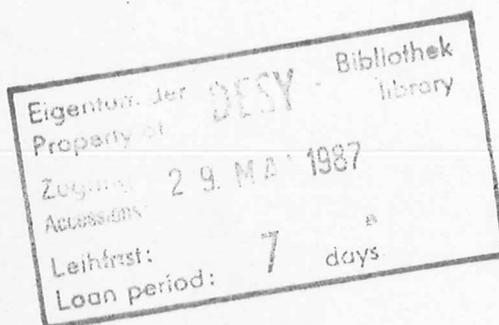


Interner Bericht  
DESY F31-87-03  
Mai 1987

UNTERSUCHUNGEN AN CsJ(Tl) - KRISTALLEN  
MIT PHOTOMULTIPLIERTER- UND PHOTODIODENAUSLESE

von

Silja Krüger



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

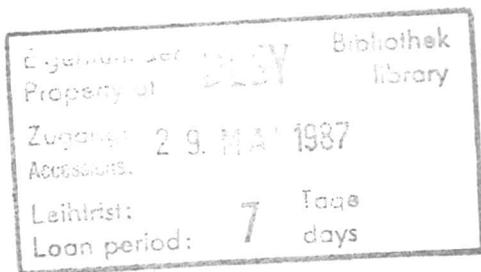
# Untersuchungen an CsJ(Tl) - Kristallen mit Photomultiplier- und Photodiodenauslese

Silja Krüger

Diplomarbeit

Universität Hamburg

I. Institut für Experimentalphysik



5. April 1987

## Abstract

Recently CsI(Tl) has been proposed for use in high resolution calorimetry since it has some features which make it very attractive for high energy physics applications. Most important is the fact that the wavelength of the scintillation light of CsI(Tl) is well matched to the spectral response of newly developed large area photodiodes which can operate in magnetic fields.

This diploma thesis reports on several experiments on the properties of CsI(Tl) and the readout with photodiodes and photomultipliers. Using photomultiplier readout, the quality of 14 crystals from different manufacturers was tested with respect to the relative light yield, the uniformity of the light output, and the energy resolution. With photodiode readout the energy resolution of a single crystal of size 30 x 30 x 300 mm<sup>3</sup> was measured for photon energies up to 6 MeV to be

$$\frac{\sigma_{FWHM}}{E} = \sqrt{\frac{((48 \pm 5)\%)^2}{(E [MeV])^2} + \frac{((59 \pm 3)\%)^2}{E [MeV]}}$$

Because the resistance of CsI(Tl) against radiation damage is not well known, detailed examinations of the radiation resistance were made. One crystal was exposed to a dose of 150 rad at the storage ring DORIS II. We observed a decrease of the light yield by 35 % and a deterioration of the energy resolution by 39 %. After 35 days the light yield had recovered by 7 % and the energy resolution by 6 %. Another crystal was irradiated with a <sup>60</sup>Co source in steps of 3 rad up to a total dose of 21 rad. We measured a decrease of the light yield by 6 % and a deterioration of the energy resolution by 18 %. After 18 days no recovery could be seen. For both crystals we observed a deterioration of the uniformity of the light output.

In addition, tests were made with different reflector foils and several optical greases to test the influence on the light yield and the uniformity of the light output.

# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Wechselwirkungen mit Materie	9
2.1	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	10
3	Das Szintillationsmaterial CsJ	13
3.1	Die Funktionsweise eines Szintillators	13
3.2	Eigenschaften von CsJ(Tl)	14
4	Die Photodiode	17
4.1	Aufbau und Funktionsweise einer Photodiode	17
4.2	Eigenschaften einer Photodiode	19
4.3	Die Ausleselektronik	22
4.4	Das Rauschen von Photodiode und Vorverstärker	23
5	Qualitätsuntersuchungen an CsJ(Tl) - Kristallen	27
5.1	Material und Versuchsdurchführung	27
5.2	Ergebnisse	29
6	Energieauflösung eines CsJ - Kristalls	34
6.1	Material und Versuchsdurchführung	34
6.2	Ergebnisse	35
7	Untersuchungen zur Strahlenschädigung von CsJ(Tl) - Kristallen	38
7.1	Ursachen der Strahlenschäden	39
7.2	Bestrahlung am Speicherring DORIS	40
7.2.1	Material und Versuchsdurchführung	40
7.2.2	Ergebnisse	44
7.3	Bestrahlung mit einem $\gamma$ - Präparat	47
7.3.1	Material und Versuchsdurchführung	47
7.3.2	Ergebnisse	48
7.4	Zusammenfassung	50
7.5	Ergebnisse anderer Untersuchungen	51
8	Test verschiedener Reflektorfolien	53
8.1	Material und Versuchsdurchführung	54
8.2	Ergebnisse	55

9	Test optischer Koppler	58
9.1	Grundlagen zur Anpassung der Brechungsindizes	58
9.2	Material und Versuchsdurchführung	60
9.3	Ergebnisse	61
10	Zusammenfassung	63
	Firmenverzeichnis	65
	Literaturverzeichnis	66
	Danksagung	69

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Detektor CLEO II	7
1.2	Der Detektor CRYSTAL BARREL	7
2.1	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	10
2.2	Lineare Abschwächungskoeffizienten für CsJ	12
3.1	Bändermodell für anorganische Szintillatoren	14
3.2	Emissionsspektrum von CsJ(Tl) und spektrale Empfindlichkeit von Photodiode und Photomultiplier	14
3.3	Abklingzeiten von CsJ	15
3.4	Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Thallium - Konzentration	15
4.1	Aufbau einer PIN-Photodiode	17
4.2	Ladungsträgererzeugung in einer PIN-Photodiode	18
4.3	Dunkelstrom einer Diode	19
4.4	Kapazität einer Diode	19
4.5	Spektrale Empfindlichkeit der Diode Hamamatsu S 1790-02	20
4.6	Aufbau der Ausleseelektronik	22
4.7	Ersatzschaltbild für Photodiode und Vorverstärker	23
4.8	Rauschen einer Diode	24
4.9	Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei unterschiedlicher Anzahl von Photodioden	26
5.1	Spektrum eines $^{137}\text{Cs}$ - Präparats	28
5.2	Versuchsaufbau zur Messung der Uniformität	28
5.3	Spektren zweier CsJ(Tl) - Kristalle	29
5.4	Lichtausbeute der einzelnen Kristalle in Abhängigkeit vom Einschubort	33
6.1	Versuchsaufbau zur Messung der Energieauflösung	34
6.2	Verschiedene $\gamma$ - Spektren bei Photodiodenauslese	35
6.3	Energieauflösung eines CsJ(Tl) - Kristalls	37
7.1	Transmissionsspektren eines strahlengeschädigten CsJ(Tl) - Kristalls bei verschiedenen Dosen	39
7.2	Versuchsaufbau bei der Bestrahlung eines CsJ(Tl) - Kristalls am Speicherring DORIS	41
7.3	$^{88}\text{Y}$ - Spektrum zu Beginn einer Meßperiode	42
7.4	$^{88}\text{Y}$ - Spektrum am Ende einer Meßperiode	42
7.5	$^{88}\text{Y}$ - Spektrum ohne Strahl	42
7.6	Positionen der Glasdosimeter	43
7.7	Verlauf der Lichtausbeute des Kristalls Harshaw #1	44
7.8	$^{88}\text{Y}$ - Spektren vor und nach der Bestrahlung	45
7.9	Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort vor und nach der Bestrahlung des Kristalls Harshaw #1	46
7.10	Versuchsaufbau bei der Bestrahlung eines CsJ(Tl) - Kristalls mit einem $\gamma$ - Präparat	48
7.11	Verlauf der Lichtausbeute des Kristalls Harshaw #2	48
7.12	Verlauf der Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Dosis	49
7.13	Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort vor und nach der Bestrahlung des Kristalls Harshaw #2	50
8.1	Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort mit verschiedenen Reflektorfolien	56
9.1	Strahlengang des Szintillationslichts an der Auslesefläche	59

# Tabellenverzeichnis

2.1 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie . . . . .	10
3.1 Eigenschaften verschiedener Szintillatoren . . . . .	16
4.1 Eigenschaften von Photodiode und Photomultiplier im Vergleich . . . . .	21
5.1 Eigenschaften der einzelnen Kristalle . . . . .	30
6.1 Energieauflösung eines CsJ(Tl) - Kristalls bei Photodiodyenauslese . . . . .	36
8.1 Dicke und Lichtdurchlässigkeit der getesteten Folien . . . . .	54
8.2 Relative Lichtausbeute und Uniformität mit verschiedenen Reflektorfolien . . . . .	55
9.1 Optische Koppler im Test . . . . .	60
9.2 Relative Lichtausbeute und Reproduzierbarkeit mit verschiedenen optischen Kopplern . . . . .	61

# Kapitel 1

## Einleitung

Ein Szintillator ist ein Material, das kurz nach dem Passieren eines Teilchens, das zumindest teilweise seine Energie im Szintillator läßt, einen Lichtpuls erzeugt. Man unterscheidet organische und anorganische Szintillatoren. Organische Szintillatoren werden auf Grund ihrer kurzen Abklingzeiten häufig zur Triggerung eingesetzt. Anorganische Szintillatoren wie NaJ, CsJ, Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> und BaF<sub>2</sub> eignen sich wegen ihrer hohen Dichte ausgezeichnet zur Energiebestimmung von Elektronen und Photonen. Daher werden sie als Kalorimeter in Experimenten der Mittel- und Hochenergiephysik eingesetzt.

In solchen Kalorimetern wird der im Szintillator entstandene Lichtpuls mit Hilfe lichtempfindlicher Auslesegeräte in einen elektrischen Puls umgewandelt. Bei geeigneter Auslegung des Zählers ist die Höhe des Pulses proportional zum Energieverlust des Teilchens, den es beim Durchgang durch den Szintillator erfährt. Durchquert ein Teilchen hoher Energie den Szintillator, ist die Pulshöhe proportional zu  $dE/dx$ , in Abhängigkeit von der Ladung und der Geschwindigkeit des Teilchens. Wird das Teilchen im Szintillator vollständig gebremst, kann man über die Pulshöhe seine kinetische Energie messen.

Bisher wurden die Szintillatoren üblicherweise mit Photomultipliern ausgelesen. Herkömmliche Photomultiplier sind jedoch nicht für den Betrieb in Magnetfeldern geeignet. Daher wurden in solchen Fällen die Photomultiplier in einiger Entfernung vom Detektor untergebracht, und das Szintillationslicht wurde mit Hilfe von langen Lichtleitern von den Kristallen zu den Photomultipliern transportiert, wobei große Verluste auftreten.

In letzter Zeit sind großflächige Photodioden entwickelt worden, die den Vorteil haben, daß sie auch in starken Magnetfeldern betrieben werden können. Diese Photodioden sind in einem höheren Wellenlängenbereich empfindlich als Photomultiplier. Da man eine optimale Anpassung des Emissionsspektrums des Szintillators an das Absorptionsspektrum des Auslesegeräts erreichen will, eignet sich das Szintillationsmaterial CsJ besonders gut zur Auslese mit Photodioden. Es zeichnet sich dadurch aus, daß sein Szintillationslicht wesentlich langwelliger ist als das anderer Szintillationsmaterialien.

Es sind bereits zwei Detektoren aus CsJ(Tl) - Kristallen mit Photodiodyenauslese geplant, nämlich der Detektor CLEO II am CESR (Cornell Electron Storage Ring) und der Detektor CRYSTAL BARREL am LEAR (Low Energy Antiproton Ring). Die folgenden Abbildungen zeigen diese beiden Detektoren.

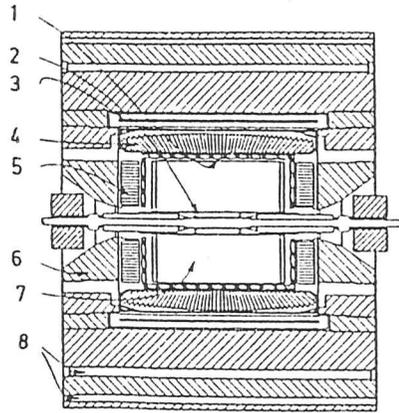


Abbildung 1.1: Der Detektor CLEO II [BIA85]

- 1: Flugzeitspektrometer
- 2: Vertex - Detektor
- 3: Supraleitende Magnetspule
- 4: CsJ(Tl) - Kristalle
- 5: Endkappenmodule
- 6: Halterung
- 7: Driftkammer
- 8: Muonenkammern

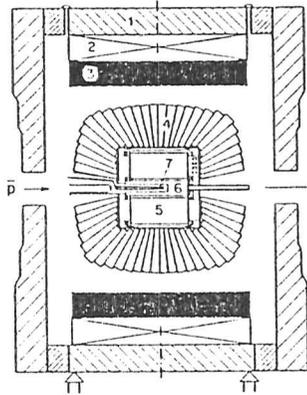


Abbildung 1.2: Der Detektor CRYSTAL BARREL [CRY85]

- 1: Halterung
- 2: alter Spulenkern
- 3: neuer Spulenkern
- 4: CsJ(Tl) - Kristalle
- 5: Jet-Driftkammer
- 6: Röntgenstrahl-driftkammer oder Vieldrahtproportionalkammer
- 7: Target

Um das Szintillationsmaterial CsJ optimal zu nutzen und einzusetzen, müssen seine Eigenschaften und seine Reaktionen auf äußere Einflüsse untersucht werden. Deshalb wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit einige grundlegende Untersuchungen an Kristallen aus CsJ(Tl) sowohl mit Photodioden- als auch mit Photomultiplierauslese durchgeführt. Es wurde die relative Lichtausbeute, die Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort und die Energieauflösung von vierzehn Kristallen von verschiedenen Herstellern untersucht. Weiterhin wurde die Energieauflösung eines CsJ(Tl) - Kristalls mit Photodiodenauslese bei niedrigen  $\gamma$  - Energien gemessen. Die Art der Reaktion eines Materials auf radioaktive Strahlung ist entscheidend für den dauerhaften Einsatz in einem Großdetektor. Da bisher nur relativ wenige Untersuchungen zu diesem Thema vorliegen, wurden zwei Experimente zur Strahlenschädigung von CsJ durchgeführt. Außerdem wurden Tests mit verschiedenen Reflektorfolien und unterschiedlichen optischen Kopplern vorgenommen.

In einem Teststrahllexperiment mit Positronen bei Energien von 0.7 GeV bis 6 GeV wurde die Energieauflösung einer Matrix aus neun CsJ(Tl) - Kristallen getestet. Über die Ergebnisse dieser Messungen und den Vergleich mit den Ergebnissen aus Monte Carlo Simulationen wird bei [STO87] berichtet.

# Kapitel 2

## Wechselwirkungen mit Materie

Man unterscheidet die Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie und die Wechselwirkungen von Photonen mit Materie.

Beim Durchgang hochenergetischer, geladener Teilchen, z.B. Elektronen, durch die absorbierende Materie gibt es zwei Arten von Wechselwirkungen:

1. Wechselwirkungen mit Atomkernen
  - Coulombstreuung
2. Wechselwirkungen mit Hüllenelektronen
  - Ionisationsverluste
  - Bhabhastreuung
  - Möllerstreuung
  - Elektron - Positron - Annihilation

Bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie treten folgende Prozesse auf:

- Photoeffekt
- Compton-Streuung
- Paarerzeugung

Für die Experimente im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden ausschließlich niederenergetische  $\gamma$  - Strahler zur Anregung verwendet. Deshalb soll im folgenden nur auf die Wechselwirkungen von Photonen mit Materie eingegangen werden. Die Ausbreitung elektromagnetischer Schauer bei Einschluß hochenergetischer Elektronen bzw. Positronen wird bei [STO87] beschrieben.

## 2.1 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Die einfallende Intensität  $I_0$  eines monoenergetischen Photonenstrahls, der auf einen Absorber der Dicke  $d$  trifft, wird auf die transmittierte Intensität  $I$  reduziert gemäß :

$$I(E, d) = I_0 \exp(-\mu(E) d)$$

Dabei ist  $\mu$  der lineare Abschwächungskoeffizient (in  $\text{cm}^{-1}$ ). Dividiert man ihn durch die Dichte  $\rho$  des Absorbermaterials (in  $\text{g}/\text{cm}^3$ ), erhält man den Massenabschwächungskoeffizienten  $\mu/\rho$  (in  $\text{cm}^2/\text{g}$ ), der durch den totalen Wirkungsquerschnitt bestimmt wird [FER86].

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sigma_{\text{tot}} \approx \frac{N_A}{A} (\sigma_{\text{Photo}} + Z \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Paar}})$$

Dabei ist  $A$  die Massenzahl und  $Z$  die Kernladungszahl des Absorbermaterials;  $N_A$  steht für die Avogadro-Konstante.

Die einzelnen Prozesse, über die Photonen mit Materie wechselwirken, sind Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarerzeugung. Die zugehörigen Wirkungsquerschnitte hängen von der einfallenden  $\gamma$  - Energie und von der Kernladungszahl des absorbierenden Materials ab (siehe Tabelle 2.1). Abbildung 2.1 zeigt, in welchen Bereichen die einzelnen Prozesse dominieren.

Prozeß	Abhängigkeit von Z	Abhängigkeit von E
Photoeffekt	$Z^4$ bis $Z^5$	$E^{-7/2}$ bis $E^{-1}$
Compton-Streuung	Z	näherungsweise $E^{-1}$
Paarerzeugung	$Z^2$	$\ln E$

Tabelle 2.1: Wechselwirkungen von Photonen mit Materie [HAR84]

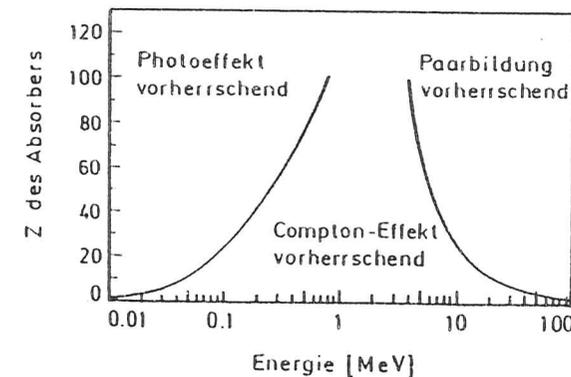


Abbildung 2.1: Wechselwirkungen von Photonen mit Materie [HAR84]

## Photoeffekt

Der Photoeffekt ist eine Wechselwirkung zwischen einem einfallenden Photon und einem Hüllenelektron eines Atoms der Absorbermaterie. Wenn die Energie des Photons  $E_\gamma$  die Bindungsenergie des Elektrons  $E_B$  erreicht, kann das Photon vom Atom absorbiert werden, und das Elektron wird mit der kinetischen Energie  $E_{kin} = E_\gamma - E_B$  emittiert. Falls man nicht in der Nähe einer Absorptionskante ist, ist der totale Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß gegeben durch [LOH83]:

$$\sigma_{photo} = 4 \sqrt{2} \alpha^4 Z^5 \sigma_0 \left( \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2} \quad \text{wenn } E_\gamma \ll m_e c^2$$

und

$$\sigma_{photo} = \frac{3}{2} \alpha^4 Z^5 \sigma_0 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad \text{wenn } E_\gamma > m_e c^2$$

mit  $\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi r_e^2$ .

Bei niederenergetischen, unpolarisierten Photonen wird das Elektron fast senkrecht zum einfallenden Photon emittiert, bei höheren Einfallenergien wird es zunehmend in Vorwärtsrichtung emittiert.

## Compton-Streuung

Bei diesem Prozeß wird das einfallende Photon im Absorbermaterial an einem freien Elektron gestreut und verliert dabei einen Teil seiner Energie. Die Energien des gestreuten Photons und des Elektrons sind gegeben durch:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'}$$

Demzufolge erstreckt sich das Compton - Energiespektrum von der Energie Null ( $\theta = 0^\circ$ ) bis zu einer maximalen Energie, die durch Rückwärtsstreuung ( $\theta = 180^\circ$ ) des einfallenden Photons zustande kommt. So entsteht die charakteristische Compton-Kante. Die maximale Energie ist gegeben durch:

$$E_{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}$$

Den totalen Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß erhält man durch Integration der Klein - Nishima - Formel [FER86]:

$$\sigma_{Compton} = \pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \left( \ln \left( \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right)$$

mit dem klassischen Elektronenradius  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ .

## Paarerzeugung

Hat das einfallende Photon eine Energie von mindestens  $2m_e c^2$ , kann es im Coulombfeld eines schweren Kerns ein Elektron - Positron - Paar erzeugen. Wie bei der Bremsstrahlung ist die Kopplung an ein geladenes Teilchen notwendig, um gleichzeitig Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten. Das entstandene Positron annihiliert mit einem anderen Elektron, wobei zwei Photonen der Energie 0.511 MeV emittiert werden.

Der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung ist fast identisch mit dem für Bremsstrahlung. Für hohe Einfallenergien ist er energieunabhängig und strebt gegen den Grenzwert [FER86]:

$$\sigma_{Paar} = 4 \alpha Z^2 r_e^2 \left( \frac{7}{9} \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right)$$

Für hohe Photonenergien ist dieser Wirkungsquerschnitt dominant gegenüber den Wirkungsquerschnitten für konkurrierende Prozesse.

## Zusammenfassung

Zusammenfassend sollen folgende Punkte hervorgehoben werden:

- Der totale Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist umgekehrt proportional zu  $E^{7/2}$ .
- Der totale Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung ist umgekehrt proportional zu  $E$ .
- Der totale Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung ist oberhalb von 1 GeV energieunabhängig.
- Der gesamte totale Wirkungsquerschnitt hat ein Minimum im Bereich von etwa 2 MeV bis 10 MeV. Oberhalb des Minimums dominiert die Paarerzeugung.

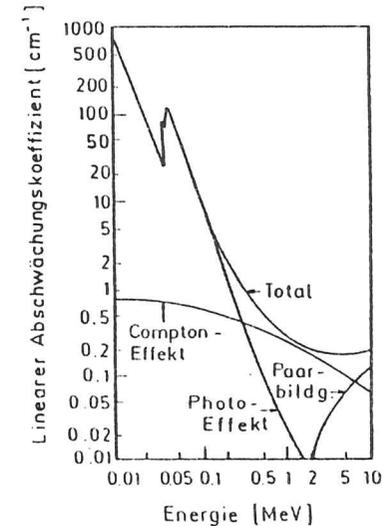


Abbildung 2.2: Lineare Abschwächungskoeffizienten für CsJ [HAR84]

# Kapitel 3

## Das Szintillationsmaterial CsJ

CsJ findet schon seit vielen Jahren Anwendung in der Kernphysik. In der Hochenergiephysik wurden allerdings NaJ - Kristalle mit Photomultiplierauslese als Nachweismaterial in Detektoren bevorzugt. Das liegt an der längeren Abklingzeit von CsJ, die bei sehr hohen Zählraten zu Problemen führen kann, und an der geringeren Lichtausbeute bei Photomultiplierauslese. Seit der Entwicklung von großflächigen Photodioden wird jedoch CsJ verstärkt als Szintillationsmaterial für Kalorimeter eingesetzt, da man mit dieser Kombination eine sehr hohe Lichtausbeute erzielen kann. Außerdem kann ein Kalorimeter aus CsJ - Kristallen mit Photodiodenauslese in starken Magnetfeldern betrieben werden. Es muß nur gegen Außenlicht und gegen elektromagnetische Störungen abgeschirmt werden. Ein weiterer Vorteil ist, daß auf Grund der höheren Dichte und der daraus resultierenden kürzeren Strahlungslänge von CsJ verbunden mit der geringen Größe der Photodioden diese Kombination auch gut für den Einsatz auf kleinem Raum geeignet ist.

Im folgenden sollen die Eigenschaften des Szintillationsmaterials CsJ beschrieben und mit den Eigenschaften anderer anorganischer Szintillatoren verglichen werden.

### 3.1 Die Funktionsweise eines Szintillators

In vielen anorganischen Festkörpern wird Szintillation beobachtet, z.B. in Kristallen wie NaJ(Tl), CsJ(Tl), BGO, BaF<sub>2</sub>. Der Szintillationsmechanismus anorganischer Festkörper kann anhand des Bändermodells verstanden werden.

Ein reiner Kristall kann Energie absorbieren, indem ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband gehoben wird. Beim Zurückfallen des Elektrons ins Valenzband werden Photonen emittiert. Wegen der meist großen Energielücke liegt die Wellenlänge des entstandenen Lichts außerhalb des sichtbaren im tiefen UV - Bereich. Jedoch lassen sich durch den gezielten Einbau von Verunreinigungsatomen (häufig Thallium) Zwischenzustände innerhalb der Bandlücke erzeugen (siehe Abbildung 3.1). Das hat zur Folge, daß das Szintillationslicht im sichtbaren Bereich liegt. Gleichzeitig wird die Wahrscheinlichkeit für den Übergang in den Grundzustand unter Emission eines Photons erhöht. Außerdem bewirkt der sogenannte Aktivator, daß der Kristall für sein eigenes Szintillationslicht durchlässig wird [KNO79].

Durchquert nun ein Teilchen den Kristall, werden viele Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die dabei entstehenden freibeweglichen Elektronen driften vorzugsweise zu den Fremdatomen. Dort durchlaufen sie die Anregungszustände dieser Fehlstelle, bis sie mit großer Wahrscheinlichkeit unter Abstrahlung von Photonen den Grundzustand erreichen.

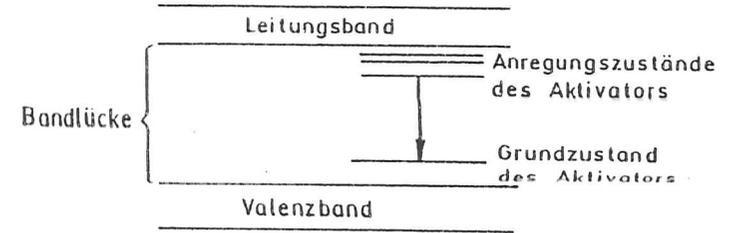


Abbildung 3.1: Bändermodell für anorganische Szintillatoren

### 3.2 Eigenschaften von CsJ(Tl)

CsJ ist ein leicht handhabbares Material, da es gegenüber mechanischen und thermischen Einwirkungen unempfindlich ist. Außerdem ist es nur schwach hygroskopisch und braucht daher nicht so sorgfältig vor Feuchtigkeit geschützt zu werden wie z.B. NaJ. Es läßt sich leicht maschinell bearbeiten, und eine Polierung der Oberfläche kann in ausreichender Qualität mit einem feuchten Tuch erreicht werden, da CsJ wasserlöslich ist.

#### Lichtausbeute

In der Literatur wird meistens angegeben, daß die relative Lichtausbeute von CsJ nur 45% der Lichtausbeute von NaJ beträgt. Das gilt nur für die Auslese mit Photomultiplier. Dabei wird nämlich nicht berücksichtigt, daß die spektrale Empfindlichkeit von Photomultiplier nur schlecht an das Emissionsspektrum von CsJ angepaßt ist. Da CsJ Szintillationslicht höherer Wellenlänge emittiert als andere Szintillationsmaterialien und Photodioden bei höheren Wellenlängen empfindlich sind, sind sie viel besser zur Auslese von CsJ geeignet als Photomultiplier (siehe Abbildung 3.2). Mit der Kombination aus CsJ - Kristallen und Photodioden kann man für hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung eine gleichwertige und sogar eine höhere Lichtausbeute und eine bessere Energieauflösung erreichen als mit der NaJ - Photomultiplier - Kombination.

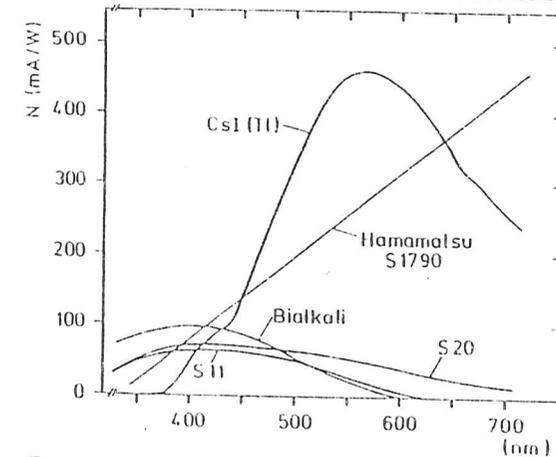


Abbildung 3.2: Emissionsspektrum von CsJ(Tl) und spektrale Empfindlichkeit von Photodiode und Photomultiplier [GRA84]

## Abklingzeit

Die Abklingzeit ist über die Exponentialfunktion  $I(t) = e^{-t/\tau}$  definiert. Sie ist leicht temperaturabhängig und nimmt bei steigender Temperatur ab. Bei Anregung mit Photonen beträgt die Abklingzeit von CsJ bei Zimmertemperatur etwa 1  $\mu\text{sec}$ . Bei Anregung mit  $\alpha$ -Teilchen wird eine kürzere Anstiegs- und Abklingzeit beobachtet. Dieser Effekt ist zur Teilchendiskriminierung benutzt worden [BIR64] und [ALA86]. Möglicherweise kann man diesen Effekt auch in Hadronkalorimetern zur Verbesserung der Auflösung verwenden. Hadronen verlieren bis zu 30% ihrer Energie durch Kernspaltung, Kernanregung und Verdampfen von Neutronen und Protonen. Bei diesen Prozessen entstehen Sekundärteilchen, die sich ähnlich wie  $\alpha$ -Teilchen benehmen. In herkömmlichen Hadronkalorimetern entsteht dadurch kein nachweisbares Signal, aber in einem CsJ - Kalorimeter könnten diese Sekundärteilchen beobachtet und das Signal bei einer pulsformempfindlichen Auslese ausgewertet werden.

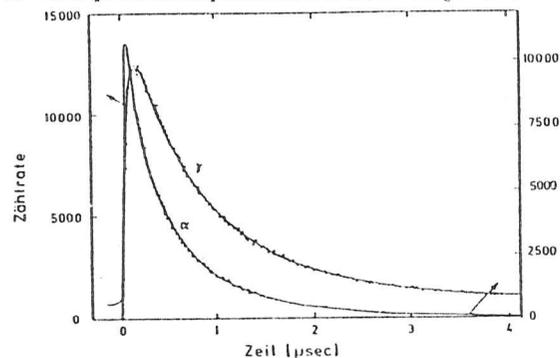


Abbildung 3.3: Abklingzeiten von CsJ [GRA84\*]

## Homogenität

Das Grundmaterial CsJ szintilliert auch in Reinform, aber es wird dotiert, damit das Szintillationslicht im sichtbaren Bereich liegt. In diesem Fall wurde dafür Thallium verwendet, aber auch andere Dotierungen (z.B. Na oder Eu) sind geeignet. Die Kristalle werden nach der Czochralski- oder Bridgman- Methode gezogen. Dabei ist es schwierig, die Thallium - Konzentration über die gesamte Kristalllänge konstant zu halten. Das kann die Uniformität der Lichtausbeute beeinträchtigen. Es zeigt sich jedoch, daß die Intensität der Lumineszenz nicht sehr stark von der Thallium-Konzentration abhängt. Sie kann von 0.06 bis 0.3 mol-% variieren, ohne die Lichtausbeute stark zu verändern.

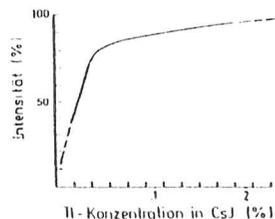


Abbildung 3.4: Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Thallium - Konzentration [GRA83]

## Vergleich mit anderen Szintillationsmaterialien

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die Eigenschaften von CsJ(Tl) im Vergleich zu anderen wichtigen Szintillationsmaterialien.

Eigenschaften	CsJ(Tl)	NaJ(Tl)	Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub>	BaF <sub>2</sub>
<b>kalorimetrische Eigenschaften:</b>				
Strahlungslänge $\lambda_0$ [cm]	1.86	2.59	1.12	2.05
Molière-Radius [cm]	3.83	4.32	2.32	3.21
kritische Energie $E_k$ [MeV]	10.2	12.5	10.1	13.2
dE/dx (min) [MeV/cm]	5.6	4.8	9.2	6.5
hadronische Absorptionslänge $\lambda_0$ [cm]	36.4	41.3	23	21.4
<b>optische Eigenschaften:</b>				
Brechungsindex n	1.80	1.85	2.13	1.49
Emission $\lambda_{max}$ [nm]	550	415	480	225 fast 310 slow
Anstiegszeit [nsec]	50	50	20	
Abklingzeit [nsec]	1005	230	300	0.8 fast; 620 slow
Quantenausbeute [Photonen/MeV]	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^3$	$6.5 \cdot 10^3$
rel. Lichtausbeute mit PM [%]	45	100	13	4 fast 20 slow
Temperaturgradient der Lichtausbeute [%/°C]	- 0.3	- 0.6	- 1.6	-
<b>allgemeine Eigenschaften:</b>				
Dichte $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	4.51	3.67	7.13	4.88
Härte [MOHS]	2.0	2.0	5.0	3.0
Schmelzpunkt [°C]	621	651	1050	1354
Löslichkeit in Wasser (bei 25°C) [g/100gH <sub>2</sub> O]	85.5	185	-	0.12
hygroskopisch	schwach	ja	nein	nein
mechanische Stabilität	sehr gut	spröde	gut	spröde

Tabelle 3.1: Eigenschaften verschiedener Szintillatoren

# Kapitel 4

## Die Photodiode

Bisher wurden für die Auslese von Szintillationskristallen überwiegend Photomultiplier verwendet. In zunehmendem Maße bieten hier neuentwickelte Photodioden eine interessante Alternative, da sie gegenüber dem Photomultiplier einige Vorteile haben, wie geringer Platzbedarf, keine Beeinflussung durch Magnetfelder und hohe zeitliche Stabilität der Signale. Allerdings findet in der Photodiode im Gegensatz zum Photomultiplier keine Eigenverstärkung statt, so daß sie nur in Kombination mit einem ladungsintegrierenden Vorverstärker eingesetzt werden kann.

Im folgenden sollen Aufbau und Funktionsweise, Eigenschaften und Anwendung einer Photodiode beschrieben werden.

### 4.1 Aufbau und Funktionsweise einer Photodiode

Die hier verwendeten Dioden sind sogenannte Si-PIN-Photodioden. Eine PIN-Photodiode besteht aus einem P-N-Übergang mit einer dazwischenliegenden I-Schicht (Intrinsic = eigenleitend). Das Silizium fungiert als Trägermaterial und ist in den einzelnen Schichten entsprechend dotiert (P-Schicht: Löcher, N-Schicht: Elektronen). Die obere, lichtzugewandte Seite ist zum Schutz der Photodiode und zur Reduktion von Dunkelströmen mit einer dünnen  $\text{SiO}_2$ -Schicht bedeckt.

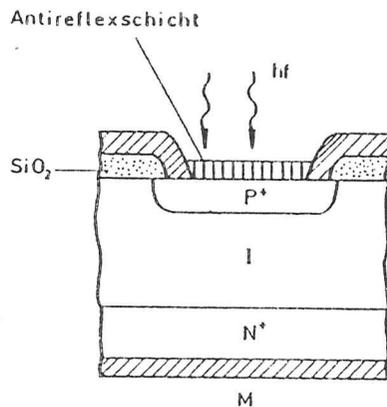


Abbildung 4.1: Aufbau einer PIN-Photodiode [PAU85]

An der Grenzschicht des P-N-Übergangs rekombinieren die dort vorhandenen Ladungsträger, und nur die ortsfesten Ionenrümpfe bleiben zurück. So entsteht eine Schicht ohne freie Ladungsträger, die Verarmungszone. Hier herrscht durch die unterschiedlich geladenen P- und N-Schichten ein elektrisches Feld  $E$ .

Fällt Licht auf die Photodiode, heben die einfallenden Photonen ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband des Siliziums, falls ihre Energie größer als die Bandlücke des Halbleiters ist. Diese Elektronenanregung kann in der gesamten Diode stattfinden. Außerhalb der Verarmungszone rekombinieren die entstandenen Elektron-Loch-Paare sofort wieder, aber innerhalb der Verarmungszone trennen sich Elektron und Loch auf Grund des elektrischen Feldes und driften zur N-Schicht (Elektronen) bzw. zur P-Schicht (Löcher). So entsteht ein Strom, der von der einfallenden Strahlungsintensität abhängig ist.

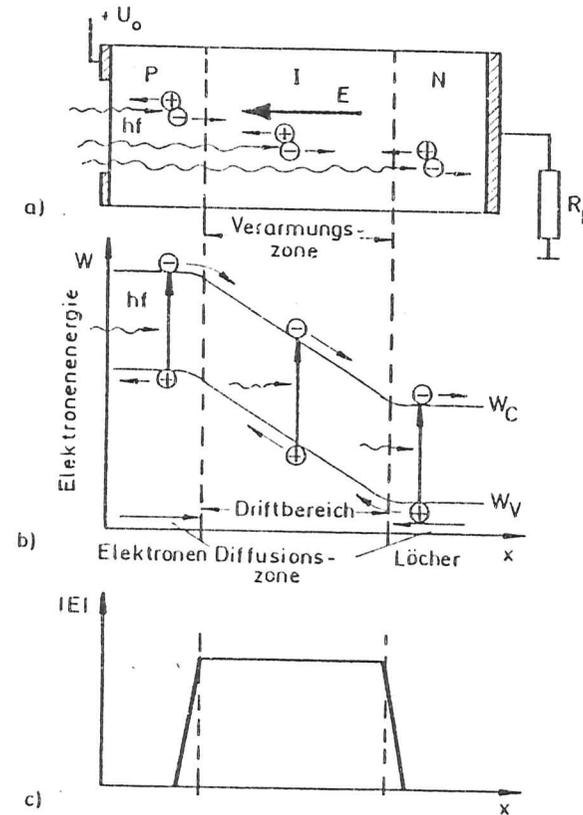


Abbildung 4.2: Ladungsträgererzeugung in einer PIN-Photodiode [PAU85]

- a) schematischer Aufbau
- b) Bändermodell
- c) Verlauf der Feldstärke

Durch Anlegen einer Vorspannung (bias) in Sperrichtung werden die freien Ladungsträger weiter in die P- bzw. N-Schicht gezogen. Dadurch läßt sich die Dicke der Verarmungszone auf 100 bis 200  $\mu\text{m}$  vergrößern. Bei einer vollständig verarmten Diode, wie bei der hier verwendeten PIN-Photodiode, erreicht die Verarmungszone die N<sup>+</sup>-Schicht. Dies hat drei wesentliche Vorteile:

1. Der empfindliche Bereich der Photodiode wird vergrößert, das heißt, sie besitzt einen höheren Wirkungsgrad.
2. Die Ansprechzeit der Photodiode wird kürzer, denn die Driftgeschwindigkeit der erzeugten Ladungen ist von der Stärke des elektrischen Feldes in der Verarmungszone abhängig. Durch die Vorspannung wird das elektrische Feld erhöht, die Ladungen werden stärker beschleunigt, und die Driftgeschwindigkeit wird verkürzt.
3. Die Kapazität der Photodiode (Kapazität  $\sim$  Diodenfläche / Dicke der Verarmungszone) wird verkleinert. Dadurch verringert sich das Rauschen des Photodiode-Vorverstärker-Systems.

Allerdings erhöht sich durch die Vorspannung der Dunkelstrom der Diode, was wiederum zu einer Erhöhung des Rauschens führt (siehe Abschnitt 4.4).

## 4.2 Eigenschaften einer Photodiode

Außer einer möglichst großen empfindlichen Fläche erwartet man von einer Photodiode niedrigen Dunkelstrom, kleine Kapazität, geringes Rauschen, gute Linearität sowie eine hohe spektrale Empfindlichkeit.

Bei den Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Photodiode Hamamatsu S 1790-02 verwendet. Ihre empfindliche Fläche beträgt 1  $\text{cm}^2$ . Sie wurde bei einer Vorspannung von 30 V betrieben und hat dann einen Dunkelstrom von maximal 5 nA und eine Kapazität von 80 pF. Die Abhängigkeit des Dunkelstroms und der Kapazität von der Vorspannung kann man aus den folgenden Kurven ersehen [HAM86]. Auf das Rauschen komme ich in Abschnitt 4.4 zurück.

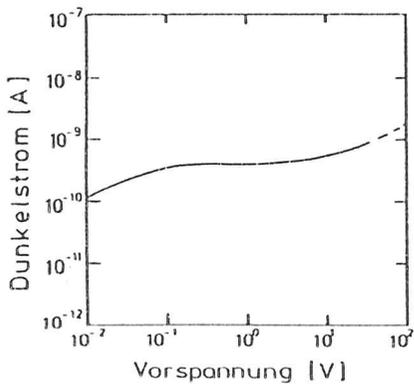


Abbildung 4.3: Dunkelstrom einer Diode

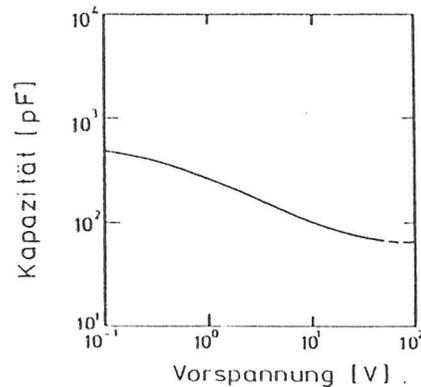


Abbildung 4.4: Kapazität einer Diode

Die entscheidende Größe für den effektiven Einsatz von Photodioden ist die spektrale Empfindlichkeit. Man kann sie aus dem Verhältnis des Photostroms  $I_{photo}$  zu der auf die Diode treffenden Strahlungsleistung  $\phi$  berechnen:

$$\kappa(\lambda) = \frac{d I_{photo}}{d \phi}$$

und erhält:

$$\kappa(\lambda) = \eta \frac{q \lambda}{h c}$$

Die spektrale Empfindlichkeit ist also direkt proportional zur Quantenausbeute  $\eta$ . Diese gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein einfallendes Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Sie ist vom Reflektionsfaktor, vom wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  ( $1/\alpha =$  mittlere Eindringtiefe) und von der Dicke der Verarmungszone abhängig. Die Quantenausbeute wird bei großen Wellenlängen durch die Bandlücke von Silizium (1.14 eV) und bei kleinen Wellenlängen durch die zunehmende Absorption in der P-Schicht begrenzt. Im Bereich von etwa 500 bis 900 nm ist sie annähernd konstant.

Um eine möglichst große Quantenausbeute zu erreichen, müssen folgende Punkte erfüllt sein:

- Auf der Lichteintrittsseite sollte eine Antireflexionsschicht aufgebracht sein.
- Die P-Schicht auf der Lichteintrittsseite sollte möglichst schmal sein. Die Grenze der Herstellungsmöglichkeiten liegt zur Zeit bei 0.1  $\mu\text{m}$ .
- Die I-Schicht sollte sehr breit sein.

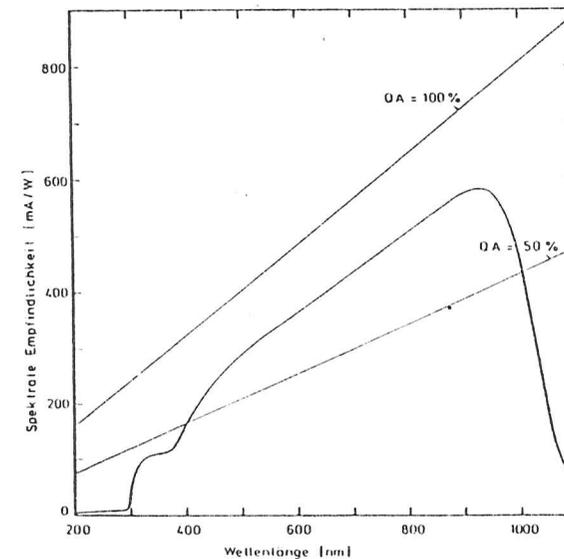


Abbildung 4.5: Spektrale Empfindlichkeit der Diode Hamamatsu S 1790-02 [LOR85\*] (QA = Quantenausbeute)

Tabelle 4.1 zeigt einen Vergleich der Eigenschaften von Photodiode und Photomultiplier.

Eigenschaften	Photodiode	Photomultiplier
technische Erfahrung	wenig	viel
empfindliche Fläche	$< 3 \text{ cm}^2$	max. $\approx 30 \text{ cm}^2$
Quantenausbeute bei 550 nm	$\approx 60 \%$	$\approx 12 \%$
spektrale Empfindlichkeit Maximum	400-1150 nm 900 nm	300-650 nm 420 nm
Anstiegszeit	15-3000 nsec	2-50 nsec
Linearitätsbereich	bis $10^6$	bis $10^4$
Eigenverstärkung	nein	ja
Nachverstärkung	mit Verstärker hoher Güte	nicht notwendig
Rauschanfälligkeit	groß	gering
stabilisierte Hochspannung	nicht erforderlich	erforderlich
Magnetfeldabhängigkeit	nein	ja
Temperaturgradient	$< 0.2 \text{ \%}/^\circ\text{C}$	$< 0.2 \text{ \%}/^\circ\text{C}$
Kurzzeitstabilität	$< 0.01 \%$	$\approx 1 \text{ \%}^1$
Langzeitstabilität	$< 0.1 \%$	$\approx 1 \text{ \%}^1$
Lichtschäden	nein	möglich

Tabelle 4.1: Eigenschaften von Photodiode und Photomultiplier im Vergleich

Die wichtigsten Vorteile der Photodiode sind:

- Sie nimmt nur wenig Platz in Anspruch.
- Sie hat eine hohe Quantenausbeute.
- Sie besitzt einen großen Linearitätsbereich.
- Sie kann im Magnetfeld betrieben werden.
- Sie liefert Signale von großer Stabilität.
- Sie ist einfach zu handhaben.

<sup>1</sup>nur für ausgewählte, stabile Photomultiplier

Allerdings müssen auch einige Nachteile gegenüber dem Photomultiplier in Kauf genommen werden:

- Die Photodiode ist langsamer als der Photomultiplier.
- Es findet keine Eigenverstärkung statt.
- Die minimal nachweisbare Energie ist höher.

### 4.3 Die Ausleseelektronik

Im folgenden wird die Ausleseelektronik beschrieben, die bei allen Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit sowohl bei Photodioden- wie auch bei Photomultiplierauslese verwendet wurde. Abbildung 4.6 zeigt den Aufbau.

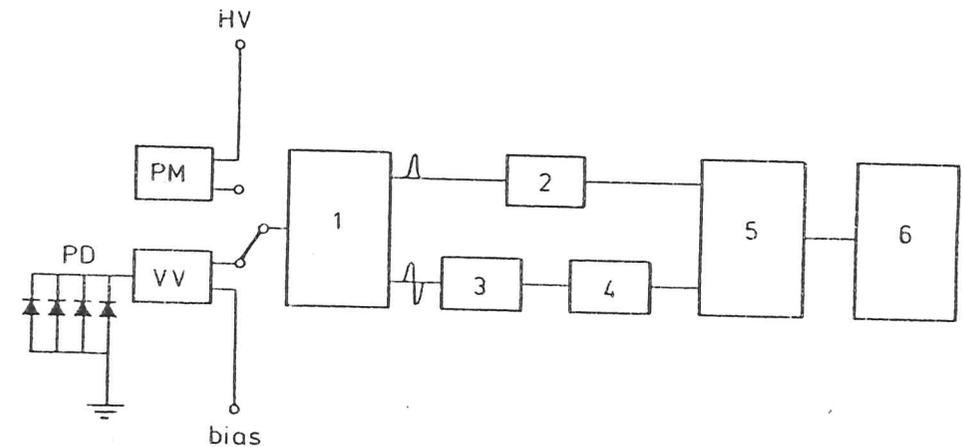


Abbildung 4.6: Aufbau der Ausleseelektronik

- 1: Spectroscopy Amplifier Ortec 472 A
- 2: Delay Amplifier Ortec 427 A
- 3: Timing Single Channel Analyzer Ortec 551
- 4: Linear Gate Stretcher Ortec 542
- 5: Gated Biased Amplifier Ortec 444
- 6: Vielkanalanalysator Nuclear Data 66

Das Signal gelangt von der Photodiode, an der eine Vorspannung in Sperrrichtung anliegt, auf einen ladungsempfindlichen Vorverstärker.

Bei den meisten Messungen wurde ein Hybrid-Vorverstärker vom Max Planck Institut München verwendet, bei einigen Versuchen auch ein serienmäßiger Canberra 2003 BT. Der Vorteil des Hybrid-Vorverstärkers liegt in seiner kleinen Bauweise.

Das Signal aus dem Vorverstärker hat einen schnellen Anstieg und fällt einige  $\mu\text{sec}$  lang ab. Es wird vom pulsformenden Hauptverstärker zu einem gaußförmigen Puls umgeformt. Die Pulshöhe ist proportional zur Intensität des Szintillationslichts, das auf die Photodiode fiel. Aus dem unipolaren Ausgang des Hauptverstärkers gelangt das Signal verzögert auf einen weiteren Verstärker. Der zweite, bipolare Ausgang wird benutzt, um ein Triggersignal zu erzeugen. Zuerst schneidet eine Schwelle das niederenergetische Rauschen ab; anschließend wird das Signal verbreitert und als Gate-Signal in den zweiten Verstärker eingespeist. Der Verstärker formt das getriggerte Signal in ein Rechtecksignal um, das dann von einem Vielkanalanalysator weiterverarbeitet wird.

Bis auf den Vorverstärker wurde dieser Elektronikaufbau auch für die Messungen mit dem Photomultiplier verwendet.

Der Hauptverstärker wurde mit einer Zeitkonstanten (shaping time) von  $1 \mu\text{sec}$  betrieben.

#### 4.4 Das Rauschen von Photodiode und Vorverstärker

Bei der Photodiodeauslese kann das starke Rauschen von Photodiode und Vorverstärker bei niedrigen Einschußenergien (wenige MeV) zu einem Problem werden. Die Ursachen dieses Rauschens lassen sich am einfachsten anhand eines Ersatzschaltbilds erklären.

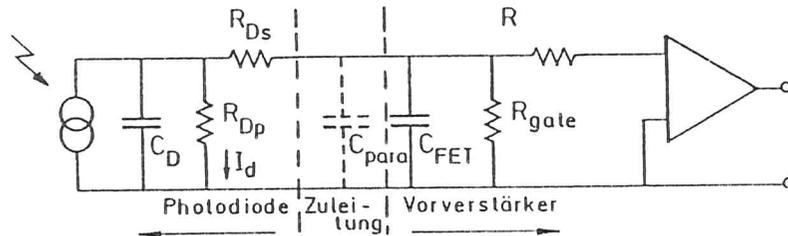


Abbildung 4.7: Ersatzschaltbild für Photodiode und Vorverstärker [GRO84]

Die Photodiode wird durch eine reine Stromquelle, eine Diodenkapazität  $C_D$ , einen Parallelwiderstand  $R_{Dp}$  ( $\approx \text{G}\Omega$ , je nach Reinheit des Siliziums) und einen Serienwiderstand  $R_{Ds}$  ( $\approx 10 - 1000 \Omega$ , je nach Größe, Dotierung und Dicke der P-Schicht) dargestellt.

Der Vorverstärker hat in der Eingangsstufe einen Feldeffekttransistor (FET), der bei der Berechnung des Rauschens berücksichtigt werden muß. Er kann durch seine Eingangskapazität  $C_{FET}$ , den Parallelwiderstand  $R_{gate}$  und den Widerstand  $R = 1/g$  ( $g = \text{Transistorkonduktanz}$ ) beschrieben werden.

Die Kapazität der Zuleitungen wird durch  $C_{para}$  berücksichtigt.

Außerdem wird angenommen, daß sich in der nachfolgenden Verstärkerkette ein Filterverstärker mit der Zeitkonstanten  $\tau$  befindet.

Da der Vorverstärker sehr hoch verstärkt, können die Beiträge der nachfolgenden elektronischen Bauelemente zum Rauschen vernachlässigt werden.

Das Rauschen setzt sich im wesentlichen aus folgenden Beiträgen zusammen:

**Parallelrauschen :**  $\sqrt{2\tau k_B T / R_p}$

Thermisches Rauschen des Gesamtparallelwiderstands  $R_p = \frac{R_{Dp} + R_{gate}}{R_{Dp} R_{gate}}$  bei der Temperatur  $T$  ( $k_B = \text{Boltzmannkonstante}$ ).

**Stromrauschen :**  $\sqrt{Q\tau I_d}$

Statistische Schwankung des Dunkelstroms  $I_d$ , der durch  $R_{Dp}$  fließt, bei Anlegen einer Sperrspannung.  $Q$  ist die Einheitsladung.

**Serienrauschen :**  $\sqrt{2k_B T R_s C_{in}^2 / \tau}$

Thermisches Rauschen des Gesamtserienwiderstands  $R_s = R_{Ds} + R$  in Verbindung mit der Gesamtkapazität  $C_{in} = C_D + C_{para} + C_{FET}$

Ein weiterer Anteil am Rauschen kommt durch langsam ablaufende Rekombinationsprozesse in den Halbleitergrenzschichten zustande. Er ist jedoch gering und wird hier nicht berücksichtigt.

Mit vereinfachten Annahmen ergibt sich das Rauschen aus der Quadratsumme der einzelnen Beiträge [GRO84]:

$$\mathfrak{R}^2 = 2 \frac{\tau k_B T}{R_p} + Q\tau I_d + 2 \frac{k_B T R_s C_{in}^2}{\tau}$$

An dieser Gleichung sieht man, daß sowohl eine  $\tau$ - als auch eine  $1/\tau$ - Abhängigkeit besteht. Die Wahl der Zeitkonstanten ist also eine Frage der Optimierung.

Ähnlich ist es mit der Kapazität und dem Dunkelstrom: Das Verstärkerrauschen steigt mit wachsender Eingangskapazität. Durch eine Erhöhung der Vorspannung wird die Kapazität der Photodiode erniedrigt und das Rauschverhalten des Systems verbessert. Gleichzeitig wird aber durch eine erhöhte Vorspannung auch der Dunkelstrom der Diode erhöht, was wiederum einen Beitrag zum Rauschen liefert. Man muß also eine optimale Vorspannung finden, bei der die Summe beider Beiträge minimal wird. Abbildung 4.8 zeigt diesen Zusammenhang.

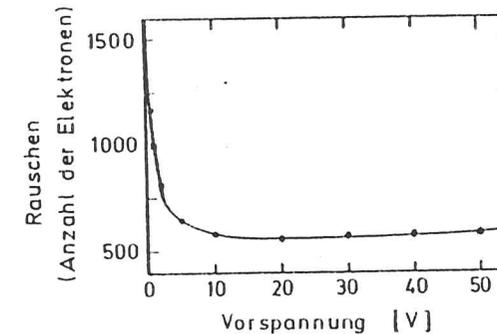


Abbildung 4.8: Rauschen einer Diode [GRA84]

### Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Um bei der Auslese einen optimalen Abstand zwischen Signal und Rauschen zu erhalten, müssen die Auslesefläche des Kristalls und die Größe der Photodioden einander angepaßt sein.

Das Rauschen eines Systems aus Photodioden und ladungsempfindlichem Vorverstärker ist stark von der Kapazität am Verstärkereingang ( $C_{in} = C_D + C_{para} + C_{FET}$ ) abhängig. Um diese Kapazität möglichst gering zu halten, müssen die einzelnen Beiträge minimiert werden. Die Eingangskapazität des Vorverstärkers ( $C_{FET}$ ) ist vorgegeben. Die Kapazität der Zuleitungen ( $C_{para}$ ) wird durch möglichst kurze Verbindungsstrecken minimiert. Die Diodenkapazität ( $C_D$ ) wächst proportional mit der aktiven Fläche der Photodiode. Demzufolge erhöht sich das Rauschen mit der Größe bzw. der Anzahl der Dioden. Gleichzeitig wird durch eine größere aktive Fläche auch die Lichtausbeute gesteigert. Man muß also berücksichtigen, welche Überdeckung der Kristallauslesefläche mit Photodioden zu einem minimalen Rauschen bei größtmöglicher Lichtausbeute führt. Dadurch erreicht man eine bessere Energieauflösung im niederenergetischen Bereich.

Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei unterschiedlicher Anzahl von Dioden anzugeben, wird folgender Faktor eingeführt:

$$F = \frac{\text{Lichtausbeute}}{\text{Rauschen}}$$

Das Groom'sche Theorem besagt, daß  $F$  unabhängig von der Photodiodenfläche ist und näherungsweise konstant bleibt, sofern die Signalstärke ein bestimmtes Minimum nicht unterschreitet, weil sowohl das Rauschen als auch die Lichtausbeute proportional mit der Fläche der Photodioden zunehmen.

Bei den Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden vier parallel geschaltete Photodioden zur Auslese verwendet. Die Auslesefläche der benutzten CsJ(Tl)-Kristalle beträgt  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ . Eine einzelne Photodiode vom Typ Hamamatsu S 1790-02 hat eine aktive Fläche von  $1 \text{ cm}^2$ . Somit ergibt sich eine Flächenbedeckung von 44 %. Wie man in Abbildung 4.9 sieht, liegt dieser Wert im Bereich des optimalen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses.

Die folgende Abbildung veranschaulicht die Aussage des Groom'schen Theorems. Die Kurven wurden mit PIN-Photodioden vom Typ Hamamatsu S 1790 aufgenommen [LOR85].

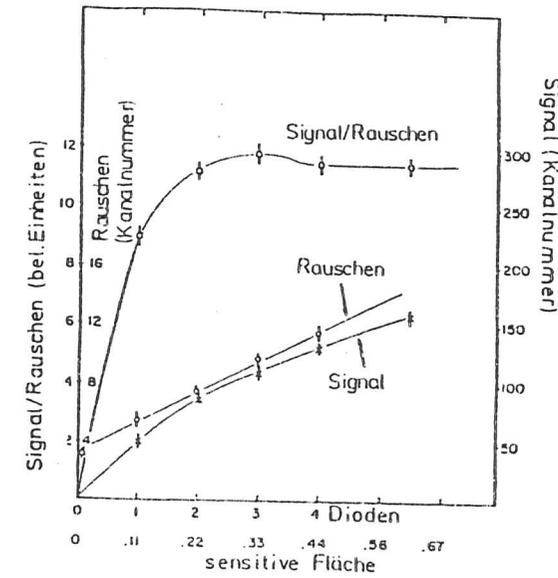


Abbildung 4.9: Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei unterschiedlicher Anzahl von Photodioden

## Kapitel 5

# Qualitätsuntersuchungen an CsJ(Tl) - Kristallen

Für unsere Experimente standen uns insgesamt vierzehn Kristalle von vier verschiedenen Herstellern zur Verfügung. Bei Testmessungen hatten wir festgestellt, daß große Unterschiede in der Güte des Szintillationsmaterials bestehen. Um die Qualität der einzelnen Kristalle zu bestimmen, wurden bei allen Kristallen folgende Eigenschaften untersucht:

- die relative Lichtausbeute,
- die Energieauflösung,
- die Uniformität der Lichtausbeute.

### 5.1 Material und Versuchsdurchführung

Es wurden ausschließlich Kristalle aus CsJ, das mit Thallium dotiert ist, verwendet. Untersucht wurden 8 Kristalle der Firma Bicon, 1 Kristall der Firma Horiba, 2 Kristalle der Firma Harshaw und 3 Kristalle der Firma BDH. Alle Kristalle haben die Maße  $30 \times 30 \times 300 \text{ mm}^3$ . Die Kristalloberflächen sind nur an einer Stirnseite, die ausgelesen werden soll, poliert. Bis auf diese Auslesefläche sind die Kristalle von den Herstellern in unterschiedliche Reflektorfolien eingewickelt worden. Die Messungen wurden mit einem Photomultiplier Hamamatsu R 268 durchgeführt. Für den optischen Kontakt zwischen Kristall und Photomultiplier wurde eine Scheibe aus Silikonkautschuk verwendet. Der Aufbau der Elektronik war wie in Abschnitt 4.3 beschrieben.

#### Messung der relativen Lichtausbeute und der Energieauflösung

Mit allen Kristallen wurde die 662 keV Linie eines  $^{137}\text{Cs}$ -Präparats aufgenommen. Dabei befanden sich der jeweilige Kristall und der Photomultiplier in einem lichtdichten Kasten aus Aluminium. Die radioaktive Quelle war an der Frontseite des Kristalls befestigt. Für die einzelnen Kristalle wurde die jeweilige Lage des Maximums des Cs-Peaks gemessen. Da die elektronische Verstärkung bei allen Messungen gleich war, läßt sich aus diesen Daten die relative Lichtausbeute bestimmen. Zur Bestimmung der erzielten Auflösung der 662 keV Linie wurde die Halbwertsbreite des jeweiligen Peaks gemessen.

Abbildung 5.1 zeigt das  $\gamma$ -Spektrum des  $^{137}\text{Cs}$ -Präparats. Außer dem Photo-Peak sieht man die Compton-Kante und den sogenannten Backscattering-Peak, der durch Compton-Streuung unter großen Winkeln aus der Umgebung in den Kristall zustande kommt.

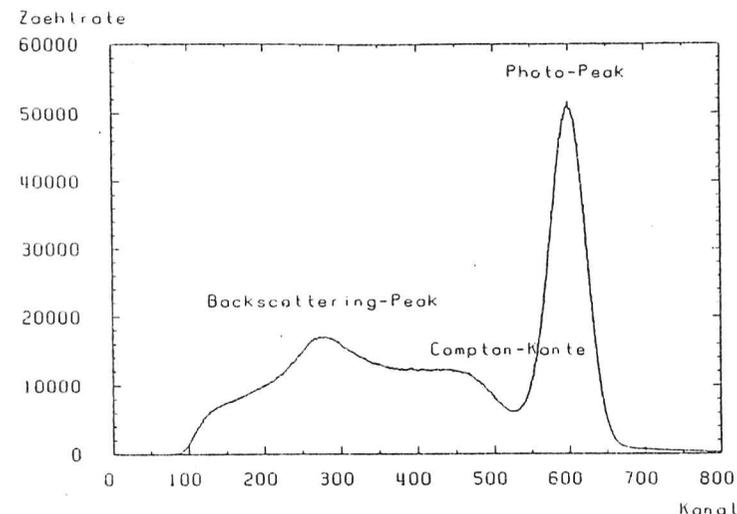


Abbildung 5.1: Spektrum eines  $^{137}\text{Cs}$ -Präparats

#### Messung der Uniformität

Auch für diese Messungen wurde das Spektrum einer  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle aufgenommen. Um die Strahlung zu kollimieren, befand sich das Präparat in einem Bleiziegel mit einer Bohrung von 5 mm. Zusätzlich zum Einschub von vorn wurden die Photonen auch von der Seite in den Kristall eingeschossen. Dazu wurde die Quelle entlang des Kristalls in Schritten von 3 cm verschoben. Mit jedem Kristall wurden zehn Spektren aufgenommen, nämlich bei 0, 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21, 24 und 27 cm, und jeweils die Lage des Maximums bestimmt. (Im folgenden steht die Bezeichnung 'vorn' für die Position 0 und die Bezeichnung 'hinten' für einen Einschubort, der nahe am Photomultiplier liegt.)

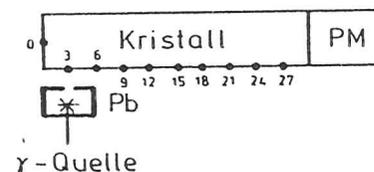


Abbildung 5.2: Versuchsaufbau zur Messung der Uniformität

## 5.2 Ergebnisse

Außer einer möglichst hohen Lichtausbeute und einer guten Energieauflösung wird bei der Anwendung von Szintillationskristallen eine möglichst große Uniformität der Lichtausbeute verlangt. Das heißt, wenn man von beliebigen Positionen aus Teilchen derselben Energie in einen Kristall einschießt, sollte die Lichtausbeute immer gleich sein, unabhängig vom Einschufort beziehungsweise vom Entstehungsort des Szintillationslichts im Kristall. Ist die Lichtausbeute eines Kristalls nicht uniform, nimmt sie zu, je näher der Einschufort beim Photomultiplier bzw. bei den Photodioden liegt, also je kürzer der Weg des Szintillationslichts durch den Kristall ist. Das heißt, die Lichtausbeute ist bei Einschuf von vorn am kleinsten. Das kann einerseits daran liegen, daß der Kristall selbst viel Licht absorbiert, andererseits kann das Licht auch durch mangelnde Reflexion an der Kristalloberfläche verlorengehen. Die Ursachen dafür können Variationen in der Homogenität des Kristalls oder Unterschiede in der Kristalloberfläche oder der Verpackung sein.

Die Uniformität der Lichtausbeute ist besonders wichtig, wenn ein Kristall in einem Detektor für hochenergetische Teilchen eingesetzt wird. Dann entsteht im Kristall ein elektromagnetischer Schauer. Die Lage des Schauersmaximums ist von der Position des Kristalls im Detektor und von der jeweiligen Einschufenergie abhängig. Entsteht der Schauer im hinteren Teil des Kristalls, also in der Nähe des Auslesegeräts, werden die Werte für die deponierte Energie verfälscht, wenn die Lichtausbeute des Kristalls nicht uniform ist. Das hat zur Folge, daß die Energieverteilung breiter wird und das Spektrum zu höheren Energien hin verschoben ist. Daher kann ein Kristall, dessen Lichtausbeute nicht uniform ist, nicht in einem Detektor verwendet werden.

Die folgende Abbildung 5.3 zeigt das Spektrum eines Kristalls mit einer guten Uniformität der Lichtausbeute (gepunktete Linie) im Vergleich mit dem Spektrum eines Kristalls mit einer schlechten Uniformität der Lichtausbeute (durchgezogene Linie). Die beiden Kristalle lagen jeweils rechts und links von einem dritten Kristall, in den Positronen mit einer Energie von 3 GeV eingeschossen wurden. Durch die unterschiedliche Uniformität der Lichtausbeute der beiden Nachbarkristalle erhält man unterschiedliche Spektren für die seitliche Ausbreitung des im Zentralkristall entstandenen Schauers.

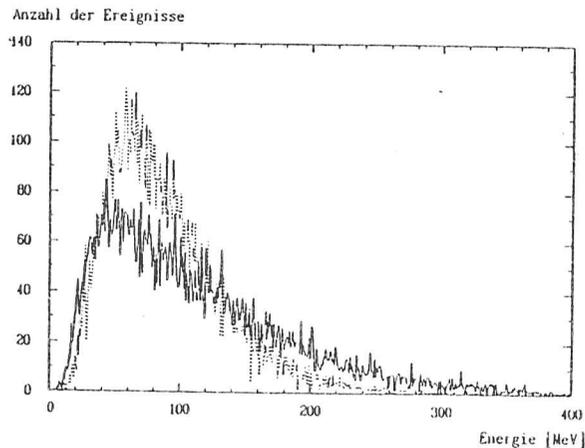


Abbildung 5.3: Spektren zweier CsI(Tl) - Kristalle

Um diese Kristalleigenschaft in Zahlenwerten ausdrücken zu können, sei die Uniformität folgendermaßen definiert:

$$U = \frac{L_{\max} - L_{\min}}{L_0}$$

Dabei steht  $L$  für die Lichtausbeute.  $L_0$  ist die Lichtausbeute bei Einschuf von vorn.

Für diesen Wert kann man Grenzbedingungen festlegen. Beispielsweise wird für die Kristalle des CRYSTAL BARREL, die eine Gesamtlänge von 30 cm haben, wie die hier verwendeten Kristalle, die Einhaltung folgender Werte gefordert:

$$U < 5\% \text{ von } 4.5 \text{ bis } 28.5 \text{ cm}$$

$$U < 2\% \text{ von } 19.5 \text{ bis } 28.5 \text{ cm.}$$

Tabelle 5.1 zeigt die Lichtausbeute der Kristalle, normiert auf den Kristall Bicron #1, die Energieauflösung bei Einschuf von 662 keV Photonen eines  $^{137}\text{Cs}$ -Präparats, sowie den Wert für die Uniformität, den man nach der obigen Definition erhält.

Kristall	Aussehen	relative Lichtausbeute [%]	Energieauflösung [%]	Uniformität [%]
Bicron # 1	klar, farblos	$100 \pm 3$	$12 \pm 1$	$3.5 \pm 0.3$
Bicron # 2	klar, farblos	$99 \pm 3$	$12 \pm 1$	$5.6 \pm 0.3$
Bicron # 3	matt, weiß	$88 \pm 3$	$13 \pm 1$	$8.0 \pm 0.7$
Bicron # 4	matt, weiß	$90 \pm 3$	$12 \pm 1$	$5.5 \pm 0.7$
Bicron # 5	matt, weiß	$83 \pm 3$	$13 \pm 1$	$7.7 \pm 0.7$
Bicron # 6	matt, weiß	$82 \pm 3$	$13 \pm 1$	$16.7 \pm 0.7$
Bicron # 7	matt, weiß	$98 \pm 3$	$12 \pm 1$	$9.7 \pm 0.7$
Bicron # 8	matt, weiß	$96 \pm 3$	$12 \pm 1$	$7.7 \pm 0.7$
Horiba	klar, farblos	$90 \pm 3$	$13 \pm 1$	$3.7 \pm 0.7$
Harshaw # 1	matt, weiß	$68 \pm 2$	$15 \pm 1$	$88.0 \pm 0.3$
Harshaw # 2	klar, leicht gelblich	$64 \pm 2$	$17 \pm 1$	$69.0 \pm 0.9$
BDH # 1	matt, gelblich	$80 \pm 3$	$14 \pm 1$	$6.3 \pm 0.7$
BDH # 2	matt, leicht rötlich	$46 \pm 2$	$21 \pm 2$	$66.7 \pm 0.7$
BDH # 3	matt, rötlich	$25 \pm 1$	$29 \pm 2$	$209.7 \pm 0.7$

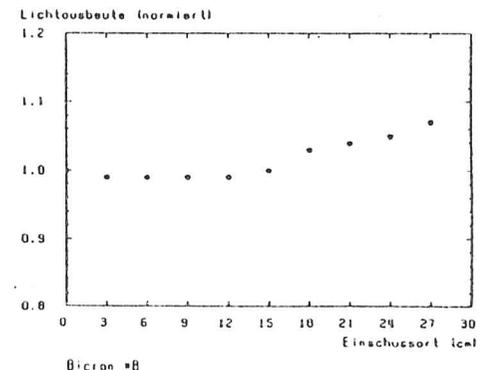
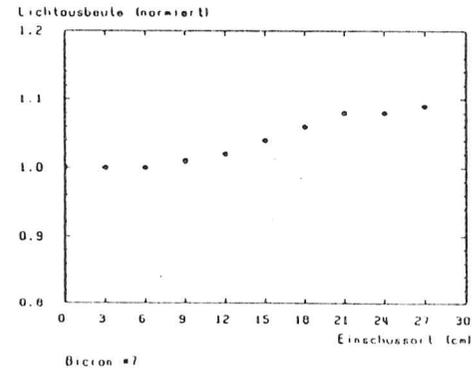
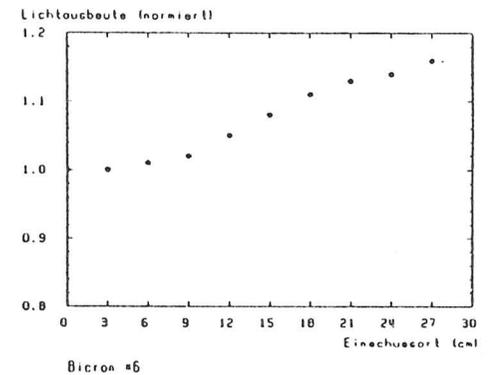
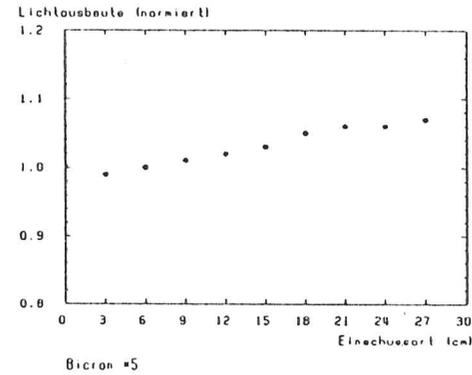
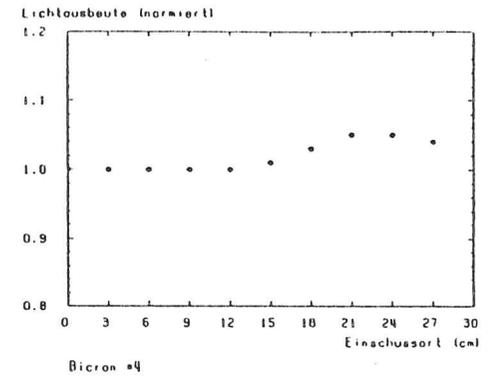
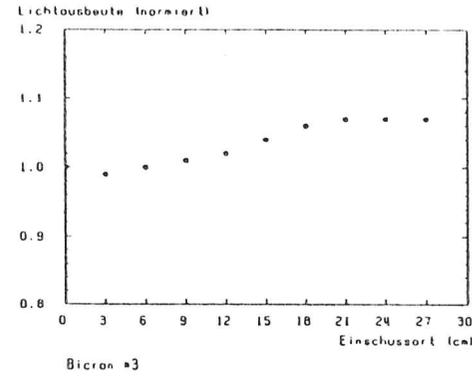
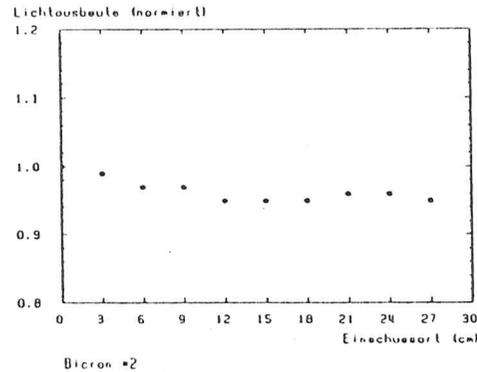
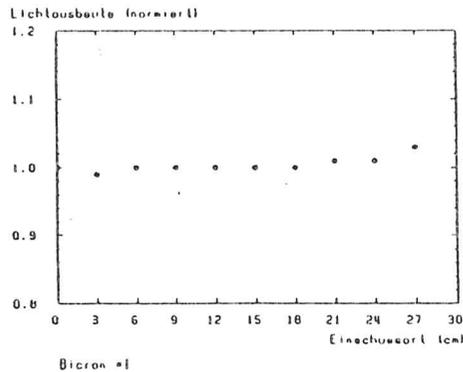
Tabelle 5.1: Eigenschaften der einzelnen Kristalle

Es zeigt sich, daß die untersuchten Eigenschaften miteinander korreliert sind. Zu den Kristallen guter Qualität, die sowohl eine hohe Lichtausbeute und eine gute Energieauflösung als auch eine gute Uniformität (besser als 10 %) besitzen, gehören die acht Kristalle von Bicron, der Kristall von Horiba und der Kristall BDH #1. Bezüglich der Uniformität der Lichtausbeute bildet der Kristall Bicron #6 eine Ausnahme; der Grund dafür ist unklar.

Die untersuchten Eigenschaften stehen offensichtlich in keinem direkten Zusammenhang mit der Durchsichtigkeit der Kristalle; auch ein matter Kristall kann eine relativ hohe Lichtausbeute und gute Werte für die Energieauflösung und die Uniformität liefern.

Eine entscheidende Rolle spielt jedoch die Farbe der Kristalle, da sie von der Zusammensetzung und der Reinheit des verwendeten Materials abhängig ist. Die vier schlechten Kristalle, Harshaw #1 und #2 sowie BDH #2 und #3, zeigen erhebliche gelbliche oder rötliche Verfärbungen. Offensichtlich absorbieren die Kristalle durch Verunreinigungen im Material soviel Licht, daß die Lichtausbeute und die Energieauflösung im Vergleich zu den anderen Kristallen rapide abnehmen. Das wirkt sich auch auf die Uniformität aus: Bei Einschluß an der Frontseite des Kristalls erreicht nur ein geringer Teil des Szintillationslichts den Photomultiplier. Diese Kristalle sind auf Grund der geringen und nicht uniformen Lichtausbeute und der schlechten Energieauflösung für den Einsatz in einem Detektor ungeeignet.

Die folgenden Abbildungen zeigen das Verhalten der einzelnen Kristalle bezüglich der Uniformität. Aufgetragen ist die Lichtausbeute am jeweiligen Einschlußort ( $L_x$ ), normiert auf die Lichtausbeute bei Einschluß von vorn ( $L_0$ ), in Abhängigkeit vom Einschlußort. Für einen guten Kristall sollte man auf der gesamten Kristalllänge nur minimale Abweichungen von 1.0 erhalten. Bei den schlechten Kristallen sieht man deutlich, wie die Werte stark ansteigen, je näher man mit der Quelle an den Photomultiplier kommt. Die Bezeichnungen an der x - Achse entsprechen den verschiedenen Positionen der  $\gamma$  - Quelle in Abbildung 5.2.



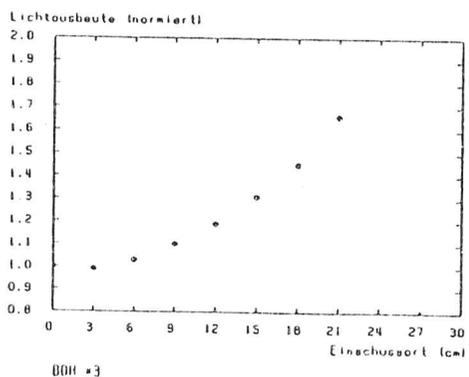
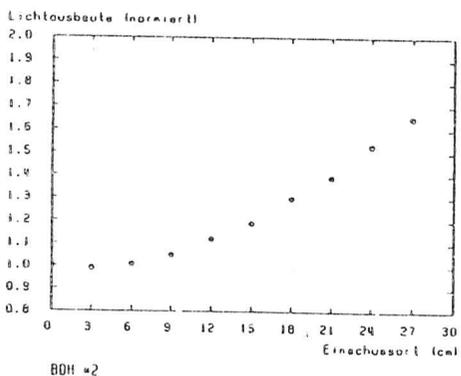
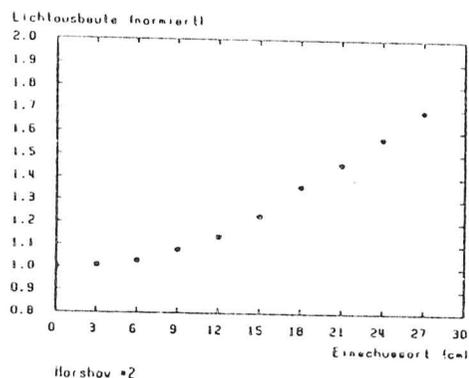
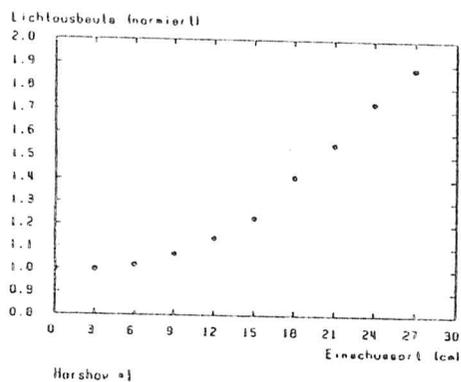
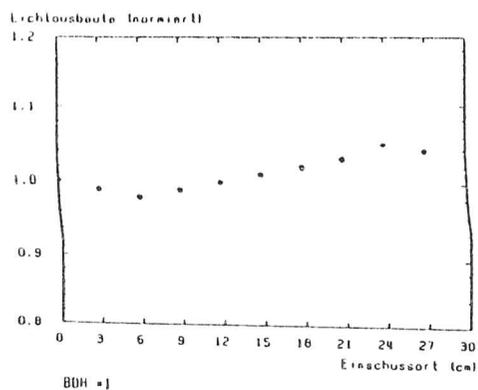
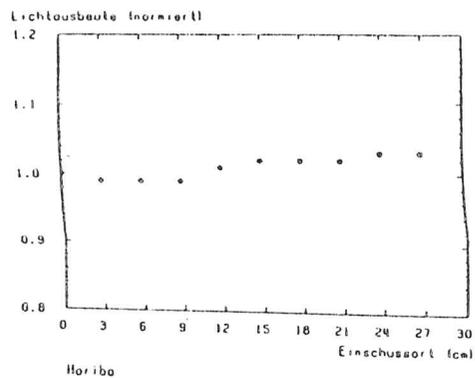


Abbildung 5.4: Lichtausbeute der einzelnen Kristalle in Abhängigkeit vom Einschussort

## Kapitel 6

# Energieauflösung eines CsJ - Kristalls

Die erreichbare Energieauflösung ist eine entscheidende Größe für einen Detektor. Einerseits wird sie durch das verwendete Szintillationsmaterial selbst, andererseits durch die Auslesegeräte und die nachfolgende Elektronik bestimmt. Um die Qualität eines Detektors aus CsJ - Kristallen gegen die eines Detektors aus einem anderen Material abzuschätzen, muß man die Energieauflösung betrachten, die bei der Auslese von CsJ - Kristallen mit Photodioden erreicht wird.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Energieauflösung eines einzelnen CsJ(Tl) - Kristalls der Größe  $30 \times 30 \times 300 \text{ mm}^3$  mit Photodiodenauslese bei Einschuss niederenergetischer Photonen untersucht. Dazu wurden verschiedene  $\gamma$  - Präparate und ein Van de Graaff - Generator benutzt.

Im Rahmen einer weiteren Diplomarbeit [ST087] wurde die Energieauflösung einer Matrix aus neun solchen CsJ(Tl) - Kristallen mit Photodiodenauslese bei Einschuss von Positronen mit Energien von 0.7 bis 6 GeV untersucht.

### 6.1 Material und Versuchsdurchführung

Die Messungen wurden mit dem Kristall Bicron #1 in Originalverpackung durchgeführt. Zur Auslese wurden vier Photodioden vom Typ Hamamatsu S 1790-02 in Kombination mit einem Vorverstärker Canberra 2003 BT verwendet. Als optischer Koppler wurde das Silikonöl Rhodorsil Huile 47 V 60.000 benutzt. Der Aufbau der Ausleseelektronik war wie in Abschnitt 4.3 beschrieben. Der Kristall und die Photodioden befanden sich in einem lichtdichten Aluminiumkasten. Die verschiedenen radioaktiven Quellen und der Van de Graaff - Generator wurden so angebracht bzw. ausgerichtet, daß die Photonen von vorn in den Kristall trafen.

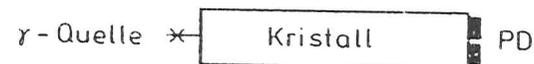


Abbildung 6.1: Versuchsaufbau zur Messung der Energieauflösung

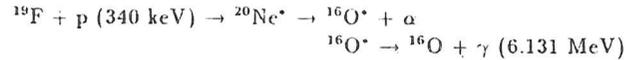
Es wurden die Spektren folgender  $\gamma$  - Präparate aufgenommen:

$^{137}\text{Cs}$  (0.662 MeV)

$^{22}\text{Na}$  (1.275 MeV; die 0.511 MeV Linie kann bei Photodiodenauslese nicht vom Rauschen getrennt werden)

$^{88}\text{Y}$  (0.898 MeV und 1.836 MeV)

Um noch einen höheren Energiepunkt einzubeziehen, wurde ein Van de Graaff - Generator eingesetzt, der Photonen mit einer Energie von 6.131 MeV liefert. Die Produktion von Photonen im Van de Graaff - Generator beruht auf folgender Reaktion:



## 6.2 Ergebnisse

Abbildung 6.2 zeigt die aufgenommenen Spektren. Die Aufnahmezeit betrug 5 Minuten. Die Abbildung des Van de Graaff - Spektrums zeigt eine Ausschnittvergrößerung.

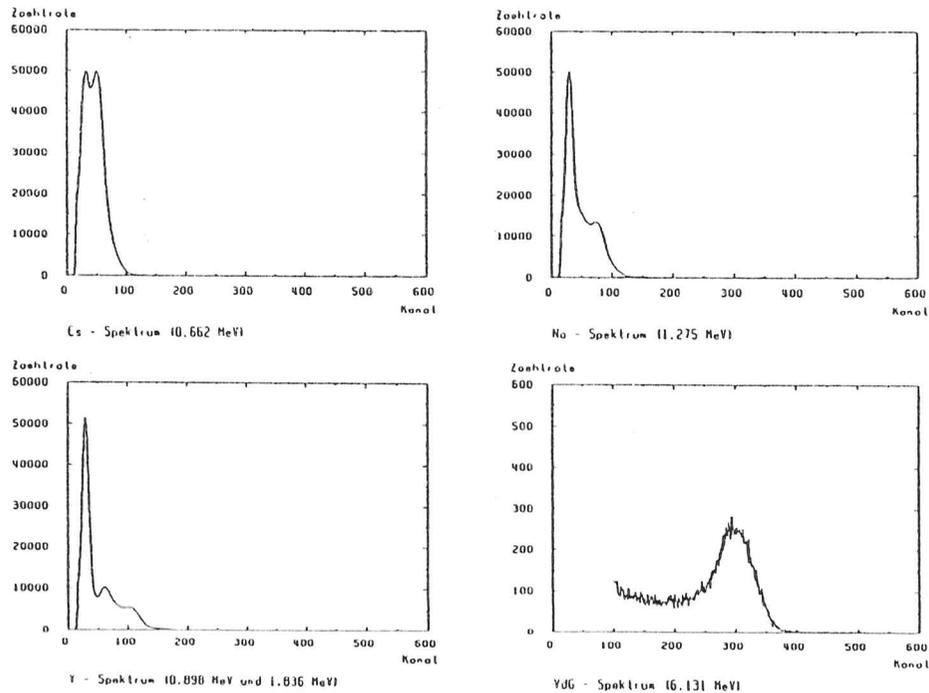


Abbildung 6.2: Verschiedene  $\gamma$  - Spektren bei Photodiodenauslese

Zur Auswertung der Messungen wurde die Lage des jeweiligen Peaks und die Halbwertsbreite ermittelt. Der Wert für die Energieauflösung wird angegeben mit:

$$\frac{\sigma_{FWHM}}{E} = \frac{FWHM}{Maximum}$$

(FWHM = Full Width Half Maximum).

In der folgenden Tabelle sind die bei den verschiedenen Energien erreichten Auflösungen angegeben.

Quelle	Energie [MeV]	Auflösung [%]
$^{137}\text{Cs}$	0.662	$99 \pm 5$
$^{88}\text{Y}$	0.898	$85 \pm 4$
$^{22}\text{Na}$	1.275	$67 \pm 3$
$^{88}\text{Y}$	1.836	$49 \pm 3$
VdG - Generator	6.131	$25 \pm 1$

Tabelle 6.1: Energieauflösung eines CsJ(Tl) - Kristalls bei Photodiodenauslese

An diese Daten wurde folgende Funktion angepaßt:

$$\frac{\sigma_{FWHM}}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E^2} + \frac{b^2}{E} + c^2}$$

Die einzelnen Fitparameter haben folgende Bedeutung:

- $a$  ist ein Maß für den Einfluß des Photodiodenrauschens auf die Energieauflösung. Dieser Beitrag ist energieunabhängig.
- $b$  berücksichtigt die Fluktuationen, die dadurch zustande kommen, daß die Photonenemissions- und -absorptionsprozesse statistischer Natur sind.
- $c$  beinhaltet die Energieschärfe der einfallenden Strahlung. Da hier radioaktive Quellen zur Anregung verwendet wurden, ergibt sich dieser Term zu Null.

Für die erreichte Energieauflösung ergibt sich folgender Wert:

$$\frac{\sigma_{FWHM}}{E} = \sqrt{\frac{((48 \pm 5)\%)^2}{(E [\text{MeV}])^2} + \frac{((59 \pm 3)\%)^2}{E [\text{MeV}]}}$$

Der erste Term spielt nur bei kleinen Einschüßenergien eine Rolle, bei denen das Photodiodenrauschen in der gleichen Größenordnung wie das Signal ist. Durch die hohe Quantenausbeute von CsJ ( $4 \cdot 10^4$  Photonen/MeV) wird das Signal mit zunehmender Einschüßenergie schnell größer, so daß man diesen Term vernachlässigen kann. Dann wird die Energieauflösung hauptsächlich durch den zweiten Term bestimmt.

Abbildung 6.3 zeigt die Energieauflösung als Funktion der Einschubenergie.

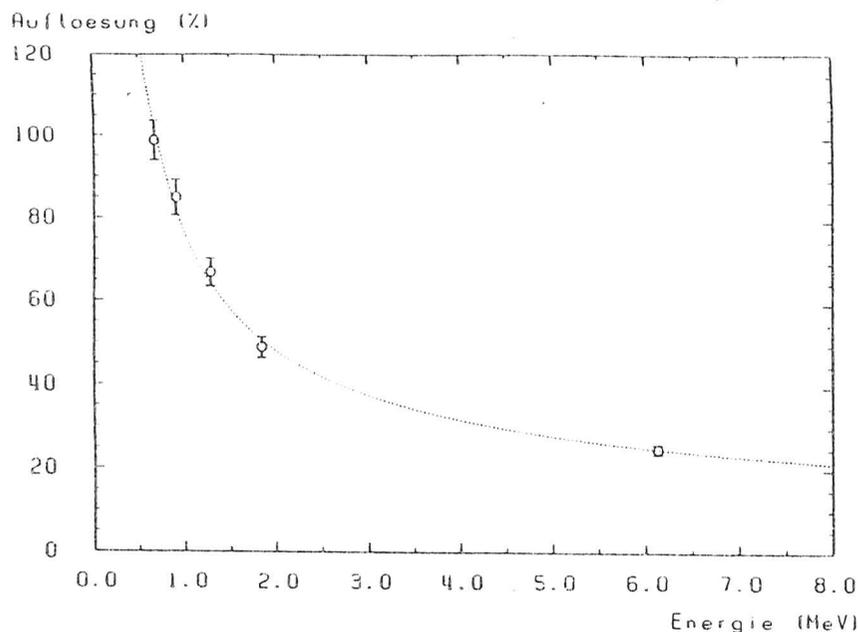


Abbildung 6.3: Energieauflösung eines CsJ(Tl) - Kristalls

Für die Energieauflösung im GeV - Bereich ergibt sich nach obiger Formel:

$$\frac{\sigma_{FWHM}}{E} = \sqrt{\frac{((0.048 \pm 0.005)\%)^2}{(E [GeV])^2} + \frac{((1.9 \pm 0.1)\%)^2}{E [GeV]}}$$

oder

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{((0.020 \pm 0.002)\%)^2}{(E [GeV])^2} + \frac{((0.79 \pm 0.05)\%)^2}{E [GeV]}} \quad \text{mit } \sigma = \frac{\sigma_{FWHM}}{2.36}$$

Bei den Experimenten im Teststrahl mit einer Matrix aus neun CsJ(Tl) - Kristallen und Einschubenergien von einigen GeV wurde für einen einzelnen Kristall nur eine Energieauflösung von  $\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{((0.11 \pm 0.3)\%)^2}{E [GeV]} + ((0.6 \pm 0.6)\%)^2}$  erreicht [STO87]. Der Grund dafür, daß die aus dem niederenergetischen Bereich extrapolierte Energieauflösung tatsächlich nicht erreicht wird, ist folgender: Während bei niedrigen Einschubenergien nur Photoeffekt, Compton-Streuung und eventuell Paarerzeugung auftreten, bildet sich bei hohen Einschubenergien ein elektromagnetischer Schauer aus. Die statistischen Fluktuationen des Schauers beziehungsweise der auftretenden Leckeffekte müssen in zusätzlichen Termen berücksichtigt werden und verschlechtern die Energieauflösung.

## Kapitel 7

### Untersuchungen zur Strahlenschädigung von CsJ(Tl) - Kristallen

Detektoren in Experimenten der Mittel- und Hochenergiephysik sind einer erhöhten Strahlenbelastung ausgesetzt. Beispielsweise wird am  $e^+e^-$  - Speicherring DORIS eine Dosis von 30 bis 100 rad pro Monat in 25 cm Abstand vom Wechselwirkungspunkt gemessen [SCH85]. Am Speicherring CESR erwartet man für die Endkappenkristalle des Detektors CLEO II eine jährliche Strahlenbelastung von etwa 100 rad [BLU86]. Am CRYSTAL BARREL Detektor rechnet man mit einer Dosis von 2 rad pro 1000 Betriebsstunden [CRY85]. Wenn man bedenkt, daß die Kristalle in einem Detektor mehrere Jahre lang solchen Strahlenbelastungen ausgesetzt sein werden, sollte das verwendete Material in seinen Szintillations- und Transmissions-eigenschaften möglichst unempfindlich gegenüber Einwirkungen durch Strahlung sein.

Um festzustellen, wie gut sich CsJ als Detektormaterial eignet, muß also untersucht werden, wie empfindlich die Kristalle auf Strahlenbelastungen reagieren, ob entstandene Schäden wieder heilen, und ob sich bei der Herstellung die Resistenz gegen Strahlenschäden verbessern läßt. Einige Untersuchungen (z.B. [BOB83]) deuten daraufhin, daß Strahlenschäden für CsJ ein ernsthaftes Problem sein können, da sich bereits bei relativ niedrigen Dosen eine deutliche Reduktion der Lichtausbeute bemerkbar macht. Dadurch könnte die Verwendung von CsJ - Kristallen in Colliding Beam Experimenten eingeschränkt werden.

Bisher liegen nur relativ wenige Ergebnisse systematischer Messungen zur Strahlenschädigung von CsJ(Tl) - Kristallen bei niedrigen Dosen vor. Deshalb wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit zwei verschiedene Untersuchungen zur Reaktion von CsJ(Tl) auf radioaktive Strahlung durchgeführt. Es wurden zwei CsJ(Tl) - Kristalle gleicher Größe vom gleichen Hersteller auf unterschiedliche Art und Weise und mit verschiedenen Dosen bestrahlt. Einer der beiden Kristalle wurde am Speicherring DORIS eingebaut, der andere Kristall wurde mit Hilfe eines starken  $\gamma$  - Präparats bestrahlt.

In diesem Kapitel sollen die Durchführung und die Ergebnisse dieser beiden Experimente beschrieben und mit den Ergebnissen aus anderen Untersuchungen verglichen werden.

## 7.1 Ursachen der Strahlenschäden

Man unterscheidet Strahlenschäden internen und externen Ursprungs.

Die Strahlenschäden internen Ursprungs sind vom Grundmaterial selbst und von der Strahlungsquelle abhängig. Die Schädigung besteht in Verfärbungen, die durch die Bildung von F-Zentren und anderen, komplizierteren Farbzentren herbeigeführt werden. Unter einem F-Zentrum versteht man eine Gitterleerstelle, an der statt eines negativen Ions ein Elektron gebunden ist.

Die Strahlenschäden externen Ursprungs sind von den Verunreinigungen im Grundmaterial abhängig. Einige metallische Verunreinigungen verändern die ursprüngliche Wertigkeit im Kristallgitter, nachdem sie ein Elektron oder ein Loch, das durch die Bestrahlung erzeugt wurde, eingefangen haben. Das kann zu Absorptionsbanden im sichtbaren oder im ultravioletten Bereich führen und infolgedessen die Intensität des Szintillationslichts reduzieren. Außerdem führen die Verunreinigungen auch zu Nachglüh-Effekten. Die Verunreinigungen müssen also so sorgfältig wie möglich aus dem Grundmaterial entfernt werden. Zu diesem Zweck sollte man eine zusätzliche Reinigung, d.h. eine Veredelung des Rohmaterials, das von hoher Reinheit sein sollte (99.999 %), durchführen, bevor daraus Kristalle gezogen werden [KOB86].

Abbildung 7.1 zeigt einige Transmissionsspektren eines bestrahlten Kristalls bei unterschiedlichen Strahlungsdosen. Man sieht, wie sich mit zunehmender Dosis Absorptionsbanden ausbilden. Sie treten hauptsächlich unterhalb einer Wellenlänge von 600 nm auf, wodurch die rötliche Färbung geschädigter Kristalle erklärt wird. Das bedeutet auch, daß die Strahlenschäden sich bei der Photodiodenauslese nicht so stark bemerkbar machen wie bei der Photomultiplierauslese, weil die Photodioden bei höheren Wellenlängen empfindlich sind als die Photomultiplier (vergl. Abbildung 3.2).

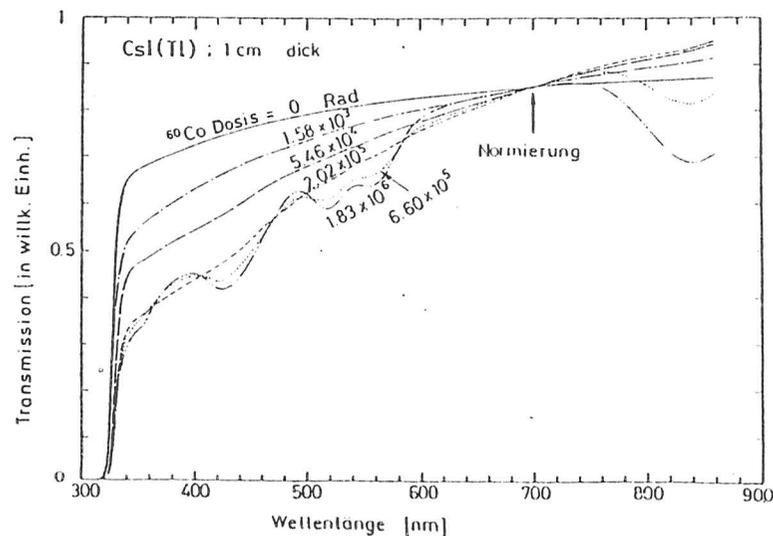


Abbildung 7.1: Transmissionsspektren eines strahlengeschädigten CsJ(Tl) - Kristalls bei verschiedenen Dosen [KOB86]

## 7.2 Bestrahlung am Speicherring DORIS

Für dieses Experiment wurde ein CsJ(Tl) - Kristall am Speicherring DORIS in der Nähe des Strahlrohrs eingebaut und für vier Wochen dort gelassen. Die genaue Strahlungs-dosis, der der Kristall ausgesetzt sein würde, war vorher nicht bekannt, sondern wurde nachträglich mit Hilfe von Dosimetern bestimmt.

### 7.2.1 Material und Versuchsdurchführung

Die Messungen wurden an dem Kristall Harshaw #1 in Originalverpackung durchgeführt. Die Auslese erfolgte jeweils mit einem Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R 268. Um Effekte durch eventuelle Strahlenschäden des während der Bestrahlung verwendeten Photomultipliers (#2) auszuschließen, wurde vor und nach der Bestrahlung ein anderer Photomultiplier (#1) des gleichen Typs eingesetzt. Für den optischen Kontakt zwischen Kristall und Photomultiplier wurde das optische Fett Rhodorsil Huile 47 V benutzt. Als Eichquelle diente ein  $^{88}\text{Y}$ -Präparat (898 keV und 1836 keV). Der Aufbau der Ausleseelektronik war wie in Abschnitt 4.3 beschrieben. Die Konstanz der Elektronik wurde mit einem Testpuls-generator überwacht, dessen Signal auf den Eingang des Hauptverstärkers gegeben wurde. Außerdem war vorn am Photomultiplier eine grüne Leuchtdiode befestigt, deren Signal bei allen Messungen mit aufgenommen wurde. Während des gesamten Versuchs befand sich ein Temperaturfühler am Kristall, um Temperaturschwankungen festzustellen. Die für die Lichtausbeute gemessenen Werte wurden später mit Hilfe des Temperaturgradienten von  $-0.3 \text{ \%}/^\circ\text{C}$  korrigiert.

### Konstanztest

Der Kristall und der Photomultiplier #1 befanden sich in einem lichtdichten Metallkasten. Die Eichquelle war an der Frontseite des Kristalls befestigt. Fünf Tage lang wurde die Pulshöhe der Eichquelle gemessen, um sicherzustellen, daß die Lichtausbeute ohne Bestrahlung konstant blieb. Außerdem wurde eine Messung zur Uniformität der Lichtausbeute durchgeführt (vergl. Abschnitt 5.1).

### Bestrahlung

Der Kristall und der Photomultiplier #2 befanden sich in einem lichtdichten Karton, der zusätzlich noch mit einer lichtundurchlässigen Folie umwickelt war. Das  $\gamma$ -Präparat war an der dem Photomultiplier gegenüberliegenden Seite des Kristalls befestigt. Der Photomultiplier war zum Schutz gegen Magnetfelder mit einer Röhre aus Mu-Metall umgeben.

Auf diese Weise verpackt, wurde der Kristall für 25 Tage am Speicherring DORIS innerhalb des CRYSTAL BALL Detektors in der Nähe des Wechselwirkungspunkts eingebaut. Dieser Ort wurde gewählt, um möglichst realistische Bedingungen für die Bestrahlung zu haben, denn eigentlich wäre der Detektor derselben Strahlenbelastung ausgesetzt wie jetzt dieser CsJ(Tl) - Kristall. Für den CRYSTAL BALL Detektor hat man jedoch Schutzmaßnahmen ergriffen, nachdem man bei einigen NaJ(Tl) - Kristallen bereits Strahlenschäden feststellen konnte. Bei jeder Füllung des Speicherrings werden die beiden Hälften des Balls auseinandergefahren, und das Strahlrohr wird mit einer Bleiabschirmung umgeben. Da der Detektor während der Bestrahlungszeit nicht in Betrieb war, war er auf die gleiche Weise vor unerwünschter Strahlung geschützt. Der CsJ(Tl) - Kristall befand sich innerhalb der Bleiabschirmung in einem Abstand von ca. 20 cm vom Strahlrohr (siehe Abbildung 7.2).

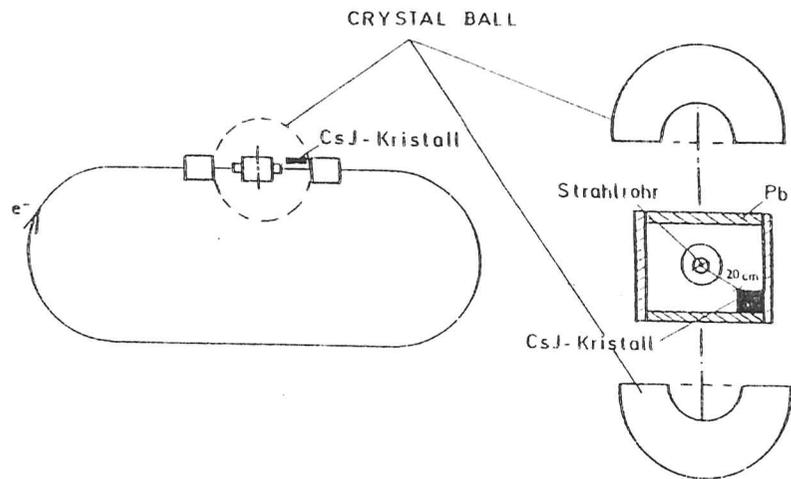


Abbildung 7.2: Versuchsaufbau bei der Bestrahlung eines CsJ(Tl) - Kristalls am Speicherring DORIS

Der Speicherring wurde während der gesamten Bestrahlungszeit nur mit Elektronen von 3.73 GeV im Four - Bunch - Betrieb (alle 250 nsec ein Teilchenpaket) betrieben. Der Betrieb verlief während der ganzen Zeit bis auf einige Unterbrechungen gleichmäßig. Daher kann man davon ausgehen, daß die Strahlung während der Bestrahlungszeit kontinuierlich aufgenommen wurde.

Die Strahlung, der der Kristall am Speicherring ausgesetzt war, setzt sich überwiegend aus hochenergetischen Elektronen, Bremsstrahlung und Synchrotronstrahlung zusammen. Während der Füllung des Speicherrings tritt die größte Strahlenbelastung auf. An der gewählten Position ist die zu erwartende Gesamtdosis am höchsten.

Ursprünglich war es geplant, täglich das Spektrum der Eichquelle aufzunehmen. Es stellte sich jedoch heraus, daß das Spektrum nur dann aufgenommen werden konnte, wenn der Speicherring nicht in Betrieb war. Denn sowohl während der Füllung des Speicherrings als auch während der Meßperioden war der Photomultiplier durch die hohe Intensität des Szintillationslichts des Kristalls so übersteuert, daß das eigentliche  $^{88}\text{Y}$  - Spektrum nicht zu erkennen war. Die Abbildungen auf der nächsten Seite zeigen das Spektrum der Eichquelle mit dem LED - Peak zu Beginn einer Meßperiode ( $I_{\text{tot}} \approx 60 \text{ mA}$ ), am Ende einer Meßperiode ( $I_{\text{tot}} \approx 30 \text{ mA}$ ) und ohne Strahl.

Das Spektrum der Eichquelle konnte also nur aufgenommen werden, wenn aus technischen Gründen der Betrieb des Speicherrings für kurze Zeit eingestellt wurde. Das geschah während der Bestrahlungszeit acht Mal. Anhand der zu diesen Zeitpunkten aufgenommenen Spektren konnte die Abnahme der Pulshöhe während der Bestrahlung beobachtet werden.

#### Erholungsphase

Nach der Bestrahlung wurde noch fünf Wochen lang mit dem Photomultiplier #1 täglich das Spektrum der Eichquelle aufgenommen, um festzustellen, ob der Kristall sich ohne äußere Einwirkungen wieder erholen würde. Außerdem wurde erneut die Uniformität der Lichtausbeute gemessen.

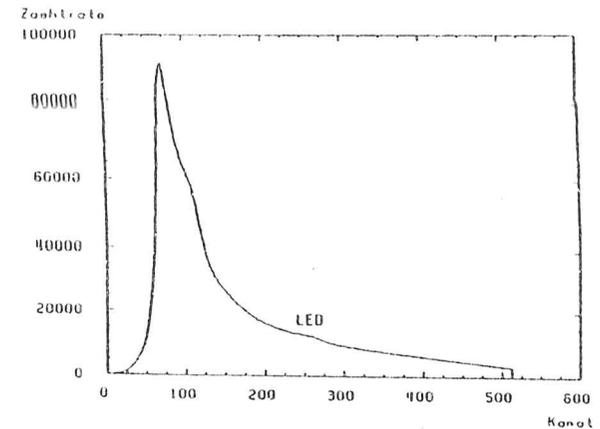


Abbildung 7.3:  $^{88}\text{Y}$  - Spektrum zu Beginn einer Meßperiode

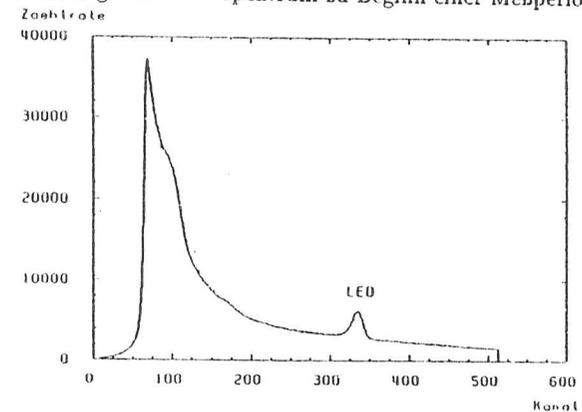


Abbildung 7.4:  $^{88}\text{Y}$  - Spektrum am Ende einer Meßperiode

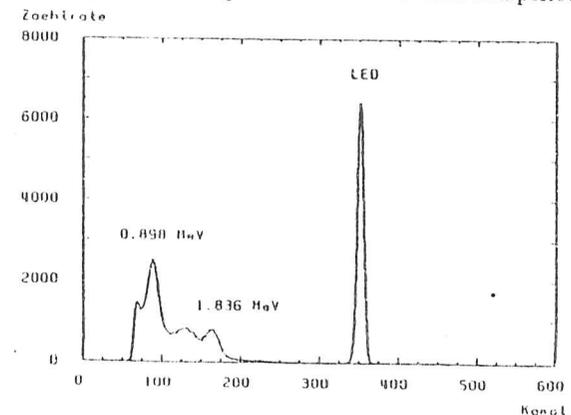


Abbildung 7.5:  $^{88}\text{Y}$  - Spektrum ohne Strahl

## Bestimmung der Dosis

Zur Bestimmung der Gesamtdosis, die der Kristall während der Bestrahlungszeit akkumulierte, waren neun Glasdosimeter am Kristall befestigt worden. Die Positionen der einzelnen Dosimeter sind aus der folgenden Abbildung ersichtlich:

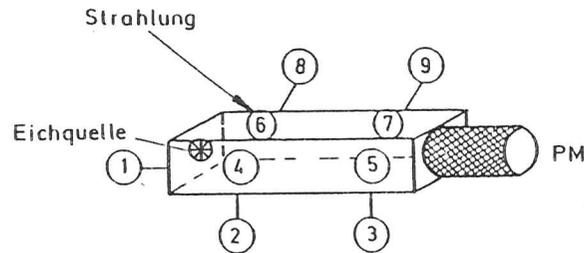


Abbildung 7.6: Positionen der Glasdosimeter

Die einzelnen Glasdosimeter hatten folgende Strahlungsdosen akkumuliert:

Dosimeter	#	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Dosis	[rad]	150	52	57	180	140	120	150	44	32

Die Dosimeter #2, #3, #8 und #9 befanden sich auf den vom Strahlrohr abgewandten Seiten des Kristalls und waren demzufolge nicht der direkten Strahlung ausgesetzt. Daher wurde die Gesamtdosis durch Mittelung über die einzelnen Dosen der übrigen Dosimeter #1, #4, #5, #6 und #7 bestimmt. Es ergab sich ein Wert von 150 rad.

## 7.2.2 Ergebnisse

Anhand der aufgenommenen Spektren wurde die jeweilige Pulshöhe bestimmt. Alle Werte wurden auf die Pulshöhe, die zuletzt vor Beginn der Bestrahlung gemessen wurde, normiert. Abbildung 7.7 zeigt den Verlauf der Lichtausbeute während des gesamten Versuchs.

Lichtausbeute (%)

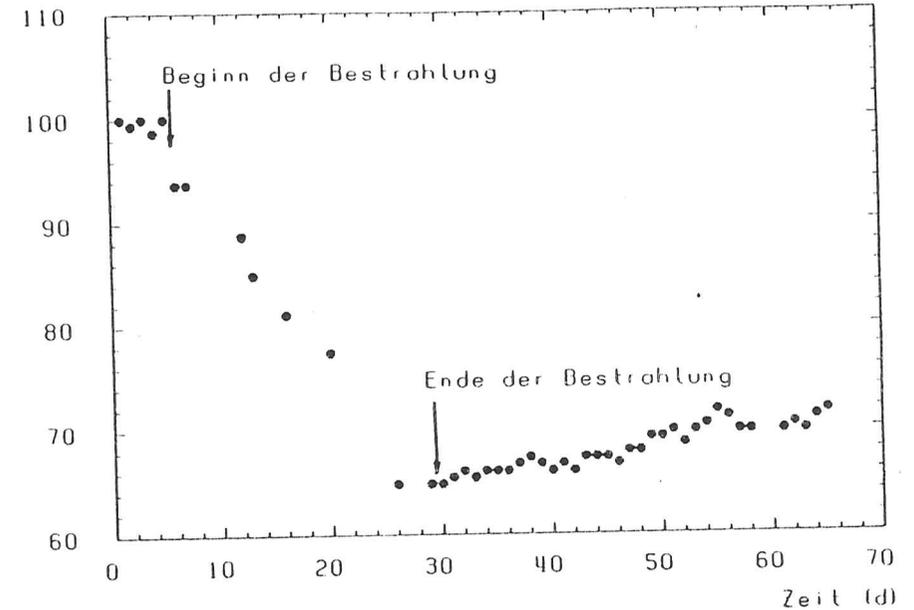


Abbildung 7.7: Verlauf der Lichtausbeute des Kristalls Harshaw #1

Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Nach einer Strahlungsdosis von 150 rad verringerte sich die Lichtausbeute des Kristalls um  $(35 \pm 4) \%$ . In der anschließenden Erholungsphase von 35 Tagen nahm die Lichtausbeute wieder um  $(7 \pm 1) \%$  zu.
- Die Energieauflösung verschlechterte sich durch die Bestrahlung um  $(39 \pm 6) \%$  und verbesserte sich anschließend wieder um  $(6 \pm 1) \%$ .
- Die Uniformität der Lichtausbeute hat sich von  $(88 \pm 2) \%$  vor der Bestrahlung auf  $(141 \pm 3) \%$  nach der Bestrahlung verschlechtert. Nach der Erholungsphase war keine Verbesserung festzustellen. (Definition der Uniformität siehe Abschnitt 5.2)

Die folgende Abbildung zeigt die Spektren der Eichquelle ( $^{88}\text{Y}$ : 0.898 MeV und 1.836 MeV) vor der Bestrahlung (gestrichelte Linie), nach der Bestrahlung (gepunktete Linie) und am Ende der Erholungsphase (durchgezogene Linie).

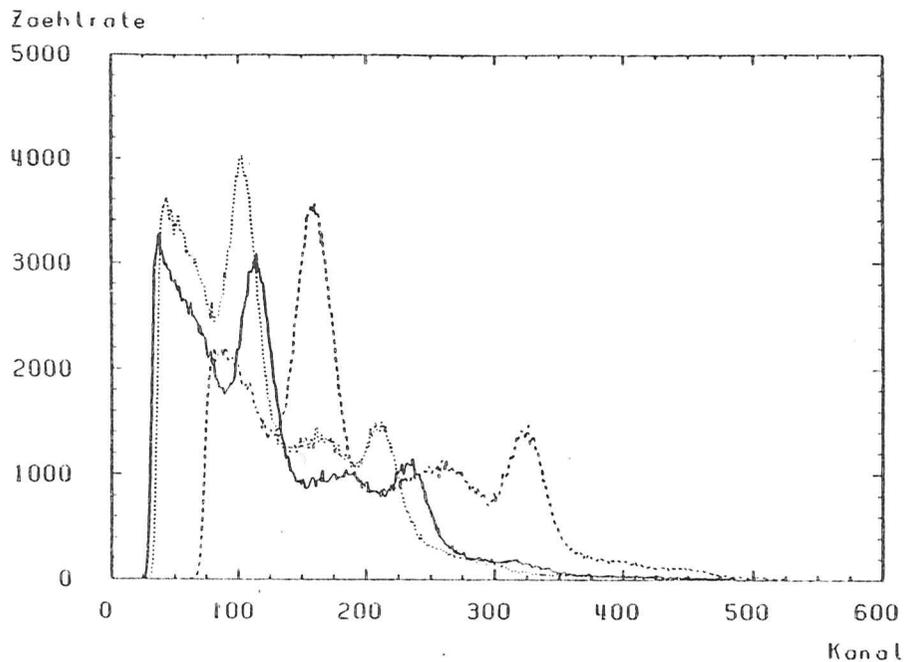


Abbildung 7.8:  $^{88}\text{Y}$  - Spektren vor und nach der Bestrahlung

Der ursprünglich weiße Kristall hatte nach der Bestrahlung eine rötliche Färbung angenommen. Das läßt sich damit erklären, daß im unteren Wellenlängenbereich, in dem das Szintillationslicht liegt, eine starke Absorption auftritt. Dadurch nimmt die Lichtausbeute des Kristalls ab, wie man in den Abbildungen sehen kann. In der anschließenden Erholungsphase hat die Lichtausbeute wieder etwas zugenommen. Offensichtlich ist der Kristall in der Lage, sich zumindest teilweise selbst zu regenerieren. Dieser Heilungsprozeß verläuft jedoch sehr langsam.

Die Tatsache, daß der Kristall durch die Strahlenschädigung einen großen Teil seines Szintillationslichts selbst absorbiert, macht sich auch in der Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschußort deutlich bemerkbar. Je näher der Einschußort beim Photomultiplier liegt, umso größer ist die Lichtausbeute. Dadurch verschlechtert sich der Wert für die Uniformität. In Abbildung 7.9 ist die Lichtausbeute in Abhängigkeit vom Einschußort vor der Bestrahlung und nach der Bestrahlung aufgetragen. Nach der Bestrahlung steigt die Kurve im hinteren Teil wesentlich stärker an als vorher.

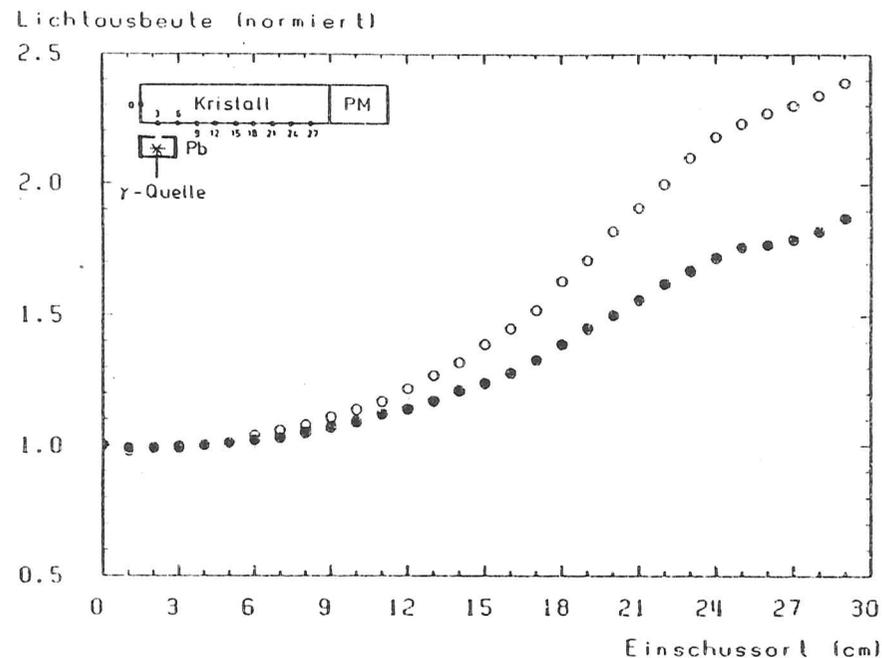


Abbildung 7.9: Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschußort vor und nach der Bestrahlung des Kristalls Harshaw #1  
(• : vor der Bestrahlung, o : nach der Bestrahlung mit 150 rad)

### 7.3 Bestrahlung mit einem $\gamma$ - Präparat

Beim ersten Experiment hatte sich die Lichtausbeute bereits nach dem ersten Bestrahlungstag verringert, als die akkumulierte Dosis noch sehr gering war. Deshalb sollte in diesem zweiten Experiment die Reaktion eines CsJ(Tl) - Kristalls auf sehr kleine Dosen genauer untersucht werden. Um die Strahlung gezielt zu dosieren, wurde für die Bestrahlung ein geeichtes  $\gamma$  - Präparat verwendet.

#### 7.3.1 Material und Versuchsdurchführung

Die Messungen wurden mit dem Kristall Harshaw #2 durchgeführt, der dem anderen bestrahlten Kristall in Qualität und Aussehen sehr ähnlich war. Zur Auslese wurde wieder ein Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R 268 verwendet. Als optischer Koppler zwischen dem Kristall und dem Photomultiplier wurde eine Scheibe aus Silikonkautschuk benutzt. Der Kristall und der Photomultiplier befanden sich in einem lichtdichten Aluminiumkasten. Als Eichquelle diente wieder ein  $^{60}\text{Co}$  - Präparat, das an der Frontseite des Kristalls befestigt war. Die Temperatur des Kristalls wurde mit Hilfe eines Temperaturfühlers gemessen. Der Aufbau der Ausleseelektronik war wie in Abschnitt 4.3 beschrieben. Am Photomultiplier war eine Leuchtdiode befestigt, um Schwankungen des Photomultipliers und der Elektronik zu registrieren. Die Elektronik wurde zusätzlich mit einem Testpulssignal kontrolliert, das auf den Eingang des Hauptverstärkers gegeben wurde.

#### Konstanztest

Eine Woche lang wurde das Spektrum der Eichquelle aufgenommen, um eine Veränderung der Lichtausbeute ohne Bestrahlung auszuschließen. Außerdem wurde die Uniformität der Lichtausbeute gemessen.

#### Bestrahlung

Zur Bestrahlung wurde eine geeichte  $^{60}\text{Co}$  - Quelle mit einer Aktivität von 240 mCi und einer Dosisleistung von 1.4 rad/h in 50 cm Abstand verwendet. Die akkumulierte Dosis wurde durch die Dauer der Bestrahlung bestimmt. Dabei wurde die Abschwächung der Strahlung durch die Wand des Aluminiumkastens berücksichtigt. Abbildung 7.10 zeigt den Aufbau des Experiments. Da die Quelle isotrop abstrahlt, kann man davon ausgehen, daß der Kristall homogen bestrahlt wurde.

Der CsJ(Tl) - Kristall wurde in Schritten von 3 rad bis zu einer Gesamtdosis von 21 rad bestrahlt. Wegen eines starken Nachglühens des Kristalls konnte das jeweilige Spektrum des Eichpräparats erst sechs bis acht Stunden nach jeder einzelnen Bestrahlung aufgenommen werden. Daher fanden die einzelnen Bestrahlungen an aufeinanderfolgenden Tagen statt. In der Zwischenzeit wurde ständig kontrolliert, ob der Wert für die Pulshöhe sich änderte. In dieser kurzen Zeit konnte jedoch keine Erholung festgestellt werden.

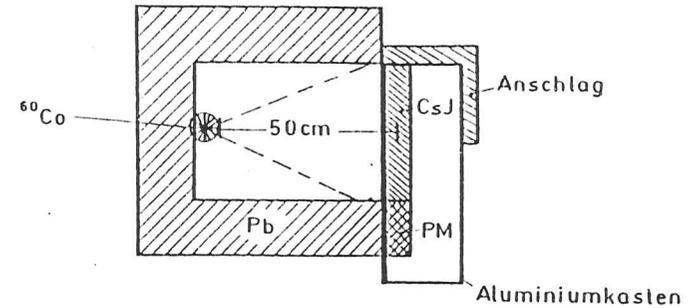


Abbildung 7.10: Versuchsaufbau bei der Bestrahlung eines CsJ(Tl) - Kristalls mit einem  $\gamma$  - Präparat

#### Erholungsphase

Nach der letzten Bestrahlung, mit der die Gesamtdosis von 21 rad erreicht wurde, wurde noch 18 Tage lang das Spektrum des Eichpräparats aufgenommen, um den weiteren Verlauf der Lichtausbeute zu beobachten. Es wurde auch wieder eine Messung zur Uniformität der Lichtausbeute durchgeführt.

#### 7.3.2 Ergebnisse

Die folgende Abbildung zeigt den Verlauf der Lichtausbeute während des gesamten Experiments.

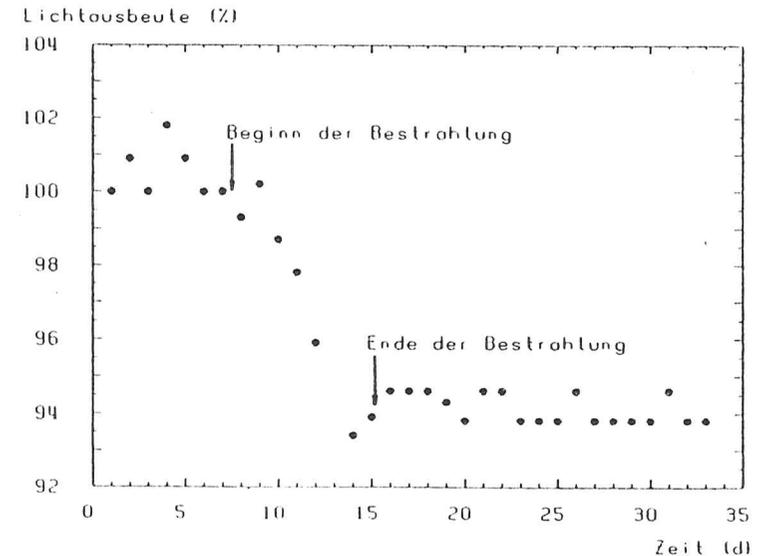


Abbildung 7.11: Verlauf der Lichtausbeute des Kristalls Harshaw #2

Die Ergebnisse dieses Versuchs lauten:

- Die Lichtausbeute des Kristalls hat nach einer Dosis von 21 rad um  $(6 \pm 1) \%$  abgenommen. Während 18 Tagen nach der Bestrahlung war keine Erholung der Lichtausbeute festzustellen.
- Die Energieauflösung des Kristalls hat sich um  $(18 \pm 3) \%$  verschlechtert.
- Die Uniformität der Lichtausbeute betrug vor der Bestrahlung  $(52 \pm 2) \%$  und hat sich nach der Bestrahlung auf  $(66 \pm 3) \%$  verschlechtert. (Definition der Uniformität siehe Abschnitt 5.2)

Die folgende Abbildung zeigt den Verlauf der Lichtausbeute in Abhängigkeit von der akkumulierten Dosis.

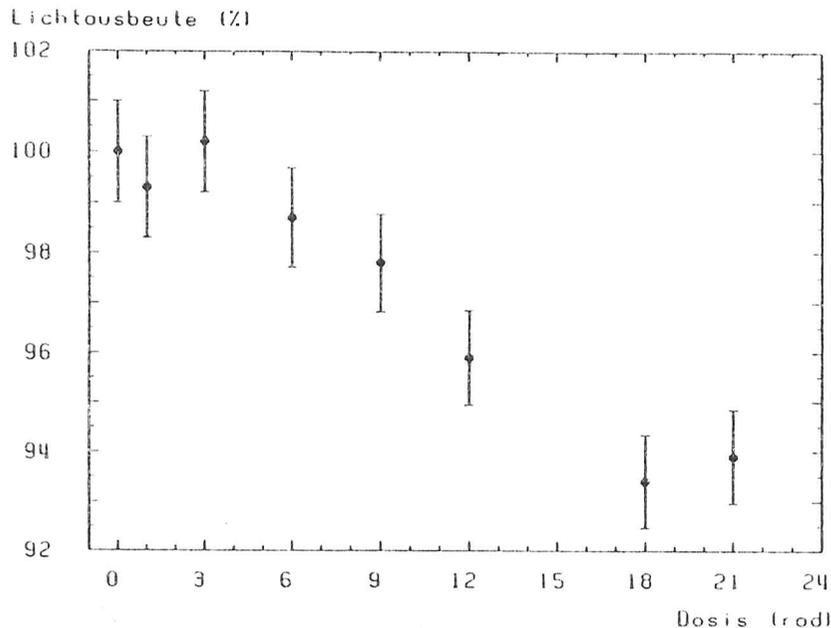


Abbildung 7.12: Verlauf der Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Dosis

Da die Unterschiede der Pulshöhen gering sind, ist die Messung mit einem relativ großen Fehler behaftet. Dennoch macht sich bereits ab einer Dosis von etwa 9 rad eine Reduktion der Lichtausbeute bemerkbar, die dann mit steigender Dosis allmählich zunimmt. Daß die Absorption des Szintillationslichts zugenommen hat, kann man auch an der Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort feststellen. Sogar nach dieser kleinen Dosis von 21 rad steigt die Kurve im hinteren Teil stärker an als vor der Bestrahlung (siehe Abbildung 7.13).

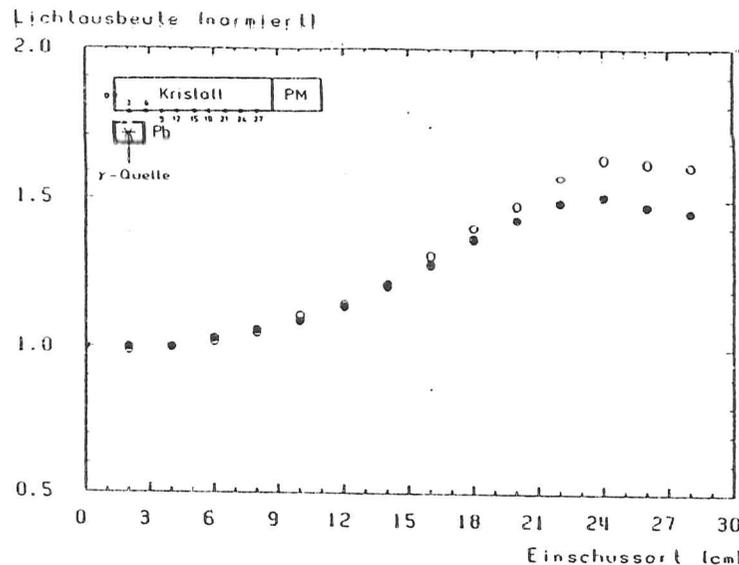


Abbildung 7.13: Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort vor und nach der Bestrahlung des Kristalls Harshaw #2  
(• : vor der Bestrahlung, o : nach der Bestrahlung mit 21 rad)

## 7.4 Zusammenfassung

Durch diese beiden Experimente wird deutlich, wie empfindlich CsJ auf radioaktive Strahlung reagiert. Selbst eine relativ kleine Dosis von 21 rad führt bereits zu einer Abnahme der Lichtausbeute um ca. 6 %. Und nach einer Strahlungs-dosis von 150 rad beträgt die Lichtausbeute nur noch etwa 65 % ihres ursprünglichen Werts. Die Abnahme der Lichtausbeute kommt sicherlich zum größten Teil dadurch zustande, daß der Kristall auf Grund der Strahlenschäden sein eigenes Szintillationslicht absorbiert. Dieser Effekt nimmt mit steigender Dosis immer mehr zu.

Bei den Ergebnissen dieser Messungen sollte man berücksichtigen, daß die Qualität der beiden bestrahlten Kristalle schlechter war als die der meisten anderen Kristalle, und daß sie zum Teil bereits vor der Bestrahlung Verfärbungen aufwiesen, was auf starke Verunreinigungen schließen läßt. Da die Strahlenschäden zum Teil auf solchen Verunreinigungen basieren (siehe Abschnitt 7.1), ist es möglich, daß diese beiden Kristalle besonders starke Schäden aufweisen, während Kristalle von größerer Reinheit bei denselben Dosen vielleicht etwas geringere Schäden gezeigt hätten.

Auch wenn Kristalle guter Qualität möglicherweise nicht so empfindlich auf radioaktive Strahlung reagieren wie die Kristalle in den hier beschriebenen Experimenten, empfiehlt es sich, die Kristalle in einem Detektor regelmäßig im Hinblick auf eventuelle Strahlenschäden zu testen. Zu diesem Zweck kann man die Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort untersuchen. Wie sich bei den durchgeführten Experimenten herausstellte, zeigt sich schon bei geringen Schäden nach entsprechend kleinen Dosen eine Veränderung der zugehörigen Kurve. Durch regelmäßiges Messen dieses Verhaltens läßt sich daher eine zunehmende Absorption des Szintillationslichts in den Kristallen feststellen. Dieses Verfahren wird beim CRYSTAL BALL Detektor bereits seit einigen Jahren angewandt.

Leichten Schäden der Kristalle in einem Detektor kann man mit ständiger Eichung begegnen, aber starke Schäden können das Austauschen eines Kristalls erfordern. Es gibt jedoch auch Möglichkeiten, die Kristalle zu regenerieren. Beispielsweise zeigen Ergebnisse anderer Untersuchungen [BLU86], daß man vorhandene Strahlenschäden durch Ausheizen der Kristalle vollkommen beseitigen kann. Allerdings können die geeigneten Temperaturen und die richtige Dauer des Ausheizens von Kristall zu Kristall verschieden sein.

Um von vornherein die Strahlenbelastung in einem Detektor gering zu halten, sollten Maßnahmen ergriffen werden, um die Kristalle vor unerwünschter Strahlung zu schützen. Die fahrbare Bleiabschirmung des CRYSTAL BALL Detektors ist ein Beispiel für so eine Schutzvorrichtung.

## 7.5 Ergebnisse anderer Untersuchungen

Wie stark sich Strahlenschäden bei CsJ(Tl) - Kristallen bemerkbar machen, und ob die Fähigkeit zur Selbstheilung vorhanden ist, ist, wie schon erwähnt, sehr von der Zusammensetzung und der Reinheit des verwendeten Materials abhängig. Dies spiegelt sich auch in den Ergebnissen anderer Untersuchungen, die sich mit der Strahlenschädigung von CsJ beschäftigen, wider. Im folgenden soll ein kurzer Überblick über die bisher veröffentlichten Resultate gegeben werden.

In einem Bericht der Carnegie Mellon Universität [BOB83] werden für die Abnahme der Pulshöhe in Abhängigkeit von der akkumulierten Dosis folgende Werte angegeben:

Dosis	[rad]	25	125	525
Pulshöhe	[%]	94.7	73.9	66.0

In einer Veröffentlichung der Universität Cornell [MIS84] wird erwähnt, daß bei zwei untersuchten CsJ(Tl) - Kristallen bis zu einer Dosis von 400 rad keine Abnahme der Lichtausbeute beobachtet werden konnte.

Im Rahmen einer Diplomarbeit [WIT84] wurde ein CsJ(Tl) - Kristall mit den Maßen  $15 \times 15 \times 100 \text{ mm}^3$  mit einer Dosis von 41.7 rad in 24 Stunden bestrahlt, was zu einer Abnahme der Lichtausbeute um 13 % führte. Eine weitere Bestrahlung nach 21 Tagen mit einer Dosis von 85.1 rad in 24 Stunden führte zu einer zusätzlichen Abnahme der Lichtausbeute um nur 7 %. Das läßt auf eine Sättigung ab einer bestimmten Dosis schließen. Eine Erholung wurde nicht beobachtet.

Laut CLEO II Proposal [CLE85] treten Änderungen in der Lichtausbeute und der Lichttransmission erst ab einer Dosis von 100 rad auf.

In einer Untersuchung am DESY [SCH85] wurden zwei CsJ(Tl) - Kristalle der Größe  $15 \times 15 \times 100 \text{ mm}^3$  am Speicherring PETRA bestrahlt. Einer der Kristalle wurde einer Dosis von 50 rad ausgesetzt und mit Photodioden ausgelesen. Es ergab sich eine Abnahme der Lichtausbeute um  $(13 \pm 1) \%$  und eine Erholung um 2 - 4.5 %. Der andere Kristall wurde einer Dosis von 20 rad ausgesetzt und mit einem Photomultiplier ausgelesen. Es ergab sich eine Abnahme der Lichtausbeute um  $(19.5 \pm 2) \%$  und eine Erholung um 3 - 6.5 %. Diese Ergebnisse lassen darauf schließen, daß die Strahlenschäden wellenlängenabhängig sind.

In einer Untersuchung für den Detektor CLEO II [BLU86] wurden sechs Kristalle der Größe  $5 \times 5 \times 30 \text{ cm}^3$  mit einer  $\gamma$  - Quelle bestrahlt. Nach einer Dosis von 100 rad in 20 Minuten nahm die Lichtausbeute um 0 - 20 % ab. Nach einer weiteren Dosis von 100 rad, mit der die Kristalle 20 Tage später bestrahlt wurden, sank die Lichtausbeute etwas weniger. Bei drei Kristallen wurde eine leichte Selbstheilung beobachtet. Die drei anderen Kristalle waren vor der Bestrahlung dem Tageslicht ausgesetzt worden, so daß sie phosphoreszierten. Diese Kristalle erholten sich nicht. In einer zweiten Untersuchung wurden mehrere Kristalle in 20 Minuten einer Dosis von 100 rad ausgesetzt, während andere Kristalle dieselbe Dosis in 72 Stunden akkumulierten. Es wurde kein Unterschied in der Schädigung in Abhängigkeit von der Dosisleistung festgestellt. Die Schäden konnten durch ein eintägiges Ausheizen der Kristalle bei 150°C vollständig geheilt werden.

In einem japanischen Experiment [KOB86] wurden CsJ(Tl) - Kristalle mit den Maßen  $10 \times 10 \times 100 \text{ mm}^3$  mit einem  $\gamma$  - Präparat bestrahlt. Es wurden folgende Werte für die Abnahme der Lichtausbeute gemessen:

Dosis	[rad]	$1.58 \cdot 10^3$	$6.34 \cdot 10^3$	$1.76 \cdot 10^4$	$5.46 \cdot 10^4$	$2.02 \cdot 10^5$
relative Lichtausbeute	[%]	72	64	48	37	< 15

Es wurde weder ein Nachglühen noch eine Erholung beobachtet. Die Auflösung einer 662 keV  $\gamma$  - Linie betrug vor der Bestrahlung 11 % und hatte sich nach einer Dosis von  $5.46 \cdot 10^4$  rad auf 23 % verschlechtert. Die bestrahlten Kristalle zeigten bei einer Dosis von  $10^3$  rad eine leicht bräunliche Färbung, bei  $10^4$  rad waren sie rötlich verfärbt, und bei  $10^6$  rad waren sie tief rot. Die Schäden konnten vollständig geheilt werden, indem die Kristalle dem Sonnenlicht ausgesetzt wurden.

Auf Grund dieser sehr unterschiedlichen Ergebnisse wird deutlich, wie stark die Schäden, die durch radioaktive Strahlung verursacht werden, von der Zusammensetzung des CsJ(Tl) - Materials abhängig sind. Deshalb ist es wichtig, bereits bei der Herstellung der Kristalle auf die hohe Reinheit des Materials zu achten. Die fertigen Kristalle sollten nicht verfärbt sein und nicht phosphoreszieren.

Insgesamt gesehen ist es wohl das beste, die Kristalle bei der Anwendung von vornherein vor unnötiger Strahlenbelastung zu schützen. Bereits bei der Konstruktion eines Detektors aus CsJ(Tl) - Kristallen sollten Möglichkeiten für entsprechende Abschirmungen vorgesehen werden.

# Kapitel 8

## Test verschiedener Reflektorfolien

Abgesehen von den Eigenschaften eines Kristalls selbst gibt es auch noch äußere Faktoren, die die Lichtausbeute beeinflussen können. Dazu gehören die Temperatur, die Verpackung und der optische Kontakt zwischen dem Kristall und dem jeweiligen Auslesegerät. Über die Eigenschaften unterschiedlicher Reflektorfolien und verschiedener optischer Koppler soll in diesem und im nächsten Kapitel berichtet werden.

Die Verpackung eines Kristalls sollte verschiedene Bedingungen erfüllen:

- Die Verpackung sollte gut reflektieren.  
Die im Rahmen dieser Diplomarbeit verwendeten Kristalle haben eine raue Oberfläche. Die Lichtleitung im Kristall erfolgt durch diffuse Reflexion und Streuung an der Kristalloberfläche. Das Szintillationslicht, das den Kristall verläßt, sollte durch eine gut reflektierende Folie in den Kristall zurückgeworfen werden, damit es ebenfalls zur Auslese gelangt, wodurch die Lichtausbeute erhöht wird.
- Die Verpackung sollte für das Szintillationslicht undurchlässig sein.  
Durch ein Übersprechen des Szintillationslichts von einem Kristall in den anderen könnte die Ausbreitung eines Schauers vorgetäuscht werden.
- Die Verpackung sollte möglichst dünn sein.  
Bedingt durch die Verpackung entstehen bei der engen Stapelung von Kristallen Lücken zwischen den einzelnen Kristallen, in denen nachzuweisende Teilchen verloren gehen. Um die Zahl der nicht nachgewiesenen Teilchen möglichst klein zu halten, werden für die Dicke der Verpackung Grenzwerte festgelegt. Hier wurde eine maximale Dicke von 100  $\mu\text{m}$  gefordert.

Es wurde getestet, welche Folie diese Bedingungen am besten erfüllt. Im folgenden werden die Durchführung und die Ergebnisse dieser Tests beschrieben.

## 8.1 Material und Versuchsdurchführung

Die Originalverpackung des verwendeten Kristalls bestand aus drei Lagen Teflonfolie und einer Lage dünner, aluminisierter Mylarfolie. Außer der Originalverpackung wurden folgende Folien getestet: Teflonfolie, eine dicke und eine dünne, aluminisierte Mylarfolie, eine mit Titanoxyd beschichtete, aluminisierte Mylarfolie, die glänzende und die matte Seite von normaler Haushalts-Aluminiumfolie, einfaches, weißes Schreibmaschinenpapier und eine spezielle Folie der Firma Harshaw, die dort zur Verpackung von Kristallen verwendet wird.

Zuerst wurde mit Hilfe einer Mikrometerschraube die Dicke der Folien auf etwa 10  $\mu\text{m}$  genau bestimmt. Dann wurde die Lichtdurchlässigkeit der Folien untersucht. Dazu wurde mit einem Spektrometer die Transmission durch die Folien in einem Wellenlängenbereich von 500 nm bis 600 nm untersucht. Dieser Bereich wurde gewählt, weil das Maximum des Szintillationslichts von CsJ bei 550 nm liegt. Die folgende Tabelle zeigt die Werte für die einzelnen Folien.

Folie	Dicke [ $\mu\text{m}$ ]	Transmission [%]
Originalverpackung	69	$\approx 1.5$
Teflonfolie	20	$\approx 20$
dicke Mylarfolie	23	$\approx 10$
dünne Mylarfolie	9	$\approx 23$
Mylarfolie mit $\text{TiO}_2$	38	$\approx 1$
Aluminiumfolie	15	$\approx 1$
weißes Papier	85	$\approx 30$
Harshawfolie	250	$\approx 1$

Tabelle 8.1: Dicke und Lichtdurchlässigkeit der getesteten Folien

Die Messungen wurden am Kristall Bicorn #2 durchgeführt. Zur Auslese wurde ein Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R 268 verwendet. Der Aufbau der Ausleseelektronik war wie in Abschnitt 4.3 beschrieben.

Es sollte der Einfluß der verschiedenen Folien auf die Lichtausbeute des Kristalls und ihre Uniformität untersucht werden. Zur Bestimmung der relativen Lichtausbeute wurde mit allen Verpackungen das Spektrum eines  $^{22}\text{Na}$ -Präparats, das an der Frontseite des Kristalls befestigt war, aufgenommen und das Maximum des 1275 keV Peaks bestimmt. Mit jeder Folie wurden zehn Messungen durchgeführt, wobei die Verpackung jedesmal vollständig entfernt und wieder erneuert wurde. Zur Bestimmung der Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort wurde ein  $^{137}\text{Cs}$ -Präparat verwendet, das an der Seite des Kristalls entlang geschoben wurde (vergl. Abschnitt 5.1). Zum Vergleich wurden auch Messungen mit dem nicht verpackten Kristall durchgeführt. Bei allen Messungen befanden sich der Kristall und der Photomultiplier in einem lichtdichten Metallkasten. Die Folien wurden unter schwachem Rotlicht gewechselt, um Effekte durch Tageslicht auszuschließen.

## 8.2 Ergebnisse

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die relative Lichtausbeute des Kristalls, die mit den verschiedenen Reflektorfolien erreicht wurde, normiert auf die Originalverpackung, sowie die Uniformität der Lichtausbeute, die mit den einzelnen Folien gemessen wurde.

Folie	rel. Lichtausbeute [%]	Uniformität [%]
Originalverpackung	100 ± 4	6 ± 1
Teflonfolie	95 ± 4	49 ± 2
dicke Mylarfolie	105 ± 6	11 ± 1
dünne Mylarfolie	85 ± 3	11 ± 1
Mylarfolie mit TiO <sub>2</sub>	65 ± 3	33 ± 1
Alufolie, glänzend	83 ± 3	14 ± 1
Alufolie, matt	73 ± 4	16 ± 1
weißes Papier	71 ± 4	29 ± 1
Harshawfolie	95 ± 5	7 ± 1
ohne Folie	44 ± 3	60 ± 3

Tabelle 8.2: Relative Lichtausbeute und Uniformität mit verschiedenen Reflektorfolien

Mit der Originalverpackung, der Teflonfolie, der dicken Mylarfolie und der Harshawfolie wird die größte Lichtausbeute erzielt. Mit der dünnen Mylarfolie und der glänzenden Seite der Aluminiumfolie werden auch noch akzeptable Werte erreicht, während die Lichtausbeute mit der matten Seite der Aluminiumfolie, dem weißen Papier und der mit Titanoxid beschichteten Mylarfolie stark abnimmt. An dem auffallend kleinen Wert für die relative Lichtausbeute, die ohne eine Verpackung erzielt wird, kann man erkennen, wie wichtig eine gut reflektierende Folie ist, da die Verpackung offensichtlich für einen großen Teil der Lichtleitung verantwortlich ist.

Auch die Uniformität der Lichtausbeute ist stark von der gewählten Verpackung abhängig. Ohne Folie und mit den schlechter reflektierenden Folien ist auch die Uniformität schlecht. Die besten Werte für die Uniformität erhält man außer mit der Originalverpackung mit den beiden Mylarfolien, den beiden Seiten der Aluminiumfolie und der Harshawfolie. Der sehr gute Wert für die Harshawfolie ist nicht ganz realistisch, weil etwa ein Drittel der Folie auf der dem Photomultiplier zugewandten Seite durch hineingelaufenes optisches Fett am Kristall klebte. Offensichtlich wurden dadurch die Reflexionseigenschaften in diesem Bereich beeinträchtigt, was sich auf die Uniformität der Lichtausbeute positiv auswirkte. In Abbildung 8.1 sieht man deutlich, wie die Kurve für die Harshawfolie hinten abknickt. Auffallend ist der schlechte Wert für die Uniformität mit der Teflonfolie, da die mit dieser Verpackung erreichte Lichtausbeute sehr hoch ist. Außerdem bestand die Originalverpackung auch aus drei Lagen Teflonfolie, und damit wird die beste Uniformität erreicht. Es ist anzunehmen, daß der Grund für

diesen schlechten Wert in der Beschaffenheit der Folie liegt. Die Teflonfolie ist sehr dünn und elastisch; daher ist es schwierig, die Folie an allen Seiten gleichmäßig um den Kristall zu wickeln. Durch die Unterschiede in der Homogenität der Verpackung könnte die starke Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort zustande kommen.

Die folgende Abbildung zeigt die Lichtausbeute mit den verschiedenen Folien in Abhängigkeit vom Einschubort. Der jeweilige Wert der Lichtausbeute wurde auf den Wert der Lichtausbeute bei Einschub von vorn normiert.

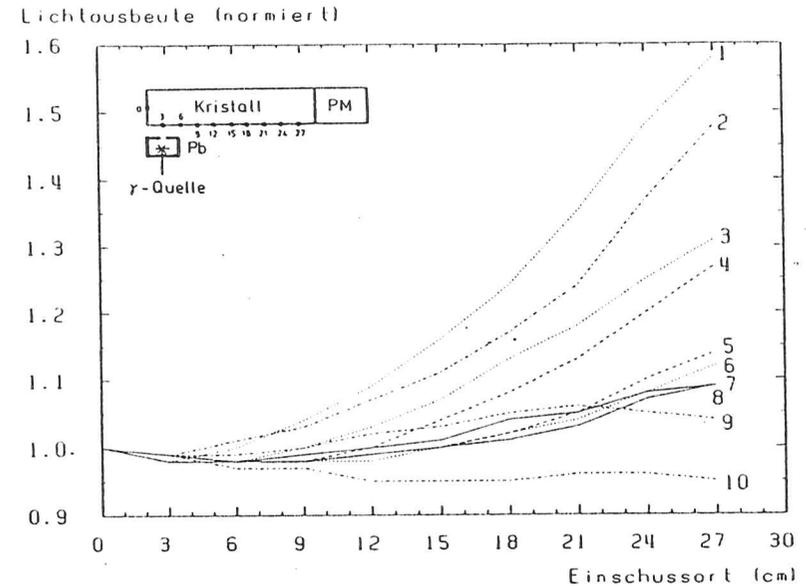


Abbildung 8.1: Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Einschubort mit verschiedenen Reflektorfolien

- 1: ohne Folie
- 2: Teflonfolie
- 3: Mylarfolie mit TiO<sub>2</sub>
- 4: weißes Papier
- 5: Aluminiumfolie, matt
- 6: Aluminiumfolie, glänzend
- 7: dünne Mylarfolie
- 8: dicke Mylarfolie
- 9: Harshawfolie
- 10: Originalverpackung

Offensichtlich kann man durch eine geeignete Verpackung die Uniformität der Lichtausbeute optimieren. Wickelt man den Kristall im vorderen Teil in eine gut reflektierende und im hinteren Teil in eine schlecht reflektierende Folie, sollte man einen sehr guten Wert für die Uniformität erzielen. Das gilt für die hier verwendeten Kristalle mit einer rauen Oberfläche.

Bei Kristallen mit einer polierten Oberfläche müssen andere Gesichtspunkte berücksichtigt werden. Dann geschieht die Lichtleitung im Kristall durch Totalreflexion an der Kristalloberfläche. Mit dem relativ hohen Brechungsindex von 1.8 für CsJ ergibt sich der Totalreflexionswinkel zu 33.75 Grad, das heißt das Szintillationslicht, das unter einem größeren Winkel auf die Oberfläche trifft, bleibt im Kristall. Da dies für einen sehr großen Teil des Szintillationslichts zutrifft, spielen die guten Reflexionseigenschaften der Verpackung dann wahrscheinlich eine geringere Rolle. Wichtig ist dann aber die Oberflächenbeschaffenheit der Folien. Sie müssen eine raue Oberfläche haben, damit die Verpackung nicht an der Kristalloberfläche klebt, denn dadurch würde die Totalreflexion gestört.

Bei der Entscheidung, welche Verpackung für die hier verwendeten Kristalle am besten ist, müssen auch die Dicke und die Lichtdurchlässigkeit der Folien berücksichtigt werden. Die glänzende Seite der Aluminiumfolie erfüllt alle Bedingungen recht gut. Dieses Material hat jedoch den Nachteil, daß es leicht zerknittert oder reißt. Die Harshawfolie, die sowohl eine hohe Lichtausbeute und eine gute Uniformität liefert, als auch lichtundurchlässig ist, hat den Nachteil, daß sie sehr dick ist. Die Teflonfolie und beide Mylarfolien haben den Nachteil, daß sie einzeln nicht lichtundurchlässig sind. Am besten geeignet ist wohl eine Kombination aus Teflonfolie und einer Mylarfolie, wie sie auch bei der Originalverpackung vorgenommen wurde. Beim Einpacken der Kristalle sollte auf eine möglichst gleichmäßige Wicklung geachtet werden, damit gute Werte für die Uniformität der Lichtausbeute erzielt werden.

## Kapitel 9

# Test optischer Koppler

Um bei der Auslese von Szintillationskristallen eine möglichst hohe Lichtausbeute zu erzielen, ist es wichtig, daß ein guter optischer Kontakt zwischen der Auslesefläche des Kristalls und der empfindlichen Fläche der Photodioden bzw. des Photomultipliers besteht. Zu diesem Zweck benutzt man optische Koppler. Ein guter optischer Koppler sollte folgende Bedingungen erfüllen:

- Um eine möglichst hohe Lichtausbeute zu gewährleisten, sollte sein Brechungsindex den Brechungsindizes von Kristall und Auslesegerät angepaßt sein.
- Er sollte einen über lange Zeit stabilen Kontakt zwischen Kristall und Auslesegerät liefern, d.h. die Lichtausbeute darf sich nicht durch Alterungsprozesse des Kopplers ändern.
- Messungen mit wiederholter Befestigung der Photodioden bzw. des Photomultipliers am Kristall sollten gut zu reproduzieren sein.

### 9.1 Grundlagen zur Anpassung der Brechungsindizes

Grenzflächenübergänge zwischen transparenten Medien stellen im allgemeinen für das darauffallende Licht Barrieren dar, deren Überwindung stets mit Verlusten verbunden ist. Diese sind größtenteils auf Fresnel-Reflexionen zurückzuführen und hängen infolgedessen von der Differenz der Brechungsindizes der aneinandergrenzenden Medien ab. Die Verluste lassen sich durch die Verwendung von optischen Kopplern zwischen Kristall und Auslesegerät reduzieren, indem eine oder mehrere Übergangsschichten mit allmählich angleichenden Brechungsindizes eingefügt werden, bzw. im Grenzfall ein kontinuierlicher Übergang von einem Brechungsindex zum anderen geschaffen wird. Da dies technisch kaum zu realisieren ist, wurde bei den hier durchgeführten Messungen nur jeweils ein optischer Koppler mit festem Brechungsindex verwendet.

Der auszulesende Kristall aus CsJ(Tl) hat einen Brechungsindex von  $n = 1.8$ . Das Bor-silikatglas des verwendeten Photomultipliers hat einen Brechungsindex von  $n = 1.5$ . Silizium hat einen Brechungsindex von  $n = 3.5$ . Die Photodioden sind jedoch zum Schutz gegen Beschädigungen mit einer transparenten Schutzschicht aus Harz überzogen, infolgedessen ist mit dem Brechungsindex von  $n = 1.54$  zu rechnen.

Benutzt man einen optischen Koppler, dessen Brechungsindex gleich dem des Kristalls oder dem des Auslesegeräts ist, erreicht man bereits eine erhebliche Steigerung der Lichtausleseeffizienz gegenüber der Luftspaltkopplung (vergl. Abbildung 9.1). Es kann jedoch gezeigt werden, daß der günstigste Brechungsindex des verbindenden Mediums  $n_v$  genau beim geometrischen Mittel der Brechungsindizes der zu koppelnden Materialien liegt, d.h. die Lichtverluste werden minimiert, wenn gilt [ZAS81]:

$$n_v = \sqrt{n_1 n_2}$$

Bei der Auslese mit Photodioden wäre der ideale Brechungsindex für einen optischen Koppler also  $n_v = 1.66$ , bei der Auslese mit dem Photomultiplier wäre ein Produkt mit  $n_v = 1.64$  am besten geeignet.

Die folgende Abbildung illustriert die Erhöhung der Lichtausleseeffizienz durch optische Ankopplung des Auslesegeräts an den Kristall. Photonen, die im schraffierten Winkelbereich auf die Auslesefläche treffen, verlassen den Kristall, wenn die Photodioden bzw. der Photomultiplier mit einem optischen Koppler befestigt sind (punktierte Linie), während sie bei Luftspaltkopplung im Kristall gefangen bleiben (gestrichelte Linie). Der Winkel  $\alpha$  des schraffierten Bereichs, der im zweidimensionalen Fall durch  $\alpha = 90^\circ - 2\theta_{tot}$  gegeben ist, hängt im Dreidimensionalen von der Einfallrichtung des Photons ab. Selbst wenn der Totalreflexionswinkel  $\theta_{tot}$  größer ist als  $45^\circ$ , gibt es noch Photonenflugrichtungen, die an keiner Grenzfläche  $\theta_{tot}$  unterschreiten.

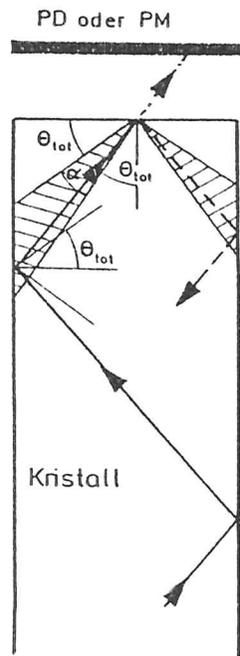


Abbildung 9.1: Strahlengang des Szintillationslichts an der Auslesefläche [FIS85]  
( $\theta_{tot}$  = Grenzwinkel der Totalreflexion)

## 9.2 Material und Versuchsdurchführung

Bei diesem Test wurden nur optische Koppler untersucht, die sich leicht wieder entfernen lassen, also keine klebenden Substanzen. Es wurden Produkte verschiedener Hersteller mit unterschiedlicher Konsistenz getestet. Die Auswahl der zu testenden Produkte wurde nicht unter speziellen Gesichtspunkten vorgenommen, sondern es wurden diejenigen optischen Koppler untersucht, die seit Jahren in verschiedenen Experimenten üblicherweise benutzt werden (der Silikonkautschuk bildet eine Ausnahme, da dieses neuentwickelte Produkt noch nicht auf dem Markt ist).

Produkt	Konsistenz	Brechungsindex
Rhodorsil Huile 47 V 60.000	Öl	1.404
Rhodorsil Huile S 1 200	Öl	1.403
Wacker Silikonöl AK 500.000	Öl	1.4035
Goldschmidt Silikonpaste S 200	Paste	1.4066
Dow Corning C-20057 Compound	Paste	1.455
Rhodorsil Pate 7	Paste	—
Bayer Silopren C	fest	1.405
Wacker RTV-2 Silikonkautschuk VP 7612	fest	1.4042

Tabelle 9.1: Optische Koppler im Test

Die Messungen wurden am Kristall Bicron #2 in Originalverpackung durchgeführt. Zur Auslese wurden sowohl vier Photodioden vom Typ Hamamatsu S 1790-02 als auch ein Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R 268 verwendet. Der Aufbau der Ausleseelektronik war wie in Abschnitt 4.3 beschrieben.

Es wurde das Spektrum eines  $^{22}\text{Na}$ -Präparates bei Einschub an der Frontseite des Kristalls aufgenommen und das Maximum der 1275 keV Linie bestimmt. Mit jedem optischen Koppler wurden für jede Ausleseart zehn Messungen durchgeführt. Dazu wurde der verwendete Koppler jedesmal vollständig entfernt. Kristall und Auslesegerät sorgfältig mit Spiritus gereinigt und der Koppler neu aufgetragen. Auf diese Weise sollte die Reproduzierbarkeit gemessen werden. Zum Vergleich wurden auch Messungen ohne optischen Koppler durchgeführt.

### 9.3 Ergebnisse

Die folgende Tabelle zeigt die relative Lichtausbeute der verschiedenen optischen Koppler bei der Auslese mit Photomultiplier und Photodioden, jeweils normiert auf das Produkt mit der höchsten Lichtausbeute. Außerdem ist die Reproduzierbarkeit für beide Auslesearten angegeben. Als Maß dafür dient die Standardabweichung, die aus den jeweils zehn Messungen ermittelt wurde.

Produkt	rel. Lichtausbeute [%]		Reproduzierbarkeit [%]	
	mit PM	mit PD	mit PM	mit PD
Rhodorsil Huile 47 V	100.0	97.5	± 4.5	± 2.1
Rhodorsil Huile S 1 200	98.1	100.0	± 3.4	± 0.9
Wacker Silikonöl AK 500.000	100.0	99.2	± 3.3	± 1.9
Goldschmidt Silikonpaste S 200	94.2	99.5	± 8.7	± 1.3
Dow Corning C-20057 Compound	90.8	99.8	± 5.6	± 1.6
Rhodorsil Pate 7	98.1	98.2	± 5.5	± 1.1
Bayer Silopren C	83.0	92.5	± 6.0	± 2.0
Wacker RTV-2 Silikonkautschuk VP 7612	92.8	99.1	± 3.4	± 1.2
ohne	65.2	-	± 0.7	-

Tabelle 9.2: Relative Lichtausbeute und Reproduzierbarkeit mit verschiedenen optischen Kopplern

Es zeigt sich, daß bei der Auslese mit Photodioden alle Produkte eine hohe Lichtausbeute liefern, während bei der Auslese mit dem Photomultiplier größere Unterschiede auftreten. Weiterhin fällt auf, daß bei der Photodiodenauslese die Messungen mit allen Produkten wesentlich besser reproduzierbar sind als bei der Photomultiplierauslese. Offensichtlich ist es bei der Auslese mit Photodioden nicht so entscheidend, welcher optische Koppler verwendet wird. Das liegt daran, daß alle Produkte die Eigenschaft haben, die beiden zu koppeln- den Materialien durch Adhäsionskräfte zusammenzuhalten. Deren Wirkung kommt bei den kleineren und leichteren Photodioden viel besser zur Geltung als beim Photomultiplier, sie werden regelrecht angesogen.

Eine Ausnahme bildet sowohl bei der Photodioden- als auch bei der Photomultiplierauslese das Silopren C. Dabei handelt es sich um eine gummiartige Scheibe. Sie haftet schlecht, und die Bildung von Luftblasen an den Grenzflächen läßt sich kaum vermeiden. Entsprechend schlecht sind die erzielten Ergebnisse mit diesem Produkt, und die Verwendung ist nicht zu empfehlen.

Bei der Auslese mit Photodioden ohne die Verwendung eines optischen Kopplers war das Signal so schwach, daß es nicht vom Rauschen getrennt werden konnte. Bei der Photomultiplierauslese mit Luftspaltkopplung ist das Signal durchaus hochachthbar, jedoch ist die Lichtausbeute wesentlich geringer als bei Verwendung eines optischen Kopplers. Dafür erhält man hier die beste Reproduzierbarkeit. Für Messungen mit dem Photomultiplier, bei denen sehr kleine Effekte untersucht werden sollen, empfiehlt sich also die Luftspaltkopplung.

Abgesehen von der erzielbaren Lichtausbeute und der Reproduzierbarkeit spielt die Langzeitstabilität des Kopplers eine wichtige Rolle. Die Lichtausbeute darf sich nicht dadurch ändern, daß der optische Kontakt Alterungsprozessen unterliegt. Die verwendeten Öle und Pasten laufen alle mit der Zeit aus oder lassen sich nur schlecht gleichmäßig auftragen. Der Silikonkautschuk ist ein neuentwickeltes Material und bietet eine interessante Alternative. Durch das Mischungsverhältnis der beiden Komponenten läßt sich die Konsistenz des Materials beeinflussen. Für diese Messungen wurde eine ca. 2 mm dicke Scheibe im Mischungsverhältnis 3:2 der Komponenten A und B gegossen. Das entstandene Material ist relativ fest, behält auch seine Form, hat aber eine klebrige Oberfläche, die für eine gute Haftung sorgt. Solange die Oberfläche der Scheibe nicht durch Staub verschmutzt ist, kann sie auch mehrmals verwendet werden. Soweit es sich bei diesen Messungen feststellen ließ, liefert der Silikonkautschuk einen dauerhaften, guten optischen Kontakt, der auch bei mechanischer Beanspruchung recht stabil ist. Da auch eine gute Lichtausbeute und eine akzeptable Reproduzierbarkeit gewährleistet sind, ist die Verwendung dieses Produkts für Photodioden- und Photomultiplierauslese zu empfehlen. Man sollte vorher einige Testmessungen mit verschiedenen Mischungsverhältnissen und unterschiedlichen Dicken durchführen.

Alle verwendeten optischen Koppler erfüllen nicht die Bedingung, daß ihr Brechungsindex das geometrische Mittel der beiden anderen Brechungsindizes sein sollte, da die Hersteller keine Produkte mit einem so hohen Brechungsindex anbieten. Die meisten getesteten Produkte sind ursprünglich für ganz andere Anwendungsgebiete vorgesehen, z.B. als Trennmittel beim Ausgießen von Formen in der metallverarbeitenden Industrie, wobei es nicht auf die optischen Eigenschaften und den Brechungsindex des Materials ankommt. Es ist zu erwarten, daß die absolute Lichtausbeute bei Verwendung eines optischen Kopplers mit entsprechendem Brechungsindex noch gesteigert werden kann.

# Kapitel 10

## Zusammenfassung

In letzter Zeit hat das Szintillationsmaterial CsJ zunehmende Bedeutung für den Einsatz in hochauflösenden Kalorimetern der Mittel- und Hochenergiephysik erlangt, da es sich auf Grund der hohen Wellenlänge seines Szintillationslichts besser als andere Szintillationsmaterialien zur Auslese mit neuentwickelten Photodioden eignet. Die relevanten Eigenschaften dieses Szintillators, wie die Lichtausbeute und die Energieauflösung, wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit an CsJ(Tl) - Kristallen der Größe  $3 \times 3 \times 30 \text{ cm}^3$  untersucht. Zur Auslese wurden sowohl Photodioden als auch Photomultiplier verwendet. Insbesondere wurde die Reaktion des Materials auf radioaktive Strahlung getestet, da die Kristalle beim Einsatz an Speicherringen hohen Strahlenbelastungen ausgesetzt sein können.

Im folgenden sollen die Ergebnisse der einzelnen Untersuchungen noch einmal kurz wiedergegeben werden.

Aus den Qualitätsuntersuchungen mit Photomultiplerauslese an vierzehn CsJ(Tl) - Kristallen von vier verschiedenen Herstellern geht hervor, daß die relative Lichtausbeute, die Energieauflösung und die Uniformität der Lichtausbeute eines Kristalls miteinander korreliert sind. Es stellte sich heraus, daß zwischen den einzelnen Kristallen große Qualitätsunterschiede bestehen. Zehn der untersuchten Kristalle erzielen eine hohe relative Lichtausbeute, eine Energieauflösung zwischen 12 % und 14 % bei einer Photonenenergie von 662 keV, und eine Uniformität  $U = \frac{L_{\max} - L_{\min}}{L_0}$  unter 10 %. Die restlichen vier Kristalle genügen nicht den Anforderungen.

Die Energieauflösung eines CsJ(Tl) - Kristalls mit Photodiodenauslese wurde bei Photonenenergien von 0.662 MeV, 0.898 MeV, 1.275 MeV, 1.836 MeV und 6.131 MeV gemessen. Aus der Anpassung einer geeigneten Funktion an die Daten ergab sich für die erreichte Energieauflösung folgender Wert:

$$\frac{\sigma_{FWHM}}{E} = \sqrt{\frac{((48 \pm 5)\%)^2}{(E [\text{MeV}])^2} + \frac{((59 \pm 3)\%)^2}{E [\text{MeV}]}}$$

Im Rahmen der Untersuchungen zur Strahlenschädigung von CsJ(Tl) - Kristallen wurde ein Kristall am Speicherring DORIS mit einer Dosis von 150 rad bestrahlt. Der Kristall hatte nach der Bestrahlung eine rötliche Färbung angenommen. Es ergab sich eine Abnahme der Lichtausbeute um 35 % und in der anschließenden Erholungsphase von 35 Tagen ein Anstieg um 7 %. Die Energieauflösung verschlechterte sich um 39 % und verbesserte sich wieder um 6 %. Die Uniformität der Lichtausbeute verschlechterte sich von 88 % vor der Bestrahlung auf 141 % nach der Bestrahlung und erholte sich nicht.

Ein zweiter Kristall wurde mit Hilfe eines  $\gamma$  - Präparats in Schritten von 3 rad bis zu einer Gesamtdosis von 21 rad bestrahlt. Nach dieser Dosis hatte die Lichtausbeute um 6 % abgenommen und stieg in den darauffolgenden 18 Tagen nicht wieder an. Die Energieauflösung des Kristalls war um 18 % schlechter geworden, und die Uniformität der Lichtausbeute hatte sich von 52 % vor der Bestrahlung auf 66 % nach der Bestrahlung verschlechtert.

Auf Grund der überaus empfindlichen Reaktion von CsJ auf radioaktive Strahlung ist es zu empfehlen, in einen Detektor aus CsJ geeignete Schutzvorrichtungen zu integrieren, um die Kristalle vor unnötigen Strahlenbelastungen zu schützen.

Bei den Tests unterschiedlicher Reflektorfolien wurde außer der Dicke und der Lichtdurchlässigkeit bei 550 nm verschiedener Folien auch ihr Einfluß auf die relative Lichtausbeute und die Uniformität untersucht. Es stellte sich heraus, daß diese Eigenschaften stark von der jeweiligen Folie abhängen, so daß man die Werte durch eine geeignete Verpackung optimieren kann. Berücksichtigt man alle an die Verpackung gestellten Bedingungen, ist eine Kombination aus Teflonfolie und aluminisierter Mylarfolie am besten geeignet, wenn man darauf achtet, daß die Teflonfolie möglichst gleichmäßig gewickelt wird, da sich sonst der Wert für die Uniformität verschlechtert. Diese Art der Verpackung wird auch von den meisten Herstellerfirmen verwendet.

Beim Test optischer Koppler wurde die relative Lichtausbeute, die mit verschiedenen optischen Fetten erreicht wird, sowohl mit Photomultiplier- als auch mit Photodiodenauslese gemessen. Es stellte sich heraus, daß die relative Lichtausbeute bei der Photodiodenauslese nicht so sehr vom jeweiligen optischen Koppler abhängt wie bei der Photomultiplerauslese. Für beide Auslesearten ist ein Silikonkautschuk - Produkt als optischer Koppler am besten geeignet, da dieses Material neben einer hohen Lichtausbeute und einer recht guten Reproduzierbarkeit der Messungen auch einen über lange Zeit stabilen, optischen Kontakt gewährleistet.

Insgesamt präsentiert sich CsJ als ein Szintillationsmaterial, das in Kombination mit der Photodiodenauslese für den Einsatz in hochauflösenden Detektoren für Experimente in der Mittel- und Hochenergiephysik hervorragend geeignet ist, vorausgesetzt, die auftretende Strahlenbelastung ist gering.

## Firmenverzeichnis

Bayer AG  
5090 Leverkusen

BDH Chemicals Ltd  
Broom Road  
Poole Dorset, England

Bicron Corporation  
Marktstraat 27A  
2410 AG Bodegraven, Niederlande

Dow Corning  
Schwannstr. 10  
4000 Düsseldorf 30

Th. Goldschmidt AG  
Goldschmidtstr. 100  
4300 Essen

Hamamatsu Photonics K.K.  
Vertretung in der BRD:  
Seefeldler Meßtechnik  
Postfach 1132  
8031 Seefeld

Harshaw Chemie GmbH  
Viktoriastr. 5  
5632 Wermelskirchen 1

Horiba Europe GmbH  
Industriestr. 8  
6374 Steinbach/Ts.

Rhône - Poulenc GmbH (Rhodorsil - Silikone)  
Städelstr. 10  
6000 Frankfurt am Main 70

Wacker Chemie GmbH  
Überseering 29  
2000 Hamburg 60

## Literaturverzeichnis

[ALA86] J. Alarja et al.

Charged Particles Identification With A CsI(Tl) Scintillator  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 242 (1986) 352-354

[BIA85] Z. Bian et al.

The Use Of Silicon Photodiodes In A CsI(Tl) Calorimeter  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 239 (1985) 518-526

[BIR64] J. B. Birks

The Theory And Practice Of Scintillation Counting  
Oxford 1964

[BLU86] E. Blucher et al.

Tests Of Cesium Iodide Crystals For An Electromagnetic Calorimeter  
Nuclear Instruments And Methods In Physics Research  
A 249 (1986) 201-227

[BOB83] G. J. Bobbink et al.

Carnegie Mellon University  
Report CMU-HEP 83-13, 1983

[CLE85] CLEO II Proposal

Cornell University, Ithaca, USA  
Report CLNS-85/634, 1985

[CRY85] Crystal Barrel Collaboration

The Crystal Barrel: Meson Spectroscopy At LEAR With A  $4\pi$  Neutral And Charged  
Detector  
CERN/PSCC/85-56  
PSCC/P90  
Genf, 1985

[FER86] R. C. Fernow

Introduction To Experimental Particle Physics  
Cambridge University Press, 1986

- [FIS85] F. Fischer  
 Verbesserungen der Wellenlängenschieber - Photodioden - Lichtauslesetechnik für Anwendungen auf dem Gebiet der Teilchenkalorimetrie  
 Diplomarbeit  
 Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik  
 München, 1985
- [GRA83] C. Grabmaier  
 Crystal Scintillators  
 Siemens Research Laboratories  
 München, 1983
- [GRA84] H. Graßmann  
 Untersuchung der Energieauflösung eines CsI(Tl)- Testkalorimeters für Elektronen zwischen 1 GeV und 20 GeV  
 Diplomarbeit  
 Universität Erlangen - Nürnberg, 1984
- [GRA84\*] H. Graßmann et al.  
 Properties Of CsI(Tl)  
 Forschungsbericht  
 Universität Erlangen - Nürnberg, 1984
- [GRO84] D. E. Groom  
 Silicon Photodiode Detection Of Bismuth Germanate Scintillation Light  
 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
 A 219 (1984) 141
- [HAM86] Hamamatsu Photonics K.K.  
 Silicon Photocells  
 Catalog 1986
- [HAR84] Harshaw / Filtrol  
 Radiation Detectors  
 Catalog 1984
- [KNO79] G. F. Knoll  
 Radiation Detection And Measurement  
 John Wiley & Sons  
 New York, 1979
- [KOB86] M. Kobayashi et al.  
 Radiation Damage Of CsI(Tl) Crystals Above  $10^3$  Rad  
 KEK Preprint 86-11  
 Japan, 1986
- [LOH83] E. Lohmann  
 Einführung in die Elementarteilchenphysik  
 Teubner Studienbücher  
 Stuttgart, 1983

- [LOR85] E. Lorenz  
 Some Possible Improvements In Scintillation Calorimeters  
 MPI - PAE / Exp. El. 147  
 1985
- [LOR85\*] E. Lorenz  
 Private Mitteilung  
 Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik  
 München, 1985
- [MIS84] N. B. Mistry et al.  
 A New Generation Of Detectors For The  $e^+e^-$  Storage Ring CESR  
 Cornell University, Ithaca, USA, 1984  
 Report CLNS-84/618
- [PAU85] R. Paul  
 Optoelektronische Halbleiterbauelemente  
 Teubner Studienskripten  
 Stuttgart, 1985
- [SCH85] S. Schlögl et al.  
 Radiation Damage Of CsI(Tl) Crystals In A Long Term Exposure At PETRA  
 DESY Report 85-016  
 Hamburg, 1985
- [STO87] V. Stock  
 Untersuchung der Energieauflösung einer CsI(Tl) - Szintillationszählermatrix  
 Diplomarbeit  
 Universität Hamburg, 1987
- [WIT84] K. Wittenburg  
 Untersuchungen an BGO - Kristallen im Hinblick auf ihre Eignung als Kleinwinkel - Schauerzähler für den CELLO - Detektor  
 Diplomarbeit  
 Universität Hamburg, 1984
- [ZAS81] A. Zastrow  
 Physikalische Analyse der Energieverlustmechanismen im Fluoreszenzkollektor  
 Dissertation  
 Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 1981

# Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand am I.Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg auf dem Gelände des Deutschen-Elektronen-Synchrotrons. Die Durchführung der Arbeit hat mir Spaß gemacht, und ich habe dabei vieles gelernt. Dazu haben das gute Arbeitsklima und die Hilfsbereitschaft der Institutsgruppe von Herrn Prof.Strohbusch sehr viel beigetragen, und ich möchte mich bei allen Mitgliedern dieser Gruppe dafür bedanken.

Weiterhin möchte ich den Mitgliedern der DESY - Forschungsgruppe F31 (CRYSTAL BALL Kollaboration) und den Mitgliedern des I.Instituts für ihre freundliche Unterstützung danken.

Besonders bedanken möchte ich mich

bei Herrn Prof. Dr. U. Strohbusch für die Aufgabenstellung und die gute Betreuung,

bei meinem Mitdiplomanden Herrn V. Stock für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und Unterstützung,

bei Herrn R. Wunderlich für die vielen hilfreichen Diskussionen und für die kritische Durchsicht des Manuskripts,

bei Herrn H. Lenzen und Herrn H. Krause, die mir bei meinen vielfältigen Problemen in Bezug auf Elektronik und Meßinstrumente immer hilfreich zur Seite standen,

bei der Werkstatt des I.Instituts unter Herrn B. Leicht für die exakte und schnelle Ausführung aller anfallenden mechanischen Arbeiten,

bei Frau M. Berghaus für das sorgfältige Aufertigen zahlreicher Abbildungen,

und bei Frau B. Racky und der DESY - Strahlenschutzgruppe D3 für die freundliche Unterstützung bei den Strahlenschädenuntersuchungen.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt zu haben.

