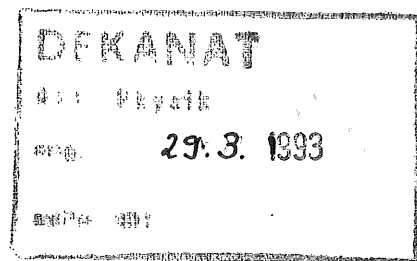


Untersuchungen zum Verhalten von Photomultipliern in Magnetfeldern bei Feldstärken bis zu 2 Tesla



Diplomarbeit

am Lehrstuhl

Experimentelle Physik V

im Fachbereich Physik

der Universität Dortmund

vorgelegt von

Joachim Janoth

29. März 1993

1945

If you cannot explain
to a biologist
what you are doing,
something is wrong
with you
or
with what you are doing.

R. P. Feynman

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Die Speicherringanlage HERA.....	1
1.2. Der H1-Detektor.....	3
1.3. Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC.....	5
1.4. Ziele dieser Arbeit	7
2. Photomultiplier	9
2.1. Aufbau und Funktion von Photomultipliern	9
2.2. Die Photokathode.....	10
2.3. Sekundärelektronenemission.....	14
2.4. Das Dynodensystem	18
2.4.1. Das Fokussierungssystem.....	18
2.4.2. Konfiguration der Dynoden.....	21
2.4.3. Die Mesh-Typ Dynode.....	24
2.4.4. Spannungsversorgung und Zusammenhang zur Verstärkung.....	25
2.5. Rauschen.....	29
2.5.1. Rauschen an der Photokathode	30
2.5.2. Rauschen des Elektronenvervielfachers	32
2.6. Bestimmung der absoluten Verstärkung von Photomultipliern	35
3. Experimentelle Durchführung	39
3.1. Allgemeiner Aufbau der Meßapparatur	39
3.1.1. Das Magnetfeld.....	39
3.1.2. Die Leuchtdiode.....	40
3.1.3. Der Spannungsteiler.....	42
3.1.4. Der mechanische Aufbau.....	44
3.2. Die verschiedenen Meßaufbauten	45
3.2.1. Aufbau zur Untersuchung von Photomultipliern mit axialer Ausrichtung zum Magnetfeld	45
3.2.2. Aufbau zur Untersuchung von Photomultipliern mit nicht axialer Ausrichtung zum Magnetfeld	48
3.2.3. Aufbau zur Untersuchung von vier baugleichen Photomultiplier im Magnetfeld	49
3.2.4. Aufbau zur Untersuchung der Leuchtdiode im Magnetfeld	50
3.3. Durchführung der Messungen.....	50
3.4. Das Meßprogramm	51

4. Diskussion der Ergebnisse	53
4.1. Stabilität der Photomultiplier.....	53
4.2. Emission der Leuchtdiode in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke	56
4.3. Abhängigkeit der Verstärkung eines Photomultipliers von der Frequenz des Lichtsignals	57
4.4. Messungen der Verstärkung in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke bei axialer Ausrichtung des Photomultipliers	58
4.4.1. Der 2" Photomultiplier.....	59
4.4.2. Der 1,5" Photomultiplier.....	60
4.4.3. Die 1" Photomultiplier	61
4.5. Messungen der Verstärkung in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke bei nichtaxialer Ausrichtung des Photomultipliers.....	64
4.6. Messungen der Verstärkung in Abhängigkeit vom Einstrahlort auf der Photokathode	65
5. Simulationen	69
5.1. Modellannahmen, die der Simulation zugrunde liegen.....	69
5.2. Prinzip der Simulationen	71
5.2.1. Die ideale Verstärkung einer Mesh-Dynode	71
5.2.2. Die Translation.....	76
5.2.3. Die absolute Verstärkung eines Photomultipliers.....	77
5.3. Vergleich der Ergebnisse der Simulationen mit den Meßdaten	78
5.3.1. Abhängigkeit der Verstärkung von der Magnetfeldstärke	78
5.3.2. Abhängigkeit der Verstärkung vom Winkel zwischen Photomultiplier und Magnetfeldlinien	80
6. Zusammenfassung	83
Anhänge.....	85
Anhang A) Daten der verwendeten Photomultiplier.....	86
Anhang B) Daten des verwendeten Magneten	87
Anhang C) Daten der verwendeten Leuchtdiode	88
Anhang D) Die Abschwächer.....	89
Anhang E) Die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit von der Magnetfeldstärke	90
Anhang F) Die Schnittflächenfunktion.....	92
Literaturverzeichnis.....	95
Danksagung	99

1. Einleitung

Die Elementarteilchenphysik versucht zu ergründen, welches die kleinsten Bausteine der Materie sind und welche Wechselwirkungen sie ausüben. Zur Beantwortung dieser und anderer Fragen werden seit dem Versuch von Rutherford 1911 [Rut 11] Streuexperimente durchgeführt. Rutherford beschöß eine dünne Goldfolie mit α -Teilchen und entdeckte, daß das Atom aus einem positiv geladenen Kern, der fast die gesamte Masse des Atoms in sich vereinigt, und einer negativ geladenen Elektronenhülle besteht. Mit Hilfe seiner Versuche konnte Rutherford die Struktur des Atoms aufdecken.

Später konnte gezeigt werden, daß auch der Kern des Atoms eine Struktur besitzt und aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen, aufgebaut ist. Im Jahr 1964 forderten Gell-Mann et al. [Gel 64] und Zweig [Zwe 64] unabhängig voneinander die Existenz von subnuklearen Teilchen, den Quarks, aus denen das Proton und das Neutron aufgebaut ist. Diese konnten einige Zeit später an der Beschleunigeranlage SLAC, dem Stanford Linear Accelerator Center, in einem Elektron-Nukleon Streuexperiment indirekt nachgewiesen werden. Dabei sind die Elektronen auf ein ruhendes Target geschossen worden. Bei den Streuexperimenten mit der im folgenden Abschnitt beschriebenen Speicherringanlage HERA werden nicht nur die Elektronen sondern auch die Protonen beschleunigt, so daß sich der quadratische Impulsübertrag Q^2 vergrößert. Auf diese Weise wird ein großer kinematischer Bereich zugänglich, in dem die bestehenden Gesetzmäßigkeiten der Physik überprüft werden können.

1.1. Die Speicherringanlage HERA

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg - im weiteren kurz DESY genannt - werden in der Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage HERA, die in Abbildung 1.1 dargestellt ist, Streuexperimente durchgeführt. Dazu werden Elektronen und Protonen durch eine Reihe von Vorbeschleunigern in die 6,3km lange Speicherringanlage HERA eingeschossen und zur Kollision gebracht. In HERA werden die Elektronen auf eine Energie von 30GeV und die Protonen auf eine Energie von 820GeV beschleunigt, was einer Schwerpunktse-nergie von $\sqrt{s} = 314\text{GeV}$ entspricht. Der maximale quadratische Impulsübertrag von $Q^2 = 10^5\text{GeV}^2/c^2$ ermöglicht gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei27]

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.1)$$

eine Auflösung Δx von Strukturen kleiner als 10^{-17} m. Die zu erwartende integrierte Luminosität von $l = 100 \dots 200 \text{ pb}^{-1}$ pro Jahr erlaubt die Messung physikalischer Prozesse mit kleinem Wirkungsquerschnitt σ . Die Anzahl N der zu erwartenden Ereignisse für eine physikalischen Prozeß ist bestimmt durch:

$$(1.2) \quad N = l \cdot \sigma.$$

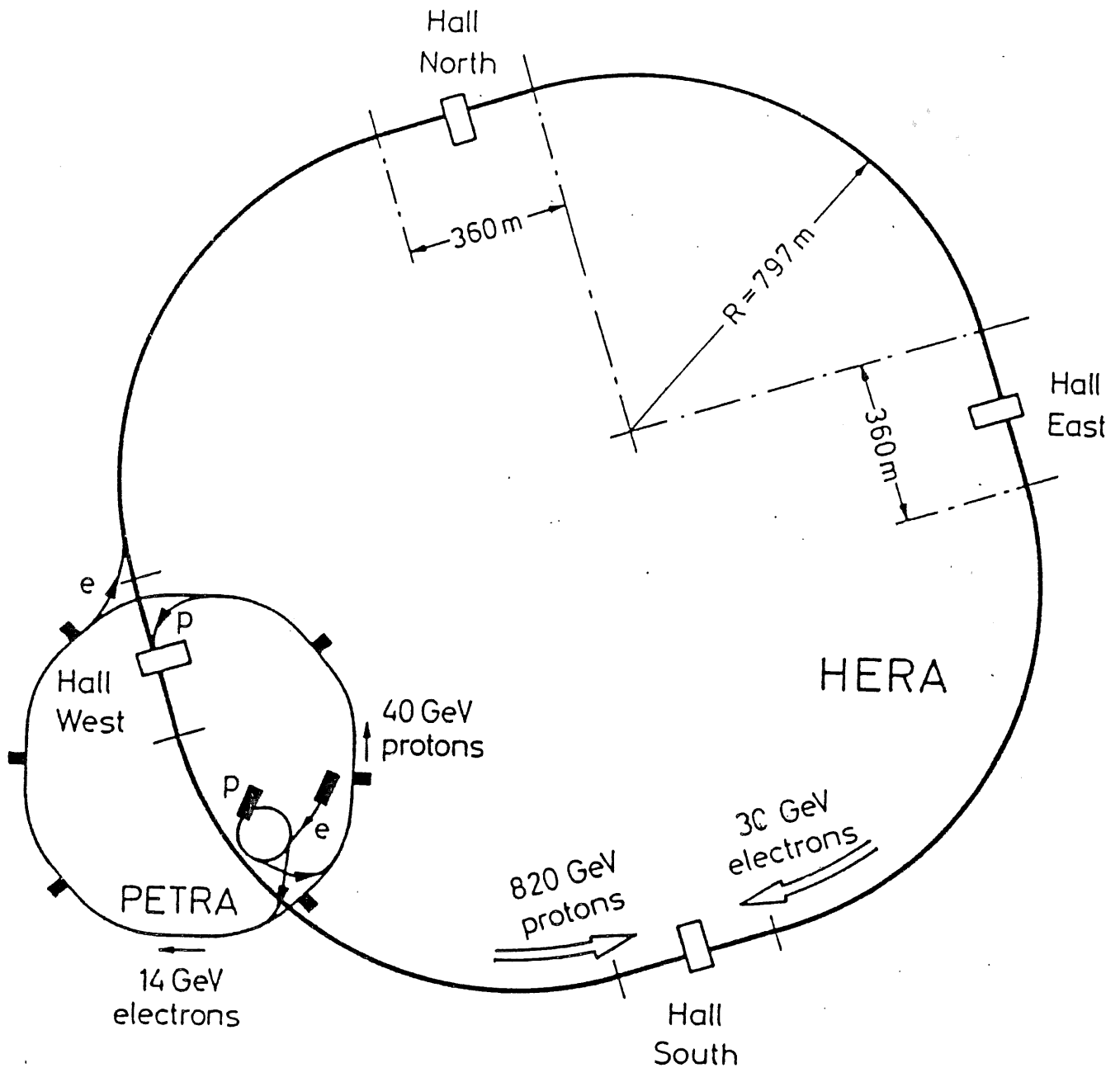


Abb. 1.1: Die Speicherringanlage HERA und ihre Vorbeschleuniger

Aus Gleichung (1.2) ist ersichtlich, daß mit der Speicherringanlage HERA selbst Prozesse mit einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma \geq 0,1\text{pb}$ eine ausreichende Anzahl von Ereignissen liefert. Damit kann das Standardmodell der Elementarteilchenphysik überprüft werden und es können eventuell bisher unentdeckte Teilchen gefunden werden.

Die physikalischen Aufgaben der Experimente bei HERA werden im folgenden kurz aufgeführt [DES 92]:

- Messung von Ereignissen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung zur Bestimmung der Strukturfunktion des Protons bei hohem Impulsübertrag Q^2 und kleinen Werten der Bjorkenvariablen x ,
- Messung von Ereignissen der Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$ und Bestimmung der Strukturfunktion des Photons,
- Bestimmung der Q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α_s ,
- Suche nach Substrukturen des Elektrons und der Quarks,
- Suche nach Ereignissen zur Erweiterung des Standardmodells durch Supersymmetrie oder rechtshändigen schwachen Eichbosonen.

Zur Beobachtung und Rekonstruktion solcher Ereignisse stehen an zwei der vier möglichen Wechselwirkungszone bei HERA die Detektoren H1 und ZEUS. Im folgenden Abschnitt werden einzelne Komponenten des H1-Detektors von der Wechselwirkungszone nach außen hin beschrieben.

1.2. Der H1-Detektor

Der H1-Detektor deckt mit seinen Komponenten einen großen Teil des Raumwinkels ab, um die bei der Kollision entstehenden Teilchen nachweisen zu können. Wegen des wesentlich höheren Impulses der Protonen von $820\text{GeV}/c$ treffen die Teilchen vornehmlich in Protonenflugrichtung auf den Detektor. Dem ist durch den stark asymmetrischen Bau des H1-Detektors, wie in Abbildung 1.2 zu sehen, Rechnung getragen. Direkt um das Strahlrohr an der Wechselwirkungszone sind die zentralen Spurenkammern (1) und weiter vorn in Flugrichtung des Protons die Vorwärtsspurenkammern (2) mit Übergangsstrahlungsdetektoren. Diese Spurenkammern dienen zur Identifizierung von Elektronen und Positronen und haben eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p^2 \leq 3\%$. Sie werden von einem großen, aus acht Ringen bestehenden, Sandwich-Kalorimeter umgeben, das in einem Kryostaten bei einer Temperatur von ungefähr $T = 80\text{K}$ arbeitet. Als Auslesemittel wird flüssiges Argon verwendet.

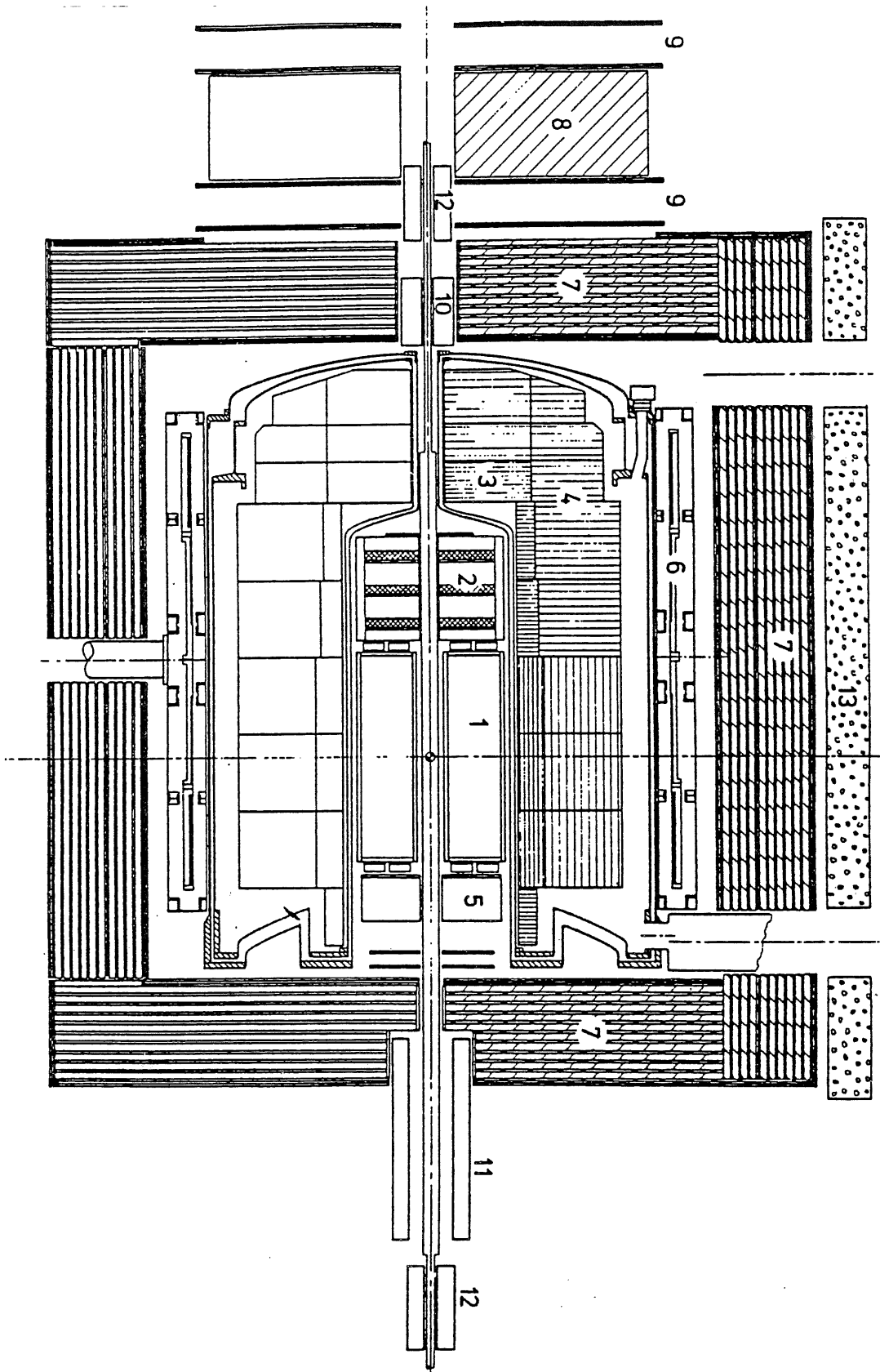


Abb. 1.2: Der H1-Detektor

Das Kalorimeter unterteilt sich in das innere elektromagnetische Kalorimeter (3) mit Blei als Absorbermaterial und das äußere hadronische Kalorimeter (4) mit dem Absorbermaterial Edelstahl. Als Energieauflösung wird ein Wert von $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E}$ für den elektromagnetischen Teil und von $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E}$ für den hadronischen Teil erreicht [H1 92].

Teile des an der europäischen Großforschungsanlage CERN getesteten elektromagnetischen Kalorimeters unterschreiten die geforderte Mindestauflösung deutlich. Die Auflösung des elektromagnetischen BBE-Kalorimeters zum Beispiel erreicht nach [Bor 92] einen Wert von $\sigma_E/E = 9,4\%/\sqrt{E}$. Mit dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter wird, gemessen an der Flugrichtung der Protonen, ein Raumwinkel von $4^\circ \leq \theta \leq 152^\circ$ abgedeckt. Im vorderen Bereich des Detektors für Winkel $\theta < 4^\circ$ steht das Silizium-Kalorimeter PLUG (10) und im hinteren Bereich für Winkel $150^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$ das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC¹ (5). Das BEMC wird aufgrund seiner Bedeutung für diese Arbeit gesondert im nächsten Abschnitt beschrieben.

Zur Identifizierung der bei der Kollision entstehenden Teilchen sind die Spurenkammern und Kalorimeter mit einer supraleitenden Magnetfeldspule (6) umgeben. Das Magnetfeld mit einer Stärke von $B = 1,2T$ und einer Inhomogenität von $\sigma_B/B < 3\%$ ist solenoidal zum Strahlrohr ausgerichtet und zwingt die entstehenden Teilchen in Abhängigkeit ihrer Ladung und ihres Impulses auf eine Spiralbahn. Die Magnetfeldspule ist von Eisen (7) umgeben, das mit Streamer-Kammern instrumentiert ist. Neben der Rückführung des magnetischen Flusses hat das instrumentierte Eisen die Aufgabe, einen Nachweis von hochenergetischen hadronischen Schauern zu gestatten, die nicht ihre gesamte Energie im hadronischen Kalorimeter deponiert haben. Zum Nachweis von Myonen ist der gesamte Detektor von Myonkammern umgeben.

1.3. Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC

Das BEMC steht im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors, also in Elektronenflugrichtung. Es dient hauptsächlich zum Nachweis von gestreuten Elektronen. Die Streuung erfahren die Elektronen bei der Wechselwirkung mit einem Quark des Protons über ein Photon oder ein Z^0 -Boson.

Der Aufbau des BEMC ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Es besteht aus 88 Sandwichmodulen, die aus Blei als Absorber und Polystyrol als Nachweismedium aufgebaut sind. Das in den Szintillatoren entstehende Licht wird über Wellenlängenschieber in den hinteren Teil geführt und von Photodioden ausgelesen. Die Größe der Module beträgt $160mm \cdot 160mm \cdot 390mm$. Die am Rand des BEMC liegenden speziellen Module weichen von der quadratischen Grundfläche ab. Die effektive Strahlungslänge des BEMC ist $X_0^{BEMC} = 14,3mm$, was bei einer Länge von $390mm$ in longitudinaler Richtung $22,55$

¹Backward Electro-Magnetic Calorimeter

Strahlungslängen entspricht. Seine Energieauflösung wird mit $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}$ angegeben [Bru 92].

Bei dem Prozeß der neutralen Ströme mit kleinen Werten der Bjorkenvariablen $x \approx 10^{-4}$ gelangt neben dem gestreuten Elektron auch der hadronische Endzustand in den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors. Zum Nachweis dieses Prozesses ist es wichtig, Hadronen und Elektronen im BEMC gut trennen zu können. Das BEMC leistet diese Trennung wegen seiner groben Granularität und der Inhomogenitäten, bedingt durch die Ränder der Module, an denen die Wellenlängenschieber liegen, nur schlecht. Der Winkelbereich den das BEMC abdeckt liegt bei $154^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$ [Bru 92]. Zum Verständnis der Physik bei Winkeln mit $170^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ ist die räumliche Ausdehnung des BEMC zu gering.

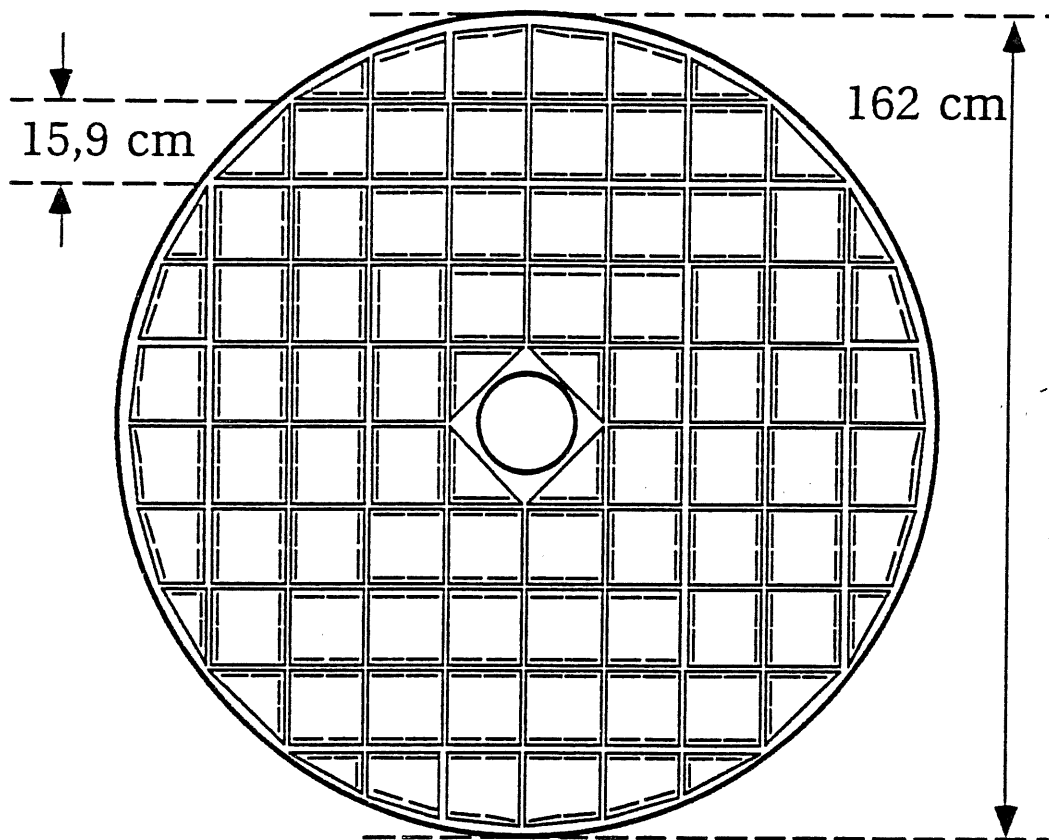


Abb. 1.3: Ansicht des BEMC in der x-y Ebene. Die kurzen Linien deuten die Anordnung der Wellenlängenschieber an. In der Mitte befindet sich der innere Trägerring, durch den das Strahlrohr geführt wird.

Aus diesen Gründen soll das BEMC durch ein neues Kalorimeter ersetzt werden [H1 93]. Von der H1-Kollaboration werden dazu zwei Lösungsvorschläge erarbeitet:

- ein aus Bleifluoridkristallen bestehendes Čerenkovkalorimeter oder
- ein aus Blei und szintillierenden Fasern bestehendes sogenanntes Spaghettikalorimeter.

Beide Alternativen ermöglichen aufgrund ihrer Bauweise eine höhere Granularität als das BEMC und nach den Designwerten eine gute Elektron-Hadron-Trennung für Elektronen mit einer Energie oberhalb von 2GeV . Ebenso wird bei beiden Alternativen die Inhomogenität verringert.

Mit dem BEMC ist keine Flugzeitmessung vom Zeitpunkt der Kollision bis zur Energie-deposition im Kalorimeter möglich, was bei einem neuen Kalorimeter mit einer Genauigkeit von 1ns ermöglicht werden soll.

Beide Alternativen zum BEMC haben eine schwache Lichtausbeute von ca. $1\text{Photoelektron/MeV}$ des einfallenden Teilchens und benötigen daher Photomultiplier mit einer hohen Verstärkung. Die Photomultiplier müssen in hohen Magnetfeldern arbeiten können, da in dem Bereich, in dem das neue Kalorimeter eingebaut werden soll, eine magnetische Feldstärke von $B = 1,2\text{T}$ herrscht. In dieser Arbeit werden hierfür Photomultiplier vom sogenannten Fine-Mesh-Typ untersucht.

1.4. Ziele dieser Arbeit

In dieser Arbeit wird das Verhalten verschiedener Photomultiplier in ihrer Abhängigkeit der Magnetfeldstärke bis zu 2T untersucht.

Zunächst wird im 2. Kapitel der prinzipielle Aufbau von Photomultipliern und deren Funktionsweise beschrieben. Die bestehenden Beziehungen zwischen der Versorgungsspannung, der Verstärkung und der Anzahl der Dynoden werden dargestellt, sowie die Komponenten des Rauschens beschrieben. Zum Schluß des Kapitels wird gezeigt, wie aus dem Ausgangssignal des Photomultipliers dessen Verstärkung berechnet werden kann. Das 3. Kapitel beschäftigt sich mit den verschiedenen Meßaufbauten, die zur Untersuchung der Photomultiplier verwendet wurden, und der Durchführung der Messungen. Im 4. Kapitel werden alle Messungen dargestellt und die Ergebnisse diskutiert. Das 5. Kapitel zeigt die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen zur Erklärung der Effekte im Magnetfeld. Kapitel 6 gibt eine Zusammenfassung der Arbeit und deren Auswirkung auf das H1-Projekt für ein neues Kalorimeter im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors.

1000 0000
1000 0000

2. Photomultiplier

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Funktion von Photomultipliern diskutiert. Dabei wird genauer auf die beiden wichtigsten Komponenten eines Photomultipliers, die Photokathode und das Dynodensystem, eingegangen. Es werden die Abhängigkeiten der Verstärkung dargestellt und das Rauschverhalten dieser beiden wichtigsten Komponenten diskutiert. Am Schluß dieses Kapitels wird gezeigt, wie die absolute Verstärkung des Photomultipliers berechnet werden kann.

2.1. Aufbau und Funktion von Photomultipliern

Nach ihrer Bauart werden Photomultiplier in zwei Kategorien, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, unterteilt:

- Head-On Photomultiplier
- Side-On Photomultiplier

Die beiden Typen unterscheiden sich in ihrem Aufbau und der Elektronenemission an der Photokathode. Sie sind aus einer evakuierten Röhre mit einem Einlaßfenster (1) aufgebaut, dessen Transmissionskoeffizient wellenlängenabhängig ist. Durch geeignete Wahl des Fenstermaterials kann der Energiebereich der zu detektierenden Photonen stark beeinflußt werden. Die Photonen treffen nach dem Passieren des Fensters auf die Photokathode (2), wo sie aufgrund des Photoeffekts Elektronen ausschlagen. Beim Head-On Photomultiplier werden die Elektronen auf der vom Photoneneinfall entgegengesetzten Seite ausgeschlagen. Diese Kathode wird auch als transmissive Kathode bezeichnet. Im Gegensatz dazu wird in Side-On Photomultipliern eine Kathode verwendet, welche die Elektronen zur gleichen Seite hin emittiert von der sie die Photonen absorbiert. In beiden Fällen werden die ausgeschlagenen Elektronen durch ein elektrisches Feld zur ersten Dynode (3) beschleunigt. Dort schlagen sie mehrere Sekundärelektronen aus, die ihrerseits zur nächsten Dynode beschleunigt werden, um weitere Elektronen auszuschlagen und so fort. Durch diesen Lawineneffekt entsteht im Elektronenvervielfacher (4) ein meßbarer Strom der an der Anode (5) abfließt. Auf diese Weise lassen sich Verstärkungen von 10^8 erreichen. In den folgenden Abschnitten wird die Funktion der einzelnen Komponenten des Photomultipliers detaillierter beschrieben.

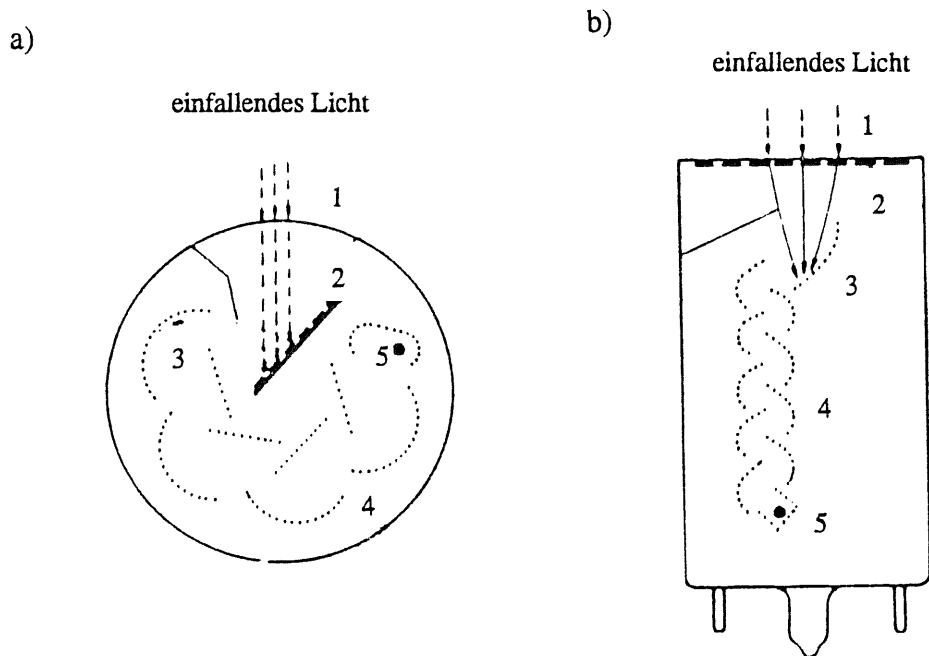


Abb. 2.1: Aufbau eines Side-On a) und eines Head-On Photomultipliers b) [Ham 90].

2.2. Die Photokathode

Bei Einfall von Licht können Metalle Elektronen emittieren. Die kinetische Energie der durch Photoeffekt ausgeschlagenen Elektronen ist:

$$(2.1) \quad W_k = h\nu - \phi,$$

wobei $h\nu$ die Energie des Photons ist, h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des Photons und ϕ die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials. Nach dem Energie- und Impulserhaltungssatz überträgt ein einfallendes Photon bei einem Stoß mit einem Elektron einen Teil seiner Energie. Damit das Elektron das Metall verlassen kann, muß seine Energie größer sein als die Austrittsarbeit ϕ des Kathodenmaterials. Es existiert also eine obere Grenzwellenlänge λ_0 , bis zu der ein Photon noch Elektronen ausschlagen kann:

$$(2.2) \quad \phi = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0} \Leftrightarrow \lambda_0 = \frac{hc}{\phi},$$

wobei ν_0 die untere Grenzfrequenz ist.

In Tabelle 2.1 sind einige Elemente und Verbindungen mit ihrer charakteristischen Austrittsarbeit ϕ und der daraus berechneten Grenzwellenlänge λ_0 angegeben. Die Tabelle

zeigt, daß Alkalimetalle die niedrigsten Austrittsarbeiten aufweisen und deswegen für photoelektrische Anwendungen von großer Bedeutung sind.

Element		ϕ [eV]	λ_0 [nm]
Cäsium	Cs	1,94	639
Rubidium	Rb	2,13	582
Natrium	Na	2,28	543
Lithium	Li	2,46	504
Barium	Ba	2,52	492
Calcium	Ca	3,20	387
Mangan	Mn	3,95	314
Gallium	Ga	4,16	298
Chrom	Cr	4,45	278
Kupfer	Cu	4,48	277
Eisen	Fe	4,63	268
Silber	Ag	4,70	264
Arsen	As	4,97	259
Nickel	Ni	4,91	252
Iridium	Ir	5,40	231

Verbindung	ϕ [eV]	λ_0 [nm]
Ag-O-Cs	0,72 - 1,00	1700 - 1236
Cs ₂ O	1,08	1140
NiCs	1,36	919
BaO	1,57	795
SbCs	1,84	689
SiO ₂	5,00	248

Tabelle 2.1: Austrittsarbeit ϕ und Grenzwellenlänge λ_0 für einige Elemente und Verbindungen, geordnet nach der Höhe der Austrittsarbeit [Ard 62].

Neben der Austrittsarbeit muß zusätzlich berücksichtigt werden, daß die Umwandlung von Photonen zu Elektronen so effektiv wie möglich sein sollte. Dazu wird die Quantenausbeute $\eta(\lambda)$ definiert:

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{Anzahl der ausgeschlagenen Elektronen}}{\text{Anzahl der auftreffenden Photonen}}$$

Sie ist maßgeblich durch das verwendete Kathodenmaterial festgelegt und für alle in der Tabelle aufgeführten Elemente kleiner als 0,1%. Dagegen ist für die Quantenausbeute von Verbindungen ein wesentlich höherer Wert erreichbar. Verbindungen aus Halbleitermetallen ermöglichen sogar eine Quantenausbeute bis zu 30%. Um dies zu verstehen, ist eine genauere Betrachtung von Metallen und Halbleitern nötig, die einer Erklärung nach [Sch 70] folgt.

Metalle, Halbleiter und Isolatoren unterscheiden sich nach dem Modell der Energiebänder im wesentlichen durch die Größe der verbotenen Zone zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband. Bei Halbleitern und Isolatoren besteht eine verbotene Zone zwischen dem Valenz- und Leitungsband, die sich nur in ihrer Größe von ungefähr 1eV für Halbleiter und mehr als 2eV für Isolatoren unterscheidet. In Metallen ist keine verbotene Zone vorhanden, daher überlappen Valenzband und Leitungsband einander. Im Leitungsband der Metalle existieren viele quasifreie Elektronen, die aufgrund ihres Verhaltens auch als quasifreies Elektronengas bezeichnet werden. Bei der Kollision zwischen einem Photon und einem Elektron aus dem Valenzband wird das Elektron aufgrund der Energieübertragung in das Leitungsband angehoben. Es besitzt dann genügend Energie, um das Metall zu verlassen und wandert zur Oberfläche. Auf dem Weg zur Oberfläche ist die Wahrscheinlichkeit von Kollisionen mit den Elektronen des freien Elektronengases, bei denen die vorhandenen Energien auf die beiden Kollisionspartner aufgeteilt werden, sehr hoch. Mehr als 99,9% der Elektronen haben an der Oberfläche nicht mehr genügend Energie, um die Austrittsarbeit zu leisten und so das Metall zu verlassen. Im Gegensatz hierzu gibt es bei Halbleitern wenige quasifreie Elektronen im Leitungsband, was die Wahrscheinlichkeit von Kollisionen deutlich herabsetzt. Von den aus dem Valenzband angehobenen Elektronen haben an der Oberfläche des Halbleiters noch 20% – 30% genügend Energie, um die Barriere der Austrittsarbeit zu überwinden. Dies entspricht genau den Werten der Quantenausbeute. Aus diesem Grund sind die Photokathoden meist aus Halbleitermaterialien oder aus Legierungen von Halbleitermaterialien hergestellt.

Ein zur Quantenausbeute äquivalenter Begriff ist jener der spektralen Empfindlichkeit der Photokathode $E_s(\lambda)$, der wie folgt definiert ist:

$$(2.3) \quad E_s(\lambda) = \frac{I_K}{P_Q(\lambda)},$$

wobei I_K derjenige Strom ist, welcher durch die einfallenden Photonen erzeugt wird und $P_Q(\lambda)$ die Leistung der Strahlungsquelle. Der Bezug zur Quantenausbeute $\eta(\lambda)$ ergibt sich durch Einsetzen der Photonenenergie zu:

$$(2.4) \quad E_s(\lambda) = \frac{e}{hc} \cdot \lambda \cdot \eta(\lambda)$$

Die Quantenausbeute für verschiedene Kathodenmaterialien ist in Abbildung 2.2 abzulesen, in der die spektrale Empfindlichkeit $E_s(\lambda)$ als Funktion der Wellenlängen der auftretenden Photonen aufgetragen ist. Die spektrale Empfindlichkeit der Kathode hängt, wie be-

schrieben, stark vom Kathodenmaterial ab. Die Eigenschaften der Materialien, deren spektrale Empfindlichkeiten in Abbildung 2.2 gezeigt sind, werden im folgenden beschrieben:

- Graph 1:

Die aus Cs-I bestehende Photokathode besitzt eine so hohe Austrittsarbeit, daß sie nur für Photonenwellenlängen von 110nm bis 200nm Elektronen emittiert werden. Sie kann daher ohne Verdunkelung zur Detektion von schwachen UV-Strahlen verwendet werden.

- Graph 2:

Von dieser aus Cs-Te bestehenden Photokathode werden Photonen mit einer Wellenlänge von 110nm bis 320nm konvertiert.

- Graph 3:

Die Bestandteile dieser Photokathode sind Sb und Cs. Sie wird in den meisten Side-On Photomultipliern zur Detektion von ultraviolettem Licht verwendet. Ihr empfindlicher Wellenlängenbereich liegt zwischen 110nm und 300nm .

- Graph 4:

Das Bialkaligemisch, aus dem diese Photokathode besteht, setzt sich aus Sb-Rb-Cs und Sb-K-Cs zusammen. Durch diese Kombination wird ein großer Teil des ultravioletten und des sichtbaren Lichts abgedeckt. Dies entspricht einem Wellenlängenbereich von 170nm bis 650nm . Das Maximum der Quantenausbeute liegt bei 420nm mit $\eta(\lambda = 420\text{nm}) = 28\%$. Die in dieser Arbeit untersuchten Photomultiplier sind mit einer solchen Bialkali-Photokathode, die einen großen Wellenlängenbereich abdeckt, bestückt.

- Graph 5:

Diese Multialkali-Photokathode besteht aus Na-K-Sb-Cs. Hierdurch deckt diese Photokathode einen Wellenlängenbereich von 160nm bis 800nm ab. Sie weist dabei über einen großen Bereich eine Quantenausbeute von mehr als 10% auf.

- Graph 6:

Diese transmissive Photokathode aus Ag-O-Cs ist im Infrarotbereich bis 1000nm sensitiv. Aufgrund des bauartlich bedingten großen Dunkelstroms - in der Kathode können die Elektronen allein wegen ihrer thermischen Energie die Austrittsarbeit an der Oberfläche leisten - muß sie ständig gekühlt werden.

$B(\lambda)$ [mA/W]

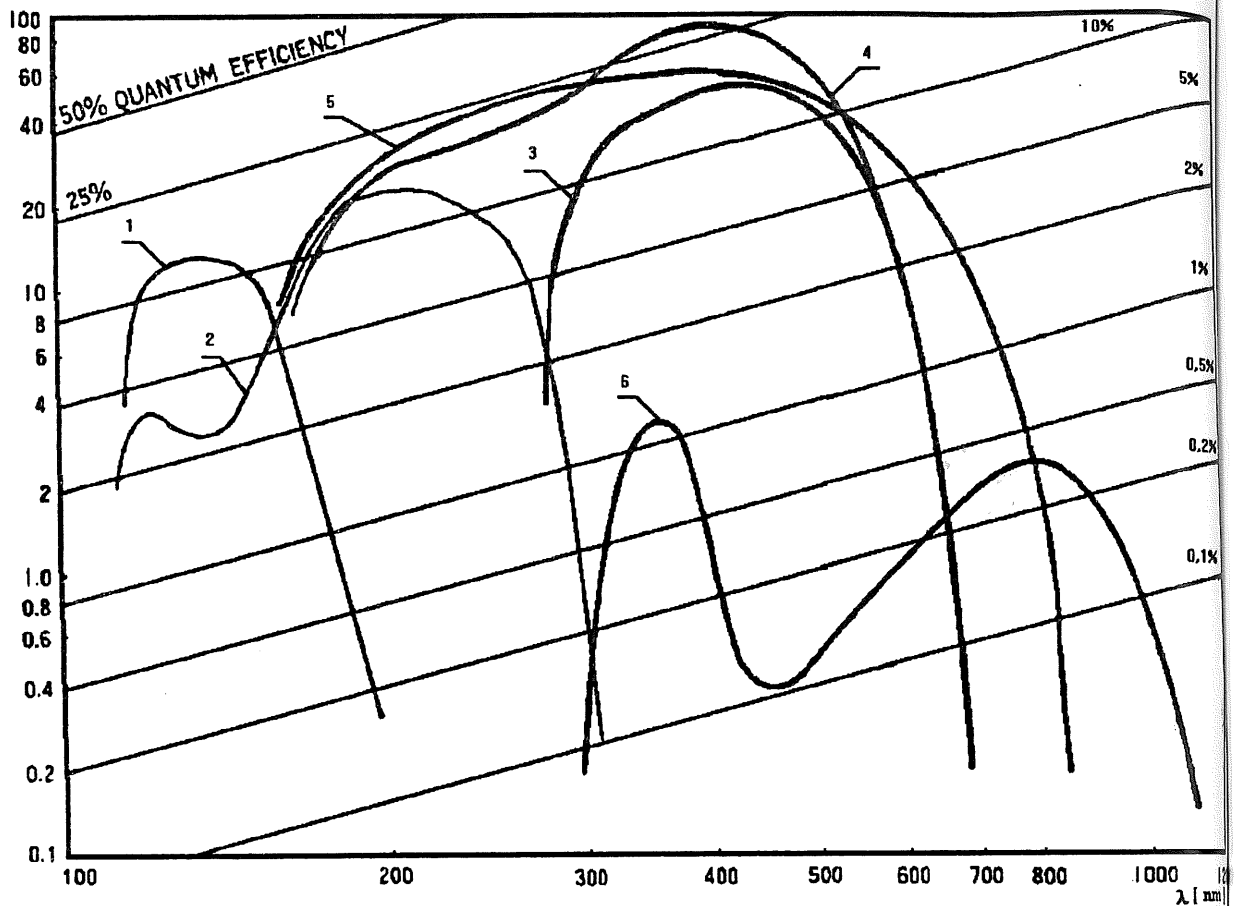


Abb. 2.2: Quantenausbeute für verschiedene Photokathoden [Ham 90].

Mit den hier erwähnten Photokathodenmaterialien ist es möglich, einen großen Wellenlängenbereich abzudecken, so daß für jede Anwendung eine passende Photokathode ausgewählt werden kann. Das Fenstermaterial beeinflusst den empfindlichen Wellenlängenbereich der Photokathode. Die in dieser Arbeit untersuchten Photomultiplier waren mit einem UV-Glasfenster oder einem Borsilikatglasfenster ausgestattet, so daß ein Wellenlängenbereich von 185nm bzw. 300nm bis 650nm erfaßt werden konnte. Da das Fenster-Kathoden-System eine maximale Empfindlichkeit bei 420nm zeigt, wurden alle Messungen mit einer blauen Leuchtdiode durchgeführt, deren Emissionsmaximum bei 470nm liegt.

2.3. Sekundärelektronenemission

Ähnlich wie beim Photoeffekt an der Photokathode werden beim Auftreffen von Elektronen auf den Festkörper Elektronen emittiert, sogenannte Sekundärelektronen. In Abb 2.3

ist die schematische Darstellung eines Sekundärelektronenspektrums wiedergegeben, welches nach [Ard 88] in drei Bereiche unterteilt werden kann:

- I Echte Sekundärelektronenemission
- II Rückgestreute oder rückdiffundierte Primärelektronen
- III Elastische oder quasielastische Reflexion von Primärelektronen

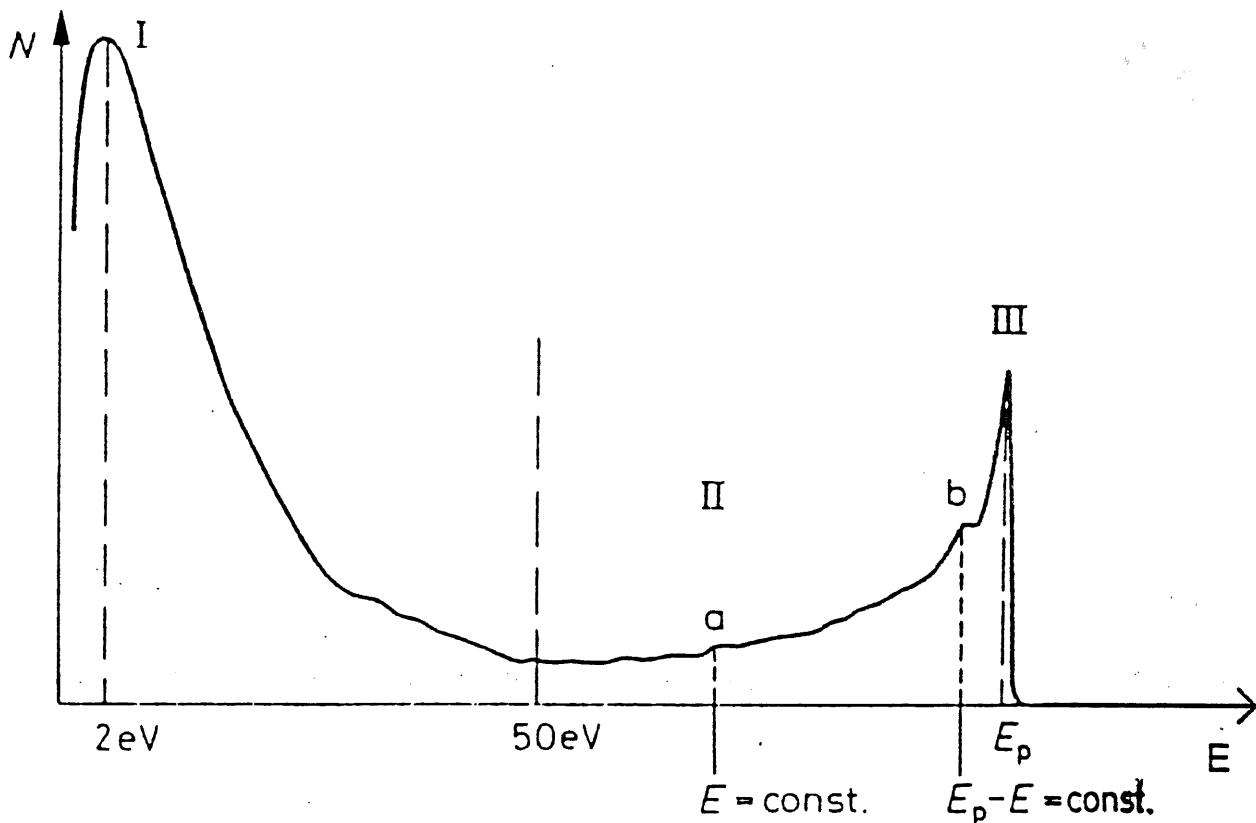


Abb. 2.3: Energiespektrum der Sekundärelektronenemission [Ard 88]

Neben der nicht scharf festgelegten Grenze zwischen den Bereichen I und II bei ungefähr 50 eV , ergeben sich zwei Typen a) und b) kleinerer Strukturen, die durch bestimmte Energien festgelegt sind. Die Struktur des Typs a) ist unabhängig von der Energie W_p der Primärelektronen und wird durch Auger-Elektronen hervorgerufen. Dagegen ist die Struktur des Typs b) direkt abhängig von der Energie der Primärelektronen, denn sie wird durch charakteristische Energieverluste der Primärelektronen gebildet. Solche Energieverluste entstehen durch Anregung von Oberflächen- und Volumenplasmonen und durch Anregung von Intra- und Interbandübergängen. Die Verluste an den Plasmonen, welche die Energiequanten der

kollektiven longitudinalen Schwingungszustände des Elektronengases im Festkörper sind, entstehen beim Durchgang der Primärelektronen durch den Festkörper, die diese Schwingungszustände anregen. Die Verluste an Bandübergängen entstehen durch Wechselwirkungen der Primärelektronen mit Elektronen des Valenzbandes oder der Rumpfbändern, die in das Leitungsband angehoben werden. Der Energieverlust der Primärelektronen entspricht dabei genau der Differenz der Bindungsenergien der beteiligten Niveaus. Diesem so entstandenen Spektrum diskreter Energiewerte überlagert sich das Spektrum der rückgestreuten Primärelektronen.

Die echte Sekundärelektronenemission findet im Energiebereich unterhalb von 50eV statt und ist in Abbildung 2.3 durch den Bereich I des Spektrums wiedergegeben. Die hier entstehenden Sekundärelektronen machen den weitaus größten Teil der vom Festkörper emittierten Elektronen aus. Ihr Energiespektrum hat bei etwa 2eV ein Maximum, eine Halbwertsbreite von etwa 5eV, ähnelt einer Boltzmannverteilung und ist für eine Vielzahl von Metallen nahezu identisch.

"Die Winkelverteilung der Sekundärelektronenemission läßt sich in guter Näherung als Kosinusverteilung beschreiben" [Ard 88]. Mangels besserer Information wird dies im 5. Kapitel dahingehend interpretiert, daß

$$(2.5) \quad \frac{dN}{d \cos \psi} = 1$$

wobei ψ der Winkel zwischen dem Lot und der Flugrichtung des emittierten Elektrons ist.

Die wichtigste Größe der Sekundärelektronenemission, im Hinblick auf technische Anwendungen wie Photomultiplier, ist die Sekundärelektronenausbeute δ , die das Verhältnis zwischen emittierten Sekundärelektronen und einfallenden Primärelektronen angibt und somit die Verstärkung einer Dynodenstufe beschreibt. Sie ist für einen Spannungsbereich zwischen $0V \leq U \leq 200V$ direkt proportional zur Potentialdifferenz zwischen den Dynoden:

$$(2.6) \quad \delta = kU_D$$

wobei k eine materialspezifische Konstante ist. Weiterhin hängt sie stark vom Einfallswinkel der Primärelektronen ab, was in Abbildung 2.4 dargestellt ist. Dieses Verhalten ist qualitativ verständlich, denn bei flachem Einfall der Primärelektronen übertragen diese ihre Energie auf Elektronen nahe der Oberfläche, welche dann nur einen kurzen wechselwirkungsarmen Weg bis zu Emission zurücklegen müssen. Die Sekundärelektronenausbeute δ setzt sich demnach wie folgt zusammen:

$$(2.7) \quad \delta = kU_D \frac{1}{\cos \varphi}$$

wobei φ der Winkel zwischen dem Lot zur Fläche und der Auftreffgeschwindigkeit des Primärelektrons ist.

In der Tabelle 2.2 sind für einige Metalle die Werte der Sekundärelektronenausbeute δ für senkrechten Einfall aufgeführt.

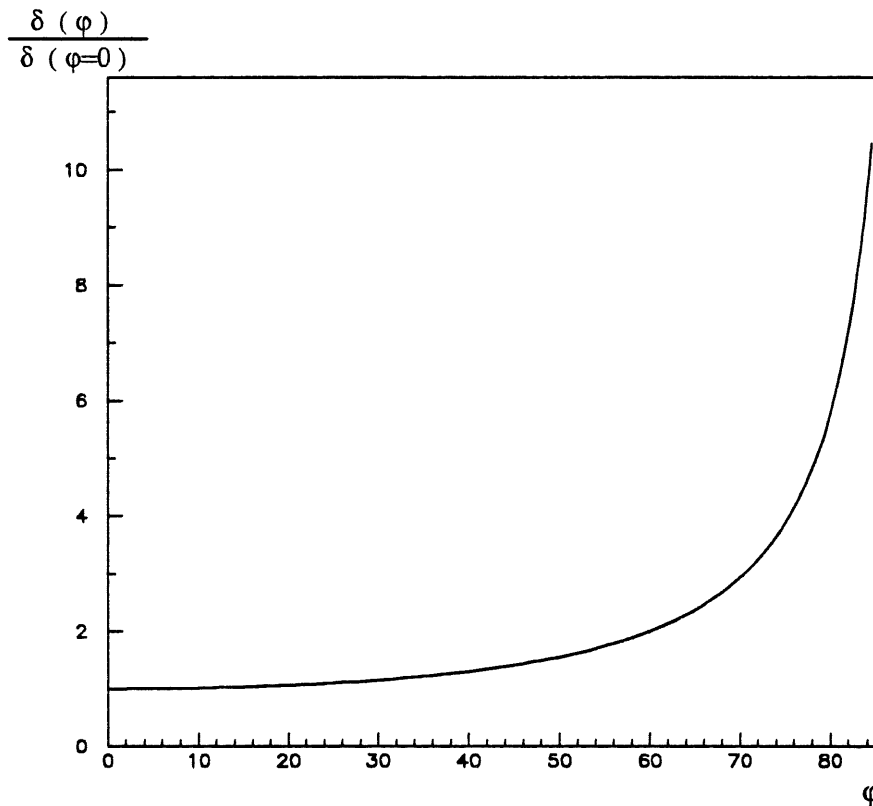


Abb. 2.4: Sekundärelektronenausbeute δ gegen den Auftreffwinkel φ der Primärelektronen zum Lot der Fläche normiert auf den Wert von $\varphi = 0$.

Element		Sekundärelektronenausbeute δ
Cäsium	Cs	0,76 - 0,90
Eisen	Fe	1,32
Kupfer	Cu	1,35
Nickel	Ni	1,27
Silber	Ag	1,47

Tabelle 2.2: Werte der Sekundärelektronenausbeute δ für einige Metalle der Mesh-Dynode bei senkrechtem Primärelektroneneinfall [Ard 62].

2.4. Das Dynodensystem

Aufgabe des Dynodensystems ist es, möglichst alle Elektronen, die von der Photokathode emittiert werden, auf die erste Dynode zu fokussieren und dann über den Prozeß der Sekundärelektronenemission an den Dynoden so zu verstärken, daß sie an der Anode einen meßbaren Strom liefern. Der Strom an der Anode soll zu der eingestrahnten Lichtleistung proportional sein.

2.4.1. Das Fokussierungssystem

Das Fokussierungssystem eines Photomultipliers hat zwei wichtige Anforderungen zu erfüllen:

- Es soll so viele Elektronen wie möglich, unabhängig von ihrem Austrittsort an der Photokathode, auf die erste Dynode beschleunigen.
- Die Zeit, welche die Elektronen während ihrer Bewegung von der Photokathode zur Dynode benötigen, soll möglichst unabhängig vom Austrittsort an der Photokathode sein.
- Es sollen möglichst alle an einer Dynode ausgeschlagenen Elektronen auf die nächste Dynode fokussieren.

In Abbildung 2.5 ist an einem Beispiel der Verlauf eines zur Fokussierung dienenden elektrischen Feldes und der Verlauf der Äquipotentiallinien dargestellt.

Im Idealfall würden alle ausgeschlagenen Elektronen den Feldlinien des elektrischen Feldes folgen und auf die erste Dynode fokussiert. Überträgt ein Photon, wie in den meisten Fällen, bei einer Kollision mehr Energie als die Grenzenergie $h\nu_0$ auf das Elektron, so hat es nach Verlassen der Photokathode noch eine Restenergie. Hiermit bewegt sich das Elektron unter einem beliebigen Winkel mit einer Anfangsgeschwindigkeit \bar{v}_0 von der Kathodenoberfläche fort. Abbildung 2.6 zeigt die möglichen Flugbahnen von Elektronen, die am selben Ort auf der Photokathode, jedoch unter einem verschiedenen Winkel ausgelöst wurden. Zwei Elektronen, die diese verschiedenen Bahnen durchlaufen, erreichen zu verschiedenen Zeitpunkten die erste Dynode. Durch die geschickte Anordnung weiterer Elektroden im Fokussierungssystem können Konfigurationen von elektrischen Feldern erreicht werden, welche die Differenz der unterschiedlichen Flugzeiten minimieren. Diese zweite Anforderung an das Fokussierungssystem des Photomultipliers ist bei schneller Signalverarbeitung von besonderer Bedeutung. In speziellen Anwendungen wird der Aufbau des Fokussierungssystems durch zusätzliche Magnetfelder verbessert. Desweiteren ist bei dem Photomultiplier in

Abb.2.5 die Flugzeitdifferenz durch den Gebrauch einer sphärischen Photokathode reduziert worden.

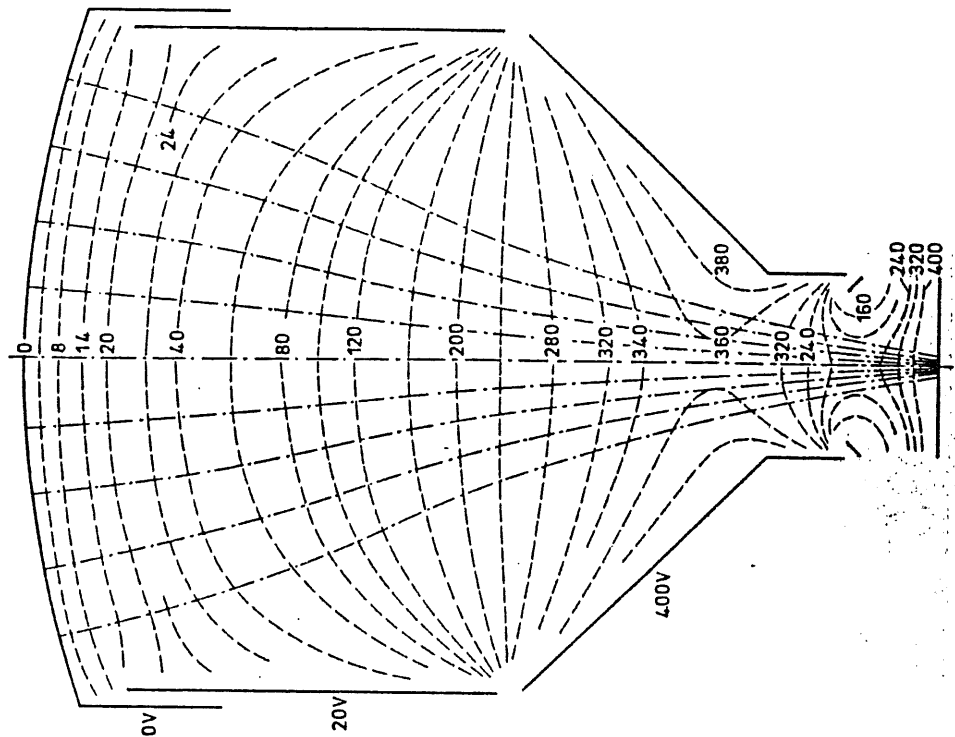


Abb. 2.5: Das Fokussierungssystem eines Photomultipliers mit elektrischen Feldlinien und den zugehörigen Äquipotentiallinien aus [Leo 87].

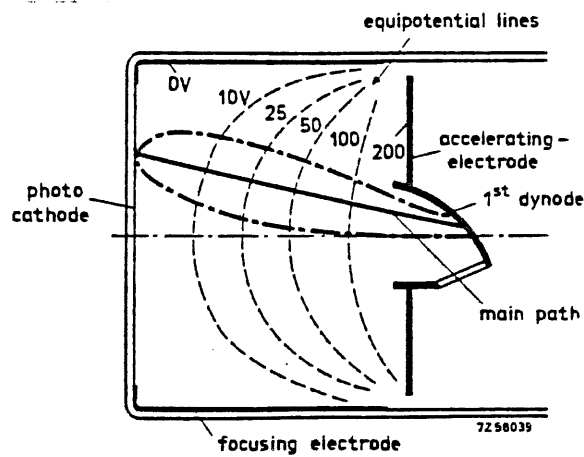


Abb. 2.6: Die verschiedenen Elektronenflugbahnen von der Photokathode zur ersten Dynode im Fokussierungssystem eines Photomultipliers [Sch 70].

Eine andere Möglichkeit die Flugzeitdifferenz so gering wie möglich zu halten, wird bei den Mesh-Typ Photomultipliern in Abbildung 2.7 verwendet, die in dieser Arbeit ausschließlich untersucht werden. Hier ist im Gegensatz zum Aufbau in Abb 2.6 der Abstand von jedem Punkt der Photokathode, zur ersten Dynode gleich groß, so daß die Flugzeitdifferenz Δt_A nicht mehr von dem Ort des Austritts auf der Photokathode sondern nur noch von der senkrecht zur Photokathode verlaufenden Geschwindigkeitskomponente v_n , der Anfangsgeschwindigkeit \bar{v}_0 und der elektrischen Feldstärke E abhängt. Die Normale der Anfangsgeschwindigkeit ist gegeben durch

$$(2.8) \quad v_n = |\bar{v}_0| \cos \varepsilon$$

wobei ε der Winkel zwischen der Austrittsrichtung des Elektrons und der Normalen zur Dynodenfläche ist. Nach dem Austritt des Elektrons aus der Photokathode wird es durch das elektrische Feld \vec{E} von der Photokathode zur ersten Dynode beschleunigt. Die Zeit t_A , die ein Elektron hierfür benötigt, ist

$$(2.9) \quad t_A = \frac{m}{2eE} \left(v_n + \sqrt{v_n^2 + \frac{4seE}{m}} \right)$$

wobei m die Elektronenmasse,
 e die Elektronenladung,
 E die elektrische Feldstärke und
 s die Strecke zwischen Photokathode und erster Dynode ist.

Unter Betrachtung der zwei Extremfälle:

$$(2.10) \quad v_{n,min} = |\bar{v}_0| \cos 90^\circ = 0 \quad \text{und} \quad v_{n,max} = |\bar{v}_0| \cos 0^\circ = v_0$$

ergibt sich zwischen beiden die maximale Flugzeitdifferenz

$$(2.11) \quad \Delta t_A = t_{A,(\varepsilon=0^\circ)}^{max} - t_{A,(\varepsilon=90^\circ)}^{min} = \frac{mv_0}{eE} + \sqrt{\frac{2ms}{eE}} - \sqrt{\left(\frac{mv_0}{eE}\right)^2 + \frac{2ms}{eE}}$$

Für ein Elektron mit beliebigem Austrittswinkel ε gilt dann:

$$(2.12) \quad \Delta t_A = t_{A,(\varepsilon)} - t_{A,(\varepsilon=90^\circ)}^{min} = \frac{mv_n}{eE} + \sqrt{\frac{2ms}{eE}} - \sqrt{\left(\frac{mv_n}{eE}\right)^2 + \frac{2ms}{eE}}$$

oder als Näherung:

$$\Delta t_A \approx \frac{mv_n}{eE} = \frac{\sqrt{2mW_n}}{eE}, \quad (2.13)$$

wobei $W_n = mv_n^2/2$ ist.

Für einen typischen Wert von $W_n = 0,4eV$ und einer realistischen elektrischen Feldstärke von $E = 80\,000\,V/m$ ergibt sich eine Flugzeitdifferenz von $\Delta t = 27\,ps$. Es ist ersichtlich, daß sich die Flugzeitdifferenz Δt_A bei steigender elektrischer Feldstärke E verringert.

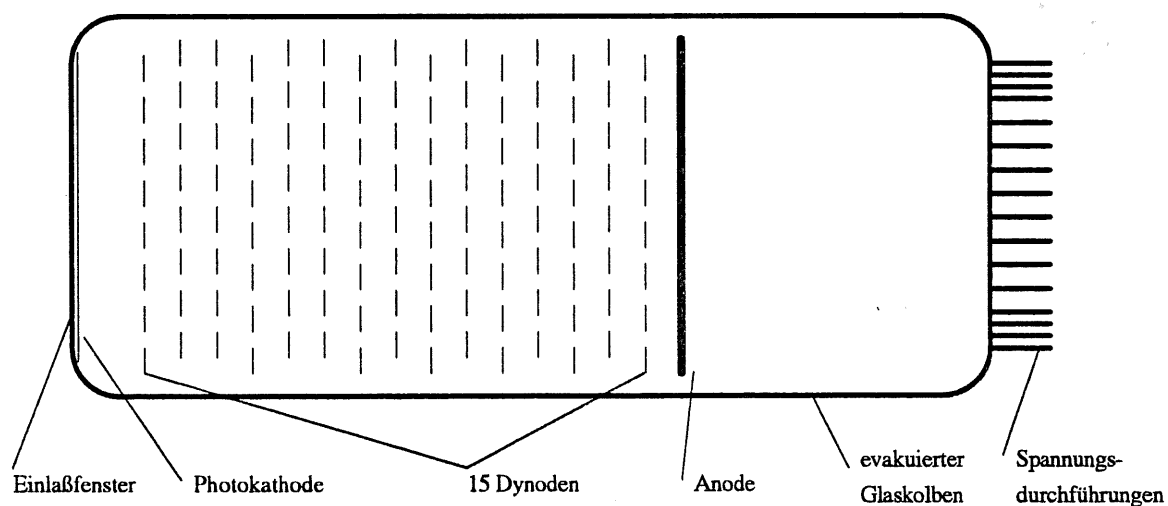


Abb. 2.7: Ein Mesh-Typ Photomultiplier

2.4.2. Konfiguration der Dynoden

Nachdem die Elektronen aus der Photokathode ausgeschlagen und durch die Fokussierungseinrichtung des Photomultipliers zur ersten Dynode beschleunigt worden sind, durchlaufen sie ein System von weiteren Dynoden. An den Dynoden werden von einem auftreffenden Primärelektron mehrere Sekundärelektronen ausgeschlagen, wodurch die Verstärkung des Signals entsteht. Die so entstehenden Sekundärelektronen werden durch ein elektrisches Feld zur nächsten Dynode beschleunigt, um dort ihrerseits Sekundärelektronen auszuschlagen. Die zeitliche Verschiebung, die das Signal seit dem Auftreffen der Photonen bis zur Signalentnahme an der Anode erfährt, wird als mittlere Elektronendurchgangszeit t_D bezeichnet. Die Breite der Durchgangszeit Δt_D gibt das Ausgangssignal für die Auslösung

eines einzelnen Photoelektrons an. Typische Werte für die Elektronendurchgangszeit und die Durchgangszeitdifferenz liegen bei $t_D \approx 10 \dots 100 \text{ ns}$ und $\Delta t_D \approx 0,1 \dots 10 \text{ ns}$. Letztere ist eine charakteristische Größen für die Güte der zeitlichen Auflösung von Signalen in Photomultipliern.

Sowohl die Zahl der ausgeschlagenen Sekundärelektronen als auch der Weg der Elektronen im Photomultiplier, unterliegen statistischen Fluktuationen. Daher können die Flugzeiten der Elektronen so unterschiedlich sein, daß das an der Anode abgegriffene Signal im Vergleich zur Form des Eingangssignals sehr verzerrt ist.

Die oben beschriebene Verstärkung und die Güte der Zeitauflösung kann durch unterschiedliche Anordnung der Dynoden erreicht werden, die in Abbildung 2.8 dargestellt sind und im folgenden kurz diskutiert werden.

- Abb 2.8 a) zeigt den, wegen seiner einfachen Dynodenstruktur aus geviertelten Zylindern, gebräuchlichsten Photomultipliertyp mit einem sogenannten Box-and-Grid Dynodensystem. Für ihn ergibt der Parameter der zeitlichen Auflösung Δt_D keine guten Werte, so daß für Messungen, in denen die zeitliche Abbildung eines Signals von Bedeutung ist, dieser Typ nicht benutzt werden kann.
- Abb 2.8 b) zeigt die linear-fokussierende Dynodenkonfiguration, die eine wesentlich bessere zeitliche Signalauflösung ermöglicht. Hier sind die Dynoden so angebracht, daß sie die Sekundärelektronen zur nächsten Dynode hin fokussieren. Dies verringert sowohl die mittlere Durchgangszeit t_D , aber in noch viel stärkerem Maße die Durchgangszeitdifferenz Δt_D .
- Abb 2.8 c) Die hier abgebildete Dynodenkonfiguration wird als Venetian-Blind-Typ bezeichnet. Sie wird für Photomultiplier mit großflächiger Kathode verwendet und kann höhere Ausgangsströme erzeugen als die anderen Konfigurationen. Durch diese Dynodenkonfiguration verschlechtern sich jedoch beide Zeitparameter t_D und Δt_D .
- Abb 2.8 d) Die Dynoden in dieser Abbildung bestehen aus mit Nickel-Chrom bedampften, circa 0,1mm starken Bleiglasplatten, in die zwischen 10^4 und 10^7 parallele Kanäle mit einem Durchmesser von $10 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ eingebracht worden sind. Aufgrund dieser kleinen Kanäle bezeichnet man diesen Dynodentyp als Mikrokanaldynode. Einige von den an der Photokathode emittierten Elektronen gelangen in die Kanäle und lösen an den Wänden Sekundärelektronen aus. Sie haben eine kurze Durchgangszeit t_D und eine kleine Durchgangszeitdifferenz Δt_D . Diese Art der Elektronenvervielfachung erlaubt einen Betrieb des Photomultipliers in Magnetfeldern. Jedoch ist die Produktion dieser Dynoden sehr aufwendig und dadurch sind die Kosten sehr hoch.

- Abb 2.8 e) zeigt einen Mesh-Typ Photomultiplier, wie die in dieser Arbeit untersuchten. Die Dynoden, von denen mehrere parallel hintereinander liegen, bestehen aus einem dünnen Metallfilm, in den eine große Anzahl von kleinen Löchern geätzt ist. Dieser Dynodentyp wird im nächsten Abschnitt beschrieben. Sowohl die Durchgangszeit t_D als auch die Durchgangzeitdifferenz Δt_D ist klein [Ham 90].

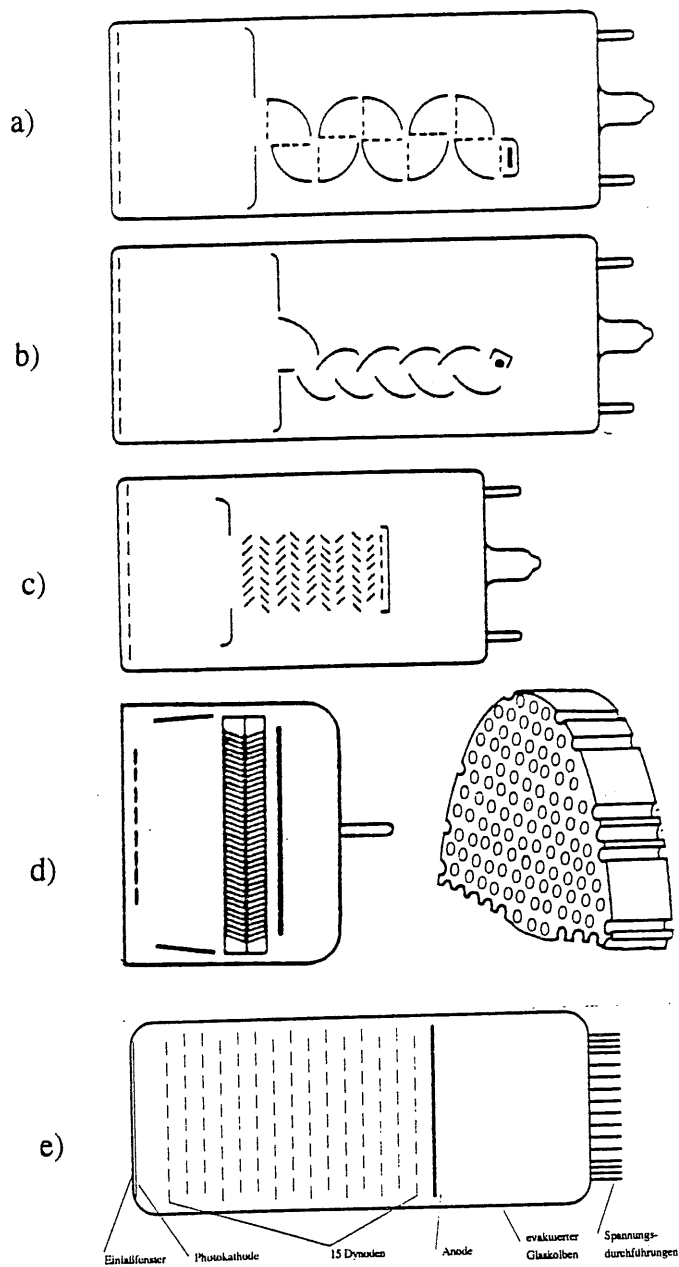


Abb. 2.8: Verschiedene Anordnung von Dynoden im Photomultiplier

Die Magnetfeldtauglichkeit von Photomultipliern hängt stark mit dem Elektronenfokussierungssystem zusammen. Je komplexer das System zur Elektronenfokussierung von der Photokathode zur ersten Dynode bzw. von Dynode zu Dynode, desto anfälliger ist es gegen Störungen, wie etwa ein externes Magnetfeld.

Die oben beschriebenen Dynodenkonfigurationen erreichen Verstärkungen zwischen 10^6 und 10^8 .

2.4.3. Die Mesh-Typ Dynode

Wie bereits erwähnt, bestehen die Dynoden des Mesh-Typs aus einem siebartigen dünnen Metallfilm, der zusammen mit den Maßen der Dynodenstruktur in Abbildung 2.9 dargestellt ist. Sie sind als Kreisflächen parallel übereinander angeordnet, so daß die von einem Primärelektron ausgeschlagenen Sekundärelektronen auf die entgegengesetzte Seite der Dynode gelangen müssen, um den Prozeß der Verstärkung über Sekundärelektronenemission nicht abreißen zu lassen. Wegen der Dicke der Dynode von ca. $2\mu\text{m}$ [Mor 89] müssen die Sekundärelektronen auf derselben Seite emittiert werden, an der die Primärelektronen absorbiert werden, denn der Effekt der Sekundärelektronenemission beschränkt sich ungefähr auf die obersten 10 Atomschichten des Materials [Dek 58].

Die "rückwärts" ausgeschlagenen Sekundärelektronen fliegen dabei aufgrund ihrer Anfangsenergie gegen das elektrische Feld an. Sie werden nach kurzer Zeit wieder auf die Dynode zurück beschleunigt, um zu einem gewissen Prozentsatz durch in der Dynode vorhandene quadratische Löcher mit einer typischen Kantenlänge von $12\mu\text{m}$ zu gelangen. Die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen verläuft demnach senkrecht zur Dynodenfläche und erfährt dabei keine Richtungsänderung, wodurch die Magnetfeldtauglichkeit dieser Photomultiplier gegeben ist. Ein Magnetfeld parallel zur Elektronenflugrichtung wirkt sich im Idealfall auf die Flugbahn nicht aus. Der nicht ideale Fall wird im 5. Kapitel behandelt. In Abbildung 2.9 ist eine schematische Darstellung des Prozesses der Sekundärelektronenemission und eine Elektronenmikroskopieaufnahme einer oben beschriebenen Dynode dargestellt. Aus dieser Aufnahme wurden die Abmessungen der Dynodenstruktur abgelesen [Mor 89], da vom Hersteller keine Angaben vorlagen.

Aus dem gleichem Grund mußte ebenfalls die Materialzusammensetzung der Dynoden mittels eines protoneninduzierten Röntgenspektrums [Mor 89] festgestellt werden. Die Auswertung des Spektrums ergab folgende Zusammensetzung der Dynode: 94% Kupfer (Cu), 4,7% Silber (Ag), 0,4% Eisen (Fe) und Spuren von Cäsium (Cs), Arsen (As), Chrom (Cr), Mangan (Mn), Calcium (Ca) und Nickel (Ni), deren Austrittsarbeiten in Tabelle 2.1 aufgelistet sind. Daraus läßt sich schließen, daß es sich bei diesem Dynodentyp um ein geätztes Kupfergitter handelt, auf das sekundärelektronenemittierendes Material aufgedampft wurde.

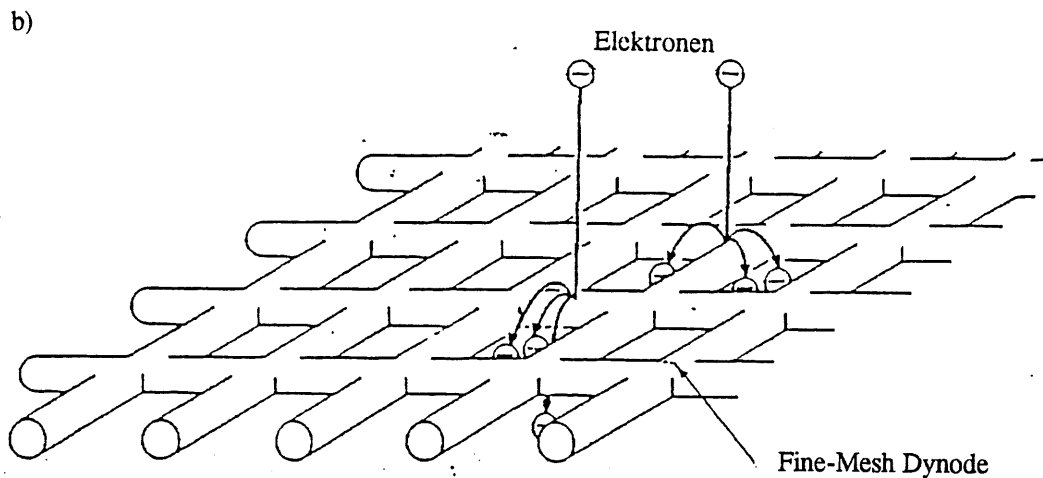
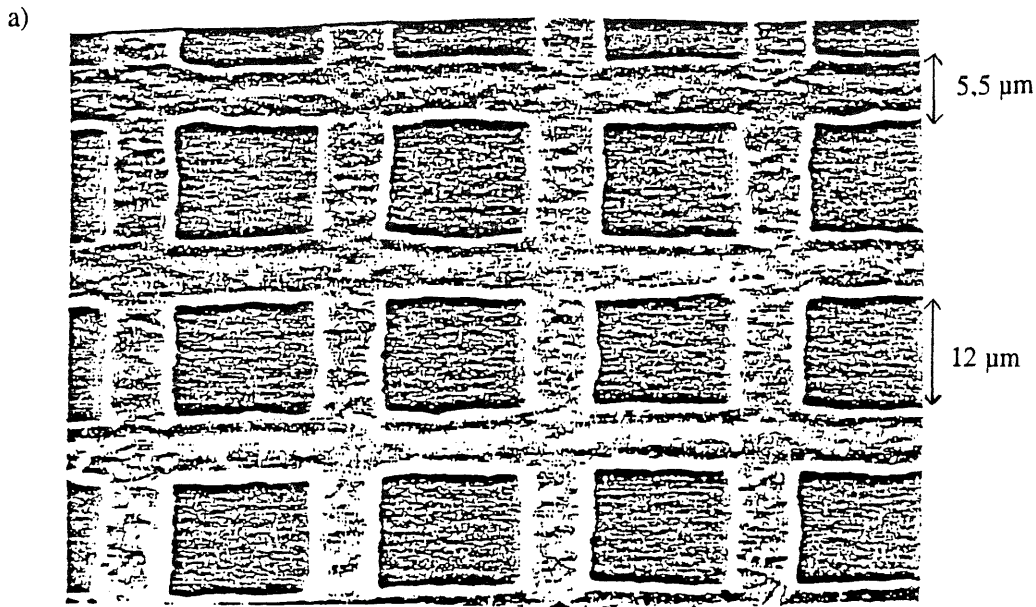


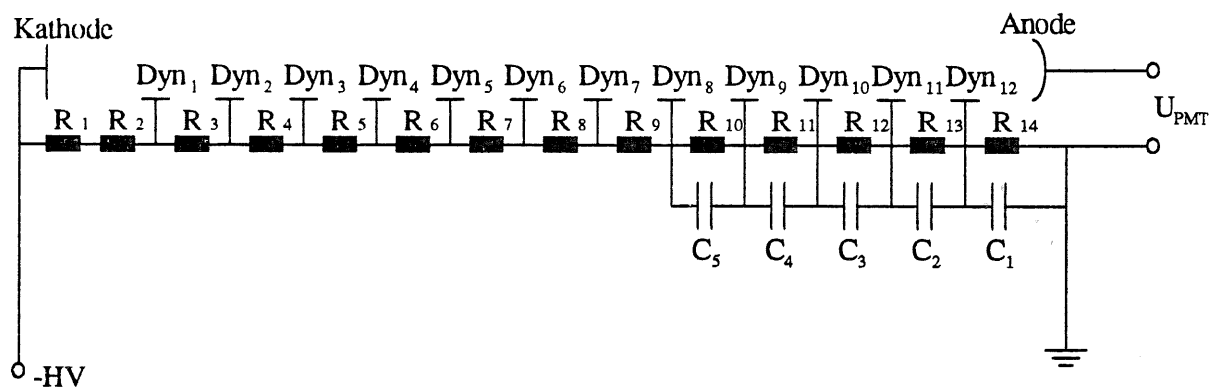
Abb. 2.9: Ansicht einer Mesh-Dynode, a) Elektronenmikroskopaufnahme [Mor 89],
b) Modellzeichnung mit Verstärkungsprinzip [Ham 92a]

2.4.4. Spannungsversorgung und Zusammenhang zur Verstärkung

Zum Aufbau des elektrischen Feldes zwischen der Photokathode und der ersten Dynode, den benachbarten Dynoden und zwischen der letzten Dynode und der Anode werden alle auf ein eigenes elektrisches Potential gelegt. Die verschiedenen Potentiale liefert ein Spannungsteiler, der die anliegende Gesamtspannung U_G des Photomultipliers für die verschiedenen Dynoden vermindert. Abbildung 2.10 zeigt eine Spannungsversorgung, in der alle Widerstandswerte dieselbe Größe R besitzen, was zur Folge hat, daß die elektrische Feld-

stärke E zwischen Photokathode und erster Dynode, zwei Dynoden und letzter Dynode und der Anode immer gleich ist. Deshalb wird diese Form der Spannungsversorgung als linear bezeichnet.

a)



b)

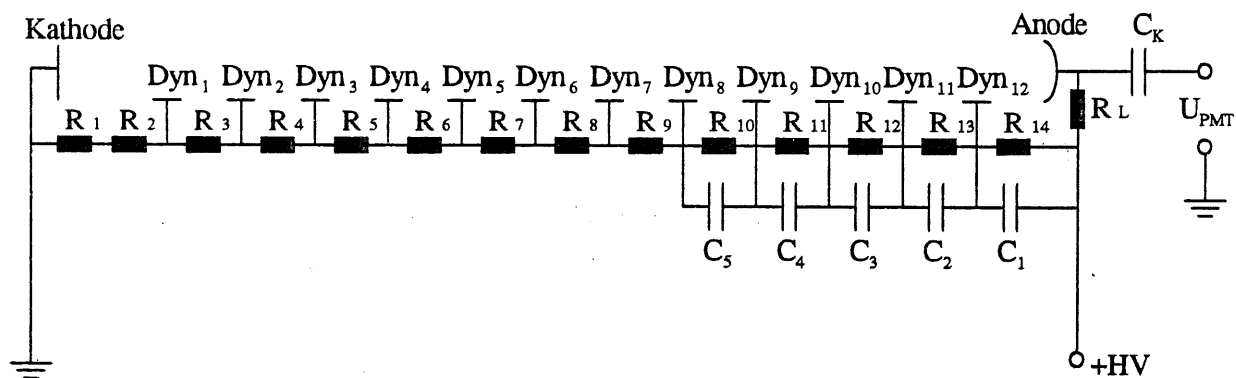


Abb. 2.10: Lineare Spannungsteiler zur Versorgung des Photomultipliers. a) Spannungsteiler mit negativer Versorgungsspannung und direkter Signalentnahme, b) Spannungsteiler mit positiver Versorgungsspannung und einem Koppelkondensator an der auf Hochspannung liegenden Anode.

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten der Spannungsversorgung: die Versorgung mit negativer Hochspannung, wobei die Anode auf Massepotential liegt oder die Versorgung mit positiver Hochspannung, wobei die Photokathode auf Massepotential liegt. Bei Verwendung einer positiven Hochspannung wird das Rauschen an der Photokathode minimiert,

welches wegen der anschließenden Verstärkung durch die Dynoden den größten Anteil am Gesamttrauschen des Photomultipliers besitzt. Ungeeignet ist diese Art der Spannungsversorgung für schnelle Auslese von Photomultipliern. Zur Auslese muß das an der Anode ankommende Signal über einen Hochpaß ausgekoppelt werden.

Für Anwendungen, bei der eine schnelle Auslese von Bedeutung ist, eignet sich daher die Spannungsversorgung mit negativer Hochspannung besser. Diese Art der Spannungsversorgung wurde für alle Messungen in dieser Arbeit gewählt.

Um zu verhindern, daß die Spannungsversorgung wegen der hohen Ströme an den letzten Dynoden absinkt, was eine Veränderung der Verstärkung zur Folge hätte, werden Kondensatoren parallel zu den letzten Widerständen geschaltet. Die Kondensatoren gleichen die kurzfristigen Ladungsverluste an den Dynoden aus, die der Querstrom so schnell nicht ausgleichen kann. Andernfalls würde die Spannung zwischen zwei Dynoden stark absinken. Die Abhängigkeit der Verstärkung G von der Versorgungsspannung U_G ist für einen linearen Spannungsteiler gegeben durch [Leo 89]:

$$(2.14) \quad G = \delta^n = \left(\frac{k}{n} U_G \right)^n$$

wobei δ die Sekundärelektronenemissionsrate, k ein Proportionalitätsfaktor und n die Anzahl der Dynoden ist.

Durch Differenzieren der Verstärkung G nach der Versorgungsspannung U_G ergibt sich:

$$(2.15) \quad \frac{dG}{G} = n \frac{dU_G}{U_G},$$

Die Variation der Verstärkung ist demnach n mal so groß wie die der Spannung. Soll die Variation und somit die Verstärkung auf 1% genau sein, so muß bei einem 15-stufigen Photomultiplier die Stabilität der Spannungsversorgung mindestens 0,067% betragen. Aus diesem Grund muß die Ladung auf dem Kondensator zwischen letzten Dynode und Anode mindestens 100 mal größer sein als die Ladung eines typischen Signalpulses.

Unter Berücksichtigung dieser Bedingung von 1% Genauigkeit und der für den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors erwarteten Rate, wurde das Design der Base, die in Abbildung 2.11 dargestellt ist, vorgenommen. Sie besteht aus 17 baugleichen Widerständen mit $R = (1000 \pm 10) \text{ k}\Omega$ und fünf baugleichen Kondensatoren mit $C = (10 \pm 2) \text{ nF}$.

Die Anzahl der Dynoden für einen Photomultiplier bestimmt sich aus der benötigten Verstärkung, dem Dynodenmaterial und der Versorgungsspannung. Für eine fest vorgegebene Verstärkung G errechnet sich die Anzahl der benötigten Dynoden für minimale Versorgungsspannung U_G unter Beachtung der folgenden Voraussetzungen. Es muß sich um eine lineare Spannungsversorgung handeln und alle Dynoden müssen dieselbe charakteristische Sekundärelektronenemission aufweisen. Der Spannungsverlauf muß im Bereich der Po-

tentialdifferenz U_D durch eine Ursprungsgerade der Steigung k beschrieben werden können. Daraus folgt:

$$(2.16) \quad G = \delta^n = (kU_D)^n$$

wobei δ der Faktor der Sekundärelektronenemission der Dynoden ist und n ihre Anzahl. Aus Gleichung 2.16 folgt für die Versorgungsspannung:

$$(2.17) \quad U_G = (n+1)U_D = \frac{n+1}{k} \sqrt[n]{G}$$

und

$$\frac{dU_G}{dn} = \frac{1}{k} \sqrt[n]{G} \left(1 - \frac{n+1}{n^2} \ln G \right) \quad (2.18)$$



Abb. 2.11: Base mit aufgestecktem Photomultiplier

Wird Gleichung 2.18 gleich Null gesetzt, so ergibt sich:

$$\frac{n^2}{n+1} = \ln G = \ln \delta^n \quad (2.19)$$

$$\Rightarrow n \approx \ln \delta^n \Leftrightarrow \delta = e \quad (2.20)$$

Die minimale Versorgungsspannung bei gegebener Verstärkung errechnet sich dann zu:

$$U_G^{\min} = \frac{(n+1)^2}{kn^2} e^{\frac{n}{n+1}} \ln G \approx \frac{e}{k} \ln G \quad (2.21)$$

Bemerkenswert an dem Resultat dieser Rechnung ist, daß die zur minimalen Versorgungsspannung führende Sekundärelektronenausbeute zu $\delta = e$ gefordert werden muß (Gl. 2.20).

2.5. Rauschen

Das Messen kleiner Signale gestaltet sich wegen des fortwährend anwesenden Rauschens als schwierig. Ist es nicht möglich, die Amplitude des Signals zu erhöhen, so muß versucht werden, das Rauschen zu reduzieren. Rauschen ist ein verallgemeinerter Begriff, der die durch Fluktuationen verursachten Störungen im Transportsystem der elektrischen Ladung beschreibt. Falls diese Fluktuationen nach statistischen Prozessen ablaufen, ist es möglich eine Theorie zu benutzen, die quantitative Aussagen über das Rauschen macht. Von Bedeutung sind bei einer guten Signalverarbeitung nur diejenigen Fluktuationen, die beim Durchgang eines Signals durch den Photomultiplier auftreten. Das sind die an der Photokathode auftretenden und die während der Verstärkung des Signals durch Sekundärelektronenemission auftretenden Fluktuationen. Eine Meßgröße für das Rauschen ist die Varianz, die das mittlere Quadrat der Abweichung des Signals vom Mittelwert des Signals darstellt. Für bekannte Verteilungsfunktionen der Signalfluktuationen lassen sich effektive Werte für den Rauschanteil im Signal bestimmen. Die Bestimmung des Rauschens folgt der Darstellung in [Sch 70].

2.5.1. Rauschen an der Photokathode

Die Anzahl der vom Licht ausgeschlagenen Elektronen hängt von zwei statistischen Phänomenen ab:

- Fluktuationen verursacht durch die statistische Verteilung der Anzahl der Photonen
- Fluktuationen in der Umwandlung von Photonen in Elektronen abhängig davon, ob das Photon ein Elektron ausschlägt oder nicht.

Die Anzahl der auf die Photokathode auftreffenden Photonen ist durch die Poissonverteilung beschrieben:

$$(2.22) \quad P(N_\gamma) = \frac{\langle N_\gamma \rangle^{N_\gamma}}{N_\gamma!} e^{-\langle N_\gamma \rangle},$$

wobei $P(N_\gamma)$ die Wahrscheinlichkeit ist, daß in einem Zeitintervall N_γ Photonen auf die Kathode treffen und $\langle N_\gamma \rangle$ der Mittelwert der in einem Zeitintervall auftreffenden Photonen. Die Statistik des photoelektrischen Effekts läßt sich mit einer Binomialverteilung beschreiben:

$$(2.23) \quad P(N_e) = \frac{N_\gamma!}{N_e!(N_\gamma - N_e)!} \eta^{N_e} (1 - \eta)^{N_\gamma - N_e},$$

wobei $P(N_e)$ die Wahrscheinlichkeit ist, daß in einem Zeitintervall N_e Elektronen ausgeschlagen werden, wenn in demselben Zeitintervall N_γ Photonen auf die Photokathode auftreten. η gibt die Häufigkeit an mit der ein Elektron von einem Photon ausgeschlagen wird und entspricht somit der Quantenausbeute:

$$(2.24) \quad \eta = \frac{\langle N_e \rangle}{\langle N_\gamma \rangle}$$

Die Abweichung der Anzahl, der aus der Photokathode emittierten Elektronen, vom Mittelwert im Zeitintervall τ ist bestimmt durch die Summe der Fluktuationen aus der Photonstatistik und der Umwandlungsstatistik. Die totale Varianz ist dann:

$$(2.25) \quad \langle (N_e - \langle N_e \rangle)_{tot}^2 \rangle = \langle (N_\gamma - \langle N_\gamma \rangle)^2 \rangle \eta^2 + \langle (N_e - \langle N_e \rangle)^2 \rangle$$

Die Varianz für eine Poissonverteilung ist:

$$\langle (N_\gamma - \langle N_\gamma \rangle)_{tot}^2 \rangle = \langle N_\gamma \rangle \quad (2.26)$$

und die der Binomialverteilung:

$$\langle (N_e - \langle N_e \rangle)^2 \rangle = \langle N_e \rangle (1 - \eta) = \langle N_\gamma \rangle \eta (1 - \eta) \quad (2.27)$$

Daraus ergibt sich die totale Varianz zu:

$$\langle (N_e - \langle N_e \rangle)_{tot}^2 \rangle = \langle N_\gamma \rangle \eta^2 + \langle N_\gamma \rangle \eta - \langle N_\gamma \rangle \eta^2 = \langle N_e \rangle \quad (2.28)$$

Falls während des Zeitintervalls τ N_e Elektronen von der Kathode emittiert werden, ergibt sich ein mittlerer Strom I_K über dieses Zeitintervall τ von

$$I_K = \langle N_e \rangle \frac{e}{\tau}, \quad (2.29)$$

wobei e die Elementarladung des Elektron ist. Die Varianz des Stroms I_K über das Zeitintervall τ ist dann:

$$\langle i_\tau^2 \rangle = \langle (N_e - \langle N_e \rangle)_{tot}^2 \rangle \frac{e^2}{\tau^2} = \langle N_e \rangle \frac{e^2}{\tau^2} = I_K \frac{e}{\tau} \quad (2.30)$$

Die Varianz ist reziprok proportional zum Zeitintervall τ , in dem die Messung durchgeführt wird. Durch Umrechnung des Zeitintervalls τ in die Bandbreite $\Delta\nu$, der in der Messung verwandten Geräte, erhält man die Gleichung des Schrotrauschens, das, wie in Abbildung 2.12 gezeigt, ein um den Mittelwert I_K statistisch gleichverteiltes Rauschen darstellt:

$$\langle i_R^2 \rangle = 2e I_K \Delta\nu \quad (2.31)$$

wobei der Faktor 2 durch die Änderung der Integrationsgrenzen bei der Transformation der Integrationsvariablen von τ nach ν entsteht.

Zieht man noch in Betracht, daß sich der Kathodenstrom I_K neben dem von dem Signal ausgelösten Strom I_{KS} auch aus dem thermischen Dunkelstrom I_{K0} der Photokathode zusammensetzt, erhält man den effektive Rauschstrom I_{KR} im Kathodensignal mit:

$$I_{KR} = \sqrt{2e(I_{KS} + I_{K0})\Delta\nu} \quad (2.32)$$

Der Rauschstrom der Kathode ist begrenzt durch eine obere Frequenz ν_{\max} , die der minimalen Zeit entspricht, die ein Elektron benötigt, um die Photonenenergie zu erlangen und die Kathode zu verlassen. Diese Zeit kann als beliebig klein angenommen werden.

Das Kathodenrauschstrom I_{KR} ist ein frequenzunabhängiges weißes Rauschen.

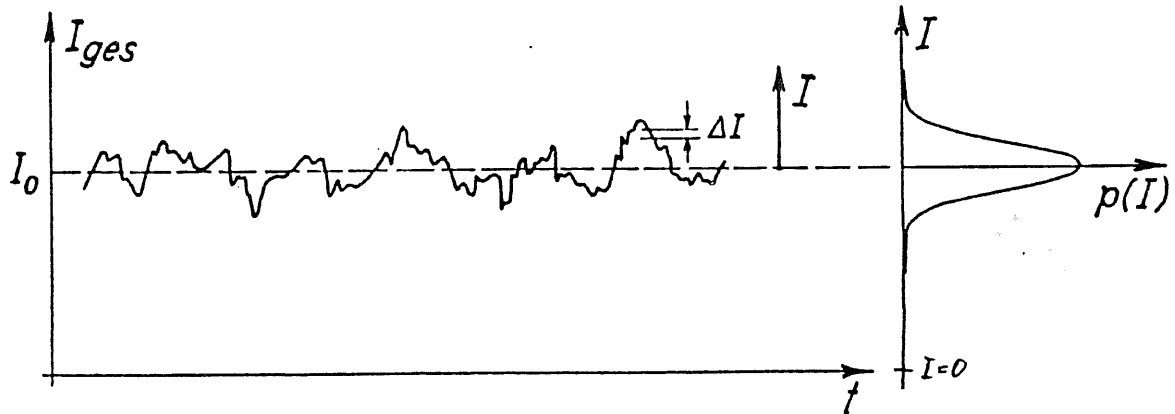


Abb. 2.12: Schrotrauschen [Fin 89]

2.5.2. Rauschen des Elektronenvervielfachers

Der Ausgangsstrom I_A eines Photomultipliers mit n Dynoden ist gegeben durch:

$$(2.33) \quad I_A = \delta^n I_K$$

Für den Fall, daß der Vervielfacher keinen Beitrag zum Rauschen leistet, kann der Rauschstrom i_{AR} auf dieselbe Art berechnet werden:

$$(2.34) \quad i_{AR} = \delta^n \sqrt{2e(I_{KS} + I_{KO})\Delta v} \quad \text{und} \quad \langle i_{AR}^2 \rangle = 2e\delta^{2n}(I_{KS} + I_{KO})\Delta v$$

Da die Sekundärelektronenausbeute δ von den Fluktuationen der Primärelektronenenergie, deren Eindringtiefe und deren Auftreffwinkel zur Oberfläche abhängt, addiert sich ein Rauschstrom von jeder Dynode zum Kathodenrauschstrom hinzu, wobei der Rauschstrom i_1 der ersten Dynode $n-1$ mal um δ verstärkt wird, der Rauschstrom i_2 der zweiten Dynode $n-2$ mal und so fort.

Für den Fall, daß ein Primärelektron mit der Wahrscheinlichkeit $P(m)$ m Sekundärelektronen ausschlägt, erhält man den Anteil des Rauschstroms der Sekundärelektronen I_{KR} , der m Sekundärelektronen ausschlägt mit:

$$I_{KR}(m) = P(m) I_{KR} \quad (2.35)$$

Die statistischen Fluktuationen des Schrotrauschens gelten auch für den Strom $I_{KR}(m)$, so daß gilt:

$$\langle I_{KR}^2(m) \rangle = 2e I_{KR}(m) \Delta v \quad (2.36)$$

Mit den Voraussetzungen

$$\sum_{m=0}^{\infty} P(m) = 1, \quad \sum_{m=0}^{\infty} m P(m) = \delta \quad \text{und} \quad \sum_{m=0}^{\infty} m^2 P(m) = \beta \delta \quad (2.37)$$

wobei β ein Proportionalitätsfaktor ist, erhält man die Varianz des Stroms der Sekundärelektronen:

$$\langle i_s^2 \rangle = \sum_{m=0}^{\infty} 2em I_{KR}(m) \Delta v = 2e\beta\delta_1 I_{KR} \Delta v \quad (2.38)$$

mit δ_1 als Verstärkungsfaktor der ersten Dynode. Würde jedes Elektron genau δ_1 Sekundärelektronen auslösen, ergibt sich die Varianz des Rauschstroms i_{SR} der Sekundärelektronen der ersten Dynode zu:

$$\langle i_{SR}^2 \rangle = 2e I_{KR} \delta_1^2 \Delta v \quad (2.39)$$

Die Differenz der Gleichungen (2.40) und (2.41) ergibt genau den Beitrag des Rauschens an der ersten Dynode:

$$\langle i_1^2 \rangle = 2e I_{KR} \delta_1 (\beta - \delta) \Delta v \quad (2.40)$$

Analog ergibt sich für die zweite Dynode:

$$\langle i_2^2 \rangle = 2e I_{KR} \delta_1 \delta_2 (\beta - \delta) \Delta v \quad (2.41)$$

Das Rauschen eines n -stufigen Photomultipliers, für den gilt: $\delta_1 = \delta_2 = \dots = \delta$ errechnet sich aus der Addition aller Rauschterme:

$$(2.42) \quad \langle i_{AR}^2 \rangle = 2e I_{KR} \Delta v \delta^{2n} \left(1 + \frac{\beta - \delta}{\delta} + \frac{\beta - \delta}{\delta^2} + \dots + \frac{\beta - \delta}{\delta^n} \right)$$

Mit der Annahme, daß die Sekundärelektronenemission poissonverteilt ist, ergibt sich nur Schrotrauschen. Damit ist nach Gleichung (2.42): $\beta - \delta = 1$ und das gesamte Rauschen:

$$(2.43) \quad \langle i_{AR}^2 \rangle = 2e I_{AR} \Delta v \delta^n \left(1 + \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \dots + \frac{1}{\delta^n} \right) \approx 2e I_{AR} \Delta v \delta^n \frac{\delta}{\delta - 1}$$

Hieraus wird deutlich, daß das Dynodensystem das Rauschen in Bezug auf Gleichung (2.34), die das Rauschen der Photokathode nach passieren des Dynodensystems darstellt, um den Faktor $\delta/\delta - 1 > 1$ erhöht. Aufgrund dieses Ergebnisses kann das Verhältnis von Signalstrom zum Rauschstrom angegeben werden:

$$(2.44) \quad \frac{I_{Signal}}{I_{Rauschen}} = \frac{I_{AS}}{i_{AR}} = \frac{I_{KS}}{\sqrt{2e \Delta v (I_{KS} + I_{K0})} \frac{\delta}{\delta - 1}}$$

wobei I_{AS} der durch das Signal verursachte Anodenstrom ist,

i_{AR} der Rauschstrom der Anode ist,

I_{KS} der durch das Signal verursachte Kathodenstrom ist,

I_{K0} der Dunkelstrom der Kathode ist.

Aus Gleichung 2.44 ist ersichtlich, daß das Verhältnis von Signalstrom zum Rauschstrom durch verschiedene Faktoren erhöht werden kann:

- Reduktion der Bandbreite Δv des Meßaufbaus
- Reduktion des Dunkelstroms
- Erhöhung der Sekundärelektronenausbeute δ .

Da der Dunkelstrom hauptsächlich ein thermischer Effekt ist, der nur durch Kühlung vermindert werden kann, bleibt als einfachste Möglichkeit zur Erhöhung des Verhältnisses zwischen Signalstrom und Rauschstrom nur die Erhöhung der Sekundärelektronenemission über die Erhöhung der anliegenden Spannung am Photomultiplier.

2.6. Bestimmung der absoluten Verstärkung von Photomultipliern

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie aus dem Pulshöhenspektrum eines Vielkanalanalysator die Anzahl der Photoelektronen und die absolute Verstärkung eines Photomultipliers bestimmt werden kann [Dvo 86].

Durch die statistischen Schwankungen an der Photokathode und im Elektronenvervielfacher ergeben sich an der Anode des Photomultipliers verschieden große Ladungsmengen. Diese Ladungsmengen werden mit einem Vielkanalanalysator, im weiteren kurz VKA genannt, gemessen und bilden ein Pulshöhenspektrum. In Abbildung 2.13 ist zum besseren Verständnis der Methode ein solches Pulshöhenspektrum nachgestellt, in dem neben der Verteilung der gemessenen Werte mit dem Mittelwert in Kanal $x_A = 800$ auch die zugehörige Rauschverteilung mit ihrem Mittelwert in Kanal $x_R = 200$ zu erkennen ist, die ohne Beleuchtung des Photomultipliers entsteht. Zur Bestimmung des Mittelwerts und der Breite der Signalverteilung ist es notwendig, die gemessene Verteilung, die eine Faltung aus der Signalverteilung und der Rauschverteilung ist, zu zerlegen.

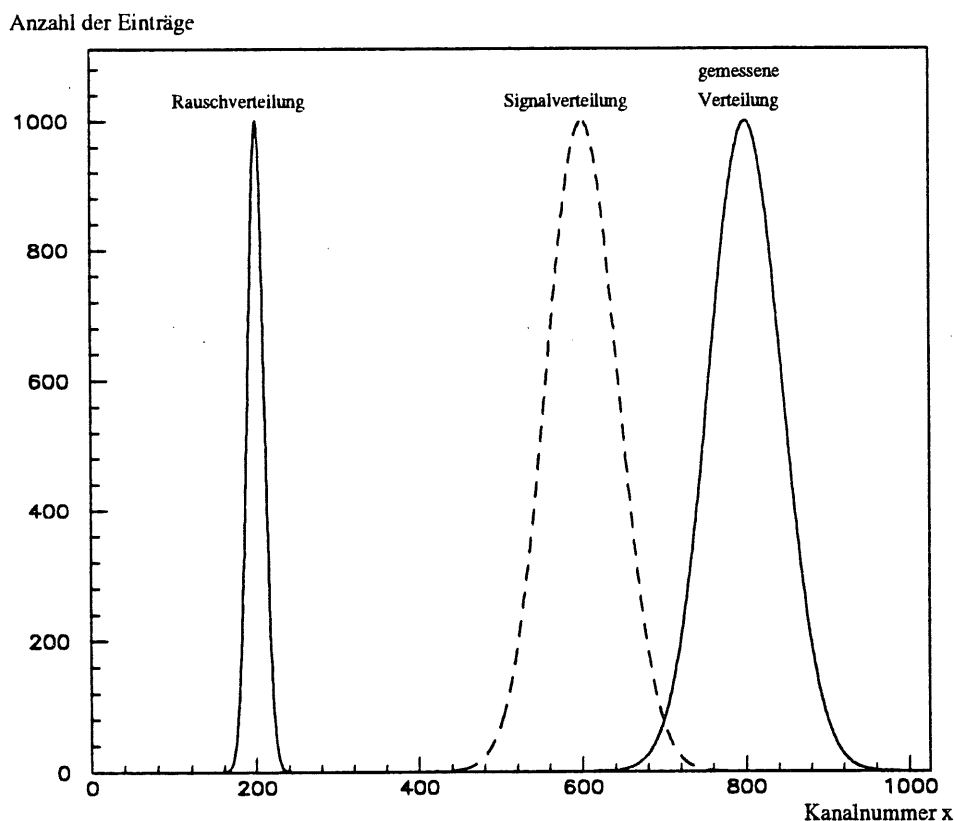


Abb. 2.13: Skizze eines Pulshöhenspektrums mit Rauschverteilung, gemessener Verteilung und der daraus berechneten Signalverteilung, gestrichelt gezeichnet.

In Abbildung 2.13 ist die Signalverteilung gestrichelt dargestellt. Sie hat ihren Mittelwert bei Kanalnummer $x_S = x_A - x_R = 600$ und eine Standardabweichung von $\sigma_S = \sqrt{\sigma_A^2 - \sigma_R^2} = 42,4$ Kanälen. Mit Hilfe der beiden Größen Mittelwert x_S und Standardabweichung σ_S ist es möglich, jedem Signal eine Anzahl von Photoelektronen und durch den meßbaren Strom am Ausgang des Photomultipliers eine Verstärkung zuzuordnen.

Unter der Voraussetzung, daß die Zahl der aus der Photokathode emittierten Elektronen, sowie die Zahl der Sekundärelektronen an den Dynoden poissonverteilt sind, ergeben sich die relativen Varianzen dieser Effekte zu

$$(2.45) \quad \sigma_{p,relativ}^2 = \frac{1}{\bar{N}_p}$$

$$(2.46) \quad \sigma_{Dyn_k,relativ}^2 = \frac{1}{\bar{N}_p \prod_{i=1}^k \delta_i}$$

wobei \bar{N}_p die mittlere Anzahl der Photoelektronen ist.

Somit ergibt sich die totale relative Varianz der Signalverteilung zu

$$(2.47) \quad \sigma_{S,relativ}^2 = \left(\frac{\sigma_S}{x_S} \right)^2 = \sigma_{p,relativ}^2 + \sum_{k=1}^n \sigma_{Dyn_k,relativ}^2$$

Nach Einsetzen und Umstellen der Gleichung ist die Anzahl der Photoelektronen N_p :

$$(2.48) \quad N_p = \frac{1}{\sigma_{S,relativ}^2} \left(1 + \sum_{k=1}^n \frac{1}{\prod_{i=1}^k \delta_i} \right)$$

Die Summe in der Formel kann analog zu der Berechnung des Rauschens in eine geometrische Reihe umgeformt werden. Unter der Annahme, daß die Sekundärelektronenemissionsrate δ_i für alle Dynoden gleich ist, folgt für die Anzahl der Photoelektronen

$$(2.49) \quad N_p = \frac{1}{\sigma_{S,relativ}^2} \frac{\delta}{\delta - 1} = \left(\frac{x_S}{\sigma_S} \right)^2 \frac{\delta}{\delta - 1}$$

Die absolute Verstärkung G des Photomultipliers berechnet sich aus dem Quotienten der Ladung des Signals, das auf die Anode trifft, und der Ladung des Signals, das aus der Photokathode emittiert wird.

$$G = \frac{x_s \cdot Q_{VKA}}{N_p \cdot e} \quad (2.50)$$

wobei Q_{VKA} die pro Kanal deponierte Ladung ist.

Unter der Annahme gleicher Sekundärelektronenemissionsrate δ_i an jeder Dynode ist die Verstärkung gegeben durch

$$G = \prod_{i=1}^n \delta_i = \delta^n \quad (2.51)$$

Aus den Gleichungen (2.49), (2.50) und (2.51) ergibt sich eine Fixpunktgleichung für die Sekundärelektronenemissionsrate δ :

$$F_{(\delta)} = \delta = \sqrt[n]{\frac{\sigma_A^2 Q_{VKA} \delta}{x_A e \delta - 1}} \quad (2.52)$$

Aufgrund der Wertebereiche von $\delta > 1$ und $n > 1$ und des hohen Wurzelexponenten konvergiert Gleichung (2.52) sehr schnell. Für das in Abbildung 2.13 dargestellte Signal ergeben sich nach 5 Iterationsschritten mit dem Startwert $\delta_0 = 2,5$ für die Sekundärelektronenemissionsrate pro Dynode ein Wert von $\delta = 2,7$, für die Anzahl der Photoelektronen ein Wert von $N_p = 318$ und eine Absolute Verstärkung von $G = 2950\,000$.

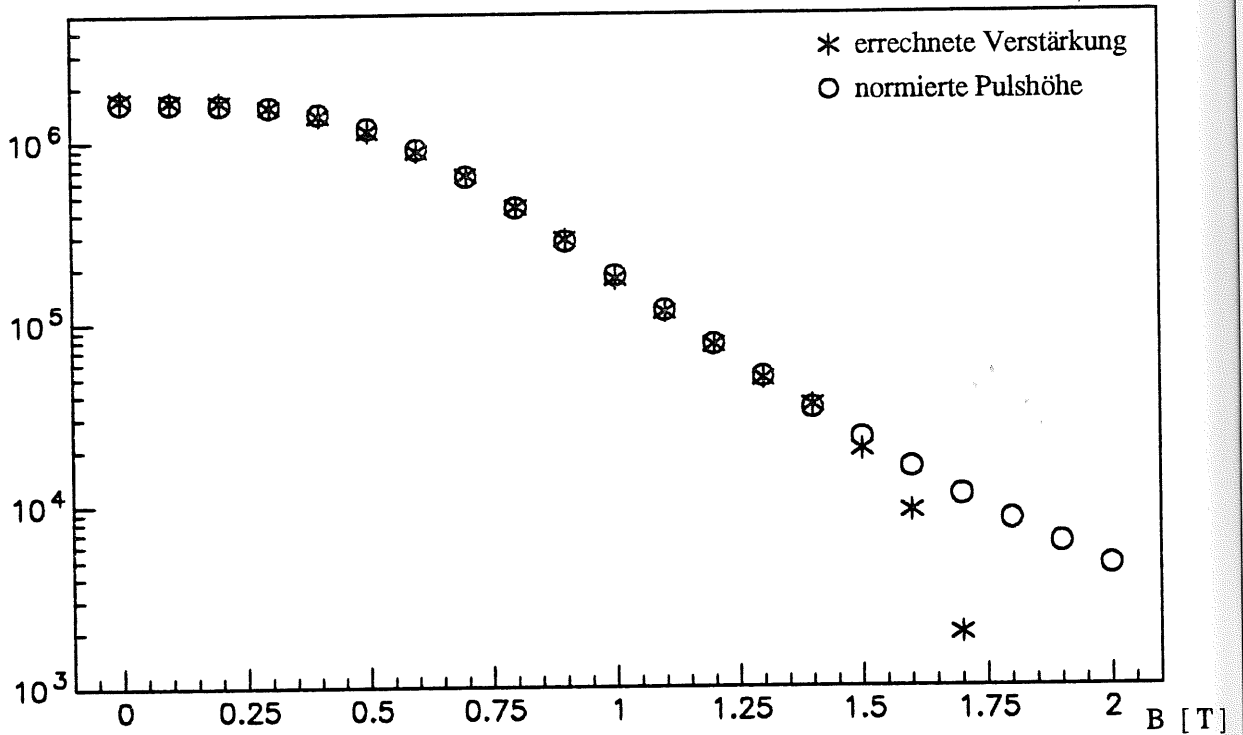
In Abbildung 2.14 a) sind für verschiedenen Magnetfelder sowohl die nach der Iteration errechneten Verstärkungen als auch die Mittelwerte x_s der gemessenen Pulshöhenspektren aufgetragen. Die Normierung erfolgt aus den Quotienten der errechneten Verstärkung und der Mittelwerte der Pulshöhenspektren mit den Wertepaaren bis $B = 1,4T$. Abbildung 2.14 b) gibt jeweils die relative Abweichung des Mittelwerts x_s zur errechneten Verstärkung an. Es ist ersichtlich, daß die Methode zur Berechnung der Verstärkung für Magnetfelder von $B = 0 \dots 1,4T$ eine Abweichung von weniger als 5% zum Mittelwert x_s des Pulshöhenspektrums liefert. Für Magnetfeldwerte oberhalb von $B = 1,4T$ kann wegen der geringen Verstärkung des Photomultipliers das gemessenen Signal nicht mehr entfaltet werden, so daß für den Bereich oberhalb von $B = 1,4T$ die absolute Verstärkung aus Gleichung (2.50):

$$G = \frac{x_s \cdot Q_{VKA}}{N_p \cdot e} = a \cdot x_s \quad (2.53)$$

ermittelt wird. Der Proportionalitätsfaktor a wurde hierbei für jedes Wertepaaren im Bereich kleiner als $B = 1,4T$ errechnet und über alle gemittelt.

a)

Absolute
Verstärkung G



b)

Abweichung

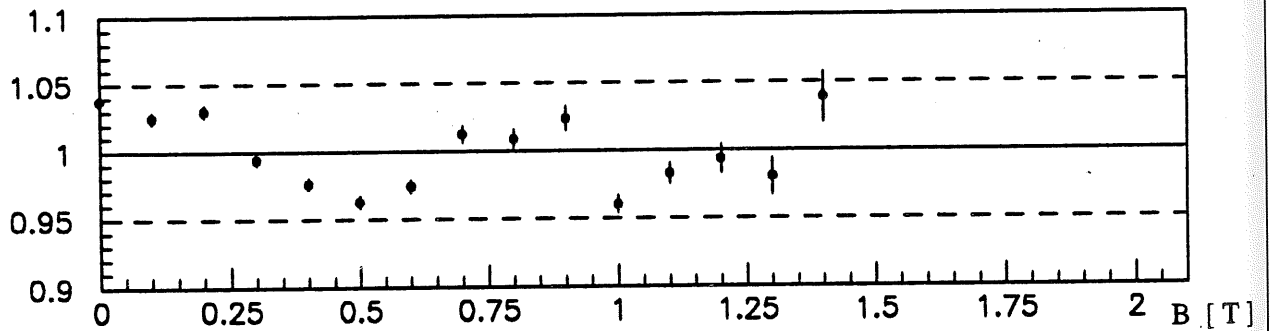


Abb. 2.14: Gegenüberstellung der normierten Pulshöhen und der errechneten Verstärkung. Die Abweichung im unteren Teil gibt den Quotienten aus errechneter Verstärkung und der normierten Pulshöhe. Zur Normierung siehe Text.

3. Experimentelle Durchführung

Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Photomultiplier² soll die Verstärkung in magnetischen Feldern bis zu $B = 2T$ bestimmt werden. Desweiteren sollte die Verstärkung in Abhängigkeit vom Einschußort auf der Photokathode für verschiedene Magnetfelder untersucht werden.

Untersuchungen von Photomultipliern müssen wegen der empfindlichen Photokathode und zur Vermeidung von Meßfehlern durch störendes Streulicht in einem lichtdichten Gehäuse durchgeführt werden. Das Gehäuse darf nicht aus magnetisierendem Material bestehen, um eine Verfälschung der Messungen zu verhindern. Die äußeren Maße des Gehäuses müssen so ausgelegt sein, daß alle Messungen - auch die der Winkelabhängigkeit - zwischen den Polschuhen des Magneten durchgeführt werden können.

Eine Leuchtdiode, deren Verhalten zuvor im Magnetfeld untersucht wird, beleuchtet die Photokathode durch eine Blende mit genau bestimmten Lichtsignalen.

Die hier dargestellten Überlegungen führten zu der im nächsten Abschnitt beschriebenen Meßanordnung. In den anschließenden Abschnitten werden die Meßanordnungen, sowie die Durchführung der verschiedenen Messungen erläutert. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels gibt einen Überblick über das durchgeführte Meßprogramm.

3.1. Allgemeiner Aufbau der Meßapparatur

3.1.1. Das Magnetfeld

Das für die Untersuchungen in dieser Arbeit notwendige Magnetfeld ist mit einem Dipolmagneten des Forschungszentrums DESY erzeugt worden. Der in der Experimentierhalle II stehende Magnet³ weist über einen großen Raum ein homogenes Magnetfeld auf [DES 66]. Die Eichung, die Homogenität und die räumliche Ausdehnung des Magnetfeldes werden von der zuständigen Gruppe des DESYs geprüft. Eine 1988 durchgeführte Messung des Magnetfeldes ergab ein homogenes Magnetfeld in einem Volumen von $1200mm \cdot 400mm \cdot 168mm$ mit einer Abweichung von $\sigma_B/B < 0,2\%$ über den gesamten Bereich [Mor 89]. Innerhalb dieses Volumens wurde das Gehäuse mit den Photomultipliern

² Hamamatsu PMT R2021, PMT R2490-05, PMT R3432-01 und PMT R4722-MOD

³ MA-Rehabeam Magnet, technische Daten siehe Anhang B

plaziert. Das Magnetfeld kann stufenlos über eine Steuerspannung zwischen $0T \leq B \leq 2,05T$ eingestellt werden. Der Zusammenhang zwischen Stromstärke I_B , die durch die Steuerspannung eingestellt wird, und der Stärke des Magnetfeldes ist in Abbildung 3.1 aufgetragen. Die technischen Daten des Magneten befinden sich in Anhang B.

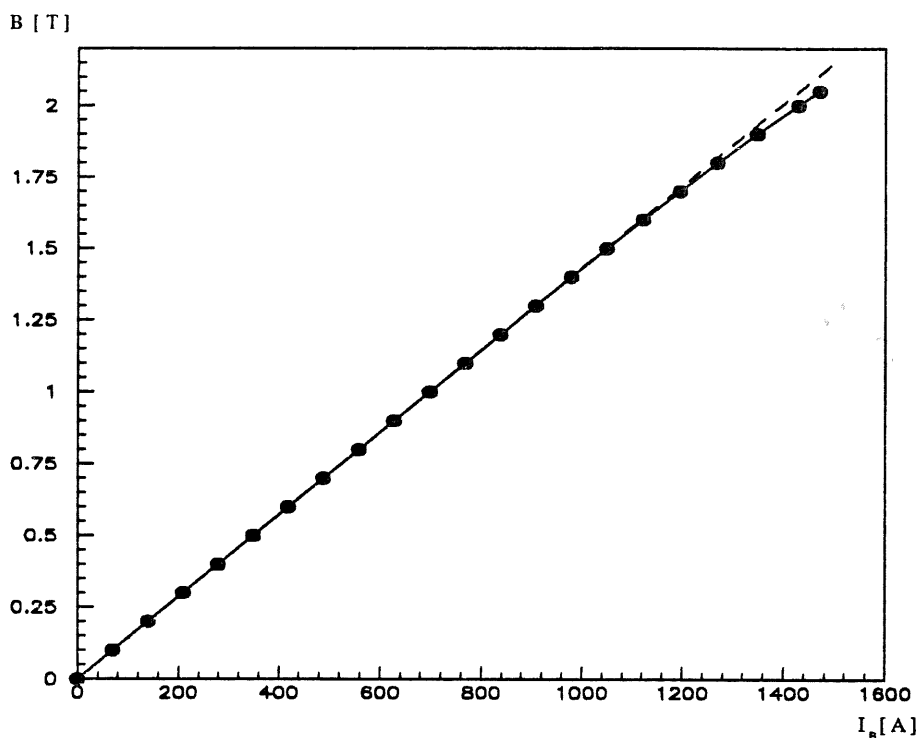


Abb. 3.1: Erregungskurve des Magneten [DES 66]

3.1.2. Die Leuchtdiode

Als Lichtquelle wird eine Leuchtdiode⁴, kurz LED, verwendet. Sie ist im Meßaufbau auf einem beweglichen Schlitten verschraubt, wie aus Abbildung 3.2 ersichtlich, der sie 5mm oberhalb einer Blende über dem Photomultiplierfenster positioniert. Ein Datenblatt mit dem Emissionsspektrum der Leuchtdiode ist vom Hersteller nicht verfügbar. Daher wird das Emissionsspektrum selbst bestimmt. Es ist in Abbildung 3.3 dargestellt und mit Hilfe eines Monochromators aufgenommen worden, der die Stärke des Photomultiplierstroms angibt. Das Emissionsspektrum hat sein Maximum bei der Wellenlänge $\lambda_{LED,max} = 470nm$ mit einer Halbwertsbreite von $FWHM_{LED} = 65nm$.

⁴ LED, blau, Kinglight, L- 53 BC water-clear, technische Daten siehe Anhang C

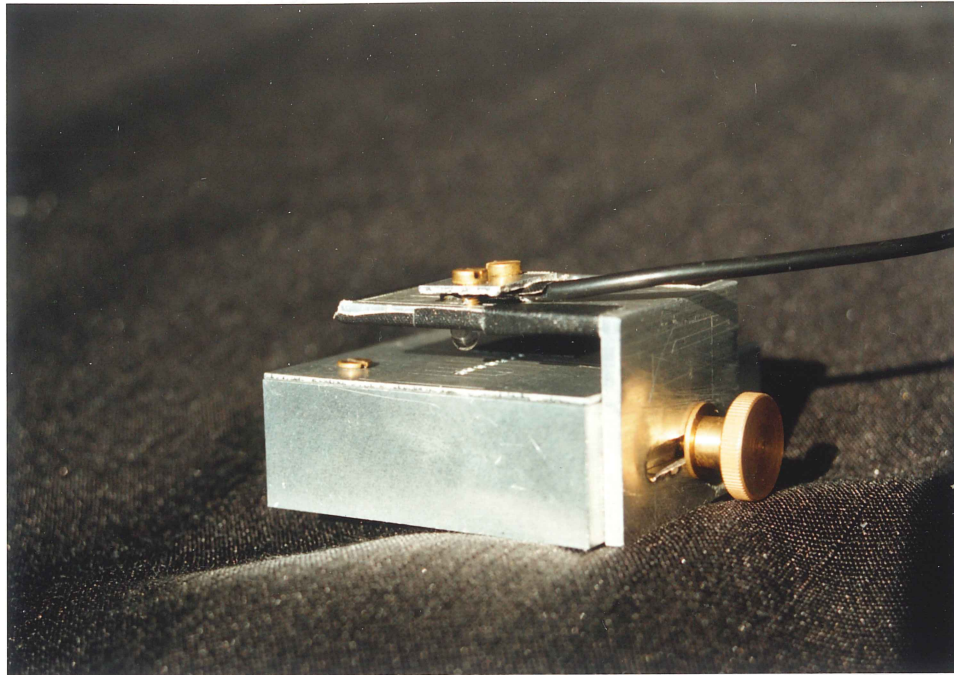


Abb. 3.2: Leuchtdiodenhalterung

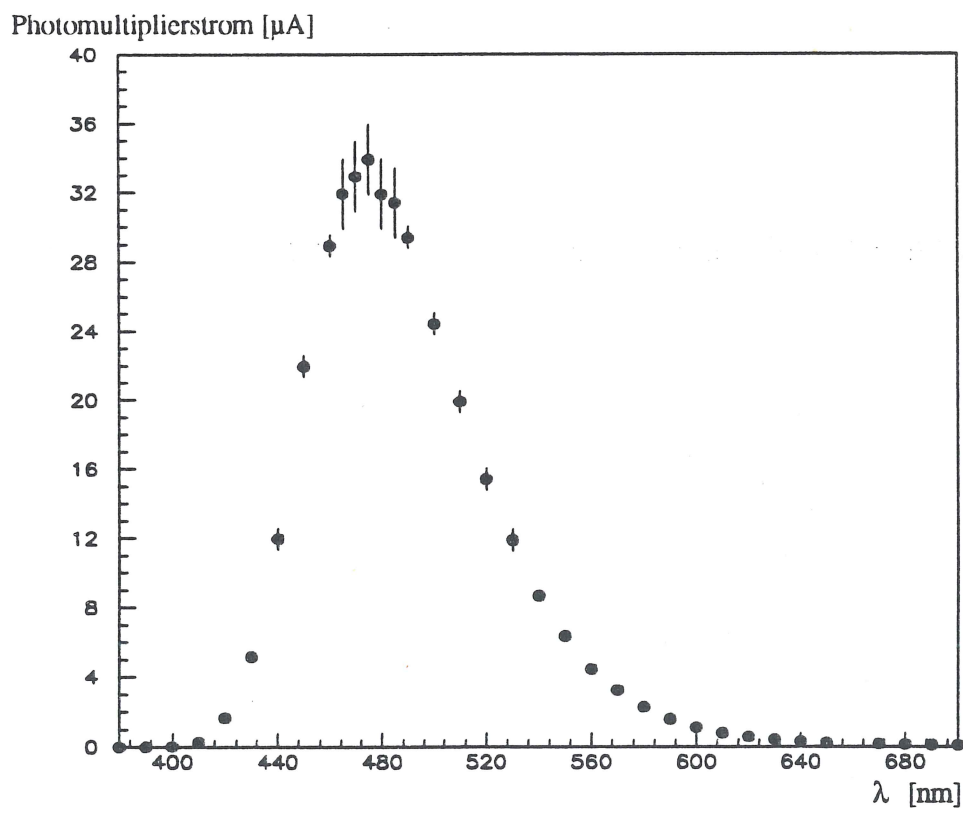


Abb. 3.3: Das Emissionsspektrum der verwendeten Leuchtdiode bei $U_{LED} = 3V$.

Neben dem Emissionsspektrum wurde die Kennlinie der Diode aufgenommen, die in Abbildung 3.4 aufgetragen ist. Die negative Durchbruchsspannung von $U_{LED,D} = -5V$ wird für die Durchführung der Messungen nicht benötigt und ist aus diesem Grunde nicht eingezeichnet. Für die verwendete Spannung $U_{LED} = 3V$ ergibt sich ein Strom von $I_{LED} = 15mA$.

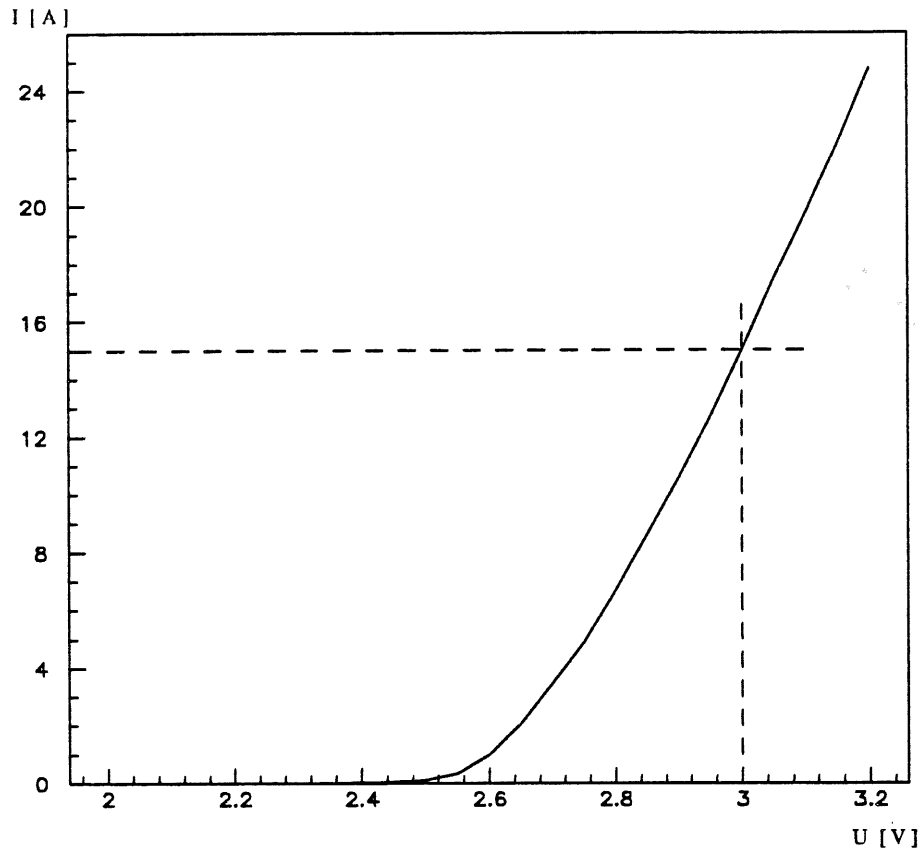


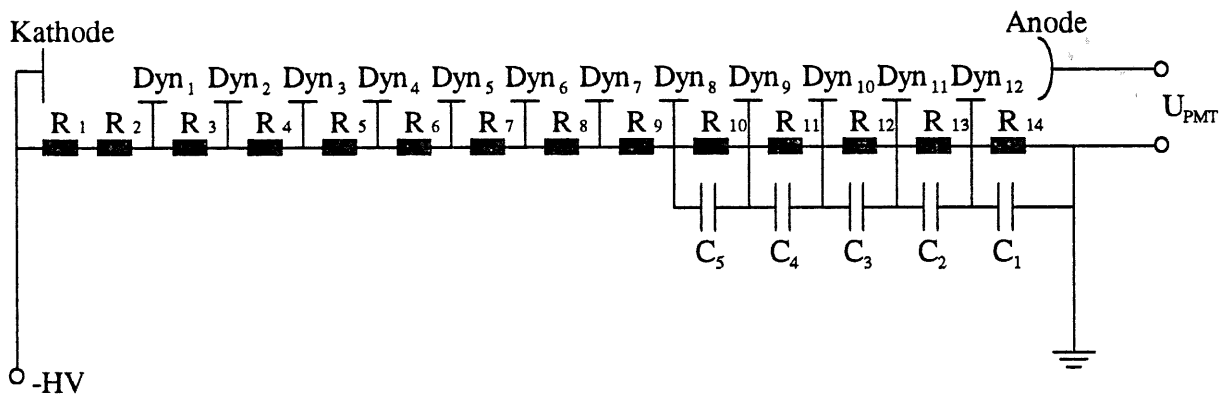
Abb. 3.4: Die Kennlinie des Leuchtdiode

3.1.3. Der Spannungsteiler

Die große Bedeutung, die dem Spannungsteiler zukommt, ist bereits in Kapitel 2.3.5. beschrieben worden. Aus den dort angeführten Gründen wurden verschiedene Spannungsteiler gebaut und getestet. Zuerst wurde der vom Hersteller empfohlene lineare Spannungsteiler aus Abbildung 3.5 a) mit folgenden Werten gebaut [Ham 90]: $R_{1...14} = (1000 \pm 10)k\Omega$, $C_{1...5} = (10 \pm 2)nF$ und $C_6 = (4,7 \pm 0,9)nF$. Dieser Spannungsteiler erzeugt einen linearen Abfall der Potentiale an den verschiedenen Dynoden, zwischen der auf negativer Hochspannung liegenden Photokathode und der auf Massepotential liegenden Anode. Mit der beschriebenen Dimensionierung ergaben sich gut meßbare Ausgangssignale und ein gaußför-

miges Pulshöhenspektrum. Der zweite Spannungsteiler wurde gebaut, um den fließenden Querstrom zu erhöhen und einen Spannungseinbruch durch zu große Signalströme an zwei benachbarte Dynoden zu verhindern. Der aus diesen Überlegungen resultierende Spannungsteiler setzt sich aus zwei einfachen Spannungsteilern für jeweils jede zweite Dynode zusammen und ist in Abbildung 3.5 b) eingezeichnet. Er besitzt folgende Bauteilwerte: $R_1 = (3000 \pm 30)k\Omega$, $R_{2...13} = (2000 \pm 20)k\Omega$, $R_{14} = (1000 \pm 10)k\Omega$ und $C_{1...5} = (10 \pm 2)nF$, $C_6 = (4,7 \pm 0,9)nF$.

a)



b)

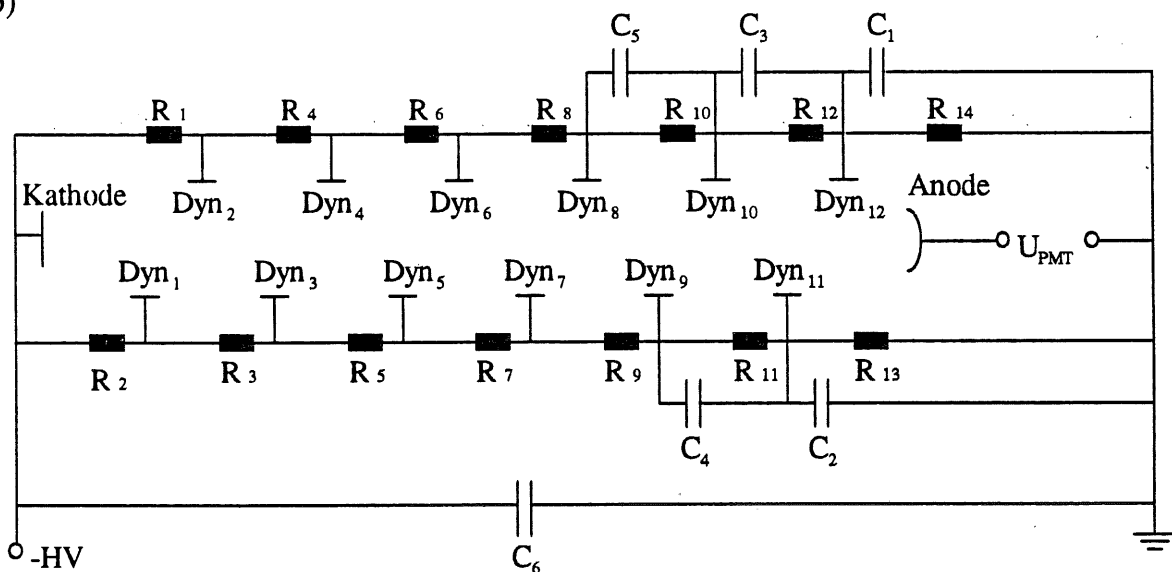


Abbildung 3.5: Spannungsteiler: a) linearer Spannungsteiler b) erweiterter Spannungsteiler

Es hat sich jedoch gezeigt, daß trotz der Wahl von Widerständen mit sehr kleinem Toleranzbereich von $\Delta R \leq 1\%$ das Potentialgefälle zwischen den einzelnen Dynoden für die Schaltung in Abbildung 3.5 b) nicht sehr gleichmäßig ist.

Infolgedessen kann nicht von einer gleichbleibenden Sekundärelektronenemissionrate δ pro Dynode ausgegangen werden, so daß die Flugzeitdifferenz erhöht und die Berechnung der Verstärkung erschwert würde. Trotzdem sind mit diesem Spannungsteiler einige Testmessungen gemacht worden, die jedoch ein weniger gut geformtes Ausgangssignal und ein verbreitertes Pulshöhenspektrum ergeben hat, was die Auflösung des Signals verschlechtert haben.

Aus diesem Grund wurden alle Untersuchungen mit dem in Abbildung 2.11 gezeigten linearen Spannungsteiler durchgeführt, der nach den in Abbildung 3.5.a) dargestellten Schaltung gebaut worden ist. Für die Photomultiplier mit 15 oder 16 Dynoden wurden analog lineare Spannungsteiler aus den selben Bauteilen gefertigt.

3.1.4. Der mechanische Aufbau

Das Gehäuse zur lichtdichten Unterbringung der Photomultiplier ist ein quaderförmiger Kasten aus Aluminium und Messing. Seine Maße mit einer Länge von $l_G = 380\text{mm}$, einer Breite von $b_G = 64\text{mm}$ und einer Höhe von $h_G = 150\text{mm}$ sind der Größe des verfügbaren homogenen Magnetfelds so angepaßt, daß die Länge der Seitendiagonalen mit $d_G = 163\text{mm}$ kleiner als der Polabstand des Magneten mit $h_M = 168\text{mm}$ ist. Somit kann das Gehäuse unter einem beliebigen Winkel in das Magnetfeld gestellt werden. Abbildung 3.6 zeigt eine Photographie des Gehäuses. An der Stirnseite des Gehäuses befinden sich vier lichtdichte Hochspannungsdurchführungen und vier lichtdichte Signaldurchführungen, die den gleichzeitigen Betrieb von vier Photomultipliern im Magnetfeld gestatten.

Für den überwiegenden Teil der Messungen war nur ein Photomultiplier im Gehäuse erforderlich, so daß eine stabile Befestigung für einen Photomultiplier in der Mitte des Gehäuses eingerichtet wurde. Die senkrecht zur Gehäusewand angebrachte, 20mm dicke Halterung hat konzentrisch zu ihrem Mittelpunkt eine Bohrung mit einem Durchmesser von $39,5\text{mm}$. In den Hohlraum dieses so entstandenen Zylinders kann ein Photomultiplier von einem Röhrendurchmesser von 39mm , umwickelt von zwei Lagen Klebeband, paßgenau eingesetzt werden. Er ist somit mechanisch starr an das Gehäuse gebunden. Für Photomultiplier mit einem Röhrendurchmesser von 25mm wird ein Adapter verwendet.

An der Halterung des Photomultipliers ist auf der Oberseite eine austauschbare Blende angebracht, die das Licht nur auf eine bestimmte Fläche des Photomultiplierfensters treffen läßt. Das Licht wird von der in Abschnitt 3.1.2 dargestellten Leuchtdiode emittiert, deren Befestigung an der Photomultiplierhalterung so angebracht ist, daß die Leuchtdiode entlang einer Geraden durch den Mittelpunkt des Photomultiplierfensters parallel zur Fensterfläche

verschoben werden kann. Die Leuchtdiode hat einen Abstand von 5mm zur Blende hinter der direkt das Eintrittsfenster des Photomultipliers liegt.

Bei allen Messungen wird das Gehäuse mit Messingschrauben verschraubt und an den Kanten mit lichtdichtem Klebeband abgedichtet.

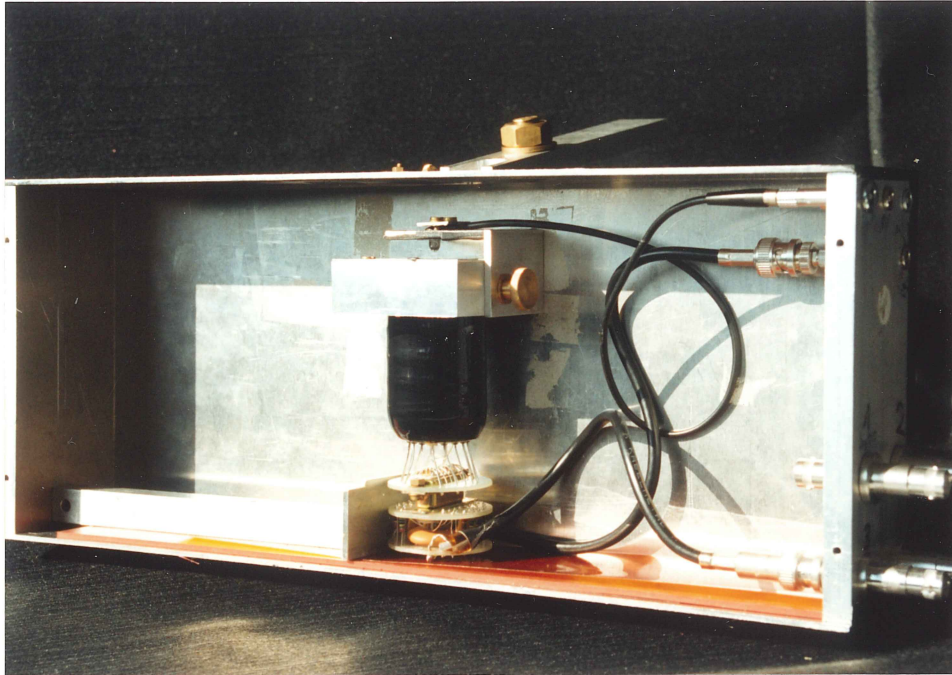


Abb. 3.6: Das Gehäuse mit der Photomultiplierhalterung

3.2. Die verschiedenen Meßaufbauten

3.2.1. Aufbau zur Untersuchung von Photomultipliern mit axialer Ausrichtung zum Magnetfeld

Das Gehäuse mit eingebauter Leuchtdiode, einem Photomultiplier und dessen Base wird im homogenen Magnetfeld positioniert. Im folgenden wird der in Abbildung 3.7 dargestellte Meßaufbau beschrieben. Die Leuchtdiode bestrahlt den Mittelpunkt des Photomultiplierfensters durch eine direkt auf dem Fenster liegenden Blende mit einem Durchmesser von 2mm . Die stabile Versorgungsspannung, die in der Größenordnung von $U_G = 2000\text{V}$ liegt,

liefert ein Spannungsgerät⁵, das in Schritten von $U_{\text{Schritt}} = 1V$ geschaltet werden kann. Ein Pulsgenerator⁶ erzeugt für die Beleuchtung der Photomultiplier durch die Leuchtdiode Spannungspulse von $U_{\text{LED}} = 3V$ mit einer Halbwertsbreite von $t_{\text{LED}} = 50 \dots 500ns$, wie in Abbildung 3.8 a) dargestellt ist. Das hierdurch erzeugte Ausgangssignal wird von einem Vielkanalanalysator⁷, kurz VKA genannt, nach seiner Gesamtladung in einen von 1024 Kanälen mit einer Auflösung von $0,25pC/\text{Kanal}$ sortiert. Ein typisches Ausgangssignal ist in Abbildung 3.8 b) skizziert.

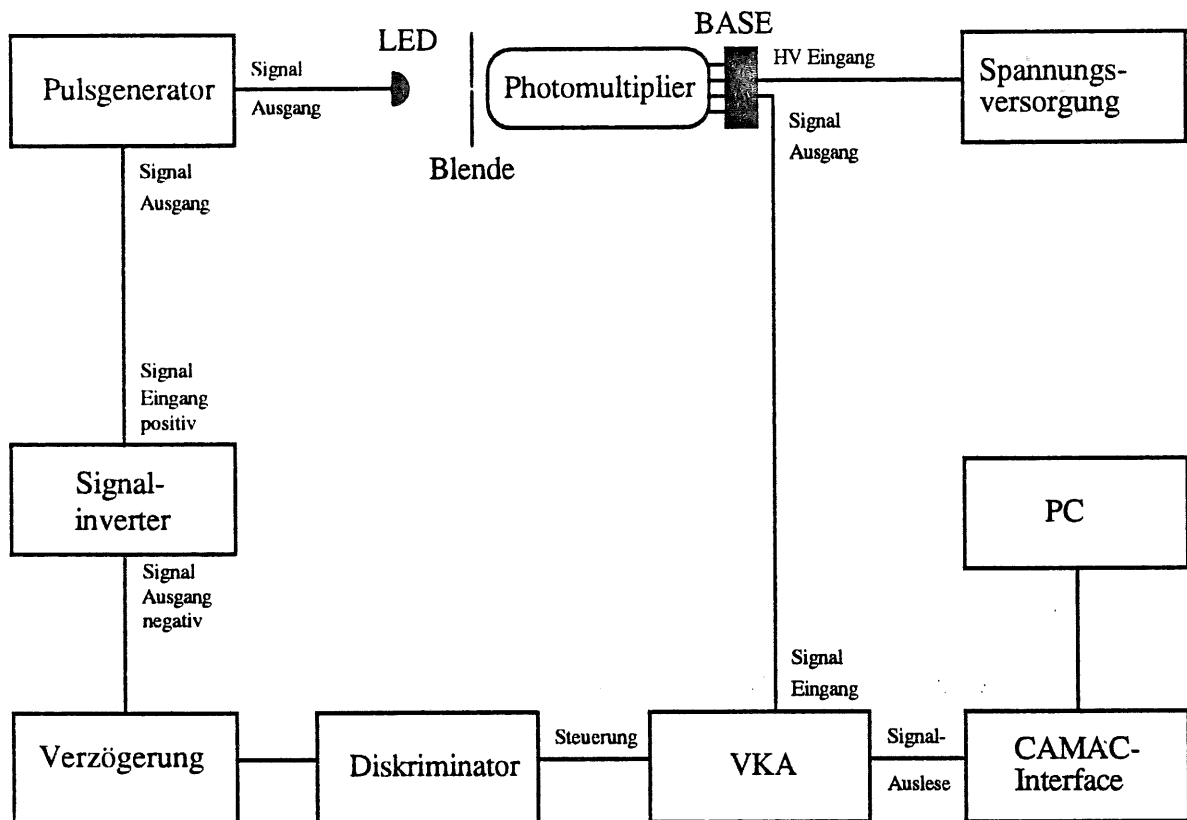


Abb. 3.7: Der Meßaufbau

Der Vielkanalanalysator ist nur für kurze Zeitintervalle, in denen die Leuchtdiode den Photomultiplier beleuchtet, sensitiv, um nicht zuviel Rauschen zu registrieren. Das sensitive Zeitintervall des Vielkanalanalysators wird von demselben Pulsgenerator gesteuert, der die Spannungssignale für die Leuchtdiode erzeugt. Der zweite Ausgang des Pulsgenerators liefert ein positives Signal, zeitgleich zum Leuchtdiodensignal. Dieses zweite Signal durchläuft

⁵ LeCroy High, Voltage Power System HV4032 mit 32 getrennt steuerbaren Spannungskanälen

⁶ Hewlett Packard, Pulse Generator 8012B

⁷ LeCroy, qVt-Multichannel Analyser 3001

einen Inverter⁸ und ein Verzögerungsgerät⁹, um Laufzeitunterschiede auszugleichen. Hier-
 nach erzeugt es an einem Diskriminator¹⁰ ein negatives logisches NIM-Signal von fest ein-
 gestellter Länge $t_G \leq 10ns + t_{LED} + 100ns$, wodurch das sensitive Zeitintervall des Vielkanal-
 analysators festlegt wird. Die Länge des Zeitintervalls t_G wird so eingestellt, daß der Vielka-
 nalanalysator während der Dauer des Photomultipliersignals sensitiv ist. Die Intensität und
 die Länge des Leuchtdiodensignals werden so gewählt, daß der verwendete Photomultiplier
 selbst bei einer Magnetfeldstärke von $B = 2T$ noch ein Signal deutlich über dem Rauschen
 liefert. Die Ausgangssignale des Photomultipliers bei kleineren Magnetfeldstärken sind teil-
 weise so groß, daß der Vielkanalanalysator sie erst nach geeigneter Abschwächung verar-
 beiten kann. Die Werte der Abschwächer¹¹ und deren Eichung sind in Anhang D aufgeführt.

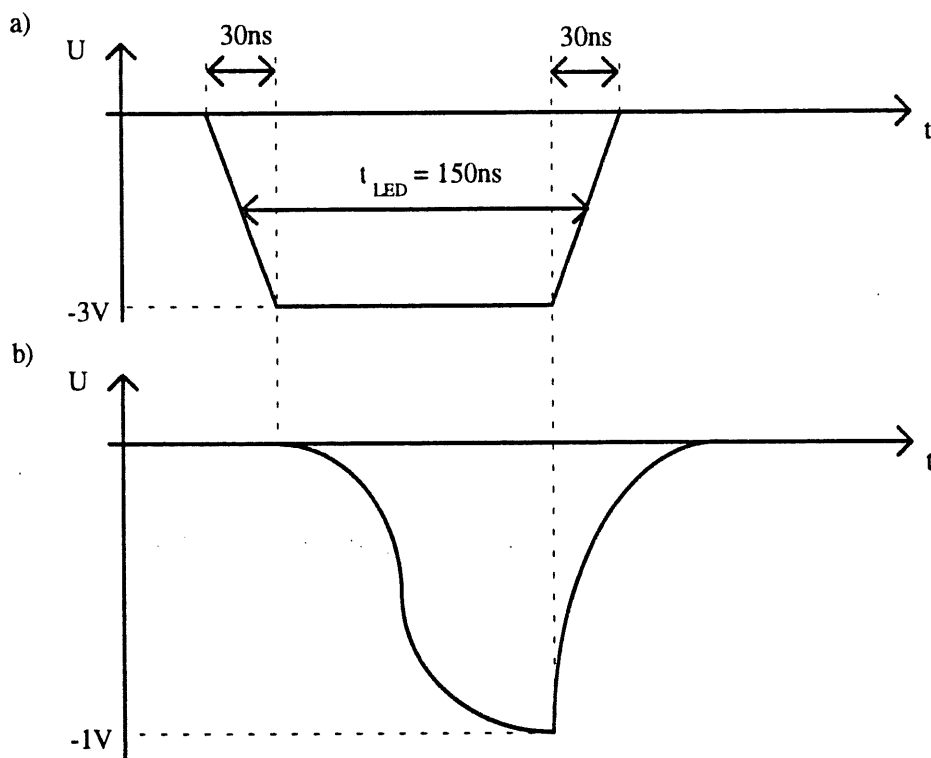


Abb. 3.8: Vergleich zwischen dem Eingangssignal a) an der Leuchtdiode und dem
 Ausgangssignal b) des Photomultipliers

⁸ LRS Linear FAN-IN/FAN-OUT

⁹ SEN Delay DU 290

¹⁰ Le Croy Quad Discriminator 821

¹¹ AEL, Springfield Verginia AFA-10, 10dB

3.2.2. Aufbau zur Untersuchung von Photomultipliern mit nicht axialer Ausrichtung zum Magnetfeld

Zur Bestimmung der magnetfeldabhängigen Verstärkung des Photomultipliers für verschiedene Winkel θ zwischen der Photomultiplierachse und dem Magnetfeld muß der Photomultiplier gegen die Magnetfeldrichtung gedreht werden. Hierzu wird das gesamte Gehäuse, in dem der Photomultiplier fest verankert ist, um den betreffenden Winkel geneigt. Das Gehäuse wird hierbei von der in Abbildung 3.9 dargestellten Halterung in einem bestimmten Winkel zum Magnetfeld aufgestellt. Die scharnierartige Halterung ist mit einer Seite am Gehäuse angeschraubt und wird auf der anderen Seite an einer Gewindestange mit Hilfe zweier Muttern in der Höhe positioniert. Über die Variation der Höhe an der Gewindestange läßt sich ein beliebiger Winkel einstellen, der an der Ausrichtung des Gehäuses mit einem Winkelmesser kontrolliert werden kann. Nachdem das Gehäuse richtig ausgerichtet und der Winkel vermessen ist, kann der zuvor beschriebenen Meßaufbau übernommen werden. Neben der unterschiedlichen Ausrichtung des Gehäuses unterscheidet sich dieser Aufbau nicht von demjenigen, der in Abschnitt 3.2.1. beschrieben wurde.

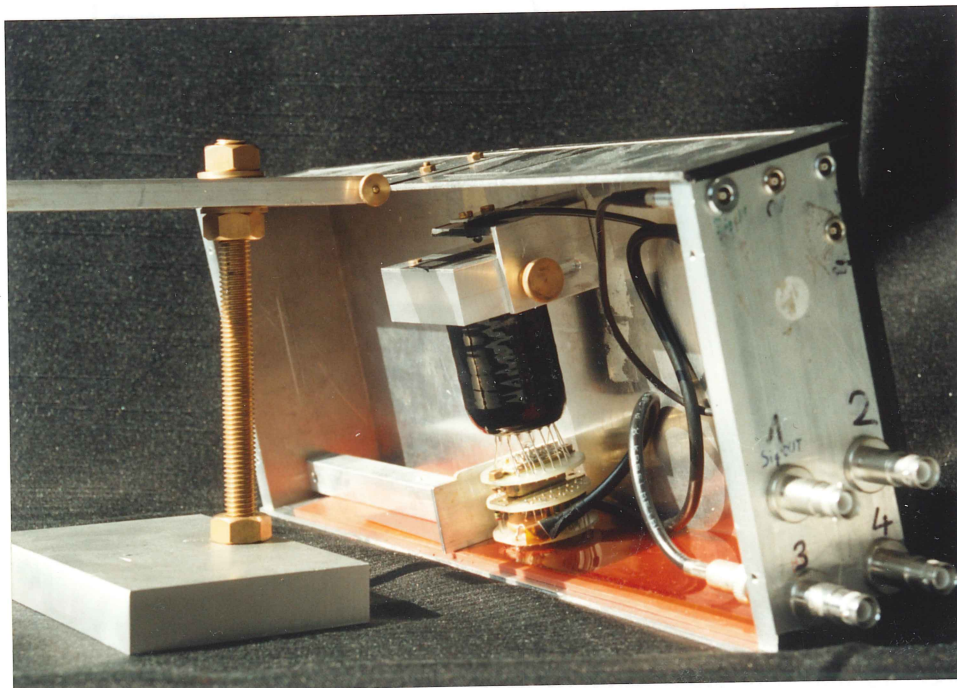


Abb. 3.9: Halterung des Gehäuses bei nichtaxialem Betrieb

3.2.3. Aufbau zur Untersuchung von vier baugleichen Photomultiplier im Magnetfeld

Um gleichzeitig mehrere Photomultiplier untersuchen zu können ist eine Änderung des oben beschriebenen Meßaufbaus notwendig. Die Halterung für den Photomultiplier wird aus dem Gehäuse entfernt. Die Halterung der Leuchtdiode wird an der Deckplatte des Gehäuses so befestigt, daß vier Photomultiplier den gleichen Abstand zur Leuchtdiode haben. Sie sind so angeordnet, daß die Mittelpunkte ihrer Einlaßfenster die Ecken eines Quadrates bilden über dessen Mittelpunkt die Leuchtdiode positioniert ist. Auf diese Weise ist die gleichmäßige Beleuchtung aller Photomultiplier gewährleistet.

Der im folgenden beschriebenen Aufbau zur gleichzeitigen Untersuchung von vier Photomultiplier ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Die Spannungsversorgung der Photomultiplier wird von dem selben Spannungsgerät wie zuvor geliefert, da es sich hierbei um ein Gerät mit 32 getrennt steuerbaren Spannungskanälen handelt.

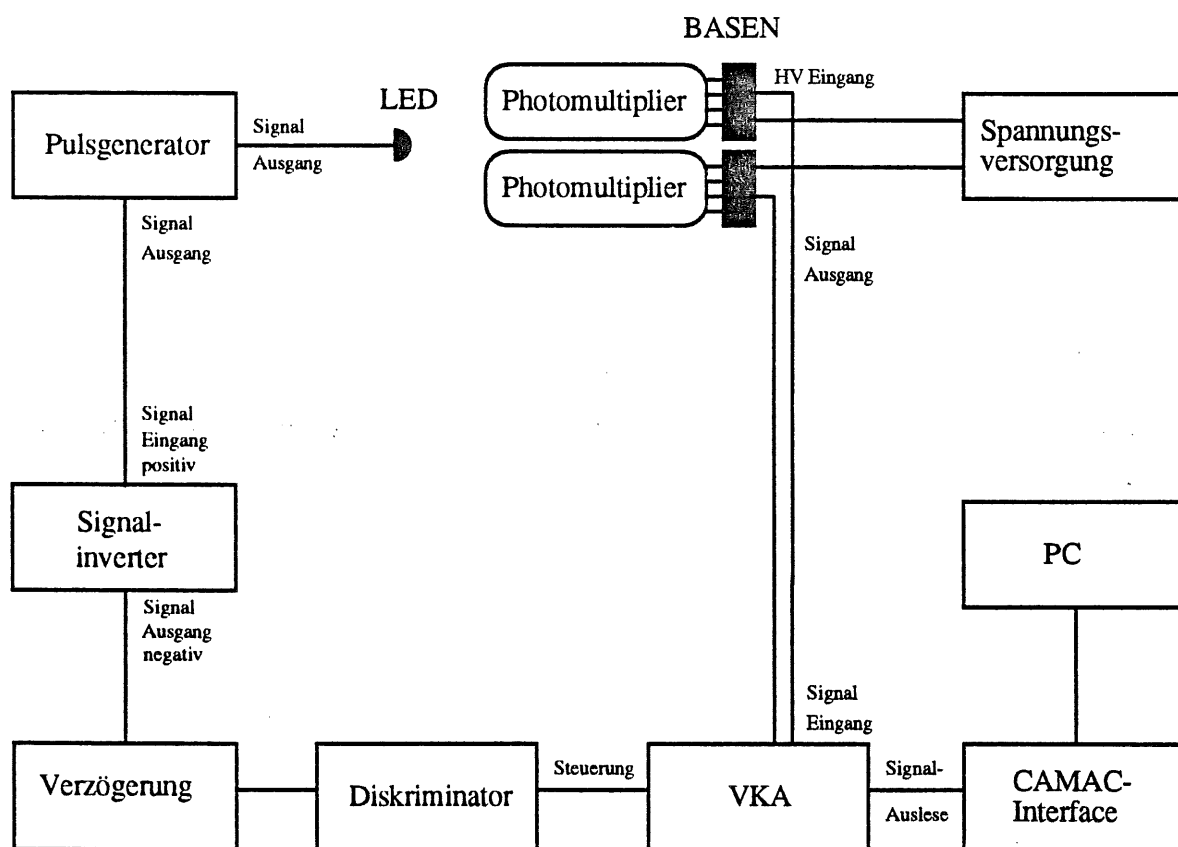


Abb. 3.10: Meßaufbau zur Untersuchung von mehreren Photomultipliern

Dagegen können die Ausgangssignale der Photomultiplier nicht alle mit dem einen zur Verfügung stehenden Vielkanalanalysator ausgelesen werden. Ihre Signale werden von ei-

nem 12-Kanal Analog-Digital-Wandler¹² digitalisiert und von einem Computer eingelesen. Der Computer sortiert die eingehenden Signale für jeden Photomultiplier in ein eigenes Pulshöhenspektrum. Das Zeitintervall, in dem der Analog-Digital-Wandler sensitiv auf eingehende Signale ist, wird wie beim Vielkanalanalysator über den zweiten Ausgang des Puls-generators erzeugt.

3.2.4. Aufbau zur Untersuchung der Leuchtdiode im Magnetfeld

Um auszuschließen, daß die Messung der Verstärkung bei Variation der Magnetfeldstärke nicht durch einem Halbleitereffekt an der Leuchtdiode verfälscht wird, wird diese einzeln im Magnetfeld untersucht. Sie ist dazu an die Halterung für die Winkelmessungen des Gehäuses aus Abbildung 3.9 geschraubt, so daß eine räumliche Verschiebung und damit zusammenhängende Intensitätsunterschiede in der Beleuchtung vermieden worden ist. An der Leuchtdiode ist ein 16-adriges Lichtleiterkabel¹³ über einen Spalt angekoppelt, welches das Licht aus dem Magnetfeld herausführt. In einem Abstand von $1,5m$ befindet sich das Gehäuse mit dem Photomultiplier. Das Lichtleiterkabel wird durch eine Bohrung in der Oberseite des Gehäuses eingeführt und wiederum über einen Luftspalt an das Photomultiplierfenster gekoppelt. Die Messung der Signale wird analog zu der in Abschnitt 3.2.1. beschriebenen Methode durchgeführt. Am Standort des Gehäuses kann mit einer Hallsonde selbst bei einem Magnetfeld von $B = 2T$ innerhalb des Magneten nur ein Magnetfeld von $B = (150 \pm 10)\mu T$ festgestellt werden. Daher ist auf eine Metallabschirmung verzichtet worden. Zur Kontrolle werden Messungen mit zwei verschiedenen Orientierungen des Photomultipliers durchgeführt.

3.3. Durchführung der Messungen

Die Verstärkung eines Photomultipliers kann aus einem Pulshöhenspektrum sehr genau bestimmt werden, da eine große Anzahl von Ausgangssignalen bei konstanten Bedingungen und ohne Veränderung der Eingangssignale verarbeitet werden können. Für die Messungen werden jeweils so lange Signale registriert, bis in einem Kanal des Vielkanalanalysators mindestens tausend Signale eingetragen sind. Die Gesamtzahl der aufgenommenen Signale ist dabei immer weit größer als tausend.

Um die Zahl der Signale in vertretbarer Zeit zu erlangen, wird die Leuchtdiode, welche die Eingangssignale für den Photomultiplier erzeugt, mit einer Rate von $200Hz \leq \nu_{LED} \leq 3000Hz$ betrieben. Zur Bestimmung der Verstärkung eines Photomulti-

¹² LeCroy, 12 Channel ADC 2249A

¹³ Cunz, CXKG 2616, 16 Fasern mit einem Durchmesser von $0,265mm$ und einem Gesamtdurchmesser von $(2,2 \pm 0,05)mm$

pliers oder der Intensität der Leuchtdiode in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke werden für 21 äquidistante Werte der Magnetfeldstärke mit $0T \leq B \leq 2T$ je ein Pulshöhenspektrum aufgezeichnet. Die Daten der Pulshöhenspektren werden über eine Schnittstelle¹⁴ an einen Personal Computer¹⁵ geleitet, mit dem die Kanalnummer des Mittelwerts x_s , die Anzahl der Photoelektronen oder die absolute Verstärkung des Photomultipliers bestimmt werden kann. Die Meßreihen werden zwischen 3 und 10 Mal wiederholt.

Der Magnet liefert spätestens 5s nach der Wahl einer neuen Feldstärke ein zeitlich konstantes und räumlich homogenes Magnetfeld der gewählten Stärke. Die verwendeten Photomultiplier erzeugen wenige Minuten nach der Wahl einer neuen Versorgungsspannung ein reproduzierbares Signal, das im Rahmen seiner Fehler konstant bleibt. Das Verstreichen dieser Zeitintervalle wurde vor jeder Messung, vor der einer dieser Parameter neu gewählt worden ist, abgewartet, bevor mit einer Messung begonnen worden ist und an der Reproduzierbarkeit der gemessenen Werte überprüft.

3.4. Das Meßprogramm

Als erstes wird die Langzeitstabilität und die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse der verwendeten Photomultiplier außerhalb des Magnetfeldes untersucht. Unter der Voraussetzung, daß die Stabilität und die Reproduzierbarkeit gegeben sind, kann die Magnetfeldabhängigkeit der Leuchtdiode untersucht werden. Erst hiernach werden die verschiedenen Messungen der Magnetfeldabhängigkeit von Photomultiplier durchgeführt. Die verschiedenen Photomultiplier sind mit ihrer weiteren Bezeichnung in dieser Arbeit und einigen technischen Daten in der Tabelle 3.1 aufgelistet. Das durchgeführte Meßprogramm ist ebenfalls in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

¹⁴ LeCroy qVt-CAMAC-Interface 2301 und LeCroy GPIB-Interface 8901A

¹⁵ IBM kompatibler PC-286-12

Technische Daten	Photomultiplier				
	R2021	R2490-05	R3432-01		R4722MOD
Herstellerbezeichnung					
Anzahl der untersuchten Photomultiplier	1	1	2		4
Bezeichnung in dieser Arbeit	1,5"	2"	1" A	1" B	1" C-F
Röhrendurchmesser [mm]	39	51	25,4	25,8	26,5
Röhrenlänge [mm]	75	68	55	55	40
Kathodendurchmesser [mm]	25	36	16	17,5	17,5
Messungen					
Stabilität und Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse	X		X	X	X
Magnetfeldabhängigkeit der Verstärkung	X	X	X	X	X
Winkelabhängigkeit der Verstärkung			X		
Untersuchung der Photokathode			X		

Tabelle 3.1: Überblick über die durchgeführten Messungen. Die Messung der winkelabhängigen Verstärkung und die Verstärkung bei verschiedenen Beleuchtungspunkten der Photokathode wird in Anbetracht der zur Verfügung stehenden Zeit nur für den Photomultiplier A durchgeführt, weil dieser für den Einsatz im H1-Detektor vorgesehen ist. [H1 93].

4. Diskussion der Ergebnisse

Die Bezeichnungen der untersuchten Photomultiplier sind bereits in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Im weiteren Verlauf werden die Photomultiplier nach ihrem Röhrendurchmesser bezeichnet. Es werden ein Exemplar eines 2" Photomultipliertyps, ein Exemplar eines 1,5" Photomultipliertyps und sechs Exemplare eines 1" Photomultipliertyps, die durch die Buchstaben A-F gekennzeichnet sind, untersucht.

Alle dargestellten Messungen sind mehrfach durchgeführt worden und stimmen in ihren Ergebnissen sehr gut überein. Zunächst werden in den Abschnitten 4.1. bis 4.3. mögliche systematische Fehlerquellen untersucht, um sie bei den Untersuchungen an Photomultipliern im Magnetfeld berücksichtigen zu können. In den Abschnitten 4.4. bis 4.6. werden dann die Ergebnisse der untersuchten Photomultiplier dargestellt. Die Ergebnisse aus den Abschnitten 4.4 und 4.5. werden im 5. Kapitel mit den Resultaten von Simulationsrechnungen verglichen.

4.1. Stabilität der Photomultiplier

Ein wichtiges Kriterium für die Aussagekraft der erzielten Ergebnisse ist die Stabilität, mit welcher der Photomultiplier arbeitet, und die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse. Nach Einschalten der Versorgungsspannung durchläuft ein Photomultiplier eine "Warmlaufphase" in der die Verstärkung fortlaufend ansteigt und asymptotisch gegen einen Grenzwert läuft. Der Anstieg könnte bedingt sein durch den Rückgang von verunreinigenden Partikeln im Vakuum der Photomultiplerröhre während dieser Zeit. Diese Partikel stören den Flug der Elektronen. Nach einiger Zeit sind die Partikel entweder durch Elektronen ionisiert und vom elektrischen Feld abgesaugt worden oder an einen Ort gedriftet, an dem sie sich absetzen und die Elektronenflugbahnen nicht stören. Diese Zeitspanne beträgt bei den untersuchten Photomultipliern etwa 30 Minuten. Der Effekt des "Warmlaufens" beginnt mit dem Einschalten der Versorgungsspannung. In Abbildung 4.1 ist die absolute Verstärkung des Photomultipliers A gegen die Zeit aufgetragen. Das Meßergebnis zeigt das oben beschriebene Verhalten.

Nach Erreichen dieses Grenzwertes arbeitet ein Photomultiplier stabil. Sowohl die "Warmlaufphase" als auch die Langzeitstabilität ist für die Photomultiplier C-F in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Messung macht deutlich, daß die Abweichung der aufgenommen einzelnen Signale vom Mittelwert nicht größer als 2% ist. Die Verteilung der Signale um den

Mittelwert hat statistische Ursachen. Zur besseren Darstellung ist in Abbildung 4.1 jeweils der Mittelwert mit seiner Standardabweichung für 100 Meßpunkte angegeben.

Der Sprung in der Verstärkung des Photomultipliers E konnte auch nach späterer Untersuchung durch den Hersteller nicht erklärt werden. Sein Verhalten ist bei allen weiteren Messungen ständig beobachtet worden, doch blieb seine Verstärkung bei den weiteren Messungen konstant auf dem in Abbildung 4.2 zuletzt erreichten Wert.

Nach längerem Betrieb der Photomultiplier stellt sich die Verstärkung auch bei kurzfristigem Ausschalten der Versorgungsspannung schnell wieder ein. Auch eine kurzzeitige Veränderung der Versorgungsspannung für mehrere Minuten führt nach Einstellen der ursprünglichen Versorgungsspannung, wie aus der rechten Hälfte der Abbildung 4.2 ersichtlich, schnell wieder zur vorherigen Verstärkung.

Nachdem die Stabilität der Signale und die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse gezeigt worden ist, wird im nächsten Abschnitt die Magnetfeldabhängigkeit der Leuchtdiode untersucht.

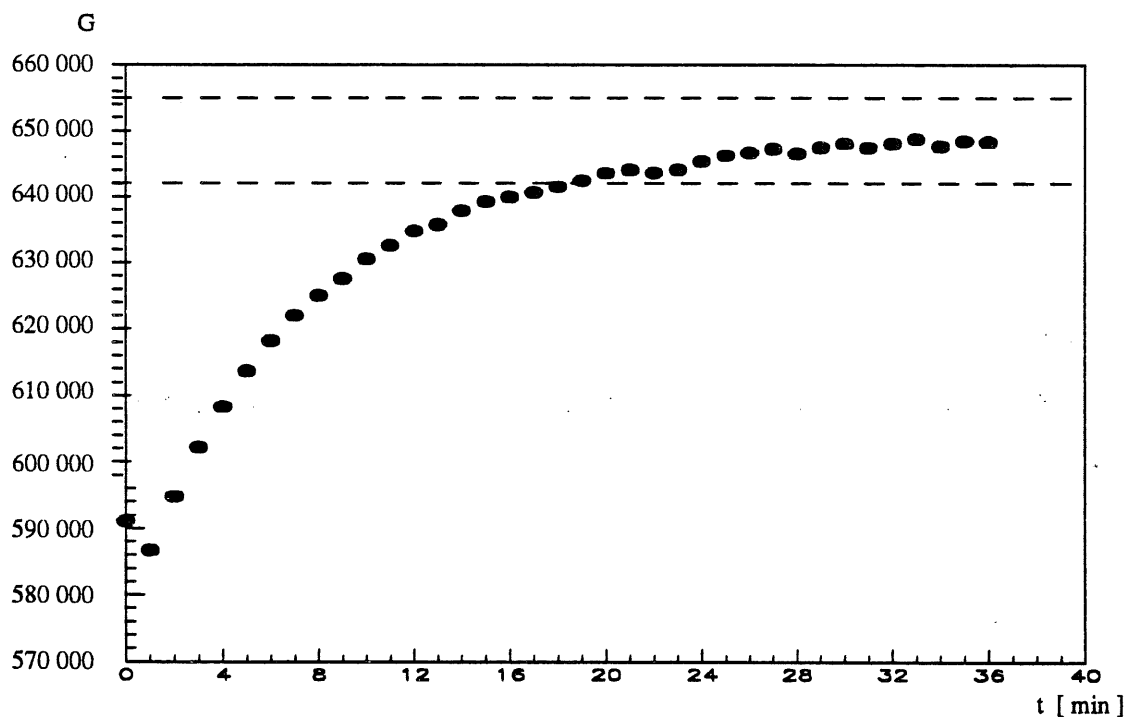


Abb. 4.1: Der Effekt des "Warmlaufens" für den Photomultiplier A. Die gestrichelten Linien geben eine Abweichung von 1% von dem nach 35 Minuten gemessenen Wert an. Die Versorgungsspannung beträgt $U_G = 2000V$.

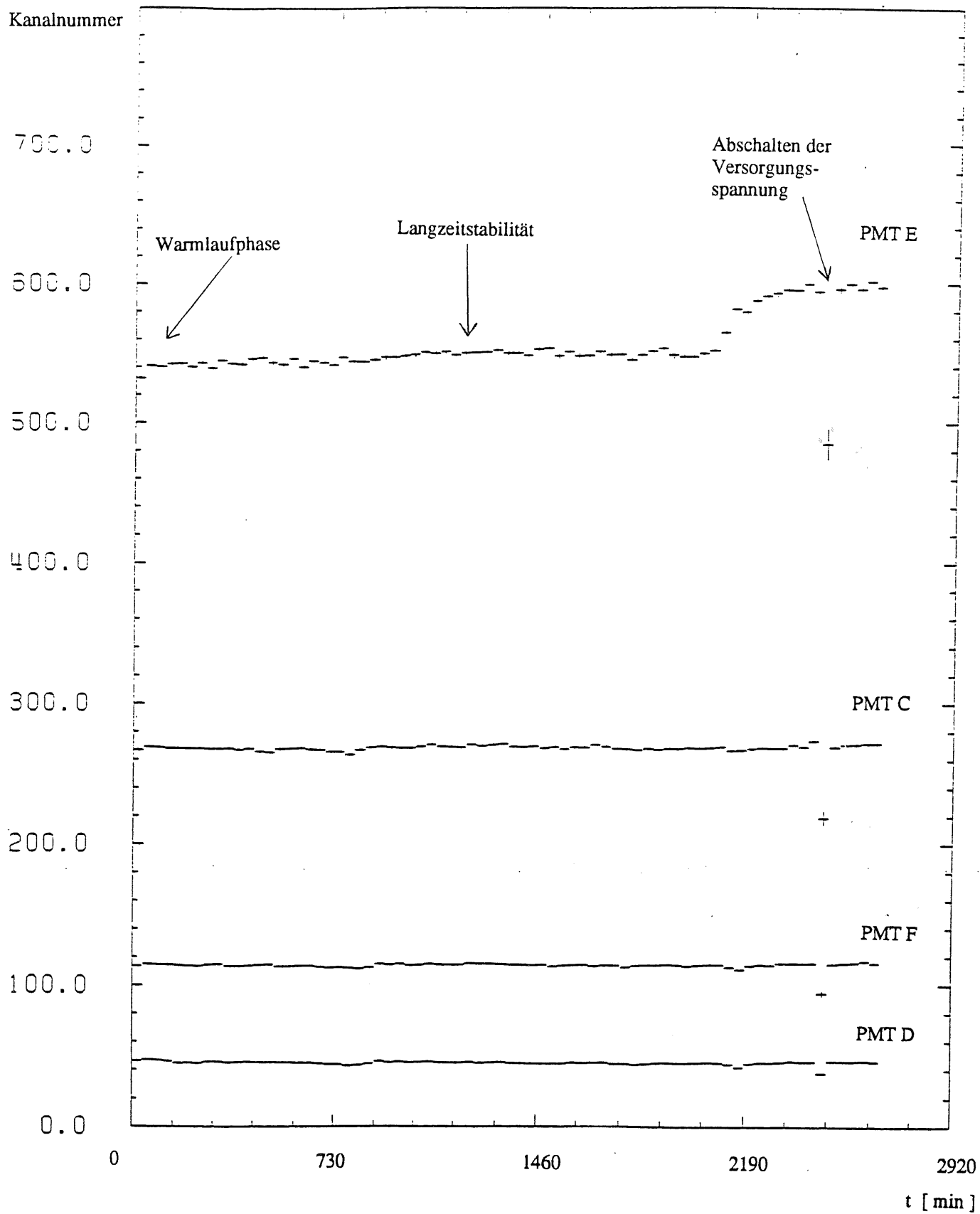


Abb. 4.2: Darstellung der Langzeitstabilität von Photomultipliern am Beispiel der vier Photomultiplier C-F.

4.2. Emission der Leuchtdiode in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke

Die Leuchtdiode wird nach dem in Abschnitt 3.2.4. erläuterten Aufbau untersucht. Abbildung 4.3 zeigt das auf $B = 0T$ normierte Ausgangssignal des Photomultipliers abhängig von der Magnetfeldstärke B bis zu einem Wert von $B = 2T$.

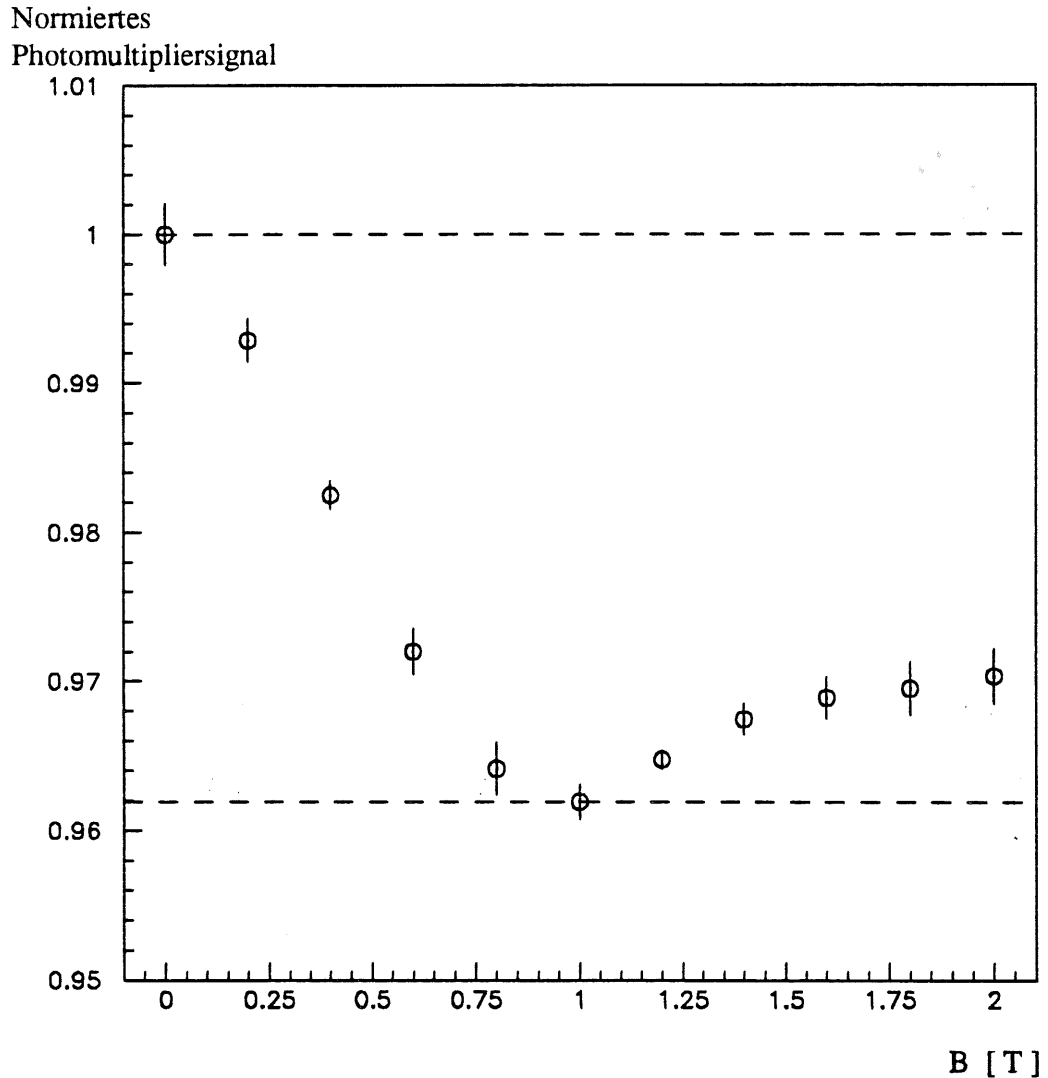


Abb. 4.3: Emission der Leuchtdiode in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke B . Aufgetragen ist das Photomultiplierausgangssignal normiert auf den Wert ohne Magnetfeldstärke.

Dem fast gleichmäßigen Abfall des Signals von $B = 0T$ bis $B = 0,8T$ folgt nach Durchlaufen eines Minimums bei $B = 1T$ ein Anstieg des Signals bei weiterer Erhöhung der Magnetfeldstärke B . Das Minimum der aufgetragenen Kurve weicht um weniger als 4% von

dem Wert bei $B = 0T$ ab. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben den statistischen Fehler des Mittelwerts von fünf Messungen an.

Die Verminderung des Leuchtdiodensignals im Magnetfeld kann verschiedene Ursachen haben. Eine mögliche Ursache wäre ein Rückgang der Intensität des Lichts. Eine andere Ursache könnte die Verschiebung des Emissionsspektrums zu höheren Wellenlängen sein, was eine Verringerung der Quantenausbeute $\eta(\lambda)$ zur Folge hat. Möglich ist auch eine Kombination der beiden genannten Ursachen.

Zur Bestimmung der Verstärkung von Photomultipliern im Magnetfeld ist es nicht notwendig, die Ursachen für die systematische Abhängigkeit des Signals der Leuchtdiode von der Magnetfeldstärke sondern nur dessen Verlauf zu kennen. Aus diesem Grund ist keine weitere Untersuchung zum Verständnis dieser Abhängigkeit durchgeführt worden.

Bei allen weiteren Diskussionen der erzielten Resultate ist dieser Effekt herausgerechnet worden.

4.3. Abhängigkeit der Verstärkung eines Photomultipliers von der Frequenz des Lichtsignals

Die Signalverarbeitung im Photomultiplier ist aufgrund der Kondensatoren und Widerstände im Spannungsteiler abhängig von der Rate des Eingangssignals. Um sicher zu gehen, daß die Messungen in einem ratenunempfindlichen Bereich des Photomultipliers durchgeführt werden, wird für die verschiedenen Photomultiplier die Verstärkung in Abhängigkeit von der Rate des einfallenden Leuchtdiodensignals untersucht. Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchungen. Für große Frequenzen sind die Spannungsteiler der Photomultiplier nicht ausgelegt, da die Kondensatoren zwischen den letzten Dynode, siehe Abbildung 3.5, keine Möglichkeit haben sich rechtzeitig wieder aufzuladen, um den Spannungsteiler zu stabilisieren

Im Ratenbereich von $\nu = 10Hz$ bis $\nu = 3 \cdot 10^4 Hz$ erstreckt sich ein Plateau. Von dort steigt die Verstärkung bis zum Maximum bei $\nu = 1,5 \cdot 10^5 Hz$ linear an, bevor ein steiler Abfall der Verstärkung auf einen Wert von weniger als 20% der Maximalverstärkung bei $\nu = 1 \cdot 10^6 Hz$ erfolgt.

Für die im weiteren Verlauf dieser Arbeit durchgeführten Messung wird ein Ratenbereich von $2 \cdot 10^2 Hz \leq \nu \leq 3 \cdot 10^3 Hz$ gewählt, um die Messungen in einer vertretbaren Zeit durchzuführen und dabei im Bereich des Plateaus zu bleiben. Seine Grenzen sind in Abbildung 4.4 durch gestrichelte Linien markiert.

Normierte
Pulshöhe

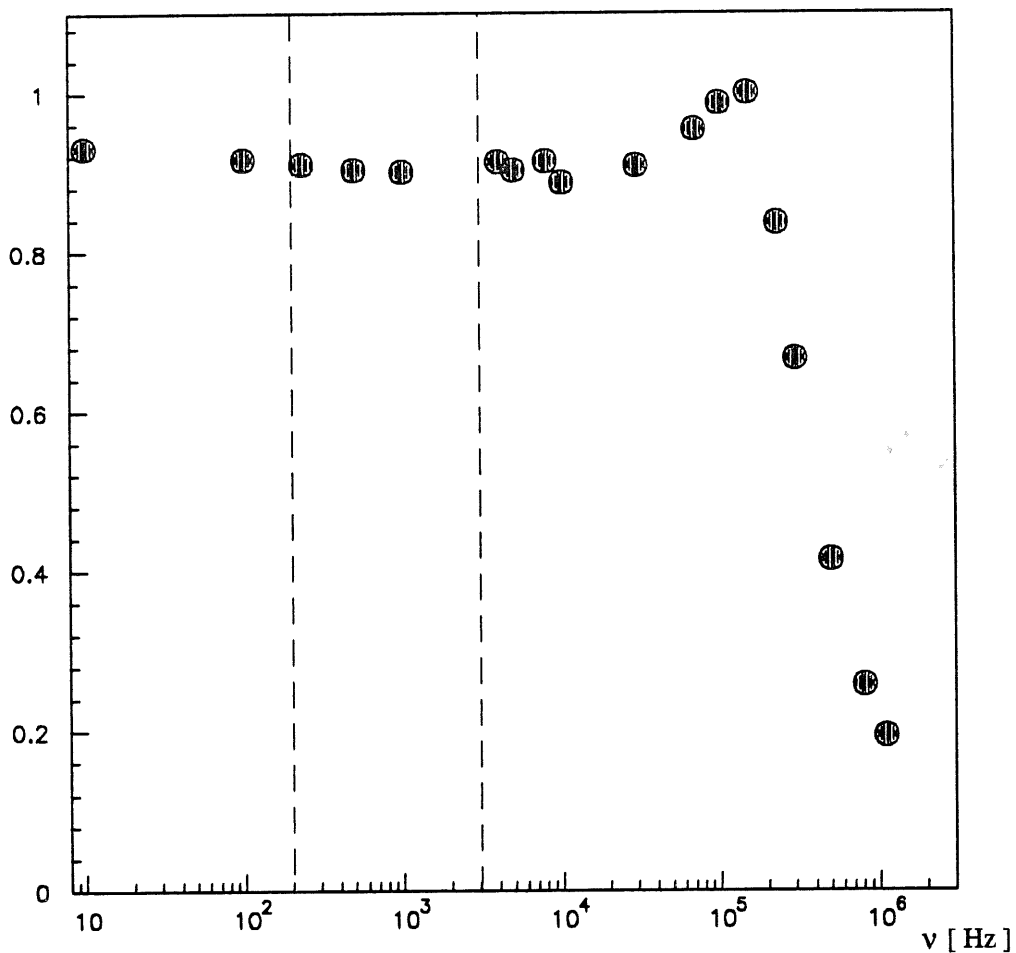


Abb. 4.4: Ausgangssignal des Photomultipliers in Abhängigkeit von der Frequenz der Leuchtdiodensignale normiert auf das maximale Ausgangssignal. Die gestrichelten Linien grenzen den Bereich der weiteren durchgeführten Messungen ein.

4.4. Messungen der Verstärkung in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke bei axialer Ausrichtung des Photomultipliers

Ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit ist die Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit der Photomultiplier. Diese Untersuchungen werden an allen in Tabelle 3.1 aufgeführten Photomultipliern durchgeführt. Im folgenden werden die Ergebnisse der verschiedenen Photomultiplier dargestellt und diskutiert.

4.4.1. Der 2" Photomultiplier¹⁶

Abbildung 4.5 zeigt die absolute Verstärkung G des 2" Photomultipliers, der bei seiner nominalen Versorgungsspannung von $U_G = 2500V$ untersucht wird, in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke B .

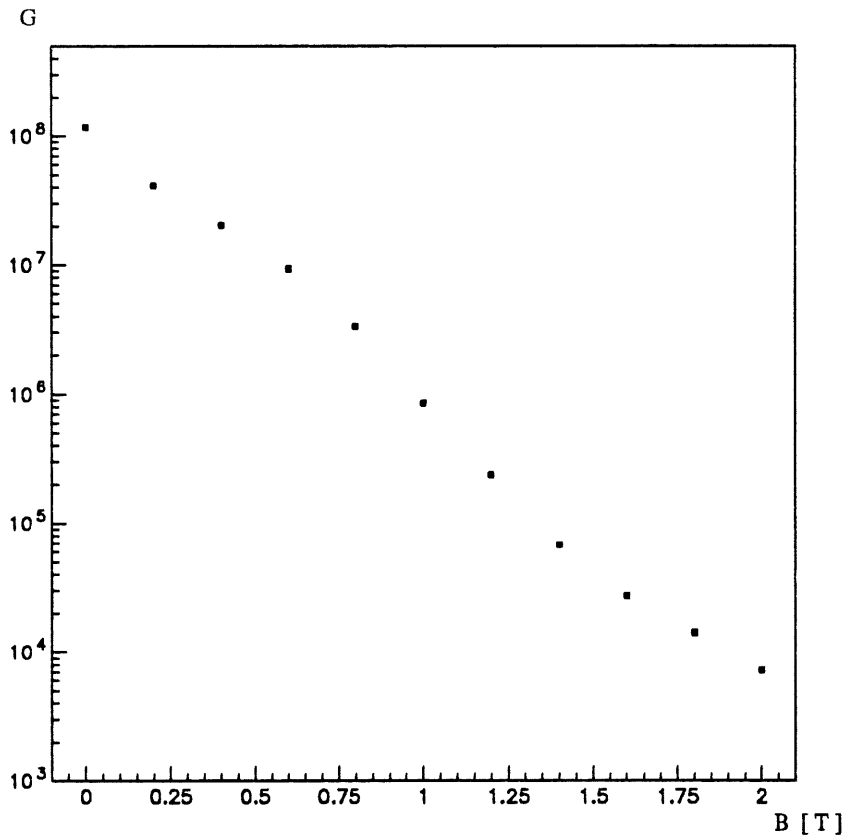


Abb. 4.5: Die absolute Verstärkung G des 2" Photomultipliers in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke B für $U_G = 2500V$.

Über dem gesamten gemessenen Bereich zwischen $B = 0T$ und $B = 2T$ zeigt sich ein nahezu exponentiellen Abfall der Verstärkung, der über vier Größenordnungen anhält. Für das Magnetfeld des H1-Detektors von $B = 1,2T$ beträgt die Verstärkung $G = 232\,000 \pm 2\,300$. Das starke Absinken der Verstärkung mit steigender Magnetfeldstärke B ist darauf zurückzuführen, dass bei steigender Magnetfeldstärke B ein immer kleinerer Bruchteil der Sekundärelektronen die nächste Dynode erreicht. In den Simulationen im 5. Kapitel wird gezeigt, daß der exponentielle Abfall der Verstärkung hierin begründet liegt.

¹⁶ Hamamatsu PMT R2490-05

4.4.2. Der 1,5" Photomultiplier¹⁷

In Abbildung 4.6 sind die Ergebnisse der Verstärkung des 1,5" Photomultipliers aufgetragen. Die Messungen sind für verschiedene Versorgungsspannungen durchgeführt worden, unter anderem auch für die nominale Versorgungsspannung bei $U_G = 2000V$ und die maximale Versorgungsspannung von $U_G = 2500V$.

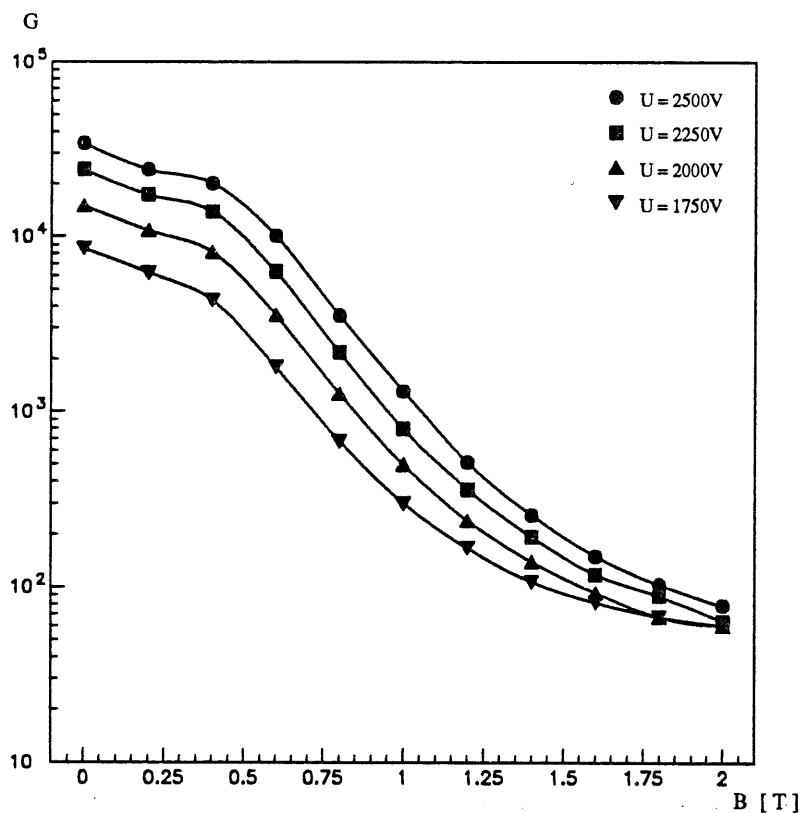


Abb. 4.6: Die absolute Verstärkung des 1,5" Photomultipliers in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke für verschiedene Versorgungsspannungen U_G .

Abbildung 4.6 zeigt, daß die Magnetfeldabhängigkeit der Verstärkung in zwei Bereiche unterteilt werden kann. Für Magnetfeldstärken zwischen $B = 0T$ bis $B = 0,4T$ fällt die Verstärkung bei steigender Magnetfeldstärke wesentlich geringer als im Bereich zwischen $B = 0,4T$ und $B = 2T$. Der Verlauf der Kurven für verschiedenen Spannungen ist zwischen $B = 0T$ und $B = 1T$ qualitativ ähnlich und im Bereich zwischen $B = 1T$ und $B = 2T$ nähern sich die Kurven aneinander an. Auffallend im Vergleich zum 2" Photomultiplier ist der im Bereich zwischen $B = 0T$ und $B = 0,4T$ relativ geringe Verstärkungsverlust. Die Verstärkung des 1,5" Photomultipliers bei einer Magnetfeldstärke von $B = 1,2T$ beträgt $G = 240 \pm 6$ bei $U_G = 2000V$.

¹⁷ Hamamatsu PMT R2021

4.4.3. Die 1" Photomultiplier¹⁸

Zunächst werden die Ergebnisse des Photomultipliers A dargestellt. Abbildung 4.7 zeigt die absolute Verstärkung G in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke B für verschiedene Spannungen. Im Bereich von $B = 0T$ bis $B = 0,4T$ fällt die Verstärkung nur geringfügig ab. Bei höheren Magnetfeldstärken verläuft der Abfall exponentiell. Insgesamt geht die Verstärkung von $B = 0T$ bis $B = 2T$ um zweieinhalb Größenordnungen zurück. Die Meßkurven für die verschiedenen Spannungen verlaufen qualitativ ähnlich. Für seine nominale Versorgungsspannung von $U_G = 2000V$ ergibt sich ohne Magnetfeld eine Verstärkung von $G = 29130 \pm 290$.

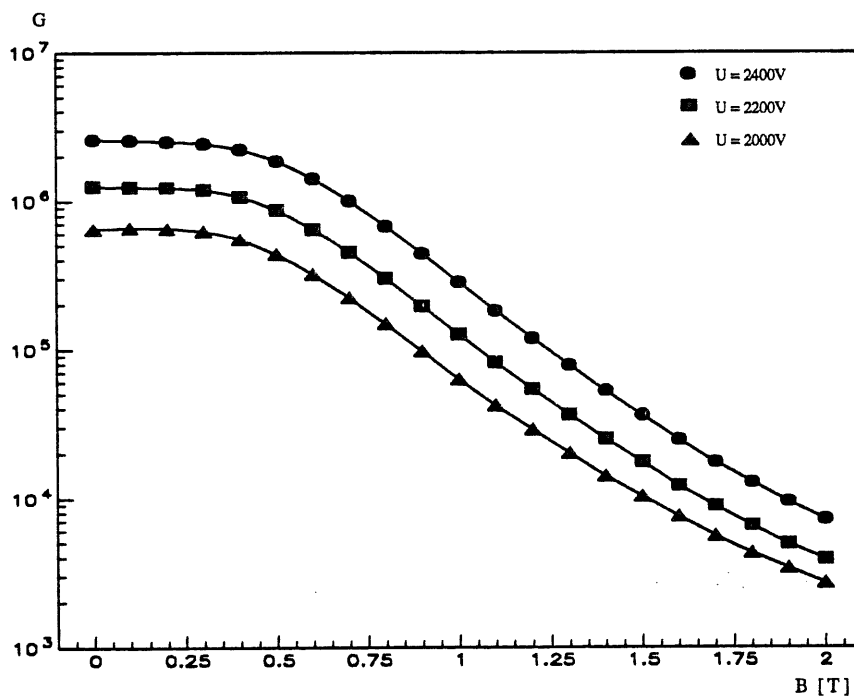


Abb. 4.7: Die Abhängigkeit der absoluten Verstärkung G des Photomultipliers A von der Magnetfeldstärke B .

Zur Überprüfung der Meßergebnisse des Photomultipliers A ist ein zweiter Photomultiplier des selben Typs, Photomultiplier B, untersucht worden. Die Ergebnisse dieser Untersuchung weichen stark von denen des Photomultipliers A ab. Sie sind in Abbildung 4.8 für verschiedene Versorgungsspannungen U_G dargestellt. Zum Vergleich sind die durch die Meßwerte des Photomultipliers A gelegten Kurven ebenfalls in dieses Diagramm eingetra-

¹⁸ Zwei Hamamatsu PMT R3432-01 und vier Hamamatsu PMT R4722 MOD

gen worden. Auffällig ist, daß die Verstärkung des Photomultipliers B mit steigender Magnetfeldstärke B stärker abfällt als die des Photomultipliers A.

Aufgrund der Ergebnisse des Photomultiplier B ist der Hersteller kontaktiert worden, um diese Diskrepanz im Verstärkungsverhalten klären zu können. Nach Auskunft des Herstellers hat sich die Struktur der Mesh-Dynode geändert. Bei den Photomultiplier B sei die Anzahl der Löcher pro Flächeneinheit von ursprünglich 2000 bei Photomultiplier A auf 1500 bei Photomultiplier B geändert worden. Weitere Angaben wurden vom Hersteller nicht gemacht.

Unter der Annahme, daß sich das Verhältnis zwischen Loch- und Stegfläche der Dynode nicht geändert hat, vergrößert sich auch die Stegbreite. Für eine größere Stegbreite ist, wie im 5. Kapitel gezeigt wird, die Wahrscheinlichkeit, für ein Sekundärelektron die nächste Dynode zu erreichen, wesentlich stärker von der Magnetfeldstärke abhängig. Dieser Zusammenhang erklärt die geringere Verstärkung bei hohen Magnetfeldern des Photomultipliers B.

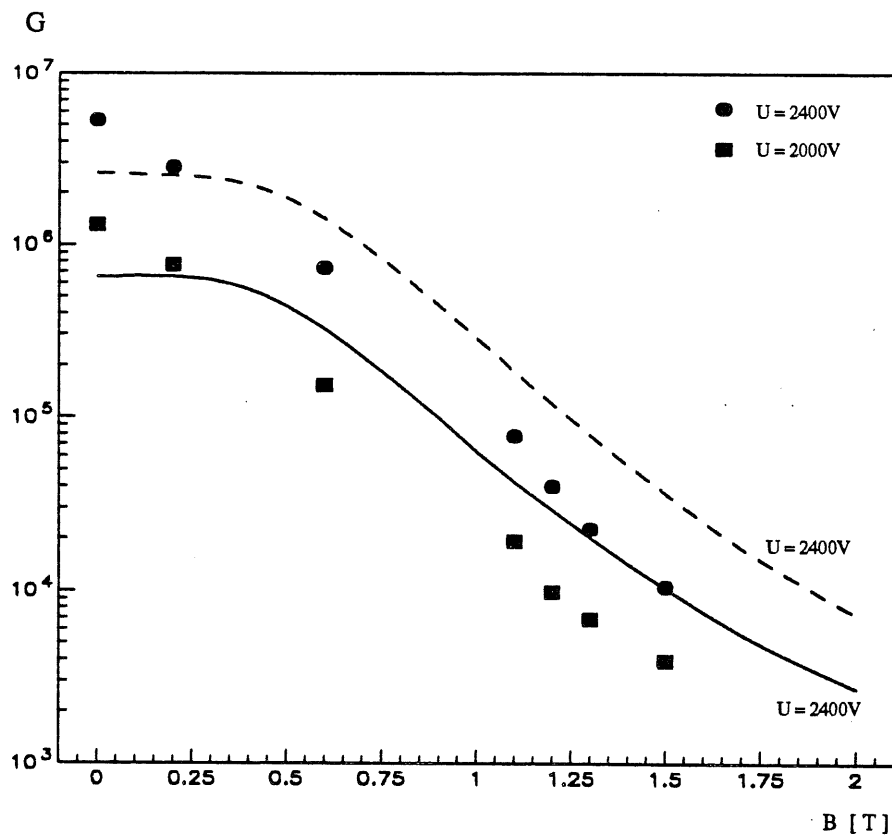


Abb. 4.8: Verstärkung des Photomultipliers B für verschiedene Versorgungsspannungen in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke. Zum Vergleich sind die Kurven des Photomultipliers A für dieselben Versorgungsspannungen eingezeichnet.

Die Ergebnisse der vier baugleichen Photomultiplier C-F sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Auch hier ergibt sich bis zu Magnetfeldstärken von $B = 0,4T$ nur ein sehr geringer Rückgang der Verstärkung. Die Meßkurven in jedem Diagramm geben die Verstärkung einmal für $U_G = 2000V$ und $U_G = 2400V$ wieder. Die gut reproduzierbaren Meßergebnisse für jeden einzelnen der vier Photomultiplier geben einen Eindruck über die produktionsbedingte Abweichung in der Verstärkung.

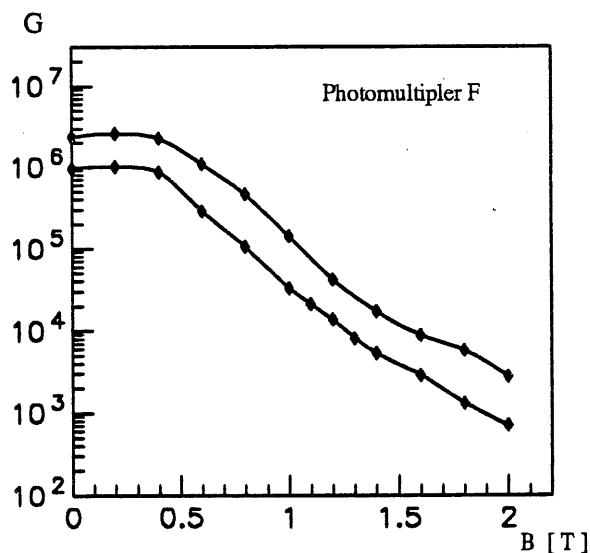
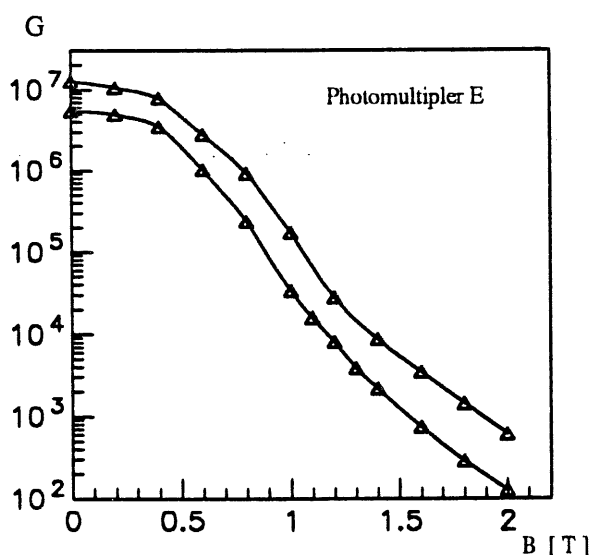
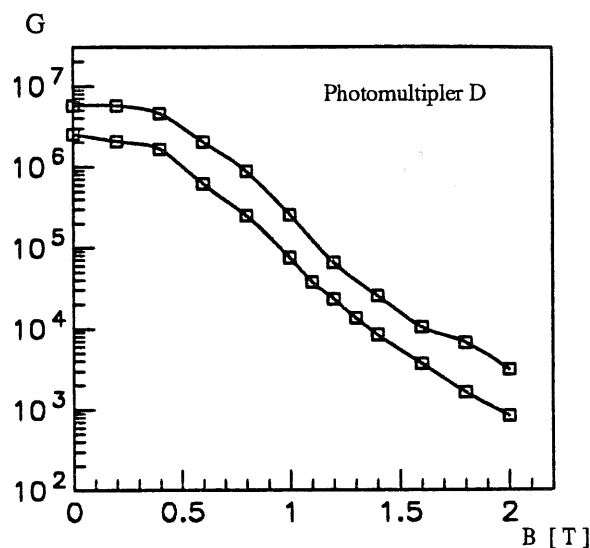
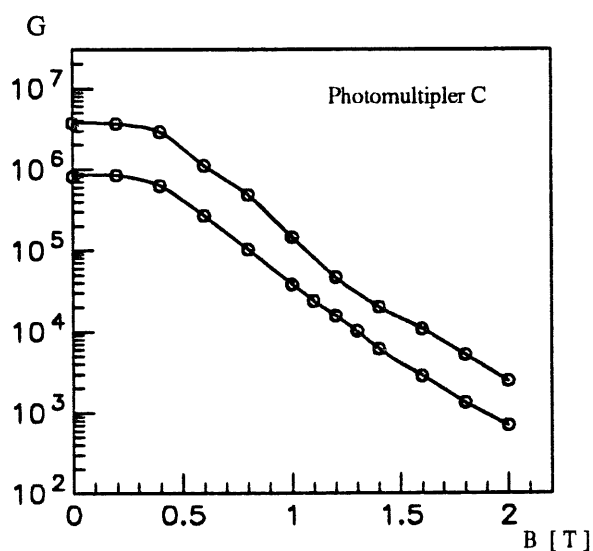


Abb. 4.9: Abhängigkeit der absoluten Verstärkung G für die Photomultiplier C-F von der Magnetfeldstärke B bei der nominalen Versorgungsspannung $U_G = 2000V$ und bei $U_G = 2400V$. Der Übersichtlichkeit halber sind die Meßpunkte durch Kurven verbunden.

Zur Verdeutlichung dieses Aspekts ist in Abbildung 4.10 der Mittelwert der vier Photomultiplier mit den Abweichungen eingezeichnet. Der Mittelwert der Verstärkung für eine Magnetfeldstärke von $B = 1,2T$ liegt bei $G = 15\,000 \pm 3\,000$ für die nominale Versorgungsspannung von $U_G = 2000V$. Durch Variation der Versorgungsspannung jedes einzelnen Photomultipliers kann die Verstärkung der vier Photomultiplier sehr gut aufeinander eingestellt werden.

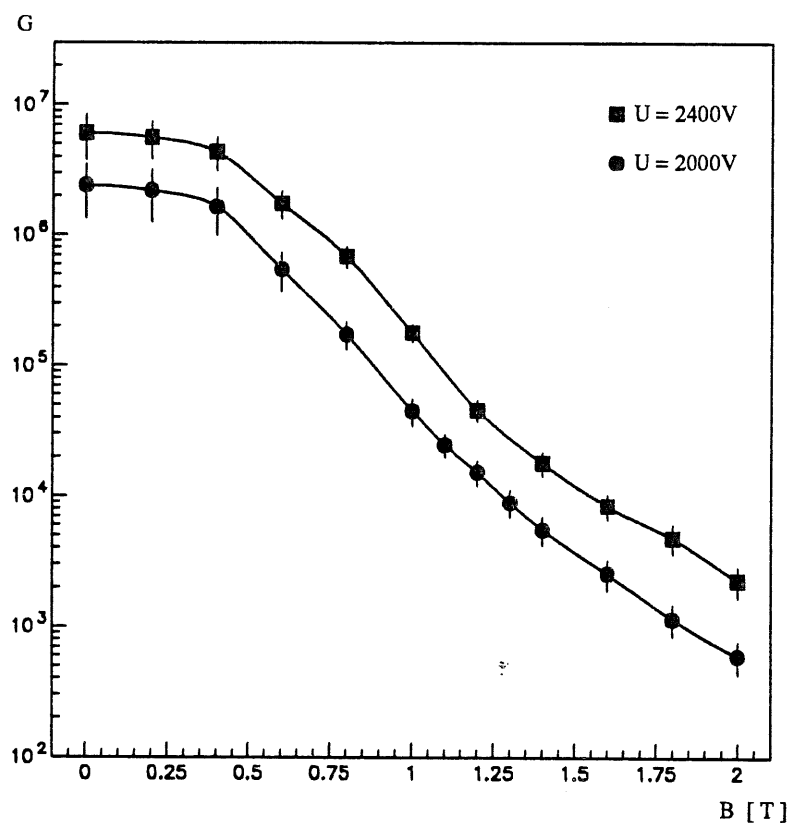


Abb. 4.10: Mittelwerte und Abweichungen der Photomultiplier C-F. Aufgetragen ist die absoluten Verstärkung G gegen die Magnetfeldstärke B .

4.5. Messungen der Verstärkung in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke bei nichtaxialer Ausrichtung des Photomultipliers

Die Verstärkung in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Magnetfeldlinien und Photomultiplierachse für verschiedene Feldstärken B wird an Photomultiplier A untersucht. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 4.11 für verschiedene Magnetfeldstärken dargestellt. Bis zu einem Wert von $\theta = 30^\circ$ steigt die Verstärkung bei konstanter Magnetfeldstärke zunächst mit steigendem Winkel θ an und fällt nach Durchlaufen eines Maximums stark

ab. Der Kurvenverlauf der Verstärkung G gegen den Winkel θ kann durch die im 5. Kapitel durchgeführten Simulationen erklärt werden.

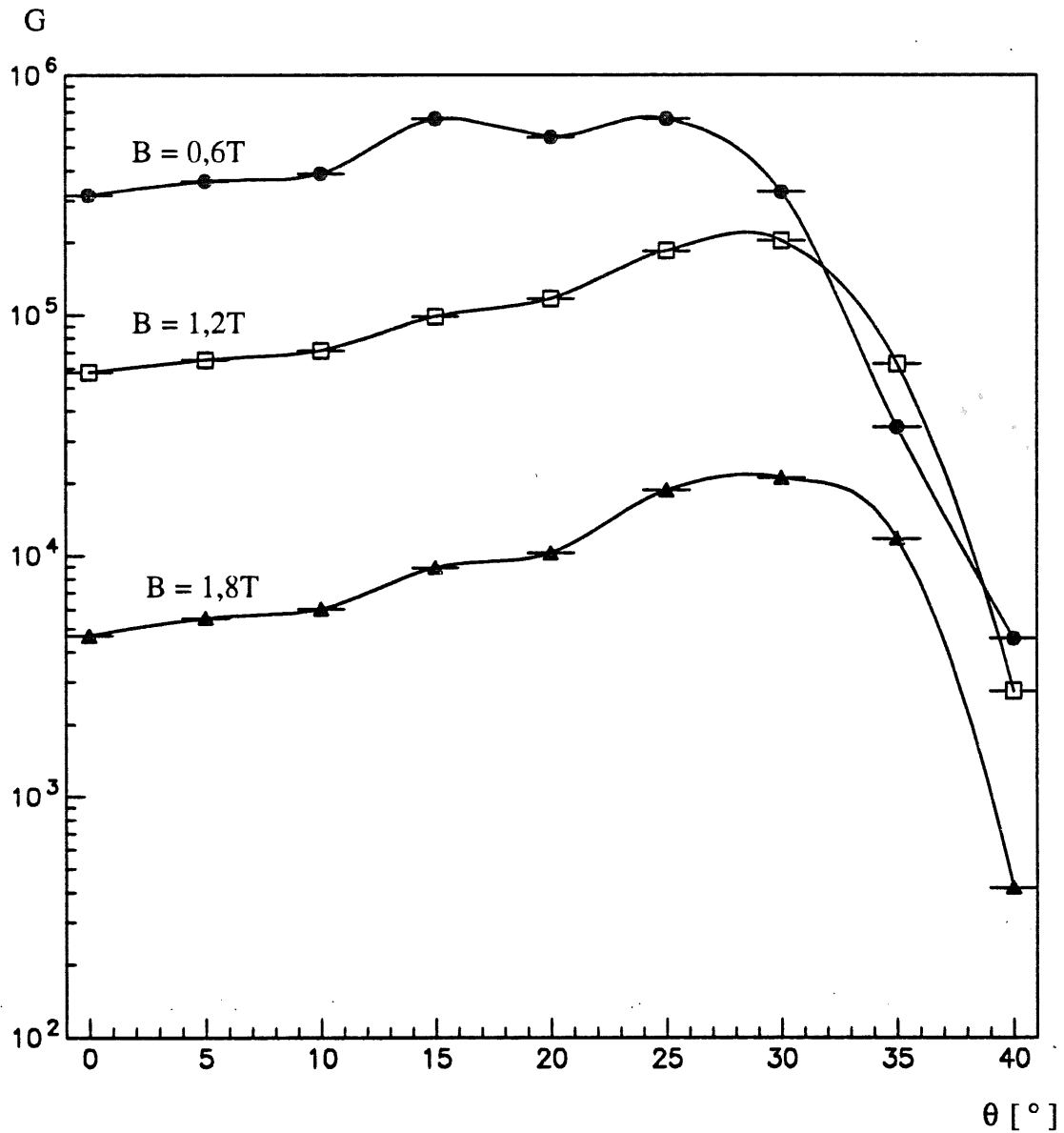


Abb. 4.11: Verstärkung des Photomultipliers A in Abhängigkeit vom Winkel für verschiedene Magnetfeldstärken.

4.6. Messungen der Verstärkung in Abhängigkeit vom Einstrahlort auf der Photokathode

Vor der Verwendung der Photomultiplier ist es wichtig zu überprüfen, ob die Verstärkung bei Beleuchtung verschiedener Stellen der Photokathode konstant bleibt. Hierzu sind nur Messungen mit dem Photomultiplier A durchgeführt worden, da die anderen von der

H1-Kollaboration favorisierten 1" Photomultiplier [H1 93] zum Zeitpunkt der Messung nicht mehr zur Verfügung standen.

Der mechanische Aufbau erlaubt die Verschiebung der Leuchtdiode und der Blende über dem Einlaßfenster des Photomultipliers in Schritten von 2mm . Beginnend im Fenstermittelpunkt wird die Verstärkung für fünf äquidistanten Punkten zwischen $0\text{mm} \leq r_f \leq 8\text{mm}$ gemessen.

Abbildung 4.12 zeigt die Verstärkung des Photomultipliers A für die verschiedene Beleuchtungspunkte in Abhängigkeit der magnetischen Feldstärke B . Die gemessenen Verstärkungen für verschiedene Beleuchtungspunkte weichen bei gleicher Magnetfeldstärke nur geringfügig voneinander ab. Zum Vergleich ist die entsprechende Meßkurve desselben Photomultipliers aus Abschnitt 4.4.3. eingezeichnet. Es zeigen sich keine signifikanten Änderungen zur vorher durchgeführten Messung. Die Verstärkung des Photomultipliers ist damit nahezu unabhängig von dem Einstrahlort auf der Photokathode.

Die berechnete absolute Verstärkung gibt jedoch nur das Verhältnis der Anzahl der Elektronen an der Anode zu der Anzahl der Elektronen, welche die erste Dynode erreichen, an. In den meisten Fällen, besonders bei der Beleuchtung des Mittelpunkts der Photokathode, ist die Anzahl der Elektronen, welche die erste Dynode erreichen, unwesentlich geringer als die Anzahl der ausgeschlagenen Photoelektronen, die durch das anliegende elektrische Feld zur ersten Dynode hin beschleunigt werden. Für den Fall der Kathodenbeleuchtung am Rand werden eben so viele Elektronen ausgeschlagen wie am Mittelpunkt der Photokathode. Es gelangen nur nicht alle auf die erste Dynode. Infolgedessen ändert sich das Ausgangssignal des Photomultipliers obwohl die Verstärkung konstant bleibt. Aufgrund der direkten Beziehung zwischen dem Ausgangssignal A und der Anzahl N_e der auf die erste Dynode treffenden Elektronen

$$(4.1) \quad A = G \cdot N_e$$

wobei G die absolute Verstärkung des Photomultipliers ist, ist es sinnvoll die Anzahl der auf die erste Dynode treffenden Elektronen gegen den Ort der Beleuchtung als Abstand vom Mittelpunkt her aufzutragen.

Abbildung 4.13 a) zeigt dies für verschiedene Magnetfelder. Es ist ersichtlich, daß die Anzahl der auf die Dynode treffenden Elektronen für die Beleuchtung am Rand der Photokathode deutlich abnimmt. Zur Verdeutlichung der Magnetfeldabhängigkeit dieses Effektes werden die Kurven aus Abbildung 4.13 a) auf die Meßwerte für $B = 0\text{T}$ normiert und in Abbildung 4.13 b) dargestellt.

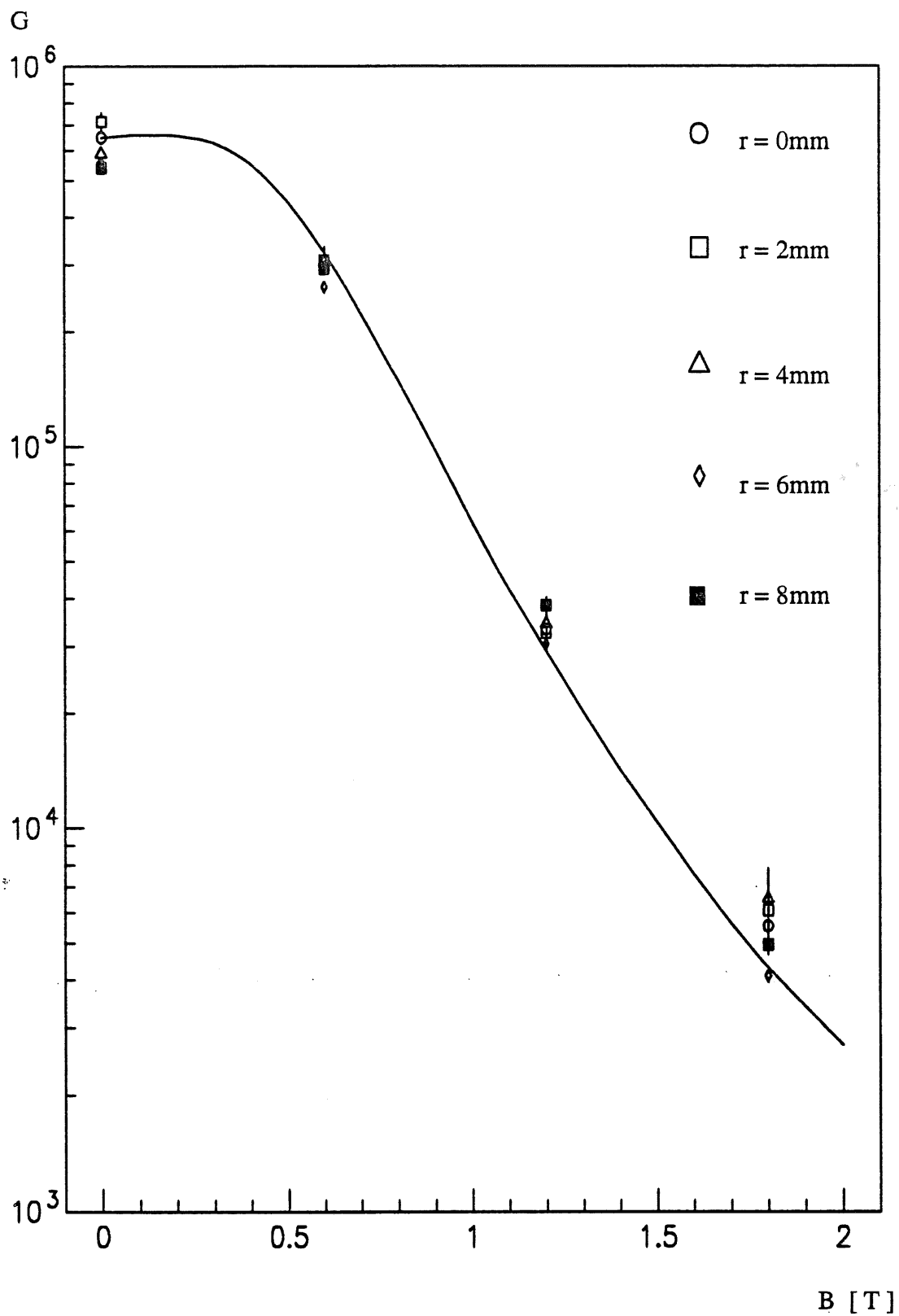


Abb. 4.12: Verstärkung des Photomultipliers A in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke für verschiedene Beleuchtungspunkte auf der Photokathode. Zum Vergleich ist die Verstärkungskurve des Photomultipliers A aus Abbildung 4.7 eingezeichnet.

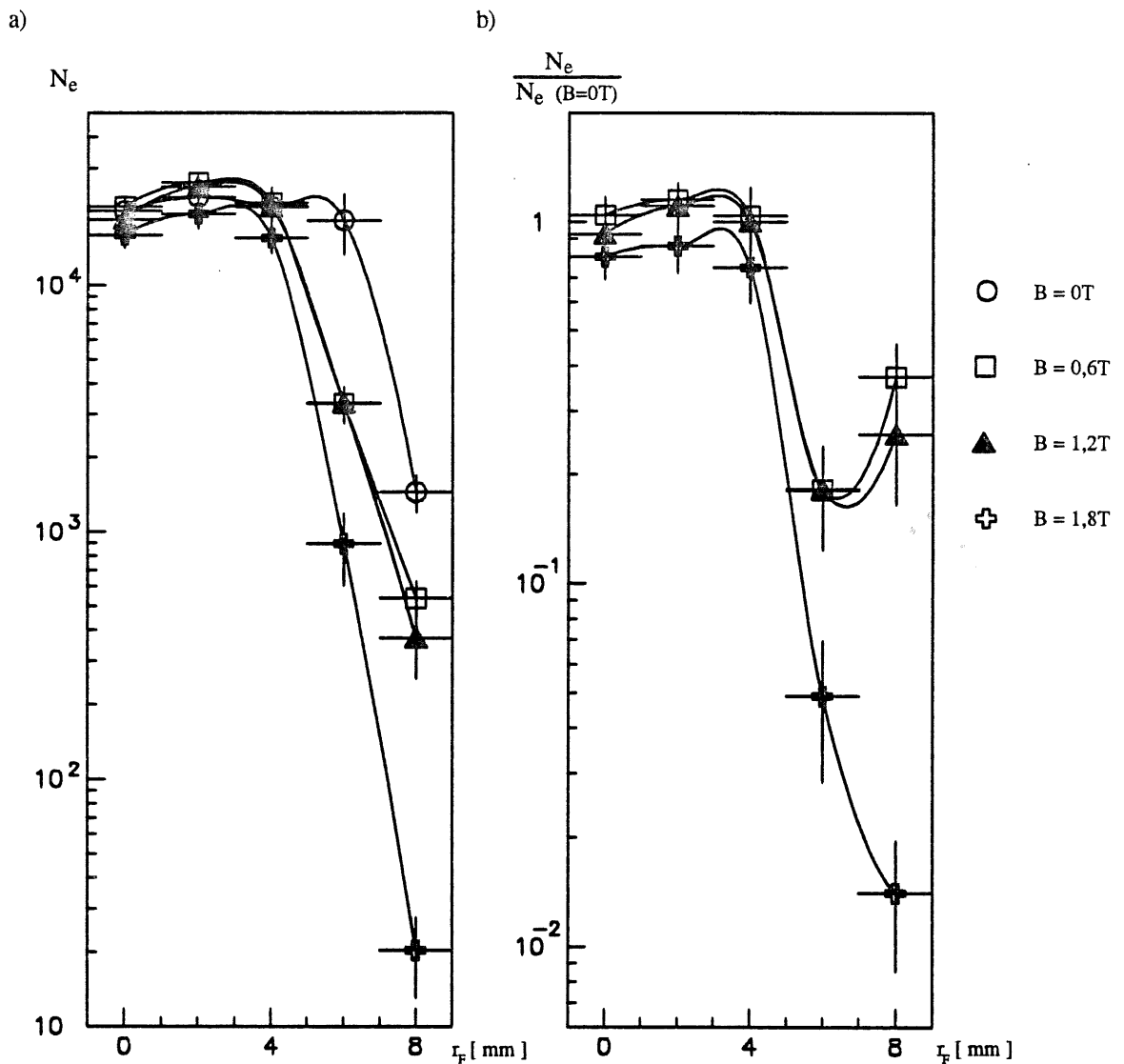


Abb. 4.13: Die Anzahl der an der ersten Dynode auftreffenden Elektronen N_e für verschiedene Magnetfelder in Abhängigkeit des Abstandes des Beleuchtungspunktes auf der Photokathode vom Mittelpunkt der Photokathode. a) die absolute Anzahl der Elektronen gegen den Abstand vom Photokathodenmittelpunkt, b) die Anzahl der Elektronen normiert auf die Anzahl der Elektronen bei $B = 0T$ gegen den Abstand vom Photokathodenmittelpunkt. Zur besseren Übersicht sind die Meßwerte bei gleicher Magnetfeldstärke B verbunden.

Die Anzahl der Elektronen, welche die erste Dynode erreichen, nimmt bei einem Magnetfeld von $B = 1,2T$ für größere Abstände als $4mm$ von dem Kathodenmittelpunkt um eine Größenordnung ab. Dies reduziert die effektive Kathodenfläche auf weniger als ein Viertel der ursprünglichen Kathodenfläche, bei der das Ausgangssignal des Photomultipliers gleich dem ohne Magnetfeld ist.

5. Simulationen

Ziel der in diesem Kapitel angestellten Simulationen ist es, die im 4. Kapitel dargestellten Meßergebnissen zu beschreiben. Dazu wird ein Modell formuliert, daß den Einfluß der vorhandenen Parameter auf die Verstärkung eines Mesh-Typ Photomultipliers erklärt. Aufgrund der Komplexität der Phänomene ist eine analytische Lösung der Probleme ungeeignet. Es werden daher mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen auf numerischem Weg Lösungen ermittelt.

In Abschnitt 5.1 werden die Modellannahmen zur Simulation dargestellt und in Abschnitt 5.2 das Prinzip der Simulation erläutert. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels zeigt den Vergleich zwischen den Ergebnissen der Simulation und den Meßdaten.

5.1. Modellannahmen, die der Simulation zugrunde liegen

Grundlage des Simulationsprogramms ist die Bewegungsgleichung für Elektronen in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern:

$$m\ddot{\vec{r}} = e\vec{E} + e\dot{\vec{r}} \times \vec{B} \quad (5.1)$$

wobei m die Elektronenmasse und e die Elementarladung ist.

Zur Lösung der Bewegungsgleichung wird ein Koordinatensystem gewählt, daß, wie in Abbildung 5.1 gezeigt, der Geometrie des Photomultipliers angepaßt ist.

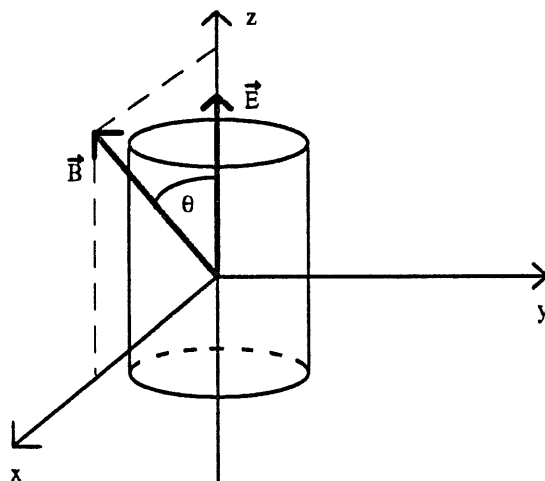


Abb. 5.1: Das Koordinatensystem der Simulation

Die z-Achse des Koordinatensystems fällt mit der Symmetrieachse des Photomultipliers zusammen. Sie steht senkrecht zu allen Dynodenflächen und liegt parallel zum elektrischen Feld \vec{E} . Die Richtung des homogenen Magnetfeldes, das in der xz-Ebene liegt, ist bestimmt durch den Winkel θ zwischen den Magnetfeldlinien und der z-Achse. Die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung für dieses Koordinatensystem ist gegeben durch:

$$(5.2a) \quad x(t) = \frac{\cos \theta}{\omega} \left[\left(\dot{y}_0 + \frac{E}{B} \sin \theta \right) (1 - \cos(\omega t)) + (\dot{x}_0 \cos \theta + \dot{z}_0 \sin \theta) \sin(\omega t) \right] - \frac{eE}{2m} t^2 \sin \theta \cos \theta - (\dot{z}_0 \cos \theta - \dot{x}_0 \sin \theta) t \sin \theta + x_0$$

$$(5.2b) \quad y(t) = \frac{1}{\omega} \left[\left(\dot{y}_0 + \frac{E}{B} \sin \theta \right) \sin(\omega t) + (\dot{x}_0 \cos \theta + \dot{z}_0 \sin \theta) (\cos(\omega t) - 1) \right] - \frac{E}{B} t \sin \theta + y_0$$

$$(5.2c) \quad z(t) = \frac{\sin \theta}{\omega} \left[\left(\dot{y}_0 + \frac{E}{B} \sin \theta \right) (1 - \cos(\omega t)) + (\dot{x}_0 \cos \theta + \dot{z}_0 \sin \theta) \sin(\omega t) \right] + \frac{eE}{2m} t^2 \cos^2 \theta + (\dot{z}_0 \cos \theta - \dot{x}_0 \sin \theta) t \cos \theta + z_0$$

wobei ω die Zyklotronfrequenz ist, die sich, wie folgt, berechnen läßt:

$$(5.3) \quad \omega = \frac{e}{m} B$$

Die Lösung der Bewegungsgleichung zeigt, daß sich die Elektronen trotz eines vorhandenen elektrischen Feldes auf einer spiralartigen Bahn um die Magnetfeldlinien in Richtung der Magnetfeldlinien bewegen, also unter dem Winkel θ zur Richtung des elektrischen Feldes. Dies ist durch die Zerlegung der Geschwindigkeit des Elektrons in eine Komponente parallel zur Richtung der Magnetfeldlinien und eine dazu senkrecht Komponente zu erklären. Die Komponente senkrecht zu den Magnetfeldlinien bewirkt, wenn sie ungleich null ist, eine elliptische Bewegung um die Magnetfeldlinien. Die parallele Komponente der Geschwindigkeit zeigt die Bewegung des Elektrons entlang der Magnetfeldlinien an. Die Trajektorie eines Elektrons von der Photokathode zur Dynode oder zwischen den Dynoden ist durch die Lösung der Bewegungsgleichung vollständig beschrieben.

Weitere grundsätzliche Annahmen müssen für die Sekundärelektronenemission gemacht werden. Hierzu werden die im 2. Kapitel erwähnte Energieverteilung und Winkelverteilung der Sekundärelektronen bei der Emission benutzt. Das Spektrum der Energieverteilung ist in Abbildung 2.3 und die Winkelverteilung durch Gleichung (2.5) wiedergegeben. Die Si-

mulation ist mit der Näherung durchgeführt worden, daß keine Korrelation zwischen beiden Verteilungen besteht.

Zur weiteren Darstellung werden in der Simulation Wahrscheinlichkeiten eingeführt. Ein an der Photokathode ausgeschlagenes Primärelektron bewegt sich entlang seiner Trajektorie auf die erste Dynode zu. Die Wahrscheinlichkeit, daß es an der Dynodenoberfläche auf einen Steg der Dynode trifft, ist durch das Verhältnis zwischen der Stegflächen zur Gesamtfläche der Dynode gegeben, die sich aus der Elektronenmikroskopieaufnahme aus Abbildung 2.9 ergeben. Hieraus ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für ein Primärelektron auf einen Steg zu treffen zu $P_{\text{Steg}}^{\text{primär}} = 0,535$. Diese Wahrscheinlichkeit ist, wie Anhang E zeigt, im Bereich der zur Untersuchung genutzten Magnetfeldstärken zwischen $B = 0T$ und $B = 2T$ nahezu unabhängig von der Magnetfeldstärke.

Die herausgeschlagenen Sekundärelektronen bewegen sich zunächst aufgrund ihrer Anfangsgeschwindigkeit, die aus der Energie- und Winkelverteilung folgt, gegen das elektrische Feld. Sie werden vom elektrischen Feld abgebremst und wieder auf die Dynode zurückbeschleunigt. Die Wahrscheinlichkeit $P_{\text{Loch}}^{\text{sekundär}}$, daß sie auf Höhe der Dynodenebene durch ein Loch der Dynode gelangen, ist abhängig von der Magnetfeldstärke B , dem Winkel θ zwischen Magnetfeldlinien und der z -Achse und der zwischen den Dynoden anliegenden Versorgungsspannung U_D , welche die Energie der Primärelektronen bestimmt.

Diese Wahrscheinlichkeit wird in Abhängigkeit ihrer Parameter für jeweils 100 000 ausgeschlagenen Sekundärelektronen bestimmt und erreicht Werte zwischen $0,26 \leq P_{\text{Loch}}^{\text{sekundär}} \leq 0,45$.

5.2. Prinzip der Simulationen

Die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeiten von der Magnetfeldstärke B und dem Winkel θ wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Aus diesen Wahrscheinlichkeiten setzt sich dann die Verstärkung des Photomultipliers zusammen. Neben dem Effekt der Verstärkung der Dynoden ist die Größe der Translation der Elektronen in der xy -Ebene, also in der Dynodenebene, ein wichtiger Effekt, der die ideale Verstärkung einer Dynode beeinflußt. Die Translation der Elektronen wird in Abschnitt 5.2.2. dargestellt. Die Verknüpfung der beiden Effekte zur absoluten Gesamtverstärkung eines Photomultipliers wird in Abschnitt 5.2.3. erläutert.

5.2.1. Die ideale Verstärkung einer Mesh-Dynode

Die ideale Verstärkung einer Mesh-Dynode setzt sich, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, aus verschiedenen Komponenten zusammen. Beschrieben wird sie durch folgende Gleichung:

$$(5.3) \quad \delta_{eff}^{ideal} = P_{Loch}^{primär} + P_{Steg}^{primär} \cdot \delta_{real} \cdot P_{Loch}^{sekundär}$$

Die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$ ist, wie in Anhang E gezeigt, nur sehr schwach von der Magnetfeldstärke B , dem Winkel θ und der Versorgungsspannung abhängig, so daß die Änderung der Parameter sich nicht mehr als 1% auf δ_{eff}^{ideal} auswirkt. Die Abhängigkeiten von $P_{Loch}^{primär}$ sind dennoch in der Simulation berücksichtigt worden.

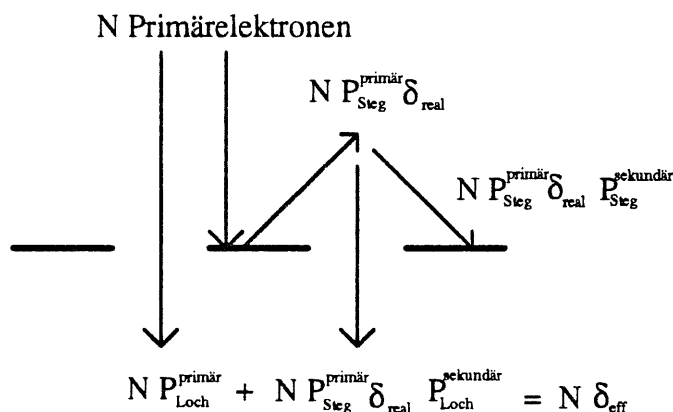


Abb. 5.2: Darstellung der Zusammensetzung der effektiven Dynodenverstärkung.

Die reale Sekundärelektronenemissionsrate δ_{real} ist nur von der Energie der Primärelektronen und somit von der anliegenden Spannung zwischen den Dynode und dem Auftreffwinkel φ der Primärelektronen abhängig. Die Beziehung zwischen den einzelnen Komponenten ist im 2. Kapitel erklärt worden und lautet nach Gleichung (2.7):

$$(5.4) \quad \delta_{real} = k U_D \frac{1}{\cos \varphi} = k U_D a(\varphi)$$

wobei k eine materialspezifische Konstante ist.

Der Mittelwert der Funktion $a(\varphi)$ für die 100 000 simulierten Primärelektronen pro Magnetfeldstärke bestimmt sich aus:

$$(5.5) \quad \bar{a}(\varphi) = \frac{1}{100\,000} \sum_{i=1}^{100\,000} \frac{1}{\cos \varphi_i}$$

wobei φ_i die Auftreffwinkel der Primärelektronen bei fester Magnetfeldstärke B sind.

Der Mittelwert von $a(\varphi)$ für $B = 0T$ ist aufgrund der hohen Geschwindigkeitskomponente der Elektronen in z -Richtung gleich $\bar{a}(\varphi) = 1$. Mit steigender Magnetfeldstärke B nä-

hert sich $\bar{a}(\varphi)$ recht schnell einem Grenzwert von $\bar{a}(\varphi) = 1,133$, der schon für Magnetfeldstärken $B \geq 0,2T$ gilt. Für $B = 0,1T$ ergibt sich $\bar{a}(\varphi) = 1,131$.

Die am stärksten durch die äußeren Parameter beeinflusste Größe der Gleichung (5.3) ist die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$, mit der ein Sekundärelektron, an derselben Dynode an der es ausgeschlagen worden ist, durch ein Loch in der Dynodenebene gelangt, um an der nächsten Dynode weitere Sekundärelektronen ausschlagen zu können.

Diejenigen Sekundärelektronen, die an der Dynode an der sie ausgeschlagen worden sind, wieder auf einen Steg treffen, tragen zur Verstärkung der Dynode aufgrund ihrer geringen Energie nicht weiter bei. Sie werden in der Simulation nicht weiter betrachtet.

Die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ von der Magnetfeldstärke B ist in Abbildung 5.3 für verschiedene Winkel θ aufgetragen. Jeder Punkt des Diagramms, die nur der Übersicht halber durch Geraden verbunden sind, entspricht der aus 100 000 Sekundärelektronen errechneten Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$. Es ist deutlich zu sehen, daß die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ mit steigender Magnetfeldstärke B abnimmt.

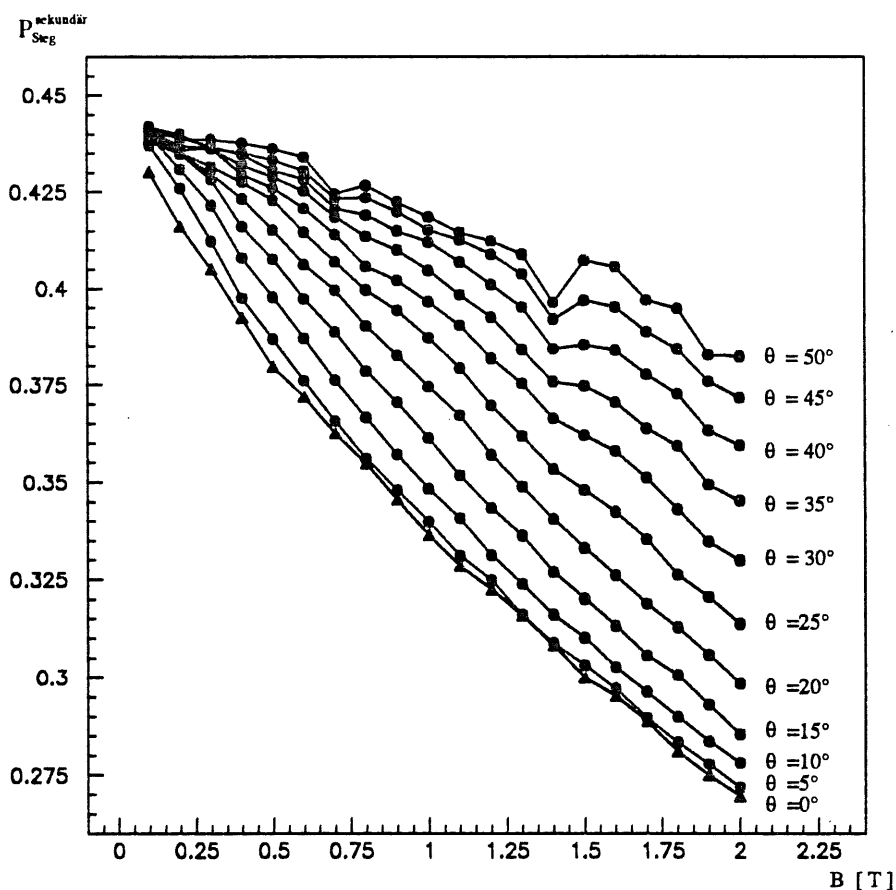


Abb. 5.3: Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ von der Magnetfeldstärke für verschiedene Winkel θ .

Dieser Effekt kann qualitativ wie folgt erklärt werden: Ein Teil der ausgeschlagenen Sekundärelektronen wird infolge ihrer geringen Transversalenergie durch das Magnetfeld auf einen so kleinen Bahnradius gezwungen, daß die Sekundärelektronen beim Auftreffen auf die Dynode die Distanz zwischen Austrittsort und Loch nicht überwinden können. Für einige Werte der Magnetfeldstärke B ist der Bahnradius der Elektronen für eine Transversalenergie von $W_{\perp} = 0,4eV$ in Tabelle 5.1 aufgelistet.

B [T]	0,1	0,3	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,0
r_s [μm]	21,3	7,11	3,55	2,37	1,78	1,42	1,18	1,07

Tab. 5.1: Der Radius der spiralartigen Trajektorien der emittierten Sekundärelektronen mit einer Transversalenergie von $W_{\perp} = 0,4eV$.

Nach den hier angestellten Überlegungen müßte sich die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ für kleinere Stegbreiten aber bei gleichem Steg-Loch-Verhältnis der Dynode erhöhen. Hiernach wäre dann die effektive Verstärkung der Dynode und somit die Gesamtverstärkung weniger stark von der Magnetfeldstärke abhängig.

Andersherum ausgedrückt: Mit zunehmender Stegbreite müßte die Verstärkung einer Dynode - und somit die Gesamtverstärkung des Photomultipliers - sensitiver auf die Magnetfeldstärke B reagieren und stärker abfallen. Genau dieser Effekt ist bei der Änderung der Anzahl der Löcher vom Photomultiplier A zu Photomultiplier B aufgefallen. Die Verstärkung dieser beiden Photomultiplier mit unterschiedlicher Maschengröße ist in Abbildung 4.8 gegen die Magnetfeldstärke B aufgetragen.

Mit dem oben beschriebenen Effekt kann das Ergebnis dieser Messung erklärt werden.

In Abbildung 5.4 ist die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ in Abhängigkeit des Winkels θ für verschiedene Magnetfeldstärken B aufgetragen.

Die dargestellten Wahrscheinlichkeiten aus jeweils 100 000 Sekundärelektronen sind der Übersichtlichkeit halber für gleiche Feldstärken verbunden. Die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ steigt mit zunehmendem Winkel θ für alle Magnetfeldstärken an, außer - aus verständlichen Gründen - für $B = 0T$. Dieser Effekt beruht qualitativ auf Folgendem: Die ausgeschlagenen Sekundärelektronen bewegen sich gegen das elektrische Feld entlang der unter dem Winkel θ verlaufenden Magnetfeldlinien. Sie erhalten durch das elektrische Feld eine höhere Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Magnetfeldrichtung. Auf diese Weise vergrößert sich der Radius der Spiralbahn und die Sekundärelektronen besitzen eine größere Wahrscheinlichkeit nicht wieder auf den Steg zu treffen, von dem sie emittiert worden sind.

Die ideale effektive Dynodenverstärkung δ_{eff}^{ideal} ist demnach eine Funktion der Magnetfeldstärke B , des Winkels θ und der anliegenden Spannung U_D zwischen den Dynoden. Für

eine konstante Versorgungsspannung reduziert sich die Abhängigkeit der idealen effektiven Dynodenverstärkung δ_{eff}^{ideal} zu:

$$\delta_{eff}^{ideal}(\theta, B) = P_{Loch}^{primär}(B) + P_{Steg}^{primär}(B) \cdot \delta_{real} \cdot P_{Loch}^{sekundär}(\theta, B) \quad (5.6)$$

Die ideale Verstärkung des Photomultipliers ergibt sich somit zu:

$$G^{ideal} = (\delta_{eff}^{ideal})^n \quad (5.7)$$

Sie würde jedoch mit steigendem Winkel θ immer größer werden. Aus diesem Grunde muß die ideale effektive Dynodenverstärkung durch die im folgenden Absatz beschriebene Translation der Elektronen auf ihrer Trajektorie von Dynode zu Dynode winkelabhängig reduziert werden.

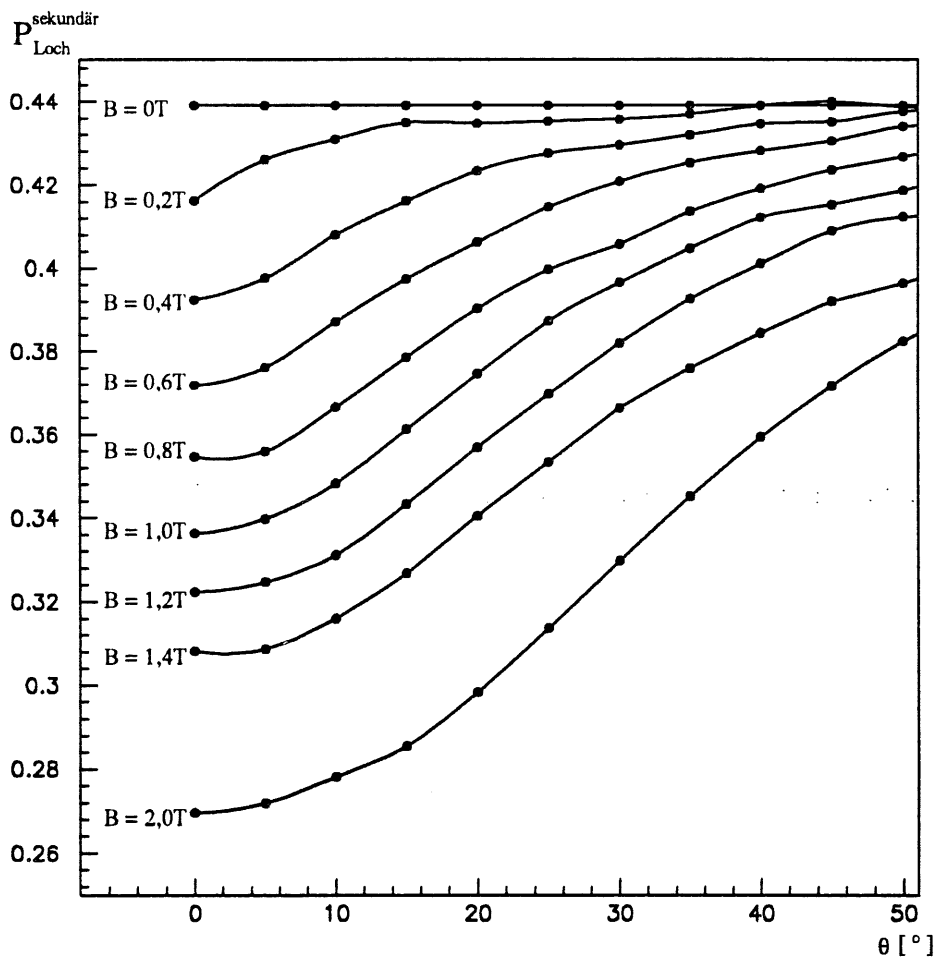


Abb. 5.4: Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ vom Winkel θ für verschiedene Magnetfeldstärken B .

5.2.2. Die Translation

Mit Hilfe der Simulationen wird die Translation r_i der Elektronen in der xy -Ebene bei ihrer Bewegung vom Austrittsort an einer Dynode bis zum Auftreffen auf der nächsten Dynode bestimmt. Die Translation r_i setzt sich aus den Komponenten der x -Richtung r_x und der y -Richtung r_y zusammen, die in Abbildung 5.5 für verschiedenen Magnetfeldstärken B und verschiedene Winkel θ dargestellt sind. Zu beachten ist, daß die Skalierung der x - und y -Achse der Diagramme nicht gleich ist.

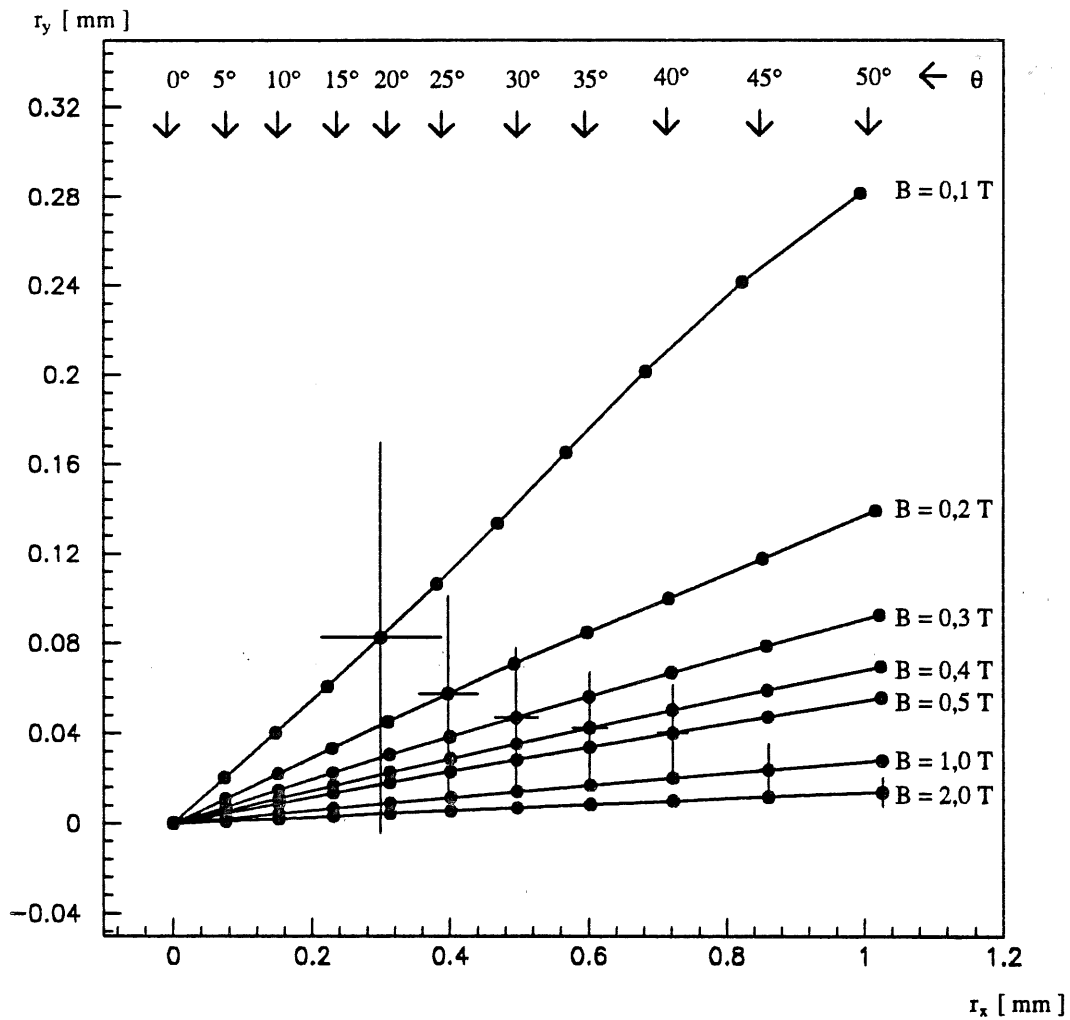


Abb. 5.5: Die Translation der Elektronen in der Dynodenebene nach der Bewegungsgleichung zwischen zwei Dynoden. Aufgetragen ist die Translation r_y gegen die Translation r_x der Elektronen mit ihren Standardabweichungen.

Es ist ersichtlich, daß die Translation r_x der Elektronen nahezu unabhängig von der Magnetfeldstärke B ist, sondern nur vom Winkel θ zwischen den Magnetfeldlinien und der Photomultiplierachse abhängt, denn die Elektronen bewegen sich in Richtung der Magnetfeldlinien fort.

Die Translation r_y der Elektronen ist dagegen sowohl vom Winkel θ als auch von der Magnetfeldstärke B abhängig. Diese Abhängigkeit ist bestimmt durch den vorletzten Term in der Lösung der y -Komponente der Bewegungsgleichung, Gleichung (5.2.b).

Die Elektronen sind um ihren Mittelwert sowohl in x - als auch in y -Richtung gaußverteilt. Die exemplarisch eingezeichneten Standardabweichungen σ_x und σ_y sind für eine feste Magnetfeldstärke bei verschiedenen Winkeln etwa gleich groß aber verringern sich mit zunehmender Magnetfeldstärke. Die fokussierende Wirkung des magnetischen Feldes ergibt sich aus der reziproken Abhängigkeit des Bahnradius von der Magnetfeldstärke B .

5.2.3. Die absolute Verstärkung eines Photomultipliers

Über den Mittelwert der Translation r_i mit seiner Standardabweichung σ_{r_i} ist es möglich den Anteil der Elektronen zu bestimmen, die auf die nächste Dynode treffen.

Für den Fall, daß sich Sekundärelektronen von jedem Punkt der Dynode gemäß der Translation und deren Standardabweichung zur nächsten Dynodenfläche bewegen, vergrößert sich der Radius der Elektronenwolke um σ_{r_i} . Der gesamte Radius der Elektronenwolke ist damit genau um σ_{r_i} größer als der Radius der nächsten Dynodenfläche. Das bedeutet, daß sich ein Teil der Elektronenwolke an der nächsten Dynode vorbei bewegt und nicht zur Verstärkung beiträgt. Für den Fall, daß das elektrische und magnetische Feld in dieselbe Richtung weisen, entspricht dieser Anteil genau dem Kreisring um den die Elektronenwolke größer ist als die Dynodenfläche.

Für alle anderen Fälle entspricht der Anteil der Elektronen, welche die nächste Dynode erreichen der Schnittfläche aus der Dynodenfläche und der Fläche der Elektronenwolke. Hierzu wird eine Schnittflächenfunktion zweier Kreise angenommen, deren Variable die Translation r_i ist und deren Parameter die Radien der beiden Kreise sind. In diesem Fall ist das der Radius der nächsten Dynodenfläche oder der Anode r_A und der Radius der Elektronenwolke r_E . Die Funktion der Schnittflächen $f_s(r_A, r_E, r_i)$ wird in Anhang F hergeleitet.

Die effektive ideale Dynodenverstärkung δ_{eff}^{ideal} wird mit dem normierten Wert der Schnittflächenfunktion $f_s(r_A, r_E, r_i)$ multipliziert, um die effektive Verstärkung einer Dynode zu erhalten:

$$\delta_{eff} = f_s(r_A, r_E, r_i) \delta_{eff}^{ideal}(\theta, B) = f_s(r_A, r_E, r_i) (P_{Loch}^{primär}(B) + P_{Steg}^{primär}(B) \cdot \delta_{real} \cdot P_{Loch}^{sekundär}(\theta, B)) \quad (5.8)$$

Durch potenzieren der effektiven Dynodenverstärkung δ_{eff} mit der Anzahl der Dynode ergibt sich die absolute Verstärkung des Photomultipliers:

$$(5.9) \quad G = f_s^n(r_A, r_E, r_i) \left(P_{Loch}^{primär}(B) + P_{Steg}^{primär}(B) \cdot \delta_{real} \cdot P_{Loch}^{sekundär}(\theta, B) \right)^n$$

Die reale Sekundärelektronenemissionsrate δ_{real} für das vorliegende Dynodenmaterial ist nicht bekannt und ist aus einer gemessenen Verstärkung bei gegebenen Parametern θ und B aus Gleichung 5.8 errechnet worden.

5.3. Vergleich der Ergebnisse der Simulationen mit den Meßdaten

In diesem Abschnitt kann ein Vergleich für die in den Abschnitt 4.4 und 4.5 dargestellten Meßergebnissen gegeben werden. Die Ergebnisse des Abschnitts 4.6 können mit Hilfe der Simulationen nicht erklärt werden, weil die Simulationen nur für den Verstärkungsprozeß geschrieben worden sind, welcher jedoch, wie Abbildung 4.12 zeigt, unabhängig vom Ort auf der Photokathode konstant bleibt.

5.3.1. Abhängigkeit der Verstärkung von der Magnetfeldstärke

Abbildung 5.6 zeigt den Vergleich zwischen den Ergebnissen der Simulationen und den gemessenen Daten. Aufgetragen ist die absolute Verstärkung G gegen die Magnetfeldstärke B . Sowohl die nahezu konstante Verstärkung bis zur Magnetfeldstärke von $B = 0,4T$ als auch der exponentielle Abfall der Verstärkung mit steigender Magnetfeldstärke werden gut reproduziert. Das Verhalten der simulierten Verstärkungswerte kann wie folgt erklärt werden:

Der exponentielle Abfall im Bereich $B > 0,4T$ ist allein auf die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ zurückzuführen. In dem Bereich zwischen $B = 0T$ und $B = 0,4T$ überlagern sich zwei Effekte so, daß ihr Gesamtbeitrag für jede Magnetfeldstärke den durch die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ gegebenen exponentiellen Abfall ausgleicht. Die beiden sich überlagernden Effekte können durch die Funktion $a(\varphi) = 1/\cos\varphi$ und die Schnittflächenfunktion f_s beschrieben werden.

Die Mittelwerte der Funktion $a(\varphi)$ sind gegeben durch:

$$(5.10) \quad \bar{a}(\varphi)_{B=0T} = 1 \quad , \quad \bar{a}(\varphi)_{B=0,1T} = 1,131 \quad \text{und} \quad \bar{a}(\varphi)_{B \geq 0,2T} = 1,133$$

Die Werte von $a(\varphi)$ steigen mit zunehmender Magnetfeldstärke zunächst stark an und verlaufen asymptotisch gegen den Grenzwert von 1,133.

Andererseits ist die Funktion der Schnittflächen f_s wegen der geringen Translation und deren Standardabweichung für $B = 0T$ maximal, erreicht für $B = 0,1T$ ihr Minimum und

läuft mit steigender Magnetfeldstärke asymptotisch gegen den Maximalwert. Die Überlagerung dieser beiden Funktionen bewirkt die bis zu $B = 0,4T$ nahezu konstante Verstärkung.

Die Normierung der simulierten Kurve über δ_{real} ist am Maximalwert für $B = 0,2T$ vorgenommen worden. Hier ergibt sich ein Wert von $\delta_{real} = 8,44$.

Die geringen Abweichungen des simulierten Verlaufs könnten eventuell durch Anpassen der Parameter und geringe Änderungen an den Dimensionen der Dynodenstruktur behoben werden. Es ist jedoch nicht Ziel dieser Simulationen eine genaue Übereinstimmung der Werte zu erreichen, sondern die wesentlichen Größen zu ermitteln, welche die Verstärkung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke beeinflussen.

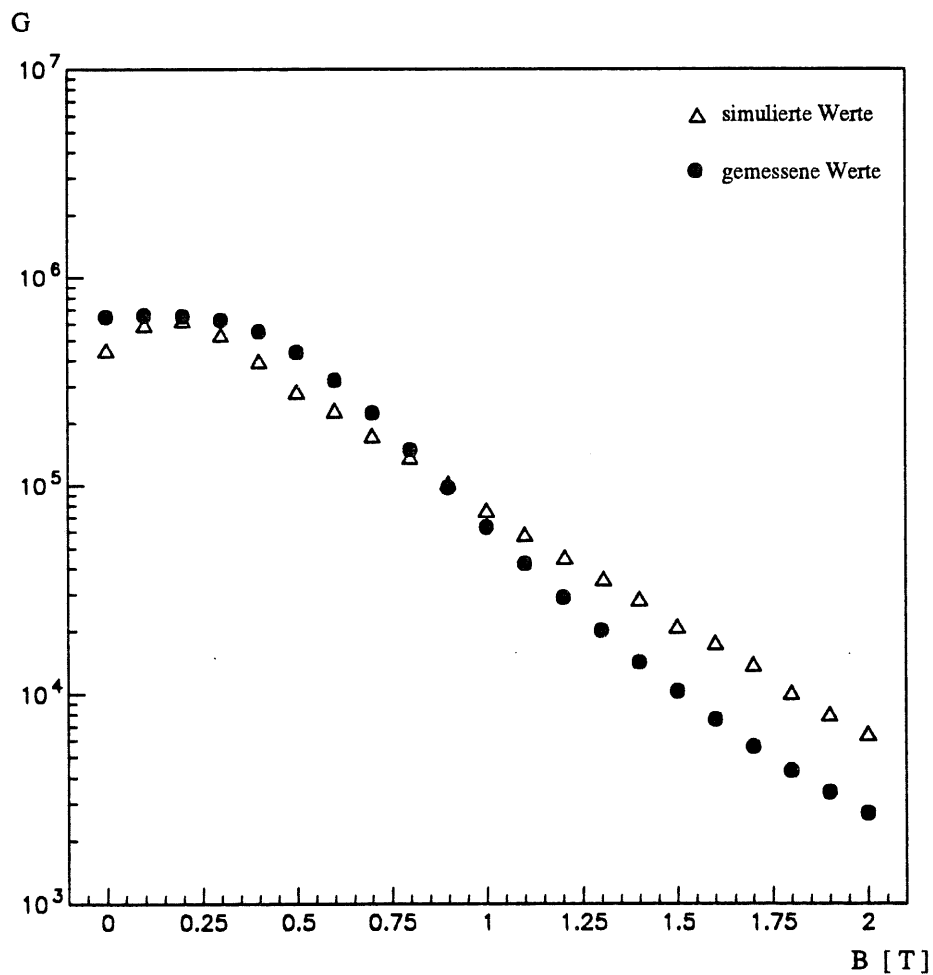


Abb.5.6: Vergleich zwischen den Ergebnissen der Simulation und den gemessenen Daten. Aufgetragen ist die absolute Verstärkung G des Photomultipliers gegen die Magnetfeldstärke B für $U_G = 2000V$.

5.3.2 Abhängigkeit der Verstärkung vom Winkel zwischen Photomultiplier und Magnetfeldlinien

Abbildung 5.7 zeigt die Resultate der Simulationen verglichen mit den gemessenen Daten für die Abhängigkeit der absoluten Verstärkung von der Orientierung der Photomultiplierachse zum Magnetfeld. Sowohl die experimentellen Daten als auch die Ergebnisse der Simulationen sind für drei Magnetfeldstärken durchgeführt worden und zeigen eine gute Übereinstimmung.

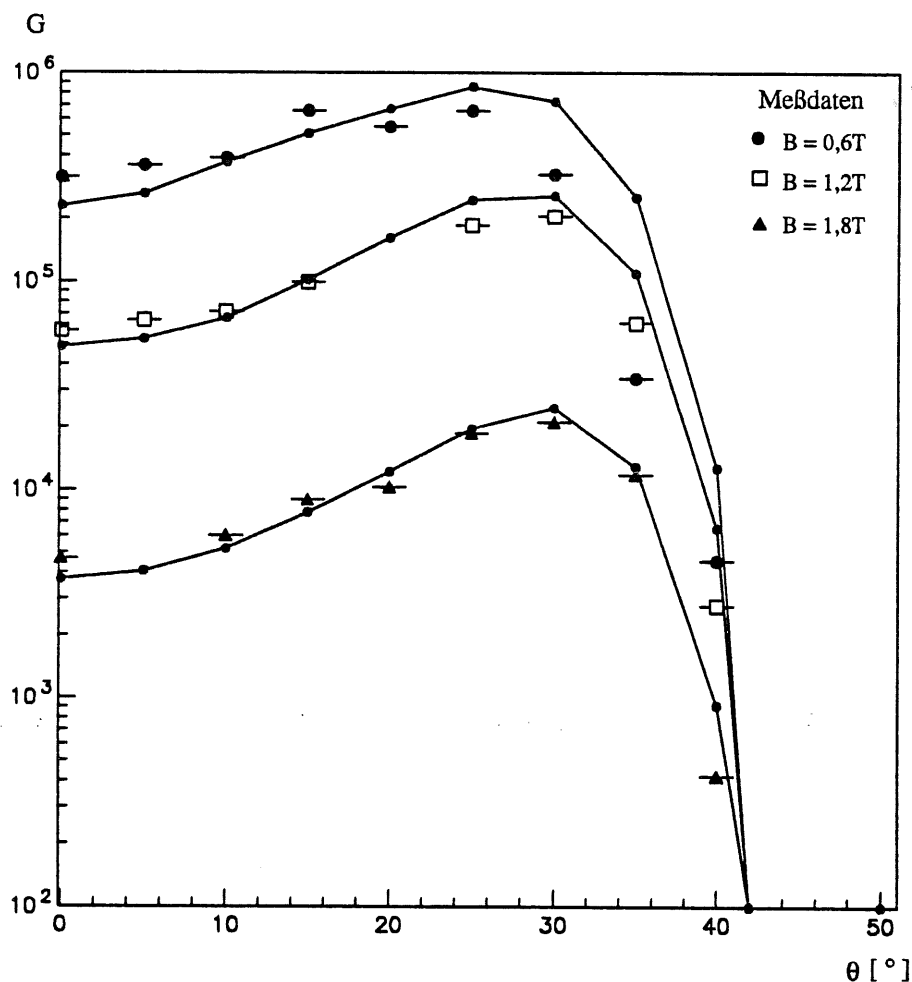


Abb. 5.7: Vergleich zwischen den Ergebnissen der Simulationen und den gemessenen Daten. Aufgetragen ist die Absolute Verstärkung G gegen den Winkel θ zwischen den Magnetfeldlinien und der Photomultiplierachse für verschiedene Magnetfeldstärken B . Die Ergebnisse der Simulation sind zur besseren Übersicht durch Geraden für die verschiedenen Magnetfeldstärken verbunden.

Alle drei Simulationen sind auf einen eigenen Mittelwert der realen Sekundärelektronenemissionsrate δ_{real} normiert, der sich für jede Kurve aus den Meßwerten zwischen

$0 \leq \theta \leq 30^\circ$ ergibt. Es ergeben sich folgende Werte für δ_{real} : $\delta_{real}(B = 0,6T) = 8,04$, $\delta_{real}(B = 1,2T) = 8,13$ und $\delta_{real}(B = 1,8T) = 7,42$. Durch Variation der Werte für δ_{real} verschiebt sich der simulierte Kurvenverlauf lediglich parallel in Richtung der Verstärkung.

Der Kurvenverlauf kann wie folgt erklärt werden: Im Bereich zwischen $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 25^\circ$ ist die Zunahme der Verstärkung maßgeblich auf das Ansteigen der Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ zurückzuführen. Ab ca. $\theta = 25^\circ$ ist die Translation der Elektronen jedoch so groß, daß die Zahl derjenigen Elektronen, welche die Anode nicht mehr erreichen, stärker steigt, als die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$. In dem Bereich der Winkel $30^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$ ist der Effekt der Translation so dominierend, daß die Verstärkung stark abfällt. Für Winkel oberhalb von 40° erreicht keine meßbare Anzahl von Elektronen die Anode, so daß nicht mehr von einer Verstärkung des Photomultipliers gesprochen werden kann.

Auffällig in Abbildung 5.7 ist, daß sich die Lage der Maxima ändert. Sie verschiebt sich mit zunehmender Magnetfeldstärke B zu höheren Werten des Winkel θ . Auch ihre relative Überhöhung verglichen mit den Werten für $B = 0T$ steigt mit zunehmender Magnetfeldstärke B an. Beide Effekte haben dieselbe Ursache:

Die Fokussierung der Magnetfeldstärke bewirkt, daß bei einem Winkel von $\theta = 30^\circ$ der Anteil, der auf die Anode treffenden Elektronen, für stärkere Magnetfelder größer ist. Die Schnittflächenfunktion $f_s(r_A, r_E, r_i)$ fällt aufgrund des kleineren Radius der Elektronenwolke für höhere Magnetfeldstärken erst bei größeren Winkeln ab. Dies ist in Abbildung 5.8 dargestellt, in der die auf 1 normierte Schnittflächenfunktion $f_s(r_A, r_E, r_i)$ gegen den Winkel θ zwischen Photomultiplierachse und den Magnetfeldlinien aufgetragen ist.

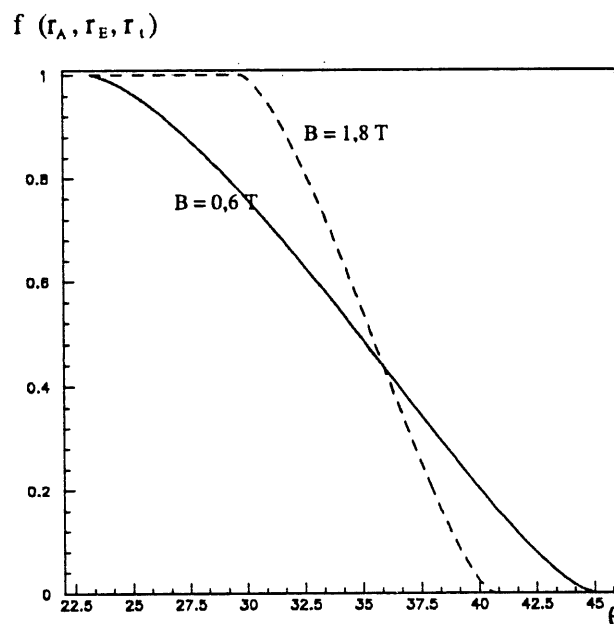


Abb. 5.8: Die Schnittflächenfunktion für die Magnetfeldstärken $B = 0,6T$ und $B = 1,8T$ in Abhängigkeit vom Winkel θ zwischen der Photomultiplierachse und den Magnetfeldlinien.

Der Abfall der Schnittflächenfunktion $f_s(r_A, r_E, r_I)$ beginnt bei einer Magnetfeldstärke von $B = 0,6T$ schon bei $\theta \approx 23^\circ$; kann jedoch, wie aus Abbildung 5.7 ersichtlich, zunächst noch durch den Anstieg der Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{sekundär}$ ausgeglichen werden, bevor der Abfall der Schnittflächenfunktion ab $\theta \approx 25^\circ$ dominiert. Für eine Magnetfeldstärke von $B = 1,8T$ setzt die Schnittflächenfunktion erst ab einem Wert von $\theta \approx 30^\circ$ ein, so daß der Anstieg der Verstärkung noch bis zu diesem Wert anhalten kann.

Der Verlauf der Winkelabhängigkeit der Verstärkung kann mit dem Simulationsprogramm sehr gut beschrieben werden.

6. Zusammenfassung

Im Rahmen des H1-Projekts zum Bau eines neuen elektromagnetischen Kalorimeters für den Rückwärtsbereich des H1-Detektors beschäftigt sich diese Arbeit mit der Untersuchung von Photomultipliern in Magnetfeldern bis zu $B = 2T$. Es werden an Photomultiplier mit Mesh-Dynoden die folgenden Messungen durchgeführt:

- Untersuchung der Langzeitstabilität der Verstärkung.
- Untersuchung der Verstärkung in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke bei axialer Ausrichtung des Photomultipliers
- Untersuchung der Verstärkung in Abhängigkeit des Winkels zwischen der Photomultiplierachse und den Magnetfeldlinien für verschiedene Magnetfeldstärken.
- Untersuchung der Verstärkung bei Beleuchtung der Photokathode an verschiedenen Orten

Die untersuchten Photomultiplier weisen eine statistische Verstärkungsschwankung von weniger als $\sigma_G < 2\%$ über einen Zeitraum von mehr als $t = 60h$ auf.

Die Verstärkung bei axialer Ausrichtung der Photomultiplier in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke B fällt bis zu Werten von $B = 0,4T$ zunächst schwach ab und für größere Magnetfeldstärken $B > 0,4T$ exponentiell. Der Rückgang der Verstärkung von $B = 0T$ bis $B = 2T$ erstreckt sich über zwei Größenordnungen.

Die untersuchten Photomultiplier liefern, bis auf den 1,5" Photomultiplier, bei der Magnetfeldstärke des H1-Detektors von $B = 1,2T$ eine ausreichende Verstärkung vom $\bar{G}_1 = 15\,000 \pm 300$ und $\bar{G}_2 = 232\,000 \pm 4\,600$.

Bei der Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Verstärkung zeigte der untersuchte 1" Photomultiplier für verschiedene Magnetfeldstärken ein ähnliches Verhalten. Bis zu einem Winkel von $\theta = 30^\circ$ steigt die Verstärkung an und durchläuft ein Maximum, bevor sie schlagartig zurückgeht und auf 0 absinkt.

Die Größe der effektiven Kathodenfläche verkleinert sich für einen Betrieb der Photomultiplier bei steigender Magnetfeldstärke. Bei den 1" Photomultipliern verringert sie sich bei einer Magnetfeldstärke von $B = 1,2T$ auf weniger als ein Viertel der ursprünglichen Größe.

Um die Ursache der Abhängigkeit der Verstärkung G von der Magnetfeldstärke B und dem Winkel θ zwischen den Magnetfeldlinien und der Photomultiplierachse zu erklären, ist

der Verstärkungsprozeß modellhaft nachgebildet worden. Die wesentlichen Annahmen des Modells sind:

- Die Energieverteilung der Sekundärelektronenemission nach [Ard 88].
- Die Winkelverteilung der Sekundärelektronenemission nach [Ard 88].
- Die Bewegungsgleichung eines Elektrons in elektrischen und magnetischen Feldern.
- Nur Primärelektronen, die auf einen Steg der Mesh-Dynode treffen, lösen Sekundärelektronen aus.
- Nur Sekundärelektronen, die durch ein Loch in der Mesh-Dynode gelangen, tragen zur Verstärkung bei.

Es wird gezeigt, daß dieses einfache Modell die Abhängigkeiten der Verstärkung über zwei Größenordnungen gut beschreibt.

Mit dieser Arbeit ist gezeigt worden, daß es für das Projekt zum Bau eines neuen Kalorimeters im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors Photomultiplier mit einer ausreichenden Verstärkung bei einer Magnetfeldstärke von $B = 1,2T$ gibt und daß deren Verstärkungsprozeß verstanden ist.

Anhänge

Anhang A) Daten der verwendeten Photomultiplier

Die Daten der verwendeten Photomultiplier sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

Typenbezeichnung	R4722MOD 1" C-F	R3432-01 1" A	R3432-01 1" B	R2021 1,5"	R2490-05 2"
Produktionsnummer	Fußnote ¹⁹	ZD 9863	ZH 0647	AH 051	AM 1523
Röhrenlänge ohne Pins [mm]	40	55	55	85	68
Röhrendurchmesser r_R [mm]	26,5	25,4	25,8	39	51
minimaler Kathodendurchmesser r_K [mm]	17	17	17	25	36
Quotient der Flächen aus r_K^2/r_R^2	0,41	0,45	0,43	0,41	0,50
Fenstermaterial	UV-Glas	Borsilikat	Borsilikat	Borsilikat	Borsilikat
Kathodenmaterial	Bialkali	Bialkali	Bialkali	Bialkali	Bialkali
Wellenlängenbereich λ [nm]	185-650	300-650	300-650	300-650	300-650
Maximale Empfindlichkeit bei λ_{max} [nm]	420	420	420	420	420
Anzahl der Dynoden	15	15	15	12	16
Anzahl der Löcher pro Flächeneinheit	1500	2000	1500	2000	unbekannt
Empfohlene Versorgungsspannung U_G [V]	2000	2000	2000	2000	2500
Maximale Versorgungsspannung $U_{G,max}$ [V]	2500	2500	2500	2500	2700

Tabelle A.1: Katalogwerte der verwendeten Photomultiplier nach [Ham90], [Ham92b] und [Ham92c].

¹⁹ Hamamatsu Photomultiplier R4722 MOD A hat die Produktnummer ZH 1301
 Hamamatsu Photomultiplier R4722 MOD B hat die Produktnummer ZH 1310
 Hamamatsu Photomultiplier R4722 MOD C hat die Produktnummer ZH 1309
 Hamamatsu Photomultiplier R4722 MOD D hat die Produktnummer ZH 1307

Anhang B) Daten des verwendeten Magneten

In der folgenden Tabelle B.1 sind die Daten des ehemals als Strahlführungsmagnet verwendeten Magneten des Speicherrings DESY I, der zu Testzwecken in der Experimentierhalle II steht, aufgelistet:

Technische Daten des Magneten MA-Rehabeam	
Masse	20,8 t
Gesamtlänge	1975 mm
nutzbare Apertur	Höhe 168 mm
	Breite 483 mm
Polabstand	168 mm
Spulenöffnung	510mm
maximale Stromstärke	1500 A
magnetische Feldstärke bei 1500 A	2,07 T
Leistungsverbrauch bei 1500 A	400 kW
Gesamtwiderstand bei 20°C	0,16 Ω
Zeitkonstante L / R (berechnet für 50°C)	1.35 s
Gesamtwindungszahl	4 · 48 = 192
mittlere Windungslänge	5000 mm
Leiterquerschnitt	12 · 12mm ² (innen hohl Ø 7mm)
Zahl der Kühlkreise pro Spule	8
Kühlwassermenge bei 1500 A und ΔT = 40°C	140 l/min

Tabelle B.1: Technische Daten des verwendeten Magneten [DES 66]

Anhang C) Daten der verwendeten Leuchtdiode

Die vom Hersteller gelieferten technischen Daten der verwendeten Leuchtdiode sind in Tabelle C.1 zusammengefaßt. In Abbildung C.1 sind die Maße der Diode abzulesen.

Modellbezeichnung	L - 53 BC
Emitterned Material	Siliziumkarbid (SiC)
Wellenlänge des Intensitätsmaximums [nm]	470
Kunststoffkopf	klar
Lichtintensität I=20mA [mcd]	
minimal	7
normal	14
Abstrahlwinkel	30°
Spannungsversorgung [V]	
minimale Spannung	2,7
empfohlene Spannung	3,0
maximale Spannung	3,2
Spannungsdurchbruch [V]	-5,0

Tab. C.1: Technische Daten der Leuchtdiode [Kin 91].

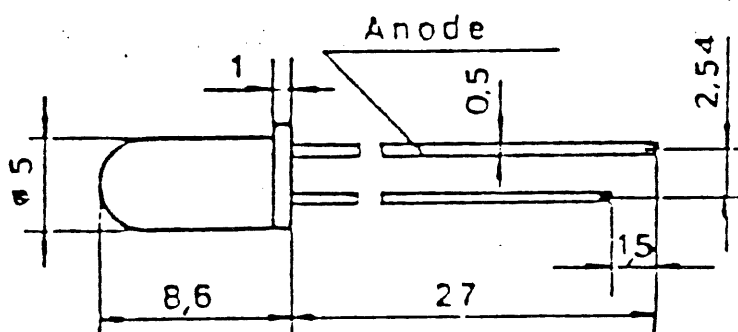


Abb. C.1: Technische Zeichnung der Diode. Angaben in [mm]. [Kin 91].

Anhang D) Die Abschwächer

Die verwendeten Abschwächer werden vor Gebrauch auf folgende Weise geeicht: Zuerst wird ein Pulshöhenspektrum ohne Abschwächer aufgenommen und der Mittelwert der entstehenden Gaußkurve berechnet. Danach wird dieselbe Messung mit allen vier Abschwächern wiederholt und ebenfalls der Mittelwert ermittelt. In Abbildung D.1 sind für alle vier Abschwächer jeweils die Kanalnummern der unabgeschwächten Werte gegen die abgeschwächten aufgetragen. Die Steigung der errechneten Ausgleichsgeraden ergibt dann den Abschwächungsfaktor. Die Werte für die Abschwächung m sind ebenfalls in Abbildung D.1 angegeben.

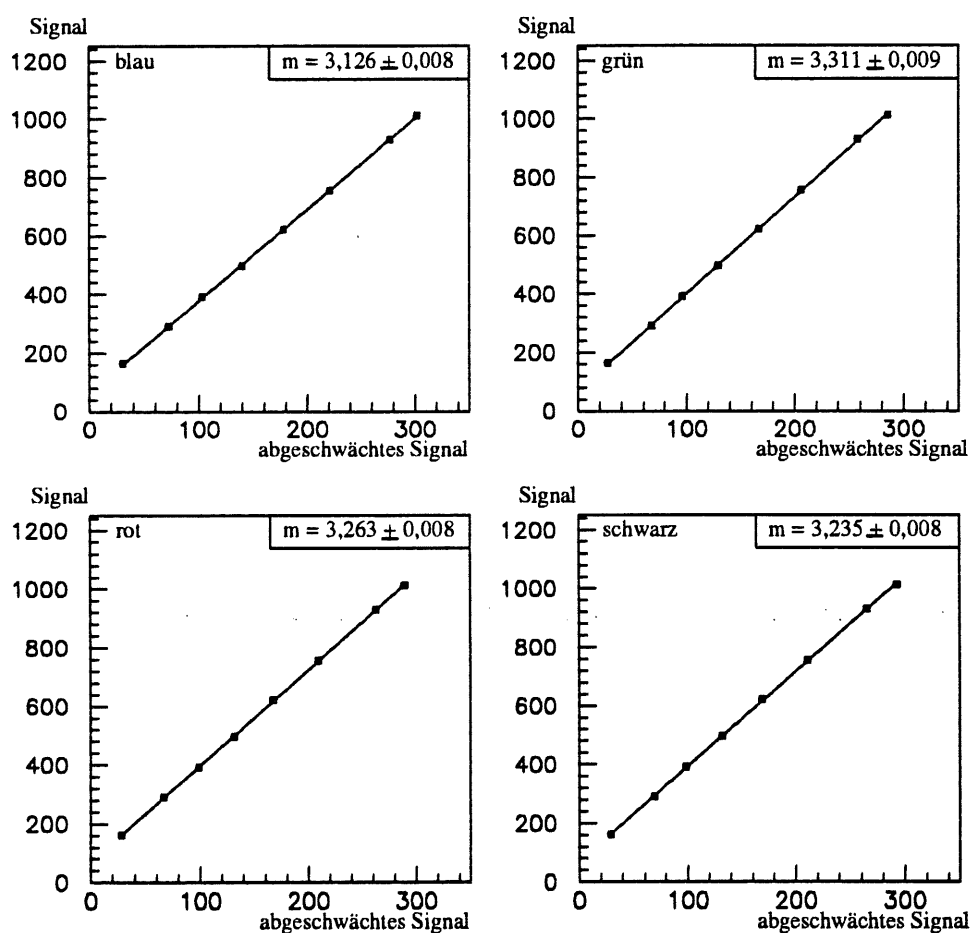


Abb. D.1 : Eichung der verwendeten Abschwächer. Die Abschwächungsfaktoren sind als Geradensteigung ablesbar und in jedem Diagramm in der oberen rechten Ecke angegeben. Die Fehler der Meßwerte sind kleiner als zur Darstellung gewählten Symbole.

Anhang E) Die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$ von der Magnetfeldstärke

Die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$, mit der ein sich auf die Dynode zu bewegendes Primärelektron durch ein Loch in der Dynodenebene gelangt, ist über seine Rotationsfrequenz ω_c und seinen Bahnradius r_g magnetfeldabhängig.

Ohne Magnetfeld ist die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$, aufgrund der hohen Elektronengeschwindigkeit auf die Dynode zu, allein durch das Verhältnis der Lochflächen zur Gesamtfläche der Dynode von 0,465 gegeben.

Für den Fall, daß der Bahnradius der Elektronen gleich der halben Kantenlänge eines Lochs a_{Loch} in der Mesh-Dynode ist, ergibt sich eine Grenzmagnetfeldstärke von

$$(E.1) \quad B_g = \frac{\sqrt{2mW_{\perp}}}{er_g}$$

wobei m die Elektronenmasse ist, e die Elementarladung, $W_{\perp} = \frac{m}{2}v_{\perp}^2$ und $r_g = \frac{1}{2}a_{Loch}$.

Für alle Magnetfeldstärken $B < B_g$ ist der Bahndurchmesser der Elektronen größer als die Kantenlänge der Löcher a_{Loch} . Für diesen Fall hängt die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$ nur von dem Verhältnis der Lochflächen zur Gesamtfläche der Dynoden und der Zyklotronfrequenz bezogen auf die Frequenz ω_g ab, die das Elektron haben müßte, um mit Sicherheit nicht durch ein Loch der Dynode zu gelangen. Die Frequenz ω_g erreicht einen Wert von $\omega_g = 2 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$, der einem Vielfachen der Zyklotronfrequenz entspricht. Die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$ ergibt somit zu:

$$(E.2) \quad P_{Loch}^{primär}(B \leq B_g) = \left(\frac{a_L}{d_s + a_L} \right)^2 \left(1 - \frac{\omega_c}{\omega_g} \right)$$

wobei d_s die Breite eines Steges ist.

Für den zweiten anzunehmenden Fall, daß die Magnetfeldstärke B größer als die Grenzfeldstärke B_g ist, ist die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$ zusätzlich noch von einem Term abhängig, der den Anteil der Primärelektronen beschreibt, die aufgrund ihres kleinen Bahndurchmessers durch ein Loch in der Mesh-Dynode gelangen. Die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$ für $B > B_g$ ergibt sich zu:

$$(E.3) \quad P_{Loch}^{primär}(B > B_g) = \left(\frac{a_L - 2(\sqrt{2mW_{\perp}}/eB)}{d_s + a_L} \right)^2 \frac{\omega_c}{\omega_g} + \left(\frac{a_L}{d_s + a_L} \right)^2 \left(1 - \frac{\omega_c}{\omega_g} \right)$$

Für eine typische Transversalenergie der Elektronen von $W_{\perp} = 0,4eV$ ergeben sich unter Verwendung der im 2. Kapitel dargestellten Abmessungen der Dynodenstruktur die beiden Gleichungen der Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$ zu:

$$P_{Loch}^{primär}(B \leq 0,4T) = 0,465(1 - 8,66 \cdot 10^{-3} \cdot B[T]) \quad (E.4)$$

$$P_{Loch}^{primär}(B > 0,4T) = 2,89 \cdot 10^{-5} \cdot (11,8 \cdot B[T] - 4,27)^2 + 0,465(1 - 8,66 \cdot 10^{-3} \cdot B[T])$$

wobei die Magnetfeldstärke in Tesla einzusetzen ist.

In Tabelle E.1 sind die Wahrscheinlichkeiten für verschiedenen Magnetfeldstärken angegeben.

B[T]	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0
$P_{Loch}^{primär}$	0,465	0,464	0,463	0,463	0,463	0,463	0,463	0,464	0,464	0,464	0,465

Tab. E.1: Die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$ für verschiedenen Magnetfeldstärken zwischen $B = 0T$ und $B = 2T$.

Es ist ersichtlich, daß die Wahrscheinlichkeit $P_{Loch}^{primär}$ nur sehr schwach von der Magnetfeldstärke abhängt und das die Abweichungen von Wert für $B = 0T$ kleiner als 1% sind.

Anhang F) Die Schnittflächenfunktion

In diesem Anhang wird die im 5. Kapitel benötigte Schnittfläche zweier Kreise in Abhängigkeit ihrer Radien und des Abstandes der Mittelpunkte hergeleitet. In Abbildung F.1 sind die verwendeten Variablen definiert.

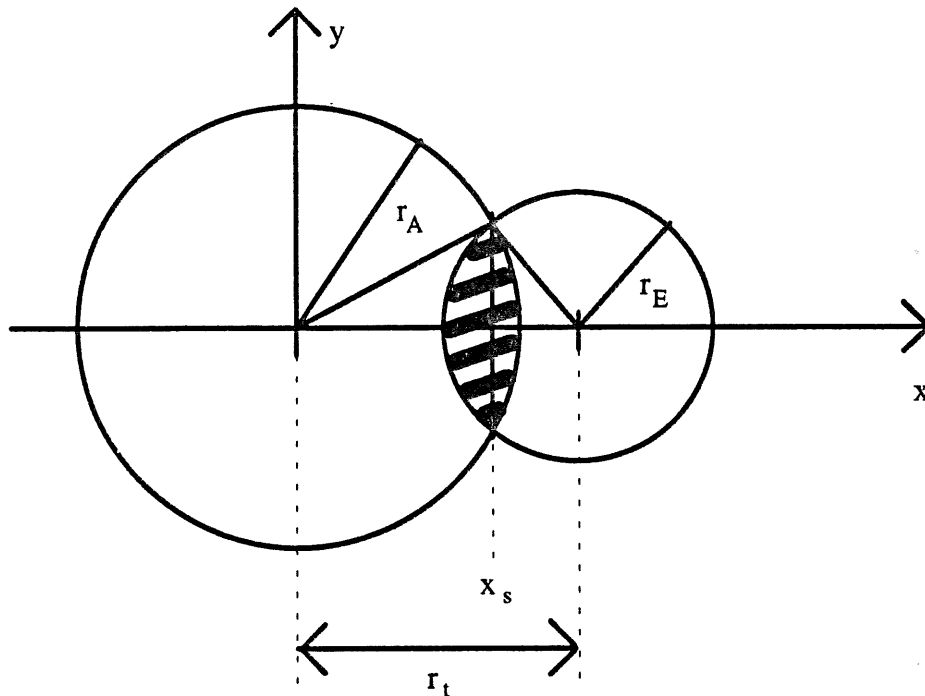


Abb. F.1: Festlegung der benutzten Variablen für die Funktion zur Berechnung der Schnittfläche zweier Kreise.

Die beiden Kreisgleichungen sind gegeben durch:

$$(F.1) \quad K_A: \bar{r}^2 = r_A^2 \quad \text{und} \quad K_E: (\bar{r} - \bar{r}_t)^2 = r_E^2$$

Ihre Schnittstelle x_s ergibt sich aus:

$$(F.2) \quad x_s = \frac{r_A^2 - r_E^2 + r_t^2}{2r_t}$$

Im folgenden werden zwei Fälle unterteilt:

Fall I für $r_t \leq x_s$ und Fall II für $r_t > x_s$

Fall I: $r_i \leq x_s$

Dieser Fall ist in Abbildung F.2 dargestellt.

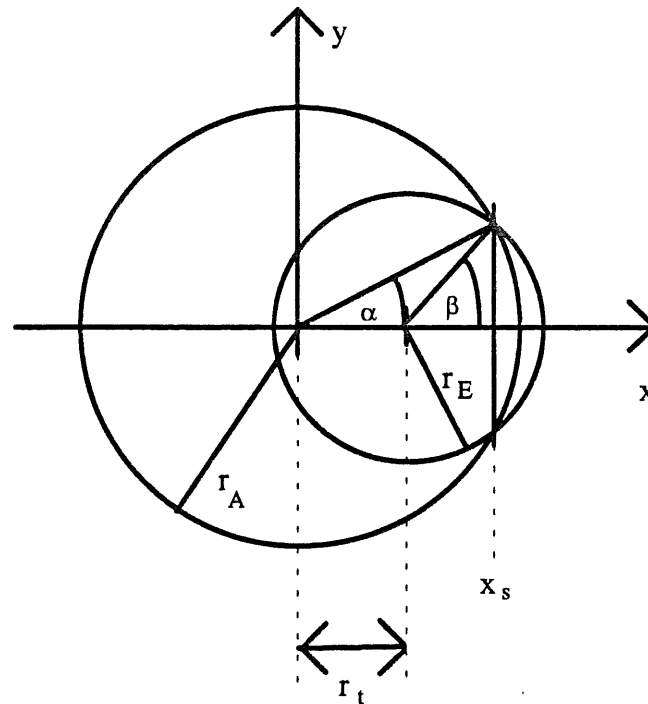


Abb. F.2: Festlegung der Winkel für den Fall $r_i \leq x_s$ bei der Berechnung der Schnittfläche

Die Schnittfläche der beiden Kreise setzt sich aus den Termen für die Flächen der Kreis-segmente und der in den Kreisen liegenden Dreiecken wie folgt zusammen:

$$f_s(r_A, r_E, r_i) = \pi r_E^2 - \frac{\beta\pi}{180^\circ} r_E^2 + (x_s - r_i) r_E \sin \beta + \frac{\alpha\pi}{180^\circ} r_A^2 - x_s r_A \sin \alpha \quad (\text{F.3})$$

Fall II: $r_i \geq x_s$

Die Darstellung dieses Falls ist in Abbildung F.3 gegeben.

Die Schnittfläche der beiden Kreise setzt sich auch hier aus den Termen für die Flächen der Kreis-segmente und der in den Kreisen liegenden Dreiecken wie folgt zusammen:

$$f_s(r_A, r_E, r_i) = \frac{\beta\pi}{180^\circ} r_E^2 + (x_s - r_i) r_E \sin \beta + \frac{\alpha\pi}{180^\circ} r_A^2 - x_s r_A \sin \alpha \quad (\text{F.4})$$

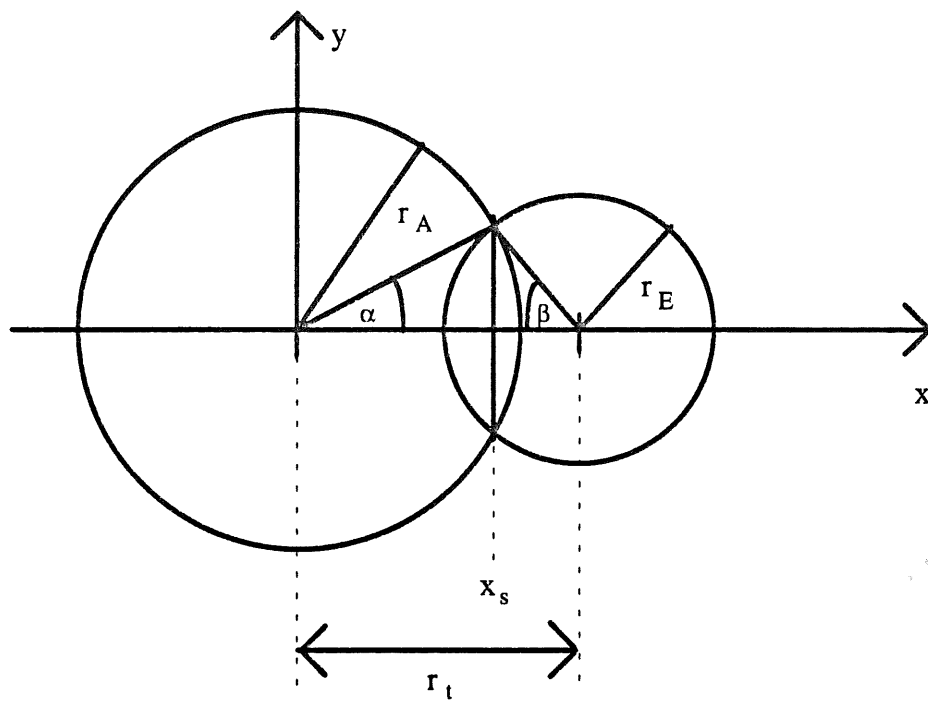


Abb. F.3: Festlegung der Winkel für den Fall $r_t \geq x_s$ in der Berechnung der Schnittfläche

Literaturverzeichnis

- [Ard 62] Ardenne, Manfred von
Tabellen zur angewandten Physik
VEB, Deutscher Verlag der Wissenschaften
Berlin 1962
- [Ard 88] Ardenne, Manfred von; Musiol, G.; Reball, S.
Effekte der Physik
VEB, Deutscher Verlag der Wissenschaften
Berlin 1988
- [Bor 92] Borrás, Kerstin
Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon Kalorimeters im H1-Detektor
Promotion
Dortmund 1992
- [Bru 92] Brune, Christoph
Untersuchungen zum Elektronennachweis für kleine Winkel am H1-Detektor
Diplomarbeit
Dortmund 1992
- [Dek 58] Dekker, A. J.
Secondary Electron Emission
Solid State Physics 6, 251 (1958)
1958
- [DES 66] DESY
Handbuch September 1966
Hamburg 1966
- [DES 92] DESY, FH1K-Group
The H1-Experiment at HERA
Hamburg 1992

- [Dvo 86] Dvorak, Michael
Untersuchungen an Photomultipliern und Schauerzählern
Diplomarbeit
Dortmund 1986
- [Fin 89] Finke, Siegfried
Skriptum zum Fortgeschrittenenpraktikum der Physik
Versuch 57, Elektrische Schwankungserscheinungen
Dortmund 1989
- [Gel 64] Gell-Mann et al.
Physics Letters 8 (1964) 214
1964
- [H1 92] H1-Collaboration
Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies
Phys. Lett. B 299 (1992) 374
- [H1 93] H1-Collaboration
Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1
Detector
PRC 93/02
Hamburg 1993
- [Ham 90] Hamamatsu
Photomultiplier Tubes Catalog
Japan 1990
- [Ham 92a] Hamamatsu
Modellzeichnung einer Mesh-Dynode
1992
- [Ham 92b] Hamamatsu
Technisches Datenblatt zum Photomultiplier R2490-05
1992
- [Ham 92c] Hamamatsu
Technisches Datenblatt zum Photomultiplier R3432-01
1992

- [Hei 27] Heisenberg, Werner
 Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und
 Mechanik
 Zeitschrift für Physik 43 (1927) 172
 1927
- [Kin 91] Kinglight
 Blue LED Lamps, Technisches Datenblatt zur Leuchtdiode
 1991
- [Leo 87] Leo, William R.
 Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
 Springer-Verlag
 Berlin 1987
- [Mor 89] Mordhorst, Silke
 Untersuchungen von Photomultipliern im Magnetfeld
 Diplomarbeit
 Hamburg 1989
- [Rei 73] Reimer, Ludwig; Pfefferkorn, Gerhard
 Raster-Elektronenmikroskopie
 Springer-Verlag Berlin
 1973
- [Rut 11] Rutherford, Ernest
 The Scattering of α and β Particles by Matter and Structure of the Atom
 Phil. Mag. 21(1911) 669
 1911
- [Sch 70] Schonkeren, J. M.
 Photomultipliers, Philips Application Book
 Publications Departement Electronic Components and Material Division
 N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven
 1970
- [Zwe 64] Zweig, G.
 CERN Th 401 und CERN Th 412
 1964

Danksagung

An erster Stelle bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Dietrich Wegener für die Aufgabenstellung und die Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Claus Gößling danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und der Bereitschaft zum Korreferenten.

Herrn Prof. Dr. Hermann Kolanoski spreche ich meinen Dank für seine Bereitschaft zur Diskussion sowohl bezüglich physikalischer als auch nichtphysikalischer Themen aus.

Mein besonderer Dank gilt Regina Ebbinghaus, Uwe Obrock, Dr. Rolf-Dieter Appuhn und Dr. Albin Walther für die kritische Durchsicht des Manuskripts und die hervorragende Betreuung in Hamburg.

Bedanken möchte ich mich bei allen Mitgliedern des Lehrstuhls Experimentelle Physik V für ihre ständige Diskussionsbereitschaft, ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre. Insbesondere bedanke ich mich bei Matthias Grewe, der mir bei der Lösung vieler Probleme im mechanischen Aufbau geholfen hat, und Thomas Weber, der mir viele Denkanstöße zum Gelingen dieser Arbeit gegeben hat. Mein Dank gilt auch Andreas Kosche für die Überlassung der Ausleseprogramme zur Datennahme über ein CAMAC-Interface.

Bei den Mitarbeitern der DESY-Gruppe FH1K möchte ich mich für deren immer zur Verfügung stehende Hilfe bedanken; ganz besonders bei Herrn Klaus Thiele.

Den Mitarbeitern der DESY-Gruppe MEA, besonders Herrn Stappelfeld, danke ich für die freundliche Unterstützung beim Betrieb des Magneten in der Experimentierhalle II.

Mein persönlicher Dank gilt meiner Freundin Cordula, die mich besonders in der letzten Phase dieser Arbeit sehr unterstützt hat und mir immer wieder die Augen für das Alltägliche öffnet.

Meinen Eltern danke ich für die stets verlässliche Hilfe, die mir das Studium ermöglichte.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Projektnummer 04 54 DO 51 P gefördert.