

Diplomarbeit

**Test neuer Photomultiplier für die  
Entwicklung einer Auger-Nord  
Fluoreszenz Kamera**

Sven Querchfeld

Juli 2010

betreut durch Prof. K.-H. Kampert  
WU D 10-12



## **Zusammenfassung**

Das Pierre Auger Observatorium in Argentinien ist das derzeit größte Experiment zur Untersuchung der kosmischen Strahlung bei den höchsten Energien. Die Detektion erfolgt über Wasser-Cherenkov-Detektoren als auch über Fluoreszenzteleskope. Für den Aufbau eines nördlichen Teils des Observatoriums in Colorado sollen 39 Fluoreszenzteleskope mit jeweils 440 Photomultipliern bestückt werden. In dieser Arbeit werden Tests zur Charakterisierung neuer Photomultiplier mit einer erhöhten Quanteneffizienz durchgeführt und die Tauglichkeit für den Betrieb in den Fluoreszenzdetektoren untersucht. Die Tests umfassen Messungen zur Homogenität der Kathode, Resistenz gegen das Erdmagnetfeld sowie die Bestimmung von Dunkelstrom und Nachpulsverhalten. Es wurde ein Teststand zur Messung der Quanteneffizienz aufgebaut. Anhand von Linearitätsmessungen wurde zudem die Elektronik für den Betrieb der Photomultiplier im Detektor entwickelt. Für die Bestückung einer Kamera der Fluoreszenzteleskope aus der HEAT-Erweiterung wurden insgesamt 520 Photomultipliern in Serientests vorklassifiziert.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1. Kosmische Strahlung . . . . .	2
2.1.1. Spektrum der kosmischen Strahlung . . . . .	2
2.1.2. Zusammensetzung . . . . .	3
2.1.3. Luftschauer . . . . .	4
2.1.4. Detektionsmethoden . . . . .	7
2.2. Das Pierre Auger Observatorium . . . . .	10
2.2.1. Oberflächendetektoren . . . . .	10
2.2.2. Fluoreszenzteleskope . . . . .	11
<b>3. Photomultiplier</b>	<b>14</b>
3.1. Aufbau und Funktionsweise . . . . .	14
3.2. Charakteristika . . . . .	16
3.3. Spannungsteiler . . . . .	20
3.4. Untersuchte Photomultiplier . . . . .	22
<b>4. Messaufbau</b>	<b>25</b>
4.1. Teststand für Serientests (Wuppertal) . . . . .	25
4.2. Aufbau des Quanteneffizienzmessstands . . . . .	29
<b>5. Untersuchung der Photomultiplier Eigenschaften</b>	<b>33</b>
5.1. Quanteneffizienz . . . . .	33
5.2. Dunkelstrom . . . . .	38
5.3. Uniformität . . . . .	41
5.4. Linearität . . . . .	46
5.5. Nachpulse . . . . .	50
5.6. Einfluss des Erdmagnetfelds . . . . .	55
<b>6. Serientest</b>	<b>59</b>
6.1. GHV-Run . . . . .	59
6.2. Linearitätsmessung . . . . .	61
6.3. Stabilität der Messungen . . . . .	64

<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>65</b>
<b>A. Datenblätter</b>	<b>66</b>
<b>B. Dunkelstrom</b>	<b>73</b>
<b>C. Bad PMTs</b>	<b>75</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>77</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Spektrum der kosmischen Strahlung . . . . .	3
2.2.	<i>GZK</i> -Cutoff . . . . .	4
2.3.	Modell eines hadronischen Schauers . . . . .	5
2.4.	Heitlermodell . . . . .	6
2.5.	Mittlere atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit der Energie . . . . .	7
2.6.	Spektrum des Fluoreszenzlicht von Stickstoff . . . . .	9
2.7.	Lageplan des Pierre Auger Observatoriums . . . . .	10
2.8.	Oberflächendetektor . . . . .	11
2.9.	Skizze eines Fluoreszenzteleskops . . . . .	12
2.10.	Transmission des M-UG6 Filters . . . . .	13
3.1.	Aufbau Photomultiplier . . . . .	14
3.2.	Photomultipliertypen . . . . .	15
3.3.	Quanteneffizienz . . . . .	17
3.4.	theo. Dunkelstrom . . . . .	19
3.5.	<i>singel-ended</i> -Spannungsteiler . . . . .	21
3.6.	Photonis XP3062 . . . . .	22
3.7.	Hamamatsu R9420-100 . . . . .	23
3.8.	Hamamatsu R8900U-100 . . . . .	23
4.1.	Testaufbau für Serientests . . . . .	27
4.2.	Halterung der PMTs und DAQ . . . . .	28
4.3.	Aufbau Quanteneffizienzmessstand . . . . .	29
4.4.	Transmission der Filter (QE) . . . . .	30
4.5.	Konstanz der QE-Lichtquelle . . . . .	31
5.1.	Ergebnis der Quanteneffizienzmessung . . . . .	35
5.2.	Vergleich der Quanteneffizienzmessungen . . . . .	36
5.3.	Spannungsabhängigkeit der QE-Messung . . . . .	37
5.4.	Base für Dunkelstrommessung . . . . .	38
5.5.	Dunkelstrommessung des Photonis XP3062 . . . . .	39
5.6.	Auflösung der Uniformitätsmessung . . . . .	42
5.7.	Uniformität des Photonis XP3062 . . . . .	43
5.8.	Uniformität des Hamamatsu R9420-100 . . . . .	44
5.9.	Uniformität des Hamamatsu R8900U-100 . . . . .	45

5.10. Vergleich der Linearität . . . . .	48
5.11. Linearität Hamamatsu R9420-100 . . . . .	49
5.12. Schema Nachpuls . . . . .	50
5.13. Nachpulse für Photonis XP3062 und Hamamatsu R9420-100 . . . . .	52
5.14. Nachpulsverhältnis für Hamamatsu R9420-100 und Photonis XP3062	53
5.15. Nachpuls des R8900U-100 . . . . .	54
5.16. Magnetfeldeinfluss für Phot. XP3062 und Ham. R9420-100 . . . . .	56
5.17. Magnetfeldeinfluss für Hamamatsu R8900 . . . . .	57
6.1. Verteilung der gemessenen Versorgungsspannung . . . . .	60
6.2. Korrelation von Anodenluminosität und Versorgungsspannung . . . . .	61
6.3. Korrelation zwischen Nachpulsen, Dunkelstrom und Spannung . . . . .	62
6.4. Nachpuls für Seriennummer . . . . .	63
6.5. Verteilung des Linearitätskoeffizienten . . . . .	63
6.6. Stabilität der Photonis Referenzphotomultiplier . . . . .	64
B.1. Dunkelstrommessung Ham. R8900 . . . . .	73
B.2. Dunkelstrommessung Ham. R9420-100 . . . . .	74
C.1. schlechter Linearitäts-Run . . . . .	75
C.2. Ergebnis des schlechten <i>GHV</i> -Runs . . . . .	76



# 1. Einleitung

Das Pierre Auger Observatorium in der argentinischen Pampa ist auf die Suche nach hochenergetischer kosmischer Strahlung ausgerichtet. Über die kombinierte Messung durch Wasser-Cherenkov Detektoren und Fluoreszenzteleskopen werden die Energie, Herkunftsrichtung und Komposition der kosmischen Strahlung bestimmt und nach möglichen Quellen gesucht. Für eine Ausweitung des Beobachtungsfensters auf die nördliche Hemispähre ist der Aufbau weiterer Detektorstationen in Colorado geplant [1]. Insgesamt 39 Fluoreszenzteleskope sollen mit 440 Photomultiplern bestückt werden.

Der Firma Hamamatsu ist es gelungen, durch Optimierung der photosensitiven Schicht die Effizienz der Photomultiplier um fast 30% zu steigern. Simulationen haben gezeigt, dass der Einsatz dieser sensitiveren Photomultiplern zu einer Erhöhung der zu detektierenden Signale führt [2], abgeleitete Größen wie z.B. die Energie des Primärteilchens genauer ableiten. Gleichzeitig führt die erhöhte Sensitivität zu einer effektiven Vergrößerung des Detektionsvolumens und damit zu einer verbesserten Ereignisstatistik. Gegenstand dieser Arbeit sind Labormessungen zur Charakterisierung der neuen Photomultiplier, um eine Eignung für den Betrieb in den Fluoreszenzteleskopen zu bestimmen. In Kapitel 2 werden Grundlagen zur kosmischen Strahlung und verschiedene Detektionsmethoden aufgeführt, sowie das Pierre Auger Observatorium als größtes Astroteilchenexperiment vorgestellt. Kapitel 3 führt grundlegende Begriffe und Größen zur Charakterisierung von Photomultiplern ein und stellt die zu testenden Exemplare vor. Die zur Charakterisierung verwendeten Messaufbauten werden in Kapitel 4 beschrieben und in Kapitel 5 die Ergebnisse der Messungen zur Quanteneffizienz, Homogenität der Kathode sowie Resistenz gegen das Erdmagnetfeld, Dunkelstrom und Nachpulsverhalten dargestellt. In Kapitel 6 werden Serientests zur Klassifizierung der Photomultiplier nach Verstärkung durchgeführt.

# 2. Grundlagen

## 2.1. Kosmische Strahlung

Erstmals wurde 1912 eine extraterrestrische Herkunft kosmischer Strahlung von Viktor F. Hess durch Ballonflugexperimente nachgewiesen [3]. Als kosmische Strahlung werden im Allgemeinen geladene Teilchen bezeichnet, jedoch können auch hochenergetische Photonen oder Neutrinos in diesem Zusammenhang untersucht werden. Im Folgenden werden die Energieverteilung, Zusammensetzung und Nachweismethoden mit Schwerpunkt auf der hadronischen Komponente der kosmischen Strahlung, welche mit 98% den größten Anteil bildet, vorgestellt.

### 2.1.1. Spektrum der kosmischen Strahlung

Der Fluss der kosmischen Strahlung erstreckt sich über mehr als 30 Größenordnungen und ist damit die über den größten Bereich experimentell bestimmte Messgröße. Die Energie der Teilchen reicht von  $10^9$  eV bis  $10^{21}$  eV.

Das Spektrum lässt sich durch ein gebrochenes Potenzgesetz

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\gamma} \quad (2.1)$$

mit dem spektralen Index  $\gamma$  beschreiben. Das Spektrum ist in Abbildung 2.1 dargestellt und lässt sich in Abhängigkeit der Energie in verschiedene Bereiche einteilen.

Für Teilchen mit Energien unterhalb  $10^9$  eV wird die Erde durch den Sonnenwind abgeschirmt. Bis zu einer Energie von  $\sim 10^{15}$  eV beträgt der spektrale Index  $\gamma \approx 2,7$ . Ab einer Energie von  $\sim 10^{15}$  eV ist ein geänderter spektraler Index von  $\gamma \approx 3,1$  und somit eine schnellere Abnahme des Flusses zu beobachten. Für diese Energien können die Teilchen nicht mehr durch das Magnetfeld der Galaxie gehalten werden. Dieser Übergang im Spektrum wird als Knie bezeichnet. Da der Gyroradius von der Ladung des Teilchens abhängt, ist die Position des Knies nicht eindeutig bestimmt sondern für die verschiedenen Elemente mit der Ladung skaliert.

Bei einer Energie von  $\sim 10^{18,5}$  eV ist eine erneute Änderung des Flusses, der sogenannte Knöchel, zu erkennen, welche vermutlich durch den Übergang zu einer extragalaktischen Komponente zu erklären ist. Ab einer Energie von  $5 \cdot 10^{19}$  eV wird ein Abbruch des Spektrums erwartet, da der Wirkungsquerschnitt für eine Wechselwirkung von Hadronen mit der 2,7 K-Hintergrundstrahlung (CMB) ansteigt:

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0,$$

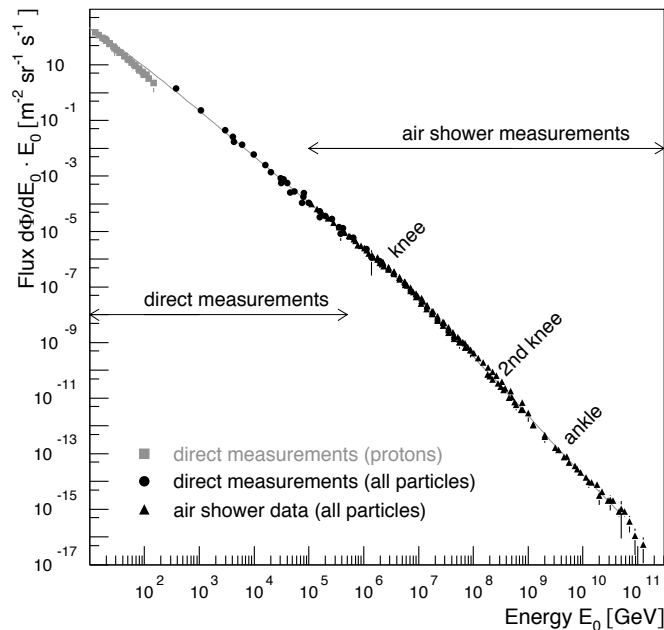


Abbildung 2.1.: Spektrum der kosmischen Strahlung (aus [4]).

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+.$$

Die Grenze wurde 1966 von Greisen [5], Zatsepin und Kuzmin [6] berechnet und ist nach ihnen als *GZK-Cutoff* benannt. Die Abnahme des Spektrums wurde bereits durch die Experimente HiRes [7] und Auger bestätigt, jedoch von AGASA [8] nicht festgestellt (siehe Abb. 2.2).

### 2.1.2. Zusammensetzung

Die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ist auf Grund des Flusses vor allem durch die niederenergetische Komponente bestimmt. Die hadronische Komponente besteht zu 85% aus Protonen, 12%  $\alpha$ -Teilchen sowie 3% Teilchen mit einer Ordnungszahl  $Z \geq 3$ . Ein Vergleich der Elementenhäufigkeit des Sonnensystems und der kosmischen Strahlung zeigt eine allgemeine Übereinstimmung mit wenigen Ausnahmen. Die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei höchsten Energien ist noch nicht eindeutig geklärt. Ergebnisse des Pierre Auger Observatoriums deuten jedoch bei den höchsten Energien auf eine Tendenz zu schwereren Kernen hin (siehe Abb. 2.5).

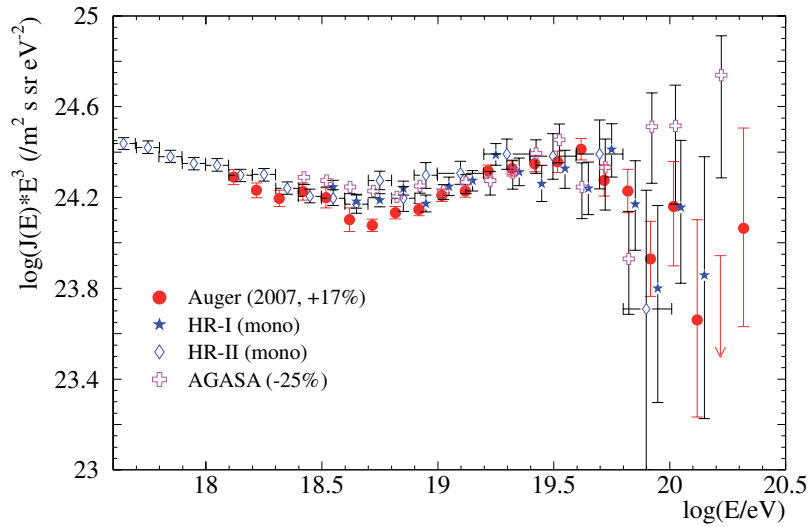


Abbildung 2.2.: Messergebnisse der Experimente AGASA, HiRes und Auger im Energiebereich des *GZK*-Cutoffs [9]. Eine Unterdrückung des Spektrums ist für die Messungen von HiRes und Auger zu sehen (Spektrum mit  $E^3$  gewichtet).

### 2.1.3. Luftschauder

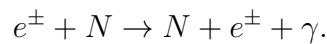
Treffen Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Atmosphäre, produzieren diese durch Wechselwirkung mit Materie Sekundärteilchen. Diese können wiederum mit der umgebenden Luft reagieren, sodass sich eine Teilchenkaskade ausbildet.

Die Kaskade lässt sich in drei Kanäle (elektromagnetische, hadronische und myonische Komponente) über die verschiedenen Wechselwirkungen aufteilen (vgl. Abb. 2.3).

Die elektromagnetische Komponente eines, durch ein Hadron erzeugten, Luftschauders wird durch den Zerfall der neutralen Mesonen, vornehmlich Pionen, induziert. Die Kaskade bildet sich über Paarproduktion der Photonen:



und Bremsstrahlung der Elektronen:



Wird die kritische Energie  $E_c \approx 86 \text{ MeV}$  unterschritten, ist der Energieverlust durch Ionisation dominiert bis schließlich die Elektronen von der Materie absorbiert werden.

Die hadronische Komponente ist durch die starke Wechselwirkung bestimmt. In der ersten Wechselwirkung verliert das Primärteilchen etwa die Hälfte seiner Energie über die Produktion von Mesonen, von denen etwa  $2/3$  geladen und  $1/3$  ungeladen sind.

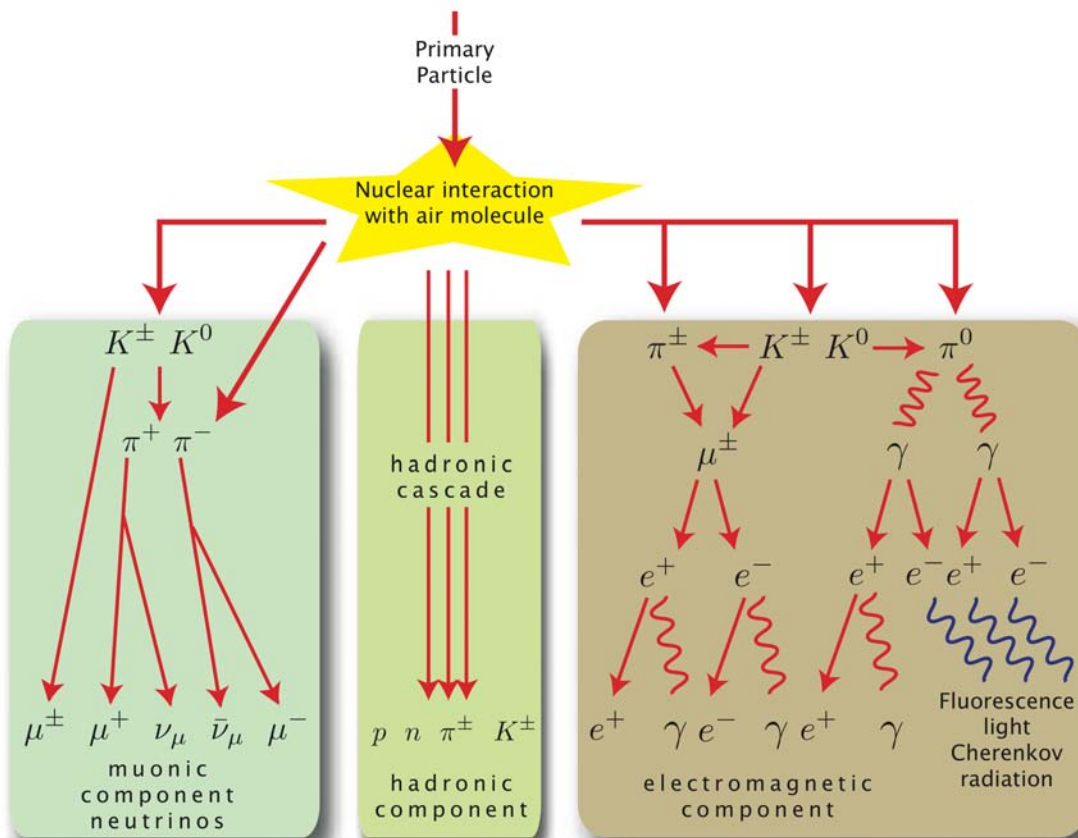


Abbildung 2.3.: Modell eines hadronischen Schauers [10].

Die ungeladenen zerfallen nahezu instantan zu Photonen, während die geladenen bei hoher Energie erneut Mesonen produzieren können.

Neben der hadronischen Wechselwirkung können die geladenen Mesonen zu Myonen zerfallen:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$$

Auf Grund ihrer Geschwindigkeit und dem geringen Energieverlust durch Bremsstrahlung oder Ionisation gelangen die Myonen nahezu ungehindert zur Erdoberfläche, bis sie schließlich zerfallen. Die Zerfallswahrscheinlichkeit der Mesonen ist abhängig von der Energie und der Dichte des umgebenden Materials. Da für schwere Kerne wie Eisen die Wechselwirkungslänge deutlich niedriger ist als die eines Protons, werden die ersten Mesonen schon früh nach dem Eintreffen in die Atmosphäre erzeugt. Auf Grund der geringeren Dichte ist wiederum die Wahrscheinlichkeit einer hadronischen Wechselwirkung der Mesonen niedriger und ein Zerfall über die

## 2. Grundlagen

---

schwache Wechselwirkung eher möglich. Somit gibt die Myonenanzahl bei bekannter Schauerenergie Auskunft über die Art des Primärteilchens, wobei Eisen im Vergleich zu einem Proton einen erhöhten Myonen Anteil erzeugt.

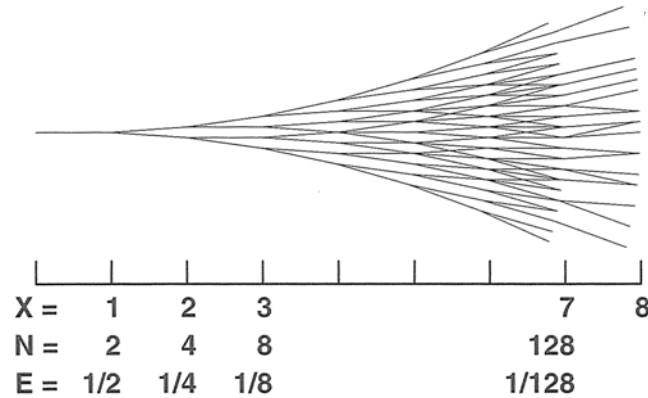


Abbildung 2.4.: Heitlermodell der Kaskadenentwicklung (aus [11]). In diesem Beispiel ist  $E_c = E_0/128$ .

Die Entwicklung eines Teilchenschauers lässt sich vereinfacht durch das Heitlermodell beschreiben [12]. Trifft ein primäres Teilchen mit hinreichend hoher Energie  $E_0$  auf Materie entstehen nach einer Wechselwirkungslänge  $\lambda$  (z.B. durch Paarbildung im E.M-Schauer) zwei neue Teilchen, welche jeweils die Hälfte der Energie des Primärteilchens  $E_i = E_0/2$  besitzen. Diese können sich erneut in jeweils zwei Teilchen aufspalten. Die Teilchenzahl wächst kontinuierlich bis die Teilchen eine kritische Energie  $E_c$  erreichen, unterhalb derer keine neuen Teilchen produziert werden können. Die maximale Anzahl an Teilchen ist somit gegeben durch

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (2.2)$$

in einer atmosphärischen Tiefe von

$$X_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}, \quad (2.3)$$

nach welcher der Teilchenschauer langsam ausstirbt. Obwohl das Modell recht einfach gehalten ist, beschreibt es die Schauerentwicklung vor allem für die elektromagnetische Komponente qualitativ korrekt. Für Hadronen muss jedoch die höhere Multiplizität berücksichtigt werden.

Unter der Annahme, dass sich die Energie des primären Teilchens gleichmäßig auf die Nukleonen aufteilt, ergibt Gleichung 2.3 für Kerne:

$$X_{\max} \propto \ln \left( \frac{E_0}{A \cdot E_c} \right). \quad (2.4)$$

Die Parametrisierung eines hadroneninduzierten Luftschauer als Funktion der ersten Wechselwirkungslänge  $X_0$ , der Atmosphärischen Tiefe  $X_{\max}$ , der maximalen Anzahl  $N_e^{\max}$  an Elektronen und einer freien Weglänge  $\lambda$  ist durch die Gaisser-Hillas Funktion[13] gegeben:

$$N_e(X) = N_e^{\max} \left( \frac{X - X_0}{X_{\max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{\max} - \lambda}{\lambda}} \exp \left( -\frac{X - X_0}{\lambda} \right). \quad (2.5)$$

Durch Messung der Energie und  $X_{\max}$  lässt sich somit die Massenzahl des Primärteilchens bestimmen. Abbildung 2.5 zeigt Ergebnisse des Pierre Auger Observatoriums. Aufgetragen ist die Energie gegen die mittlere atmosphärische Tiefe  $X_{\max}$  bzw.  $RMS(X_{\max})$  im Vergleich zu den theoretischen Modellen für Protonen und Eisen. Die Daten deuten auf eine Änderung der Komposition von Protonen zu Eisenkernen für höhere Energien hin.

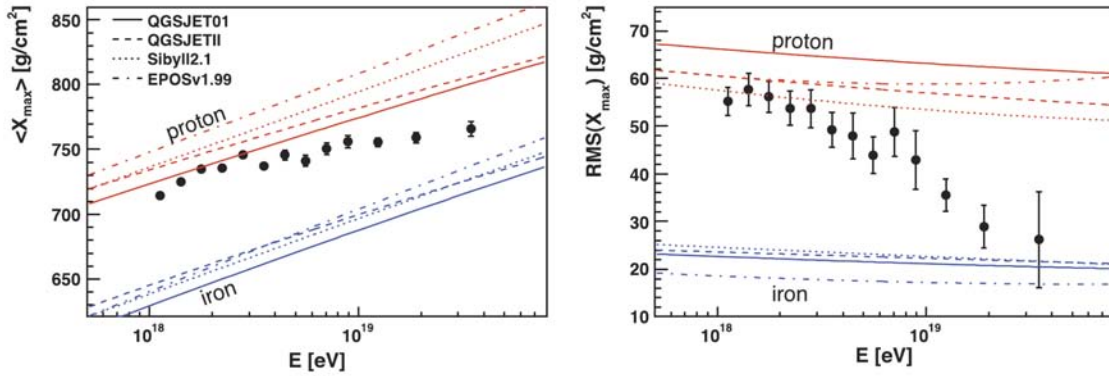


Abbildung 2.5.: Aufgetragen ist die mittlere atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit der Energie. Ein Vergleich der Messdaten mit den theoretischen Modellen deutet auf eine schwerere Komposition hin zu hohen Energien [14].

### 2.1.4. Detektionsmethoden

Die Detektion von kosmischer Strahlung lässt sich in zwei Bereiche einteilen. Mit Ballon- oder Satellitenexperimenten lassen sich Teilchen bis zu einer Energie von  $\sim 10^{14}$  eV über direkte Messungen nachweisen. Für höhere Energien ist der Teilchenfluss zu gering, sodass zu sehr großen Detektorflächen überzugehen ist. Der Nachweis erfolgt über die Messung von Sekundärteilchen, z.B. Luftschauer. Im Folgendem werden die gängigsten Methoden zur Detektion dieser Sekundärteilchen vorgestellt.

**Szintillationsdetektor** Die einfachste Methode zur Messung von hochenergetischen Luftschauern ist der Aufbau eines Detektorarrays aus vielen Szintillationsdetektoren.

Durchdringt ein Teilchen den Szintillator, deponiert es Energie, welche in Form von Szintillationslicht durch einen Photomultiplier nachgewiesen werden kann. Über Koinzidenzmessungen mehrerer auseinander stehender Detektoren lässt sich die Lateralverteilung eines Luftschauers rekonstruieren und auf die Energie des Primärteilchens schließen. Durch Kombination zweier Szintillatoren und einem Absorbermaterial an einer Detektorstation kann zudem eine Selektion hinsichtlich der myonischen Komponente vorgenommen werden.

**Cherenkov Detektor** Die Phasengeschwindigkeit von Licht in einem Medium mit Brechungsindex  $n$  ist gegeben über  $c' = c_0/n$  mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_0$ . Bewegt sich ein Teilchen durch ein dielektrisches Medium mit einer Geschwindigkeit  $v > c'$ , so sendet es einen schmalen Lichtkegel aus. Diese Art der Detektion wird von vielen Astroteilchenexperimenten in unterschiedlichen Designs verwendet. So verwenden Experimente wie Icecube und (Super-)Kamiokande ein sehr großes Detektorvolumen, in dem das Cherenkovlicht mit vielen Photomultipliern gemessen wird. Das Pierre Auger Observatorium besitzt dagegen, ähnlich wie die Szintillationsdetektoren, einen Array aus über 1600 "kleinen" Wassertanks. Der Vorteil gegenüber den Szintillationsdetektoren liegt im deutlich höheren Volumen des Absorptionsmediums, welches eine wesentlich breitere Verteilung der Ankunftsrichtung zulässt. Neben Wasser kann auch die Atmosphäre als Medium genutzt werden. Cherenkov-Teleskop Arrays wie H.E.S.S. und MAGIC beobachten den nächtlichen Himmel, um hochenergetische Teilchen zu detektieren. Durch den sehr schmalen Cherenkov-Lichtkegel, der auf dem Boden einen Durchmesser von ca. 250 m hat und die begrenzte Winkelabdeckung der Teleskope ist die Messung jedoch auf einen kleinen Bereich des Himmels beschränkt.

**Fluoreszenzteleskop** Durch Teilchenschauer werden insbesondere Stickstoffmoleküle der Luft über die elektromagnetische Komponente angeregt, welche beim Übergang in den Grundzustand Fluoreszenzlicht aussenden. Abbildung 2.6 zeigt die Emissionslinien für verschiedene Anregungszustände. Diese liegen im Bereich von 300 nm bis 400 nm, wobei die Wellenlänge der höchsten Intensität bei 337 nm liegt. Die Anzahl der Photonen ist proportional zur Anzahl an Teilchen im Schauer, sodass über die Intensität die Longitudinalverteilung des Schauers bestimmt werden kann. Ebenfalls kann durch den zeitlichen Verlauf des Signals im Teleskop die Richtung des Primärteilchens rekonstruiert werden. Vorteil dieser Messmethode ist die kalorimetrische Bestimmung der Energie und damit die Unabhängigkeit zu Modellen für die Entwicklung der hadronischen Komponente eines Schauers. Außerdem wird das Fluoreszenzlicht isotrop abgestrahlt, sodass Luftschauer auch von der Seite beobachtet werden können. Allerdings ist die Intensität des Lichts so gering, dass nur in klaren Nächten mit wenig Mondlicht gemessen werden kann. Außerdem ist eine genaue Kenntnis über die Beschaffenheit der Atmosphäre für die Rekonstruktion und insbesondere für die Energiebestimmung nötig. Fluoreszenzteleskope wurden bereits in



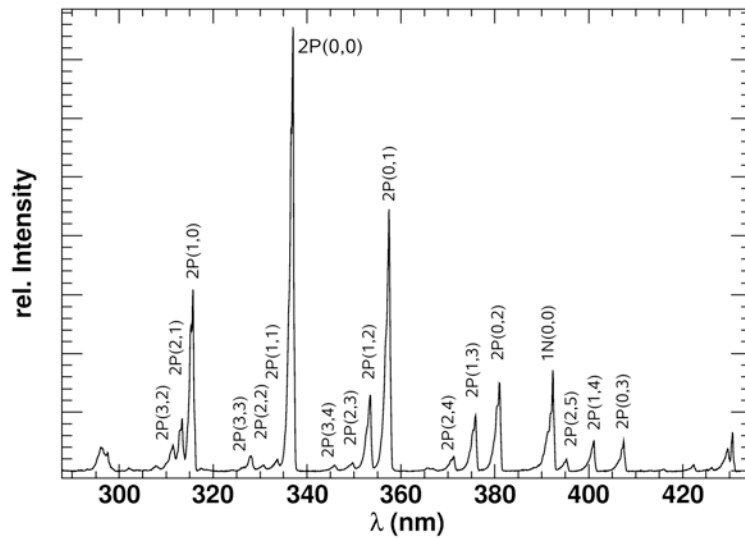


Abbildung 2.6.: Spektrum des Fluoreszenzlicht für die verschiedenen Anregungsbanden von Stickstoff [4]

Experimenten wie Flys Eye und HiRes, sowie aktuell im Pierre Auger Observatorium verwendet.

**Messung von Radioemission** Eine wieder aufgegriffene Methode zur Detektion von Teilchen ist die Messung von Radioemission, welche durch den Geosynchrotroneffekt entsteht. Elektronen und Positronen senden während der Propagation durch das Erdmagnetfeld kohärente Synchrotronstrahlung im Bereich von 20-100MHz aus. In den Experimenten CODALEMA und LOPES wurde dies bereits getestet und ein Prototyp unter dem Namen AERA befindet sich zur Zeit für Auger im Aufbau.

## 2.2. Das Pierre Auger Observatorium

Das weltweit größte Experiment zur Untersuchung kosmischer Strahlung ist das Pierre Auger Observatorium. Der südliche Teil des Experiments befindet sich in der Pampa Amarilla in West-Argentinien. Es ist ein Hybriddetektor bestehend aus 1600 Oberflächendetektoren und 27 Fluoreszenzteleskopen, welche auf einer Fläche von  $3000 \text{ km}^2$  nach Teilchenschauern bei den höchsten Energien ab ca.  $5 \cdot 10^{18} \text{ eV}$  suchen.



Abbildung 2.7.: Lageplan des Pierre Auger Observatoriums

### 2.2.1. Oberflächendetektoren

Für die Detektion von Elektronen und Myonen aus ausgedehnten Luftschauern werden 1600 Oberflächendetektoren, welche auf einer Fläche von  $3000 \text{ km}^2$  in einem triangularem Gitter mit einem Abstand von jeweils  $1,5 \text{ km}$  angeordnet sind, verwendet. Die Kunststofftanks haben einen Radius von ca.  $1,8 \text{ m}$ , eine Höhe von  $1,2 \text{ m}$  und beinhalten  $12 \text{ m}^3$  hochreines Wasser. Das Cherenkov-Licht wird mittels drei  $9''$  Photomultiplier nachgewiesen. Die Datenübertragung erfolgt über Funk. Die Zeitinformation für gemessene Signale wird über eine GPS-Antenne bestimmt, welche an jedem Detektor angebracht ist. Die Spannungsversorgung erfolgt über eine Batterie, welche per Solarzellen geladen wird. Über den Vergleich der relativen Ankunftszeit kann schließlich die Ursprungsrichtung des Primärteilchens rekonstruiert werden. Energie und Teilchenanzahl lassen sich aus der Lateralverteilung bestimmen. Als Erweiterung werden zur Zeit unter dem Projektnamen AMIGA (Auger Muons and Infill Ground Array) weitere 61 Wassertanks sowie Myonendetektoren aufgebaut. Die zusätzlichen Tanks werden zwischen den bereits vorhandenen Detektoren in der Nähe von Coihueco platziert, sodass sich der Abstand auf  $750 \text{ m}$  halbiert. Dadurch ist es möglich die

Energieschwelle auf  $\sim 10^{17}$  eV zu verringern, um die Region des Übergangs zur extragalaktischen Komponente der kosmischen Strahlung genauer zu untersuchen.

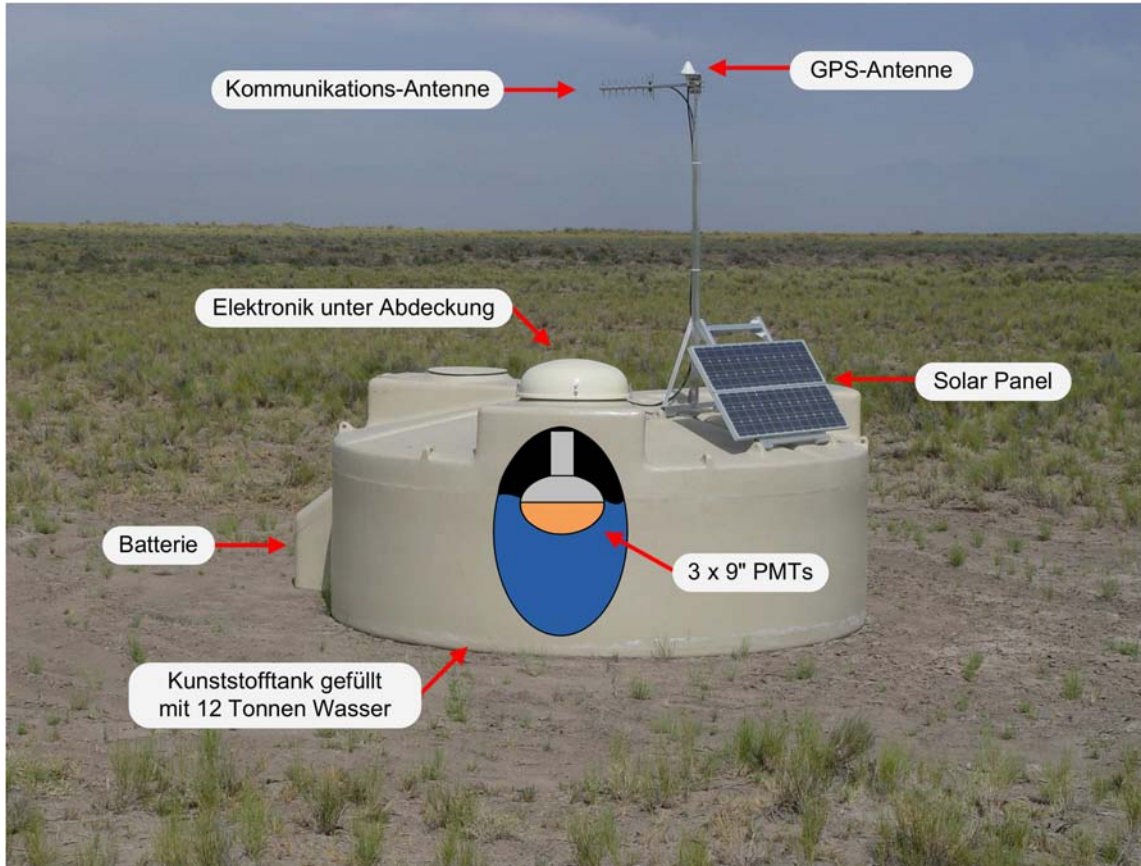


Abbildung 2.8.: Aufbau eines Oberflächendetektors (nach [15]).

### 2.2.2. Fluoreszenzteleskope

Der Aufbau eines Teleskops ist in Abbildung 2.9 skizziert. Die Fluoreszenzteleskop wurden nach dem Modell einer Schimdt-Kamera entworfen. Ein zusätzlicher Korrektoring verdoppelt das Sichtfeld, ohne die Abbildungseigenschaft zu verschlechtern. Die Eintrittsoptik wurde so optimiert, dass die Aufweitung einer abgebildeten Punktquelle durch sphärische Aberration etwa 15 mm beträgt. Hinter dem Eintrittsfenster befindet sich ein M-UG6 Filter, um Streulicht im sichtbaren Bereich zu unterdrücken.

Das einfallende Licht wird über Spiegel mit einer Gesamtfläche von  $13\text{ m}^2$  auf die Kamera reflektiert, welche sich im Brennpunkt des Systems befindet. Die Kamera besteht aus 440 Photomultipliern mit hexagonalem Eintrittsfenster, welche in einer Wabenstruktur mit  $22 \times 20$  angeordnet sind. Die Oberfläche eines PMTs deckt einen

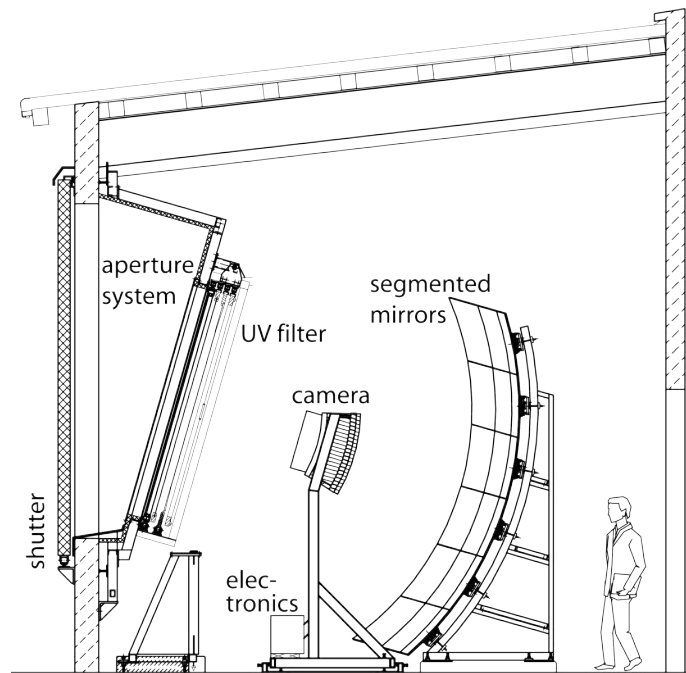


Abbildung 2.9.: Skizze eines Fluoreszenzteleskops (aus [16]).

Bereich von  $1,5^\circ \times 1,5^\circ$  ab, was einem Sichtfeld der Kamera von  $30^\circ$  Azimutwinkel und  $28,1^\circ$  Höhenwinkel entspricht. Der Übergang zwischen den einzelnen PMTs ist durch Reflektoren überdeckt um die Totfläche<sup>1</sup> zu minimieren. Um die Kamera vor plötzlichem Lichteinfall zu schützen befindet sich vor der Öffnung des Teleskops ein Tor (sog. Shutter), welches bei zu hoher Lichtintensität geschlossen wird.

Die Fluoreszenzteleskope befinden sich am Rand des Detektorarrays in Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla und Coihueco. An den Standorten befinden sich jeweils 6 Teleskope, welche in einem Halbkreis angeordnet sind und eine horizontales Sichtfeld von  $180^\circ$  über die Oberflächendetektoren besitzen. Drei zusätzliche Teleskope befinden sich in der Nähe von Coihueco und bilden die sogenannte HEAT-Erweiterung. Diese Teleskope können um  $30^\circ$  geneigt werden und somit Schauer zwischen  $30^\circ$  und  $60^\circ$  beobachten.

**Kalibration** Um die Energie eines Luftschauers zu rekonstruieren ist eine Umrechnung des gemessenen Photomultipliersignals in die Anzahl der gemessenen Photonen nötig. Dies wird durch die Kalibration mit einer definierten Lichtquelle realisiert. Um das Verhalten des gesamten Teleskops zu untersuchen, wird die Lichtquelle vor dem Eintrittsfenster angebracht und die Kamera komplett beleuchtet. Über den bekannten Lichtfluss und die gemessenen Werte kann eine Umrechnung von Photomultipliersig-

---

<sup>1</sup>Fläche, die nicht durch eine Photokathode abgedeckt ist

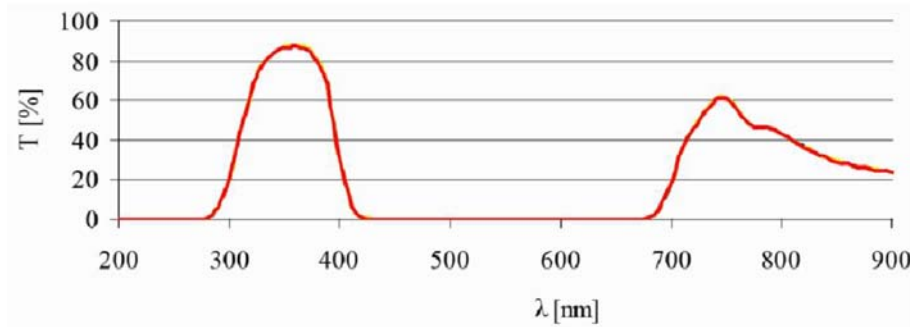


Abbildung 2.10.: Transmission des M-UG6 Filters in Abhängigkeit der Wellenlänge (aus [17]). Für die beiden Hauptemissionslinien des Fluoreszenzlichts bei 337 nm und 357 nm liegt die Transmission über 80%. Sichtbares Licht zwischen 400 nm und 680 nm wird unterdrückt, langwelligeres Licht jedoch zum Teil durchgelassen.

nal in Photonen bestimmt werden. Da diese Kalibration sehr aufwendig ist, wird diese weniger als einmal pro Jahr für jedes Teleskop durchgeführt. Um die Leistung der Kamera dennoch zu überprüfen, werden vor und nach jeder Messnacht drei Relativkalibrationen durchgeführt. Diese beleuchten innerhalb des Teleskops mit einer LED oder Xenonlampe aus verschiedenen Positionen ebenfalls die gesamte Kamera. So können Unterschiede der Photomultiplier relativ zueinander festgestellt und korrigiert werden.

# 3. Photomultiplier

## 3.1. Aufbau und Funktionsweise

Um sehr schwache Lichtsignale zu detektieren werden üblicherweise Photomultiplier (PMT) verwendet. Dies sind Vakuumröhren, welche sich den Photoeffekt zu nutze machen. Einfallende Photonen schlagen aus einer Photokathode Elektronen aus, welche durch eine anliegende Potentialdifferenz auf eine Elektrode (sog. Dynode) beschleunigt werden. Treffen die Elektronen auf die Dynode produzieren sie Sekundärelektronen, welche wiederum auf eine folgende Dynode beschleunigt werden. Dies wiederholt sich bis schließlich an der letzten Elektrode, der Anode, die Elektronen gesammelt und als Signal in einen Stromkreis eingespießt werden. Generell unterscheidet man zwischen *Side-window* Photomultiplier, welche das Eintrittsfenster an der Seite besitzen, sowie *head-on* Photomultiplier, welche eine semitransparente Kathode besitzen. Für Fluoreszenzteleskope werden *head-on* PMTs verwendet, da diese es ermöglichen durch eine hohe Packungsdichte eine große photosensitive Fläche zu bilden.

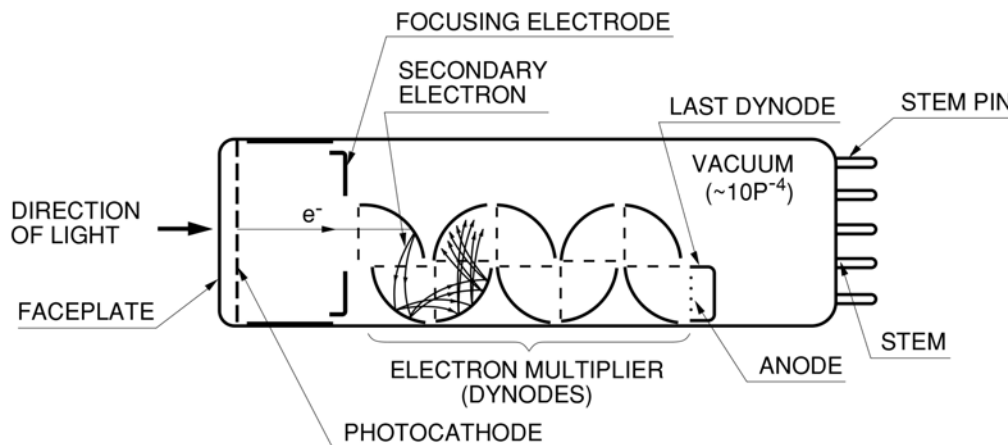


Abbildung 3.1.: Aufbau eines Photomultipliers [18].

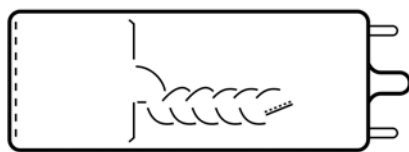
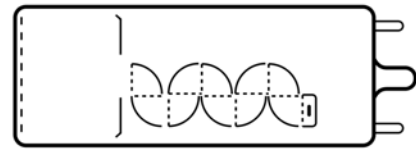
**Photokathode** Die Photokathode ist meist ein aufgedampfter, photoemissiver Halbleiter. Durch die Kombination von Antimon mit einigen Alkalimetallen (z.B.



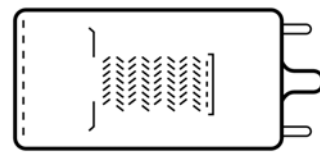
(1) Circular-cage Type



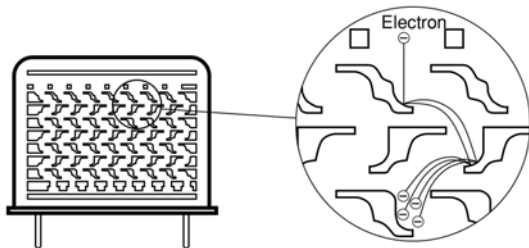
(2) Box-and-grid Type



(3) Linear-focused Type



(4) Venetian Blind Type



(5) Metal Channel Dynode Type

Abbildung 3.2.: Verschiedene Typen von Photomultipliern[18]. Zirkular angeordnete Dynoden (1) bieten eine hohe Packungsdichte, während *Box-and-grid* (2) sowie *Venetian Blind* (4) Strukturen eine hohe Sammeleffizienz und stabile Verstärkung liefern, jedoch lange Signalverzögerungen aufweisen. Die linear fokussierende Dynodenstruktur (3) zeichnet sich durch einen hohen Verstärkungsfaktor und kurze Zeitverzögerung aus. *Metall-cannel* PMTs bieten auf Grund ihrer feinmaschigen Struktur eine schnelle Zeitauflösung und sind resistent gegenüber Magnetfeldern.

SbRbCs, SbKCs) verringert sich die Austrittsarbeit, sodass Photonen bis zu 750 nm nachgewiesen werden können [19].

**Eintrittsfenster** Für das Eintrittsfenster werden vor allem hartes Borosilikatglas oder weiches Lime Glas verwendet, welche einen sehr geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten besitzen. Die Transmission von Borosilikatglas beginnt bei etwa 270 nm, die für Lime Glas bei 300 nm. Um Licht bis zu einer Wellenlänge von 185 nm zu messen kann spezielles UV-Glas verwendet werden. Für noch kürzere Wellenlängen können Eintrittsfenster aus z.B. Quarzglas, Sapphire,  $MgF_2$  oder LiF verwendet werden, welche eine Grenzwellenlänge bis zu 105 nm besitzen. Für Licht unterhalb 105 nm gibt es kein durchsichtiges Material, sodass Photomultiplier hierfür im Vakuum betrieben werden müssen.

**Dynoden** Eine hinreichend gute Sekundärelektronenemission weisen Isolatoren oder Halbleiter (bzw. deren Oxide) auf. Die Sekundärelektronenemission  $\delta_i$  einer Dynodenstufe ist proportional zur von den Elektronen durchlaufenen Spannungsdifferenz und gegeben über:

$$\eta_i \delta_i = k_i V_i^\alpha, \quad (3.1)$$

wobei  $\eta_i$  die Sammeleffizienz der vorherigen Stufe ist und angibt, wieviele der beschleunigten Elektronen auf die Dynode treffen.  $\alpha$  liegt zwischen 0,65 und 0,75 und ist, wie  $k_i$ , eine materialabhängige Konstante. Es gibt mehrere Typen von Photomultipliern, welche sich auf Grund der Struktur und Anzahl der Dynoden in Verstärkung, Anstiegszeit, Sammeleffizienz von Sekundärelektronen und Magnetfeldresistenz unterscheiden. Die am häufigsten verwendeten Typen sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

## 3.2. Charakteristika

**Quanteneffizienz** Die Quanteneffizienz bei Photomultipliern gibt das Verhältnis von eintreffenden Photonen und aus der Photokathode ausgeschlagenen Elektronen an. Es ist im Wesentlichen eine Materialeigenschaft der Kathode. Bialkalikatoden weisen eine Quanteneffizienz von ca. 27 % auf. Hamamatsu Photonics ist gelungen, durch Optimierung der kristallinen Struktur des Photokathodenmaterials die Quanteneffizienz zu erhöhen [20]. Diese sogenannten Super-Bialkali und *Ultra*-Bialkali Kathoden sollen eine Quanteneffizienz von bis zu 45% erreichen (siehe Abb. 3.3).

Oftmals wird statt der Quanteneffizienz nur die spektrale Sensitivität  $S_k$  der Photokathode angegeben, welche das Verhältnis von Kathodenstrom  $I_k$  zu einfallendem Lichtfluss  $\Phi_V$  einer Wolfram-Lampe bei einer Temperatur von 2856K angibt:

$$S_k(\text{A/lm}) = \frac{I_k(\text{A})}{\Phi_V(\text{lm})}. \quad (3.2)$$



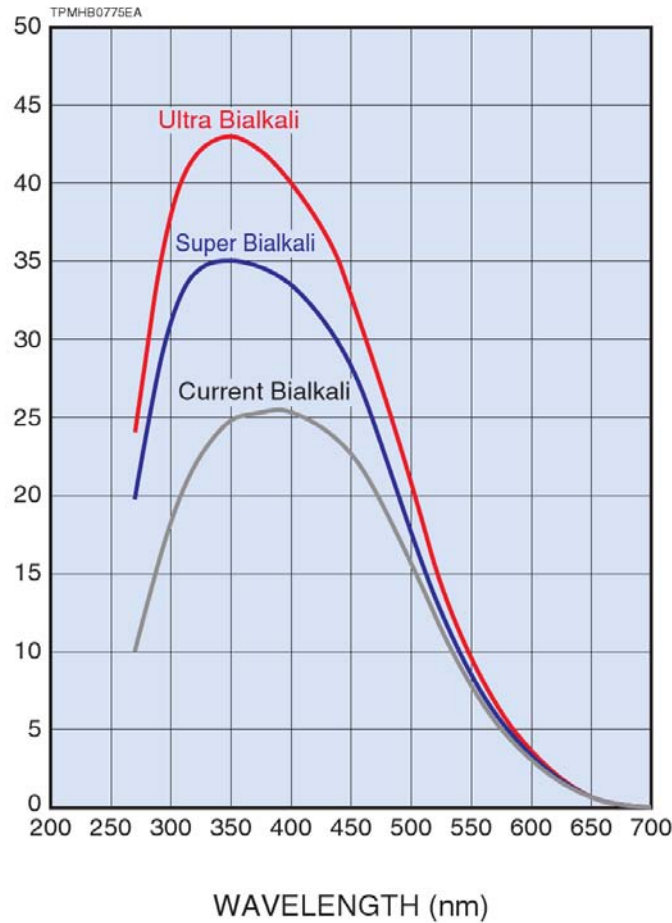


Abbildung 3.3.: Typische Werte der Quanteneffizienz für verschiedene Kathoden [21].

Die Umrechnung von Quanteneffizienz zu spektraler Empfindlichkeit erfolgt über:

$$\rho[\%] = \frac{n_k}{n_p} = S_{k,\lambda} \frac{h\nu}{e} = S_{k,\lambda} \frac{hc}{\lambda e} \approx 124 \cdot \frac{S_{k,\lambda}(\text{mA/W})}{\lambda(\text{nm})}. \quad (3.3)$$

**Verstärkung** Die Verstärkung (engl. *Gain*) eines PMTs gibt an, um welchen Faktor im Durchschnitt ein an der Kathode produziertes Elektron bis zur Anode vervielfacht wird. Dieser Faktor ist im Wesentlichen durch die Anzahl der Dynoden, sowie von deren Sekundärelektronenemissionseigenschaft und der zwischen ihnen angelegten Potentialdifferenz bestimmt. Die Verstärkung einer Stufe lässt sich durch das Verhältnis von eingehendem Strom  $I_{i-1}$  und ausgehendem Strom  $I_i$  beschreiben. Mittels 3.1 ergibt sich für die Verstärkung  $g_i$  einer einzelnen Stufe:

$$g_i = \frac{I_i}{I_{i-1}} = \eta_i \cdot \delta_i = k \cdot V_i^\alpha. \quad (3.4)$$

### 3. Photomultiplier

---

Die Berechnung der Gesamtverstärkung  $G$  bei einer anliegenden Hochspannung lässt sich über das Verhältnis von Kathodenstrom  $I_K$ , also aus der Kathode ausgeschlagene Elektronen, zu Anodenstrom  $I_A$  ausdrücken:

$$G = \prod_{i=1}^N g_i = \prod_{i=1}^N \frac{I_i}{I_{i-1}} = \frac{I_A}{I_K}. \quad (3.5)$$

**Linearität** Der Zusammenhang zwischen der Anzahl eintreffender Photonen und der Signalhöhe des PMTs ist im Idealfall linear. Abweichungen treten jedoch auf, wenn viele Photonen auf die Kathode treffen. Bei einer entsprechend hohen Verstärkung führt dies zu einer großen Anzahl an Elektronen zwischen den letzten Dynoden, sodass Raumladungseffekte auftreten und die Sammeleffizienz beeinträchtigt. Die Linearität eines PMTs wird daher durch die Eigenschaften des Spannungsteilers mitbestimmt und muss bei der Konstruktion der *Base* berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 3.3).

**Dunkelstrom** Selbst in totaler Dunkelheit ist an der Anode ein Strom zu messen. Dieser wird Dunkelstrom genannt und entsteht hauptsächlich durch:

- Leckströme,
- thermische Emission von Elektronen
- Feldemission.

Geringeren Beitrag zum Dunkelstrom liefern außerdem Dunkelpulse. Dies sind kurze Signalschwankungen, in denen nicht durch ein eintreffendes Photon ein Elektron ausgelöst wurde sondern durch z.B. den Zerfall radioaktiver Bestandteile im Glaskolben ( $^{40}\text{K}$ ), Myonen der kosmischen Strahlung oder Szintillationslicht von fehlgeleiteten Elektronen. Dunkelpulse sind vor allem in Szintillationsdetektoren ein Problem, können jedoch auch zur Überschätzung des eigentlichen Signal führen (siehe *Nachpulse*).

Der Dunkelstrom steigt mit zunehmender Versorgungsspannung. Die Abhängigkeit lässt sich in drei verschiedene Bereiche einteilen, in denen jeweils ein unterschiedlicher Prozess dominierend ist (vgl Abb. 3.4). Im Bereich niedriger Spannung wird der Hauptanteil des Dunkelstroms durch Leckströme verursacht. Vor allem durch die Oberflächenleitfähigkeit der Dynodenbefestigungen sowie des Sockels. Auch Verunreinigungen des Glaskörpers von außen sowie Rückstände von Alkalimetallen im Inneren des Photomultipliers, welche während der Produktionsphase zurückgeblieben sind, führen zu einem erhöhten Dunkelstrom. Der durch Leckströme verursachte Dunkelstrom steigt linear mit der angelegten Versorgungsspannung an, ist jedoch nur für niedrige Werte dominant.

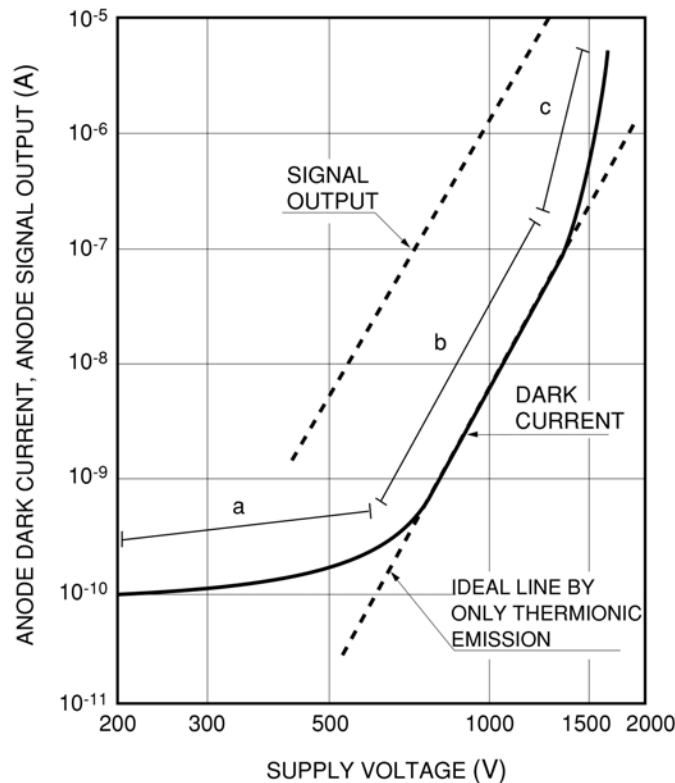


Abbildung 3.4.: Dunkelstrom in Abhängigkeit zur angelegten Hochspannung [18].

Im mittleren Bereich machen sich thermische Emission von Elektronen aus der Photokathode und den Dynoden bemerkbar. So ist für Halbleiter die thermische Austrittsarbeit niedriger als die Energie für Photoemission. Elektronen, die an der Photokathode austreten, durchlaufen die gesamte Dynodenkette und werden verstärkt. Die Zunahme des Dunkelstroms ist in diesem Bereich somit nahezu parallel zu der des *Gains*.

Legt man eine zu hohe Spannung an kommt es durch die hohe Potentialdifferenz zwischen den Dynoden zu Feldemissionen. Dies führt zu einem drastische Anstieg des Dunkelstroms und verkürzt die Lebensdauer des PMTs. Daher werden seitens der Hersteller Maximalwerte für die anzulegende Versorgungsspannung angegeben, welche nicht überschritten werden sollten. Es empfiehlt sich im Standardbetrieb den PMT ca. 20 bis 30% unterhalb der Maximalspannung zu betreiben (Ref. [18]).

**Nachpulse** Wird der PMT im Pulsmodus betrieben, können als weitere Fehlerquelle sogenannte Nachpulse auftreten, welche sich dem eigentlichen Signal anschließen und dieses zum Teil sogar überlagern können (siehe Kap. 5.5). Im Wesentlichen gibt es

zwei Ursachen hierfür:

Zum einen können Elektronen durch elastische Streuung an den Dynoden Photonen erzeugen. Treffen diese auf die Kathode werden erneut Photoelektronen erzeugt und verstärkt. Die Zeitdifferenz zwischen Signal und dem hierdurch erzeugten Nachpuls liegt zwischen 20 und 100 ns.

Die häufigere und weitaus schwerwiegendere Ursache für Nachpulse ist die Ionisation von Restgas. Treffen die beschleunigten Elektronen auf ein Gasatom können sie dieses ionisieren. Die positiv geladenen Ionen werden zur Kathode beschleunigt und erzeugen beim Auftreffen Sekundärelektronen, welche über die Dynoden bis zur Anode hin vervielfältigt werden. Die Zeitdifferenz reicht von mehreren hundert Nanosekunden bis hin zu einigen Microsekunden. Dabei ist für die Verzögerung weniger der Erzeugungsort als die Masse des Ions ausschlaggebend.

**Äußere Einflüsse** Die Funktionsweise eines Photomultipliers wird auch durch äußere Einflüsse beeinträchtigt.

Die größte Einwirkung auf das Signal wird durch ein äußeres Magnetfeld ausgeübt. Auf Grund der Lorentzkraft können die Elektronen auf dem Weg zwischen den Dynoden abgelenkt werden. Dies führt zu einer Defokussierung, welche sich auf die Sammeleffizienz auswirkt und eine Abnahme des Signals zu Folge hat. Für den Betrieb eines PMTs in starken Magnetfelder ist somit eine Abschirmung nötig. Als Material zur Abschirmung eignen sich z.B.  $\mu$ -Metall (Nickel-Eisen-Legierung), welches über eine hohe Peramibilität verfügt.

Temperaturänderungen wirken sich vor allem auf den Dunkelstrom aus, welcher mit fallender Temperatur durch Reduktion der thermischen Emission abnimmt. Die üblichen Temperaturbereiche für den Betrieb von Photomultipliern liegen zwischen  $-30^{\circ}\text{C}$  und  $80^{\circ}\text{C}$ . Zudem kann die Leistung des PMTs auf Dauer durch Strahlung sowie Druck und umgebendes Gasvolumen beeinflusst werden.

### 3.3. Spannungsteiler

Als Spannungsteiler bezeichnet man die für den Betrieb des Photomultipliers angebrachte Widerstandsverteilung zwischen den einzelnen Dynoden. Spannungsteiler können entweder mit positiver oder negativer Polarität betrieben werden. In negativer Polarität liegt die Kathode auf negativer Hochspannung und das Signal wird an der geerdeten Anode abgegriffen. Für positive Polarität ist die Kathode geerdet und die Anode liegt auf positiver Hochspannung. Zur Auslese wird das Signal an der Anode über einen Kondensator gemessen, um die Ausleseelektronik von der Hochspannung zu trennen. Für die Kamera der Fluoreszenzteleskope wird die positive Polarität gewählt, da somit keine gesonderte Abschirmung der Kathode von der geerdeten Halterung notwendig ist. Allgemein ist zwischen Kathode und den ersten zwei Dynoden eine hohe Potoenzialdifferenz anzulegen, da hier die Elektronen nach

dem Austritt aus der Kathode noch die geringste Energie besitzen und die weiteste Strecke zurücklegen müssen. Über die Widerstandsverteilung der folgenden Stufen lassen sich Eigenschaften wie Verstärkung und Linearität des PMTs beeinflussen.

Für eine hohe Verstärkung und schnelle Signalverarbeitung wird ein äquivalentes Widerstandsverhältnis gewählt. Zwischen den einzelnen Dynoden liegt jeweils die gleiche Spannungsdifferenz. Wird jedoch der Strom in den hinteren Dynoden zu hoch kommt es zu der erwähnten Abweichung des lineares Verhaltens. Eine besonders lineares Verhalten ist über eine progressive Verteilung zu erreichen. Hohe Spannungsdifferenzen in den hinteren Stufen verhindern ein Auftreten von Raumladungseffekten. Jedoch verringert sich dadurch der Verstärkungsfaktor in den frühen Stufen und führt zu einem effektiv kleineren Gain. Als *intermediate*-Lösung ist eine Art Kompromiss beider Spannungsteiler. Ein Anstieg der Widerstandswerte in lediglich den letzten zwei bis drei Stufen sorgt für annehmbare Linearität ohne die Verstärkung der vorderen Stufen drastisch zu verringern.

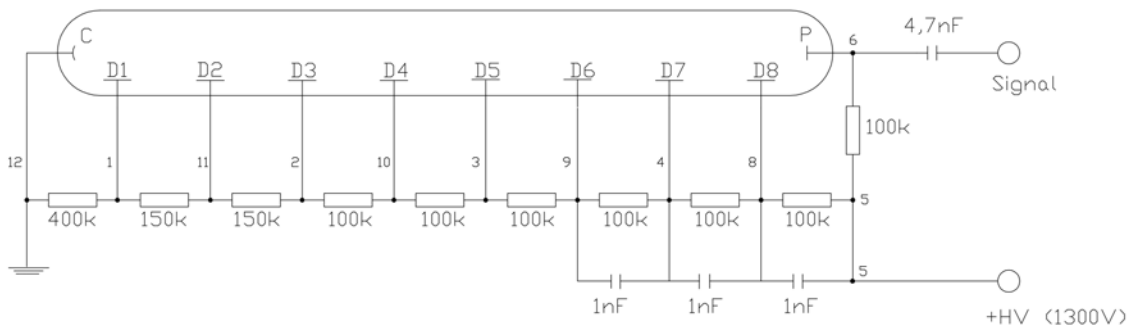


Abbildung 3.5.: Beispiel eines *single-ended* Spannungsteilers.

Bei zu hohen Strömen in den hinteren Stufen des Photomultipliers kann es neben verringerter Sammeleffizienz durch Raumladungseffekte auch zu Spannungseinbrüchen kommen, welches Variationen der Verstärkung verursacht. Dies tritt ein, wenn der Anodenstrom  $I_A$  über die Dynoden im Vergleich zum Strom durch den Spannungsteiler  $I_P$  zu groß wird. Um diesem entgegenzuwirken, werden Entkopplungskondensatoren zwischen den letzten Dynoden verwendet. Für eine hinreichend geringe Variation der Verstärkung bei einer Spannung  $U$  gilt:

$$I_A \leq \frac{I_P}{100} = \frac{U}{100 \sum_{i=1}^N R_i}, \quad (3.6)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Dynoden ist. Der Gesamtwiderstand ist somit bei gegebener Versorgungsspannung nicht zu groß zu wählen.

Des weiteren wird im folgenden Text zwischen zwei Arten der Signalauslese des Photomultipliers unterschieden. *Single-ended* Basen leiten das Signal direkt weiter.

### 3. Photomultiplier

---

Durch eine differenzielle Base wird das Signal auf zwei Leitungen aufgeteilt und eine bessere Unterdrückung des Rauschens erreicht.

Im Pierre Auger Observatorium werden für die Auslese der Kamera differenzielle Basen verwendet.

## 3.4. Untersuchte Photomultiplier

Im Vorfeld wurde der Hamamatsu R9420-100 Photomultiplier als neues Modell für den Einsatz in den Fluoreszenzteleskopen auf Grund der ähnlichen Bauweise und den Herstellerangaben zur Quanteneffizienz ausgewählt. Dieser wurde in den einzelnen Messungen mit dem in Argentinien verwendeten Photonis XP3062 verglichen. Zu weiteren Testzwecken wurde der Hamamatsu R8900U-100 als *Metal-channel*-PMT ebenfalls untersucht.

**Photonis XP3062** Der XP3062 ist ein 1,5" Photomultiplier von Photonis. Er besitzt 8 Dynoden, welche linear fokussierend angeordnet sind und einen Verstärkungsfaktor von  $2,6 \cdot 10^5$  erreichen. Das Eintrittsfenster sowie der gesamte Glaskörper bestehen aus Lime Glas. Das Eintrittsfenster und die Photokathode sind hexagonal und die effektive Fläche<sup>1</sup> beträgt 81%, was bei einer Anordnung der PMTs in Wabenstruktur in der Kamera zu einer kleinen Totfläche führt. Die Bialkali Photokathode erreicht eine Quanteneffizienz von 27% bei einer Wellenlänge von 420 nm. Die Versorgungsspannung liegt bei typischerweise 1100 V und sollte den Maximalwert von 1300 V nicht überschreiten. Der Dunkelstrom liegt nach Herstellerangaben bei ca. 1 nA und ist maximal 20 nA.

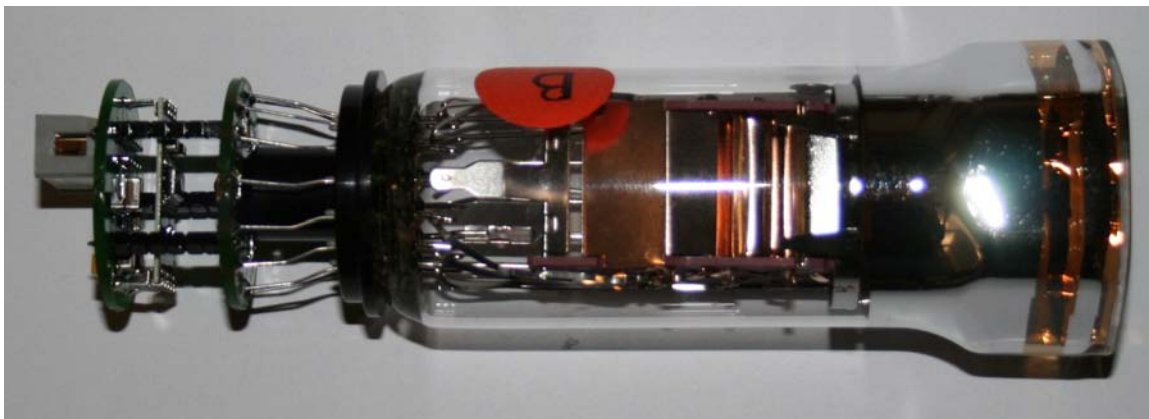


Abbildung 3.6.: Photonis XP3062

---

<sup>1</sup>Verhältnis zwischen Kathodenfläche und Fläche des Eintrittsfensters

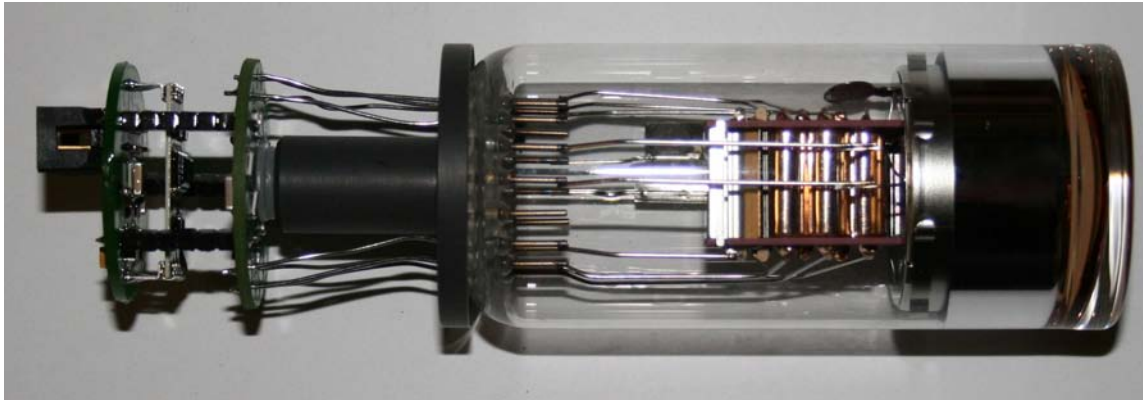


Abbildung 3.7.: Hamamatsu R9420-100

**Hamamatsu R9420-100** Der Hamamatsu R9420-100 ist ebenfalls ein 1,5" Photomultiplier mit 8 linear fokussierenden Dynoden. Der Verstärkungsfaktor liegt mit  $3,7 \cdot 10^5$  leicht höher als der des Photonis XP3062 PMTs. Die effektive Fläche beträgt ca. 84,4%. Allerdings ist die Totfläche des Detektors durch die runde Bauform der PMTs größer. Dieser Verlust lässt sich durch die Verwendung von *Winston-cones* minimieren. Die Super-Bialkali Photokathode erreicht eine Quanteneffizienz von 35% bei einer Wellenlänge von 350 nm und ist hemisphärisch, das Eintrittsfenster aus Borosilikatglas jedoch plan. Die Betriebsspannung liegt bei 1300 V und der Maximalwert bei 1500 V. Mit maximal 100 nA und typischerweise 10 nA ist der Dunkelstrom gut eine Größenordnung höher als der des Photonis XP3062.

**Hamamatsu R8900U-100** Der Hamamatsu R8900U-100 ist ein rechteckiger *Metal-channel* PMT mit 10 Dynoden. Dies führt zu einem Verstärkungsfaktor von  $1 \cdot 10^6$ . Die äußeren Maße betragen 30 mm × 30 mm × 29 mm, die Kathodenfläche beträgt minimal 23,5 mm × 23,5 mm. Die effektive Fläche beträgt somit nur etwa 61%. Er besitzt ebenfalls ein Eintrittsfenster aus Borosilikatglas und eine Super-Bialkali Photokathode für hohe Quanteneffizienz. Die Versorgungsspannung liegt bei etwa 800 V und sollte 900 V nicht überschreiten. Der Dunkelstrom ist mit typischerweise 2 nA und maximal 20 nA ähnlich niedrig wie der des Photonis XP3062.



Abbildung 3.8.: Hamamatsu R8900U-100 23

Photokathode Eintrittsfenster Dynodenstruktur/Stufen Gain	Photonis XP3062 Bialkali Lime Glas linear fokussierend/8	Hamamatsu R9420-100 Super-Bialkali Borosilicat Glas linear fokussierend/8	Hamamatsu R8900U-100 Super-Bialkali Borosilicat Glas linear fokussierend/10
Versorgungsspannung [V]	$2,6 \cdot 10^5$	$3,7 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$
typ.	1100	1300	800
max.	1300	1500	900
Dunkelstrom [nA]	1	10	2
typ.	10	100	20
max.	27%	35%	35%
Quanteneffizienz <sub>peak</sub>	3	1,6	1,8
Anstiegszeit [ns]			

Tabelle 3.1.: Spezifikation der zu testenden Photomultiplier



## 4. Messaufbau

Im Folgenden werden die Messaufbauten vorgestellt, welche zur Charakterisierung der einzelnen Photomultiplier sowie für die anschließenden Serientests verwendet wurden.

### 4.1. Teststand für Serientests (Wuppertal)

In Wuppertal wurde bereits 2004 ein Teststand für Photomultiplier aufgebaut [22, 23, 24, 25]. Dieser wurde für die Serientests des XP3062 entwickelt, von denen über 6000 Photomultiplier in Wuppertal getestet wurden. Der Teststand ist auf eine automatisierte Messung ausgerichtet und dient der Charakterisierung der Verstärkung, Linearität und spektralen Empfindlichkeit der PMTs, sowie der Identifikation defekter PMTs.

Abbildung 4.1 zeigt den Aufbau des Teststands. Er besteht aus einer von innen schwarz bestrichenen Holzkiste mit den Maßen  $2\text{ m} \times 0,6\text{ m} \times 0,6\text{ m}$ . Die Kiste lässt sich zur Montage der PMTs an der Seite öffnen und wieder lichtdicht verschließen. Auf einer optischen Bank sind sämtliche Komponenten wie Halterung, Lichtquellen und Filterräder angebracht.

Als Lichtquelle wird eine LED (470 nm) und für die Messung der spektralen Empfindlichkeit eine Xenonlampe (Hamamatsu L4643) verwendet. Beide werden über einen externen Pulser getriggert. Die Pulslänge kann von etwa 500 ns bis hin zu einigen  $\mu\text{s}$  variiert werden.

Weiterhin befinden sich drei Filterräder im Teststand. Für die Abschwächung der Lichtsignale, wie sie für die Linearitätsmessung benötigt wird, befinden sich in zwei Filterrädern neutrale Graufilter mit 30%, 10%, 1% und 0,1% Transmission. Weitere Transmissionsfaktoren wie 3% können über eine Kombination zweier Filter hintereinander erreicht werden. Die Filtertransmission wurde mehrfach durch Messungen mit einer Photodiode verifiziert und entsprechend korrigiert. Im dritten Filterrad befinden sich für die spektrale Analyse Farbfilter für 337 nm und 390 nm, sowie ein M-UG6 Filter.

Zwischen den Filterrädern sind hölzerne Trennwände mit kleinen Öffnungen im Lichtweg platziert, welche Streulicht unterdrücken und das Licht parallel auf die Ausgangsöffnung lenken. Die Ausgangsöffnung ist mit Butterbrotpapier bedeckt, welches als Diffuser dient und das Licht möglichst gleichmäßig auf alle PMTs verteilt.

Die Halterung der PMTs ist eine runde, 30 mm starke Aluminiumplatte mit einem

Durchmesser von 300 mm. Es sind insgesamt 37 Bohrungen in einer hexagonalen Struktur angeordnet um die PMTs zu befestigen (siehe Abb. 4.2 links). An der Rückseite befindet sich eine Platine, das sogenannte *front-end board*, welche die  $\pm 5$  V Kleinspannung für den Betrieb der *Basen* sowie die Hochspannung auf die Photomultiplier verteilt. Außerdem wandelt ein Transformator an jedem Steckplatz das differenzielle Signal des PMTs in analoge Pulse. Die Signale werden über LEMO-Kabel per Durchführung aus der Kiste zum Datenerfassungssystem (*DAQ*) geleitet.

Die durchzuführenden Messungen dienen alle zur Relativkalibrierung und wurden auf vier Referenzphotomultiplier normiert. Diese wurden in jedem Durchlauf der Serientest erneut gemessen, um mögliche Schwankung der LED auszulgeichen.

*DAQ* und Steuerung befinden sich direkt neben dem Aufbau und werden über ein *VME-Crate* in Verbindung mit einigen *NIM*-Modulen realisiert. Die Hochspannungsversorgung erfolgt über zwei Zweikanal-*NIM*-Module (NHQ202M von iseg [26]), welche Spannungen bis zu 2000 V und einen Ausgangsstrom von 6 mA liefern können. Von den vier Kanälen werden drei Kanäle für die Referenzphotomultiplier<sup>1</sup> und ein Kanal für die 33 Testphotomultiplier verwendet. Abbildung 4.2 rechts zeigt das *VME-Crate*. Zur Datennahme werden fünf *Transient Waveform Recorder* (TWR) mit jeweils 8 Kanälen verwendet, welche das Signal über  $10,24 \mu\text{s}$  mit 100 MHz und einer Auflösung von 12 Bit (1 mV) digitalisiert. Ein I/O-Register dient zur Ansteuerung der Filtrerradmotoren. Der Teststand wird durch einen Linux PC gesteuert, welcher mit dem *VME-Crate* per PCI/VME-Brücke verbunden ist. Die Daten werden in *ROOT*<sup>2</sup>-Dateien gespeichert und mit einem C++-Programm analysiert.

---

<sup>1</sup>Position 4 und 16 wurden zusammen auf einen Kanal gelegt

<sup>2</sup>Analyse-Programm[27]

4.1. Teststand für Serientests (Wuppertal)

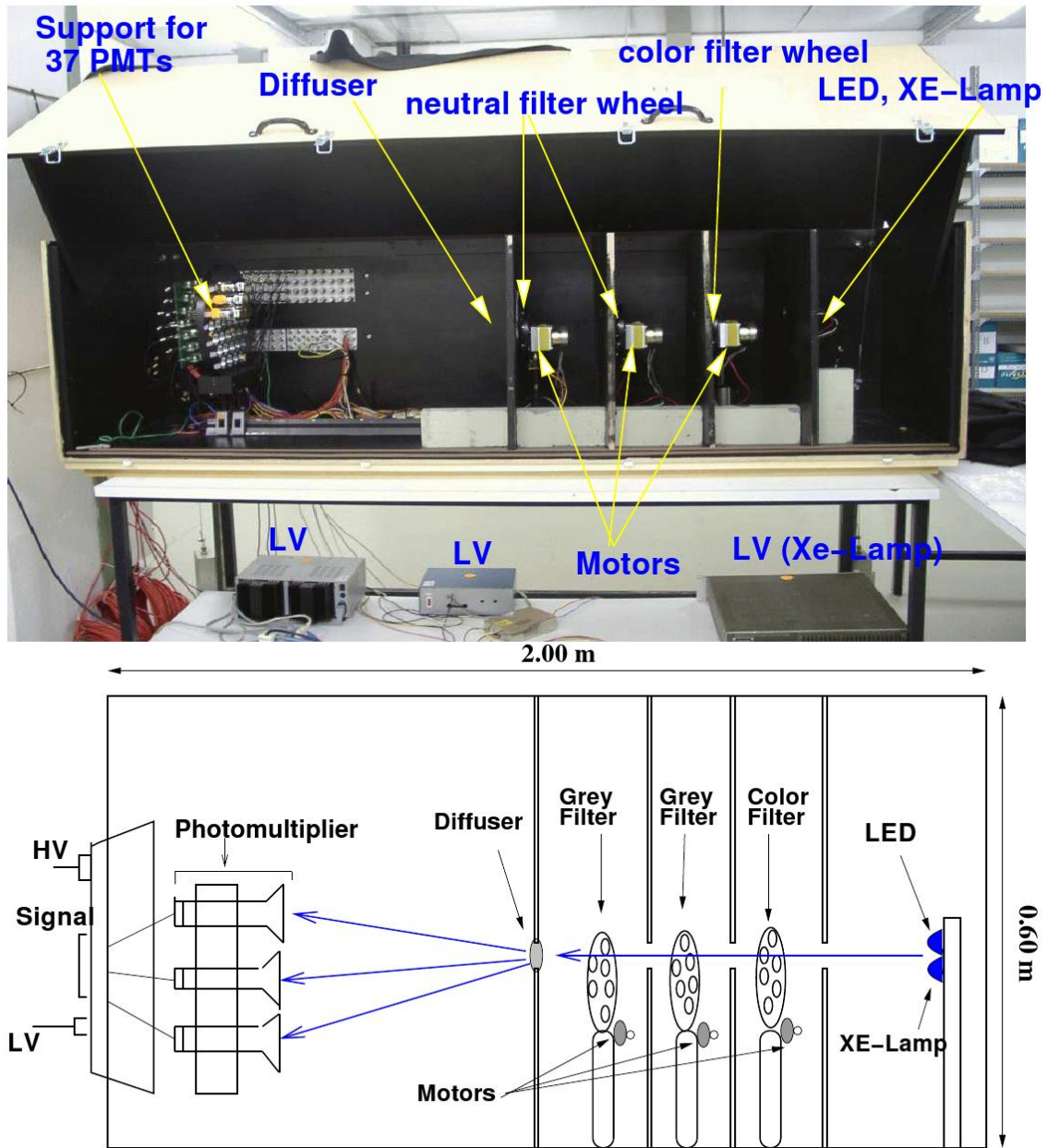


Abbildung 4.1.: Testaufbau für Serientests[25]

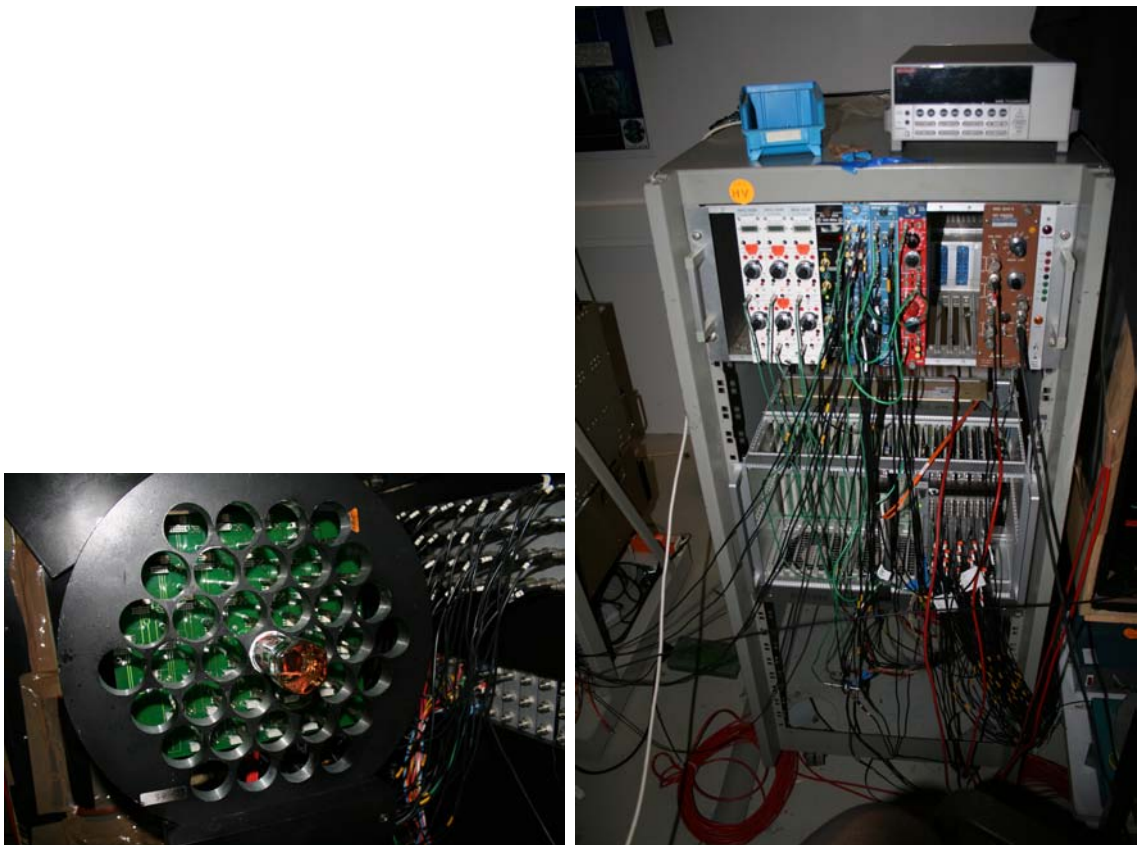


Abbildung 4.2.: Links: Halterung für insgesamt 37 PMTs. Rechts: DAQ des Teststandes für Serientests

## 4.2. Aufbau des Quanteneffizienzmessstands

Die Quanteneffizienz einer Photokathode wird über das Verhältnis der an der Kathode erzeugten Elektronen zur Anzahl eintreffender Photonen bestimmt. Der Photostrom wird dabei über eine kalibrierte Photodiode [28] bestimmt. Für die Messung der Quanteneffizienz wurde in Wuppertal ein eigenes Dunkellabor mit entsprechendem Messplatz eingerichtet. Der Aufbau ist in Abb. 4.3 dargestellt.

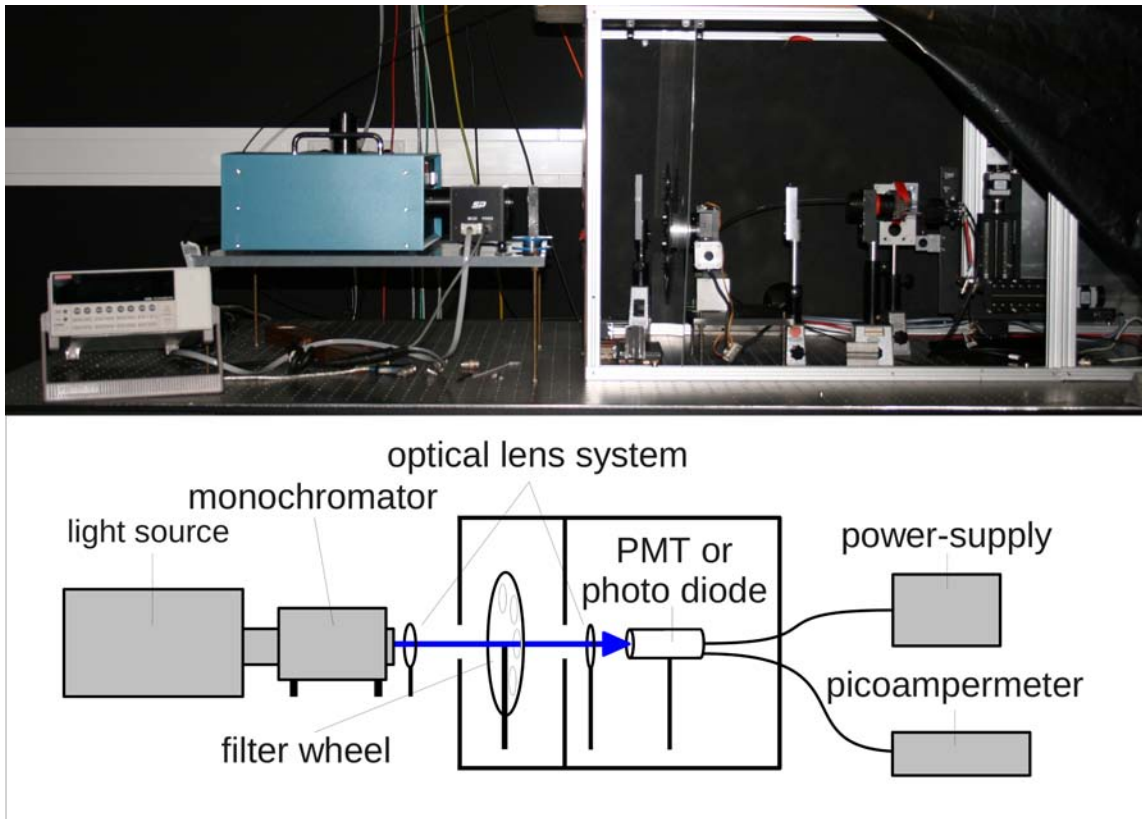


Abbildung 4.3.: Aufbau des Teststands für die Quanteneffizienzmessung

Um eine hohe Lichtleistung über ein möglichst breites Spektrum (Messbereich von 200 nm bis 800 nm) zu erhalten wurde als Lichtquelle eine Kombination aus Deuterium und Wolfram-Halogen-Lampe der Firma Spectral Products [29] gewählt. Diese verfügt über eine ausreichend hohe Lebensdauer sowie eine zeitlich stabile Ausgangsleistung. Der Monochromator wurde passend zur Lichtquelle ebenfalls von Spectral Products erworben. Es handelt sich um einen Czerny-Turner Gittermonochromator CM110 [30]. Da über ein breites Wellenlängenspektrum gemessen wird, werden zwei verschiedene Gitter (Gratings) verwendet [31]. Das Auflösungsvermögen beträgt laut Hersteller 1 nm. Über einen Eintrittsspalt lässt sich zudem die Lichtintensität regulieren. Auf Grund der kompakten Struktur des Monochromators werden höhere

Beugungsordnungen durchgelassen. Zwar ist deren Intensität wesentlich geringer als die der eingestellten Wellenlänge, jedoch unterscheidet sich die Sensitivität der Photodiode und der zu testenden Photomultiplier über einen großen Spektralbereich deutlich. Somit würde die sensitivere Photodiode einen höheren Lichtstrom messen und die für den Photomultiplier berechnete Quanteneffizienz unterschätzt. Um dieses Streulicht zu unterdrücken werden verschiedene Filter verwendet. Da im Rahmen der Messung für einen anderen Photomultiplier<sup>3</sup> die niedrigste zu messende Wellenlänge bei 180 nm liegt, wurden die Filter so gewählt, dass höhere Ordnungen dieser Wellenlänge unterdrückt werden. Die genutzten Langpassfilter sind 360 nm, 540 nm und 700 nm. Die Transmission der Filter wurde in einer separaten Messungen verifiziert und ist in Abb. 4.4 gezeigt.

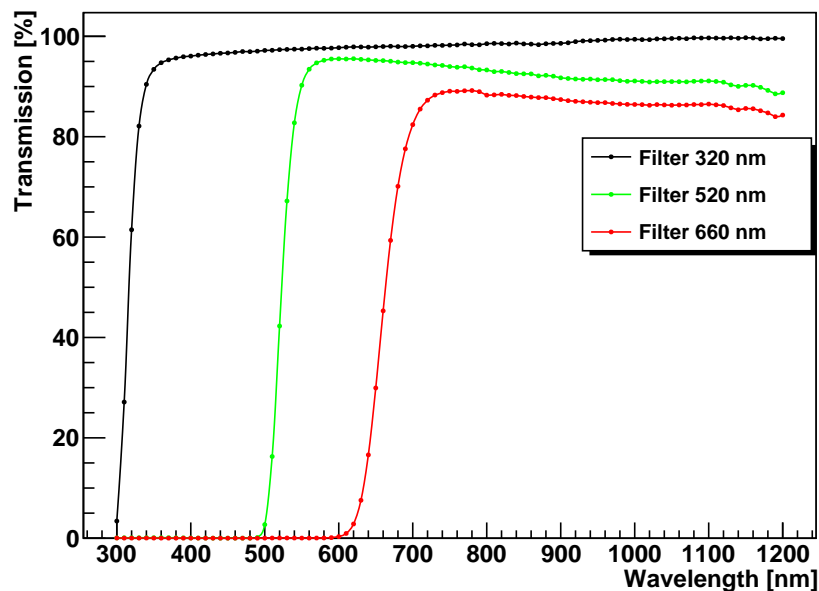


Abbildung 4.4.: Transmission der verschiedenen Filter zur Unterdrückung höherer Beugungsordnungen.

Die Filter sind auf einem Rad montiert und werden bei den entsprechenden Wellenlängen in den Strahlengang gefahren. Sowohl Filterrad als auch die zu messenden PMTs bzw. die Photodiode befinden sich zusätzlich in einer schwarz gestrichenen Holzkiste, um sämtliches Streulicht auszublenden. Über ein Linsensystem wird der Strahl durch eine kleine Öffnung auf das Filterrad und anschließend auf die Photodiode fokussiert, um die höchstmögliche Intensität zu erhalten. Für den Photomultiplier ist darauf zu achten, dass ein möglichst großer Teil der Photokathode ausgeleuchtet wird, ohne jedoch Licht zu verlieren. Das Referenzspektrum wird durch

<sup>3</sup>Ham. H8500C-003 für CBM@Fair in Darmstadt

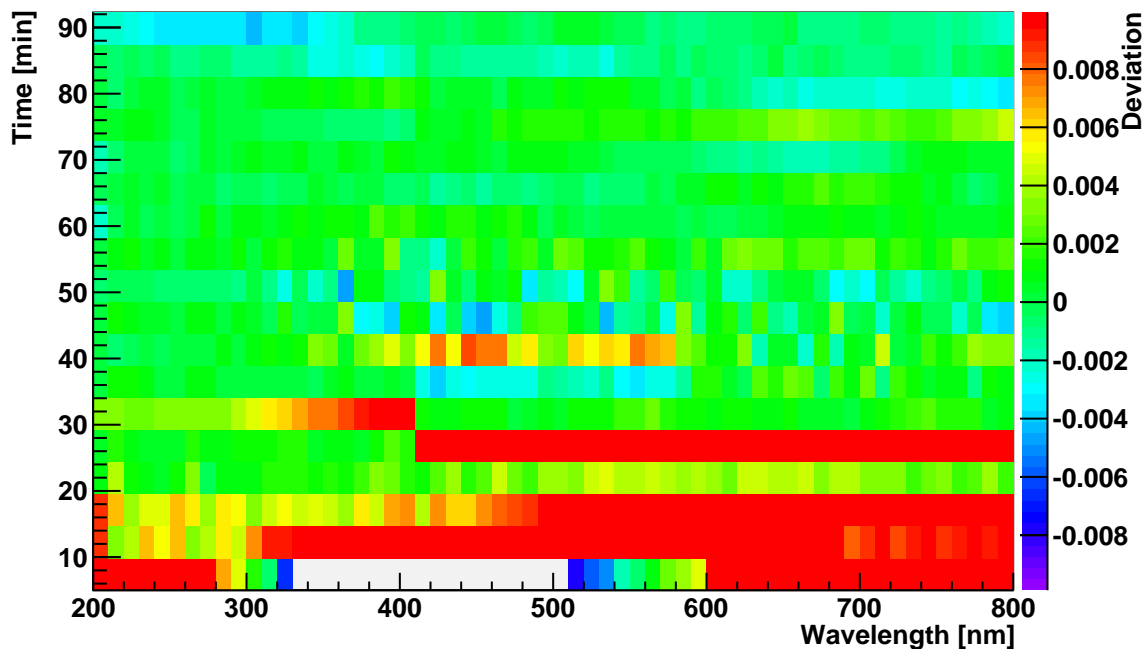


Abbildung 4.5.: Relative Abweichung des gemessenen Photostroms zur jeweils zeitlich vorherigen Messung für Wellenlängen von 200 nm bis 800 nm.

eine kalibrierte Photodiode S1227-1010BQ von Hamamatsu [28] aufgenommen. Da die zu messenden Photoströme im Bereich einiger Nanoampere liegen wird zur Messung ein Picoamperemeter des Typ 6485 von Keithley [32] verwendet. Die Messunsicherheiten liegen für einem Bereich bis 20 nA bei 0,4%. Die Spannung für den PMT wurde von einem NIM-Modul NHQ 202M von iseg [26] geliefert. Monochromator, Filterrad und Picoamperemeter werden per RS232-Schnittstelle angesprochen und die gesamte Messung per PC über LabView gesteuert.

**Konstanz der Lichtquelle** Da es technisch sehr schwierig ist, eine gleichzeitige Aufnahme des Spektrums durch Photodiode und PMT zu realisieren, soll jeweils vor und nach jeder Messung eines PMTs die Referenzmessung mit der Photodiode durchgeführt werden. Hierfür ist eine stabile Ausgangsleistung der Lichtquelle nötig. Um die zeitliche Konstanz der Lichtquelle zu untersuchen, wurde über einen Zeitraum von 1,5 Stunden nach Einschalten der Lampe alle fünf Minuten das Spektrum mit der Photodiode aufgenommen. Abbildung 4.5 zeigt die Abweichung des gemessenen Photostroms zur jeweils zeitlich vorherigen Messung.

Man sieht, dass die Deuteriumlampe bereits nach 30 Minuten einen sehr stabilen Zustand erreicht hat und nach einer Warmlaufphase von etwa einer Stunde

auch die Schwankungen der Wolfram-Halogen-Lampe im Bereich der Messunsicherheit des Picoamperemeters mit  $\sim 0,4\%$  liegen. Somit ist eine gleichzeitige Messung des Photostroms durch Photodiode und PMT zur Bestimmung des Photonenflusses nicht notwendig, sondern wird vor und nach jeder Messung eines Photomultipliers aufgenommen.



# 5. Untersuchung der Photomultiplier Eigenschaften

Der Hamamatsu R9420-100 soll als neuer Photomultiplier im geplanten nördlichen Teil des Pierre Auger Observatoriums eingesetzt werden und für erste Tests in einem Teleskop der HEAT-Erweiterung im südlichen Teil des Observatoriums getestet werden. Da Design und Elektronik der Kamera für den Photonis XP3062 optimiert wurden, sollte der Hamamatsu sich in seinen Eigenschaften ähnlich verhalten. Im Folgenden werden die Messungen und Ergebnisse vorgestellt, welche zum Vergleich der beiden PMTs durchgeführt wurden. Das Hauptaugenmerk wurde hierbei auf die Quanteneffizienzmessung und die Entwicklung eines Spannungsteilers anhand der Linearitätsmessung gelegt.

## 5.1. Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz wurde in dem dafür eingerichteten Messstand für die drei zu untersuchenden Photomultiplier bestimmt. Über die Referenzmessung einer Photodiode [33] mit bekannter Quanteneffizienz wird der eintreffende Lichtstrom bestimmt und ins Verhältnis zu den an der Kathode des PMTs entstehenden Photoelektronen gesetzt. Um die maximale Sammeleffizienz zu erhalten, werden Anode und Dynoden kurzgeschlossen. Sie werden über das Picoamperemeter auf Erdpotential gelegt und an die Kathode wird eine negative Spannung angelegt, welche in etwa dem Betrag der Spannung entsprechen sollte, die im späteren Betrieb auch zwischen Kathode und erster Dynode anliegt. Die Messung wird über das Spektrum im Bereich von 200 nm bis 800 nm mit einer Schrittweite von 10 nm durchgeführt. Vor und nach jeder Messung wird der Dunkelstrom des PMTs  $I_{\text{PMT,ped}}$  bestimmt und die Messwerte durch den Mittelwert korrigiert.

Die Quanteneffizienz  $\rho$  lässt sich über den gemessenen Photostrom des PMTs ( $I_{\text{PMT}}$ ) und der Photodiode ( $I_{\text{PD}}$ ) in Abhängigkeit der Wellenlänge berechnen über

$$\rho_{\text{PMT}}(\lambda) = \rho_{\text{PD}}(\lambda) \frac{I_{\text{PMT}} - I_{\text{PMT,ped}}}{I_{\text{PD}} - I_{\text{PD,ped}}}, \quad (5.1)$$

wobei die Quanteneffizienz der Photodiode ( $\rho_{\text{PD}}$ ) per Datenblatt angegeben ist (siehe Anhang), entsprechend der Kalibration des Herstellers. Auf Grund geringer Statistik wurde der Fehler über Fehlerfortpflanzung bestimmt. Die Fehler der Strommessungen

sind durch die Messungenauigkeit des Picoamperemeters gegeben. Zusätzlich wird ein systematischer Fehler von 2% auf Grund von Reflexion und Verlust in der Box angenommen. Der Fehler für die kalibrierte Quanteneffizienz der Photodiode ist mit 2% abgeschätzt.

Durch Probleme mit Streulicht wurde die Messung lediglich mit der Deuteriumlampe durchgeführt. Auf Grund der kompakten Bauweise des Monochromators wird für das erste Grating die 2. Beugungsordnung auf den Austrittsspalt abgebildet. Da diese sich jedoch mit der 1. Ordnung überschneidet, kommt es zu einem zusätzlichen Anteil an langwelligerem Licht. Dies wurde von Spectral Products durch die Installation einer Blende vor das erste Grating versucht zu unterdrücken, jedoch nicht vollständig unterbunden. Durch die im langwelligeren Bereich sensitivere Photodiode wird somit der Photostrom des PMTs und die darüber berechnete Quanteneffizienz unterschätzt. Durch einen frühzeitigen Wechsel auf das zweite Grating bei 350 nm wurde versucht, dieses Problem zu minimieren. Zusätzlich wurde nur die Deuteriumlampe als Lichtquelle genutzt, um die Intensität für hohe Wellenlängen niedrig zu halten. Zur Nutzung beider Lichtquellen ist die Verwendung von Bandpassfiltern nötig.

Abbildung 5.1 zeigt die Quanteneffizienz für die drei zu testenden PMTs, gemessen anhand des Deuteriumspektrums. Für den Photonis XP3062 wurde eine Quanteneffizienz von  $\sim 30\%$  für einen Wellenlängenbereich von 340 nm bis etwa 390 nm gemessen und liegt somit über den vom Hersteller angegebenen 27%. Der Hamamatsu R9420-100 wurde mit bis zu 37% ebenfalls stärker gemessen. Der Unterschied zum Photonis XP3062 im Wellenlängenbereich des Fluoreszenzlichts von 300 nm bis 400 nm ist deutlich zu sehen und beträgt der Messung nach über 20%. Für den Hamamatsu R8900U-100 wurde eine Quanteneffizienz von über 40% gemessen, welches verglichen mit den Herstellerangaben von typischerweise 35% ziemlich hoch erscheint. Allerdings räumte Hamamatsu ein, dass es bei Lieferengpässen passieren könne, dass als Super-Bialkali gekennzeichnete Photokathoden eine Ultra-Bialkali Kathode besitzen. Des Weiteren ist zu sehen, dass der Photonis XP3062 PMT ab einer Wellenlänge von ca. 590 nm eine höhere Quanteneffizienz als die beiden Hamamatsu PMTs aufweist. In Zusammenhang mit der Transmission des M-UG6 Filters bei Wellenlängen 680 nm (siehe 2.10) wäre somit der Einfluss von Streulicht für den Hamamatsu PMT geringer.

Mitte des Jahres 2009 wurden bereits Messungen in einem nahezu baugleichen Teststand in München<sup>1</sup> für den Hamamatsu R9420-100 und dem Photonis XP3062 durchgeführt. Abbildung 5.2 vergleicht die Ergebnisse beider Messreihen. Für den Photonis XP3062 handelt es sich in beiden Fällen um den gleichen PMT während für den Hamamatsu R9420-100 ein PMT mit anderer Seriennummer getestet wurde. Wie man sieht, stimmen die gemessenen Werte für den Photonis XP3062 über einen großen Wellenlängenbereich im Rahmen des Fehlers überein. Die Abweichungen der beiden Messreihen sind vor allem im Bereich des Gratingwechsels zu sehen, welch-

---

<sup>1</sup>Max-Planck Institut für Physik in München

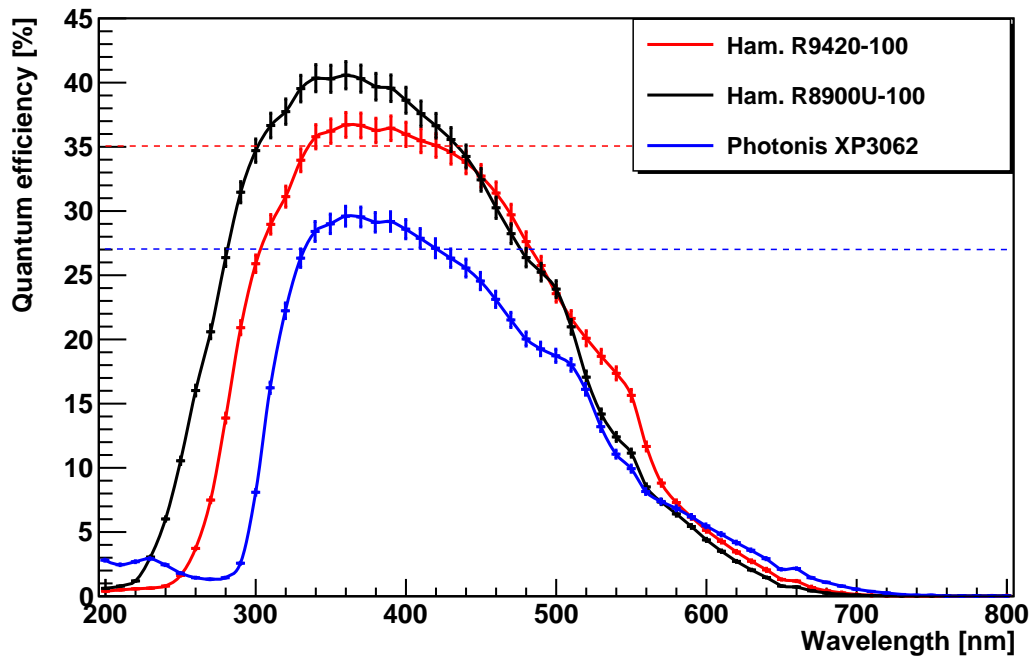


Abbildung 5.1.: Gemessene Quanteneffizienz für den Photonis XP3062 (blau), Hamamatsu R9420-100 (rot) und den Hamamatsu R8900U-100 (schwarz).

es wie bereits erwähnt zu einer Unterschätzung der Quanteneffizienz der Wuppertaler Messung führt. Die Unterschiede der Hamamatsu PMTs über einen weiten Wellenlängenbereich werden auf Streuung der verschiedenen Produktionsserie vermutet. Die sehr großen Fehler in der Münchener Messung bei einer Wellenlänge von 340 nm ergeben sich durch eine starke Abnahme im Photostrom auf Grund eines Filterwechsels.

Um zu überprüfen, ob die angelegte Spannung ausreichend ist, um die maximale Anzahl an Photoelektronen zu messen, wurde die Quanteneffizienzmessung für den R9420-100 bei verschiedenen Spannungswerten durchgeführt. Abbildung 5.3 zeigt, dass für eine Variation von  $\pm 20$  V die Quanteneffizienz innerhalb der Fehler nahezu übereinstimmen. Somit ist die angelegte Spannung ausreichend für die Quanteneffizienzmessung.

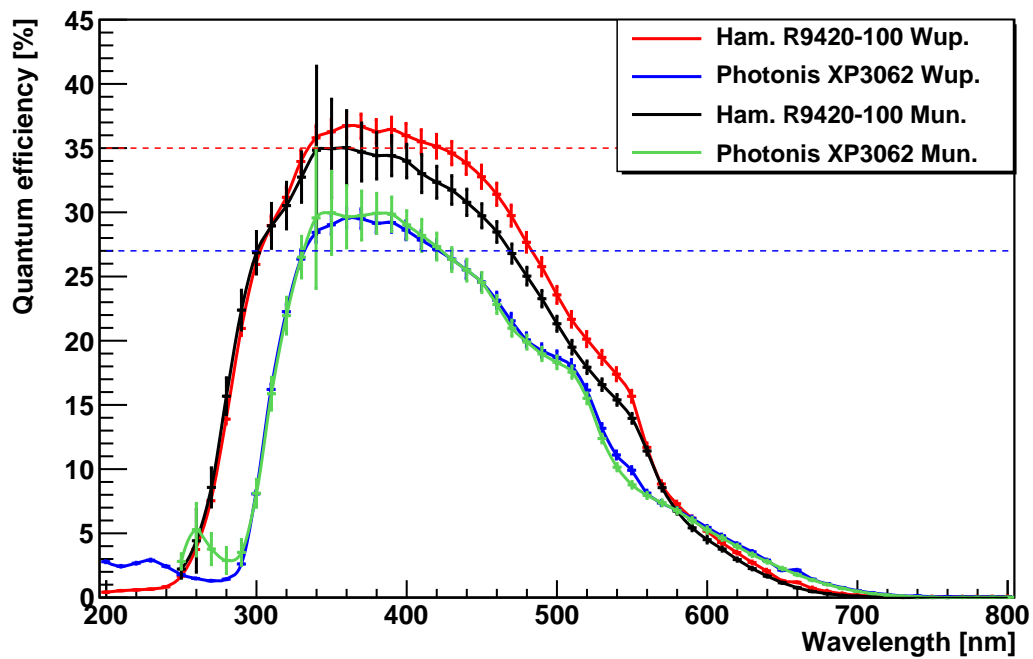


Abbildung 5.2.: Vergleich der Quanteneffizienzmessungen für den Hamamatsu R9420-100 und Photonis XP3062 aus München und Wuppertal. Die hohen Fehler errechnen sich durch sehr geringe Photoströme im niedrigen Wellenlängenbereich. Bei 340 nm wird ein Filterwechsel durchgeführt, welcher zusätzlich zu einem starken Abfall des Photostroms führt.

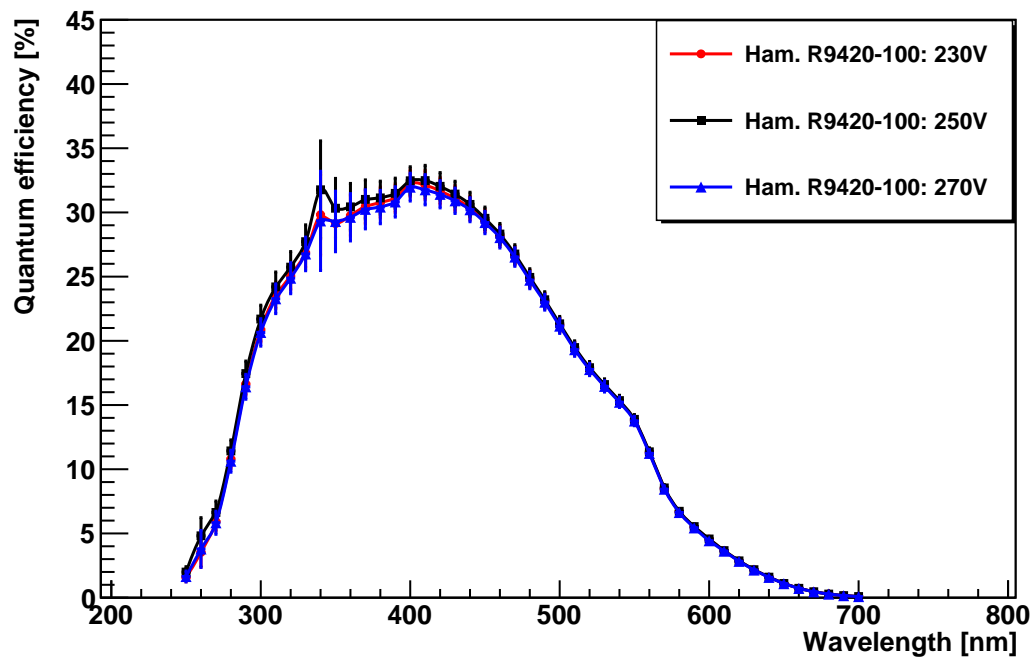


Abbildung 5.3.: Spannungsabhängigkeit der Quanteneffizienzmessung.

## 5.2. Dunkelstrom

Da der Dunkelstrom des Hamamatsu R9420-100 nach Herstellerangaben bis zu einer Größenordnung höher liegen kann als der des Photonis XP3062 PMTs, wurde dies ebenfalls durch Labormessungen überprüft.

Der Dunkelstrom wurde mit dem Picoamperemeter im Teststand der Quanteneffizienzmessung aufgenommen. Für die Messung wurden die Photomultiplier jeweils mit ihrem entsprechenden Spannungsteiler im *single-end*-Modus bis zur zulässigen Höchstspannung gemessen. Die Basen wurden dabei leicht modifiziert und werden in negativer Polarität betrieben (siehe Abb. 5.4). Dies ist notwendig, da der Strom über das geerdete Picoamperemeter gemessen wird. Würde die Anode auf positiver Hochspannung liegen, könnte es Kriechströme innerhalb des Picoamperometers geben, welche das Messergebnis verfälschen würden.

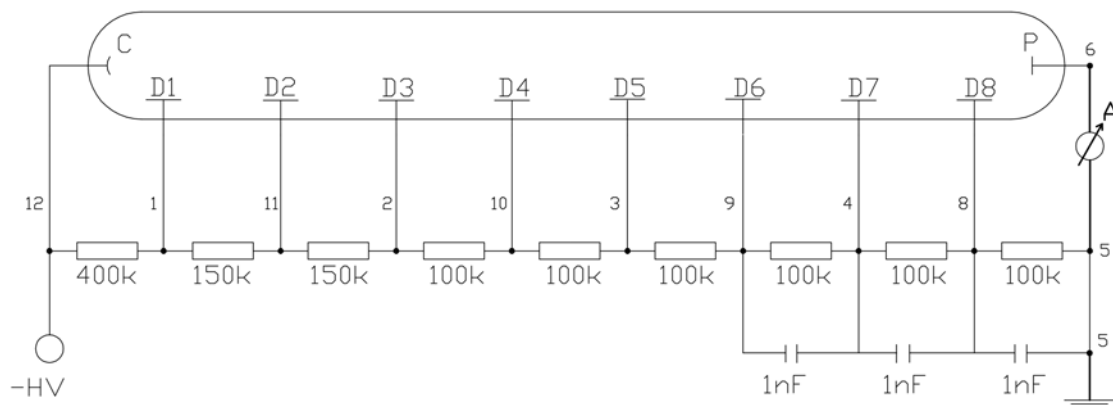


Abbildung 5.4.: Base für Dunkelstrommessung. In negativer Polarität wird das Signal direkt über die Anode abgegriffen.

Durch die negative Polarität muss jedoch nach der Installation eines PMTs im Messstand dieser für einige Zeit mit eingeschalteter Hochspannung betrieben werden, um sämtliche Elektronen, welche durch Lichteinfall während der Installation oder der Lagerung ausgelöst wurden, abzugreifen. Nach Änderung der Hochspannung während der Messung ist ebenfalls einige Zeit nötig, bis sich der Dunkelstrom stabilisiert. In den Messungen wurden die PMTs für etwa zwei Stunden in Dunkelheit betrieben, bevor der Dunkelstrom gemessen wurde. Nach jeder Spannungsänderung wurde 30 Minuten gewartet bis der Dunkelstrom gemessen wurde. Der Dunkelstrom wurde über 10 Werte gemittelt und der Fehler über die Standardabweichung bestimmt. Abbildung 5.5 zeigt die Messung für den Photonis XP3062.

Es wurde doppelt logarithmisch der gemessene Dunkelstrom ( $I_{\text{Dark}}$ ) gegen die

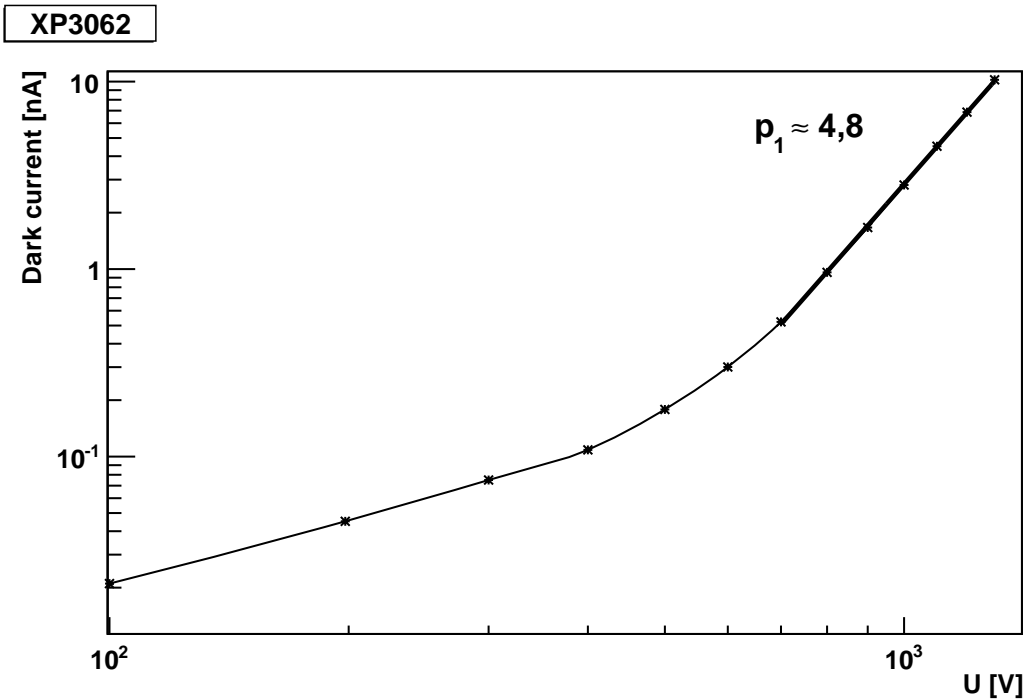


Abbildung 5.5.: Dunkelstrommessung des Photonis XP3062. Im Bereich von 700 V bis 1300 V ist zur Bestimmung der Steigung die in Gleichung 5.2 angegebene Potenzfunktion mit dem Exponenten  $p_1$  angefitet.

Hochspannung  $U$  aufgetragen. Anhand der Daten wurde über eine Potenzfunktion

$$I_{\text{Dark}} = p_0 \cdot U^{p_1} \quad (5.2)$$

die Steigung des Dunkelstroms mit zunehmender Spannung für den Bereich der nominellen Hochspannung bestimmt. Für den Photonis XP3062 ergibt sich über einen weiten Spannungsbereich ein gleichmäßiger Anstieg mit  $p_1 = 4,8$ . Für den Hamamatsu R9420-100 wurden zwei Exemplare mit verschiedenen Seriennummern getestet (Plots siehe Anhang B). Der PMT mit der Seriennummer ZP4553 hat bei der nominellen Hochspannung einen außergewöhnlich niedrigen Dunkelstrom von etwa 2 nA. Über einen Bereich von 1100 V bis 1300 V ergibt sich eine Steigung von 5,1, welche sehr gut mit der Steigung des *Gains* übereinstimmt (siehe Kap. 6.1). Für den PMT mit der Seriennummer ZP525 liegt der Dunkelstrom bei 25 nA für 1300 V. Die Steigung ist im Bereich von 900 V bis 1300 V mit 7,4 relativ hoch. Der Vergleich mit den vom Hamamatsu angegebenen Werten für den Dunkelstrom der beiden Photomultiplier (38,0 nA für den ZP525 und 6,1 nA für den ZP4553), zeigt, dass der gemessene Wert jeweils deutlich unterhalb der entsprechenden Herstellerangabe liegt. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Messung von Hamamatsu bereits nach einer Dunkelphase von 30 Minuten im Betrieb mit anliegender Hochspannung den

## 5. Untersuchung der Photomultiplier Eigenschaften

---

Wert bestimmt [21]. Dieser Wert ist somit deutlich überschätzt, unter der Voraussetzung, dass die Zeit zur Stabilisierung des Dunkelstroms länger ist.

Für den Hamamatsu R8900 ist der gemessene Dunkelstrom mit  $\sim 0,08 \text{ nA}$  für die nominelle Versorgungsspannung von  $800 \text{ V}$  äußerst niedrig, liegt jedoch im Vergleich zu dem von Hamamatsu angegebenen Wert von  $0,04 \text{ nA}$  doppelt so hoch.



## 5.3. Uniformität

Die zu messenden Lichtsignale weisen auf der Kamera für entfernte Luftschauer eine Punktaufweitung auf, die unterhalb des Durchmessers eines Photomultipliers liegt. Dadurch ist die gemessene Ladung abhängig vom getroffenen Bereich der Photokathode und ist es wichtig, dass diese über einen möglichst großen Bereich ein einheitliches Signal bei gleichbleibender Lichtintensität liefert.

Um die Gleichmäßigkeit der jeweiligen Photokathode zu untersuchen, wurden die PMTs im Teststand der Quanteneffizienzmessung mit Hilfe eines XY-Tisch abgescannt. Der XY-Tisch besteht aus zwei Schrittmotoren, welche über eine RS232 Schnittstelle gesteuert werden. Über eine Glasfaser wird die Photokathode durch eine gepulste LED mit einer Wellenlänge von 470 nm und Pulslänge von 200 ns beleuchtet. Um den Lichtpuls zu fokussieren wurde der Lichtleiter in einen 5 cm langen Zylinder mit einer Bohröffnung von 0,5 mm geführt. Dies sorgt für einen annähernd parallelen Lichtaustritt und eine kleine Lichtpunktaufweitung. Die PMTs wurden mit ihrer *single-end*-Base bei positiver, nomineller Versorgungsspannung betrieben und das Signal über einen TWR ausgelesen. Der Abstand zwischen PMT und Lichtleiter betrug  $< 2$  mm. Der Scannbereich wurde der Breite des jeweiligen PMTs angepasst und die Schrittweite betrug 0,2 mm. Für jeden Messpunkt wurde das Signal über 100 Lichtpulse gemittelt.

Um die Auflösung des Lichtpunktes zu bestimmen wurde die Kathode eines Hamamatsu R9420-100 mit einem 5 mm breitem Klebestreifen bedeckt und gescannt. In Abb. 5.6 ist das gemessene Singal für verschiedene Abstände von PMT zu Lichtleiter aufgetragen. Über die Breite der Flanken von maximalem zu minimalem Singalamplitude lässt sich die Lichtpunktgröße ablesen. Diese bleibt für eine Abstandsänderung von 1 cm in etwa konstant und beträgt für Abstände kleiner 5 mm etwa 1,2 mm.

Die Abbildungen 5.7, 5.8 und 5.9 zeigen die Ergebnisse der Kathodenscans für den Photonis XP3062 und die beiden verschiedenen Modelle von Hamamatsu. Die gemessenen Signalunterschiede wurden dabei auf das Signal der mittleren Position der Photokathode normiert. Für den Photonis XP3062 beträgt die Abweichung bis zu 20% über die Y-Achse, während die Unterschiede in X-Richtung nicht so stark ausgeprägt sind. Nach außen fällt die Effizienz der Photokathode ab. Dies liegt vermutlich an der schlechteren Fokussierung der Elektronen auf die erste Dynode, was zu einer Abnahme der Sammeleffizienz führt. Eine leichte Zunahme des Signals in positiver X-Richtung ist durch die Neigung des fokussierenden Gitters zu erklären. Außerdem auffällig sind die drei Kontaktstellen der Photokathode, welche zu Verlust der effektiven Fläche führen. Der Einbruch im unteren Teil der Kathode ist auf die Unterbrechung des *Guard*-Rings für die Durchführung der Kathodenkontaktierung zurückzuführen. Die Asymmetrie hat eine Abnahme der Fokussierung auf die ersten Dynode zur Folge. Das Ergebnis stimmt sehr gut mit vergleichbaren Messungen in

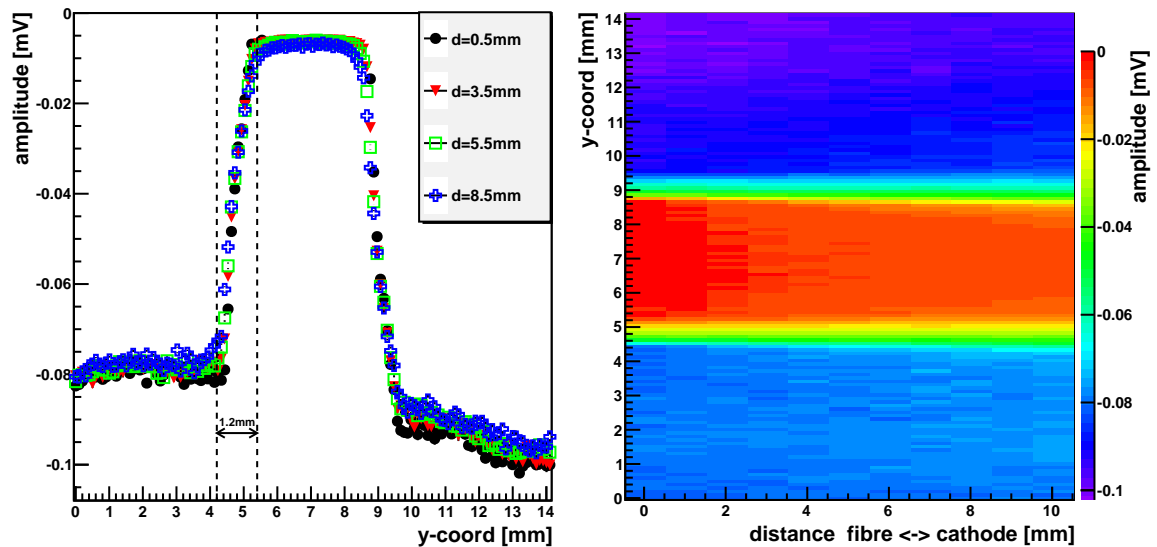


Abbildung 5.6.: Bestimmung der Auflösung für die Uniformitätsmessung. Links: Profil der Spannungsänderung über die Kathodenoberfläche für verschiedene Abstände von PMT zum Lichtleiter. Rechts: Spannungsänderung gegen Position und Abstand aufgetragen

[34, 35] überein<sup>2</sup>.

Die Inhomogenität des Hamamatsu R9420-100 liegen mit einer Abweichung von  $\pm 10\%$  ähnlich zu der des Photonis XP3062, sind jedoch deutlich homogener verteilt. Es ist deutlich die Positionierung der ersten Dynode zu erkennen, welche in dieser Messung um  $\sim 45^\circ$  zur X-Richtung gedreht war. Wie schon beim Photonis tritt hier ebenfalls eine Zunahme des Signal im Randbereich auf. Eine mögliche Erklärung dafür könnten Beugungseffekte im Glaskolben sein, welche das Licht zur Mitte der Photokathode bündeln.

Für den Hamamatsu R8900U-100 ist die Inhomogenität deutlich zu sehen. Es ergibt sich eine Art Teilung des PMTs mit dem Schnitt durch die mittlere X-Koordinate. Dies ist auf das fokussierende Gitter zurückzuführen, dessen Halterung die Sammeleffizienz der ersten Dynode verringert. Während in X-Richtung die Intensität um etwa 20% schwankt und tendenziell auf der linken Seite höher liegt, ist ein ansteigender Trend in Positive Y-Richtung zu erkennen, welcher von etwa 60% im unteren Teil der Kathode bis zu 140% in den oberen beiden Ecken reicht.

<sup>2</sup>Die hier gezeigten Messungen sind um  $90^\circ$  gegenüber der Position in der Kamera gedreht

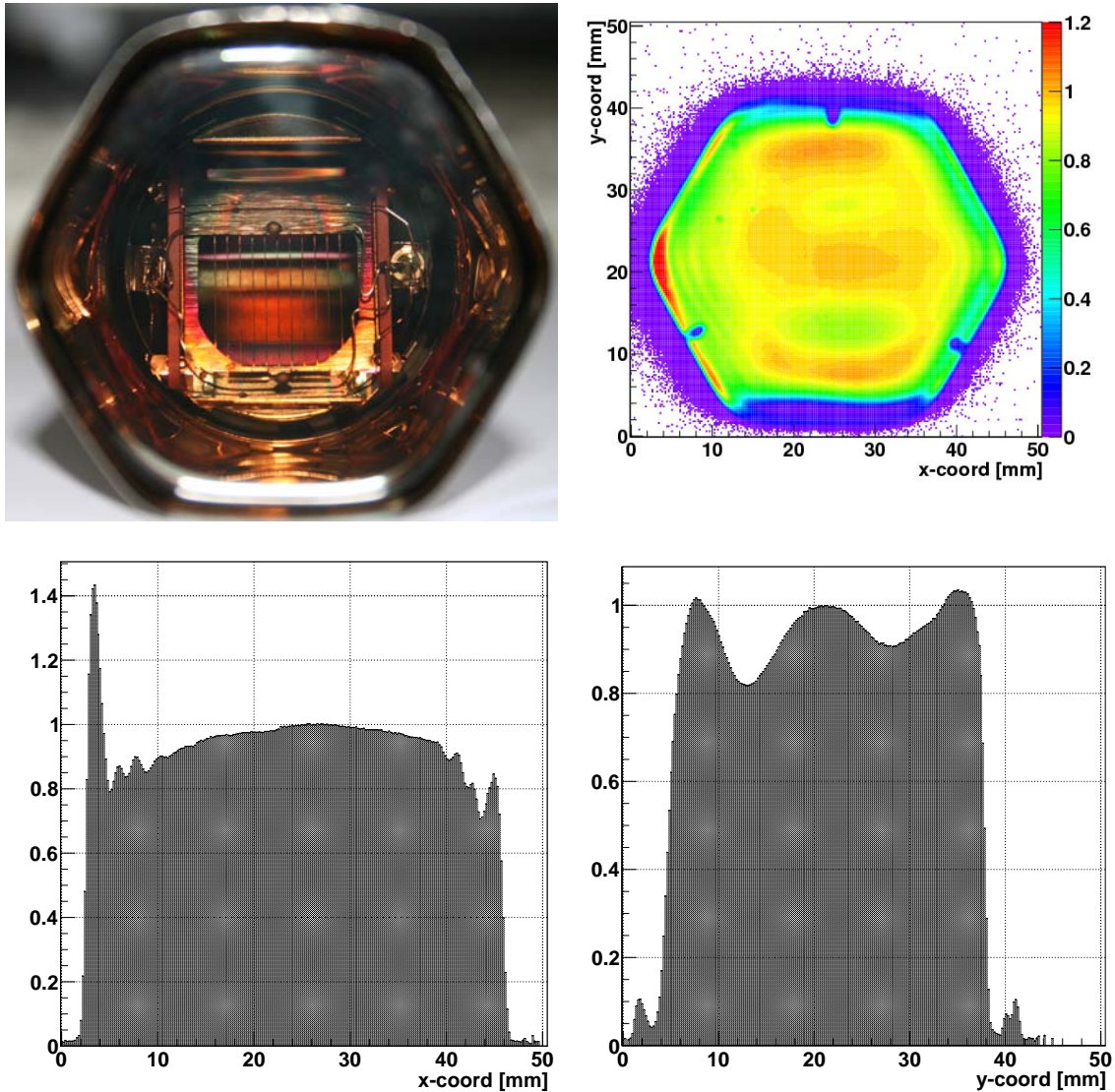


Abbildung 5.7.: Uniformität des Photonic XP3062 normiert auf die Ladung der mittleren Position. Unten: Projektion der X-Achse (links) und der Y-Achse (rechts) über die Mitte des PMTs

## 5. Untersuchung der Photomultiplier Eigenschaften

---

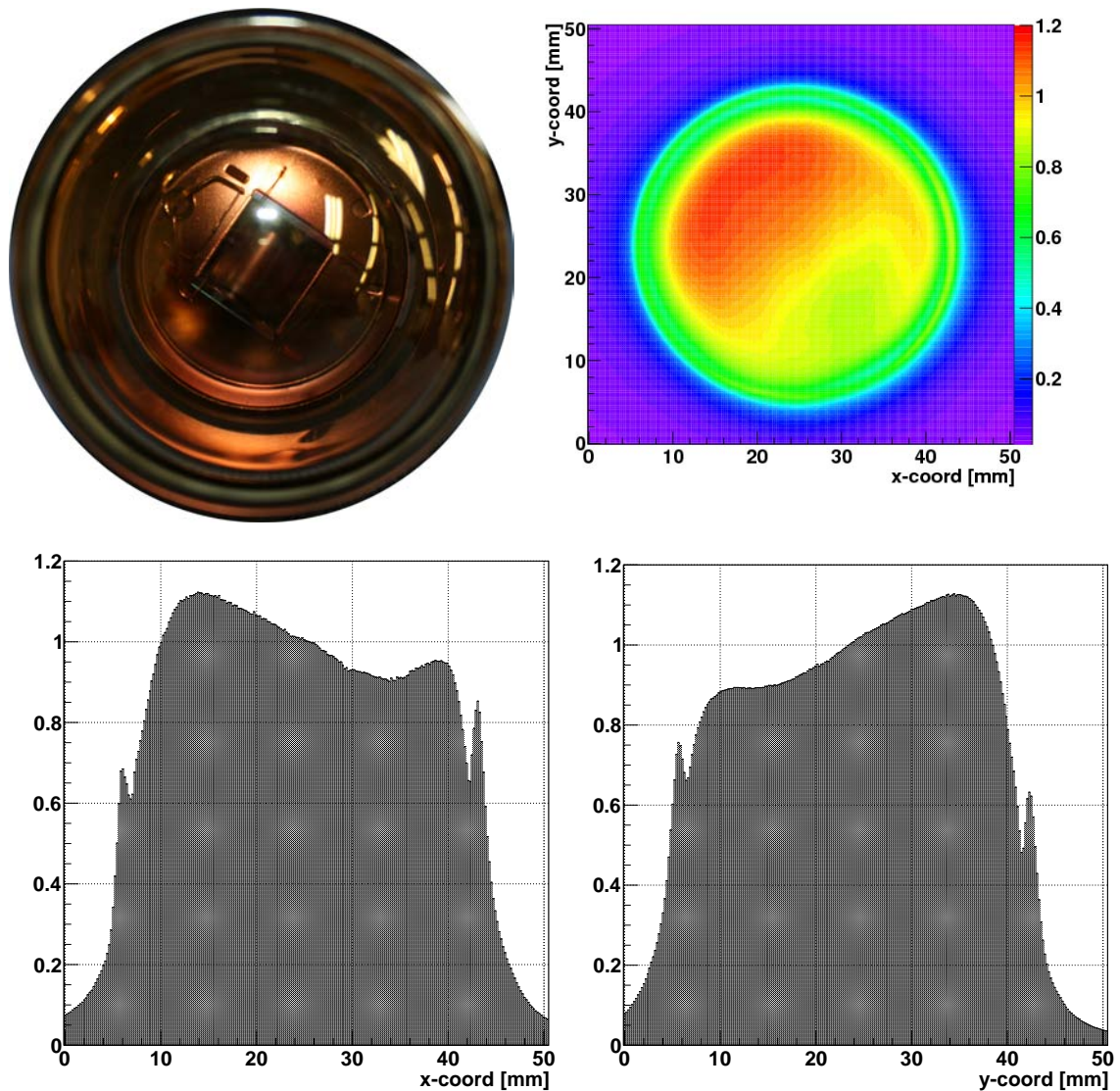


Abbildung 5.8.: Uniformität des Hamamastu R9420-100 normiert auf die Ladung der mittleren Position. Unten: Projektion der X-Achse (links) und der Y-Achse (rechts) über die Mitte des PMTs

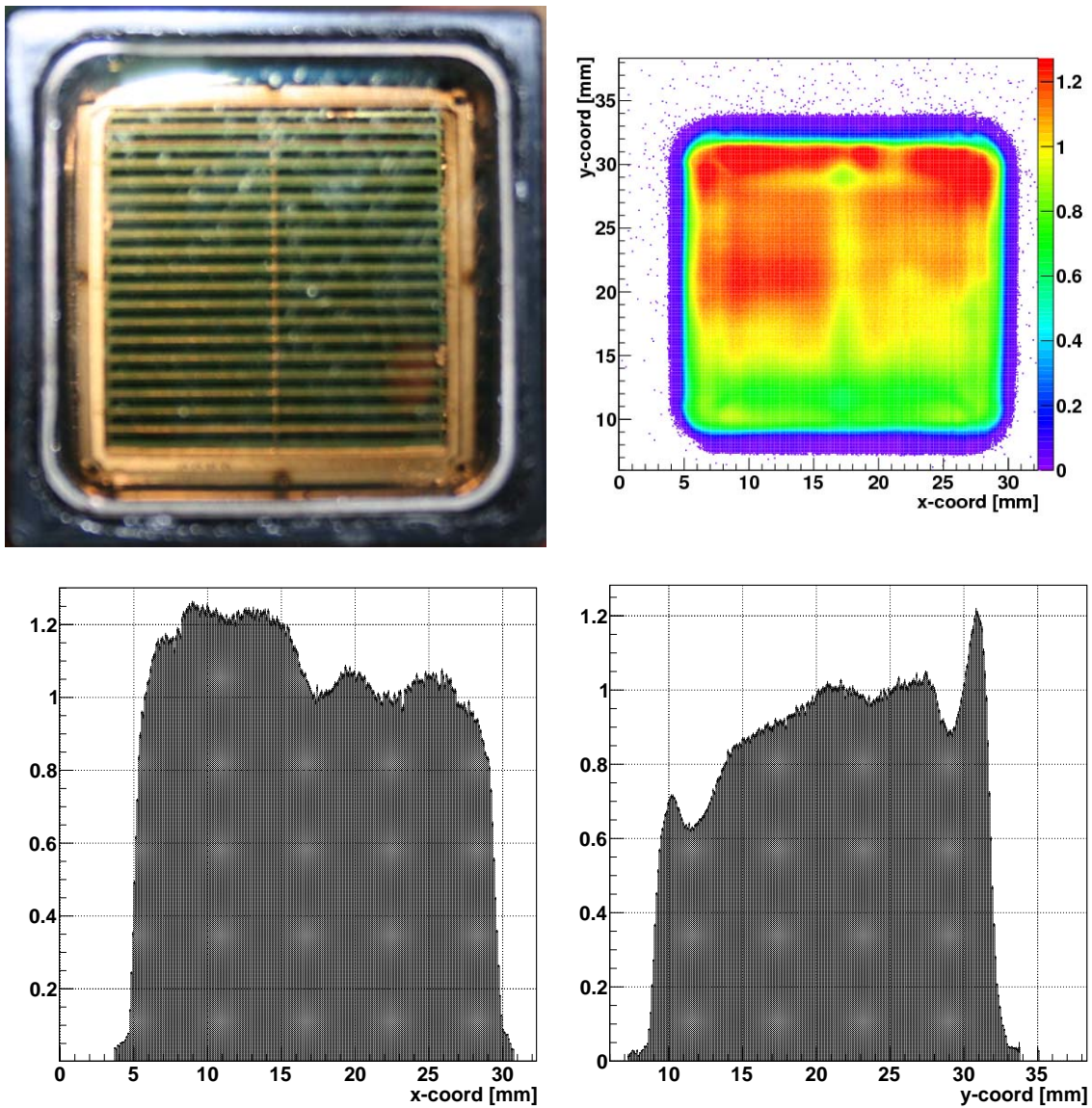


Abbildung 5.9.: Uniformität des Hamamastu R8900U-100 normiert auf die Ladung der mittleren Position. Unten: Projektion der X-Achse (links) und der Y-Achse (rechts) über die Mitte des PMTs

## 5.4. Linearität

Im späteren Detektor variiert die Anzahl von eintreffenden Photonen der einzelnen Schauer mit dem Abstand und der Energie des Primärteilchens. Daher ist es für die Rekonstruktion wichtig, ein lineares Verhältnis von Licht zu gemessener Ladung zu haben. Wie bereits erwähnt, wird die Linearität durch den Spannungsteiler beeinflusst (siehe Kap. 3.2). Um die Linearität eines PMTs zu untersuchen wurden Lichtpulse einer LED definiert abgeschwächt und die Relation zur gemessenen Ladung untersucht.

Abbildung 5.10 zeigt das Ergebnis von zwei Linearitätsmessungen. Dabei wurde die gemessene Ladung gegen die Transmission doppelt logarithmisch aufgetragen. An die Daten wurde ein Potenzgesetz

$$Q = p_0 \cdot T^{p_1} \quad (5.3)$$

angefittet, wobei  $p_1 \sim 1$  für einen linearen Zusammenhang ist. Im unteren Diagramm ist die Abweichung der Linearität dargestellt. Hierbei wurde auf die Ladung bei vollständiger Transmission normiert und die Abweichung der gemessenen zur über die Transmissionsfaktoren berechneten Ladung dargestellt. Der Fehler berechnet sich über Fehlerfortpflanzung.

Für den Photonis wurde vom Hersteller bereits auf dem Datenblatt ein Spannungsteilerverhältnis für einen *intermediate*-Spannungsteiler angegeben.

Der von Hamamatsu für den R9420-100 angegebene Spannungsteiler ist jedoch auf maximale Verstärkung und schnelle Signalverarbeitung optimiert. Das Ergebnis des Linearitätstests für dieses Widerstandsverhältnis ist in Abb. 5.10(links) dargestellt. Wie man sieht, fällt das Signal zu höherer Lichtintensität deutlich unter den erwarteten Wert. Dies ist durch auftretende Raumladungseffekte zu erklären, was bei zu großen Strömen zwischen den Dynoden zur Reduktion des Signals führt.

Base Nr.	Widerstandsverteilung								
1	4	1,5	1,5	1	1	1	1	1	1
2	4	1,5	1,5	1	1	1	1,25	1,75	1,25
3	4	1,5	1,5	1	1	1	2	3	2,5
4	4	1	1	1	1	1	2	3	2,5
5	3	1	1	1	1	1	2	3	2,5
6	3	1	1	1	1	1	2,5	3,5	2,5
7	4	1	1	1	1	1	2,5	3,5	2,5
8	2	1	1	1	1	1	2	3	2,5
9	4	1,5	1,5	1	1,2	1,5	2	3	1,5

Tabelle 5.1.: Konfiguration und Ergebnis der getesteten Spannungsverteiler

Für die Verbesserung der Linearität des Hamamatsu R9420-100 ist es notwendig einen neuen Spannungsteiler zu entwickeln. Um einen Kompromiss zwischen hinreichend linearem Verhalten und hoher Verstärkung zu erhalten wurden verschiedene Konfigurationen getestet (siehe Tab. 5.4), welche sich in der Verteilung der Widerstandswerte sowie im absoluten Wert des Gesamtwiderstands unterscheiden. Konfiguration 9 wurde schließlich von Hamamatsu für den R9420-100 als lineare Base vorgeschlagen. Abbildung 5.11 zeigt einen Vergleich von Linearitätsmessungen zwischen der Standardvariante und der von Hamamatsu vorgeschlagenen, in den hinteren Stufen ansteigenden Base. Die Linearität wurde bei einer Spannung von 1300 V für verschiedene Anodenströme gemessen. Da die Spannungsversorgung der Kamera für jeweils 22 PMTs ausgelegt ist und der Ausgangsstrom begrenzt ist, werden die Photomultiplier nicht mit mehr als ca. 1100 V betrieben. Abbildung 5.10 zeigt eine erneute Messung der von Hamamatsu verglichenen Spannungsteiler für eine Spannung von 900 V. Zu sehen ist, dass auch in diesem Bereich die *intermediate*-Base (rechts) für ein lineares Verhalten des PMTs sorgt.

## 5. Untersuchung der Photomultiplier Eigenschaften

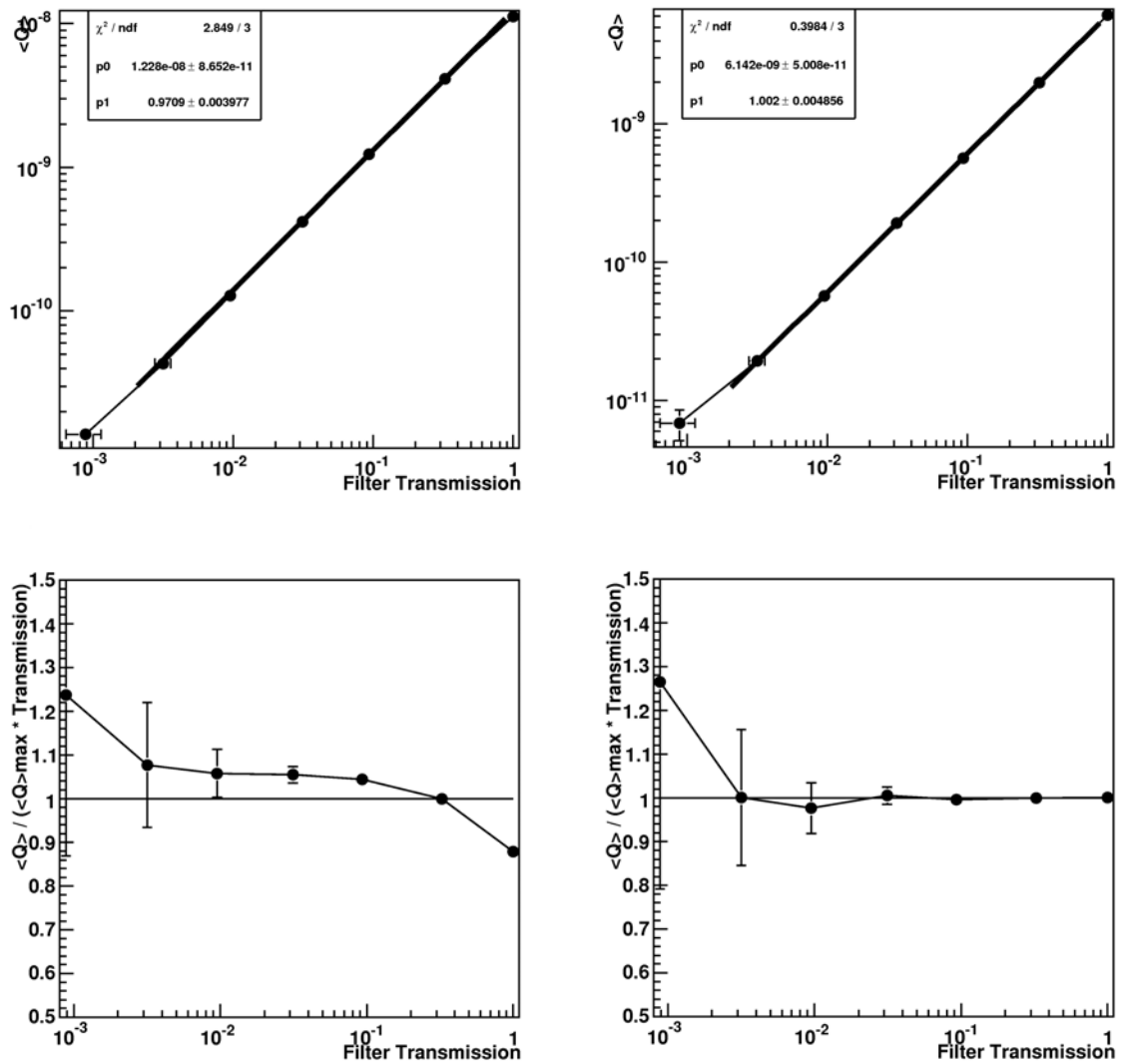


Abbildung 5.10.: Vergleich der Linearität zwischen *equivalent-step*- (links) und *intermediate*-Spannungsteiler (rechts) für den Hamamatsu R9420-100 bei einer Versorgungsspannung von 900 V.



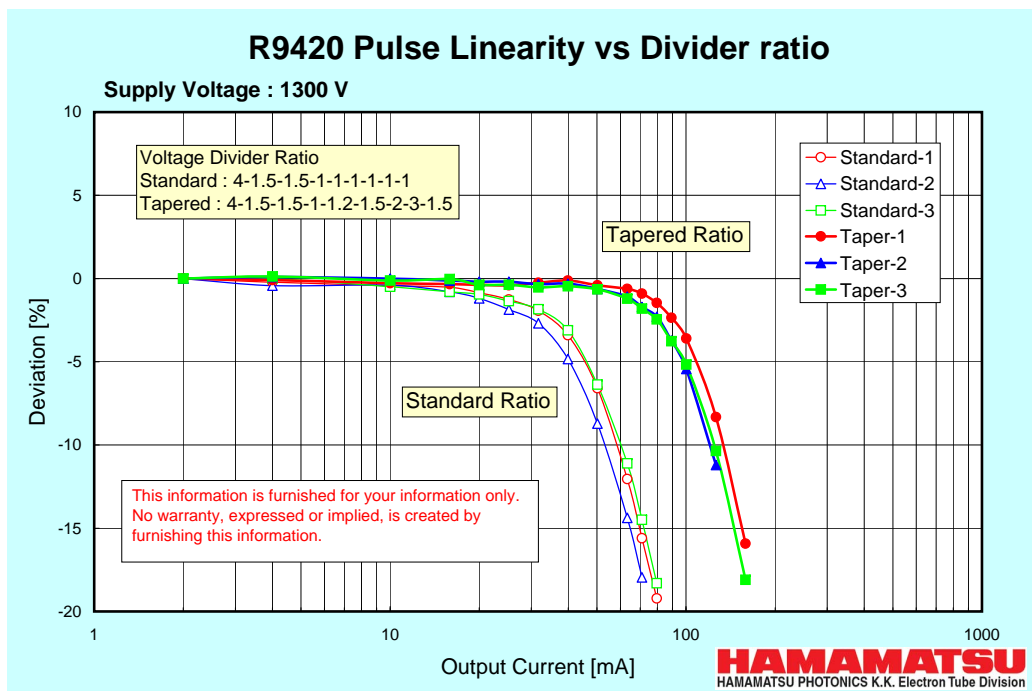


Abbildung 5.11.: Linearitätsmessung des Hamamatsu R9420-100 für Standard- und modifizierte Base gemessen von Hamamatsu[36].

## 5.5. Nachpulse

Für die Auswertung des späteren Detektorsignals wird das Signal der Photomultiplier integriert und mittels der Quanteneffizienz auf die Anzahl der Photonen geschlossen, welche den Detektor getroffen haben. Nachpulse, also Signalschwankungen nach dem eigentlichen Ereignis, können diese Berechnung verfälschen. Daher ist es notwendig diese Eigenschaft des PMTs zu untersuchen.

Dazu wurden die PMTs im Teststand bei ihrer jeweiligen Versorgungsspannung betrieben. Als Base wurde die *single-ended*-Variante gewählt, da die differenzielle Base nach dem Signal einen leichten Abfall unter die eigentliche Basislinie aufweist. Eine blaue LED (470 nm) wurde mit verschiedenen Pulslängen betrieben und das gesamte Signal über ein Zeitfenster von  $10\ \mu\text{s}$  aufgenommen, wobei der Trigger für den Lichtimpuls bei etwa  $2,5\ \mu\text{s}$  auslöste. Um eine Aussage über das Nachpulsverhalten machen zu können wurde über 1000 Pulse gemittelt und die Ladung im Nachpuls als Anteil des eigentlichen Signals berechnet. Das Integrationsfenster des Signals reicht dabei vom Beginn des Pulses bis ca.  $50\ \text{ns}$  nach der abfallenden Flanke, um eine Trennung vom zu messenden Nachpuls zu erhalten. Als Nachpuls werden die anschließenden  $3\ \mu\text{s}$  definiert (vgl. Abb. 5.12).

Abbildung 5.13 zeigt das gemittelte PMT-Signal für den Photonis XP3062 und den Hamamatsu R9420-100. Für beide Photomultiplier ist ein Nachpuls nach etwa  $2\ \mu\text{s}$  zu beobachten, welcher für den Hamamatsu jedoch deutlich höher ausfällt. Ein zusätzlicher Peak ist für den Hamamatsu nach etwa  $1\ \mu\text{s}$  zu sehen und für längere Lichtpulse nicht mehr eindeutig vom Signal zu trennen.

In Abb. 5.14 ist für die verschiedenen PMTs für Pulslängen von etwa  $50\ \text{ns}$  bis hin zu  $2\ \mu\text{s}$  das berechnete Nachpulsverhältnis zum Signal aufgetragen.

Der berechnete Wert bleibt für verschiedene Pulslängen einigermaßen konstant und ist somit proportional zum einfallenden Licht. Zu kürzeren Signalen ist jedoch die Integration des Signals sowie des folgende Nachpulses stark durch das Rauschen beeinträchtigt. Zu längeren Signalen hingegen fällt der Nachpuls mit dem Signal zusammen, sodass eine eindeutige Trennung nicht mehr möglich ist und das Verhältnis unterschätzt wird. Das Nachpulsverhalten des Photonis XP3062 fällt mit  $< 2\%$  im Vergleich zu den anderen Photomultipliern sehr niedrig aus und stimmt mit den Werten

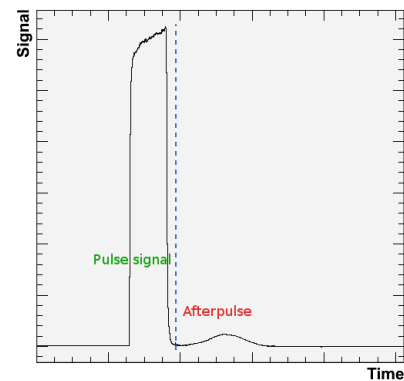


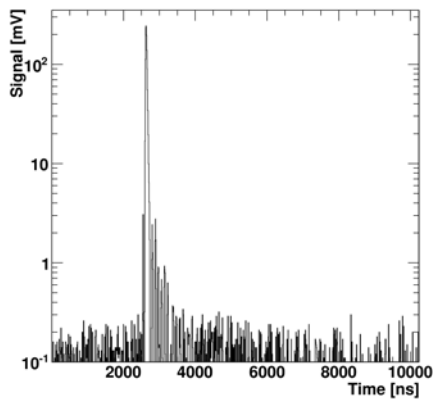
Abbildung 5.12.: Skizze eines PMT-Signals mit anschließendem Nachpuls. Zur Berechnung wird

von [23] gut überein. Die Hamamatsu Photomultiplier liegen mit bis zu  $\sim 6\%$  deutlich höher und der steilere Abfall zu höheren Pulslängen weist auf eine stärkere Überschneidung von Nachpuls und Signal. Dies liegt vermutlich an der Superbialkalikathode und dem damit verbundenen Herstellungsprozess. Durch Nachdampfen der Kathode in der bereits luftleeren Glasröhre entsteht deutlich mehr Restgas als bei den herkömmlichen Bialkalikathoden. Das Hamamatsu sich des Problems allerdings bewusst ist kann daran gesehen werden, dass bei bei fortlaufender Seriennummer am Produktionsverfahren verbessert wurde und Nachpulse deutlich verringert wurden. So konnte der Nachpuls für Seriennummern wie hier der ZP9703 um fast die Hälfte auf  $\sim 3,5\%$  gesenkt werden. Ein weiterer Grund für die Unterscheidung zwischen Photonis und Hamamatsu PMT könnte allerdings auch das für den Glaskolben verwendete Material sein. Das beim Hamamatsu verwendete Borosilicatglas ist durchlässiger für Helium.

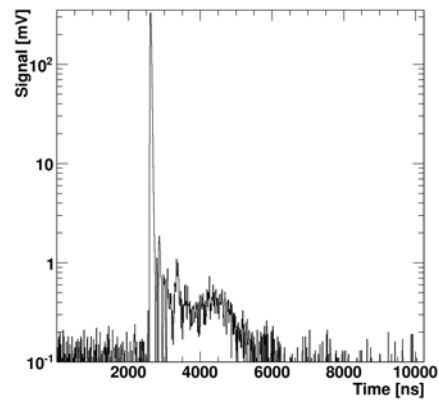
Für den Hamamatsu R8900U-100 wurde das Nachpulsverhältnis für eine Pulslänge von  $1\ \mu\text{s}$  bestimmt. Der Mittelwert des gemessenen Signals ist in Abb. 5.15 gezeigt. Auch hier ist eine eindeutige Trennung von Signal zum Nachpuls nicht möglich. Mit  $\sim 1,5\%$  fällt der Nachpuls allerdings deutlich niedriger aus als für den Hamamatsu R9420-100. Dies liegt vermutlich am der deutlich kürzeren Strecke zwischen Kathode und erster Dynode für den R8900U-100, sodass weniger Ionen erzeugt werden. Die Charakteristik des Nachpulses deutet darauf hin, dass in den Hamamatsu PMTs die gleiche Art Restgas für die zeitlich schnellen Signale nach etwa  $1\ \mu\text{s}$  verantwortlich sind.

## 5. Untersuchung der Photomultiplier Eigenschaften

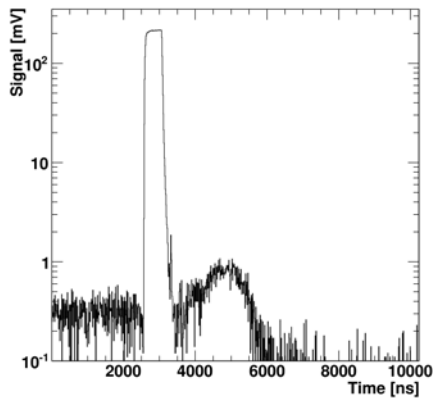
---



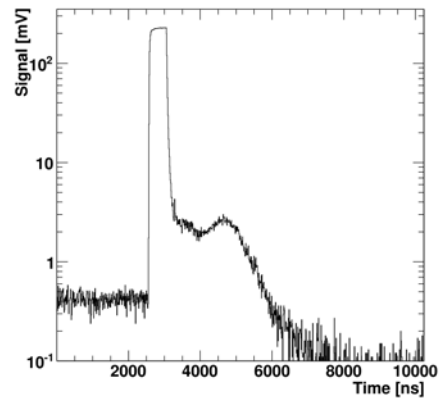
(a) Photonis XP3062. Pulslänge: 50 ns



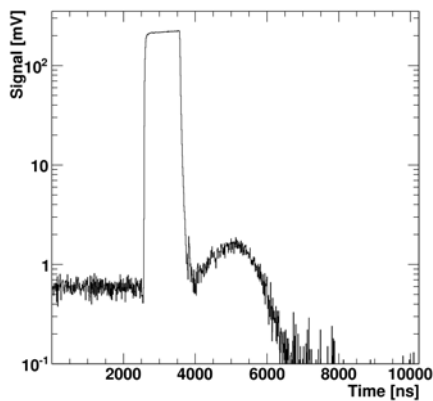
(b) Hamamatsu R9420-100. Pulslänge: 50 ns



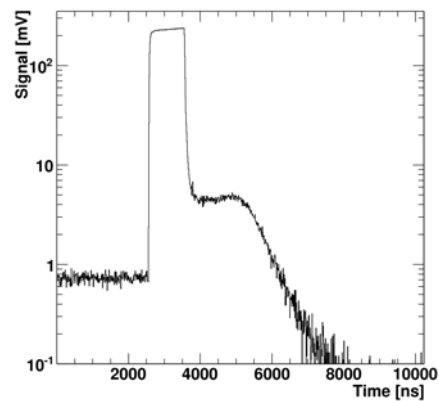
(c) Photonis XP3062. Pulslänge: 500 ns



(d) Hamamatsu R9420-100. Pulslänge: 500 ns



(e) Photonis XP3062. Pulslänge: 1000 ns



(f) Hamamatsu R9420-100. Pulslänge: 1000 ns

Abbildung 5.13.: Nachpulse des Photonis XP3062 und des Hamamatsu R9420-100 für verschiedene Pulslängen. Das Signal ist über 1000 Pulse gemittelt.

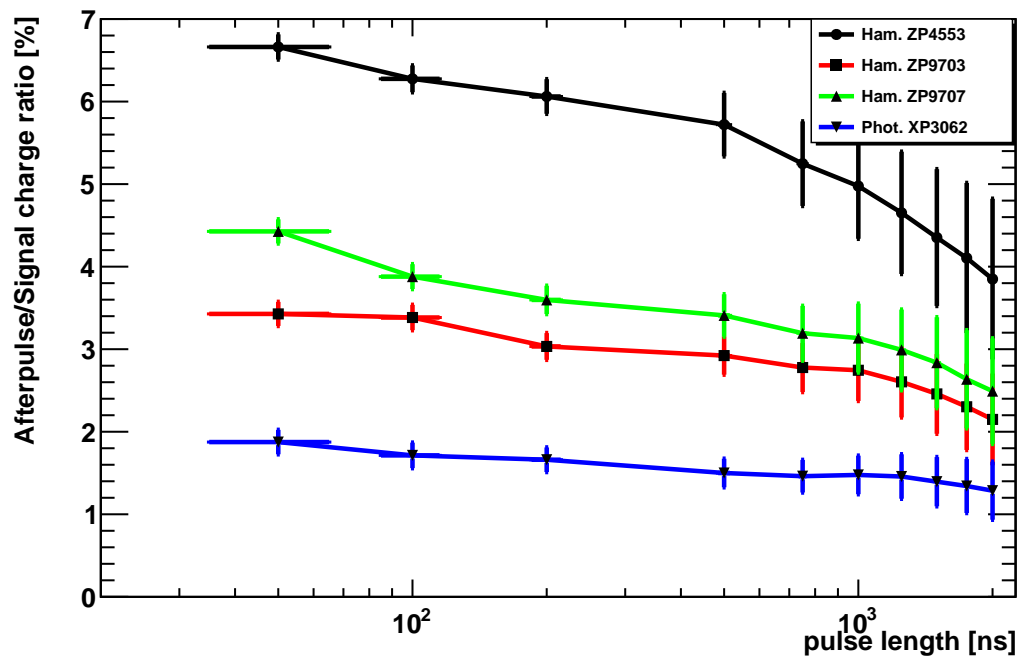


Abbildung 5.14.: Verhältnis von Nachpuls zum eigentlichem Puls für unterschiedliche Lichtpulslängen. In blau der Photonis XP3062, in schwarz ein Hamamatsu R9420-100 aus einer frühen Produktionsreihe, in rot und grün aus einer Serie mit verbesserten Produktionsverfahren.

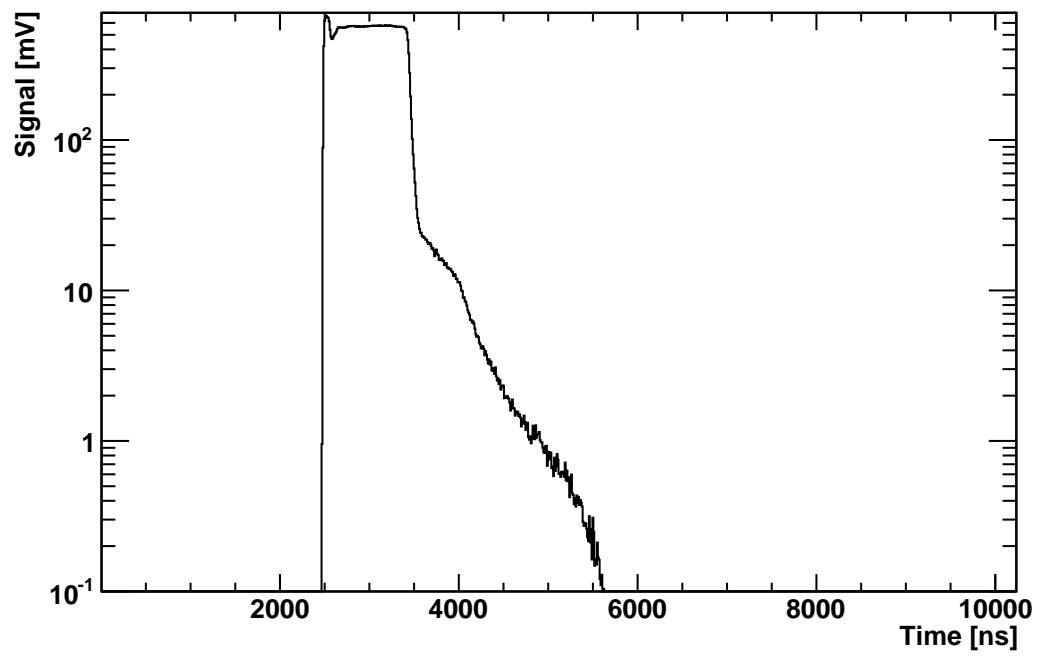


Abbildung 5.15.: Nachpuls des R8900U-100.

## 5.6. Einfluss des Erdmagnetfelds

Wie bereits in Abschnitt 3.2 erwähnt, kann das Signal des PMTs durch Einwirkung von Magnetfeldern beeinflusst werden. Selbst wenn von der Elektronik kein starkes Feld ausgeht bleibt immer noch das Erdmagnetfeld, welches die an der Kathode produzierten Photoelektronen von der Trajektorie zur ersten Dynode ablenken kann und somit die Lage der Photomultiplier entscheidend wäre. Um den Einfluss des Erdmagnetfeldes auf das Signal der drei verschiedenen Photomultiplier zu analysieren, wurden diese jeweils im Teststand in Wuppertal rotiert und damit verbundene Signalschwankungen untersucht.

Das Erdmagnetfeld in Wuppertal beträgt ca.  $40,3 \mu T$  in vertikaler Richtung und ca.  $15,4 \mu T$  in horizontaler Richtung [37]<sup>3</sup>.

Da die stärkste Komponente des Erdmagnetfeldes in Wuppertal in vertikaler Richtung liegt, wurden die Photomultiplier horizontal um ihre Längsachse gedreht und die Unterschiede im Signal betrachtet. Die PMTs wurden jeweils um  $180^\circ$  im und entgegen des Uhrzeigersinns in  $30^\circ$ -Schritten gedreht, wobei sich hier an den Bohrungen der Halterungsmaske orientiert wurde. Um den Fehler der Winkeldrehung zu minimieren wurde jede Position doppelt gemessen, wobei der Winkel aus verschiedenen Richtungen eingestellt wurde.

Es wurden pro Drehung 1000 LED-Pulse mit einer Länge von  $1 \mu s$  gemessen. Für die Auswertung wurde über die vom ADC aufgenommenen Pulsformen gemittelt und durch Integration die Ladung bestimmt. Die PMTs wurden mit ihren differenziellen Basen bei einer Versorgungsspannung für einen Gain von  $10^5$  betrieben. Für eine grobe Fehlerabschätzung wurden neben dem Mittelwert die beiden Messwerte als Fehlerband aufgetragen. Auf Grund der relativ hohen Signale ist die Messungsgenauigkeit der Ausleseelektronik zu vernachlässigen.

Abbildung 5.16 (oben) zeigt die Abweichung der unter Rotation gemessenen Ladung zum Mittelwert über alle Winkeleinstellungen für den Photonis XP3062 und den Hamamatsu R9420-100. In rot ist der Einfluss des Magnetfeldes ohne Abschirmung des PMTs dargestellt. Für beide Photomultiplier ist eine deutliche, sinusförmige Schwingung um den Mittelwert zu erkennen. Für den XP3062 beträgt die Abweichung etwa  $\pm 5\%$ , während für den Hamamatsu die Abweichung mit  $\pm 8\%$  fast doppelt so hoch ausfällt. Dies liegt vermutlich daran, dass die Elektronen auf dem Weg zur ersten Dynode abgelenkt werden. Zwar ist für den Hamamatsu R9420-100 die zurückgelegte Strecke deutlich kürzer, jedoch das Eintrittsfenster und die Fläche der ersten Dynode im Vergleich zur Photokathode kleiner. Somit ist der Hamamatsu anfälliger für kleine Ablenkungen.

Auf Grund des deutlich erkennbaren Einflusses des Magnetfeldes wurde der Effekt einer Abschirmung des PMTs untersucht. Hierzu wurde aus  $\mu$ -Metall ein Korpus für die beiden PMTs gefertigt, welcher den gesamten Glaskörper des PMTs abdeckte und

<sup>3</sup>Abgeschätzt aus Daten von Niemege (52,072° N, 12,675° E) und Manhay (50,298° N, 5,682° E)

## 5. Untersuchung der Photomultiplier Eigenschaften

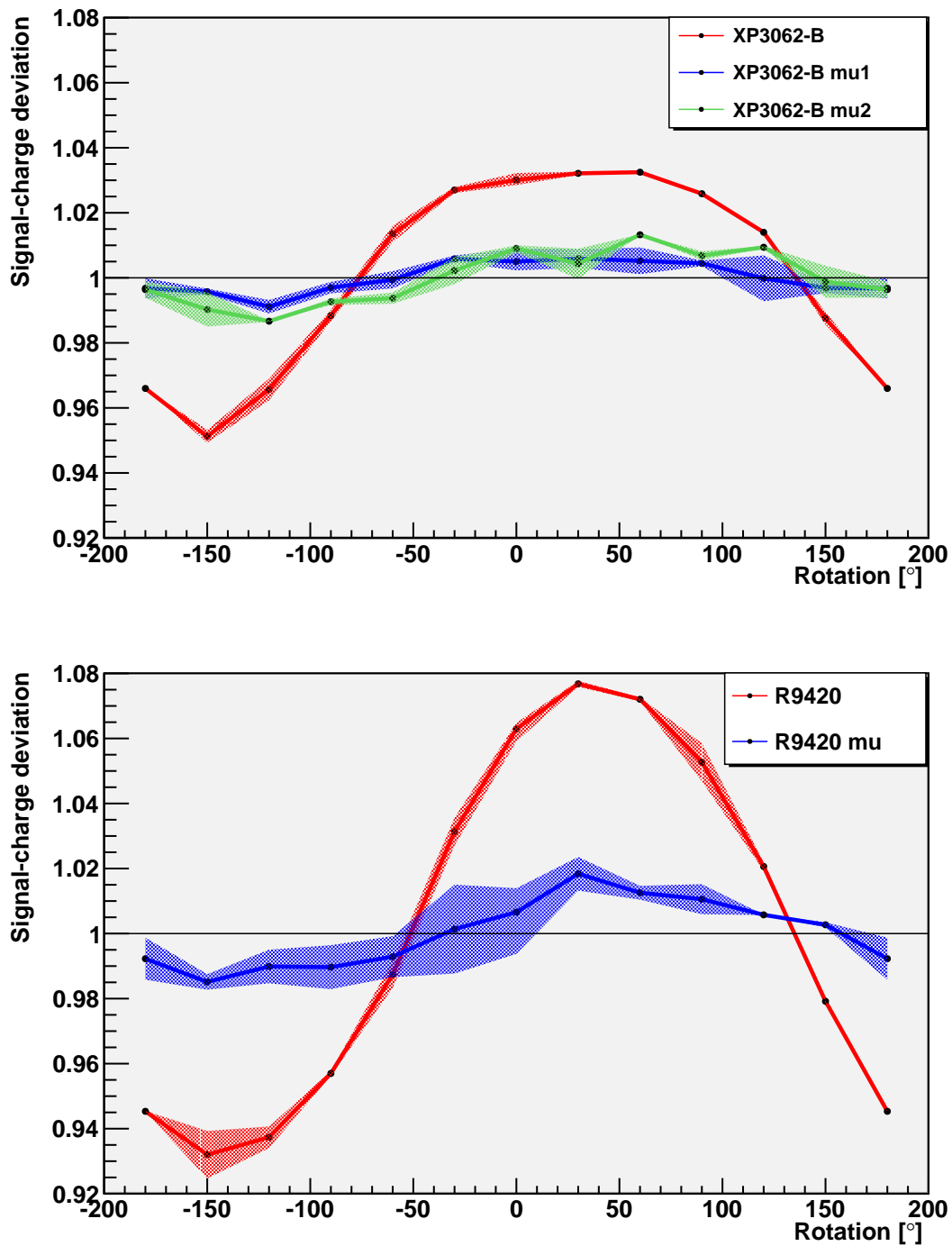


Abbildung 5.16.: Einfluss des Magnetfelds für Photonis XP3062 (oben) und Hamamatsu R9420-100 (unten); **rot**: PMT ohne Abschirmung; **blau**: mit  $\mu$ -Metall Abschirmung bis zur Kathode; **grün** (nur XP3062): mit  $r_{PMT}$  längerer  $\mu$ -Metall Abschirmung



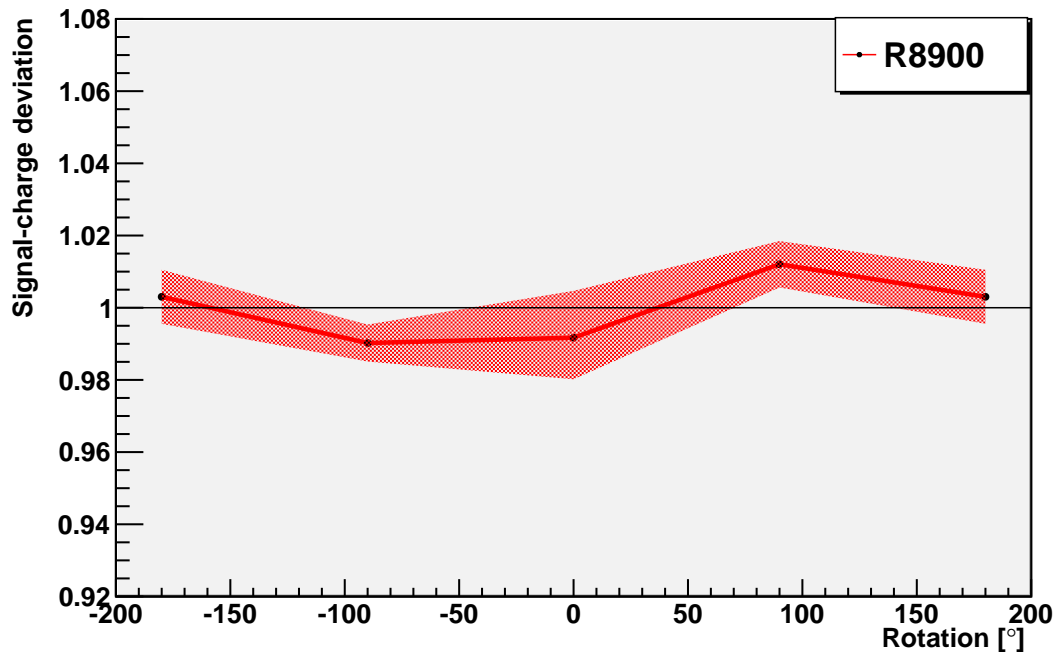


Abbildung 5.17.: Einfluss des Magnetfelds für den Hamamatsu R8900

an der Photokathode abschloss. Die Ergebnisse der Messung sind ebenfalls in Abbildung 5.16 (unten) dargestellt. In beiden Messungen reduzierte sich die Schwankung, für den Hamamatsu R9420-100 auf  $\pm 2\%$  und für den Photonis auf etwa  $\pm 1\%$ . Für den Photonis XP3062 wurde zudem eine Abschirmung getestet, welche um die Länge des Radius erweitert wurde und über den Rand der Kathode reicht. Dies soll nach [18] zu einer verbesserten Abschirmung führen. Die Messung zeigt jedoch keine signifikanten Unterschiede zur vorherigen Messung, sodass diese Variante für den Hamamatsu R9420-100 nicht weiter untersucht wurde. Außerdem hätte diese Art der Abschirmung im Detektorbetrieb einen Verlust der effektiven Fläche zur Folge.

Abbildung 5.17 zeigt die Abweichung des Signals für den Hamamatsu R8900. Dieser wurde auf Grund seiner Geometrie jeweils um  $90^\circ$  gedreht. Die Schwankung sind, wie für einen *Metal-Channel-PMT* erwartet, sehr gering. Die maximale Abweichung liegt mit unter  $\pm 2\%$  auf dem Niveau der abgeschirmten Messung der *head-on-PMTs*. Auf eine gesonderte Messung mit  $\mu$ -Metall Abschirmung wurde darauf hin verzichtet.

Die Messungen haben gezeigt, dass vor allem für *head-on* Photomultiplier die Einwirkung des Erdmagnetfeldes messbar sind. Für den Betrieb der Fluoreszenzteleskope sollte sich der Effekt jedoch auf die 440 PMTs einer Kamera durch die praktisch gleiche Lage im Erdmagnetfeld gleich auswirken und über die Absolutkalibration die Änderung in der Verstärkung berücksichtigt werden. Für die HEAT-Teleskope wird

## 5. *Untersuchung der Photomultiplier Eigenschaften*

---

allerdings die Absolutkalibration im ungeneigten Zustand durchgeführt. Die Verkipfung um  $30^\circ$  ändert jedoch die Lage der PMTs bezüglich des Erdmagnetfelds, was sich auf die Trajektorie der zu messenden Elektronen im PMT auswirkt.

## 6. Serientest

Der Vergleich zwischen Photonis XP3062 und Hamamatsu R9420-100 hat gezeigt, dass sich beide Photomultiplier ähnlich verhalten und somit der Hamamatsu PMT für den Einsatz in einer Teleskopkamera geeignet zu sein scheint. Um den Detektorbetrieb zu testen, werden ein Teleskop der HEAT-Erweiterung in Argentinien sowie eine Prototypkamera für erste Messungen in Colorado mit dem R9420-100 bestückt.

Für den Betrieb in einer Kamera sollen je 22 PMTs mit einer Spannungsversorgung betrieben. Da der *Gain* von der Versorgungsspannung abhängig ist und von PMT zu PMT verschieden sein kann, ist für eine möglichst einheitliche Verstärkung eine vorherige Klassifizierung der einzelnen PMTs notwendig. Im einem automatisierten Testverfahren wurden für insgesamt 520 Photomultiplier, wie bereits für die Photonis Photomultiplier (siehe [23]), die Versorgungsspannung für eine einheitliche Verstärkung (*GHV-Run*) bestimmt, sowie Linearitätstests zur Identifikation von defekten Basen und eine spektrale Vergleichsmessung durchgeführt.

### 6.1. GHV-Run

Die XP3062 PMTs wurde von Photonis in sogenannte Gainklassen eingeteilt. Diese geben an, welche Versorgungsspannung für eine Verstärkung von  $10^5$  angelegt werden muss. Die Messungen wurden dabei über vier Referenzphotomultiplier geeicht. Für diese wurde die von Photonis gemessene Spannung für eine Verstärkung als richtig erachtet. Unter Berücksichtigung der Intensitätskorrektur wurde für jeden *Run* auf die Ladung der Referenzphotomultiplier normiert und die Spannung für eine Verstärkung von  $10^5$  bestimmt.

Für die R9420-100 liegt von Hamamatsu keine Klassifizierung vor. Somit war es ohne Referenzphotomultiplier nicht möglich die exakte Verstärkung zu bestimmen. Stattdessen wurden die Referenzphotomultiplier der Photonisproduktion verwendet. Da der R9420-100 für eine Versorgungsspannung von bis zu 1300 V ausgelegt ist und eine höhere Quanteneffizienz sowie eine absolut höhere Verstärkung besitzt, wurde für die Berechnung der Versorgungsspannung über die Photonis Referenz PMTs auf eine Ladung normiert, welche für die Photonis XP3062 einer Verstärkung von  $2 \cdot 10^5$  entspricht. Dieser Wert führt zwar durch die unterschiedliche Quanteneffizienz und effektive Fläche der beiden verschiedenen Modelle zu einer Überschätzung der absoluten Verstärkung, ermöglicht jedoch eine relative Einteilung der Hamamatsu Photomultiplier untereinander. Eine absolute Kalibration der Verstärkung wird in Ar-

gentinien für die gesamte Kamera durchgeführt (Kalibration 2.2.2).

Es wurden insgesamt 519<sup>1</sup> Photomultiplier in 18 *Runs* getestet. Abbildung 6.1 (links) zeigt die Verteilung der berechneten Spannungswerte. Der Mittelwert liegt bei 1026 V mit einem RMS von 38 V. Nur ein Photomultiplier ist mit einer berechneten Spannung von 1591 V zu hoch gemessen (*Overflow*). Dieser wird auf Grund der deutlichen Abweichung vom Mittelwert auf fehlerhafte Bauelemente oder unzureichende Kontaktstellen der Base untersucht und erneut gemessen.

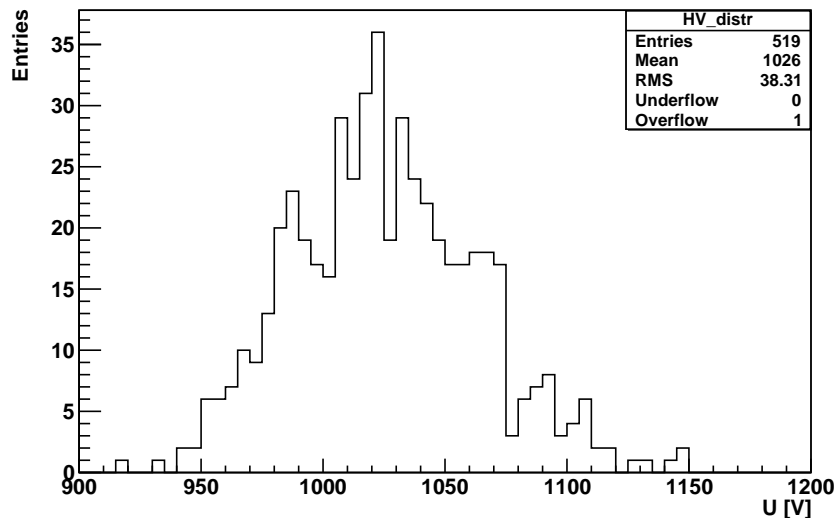


Abbildung 6.1.: Verteilung der berechneten Versorgungsspannung. Ein PMT ist mit einer Spannung von 1591 V ausserhalb des Anzeigebereichs (*Overflow*).

In Abbildung 6.2 ist die berechnete Spannung gegen die von Hamamatsu angegebene Anodenluminosität aufgetragen, wobei der fehlerbehaftete PMT nicht berücksichtigt wurde. Der Korrelationskoeffizient liegt bei 0,771 und bestätigt somit die Systematik der Messmethode.

Eine Korrelation zwischen Dunkelstrom, Nachpulsen und der Versorgungsspannung ist nicht zu sehen (siehe Abbildungen 6.3)

Außerdem wurde für alle PMTs der Nachpuls bei einer Spannung von 1004 V bestimmt. Wie man an 6.4 erkennen kann, ist der Nachpuls für Seriennummern unter 8400 deutlich höher als für die späteren Seriennummern. Wie schon unter Kap. 5.5 angemerkt, hat Hamamatsu den Produktionsprozess verbessert und den Anteil an Restgas deutlich verringert. Anhand der Spannungsverteilung lassen sich im nächsten Schritt die Gain-Klassen bestimmen.

<sup>1</sup>ein Photomultiplier der 520 diente als Prototyp zur Entwicklung des Spannungsteilers

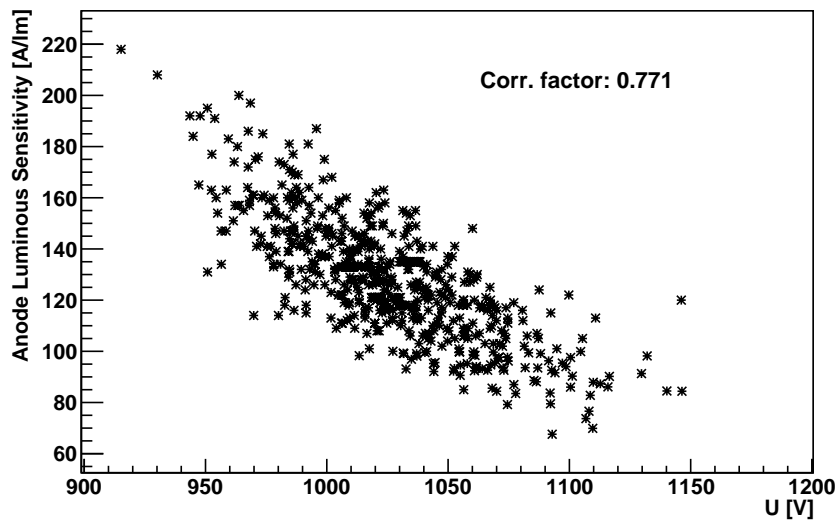


Abbildung 6.2.: Korrelation zwischen Anodenluminosität und berechneter Versorgungsspannung.

## 6.2. Linearitätsmessung

Wie schon in der Charakterisierung für den einzelnen Hamamatsu PMT wurde für alle Photomultiplier die Linearität zwischen Licht und Ladung durch eine kontrollierte Abschwächung des Lichtintensität gemessen. Da die Messung im direkten Anschluss an den jeweiligen GHV-Run durchgeführt wurde, war auch hier eine vorherige Selektierung nach anzulegender Versorgungsspannung nicht möglich. So wurden alle PMTs für die Linearitätsbestimmung bei einer Spannung von 1004 V gemessen, welche aus den Ergebnissen von Abschnitt 5.4 abgeschätzt wurde. Abbildung 6.5 zeigt die Verteilung des  $p_1$  Parameters für den Fit der Potenzfunktion (Gleichung 5.3). Die Werte liegen im Mittel bei 0,993 mit einem RMS von 0,003. Da fast alle Werte kleiner als 1 sind, scheint ein systematischer Fehler vorzuliegen. In dieser Messung wurde ein weiterer PMT auffällig, welcher sich mit einem Linearitätskoeffizienten von 0,959 wieder deutlich von den anderen PMTs unterscheidet. Dies liegt an der auffallend hohen Sensitivität des PMTs, welcher bereits im GHV-Run mit der niedrigsten Spannung von 915 V berechnet wurde. Die Messergebnisse sind in Anhang C.2 gezeigt. Schon vor 1000 V ist für diesen PMT der Sättigungsstrom erreicht, sodass für eine Messung bei 100% Transmission für 1004 V die Linearität nicht mehr gegeben ist. Für geringere Intensitäten ist wieder ein lineares Verhalten zu erkennen.

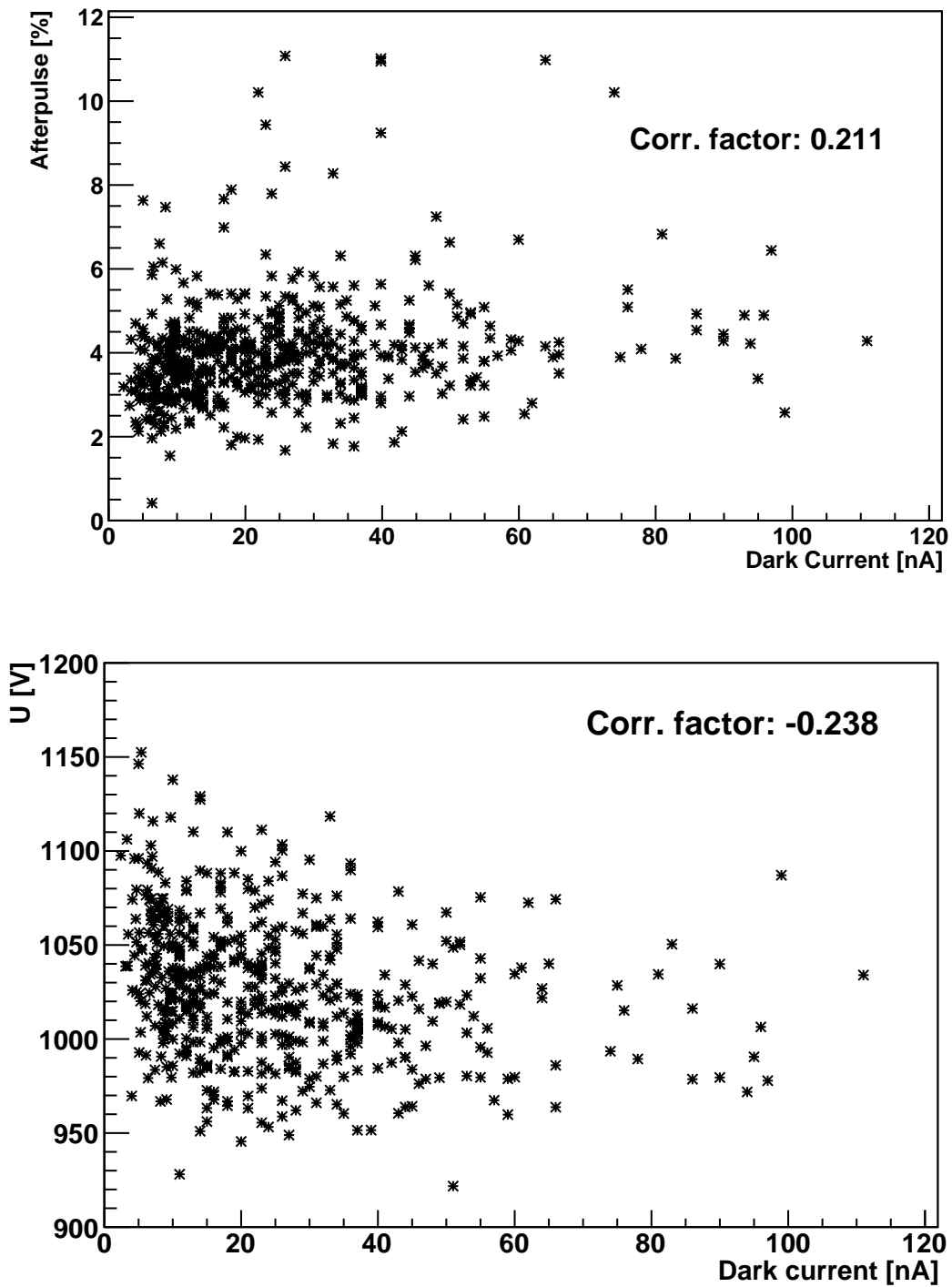


Abbildung 6.3.: Korrelationsplot Nachpuls-Dunkelstrom (oben) sowie Korrelationsplot Spannung-Dunkelstrom (unten).

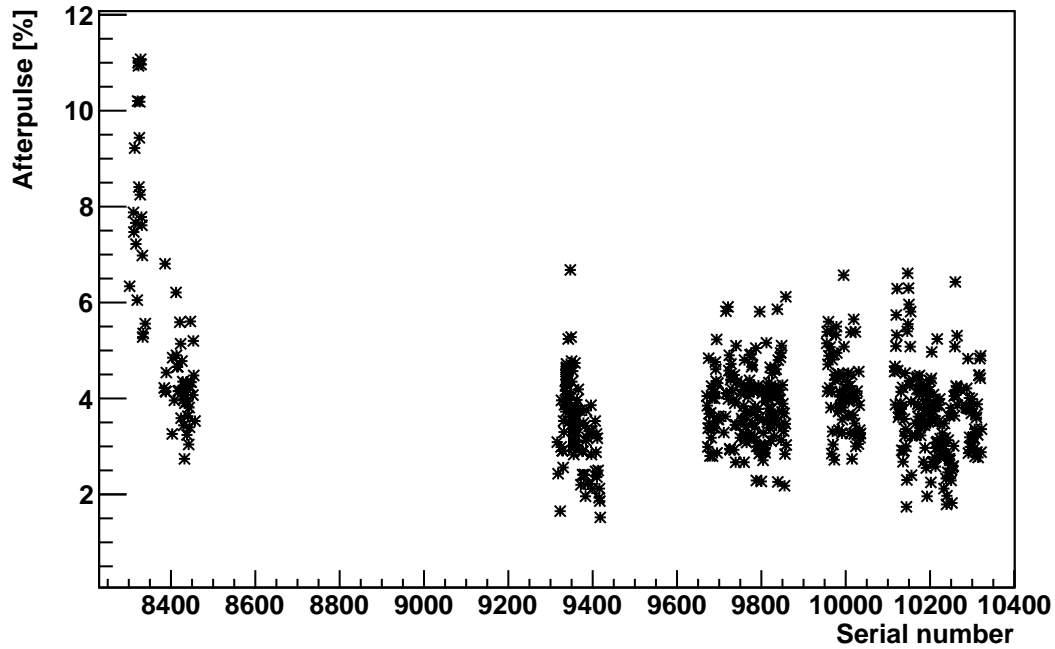


Abbildung 6.4.: Nachpulse für die verschiedenen Seriennummern. Es ist eine deutliche Reduktion ab einer Seriennummer von 8400 zu erkennen.

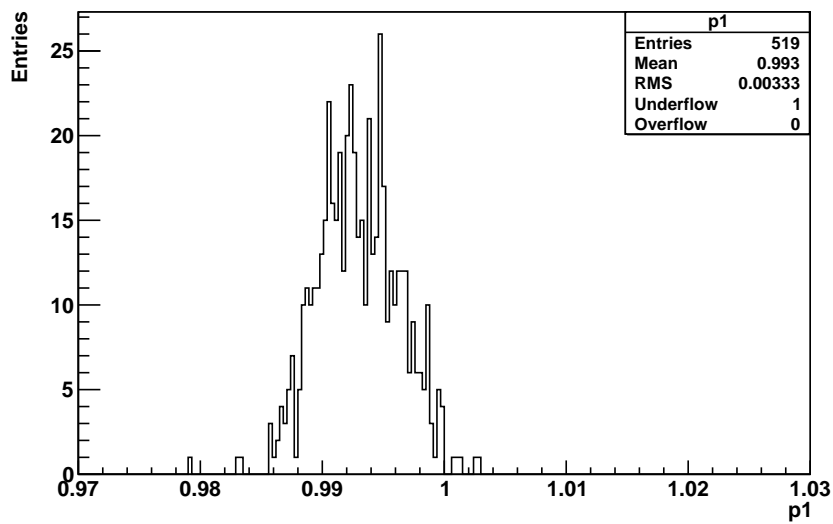


Abbildung 6.5.: Verteilung des Linearitätskoeffizienten (siehe Gleichung 5.3)

### 6.3. Stabilität der Messungen

Die Stabilität der Messung ist anhand der Werte für die Referenzphotomultiplier, welche in jedem *Run* mitgemessen wurden, zu erkennen (siehe Abb. 6.6). Die Abweichungen liegen mit maximal  $\pm 4$  V (RMS ; 2,2 V) sehr gering, sodass von einer gleichmäßigen Einteilung der 520 PMTs über die gesamten 18 Messungen auszugehen ist.

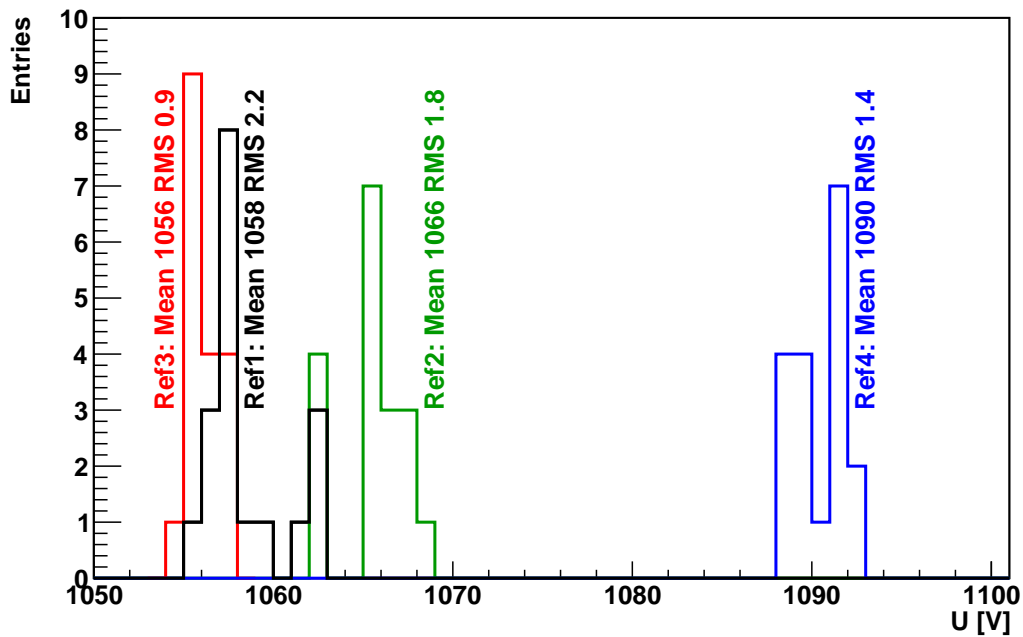


Abbildung 6.6.: Stabilität der Photonis Referenzphotomultiplier über 18 Messungen.



## 7. Zusammenfassung

Die Messungen haben gezeigt, dass der Hamamatsu R9420-100 und der Photonis XP3062 grundlegend ähnliche Eigenschaften aufweisen und sich somit der Hamamatsu PMT problemlos in die bestehende Hardware integrieren lässt. Die höhere Quanteneffizienz konnte qualitativ in einem eignes dafür eingerichteten Messstand bestätigt werden. Messungen zur Inhomogenität der Kathode zeigten für beide Photomultiplier in etwa gleiche relative Abweichungen, allerdings sind diese beim Hamamatsu R9420-100 definierter verteilt. Der Dunkelstrom des Hamamatsu R9420-100 ist jedoch nachweislich höher als der des Photonis XP3062. Welche Auswirkungen dies auf z.B. die Lebensdauer des Photomultipliers durch Abnutzungserscheinungen der Dynode hat gilt es noch zu testen. Des Weiteren zeigten die Tests, dass beide Modelle vom Erdmagnetfeld beeinflusst werden. Durch die jeweilige Kalibration vor Ort wird dieser Effekt auf die Verstärkung für die Standardteleskope berücksichtigt. Jedoch ist es für die HEAT-Erweiterung wichtig bei einer Neigung von  $30^\circ$  durch eine Relativkalibration diesen Effekt im Vergleich zur Nulllage zu kontrollieren. Der ebenfalls getestete Hamamatsu R8900U-100 lieferte in allen Messungen ebenfalls gute, zum Teil sogar bessere Ergebnisse als der R9420-100. Allerdings ist die Messung der im Vergleich zur Herstellerangabe höheren Quanteneffizienz für einen PMT nur bedingt aussagekräftig, da es sich hierbei um einen Ausreißer im Rahmen der Serienstreuung handeln könnte.

Der Hamamatsu R9420-100 ist somit als geeigneter Nachfolger des Photonis XP3062 bestätigt worden. Die Anpassung der Elektronikkomponenten für den Betrieb im Detektor wurde anhand von Linearitätsmessungen durchgeführt. Für den ersten Testbetrieb des Hamamatsu R9420-100 in einem der Teleskope in Argentinien wurden bereits Serientests zur Klassifizierung von fast 520 Photomultipliern abgeschlossen. Im nächsten Schritt wird ein Teleskop der HEAT-Erweiterung mit diesen Photomultipliern bestückt und die erwartete Steigerung in der Triggereffizienz evaluiert.



# Anhang A. Datenblätter

## HAMAMATSU

## PHOTOMULTIPLIER TUBE R9420

For Scintillation Counting, Fast Time Response  
38 mm (1.5 Inch) Diameter, Bialkali Photocathode, 8-stage, Head-on Type

### SPECIFICATIONS

#### GENERAL

Parameter		Description / Value	Unit
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Window Material		Borosilicate glass	—
Photocathode	Material	Bialkali	—
	Minimum Effective Area	φ34	mm
Dynode	Structure	Linear focused	—
	Number of Stages	8	—
Base		Flying lead type	—
Operating Ambient Temperature		-30 to +50	°C
Storage Temperature		-80 to +50	°C

#### MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1500	V
Average Anode Current		0.1	mA

#### CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856 K)	—	95	—	μA/lm
	Blue Sensitivity Index (CS 5-58)	—	11	—	—
Anode Sensitivity	Luminous (2856 K)	—	47.5	—	A/lm
Gain		—	$5.0 \times 10^5$	—	—
Anode Dark Current (After 30 minute storage in darkness)		—	10	100	nA
Time Response	Anode Pulse Rise Time	—	1.5	—	ns
	Electron Transit Time	—	17	—	ns
	Transit Time Spread (FWHM)	—	550	—	ps
Pulse Linearity (±2 % deviation)		—	30	—	mA

NOTE: Anode characteristics are measured with a voltage distribution ratio and supply voltage shown below.

#### VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	P
Ratio	4	1.5	1.5	1	1	1	1	1	1	1

Supply Voltage: 1300 V, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode

Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office.  
Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. ©2006 Hamamatsu Photonics K.K.

## PHOTOMULTIPLIER TUBE R9420

Figure 1: Typical Spectral Response

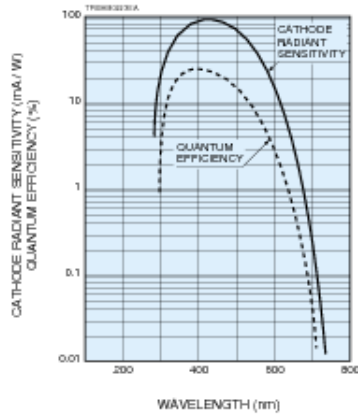


Figure 2: Typical Gain

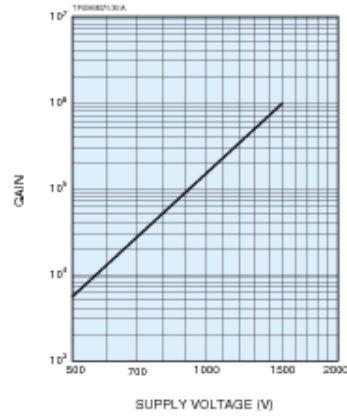
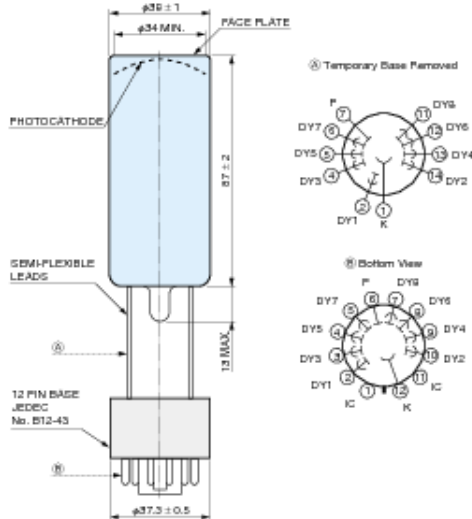


Figure 3: Dimensional Outline and Basing Diagram (Unit: mm)



**NOTES**

The material in the R9420 contains beryllium. Please follow the applicable regulations regarding disposal of hazardous materials and industrial wastes in your country, state, region or province.

# HAMAMATSU

WEB SITE [www.hamamatsu.com](http://www.hamamatsu.com)

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division

514-5, Shimokanzo, Iwata City, Shizuoka Pref., 438-0103, Japan, Telephone: (81)539/52-5248, Fax: (81)539/52-2205

U.S.A.: Hamamatsu Photonics P.O. Box 9910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0660, Fax: (1)908-231-1218 E-mail: [usa@hamamatsu.com](mailto:usa@hamamatsu.com)

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Arzbergstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-275-0, Fax: (49)8152-2932 E-mail: [info@hamamatsu.de](mailto:info@hamamatsu.de)

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L., 15, Rue du Moulin de Massy, 91462 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 50 71 00, Fax: (33)1 69 50 71 10 E-mail: [info@hamamatsu.fr](mailto:info@hamamatsu.fr)

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited, 2 Howard Court, 10 Tesin Road, Wakefield Garden City, West Yorkshire AL7 8BW, United Kingdom, Telephone: 44-(0)1977-334660, Fax: 44(0)1977-325777 E-mail: [info@hamamatsu.co.uk](mailto:info@hamamatsu.co.uk)

North Europe: Hamamatsu Photonics Nordic AB, Svedsvägen 12, SE-171-41 SOLNA, Sweden, Telephone: (46)8-503-021-00, Fax: (46)8-503-054-01 E-mail: [info@hamamatsu.se](mailto:info@hamamatsu.se)

Italy: Hamamatsu Photonics Italia S.R.L., Strada della Moisa, 1/A, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-625 91 720, Fax: (39)02-625 91 741 E-mail: [info@hamamatsu.it](mailto:info@hamamatsu.it)

TPM11298E01

APR. 2006 P

**High PHR, 8-stage, 40 mm (1.5") hexagonal tube**

<b>Applications :</b>	For imaging cameras such as fly's eye arrays		
<b>Description :</b>	Window :	Material :	lime glass
		Photocathode :	bi-alkali
		Refr. index at 420 nm :	1.54
	Multiplier :	Structure :	linear focused
		Nb of stages :	8
	Mass :		55 g

**Photocathode characteristics**

Spectral range :				290-650	nm
	Maximum sensitivity at :			420	nm
Sensitivity ① :	Luminous :			90	μA/m
<input checked="" type="checkbox"/>	Blue :	min.: 9	typ.: 11.5		μA/mF
	Radiant, at 420 nm :		typ.: 90		mA/W

**Characteristics with voltage divider A**

Gain slope (vs supp. volt., log/log) :				5.8	
For an anode blue sensitivity of :				3	A/mF
<input checked="" type="checkbox"/> Supply voltage :		max.: 1300	typ.: 1100		V
		min.: 880			
Gain :			typ.: 2.6x10 <sup>5</sup>		
<input checked="" type="checkbox"/> Anode dark current ② :		max.: 20	typ.: 1		nA
<input checked="" type="checkbox"/> Pulse height resolution for <sup>57</sup> Co ③ :		max.: 12.5	typ.: 12		%
Mean anode sensitivity deviation ④					
	long term (16 h) :			1	%
	after change of count rate :			1	%
	vs temperature from 0 to +40 °C at 420 nm :			- 0.2	%/K
	anode sensitivity change for a magnetic field of 0.05 mT :			10	%

**Characteristics with voltage divider ⑤ :**

	<b>A</b>	<b>C</b>	
For a supply voltage of :	1100	1000	V
typical gain :	2.6x10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>	
linearity (2%) of anode current up to :	60	80	mA
anode pulse rise time ⑥ :	3	3.5	ns
anode pulse duration at half height :	4.5	4.7	ns
signal transit time :	30	31	ns
Capacitance	anode to all	5	pF

**photomultiplier tubes**  
**product specification**

**XP3062**

**Recommended voltage divider**

**Type A** for maximum gain

K	G	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	A	
0.05	3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	(total : 11.05)

**Type C** for timing / linearity / gain compromise

K	G	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	A	
0.05	3	1	1	1	1	1	1.25	1.75	1.25	1	(total : 12.3)

K: photocathode    G: focusing electrode    Dn: dynode    A: anode

**Limiting values**

Anode blue sensitivity ① :		max.:	15	A/mF	
Supply voltage :		max.:	1600	V	
Continuous anode current ② :		max.:	0.2	mA	
Voltage between	D1 and photocathode :	min.:	200	max.: 500	V
	consecutive dynodes :			max.: 300	V
	anode and D8 ③ :	min.:	30	max.: 300	V
Ambient temperature	short operation (< 30 mn) :	min.:	-30	max.: +80	°C
	continuous operation & storage :	min.:	-30	max.: +50	°C

**Notes**

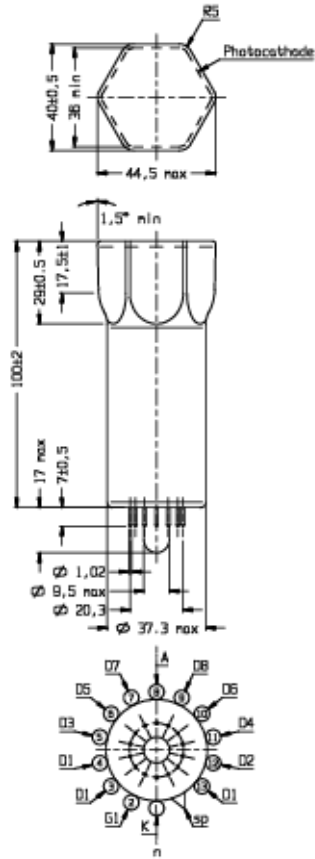
Characteristic measured and mentioned on the test ticket of each tube.

- ① Luminous sensitivity is measured with a tungsten filament lamp with a colour temperature of 2856 ± 5 K. The blue sensitivity, expressed in A/mF (\*F\* as in Filtered) is measured with a tungsten filament lamp with a color temperature of 2856 ± 5 K. Light is transmitted through a blue filter Corning CS no. 5-58, polished to half stock thickness. The radiant sensitivity is measured with a tungsten filament lamp with a colour temperature of 2856 ± 5K. Light is transmitted through an interference filter. Radiant sensitivity at 420 nm, expressed in mA/W, can be estimated by multiplying the blue sensitivity, expressed in  $\mu\text{A/mF}$ , by 7.5 for this type of tube.
- ② Dark current is measured at ambient temperature, after the tube has been in darkness for approximately 1 min. A lower value can be obtained after a longer stabilisation period in darkness (approx. 30 min.).
- ③ Pulse amplitude resolution for  $^{57}\text{Co}$  is measured with a NaI(Tl) cylindrical scintillator with a diameter of 51 mm and a height of 51 mm. The count rate used is  $\sim 10^4$  c/s.
- ④ The mean pulse amplitude deviation is measured by coupling a NaI(Tl) scintillator to the window of the tube. Long term (16h) deviation is measured by placing a  $^{137}\text{Cs}$  source at a distance from the scintillator such that the count rate is  $\sim 10^4$  c/s, corresponding to an anode current of  $\sim 300$  nA. The mean pulse amplitude deviation after change of count rate is measured with a  $^{137}\text{Cs}$  source at a distance from the scintillator such that the count rate can be changed from  $10^4$  to  $10^3$  c/s, corresponding to an anode current of  $\sim 1$   $\mu\text{A}$  and 0.1  $\mu\text{A}$  respectively. Both tests are carried out according to ANSI-N42-9-1972 of IEEE recommendations.
- ⑤ To obtain a peak pulse current greater than that obtainable with divider A, it is necessary to increase the inter-dynode voltage progressively. Divider circuit C is an example of a progressive divider, giving a compromise between gain, speed and linearity. Other dividers can be conceived to achieve other compromises. It is generally recommended that the voltage ratio between two successive stages is less than 2.
- ⑥ Measured with a pulse light source, with a pulse duration (FWHM) of approximately 1 ns., the cathode being completely illuminated. The rise time is determined between 10 % and 90 % of the anode pulse amplitude. The signal transit time is measured between the instant at which the illuminating pulse of the cathode becomes maximum, and the instant at which the anode pulse reaches its maximum. Rise time, pulse duration and transit time vary with respect to high tension supply voltage Vht as (Vht)<sup>-1/2</sup>.
- ⑦ The voltage corresponding to this maximum anode blue sensitivity is equal to 1.5 times the voltage indicated on the test ticket of the tube.
- ⑧ A value less than 10  $\mu\text{A}$  is recommended for applications requiring good stability.
- ⑨ When calculating the anode voltage, the voltage drop across the load resistor should be taken into account.



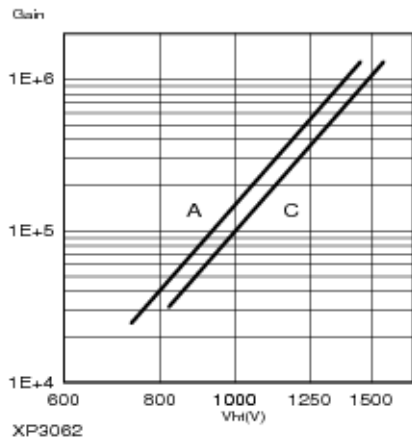
**photomultiplier tubes**  
**product specification**

**XP3062**

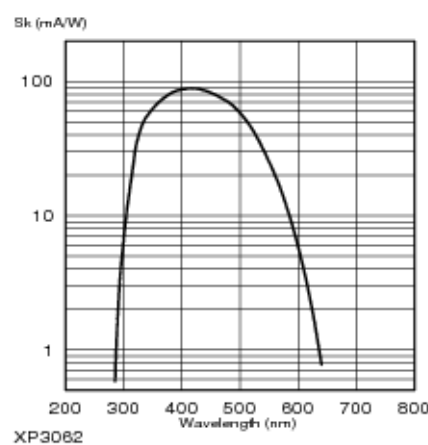


- ref.: 22100023  
 sp: short pin  
 n: plane of symmetry of the multiplier  
 K: cathode            G: focusing electrode  
 Dn: dynode            A: anode

**Typical gain curve**

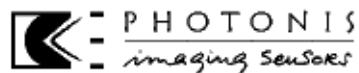


**Typical spectral characteristics**



**Accessories**

- Socket :    for PCB            FE1113  
               for wires        FE1113/W







# Anhang B. Dunkelstrom

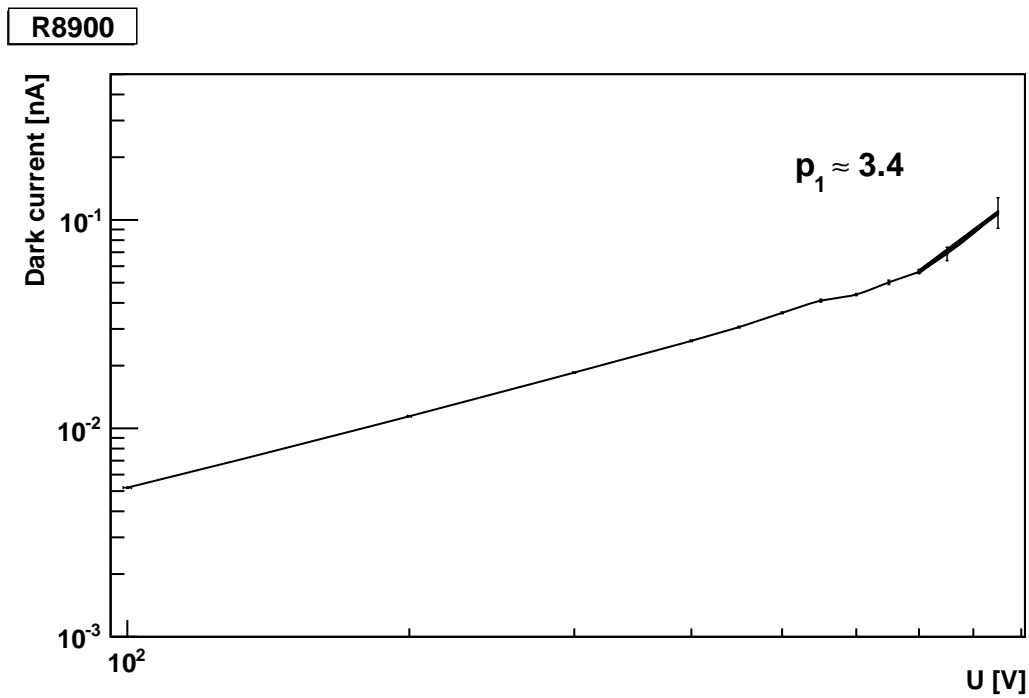


Abbildung B.1.: Dunkelstrommessung des Ham. R8900; Fitbereich: 700 V bis 850 V

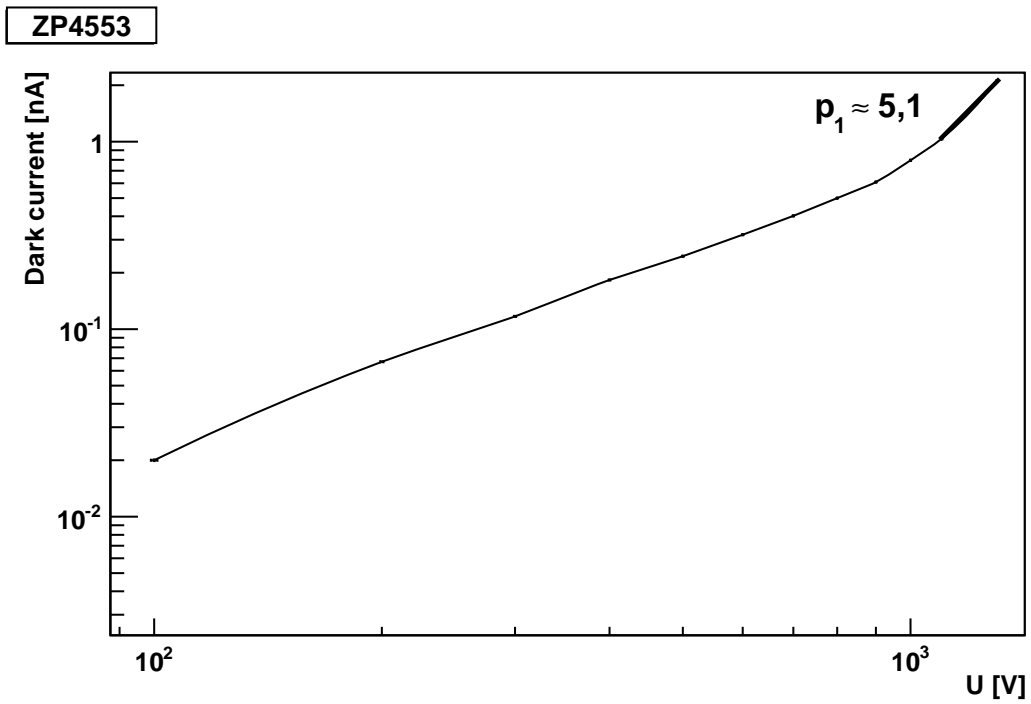
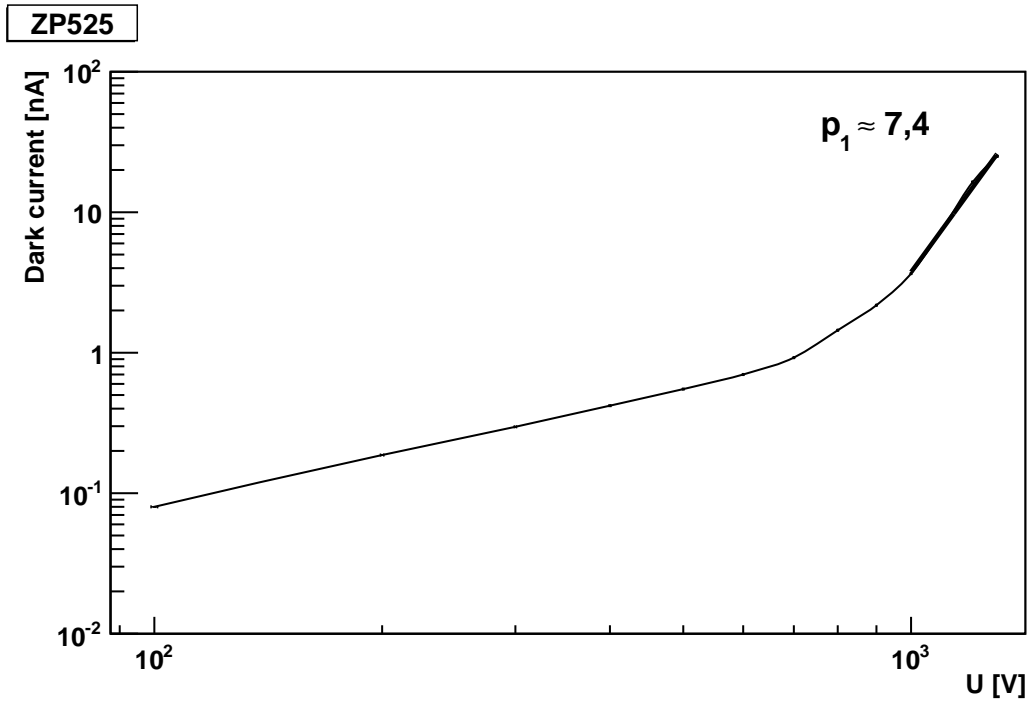


Abbildung B.2.: Dunkelstrommessung des Ham. R9420-100; Seriennummer ZP525 (oben): Fitbereich 900 V bis 1300 V; ZP4553 (unten): Fitbereich 1100 V bis 1300 V

# Anhang C. Bad PMTs

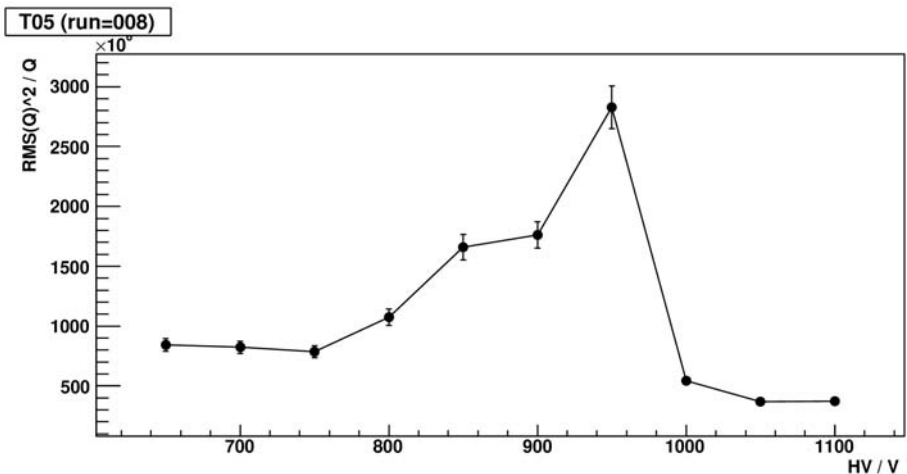
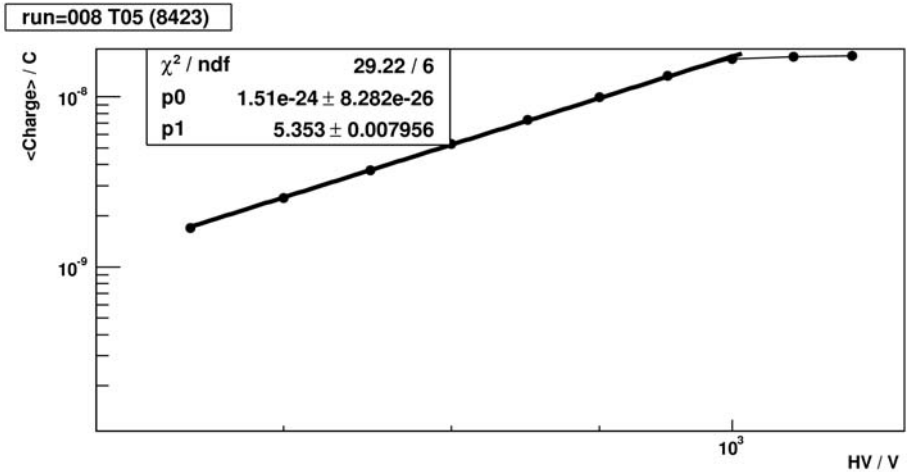


Abbildung C.1.: schlechter Linearitäts-Run

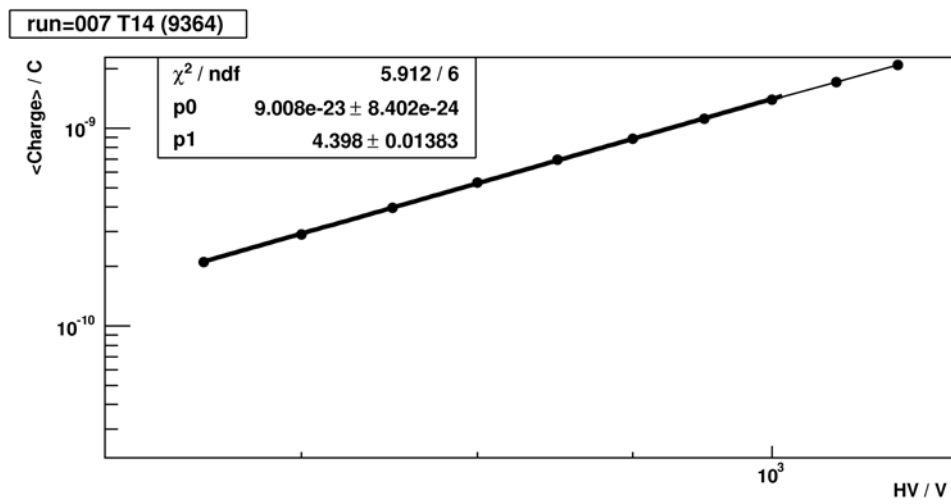


Abbildung C.2.: Ergebnis des schlechten *GHV*-Runs. Der Steigungsparameter  $\alpha$  liegt mit 4,398 deutlich unterhalb der durchschnittlichen 5,2

# Literaturverzeichnis

- [1] **The Pierre Auger Collaboration**, J. Bluemer, “The northern site of the Pierre Auger Observatory,” *New Journal of Physics* **12** (2010) .
- [2] D. Kruppke-Hansen and K.-H. Kampert, “High Quantum Efficiency Phototubes for Atmospheric Fluorescence Telescopes,” *to be published in Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC), Lodz, Poland* (2009) , [arXiv:0907.3670](#) [astro-ph.IM].
- [3] V. F. Hess, “Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten,” *Physik. Zeitschrift* **13** (1912) 1084.
- [4] J. Bluemer, R. Engel, and J. R. Hoerandel, “Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies,” *Prog. Part. Nucl. Phys.* **63** (2009) 293–338, [arXiv:0904.0725](#) [astro-ph.HE].
- [5] K. Greisen, “End to the Cosmic Ray Spectrum?,” *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748–750.
- [6] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, “Upper limit of the spectrum of cosmic rays,” *JETP Lett.* **4** (1966) 78.
- [7] **HIRES Collaboration**, T. Abu-Zayyad *et al.*, “A measurement of the average longitudinal development profile of cosmic ray air showers between  $10^{17}$ -eV and  $10^{18}$ -eV,” *Astropart. Phys.* **16** (2001) 1–11, [arXiv:astro-ph/0008206](#).
- [8] M. Takeda *et al.*, “Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment,” *Astropart. Phys.* **19** (2003) 447–462, [arXiv:astro-ph/0209422](#).
- [9] K.-H. Kampert, “Ultra High-Energy Cosmic Ray Observations,” *J. Phys. Conf. Ser.* **120** (2008) 062002, [arXiv:0801.1986](#) [astro-ph].
- [10] D. Kümpel, “Geometry Reconstruction of Fluorescence Detector Revisited,” *Dilpomarbeit, Bergische Universität Wuppertal*, August, 2007.
- [11] T. Stanev, *High Energie Cosmic Rays*. Springer Verlag, 2004.
- [12] W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*, vol. 2nd Edition. Oxford University Press, Oxford, 1944.

- [13] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1990.
- [14] **The Pierre Auger Collaboration**, J. Abraham *et al.*, “Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above  $10^{18}$  eV using the Pierre Auger Observatory,” *Phys. Lett.* **B685** (2010) 239–246, [arXiv:1002.1975 \[astro-ph.HE\]](#).
- [15] The Pierre Auger Collaboration.  
[http://www.auger.org/features/inside\\_surface\\_detector.html](http://www.auger.org/features/inside_surface_detector.html), Juli, 2010.
- [16] **The Pierre Auger Collaboration**, J. A. Abraham *et al.*, “The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory,” [arXiv:0907.4282 \[Unknown\]](#).
- [17] D. Mandat, M. Pech, M. Palatka, L. Nozka, M. Hrabovsky, P. Schovanek, M. Prouza, and J. Ridky, “Optical properties of m-ug6 filter and the halo problem,” *GAP-Note* **2009-164** .
- [18] Hamamatsu Photonics K.K, *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications*. Hamamatsu Photonics K.K, 3a ed., 2007.
- [19] Photonis, “Photomultiplier tubes - principles and applications.” Booklet, 2002.
- [20] M. Suyama and K. Nakamura, “Recent progress of photocathodes for pmts,”.
- [21] Hamamatsu Photonics K. K., *Datasheet*.  
[http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/UBA\\_SBA.TPMH1305E03.pdf](http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/UBA_SBA.TPMH1305E03.pdf).
- [22] K.-H. Becker *et al.*, “Qualification tests of the 11000 photomultipliers for the Pierre Auger Observatory fluorescence detectors,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A576** (2007) 301–311.
- [23] K.-H. Becker *et al.*, “Photomultiplier Tests for the Fluorescence Detectors of the Pierre Auger Observatory in Wuppertal,” *GAP-Note* **2004-053** .
- [24] P. Facal San Luis, E. Kamp, G. Matthiae, and P. Privitera, “The test system for the photomultipliers of the Fluorescence Detector,” *GAP-Note* **2001-042** .
- [25] E. Elmechaouri, “Entwicklung und Aufbau eines Teststandes zur Untersuchung von Photomultipliern für die Fluoreszenzdetektoren des Pierre-Auger Observatoriums,” Dilpomarbeit, Bergische Universität Wuppertal, Mai, 2004.
- [26] iseg Spezialelektronik GmbH, *Datasheet*.
- [27] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework.” <http://root.cern.ch>, Septemer, 1996.

- [28] Hamamatsu Photonics K. K., *Datasheet*.  
[http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_S/S1227\\_series.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S1227_series.pdf).
- [29] *Lichtquelle ASBN-D1-W*. <http://www.spectralproducts.com/catalog/>.
- [30] *Monochromator CM110*. <http://www.spectralproducts.com/catalog/>.
- [31] *Grating AG1200-00200-303, AG1200-00500-303*.  
<http://www.spectralproducts.com/catalog/>.
- [32] *Datasheet Picoammeter 6485*. <http://www.keithley.com/data?asset=6199>.
- [33] Hamamatsu Photonics K. K., *Datasheet*.  
[http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_S/S6337-01.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S6337-01.pdf).
- [34] P. Assis, "Measurement of Fluorescence Detector Photomultiplier (XP3062) non-uniformities," *GAP-Note* . in preparation.
- [35] L. Niemietz, "Pixel-by-Pixel Kalibration für die Pierre Auger Fluoreszenzteleskope," *Dilpomarbeit*, Bergische Universität Wuppertal, Juni, 2010.
- [36] B. Hugo, "Lineares Widerstandsverhältnis." . Private Kommunikation.
- [37] W. D. C. for Geomagnetism (Edinburgh).  
<http://www.wdc.bgs.ac.uk/catalog/master.html>, März, 2010.

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Wuppertal, den 22.07.2010

Sven Querchfeld