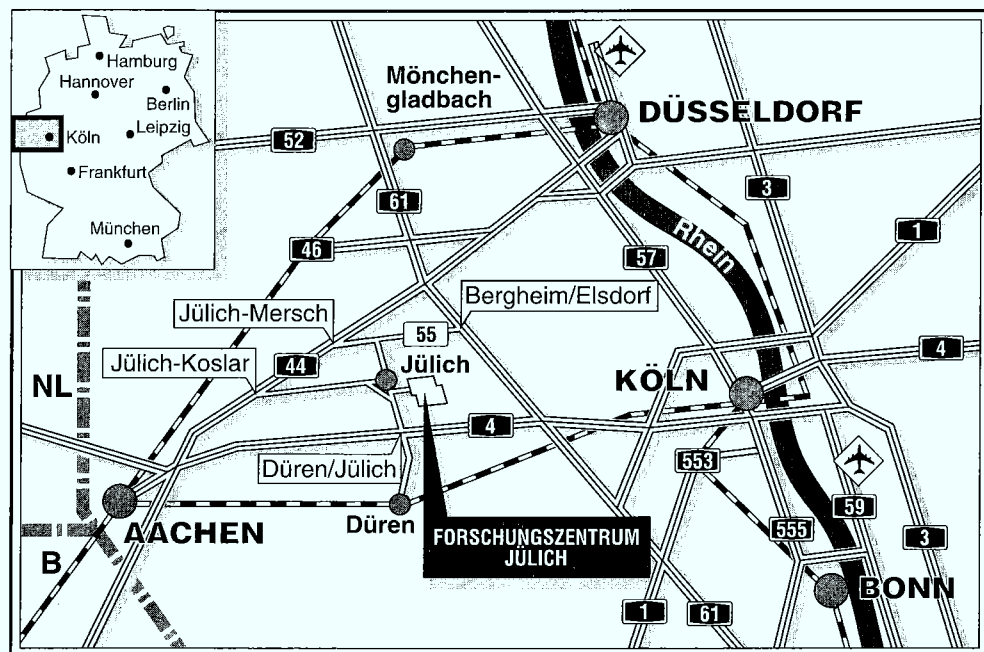


Institut für Kernphysik

**Methoden zur Qualitätsprüfung von
Plastikszintillatoren und Lichtleitern**

Thomas Spross



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3141

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3141

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833556-70 kfa d

Methoden zur Qualitätsprüfung von Plastikszintillatoren und Lichtleitern

Thomas Spross

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitung	1
1	Photomultiplier	4
1.1	Schematischer Aufbau	4
1.2	Photokathode u. Statistik	7
1.2.1	Effektive Quanteneffizienz	7
1.2.2	Zeitauflösung der PMT	8
1.2.3	Statistik in der Photokathode	9
1.3	Dynode	10
1.4	Spannungsteiler	11
1.5	Rauschen	15
2	Lichtleiter	18
2.1	Materialien	18
2.2	Reflexion u. Grenzwinkel	19
2.2.1	Ankopplung an Szintillator	21
2.2.2	Ankopplung an PMT	22
2.3	Gestaltung der äußeren Form von Lichtleiter	22
3	Szintillatoren	25
3.1	Szintillatoren und Szintillationsmechanismus	25
3.2	Energieverluste	26
4	Prinzip der optischen Gütemessung	28
4.1	Laser	29
4.1.1	Laserprinzip u. Aufbau	29
4.1.2	Divergenz, Aufweitung	33
4.1.3	Einkoppeln des Lasers am Lichtleiter	34
4.1.4	Auskoppeln des Lasers am Lichtleiter	36
4.2	Fotodiode	37
4.2.1	Einsatzfähigkeit der Diode	38
4.2.2	Kalibrierung der Diode	39
4.3	Tests mit dem Laser-Dioden-Verfahren	41
4.3.1	Ermittlung von Transparenz und Ankopplungsgüte	41
4.3.2	Oberflächengüte	43
4.4	Meßung mit Hilfe der Höhenstrahlung	47
5	Literaturverzeichnis	50

Abbildungsverzeichnis

1	Time-of-Flight-Spektrometer (TOF)	1
2	Konfiguration der momentan zur Verfügung stehenden TOF-Segmente im Experimenteinsatz	2
3	schematischer Aufbau einer 'head-on'-PMT	4
4	Verschiedene Photomultipliertypen	5
5	Verschiedene Dynodenstrukturen	6
6	Spektrale Empfindlichkeiten und Quantenausbeuten für eine Photokathode	7
7	Spektrale Empfindlichkeiten und Quantenausbeuten für einige PMT	8
8	Örtlicher Überführungsgrad der Kathode	9
9	Zeitauflösung einer MCP-PMT als Funktion der Elektronenzahl pro Signal, gemessen mit einer Lichtpulsbreite von 2.3 nsec	9
10	Sekundäremissionsfaktoren für einige Dynodenmaterialien als Funktion der Beschleunigungsspannung der Primärelektronen	11
11	PMT-Anschlußsockel mit Kathode auf negativer Hochspannung	12
12	PMT-Anschlußsockel mit Anode auf positiver Hochspannung	12
13	PMT-Anschlußsockel mit Stabilisationskondensatoren und gleichen Differenzspannungen zwischen den einzelnen Dynoden	13
14	PMT-Anschlußsockel mit unterschiedlichen Differenzspannungen	13
15	Zusammenhang zwischen Stufenzahl n und Speisespannung U_B	14
16	Relative Verstärkung einer PMT als Funktion der Beleuchtungsstärke	15
17	Abhängigkeit verschiedener Dunkelstromkomponenten von der Speisespannung	16
18	Thermischer Dunkelstrom einer S1- und einer S11-Kathode	17
19	Brechung und Reflexion	19
20	Reflexionsanteile von senkrecht und waagrecht polarisiertem Licht an PMMA-Luft-Grenzfläche	20
21	Übergang Szintillator-PMMA	21
22	Verbesserter Übergang Szintillator-PMMA	22
23	Verluste bei Querschnittsverringern	23
24	Lichtverluste am stark gebogenem Lichtleiter [A] und deren Vermeidung [B]	23
25	Verringerung der Laufzeitdifferenz	24
26	Anregungsniveaus eines Szintillators	25
27	Photonenanzahl in den Prüfobjekten	28
28	schematischer Aufbau	29
29	Laserübergänge	31
30	stimulierte Emission	31
31	Laserspiegel	32
32	Divergenz des Laserstrahls	33

33	Aufweitungssystem mit Modenfilter	34
34	Definition der Oberflächenarten	35
35	Test der Oberfläche (A)	35
36	Test der Stirnfläche (B)	36
37	Reflexion an der Auslesefläche	37
38	Eliminierung der Reflexion an der Auslesefläche	37
39	innerer Photoeffekt	38
40	Stromverhalten der Diode	39
41	Linearität der Diode	40
42	Versuchsanordnung Zyl.	41
43	Versuchsaufbau Zyl.	42
44	Diodenanordnung	43
45	Positionierung der Fotodiode	44
46	Qualitativer Verlauf der Intensivität im Szintillator und an dessen Oberfläche	45
47	Versuchsaufbau zur Untersuchung der Signalbreite in Szintillato- ren und deren Transmissionsgrad	49
48	Elektronik zum Versuchsaufbau zur Untersuchung der Signalbreite in Szintillatoren und deren Transmissionsgrad (Abb.47)	49

0 Einleitung

Im Frühjahr 1993 hat der Protonen-Beschleuniger COSY am Institut für Kernphysik (IKP) des Forschungszentrums Jülich (KFA) den Strahlbetrieb aufgenommen. Dieser Speicherring kann Protonen, Deuteronen und in einer späteren Phase auch ein breites Spektrum leichterer Ionen mit kinetischen Energien von bis zu 2,5 GeV für verschiedene Experimente der Mittelennergiephysik liefern. Die Vorzüge dieses Beschleunigers bestehen hauptsächlich in der hohen 'Strahlgüte' (hierauf beruht auch die Namensgebung: **COSY** = **CO**oler **SY**nchrotron) und in dem Umstand, daß sich der Strahl extrahieren läßt. Somit sind neben 3 internen (COSY-11, MOMO und die Zero-Degree-Facility) auch externe Experimente möglich. Diese sind momentan der BIG-KARL-Detektor und das **Time-of-Flight-Spektrometer (TOF)**.

Das TOF-Spektrometer besitzt die Eigenschaft eines 2π -Raumwinkel-Detektors im 'Center of Mass' System. Durch diese Eigenschaft von TOF und der hohen Strahlgüte von COSY, die auf zwei sich ergänzenden Verfahren – der Elektronen- und der stochastischen Kühlung des Strahls – beruht, ergeben sich neue Möglichkeiten für Präzisionsexperimente der Mittelennergiephysik nahe der Schwelle.

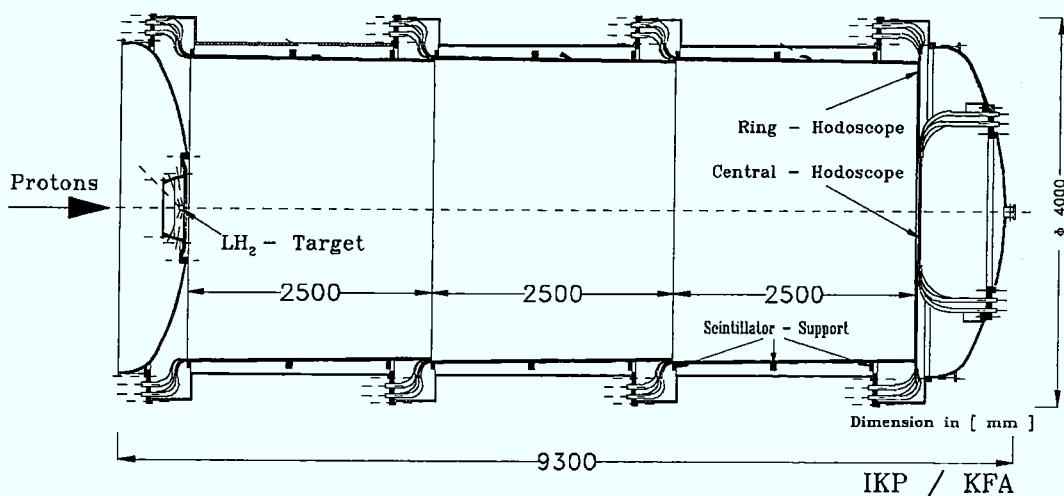


Abbildung 1: Time-of-Flight-Spektrometer (TOF)

Der Aufbau von TOF ist segmentartig:

- der Eingangsbereich mit Startdetektor und Target
- bis zu 3 Barrel-Segmente
- der Endbereich mit Zentral(Quirl)- und Ring-Hodoskop

Der Ausbau von TOF bis zur endgültigen Größe wie sie in Abb.1 zu sehen ist erfolgt schrittweise und dauert noch an. Allerdings erlaubt der segmentartige Aufbau den Betrieb einzelner Segmente, so daß die momentan vorhandenen Startdetektoren und der Quirl eingesetzt werden können (Abb.2), und später nach Abschluß des Ausbaus die Konfiguration der Segmente dem jeweiligen Experiment optimal angepaßt werden können.

Experimental Setup May and December 94

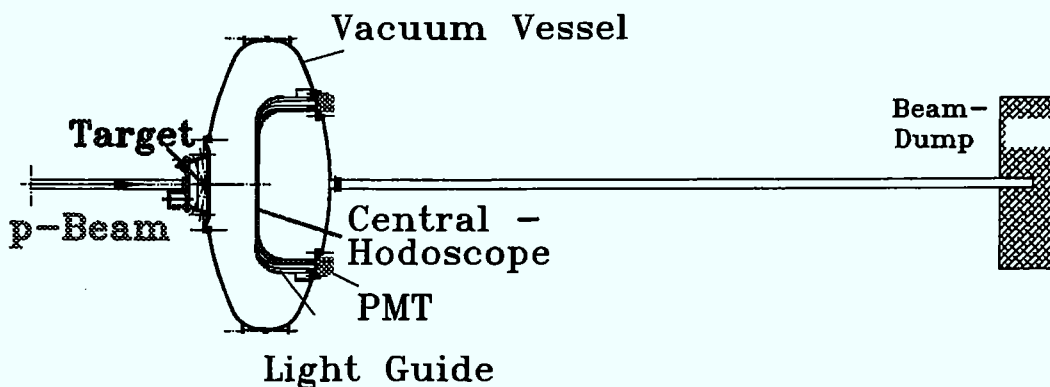


Abbildung 2: Konfiguration der momentan zur Verfügung stehenden TOF-Segmente im Experimenteinsatz

Der Aufbau des Ringhodoskops und des ersten Barrel-Segments steht unmittelbar bevor und anhand Abb.1 ist leicht zu ersehen, welche erheblichen konstruktiven Probleme bei der lückenlosen Auskleidung des TOF mit Szintillatoren entstehen: mechanische Befestigung, Lichtsignalweiterleitung zu den Photomultiplier über kompliziert geformte Lichtleiter und hohe Stückzahl großer und in ihren Eigenschaften gleicher Szintillatoren. Durch frühzeitiges Erkennen von mangelnder Qualität der Szintillatoren bzw. Lichtleiter können erhebliche Kosten und Zeitverluste eingespart werden, die sich ergeben, falls diese Bauteile in ein Experiment eingebaut würden und somit nachträglich ersetzt werden müßten.

Diese Bauteile von Detektoren müssen folgende Kriterien erfüllen :

- eine hohe Teilchenausbeute, d.h. möglichst jedes nachzuweisende Teilchen sollte eine Photonenemission auslösen,
- die Signalbreite an der Auslesefläche sollte so gering wie möglich sein,
- einen hohen Transmissionsgrad für die emittierten Photonen und
- die Verluste von Photonen an der Oberfläche sollten so gering wie möglich sein.

Die beiden letzten Punkte lassen sich durch die Formgebung und hohe Oberflächengüte der Bauteile stark beeinflussen. Durch bestehende Simulations- (so genannte Mona-Lisa-) Programme lassen sich günstige Formen entwickeln und theoretisch testen. Die Kontrolle in der Realität geschieht durch die Suche nach austretendem Licht an unerwünschten Stellen.

Hierfür wird ein geeignetes Testverfahren benötigt, welches schnell und einfach unmittelbar nach der Produktion und noch vor dem Einbau in das endgültige Experiment mangelhaftes Material erkennt. Austretendes Licht aufgrund von Defektstellen oder ungünstiger Form läßt sich durch optische Kontrollen erkennen. Diese können sowohl mit dem menschlichen Auge als auch mit geeigneten Detektoren erfolgen.

Quantenausbeute, Transmissionsgrad und Signalbreite hingegen können nur durch Meßverfahren, die exakte reproduzierbare Meßwerte liefern, ermittelt werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Szintillationszählern, die am TOF zur Anwendung kommen, den praktischen Prüfverfahren von Szintillatoren, Lichtleitern und den dazu benötigten physikalischen Geräten.

1 Photomultiplier

1.1 Schematischer Aufbau

Photomultiplierrohren (PMT) bestehen aus einem evakuierten Glaszylinder, von dessen zwei Stirnflächen eine zur notwendigen Spannungsversorgung und Signalauslese dient (Abb.3).

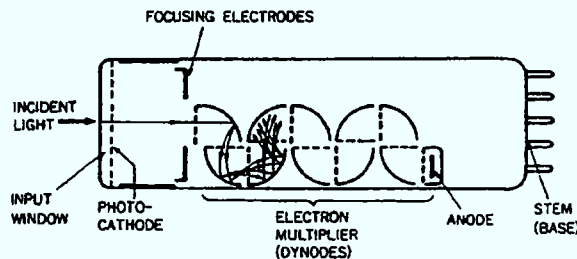


Abbildung 3: schematischer Aufbau einer 'head-on'-PMT

Die andere Stirnfläche ist beim 'head-on'-Typ (Abb.4b) aus speziellem nach Brechungsindex und spektraler Transmissionseigenschaft selektiertem Glas gefertigt, wobei diese Selektion unter dem Kriterium der bestmöglichen optischen Ankopplung an Lichtleiter oder Szintillatoren durchgeführt wird. Auf der Innenseite dieser Glasfläche ist eine halbdurchlässige photoempfindliche Schicht - die Photokathode - aufgebracht, die gegenüber der übrigen Anordnung auf negative Spannung gelegt wird, um die Elektronenemission zu begünstigen und die Primärelektronen auf die erste Dynode zu beschleunigen. Diese und die übrigen Dynoden bestehen i.a. aus Metallschalen mit einer bestimmten, leicht zur Elektronenemission anzuregenden Innenbeschichtung. Sie werden mittels ohmscher Spannungsteiler auf zur Anode hin abgestufte positive Spannungen gelegt, so daß eine Beschleunigung der Sekundärelektronen von Dynode zu Dynode erreicht wird. Ein in der Kathode erzeugtes Primärelektron wird also auf die erste Dynode beschleunigt - die Flugbahn wird dabei durch eine zusätzliche Fokussierelektrode optimiert -, trifft auf die Beschichtung auf und gibt dort seine kinetische Energie durch Produktion von Sekundärelektronen (5 - 10) ab. Wegen der anliegenden Spannungsdifferenz werden diese auf die zweite Dynode beschleunigt usw.. Schließlich trifft ein ganzes Elektronenpaket ($10^4 - 10^8$) auf die Anode und wird dort als notwendigerweise negatives Stromsignal entnommen.

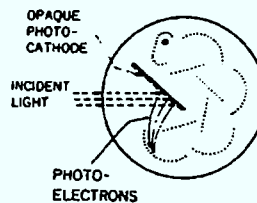
Beim 'side-on'-Typ (Abb.4a) kommt eine nicht durchlässige Schicht zur Anwendung. Die Photonen treten durch ein seitliches Fenster in die Röhre ein und treffen die als Metallscheibe mit photoempfindlicher Beschichtung ausgeführte Kathode. Der darauf folgende Vervielfachungsprozeß ist mit oben beschriebenen identisch. Die Anordnung von Dynoden und Anode ist konstruktionbedingt verschieden. Da für die Anwendung, bei der eine optische Ankopplung gefordert

wird, dieser Typ nicht in Frage kommt (er besitzt keine plane Fensterfläche), soll hier nicht weiter auf ihn eingegangen werden.

a) Side-On Type



a) Reflection Mode



b) Head-On Type



b) Transmission Mode

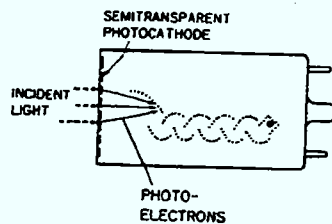


Abbildung 4: Verschiedene Photomultipliertypen

Abb.5 zeigt verschiedene 'head-on'-PMT-Typen, die sich in ihrer Dynodenstruktur und -anordnung unterscheiden.

- Der 'circular-cage'-Typ (a) wird meist nur in 'side-on', seltener in 'head-on'-PMT benutzt. Seine besondere Vorzüge sind Kompaktheit und damit gutes Zeitverhalten.
- Der 'box-and-grid'-Typ (b) enthält eine relativ einfache Anordnung aus hintereinandergeschalteten 90°-Dynoden ('boxes') mit Beschleunigungsgitter ('grids'). Obwohl das Zeitverhalten nicht optimal ist, kommt dieser Typ auf Grund seiner Einfachheit oft zur Anwendung.
- Für Fälle, in denen auf gute Zeitauflösung und hohe Signallinearität Wert

gelegt wird, eignet sich der 'linear-focused'-Typ (c) mit sog. 'Rajchman'-Dynoden, dessen besonderer Vorzug eine schnelle Ansprechzeit ist.

- Der 'venetian-blind'-Typ (d), dessen Dynoden nicht als Schalen sondern in Form mehrerer hintereinandergeschalteter 'Sonnen-' oder 'Sichtblenden' (daher der Name) ausgeführt sind, eignet sich vorzüglich für PMT mit großer Kathodenfläche. Die Gleichmässigkeit der Überführung der Primärelektronen von der Kathode zur ersten Dynode(ebene) und die Höhe des Ausgangssignals sind recht gut, das Zeitverhalten ist allerdings eher als schlecht zu bezeichnen.
- Neben hoher Signallinearität und guter Primärelektronenüberführung hat der 'proximity-mesh'-Typ (e) außerdem den Vorzug hoher Magnetfeldimmunität. Die Dynoden bestehen hier aus Ebenen nebeneinander angeordneter Streifen. Dieser Typ eignet sich für ortsauflösende PMT, wenn die Anode in getrennte Sektoren unterteilt wird.
- Schnellste Ansprechzeit, Magnetfeldimmunität und gute Ortsauflösung bietet der 'micro-channel-plate'-Typ (f), weshalb er auch oft als 'Referenz-PMT' bei PMT-Tests benutzt wird. Statt diskreter Dynoden kommen hier feine, mit Dynodenbeschichtungsmaterial ausgelegte Kanäle in einer Keramikscheibe zur Anwendung. Der Vervielfachungsprozeß in einem dieser Kanäle erfolgt, indem emittierte Elektronen aufgrund der Spannungsdifferenz zwischen Keramikplattenvorder- und -rückseite mit der Kanalinnenfläche kollidieren und dort ein Vielfaches an Sekundärelektronen herauslösen.

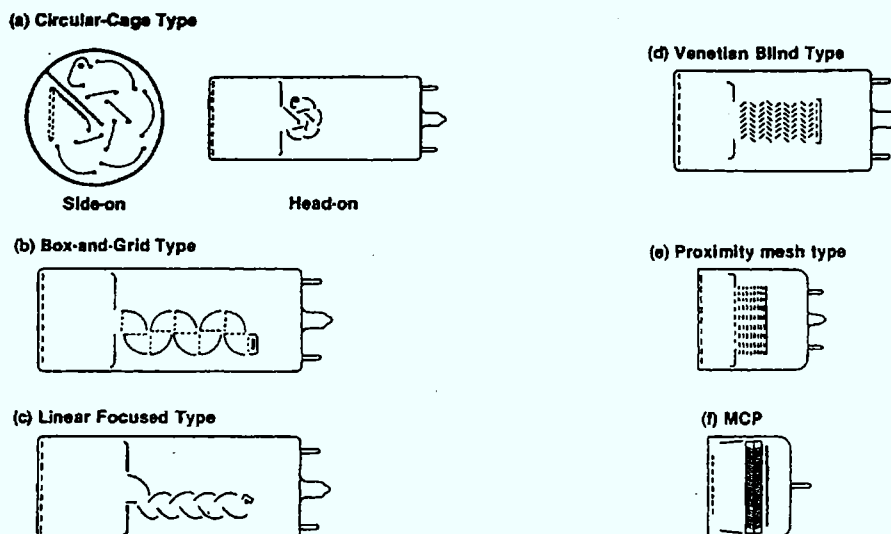


Abbildung 5: Verschiedene Dynodenstrukturen

1.2 Photokathode u. Statistik

1.2.1 Effektive Quanteneffizienz

Photokathoden haben ein materialabhängiges Quanteneffizienzmaximum, das meist im blauen Wellenlängenbereich (380-450nm) liegt und hier je nach Kathodenmaterial 20-28% beträgt. Weit verbreitet sind Bialkali-, Multialkali- und andere cäsiumhaltige (Sb-Cs, Ag-O-Cs) Kathoden, deren spektrale Empfindlichkeiten aus Abb.6 zu entnehmen sind.

Die für die Kathode geltende Quanteneffizienz η_γ ist definiert als

$$\eta_\gamma = \frac{\text{Anzahl der emittierten Primärelektronen}}{\text{Anzahl der einfallenden Photonen}} = \frac{N_K^e}{N_K^\gamma} \quad (1)$$

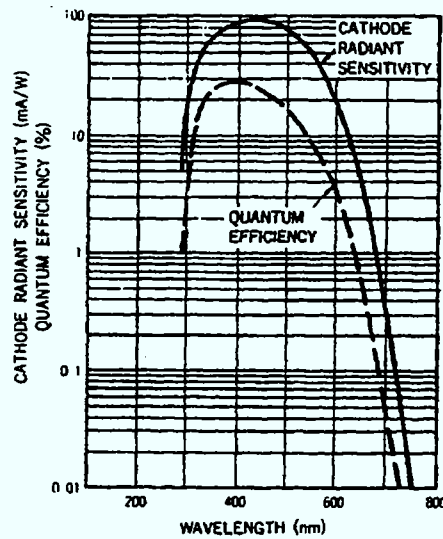


Abbildung 6: Spektrale Empfindlichkeiten und Quantenausbeuten für eine Photokathode

Sie nimmt zu höheren Wellenlängen wegen

$$E = \frac{hc}{\gamma} - E_a \quad (2)$$

stark ab. E_a ist die erforderliche Austrittsenergie eines Elektrons aus der Kathode, γ ist die Wellenlänge des Photons.

Neben der Quanteneffizienz η_γ ist der Überföhrungsfaktor

$$\frac{N_D^e}{N_K^e} = \frac{\text{Anzahl der auf die 1.Dynode treffenden Elektronen}}{\text{Anzahl der von der Kathode emittierten Elektronen}} \quad (3)$$

von Bedeutung, der meist dicht bei 1 liegt. Quanteneffizienz und Überföhrungsfaktor zusammen ergeben die effektive Quanteneffizienz η_{eff} :

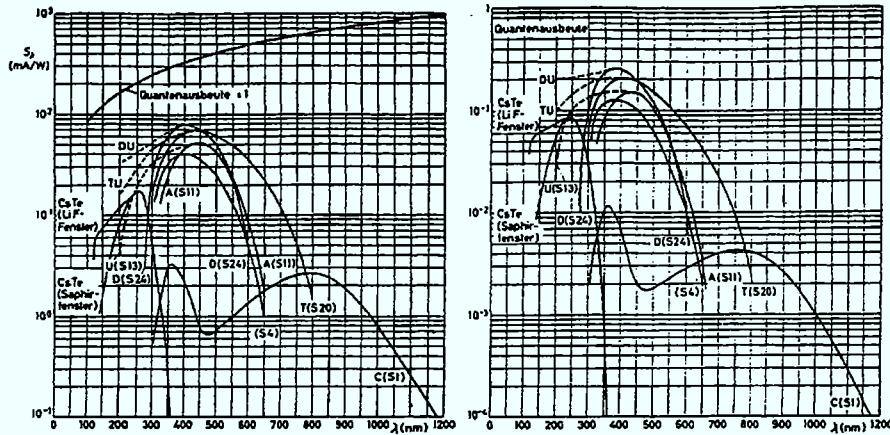


Abbildung 7: Spektrale Empfindlichkeiten und Quantenausbeuten für einige PMT

$$\eta_{eff} = \eta_{\gamma} \frac{N_D^e}{N_K^e} = \frac{N_K^e}{N_K^{\gamma}} \frac{N_D^e}{N_K^e} = \frac{N_D^e}{N_K^{\gamma}} \quad (4)$$

Diese beschreibt somit die Qualität von Photokathode und Fokussierung. Sie ist um so höher, je vollständiger die Überführung der Photoelektronen zur ersten Dynode ist.

1.2.2 Zeitauflösung der PMT

Beim Design einer PMT muß sowohl auf hohe Quanteneffizienz als auch auf möglichst kleine Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Elektronen Wert gelegt werden. Besonders bei PMT mit großen Kathoden stellt sich das Problem unterschiedlicher Laufzeiten. Eine Verringerung dieser Laufzeitunterschiede geschieht durch bestmögliche Abstimmung der Fokussierelektrodenlage, -form und -spannung. Bei großen PMT kann zusätzlich durch ein in den Spannungsteiler geschalteten Potentiometer das Potential der Fokussierelektrode an den jeweiligen Anwendungszweck angepaßt werden. Als wichtig an dieser Stelle ist anzumerken, daß der Überföhrungsgrad nicht über die gesamte Kathodenfläche konstant ist (Abb.8), sondern zu den Rändern hin stark abnimmt, weshalb nie die gesamte Fensterbreite einer PMT zu genaueren Messungen ausgenutzt werden sollte. Die Zeitauflösung hängt weiterhin von der Anzahl der Dynodenelektronen $\bar{n}$ ab. Der Zusammenhang

$$\Delta\tau \sim \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \quad (5)$$

wurde von (LES 77) mit einer MCP-PMT nachgewiesen (Abb.9). Daraus folgt, daß für eine gute Zeitauflösung eine ausreichende Lichtimpulshöhe an der Kathode der PMT wünschenswert ist.

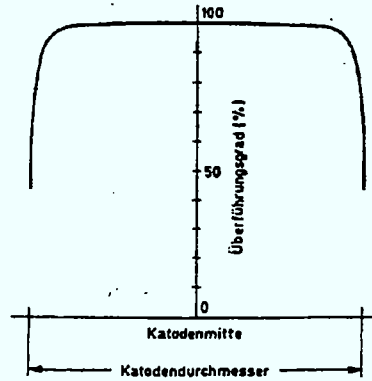


Abbildung 8: Örtlicher Überführungsgrad der Kathode

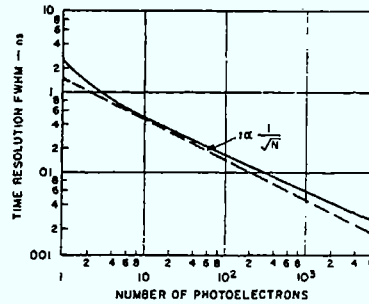


Abbildung 9: Zeitauflösung einer MCP-PMT als Funktion der Elektronenzahl pro Signal, gemessen mit einer Lichtpulsbreite von 2.3 nsec

1.2.3 Statistik in der Photokathode

Die Zahl der Photoelektronen in der Kathode einer PMT kann mit den Gesetzen der Statistik beschrieben werden. Bei einer mittleren Anzahl von Photoelektronen $\bar{n}$ erfolgt die Emission von X Elektronen gemäß einer Poisson-Verteilung mit der Wahrscheinlichkeit

$$P_P(X, \bar{n}) = \frac{\bar{n}^X}{X!} e^{-\bar{n}}. \quad (6)$$

Erwartungswert $\langle x \rangle$ und Schwerpunkt $\bar{n}$ der Verteilung sind identisch, die Standardabweichung σ_P ist gegeben durch

$$\sigma_P = \sqrt{\bar{n}} \quad (7)$$

die Halbwertsbreite FWHM lautet:

$$FWHM = 2.354\sqrt{\bar{n}} \quad (8)$$

Für die statistische Ineffizienz ϵ ist die durch die der PMT nachfolgende Elektronik bestimmte Schwelle s von Bedeutung, unterhalb der kein Nachweis der Dynodenelektronen zugelassen wird. Alle Ereignisse mit einer Dynodenelektronenanzahl $x < s$ sind damit verloren. Die allgemeine Formel lautet:

$$\epsilon = e^{-\bar{n}} \sum_{i=0}^{s-1} \frac{\bar{n}^i}{i!} \quad (9)$$

In Anwendungsfällen, in denen nur wenige Dynodenelektronen pro Ereignis zur Verfügung stehen und die elektronische Schwelle deshalb unterhalb des Einzel-Elektronen-Signals eingestellt wird, verringert sich die statistische Ineffizienz auf sogenannte 'Nullereignisse', also Ereignisse, bei denen kein Dynodenelektron auftritt. Diese sind unvermeidlich, da durch die Poisson-Statistik bedingt. Der Minimal- oder Mindestwert der statistischen Ineffizienz ist daher

$$\epsilon = P - P(0, \bar{n}) = \frac{\bar{n}^0}{0!} e^{-\bar{n}} = e^{-\bar{n}} \quad (10)$$

1.3 Dynode

Die Wirkungsweise der Dynoden einer PMT, meist zwischen 6 und 12 an der Zahl, beruht -wie schon dargelegt- auf dem Prozeß der Sekundäremission von Elektronen. An das Dynodenbeschichtungsmaterial müssen folgende Ansprüche gestellt werden:

- möglichst hoher Sekundäremissionsfaktor, da er die Gesamtverstärkung der PMT bestimmt,
- stabiler Sekundäremissionseffekt zur Gewährleistung einer stabilen Verstärkung,
- kleine thermische Emission.

Für die Dynodenbeschichtung könnten prinzipiell Photokathodenmaterialien mit ihren hohen Sekundäremissionsfaktoren Verwendung finden. Da sie aber nur im Vakuum beständig sind, was bei der PMT-Herstellung große Probleme aufwerfen würde und außerdem die daraus gefertigten Dynoden bei hoher Strombelastung schnell ermüden würden, benutzt man heutzutage bestimmte Legierungen, die zwar kleinere Sekundäremissionsfaktoren (Abb.10) haben, aber dafür kleinere o.g. Nachteile aufweisen. Diese Legierungen, z.B. Cu-Be oder Ag-Mg, werden oberflächlich oxidiert, um eine dünnere isolierende Beschichtung zu erreichen. Eine zusätzliche Aktivierung mit Cs dient zur Erhöhung der Sekundäremissionsfaktoren.

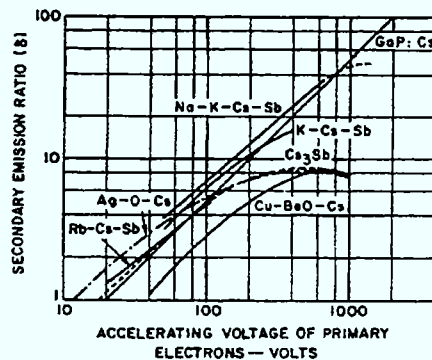


Abbildung 10: Sekundäremissionsfaktoren für einige Dynodenmaterialien als Funktion der Beschleunigungsspannung der Primärelektronen

1.4 Spannungsteiler

Spannungsversorgung

PMT können auf zwei Arten mit Spannung versorgt werden:

1. Kathode auf negativer Hochspannung
Anode auf Massepotential
2. Kathode auf Massepotential
Anode auf positiver Hochspannung

Beide Verfahren haben Vor- und Nachteile, bei (1) liegt die Anode auf 0V und kann daher sofort auf die nachfolgende, schnelle NIM-Signale (-16mA an 50Ω) verarbeitende Elektronik geschaltet werden (Abb.11). Die Kathode und damit die äußere leitende Röhrenbeschichtung liegt auf Hochspannung, was zur Folge hat, daß bei ungenügender Isolierung, Kondenswasser oder schlechtes, zur optischen Ankopplung von Lichtleitern benutztes Silikonöl, entweder Isolationsströme durch das PMT-Glas fließen oder durch Koronaentladungen teilweise recht hohe Lichtsignale vorgetäuscht werden können. Beides führt auf jeden Fall zu einer Erhöhung des PMT-Grundrauschens.

Liegt die Kathode wie bei (2) auf Massepotential (Abb.12), so sind keine derartigen Isolationsprobleme zu erwarten. Die Anodensignalauskopplung kann aber wegen der hohen Spannung nur über einen Trennkondensator erfolgen, was zwar eine schnelle Pulsmessung ermöglicht, eine Lichtmengenmessung (z.B. Dauerstrom bei 'Lichtlecks') aber unmöglich macht. Außerdem kann bei einem Defekt des Kondensators die nachfolgende Elektronik zerstört werden.

Spannungsverhältnisse

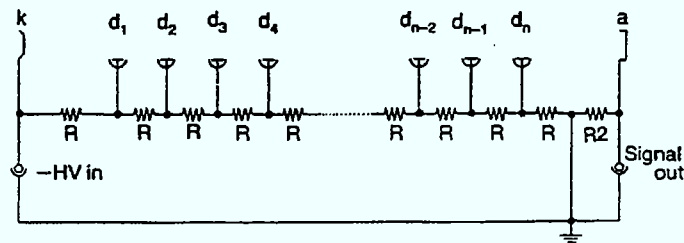


Abbildung 11: PMT-Anschlußsockel mit Kathode auf negativer Hochspannung

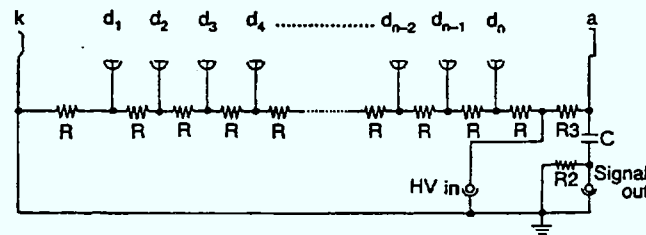


Abbildung 12: PMT-Anschlußsockel mit Anode auf positiver Hochspannung

Vorausgesetzt sei, daß alle Dynoden aus demselben Material sind - d.h. die Sekundäremissionsfaktoren δ_i sind gleich -, und der Spannungsteiler so aufgebaut ist, daß die Spannungsdifferenz zwischen zwei benachbarten Dynoden gleich sind (Abb.13). Bei einer Dynodenanzahl n teilt sich die an den Spannungsteiler angelegte Spannung U_B in n jeweils gleich große Teilspannungen U_b auf:

$$U_B = nU_b \quad (11)$$

(Die Spannung zwischen Kathode und erster Dynode bzw. zwischen letzter Dynode und Anode bleiben hier der Einfachheit halber unberücksichtigt.) Der Sekundäremissionsfaktor δ jeder Stufe ist dann - solange man deutlich unter dem Maximum der Sekundäremission bleibt - proportional zur Energie der Primärelektronen

$$\delta = kU_b, \quad (12)$$

wobei k ein Proportionalitätsfaktor ist. Die Gesamtverstärkung V ist dann

$$V = \delta^n = (kU_b)^n. \quad (13)$$

Die Gesamtspannung U_B ergibt sich damit zu

$$U_B = nU_b = \frac{n}{k} V^{\frac{1}{n}}. \quad (14)$$

Die Funktion $U_B(n)$ nimmt für $n = \ln V$ ein Minimum an. Für den Sekundärfaktor gilt dann $\delta = e$. Das Minimum von U_B lautet damit

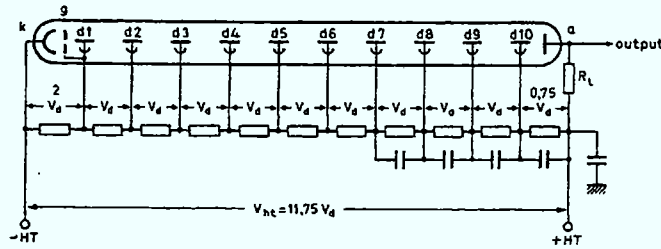


Abbildung 13: PMT-Anschlußsockel mit Stabilisationskondensatoren und gleichen Differenzspannungen zwischen den einzelnen Dynoden

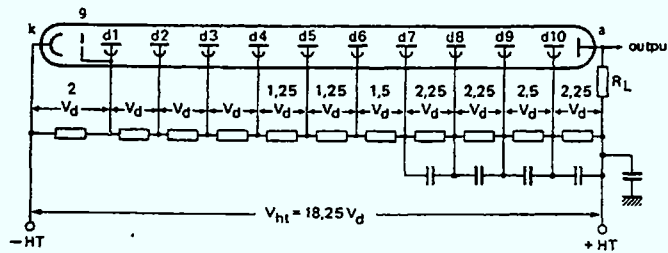


Abbildung 14: PMT-Anschlußsockel mit unterschiedlichen Differenzspannungen

$$U_{B_{min}} = n \frac{e}{k} = \frac{e}{k} \ln V. \quad (15)$$

Abb.15 zeigt gemessene Abhängigkeiten zwischen Dynodenstufenanzahl n und Speisespannung U_B für zwei Dynodenmaterialien bei konstanter Verstärkung V . Die Pfeile zeigen die für die jeweilige Verstärkung nach einer einfachen Formel errechnete Stufenzahl an. Es ist leicht einzusehen, daß bei angestrebter Verstärkung ein wesentliches Kriterium die Bestimmung der Dynodenanzahl ist. Zusätzlich ist aber zu beachten, daß eine möglichst geringe Speisespannung gewählt wird, einmal, um die fließende Ströme zu minimieren, zum anderen, um den Dunkelstrom, der mit steigender Spannung zunimmt, gering zu halten. Wichtig ist darüber hinaus die Berücksichtigung folgender Tatsachen:

- Die Laufzeit der Elektronen und die Laufzeitstreuung ist $\sim \frac{1}{\sqrt{U_B}}$, für letzteres gilt darüber hinaus eine $\sqrt{n}$ -Proportionalität.
- Die vor der letzten Dynode entstehenden Raumladungen werden bei höherer Stufenspannung schneller abgebaut. Bei gleicher Verstärkung kann somit die Stufenanzahl verringert werden.

Aus letztgenannten folgt, daß die Spannungsdifferenzen zwischen den einzelnen Stufen -besonders bei Anwendung mit schnellen, hohen Lichtsignalen- nicht überall gleich sein müssen, sondern zu den letzten Dynoden hin ansteigen können.

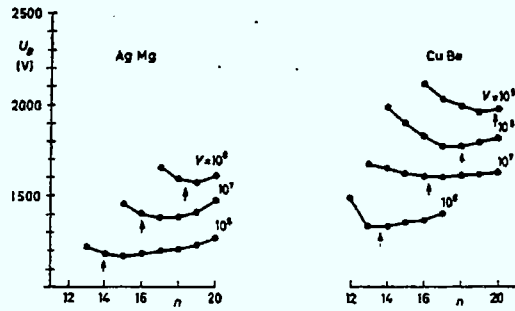


Abbildung 15: Zusammenhang zwischen Stufenzahl n und Speisespannung U_B

Ströme

Im stationären Fall, d.h. wenn die PMT kein Lichtsignal sieht, ist der Stromfluß durch den Spannungsteiler zeitlich konstant. Trifft nun ein Lichtpuls auf die Photokathode, so fließt zwischen Kathode und der ersten Dynode der Strom I_k . Zwischen erster und zweiter Dynode tritt sodann der Strom

$$I_{D_1} = (\delta_1 - 1)I_k, \quad (16)$$

zwischen vorletzter und letzter Dynode der Strom

$$I_{D_n} = \delta_1 \delta_2 \dots \delta_{n-1} (\delta_n - 1) I_k \quad (17)$$

auf. Die Ströme werden dem Spannungsteiler an den entsprechenden Stellen entnommen. Besonders bei den letzten Dynoden treten dadurch kurzzeitig recht hohe Ströme auf, die das Strom- und damit das Spannungsgleichgewicht im Spannungsteiler empfindlich stören. Um dem entgegenzuwirken, sind zwischen den letzten Dynodenanschlüssen den Spannungsteilerwiderständen Kondensatoren parallel geschaltet (Abb.13 und 14). Diese fangen die Stromspitzen innerhalb bestimmter Grenzen weitgehend ab.

Ist das zu messende Lichtsignal zu hoch, so begrenzt der Spannungsteiler die fließenden Ströme -die Verstärkung der PMT wird nicht linear (Abb.16) -. Dieser Zustand wird manchmal sogar bewußt herbeigeführt, wenn schnelle Triggersignale erzeugt werden sollen, ohne daß auf die Impulsamplitude -wie z.B. bei einer Energiemessung- Wert gelegt wird. Der Signalanstieg ist dann -wie bei jedem übersteuerten Signal- viel höher als im linearen Betrieb und die zeitliche Streuung der Triggersignale wird minimiert.

Bei einigen PMT-Sockeln besteht die Möglichkeit, im Bereich der letzten Dynoden eine zusätzliche Unerstützungsspannung (600-1000V) mit relativ hoher Strombelastbarkeit in den Spannungsteiler einzukoppeln. Damit wird erreicht, daß höhere Ströme durch diese Dynoden fließen können, wodurch eine höhere Verstärkung möglich ist. Die systembedingte Strombegrenzung durch die Wi-

derstände des Spannungsteilers wird mittels parallelgeschalteter Zenerdioden umgangen, was obendrein den Effekt einer recht genauen Spannungsstabilisierung hat.

Der Anodenstrom I_A ist im linearen Betrieb das Produkt der einzelnen Sekundäremissionsfaktoren mit dem Kathodenstrom

$$I_A = \delta_1 \delta_2 \dots \delta_n I_k , \quad (18)$$

Sind diese gleich, so vereinfacht sich die Formel zu

$$I_A = \delta_1^n I_k . \quad (19)$$

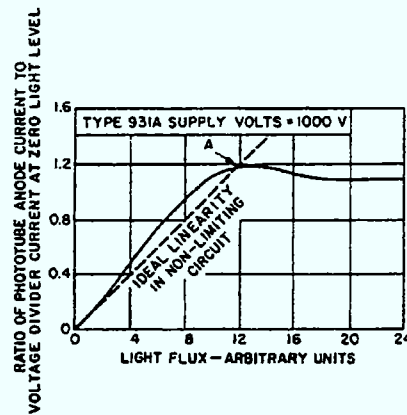


Abbildung 16: Relative Verstärkung einer PMT als Funktion der Beleuchtungsstärke

1.5 Rauschen

PMT liefern auch ohne Eingangssignal einen meist geringen Anodenstrom, dessen zeitlicher Mittelwert Dunkelstrom genannt wird. Dieser dem eigentlichen Signal überlagerte Rauschstrom besteht aus Elektronengruppen unterschiedlicher Größe, die in statistischer Folge auf die Anode treffen. Er wird hervorgerufen durch:

- thermische Emission,
- Feldemission,
- Ionisierung des Restgases,
- Lichtrückkoppelung,
- natürliche Radioaktivität des Kolbenglases und

- Isolationsströme.

Die Anteile dieser Effekte sind teilweise von der Speisespannung abhängig (Abb.17).

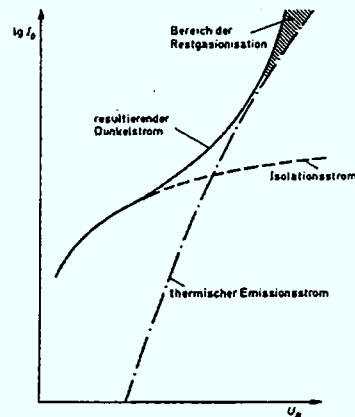


Abbildung 17: Abhängigkeit verschiedener Dunkelstromkomponenten von der Speisespannung

Thermische Emission: Die wichtigste Ursache des Dunkelstroms ist die thermische Emission der Kathode. Diese kann, da sie temperaturabhängig ist (Abb.18), durch Kühlung der Kathode mit Trockeneis oder flüssiger Luft um den Faktor 10-1000 verringert werden. Daneben gehen in den Dunkelstrom die thermischen Emissionen der Dynoden ein, so daß sich daraus ein Anodenstrom I_0 der Größe

$$I_0 = I_{k_0} \delta^n + I_{D_{10}} \delta^{n-1} + \dots + I_{D_{n-10}} \delta + I_{D_{n_0}} \quad (20)$$

ergibt, wobei δ der mittlere Sekundärfaktor der Dynoden ist. Die durch Kathode und erste Dynode bedingten Anteile am thermischen Emissionsstrom sind durch die nachfolgende Verstärkung dominant. Eine Verringerung dieser Rauschanteile durch geeignete konstruktive Maßnahmen (möglichst kleine Oberflächen der Kathode und erster Dynode) senkt den Dunkelstrom erheblich.

Feldemission Hohe Feldstärken bewirken besonders an scharfen Kanten und Spitzen -begünstigt durch das niedrige Austrittspotential der Alkalibeschichtungen- den Austritt von Elektronen aus der Oberfläche. Dieser Effekt kann durch einfache mechanische Maßnahmen wie Abrunden und Polieren aller Kanten und Spitzen vermindert werden. Auch ist es vorteilhaft, Elektroden mit großen Potentialunterschiede so weit wie möglich räumlich zu trennen.

Restgasionisierung: In der PMT vorhandene Restgasmoleküle können durch Elektronen ionisiert werden, woraufhin sie von den Dynoden und auch von der Kathode als negative Ionen absorbiert werden, was zu einer Emission von weiteren Elektronen führt. Durch eingefügte Trennwände und großflächige Fokussierelektroden kann das Auftreffen dieser Ionen auf Kathode und Dynoden wirksam verhindert werden.

Lichtrückkopplung: Elektronen, die aus der Vervielfacherstrecke ausbrechen, können beim Auftreffen auf den Glaskolben Szintillationen auslösen. Da dieser Effekt vorwiegend in Anodennähe auftritt, wirken die zur Restgasionenabschirmung verwendeten Trennwände auch als optische Abschirmungen.

Natürliche Radioaktivität des Kolbenglases: Im Kolbenglas in geringen Konzentrationen enthaltene radioaktive Isotope (vorwiegend ^{40}K) senden β - und γ -Strahlung aus. Aus diesem Grund finden meist Borsilikatgläser mit ihren sehr geringen K-Gehalten bei PMT-Herstellung Verwendung.

Isolationsströme Innerhalb der PMT werden Isolationsströme hauptsächlich durch Alkalimetallniederschläge (meist Cs) auf den Innenwänden des Kolbens hervorgerufen. Diese Niederschläge bilden dann leitende Verbindungen zwischen Elektrodenanschlüssen und -halterungen. Äußerlich können Schmutz und Feuchtigkeit die Isolation zwischen den Anschlüssen erheblich herabsetzen, wogegen aber mit einfachen Mitteln wie Reinigen und Trocknen vorgegangen werden kann.

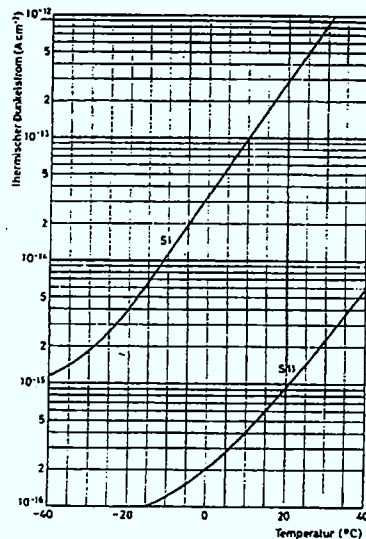


Abbildung 18: Thermischer Dunkelstrom einer S1- und einer S11-Kathode

2 Lichtleiter

Die Ankopplung von Szintillator und PMT erfolgt gewöhnlich über Lichtleiter, zum einen, um eine gute Lichtmischung zu erreichen, wodurch der Einfluß lokaler Empfindlichkeitsunterschiede der Photokathode vermindert wird, zum anderen, um das Szintillatorlicht bei systembedingter räumlicher Trennung von Szintillator und PMT zur Kathode zu leiten. Letzteres ist bei kompakten Detektoranordnungen (wie sie im TOF zu finden sind), in denen aufgrund von Platzmangel die Anbringung von PMT mit Sockel nicht möglich ist, von Bedeutung. Befindet sich der Detektor überdies noch in einem Magnetfeld, welches häufig der Fall ist, müssen die Lichtleiter so lang sein, daß die PMT außerhalb dieses Feldes positioniert werden können.

2.1 Materialien

Mögliche Materialien für Lichtleiter sind Glas, Quarz und transparente Kunststoffe. Quarz hat den Vorteil hoher UV-Durchlässigkeit, ist aber wie auch Glas schwierig zu verarbeiten, wenn man über zylindrische Formen hinausgeht.

Hier liegt der große Vorteil von Kunststoffen, die wegen ihrer niedrigen Schmelzpunkte (um 150°C) leicht verformbar sind. Da ihre Materialhärte im Gegensatz zu Glas gering ist, lassen sie sich mechanisch leicht bearbeiten, so daß auch komplizierte Formen, wie z.B. 'Fischschwänze' (Übergang von einem dünnen flachen auf einen runden Querschnitt), realisierbar sind. Auch das geringe Gewicht ist ein großer Vorteil gegenüber Glas, dadurch können Halterungen kleiner dimensioniert werden und somit in kompakten Detektoranordnungen, wie z.B. im Zentral- und Ring-Hodoskop, Platz gespart werden.

Der Vorteil, der durch die geringe Härte die Verarbeitung erleichtert, bringt allerdings auch den Nachteil mit sich, daß die Oberfläche sehr empfindlich gegenüber Kratzern und dergleichen ist. Ebenfalls sind Kunststoffe sehr 'streßanfällig' bei mechanischer Belastung, wie sie bei Transport oder spannende Formgebung auftreten. Dieser Streß äußert sich in feinen Haarrissen, die je nach der Größe der Belastung lokal begrenzt sind. An diesen Rissen wird das Licht gestreut und somit kommt es dort zu großen Verlusten. Problematisch ist auch die Beständigkeit gegenüber verschiedener chemischer Verbindungen (z.B. Aromate). Durch tempern bei $60 - 70^{\circ}\text{C}$ läßt sich allerdings diese Problematik entschärfen, wenn auch nicht restlos beseitigen. Plastiksintillatoren haben diesbezüglich analoge Vor- und Nachteile.

Zur Anwendung kommt hier hauptsächlich Plexiglas (Polymethylmethacrylat $\rightarrow$ PMMA), welches je nach Herstellungsverfahren in unterschiedlichen Reinheitsgraden erhältlich ist.

Hochreines PMMA, das nur in Form von Lichtleiterfasern erhältlich ist, hat zwar die höchste Transparenz, ist aber wegen seiner Form schwieriger zu verarbeiten. Polystyren (PS) ist im roten Wellenlängenbereich sehr transparent, kann

aber wegen seiner hohen Dämpfung im blauen Bereich, in dem Szintillatoren hauptsächlich arbeiten, nicht benutzt werden.

Da am TOF ausschließlich PMMA in Verwendung ist, wird im folgenden auch nur auf PMMA eingegangen.

2.2 Reflexion u. Grenzwinkel

Bei Übergängen zwischen transparenten Medien mit verschiedener optischer Dichte (Abb.19), d.h. verschiedenen Brechungsindizes n_i verhalten sich Einfallswinkel und Ausfallswinkel wie

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2 \quad (21)$$

Der Lichtstrahl wird in Abhängigkeit davon, ob $n_1 < n_2$ oder $n_1 > n_2$ zum Lot hin- bzw. vom Lot weggebrochen. Gilt $n_1 < n_2$, so tritt ein Grenzwinkel α_G auf, und zwar wenn $\alpha_2 = 90^\circ$:

$$\sin \alpha_G = \frac{n_2}{n_1} \quad (22)$$

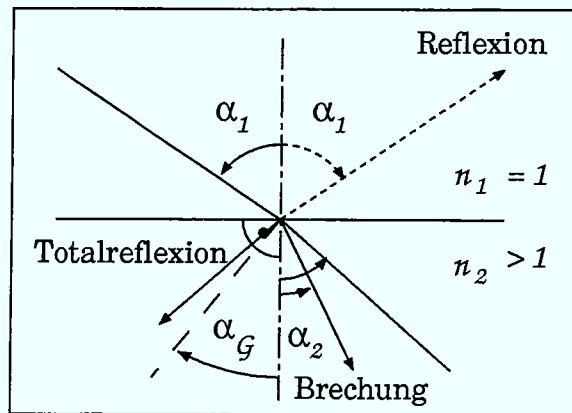


Abbildung 19: Brechung und Reflexion

Ist der Einfallswinkel $\alpha_2 > \alpha_G$, so wird der Lichtstrahl nicht gebrochen, sondern totalreflektiert. Dies wird bei Lichtleiter ausgenutzt. Der Übergang von Brechung zu Totalreflektion erfolgt aber nicht abrupt, sondern verhält sich, wie in Abb.20 zu sehen ist, derart, daß trotz Brechung fast immer ein nicht verschwindend geringer Teil des Lichtes reflektiert wird. Dabei ist die Polarisation des einfallenden Lichtes von besonderer Bedeutung. Senkrecht polarisiertes Licht wird unabhängig vom Einfallswinkel im Falle von Plexiglas zu mindestens 20% reflektiert, bei paralleler Polarisation tritt ein Reflexionsminimum beim sogenannten Brewsterwinkel α_B auf, der hier (Plexiglas→Luft)

$$\alpha_B = \arctan \frac{n_1}{n_2} = 33.85^\circ \quad (23)$$

beträgt. Dabei sinkt das Verhältnis von reflektierter zu einfallender Lichtamplitude $E_{\parallel}$ von 20% auf 0% ab und steigt dann aber relativ steil auf 100% (Totalreflexion) an. Die Fresnelschen Formeln, die diese Sachverhalte wiedergeben, lauten für senkrecht polarisiertes Licht

$$E_{\perp} = \frac{(\text{reflektierte Lichtamplitude})_{\perp}}{(\text{einfallende Lichtamplitude})_{\perp}} = \frac{E_{r\perp}}{E_{e\perp}} = \frac{\sin(\alpha_2 - \alpha_1)}{\sin(\alpha_2 + \alpha_1)} \quad (24)$$

und für parallel polarisiertes Licht

$$E_{\parallel} = \frac{(\text{reflektierte Lichtamplitude})_{\parallel}}{(\text{einfallende Lichtamplitude})_{\parallel}} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{e\parallel}} = \frac{\tan(\alpha_1 - \alpha_2)}{\tan(\alpha_2 + \alpha_1)}. \quad (25)$$

n_2 und α_2 sind hierbei auf das optisch dichtere Material (Plexiglas) zu beziehen, die Größen mit Index '1' gelten wie bei Abb.19 für Luft.

Der Brechungsindex von PMMA beträgt

$$n_P = 1.491. \quad (26)$$

Aus Gleichung 22 folgt somit der Totalreflexionsgrenzwinkel α_{GP} für den Übergang von PMMA zu Luft ($n_L = 1$)

$$\alpha_{GP} = 42.12^\circ. \quad (27)$$

Eine Unterschreitung dieses Winkels hat mit hoher Wahrscheinlichkeit eine Brechung des Lichtes aus dem Material heraus zur Folge, wodurch dieses Licht für den Meßprozeß zum Großteil verloren geht.

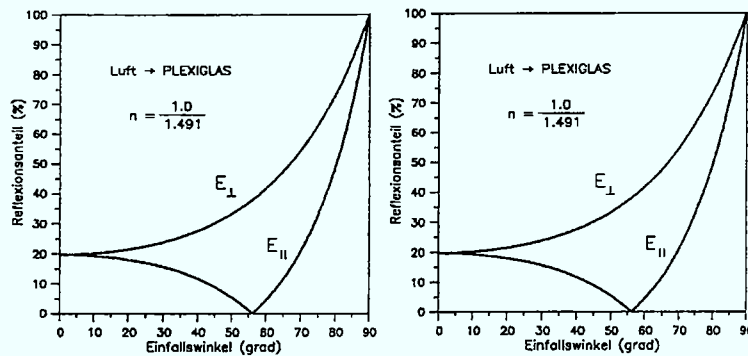


Abbildung 20: Reflexionsanteile von senkrecht und waagrecht polarisiertem Licht an PMMA-Luft-Grenzfläche

2.2.1 Ankopplung an Szintillator

Die Brechungsindize von Plastiksintillatoren, Plexiglas und Luft sind:

$$n_S = 1.58,$$

$$n_P = 1.491 \text{ und}$$

$$n_L = 1.$$

Daraus resultieren folgende Grenzwinkel für den Übergang von Szintillator zu Luft, zu Plexiglas, bzw. von Plexiglas zu Luft:

$$\alpha_{G_{S \rightarrow L}} = 39.27^\circ$$

$$\alpha_{G_{S \rightarrow P}} = 70.67^\circ$$

$$\alpha_{G_{P \rightarrow L}} = 42.12^\circ$$

Diese Grenzwinkel haben zur Folge, daß ein Teil des Lichtes, welches ein $\alpha_1 > \alpha_{G_{S \rightarrow P}}$ besitzt (Abb.21 Fall [A]), den Szintillator nicht verlassen kann. Ein weiterer Verlust tritt auf, weil das in den Lichtleiter hineingebrochene Licht ein α_2 von $0^\circ - 90^\circ$ besitzt und zum Teil beim nächsten Kontakt der Grenzfläche den Lichtleiter verläßt, da der zugehörige Grenzwinkel $\alpha_{G_{P \rightarrow L}}$ unterschritten wird (Abb.21 Fall [B]). In Abb.21 zum Beispiel beträgt der Akzeptanzwinkel α_A am Übergang von Szintillator zu einem zylindrischen Lichtleiter aus PMMA 44.42° (Abb.21 Fall [C] Gl.28). Aus Fall [D] in Abb.21 geht hervor, daß nur für Licht mit $\alpha_1 < \alpha_A$ im Lichtleiter der Fall [D] der Totalreflexion eintritt. Anzumerken ist an dieser Stelle, daß obige Betrachtungen nur für den 2-dimensionalen Fall gelten, der ein Sonderfall des 3-dimensionalen ist. Deshalb sind die Verluste in der Realität um einiges geringer.

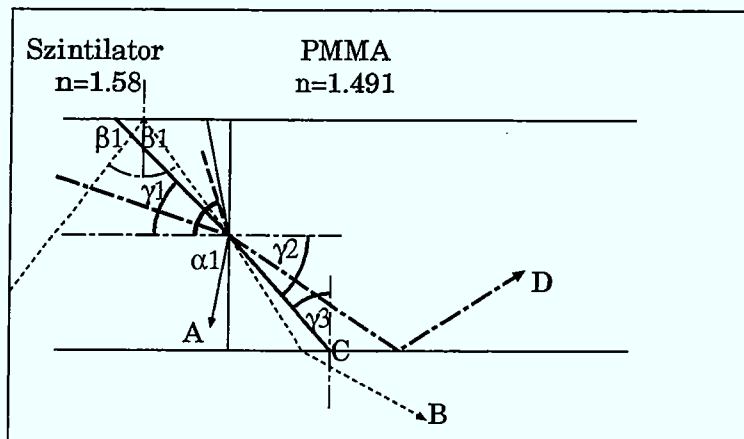


Abbildung 21: Übergang Szintillator-PMMA

Berechnung des Akzeptanzwinkels in Abb.21:

$$\gamma_3 > \gamma_{G_{P \rightarrow L}}$$

$$\gamma_2 = 90^\circ - \gamma_3$$

$$\Rightarrow \gamma_2 < 90^\circ - \gamma_{G_{P \rightarrow L}}$$

$$\begin{aligned}
\sin\gamma_1 n_S &= \sin\gamma_2 n_P & (28) \\
\gamma_1 &= \arcsin \frac{\sin\gamma_2 n_P}{n_S} \\
\Rightarrow \gamma_1 &< \arcsin \frac{\sin(90^\circ - \gamma_{G_{P-L}}) n_P}{n_S} \\
&\Rightarrow \gamma_1 < 44.42^\circ
\end{aligned}$$

2.2.2 Ankopplung an PMT

Da das Photokathodenfenstermaterial dem Szintillator bezüglich dem Brechungsindex angepaßt ist, liegt dieser im Bereich von $n_K = 1.5$. In diesem Fall ist der Ausfallswinkel größer als der Einfallswinkel und somit der Akzeptanzwinkel π . Durch diese Umstände sind am Übergang von PMMA zu PMT keine gravierende Verluste zu erwarten.

2.3 Gestaltung der äußeren Form von Lichtleiter

Durch geschickte Auswahl der äußeren Form können Lichtverluste stark verringert werden. So sind die Verluste in Abb.21 leicht zu verringern, indem der Zylinder durch einen Kegelstumpf ersetzt wird (Abb.22).

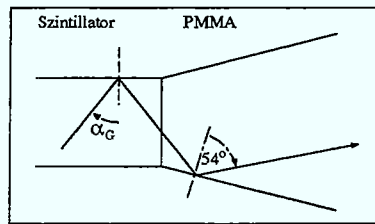


Abbildung 22: Verbesserter Übergang Szintillator-PMMA

Lichtleiterübergänge, die in Form von Trichtern oder klassischen 'Fischschwänzen' ausgeführt sind, haben zu große Lichtverluste, wie aus Phasenraumbetrachtungen leicht nachvollziehbar ist (Abb.23). Da sich der Phasenraum nicht verkleinern läßt, führt eine Reduzierung des Lichtleiterquerschnitts zu unakzeptablen Verlusten. Konsequenterweise muß der Querschnitt zumindest erhalten bleiben.

Alle Formänderungen des Querschnitts sollten so 'sanft' wie nur möglich ausgeführt werden. Man spricht dann von **adiabatischen Übergängen** bzw. **Querschnittsvergrößerungen**.

Diese Überlegung bietet auch Vorteile bei der Gestaltung von Biegeradien. Obwohl PMMA-Lichtleiter von ihrer mechanischen Formbarkeit her engste Biegeradien erlauben, sind diese physikalisch nicht sinnvoll, da sie große Lichtverluste hervorrufen. Lichtstrahlen, deren Einfallswinkel im geraden Lichtleiter kleiner

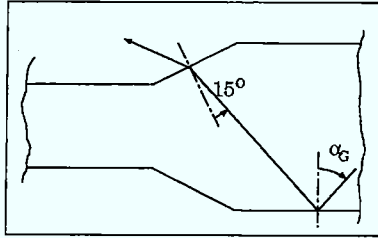


Abbildung 23: Verluste bei Querschnittsverringering

dem Grenzwinkel sind und somit im Bereich der Totalreflektion liegen, sehen die Reflektionsbedingungen in der Biegung nicht mehr erfüllt. Es gilt dann $\alpha < \alpha_G$, und der Lichtstrahl wird herausgebrochen (Abb.24). Um so größer das Verhältnis zwischen Biegeradius und Leiterradius, desto kleiner wird der Einfallswinkel. Es besteht die Beziehung

$$\alpha_{ein} \sim \frac{R_{Biege}}{r_{Leiter}} \quad (29)$$

Um diese Verluste gering zu halten, sollte der Biegeradius mindestens das 20-fache des Lichtleiterradius betragen. Noch günstiger ist es, keine klassische Biegung zu wählen, sondern eine mit adiabatische Querschnittsvergrößerung. Zum Beispiel kann der äußere Rand als archimedische Spirale geformt sein, d.h. daß der äußere Radius sich ständig leicht vergrößert und somit auch der Querschnitt (Abb.24).

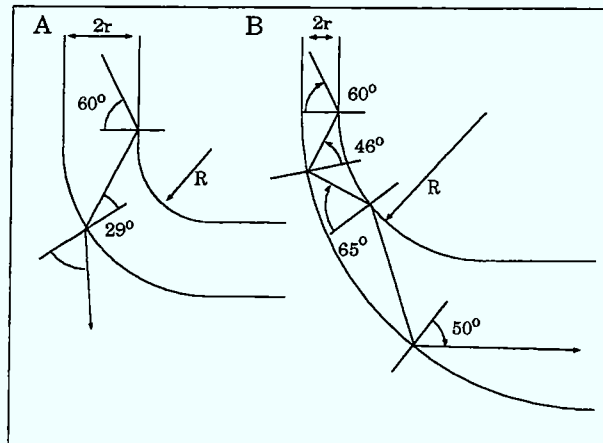


Abbildung 24: Lichtverluste am stark gebogenem Lichtleiter [A] und deren Vermeidung [B]

Ein zusätzlicher positiver Aspekt der adiabatischen Formgebung ist der Effekt der Parallelisierung. Wie in den Abb.21 und 24 zu sehen ist, erfährt das Licht eine Vorwärtsorientierung. Eine unendliche Lichtdüse würde an ihrem hypothetischen Ende paralleles Licht abgeben und zwar unabhängig davon, welchen Anfangswinkel dieses hatte. Durch diesen Effekt verringern sich die Laufzeitunterschiede z.T.

drastisch, wodurch sich die Qualität der Zeitmessung mit Szintillatordetektoren aufgrund folgender Umstände erhöht:

Erstens geht die Anzahl der registrierten Photonen mit dem Faktor $n^{-0.5}$ in die intrinsische Zeitauflösung der PMT ein,

und zweitens spielt -vor allem bei niedriger Photonenzahl- die Zeitdispersion, d.h. die Differenz zwischen maximaler und minimaler Laufzeit des Lichts, eine wichtige Rolle. Wie man im folgenden (Gl.32 und Abb.25) sieht, ist die Laufzeitdispersion allein durch die Form des Lichtleiters vorgegeben und kann somit durch Berücksichtigung des adiabatischen Prinzips optimiert werden.

Für einen rechtwinkligen 2-dimensionalen Lichtleiter kann der maximale Lichtweg errechnet werden durch Spiegelung mit dem maximalen Winkel $\alpha_m < (90^\circ - \alpha_G)$:

$$l_{max} = \frac{l}{\cos \alpha_m} \quad (30)$$

Durch hinzufügen des Faktors $(\cos \alpha_m)^{-1}$ ergibt sich der 3-dimensionale Fall eines Zylinders:

$$l_{max} = \frac{l}{\cos^2 \alpha_m} \quad (31)$$

$$\Delta t = t_{max} - t_{min} = \frac{l}{c} \frac{1}{\cos^2 \alpha_m} - \frac{l}{c} = \frac{l}{c} \left(\frac{1}{\cos^2 \alpha_m} - 1 \right) \quad (32)$$

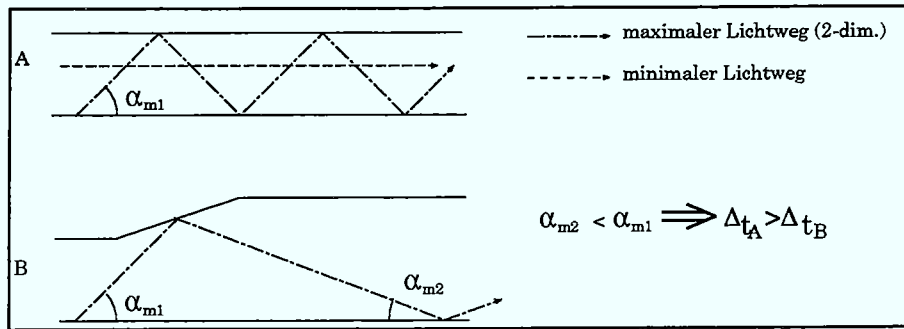


Abbildung 25: Verringerung der Laufzeitdifferenz

Bei allen hier genannten Effekten ist es wichtig, die Verringerung der Divergenz durch Querschnittsvergrößerung so früh wie möglich durchzuführen, da die Verbreiterung der Laufzeitverteilung oder Lichtverluste durch schlechte Oberflächenqualität einen irreversiblen Vorgang darstellt.

3 Szintillatoren

3.1 Szintillatoren und Szintillationsmechanismus

Szintillatoren, insbesondere die für die Anwendung am TOF interessanten Plastiksintillatoren, sind chemische Zusammensetzungen organischer Systeme. Letztere sind dadurch gekennzeichnet, daß ihre Moleküle in ihrer Grundstruktur aus Benzolringen bestehen. Anstelle eines oder mehrerer H-Atome können z.B. Methylgruppen eingebaut sein (p-Dimethylbenzol), wodurch diese Ringe spezielle chemische Bindungen beinhalten, deren Elektronenkonfigurationen es erlauben, durch ein den Szintillator durchquerendes geladenes und mit diesem elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen in verschiedene Anregungszustände zu gelangen, von wo aus der Übergang in den jeweiligen Grundzustand innerhalb einiger Nanosekunden meist in mehreren Stufen unter Abgabe von Photonen und Phononen vor sich geht.

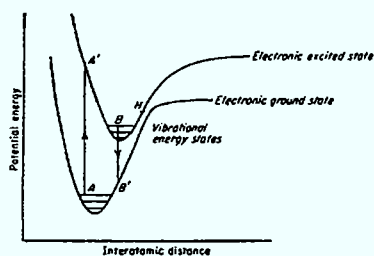


Abbildung 26: Anregungsniveaus eines Szintillators

Bei Plastiksintillatoren sind o.g. Benzolringe ähnlich einer flüssigen Lösung in eine Polymatrix eingebaut. Diese Polymere, z.B. Polystyren oder polyvinyltoluen (PVT) szintillieren von sich aus. Die Lichtausbeute ist aber wegen starker Reabsorption der Emissionsphotonen und Relaxation durch Abgabe von Phononen gering. Eine drastische Erhöhung in der absoluten Szintillationseffizienz S wird durch eine minimale Zumengung (wenige %) spezieller aromatischer Stoffe wie 2,5-Phenyl-Oxazole (PPO) oder 1,4-Di-[2-(5-Phenyloxazolyl)]-Benzene (POPOP) -sog. Wellenlängenschieber- erreicht. Dadurch, daß die Photonenemission bevorzugt an diesen vonstatten geht, ist der Szintillator transparenter. Die Anregung der Benzolringe wird entweder durch Absorption der von ihnen emittierten Photonen oder durch Excitonen-austausch übertragen. Anregungsniveaunterschiede von Polymeren und beigemischten Molekülen sind nämlich verschieden, weshalb Absorptions- und Emissionsspektrum des Szintillator nicht identisch sind. Somit ist die Wahrscheinlichkeit einer Reabsorption eines emittierten Photons im Gegensatz zum reinen Polymersintillator stark herabgesetzt. Auch ist es möglich, durch richtige Auswahl der beigemischten Stoffe das Emissionsspektrum des Szintillators auf die spektrale Empfindlichkeit der PMT-Kathode

abzustimmen.

Weiterhin ist es von besonderer Wichtigkeit, die Szintillatormaterialkomponenten so auszuwählen, daß die Photonenabgabe überwiegend aufgrund von Fluoreszenz geschieht. Phosphoreszenz verlängert das Lichtsignal erheblich, so daß diese Komponente so gut wie möglich minimiert werden muß.

3.2 Energieverluste

Ein geladenes Teilchen gibt auf seinem Weg durch Materie Energie über verschiedene Prozesse ab:

- elastische Stöße mit Hüllenelektronen,
- elastische Stöße mit Atomkernen,
- inelastische Stöße mit gebundenen Elektronen,
- Anregung von Kernzuständen über inelastische Stöße mit Atomkernen,
- Bremsstrahlung und
- Verluste durch Cerenkoveffekt.

Für Szintillatoren ist dabei nur die elektromagnetische Wechselwirkung durch inelastische Stöße mit gebundenen Elektronen von Bedeutung. Die Stärke dieses Effektes ist sowohl von der Kernladungszahl Z_{inc} und der relativistischen Geschwindigkeit β des die Materie durchquerenden Teilchens als auch von der Atommasse A_{med} , Kernladungszahl Z_{med} und Dichte ρ_{med} des Szintillatormaterials abhängig. Ausgedrückt werden diese Zusammenhänge durch die Bethe-Bloch-Formel, die den wahrscheinlichen Energieverlust dE eines Teilchens pro Längeneinheit dx angibt.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{inc} = \frac{D Z_{med} \rho_{med} Z_{inc}^2}{A_{med} \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_{med}} \right] (1 + \nu) \quad (33)$$

$$\text{wobei } D = 4\pi N_L r_e^2 m_e c^2 = 0.3070 \text{ MeV} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

I, δ, C und ν sind phänomenologische Funktionen:

- I charakterisiert die Bindungsenergie der Elektronen im Material und wird als $I \cong 16Z_{med}^{0.9} eV$ angenommen, sofern $Z_{med} > 1$. Es sind aber Abweichungen des Ionisationspotentials von 10% wegen atomarer Effekte wie Komplettierung einer Elektronenschale, chemischer Bindung oder Phasenzustand der Substanz möglich.
- δ stellt den Dichteeffekt über die Energieverlustrate dar und ist nur für hochrelativistische Teilchen in dichten Materialien nicht vernachlässigbar. Für ultrahochrelativistische Teilchen nähert sich δ dem Wert $2\ln \gamma + const.$, wobei die Größe der Konstanten sowohl von der Dichte als auch von der chemischen Zusammensetzung des Materials abhängig ist.
- C gibt Schalenkorrekturen zu den Energieverlusten an und ist nur für Teilchengeschwindigkeiten, die im Bereich der Geschwindigkeit der gebundenen Elektronen des Materials liegen, nicht zu vernachlässigen.
- ν repräsentiert elektromagnetische Korrekturen höherer Ordnung und ist nur wichtig, wenn $|Z_{inc}/\beta| \cong 137$ gilt.

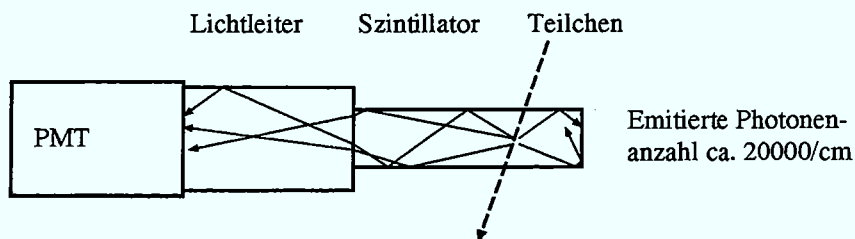
Die Bethe-Bloch-Formel ist nur für relativistische Teilchen anwendbar. Abgesehen von sehr kleinen β -Werten fällt $(dE/dx)_{inc}$ mit steigenden β zuerst stark ab, bis der Energieverlust im Bereich um $\beta = 0.96$ ein Minimum annimmt, um dann langsam anzusteigen. Dieser Kurvenverlauf kommt dadurch zustande, daß die Wechselwirkungszeit des Teilchens mit dem Szintillatormaterial mit steigender Teilchengeschwindigkeit β pro Längeneinheit dx kleiner wird. Für hochrelativistische Teilchen ($\beta \rightarrow 1$) vergrößert sich deren Geschwindigkeit mit zunehmender Energie nicht mehr stark, so daß die Wechselwirkungszeit nahezu konstant ist. Das Minimum bezeichnet die minimale 'stopping power', also den kleinsten überhaupt möglichen Energieverlust.

4 Prinzip der optischen Gütemessung

Für alle Untersuchungen von Szintillatoren muß eine definierte Anzahl von Photonen in den Szintillator eingebracht werden bzw. muß dieser einer ionisierenden Strahlung bekannter Größe ausgesetzt werden. Die Strahlung wiederum emittiert im Szintillator Photonen. Durch Berechnung des Energieverlusts der Teilchen im Szintillator und mit der Voraussetzung, daß die Quantenausbeute des Szintillatormaterials bekannt ist, läßt sich die Anzahl der emittierten Photonen ermitteln (vgl. Kapitel 3.1 und 3.2). Für ein minimal ionisierendes Teilchen ergibt sich so eine Emission von ca. $2 \cdot 10^4$ Photonen pro cm Weglänge des Teilchens im Szintillatormaterial.

Eine ungleich höhere Photonenzahl wird durch das Einkoppeln eines Laserstrahls erreicht. So enthält ein roter HeNe-Laser mit einer Leistung von 10 mW ca. $3 \cdot 10^{16}$ Photonen (Abb.27).

Szintillator und Lichtleiter im Experimenteinsatz :



optisches Testverfahren für Szintillator und Lichtleiter :

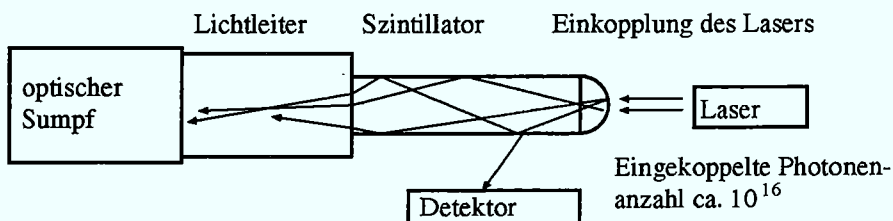


Abbildung 27: Photonenzahl in den Prüfobjekten

Für Untersuchungen der Oberflächengüte bietet die Methode des Lasers wesentliche Vorteile:

- Dadurch, daß als Detektor Photodioden verwendet werden können, muß das Prüfobjekt nicht wie bei der Verwendung von PMT lichtdicht verpackt werden; das Abdunkeln des Raumes genügt vollständig.
- Durch die hohe zeitlich und örtlich konstante Photonenzahl ist eine grobe Beurteilung mit dem bloßen Auge möglich.

- Es ist möglich, neben der Gesamtbeurteilung des Prüfobjekts auch den Ort von markanten Fehlerstellen zu bestimmen. Hierdurch sind Rückschlüsse auf die Entstehung dieser Fehlerstellen möglich, und somit können eventuell die Ursachen für diese Störstellen beseitigt werden.

Das Laserverfahren bietet sich somit vor allem dann an, wenn eine Produktion größerer Stückzahl geplant ist. Durch die Begutachtung von Prototypen lassen sich die Produktionsbedingungen für die endgültige Serie verbessern. Ebenso können einzelne Teile aus der Serie miteinander verglichen werden, so daß nur die besten Stücke zur Anwendung kommen.

4.1 Laser

LASER : **L**ight
 Amplification
 by **S**timulated
 Emission
 of **R**adiation

4.1.1 Laserprinzip u. Aufbau

Ein Laser besteht im wesentlichen aus (Abb. 28) :

- einem aktiven Medium
- einem Spiegel
- einem halbdurchlässigen Spiegel
- und einer Hochspannungs-Versorgung

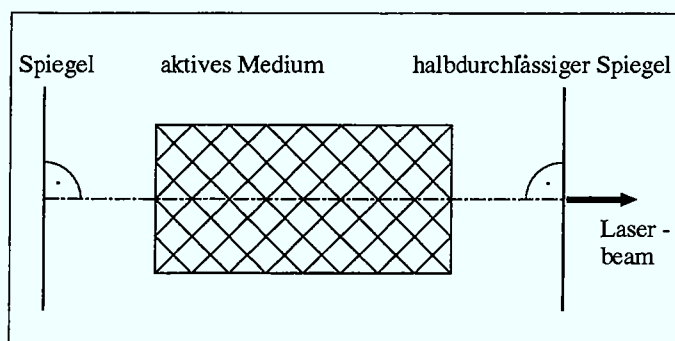


Abbildung 28: schematischer Aufbau

Das aktive Medium ist bei dem hier verwendeten Laser ein Gemisch aus ca. 85% Helium und ca. 15% Neon. Durch elektrische Anregung werden die Heliumatome auf ein höheres Niveau gehoben. Da aber alle Atome ihren Grundzustand der geringsten Energie anstreben, gibt es diese Energie in Form von γ -Quanten ab.

$$\Delta E_{e-} = h * \nu_{\gamma}$$

Diese Übergänge geschehen unmittelbar $\Delta t = 10^{-8}s$ und willkürlich, d.h., alle möglichen Übergänge, die erlaubt sind, finden auch mit gleicher Verteilung statt. Als Bedingung gilt, daß das Elektron beim Bahnwechsel seine Nebenquantenzahl l oder Spinquantenzahl s um 1 ändert. Übergänge, die auf einen metastabilen Zustand enden, können aufgrund der Quantenbedingungen die verbleibende Energie nicht mehr in Form von γ -Quanten abgeben. Die Atome, die sich in solchen metastabilen Zuständen befinden, können nur durch Stoß ihren Grundzustand erreichen. Die Verweildauer in diesem Zustand ist hierdurch sehr viel größer $\Delta t = 10^{-3}s$. Bei der Auswahl der Gase für einen Laser ist darauf zu achten, daß die Stoßenergie eine geeignete Größe hat, um das zweite Gas (hier : Neon) auf ein Niveau zu heben, von welchem eine Quanten-Emission der gewünschten Wellenlänge möglich ist (Abb. 29).

$$\Delta E = h * \nu_{\gamma} \quad (34)$$

- Zwei Arten von Emission werden unterschieden :
1. spontane Emission
(eine Umkehr der Absorption)
 2. stimulierte Emission
diese ist typisch für Laser

Durch spontane Emission entsteht im aktiven Medium ein γ -Quant, das wiederum bei anderen angeregten Ne-Atomen eine stimulierte Emission hervorruft. Es entsteht ein lawinenartiger Effekt. Die hierdurch hervorgerufenen γ -Quanten sind identisch mit dem hervorrufenden γ -Quant, d.h., beide Photonen besitzen gleiche Richtung, Energie, Impuls und schwingen in Phase. Man sagt auch, sie sind *kohärent*. Schließlich ist der gesamte Laserimpuls kohärent, dies gilt sowohl räumlich als auch zeitlich (Abb. 30).

Besetzungsinversion

Im aktiven Medium ereignen sich stimulierte, spontane Emission und Absorption. Ein elektromagnetisches Strahlungsfeld kann ein Teilchen entweder zum Übergang in einen energetisch höheren (Absorption) oder tieferen (stimulierte Emission) veranlassen, vorausgesetzt, daß seine Frequenz gerade mit der Energiedifferenz zwischen beiden Zuständen übereinstimmt.

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} \quad (35)$$

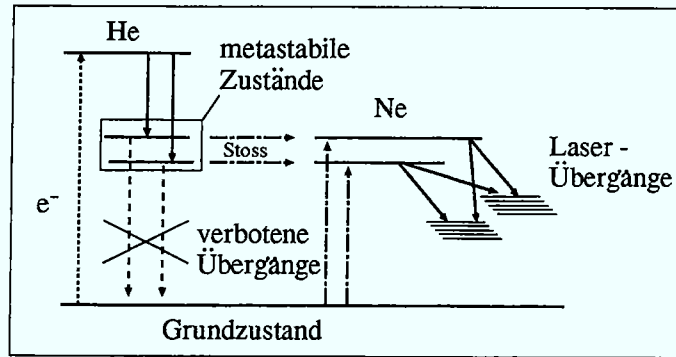


Abbildung 29: Laserübergänge

Beide Vorgänge sind gleichberechtigt, d.h., im Normalfall geschehen sie mit der selben Wahrscheinlichkeit. Im Falle eines funktionierenden Lasers muß jedoch die Emission überwiegen!

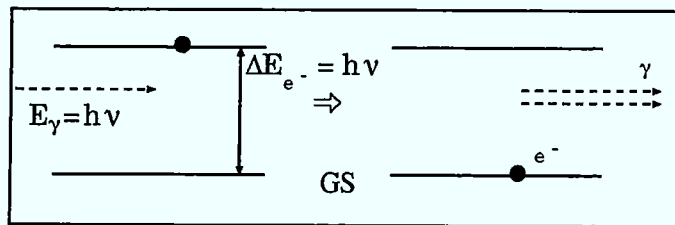


Abbildung 30: stimulierte Emission

Bei genügend starker Anregung kann so ein großer Teil der Atome mit metastabilen Niveaus gleichzeitig angeregt sein und so Energie speichern. Darauf beruht das Laserprinzip. Es muß also dafür gesorgt werden, daß die Wahrscheinlichkeit für ein Stimulation so groß wie möglich ist.

$$\text{Absorption : } -\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = B_{12} * \mu_{(\nu)} * N_1 \quad (36)$$

$$\text{stimulierte Emission : } -\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = B_{21} * \mu_{(\nu)} * N_2 \quad (37)$$

für stim.Emission > Absorption :

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12} * \mu_{(\nu)} * N_1 - B_{21} * \mu_{(\nu)} * N_2 \quad (38)$$

es gilt : $B_{12} = B_{21} = B$

$$\frac{dN_2}{dt} = B * \mu_{(\nu)} * (N_2 - N_1) > 0 \implies N_2 > N_1 \quad (39)$$

- N_1 : Anzahl der nicht angeregten Teilchen
- N_2 : Anzahl der angeregten Teilchen
- $\mu_{(\nu)}$: spektrale Energiedichte

Resonator

Der Resonator wird durch die beiden Spiegel gebildet. Als Spiegel werden sowohl ebene als auch gekrümmte verwendet. Die ebenen Spiegel haben gegenüber den gekrümmten den Nachteil, daß ein nicht parallel zur optischen Achse reflektierter Strahl verlorenght (Abb.31).

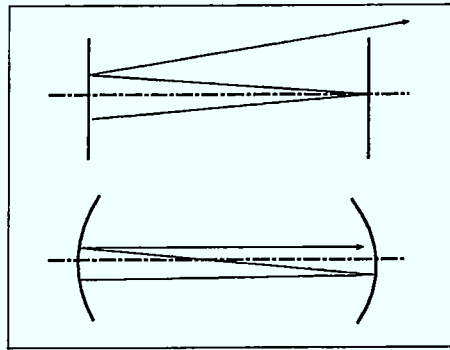


Abbildung 31: Laserspiegel

Im Resonator bildet sich eine stehende Welle aus Laserlicht, welches wiederum stimulierte Emission auslöst.

Die Resonanzbedingungen sind :

$$\begin{aligned} k * L &= m * \pi & m &= 1, 2, \dots \\ L &= \text{Länge des Resonator} \\ k &= \frac{2*\pi}{\lambda} = \text{Wellenvektor} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow L = m * \frac{\lambda}{2}$$

Moden

Aus Gl.4.1.1 (m ist eine sehr große natürliche Zahl) wird ersichtlich, daß nicht nur für ein λ_m die Resonanzbedingungen erfüllt sind, sondern für alle λ , die ein ganzzahliger Teiler von $2L$ sind. Die Strahlung eines Lasers besteht deshalb im allgemeinen aus Licht mehrerer eng benachbarter Frequenzen (Moden), die um einen Betrag

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (40)$$

getrennt sind, falls keine besonderen Maßnahmen, wie z.B. Einbau eines Modenfilters, getroffen werden. Diese diskreten sehr scharfen Linien im Emissionsspektrum des Lasers sind die sog. longitudinalen Moden. Prinzipiell können stehende Wellen auch in von der Resonatorachse abweichenden Richtungen gebildet werden. Dies führt dann zu entsprechenden transversalen Moden. Da der hier verwendete

Laser im Grundmodus TEM_{00} arbeitet, wird auf den Einfluß der transversalen Moden auf die Strahlungseigenschaften im folgenden nicht eingegangen. Die Laserstrahlung des TEM_{00} Grundmodus hat ein Gauß'sches Intensitätsprofil, mit der Konsequenz, daß der Strahl keine scharfe Randbegrenzung besitzt. Aus diesem Grund wird der Strahldurchmesser durch den Bereich des Strahlprofils definiert, in dem die Intensität auf ein e^{-2} ten Teil (= 13.5%) ihres Maximalwertes im Strahlzentrum abgefallen ist.

4.1.2 Divergenz, Aufweitung

Wegen den physikalischen Beugungsgesetzen kann ein Laserstrahl niemals exakt parallel sein. Er ist immer mehr oder weniger divergent, d.h. sein Durchmesser nimmt mit wachsender Entfernung von der Austrittsöffnung am Resonator zu. Die geringste Divergenz erreicht man mit Laser, die im TEM_{00} Grundmodus arbeiten und somit ein Gauß'sches Intensitätsprofil besitzen. Die genaue Beziehung, die den Verlauf des Strahldurchmessers in seiner Längsrichtung beschreibt, lautet (vergl. Abb.32):

$$d_z^2 = d_0^2 \left[1 + \left(\frac{4\lambda z}{\pi d_0^2} \right)^2 \right] \quad (41)$$

mit der Definition des vollen Divergenzwinkels

$$\theta = \frac{4\lambda}{\pi d_0} \quad (42)$$

folgt:

$$d_z^2 = d_0^2 \left[1 + \left(\frac{\theta z}{d_0} \right)^2 \right] \quad (43)$$

Für Entfernungen ab einigen Metern läßt sich die Formel in erster Näherung zu

$$d_z = z \theta \quad (44)$$

vereinfachen.

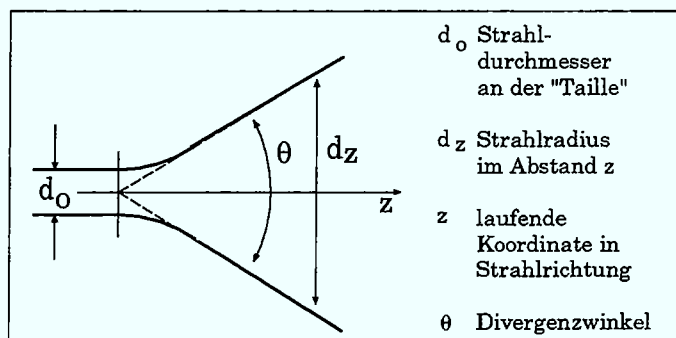


Abbildung 32: Divergenz des Laserstrahls

Die Divergenz läßt sich mittels einer Aufweitungsvorrichtung auf Grund der Gleichung 43 um den Aufweitungsfaktor verringern. Diese Aufweitungssysteme (Abb.33) bestehen im allgemeinen aus einem Galilei'schen Teleskop, dessen Aufweitungsfaktor $V_{Aufw.}$ sich aus dem Verhältnis der Linsenbrennweiten f_1 und f_2 ergibt.

$$V_{Aufw.} = \frac{f_2}{f_1}$$

Durch hinzufügen eines Pinhole's am Fokussierungspunkt der ersten Linse erhält man einen Modenfilter. Dieselben Beugungsgesetze, die die Parallelität des Strahls begrenzen, begrenzen auch den minimal erzielbaren Brennfleckdurchmesser d_f :

$$d_f = \frac{4 \lambda f_1}{\pi d} = f \theta \quad (45)$$

Diese Formel gilt allerdings nur für ideale Linsen und muß mit einem Korrekturfaktor behaftet werden, um eine reale Linse beschreiben zu können. Dieser Korrekturfaktor beträgt für Linsen günstiger Form ca. $\frac{4}{3}$.

$$\Rightarrow d_f = \frac{4}{3} f \theta \quad (46)$$

Da unterschiedliche Moden auch unterschiedliche λ besitzen und dieses die Divergenz θ beeinflusst (Gl.42), besitzen sie auch unterschiedliche d_{fm} , so daß durch geeignete Auswahl des Pinhole's verschiedene Moden eliminiert werden können. Der so in seiner Qualität verbesserte Laserfleck besitzt als Folge davon eine wesentlich gleichmäßigere Helligkeitsverteilung.

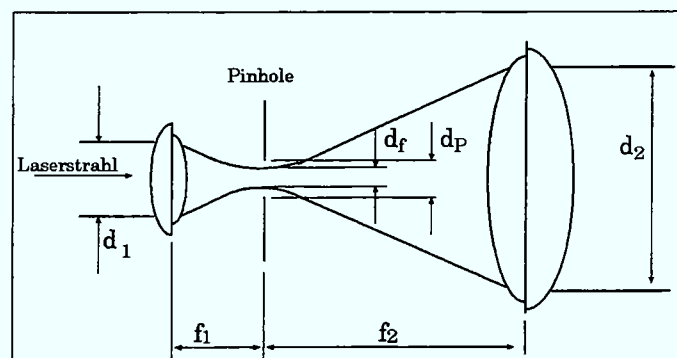


Abbildung 33: Aufweitungssystem mit Modenfilter

4.1.3 Einkoppeln des Lasers am Lichtleiter

Es können zwei Arten von Oberflächen am Lichtleiter unterschieden werden (Abb. 34)

- A) Oberflächen, die Grenzflächen zur Luft darstellen. Hier soll Totalreflexion stattfinden und kein Licht verlorengehen.
- B) Stirnflächen, die Grenzflächen zu anderen Komponenten (z.B.: Photomultiplier, Szintillator oder andere Lichtleiter) darstellen. Hier soll Licht ein- bzw. ausgekoppelt werden.

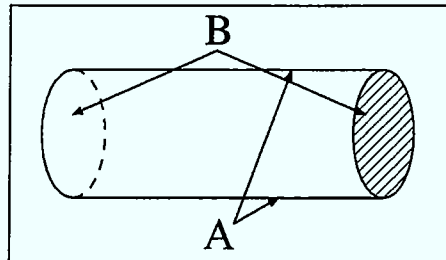


Abbildung 34: Definition der Oberflächenarten

Oberflächen (A)

Mit dem Laser muß quasi jeder Punkt der Lichtleiteroberfläche mit jedem Winkel kleiner/gleich des Grenzwinkels getroffen werden, damit eine Aussage über die Oberflächengüte getroffen werden kann. Hierfür ist es notwendig, den Laserbeam so einzukoppeln, daß alle möglichen Fälle damit abgedeckt werden können. Dies wurde mit einer Halbkugel aus Lichtleitermaterial erreicht (Abb. 35).

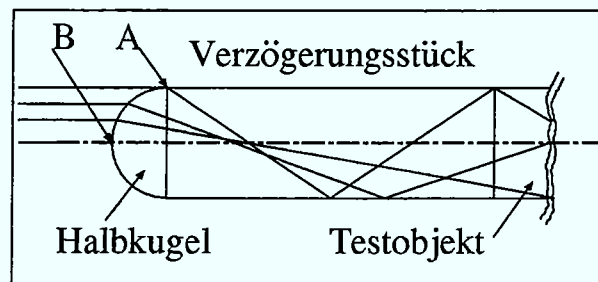


Abbildung 35: Test der Oberfläche (A)

1. Strahlen, die die Halbkugel an Punkt A tangential treffen, werden maximal (mit dem Grenzwinkel) in den Lichtleiter gebrochen.
2. Strahlen, die zwischen Punkt A und B treffen, werden mit Winkel $0 < \alpha < \alpha_G$ eingekoppelt.
3. Strahlen, die radial auftreffen, werden unabgelenkt eingekoppelt.

Wenn die gesamte Halbkugel beleuchtet wird, können alle möglichen Reflexionen im Lichtleiter vorgefunden werden. Durch ein Verzögerungsstück, das in der Länge variabel ist, wird gewährleistet, daß das Testobjekt von Beginn an getestet werden kann.

Stirnflächen (B)

Da hier möglichst das gesamte Licht ungeschwächt passieren soll, ist es von Vorteil, wenn der aufgeweitete Laserbeam nur diese Flächen trifft (Abb. 36). Falls es innerhalb des Leiters zu Reflexionen an den Oberflächen kommt, können Störstellen an diesen die Meßung verfälschen.

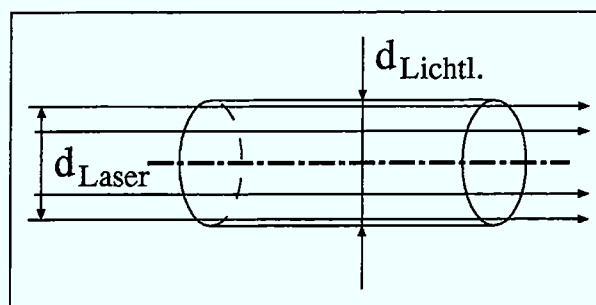


Abbildung 36: Test der Stirnfläche (B)

Der Strahl wird hier auf einen geringfügig kleineren Radius als der des Lichtleiters aufgeweitet und senkrecht zur Stirnfläche mittig eingekoppelt. Somit kann der größte Teil der Fläche auf Störstellen und Reflexion an der Grenzfläche untersucht werden.

4.1.4 Auskoppeln des Lasers am Lichtleiter

Aufgrund der Reflexionsgesetze ist eine unerwünschte Reflexion an den Grenzflächen der Stirnseiten nicht zu vermeiden. Diese Reflexion liegt beim Übergang von Plexiglas zu Luft und senkrechter Einstrahlung in der Größenordnung von ca. 4%.

Da dieses Licht sich in einem adiabatisch geformten Lichtleiter, dessen Querschnitt sich in der gewünschten Laufrichtung des Lichts vergrößert, entgegen dieser bewegt, verkleinert sich der Winkel α zur Normalen der Grenzfläche bei jeder Reflexion, bis der Grenzwinkel α_G unterschritten wird und somit der Lichtstrahl aufgrund des Brechungsgesetzes aus dem lichtleitenden Medium (Lichtleiter oder Szintillator) herausgebrochen wird. Dieses austretende Licht ist somit kein Maß für die Häufigkeit der Fehlstellen der Oberflächen. Da es aber nicht zu unterscheiden ist, ob das Licht aus einer Fehlstelle stammt oder rückläufiges ist, wird eine Beurteilung der Oberflächengüte anhand austretendes Licht verfälscht (Abb.37).

Ziel beim Auskoppeln muß also eine Vermeidung bzw. Minimierung dieser Reflexion sein. Theoretisch könnte dies mittels optischer Ankopplung eines Körpers

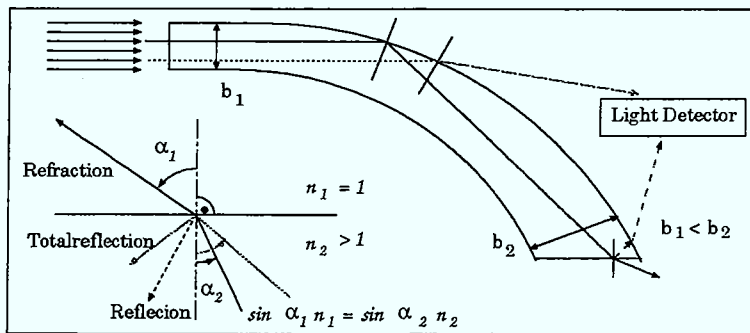


Abbildung 37: Reflexion an der Auslesefläche

mit dem selben Brechungsindex n wie das zu untersuchende Testobjekt und dessen Phasenraum unendlich ist, geschehen. Eine andere Möglichkeit wäre, daß dieser Körper mitdem selben n aus einem absolut schwarzen Material besteht, das das Licht zu 100% absorbiert. Real ist beides nicht möglich und so wurde eine Kombination bestehend aus einer Annäherung der o.g. theoretischen Wege gewählt (Abb.38).

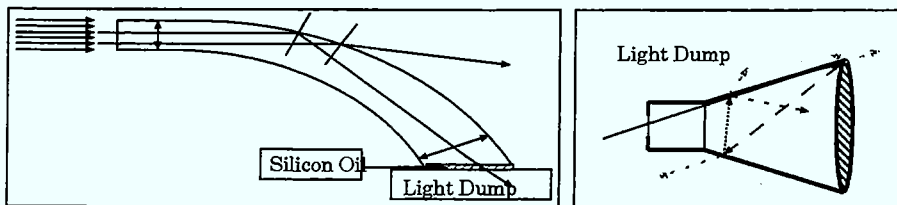


Abbildung 38: Eliminierung der Reflexion an der Auslesefläche

Dieser optische Sumpf gefertigt aus Plexiglas vergrößert seinen Phasenraum in Laufrichtung und ist bis auf die Ankoppelfläche mit einem mattschwarzen lichtdichten Lack gestrichen. Zusätzlich ist die Stirnfläche, die zum Ankoppeln gedacht ist, größer dimensioniert als die Auslesefläche des Testobjekts. Dadurch verringert sich die Wahrscheinlichkeit, daß rückläufiges Licht sich wieder in das Testobjekt einkoppeln kann im Verhältnis der Auslese- zur Einkoppelfläche. Als Ankopplungsmedium wird Silikonöl verwendet.

4.2 Fotodiode

Fotodioden bestehen aus Halbleitermaterial. Dies kann an verschiedenen Stellen gleichzeitig p- und n- leitend sein. Zwischen beiden Gebieten besteht dann eine pn- Grenzschicht durch die die Majoritätsträger in das jeweilig andere Gebiet diffundieren, bis sich ein Gleichgewichtszustand einstellt. Beiderseits der Grenzschicht entsteht also eine dünne Schicht, die fast frei von beweglichen Ladungsträgern ist. Eine äußere Spannung verändert die Dicke dieser Schicht. Legt man

den Pluspol an die n- Schicht, wandern die Majoritätsträger von der Grenzfläche weg. Zur Rekombination gelangen nur noch wenige Ladungsträger, es fließt ein sehr geringer Sperrstrom.

$$I_{Sperr} \sim e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (47)$$

$$\Delta E = E_l - E_v \text{ (z.B. bei Si 1,1eV)}$$

T =Temperatur/K

k =Boltzmannkonst.

Bei Photodioden nutzt man den inneren Photoeffekt. Durch Bestrahlung mit Licht werden Valenzelektronen in das Leitungsband gehoben. Voraussetzung ist, daß die Lichtquanten eine entsprechende Energie besitzen (Abb. 39).

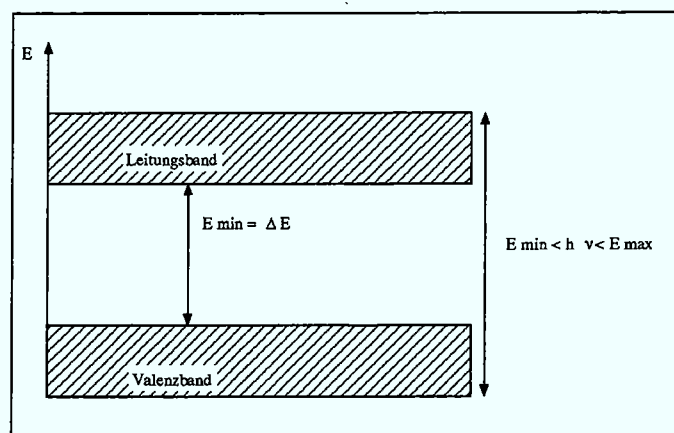


Abbildung 39: innerer Photoeffekt

Die Leitfähigkeit nimmt mit der Zahl der auftreffenden geeigneten Photonen zu, d.h., bei einer angelegten Spannung nimmt der Sperrstrom zu. Der minimale Sperrstrom einer Fotodiode nennt man auch Dunkelstrom (vergl. Gl.47). Dieser ist der Strom, der auch fließt, wenn die Diode sich im absolut Dunkelen befindet.

4.2.1 Einsatzfähigkeit der Diode

verwendete Diode : BPX90 I_D $< 30\text{nA}$
angelegte Sperrspannung $=12\text{V}$

verwendeter Laser: HeNe λ $= 632,8\text{nm}$
Leistung P_{ab} $=10\text{mW}$

$$Q = I * t = 30\text{nA} * 1\text{s} = 30\text{nC} \quad (48)$$

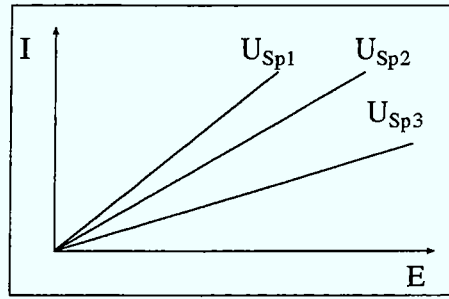


Abbildung 40: Stromverhalten der Diode

Jedes γ , daß die Verarmungszone der Diode trifft, erzeugt dort einen zusätzlichen Minoritätsladungsträger, der den Sperrstrom erhöht.

Mit einem Wirkungsgrad $\eta = 10\%$ benötigt man also 10 Photonen für ein e^- . Wenn die Anzahl der Photonen bekannt ist, kann der Photodiodenstrom berechnet werden.

Um ein einfallendes Licht anhand des erzeugten Stroms nachzuweisen, muß dieser größer sein als das Rauschen des Dunkelstroms.

Mit $I_D < 30nA$:

$$n_{e^-} = \frac{30nC}{e} = 1.873 * 10^{11} \gamma/s \quad (49)$$

Mit $\eta = 10\%$ werden $1.873 * 10^{12} \gamma/s$ benötigt für $I = 30nA$

Der verwendete Laserstrahl beinhaltet $n_\gamma/s = 3.19 * 10^{16}$

$$E_{\gamma \ 632.8nm} = h * \frac{c}{\lambda} \quad (50)$$

$$n_\gamma/s = \frac{E_{Laser}/s}{E_{\gamma \ 632.8nm}} \quad (51)$$

d.h., die Diode "sieht" noch 0.006% des Gesamtlaserstrahls.

4.2.2 Kalibrierung der Diode

Für Meßzwecke ist es wichtig, daß der Strom proportional zu der Beleuchtungsstärke ist (Abb. 40).

Dieses lineare Verhalten kann durch Abschwächungsversuche nachgewiesen werden, weiter auch, ab welcher Beleuchtungsstärke die Diode in Sättigung geht. Für die durchzuführende Tests ist es von Bedeutung, daß dieses lineare Verhalten gegeben ist. Hierzu wurde die Diode direkt mit dem gebündelten Laserstrahl beleuchtet und der Sperrstrom gemessen. Im weiteren wurde der Strahl mit einer unterschiedlichen Anzahl identischer Folien abgeschwächt.

Es ist ein exponentieller Abfall des Stromes zu erwarten. Wie unschwer aus der

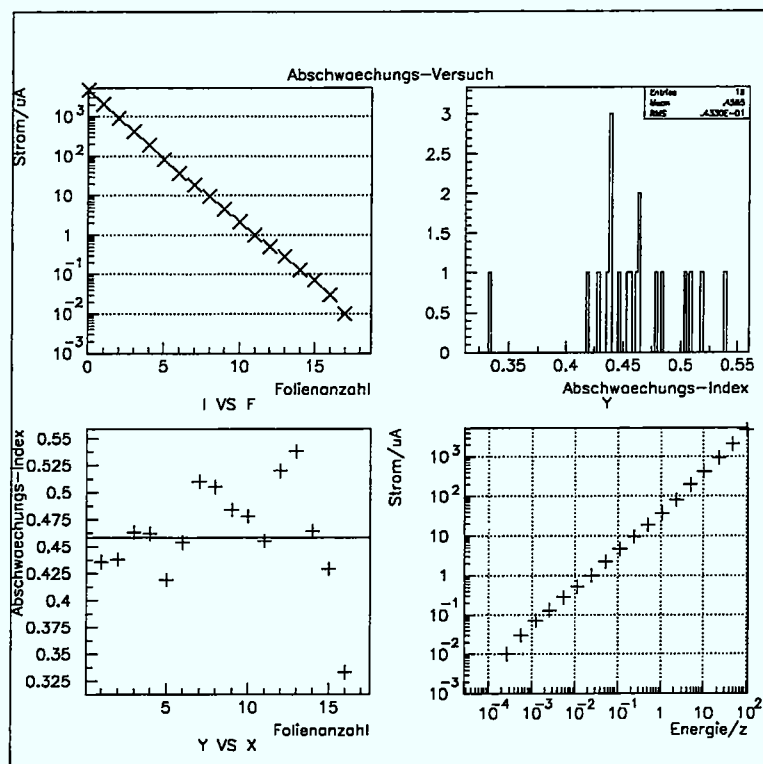


Abbildung 41: Linearität der Diode

Meßkurve abzulesen ist, tritt dieser Fall auch ein (Abb.41 links oben). Aus dieser Geraden läßt sich der Abschwächungsindex f_a der Folien bestimmen (Abb.41 rechts oben/links unten).

$$f_a = \frac{I_1}{I_0} \quad (52)$$

Mit dem gemittelten Wert für f_a kann jedem Strom eine Energie zugeordnet werden und damit ebenfalls eine Beleuchtungsstärke, die ein Maß für die Anzahl der Photonen des Laserstrahls ist (vgl. Gl.50 u.51).

Als Ergebnis dieses Tests kann gesagt werden, daß diese Zuordnung ausreichend vertrauenswürdig ist in einem Bereich von 100 - 0.006 % der gesamten Beleuchtungsstärke des verwendeten Lasers.

4.3 Tests mit dem Laser-Dioden-Verfahren

4.3.1 Ermittlung von Transparenz und Ankopplungsgüte

Das hierfür angewendete Testverfahren setzt folgende Bedingungen voraus :

- das Prüfobjekt muß eine gerade Form besitzen und
- der Querschnitt muß konstant sein.

Sowie eine der beiden Bedingungen nicht mehr erfüllt ist, kommt es zu Reflexionen des Laserlichts an den äußeren Oberflächen (Oberfläche A aus Kapitel 4.1.3), welche die Meßung verfälschen (siehe Kapitel 4.1.3). Aus diesem Grund kommen nur 'genormte' Prüfobjekte in Frage, d.h. es kann lediglich die Transparenz des Material festgestellt werden. In diesem Fall wurden Zylinder mit gleichen Querschnitt verwendet. Im weiteren kann die Ankopplungsgüte von verschiedenen Medien (Luft, Silikonöl, Wasser ...) festgestellt werden.

Zylinder

Mit Hilfe mehrerer Zylinder, die sich lediglich in der Länge unterscheiden, ist es möglich experimentell den Transmissionsgrad des Lichtleiters und die Größe der Reflexion an den Grenzflächen zu ermitteln (Abb. 42).

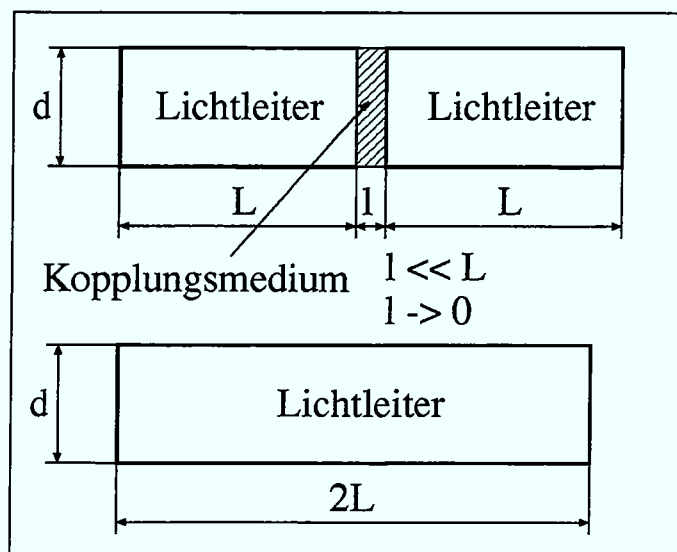


Abbildung 42: Versuchsanordnug Zyl.

Der Laser hierzu wird wie unter 4.4.2 beschrieben durch mindestens drei unterschiedliche Versuchsanordnungen geschickt und der aus der Anordnung austretende Strahl wird gebündelt auf die Diode gelenkt (Abb. 43).

Beispiel mit 3 Anordnungen:

- a) je 2 Lichtleiter mit Länge L; Ankopplungsmedium Luft
- b) je 2 Lichtleiter mit Länge L; Ankopplungsmedium Silikonöl
- c) ein einziger Lichtleiter mit Länge 2L

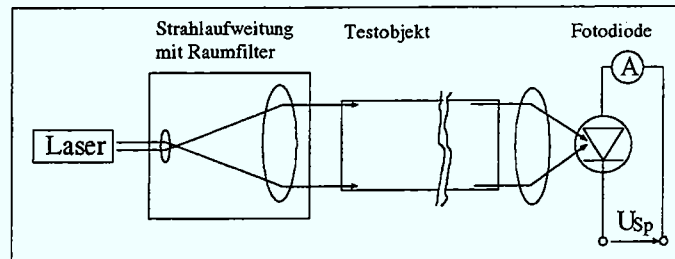


Abbildung 43: Versuchsaufbau Zyl.

Aufstellen der Gleichung für die Intensität :

$$I = I_0 * f_a^x * f_{RefL.LL}^y * f_{RefL.LS}^z \quad (53)$$

- I : abgeschwächte Intensität des Lasers
 - I_0 : Intensität des Lasers
 - f_a : Abschwächungsindex/Längeneinheit L
 - x : Anzahl der Längeneinheit L
 - $f_{RefL.LL}$: Verlustfaktor an der Grenzfl. Luft-Lichtleiter
 - y : Anzahl der Grenzfl. Luft-Lichtleiter
 - $f_{RefL.LS}$: Verlustfaktor an der Grenzfl. Siliconöl-Lichtleiter
 - z : Anzahl der Grenzfl. Siliconöl-Lichtleiter
- für a) $x = 2$; $y = 4$; $z = 0$

$$\longrightarrow I = I_0 * f_a^2 * f_{RefL.LL}^4 * f_{RefL.LS}^0$$

b) $x = 2$; $y = 2$; $z = 2$

$$\longrightarrow I = I_0 * f_a^2 * f_{RefL.LL}^2 * f_{RefL.LS}^2$$

c) $x = 2$; $y = 2$; $z = 0$

$$\longrightarrow I = I_0 * f_a^2 * f_{RefL.LL}^2 * f_{RefL.LS}^0$$

Aus diesem Gleichungssystem läßt sich nun f_a , $f_{RefL.LL}$ und $f_{RefL.LS}$ bestimmen.

Ergebnisse : 0,6% Reflexionsverluste je Grenzschicht Plexiglas/Silikonöl
 4,2% Reflexionsverluste je Grenzschicht Plexiglas/Luft
 1.2% Dämpfungsverluste je 0,1m Lichtweg in Plexiglas

4.3.2 Oberflächengüte

Für komplexe Formen, wie die im folgenden untersuchten 'bananenförmigen' Szintillatoren des Ringhodoskop am TOF, ist keine getrennte Beurteilung der einzelnen Oberflächen möglich, sie müssen gemeinsam beurteilt werden. Dadurch ist nur ein qualitativer Vergleich zwischen Prüfobjekte gleicher Bauart realistisch. Dieser ist jedoch völlig ausreichend zur Feststellung von Qualitätsschwankungen in einer Produktionsreihe bzw. zur Auswahl des Herstellers aufgrund des Vergleichs von Prototypen.

Das Laserlicht wird hierfür mit allen möglichen Winkeln in den Szintillator eingekoppelt (siehe Kapitel 4.1.3 Oberfläche A) und da hier Reflexionen an sämtlichen Oberflächen erwünscht sind, spielt der Querschnittsverlauf und sonstige Formgebung keine Rolle. Das Licht, daß die Auslesefläche verläßt, ist nicht parallel, vielmehr treten alle Winkel auf, die das Brechungsgesetz erlaubt. Es ist also keine vollständige Bündelung auf die fotoempfindliche Fläche einer Fotodiode möglich. Für eine Meßwerterfassung bieten sich folgende zwei Möglichkeiten an :

Die gesamte Auslesefläche müßte für die erste Variante mit Fotodioden, die optisch angekoppelt und elektrisch parallel geschaltet (Abb.44) sind, so daß deren Signale addiert zu einem Meßgerät geführt werden, abgedeckt sein. Bei gleicher Lichtmengeneinkopplung ist somit an hand des gemessenen Stroms I_{ges} eine Qualitätsunterscheidung möglich.

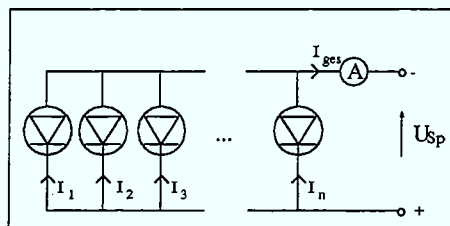


Abbildung 44: Diodenanordnung

Die zweite Möglichkeit beruht auf der Überlegung, daß nur solche Lichtleiter bzw. Szintillatoren getestet werden, die ein sehr gutes Verhalten bezüglich der Lichtverluste an der Oberfläche besitzen. Ein Prüfobjekt komplexer optimierter Form würde im Idealfall kein Licht an seiner Oberfläche verlieren, vorausgesetzt, daß sich das Licht in die vorgesehene Richtung bewegt. Da es aber an der Auslesefläche aufgrund der Reflexionsgesetze zwangsweise zu einer teilweisen Reflexion (ca. 4%) kommt, bewegt sich dieses reflektierte Licht entgegen der vorgesehenen Richtung und sieht eine Phasenraumverkleinerung. Somit sind die Reflexionsbedingungen nicht mehr erfüllt und das Licht wird aus dem Material herausgebrochen (vgl. Kapitel 4.1.4). Alles Licht, daß das Prüfobjekt an unerwünschten Stellen verläßt, ist in diesem Fall an der Auslesefläche reflektiertes Licht.

Reale Prüfobjekte verlieren sowohl dieses reflektierte Licht, als auch Licht, wel-

ches sich in vorgesehener Richtung bewegt, da die Oberfläche immer eine gewisse Rauigkeit besitzt. Um so besser die Oberflächenqualität ist, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit, daß das rückläufige Licht 'echtes Störstellenlicht' derart überlagert, daß keine Aussage über die Qualität gemacht werden kann .

Mit Hilfe eines optischen Sumpfs kann dieses rückläufige Licht, wie schon in Kapitel 4.1.4 beschrieben, weitgehen beseitigt werden. Nun ist auch ein Qualitätsvergleich zwischen sehr guten Prüfobjekten möglich, indem eine Fotodiode an einer oder mehreren festgelegten Stellen der Oberfläche das austretende Licht mißt.

Die oder der Meßpunkt sollte sich in der Nähe der Auslesefläche befinden, um alle Störstellen der gesamten Oberflächen in die Messung mitaufzunehmen (s.Abb.45). Je mehr Licht an der Auslesefläche ankommt, um so mehr Licht kann den Szintillator durch die unvermeidliche Vielzahl mikroskopisch kleiner Störstellen verlassen. Bei einem Szintillator mit schlechter Oberfläche ist das Verhältnis zwischen Licht innerhalb und Verlustlicht ungünstig, d.h. es wird immer ein bestimmter -und in diesem Fall ein hoher- Prozentsatz des Lichts bei jeder Reflexion herausgebrochen. Durch diesen Umstand verliert der Szintillator am Anfang den größten Anteil des eingekoppelten Lichts und zum Ende hin wird er immer dunkler. Ein besserer Szintillator hingegen weist einen gleichmäßigeren Intensitätsverlauf des Verlustlichtes auf, so daß er anfangs dunkler und zum Ende hin heller erscheint als ein schlechterer (s.Abb.46).

Die gemessene Lichtintensität muß bei einem guten Teststück nach obiger Überlegung stark zurück gehen, sobald der optische Sumpf an der Auslesefläche angekoppelt wird, weil eine gewisse Lichtmenge die Auslesefläche erreicht, von der ein bestimmter Anteil, der immer der selbe bleibt, zurückreflektiert wird. Dieser Intensitätsrückgang ist ein zweites Kriterium für eine Qualitätsbeurteilung : je größer der Rückgang, desto besser die Qualität (s.Abb.46).

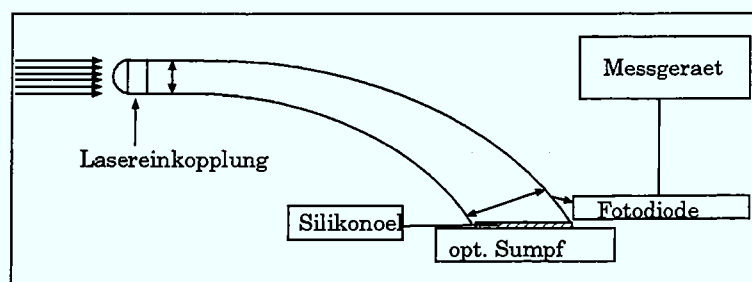


Abbildung 45: Positionierung der Fotodiode

Dieser Test wurde mit mehreren Szintillatoren des Ringhodoskop durchgeführt. Hierfür wurde erstmalig die Originalschutzverkleidung von den betreffenden Szintillatoren entfernt. In folgender Tabelle sind die Werte von zwei neuwertigen Szintillatoren gleicher Serie und gleichem Hersteller (Nr.1+2) plus einem

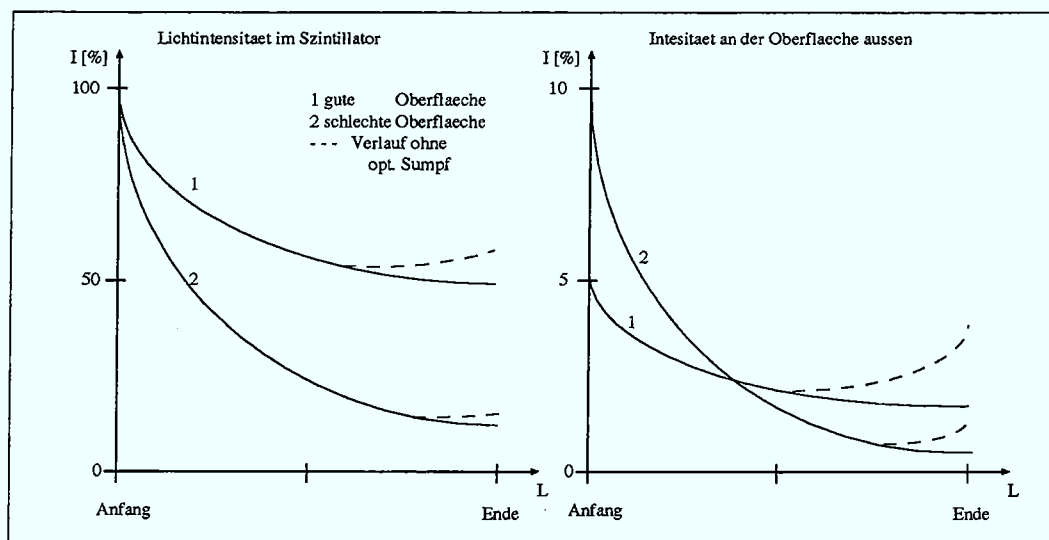


Abbildung 46: Qualitativer Verlauf der Intensivität im Szintillator und an dessen Oberfläche

älteren Demonstrationsexemplar mit stark beschädigter Oberfläche (Nr.3) enthalten (jeweils zwei Messungen an gleicher Position).

opt. Sumpf Nr.	nein I/10 ⁻⁹ A	ja I/10 ⁻⁹ A	Rückgang von I/%
1	362.0	62.3	82.8
1	339.0	66.7	80.3
2	1770.0	129.0	93.1
2	2000.0	153.0	92.3
3	13.8	8.9	35.5
3	15.1	10.1	33.3

Ergebnis:

Die Diode mißt bei Szintillator Nr.2 die größte Intensität und auch den größten Intensitätsrückgang. Diese beiden Werte stehen nach vorausgegangener Überlegung miteinander im Einklang, d.h.: Szintillator 2 hat eindeutig die bessere Oberfläche! Rein optisch ist mit dem bloßen Auge nur das Demonstrationsstück unterscheidbar zu den Serienstücken, während diese nicht zu unterscheiden sind. Hier liegt der Vorteil der Diode gegenüber dem menschlichen Auge, welches das rote Leuchten im dunklen Raum gleich hell empfindet, vorallem dann, wenn die Messung

nicht gleichzeitig durchgeführt wird bzw. werden kann.

Im Vergleich sieht die Diode bei Szintillator 1 nur 20% der Intensität von Szintillator 2 und bei Szintillator 3 sind es sogar nur 0.8%. Interessant ist die Tatsache, daß Nr.1 und Nr.2 aus der gleichen Produktion stammen und das innerhalb der Serie die Intensivität des Verlustlichtes am Ende des Szintillators Schwankungen bis zu 80% unterliegt.

Probleme und Fehlerursachen bei Messungen mit Laserlicht:

Hauptproblem und Fehlerursache ist die mechanische Stabilität des Testaufbaus. Geringste Vibrationen oder Positionsänderungen des Prüfobjekts gegenüber der Fotodiode oder der Lasereinkopplung verursachen z.T. starke Meßwertschwankungen. Diese Schwankungen werden vor allem durch Indifferenzmuster des Laserlichts hervorgerufen.

Eine weitere Fehlerursache ist die Intensivitätsschwankung des Lasers: der verwendete Laser der Marke Polytec Modell-Nr. PL740PH mit einer maximalen Ausgangsleistung von 15mW besitzt laut Hersteller eine Leistungsschwankung von $\pm 2\%$.

Das Meßgerät, ein Amperemeter der Marke Keithley Modell 445 Autoranging Digital Picoammeter, besitzt einen Fehler kleiner 1% und einen Meßbereich von 1pA bis 19.99mA.

Zur Fotodiode siehe Kapitel 4.2

Somit können die Fehler von Diode und Meßgerät vernachlässigt werden.

Fazit:

Die Schwankungen der Meßwerte in obiger Tabelle betragen in der 2.Spalte 6 bis 12% und in der 3.Spalte 6 bis 16%. Diese hohen Abweichungen von bis zu 16% resultieren hauptsächlich auf die mechanisch Instabilität des provisorischen Versuchsaufbaus. Bei einem endgültigen Testaufbau, in dem das Prüfobjekt nur eine festgelegte Position gegenüber Diode und Einkopplung beziehen kann, wäre eine Reduzierung der Abweichung auf $\pm 3\%$ durchaus realistisch.

4.4 Meßung mit Hilfe der Höhenstrahlung

Eine andere Möglichkeit Szintillatoren bezüglich ihrer Qualität zu untersuchen, ist die Nutzung der Höhenstrahlung als Teilchenquelle. Hierbei erzeugen hoch-energetische Teilchen beim Durchqueren des Szintillators Lichtquanten, die sich dann im Szintillator ausbreiten und so zum Teil die Auslesefläche erreichen. Dieses Lichtsignal stellt ein Maß für die Oberflächenqualität und die Teilchenausbeute da.

Aufgrund der Zusammensetzung der primären Kosmischen Strahlung und der Wechselwirkung mit Teilchen der Erdatmosphäre erreichen fast ausschließlich nur Sekundärteilchen Meeresniveau mit einer Intensivität bei senkrechtem Einfall von 110 Teilchen pro Quadratmeter, Sekunde und Steradian. Die Zusammensetzung ist wie folgt:

Myonen	$\approx$	70%
Elektronen	$\approx$	25%
Protonen	$\leq$	5%

Die Myonen besitzen aufgrund ihres Impuls von $\geq 300\text{MeV}$ als einzige die Fähigkeit, eine 15cm dicke Bleischicht zu durchdringen. Sie sind minimalionisierend und damit als Teilchenquelle besonders gut geeignet. In der Praxis genügen schon wenige cm Blei, um die beiden anderen Komponenten der Höhenstrahlung abzuschirmen. Somit ist die Lichtquantenanzahl beim Durchqueren des Szintillators durch die Bethe-Bloch-Formel (Gl.33) leicht zu errechnen.

Der nächste Schritt ist der Vergleich mit den von PMT an der Auslesefläche registrierten Lichtquanten. Wegen der geringen Intensität der Strahlung und der geringen Zahl von erzeugten Photonen (20000 pro cm durchquerten Material), werden Photomultiplier zum Registrieren der Photonen benötigt. Im weiteren muß eine genügende Anzahl von Ereignissen aufgezeichnet werden, um eine Aussage machen zu können.

Zwei weitere Szintillatoren (Abb.47) gewährleisten, daß nur solche Photonen in die Meßwerterfassung eingehen, die von Myonen erzeugt werden, die alle drei Szintillatoren durchqueren. Somit ist es möglich, das Verhalten des Szintillators abhängig vom Entstehungsort der Photonen zu beurteilen. Weiter läßt sich eine Aussage machen über die Laufzeitunterschiede der erzeugten Photonen und damit auch über Zeitauflösung des Szintillators.

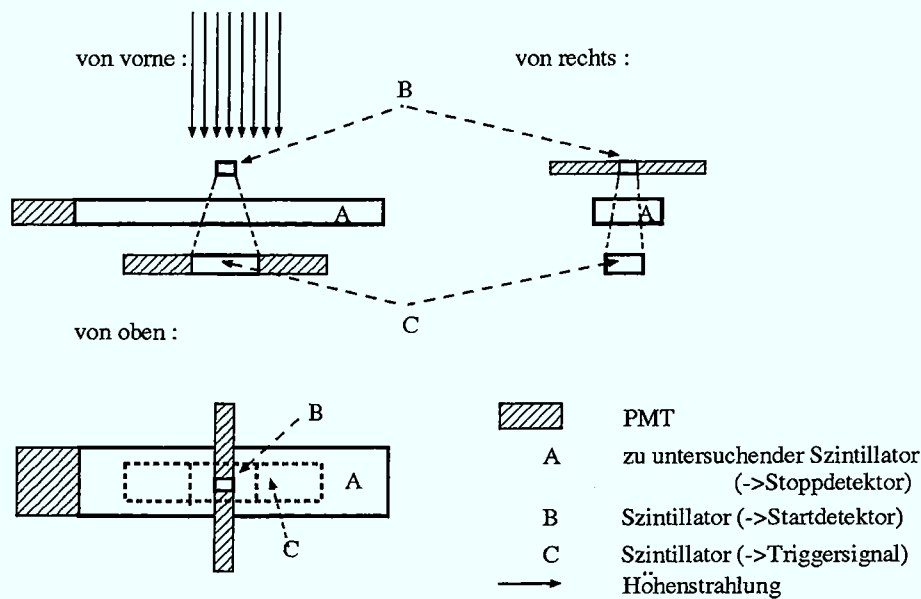
Auf die Auswertung dieser Daten soll hier nicht näher eingegangen werden, da dies das Thema einer anderen Diplomarbeit am IKP war, die parallel zu dieser angefertigt worden ist. Auf den folgenden Abb.47 und 48 ist der dazugehörige Versuchsaufbau von J. Patt und die benötigte Elektronik zu sehen.

Fazit:

Die Meßmethode mit Hilfe der Höhenstrahlung liefert Daten, die das Verhalten von Szintillatoren genauer beschreiben.

Der Nachteil besteht darin, daß ein hoher Zeit- und Materialaufwand nötig ist.

Für die Untersuchung über die Einsatzfähigkeit neu entwickelter Szintillatoren ist der Aufwand gerechtfertigt und auch angebracht, für die Qualitätssicherung einer Serienproduktion eignet sich das Laser-Dioden-Verfahren besser.



Versuchsaufbau J. Patt

Abbildung 47: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Signalbreite in Szintillatoren und deren Transmissionsgrad

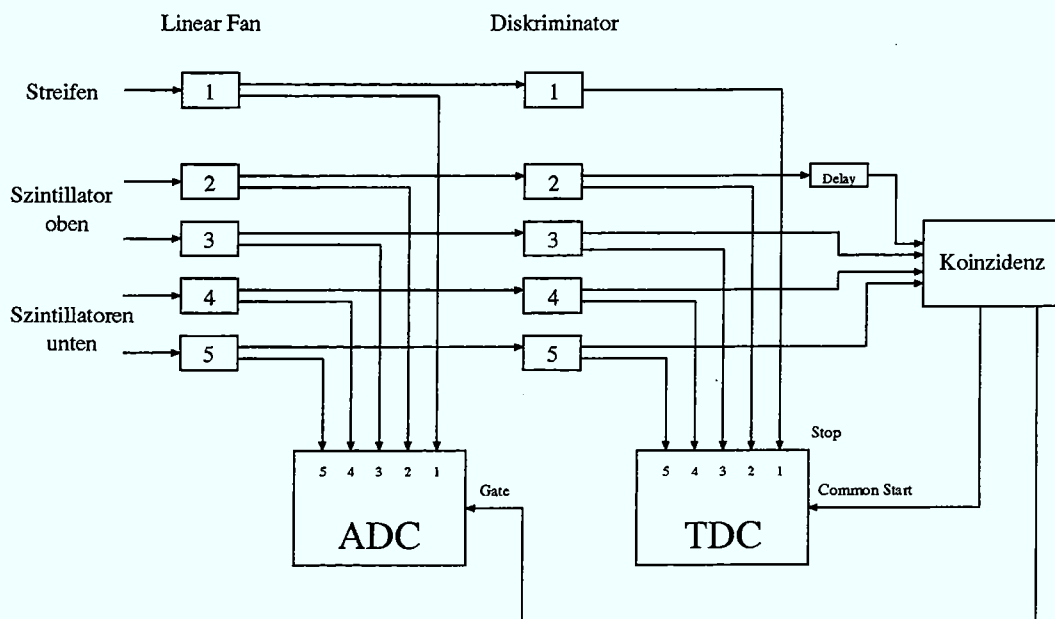


Abbildung 48: Elektronik zum Versuchsaufbau zur Untersuchung der Signalbreite in Szintillatoren und deren Transmissionsgrad (Abb.47)

5 Literaturverzeichnis

- AIP** -'Particle Physics', Genf Juli 1994
- O.C.Allkofer** -'Cosmic Ray on Earth';FIZ Energie, Physik, Mathematik;
Physik-Daten 25,1; Eggenstein - Zeopoldshafen 1984
- K.Bethge, U.E.Schröder** -'Elementarteilchen', Darmstadt 1991
- Bicron** -'Plastic Scintillators/a Survey', American Nuclear Society Winter
Meeting Nov.1985
- J.B.Birks** -'The Theory and Practice of Scintillation Counting', Oxford 1964
- M.Born** -'Optik', Berlin 1972
- Gerthsen, Kneser, Vogel** -'Physik', Berlin1989
- Kuchling** -'Taschenbuch der Physik', Frankfurt a.M. 1991
- W.R.Leo** -'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments',
Berlin 1987 a
- B.Leskovar, C.C.Lo** -'Transit time spread measurements of microchannel-
plate PMT' in 'European Conference on Precise Electrical Measurements',
Brighton Sep.1977
- J.Patt** -'Eigenschaften der langen Szintillatorstreifen des Time-of-Flight Spek-
trometer TOF', Diplomarbeit, Jülich November 1995
- Röhm** -'Spectrum', Darmstadt Okt.1986
- Th.Sefzick** -'Der schnelle Triggerszintillator', Diplomarbeit, Jülich März 1990
- R.Stratmann** -'Entwicklung einer Inluenzdriftkammer', Promotion, Jülich 1994
- J.Thimmel** -' Untersuchung der Lichtausbeute von Plastikszintillatoren',
Diplomarbeit, Bonn 1993
- Valvo** -'Fotovervielfacher', Hamburg, Juni 1987
- Weidner, Sells** -'Elementare moderne Physik', Braunschweig 1982
- A.Ziegler** -'Rechnungen zur Lichtleitung in Lichtleiter', Diplomarbeit,
Bonn 1989

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei dieser Arbeit geholfen haben und somit zum Gelingen beigetragen haben. Mein spezieller Dank gilt folgenden Personen:

- Frau Prof. M. Müller-Veggian für die Vermittlung dieser Arbeit;
- Dr. Eduard Roderburg für seine Hilfsbereitschaft und die kritische Durchsicht dieser Arbeit;
- Dr. Reiner Geier, Martin Dahmen und Jochen Patt für ihre Hilfe bei der Lösung von kleineren und größeren Probleme, für ihre Diskussionsbereitschaft und für ein gutes Arbeitsklima;
- der Mechanischen Werkstatt für umgehende und einwandfreie Ausführung der erteilten Aufträge;
- allen Mitglieder der Arbeitsgruppe 'TOF' für eine herzliche Atmosphäre und Hilfsbereitschaft.

Jül-3141
November 1995
ISSN 0944-2952