abweichung beträgt dabei 4,5 mrad und die vertikale 1,5 mrad.

Das Programm beginnt damit, die Richtungen der einfallenden Teilchen mit Hilfe von Zufallszahlen in den Koordinatensystemen K_1' und K_2' zu bestimmen. Eine weitere Zufallszahl entscheidet darüber, ob vor der Wechselwirkung ein Teilchen und welches Teilchen ein Photon im Energiebereich (0,03 GeV - 1,4 GeV) abstrahlt. Bei Emission werden die Energie und der Winkel des Photons ausgewürfelt, und daraus der Impuls und die Richtung des Teilchens neu berechnet. Die beiden Teilchen werden dann ins Laborsystem K transformiert.

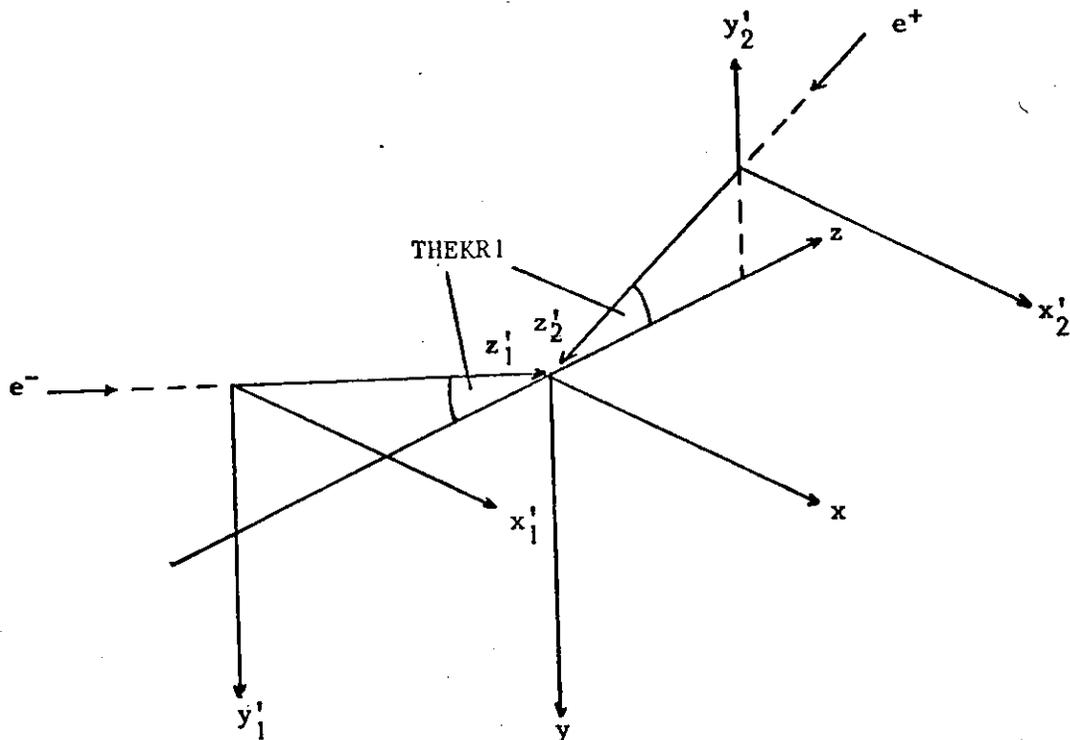


Abb.15 Die Koordinatensysteme

$$K_1'(x_1', y_1', z_1'), K_2'(x_2', y_2', z_2'), K(x, y, z)$$

Aus den Impulsen und Koordinaten der einlaufenden Teilchen lässt sich das gemeinsame Schwerpunktsystem berechnen. Nach der Transformation der Teilchen in ihr Schwerpunktsystem findet darin die Zweikörperreaktion nach dem entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitt statt.

Die neu bestimmten Koordinaten der auslaufenden Teilchen werden ins Laborsystem K zurücktransformiert. Wird Bhabhastreueung simuliert, so kann bei entsprechender Zufallszahl noch eines der auslaufenden Teilchen ein Photon emittieren, und die Kinematik des Teilchens wird neu berechnet.

Damit liegen die Polarwinkel und Impulse der beiden auslaufenden Teilchen fest. Ihre Spuren werden jetzt durch den Magneten verfolgt.

Das theoretische Modellfeld des DASP - Magneten wurde als Matrix im Programm eingegeben. Das Magnetvolumen wurde durch ein Gitter be-

schrieben, das Quader im Koordinatensystem K bildet. Für $32X \times 13Y \times 3Z$ Gitterpunkte wurde das Magnetfeld berechnet. Man ging bei dem Magnetfeld davon aus, daß die H_Z - Komponente gleich null ist. Für jeden (X, Y) - Punkt sind die H_X und H_Y - Komponenten des Magnetfeldes angegeben.

Tritt ein Teilchen in den Magneten ein, so wird sein Weg durch die $32X$ - Ebenen hindurchverfolgt. Dabei wird davon ausgegangen, daß das Feld von der Mitte zwischen zwei Ebenen bis zur nächsten Mitte konstant ist. Für diesen Bereich wird die jeweilige Richtungsänderung des Teilchens durch das entsprechende Magnetfeld berechnet. Läuft das Teilchen dabei gegen das Eisen des Magneten, so gilt es als verloren, und das Programm fängt von vorne an.

Im anderen Fall wird die Richtung des Teilchen außerhalb des Magneten weiterverfolgt. Hat es den angenommenen Abstand eines Nachweisgerätes vom Wechselwirkungspunkt erreicht, so wird abgefragt, ob sich das Teilchen innerhalb des Detektors befindet.

Nur Teilchen, deren Bahn durch alle Nachweisgeräte führt, werden für die weitere Auswertung verwendet.

Das gesamte Programm ist so aufgebaut, daß sowohl die Abstrahlung harter Photonen im Energiebereich (30 MeV - 1,4 GeV) als auch die Strahlungskorrektur durch virtuelle und weiche Photonen bis 30 MeV berücksichtigt wird.

Die harte Photonabstrahlung wird dadurch simuliert, daß jeweils eines der beiden einlaufenden Teilchen, bei Bhabhassteuerung eines der vier Teilchen, ein Photon im Energiebereich (30 MeV - 1,4 GeV) abstrahlt.

Bei der Simulation der virtuellen und weichen Photonabstrahlung wird das Programm durchlaufen, ohne daß eine Emission von realen Photonen nach Kessler berücksichtigt wird. Da Photonenergien bis 30 MeV zu niedrig sind, um kinematische Änderungen des Streuprozesses

ses auf Grund der Abstrahlung zu erzeugen, ist eine Simulation durch eine Wechselwirkung, bei der kein Photon emittiert wird, in erster Näherung gerechtfertigt.

Das Programm simuliert gleich viel Streuereignisse mit bzw. ohne Abstrahlung. Dieses entspricht aber nicht der Wirklichkeit. Man muß die beiden Fälle relativ zueinander normieren.

Der Anteil der virtuellen und weichen reellen Photonemissionen bis 30 MeV läßt sich nach Berends berechnen (siehe (II.13), (II.21)). Jedes einzelne Teilchen, das durch den Programmteil ohne Abstrahlung läuft und im Zähler nachgewiesen wird, wird mit dem Faktor δ_T gewichtet.

Der Anteil der harten Photoabstrahlung im Energiebereich (30 MeV - 1,4 GeV) kann nach Kessler bestimmt werden (siehe (II.19), (II.20)).

$$\delta_h = \frac{\int_0^{0,1} P(\phi) d\phi}{\int_{0,03}^{1,4} P(k_0) dk_0}$$

Mit diesem Faktor wird jedes Teilchen gewichtet, das durch den Programmteil mit Abstrahlung eines Photons läuft.

Durch die Multiplikation mit den so berechneten Normierungskonstanten befinden sich die Strahlungskorrekturen für Photonemissionen in den beiden Energiebereichen im richtigen Verhältnis zueinander.

Bei der Abstrahlung harter Photonen ist noch zu berücksichtigen, daß sich durch Emission vor der Reaktion die Schwerpunktsenergie des Systems verringert. Dadurch vergrößert sich die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung. Dieses wird im Programmteil mit Abstrahlung berücksichtigt, indem jedes im Zähler nachgewiesene Teilchen folgendermaßen gewichtet wird:

$$GEW = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} \{ E(E - k) \}}{\frac{d\sigma}{d\Omega} \{ E^2 \}}$$

E = Strahlenergie

k = Energie des emittierten Photons

IV.2 Die variablen Parameter des Programms

Damit man die Wechselwirkungen am DASP mit Hilfe des Rechenprogramms unter verschiedenen Bedingungen simulieren kann, können folgende Parameter verändert werden.

Die Großbuchstabenwörter geben das jeweilige Symbol im Programm an. Die dahinter stehenden Parameterwerte sind die Werte, die im allgemeinen im Programm benutzt wurden.

Energie der einlaufenden Teilchen	E = 1,75 (Gev)
Kreuzungswinkel	THEKR1 = 12 (mrad)
Standardabweichung horizontal	SIGMAH = 4,5 (mard)
Standardabweichungen vertikal	SIGMAV = 1,5 (mard)
Minimale Energie, die durch ein hartes Photon abgestrahlt wird.	W1 = 30 (MeV)
Maximaler Abstrahlungswinkel des Photons	PHIPHO = 0,1 (rad)
Integrierte Magnetfeldlänge	GAUSK = 18 (KGaußm)
Spaltbreite des Magneten	SPALT = 90 (cm)
Polung des Magneten	VORZEI = ± 1
Abstand des Magneten vom Wechselwirkungspunkt (WWP)	ABSTIX = 85 (cm)
Geometrie der letzten Funkenkammer:	
Breite	ZAKT(1)= 5,6 (m)
Höhe	YAKT(1)= 1,75 (m)
Abstand zum WWP	XAKT(1)= 4,55 (m)
Geometrie des Flugzeitzählers:	
Breite	ZAKT(2)= 6,20 (m)
Höhe	YAKT(2)= 1,7 (m)
Abstand zum WWP	XAKT(2)= 4,7 (m)
Geometrie des Schauerszählers:	
Breite	ZAKT(3)= 6,6 (m)
Höhe	YAKT(3)= 1,8 (m)
Abstand zum WWP	XAKT(3)= 4,9 (m)

Art der Wechselwirkung:

$$\begin{aligned} e^+ e^- &\rightarrow e^+ e^- \\ e^+ e^- &\rightarrow p \bar{p} \quad \text{mit } G_M = G_E \\ e^+ e^- &\rightarrow p \bar{p} \quad \text{mit } G_M = 0 \\ e^+ e^- &\rightarrow p \bar{p} \quad \text{mit } G_E = 0 \\ e^+ e^- &\rightarrow \pi^+ \pi^- \\ e^+ e^- &\rightarrow K^+ K^- \end{aligned}$$

V. Ergebnisse der Monte - Carlo - Simulation

Legt man die vorher beschriebenen Modelle und empirischen Annahmen zu Grunde, so ermöglicht die Monte - Carlo - Rechnung eine Abschätzung des mit der geometrischen Akzeptanz gefalteten Wirkungsquerschnittes, der im folgenden als akzeptierter Wirkungsquerschnitt bezeichnet wird, zu geben. Außerdem kann durch die Variation einzelner Parameter die Änderung des akzeptierten Wirkungsquerschnittes unter verschiedenen Bedingungen studiert werden. Auf Grund der unterschiedlichen Zählraten und Winkelverteilungen ist es dann möglich, Aussagen über die Anforderungen an das Diskriminierungsvermögen der einzelnen Detektoren zu machen. Zum Schluß wird noch darauf eingegangen, welche Auswirkungen eine Änderung der Formfaktoren bei der Protonpaarerzeugung verursacht. Wenn es nicht anders vermerkt ist, gelten die folgenden Ergebnisse unter Zugrundelegung der im Abschnitt IV.1 angegebenen Parameter. Die Strahlenergie beträgt dabei 1,75 GeV.

V.1 Der vom DASP akzeptierte Wirkungsquerschnitt

Integriert man den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion über den von den Detektoren erfaßten Raumwinkel- und Energiebereich, so erhält man den vom DASP akzeptierten Wirkungsquerschnitt für die jeweilige Reaktion.

$$(V.1) \quad \sigma_{\text{exp}} = \int_0^{k_{\text{max}}} \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega dk} dk d\Omega$$

Da der akzeptierte Wirkungsquerschnitt von dem Aufbau der Nachweisgeräte, der Abstrahlung reeller Photonen und dem Magnetfeld abhängt, läßt sich das Integral in (V.1) nicht analytisch berechnen. Deshalb wird die Monte - Carlo - Rechnung benutzt.

Es lassen sich bei der Monte - Carlo - Rechnung zwei akzeptierte Wirkungsquerschnitte bestimmen:

- 1.) Akzeptierter Wirkungsquerschnitt mit Koinzidenzbedingung
(Es wird nur das als Ergebnis gezählt, wenn beide Teilchen nachgewiesen werden.)
- 2.) Akzeptierter Wirkungsquerschnitt ohne Koinzidenzbedingung
(Sowohl der Nachweis beider Teilchen, als auch der Nachweis nur eines Teilchens wird als ein Ergebnis gezählt.)

Denn obwohl der Aufbau der Detektoren beim DASP symmetrisch ist, kommt es vor, daß nicht alle Teilchen in Koinzidenz nachgewiesen werden. Die Ursache wird im späteren Kapitel beschrieben.

In Tab. II sind die mit Hilfe der Monte - Carlo - Rechnung bestimmten akzeptierten Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Reaktionen angegeben. Außerdem sind die jeweiligen Zählraten pro Stunde bei einer Luminosität von $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ darunter eingetragen.

	$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$	$e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$ $G_M = G_E$	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$e^+ e^- \rightarrow K^+ K^-$
Vom DASP akzeptierter Wirkungsquerschnitt ohne Koinzidenzbedingung in cm^2	$7,3 \cdot 10^{-33}$	$8,5 \cdot 10^{-39}$	$6,2 \cdot 10^{-37}$	$1,5 \cdot 10^{-37}$
Zählrate pro Stunde bei $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$2,6 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$
Vom DASP akzeptierter Wirkungsquerschnitt mit Koinzidenzbedingung in cm^2	$6,0 \cdot 10^{-33}$	$4,8 \cdot 10^{-39}$	$3,8 \cdot 10^{-37}$	$1,03 \cdot 10^{-37}$
Zählrate pro Stunde bei $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$2,1 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$

Tab. II Die sich aus der Monte - Carlo - Rechnung ergebenden Wirkungsquerschnitte und Zählraten

Das heißt, die Zählraten stehen in ungefähr folgendem Verhältnis zueinander:

$$p : K : \pi : e = 1 : 20 : 80 : 900000$$

Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Zählrate für Protonen nach neuesten Messungen wahrscheinlich um einen Faktor 20 - 50 größer sein kann.

Diese Zahlen zeigen, daß man bei der Hadronpaarerzeugung gegen einen sehr hohen Untergrund von Elektronen diskriminieren muß.

Die Diskriminierung wird außerdem durch die Abstrahlung von reellen Photonen erschwert, da die Photonemission sowohl die Kinematik des Prozesses als auch die Impulse der auslaufenden Teilchen verändert und damit die Identifizierung bestimmter Kanäle schwieriger macht.

Bezogen auf den Wirkungsquerschnitt ohne Strahlungskorrekturen σ_0 ist der prozentuale Anteil der Wechselwirkung mit elastischer und weicher inelastischer Strahlungskorrektur im Energiebereich bis 30 MeV $(1 + \delta_T) \sigma_0$, sowie der Anteil mit harter inelastischer Strahlungskorrektur im Energiebereich 30 MeV - 1,4 GeV $(1 + \delta_h) \sigma_0$ in Tab.3 angegeben.

Die bei der harten Strahlungskorrektur durch die Abstrahlung verringerte Schwerpunktsenergie bewirkt ein Ansteigen des Wirkungsquerschnittes für diese Reaktionen. Das macht sich besonders bei der Protonpaarerzeugung bemerkbar, bei der die gesamte Strahlungskorrektur weit über 100% liegt.

	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow p p^-$ $G_M = G_E$	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$	$e^+e^- \rightarrow K^+K^-$
$\frac{\sigma_0 (1 + \delta_T)}{\sigma_0} (\%)$	61,5%	78,9%	74,2%	77,2%
$\frac{\sigma_0 (1 + \delta_h)}{\sigma_0} (\%)$	37%	181%	81%	76%

Tab.III Prozentualer Anteil der einzelnen Strahlungskorrekturen am Wirkungsquerschnitt

Die Strahlungskorrektur macht sich auch in der Impulsverteilung der nachgewiesenen Teilchen bemerkbar. Die Abb.16, 17, 18, 19 zeigen die Impulsverteilungen für die jeweiligen Reaktionen.

Ohne Strahlungskorrektur hätten z.B. alle nachgewiesenen Elektronen einen Impuls von etwa 1,75 GeV. Die Abb.16 zeigt aber, daß auch Elektronen mit sehr viel kleineren Impulsen nachgewiesen werden. Bei den anderen Reaktionen verstärkt sich der Effekt noch. Dieses ist auf die starke q^2 - Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Hadronpaarerzeugungen zurückzuführen. Der prozentuale Anteil der Teilchen, deren Impuls kleiner als 80% des Maximalimpulses ist, stellt sich folgendermaßen dar:

e	p	π	K
5,3%	45,5%	27,4%	21,7%

V.1.1 Die Winkelverteilung

Aus den Modellen ergibt sich, daß alle Reaktionen im Azimutalwinkel Φ , also senkrecht zur Strahlrichtung, gleich verteilt sein sollten, sofern die einlaufenden Elektronen unpolarisiert sind. Durch die beschränkte Öffnung des Magneten wird aber der Winkelbereich eingeengt. Die Abb.20 zeigt die Verteilung in Abhängigkeit vom Winkel Φ für die Bhabhastreueung. Für die anderen Prozesse sieht sie bis auf statistische Schwankungen gleich aus. Es werden Teilchen im Bereich von -10° bis $+10^\circ$ auf der einen Seite bzw. 170° bis 190° auf der anderen Seite des Wechselwirkungspunktes nachgewiesen.

Die Verteilung der Teilchen in Abhängigkeit vom Winkel Θ hängt dagegen von der Art der Wechselwirkung ab. Die Abb.21,22, 23, 24 zeigen den Verlauf für Teilchen mit positiver Ladung. Der erfaßte Winkelbereich beträgt bei allen 66° . In Abb.21 erkennt man die starke Θ - Abhängigkeit des Bhabhawirkungsquerschnittes, die durch den Beitrag des raumartigen Graphen entsteht. So nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit von der einen

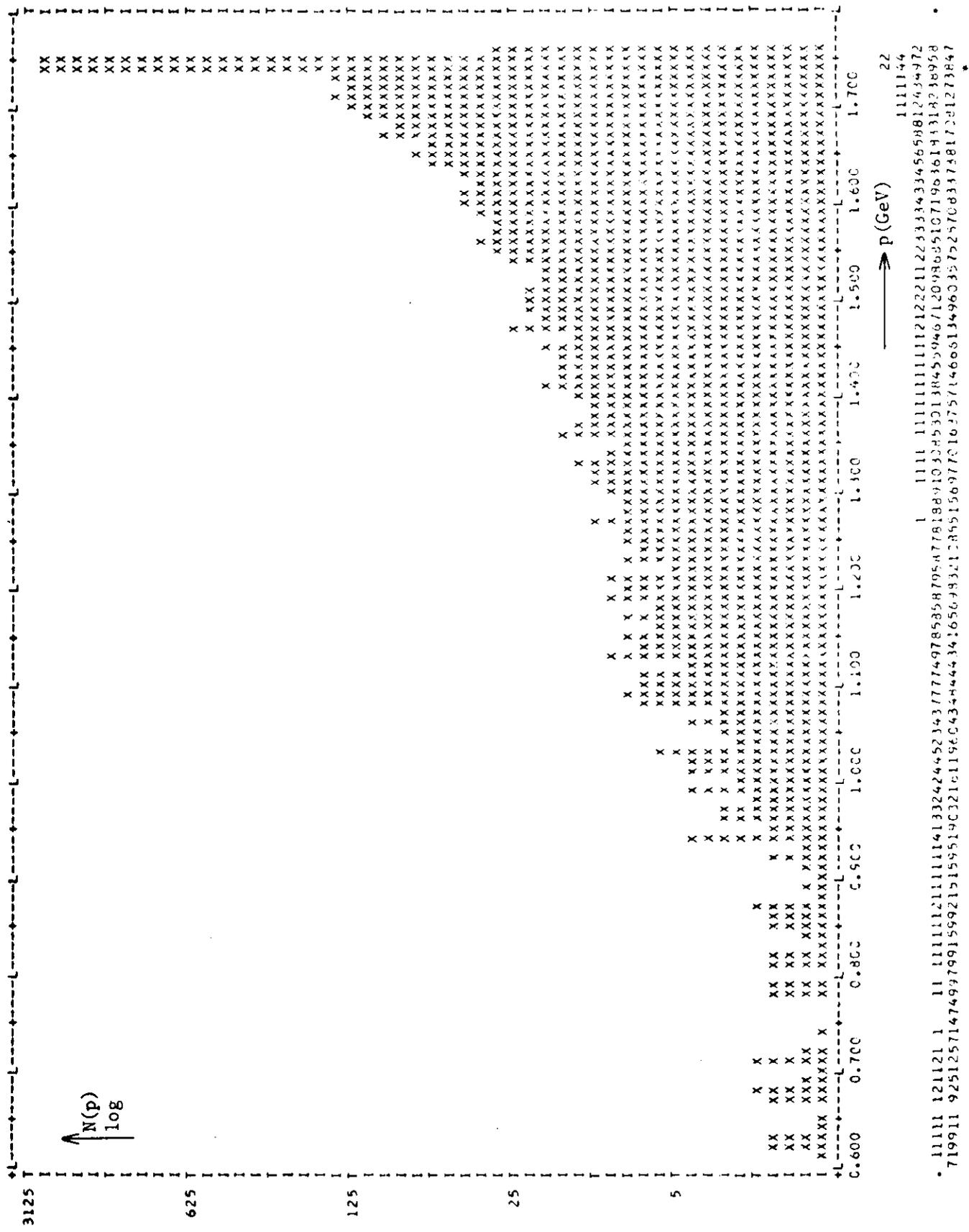


Abb. 16 Impulsverteilung der Elektronen

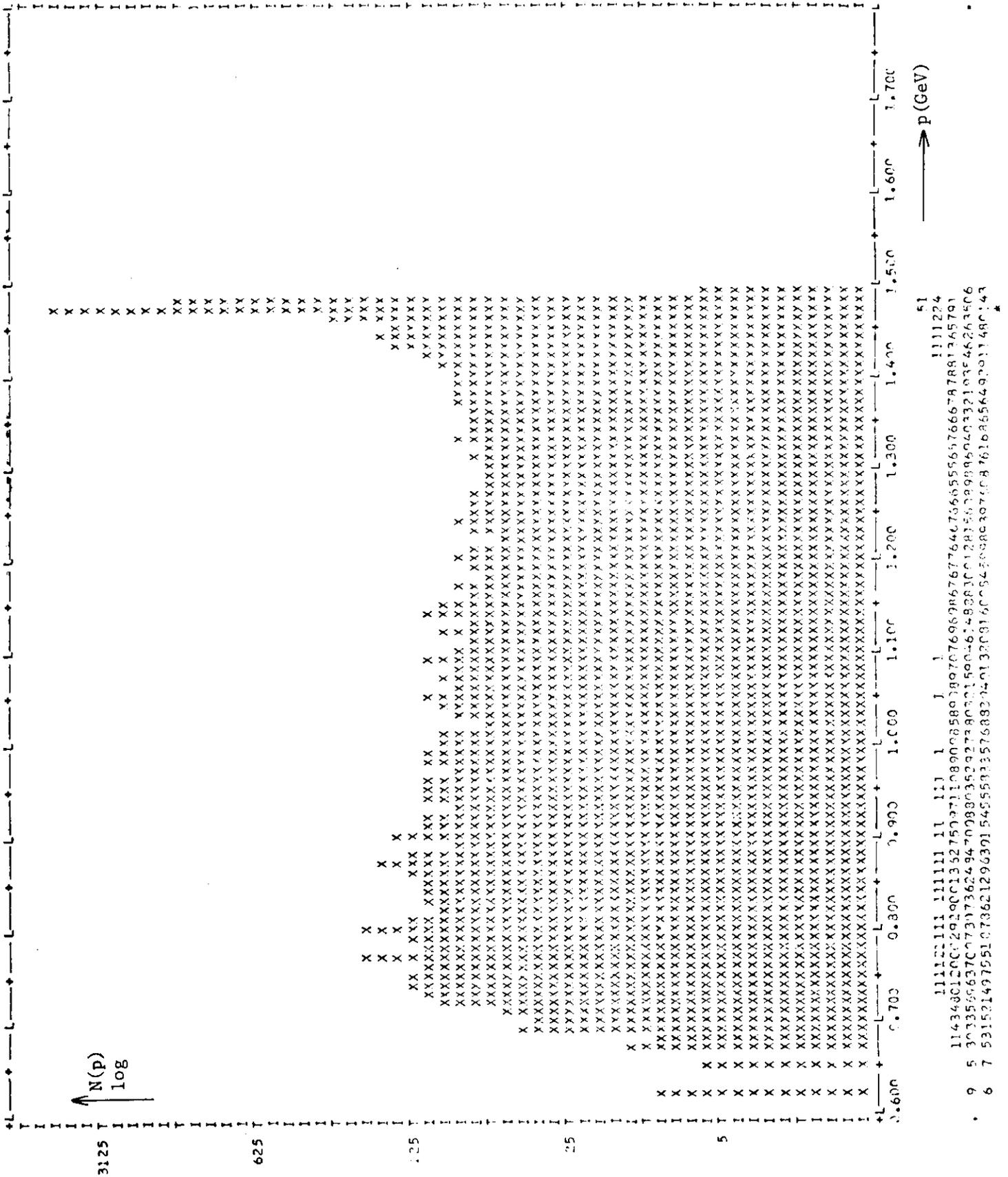


Abb. 17 Impulsverteilung der Protonen

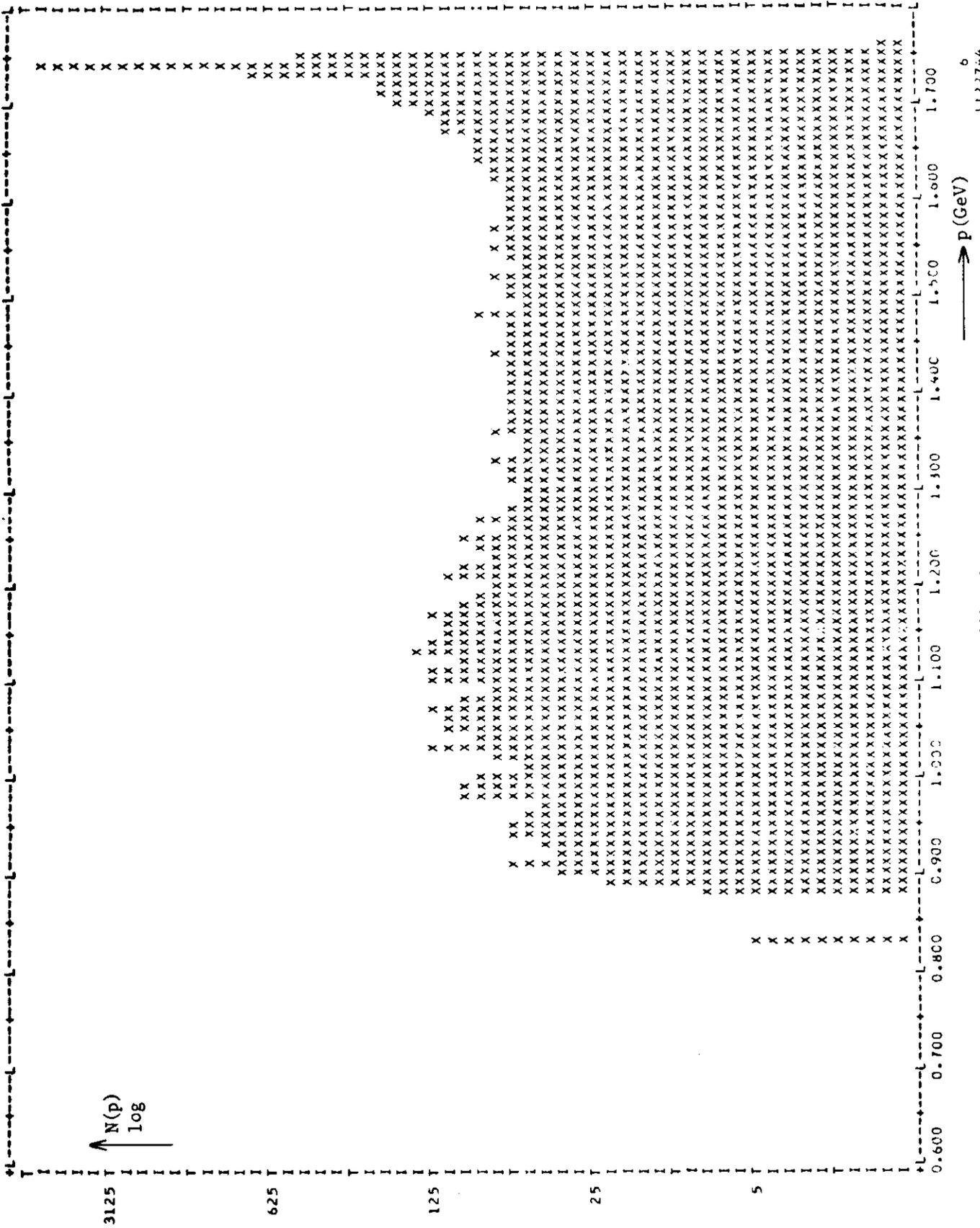


Abb. 18 Impulsverteilung der Pionen

σ	p (GeV)	$N(p)$
1	1.111	11 11111
5	1.353	564499746271118522942028639679575445564565556555745595565655666778971605604
5	1.425	89545960425756475937308370834924817274868462799035983989559268053894389046313896709931
2	1.495	36976132242143283876243276430757232490664271977733599625242357752607911539

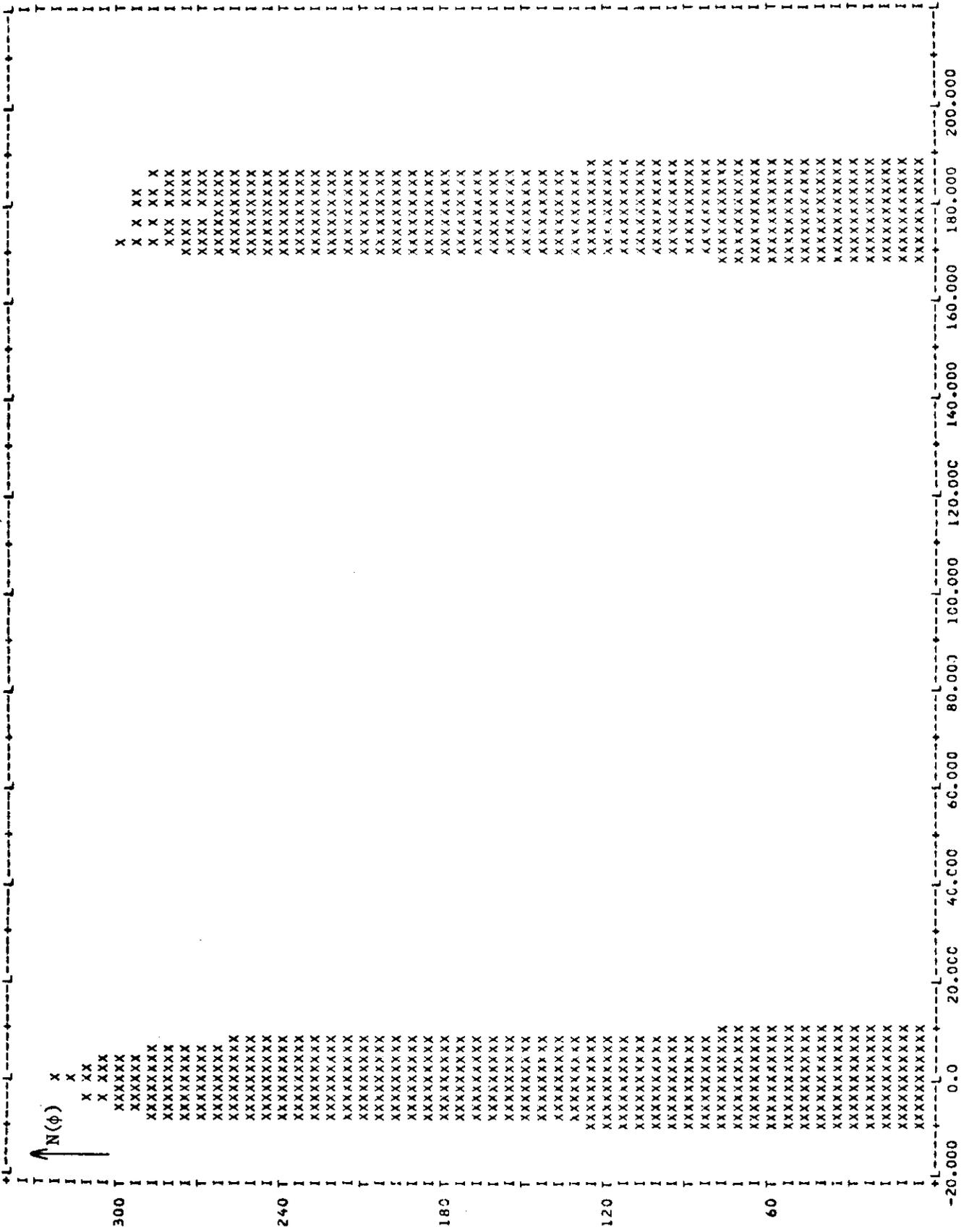


Abb. 20 Winkelverteilung in ϕ für Elektronen

232222221 → ϕ (Grad)
 77079695782
 950926639861
 805708589721

1223333322
 28910210857
 186903117578
 579740901536 *

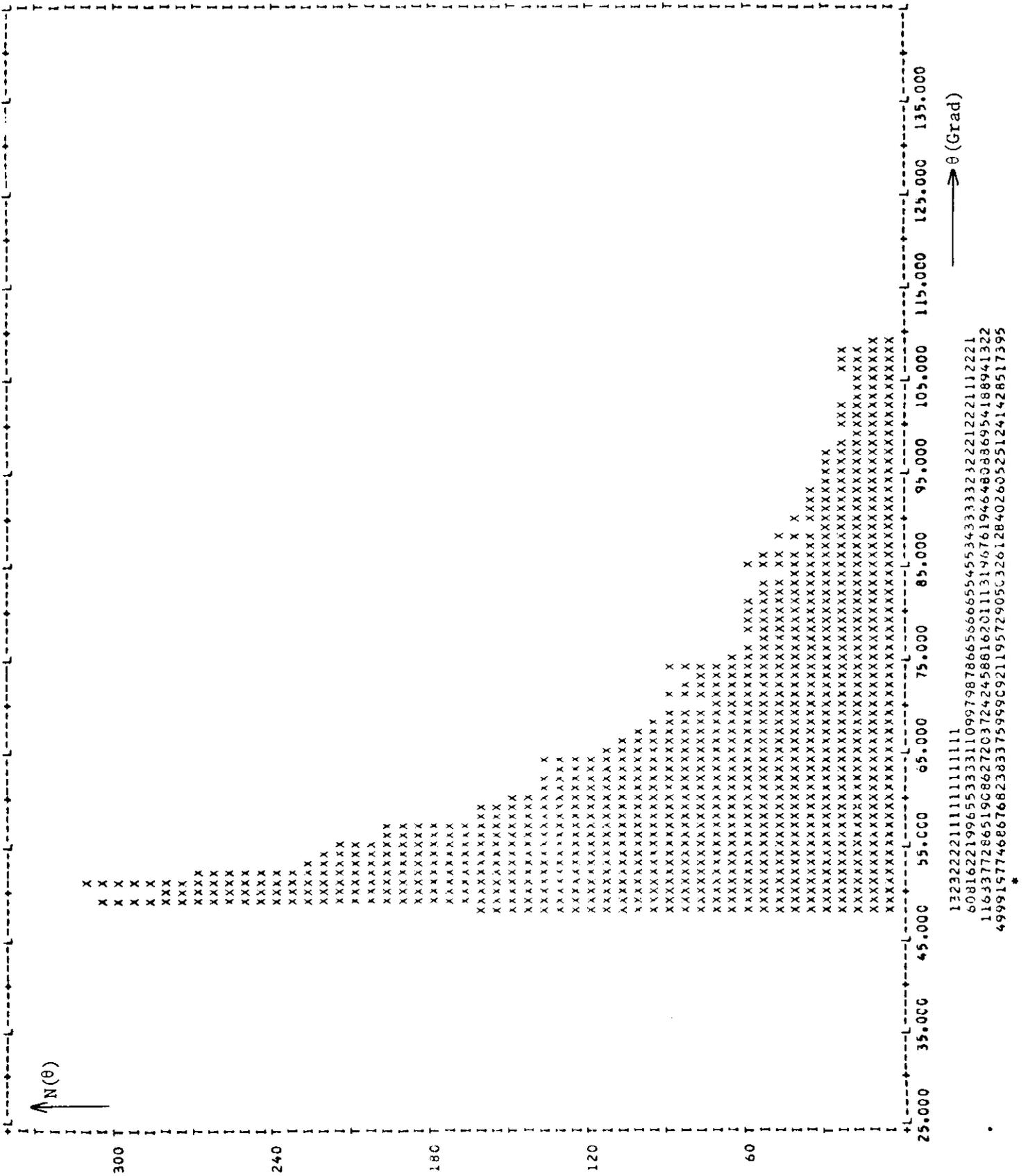


Abb.21 Winkelverteilung der Elektronen in θ bei positivem Magnetfeld

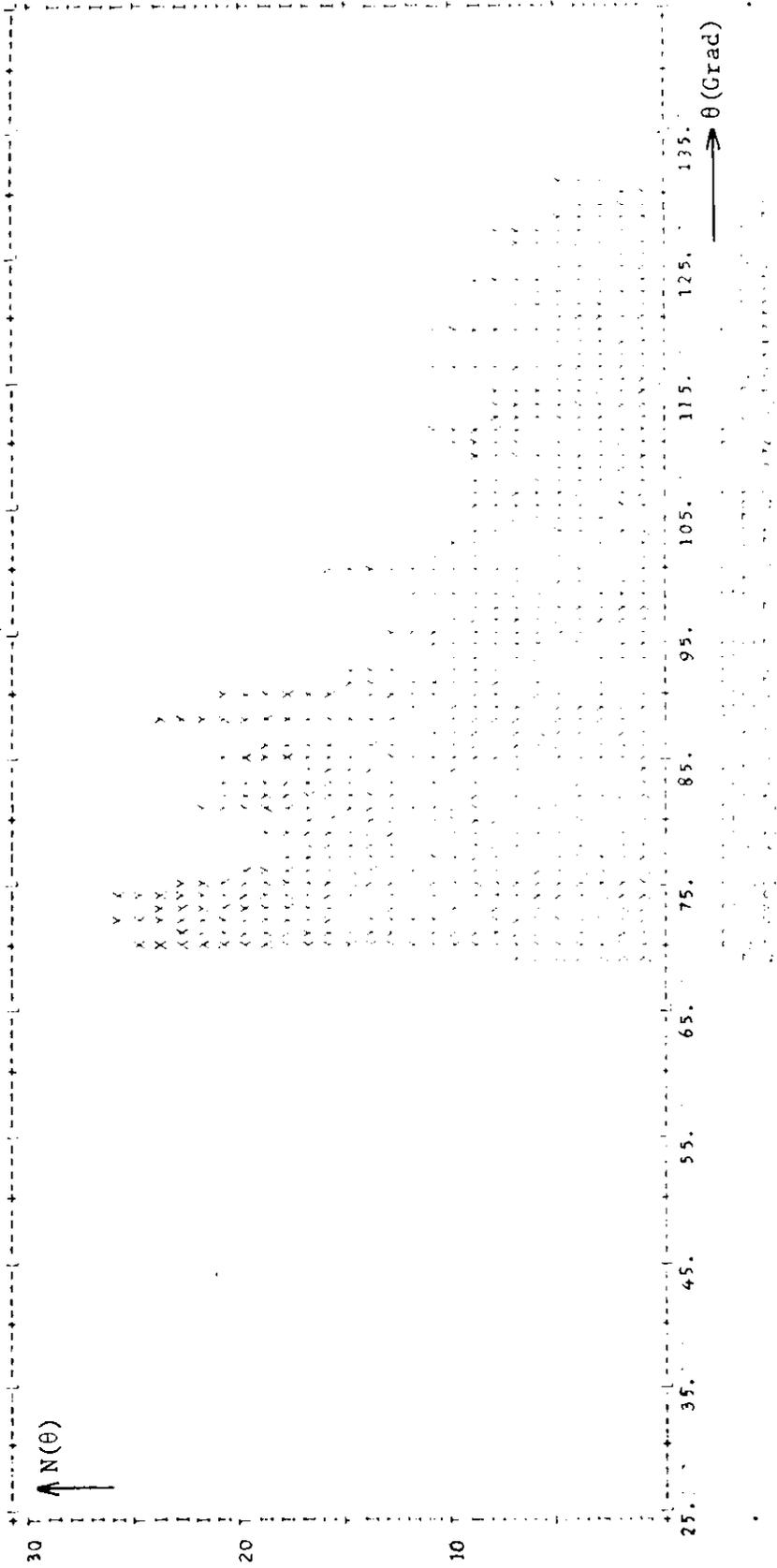


Abb.25 Winkelverteilung der Elektronen in θ bei negativem Magnetfeld

Grenze zur anderen um einen Faktor 20 ab.

Polrt man das Feld des DASP - Magneten um, so verschiebt sich der erfaßte Winkelbereich um 20° , wie es aus Abb.25 zu ersehen ist. Die Theta - Abhängigkeit der Bhabhastreuung macht sich dann nur noch in einem Faktor 6 innerhalb des Akzeptanzbereiches bemerkbar.

V.1.2 Teilchen, die nicht in Koinzidenz nachgewiesen werden

Obwohl das DASP symmetrisch zu beiden Seiten des Strahlrohrs aufgebaut ist, kommt es vor, daß Teilchen nachgewiesen werden, zu denen das koinzidente fehlt.

Läßt man das Programm ohne Abstrahlung, ohne Strahldivergenz und mit einem Kreuzungswinkel von 0° durchlaufen, so werden alle Teilchen koinzident nachgewiesen.

Berücksichtigt man die Strahldivergenz, dann sind ungefähr 0,5% der nachgewiesenen Teilchen nicht in Koinzidenz (siehe Tab.IV Seite 61). Betrachtet man die X - Y - Verteilung dieser Teilchen auf dem Schauerzähler, so sieht man, daß sie alle dicht am Rand des Zählers liegen (siehe Abb.26).

Durch die Einführung eines Kreuzungswinkels von 12 mrad steigt der Anteil der einzeln nachgewiesenen Teilchen auf 6 bis 8% an. Die Abb.27 zeigt, daß diese Teilchen alle am oberen Rand des Schauerzählers liegen, d.h. bei negativen Y - Werten im Koordinatensystem K. Aus der Abb.28 wird die Ursache für den Effekt deutlich. Die Zeichnung stellt einen Schnitt in der X - Y - Ebene des DASP dar.

Bei einem Kreuzungswinkel von 0° fliegen die Reaktionspartner entgegengesetzt auseinander (gestrichelte Pfeile in der Zeichnung). Durch den endlichen Kreuzungswinkel erhalten die beiden Teilchen einen zusätzlichen Impuls in Y - Richtung. Es kann

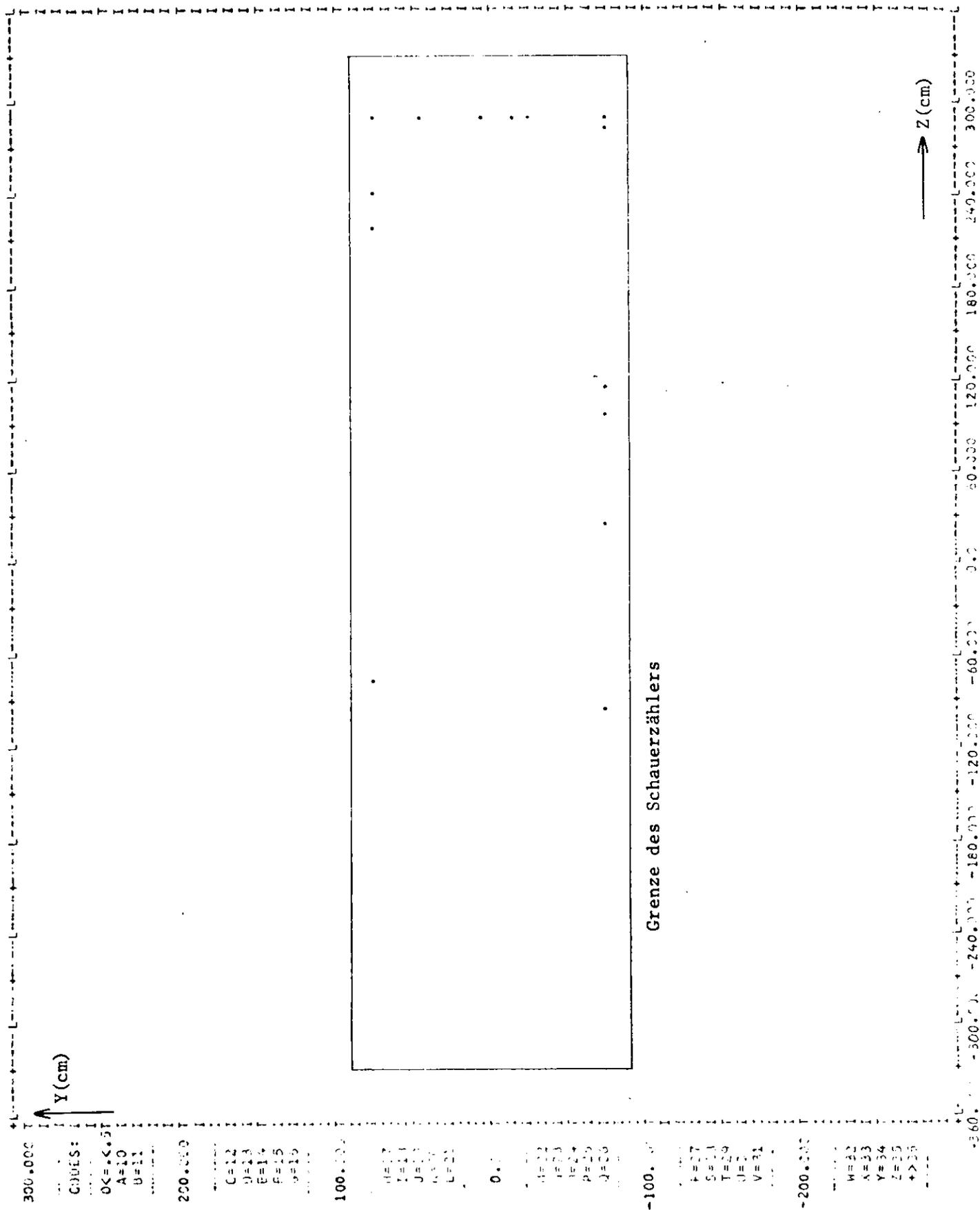


Abb.26 Verteilung der Elektronen, die ohne koinzidentes Positron nachgewiesen werden, über den Schauerzähler unter Berücksichtigung der Strahldivergenz

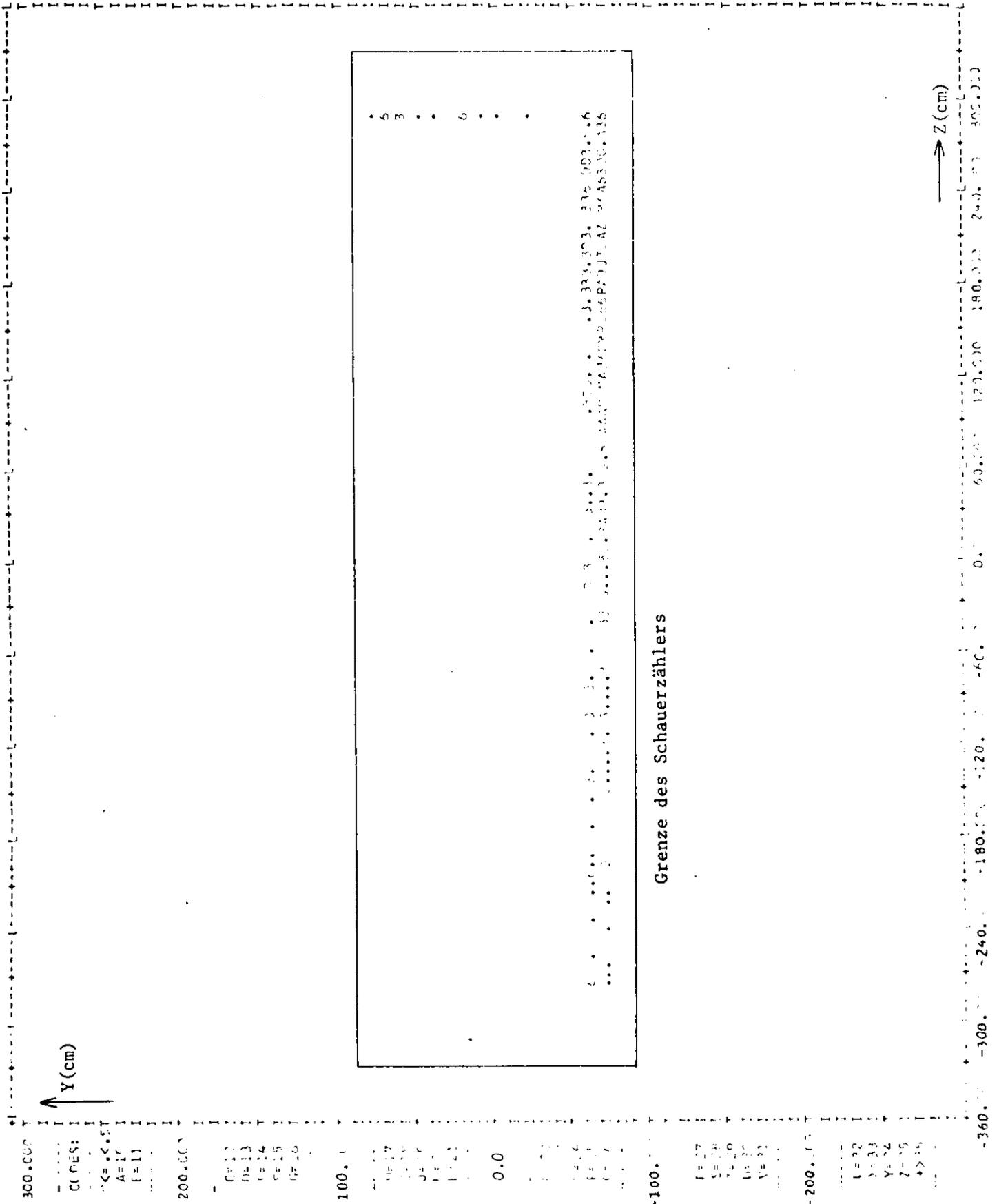


Abb.27 Verteilung der Elektronen, die ohne koinzidentes Positron nachgewiesen werden, über den Schauerszähler unter Berücksichtigung der Strahldivergenz und eines Kreuzungswinkels von 12 mrad

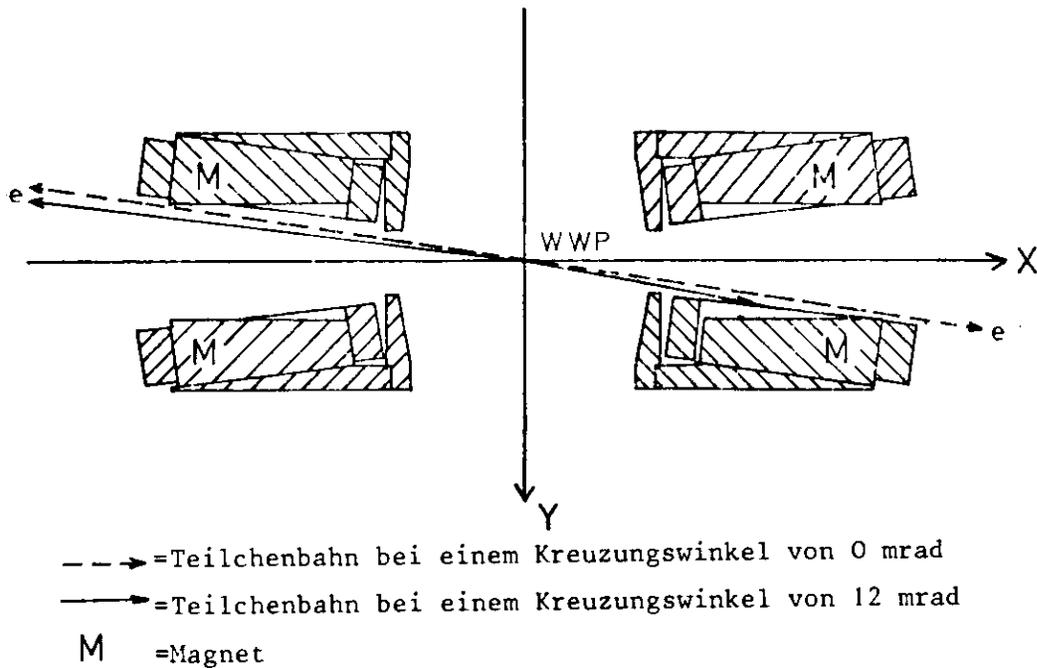


Abb. 28 Schematische Darstellung der Teilchenbahnverschiebung durch den Kreuzungswinkel

dann vorkommen, daß das eine Teilchen noch nachgewiesen wird, während das andere im Eisen des Magneten gestoppt wird (ausgezogene Pfeile). Dieser Effekt spiegelt sich auch darin wieder, daß die koinzidenten Teilchen nicht mit entgegengesetzt gleichen Y - Koordinaten nachgewiesen werden, sondern daß sie beim Nachweis im Schauerzähler eine Versetzung von ungefähr 12 cm haben. Das verdeutlicht Abb.29.

Berücksichtigt man im Programm die Abstrahlung harter Photonen, so erhöht sich wiederum der Anteil der Teilchen, die nicht in Koinzidenz nachgewiesen werden (siehe Tab.IV). Abb.30 zeigt für Elektronen, daß diese Teilchen sich über den ganzen Schauerzähler verteilen. Die Ursache liegt zum einen an der kleineren Schwerpunktsenergie und zum anderen an der Bewegung des Schwerpunktsystems, wenn ein Teilchen vor der Reaktion abstrahlt. In Abb.31, die die Verteilung der Versetzungen in Z zwischen den koinzidenten Teilchen auf dem Schauerzähler zeigt, sind die großen Differenzen in Z zwischen nachgewiesenen Teilchen, auch auf

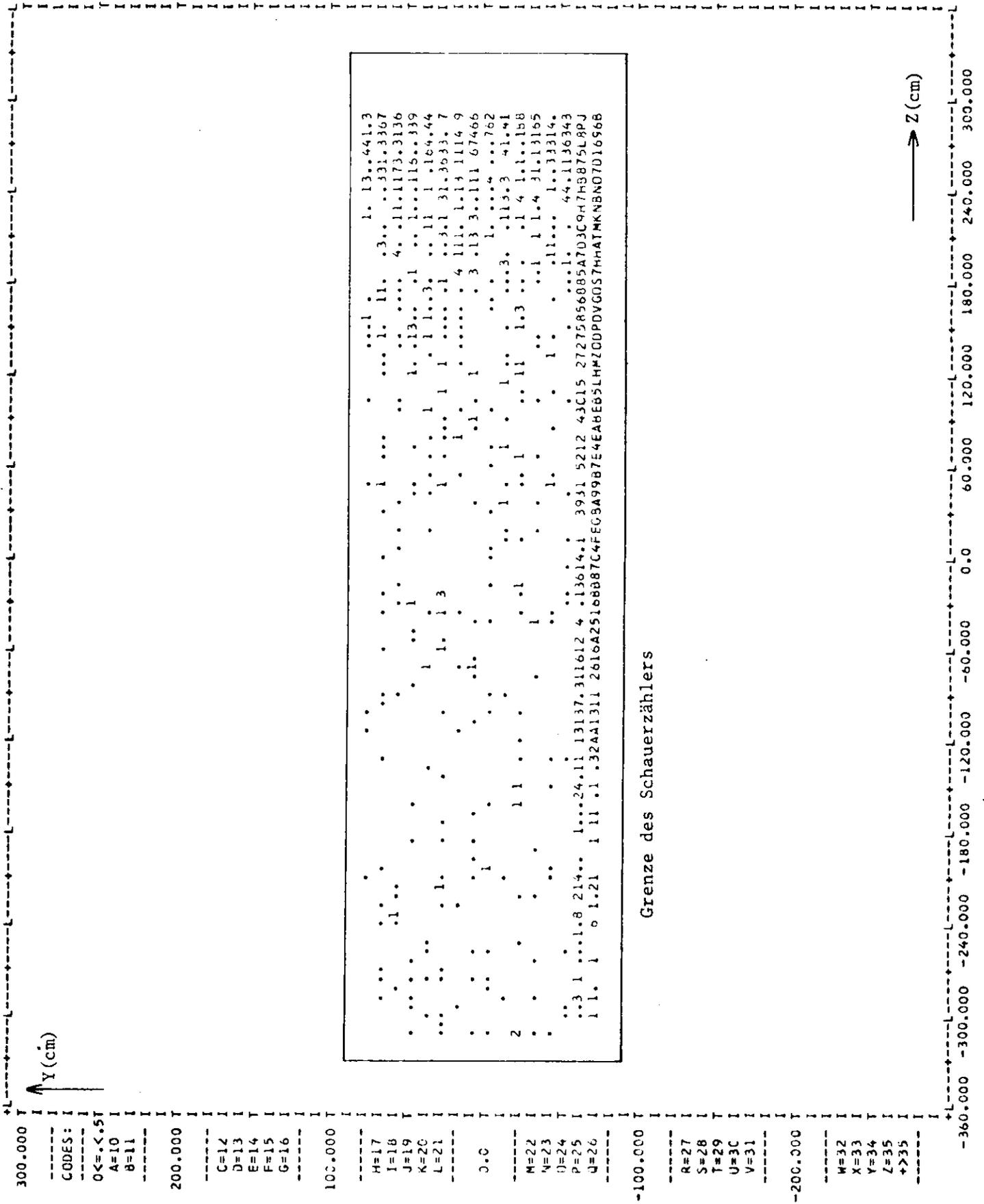


Abb.30 Verteilung der Elektronen, die ohne koinzidentes Positron nachgewiesen werden, über den Schauerszähler unter Berücksichtigung der Strahldivergenz, eines Kreuzungswinkels von 12 mrad und der Abstrahlung harter Photonen

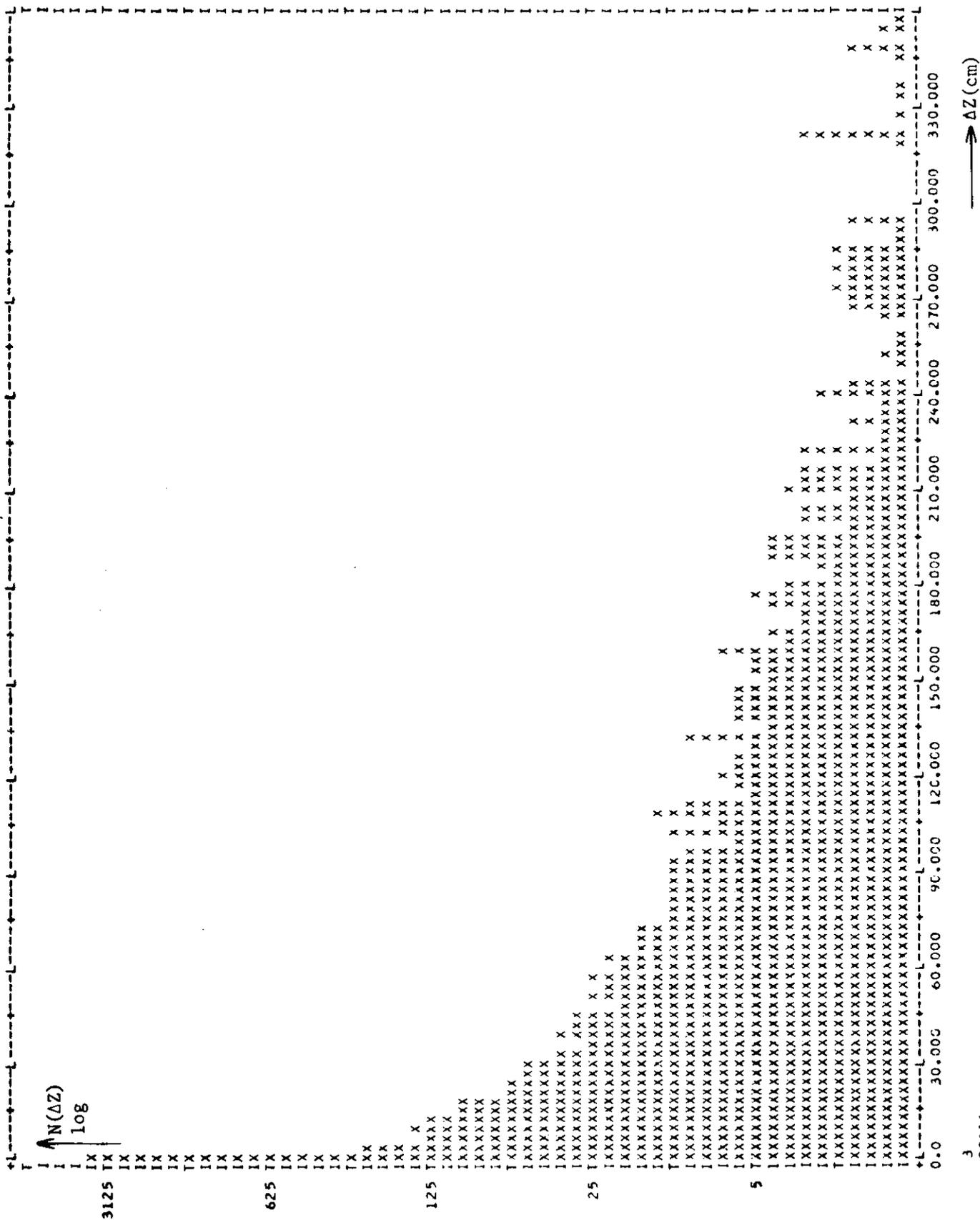


Abb. 31 Die Versetzung in Z-Richtung auf dem Schauerzähler zwischen koinzident nachgewiesenen Elektron-Positron-Paaren

92111
 522429866443233312221211111111111 1 1
 .06452130J765640932380551100100961738556664845656463433444133133131111121 1111 11121212111
 584528704076344067639796619779476314352673389163634287743348726414933970353559556941511759292921197477771341 117419751

die Schwerpunktsverschiebung durch Abstrahlung harter Photonen zurückzuführen.

	Kreuzungswinkel = 0 mrad, ohne Abstrahlung re. Photonen von 30 MeV - 1,4GeV	Kreuzungswinkel = 12 mrad, ohne Abstrahlung re. Photonen von 30MeV - 1,4GeV	Kreuzungswinkel = 12 mrad, mit Abstrahlung re. Photonen von 30MeV - 1,4GeV
$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ Proz. Anteil der Teilchen, die nicht in Koinzi. nachgewiesen w.	0,6%	6,3%	10,4%
$e^+ e^- \rightarrow p \bar{p}$ Proz. Anteil der Teilchen, die nicht in Koinzi. nachgewiesen w.	0,4%	7,7%	27,9%

Tab. IV

Der Einfluß des Kreuzungswinkels und der Abstrahlung reeller Photonen auf den prozentualen Anteil der Teilchen, die nicht in Koinzidenz nachgewiesen werden.

V.2 Die Änderung des akzeptierten Wirkungsquerschnittes bei unterschiedlichen Bedingungen

Aus den Ergebnissen des letzten Kapitels ist zu erkennen, daß man bei der Untersuchung der Hadronpaarerzeugung mit sehr kleinen Zählraten zu rechnen hat, die gegen einen hohen Untergrund der Bhabhastreuung diskriminiert werden müssen.

Um zum einen die Zählrate zu erhöhen, zum anderen aber das Verhältnis zwischen Bhabhastreuung und Hadronpaarerzeugung zu verkleinern, wurden einige Parameter des Programms variiert. Ihre Auswirkungen auf den akzeptierten Wirkungsquerschnitt ist in Tab.V wiedergegeben. Es handelt sich dabei um den akzeptierten Wirkungsquerschnitt mit Koinzidenzbedingung. Außerdem ist der jeweilige Winkelbereich in Theta angegeben, unter dem Teilchen eines bestimmten Ladungsvorzeichens nachgewiesen werden.

Es zeigt sich, daß allein durch Umpolung der Magnete das Verhältnis von Protonzählrate zum Elektronenuntergrund um einen Faktor 2,6 niedriger wird, wobei sich der akzeptierte Wirkungsquerschnitt für die Protonpaarerzeugung nicht ändert.

Durch den Verzicht auf einige Szintillationszähler im Innendetektor kann der Abstand zwischen Magnet und Strahlrohr von 85 cm auf 45 cm verkürzt werden. Dadurch erhöht sich die Zählrate für die Protonpaarerzeugung um 25%, während sich das Diskriminationsverhältnis dabei auch noch verbessert. Die Ursache liegt darin, daß die Verkleinerung des Abstandes zwischen Magnet und Strahlrohr die Theta - Akzeptanz zu größeren Winkeln hin verschiebt, wo das Verhältnis zwischen den beiden Wirkungsquerschnitten günstiger wird.

Reduziert man die Zahl der Funkenkammern von 6 auf 4, so läßt sich der Außendetektor zusätzlich verkürzen, daß der Abstand zwischen Wechselwirkungspunkt und Schauerzähler nur noch 4,00 m beträgt. Die Protonakzeptanz nimmt damit um weitere 13% zu.

Die negative Polung des Magneten bewirkt, daß die Teilchen eine Ablenkung zu kleineren Winkeln in Theta erhalten. Teilchen mit großem Thetawinkel treffen noch fast senkrecht auf die Zähler, während solche unter kleinen Winkeln schräg auftreffen. Die Verkürzung des Außendetektors bevorzugt dadurch kleinere Winkel, so daß sich das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zugunsten der Elektronen verschiebt.

Verringert man die integrale Feldlänge von 18 KGaußm auf 9 KGaußm bzw. 5 KGaußm, so erhöht sich zwar die Zählrate etwas, aber die Impulsauflösung und die Diskriminierung verschlechtern sich beträchtlich.

Abstand - Magnet - WWP	Abstand - Schauerz. - WWP	Integrale Polung des Feldlänge in KGaußm	Akzeptierter Wirkungs- querschnitt in cm ²		Verhältnis der Wq e:p = 1:	Erfasster Winkelbe- reich in θ	
			$e^+e^+e^-e^-$	$e^+e^-e^+e^-$		$e^+e^-e^+e^-$	$e^+e^-p\bar{p}$
85 cm	4,90 m	18	$6,0 \cdot 10^{-33}$	$4,8 \cdot 10^{-39}$	$1,2 \cdot 10^6$	$49^\circ - 111^\circ$	$45^\circ - 109^\circ$
85 cm	4,90 m	18	$2,2 \cdot 10^{-33}$	$4,8 \cdot 10^{-39}$	$4,6 \cdot 10^5$	$70^\circ - 134^\circ$	$71^\circ - 135^\circ$
45 cm	4,50 m	18	$2,6 \cdot 10^{-33}$	$6,04 \cdot 10^{-39}$	$4,3 \cdot 10^5$	$68^\circ - 136^\circ$	$70^\circ - 140^\circ$
45 cm	4,00 m	18	$3,1 \cdot 10^{-33}$	$6,65 \cdot 10^{-39}$	$4,6 \cdot 10^5$	$64^\circ - 138^\circ$	$66^\circ - 140^\circ$
45 cm	4,00 m	9	$3,9 \cdot 10^{-33}$	$6,9 \cdot 10^{-39}$	$5,6 \cdot 10^5$	$58^\circ - 133^\circ$	$59^\circ - 135^\circ$
45 cm	4,00 m	5	$4,4 \cdot 10^{-33}$	$6,95 \cdot 10^{-39}$	$6,3 \cdot 10^5$	$55^\circ - 131^\circ$	$56^\circ - 133^\circ$

Tab.V Die Änderung des akzeptierten Wirkungsquerschnittes bei unterschiedlichen Bedingungen

V.3 Diskriminierungsvermögen der Detektoren

Um die Hadronpaarerzeugungen zu identifizieren, muß also gegen einen Untergrund von $10^4 - 10^5$ Elektronenpaaren diskriminiert werden. Dieses soll zum einen durch den Flugzeitzähler (für Protonen und Kaonen) und zum anderen durch den Schauerzähler (für Pionen) erreicht werden.

V.3.1 Die Flugzeitdiskriminierung

Eine Identifizierung auf Grund der Flugzeit hängt von der jeweiligen Strahlenergie des Speicherringes ab. Bei einer Strahlenergie von 1,75 GeV sollte eine Trennung von Protonen und Kaonen gegenüber den leichten Teilchen möglich sein.

Betrachtet man die Abb.32, 33, 34, 35, welche die Zahl der Teilchen gegenüber ihrer Flugzeit in ns darstellen, so erkennt man, daß die Flugzeiten selbst für relativistische Teilchen über mehrere ns streuen. Dies liegt an den unterschiedlichen Flugbahnen, die vom Einfallswinkel in den Magneten und vom Impuls abhängen. Die Abb.36, in der die Flugzeiten der Elektronen gegen ihren Winkel in Theta aufgetragen sind, verdeutlicht diesen Effekt. Teilchen, die ungefähr unter 90° in den Magneten laufen, haben eine kürzere Flugzeit als Teilchen mit einem größeren oder kleineren Winkel.

In Abb.37 ist die gleiche Abhängigkeit für Pionen, Kaonen und Protonen aufgetragen. Dabei lassen sich die Protonen gut von den anderen Teilchen trennen. Die Diskriminierung zwischen Pionen und Kaonen wird dagegen schon schwieriger. Die Verteilung der Elektronen ist ziemlich identisch mit der der Pionen, wie ein Vergleich zwischen Abb.36 und Abb.37 zeigt.

Es ergibt sich daraus, daß die Messung der Flugzeit allein nicht zur Teilchentrennung ausreicht. Erst durch die gleichzeitige Bestimmung der Flugbahn und des Impulses wird eine Diskriminierung möglich.

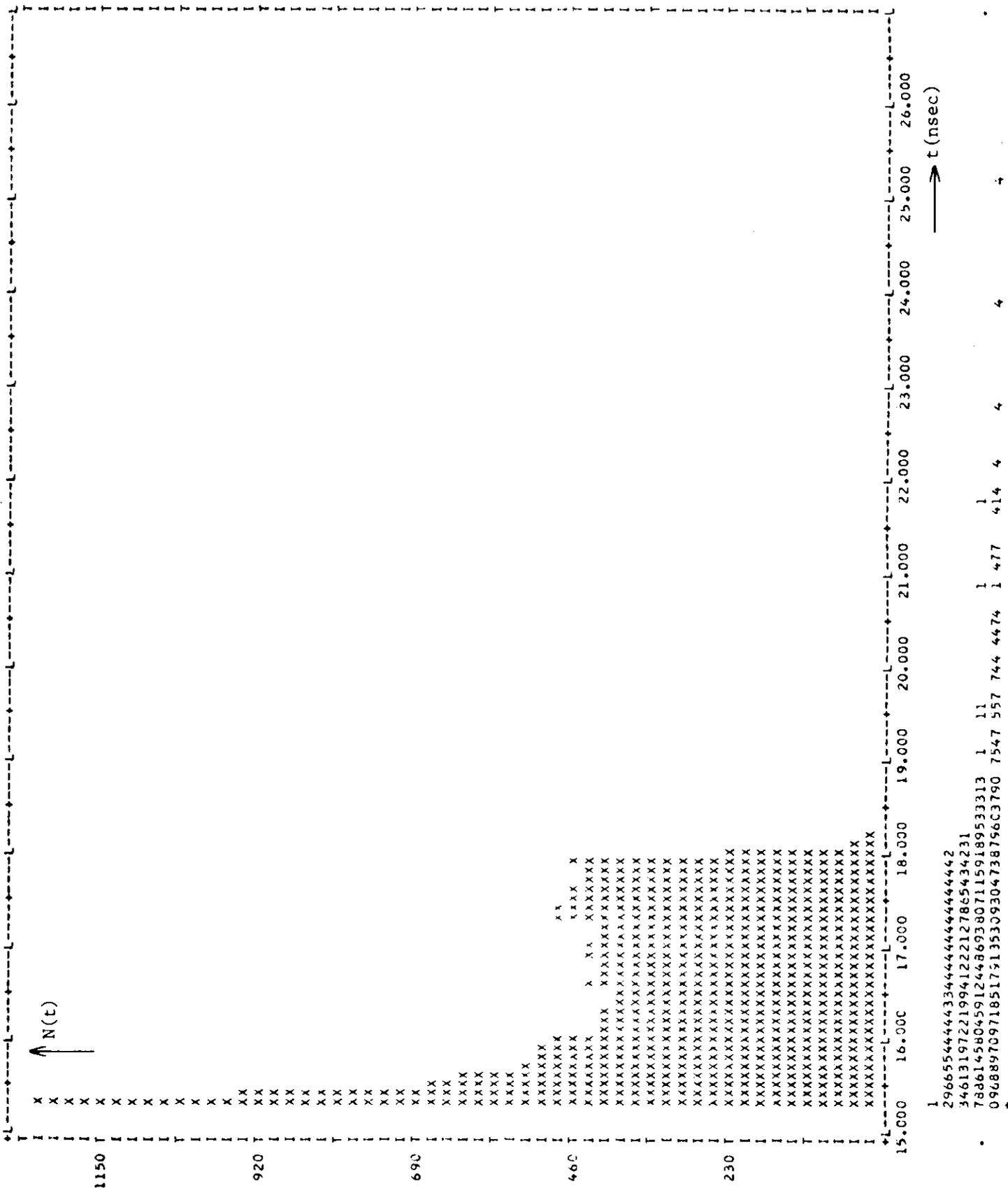


Abb. 32 Die Flugzeitverteilung der Elektronen

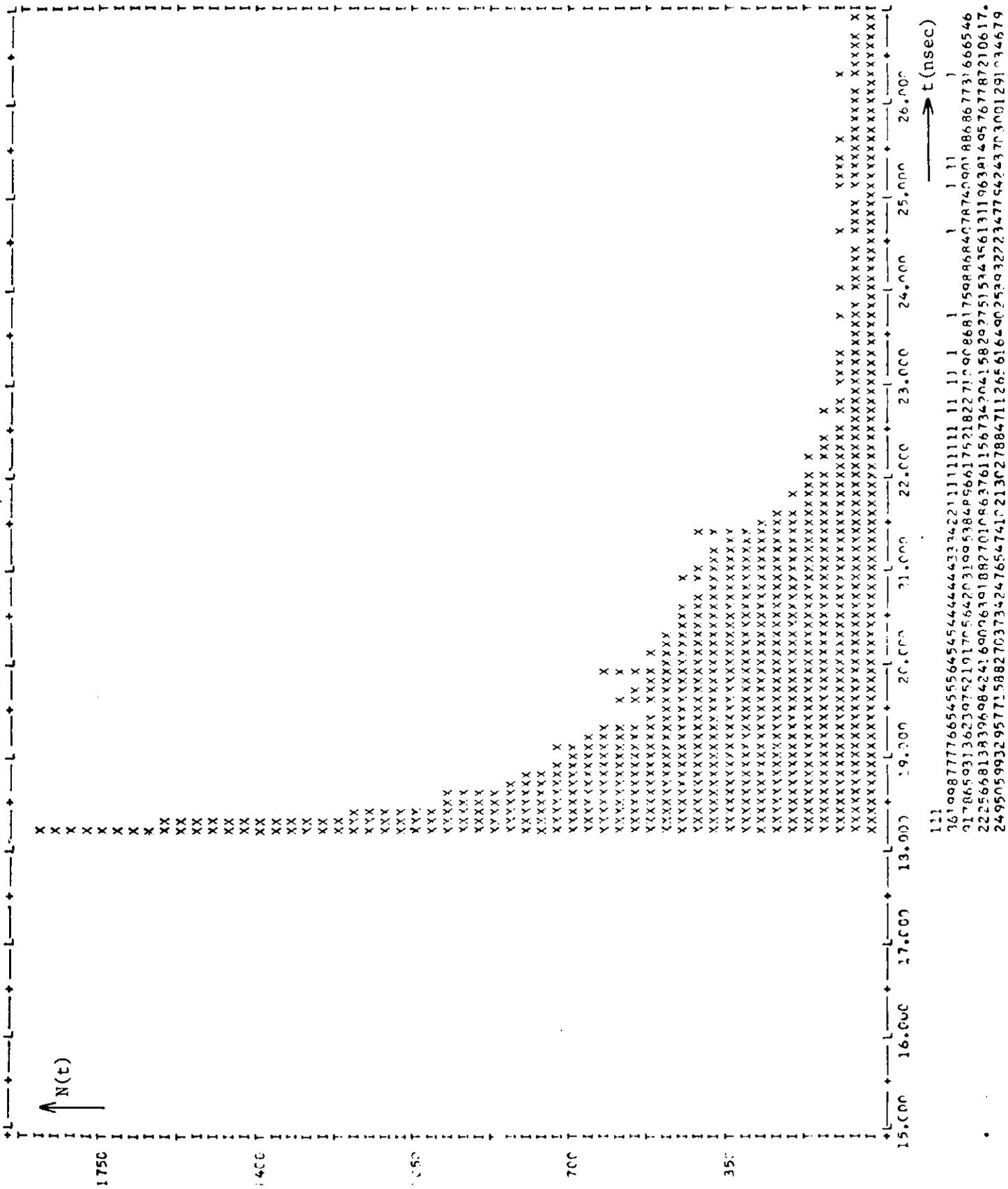
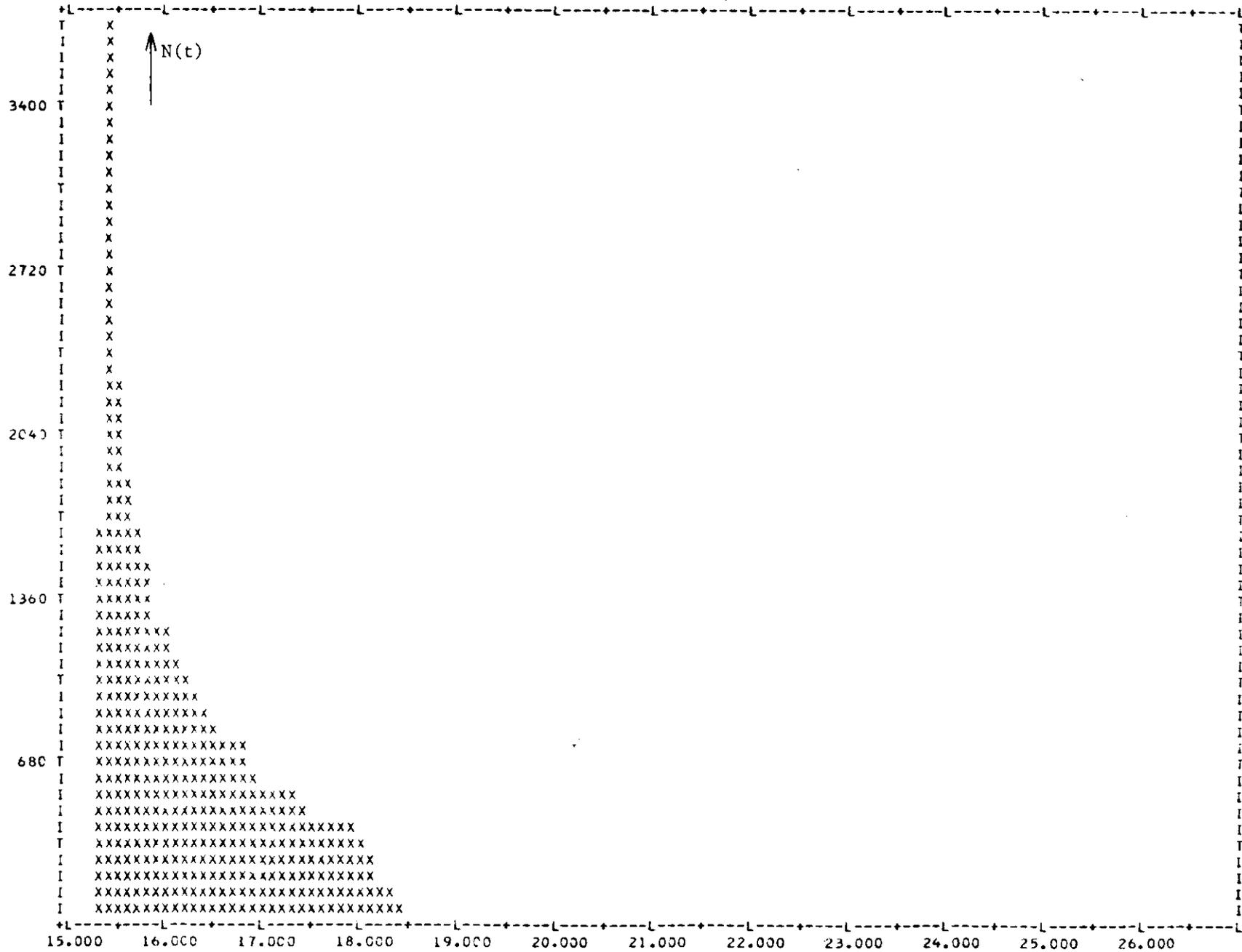


Abb. 33 Die Flugzeitverteilung der Protonen

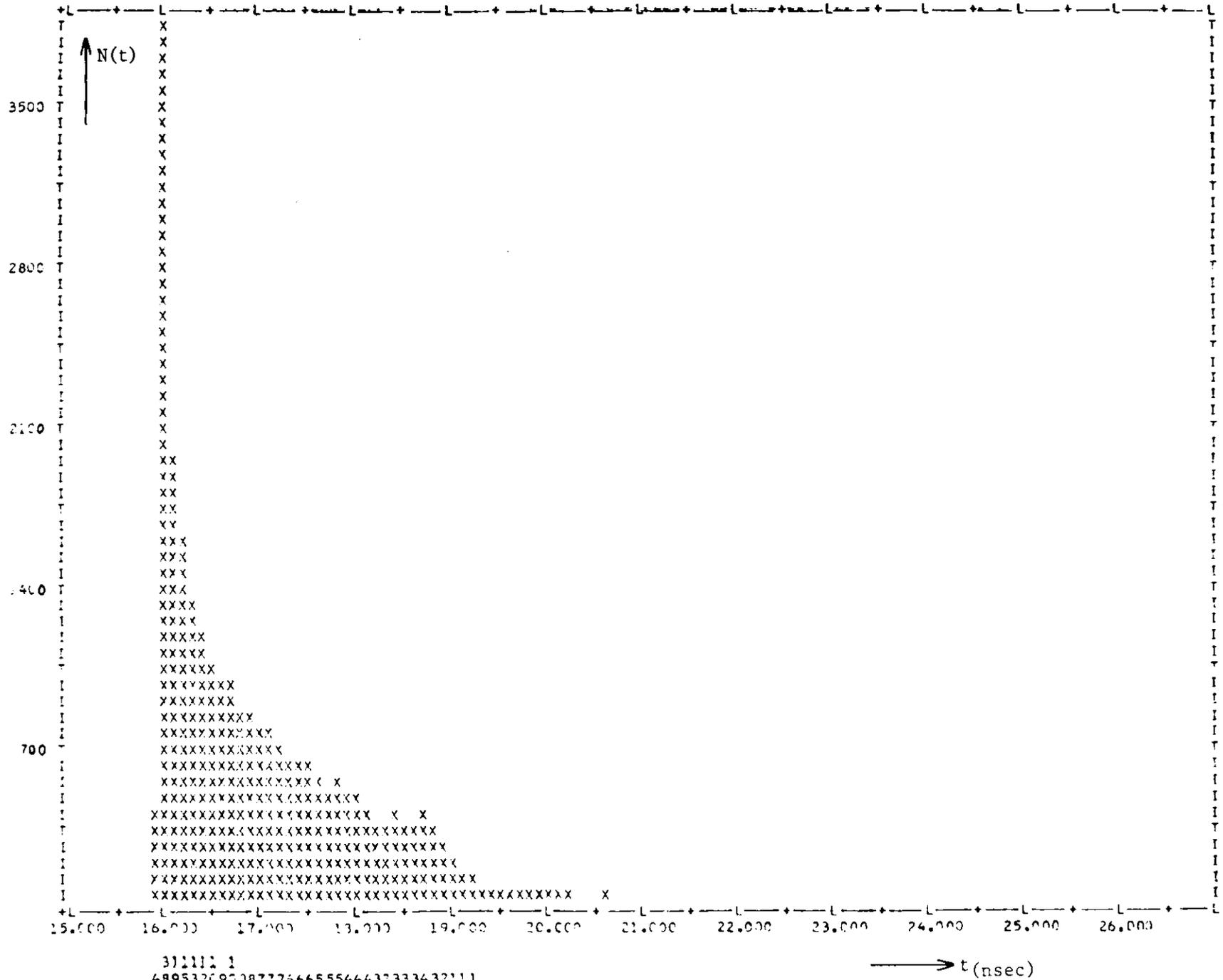
Abb. 34 Die Flugzeitverteilung der Pionen



132111111
 6728642219998777655554433343211
 2133071128294622356534098815664531
 404509740648787233252547575307621573414 2
 441355758502446501327261823767560926705 4

→ t(nsec)

Abb. 35 Die Flugzeitverteilung der Kaonen



311111 1
 4895320900877766655544433333432111
 23971156071642101912763309637253129875365633321311
 3127319082462871073953520398176277955701519043750014 31 1
 9345555643082238631032312735589680435709975654819322 10 3
 *

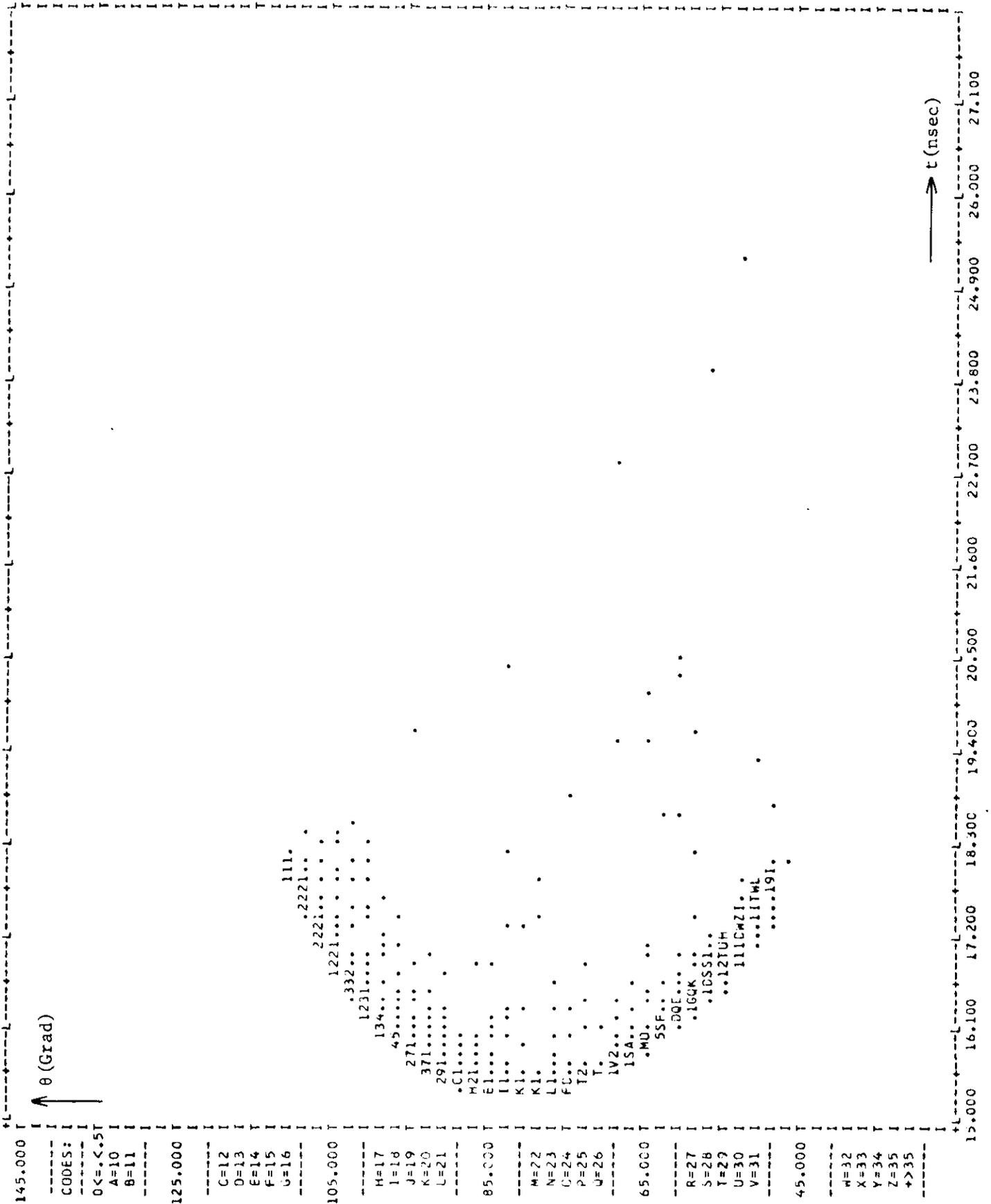


Abb. 36 Die Flugzeit der Elektronen in Abhängigkeit vom Winkel θ für die Bhabhastreuung



Abb. 37 Die Flugzeit in Abhängigkeit vom Winkel θ für Protonen, Pionen und Kaonen

V.3.2 Die Schauerzählungsdiskriminierung

Die Diskriminierung zwischen Pionen und Elektronen mit Hilfe des Schauerzählers stellt ein Problem dar.

Um das experimentelle Diskriminationsvermögen des Schauerzählers zwischen Elektronen und Pionen zu untersuchen, wurden Testmessungen durchgeführt, die in der Diplomarbeit von O. Niedmers (Nie73) wiedergegeben sind. Es werden hier nur einige Ergebnisse zitiert, die für diese Betrachtungen wichtig sind.

Wie schon erwähnt, gehen die Impulsspektren der Elektronen und der Pionen ineinander über. Eine schematische Darstellung der beiden Impulshöhenspektren mit ihrem Überlappungsbereich ist in Abb.38 wieder gegeben.

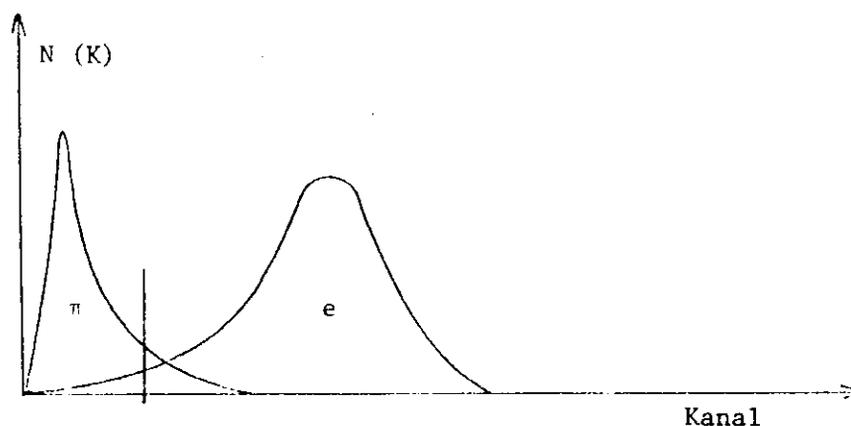


Abb.38 Schematisiertes Impulshöhenspektrum des Schauerzählers

Setzt man bei einer bestimmten Impulshöhe eine Grenze zwischen beiden, so existiert sowohl im Pionenbereich ein Untergrund von Elektronen als auch im Elektronenbereich ein Untergrund von Pionen.

Bei einer Piondiskriminierung gegenüber Elektronen ist es natürlich wichtig zu wissen, wieviel Prozent der gesamten Elektronen im Pionenbereich liegen, der z.B. 80% aller Pionen umfaßt.

Die Versuchsergebnisse zeigen, daß sich bei einem Schauerzähler von 6,4 Strahlungslänge, wie er für das DASP vorgesehen ist,

und einer Strahlenergie von 1,75 GeV höchstens 1,4% der gesamten Elektronen im Pionenbereich befinden. Diese können mit Hilfe des Schauerzählers nicht von Pionen unterschieden werden.

Aus der Monte - Carlo - Rechnung ergibt sich aber, daß das Verhältnis der Zahl der Pionen, die als Zerfallsprodukte eines Vektormesons entstehen, gegenüber der der Elektronen $1 : 10^4$ beträgt. Die Diskriminierung mit Hilfe des Schauerzählers ordnet demnach noch 100 mal so viele Elektronen wie Pionen im Pionenbereich ein. Das bedeutet, daß unter diesen Bedingungen eine Pionidentifizierung unmöglich ist.

Da es sich bei beiden Reaktionen um Paarerzeugungen handelt, kann man sich auf die Prozesse beschränken, bei denen auch beide Teilchen koinzident nachgewiesen werden. (Doppelarmbedingung) Durch die Doppelarmbedingung kommt, weil der Nachweis der beiden Teilchen statistisch unabhängig ist, das Quadrat des Piondiskriminationsvermögens zum Tragen.

Nach dem Versuchsergebnis verbleiben dann nur noch 0,02% der gesamten Elektronen im Pionenbereich. Setzt man diese Zahl für die Monte - Carlo - Rechnung voraus, so beträgt das Verhältnis zwischen Pionenpaaren und Elektronenpaaren, die als Pionpaare eingeordnet werden, immer noch $1 : 2$. Das heißt, die Pionpaarerzeugung wird durch eine doppelt so hohe Rate von Elektronenpaaren verfälscht, die durch den Aufbau des DASP nicht von Pionenpaaren unterschieden werden können.

Zum anderen wurden pessimistische Annahmen über die Pionpaarerzeugung gemacht (z.B. Erzeugung nur über das ρ - Meson), so daß die späteren Meßergebnisse höher liegen können.

Um die Elektron - Pion - Diskriminierung zu verbessern, wurde in einem weiteren Testversuch eine Proportionalkammer mit einer Ebene hinter dem Schauerzähler aufgebaut. Dadurch ließ sich die Zahl der Teilchen und ihre X - Koordinaten hinter dem Schauerzähler bestimmen.

Ein Teilchen wird als Pion definiert, wenn es im Schauerzähler einen Impuls unterhalb der Schwelle verursacht, in der Kammer ein

oder zwei benachbarte Drähte ansprechen und diese innerhalb der Strahlaufweitung durch Coulomb - Vielfach - Streuung liegen.

Dadurch verkleinert sich der Anteil der Elektronen, die von den Pionen nicht unterscheidbar sind, von 1,4% auf 0,04%, Berücksichtigt man bei der Teilchenidentifizierung wiederum die Doppelarmbedingung, so reduziert sich der Anteil auf $2 \cdot 10^{-5}\%$.

Das heißt, daß bei dem Verhältnis von Pionen gegenüber Elektronen von $1 : 10^4$ am DASP der Untergrund in der Pionszählrate kleiner als 1% ist. Damit ist eine experimentelle Messung der Pionpaarerzeugung möglich.

Außerdem zeigt es sich, daß die Diskriminierungsanforderungen innerhalb des Schauerzählers unterschiedlich sind. Auf Grund der Theta - Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte verläuft die Verteilung der Teilchen in Z - Richtung auf dem Schauerzähler nicht homogen. Das zeigen die Abb.39, 40, 41, 42, die die Z - Verteilung ohne Ladungstrennung darstellen. Während die Zahl der Elektronen von der Mitte zu den Randzonen hin zunimmt, liegt bei den anderen Teilchen das Maximum in der Mitte des Schauerzählers.

Durch die Ladungsidentifizierung mit Hilfe des Magnetfeldes kann man die positiven und negativen Teilchen trennen. In Abb.43 sind die Zählraten für Teilchen mit gleicher Ladung in Abhängigkeit von der Z - Richtung auf dem Schauerzähler für die einzelnen Reaktionen aufgezeichnet. Die Abbildung verdeutlicht noch einmal die außerordentlich geringe Zählrate der Protonpaarerzeugung und den hohen Untergrund der Bhabhastreuung.

Außerdem zeigt sie, daß sich die Elektronverteilung über den Schauerzähler bei positiver Polung um eine Zehnerpotenz verändert, während der Effekt bei negativer Polung gering wird.

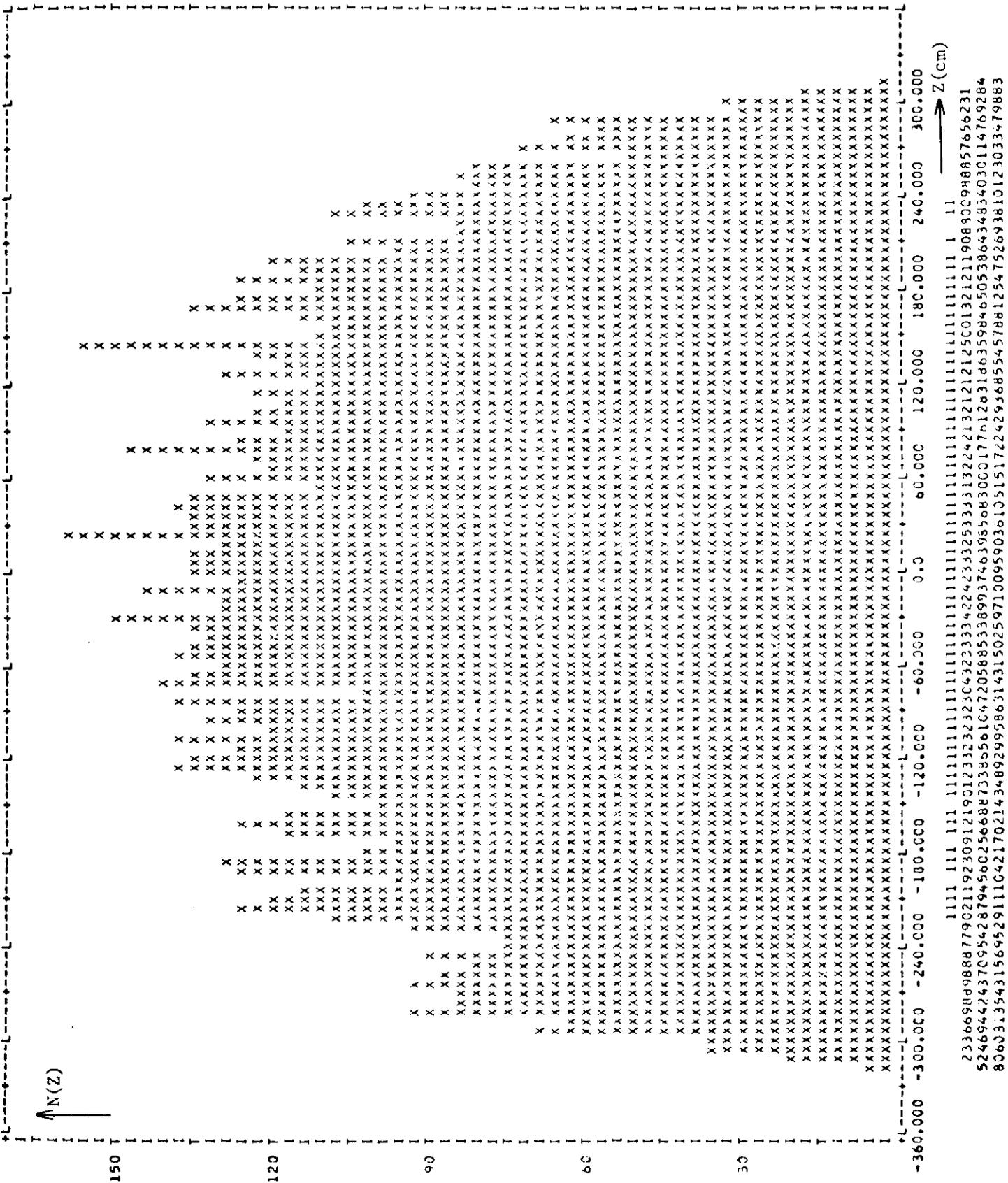


Abb. 41 Verteilung der Pionen über die Z-Richtung des Schauerzählers ohne Ladungsidentifikation

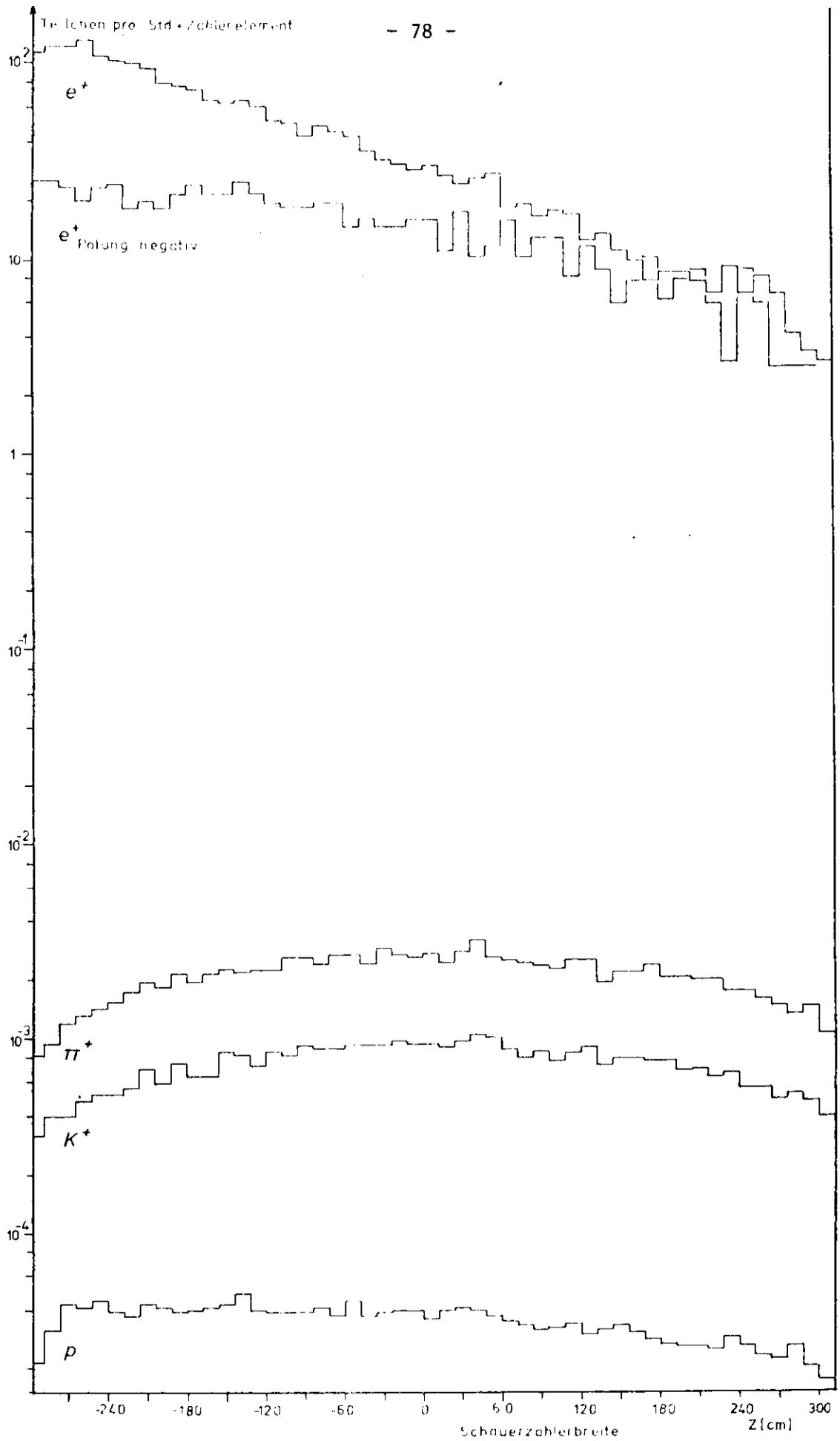


Abb. 43 Verteilung der Zählraten pro Element in Z-Richtung über den Schauerzähler für Teilchen gleicher Ladung

V.4 Kinematische Trennung

Außer der direkten Teilchentrennung durch die Detektoren, besteht die Möglichkeit, die Teilchen auf Grund der Kinematik zu identifizieren. Es bestehen vier Bestimmungsgleichungen zur Verfügung. Auf das Quadrat der Gesamtschwerpunktsenergie wird hier näher eingegangen.

Mit Hilfe der Funkenkammern und dem Magneten können die Impulse der beiden auslaufenden Teilchen bestimmt werden. Wird kein reelles Photon abgestrahlt, so ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie S der auslaufenden Teilchen gleich dem der einlaufenden Teilchen. Bei einer Strahlenergie von 1,75 GeV ergibt sich s zu:

$$S = 4 m_1^2 + p_1^2 + p_2^2$$
$$S = 12,25 \text{ GeV}^2$$

Macht man nun die Annahme, daß alle auslaufenden Teilchen Protonen sind und berechnet somit alle S - Werte unter Zugrundelegung der Protonmasse, so ergeben sich für die Teilchen folgende Quadrate der Schwerpunktsenergie:

$$p : S = 12,25 \text{ GeV}^2$$
$$K : S = 14,8 \text{ GeV}^2$$
$$\pi : S = 15,7 \text{ GeV}^2$$
$$e : S = 15,8 \text{ GeV}^2$$

Für die Reaktionen, bei denen kein Photon abgestrahlt wird, erreicht man dadurch eine Trennung zwischen Protonen und Kaonen gegenüber Pionen und Elektronen.

Durch die Emission von Photonen verkleinert sich aber S , so daß die einzelnen Bereiche ineinander übergehen. Zum anderen bewirkt die Abstrahlung eine Veränderung der Kinematik. Wie schon im Abschnitt V.1.2 erwähnt, macht sich der Effekt besonders darin

bemerkbar, daß die Teilchen, die sonst auf entgegengesetzt gleichen Punkten in Z auftreffen, eine Versetzung in Z erhalten.

In den Abb.44 (für Elektronen) und Abb.45 (für Protonen, Pionen und Kaonen) sind die Versetzungen der Teilchenpaare in Abhängigkeit von dem Quadrat der Schwerpunktsenergien aufgetragen. Man sieht, daß maximales S, wie es in (V.1) angegeben ist, mit einer geringen Versetzung gekoppelt ist. Es zeigt sich eine starke Korrelation zwischen S und der Versetzung.

Die Aufspaltung bei den Elektronen in zwei Arme beruht darauf, daß im einen Fall ein Photon vor der Wechselwirkung (oberer Arm) und im anderen Fall ein Photon nach der Wechselwirkung (unterer Arm) abgestrahlt worden ist.

Eine Trennung der Protonen von den Pionen und Kaonen ist also mit der oben beschriebenen Kinematik möglich. Nur ein Teil der Elektronen, die nach der Reaktion abgestrahlt haben, befinden sich innerhalb des Protonenbereiches. Wenn der Nachweis des emittierten Photons gelingt, so lassen sich diese Fälle aus dem Protonenbereich eliminieren.

Eine Pion - Kaon - Trennung läßt sich nur dann durchführen, wenn der durch das Photon entstandene Energieverlust nicht zu groß ist.



Abb.44 Das Quadrat der Schwerpunktsenergie S in Abhängigkeit von der Versetzung in Z-Richtung auf dem Schauerzähler zwischen koinzident nachgewiesenen Elektronen. Als Masse ist die Protonenmasse eingesetzt worden.

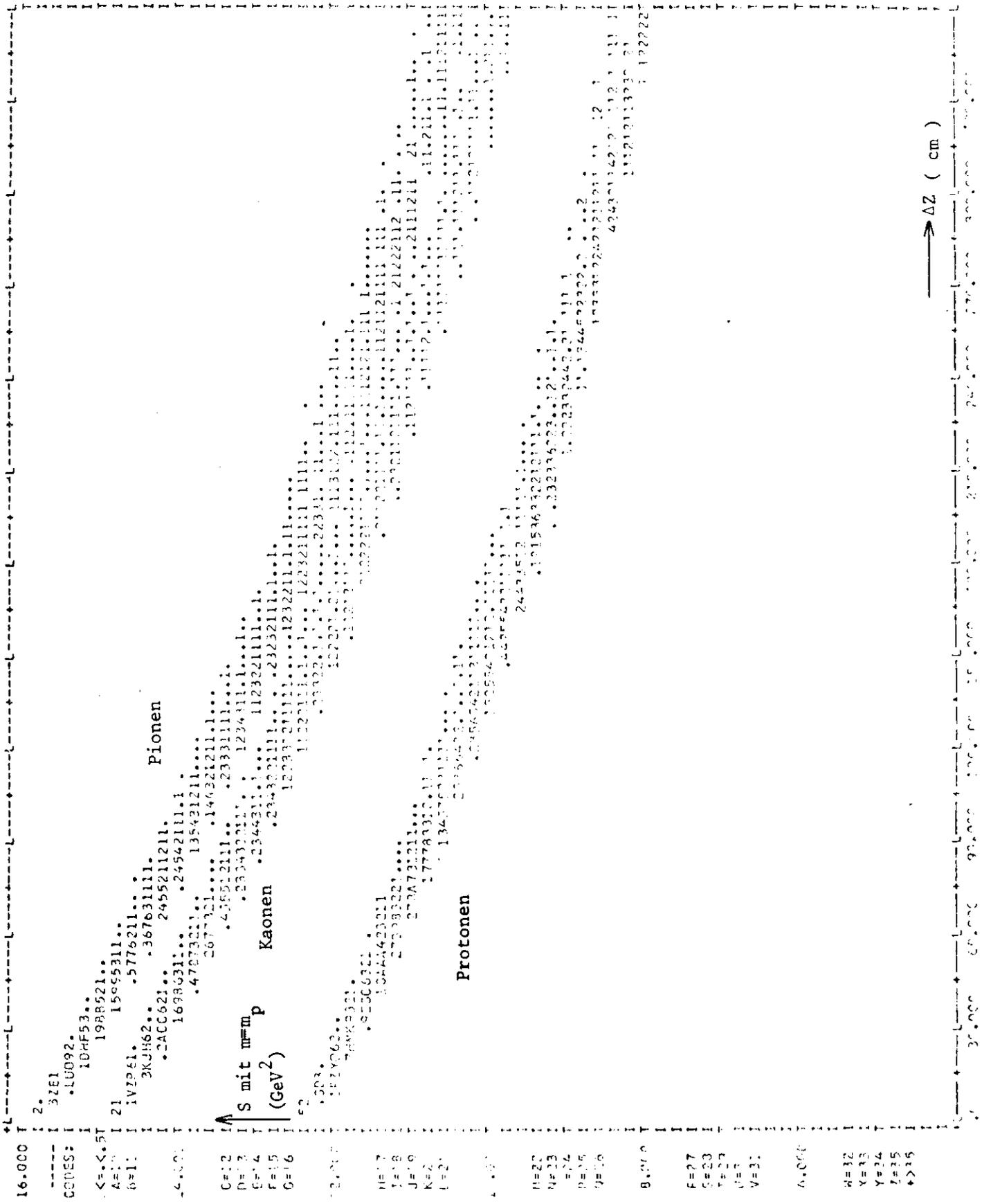


Abb. 45 Das Quadrat der Schwerpunktsenergie S in Abhängigkeit von der Versetzung in Z -Richtung auf dem Schauerzähler zwischen koinzident nachgewiesenen Paaren. Als Masse ist die Protonenmasse eingesetzt worden.

V.5 Die Auswirkung der Veränderung der Protonformfaktoren
auf die Streuwinkel

Wie schon im Abschnitt II.2 erläutert worden ist, ist biher relativ wenig über die relative Größe von G_E und G_M im Zeitartigen bekannt. Man weiß nur, daß an der Schwelle die Beträge der beiden Formfaktoren gleich sind. Mit Hilfe des Monte - Carlo - Programms wurden die Fälle $|G_E| = |G_M|$, $G_E = 0$ $G_M \neq 0$; $G_M = 0$ $G_E \neq 0$ simuliert.

Eine Unterscheidung der drei Fälle sollte durch die verschiedenen Abhängigkeiten vom Streuwinkel Theta möglich sein. In Abb.46 sind die Verteilungen von Theta im Schwerpunktsystem für die simulierten Fälle aufgetragen. Die Zählrate in willkürlichen Einheiten ist logarithmisch aufgetragen.

Ein Fehlen des Formfaktors G_M läßt sich deutlich erkennen, während das Verschwinden des Formfaktors G_E sich nur bei Streuwinkeln um 90° bemerkbar macht.

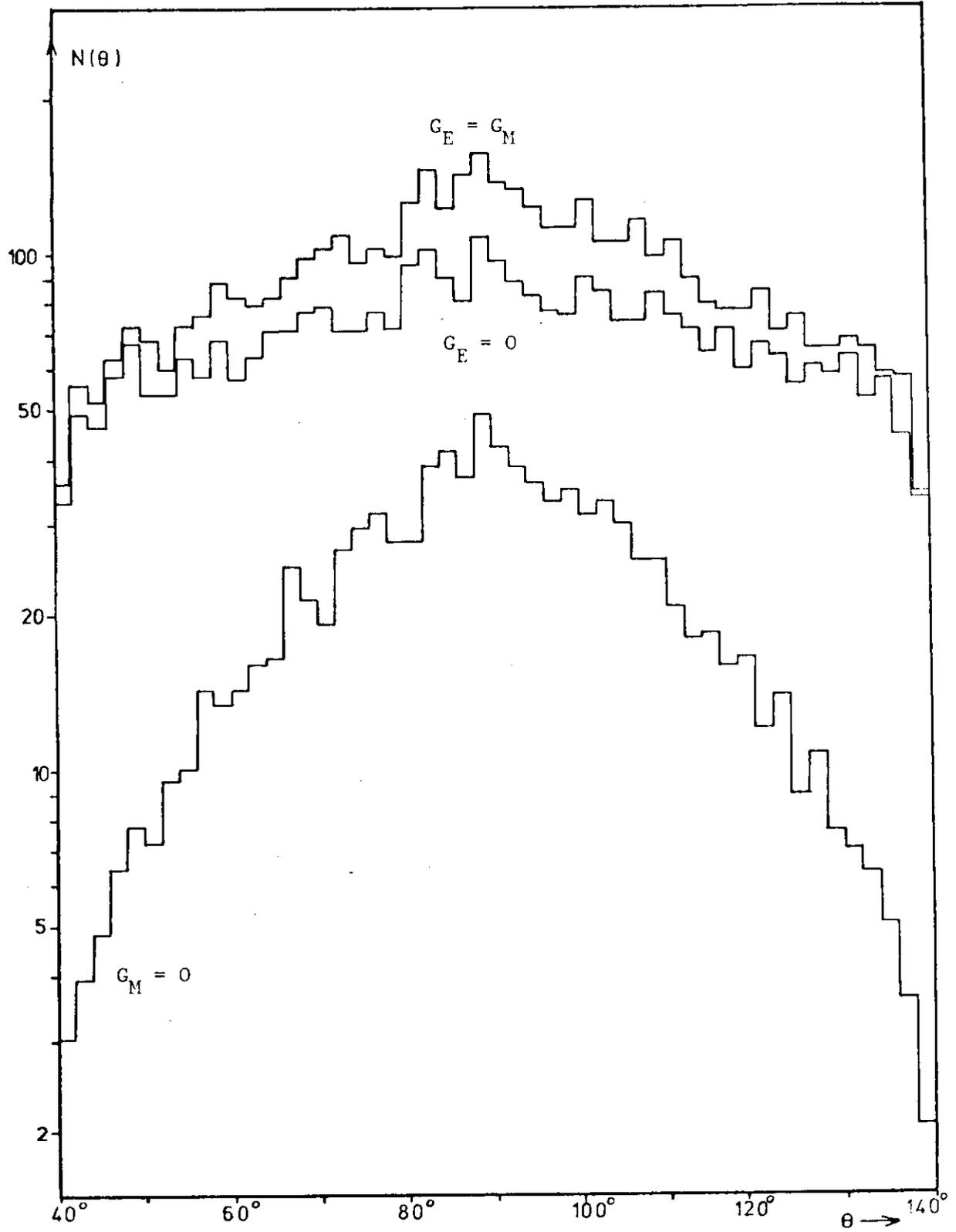
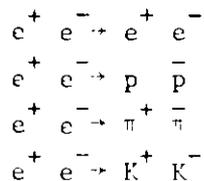


Abb.46 Streuwinkelverteilung θ im Schwerpunktsystem für Protonen

VI. Zusammenfassung

Es wurde mit Hilfe einer Monte - Carlo - Simulation die Abtrennung der Bhabhastreuung von Hadronen am kritischen Fall der Hadronpaarerzeugung untersucht. Dabei wurde von folgenden Reaktionen ausgegangen.



Das ausgearbeitete Rechenprogramm berücksichtigte die Strahldivergenz, den Kreuzungswinkel, die Abstrahlung von harten reellen Photonen, den Feldverlauf des Magneten und die geometrischen Dimensionen der einzelnen Detektoren. Auf Grund der Simulation ergaben sich für die Reaktionen folgende Zählraten pro Stunde bei einer Luminosität von $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$:

$$\begin{aligned} e^+ e^- &: 2,6 \cdot 10^3 \\ p \bar{p} &: 3,0 \cdot 10^{-3} \quad (\text{modellabhängig}) \\ \pi^+ \pi^- &: 2,3 \cdot 10^{-1} \quad (\text{modellabhängig}) \\ K^+ K^- &: 5,5 \cdot 10^{-2} \quad (\text{modellabhängig}) \end{aligned}$$

Das heißt, daß bei den Hadronpaarerzeugungen gegen einen sehr hohen Untergrund von Elektronen diskriminiert werden muß.

Es wurde untersucht, wie das Verhältnis zwischen Zählrate und Untergrund verbessert werden könnte. Außerdem wurde auf die Frage eingegangen, welches Diskriminierungsvermögen an die einzelnen Detektoren gestellt wird. Dabei wurde ein besonderes Augenmerk auf den Schauerzähler gelegt.

Gleichzeitig wurde das praktische Diskriminierungsvermögen von Pionen gegen Elektronen mit Hilfe einer Testmessung untersucht. Als Detektoren wurden dabei ein Schauerzähler, eine Proportionalkammer und ein weiterer Schauerzähler benutzt. Dieser Teil der Arbeit ist in der Diplomarbeit von O. Niedmers (Ni73) beschrieben.

Literaturverzeichnis

1. Schi73 D. Schildknecht, H.J. Willutzki, G. Wolf; Experimente am $e^+ e^-$ - Speicherring; Desy 71 / 28
2. Cas73 M. Castellano, G. DiGuigno, J.W. Humphrey, E. Sassi Palmieri, G. Troise, U. Trova, S. Vitale; Nuovo Cimento 14A (1973)
3. Lef71 J. Lefrancais; Results of the Orsay Storage Ring A.C.O. Proceedings 1971 International Symposium on Elektron and Positron Interaction at high Energies
4. Ro73 A.A. Rosenfeld et al.; Particle Properties from "Review of Particle Properties"; Phys. Letters; April 1973
5. Be73 F.A. Berends, K.J.F. Gaemers, R. Gastmans; Hard Photon Corrections for Bhabha Scattering; Ref. Th. 1738-Cern; August 1973
6. Bl37 F. Bloch, S.D. Nordsieck; Phys. Rev. 52; 54 (1937)
7. MY63 N. Meister, D.R. Yennie; Radiative Corrections to High-Energy Scattering Processes; Phys. Rev.; Vol. 130; Nr. 3 1963
8. Ke60 P. Kessler; Sur une methode simplifiee de calcul pour les processus relativistes en electrodynamique; Nuovo Cim.; Vol. XVII; Nr. 6; S. 809; 1960
9. We34 C.F. v. Weizäcker; Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen; Zeits. Phys.; 88; S. 162; 1934
10. Wi33 E.J. Williams; Applications of the method of Impact Parameter in Collisions; Proc. Roy. Soc.; Vol. a 139; S. 163 (1933)
11. Wi35 E.J. Williams; Correlation of certain Collision problems

with radiation theory; Kgl. Dansk. vid. Selsk.; Vol. 13; S. 4; 1935

12. Sa73 K. Sauerberg; Diplomarbeit; Hamburg 1974
13. Ber73 F.A. Berends, K.J.F. Gaemers, R. Gastmans; Hard Photon Corrections for the Process $e^+ e^- \rightarrow \mu^- \mu^+$; Nuc. Phys. b 57 S. 381 (1973)
14. TP73 Technisches Proposal für das DASP; Braunschweig et al. Hamburg 1973
15. Nie73 O. Niedmers; Diplomarbeit; Hamburg 1974