

~~Herrn Rademann~~

DEUTSCHES ELEKTRONEN - SYNCHROTRON

DESY

DESY 67/20  
Juni 1967

DESY-Bibliothek

24. JULI 1967 ✓

SUCHE NACH LEPTONISCHEN QUARKS MIT  
MASSEN ZWISCHEN 100 UND 900 MeV

von

G. Bathow, E. Freytag, H. D. Schulz und  
K. Tesch

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY,  
Hamburg

2 HAMBURG 52 · NOTKESTIEG 1

Suche nach leptonischen quarks mit Massen zwischen 100 und 900 MeV

---

G.Bathow, E.Freytag, H.D.Schulz und K.Tesch  
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

**Abstract:** A search has been performed for photo-produced leptonic particles with fractional charges (leptonic quarks). With a 99 % statistical significance, none have been found with charges  $1/3$  and  $2/3$  and masses below 850 and 900 MeV.

## 1. Einleitung

Die Multiplettstruktur der stark wechselwirkenden Elementarteilchen, die der SU-3-Gruppe entspricht, läßt sich nach Gell-Mann <sup>1</sup> und Zweig <sup>2</sup> besonders einfach verstehen, wenn man annimmt, daß alle diese Teilchen aus drei Urbausteinen, den sogenannten quarks, und ihren Antiteilchen aufgebaut sind. Die quarks sind durch folgende Quantenzahlen charakterisiert:

	N	Q	Y	$\mu$	$I_3$	I	s
(p)	1/3	+2/3	+1/3	+2/3	+1/2	1/2	1/2
(n)	1/3	-1/3	+1/3	-1/3	-1/2	1/2	1/2
( $\lambda$ )	1/3	-1/3	-2/3	-1/3	0	0	1/2

Quantenzahlen der 3 hadronischen quarks (p), (n) und ( $\lambda$ ):

N Baryonenzahl

Q Ladung

Y Hyperladung

$\mu$  magnetisches Moment in quark-Magnetonen

I Isospin

s Spin

Über die Masse dieser hypothetischen Teilchen kann nichts ausgesagt werden. Falls sie als freie Teilchen existieren, müßte mindestens eines von ihnen stabil sein.

Die Erzeugung und der Nachweis freier Teilchen mit nichtganzzahligen Ladungen sind seit dem Bekanntwerden der quark-Hypothese mehrfach versucht worden. Die bisherigen Experimente lassen sich in drei Gruppen einteilen:

1. Erzeugung (hadronischer) quarks durch starke Wechselwirkung in der Reaktion  $p + N = p + N + q + \bar{q} + \dots$  <sup>3</sup>. Es wurden keine Teilchen mit nichtganzzahliger Ladung und einem Erzeugungswirkungsquerschnitt über <sup>10<sup>-8</sup></sup> mb beobachtet. Daraus wird geschlossen, daß hadronische quarks, falls sie existieren, schwerer als  $3 \text{ GeV}/c^2$  sein müssen. Die Deutung der Ergebnisse wird jedoch dadurch erschwert, daß Abschätzungen über die Erzeugungswahrscheinlichkeit als Funktion der Masse stark modellabhängig sind.
2. Suche nach Teilchen mit nichtganzzahliger Ladung in der Höhenstrahlung <sup>4</sup>.
3. Nachweis von quarks, die in Materie zur Ruhe gekommen sind, mit Hilfe der Massenspektrometrie <sup>5</sup>, Spektralanalyse <sup>6</sup> und verfeinerter Millikan-Versuche <sup>7</sup>.

Einige Experimente der beiden letzten Gruppen haben Effekte an der Grenze der Meßgenauigkeit in der erwarteten Weise gezeigt, jedoch ist die Existenz freier quarks nicht mit Sicherheit nachgewiesen worden.

Nachdem sich die Hypothese von Gell-Mann und Zweig dennoch für die Theorie der Hadronen als fruchtbar erwiesen hatte, wagten Massam und Zichichi <sup>8</sup> eine weitergehende Spekulation: Wenn die Hadronen aus quarks aufgebaut sind, könnte für die Leptonen Entsprechendes gelten. Da leptonische quarks vermutlich um denselben

Faktor leichter sind, um den sich Leptonen und Hadronen unterscheiden, sollte ihre Erzeugung mit den existierenden Beschleunigern eher möglich sein. Sie würden - analog den Myonen - durch Photo-Paarerverzeugung mit einem Wirkungsquerschnitt erzeugt werden, der durch eine entsprechend modifizierte Bethe-Heitler-Formel gegeben ist. Dabei geht als freier Parameter neben der Ladung nur noch ihre Masse ein. Mit den bestehenden großen Elektronenbeschleunigern sind daher Experimente möglich<sup>9</sup>, die begründete Schlüsse zur Existenz leptonischer quarks in einem bestimmten Massenbereich zulassen.

Im Folgenden wird ein Experiment beschrieben, daß am 6-GeV-Elektronenbeschleuniger DESY mit dem Ziel durchgeführt wurde, die Photo-Paarerverzeugung leptonischer quarks zu untersuchen und auf Grund der bekannten Massenabhängigkeit des Erzeugungs-Wirkungsquerschnitts Grenzen für die möglichen Massen dieser Teilchen anzugeben.

Für die Auslegung des Experiments wurden die folgenden Eigenschaften der hypothetischen leptonischen quarks vorausgesetzt:

1. Ihre elektrische Ladung beträgt  $1/3$  bzw.  $2/3$  der Elementarladung  $e$ .
2. Sie weisen keine starke Wechselwirkung auf.
3. Ihre Masse ist größer als die der Myonen; andernfalls würden sie in elektromagnetischen Prozessen mit vergleichbarer Häufigkeit wie die Myonen auftreten und wären sicher längst beobachtet worden.
4. Mindestens eins der Teilchen ist stabil: mit der unten beschriebenen Anordnung können Teilchen erfaßt werden, deren Lebensdauer größer als  $10^{-8}$  s ist.

Die höchste Ausbeute photo-paar erzeugter Teilchen ist zu erwarten, wenn der primäre Elektronenstrahl von 6 GeV in einem dicken Target unter Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade abgebremst wird. Die im Verlauf der Kaskade auftretenden energiereichen Photonen stehen dann alle zur Paarerzeugung zur Verfügung. Für diesen Fall ist in Abb. 1 die Erzeugungswahrscheinlichkeit von Teilchen der Ladung  $1/3 e$  und  $2/3 e$  als Funktion ihrer Masse aufgetragen, berechnet durch numerische Integration der Bethe-Heitler-Formel für Paarerzeugung mit einem Kernformfaktor nach dem Modell "Yukawa 1" <sup>10</sup> und unter Benützung einer differentiellen Photonenweglänge im Schauer nach Clément <sup>11</sup>. Mit zunehmender Masse fällt die Ausbeute in Vorwärtsrichtung steil ab und unterschreitet bei etwa  $1 \text{ GeV}/c^2$  die mit  $1 \cdot 10^{11}$  primären Elektronen/Sekunde in 50 Stunden Meßzeit erreichbare Nachweisempfindlichkeit (aufgefaßter Raumwinkel  $0.6 \text{ mster}$ ).

## 2. Experimentelle Anordnung

Abb. 2 zeigt den Aufbau des Experiments. Der aus dem Synchrotron ejizierte 6-GeV-Elektronenstrahl wird in einem Faraday-Käfig absorbiert (Wandstärke in Strahlrichtung 75 Strahlungslängen Wolfram und Blei). Der Sekundärstrahl entsteht vorwiegend in den ersten Zentimetern dieser Schicht und durchsetzt nach dem Faraday-Käfig noch eine Abschirmwand aus 2 m Schwerbeton ( $\rho = 3,7 \text{ g/cm}^3$ ), die den Hauptanteil stark wechselwirkender Teilchen absorbiert. Der aus dem Beton austretende Strahl besteht im wesentlichen aus Myonen und Neutronen und den mit ihnen im Strahlungsgleichgewicht befindlichen Teilchen <sup>12</sup> sowie möglicherweise quarks.

In der Abschirmung verlieren die Myonen durch Ionisation 2 GeV kinetischer Energie, quarks mit der Ladung  $2/3$  ( $q_{2/3}$ ) 900 MeV und  $q_{1/3}$  nur 200 MeV. Verluste durch Bremsstrahlung und andere inelastische Prozesse sind dagegen zu vernachlässigen.

Die Vielfachstreuung in der Abschirmwand bewirkt eine Aufweitung des Sekundärstrahls. Während für die Myonen der mittlere Streuwinkel etwa doppelt so groß ist wie der mittlere Erzeugungswinkel, überwiegt bei den quarks wegen der kleineren Ladung und der größeren Masse der Erzeugungswinkel den Streuwinkel bei weitem. Damit ist bei den hier verwendeten Abschirmdicken für die Myonen der Streuwinkel, für quarks der Erzeugungswinkel der die Ausbreitung bestimmende Faktor.

Mit zusätzlicher Abschirmung könnte man also durch Streuung und Energieverlust die quarks gegenüber den Myonen anreichern. Dabei verliert man aber bei konstanter Zählergröße an Raumwinkel, außerdem wird durch die Abschirmung auch die Anzahl der quarks vermindert. Daher wurde eine räumliche Trennung der beiden Anteile angestrebt: Unmittelbar hinter der Abschirmung passierte der Sekundärstrahl einen Ablenkmagneten (DESY-B-Magnet, eingestellte Feldstärke 22 kG). Der Ablenkwinkel der Teilchen im Magnetfeld ist proportional ihrem Verhältnis Ladung/Impuls. Auf diese Weise ist es möglich, die quarks relativ zu den Myonen bei kleinen Ablenkwinkeln anzureichern. Zusätzlich werden durch den Magneten die beiden Ladungsanteile von der Paarerzeugung getrennt und nichtrelativistische Teilchen eliminiert.

Zur Unterscheidung der quarks vom restlichen Untergrund einfach geladener Teilchen wurde der unterschiedliche spezifische Energieverlust relativistischer Teilchen im Minimum der Ionisation ausgenutzt. Der Energieverlust und damit die resultierende Pulshöhe in einem Szintillationszähler sind proportional dem Quadrat der Ladung des relativistischen Teilchens. Zwei dE/dx-Zähler, jeweils flankiert von zwei Trigger-Zählern kleineren Querschnitts, wurden zu einem Zählerteleskop zusammengefaßt (s. Abb. 2). Die Richtung des Teleskops bildete einen Winkel von  $6^\circ$  gegen die Primärstrahlachse. Das Einschalten des Magneten verminderte die Myonen-Zählrate im Teleskop auf 1 % der ohne Magnetfeld gemessenen Rate. Hingegen ergibt die der Tabelle 2 zugrunde liegende Rechnung, daß gleichzeitig die Zählraten für  $q_{2/3}$  nur auf 25 % und für  $q_{1/3}$  auf 95 % absinken.

## Szintillationszähler

Quarks erzeugen im Szintillator wegen ihrer kleineren Ladung im Mittel nur 11 % bzw. 44 % des Lichtes, das ein einfach geladenes minimumionisierendes Teilchen liefert. Um sie dennoch sicher nachweisen zu können, wurden die Szintillatoren aus 38 mm dickem Material (Typ Y der Firma Pilot Chemicals) gefertigt und besondere Sorgfalt auf wirksame und gleichmäßige Lichtsammlung verwendet.

Bei den hier verwendeten Szintillatordimensionen, die aus der Unterschrift zur Abb. 2 ersichtlich sind, tritt ein Lichtverlust im Verhältnis der effektiven Photokathodenfläche des Photomultipliers ( $14 \text{ cm}^2$  bei dem verwendeten Typ 56 AVP der Firma Valvo) zur Lichtaustrittsfläche des Szintillators (ca.  $65 \text{ cm}^2$ ) auf, da man wegen Absorption und Reflexionsverlusten nicht mit mehrfachen Durchgängen des Lichtes durch den Szintillator rechnen kann. Dieser Lichtverlust kann auch durch Lichtleiter nicht wesentlich reduziert werden. Aus diesem Grunde wurde die effektive Kathodenfläche, die einer Fläche des Szintillators gegenübersteht, durch Verwendung von zwei Photomultipliern verdoppelt.

Die Szintillatoren 2, 4, 5 und 6 sind über Plexiglas-Lichtleiter mit den Photomultipliern verbunden. Um Koinzidenzen kleiner Pulse unwahrscheinlich zu machen, die durch das Cerenkov-Licht von Myonen im Plexiglas ausgelöst werden können, wurden die Lichtleiter dieser Zähler nach verschiedenen Seiten angeordnet. Um diese Störung mit Sicherheit zu vermeiden, wurden die Photomultiplier der kleinen Zähler 1 und 3 über Luft-Lichtleiter mit diffus reflektierenden Wänden mit den Frontflächen der Szintillatoren verbunden. Dabei ist zwar das Flächenverhältnis schlechter, jedoch sind mehr Lichtdurchgänge durch den Szintillator möglich und die Lichtausbeute ist die gleiche wie bei den anderen Zählern. Außerdem liegen die Photomultiplier im "Schatten" der Szintillatoren, so daß kleine Pulse, die möglicherweise von Myonen im Glas oder der Photokathode ausgelöst werden, durch die großen Szintillatortpulse überdeckt werden.

Die mittlere Pulshöhe in Abhängigkeit vom Erzeugungsort des Lichtblitzes im Szintillator änderte sich bei allen Zählern über die gesamte Fläche des Szintillators um weniger als  $\pm 5 \%$ .



## Elektronik

Abb. 3 zeigt das Blockschaltbild der Elektronik. Sie wurde aus kommerziellen Einheiten (100 MHz-System der Firma Edgerton, Germeshausen und Grier) zusammengestellt. Die Impulse aus beiden Photomultipliern eines Zählers wurden in einem Verteiler passiv addiert und auf drei Ausgänge verteilt. Die wahrscheinlichste Signalamplitude für minimumionisierende Myonen betrug dort 1,2 V.

Die Pulse der Triggerzähler 1, 3, 4 und 6 gehen auf je einen Einkanal-Analysator, der aus unterem Diskriminator D (eingestellte Schwelle 60 mV), oberem Diskriminator D' (800 mV) und Antikoinzidenzstufe  $\bar{C}$  mit nachfolgendem Diskriminator D'' besteht. Die Diskriminatoren D für die dE/dx-Zähler 2 und 5 wurden ebenfalls auf 60 mV eingestellt. Die Wahl dieser Schwellen wurde durch die gemessene Pulshöhenverteilung für Myonen und quarks (s. Abb. 4) bestimmt. Die berechnete Wahrscheinlichkeit, daß der Puls eines  $q_{1/3}$  oder  $q_{2/3}$  die obere Diskriminatorschwelle überschreitet, beträgt  $< 1\%$  bzw.  $< 7\%$ . Die Diskriminatorausgänge sind zunächst zu zwei Tripelkoinzidenzen, dann in einer Hauptkoinzidenz zusammengefaßt.

Die Hauptkoinzidenz öffnete sechs lineare gates; die hindurchgehenden Pulse der 6 Zähler wurden auf zwei Arten gespeichert: die Pulse der dE/dx-Zähler 2 und 5, in denen praktisch keine Randeffekte registriert werden konnten, gelangten in einen zweidimensionalen Vielkanal-Analysator mit  $40 \times 40$  Kanälen. Außerdem wurden alle sechs Pulse, gegeneinander verzögert, über einen Mixer auf einen Oszillographen (Typ 517 A der Firma Tektronix) gegeben und photographiert. Oszillograph und Kameratransport wurden ebenfalls von der Hauptkoinzidenz getriggert. Vor den gates befanden sich Abschwächer, um mit den interessierenden Pulshöhen im linearen Bereich der gates und des Oszillographen zu bleiben. Durch ein Triggersignal vom Synchrotron wurden die Diskriminatoren für die Ejektionsdauer (ca. 1 ms) aufgetastet. Einzel- und Koinzidenz-Zählraten wurden von schnellen Zählern registriert.

Wegen der ungewöhnlich niedrigen Schwelle der unteren Diskriminatoren relativ zu Myonen-Pulsen mußte ihre Totzeit auf 60 ns verlängert werden, um mehrfaches Ansprechen auf einen großen Puls unwahrscheinlich zu machen. Trotzdem konnten gelegentlich besonders große Pulse in allen Zählern noch nach 60 ns mit ihrer abfallenden Rückflanke die unteren Diskriminatoren ein zweites Mal ansprechen lassen. Die Ausgangspulse der oberen Diskriminatoren (und damit auch ihre Totzeit) waren 45 ns lang und endeten etwa 30 ns nach Ansprechen der unteren Diskriminatoren. Trotz der geringen Totzeit des oberen Diskriminators konnten bei den hier auftretenden Myonenraten die Einkanal-Analysatoren versagen, wenn ein während der Totzeit des oberen Diskriminators erscheinender zweiter Puls nach dieser Totzeit kleiner als 800 mV, aber nach der Totzeit des unteren Diskriminators noch größer als 60 mV ist. In beiden Fällen hätten die gates später als normal geöffnet, nur die abfallende Flanke der Pulse durchgelassen und so eine Koinzidenz kleiner Pulse vorgetäuscht. Um diese Ereignisse auf dem Film und dem Vielkanalanalysator zu erkennen, erhielten die Öffnungszeiten der gates 5 und 6 einen Vorlauf von 30 ns, so daß in derartigen Fällen die Myonen-Pulse in voller Höhe auf dem Oszillographenbild sichtbar waren. Es stellte sich heraus, daß etwa 90 % aller photographierten Ereignisse auf diese Effekte zurückgehen.

### 3. Tests

Um die Beziehung zwischen Erzeugungswahrscheinlichkeiten und Zählraten in der geschilderten Meßanordnung experimentell zu prüfen, wurden die Koinzidenz-Zählraten ohne Benutzung der oberen Schwellen in den Einkanal-Analysatoren als Funktion der Magnetfeldstärke registriert. Dies ergibt eine Aussage über das Myonen-Spektrum im Sekundärstrahl und kann mit entsprechenden Rechnungen verglichen werden. In Abb. 5 sind die Meßwerte den Ergebnissen eines Monte-Carlo-Rechenprogramms gegenübergestellt. Dieses Programm geht aus

von der Erzeugungswahrscheinlichkeit für Myonen durch hochenergetische Elektronen in dicken Targets nach der Näherungsrechnung von Clement und Kessler <sup>13</sup>, die auf der näherungsweise Integration der Bethe-Heitler-Formel für Paarerzeugung mit Einführung eines Kernformfaktors und einem analytischen Ausdruck für die differentielle Photonenweglänge im Schauer beruht. Es berücksichtigt ferner die Streuung und den Energieverlust der erzeugten Myonen in der Abschirmwand. In Anbetracht der verwendeten Näherungen und der Vernachlässigung des  $\pi$ - $\mu$ -Zerfalls ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung gut und begründet das Vertrauen in die später vorzunehmende Umrechnung von Erzeugungswirkungsquerschnitten in Zählraten für quarks.

Zur Bestimmung der Pulshöhenverteilung, die die  $q_{1/3}$  und  $q_{2/3}$  in den Szintillationszählern hervorrufen würden, wurden vor die Photokathoden der Photomultiplier Graufilter mit 11 % bzw. 47 % Transmission eingesetzt und die dann von Myonen erzeugte Amplitudenverteilung registriert. Abb. 4 zeigt die Ergebnisse. Die Halbwertsbreite der Verteilungen nimmt von 21 % bei den Myonen wegen der größer werdenden statistischen Schwankungen der Photoelektronenzahlen auf 39 % für die  $q_{1/3}$  zu. Dieser Versuch mit Graufiltern bekannter Transmission erlaubte gleichzeitig eine Bestimmung der Nichtlinearität bei der Amplitudenmessung und ermöglichte entsprechende Korrekturen.

Um die einwandfreie Funktion der gesamten Anordnung während der Meßzeit sicherzustellen, wurde nach jeweils vier Stunden ein Testprogramm durchgeführt, das u.a. folgende Kontrollen umfaßte:

1. Überprüfung der Myonen-Pulsamplituden
2. Überprüfung der Lage der Diskriminatorschwellen
3. Überprüfung der Versorgungsspannungen der Elektronik
4. Photographieren einiger Myonen-Ereignisse auf dem Oszillographenschirm.

#### 4. Ergebnisse

Während der Meßzeit wurden insgesamt  $8 \cdot 10^{16}$  primäre Elektronen der Energie 6 GeV im Faraday-Käfig absorbiert. Der Durchmesser des Primärstrahls war bei Eintritt in den Faraday-Käfig kleiner als 5 cm, die Divergenz kleiner als 10 mrad. Die Zahl der von diesen Elektronen erzeugten Myonen, die nach Durchdringen der Abschirmwand in den von den Zählern aufgespannten Raumwinkel von 0,6 mster fielen, betrug  $2 \cdot 10^9$ . Bei einem Magnetfeld von 22 kG gelangten nur noch  $3 \cdot 10^7$  Myonen in die Zähleranordnung.

Insgesamt erfüllten 1800 Ereignisse die Triggerbedingungen und wurden registriert. Von diesen wurden ca. 1600 auf den Aufnahmen als Fehlerereignisse erkannt, die von Myonen mit kleinem zeitlichen Abstand herrühren (s. Abschnitt 2). 53 Ereignisse wiesen in den dE/dx-Zählern 2 und 5 Pulshöhen über 1,3 V auf und gaben sich damit als Myonen zu erkennen, die die Triggerzähler nur am Rande gestreift hatten. Von den verbleibenden 125 Ereignissen sind die Pulshöhen der Zähler 2 und 5 in Abb. 6a eingetragen. In der gleichen Darstellung würden sich relativistische quarks dagegen so abzeichnen, wie es in Abb. 6b gezeigt wird. Die Verteilung der von quarks herrührenden Pulshöhen in Abb. 6b wurde durch ein Monte-Carlo-Programm simuliert, wobei die mit Graufiltern gemessenen Pulshöhenverteilungen zugrunde gelegt wurden.

Etwa nach der Hälfte der Meßzeit wurde die Polarität des Magnetfeldes gewechselt, ohne daß sich die Zählraten oder die Verteilung der Ereignisse in Abb. 6a änderten. Daher wurden alle Ereignisse in dieser Abbildung zusammengefaßt.

Man erkennt aus der Gegenüberstellung von Abb. 6a und 6b:

1. Es gibt keine Häufungspunkte von gemessenen Ereignissen in den Gebieten, wo die  $q_{1/3}$  und  $q_{2/3}$  liegen müßten.
2. Im Bereich der  $q_{1/3}$  und der  $q_{2/3}$  liegen nur sieben gemessene Ereignisse.

Für diese Ereignisse wurde die Pulshöheninformation aller sechs Zähler ausgewertet. Aus der mit Graufiltern gemessenen Pulshöhenverteilung (Abb. 4) läßt sich die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Impulshöhe in einem Zähler entnehmen. Mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms läßt sich damit die Wahrscheinlichkeitsverteilung für bestimmte Pulshöhenkombinationen in 6 Zählern berechnen. Aus dieser Verteilung ergibt sich, daß jedes der 7 fraglichen Ereignisse nur mit einer Wahrscheinlichkeit kleiner als 5 % von einem Teilchen der Ladung  $1/3$  oder  $2/3$  herrührt.

Diese Ereignisse können von koinzidentem Gamma-Untergrund aus elektromagnetischen Schauern herrühren, die durch Anstoßelektronen, Bremsstrahlung, direkter Elektronen-Paarherzeugung oder Zerfallselektronen von Myonen im letzten Teil der Betonabschirmung ausgelöst werden<sup>14</sup>. Um diese Annahme zu prüfen, wurden jeweils 10 cm Blei vor dem ersten und zweiten Zählertripel aufgebaut. Der zusätzliche Bleiabsorber beeinträchtigt die Raten von Myonen und quarks nur unwesentlich, sollte aber den Gamma-Untergrund reduzieren, der auf den geschilderten Prozessen beruht. Dieser Versuch wurde mit  $2 \cdot 10^{16}$  primären Elektronen durchgeführt. Tatsächlich wurde in den  $dE/dx$ -Zählern kein einziges Ereignis mehr mit Pulshöhen unter 850 mV registriert, verglichen mit 12 Ereignissen, die ohne zusätzlichen Bleiabsorber bei  $2 \cdot 10^{16}$  primären Elektronen auftraten.

Aus der Analyse ziehen wir den Schluß, daß kein relativistisches Teilchen der Ladung  $1/3$  oder  $2/3$  beobachtet wurde. Dieses Ergebnis ist zu vergleichen mit den Daten in Tabelle 2 (s. nächste Seite). Dort sind gerechnete Werte für die Anzahlen  $N$  von  $q_{1/3}$  und  $q_{2/3}$  als Funktion ihrer Masse angegeben, die man erwartet hätte, wenn die Photo-Paarherzeugung dieser Teilchen durch die Bethe-Heitler-Formel beschrieben wird. Zusätzlich ist in jeder Zeile für die Anzahl  $N$  die statistische Wahrscheinlichkeit  $W(0)$  vermerkt, im Experiment kein Ereignis zu beobachten. Es zeigt sich, daß unter der Annahme der Photo-Paarherzeugung nach

Bethe-Heitler mit 99 % Wahrscheinlichkeit die Masse eines leptonischen quarks mit der Ladung  $1/3$  nicht unter  $850 \text{ MeV}/c^2$ , die eines leptonischen quarks mit der Ladung  $2/3$  nicht unter  $900 \text{ MeV}/c^2$  liegt.

Tabelle 2

m (MeV)	$q_{1/3}$		$q_{2/3}$	
	N	W(0)	N	W(0)
500	2100	} $10^{-4}$	7500	} $10^{-4}$
600	270		950	
700	42		130	
800	7.7	0.05 %	22	
900	1.5	22 %	4.2	1.6 %
1000	0.4	68 %	0.9	40 %

Anzahl N der im Experiment zu erwartenden  $q_{1/3}$  und  $q_{2/3}$ -Ereignisse als Funktion der quark-Masse, berechnet unter der Annahme, daß die Photo-Paarzeugung leptonischer quarks durch die Bethe-Heitler-Formel beschrieben wird.

W(0) ist die Wahrscheinlichkeit, bei dieser mittleren Anzahl N kein Ereignis zu beobachten.

Herrn Professor P. Stähelin danken wir für anregende Diskussionen, dem Hallendienst für tatkräftige Unterstützung beim Versuchsaufbau.

Literatur:

1) M. Gell-Mann, Phys. Letters 8, 214 (1964)

2) G. Zweig, CERN-Report 8182/Th 401 (1964)

3) Experimente an Teilchenbeschleunigern:

M. di Corato, W.B. Fretter, H.J. Lubatti, W. Michael,  
UCB-64-2 University of California, Berkeley (1964)

D.R.O. Morrison, Phys. Letters 9, 199 (1964)

H.H. Bingham, M. Dickinson, R. Diebold, W. Koch, D.W.G. Leith,  
M. Nikolic, B. Ronne, R. Huson, P. Musset, J.J. Veillet,  
Phys. Letters 9, 201 (1964)

L.P. Leipuner, W.T. Chu, R.C. Larsen, R.K. Adair,  
Phys. Rev. Letters 12, 423 (1964)

V. Hagopian, W. Selove, R. Ehrlich, E. Leboy, R. Lanza,  
Phys. Rev. Letters 13, 280 (1964)

W. Blum, S. Brandt, V.T. Cocconi, O. Czyzewski, J. Danysz,  
M. Jobs, G. Kellner, D. Miller, D.R.O. Morrison,  
W. Neale, J.G. Rushbrooke, Phys. Rev. Letters 13,  
353a(1964)

P. Franzini, B. Leontic, D. Rahm, N. Samios,  
Phys. Rev. Letters 14, 196 (1965)

D.E. Dorfan, J. Eades, L.M. Ledermann, W. Lee, C.C. Ting,  
Phys. Rev. Letters 14, 999 (1965)

D.E. Dorfan, J. Eades, L.M. Ledermann, W. Lee, C.C. Ting,  
Phys. Rev. Letters 14, 1003 (1965)

4) Experimente mit der kosmischen Strahlung

T. Bowen, D.A. DeLise, R.M. Kalbach, L.B. Mortara,  
Phys. Rev. Letters 13, 728 (1964)

A.W. Sunyar, A.Z. Schwarzschild, P.I. Connors,  
Phys. Rev. 136, B1157 (1964)

- T. Massam, Th. Muller, A. Zichichi, Nuovo Cimento 40A, 589 (1965)  
J.C. Barton, C.T. Stockel, Phys. Letters 21, 360 (1966)  
D.A. DeLise, Th. Bowen, Phys. Rev. 140, B458 (1965)  
A. Buhler-Broglin, G. Fortunato, T. Massam, Th. Muller,  
A. Zichichi, Nuovo Cimento 45, 520 (1966)  
H. Kasha, L.P. Leipuner, R.K. Adair, Phys. Rev. 150, 1140 (1966)  
R.C. Lamb, R.A. Lundy, T.B. Novey, D.D. Yovanovitch,  
Phys. Rev. Letters 17, 1068 (1966)

5) Massenspektrometrie

- W.A. Chupka, J.P. Schiffer, C.M. Stevens,  
Phys. Rev. Letters 17, 60 (1966)  
Y.B. Zeldovich, L.B. Okun, S.B. Pikelner,  
Usp. Fiz. Nauk. 87, 113 (1965),  
(Sov. Phys. Usp. 8, 702 (1966))

6) Spektralanalyse

- O. Sinanoglu, B. Skutnik, R. Tousey,  
Phys. Rev. Letters 17, 785 (1966)  
W.R. Bennett, Phys. Rev. Letters 17, 1196 (1966)

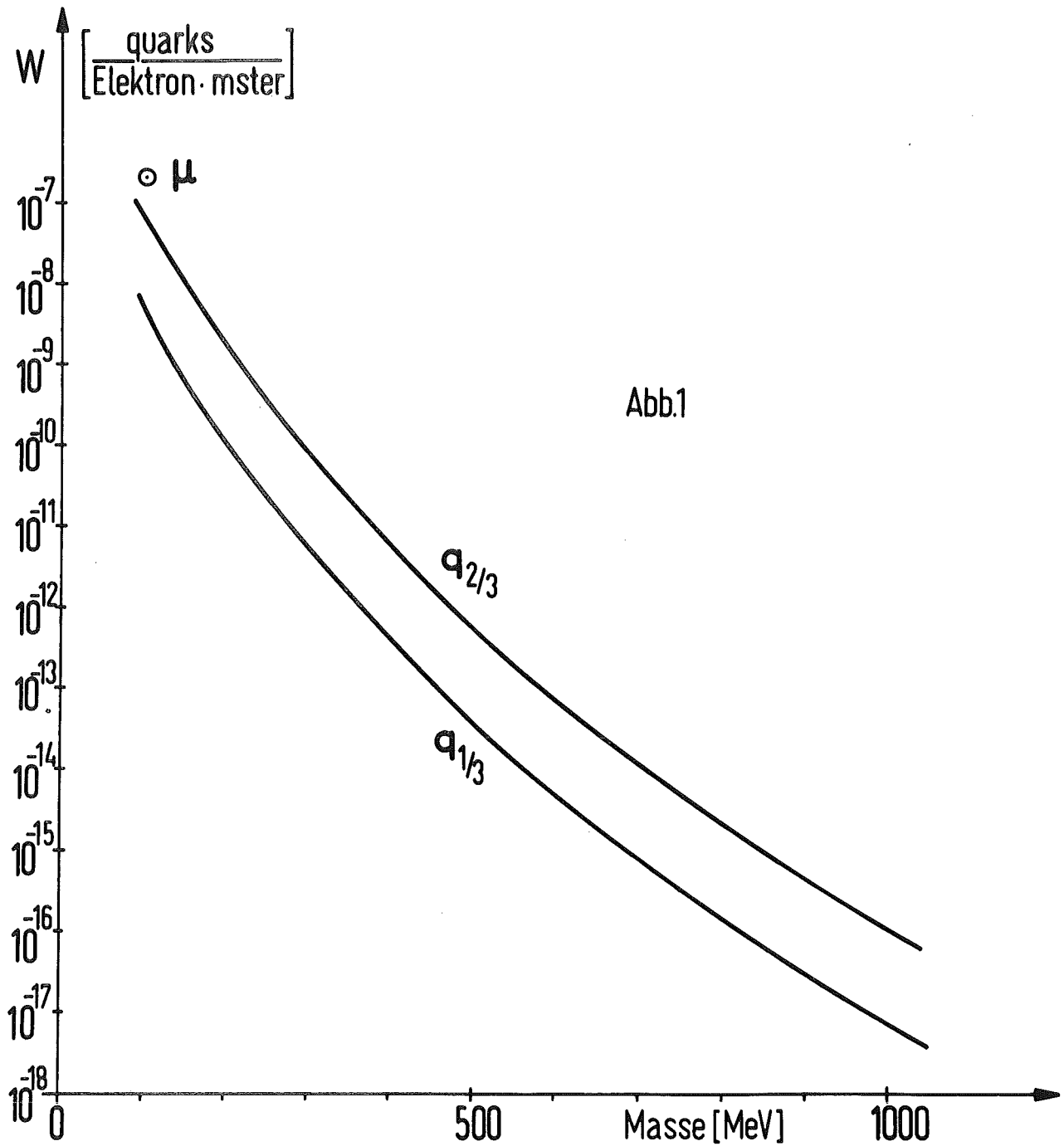
7) Millikan-Versuche

- C. Becchi, G. Gallinaro, G. Morpurgo, Nuovo Cimento 39, 409 (1965)  
G. Gallinaro, G. Morpurgo, Phys. Letters 23, 609 (1966)  
V.B. Braginskii, JETP Letters 3, 43 (1966),  
(Original 3, 69 (1966))  
V.B. Braginskii, Y.B. Zeldovitch, V.K. Martynov, V.V. Migulin,  
JETP 52, 29 (1967)

- 3) T. Massam, A. Zichichi, Nuovo Cimento 43, 227 (1966)



- 9) J. Voss, D. Garelick, S. Homma, W. Lobar, L.S. Osborne,  
and J. Uglum, Paper submitted at the XIIIth International  
Conference on High Energy Physics, 31 August - 7 September,  
Berkeley, California
- 10) R. Herman, R. Hofstadter: High Energy Scattering Tables,  
Stanford, Calif. (1960)
- 11) G. Clément, Compt. Rend. 257, 2971 (1963)
- 12) G. Bathow, E. Freytag, K. Tesch, Nucl. Instr. Meth. 51,  
56 (1967)
- 13) G. Clément, P. Kessler, Nuovo Cimento 37, 876 (1965)
- 14) R. Firkowski, J. Hibner, W. Stefanski, Nukleonika 11,  
629 (1966)



Berechnete Erzeugungswahrscheinlichkeiten von Teilchen der Ladung  $1/3$  und  $2/3$  in einem Raumwinkel von 1 mster um die Vorwärtsrichtung als Funktion ihrer Masse pro einfallendes 6-GeV-Elektron (dickes Blei-Target).

Der berechnete Wert für Myonen ist zum Vergleich ebenfalls eingetragen.

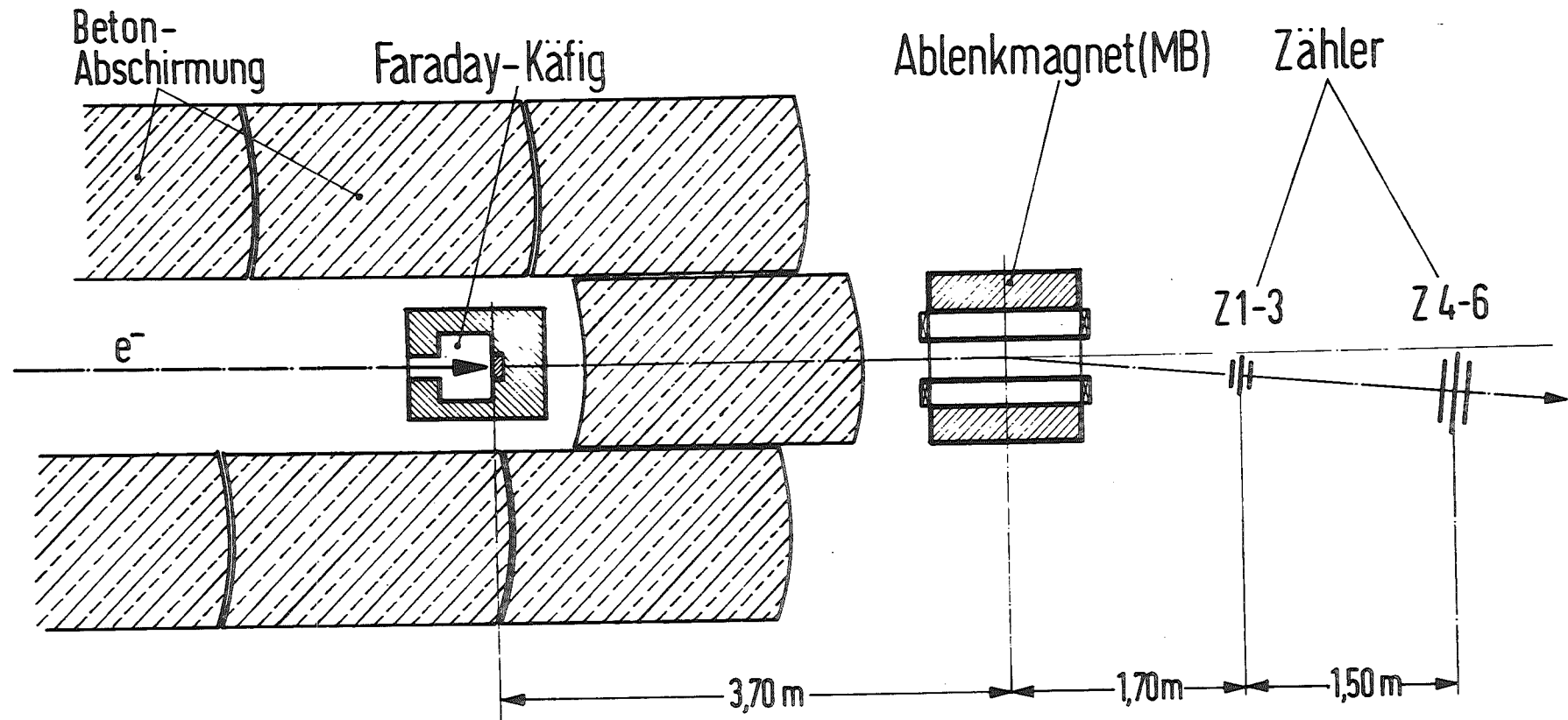


Abb.2

Aufbau des Experiments.

Magnetfeldstärke 22 kGauss

Zählerdimensionen:  $Z_1, Z_3$  10 x 18 x 3,8 cm<sup>3</sup>;  
 $Z_2$  18 x 26 x 3,8 cm<sup>3</sup>;  
 $Z_4, Z_6$  16 x 48 x 3,8 cm<sup>3</sup>;  
 $Z_5$  18 x 50 x 3,8 cm<sup>3</sup>.

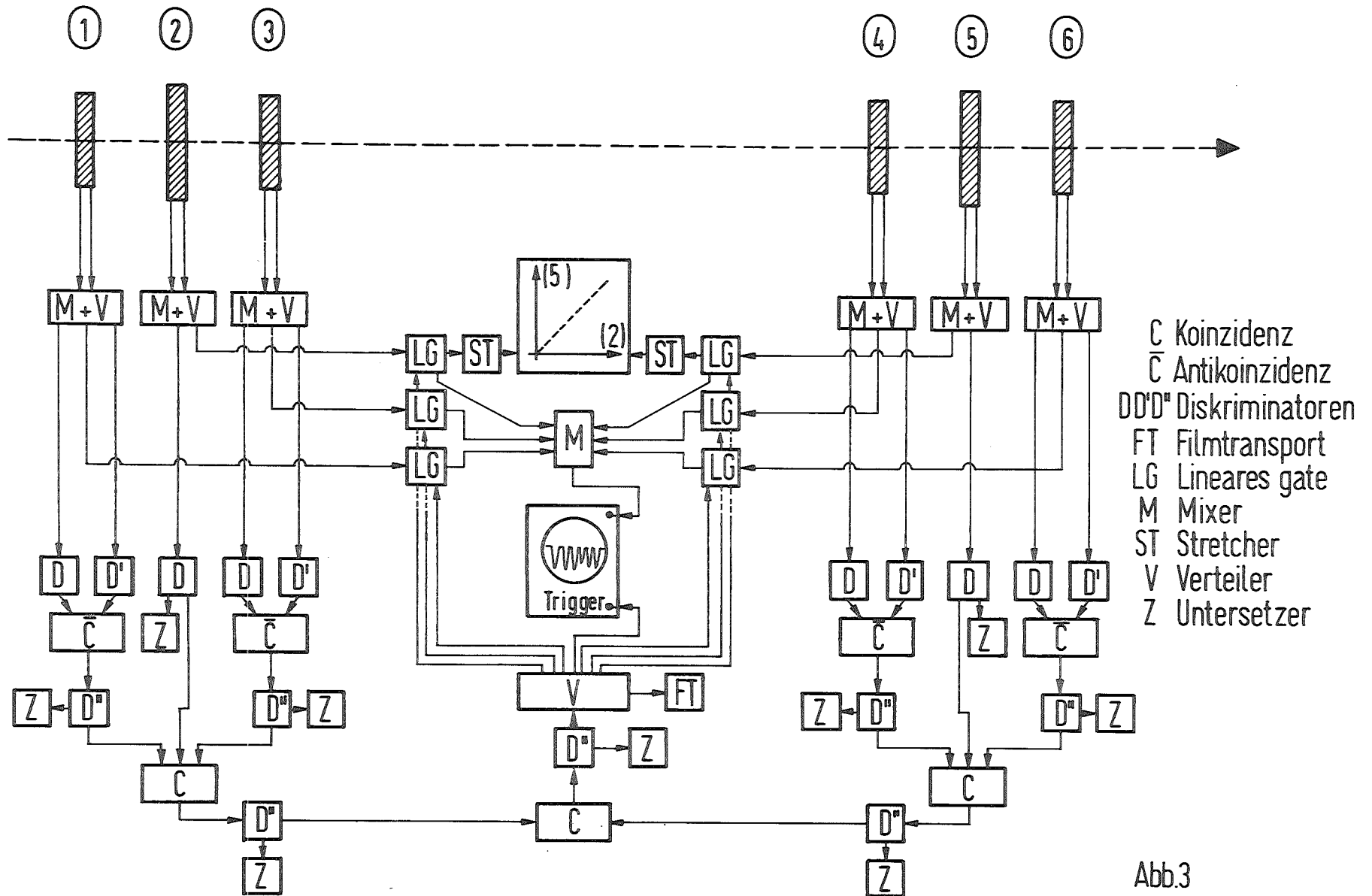


Abb.3

Blockschaltbild der Elektronik

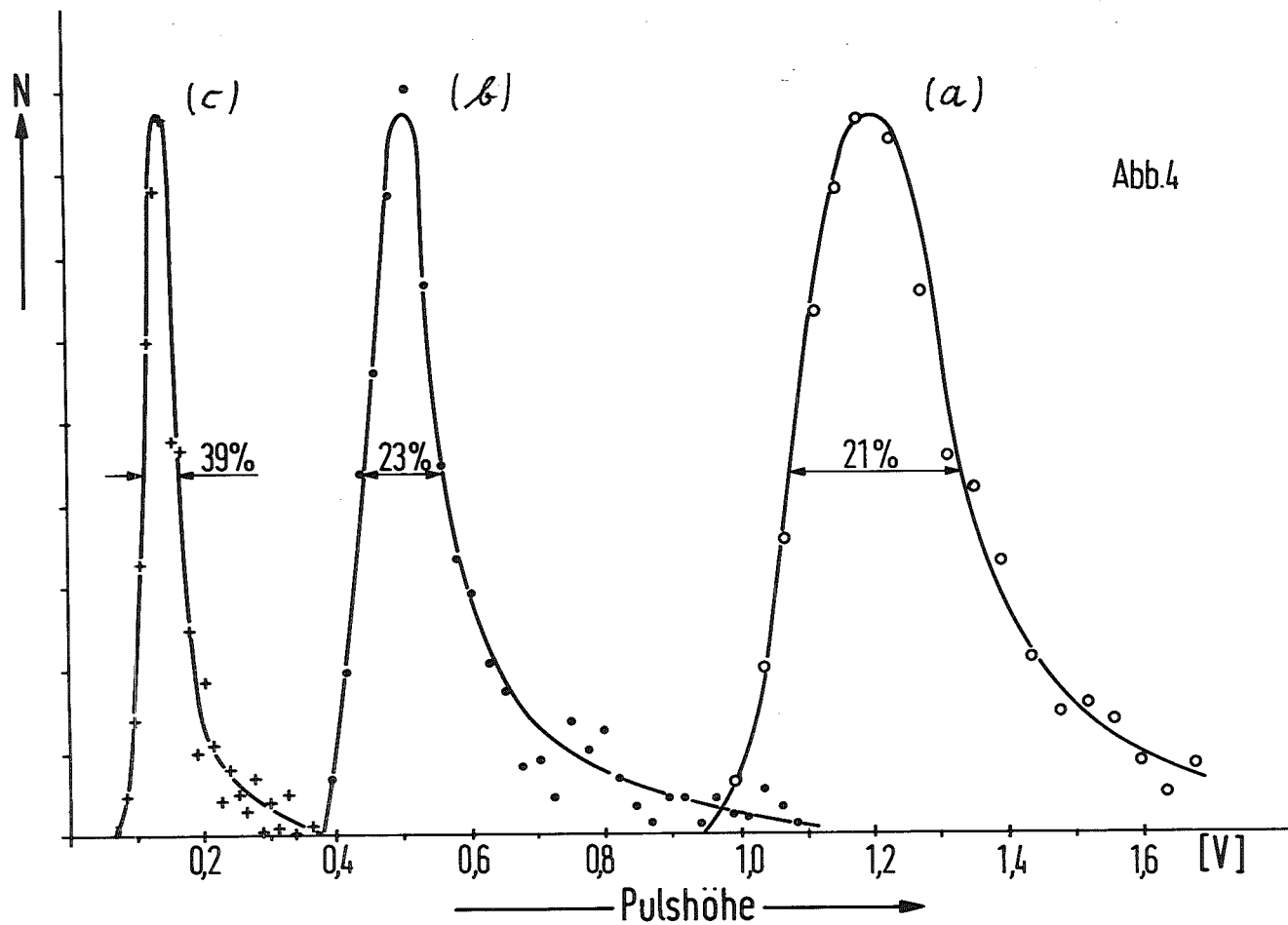


Abb.4

Von relativistischen Myonen erzeugte Pulshöhenverteilungen in einem der Szintillationszähler,

a) ohne Filter;

b) mit Graufiltern von 44 % Durchlässigkeit vor den Photomultipliern; dies ergibt eine Verteilung, wie sie von  $q_{2/3}$  hervorgerufen würde;

c) mit Graufiltern von 11 % Durchlässigkeit (entsprechend  $q_{1/3}$ )

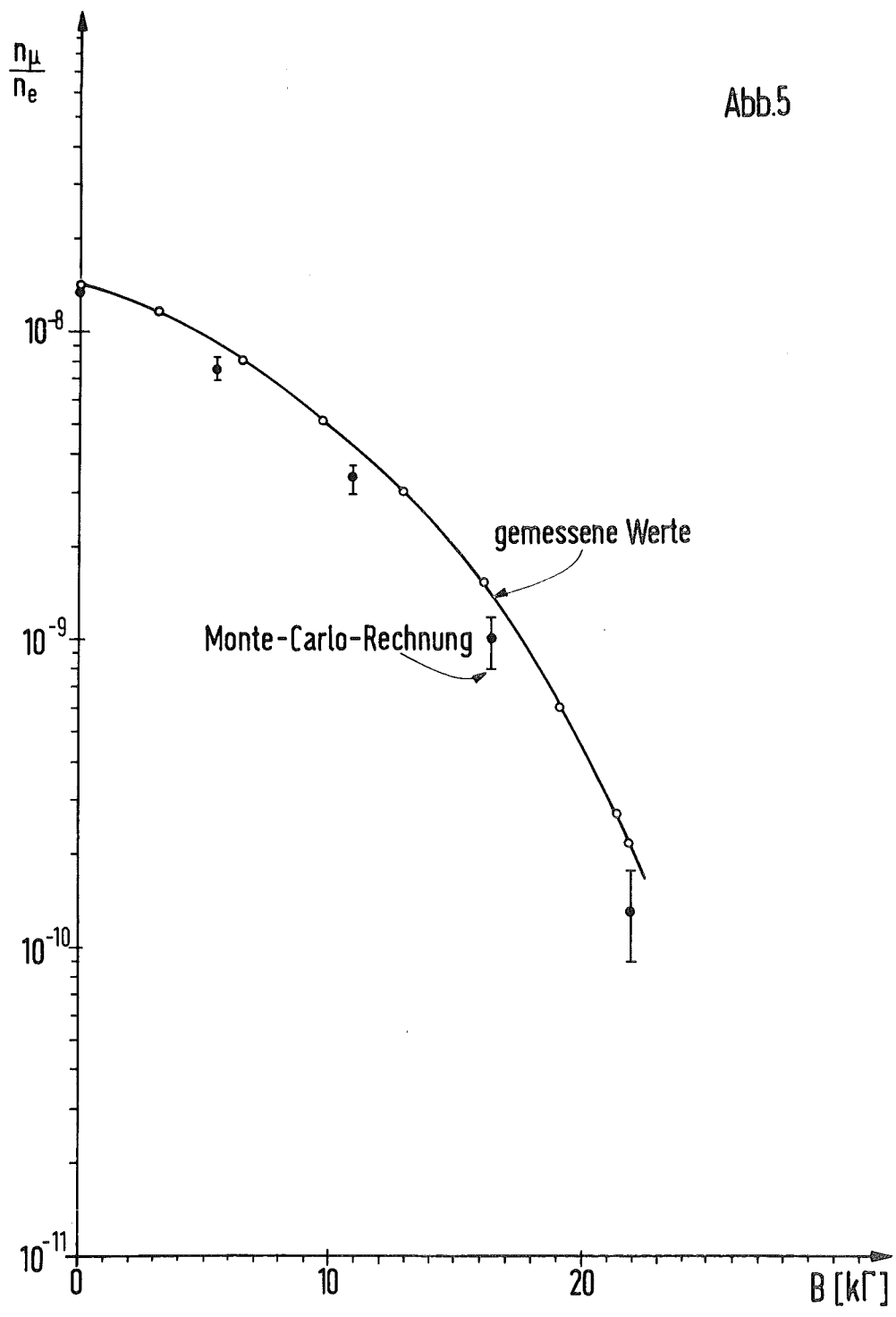
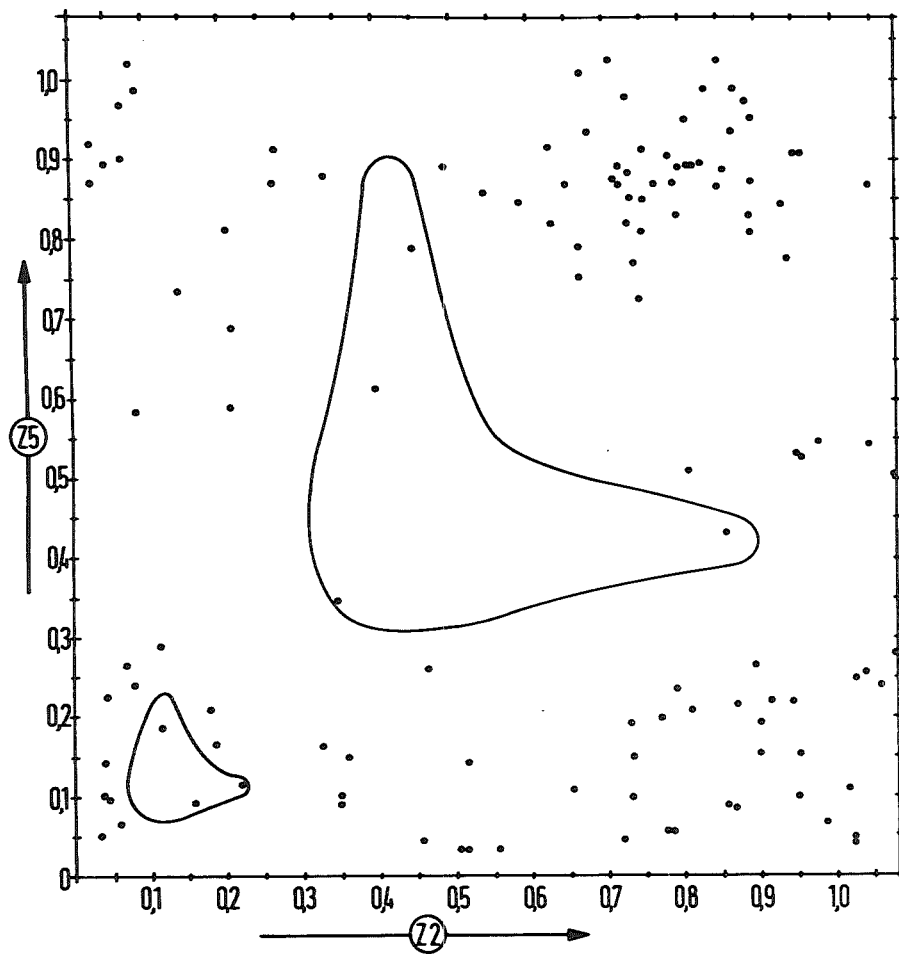
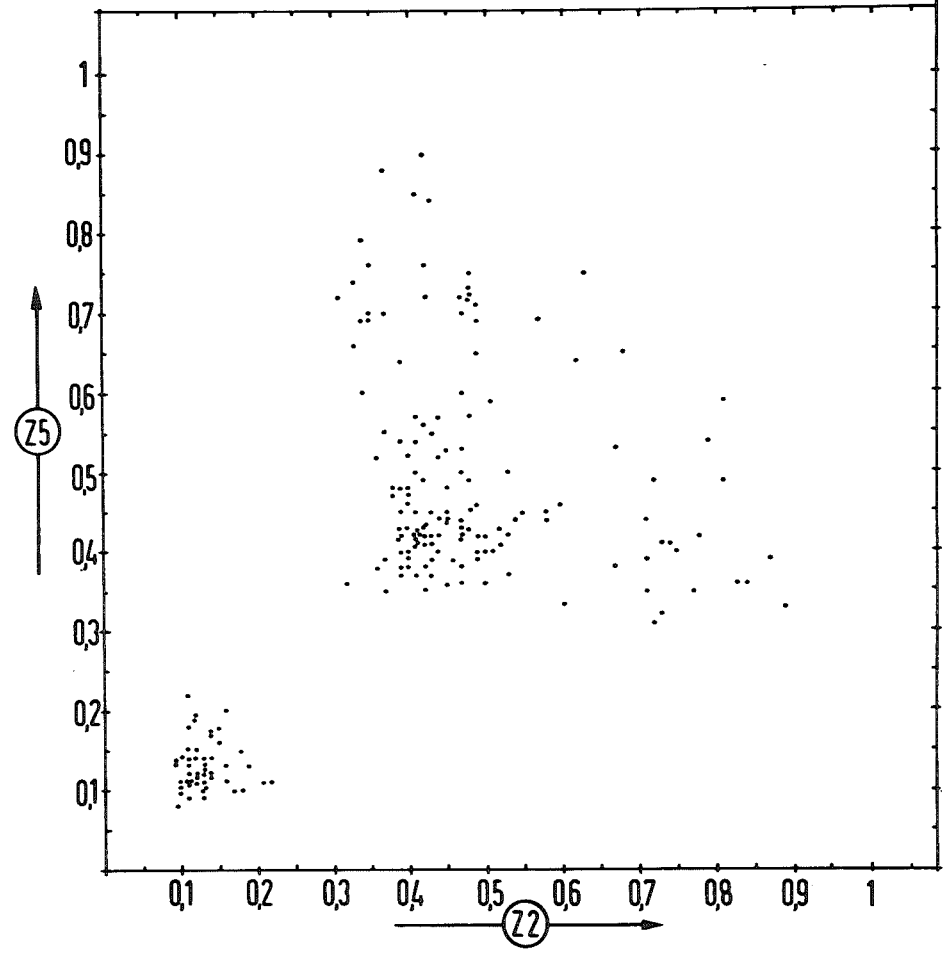


Abb.5

Zahl der Myonen im Zählerteleskop pro primär einfallendes 6-GeV-Elektron in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Bei den gerechneten Werten sind die statistischen Fehler der Monte-Carlo-Rechnung eingezeichnet.



a



b

Abb.6

Zweidimensionale Pulshöhenverteilung

a) gemessener Ereignisse

b) simulierter Ereignisse

In den umrandeten Bereichen sollten 90 % der  $q_{1/3}$  bzw.  $q_{2/3}$  liegen.

Die wahrscheinlichste Pulshöhe für minimumionisierende Teilchen der Ladung 1 ist auf 1 normiert.

