

Interner Bericht
DESY F33-68/2
Mai 1968

DESY-Bibliothek
15. JULI 1968

Untersuchungen an Drahtfunkenkammern
im Hinblick auf π^0 -Spektroskopie

von

G. Franke

1874
1875
1876

1877
1878
1879

1880

U n t e r s u c h u n g e n a n D r a h t f u n k e n k a m m e r n
=====

i m H i n b l i c k a u f π^0 - S p e k t r o s k o p i e
=====

	Seite
<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Vorbereitung des Funkenkammertests</u>	3
2.1. Allgemeines	3
2.1.1. Townsend-Entladung, Funkendurchbruch	
2.1.2. Gasfüllung	
2.1.3. Mechanischer Aufbau	
2.1.4. Elektrische Schaltung	
2.1.5. Zeitauflösung	
2.2. Schnelle Elektronik	5
2.2.1. Triggerelektronik	
2.2.2. Zähler	
2.2.3. Hochspannungspulser	
2.2.4. Ankopplung des Impulses	
2.2.5. Verzögerungszeit	
2.3. Auslese von Drahtfunkenkammern	9
2.3.1. Magnetkerne als Zwischenspeicher	
2.3.2. Rechenmaschine	
2.3.3. Funkenkammer-Elektronik	
2.4. Anforderungen an die Funkenkammern	12
2.4.1. Definition der Meßgrößen	
2.4.2. Gewünschtes Verhalten gegenüber Einzelteilchen	
2.4.3. Gewünschtes Verhalten gegenüber Schauern	

	Seite
<u>3. Test mit Einzelteilchen</u>	15
3.1. Versuchsaufbau	15
3.2. Variierte Parameter	15
3.3. Ergebnisse	15
3.3.1. Hochspannungskurven	
3.3.2. Zusammenfassende Darstellung	
3.3.3. Beste Parameter	
3.4. Ursachen für die Mehrfachfunken	18
3.5. Klärfeld	19
<u>4. Theorie der Elektron-Photon-Schauer</u>	20
4.1. Allgemeine qualitative Diskussion	20
4.2. Numerische Theorie	20
4.2.1. Methode	
4.2.2. Ergebnisse	
<u>5. Test mit Schauern</u>	26
5.1. Versuchsaufbau	26
5.2. Testverfahren	27
5.2.1. Spezielle Hochspannungsborde	
5.2.2. Arbeitspunkt	
5.3. Meßergebnisse	28
5.3.1. Hochspannungskurven	
5.3.2. Nachweis von Schauerteilchen	
5.4. Diskussion der Ergebnisse	30
5.4.1. Korrekturen	
5.4.2. Vergleich mit der Schauertheorie	
5.4.3. Energie-Weg-Abhängigkeit	
5.5. Günstigste Parameter	33

	Seite
<u>6. Vorschlag für ein π^0-Spektrometer im Energiebereich von 1 bis 6 GeV</u>	34
6.1. Prinzip des vorgeschlagenen Spektrometers	34
6.2. Winkel-Energie-Beziehung beim Zwei-Photon-Zerfall	35
6.3. Auslegung des Spektrometers	37
6.3.1. Winkelmessung	
6.3.2. Fehler bei der Winkelmessung	
6.3.3. Schauermessung	
6.3.4. Fehler bei der Schauermessung	
6.4. Erwartete Energieauflösung des Spektrometers	43
<u>7. Anhang</u>	45
7.1. Technische Einzelheiten	45
7.1.1. Konstruktion der Drahtfunkenkammern	
7.1.2. Leseverstärker	
7.2. Steuerprogramm	46

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit ist ein Bericht über Untersuchungen an Drahtfunkenkammern, die seit dem letzten Jahr beim Deutschen Elektronen-Synchrotron verwendet werden. Das Ziel der beschriebenen Messungen ist es, optimale Betriebsbedingungen für den Nachweis von Elektron-Photon-Schauern zu finden. Für diesen Zweck sind Drahtfunkenkammern im Vergleich zu anderen Funkenkammern offenbar besonders gut geeignet. Sie machen es nämlich möglich, die gegenseitige elektrische Beeinflussung der Funken weitgehend zu mindern, die bei Funkenkammern mit strukturlosen Elektroden einen quantitativen Nachweis ausschließt.

Die Kammern wurden zunächst mit Höhenstrahlen getestet, um das Nachweisverhalten für Einzelteilchen zu studieren. Daran schlossen sich Schauermessungen an. Die dazu notwendigen Elektronen hoher Energie lieferte das Synchrotron in Verbindung mit einem Paarspektrometer.

Die Untersuchungen sind im Hinblick auf eine bestimmte Anwendung gemacht worden. Ein entsprechender Vorschlag wird im Kapitel 6 unterbreitet. Er bezieht sich auf ein π^0 -Spektrometer.

π^0 -Mesonen zerfallen ganz überwiegend in zwei Photonen. Sind E_1 und E_2 deren Energien und φ der von ihren Impulsrichtungen eingeschlossene Winkel, so ergibt sich die π^0 -Energie aus der Formel⁺):

$$(1.1) \quad E_{\pi^0} = \frac{m_{\pi^0}}{2 \sin(\varphi/2)} (\sqrt{E_1/E_2} + \sqrt{E_2/E_1})$$

Interessiert man sich für die Energie E_{π^0} des Mesons, so ist eine Messung des Winkels φ und des Verhältnisses E_1/E_2

⁺) Diese Beziehung wird in 5.1. gezeigt.

erforderlich. Beide Messungen sind mit Funkenkammern durchführbar, wenn man die Photonen schrittweise aufschauert, d.h. sukzessive an Bleiplatten konvertiert und nach jedem Schritt die Koordinaten der im Schauer entstandenen Elektronen mit Funkenkammern registriert. Aus den Eintrittsstellen der Photonen läßt sich auf den Winkel φ schließen, aus dem gesamten Elektronenweg im i -ten Schauer auf die Energie E_i .

2. Vorbereitung des Funkenkammertests =====

2.1. Allgemeines

2.1.1. Townsend-Entladung, Funkendurchbruch

Eine Funkenkammer besteht im wesentlichen aus zwei ebenen, parallelen Elektroden, deren Zwischenraum mit einem Edelgas gefüllt ist. Geladene Teilchen hinterlassen beim Durchgang durch die Funkenkammer im Füllgas eine Spur aus Ionen und freien Elektronen. Legt man einen Hochspannungsimpuls geeigneten Spannungsstoßes⁺ an die Elektroden, so entwickelt sich aus jedem freien Elektron eine Elektronenlawine (Townsend-Lawine). Bei einer Trägerzahl von etwa 10^8 erfolgt die Umwandlung in einen sogenannten Funkenkanal (11). Das ist ein Plasmaschlauch, der bis an die Elektroden heranreicht.

2.1.2. Gasfüllung

Edelgase sind als Füllgase für die Funkenkammern besonders gut geeignet, weil sie einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt für Elektronenanlagerung haben. Um die kritische Elektronenzahl n , bei der der Funkendurchbruch erfolgt, möglichst schnell zu erreichen, bedarf es einer hohen Driftgeschwindigkeit $\bar{v}(E)$, denn es gilt

$$n = \exp \int_0^t \alpha(E) \bar{v}(E) d\tau$$

wobei $\alpha(E)$ der Ionisationskoeffizient als Funktion der Feldstärke ist. Durch Beimischung von Molekülen kann man die Driftgeschwindigkeit erhöhen. Diese ist nämlich proportional der mittleren Zeit zwischen zwei Stößen:

$$\bar{v} \sim \tau = \frac{\lambda_0}{\bar{c}}$$

(\bar{c} = mittlere Geschwindigkeit, λ_0 = mittlere freie Weglänge)

⁺) hier etwa $6 \cdot 10^{-4}$ Vsec

Durch Molekülbeimischungen wird nun \bar{c} stark herabgesetzt, weil die Stöße der Elektronen mit Molekülen im allgemeinen inelastisch sind. Auf diese Weise vergrößert man \bar{v} .

Bei diesem Experiment wurde als Füllgas ein Gemisch aus 75 % Ne und 25 % He verwendet. Dem Gas war 1,5 % Äthylalkohol (C_2H_5OH) beigemischt, es wurde ständig erneuert. Die Durchflußgeschwindigkeit betrug etwa 150 ml pro min bei einem Kammervolumen von rund 12 l.

2.1.3. Mechanischer Aufbau

In diesem Abschnitt soll der Aufbau der Funkenkammern erläutert werden. Die technische Ausführung der Kammern und wichtiger Teile der elektronischen Hilfsmittel lehnen sich eng an das von Blieden et al. (1) verwendete System an. Es handelt sich um Drahtfunkenkammern. Die Elektroden werden nicht von Metallplatten dargestellt, sondern von einer großen Zahl paralleler Leiterbahnen konstanten Abstandes.

Die Funkenkammer besteht im wesentlichen aus drei rechteckigen Rahmen, zwei Leiterfolien und zwei Deckfolien. Die zwei äußeren Rahmen tragen an einer Kante je ein Bord, auf dem elektrische Leitungen und Schaltelemente angeordnet werden können ("Kernbord", "Hochspannungsbord"). Über die beiden Flächen des Mittelrahmens sind die Leiterfolien gespannt. Darauf befinden sich die Leiterbahnen. Sie haben einen mittleren Abstand von 1 mm und enden auf den Borden, so daß elektrische Anschlüsse vorgenommen werden können. Die zwei Leiterscharen sind zueinander orthogonal. Der Abstand der Elektroden beträgt 6 mm. Weitere technische Angaben findet man im Anhang (7.1.1.).

Die Abbildung 1 zeigt als Skizze den Ausschnitt einer Funkenkammer. Sie soll einen ungefähren Eindruck von der geometrischen Anordnung der Leitungen und Schaltelemente auf Kern- und Hochspannungsbord geben und als Grundlage für die Diskussion derjenigen technischen Hilfsmittel dienen, die vom physikalischen Standpunkt besonders interessant sind.

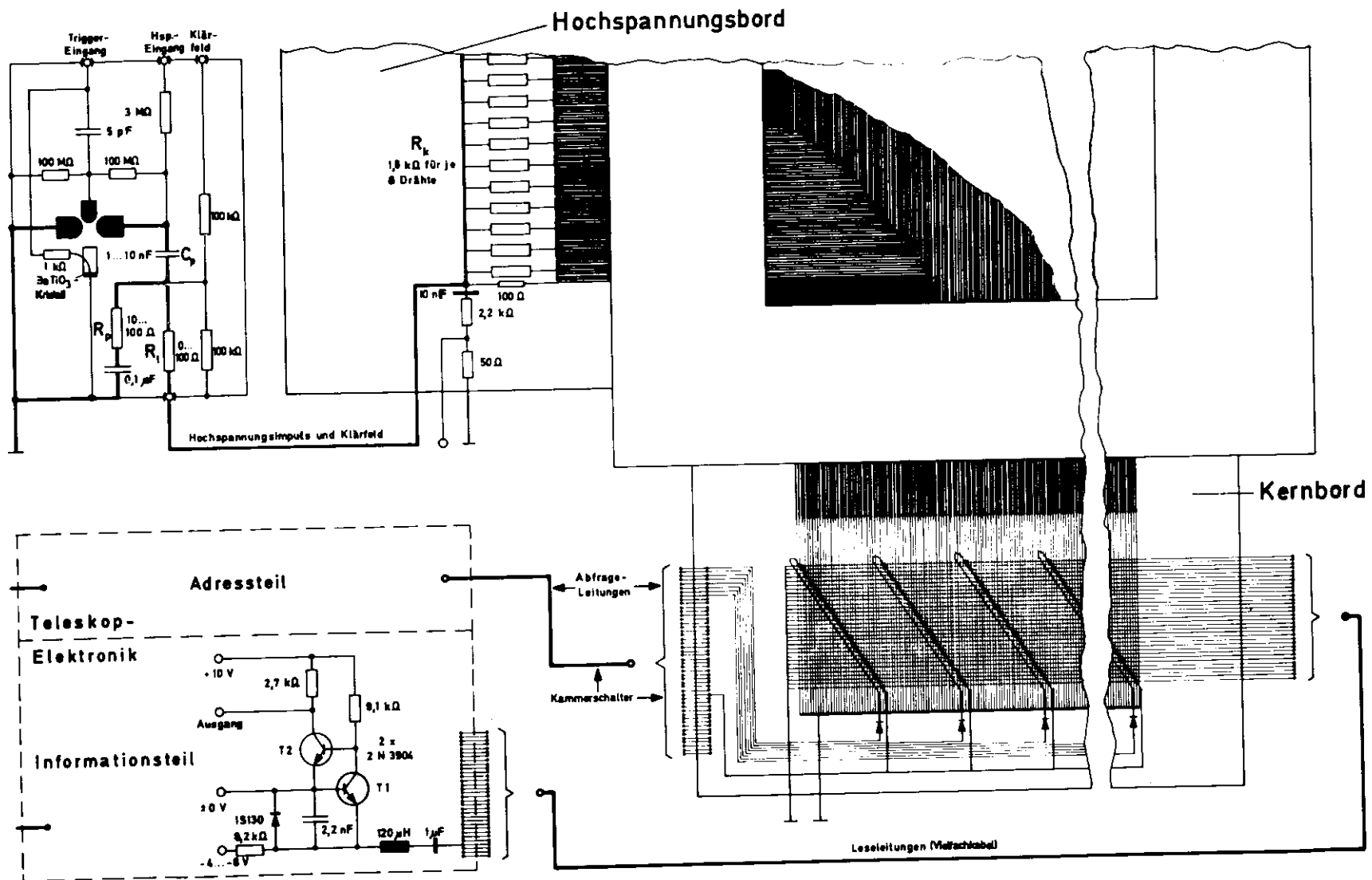
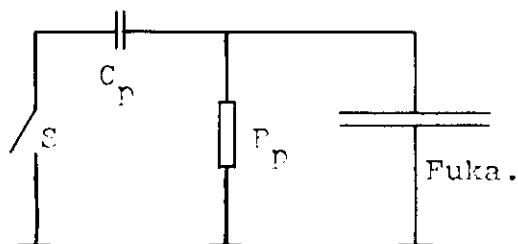


Abb. 1 Übersichtsbild einer Funkenkammer und der wichtigsten elektrischen Hilfsmittel

2.1.4 Elektrische Schaltung

Im einfachsten Fall betreibt man Funkenkammern mit einem exponentiellen Hochspannungsimpuls: man entlädt einen Kondensator C_p



über einen Widerstand R_p und legt den Impuls, der an R_p entsteht, an die Funkenkammer (Abb. 2). Der Impuls muß geschaltet werden, ehe sämtliche freien Elektronen in der Ionisationsspur verschwunden sind. Normalerweise treten Verzögerungszeiten von 100 bis 200 nsec zwischen Teilchendurchgang und Einsetzen des Hochspannungsimpulses auf.

Abb. 2 Exponentialimpuls

Als Schalter werden Funkenstrecken und Thyratrons verwendet. Man triggert sie mit Koinzidenzsignalen von Zählern. Die Zeitkonstanten $\tau = R_p C_p$ der Impulse liegen zwischen 40 und 200 nsec. Eine detaillierte Beschreibung der angewendeten Schaltung folgt im nächsten Abschnitt (2.2.3.)

2.1.5. Zeitauflösung

Um die empfindliche Zeit der Funkenkammer zu begrenzen, legt man eine Gleichspannung an die Elektroden. Das entstehende Feld, das man als Peinigungs- oder Klärfeld bezeichnet, saugt die Ionen und freien Elektronen ab. Es ist so zu wählen, daß der Wirkungsgrad nicht wesentlich herabgesetzt wird, die Elektronen jedoch nach etwa 1 μ sec verschwunden sind. Felder von etwa 100 V/cm sind geeignet, diese Bedingung zu erfüllen, wenn der Elektrodenabstand einige mm beträgt.

Die Messungen, die in den Kapiteln 3 und 5 beschrieben sind, wurden bei 60 V Klärspannung gemacht. Das führt, wie Messungen bei verschiedenen Verzögerungszeiten zwischen Teilchendurchgang und Trigger zeigen, zu einer Zeitauflösung von etwa 600 nsec.

2.2. Schnelle Elektronik

2.2.1. Triggerelektronik

Der Vorgang der Registrierung eines geladenen Teilchens durch die Funkenkammer umfaßt mehrere Schritte, die an Hand der Abbildung 3 beschrieben werden sollen:

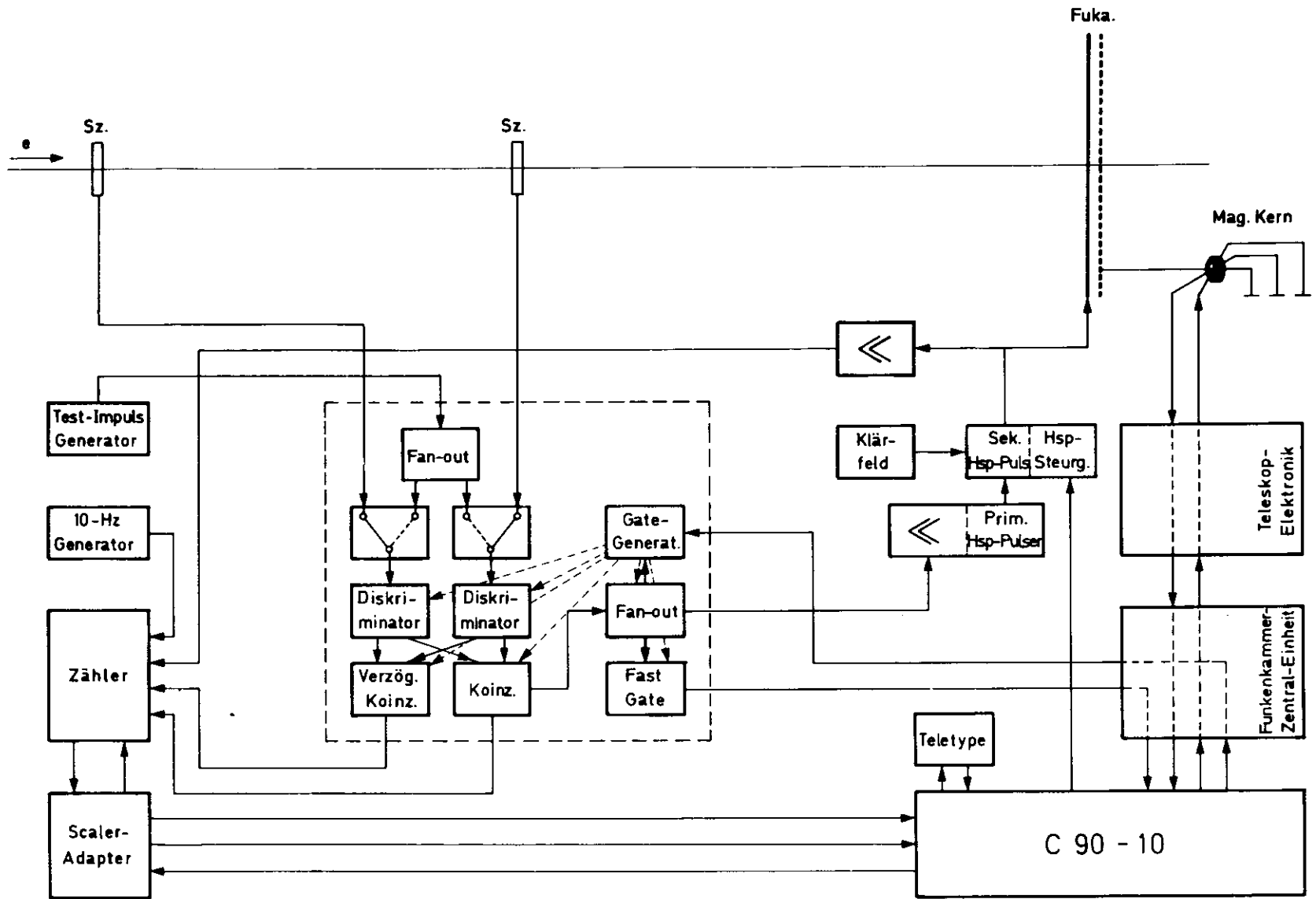


Abb. 3 Logischer Ablauf des Funkenkammer-Tests

Ein Elektron durchdringt zwei Szintillatoren (Sz.) und die Funkenkammer (Fuka.). Die in den Szintillatoren entstehenden Lichtblitze gelangen über Plastiklichtleiter auf eine Photokathode. Die freigesetzten Photoelektronen werden von Multipliern (56 AVP) vervielfacht. Die Photomultiplier geben Impulse ab, die in eine schnelle Logik gelangen (Chronetics 100 MHz-System). Die Logik ist in Abbildung 3 von einem Rechteck eingerahmt (durchbrochene Linien). Über umschaltbare Signaleingänge gelangen die Impulse in Diskriminatoren, die Normimpulse abgeben. Anschließend werden die zwei Signale auf zwei Koinzidenzstufen gegeben, von denen die eine verzögerte Koinzidenzen sieht. Diese werden lediglich gezählt, um zufällige Koinzidenzen zu registrieren. Die prompten Koinzidenzen gehen auf einen Signalverteiler (Fan-out), der drei Signale abgibt:

- 1) Es wird ein schnelles Gate angesteuert. Dieses gibt über die Funkenkammerzentraleinheit ein Signal (Interrupt) an den Prozeßrechner (C 90 - 10). Dort wird das laufende Programm unterbrochen und ein Funkenkammer-Programm aktiviert.
- 2) Ein Signal wird verstärkt und löst den Hochspannungsimpuls an der Kammer aus.
- 3) Das dritte Signal tastet über einen Gate-Generator die schnelle Logik tot. Es können keine weiteren Koinzidenzen entstehen, bis das Gate extern (von der Rechenmaschine) reaktiviert wird.

2.2.2. Zähler

- a) Höhenstrahltest: Die meisten Testläufe an den Funkenkammern wurden mit Höhenstrahlung durchgeführt. Versuche, die Kammer mit zwei Szintillationszählern zu triggern, waren nicht erfolgreich, weil die Rate der Koinzidenzsignale als Funktion der Multiplier-Spannung ständig anwuchs, ohne ein Plateau zu zeigen. Vermutlich entstand bei einigen Teilchendurchgängen Čerenkovlicht in einem der Lichtleiter, das nicht

in jedem Fall ausreichte, die Diskriminatoren zum Ansprechen zu bringen, sondern eine spannungsabhängige Charakteristik der Ansprechwahrscheinlichkeit hatte. Mit drei Zählern in Koinzidenzschaltung wurde ein besseres Ergebnis erzielt. Es stellte sich ein Plateau von 300 V Breite ein.

In Abbildung 4 sieht man die geometrische Anordnung und die Größenverhältnisse von Zählern und Funkenkammer. Oben befindet sich ein kleiner Zähler mit einer empfindlichen Fläche von 10 cm x 10 cm, darunter zwei Zähler mit 20 cm x 50 cm. Zwischen den zwei großen Zählern befindet sich die Funkenkammer. Die beiden oberen Zähler liegen unmittelbar aufeinander. Die Funkenkammer folgt in einem Abstand von 10 cm, der dritte Zähler nach weiteren 50 cm. Die Szintillatoren sind durch Plastiklichtleiter mit den Multipliierröhren (56 AVP) verbunden. Die großen Zähler haben je zwei Ausgänge, auf die eine logische Oder-Schaltung folgt.

8) Elektronenstrahl-Messungen: Neben dem Höhenstrahltest wurden Messungen mit Elektronen definierter Energie und Richtung gemacht. Dafür wurden Szintillationszähler mit kleiner empfindlicher Fläche verwendet: 4 cm breit und 15 cm hoch. Der Elektronenstrahl trat etwa in halber Höhe durch die Szintillatorfläche. Zum Triggern genügte ein Zweifachkoinzidenz.

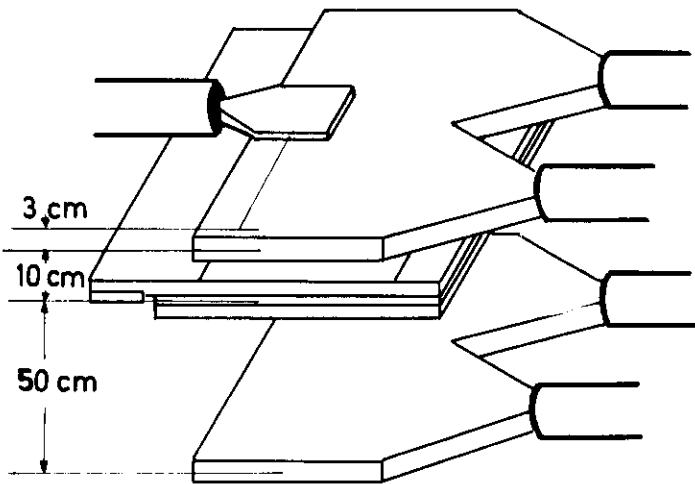


Abb. 4 Geometrische Anordnung von Zählern und Funkenkammer beim Höhenstrahltest

2.2.3. Hochspannungspulser

Die schnelle Logik, siehe Abb. 3, gibt über den Fan-out Koinzidenzsignale auf einen Verstärker, der einen Hochspannungsimpuls-Generator triggert. Da dieser Pulser nur zum Triggern eines anderen (sek. Hochspannungspulsers) benutzt wird, ist die Schaltung nicht angegeben. Der zweite Pulser hat gegenüber dem ersten den Vorteil, daß sich Impulshöhe und -breite bequemer ändern lassen. Er hat den Nachteil, daß er mit Hochspannung angetriggert werden muß. Daher ist der Vorpulser nötig.

In Abbildung 1 ist ein Schaltbild des sekundären Hochspannungspulsers angegeben: Der Kondensator C_p wird über einen Widerstand von $3\text{ M}\Omega$ auf die positive Hochspannung U_0 aufgeladen und zur Erzeugung des Hochspannungsimpulses über R_p entladen. Dieser Vorgang wird mit einer Funkenstrecke geschaltet. Sie besteht aus drei Wolframelektroden, von denen eine auf der Spannung U_0 und eine auf Erdpotential liegt. Die Mittelelektrode hat die Spannung $1/2 U_0$ (Spannungsteilung über $2 \times 100\text{ M}\Omega$). Durch ein Triggersignal wird die Mittelelektrode zunächst etwa auf Erdpotential heruntergezogen: Es folgt ein Funkendurchbruch zur hochliegenden Elektrode und anschließend zur Erde. Der ganze Vorgang wird durch eine Koronaentladung, die dem Funkendurchbruch vorausgeht, zeitlich stabilisiert, d.h. die zeitlichen Schwankungen im Einsatz des Impulses werden verringert.

2.2.4. Ankopplung des Impulses

Der Hochspannungsimpuls wird über einen Ladewiderstand R_1 und Koppelwiderstände R_k an die Funkenkammer angelegt. R_1 und die Gesamtheit der R_k bestimmen zusammen mit der Kammerkapazität die Anstiegszeit des Hochspannungsimpulses. Die Koppelwiderstände R_k zwischen den einzelnen Drähten sollen verhindern, daß sich die ganze Ladung auf der Kammer in nur einen Funken entlädt.

2.2.5. Verzögerungszeit

Vom Durchgang des geladenen Teilchens durch die Funkenkammer bis zum Anlegen des Hochspannungsimpulses vergeht eine gewisse Zeit, die für die beschriebene Schaltung zu 220 nsec ermittelt wurde: Die Verzögerungszeit der Multiplier 56 AVP wird mit 40 nsec angegeben, die der schnellen Logik und der Hochspannungspulser wurde zu 180 nsec gemessen. Die 180 nsec verteilen sich etwa folgendermaßen: schnelle Logik: 70 nsec, Pulser: je 40 nsec, 6 m Kabel: 30 nsec.

2.3. Auslese von Drahtfunkenkammern

2.3.1. Magnetkerne als Zwischenspeicher

Zur Registrierung der Funkenkoordinaten gibt es verschiedene Methoden. Der Funke ist optisch, akustisch und elektrisch wahrnehmbar. Alle drei Effekte werden zur Bestimmung der Koordinaten verwendet. Bei Drahtfunkenkammern benutzt man stets den Funkenstrom oder genauer das ihn umgebende Magnetfeld zur Ortsbestimmung.

In diesem System wird der elektrische Strom, den ein Funke auf einer bestimmten Leiterbahn zieht, dazu benutzt, einen Ferritring umzumagnetisieren. Auf diese Weise wird eine Funkenkoordinate markiert.

Die Magnetkerne (Valvo 6 B 2) haben eine steile Hysterese, wie Abbildung 5 zeigt (7). Aus diesem Grunde genügt eine geringer Stromstoß von etwa 10^{-7} Asec, um die Kerne umzuklappen.

Nach jedem Trigger werden alle Kerne auf ihre Orientierung geprüft. Dieser Vorgang wird von einer Rechenmaschine gesteuert.

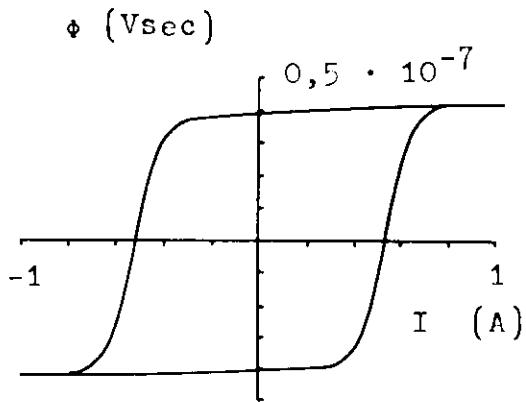


Abb. 5 Hysterese eines Gb2-Ferritringes (nach Swars)

2.3.2. Rechenmaschine

Die Messungen mit den Funkenkammern wurden von einer Rechenmaschine der Compagnie Européenne d'Automatisme Electronique (CAE) überwacht.

Die Rechenmaschine hat zwei 12-bit- und ein 1-bit-Register, die per Programm angesprochen werden können. Das Gedächtnis umfaßt 8.192 12-bit-Worte. Im Anhang 7.2. wird ein Überblick

über das Funkenkammerprogramm gegeben.

Zur Ein- und Ausgabe von Daten und Steuersignalen hat der Rechner eine Reihe von Einheiten (Interface), deren Funktion erläutert werden soll (Abb. 6):

α) Interruptsystem: Durch einen Impuls (Interrupt) von außen kann der Rechner veranlaßt werden, das laufende Programm zu unterbrechen und in ein anderes Programm zu springen. Nach Beendigung dieser Rechnung wird die ursprüngliche fortgesetzt. Das System ist für 16 verschiedene Interrupts ausgelegt, die nach Prioritäten geordnet sind. Beispielsweise berechnet die Maschine statistische Verteilungen über die von der Funkenkammer registrierten Ereignisse. Bei jedem Ereignis wird das laufende Programm unterbrochen und ein Funkenkammerprogramm aktiviert, das die neuen Koordinaten einliest und die Statistik ergänzt.

β) Input-Output-Coupler: Über diese Einheit werden die Weichen zu den einzelnen Ein- und Ausgängen gestellt.

γ) Der BPI-Multiplexer läßt eine parallele Eingabe von 16 x 12 bits zu. (BPI = block parallel input). Beim Auslesen der Funkenkammern werden gleichzeitig 32 bits angeboten.

δ) Ausgänge : Dem Coupler sind Flip-Flop- und Relais-Ausgänge angeschlossen. Die Relais-Ausgänge haben einen höheren Pegel

und größere Belastbarkeit (100 V, 1 A) als die Flip-Flop-Ausgänge (8 V, 0 A). Die Relais-Ausgänge werden z.B. für die Steuerung von Hochspannungsnetzgeräten verwendet. Die Adressen für die Abfrage der Funkenkammern werden hingegen über Flip-Flop-Ausgänge herausgegeben.

ε) Display: Der Inhalt von Gedächtnisplätzen kann in digitaler oder analoger Form auf einem Bildschirm sichtbar gemacht werden. Bei Funkenkammertests zeigt der Display zwischen den Ereignissen eine Statistik über den Stand des Tests.

ξ) Der Teletype dient zur Ein- und Ausgabe des Inhalts von Gedächtnisplätzen. Er druckt die Funkenkammerstatistik nach einer vorgewählten Zahl von Ereignissen.

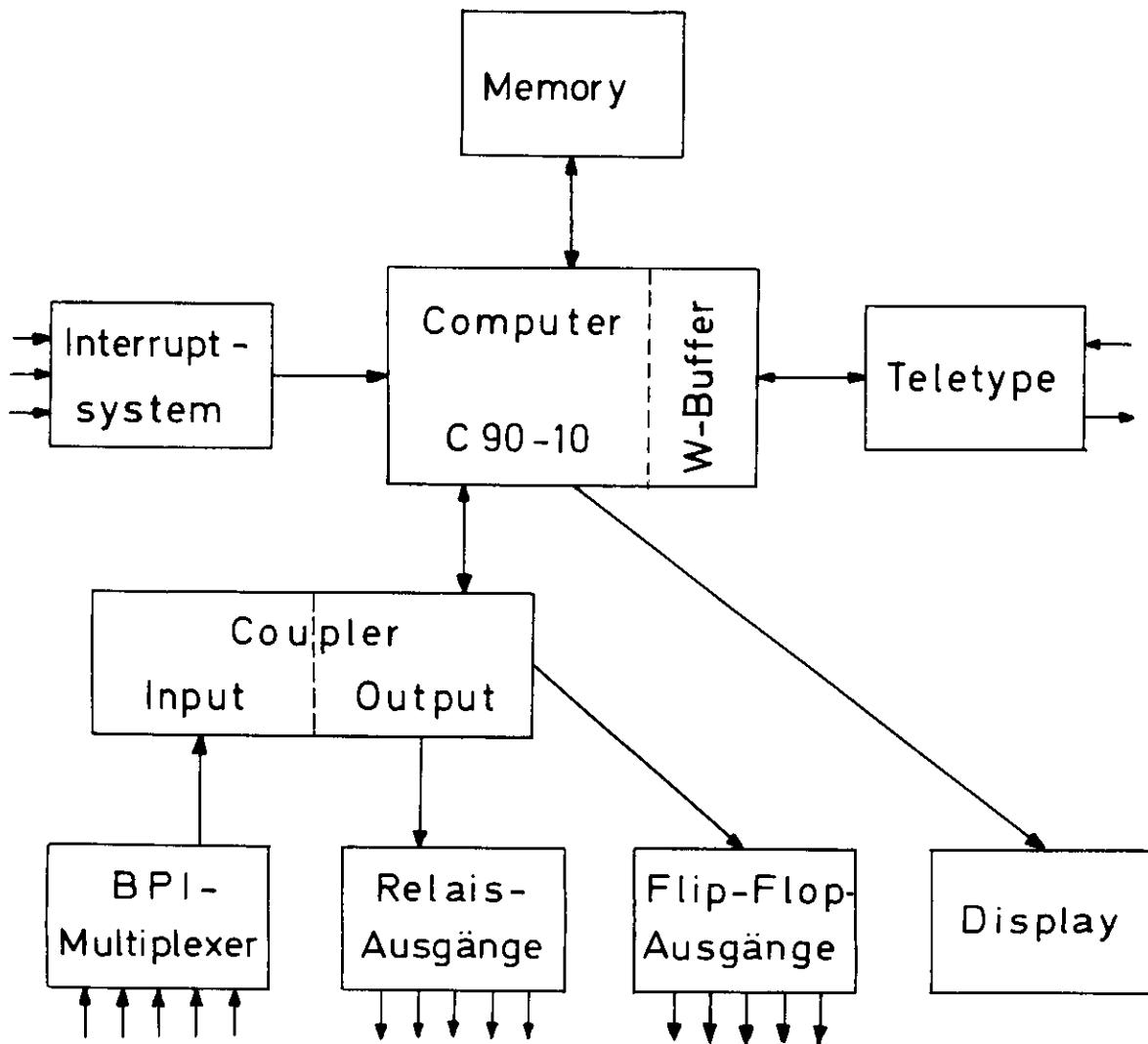


Abb. C Computer C90 - 10 mit Interface

2.3.3. Funkenkammer-Elektronik

Die Funkenkammer-Elektronik (DESY) besteht aus einer Zentraleinheit und Teleskop-Elektroniken. Ihre Zahl richtet sich nach der Zahl der Funkenkammer-Blöcke (Teleskope).

Nach jedem Ereignis werden die Magnetkerne mit einem Testsignal auf ihre Orientierung untersucht (Abfrage). Die Abfrageleitungen auf dem Kernbord (diagonale Leitungen in Abb. 1) durchlaufen je eine Gruppe von 32 Kernen. Solche Kerne, die durch einen Funken gesetzt waren, werden vom Abfragesignal zurückgeklappt. Dabei wird auf einer dritten Leitung (Leseleitung) ein Signal induziert. Die Lesesignale werden über 32 Kabel der Funkenkammer-Elektronik zugeführt. Hier werden sie verstärkt und normiert und gelangen über die Zentraleinheit in den Computer. Die Schaltung des Leseverstärkers wird in Abb. 1 angegeben und im Anhang 7.1.1. erläutert. Die Gruppenadressen werden nacheinander von der Rechenmaschine herausgegeben.

2.4. Anforderungen an die Funkenkammern

2.4.1. Definition der Meßgrößen

Im folgenden wird von einem Ereignis gesprochen, wenn nach einem Trigger mindestens ein geklappter Magnetkern gefunden wird.

Ein oder mehrere benachbarte geklappte Magnetkerne werden logisch mit genau einem Funken identifiziert.

Das Verhalten der Funkenkammern gegenüber Einzelteilchen kann durch folgende drei Größen beschrieben werden:

a) durch den Wirkungsgrad. Das ist die Zahl der registrierten Ereignisse dividiert durch die Zahl der Trigger.

b) durch den Mehrfachfunkenanteil. Das ist die Zahl der Ereignisse mit mindestens zwei Funken bezogen auf die Zahl der Trigger.

c) durch den Funkendurchmesser. Darunter soll die Zahl der von einem Funken gesetzten Magnetkerne verstanden werden. Wegen des Drahtabstandes von 1 mm wird die Einheit Millimeter hinzugefügt.

Bei Schauermessungen ist es sinnvoll, zusätzlich eine weitere Größe zu beobachten:

d) Bei fester Geometrie und Primärenergie erwartet man eine bestimmte mittlere Funkenzahl, die sich mit theoretischen Erwartungswerten vergleichen läßt.

2.4.2. Gewünschtes Verhalten gegenüber Einzelteilchen

An die drei Meßgrößen a) bis c) werden folgende Anforderungen gestellt:

a) Der Wirkungsgrad für einzelne minimal ionisierende Teilchen soll über 95 % liegen. Bei den gegebenen Verhältnissen setzen minimal ionisierende Elektronen ($E_{\text{kin}} = 1 \text{ MeV}$) im Füllgas etwa 15 Elektronen frei (16). Diese Zahl verdoppelt sich für $E_{\text{kin}} = 1 \text{ GeV}$.

b) Der Anteil der Mehrfachfunken, die keinem Teilchendurchgang entsprechen, sondern durch sekundäre Effekte ausgelöst werden, soll möglichst gering sein. Man kann echte Funken durch Spureverfolgung über mehrere Kammern von Sekundärfunken unterscheiden.

c) An den Funkendurchmesser wird keine Extremalforderung gestellt. Aus ästhetischen Gründen könnte aber ein geringerer Funkendurchmesser angestrebt werden.

d) Wirkungsgrad und Mehrfachfunken sollen nach Möglichkeit ein Plateau über der Höhe des Hochspannungsimpulses zeigen.

2.4.3. Gewünschtes Verhalten gegenüber Schauern

Die Erfüllung der Forderungen a) bis d) ist auch für einen quantitativen Nachweis von Schauern vorteilhaft:

a) Statt des Wirkungsgrades sollte man die mittlere Funkenzahl beobachten und versuchen, sie theoretischen Daten anzugleichen.

b) Sekundäre Funken lassen sich von echten nicht unterscheiden. Man muß sich in diesem Zusammenhang auf die Untersuchungen mit Einzelteilchen stützen.

c) Ob ein kleiner oder großer Funkendurchmesser günstig ist, läßt sich a priori nicht sagen. Bei geringem Funkendurchmesser dürfte das Auflösungsvermögen für Schauer besser sein als bei großem. Sehr dünne Funken, die wenig Ladung transportieren, werden aber dem Nachweis entgehen, weil sie keinen Magnetkern umklappen können. Es ist daher nach einem möglichst günstigen Funkendurchmesser zu suchen.

d) Bei fester Primärenergie E_0 und fester Geometrie sollte die mittlere Funkenzahl ein Plateau über der Hochspannung zeigen.

3. Test mit Einzelteilchen =====

3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4 skizziert. Zum Triggern der Funkenkammer wurde eine Dreifachkoinzidenz benutzt. Der Grund ist in 2.2.2. dargelegt. Die Versuche wurden mit Höhenstrahlung in einer DESY-Experimentierhalle ausgeführt, wobei, wie in 3.3.1. gezeigt wird, im wesentlichen Einzelteilchen triggerten.

3.2. Variierte Parameter

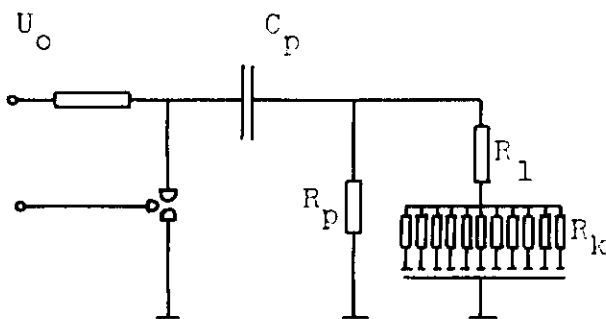


Abb. 7 Variierte Parameter

Um eine hinsichtlich der in 2.4.2. formulierten Forderungen günstige elektrische Schaltung für die Funkenkammer zu ermitteln, wurden folgende vier Größen variiert, vgl. Abb. 7:

1) Die Höhe des Hochspannungsimpulses durch Änderung der Spannung U_0 .

2) Die Breite des Impulses durch Änderung des Widerstandes R_p .

3) Die Anstiegszeit des Impulses. Sie ist bei fester Kammerkapazität durch den Widerstand R_1 und die Gesamtheit der R_k bestimmt.

4) Die Stärke der galvanischen Kopplung zwischen verschiedenen Leiterbahnen auf der Hochspannungsseite, die durch einen Koppelwiderstand R_k vor jeder Leiterbahn bestimmt ist.

3.3. Ergebnisse

3.3.1. Hochspannungskurven

Zunächst wurden die im letzten Abschnitt genannten vier Parameter variiert, die Form und Ankopplung des Hochspannungsimpulses bestimmen. Dazu wurde bei jeweils festen Koppelwider-

ständen und fester Breite des Impulses eine Hochspannungskurve aufgenommen, d.h., Wirkungsgrad, Funkendurchmesser und Mehrfachfunkenanteil als Funktion der Impulshöhe an der Funkenkammer gemessen. Die Impulshöhe liegt je nach Anstiegszeit und Breite zwischen 60 und 90 % der angegebenen Spannung U_0 .

Typische Beispiele solcher Hochspannungskurven zeigen die Abbildungen 8, 9, 10 für Bereiche um einen möglichen Arbeitspunkt. Der Wirkungsgrad η hat für alle drei Kurven bei etwa 97 % ein Plateau. Innerhalb dieses Plateaus wächst der mittlere Funkendurchmesser D langsam an. Der Mehrfachfunkenanteil M steigt je nach Wahl der Widerstände langsam oder schnell an. Besonders langsam steigt M für großes R_1 und kleines R_k .

3.3.2. Zusammenfassende Darstellung

In den Abbildungen 11 und 12 sind die Ergebnisse 17 solcher Hochspannungskurven unter dem Gesichtspunkt der Impulsform zusammengefaßt.

Jeder Kurve sind zu diesem Zweck die Meßgrößen Mehrfachfunken M und Funkendurchmesser D bei nur einer Impulshöhe entnommen, die so gewählt wurde, daß der Wirkungsgrad 96 % betrug. Dieser Wirkungsgrad wird in jedem Fall bei genügend großen Impulshöhen überschritten und liegt stets unterhalb des Plateaus. Der Vergleichspunkt ist daher eindeutig definiert. Ein Einsatzpunkt des Plateaus ist weniger gut definiert und wurde daher nicht als Vergleichspunkt gewählt. Bei Vergrößerung der Impulshöhe um 2 % ist das Wirkungsgradplateau bereits erreicht. Daher sind an einige Punkte Deviationen angetragen, die bei einer Vergrößerung der Impulshöhe um 2 % beobachtet werden.

Die Kurven in den Abbildungen 11 und 12 sind über der Breite $\tau = R_p C_p$ des Hochspannungsimpulses aufgetragen, die Größen R_1 und R_k , vgl. Abb. 7, als Parameter angeschrieben. Wie gut ist das gewünschte Verhalten gegenüber Einzelteilchen (2.4.2.) realisiert?

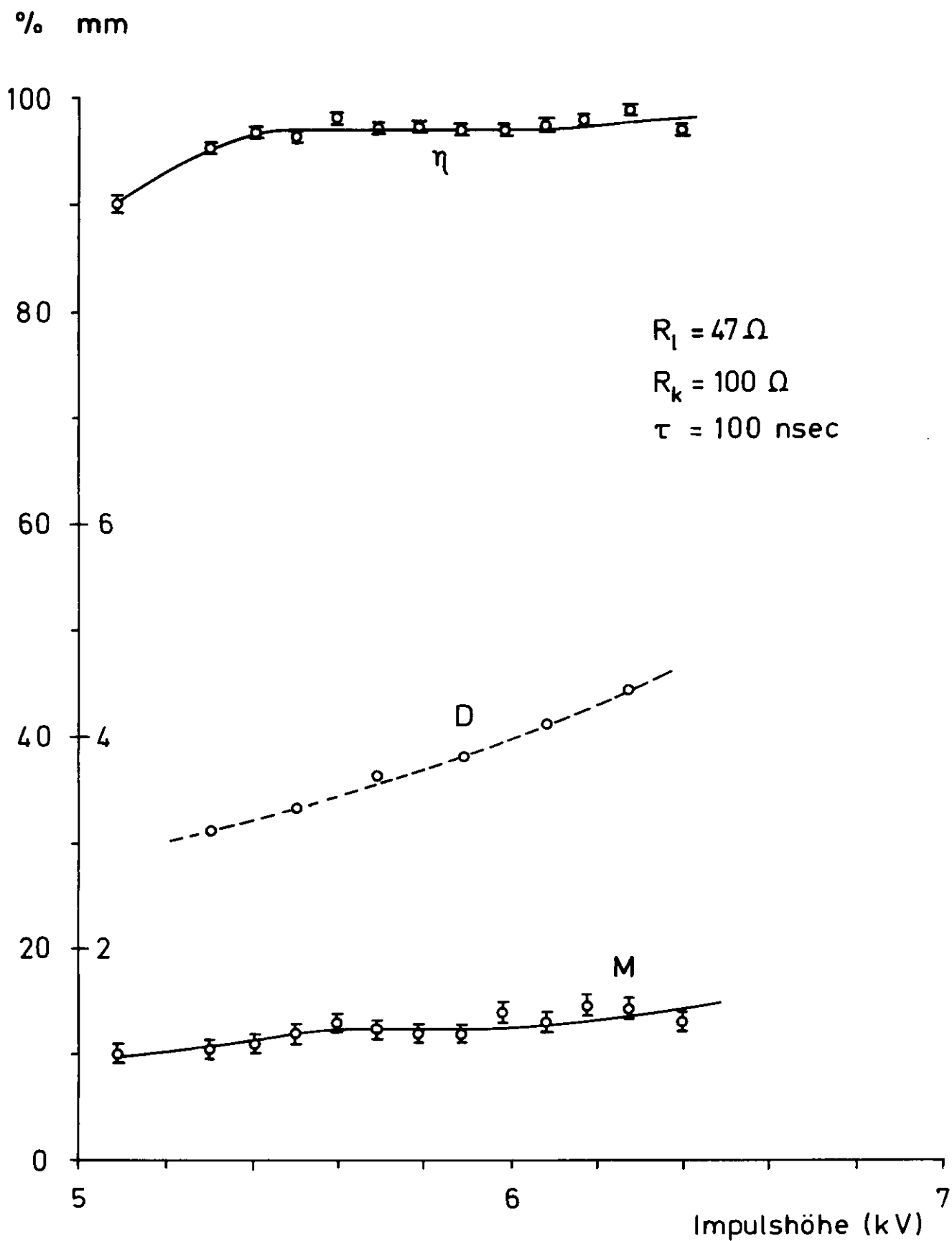


Abb. 8. Hochspannungskurve für die Parameter $\tau = 100 \text{ nsec}$,
 $R_1 = 47 \Omega$, $R_k = 100 \Omega$; η = Wirkungsgrad, M = Mehrfachfunkenan-
 teil (bei in %), D = Funkendurchmesser in mm.

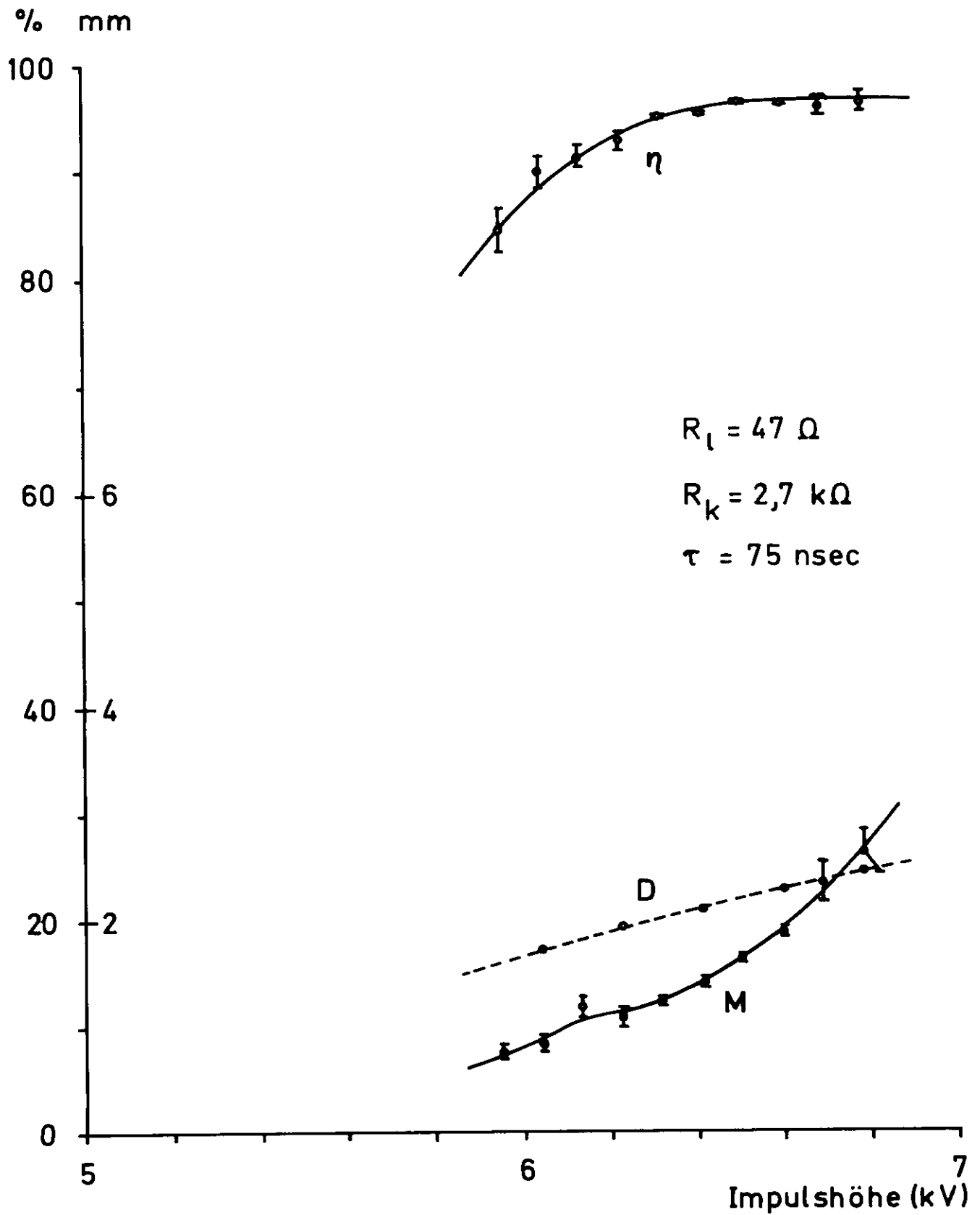


Abb. 9. Hochspannungskurve für die Parameter $\tau = 75 \text{ nsec}$,
 $R_l = 47 \Omega$, $R_k = 2,7 \text{ k}\Omega$; η = Wirkungsgrad, M = Mehrfachfunkenanteil
 (beide in %), D = Funkendurchmesser in mm

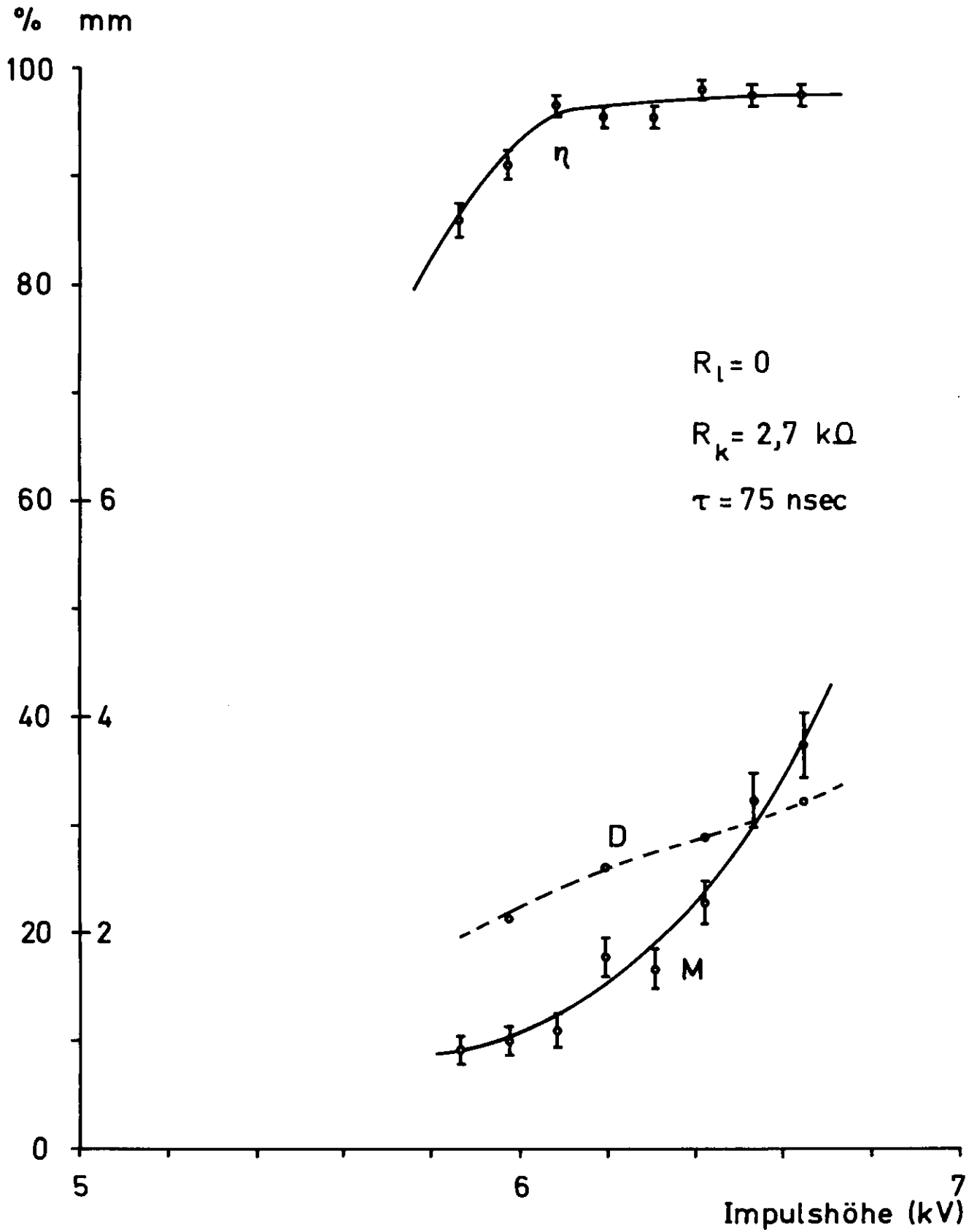


Abb. 10. Hochspannungskurve für die Parameter $\tau = 75 \text{ nsec}$,
 $R_l = 0 \text{ }\Omega$, $R_k = 2,7 \text{ k}\Omega$; η = Wirkungsgrad, M = Mehrfachfunkenanteil
 (beide in %), D = Funkendurchmesser in mm.

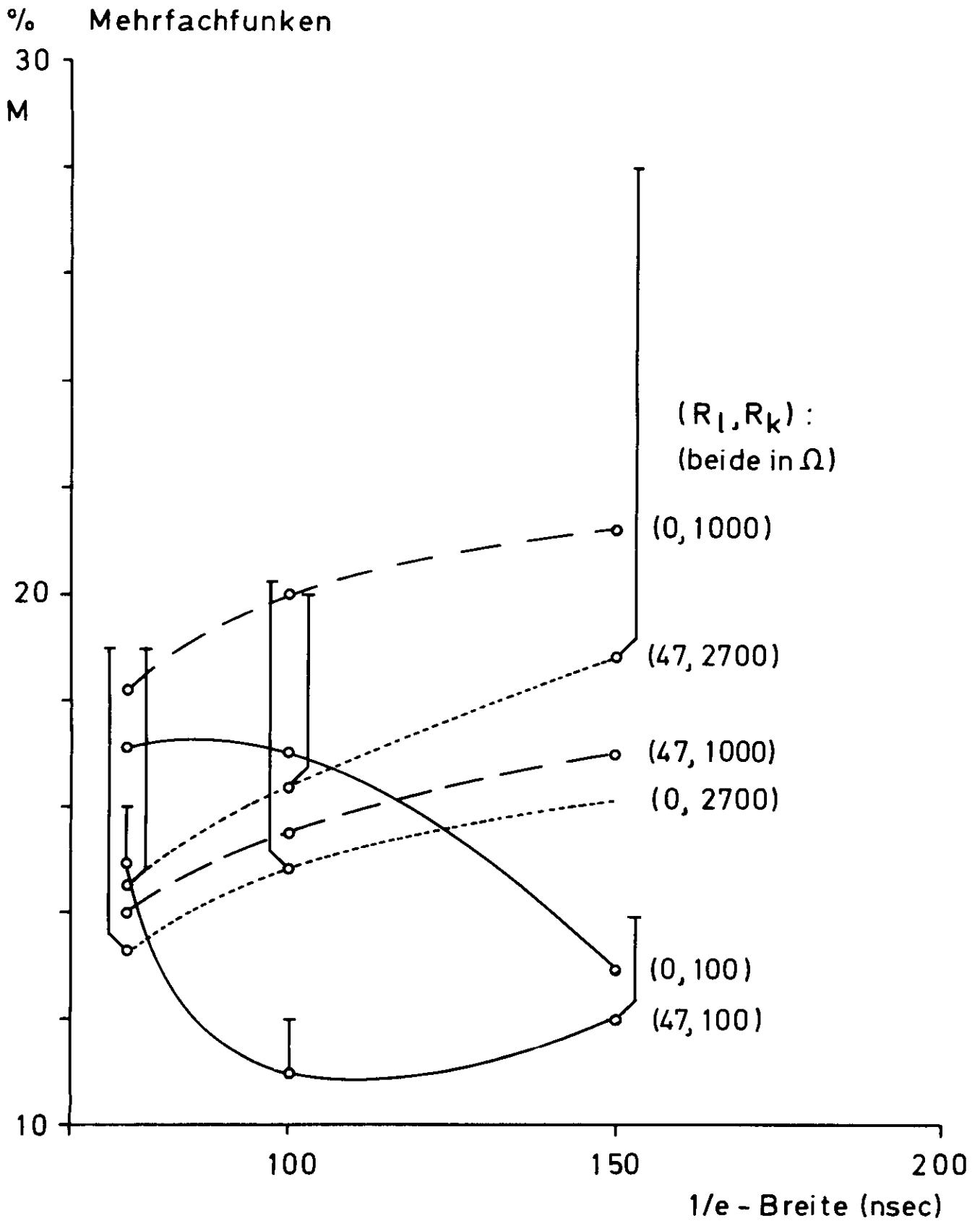


Abb. 11. Anteil der Mehrfachfunken als Funktion der Impulsbreite τ . Die Parameter sind der Ladewiderstand R_l und der Koppelwiderstand R_k . Jeder Punkt ist einer Hochspannungskurve bei 96 % Wirkungsgrad entnommen.

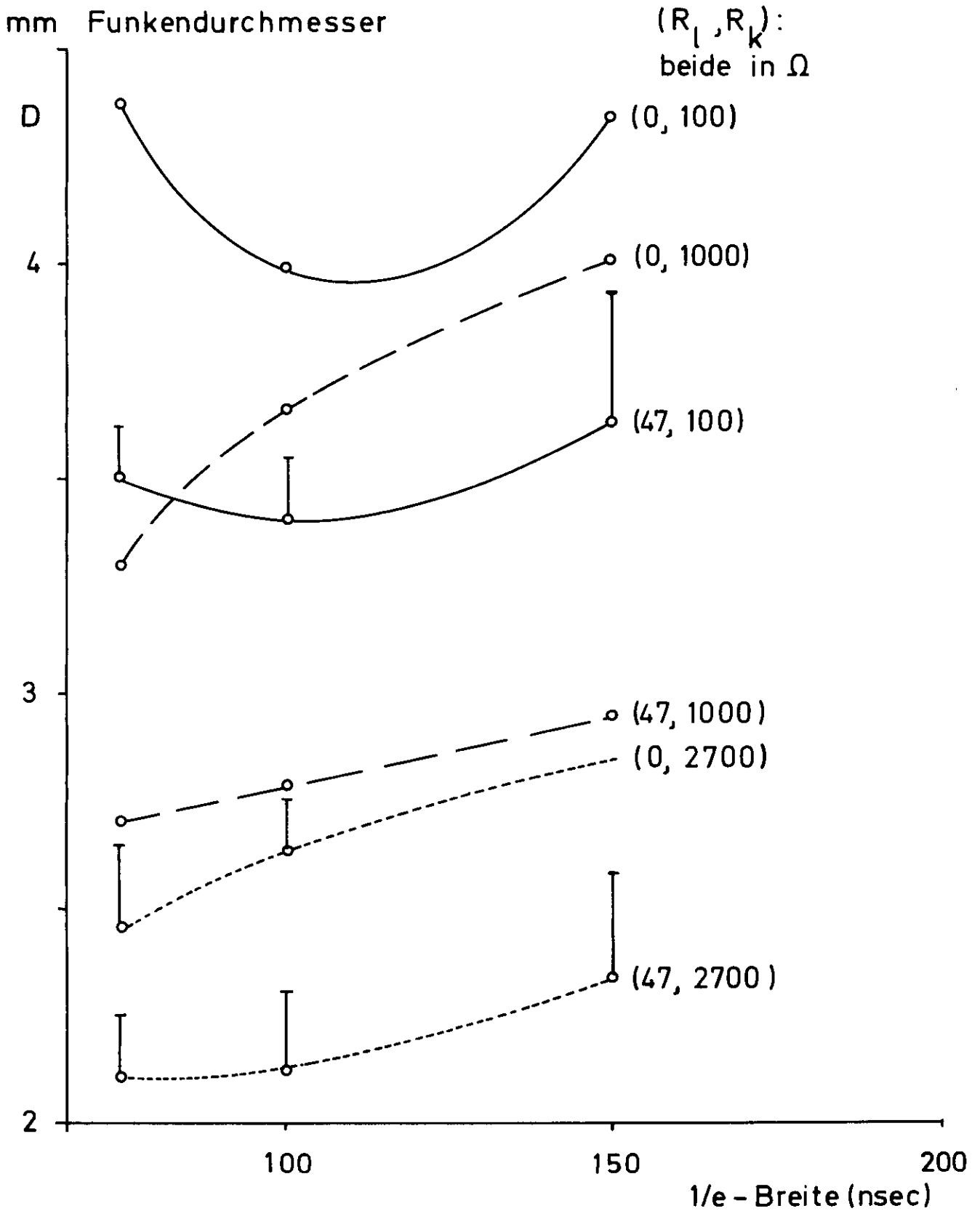


Abb. 12. Mittlerer Funkendurchmesser als Funktion der Impulsbreite τ . Die Parameter sind der Ladewiderstand R_l und der Koppelwiderstand R_k . Jeder Punkt ist einer Hochspannungskurve bei 90 % Wirkungsgrad entnommen.

- a) Der Wirkungsgrad erreicht stets Werte von 97 %. Die drei Kurven in den Abbildungen 8, 9, 10 belegen das für einige Fälle.
- b) Der Mehrfachfunkenanteil liegt im Vergleichspunkt zwischen 11 % und 21 %. Für die Parameter $\tau = 100 \text{ nsec}$, $R_1 = 47 \text{ } \Omega$, $R_k = 100 \text{ } \Omega$ ist er am geringsten. Für großes R_k ist eine Abnahme des Mehrfachfunkenanteils M mit abnehmender Impulsbreite τ zu beobachten. Diese Tendenz ist einheitlich. Über R_1 kann man sagen: Für kleines und mittleres R_k ($100 \text{ } \Omega$, $1000 \text{ } \Omega$) ist es günstig einen Vorwiderstand R_1 hinzunehmen, bei großem $R_k = 2700 \text{ } \Omega$ ist das aber nicht mehr so wichtig. Es genügt hier ein kleines R_1 . Dies wird im nächsten Abschnitt belegt (3.3.3.).
- c) Der Funkendurchmesser D nimmt Werte zwischen 2,1 mm und 4,4 mm an, vgl. Abb. 12. Für kleine Koppelwiderstände R_k ist D besonders groß, für große R_k ist die gleiche Tendenz zu beobachten wie für die Mehrfachfunken: D verringert sich mit abnehmender Impulsbreite τ . Ein Vorwiderstand R_1 verkleinert stets den Funkendurchmesser.
- d) Alle Hochspannungskurven haben bei 97 - 98 % Wirkungsgrad ein Plateau. Vergrößert man vom Bezugspunkt bei 96 % die Impulshöhe um 2 %, so ergibt sich eine Erhöhung des Mehrfachfunkenanteils entsprechend der in Abb. 11 eingetragenen Deviationen. Die Eintragung wurde nur für die wichtigsten Punkte vorgenommen, um die Übersichtlichkeit nicht zu beeinträchtigen. Für $\tau = 100 \text{ nsec}$, $R_1 = 47 \text{ } \Omega$ und $R_k = 100 \text{ } \Omega$ ist die Änderung mit 1 % am geringsten. Auch bei den anderen Impulsbreiten wächst M nur wenig, wenn man an den Widerständen festhält. Verwendet man große Koppelwiderstände R_k , so ist stets ein schnelles Ansteigen des Mehrfachfunkenanteils M mit wachsender Impulshöhe zu beobachten. Besonders ausgeprägt ist dieses Verhalten bei breiten Impulsen.

3.3.3. Beste Parameter

Die Diskussion zeigt, daß die Größen Mehrfachfunkenanteil und Funkendurchmesser nicht gleichzeitig kleine Werte annehmen.

Wünscht man einen geringen Mehrfachfunkenanteil, so sollte man die Parameter entsprechend Abbildung 8 wählen: Langsamer Anstieg des Impulses ($R_e = 47 \Omega$), Impulsbreite $\tau \approx 100$ nsec, starke Kopplung zwischen den Drähten ($R_k = 100 \Omega$). Die Forderung d) an das Nachweisverhalten (2.4.2) ist hier besonders gut erfüllt (Mehrfachfunkenplateau).

Legt man hingegen auf geringen Funkendurchmesser besonderen Wert, so sollte man die Leiterbahnen weitgehend entkoppeln und einen möglichst schmalen Impuls benutzen. Da alle Kurven in den Abbildungen 11 und 12 für großes R_k zu kurzen Impulsen abfallen, liegt es nahe, die Impulsbreite noch weiter zu verringern. Dies erfordert eine Vergrößerung der Impulshöhe, also höhere Spannungen. Die Schaltungen sind für etwa 10 kV ausgelegt. Diese Grenze wird gut ausgenutzt, wenn man folgende Parameter wählt: $\tau = 50$ nsec, $R_l = 10 \Omega$, $R_k = 2,7$ k Ω . Damit erhält man die Hochspannungskurve in Abbildung 13. Bei 96 % Wirkungsgrad hat man 11 % Mehrfachfunken und einen Funkendurchmesser von 2,0 mm.

3.4. Ursachen für die Mehrfachfunken

Die Frage, welche Funken man einem Teilchendurchgang zuordnen kann und welche als Sekundäreffekte anzusehen sind, ist bisher nicht diskutiert worden. Eine Antwort läßt sich mit mehr als zwei Kammern viel leichter finden als mit einer, da man als zusätzliches Kriterium auswerten kann, wie gut die Funken auf einer Gerade liegen. Untersuchungen dieser Art sind von der DESY-Gruppe A 1 mit vier Kammern durchgeführt worden. Die Messungen zeigen, daß sich bei 3,5 % der Ereignisse mehr als eine Spur durch mindestens drei Kammern verfolgen läßt (7). Mindestens 7,5 % der Mehrfachfunken - ihr Gesamtanteil ist nach Abbildung 11 mindestens 11 % - lassen sich keinem Teilchendurchgang zuordnen. Messungen am Elektronenstrahl von etwa 1 GeV bestätigen diese Ergebnisse. Hier hat man die Möglichkeit, die Echtheit der Funken mit nur einer Kammer zu untersuchen, da man die Rate der echten Mehrfachfunken sehr gering halten kann.

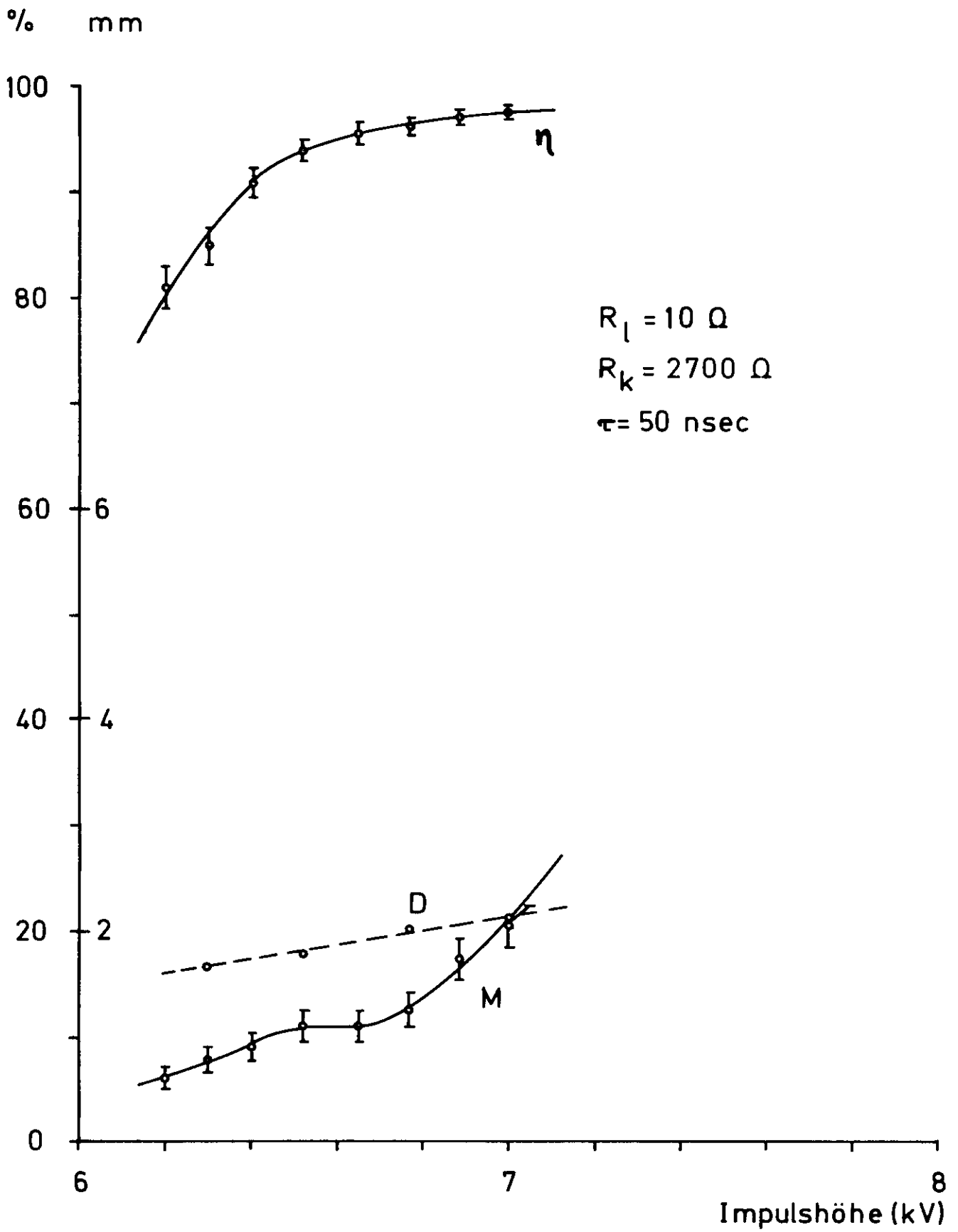


Abb. 13. Hochspannungskurve für die Parameter $\tau = 50 \text{ nsec}$,
 $R_l = 10 \Omega$, $R_k = 2,7 \text{ k}\Omega$; η = Wirkungsgrad, M = Mehrfachfunkenan-
 teil (beide in %). D = Funkendurchmesser in mm.

So bleibt die Koinzidenzrate bei einer Zählrate von 10 Hz unter 1 %. Als Ursache für die Mehrfachfunken wird die Bildung freier Elektronen durch Photoeffekt an den Elektroden oder am Füllgas angesehen (4). Die notwendigen Photonen liefert der Primärfunke.

3.5. Klärfeld

Im Interesse einer guten Zeitauflösung (2.1.5.) wird man das Klärfeld möglichst groß machen. Die Abbildung 14 zeigt die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Verzögerungszeit bei verschiedenen Klärspannungen. Ohne Klärfeld hat man 400 nsec nach dem Teilchendurchgang noch keinen Wirkungsgradverlust, hingegen erreicht man für $U_{kl} = 100$ V schon bei der Grundverzögerung nicht den vollen Wirkungsgrad.

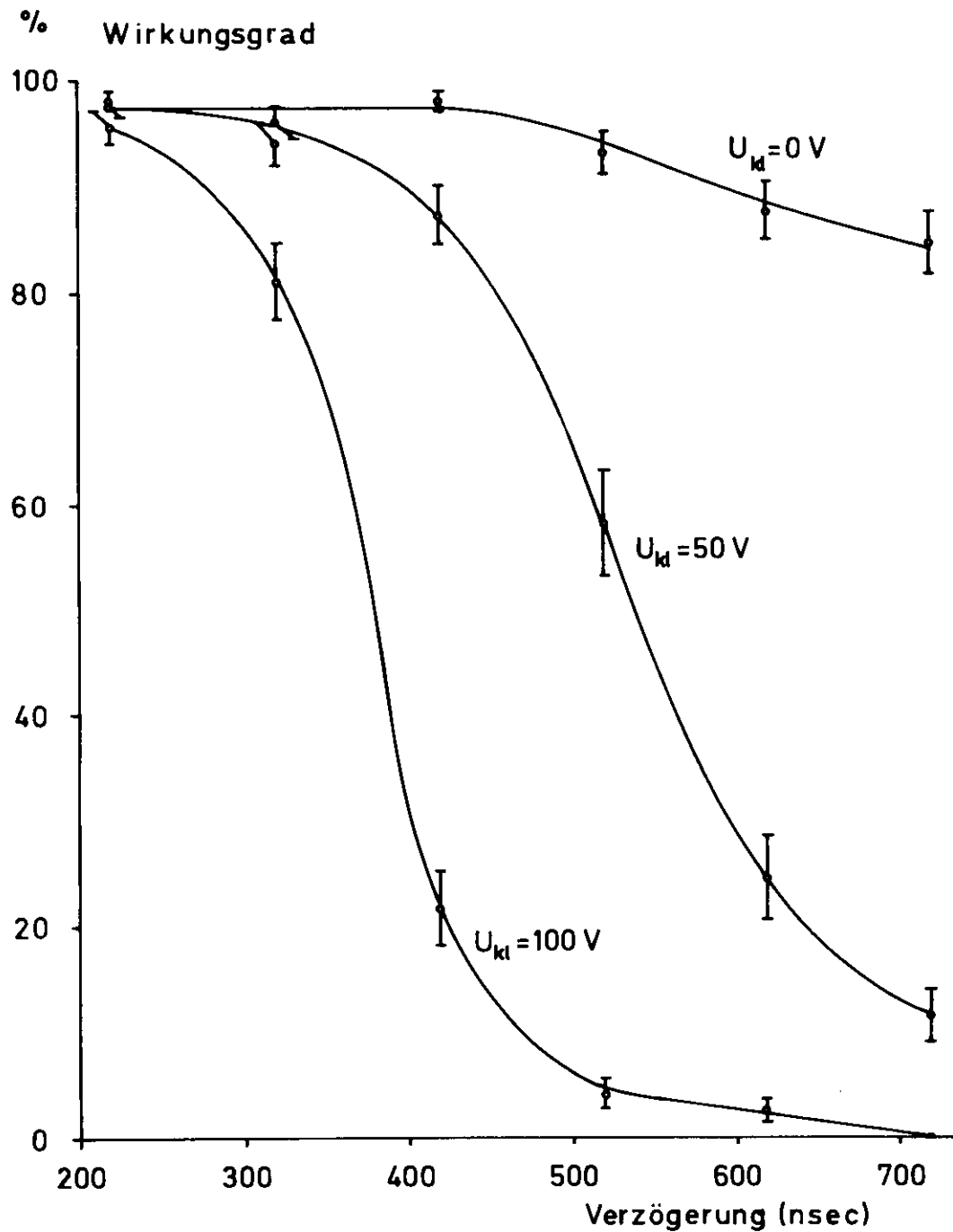


Abb. 14. Wirkungsgrad als Funktion der Verzögerungszeit zwischen Teilchendurchgang und Funkendurchbruch. Als Parameter ist die Klärspannung angegeben.

4. Theorie der Elektron-Photon-Schauer

Um quantitative Aussagen über das Verhalten der Funkenkammern gegenüber Schauern machen zu können, soll ein Vergleich der Messungen mit theoretischen Schauerdaten vorgenommen werden. Deshalb wird ein kurzer theoretischer Abschnitt eingefügt.

4.1. Allgemeine qualitative Diskussion

Die Entwicklung eines Elektron-Photon-Schauers ist ein sehr komplexer Prozeß, bei dem eine größere Zahl von Einzelvorgängen eine Rolle spielen, die hier kurz aufgeführt werden sollen:

Die Elektronen erleiden Bremsstrahlung, Möllerstreuung, Vielfachstreuung und Ionisationsverluste, die Photonen Paarerzeugung, Comptonstreuung und Photoeffekt.

Bei hohen Energien bewirken Bremsstrahlung und Paarerzeugung das schnelle Anwachsen der Teilchenzahl mit der Schauertiefe, die in Strahlungslängen X_0 gemessen wird. Nachdem das Schauermaximum erreicht ist, nimmt die Teilchenzahl näherungsweise exponentiell ab. Dabei haben die Ionisationsverluste der Elektronen eine gewisse Bedeutung, entscheidend sind aber Comptonstreuung und Photoeffekt der Photonen. Im Schauermaximum ist nämlich die Zahl der Photonen viel größer als die der Elektronen, so daß die Photonen mit dem geringsten totalen Wirkungsquerschnitt für das Abklingen der Teilchenzahl entscheidend sind. Die Vielfachstreuung der Elektronen schließlich stellt den Hauptgrund für die Lateralentwicklung des Schauers dar.

4.2. Numerische Theorie

4.2.1. Methode

Die numerische Theorie basiert auf Monte-Carlo-Rechnungen. Diese Methode wurde zuerst von Wilson (14) auf Schauerberechnungen angewendet:

Eine größere Zahl von Schauern wird simuliert und daraus ein mittleres Verhalten abgeleitet. Den absorbierenden Block denkt man sich zu diesem Zweck in Schichten von 1/100 bis 1/1.000 Strahlungslängen aufgegliedert. An jeder Schichtgrenze entscheiden Zufallszahlen und die Wirkungsquerschnitte für die möglichen Prozesse über das weitere Schicksal eines jeden Teilchens, nämlich, ob ein Prozeß stattfinden soll und wenn ja, welcher. Es wird festgelegt, wie sich die Energien bei Konversions- und Streuprozessen verteilen. Für die Elektronen wird ein Vielfachstreuungswinkel errechnet und der Energieverlust in Abzug gebracht. Teilchen unterhalb einer bestimmten Energie E (Abschneideenergie) scheiden aus der Betrachtung aus. An jeder Schichtgrenze werden Energie, Koordinaten und Richtungskosinus aller Teilchen registriert. Diese Daten dienen als Grundlage für statistische Untersuchungen.

Rechnungen dieser Art sind in den letzten Jahren für verschiedene Primärenergien im GeV-Bereich und für Blei als Absorptionsmaterial durchgeführt worden, und zwar von Nagel (10) für 1 GeV, von Burfeind (2) für 3 GeV und von Völkel (13) für 6 GeV. Als kleinste Abschneideenergie für die Elektronen wird von allen drei Autoren $E = 1,5$ MeV gewählt. Die Ergebnisse für Elektronen als Primärteilchen werden im nächsten Abschnitt zusammenfassend behandelt. Dabei gilt stets $E = 1,5$ MeV.

Die Auswahl der Ergebnisse wurde im Hinblick auf zwei spätere Anwendungen getroffen:

- a) Vergleich mit den Schauermessungen, die zum Test der Funkenkammern gemacht wurden (Kapitel 5).
- b) Geometrische Auslegung des Spektrometers (Kapitel 6).

4.2.2. Ergebnisse

a) Integrale Spektren

Die mittlere Elektronenzahl $\Pi(t, E_0)$ in Abhängigkeit von der Schauertiefe t (integrale Spektren) ist in Abb. 15 wiedergegeben.

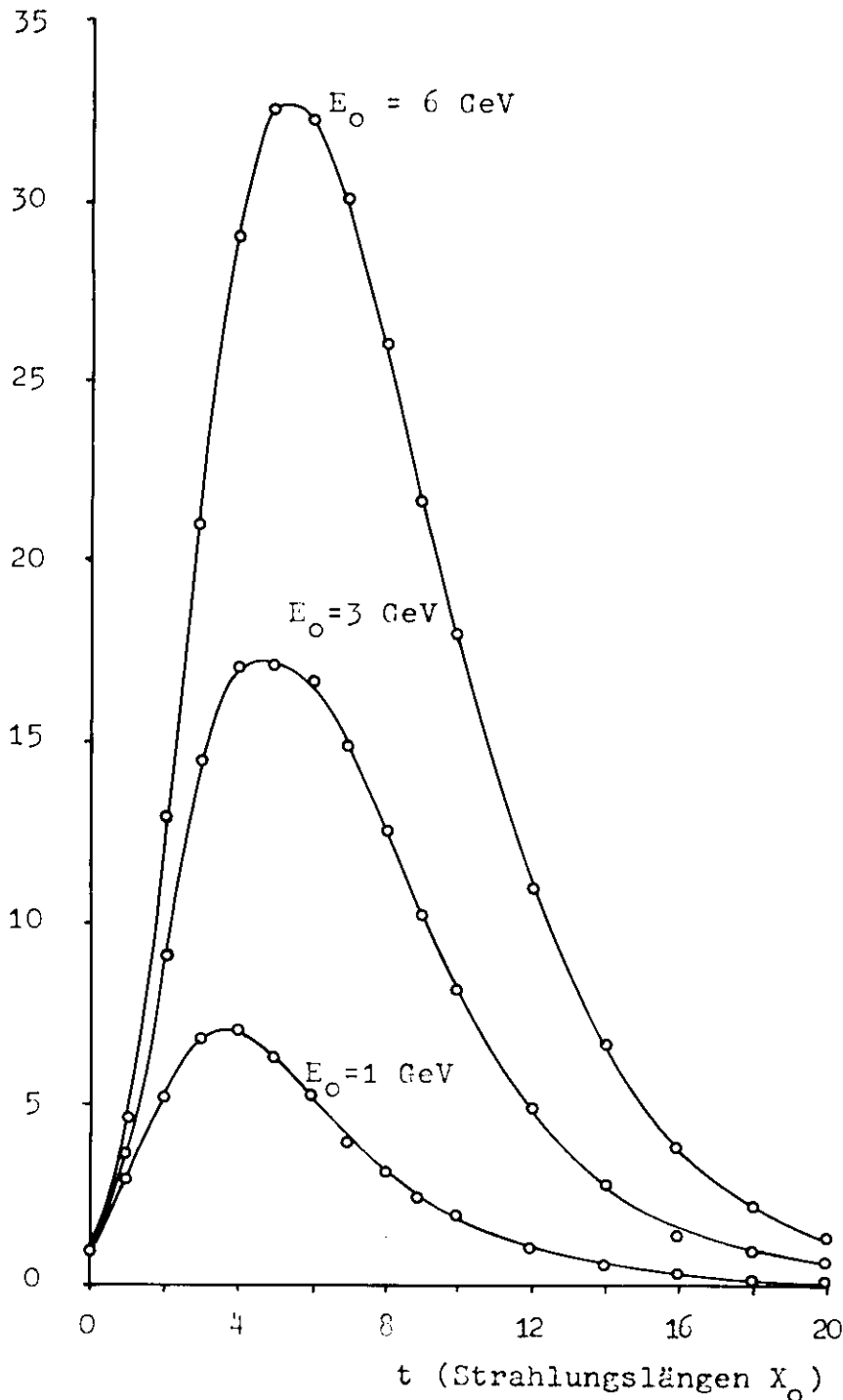


Abb. 15 Integrale Spektren bei primärem Elektron nach Nagel ($E_0 = 1$ GeV), Durfeind ($E_0 = 3$ GeV) und Völkel ($E_0 = 6$ GeV), $E = 1,5$ MeV

Besonders wichtig ist das Maximum der Teilchenzahl für die Anwendung, weil man nur eine begrenzte Zahl von Elektronen mit einer Funkenkammer nachweisen kann. Die Maximumtiefe für die verschiedenen Primärenergien E_0 hängt nicht sehr stark von E_0 ab. Daher ist der Bereich, in dem die maximale Elektronenzahl zu erwarten ist, nur wenige Strahlungslängen breit.

β) Winkelverteilungen

In den Abbildungen 16 und 17 sind die Winkelverteilungen der Elektronen für zwei verschiedene Schauertiefen dargestellt: einmal in geringer Tiefe (3 Strahlungslängen), das andere Mal in großer Tiefe (15 Strahlungslängen).

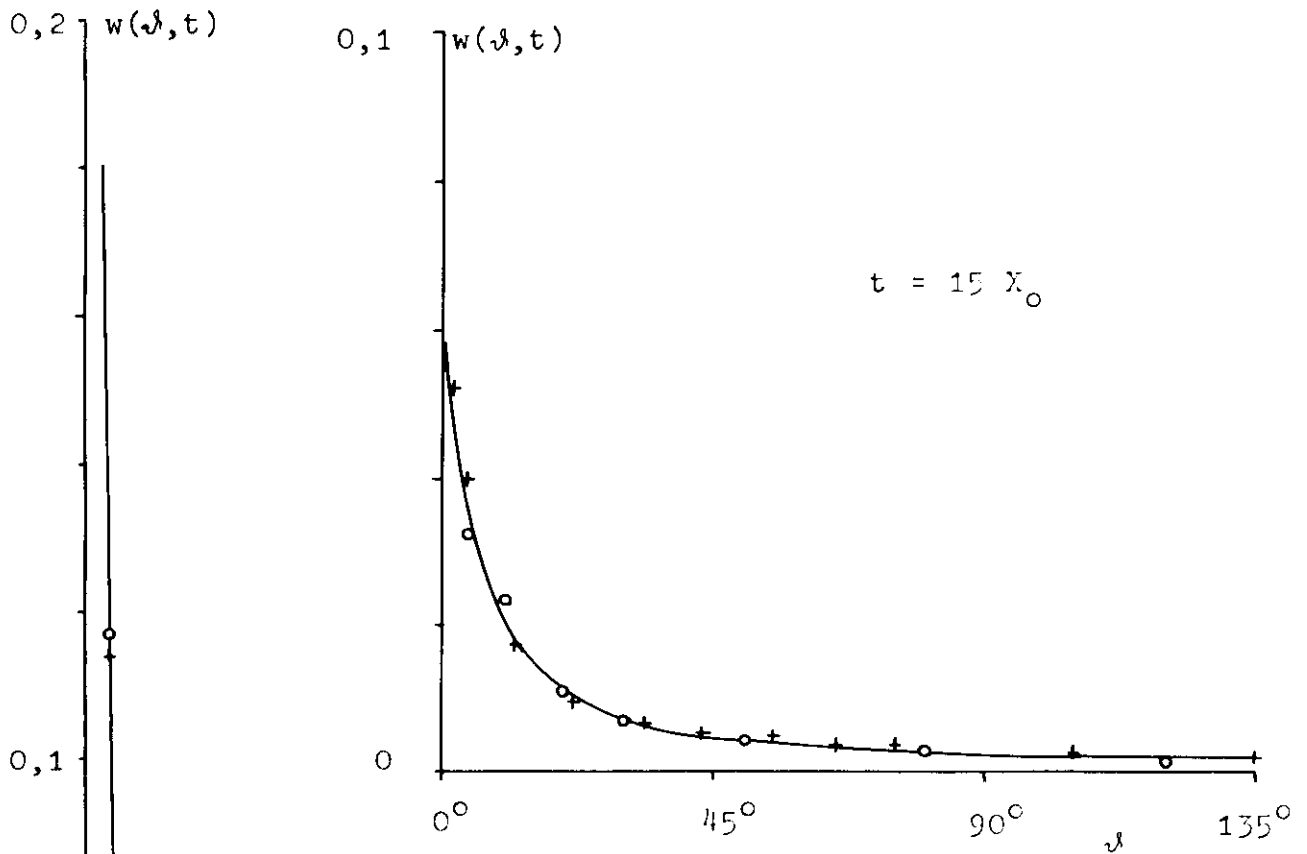


Abb. 17 Winkelverteilung der Elektronen für eine Schauertiefe von 15 Strahlungslängen,
 $\circ E_0 = 3 \text{ GeV}$ (Burfeind), $+ E_0 = 6 \text{ GeV}$ (Völkel)

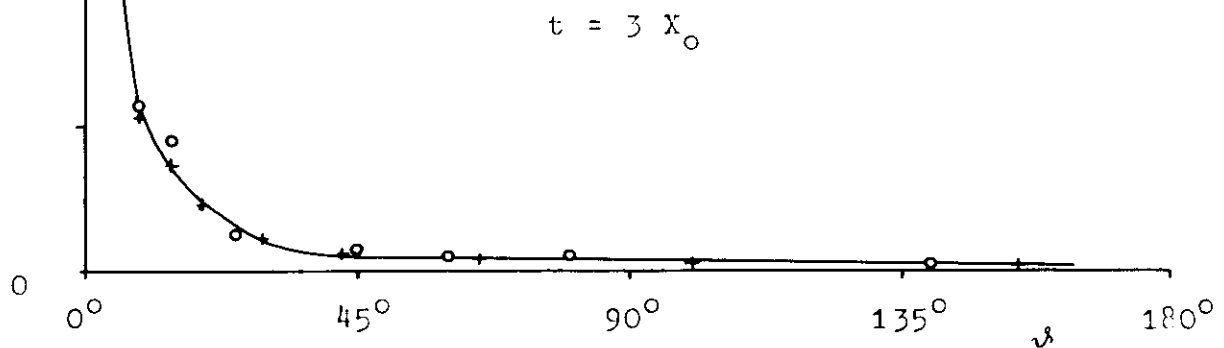


Abb. 16 Winkelverteilung der Elektronen für eine Schauertiefe von 3 Strahlungslängen, $\circ E_0 = 3 \text{ GeV}$ (Burfeind), $+ E_0 = 6 \text{ GeV}$ (Völkel)

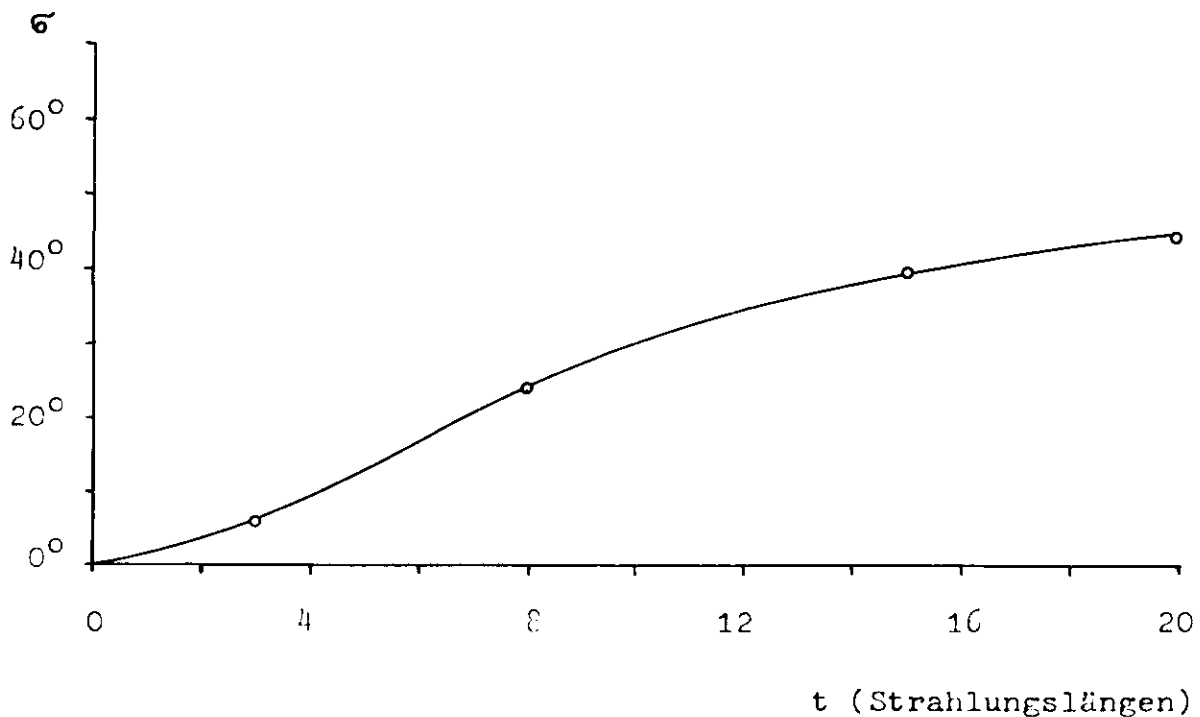


Abb. 18 Mittlerer Öffnungswinkel eines Schauers als Funktion der Tiefe

Es sind Ergebnisse für 3 und 6 GeV vorhanden. Die Kurven sind Wahrscheinlichkeitsverteilungen (auf ein Elektron normiert). Sie hängen wenig von der Primärenergie E_0 ab.

Als mittlerer Öffnungswinkel σ des Schauers sei derjenige Winkel definiert, der die Hälfte aller Elektronen einschließt. Durch numerische Integration der Verteilungen findet man, daß $\sigma \approx 6^\circ$ für $t = 3 X_0$ und $\sigma \approx 40^\circ$ für $t = 15 X_0$. Mit zwei weiteren solchen Integrationen bei $t = 8 X_0$ und $t = 20 X_0$ erhält man σ als Funktion der Tiefe t .

γ) Energie-Weg-Abhängigkeit

Das Integral der Elektronenzahl Π nach der Schauertiefe $\int_0^\infty \Pi dt$ wird als auf die Schauerachse projizierter Elektronenweg oder kurz als Elektronenweg P bezeichnet.

Nagel findet für $E_0 \leq 1000$ MeV $P(E_0, E)$ zu E_0 proportional:

$$(4.1) \quad P(E_0, E) = E_0 / V(E)$$

mit

$$(4.2) \quad V(E) = 2E + 15,5 \quad (\text{MeV/Strahlungslänge})$$

E ist die Abschneideenergie. Die Gleichung (4.2) zeigt, daß die Abhängigkeit des Elektronenweges von E mit abnehmendem E geringer wird.

Zu Gleichung (4.1) muß gesagt werden, daß Nagel auch Berechnungen für Primärenergien von 100, 200 und 400 MeV gemacht hat. Erst durch einen Vergleich der Ergebnisse war es natürlich möglich, die Formeln (4.1) und (4.2) anzugeben.

Bei Völkel ($E_0 = 6000$ MeV) und Burfeind ($E_0 = 3000$ MeV) werden über $P(E_0, E)$ leider keine Angaben gemacht, so daß ein Vergleich nicht möglich ist.

In den Anwendungen dieser Arbeit wird die Formel (4.1) mit $E = 1,5$ MeV auch für höhere Energien E_0 als 1000 MeV verwendet:

$$(4.3) \quad P(E_0) = E_0 / 18,5$$

(P in Strahlungslängen, E_0 in MeV)

δ) Statistische Schwankungen

Die Gleichung (4.3) ist ein Mittelwert für P . Bei fester Primärenergie E_0 zeigen die Werte eine Verteilung um den Mittelwert mit einer Halbwertsbreite von

$$(4.4) \quad \Delta P(E_0) = 0,35 \cdot E_0^{1/2}$$

Mit (4.3) erhält man dann die relative Halbwertsbreite

$$(4.5) \quad \frac{\Delta P}{P} = \frac{6,5}{E_0^{1/2}}$$

Wählt man als Primärenergie $E_0 = 3$ GeV, so ist nach (4.3) $P = 162$ Strahlungslängen, nach (4.4) $\Delta P = 19,2$ Strahlungslängen und die relative Halbwertsbreite $\Delta P / P = 12 \%$.

Wie wirken sich diese statistischen Schwankungen bei den Messungen aus?

Bei der praktischen Bestimmung von P wird man in diskreten Schritten Δt_i der Schauertiefe die Zahl der Elektronen Π_i registrieren und diese mit der Schrittweite (Plattendicke) belegen:

$$P = \sum_{i=1}^n \Pi_i \Delta t_i$$

Bei konstanter Plattendicke $\Delta t_i = \Delta t$ ist $P = \Delta t \cdot \sum_{i=1}^n \Pi_i$

Nagel untersucht in seiner Arbeit die Frage, wie die Verteilung $P(E_0)$ von Δt abhängt und wie sich die Halbwertsbreite $\Delta P/P$ mit Δt ändert, Er findet für $\Delta t = 1 X_0$

$$(4.6) \quad \frac{\Delta P}{P} = \frac{13}{E_0^{1/2}}$$

5. Test mit Schauern =====

Bisher wurde nur untersucht, wie man einzelne geladene Teilchen optimal nachweisen kann. Nun soll geprüft werden, wie die Funkenkammer sich bei gleichzeitigem Durchtritt mehrerer Elektronen verhält. Man erzeugt sie sehr einfach durch Elektron-Photon-Schauer.

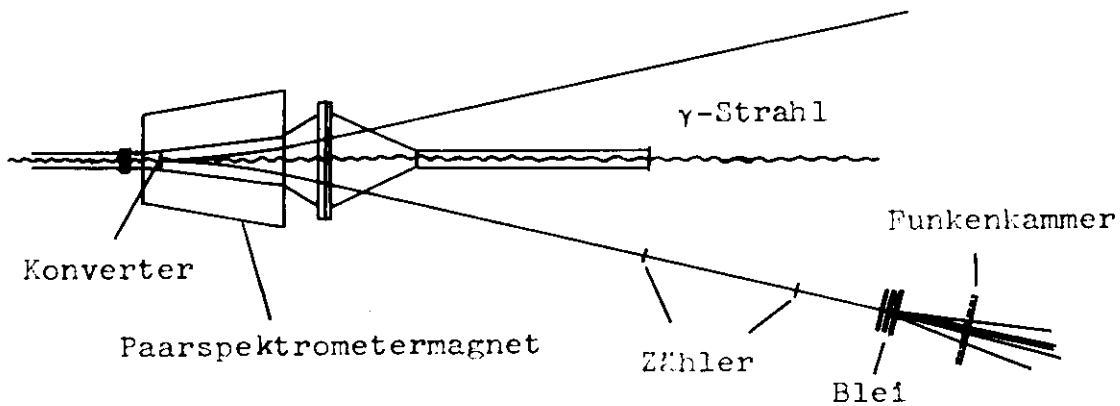


Abb. 19 Versuchsaufbau am Paarspektrometer

5.1. Versuchsaufbau

Elektronen definierter Energie und Richtung wurden im DESY-Paarspektrometer erzeugt: Im 6 GeV-Elektronen-Synchrotron schießt man Elektronen auf ein Target. Es entsteht Bremsstrahlung. Die Quanten treffen auf einen Konverter von 50 μm Gold, der sich im Magnetfeld des Paarspektrometers befindet, und werden teilweise konvertiert, die Elektronen und Positronen im Magnetfeld abgelenkt (Abb. 19). Die Feldstärke

beträgt bei dem maximalen verwendeten Strom von 1500 A 20,7 kV, die integrierte Feldlänge 1,62 m (15). Zum Triggern der Funkenkammern dienten zwei Szintillationszähler mit einer Breite von 4 cm und einer Höhe von 15 cm. Sie waren so aufgestellt, daß sie auf Elektronen ansprachen, die um 13° abgelenkt wurden. Die Abstände vom Konverter betragen

- 6,5 m für den ersten Zähler,
- 8,5 m für den zweiten Zähler,
- 11 m für die Funkenkammer.

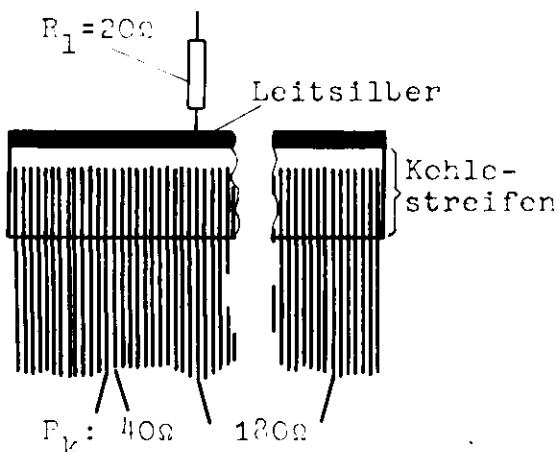
Der mittlere Abstand der Bleiplatten von der Funkenkammer wurde zwischen 40 und 100 cm variiert.

Zur Erzeugung der Schauer wurden Platten aus Antimon-Blei benutzt (90 % Blei, 10 % Antimon). Diese Legierung hat einen größeren Härtegrad als Blei und läßt sich besser bearbeiten. Die Strahlungslänge wurde zu 0,56 cm ermittelt (reines Blei: 0,51 cm).

Die Primärenergie E_0 der Elektronen, auf die die Zweifachkoinzidenz anspricht, hängt bei fester Geometrie nur vom Paarspektrometerstrom ab und ist diesem in erster Näherung proportional. Zur Änderung von E_0 wurde der Strom geändert.

5.2. Testverfahren

5.2.1. Spezielle Hochspannungsborde



Das Verhalten gegen Schauer wurde mit drei Kammern getestet, die verschiedene Hochspannungsborde hatten:

- a) Die Kammer 1 wurde über $R_1 = 20\Omega$ aufgeladen, die Einzeldrähte waren durch einen homogenen Kohlestreifen gekoppelt.

Abb. 20 Hochspannungsbord
Kammer 1

Der Widerstand zwischen benachbarten Drähten betrug 40Ω , zwischen Drähten größeren Abstands 180Ω (in Abb. 20 skizziert).

b) Bei Kammer 2 sind am Hochspannungsbord je acht Drähte galvanisch gekoppelt und werden über einen Widerstand $R_k = 1,8 \text{ k}\Omega$ gepulst. Der effektive Ladewiderstand ist etwa 30Ω (Schaltung in Abb. 1 skizziert).

c) Für Kammer 3 wurden einzelne Koppelwiderstand verwendet: $R_k = 1 \text{ k}\Omega$. Der Ladewiderstand betrug $R_l = 25 \Omega$.

Alle Kammern wurden mit Exponentialimpulsen von $\tau = 100 \text{ nsec}$ Breite getriggert, entsprechend den günstigsten Arbeitsbedingungen für $R_k = 100 \Omega$, $R_l = 47 \Omega$, vgl. Abb. 8.

5.2.2. Arbeitspunkt

Für alle Kammern wurden Hochspannungskurven ohne Bleiplatten aufgenommen, um einen Arbeitspunkt zu ermitteln. Der Beginn des Wirkungsgradplateaus wurde als Arbeitspunkt gewählt.

5.3. Meßergebnisse

5.3.1. Hochspannungskurven

Zunächst wurde für jede Kammer eine Hochspannungskurve bei einer Schauertiefe von $4,3$ Strahlungslängen aufgenommen. Die Primärenergie betrug $2,4 \text{ GeV}$ bei den Messungen mit Kammer 1 und $4,5 \text{ GeV}$ bei den gemeinsamen Messungen mit den anderen Kammern. Die bei einem Ereignis registrierte Funkenzahl wurde in Klassen zu je zwei eingeordnet. Abbildung 21 zeigt die relative Häufigkeit der Klassen über der Hochspannung für Kammer 1. Die Häufigkeit ist auf die Zahl der Primärelektronen bezogen. Es gibt einen Bereich von 300 V Breite, in dem sich die Verteilung nur sehr geringfügig ändert. Entsprechend beobachtet man ein Plateau der mittleren Funkenzahl über der Hochspannung (Abb. 22). In

Klassifizierte Häufigkeitsverteilung der Funken

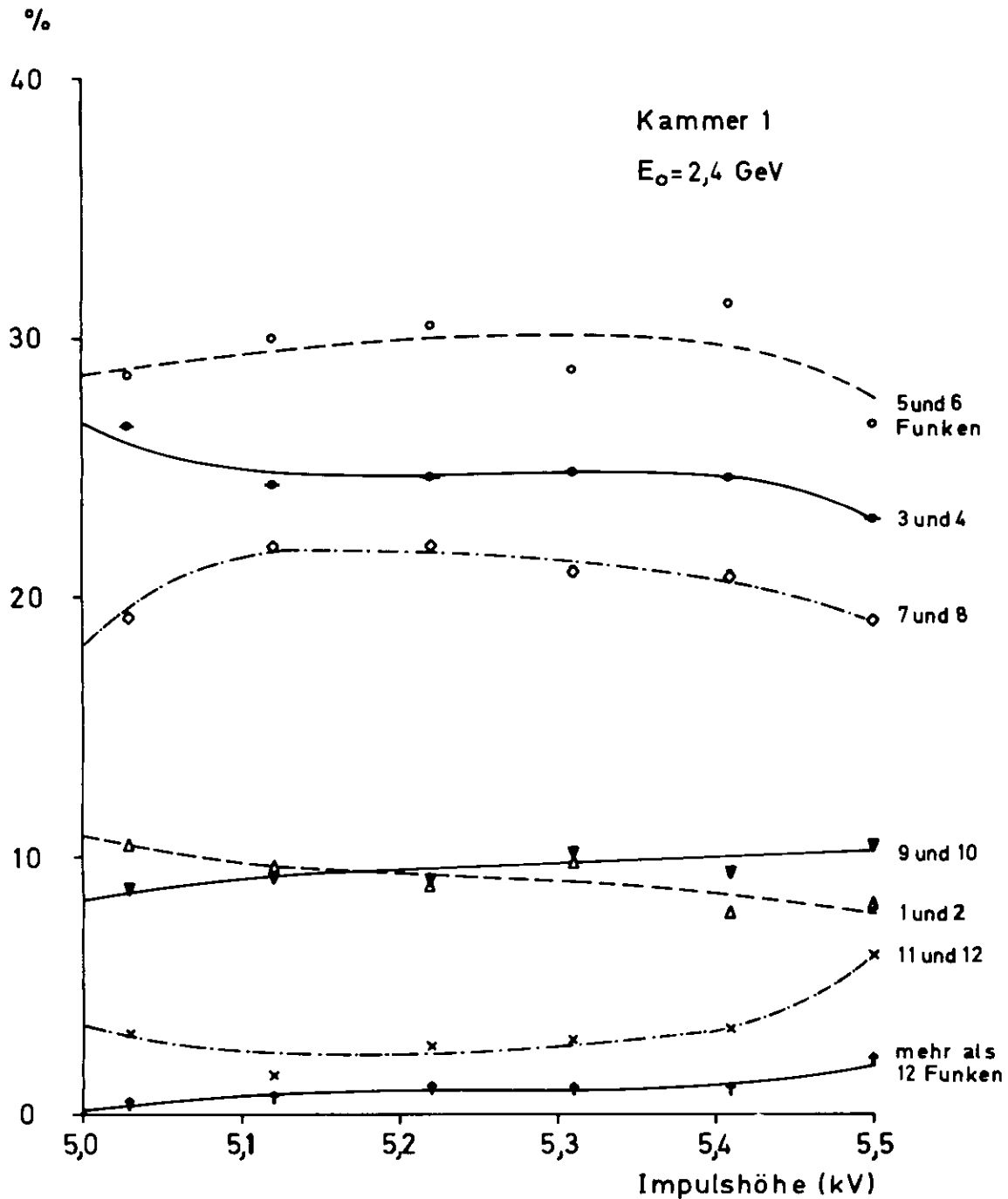


Abb. 21. Klassifizierte Häufigkeitsverteilung der Funken in Abhängigkeit von der Höhe des Hochspannungsimpulses bei $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$, $t = 4,5$ Strahlungslängen und etwa 1 m Abstand zwischen den Bleiplatten und der Funkenkammer.

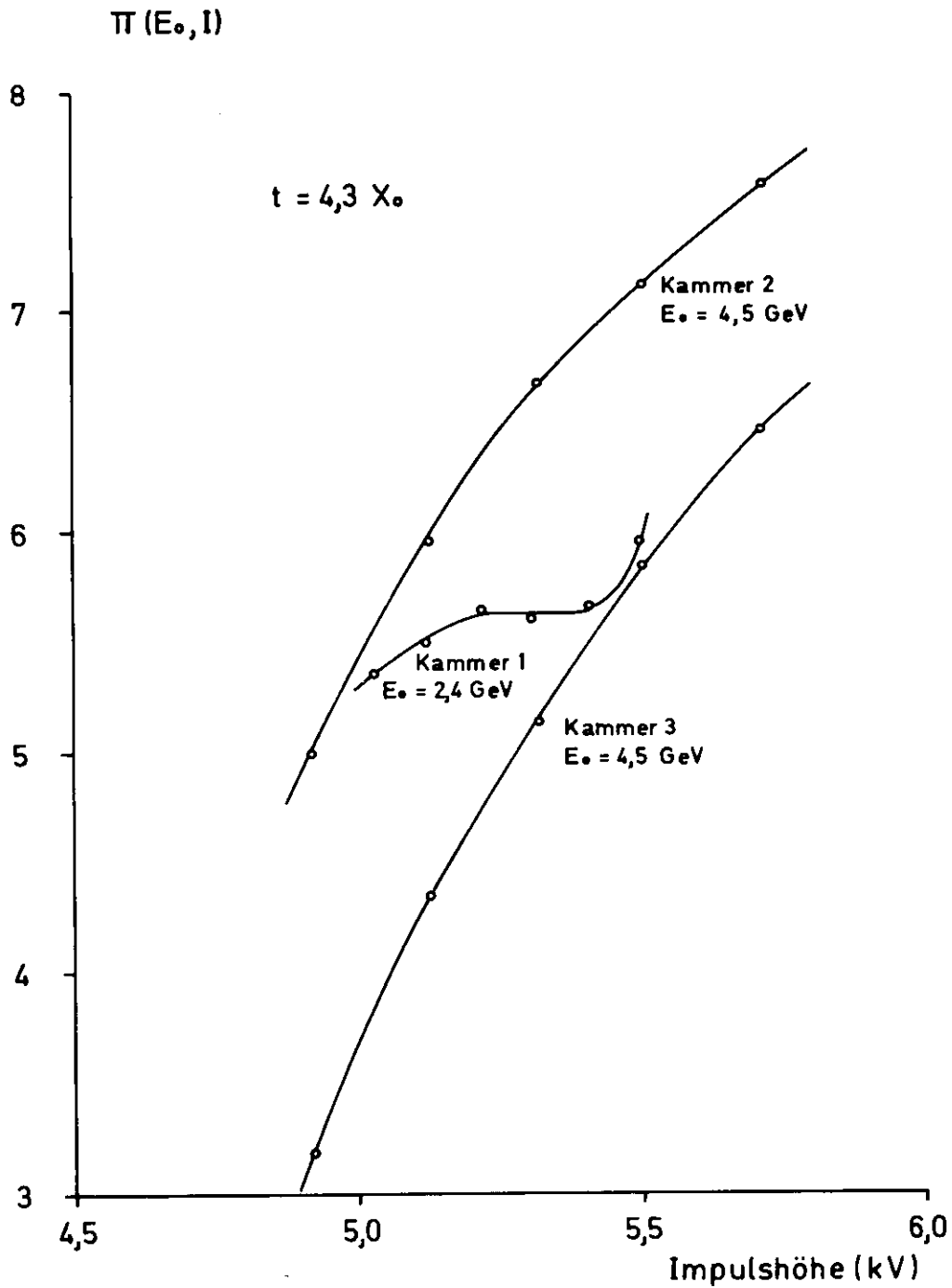


Abb. 22. Mittlere Funkenzahl in Abhängigkeit von der Höhe des Hochspannungsimpulses mit drei verschiedenen Funkenkammern gemessen.

dieser Abbildung sieht man auch die Abhängigkeit der mittleren Funkenzahl von der Hochspannung für die zwei anderen Kammern. Hier hat man keinen Bereich konstanter mittlerer Funkenzahl. Auch zeigen die Funkenklassen kein Plateau über der Hochspannung (nicht dargestellt). Die Kammer 1 hat also offenbar das günstigste physikalische Nachweisverhalten.

5.3.2. Nachweis von Schauerteilchen

Für Kammer 2 wurde die Ansprechhäufigkeit der Magnetkerne bei einer Reihe von Messungen registriert. Nimmt man einen konstanten Funkendurchmesser entlang der ganzen ausgelesenen Koordinate an, so läßt sich die mittlere Funkenzahl pro Länge berechnen. Man erhält für $E_0 = 3$ GeV und $t = 4,3$ Strahlungslängen die in Abbildung 23 wiedergegebene Verteilung. Die obere Fehlergrenze entspricht dem minimalen Funkendurchmesser 1 mm, die untere 2 mm. Der Abstand der Bleiplatten von den Funkenkammern betrug 40 cm.

Für Schauer der Primärenergien 1 GeV, 2,4 GeV und 3 GeV wurden die Häufigkeitsverteilungen der Funkenzahlen für verschiedene Schauertiefen gemessen. In Abb. 24 sind die Häufigkeitsverteilungen für die Maximumtiefe t_{\max} und für $2 t_{\max}$ dargestellt, wie sie bei $E_0 = 2,4$ GeV mit Kammer 1 und bei $E_0 = 3$ GeV mit den Kammern 2 und 3 gemessen wurden. Kammer 1 zeigt im Schauermaximum die breiteste Verteilung. Die Verteilungen für Kammer 2 sind gegenüber denen von Kammer 3 zu größeren Funkenzahlen verschoben.

Aus den Häufigkeitsverteilungen kann man leicht die mittlere Funkenzahl berechnen. Die Abbildungen 25 und 26 zeigen diese Größe über der Schauertiefe für die drei beschriebenen Kammern. Mit Kammer 1 wurden nur Messungen bei $E_0 = 2,4$ GeV gemacht, mit den anderen Kammern bei 1 und 3 GeV. Zu Vergleichszwecken sind die Messungen mit Kammer 1 auf 3 GeV korrigiert worden. Die Deviationen, die an einigen Meßpunkten angetragen sind, reichen bis zu Teilchenzahlen, die halb so wahrscheinlich sind wie die Mittelwerte.

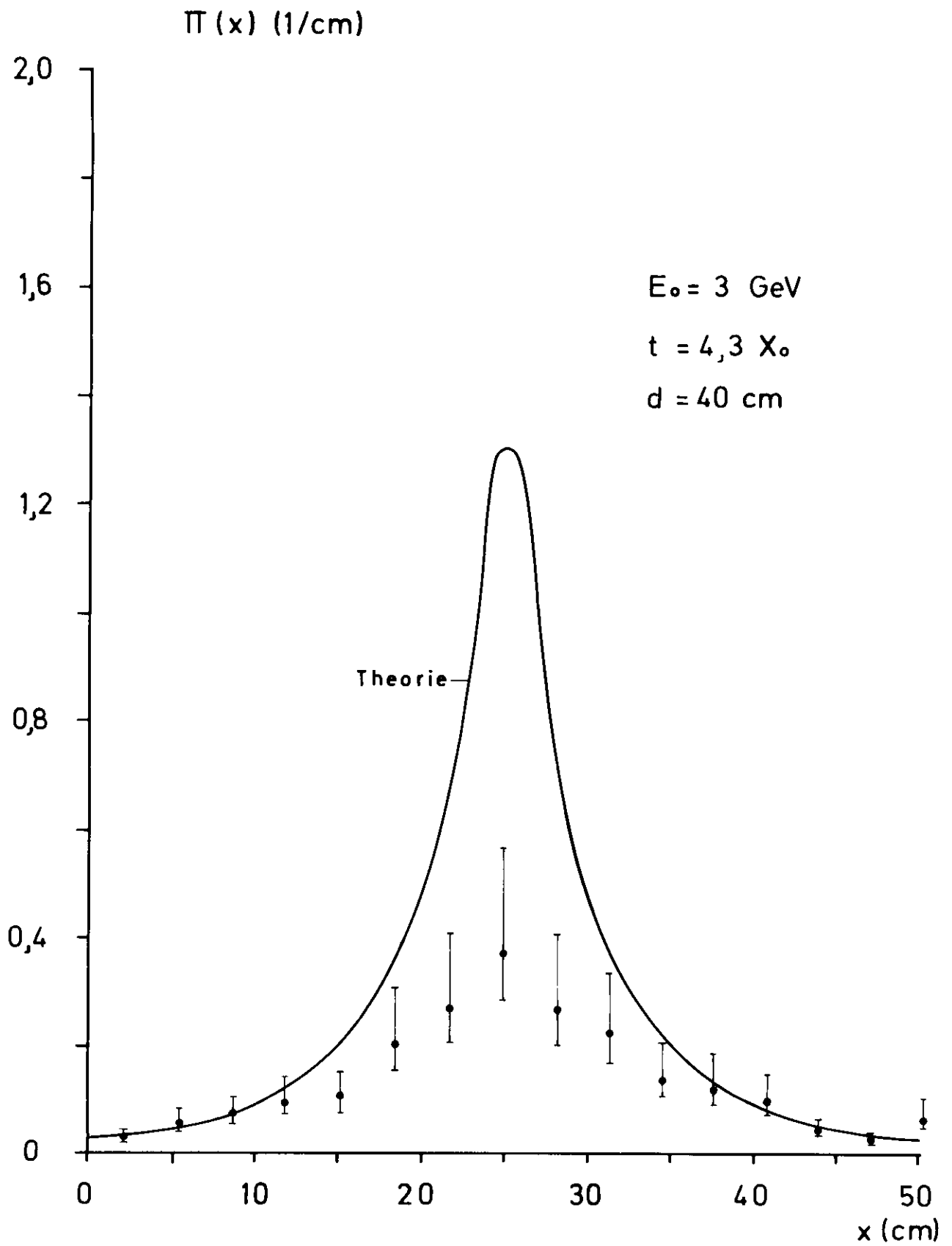


Abb. 23. Verteilung der Funken über einer Koordinate der Funkenkammer und theoretischer Erwartungswert dieser Größe.

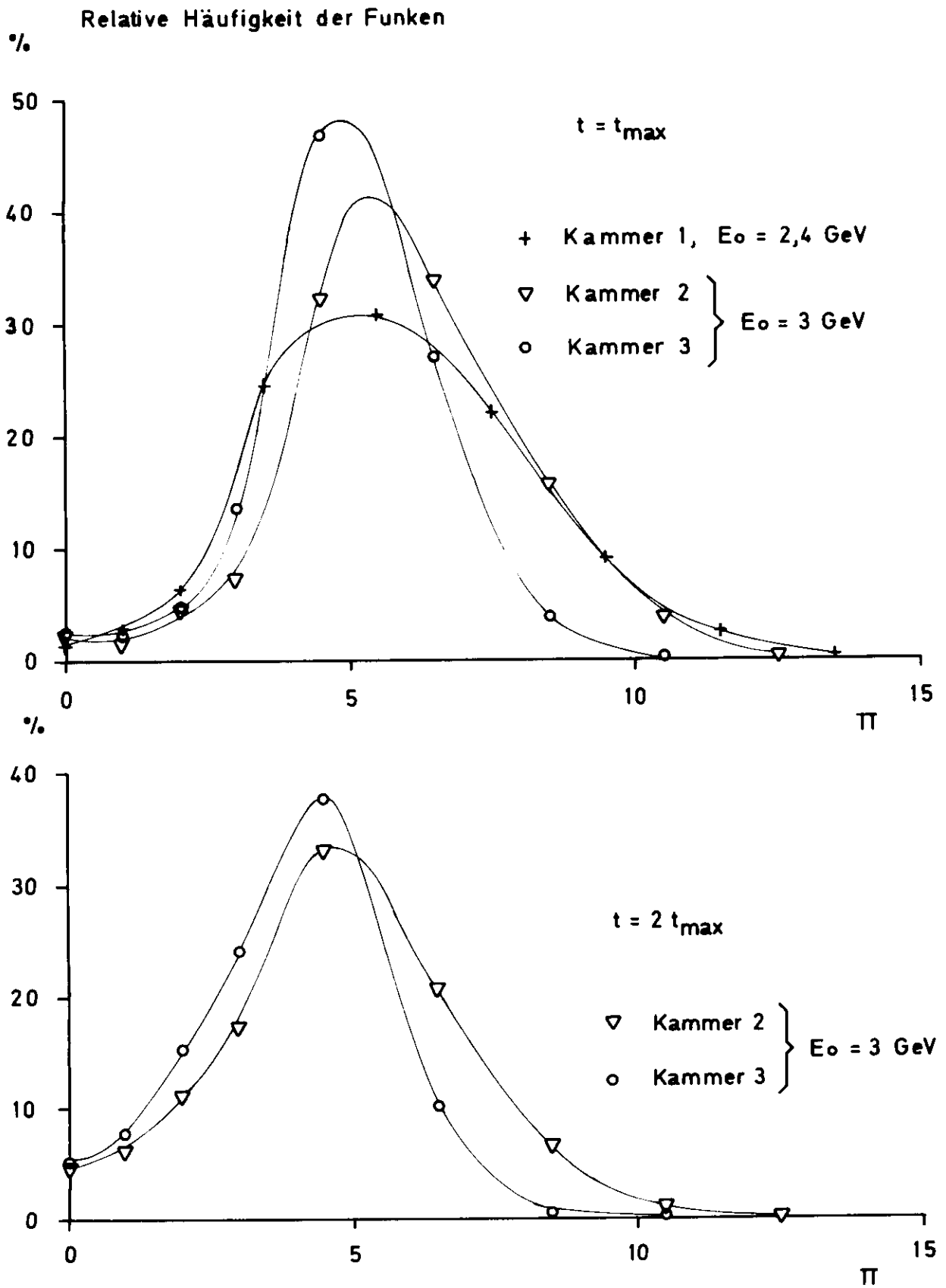


Abb. 24. Relative Häufigkeit der Funken bei $E_0 = 2,4$ GeV (Kammer 1) und $E_0 = 3$ GeV (Kammer 2 und 3) im Schauermaximum t_{\max} und bei $2 t_{\max}$. Der Abstand zwischen den Funkenkammern und den Konverterplatten betrug 1 m.

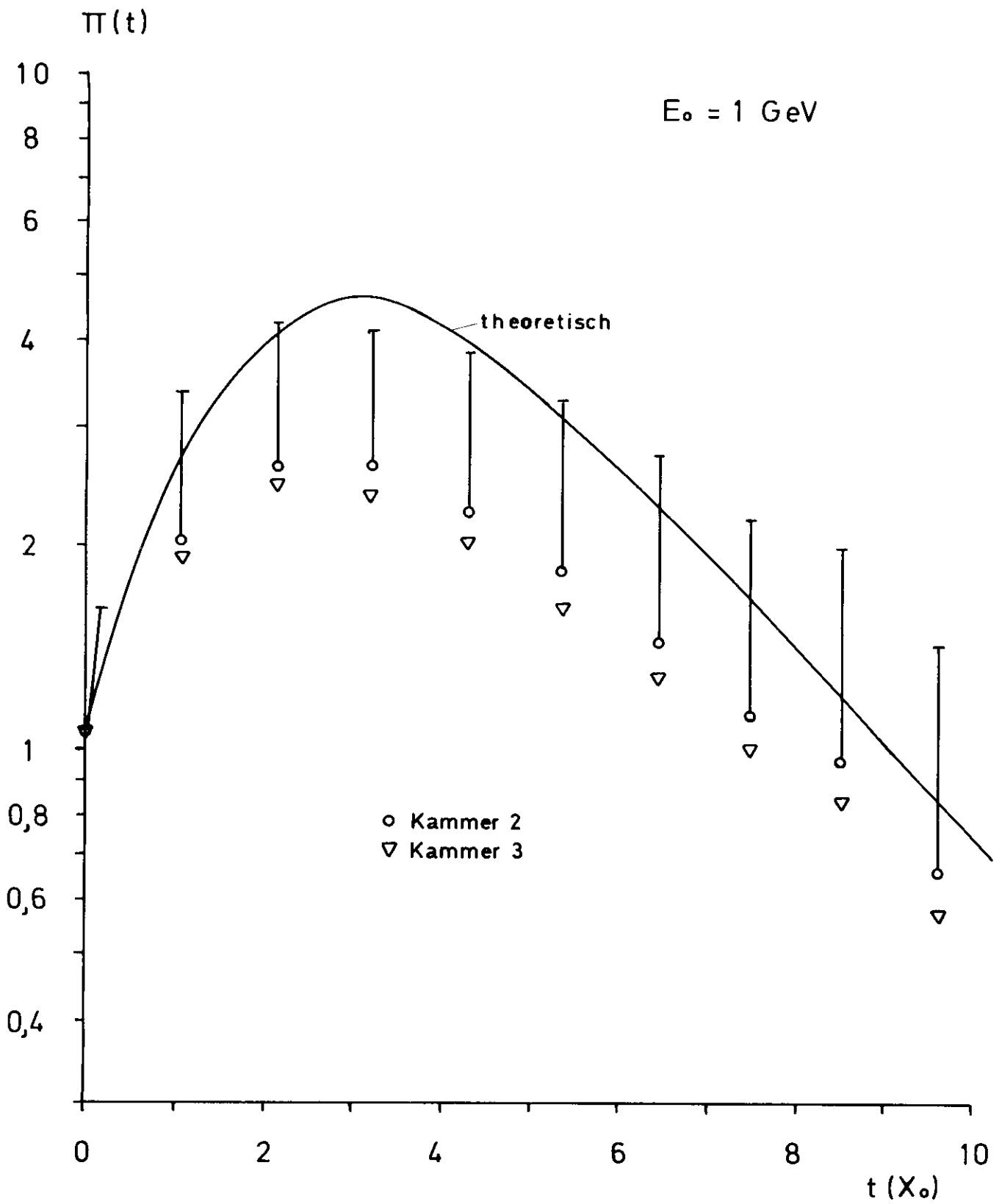


Abb. 25. Mittlere Funkenzahl bei $E_0 = 1 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit von der Schauertiefe t , integrale Elektronenspektren für $E_0 = 1 \text{ GeV}$ nach Nagel

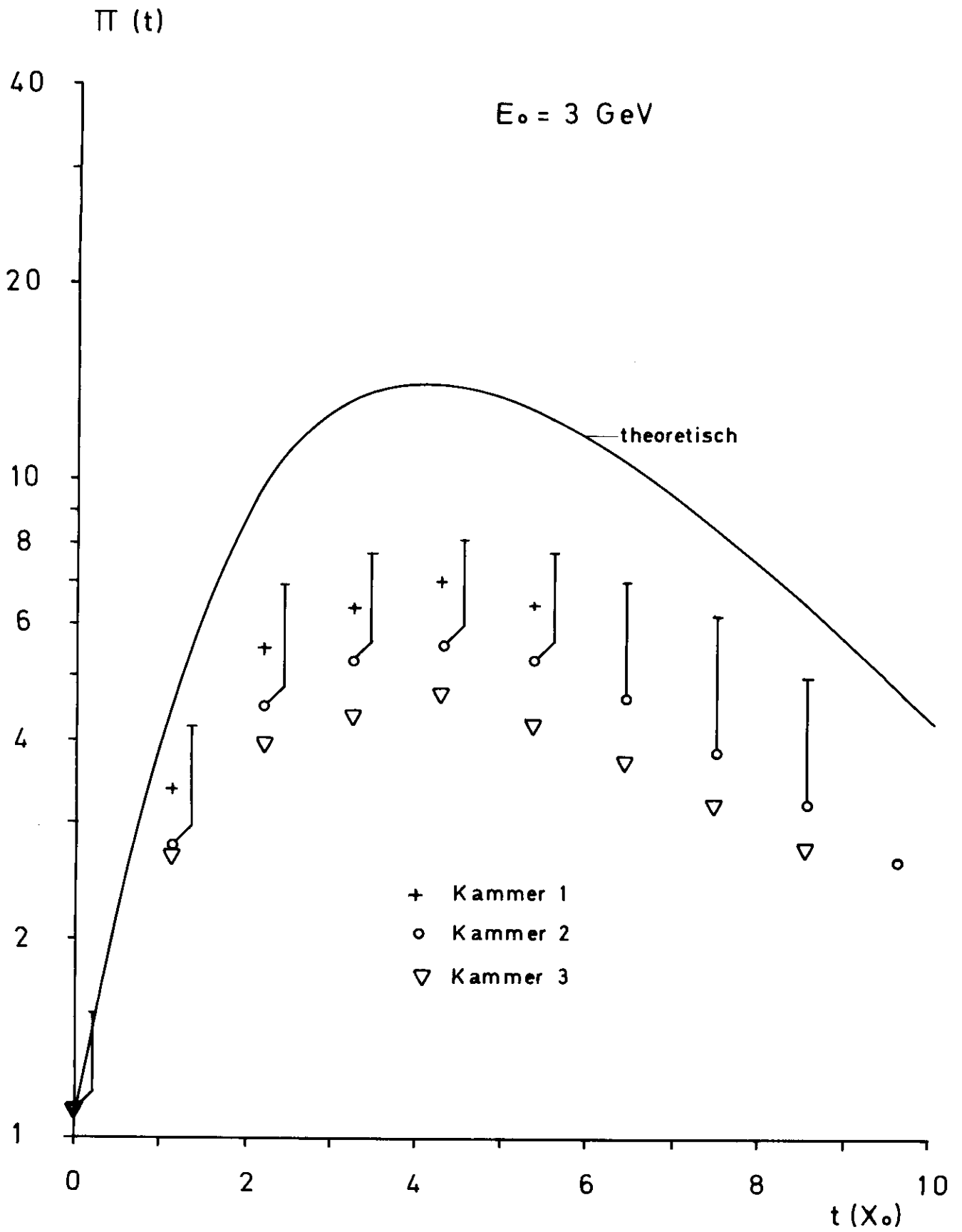


Abb. 26. Mittlere Funkenzahl bei $E_0 = 3 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit von der Schauertiefe t , integrale Elektronenspektren für $E_0 = 3 \text{ GeV}$ nach Burfeind

5.4. Diskussion der Ergebnisse

5.4.1. Korrekturen

In den Abbildungen 23, 25 und 26 sind neben den Meßergebnissen die theoretischen Erwartungswerte dargestellt, wie sie die numerische Schauertheorie (4.2.3.) voraussagt.

Die lineare Verteilung der Elektronen in Abbildung 23 ist nach dem Programm von U. Völkel (13) berechnet. Die Ergebnisse sind auf die endliche kleine Zählerbreite von 4 cm korrigiert. Für diese Korrektur wurden drei identische Verteilungen, die sukzessive um 1 cm verschoben waren, überlagert und die entstehende Verteilung normiert. Die theoretischen Kurven in den Abbildungen 25 und 26 sind auf geometrische Verluste korrigiert, wie sie durch den Versuchsaufbau zu erwarten sind. Zur Berechnung dieser Verluste wurden die Winkelverteilungen benutzt, die man aus der numerischen Schauertheorie erhält (4.2.3.).

5.4.2. Vergleich mit der Schauertheorie

Man sieht in Abbildung 23, daß die Meßergebnisse der linearen Funkenverteilung im Maximum unter dem theoretischen Erwartungswert bleiben. Das Auflösungsvermögen der Funkenkammern reicht nicht aus, um die Elektronendichte an der Schauerachse aufzulösen. Für das bei Kammer 2 beobachtete Verhalten gegenüber Schauern lassen sich zwei Gründe angeben:

a) Der Hochspannungspulser hat nur einen endlich kleinen Entladungswiderstand R_p von etwa 10Ω . Dieser Widerstand bestimmt zusammen mit dem Kondensator C_p die Breite des Hochspannungsimpulses $\tau = 100 \text{ nsec}$. Die Messungen mit den Kammern 2 und 3 wurden gemeinsam ausgeführt. Die zwei Kammern belasten den Impulsgenerator desto mehr, je mehr Funken sich entwickeln. Hier ist die mittlere Funkenzahl 7,0. Dies führt, wie man leicht abschätzen kann, zu einer Impedanz von 70Ω , die zu den 10Ω des Pulsers parallel liegen. Während des Funkendurchbruchs hat man daher mit einer effektiven Verringerung der Impulsbreite um 12 % zu rechnen. Nimmt man eine 12 %ige Verringerung des

Spannungsstoßes an der Funkenkammer an, so führt dies zu einer Minderung der Nachweiswahrscheinlichkeit w für einzelne Elektronen von ursprünglich 1,0 auf 0,7. Dieser Wert für den Wirkungsgrad ist aus der entsprechenden Hochspannungskurve für Einzelteilchen-Nachweis bei einer Spannung entnommen, die 12 % unter der Arbeitsspannung liegt. Hier ist der Spannungsstoß um 12 % geringer als im Arbeitspunkt.

b) Die auf der Hochspannungsseite vorhandenen Gruppen von 8 galvanisch gekoppelter Drähten können nur einen oder manchmal zwei Funken speisen. Durch den Widerstand vor diesen Achtergruppen ist die bei einem Impuls maximal gezogene Ladung bestimmt: $Q = U_c \cdot \tau / \Gamma_1 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ Asec}$ (7). Durch diese Ladung können zwei Kerne geklappt werden. Da der Funkendurchmesser ganz überwiegend 2 mm ist, wird im allgemeinen höchstens ein Funke nachgewiesen. Von den nach Abb. 23 im Mittel theoretisch möglichen 1,30 Funken/cm (entsprechend 1,04 Funken/8 mm) kann sich also im Einzelfall höchstens 1 Funke/8 mm ausbilden. Im Durchschnitt führt dies jedoch zu einem geringeren Wert, weil die angegebene Zahl ein Mittelwert ist. Um eine grobe Abschätzung der Verteilung um diesen Mittelwert zu erhalten, werden folgende vereinfachende Annahmen gemacht:

1) Die Wahrscheinlichkeit $W(n)$, daß n Elektronen des Schauers

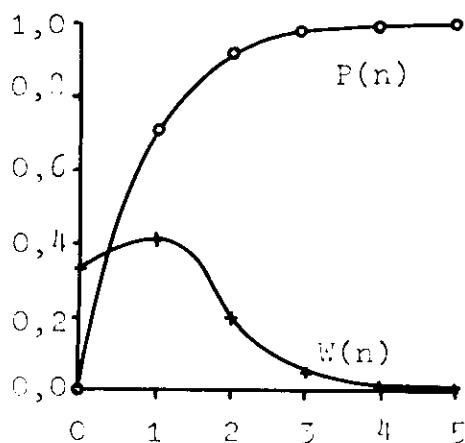


Abb. 27 Zur Sättigung bei Kammer 2

einen 8 mm breiten zentralen Streifen der Funkenkammer treffen, kann durch eine Binomialverteilung wiedergegeben werden:

$$W(n) = \binom{N}{n} p^n (1 - p)^{N-n}$$

2) Es treten nicht mehr als fünf Elektronen durch das besagte Gebiet von 8 mm Breite, d.h. $N = 5$. p ist so zu wählen, daß der Mittelwert $\bar{n} = \sum_{n=0}^N n \cdot W(n)$ etwa den Werte 1,04 annimmt. Mit $p = 0,20$ erhält man $\bar{n} = 1,00$ und die in Abb. 27 dargestellte Verteilung für $W(n)$. Die

Wahrscheinlichkeit, daß kein Elektron die betrachtete Fläche t trifft, ist z.B. $W(0) = 0,33$. Die nachgewiesene Funkenzahl läßt sich durch folgende Formel abschätzen:

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^N W(n) \cdot P(n).$$

Dabei ist $P(n) = 1 - (1 - w)^n$ die Wahrscheinlichkeit, daß von n Elektronen genau eines nachgewiesen wird mit dem in a) gefundenen Wert für w .

Mit $p = 0,2$, $w = 0,7$, $N = 5$ erhält man $\bar{n} = 0,53/8 \text{ mm} = 0,66$ Funken/cm. Dieser Wert liegt nur noch wenig über der oberen Fehlergrenze des Meßwertes. An dieser Abschätzung ändert sich wegen des stark singulären Verhaltens der Winkelverteilung wenig, wenn man auf die ausgelesene Koordinate projiziert anstatt auf die Hochspannungsseite.

Um eine quantitative Erklärung für die Diskrepanz zwischen Theorie und Messung zu erhalten, müßte man weitere Effekte untersuchen, die das Auflösungsvermögen der Kammer mindern. So spielt die kapazitive Kopplung benachbarter Funken sicher eine Rolle. Auch die projektive Überdeckung von Funken entlang der ausgelesenen Koordinate wäre in die Betrachtungen einzubeziehen. Beides kann auf Grund der vorliegenden Messungen nicht quantitativ untersucht werden. Die Diskussion zeigt aber, daß eine quantitative Erklärung für das Verhalten von Kammer 2 prinzipiell möglich ist. Die Sättigung wirkt sich auch in den integralen Spektren (Abb. 25, 26) aus: Alle Meßpunkte liegen unter den theoretischen Werten. Für die Kammern 1 und 3 fällt der oben genannte Grund b) weg. Statt dessen mindert der gemeinsame Vorwiderstand R_1 den Spannungsstoß an der Kammer erheblich, weil mit steigender Funkenzahl der Spannungsabfall an R_1 zunimmt: Man hat eine Spannungsteilung zwischen R_1 und der Funkenkammer, die von der Funkenzahl abhängig ist.

Die Kammer 1 weist im Schauertmaximum ungefähr 50 % Elektronen mehr nach als Kammer 3 und zeigt damit - wie schon früher - das günstigste Verhalten. Ein wesentlicher Unterschied besteht in den Funkendurchmessern. Sie sind im Schauertmaximum

2,3 mm für Kammer 1,

1,6 mm für Kammer 3.

Bei dünnen Funken besteht offenbar eine erhöhte Wahrscheinlichkeit dafür, daß sie durch die Magnetkerne gar nicht registriert werden. Deshalb ist ein allzu geringer Funkendurchmesser ziemlich ungünstig und Kammer 3 zeigt ein viel schlechteres Verhalten als Kammer 1.

5.4.3. Energie-Weg-Abhängigkeit

Durch numerische Integration der Funkenzahl nach der Schauertiefe erhält man die effektive mittlere Weglänge, die von der Funkenkammer registriert wird. Die Rechnung liefert für die mit Kammer 2 gemessenen Kurven folgende Werte:

$P(1 \text{ GeV}) = 19 \text{ Strahlungslängen}$

$P(3 \text{ GeV}) = 51 \text{ Strahlungslängen.}$

Das Verhältnis $P(3 \text{ GeV})/P(1 \text{ GeV})$ ist 2,7 und hat gegenüber dem theoretisch erwarteten Wert von 3 einen Fehler von 10 %. Die Sättigungseffekte wirken sich also bei Energiemessungen nicht so ungünstig aus, wenn man das Spektrometer eicht.

5.5. Günstigste Parameter

Die Messungen haben gezeigt, daß es vorteilhaft ist, einen nicht zu kleinen Funkendurchmesser von etwa 2,3 mm zu wählen, weil die entstehenden Funken dann sicher nachgewiesen werden können. Diesen Funkendurchmesser erhält man für kleine Koppelwiderstände $R_k \approx 90 \Omega$, vgl. Abb. 20 von Kammer 1. Er entspricht dem in 2.4.3 geforderten optimalen Funkendurchmesser (Bedingung c). Bei einer Anstiegszeit von etwa 20 nsec ($R_1 = 20 \Omega$) und einer Impulsbreite von 100 nsec erhält man ein Mehrfachfunkenplateau, was die Einstellung des Arbeitspunktes sehr erleichtert (Bedingung d).

6. V o r s c h l a g f ü r e i n π^0 - S p e k t r o m e t e r

=====

i m E n e r g i e b e r e i c h v o n 1 b i s 6 G e V

=====

6.1 Prinzip des vorgeschlagenen Spektrometers

In der Einleitung wurde die Funktionsweise des Spektrometers grob umrissen. Die Ausführungen sollen im folgenden präzisiert werden: Die wichtigste Voraussetzung ist die Tatsache, daß man aus den Schauerdaten eines hochenergetischen Photons auf dessen Energie schließen kann. Theoretisch kommt dies durch Gleichung (4.3) zum Ausdruck:

$$(6.1) \equiv (4.3) \quad E_0(P) = 18,5 \cdot P \quad (E_0 \text{ in MeV,} \\ P \text{ in Strahlungslängen} \\ X_0)$$

Sie besagt, daß der auf die Schauerachse projizierte Elektronenweg P der Energie E_0 des Teilchens proportional ist. Zur Messung des Elektronenweges stellt man abwechselnd Bleiplatten und Funkenkammern auf, zählt die Funken in jeder Kammer, belegt die Zahl mit der Plattendicke und addiert die gewonnenen Daten.

Im Prinzip mißt man die Energie des π^0 -Mesons, wenn man die beiden Photonenenergien E_1, E_2 auf die vorher beschriebene Art bestimmt:

$$(6.2) \quad E_{\pi^0} = E_1 + E_2$$

Der Elektronenweg für Schauer gleicher Primärenergie ist aber statistischen Schwankungen unterworfen, wie in Kapitel 4 ausgeführt wurde. Aus diesem Grunde würde die Energiemessung bei 3 GeV mit einem Fehler von etwa 12 % behaftet sein.

Die Messung wird genauer, wenn man neben den Impulsen auch den Öffnungswinkel φ der Photonen ermittelt.

Aus der Viererimpuls-Erhaltung beim π^0 -Zerfall

$$(K_1 + K_2)^2 = m_{\pi^0}^2$$

(K_1, K_2 = Photon-Viererimpulse)

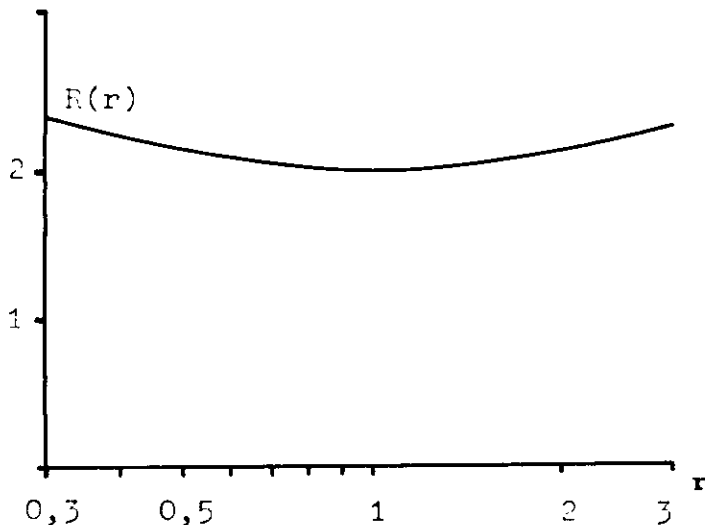
folgt die Beziehung

$$(6.3) \quad \sqrt{E_1 E_2} = \frac{m_{\pi^0}}{2 \sin(\varphi/2)}$$

Daraus erhält man in Verbindung mit (6.2)

$$(6.4) \quad E_{\pi^0} = \sqrt{E_1 E_2} (\sqrt{E_1/E_2} + \sqrt{E_2/E_1}) = \frac{m_{\pi^0}}{2 \sin(\varphi/2)} (\sqrt{E_1/E_2} + \sqrt{E_2/E_1})$$

Dieses ist die Gleichung (1.1).



Der Ausdruck $R(r) = (\sqrt{r} + \sqrt{1/r})$ mit $r = E_1/E_2$ nimmt bei symmetrischem Zerfall $r = 1$ ein Minimum an, vgl. Abb. 28, d.h. die erste Ableitung, die in erster Näherung ein Maß für die Fehler bei der Schauer-messung ist, verschwindet. Aus diesem Grunde sind die Fehler bei der Messung von π^0 -Mesonen gering, wenn man sich auf symmetrische Zer-fälle beschränkt.

Abb. 28 Zur Genauigkeit der Schauer-messung beim Zwei-Photon-Zerfall

6.2. Winkel-Energie-Beziehung beim Zwei-Photon-Zerfall

Bei festem Energieverhältnis E_1/E_2 ist die π^0 -Energie nur vom Öffnungswinkel abhängig. Die Beziehungen zwischen Winkel und Energie sollen für die Fälle $r = 1$ und $r = 2$ explizit hingedescriben werden.

Aus Gleichung (6.4) erhält man unmittelbar

$$\sin (\varphi / 2) = \frac{m_{\pi^0}}{2 E_{\pi^0}} R(r)$$

Daraus ergibt sich für $r = 1$

$$(6.5) \quad \sin (\varphi / 2) = \frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}}$$

und für $r = 2$

$$(6.6) \quad \sin (\varphi / 2) = \frac{3 m_{\pi^0}}{2 \cdot \sqrt{2} E_{\pi^0}}$$

In Abbildung 29 ist $\varphi(E_{\pi^0})$ für beide Fälle dargestellt. Man sieht, daß die Abhängigkeit des Öffnungswinkels vom Energieverhältnis r gering ist.

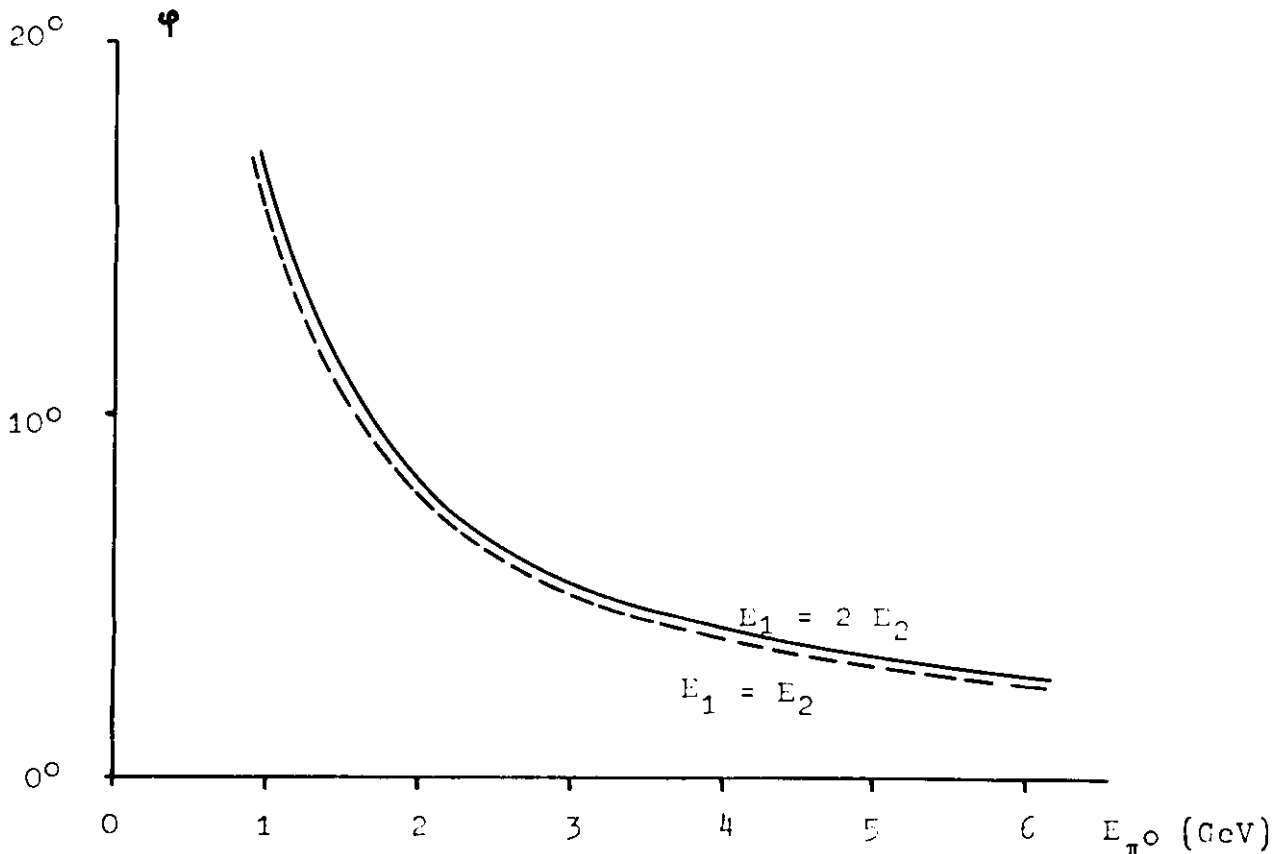


Abb. 29 γ - γ -Öffnungswinkel als Funktion der Energie E_{π^0} . Obere Kurve (—): $E_1 = 2 E_2$, untere Kurve (-----): $E_1 = E_2$

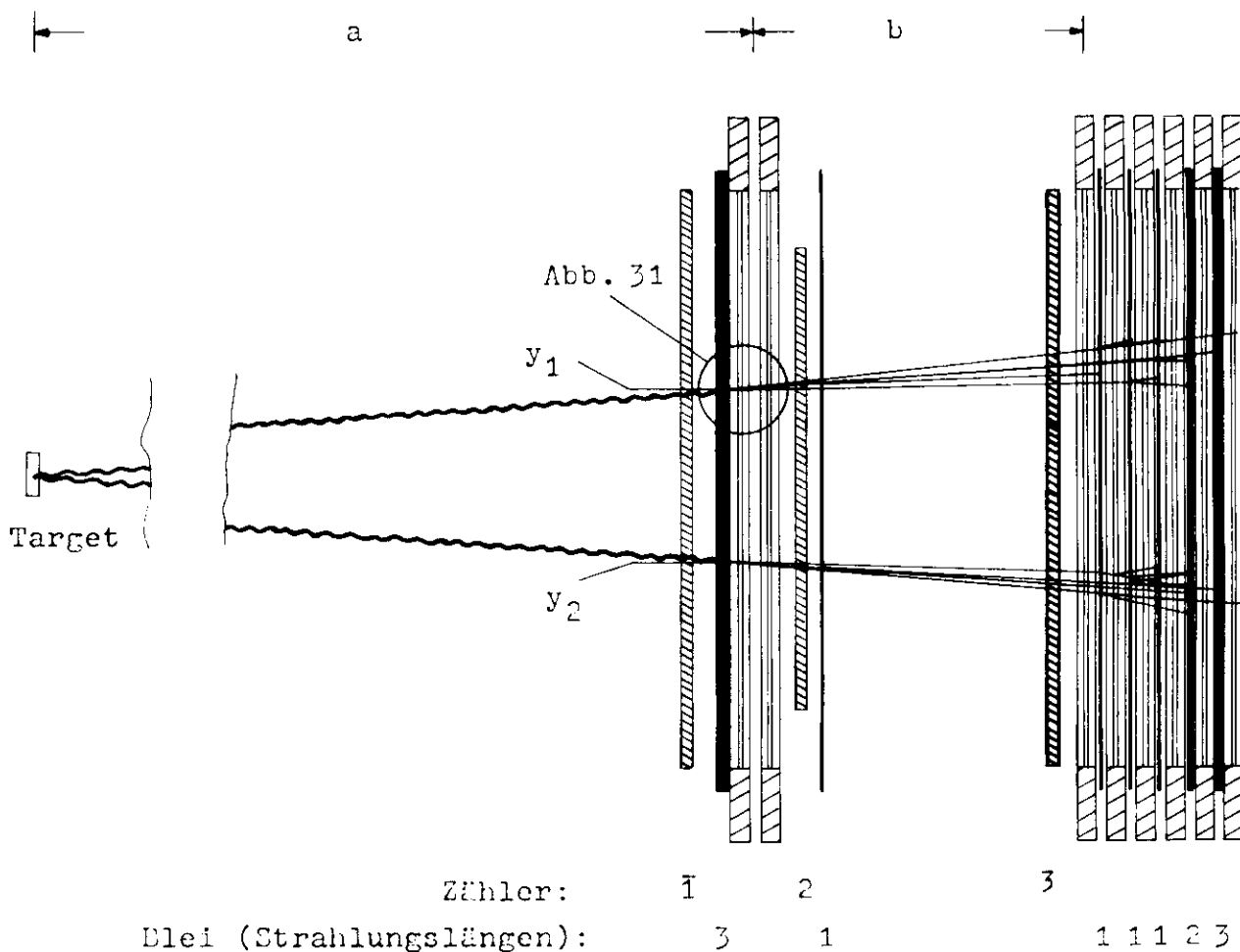


Abb. 30 Geometrie des Spektrometers

6.3. Auslegung des Spektrometers

Für das Spektrometer sind acht Funkenkammern mit einer empfindlichen Fläche von 512 mm x 800 mm vorgesehen. Jede registriert eine Koordinate, die kurze (512 mm) werde x-Koordinate genannt, die lange (800 mm) y-Koordinate. Die Kammern werden in zwei Blöcken zusammengefaßt. Der erste Block besteht aus zwei Kammern und dient der Messung des γ - γ -Öffnungswinkels, der zweite Block dient der Schauer messung, siehe Abbildung 30.

Vor dem Teleskop steht ein Antizähler, der gegen geladene Teilchen diskriminiert, im Innern wird eine Zweifachkoinzidenz gemacht. Hat der erste Triggerzähler (2) eine kleinere Fläche als die Funkenkammern, so wird ein Teil der Ereignisse mit großen geometrischen Verlusten diskriminiert: Die Photonen werden an Blei aufgeschauert. Vor jeder Funkenkammer außer der zweiten steht eine Bleiplatte.

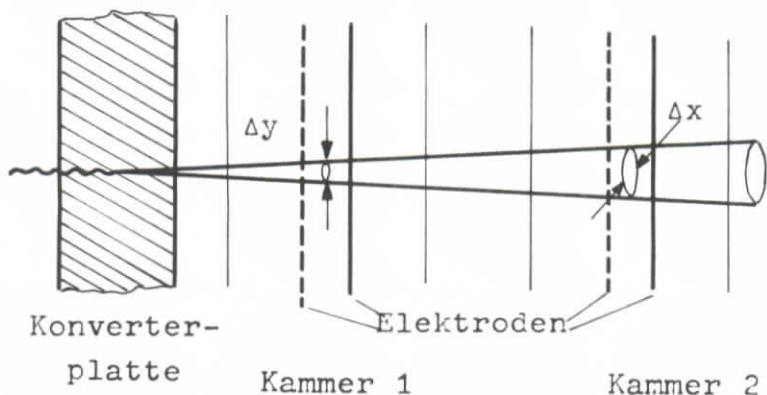
6.3.1. Winkelmessung

π^0 -Mesonen haben eine sehr kurze Lebensdauer ($T_{1/2} \approx 10^{-16}$ sec) und zerfallen daher in dem Target, in dem sie auch entstanden sind. Nähert man für hohe Energien ihre Geschwindigkeit durch die Lichtgeschwindigkeit, so erhält man eine mittlere Zerfalls-

$$\Delta x = \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} \cdot c \cdot T_{1/2}$$

Das gibt für $E_{\pi^0} = 3$ GeV ein Δx von $7 \cdot 10^{-5}$ cm. Der Öffnungswinkel zwischen den zwei Photonen läßt sich aus diesem Grunde aus dem Abstand a des Targets von den ersten zwei Funkenkammern und ihren Eintrittsstellen (x_1, y_1), (x_2, y_2) in das Spektrometer berechnen. Für kleine Winkel gilt die Näherung:

$$\varphi \approx 2 \cdot \sin(\varphi/2) \approx \frac{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}}{a}$$



a werde so gewählt, daß der gegenseitige Abstand der Photonen beim Eintritt in das Teleskop für $E_{\pi^0} = 1$ GeV und symmetrischen Zerfall höchstens 50 cm beträgt. Diese Bedingung ist bei $a = 170$ cm erfüllt.

Abb. 31 Zur Genauigkeit der Winkelmessung, Ausschnitt aus Abb. 30

6.3.2. Fehler bei der Winkelmessung

Die radiale Ausbreitung der Schauer ist die größte Fehlerquelle für die Winkelmessung. Wählt man die erste Bleiplatte zu drei Strahlungslängen, so ist der mittlere Öffnungswinkel der Schauer 6° nach Abbildung 18. Der kleinste Mittenabstand der Funkenebene beträgt aus konstruktiven Gründen 40 mm. Das führt zu den in Abbildung 31 skizzierten geometrischen Verhältnissen im ersten Block:

Die erste Funkenkammer hat von der Konverterplatte einen Abstand von 20 mm, nach weiteren 40 mm folgt die zweite Funkenkammer. Die Schauer haben einen mittleren Durchmesser von $\Delta y = 3$ mm in der ersten und $\Delta x = 7$ mm in der zweiten Kammer. Abb. 31 ist ein Ausschnitt von Abb. 30.

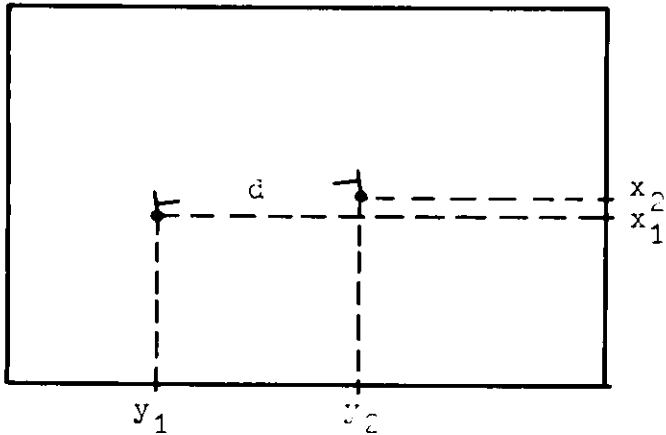


Abb. 32 Zum Fehler bei der Winkelmessung

Aus zwei Gründen sollen nur solche Zerfälle betrachtet werden, die folgender Bedingung genügen: Die Schnittgerade der Ebene, in der sich die Photonen bewegen, mit der x-y-Ebene soll höchstens $\alpha_{\max} = 30^\circ$ gegen die y-Achse geneigt sein.

1. Man verbessert die Winkelmessung, wenn man mit Kammer 1 die y-Koordinaten registriert und mit Kammer 2 die x-Koordinaten.

Unter diesen Umständen ist $d_y = |y_1 - y_2|$ groß oder sehr groß gegen $d_x = |x_1 - x_2|$ und liefert den wesentlichen Beitrag zum Abstand $d = \sqrt{d_x^2 + d_y^2}$, vgl. Abb. 32. Aus diesem Grunde ist auch das Gewicht des Fehlers Δy für die Ungenauigkeit Δd des Abstandes größer als das Gewicht von Δx . Eine einfache Rechnung, in der eine Neigung der Zerfallsebene gegen die y-Achse von $\bar{\alpha} = 20^\circ$ angenommen wird, zeigt, daß

$$(6.7) \quad \Delta d \approx \Delta y \approx 3 \text{ mm}$$

Der relative Fehler $\Delta\varphi/\varphi$ soll genähert durch $\Delta d/d$ für die Fälle $r = 1$ und $r = 2$ als Funktion der Energie E_{π^0} angegeben werden. Ein Blick auf Abbildung 29 zeigt, daß sich die entsprechenden Öffnungswinkel bei fester Energie nur unwesentlich unterscheiden und stets kleiner als 20° sind. Daher wird für beide Fälle eine gemeinsame Fehlerabschätzung in der Näherung für kleine Winkel gemacht. Diese erhält man aus den Gleichungen (6.5) und (6.7) und dem Targetabstand a:

$$(6.8) \quad \frac{\Delta\varphi}{\varphi} = \frac{\Delta d}{2 a m_{\pi^0}} \cdot E_{\pi^0} = 6 \cdot 10^{-6} E_{\pi^0} \quad (E_{\pi^0} \text{ in MeV})$$

2) Man verbessert die Schauermessung, wenn man mit den Kammern 3 - 8 die y-Koordinaten registriert, weil sich die Schauer hier besser trennen lassen, siehe Abb. 33.

6.3.3. Schauermessung

Die Kammern 3 bis 8 dienen der Messung des Energieverhältnisses $r = E_1/E_2$. Die Gesamttiefe des Teleskops in Strahlungslängen sollte so gewählt werden, daß der exponentielle Abfall der Elektronenzahl für alle vorkommenden Primärenergien $E_{\pi 0}$ in den letzten Kammern deutlich wird. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn man die Tiefe zu 12 Strahlungslängen wählt. Durch einen Blick auf Abbildung 15 kann man sich davon überzeugen. Um eine gute Auflösung des Schauermaximums zu bekommen, wähle man die Bleiplatten hier dünner (1 Strahlungslänge) als bei geringer Elektronenzahl (am Ende Platten von 2 und 3 Strahlungslängen).

Der Abstand b zwischen den zwei Funkenkammerblöcken dient der Auffächerung der Schauer zur besseren Trennung der Spuren. Mit steigendem b steigen die geometrischen Verluste an den Kammern 3 bis 8. Zwischen diesen beiden Effekten hat man einen Kompromiß zu schließen. Die Schauermessungen (Kapitel 5) haben gezeigt, daß $b = 40 - 50$ cm optimal sind.

6.3.4. Fehler bei der Schauermessung

Für die Bestimmung von E_1/E_2 aus der Schauermessung gibt es drei Fehlerquellen:

- a) Schwankungen des Elektronenweges (in 4.2.2. behandelt)
- b) Geometrische Verluste durch Vielfachstreuung
- c) Überlappung der Schauer

6.3.4.1. Statistik und geometrische Verluste

Die Effekte in a) und b) sind nicht unabhängig. Liegt der Elektronenweg P für eine bestimmte Energie E_1 eines Photons höher als der Mittelwert \bar{P} , so haben die Elektronen im Mittel eine

kleinere Energie und daher größere Vielfachstreuwinkel. Deshalb ist bei gleicher Tiefe mit einem größeren Öffnungswinkel des Schauers zu rechnen. Dies bedingt relativ höhere geometrische Verluste und wirkt der Vergrößerung des Elektronenweges entgegen. Der durch a) zu erwartende Fehler wird also durch b) verringert. Die geometrischen Verluste werden daher in der Fehlerrechnung nicht berücksichtigt. Der Fehler aus der Schwankung des Elektronenweges wird nach (4.6) unter Zugrundelegung der halben Breite der Verteilung berechnet. $\Delta_s E_1/E_1$ sei der relative Fehler in der Messung von E_1 , den man durch statistische Schwankungen im Schauer erwartet. Für den symmetrischen Zerfall $E_1 = E_2 = E_{\pi 0}/2$ erhält man daraus

$$\frac{\Delta_s E_i}{E_i} = \frac{\Delta p_i}{2 p_i} = \frac{6,5}{\sqrt{E_i}} = \frac{\sqrt{2} \cdot 6,5}{\sqrt{E_{\pi 0}}} = \frac{9}{\sqrt{E_{\pi 0}}}$$

Für $r = 2$, d.h. $E_1 = 2 E_2 = 2/3 \cdot E_{\pi 0}$ gilt:

$$\frac{\Delta_s E_1}{E_1} = \frac{6,5}{\sqrt{E_1}} = \frac{\sqrt{3/2} \cdot 6,5}{\sqrt{E_{\pi 0}}} = \frac{8}{\sqrt{E_{\pi 0}}}$$

$$\frac{\Delta_s E_2}{E_2} = \frac{6,5}{\sqrt{E_2}} = \frac{\sqrt{3} \cdot 6,5}{\sqrt{E_{\pi 0}}} = \frac{11}{\sqrt{E_{\pi 0}}}$$

Statt der letzten zwei Gleichungen wird der Fehler durch einen Mittelwert $\Delta_s E_1/E_1$ beschrieben. Diese Gleichung wird auch für den symmetrischen Zerfall verwendet:

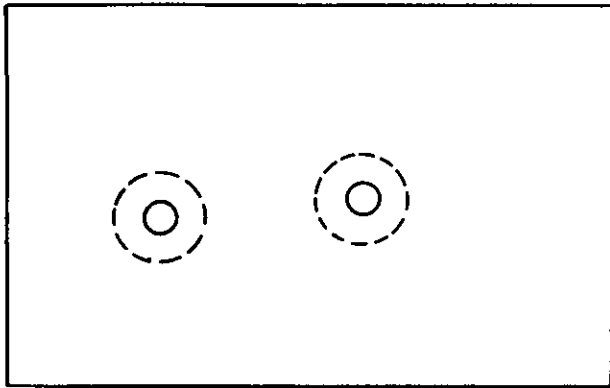
$$(6.9) \quad \frac{\Delta_s E_i}{E_i} = \frac{10}{\sqrt{E_{\pi 0}}} \quad \text{für } r = 1, r = 2$$

6.3.4.2 Überlappung der Schauer

Es bleibt zu untersuchen, wie gut die Schauer sich trennen lassen. $\Delta_t E_1/E_1$ soll der relative Fehler sein, den man wegen falscher Zuordnung von Funken zum i -ten Schauer erwartet. Bei symmetrischem Zerfall dürfte dies keine Rolle spielen. Die Fehler sind statistisch bedingt und daher unter 6.3.4.1. berücksichtigt. Anders ist es beim unsymmetrischen Zerfall $r = 2$. Der größere

Schauer mit dem Elektronenweg F_1 wird durch falsche Zuordnung von Funken im Mittel zu klein geschätzt werden, der kleinere zu groß. Wie ist nun die Abhängigkeit dieses Fehlers von E_{π^0} ?

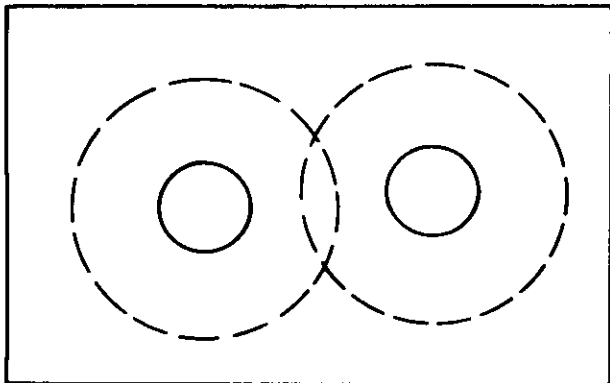
Wäre der Abstand der Schauerachsen für alle Energien gleich, so läge es nahe, für den Fehler $\Delta_t E_1 / E_1$ durch falsche Zuordnung von



y-Koordinate

Funken die gleiche Abhängigkeit von der Energie E_{π^0} annehmen wie für die Schauerstatistik $\Delta_S E_1 / E_1$. Da dieser aber proportional $1/E_{\pi^0}$ ist, kann man eine zusätzliche Abhängigkeit des Fehlers annehmen, die proportional zu E_{π^0} ist:

$$(6.10) \quad \frac{\Delta_t E_i}{E_i} = \text{const.} \cdot \sqrt{E_{\pi^0}}$$



y-Koordinate

Um die Konstante abzuschätzen, wurde folgender Weg beschritten: Die Lage der zwei Schauerachsen im Spektrometer ist ungefähr bekannt. Durch Höhenlinien, die aus den Winkelverteilungen zu gewissen sind, kann man angeben, wie sich die Elektronen um die Schauerachse konzentrieren und aus der Überlappung der Kreisscheiben die Konstante in (6.10) abschätzen. Die Abbildung 33

Abb. 33 Überlappung der Schauer

veranschaulicht dieses Verfahren: oben Höhenlinien in der ersten Kammer des zweiten Blocks, unten in der letzten Kammer. Die kleinen Kreise schließen die Hälfte der Elektronen ein, die großen (gestrichelten) $3/4$ ihrer Gesamtzahl. Der Abstand der Schauerachsen entspricht einem π^0 -Meson von 2 GeV. Es wird angenommen, daß im betrachteten Fall im Mittel zwei (von 40) Funken falsch zugeordnet werden. Das führt zu Fehlern

$$\frac{\Delta_t E_1}{E_1} = 1,7 \cdot 10^{-3} \sqrt{E_{\pi^0}}$$

$$\frac{\Delta_t E_2}{E_2} = 3,4 \cdot 10^{-3} \sqrt{E_{\pi^0}}$$

Wie im letzten Abschnitt wird der Fehler für einen Schauer durch den Mittelwert beschrieben:

$$(6.11) \quad \frac{\Delta E_i}{E_i} = 2,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{E_{\pi^0}} \quad \text{für } r = 2$$

6.4. Erwartete Energieauflösung des Spektrometers

Die Gleichung (6.4) läßt sich darstellen als

$$E_{\pi^0} = \phi(\varphi) \cdot R(r)$$

mit

$$\phi(\varphi) = \frac{m_{\pi^0}}{2 \sin(\varphi/2)} \approx \frac{m_{\pi^0}}{\varphi} \quad \text{und} \quad R(r) = \sqrt{E_1/E_2} + \sqrt{E_2/E_1}$$

Der Ausdruck

$$\frac{\Delta E_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} = \sqrt{(\Delta\phi/\phi)^2 + (\Delta R/R)^2}$$

ist für die Energieauflösung maßgebend.

Für $\Delta\phi/\phi$ wird die Näherung $\Delta\phi/\phi \approx \Delta\varphi/\varphi$ verwendet. Der Fehler ist in Gleichung (6.8) angegeben:

$$\Delta\phi/\phi = 6 \cdot 10^{-6} E_{\pi^0} \quad (E_{\pi^0} \text{ in MeV})$$

Schätzt man den Fehler $\Delta r/r$ für alle vorkommenden Energien E_1 zu $\Delta r/r = \sqrt{2} \cdot \Delta E/E^{\dagger}$, so erhält man aus der Taylorentwicklung für $R(r)$ um $r = 1$ und $r = 2$ in zweiter Näherung:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 \quad \text{für } r = 1$$

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \frac{1}{3 \cdot \sqrt{2}} \frac{\Delta E}{E} \quad \text{für } r = 2$$

[†]) Mittelwert aus $\Delta E_1/E_1$ und $\Delta E_2/E_2$

$\Delta E/E$ ergibt sich aus den Gleichungen (6.9) und (6.11) zu

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta_s E}{E} = \frac{10}{\sqrt{E_{\pi^0}}} \quad \text{für } r = 1$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta_s E}{E} + \frac{\Delta_t E}{E} = \frac{10}{\sqrt{E_{\pi^0}}} + 2,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{E_{\pi^0}} \quad \text{für } r = 2$$

Aus den letzten sechs Gleichungen erhält man die Energieauflösung für $r = 1$ und $r = 2$ als Funktion von E_{π^0} . Sie ist in Abbildung 31 dargestellt. Man sieht, daß eine Energieauflösung von etwa 4 % möglich ist, wenn man sich auf annähernd symmetrische Zerfälle beschränkt. Mit zunehmender Asymmetrie verschlechtert sich die Auflösung sehr schnell. Oben in Abb. 34 ist die wegen der Schauerstatistik zu erwartende Auflösung dargestellt, die man ohne Winkelmessung erhält.

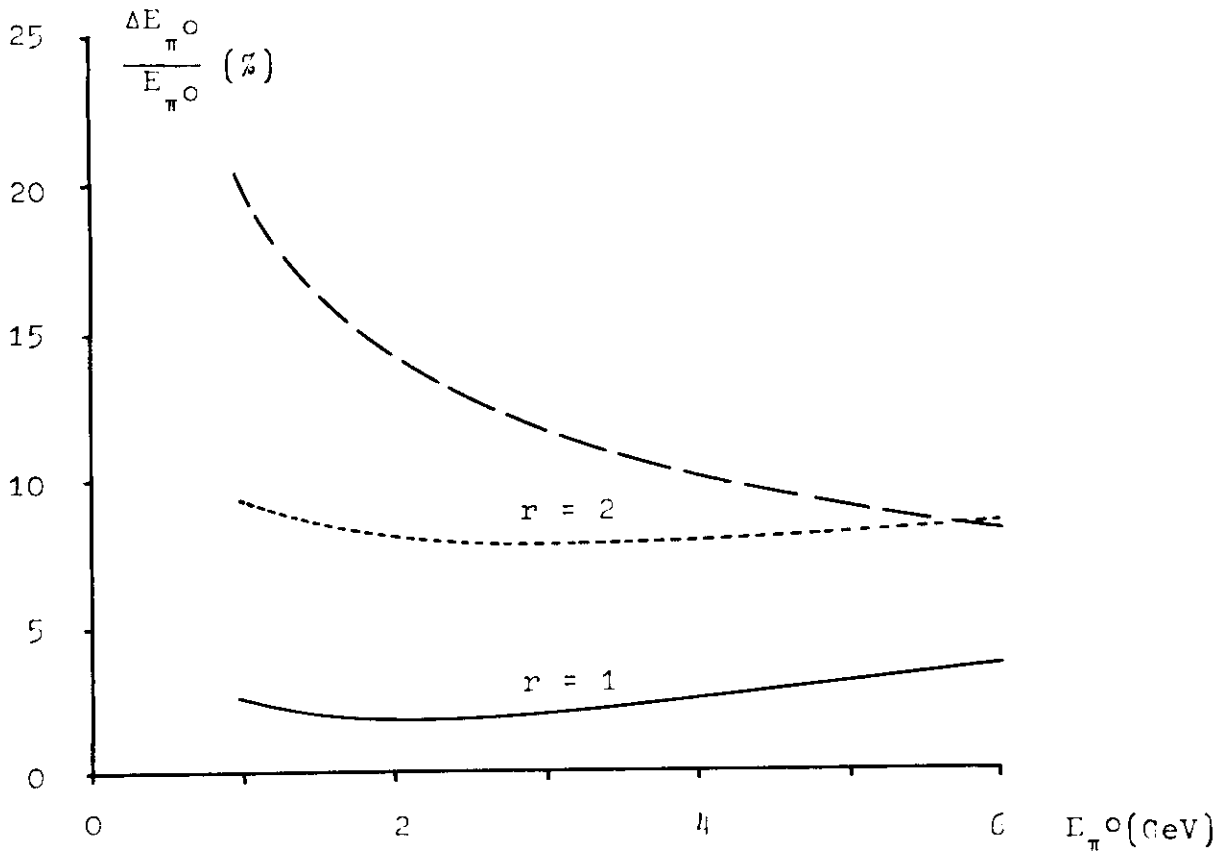


Abb. 34 Auflösungsvermögen des Spektrometers, (—) $E_1 = E_2$,
 (.....) $E_1 = 2 E_2$, (— · —) theoretisch nach Gleichung (6.2)

7. A n h a n g =====

7.1. Technische Einzelheiten

7.1.1. Konstruktion der Drahtfunkenkammern

Diese Ausführungen knüpfen an den Abschnitt über den mechanischen Aufbau der Drahtfunkenkammern an (2.1.3.).

Die Rahmen, aus denen die Funkenkammern hergestellt sind, bestehen aus Epoxydharz. Ihre Festigkeit und Formbeständigkeit wird durch ein Glasfaserskelett gewährleistet. Die Leiterfolien sind aus den gleichen Materialien hergestellt. Sie sind 0,2 mm dick und tragen Leiterbahnen von 35 μ m Cu. Sie werden mit einem photomechanischen Ätzverfahren aus Kupfer-kaschierten Epoxydglasgewebe-Folien gewonnen. Die Leiterbahnen sind 0,4 mm breit bei einem Mittelabstand von 1,000 mm. An den Rändern tragen die Leiterfolien einen durchgehenden Streifen aus Kupfer, der bis in den Rahmen der Funkenkammer hineinreicht. Dadurch wird ein homogenes elektrisches Randfeld erzielt. Inhomogene Randfelder erzeugen unerwünschte Mehrfachfunken, wie bei einem einfacheren Kammertyp beobachtet wurde.

Die Einzelteile sind mit einem zweikomponentigen Metallkleber (MK 43) zusammengefügt, der einen besonders geringen Dampfdruck hat und daher wenig zu den Verunreinigungen des Füllgases beiträgt. Über alles hat die Rahmenkonstruktion eine Dicke von 27 mm, zusammen mit Kern- und Hochspannungsbord, die man von der Kammer trennen kann, 40 mm. Die Kammern werden in drei Größen hergestellt. Die empfindlichen Flächen dieser drei Typen sind 256 mm x 416 mm, 416 mm x 640 mm und 512 mm x 800 mm.

7.1.2. Leseverstärker

Bei jedem Abfragevorgang entstehen 32 Lesesignale, die über koaxiale Kabel der Funkenkammer-Elektronik zugeführt werden (Abb. 1). Durch Integration werden mögliche Schwingungen auf den Kabeln beseitigt. Anschließend werden die Signale verstärkt (T 1). Die verstärkten Signale werden auf die Basis des Transistors T2 gegeben. Dieser ist normalerweise im leitenden Zustand und wird durch einen genügend hohen Impuls an der Basis gesperrt: Am Ausgang erscheint ein positiver Impuls von 10 V. Die Vorspannung der Verstärker kann zwischen -4 und -8 V variiert werden. Dieser Parameter ermöglicht eine Regulierung der Leseverstärker-Empfindlichkeit und somit des Diskriminationsverhalten von T2. Der Wirkungsgrad und der Mehrfachfunkenanteil zeigen eine Abhängigkeit von dieser Empfindlichkeit. Sie ist in Abbildung 35 dargestellt. Man sieht, daß es einen Bereich gibt, in dem die zwei Größen sich nicht ändern.

7.2. Steuerprogramm

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über das Steuerprogramm gegeben werden, mit dem die Rechenmaschine den Ablauf des Funkenkammertests überwacht. Die Aufgaben der Rechenmaschine sind folgende:

- 1) Nach jedem Funkeninterrupt fragt sie die Magnetkerne ab, ergänzt die Statistik um das neue Ereignis und öffnet schließlich das Gate der Koinzidenzelektronik.
- 2) Nach einer vorgewählten Zahl von Ereignissen (Zählerinterrupt) liest sie die Zähler aus und gibt die Zählraten und die gesammelte Funkenstatistik aus (Teletype). Die Hochspannung wird um einen bestimmten vorgewählten Wert geändert.
- 3) In der restlichen Zeit zeigt der Display die Funkenstatistik.

Das Programm ist ungefähr entsprechend diesen drei Aufgaben aufgebaut. Abbildung 33 zeigt die wichtigsten Programmteile in einem Flußdiagramm.

Der Start erfolgt im Hauptprogramm, im Unterprogramm "HSP" wird der erste Hochspannungswert eingestellt, in "START" der Inhalt der Plätze, in denen die Statistik gespeichert wird, gelöscht. "KERN" enthält einen Bereich, in dem die Funkenkoordinaten des letzten Ereignisses gespeichert sind. Anschließend zeigt ein Monitor von "DISP" gesteuert die Funkenstatistik, die zunächst auf Null gesetzt ist.

"DISP" läuft so lange in einer Schleife, bis es von einem Funkeninterrupt unterbrochen wird. Das Programm springt nach "KOIN" und von dort über "EBENE", wo die jeweilige Gruppenadresse festgelegt wird, nach "EIN". Hier wird eine Gruppe eingelesen und die Information gespeichert. Anschließend wird von "EBENE" eine neue Gruppenadresse eingeholt usw. bis alle Kerne abgefragt sind. Die Funkenkoordinaten werden in "KR" mit einer sogenannten Krankenliste verglichen, in der die Koordinaten solcher Kerne markiert sind, die wegen elektrischer oder mechanischer Fehler bei jedem Abfragevorgang einen Funken simulieren. Koordinaten "kranker" Kerne werden aus der Liste der eingelesenen Koordinaten gestrichen. Das Programm springt über "STAT" nach "PLANE". Hier wird die Ansprechhäufigkeit der Magnetkerne ("Wiremap") und der Leseverstärker registriert und das letzte Ereignis klassifiziert. Die Bedeutung der einzelnen Funkenklassen wird am Schluß besprochen. Die Statistik über die Klassen wird in "STAT" geführt. In "KOIN" wird die Koinzidenz reaktiviert, dann erfolgt ein Rücksprung nach "DISP".

Der Scaler-Adapter (Abb. 3) erlaubt eine Zählervorwahl für einen Zähler. Bei Erreichen der Vorwahl gibt er ein Interrupt (Scaler-IR) an die Rechenmaschine. Vom Programm "STOP" werden die Zähler ausgelesen, auf Null gesetzt und ihr Inhalt ausgegeben. Das Programm "DRUC" gibt die Funkenstatistik und die Ansprechhäufigkeit von Leseverstärkern und Magnetkernen aus. Von "HSP" wird die Hochspannung entsprechend einer programmierten Schrittweite geändert und eine Codezahl für den neuen Hochspannungswert gedruckt. Von "STOP" erfolgt ein Rücksprung nach "START".

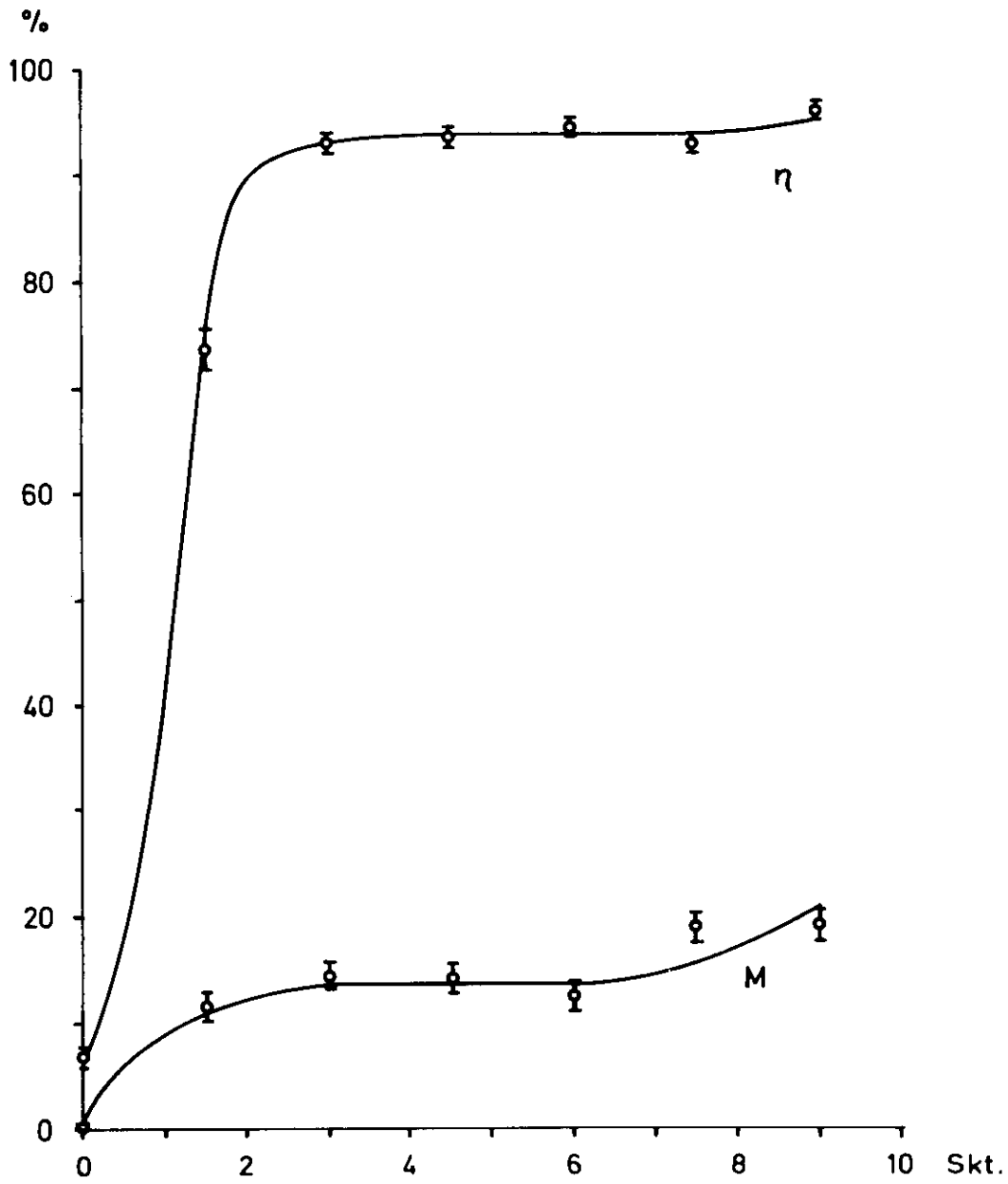


Abb. 35. Wirkungsgrad und Mehrfachfunkenanteil in Abhängigkeit von der Leseverstärkerempfindlichkeit.

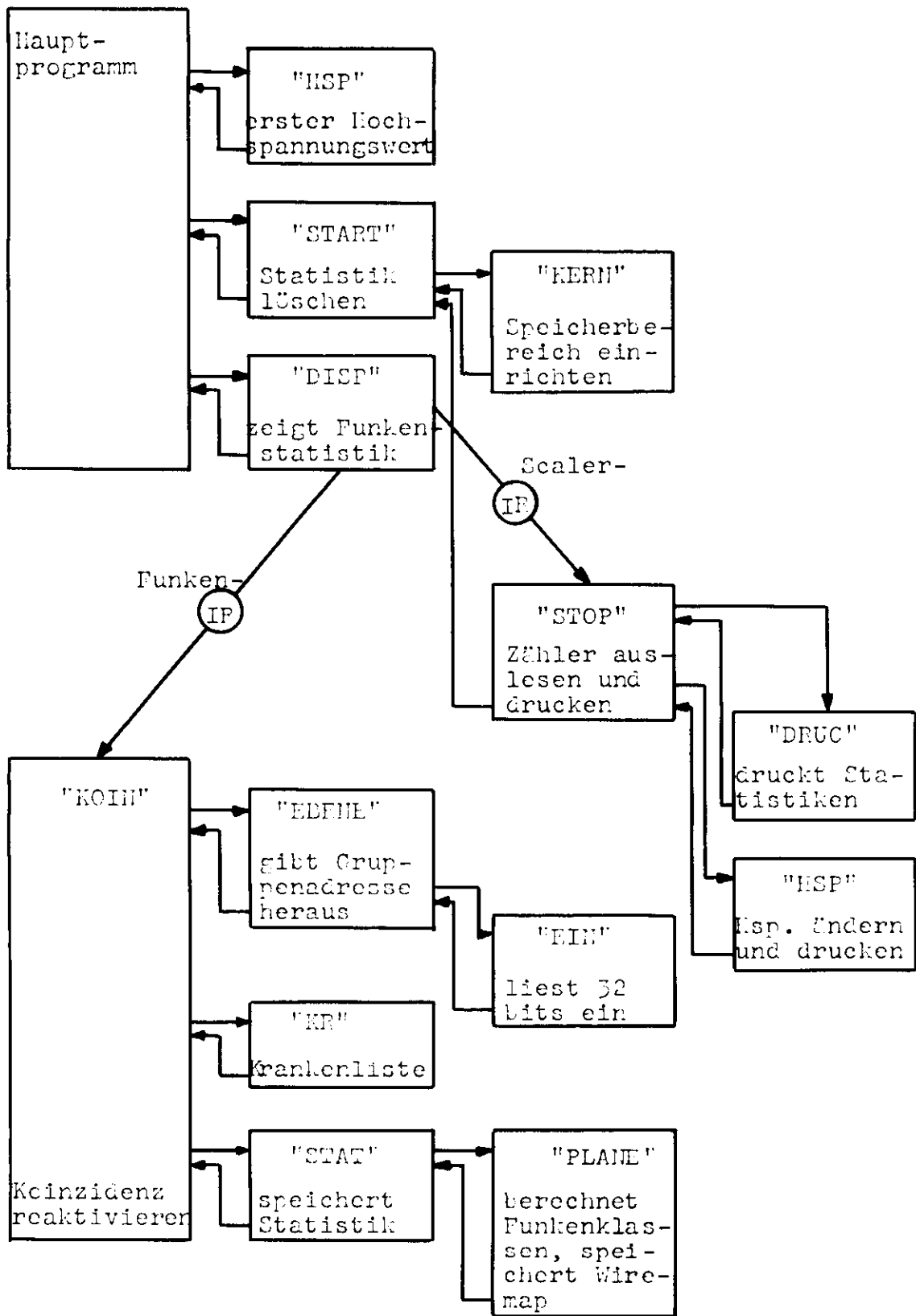


Abb. 30. Flußdiagramm des Steuerprogramms

Die Funkenstatistik kennt acht Klassen für den Einzelfunken-
test und acht weitere Klassen für den Schauertest, in die die
Ereignisse paarweise nach Funkenzahlen eingeordnet werden.
In die ersten acht Klassen werden eingeordnet: Ereignisse
ohne Funken (Klasse 0), Ereignisse mit einem Funken (je nach
Durchmesser Klassen 1 - 4), mit zwei und mehr Funken (Klassen
5 und 6), mit elektronischen Fehlern (Klasse 7).

Referenzen:

- (1) R. Blieden, J. Henes, F. Turkot, E.W. Anderson, E. Bleser, G. Collins, R. Edelstein, N. Hien, T. McMahon, Nuc.Instr. 48, 177 (1967)
- (2) H. Burfeind, DESY 67/24
- (3) W. Heitler: The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, London (1957)
- (4) K.H. Höhne, Diplomarbeit, Würzburg (1963)
- (5) G. Källén: Elementarteilchen-Physik, Bibliograph. Institut, Mannheim (1965)
- (6) R. Kajikawa, J. Phys. Soc. Japan 18, 1365 (1963)
- (7) A. Krolzig, M. Swars (Hamburg): Persönliche Mitteilungen
- (8) G. Lutz, H.D. Schulz, DESY 67/29
- (9) G. Molière, Zeitschr. f. Naturf. 3a, 78 (1948) und 10a 177 (1955)
- (10) H.-H. Nagel, Zeitschr. f. Physik 186, 319 (1965)
- (11) H. Raether: 'Die Elektronenlawine und ihre Entwicklung' in 'Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften', Bd. 33 Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1961)
- (12) B. Rossi: High-Energy Particles, Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.J. (1952)
- (13) U. Völkel, DESY 65/6
- (14) R.R. Wilson, Phys. Rev. 86, 261 (1952)
- (15) DESY-Handbuch (1966)
- (16) W. Finkelburg, Einf. in die Atomphysik, 5./6. Aufl., S. 72

Ich danke Herrn Professor Stähelin, der diese Arbeit ermöglicht hat.

Den Herren Dr. Criegee und Dr. Timm bin ich für die tatkräftige Betreuung und viele wertvolle Ratschläge verbunden.

Besonderen Dank schulde ich Herrn Hierholzer und Herrn Zimmermann, die mich beim Aufbau der Apparatur unterstützt haben, sowie Herrn Krolzig und Herrn Swars für technische Hilfeleistungen.

Für ihre Hilfe bei den Messungen danke ich Frau Kuffner, Herrn Dr. Carrigan, Herrn Dr. Garrell und Herrn Löffler.

Frau Dr. Völkel, die das Schauerprogramm zur Verfügung gestellt hat, bin ich zu besonderem Dank verpflichtet.

Ich danke Frau Thumann, die die Arbeit geschrieben hat.
Herrn Vogel danke ich für das Lesen von Korrekturen.

