

Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Kathrin Fornet-Ponse

aus

Würselen

Bonn 2009

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. H. Schmieden
2. Referent: Prof. Dr. K.-Th. Brinkmann
Tag der Promotion: 25. November 2009
Erscheinungsjahr: 2010

Zusammenfassung

Mit dem CBELSA/TAPS-Experiment werden im Rahmen des SFB/TR 16 Messungen von Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen in der Photoproduktion durchgeführt. Die hochenergetischen, polarisierten Photonenstrahlen werden über den Bremsstrahlungsprozess erzeugt. Die Energie der Photonen bestimmt sich aus der Differenz zwischen der Elektronenergie vor (E_0) und nach (E_{e^-}) dem Bremsstrahlungsprozess. Dies erfordert den Nachweis der Sekundärelektronen mit Hilfe eines so genannten *Tagging-Systems*.

Als wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit wurde ein neues Tagging-System aufgebaut und in Betrieb genommen, in das Instrumente zur Präparation und zum Nachweis von linear und zirkular polarisierten Photonen integriert sind.

Das Tagging-System besteht aus einem Hodoskop mit 96 Szintillatorstreifen sowie einem Detektor mit 480 szintillierenden Fasern. Mit dieser Detektorkombination wird der Nachweis der Sekundärelektronen aus dem Bremsstrahlungsprozess in einem Energiebereich von $0,021 \cdot E_0$ bis $0,871 \cdot E_0$ mit einer Zeitauflösung von $\sigma = 0,240$ ns (Szintillatorhodoskop) bzw. $\sigma = 0,560$ ns (Faserdetektor) und einer Energieauflösung von $0,1 \% \cdot E_0$ bis $0,4 \% \cdot E_0$ ermöglicht. Die erreichte Zeitauflösung erlaubt es, das Tagging-System als Zeitreferenz für die übrigen Experimentkomponenten zu verwenden.

Die Energiekalibration der Photonenmarkierungsanlage erforderte umfangreiche, dedizierte Messungen, die Teil dieser Arbeit waren und durch ausführliche Simulationsrechnungen ergänzt wurden. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen wurden zur Extrapolation der gemessenen Daten in den Energiebereichen verwendet, die direkten Kalibrationsmessungen nicht zugänglich waren. Darüber hinaus konnten die Simulationsergebnisse Aufschluss über den Einfluss der verschiedenen Strahlparameter des primären Elektronenstrahls auf die zu erreichende Energieauflösung geben.

Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit dem CBELSA/TAPS-Experiment ist die Kenntnis des Photonenflusses am Experimenttarget nötig. Bei der Bestimmung des Photonenflusses spielt die Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ eine zentrale Rolle, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit zu einem Signal aus dem Tagging-System das zugehörige Photon im γ -Strahl am Produktionstarget vorhanden ist. Hierzu wurden mittels Monte-Carlo-Simulationen detaillierte Untersuchungen angestellt, die Aufschluss über die zu beachtenden Untergrundereignisklassen und deren Beitrag sowie den Einfluss weiterer Effekte (Detektorelektronik) geben konnten. Nachdem diese Effekte untersucht und verstanden waren, konnte als ein weiteres wesentliches Ergebnis dieser Arbeit eine Vorschrift für die Bestimmung von P_γ gefunden werden, die die verschiedenen Ergebnisse mittels Korrekturfaktoren berücksichtigt und bei Tagging-Raten von 1 MHz bis 10 MHz konsistente Resultate liefert. Ein relativer systematischer Fehler für P_γ wurde bestimmt.

Darüber hinaus wurde eingehend untersucht, welche Auswirkungen die Kollimation des Photonenstrahls auf die Anzahl der tatsächlich im Experiment zur Verfügung stehenden Photonen und damit auf das maximal erreichbare P_γ hat. Die experimentell schon beobachtete Energieabhängigkeit der Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ konnte so erklärt werden. Weiterhin wurde auch die Divergenz des Photonenstrahls in die Rechnungen einbezogen. Es ergibt sich abhängig vom Radiatortyp eine erhebliche Reduzierung der maximal im Experiment erreichbaren Photondefinitionswahrscheinlichkeit. Die Ergebnisse dieser Rechnungen stimmen gut mit experimentell gewonnenen Ergebnissen überein.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA im Rahmen des SFB/TR 16	7
2.1	Der Experimentaufbau	7
2.1.1	Das Møller-Polarimeter	8
2.1.2	Das polarisierte Target	10
2.1.3	Das Detektorsystem	10
2.2	Triggersystem und Datenerfassung	14
3	Bremstrahlung	17
3.1	Bremstrahlung eines Elektrons im Feld eines Atomkerns	17
3.1.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt in erster Bornscher Näherung	18
3.1.2	Energie- und Winkelverteilung der Bremstrahlung	19
3.1.3	Abschirmung des Coulomb-Feldes und Atomformfaktor	20
3.1.4	Kinematik des Bremstrahlungsprozesses	21
3.2	Theorie der kohärenten Bremstrahlung	22
3.2.1	Der Wirkungsquerschnitt der kohärenten Bremstrahlung	23
3.2.2	Orientierung des Elektronenstrahls zum Kristall	25
3.2.3	Intensitätsverteilung und Polarisationsgrad	26
4	Die Photonenmarkierungsanlage des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes im Rahmen des SFB/TR 16	31
4.1	Der Elektronenbeschleuniger ELSA	32
4.2	Komponenten des Tagging-Systems	33
4.2.1	Der Magnet und die Elektronenstrahlführung	33
4.2.2	Die Photonenstrahlführung	37
4.2.3	Die Bremstrahlungsradiatoren	40
4.2.4	Das Tagging-Hodoskop	42
4.2.5	Der Szintillierende-Fasern-Detektor	43
4.3	Elektronik	46
4.3.1	Szintillatorstreifen	46
4.3.2	Szintillierende-Fasern-Detektor	52
4.3.3	Ratenfestigkeit der Elektronik	55
5	Simulationsrechnungen	57
5.1	Simulationsrechnungen zur Belastung der Taggerfolie	57
5.2	Simulation des Magnetfeldverlaufes innerhalb des Tagging-Magneten (CST Studio)	59
5.2.1	Ergebnisse der Magnetfeldmessungen	60
5.2.2	Vergleich der gemessenen Daten mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen	63

5.3	Geant4-Simulation der Photonenmarkierungsanlage	67
5.3.1	Geometrische Gegebenheiten	68
5.3.2	Charakteristische Spektren	69
5.3.3	Physikalische Eigenschaften	72
6	Kalibration	75
6.1	Zeitkalibration	75
6.2	Energiekalibration	77
6.2.1	Einschusseichung	77
6.2.2	Vergleich mit der Simulation und resultierende Energiekalibration . . .	81
6.2.3	Energieauflösung und systematischer Fehler	88
7	Rekonstruktion der Elektrontreffer in der Datenanalyse mit ExPIORA	93
7.1	Rekonstruktion der Elektrontreffer im Tagging-Hodoskop	94
7.2	Rekonstruktion der Elektrontreffer im Szintillierende-Fasern-Detektor	95
7.3	Zuordnung der szintillierenden Fasern zu den Szintillatorstreifen	96
8	Bremstrahlungs-Tagging und Photonenflussnormierung	99
8.1	Die Photondefinitionswahrscheinlichkeit	100
8.1.1	Kollimation des Photonenstrahls	100
8.1.2	Zufälligenkorrektur und Totzeiteffekte	103
8.1.3	Vergleich der Ergebnisse aus den Rechnungen mit den aus Experiment- daten gewonnenen Resultaten	116
8.2	Der Photonenfluss	120
8.2.1	Zeitkorrektur für die Faser-Zähler	121
8.2.2	Normierung auf echte Elektrontreffer	123
8.2.3	Resultierender Photonenfluss	123
9	Zusammenfassung und Ausblick	125
A	Einheitensystem	127
B	Szintillatorstreifen	129
B.1	Materialien	129
B.2	Sekundärelektronenvervielfacher	131
B.3	Geometrie	141
B.4	Hochspannung	146
B.5	Diskriminatoreinstellungen	147
C	Szintillierende Fasern	149
C.1	Geometrie	149
C.2	Hochspannung	150
C.3	Diskriminatoreinstellungen	152
C.4	Testdaten	154
D	Elektronik	159
D.1	Rack-Übersicht	159

D.2	Kabelverzögerung für die Signale der Szintillatorstreifen.	162
D.3	Belegung der Zähler für die Koinzidenzen aus den Szintillatorstreifen	164
D.4	Belegung der CATCH-TDCs	165
D.5	Liste der CATCH-IDs für das Tagging-System	166
E	Daten zu den Magnetfeldmessungen	167
E.1	B_x -Verteilung	167
E.2	B_z -Verteilung	168
F	Daten zur Energiekalibration des Tagging-Systems	169
F.1	Kennlinienmessung für den Taggermagneten	169
F.2	Messdaten bei den verschiedenen Primärstrahlsollenergien	169
F.2.1	Strahleinstellungen	169
F.2.2	Kalibrationsdaten	170
G	Technische Daten der verwendeten Kaptonfolie	179
H	XML-Dateien	183
H.1	XML-Datei zur Taggerrekonstruktion	183
H.2	Nachbarschaftsliste für die Szintillatorstreifen	183
H.3	Zuordnung zwischen den Szintillatorstreifen und den szintillierenden Fasern . .	186
	Literaturverzeichnis	189

Abbildungsverzeichnis

1.1	Spektrum der N^* -Resonanzen mit Spin J und Parität π	2
1.2	Totaler Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption am Proton $\gamma p \rightarrow pX$. . .	3
1.3	Schematische Darstellung eines Tagging-Experimentes.	5
2.1	CAD-Übersichtszeichnung des CBELSA/TAPS-Experimentes.	8
2.2	Das Møller-Polarimeter.	9
2.3	Das polarisierte Target.	10
2.4	Ein Modul des Crystal-Barrel-Detektors.	11
2.5	Orientierung der drei Faserlagen des Innendetektors.	12
2.6	Das Crystal-Barrel-Detektorsystem.	13
2.7	Der Mini-TAPS-Detektor.	14
3.1	Feynmangraphen zweiter Ordnung für die Bremsstrahlung eines Elektrons. . . .	17
3.2	Schematische Darstellung der Impulse und Winkel.	21
3.3	Der kinematisch erlaubte Bereich des Impulsübertrags.	22
3.4	Orientierung des Kristalls relativ zum einfallenden Elektronenstrahl.	25
3.5	Intensitätsverteilung im Bremsstrahlungsspektrum für die Streuung an einem Diamantkristall.	28
4.1	Die Bonner Elektronenbeschleunigeranlage ELSA.	32
4.2	CAD-Übersichtszeichnung der Photonenmarkierungsanlage.	34
4.3	Eigenschaften des Tagging-Magneten.	34
4.4	Übersichtszeichnung zur Vermessung der Magnetfeldkarte des Tagging-Magneten (Aufsicht).	36
4.5	Photo des Gesamtaufbaus zur Vermessung der Magnetfeldkarte des Tagging- Magneten.	36
4.6	Elektronenstrahlführung.	37
4.7	Photonenstrahlführung aus dem Tagging-Magneten.	38
4.8	Photonenstrahlführung im Experiment.	39
4.9	Der Gamma-Intensitäts-Monitor.	39
4.10	Das Radiatorsystem des CBELSA/TAPS-Experimentes.	41
4.11	Überprüfung des Elektronenstrahlprofils mit Hilfe von horizontalen und verti- kalen Drahtscans.	41
4.12	Überlapp der Tagging-Kanäle.	42
4.13	Aufsicht Hodoskop.	43
4.14	Szintillierende Fasern.	44
4.15	Anordnung der Module des Szintillierende-Fasern-Detektors.	44
4.16	Photomultiplier für den Szintillierende-Fasern-Detektor.	45
4.17	Photo des Szintillierende-Fasern-Detektors.	45
4.18	Typisches TDC-Spektrum eines Szintillatorstreifens.	47

4.19	Angenommene unterschiedlich homogene Füllungen im ELSA-Ring.	48
4.20	Simulation des TDC-Spektrums der Taggerszintillatoren für eine Tagging-Rate von 1 MHz und eine homogene Füllung im ELSA-Ring.	49
4.21	Simulation des TDC-Spektrums der Taggerszintillatoren für eine Tagging-Rate von 1 MHz und eine inhomogene Füllung im ELSA-Ring.	49
4.22	Simulation des TDC-Spektrums der Taggerszintillatoren für eine Tagging-Rate von 10 MHz und eine homogene Füllung im ELSA-Ring.	50
4.23	Simulation des TDC-Spektrums der Taggerszintillatoren für eine Tagging-Rate von 10 MHz und eine inhomogene Füllung im ELSA-Ring.	50
4.24	Typisches ADC-Spektrum eines Szintillatorstreifens nach der Einstellung der Diskriminatorschwelle und der Hochspannung.	51
4.25	Layout der Elektronik für die Szintillatorstreifen.	53
4.26	Schematische Darstellung der Triggerlogik für das Tagging-System.	54
4.27	Verhalten des Tagging-Systems bei ansteigendem Elektronenstrahlstrom.	55
5.1	Simulierte Verformung der Taggerfolie für Drücke, die während des Anpumpens auftreten.	58
5.2	Simulierte Verformung der Taggerfolie im Bereich des Maximaldrucks.	58
5.3	Aufbau des Magneten für die Simulation mit dem CST Studio.	59
5.4	Innenleben des Tagging-Magneten.	59
5.5	Übersicht über die gemessenen Daten zur Hauptkomponente B_y des Magnetfeldes.	61
5.6	Übersicht über die gemessene Gesamtfeldstärke $ B $ sowie die Differenz $ B - B_y$	62
5.7	Relative Abweichung der in zwei verschiedenen Ebenen gemessenen Magnetfeldstärken.	63
5.8	Übersichtszeichnung zum Vergleich der simulierten mit den gemessenen Daten zum Magnetfeldverlauf im Tagging-Magneten.	64
5.9	Vergleich der mit dem CST Studio simulierten Daten und der gemessenen Magnetfeldverläufe.	65
5.10	Quotient der mit dem CST Studio simulierten Daten und der gemessenen Magnetfeldverläufe.	66
5.11	In der Simulation generierte Strahlprofile.	67
5.12	Index vs. Index der Szintillatorstreifen.	68
5.13	Index vs. Index der szintillierenden Fasern vs. Szintillatorstreifen.	69
5.14	Trefferverteilung in den Szintillatorstreifen.	70
5.15	Trefferranzahl in den Szintillatorstreifen pro Event in der Datennahme.	70
5.16	Trefferverteilung im Szintillierende-Fasern-Detektor.	71
5.17	In der Simulation generierte Photonenergieverteilung.	72
5.18	Abweichung im getroffenen Faserindex aufgrund eines horizontal bzw. vertikal versetzten primären Elektronenstrahls.	73
5.19	Abweichung im getroffenen Faserindex aufgrund einer Winkelabweichung des primären Elektronenstrahls.	73
5.20	Gauß-Fit für die szintillierenden Fasern bei unterschiedlicher Divergenz des primären Elektronenstrahls in der Simulation.	74
6.1	Zeit vs. Index für die Szintillatorstreifen.	75
6.2	Kalibrierte Zeitdifferenz zwischen Tagging-System und TAPS-Detektor.	76

6.3	Zeitauflösung des Tagging-Systems.	76
6.4	Eichung des Tagging-Systems mit dem primären Elektronenstrahl.	77
6.5	Sättigungseffekte im Tagging-Magneten.	78
6.6	Sättigungseffekte während der Energiekalibration.	79
6.7	Energiekalibration für die Szintillatorstreifen.	79
6.8	Energiekalibration für die szintillierenden Fasern.	80
6.9	Konsistenzüberprüfung der Energiekalibration.	80
6.10	Vergleich der Kalibrations- und Simulationsdaten für eine feste Magnetfeldstärke und verschiedene Einschussenergien für die Szintillatorstreifen.	82
6.11	Vergleich der Kalibrations- und Simulationsdaten für eine feste Magnetfeldstärke und verschiedene Einschussenergien für die szintillierenden Fasern.	82
6.12	In der Simulation generierte Photonenergie vs. Szintillatorindex.	83
6.13	Polynomiale Fits an die Kalibrations- und Simulationsdaten (Szintillatorstreifen).	83
6.14	Polynomiale Fits an die Simulationsdaten – getrennt nach den drei in Abbildung 6.12 definierten Bereichen (Szintillatorstreifen).	84
6.15	Differenz in der berechneten Photonenergie zwischen den speziell angepassten Fits und den „Über-alles“-Fits an die Kalibrations- bzw. Simulationsdaten.	85
6.16	Polynomiale Fits an die Kalibrations- und Simulationsdaten (Szintillierende Fasern) im Vergleich.	87
6.17	Überprüfung der Energiekalibration.	88
6.18	Relative Energieauflösung des Tagging-Systems.	89
6.19	Absolute Energieauflösung des Tagging-Systems.	89
6.20	Vergleich der Kalibrationsmessung für die Soll-Lage des primären Elektronenstrahls mit einer Messung bei einem wohldefinierten horizontalen Versatz.	90
6.21	Auswirkung auf die Berechnung der Photonenergie durch einen wohldefinierten horizontalen Versatz des primären Elektronenstrahls.	90
6.22	Einfluss des Solenoidmagneten.	91
7.1	Index vs. Index der Szintillatorstreifen.	95
7.2	Clusterparameter für die szintillierenden Fasern.	96
7.3	Zuordnung der szintillierenden Fasern zu den Szintillatorstreifen.	97
7.4	Trefferanzahl im Tagging-Detektor bei normaler Datennahmerate ohne Software-Rekonstruktion.	98
7.5	Trefferanzahl im Tagging-Detektor bei normaler Datennahmerate nach einer vollständigen Software-Rekonstruktion.	98
8.1	Kollimation des Photonenstrahls im CBELSA/TAPS-Experiment.	100
8.2	Verhältnis $R(k, x)$	101
8.3	Abhängigkeit des maximal erreichbaren P_γ von der Primärstrahlenergie.	102
8.4	Verhältnis $R(k, x_{\text{koll}})$ für verschiedene Bremsstrahlungsradiatoren ohne und mit Berücksichtigung der Elektronenstrahldivergenz und Vielfachstreuung im Radiator.	103
8.5	Zeitspektrum des GIM vs. Zeitspektrum des Faserdetektors.	104
8.6	Zeitliche Verteilung der simulierten Ereignisse für die unterschiedlichen Ereignisklassen.	106
8.7	Übersicht über die Beiträge zu den einzelnen Ereignisklassen in der P_γ -Simulation.	109

8.8	Übersicht über den Skalierungsfaktor bei der Zufälligenbetrachtung.	110
8.9	Verlauf des Skalierungsfaktors bei unterschiedlichem P_γ	111
8.10	Zeitspektrum des Szintillierende-Fasern-Detektor für verschiedene Tagging-Raten.	111
8.11	Zeitspektrum des GIM für verschiedene Tagging-Raten.	112
8.12	Aus der Simulation erhaltene Verteilung der Effizienz des GIM bei normaler Datennahmerate.	112
8.13	Auswirkung der Totzeit des GIM auf die Bestimmung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ	113
8.14	Korrekturfaktor für die Bestimmung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ aufgrund von Totzeiteffekten im GIM.	113
8.15	Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ für die Szintillatorstreifen und die szin-tillierenden Fasern bei unterschiedlichen Tagging-Raten (Daten von November und Dezember 2007).	114
8.16	Verlauf der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit während der Datennahme im Dezember 2007.	116
8.17	Vergleich der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ aus den theoretischen Rech-nungen und aus experimentellen Daten.	117
8.18	Trefferverteilung für die Szintillatorstreifen im Vergleich für Messungen mit und ohne Bremsstrahlungsradiator bei gleichem Elektronenstrahlstrom.	118
8.19	Trefferverteilung in den Szintillatorstreifen ohne Verwendung eines Bremsstrah-lungsradiators.	119
8.20	In-Out-Ratio für die Tagging-Detektoren.	119
8.21	Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ bei Verwendung des Diamantradiators.	120
8.22	Verhältnis $N_{\text{Scaler}_{\text{korr}}}^{\text{Tagger}}/N_{\text{TDC}_{\text{alle}}}^{\text{Tagger}}$ zur Überprüfung der Zeitkorrektur für die szin-tillierenden Fasern.	122
8.23	Verhältnis $N_{\text{Scaler}}^{\text{Tagger}}/N_{\text{TDC}_{\text{alle}}}^{\text{Tagger}}$ für die Szintillatorstreifen.	122
8.24	Photonenanzahl N_γ/s in Abhängigkeit von der Photonenergie für Daten aus dem Dezember 2007.	124
8.25	Vergleich der nach den verschiedenen Methoden bestimmten Ergebnisse für die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ	124
B.1	Eigenschaften des Szintillatormaterials EJ-204.	130
B.2	Datenblatt zum Photomultiplier Typ Hamamatsu R7899, Seite 1.	132
B.3	Datenblatt zum Photomultiplier Typ Hamamatsu R7899, Seite 2.	133
B.4	Schaltplan für die von Hamamatsu modifizierte Basis E2924-11MOD.	134
B.5	Technische Zeichnung für das von Hamamatsu modifizierte Gehäuse zur Basis E2924-11MOD.	135
B.6	Zuordnung der Photomultiplier zu den neu angefertigten Szintillatorstreifen 35–54.	136
B.7	Datenblatt zum Photomultiplier Typ Burle 83087-200, Seite 1.	137
B.8	Datenblatt zum Photomultiplier Typ Burle 83087-200, Seite 2.	138
B.9	Datenblatt zum Photomultiplier Typ Burle 83087-200, Seite 3.	139
B.10	Datenblatt zum Photomultiplier Typ Burle 83087-200, Seite 4.	140
B.11	Schematische Darstellung zur Definition der Positionen der Szintillatorstreifen.	141
B.12	Übersicht über die Anordnung der Szintillatorstreifen.	143

B.13	Schematische Darstellung zur Definition der Verkippungswinkel der Szintillatorstreifen. Der Winkel α bezeichnet den Winkel, der in der nachfolgenden Tabelle B.5 angegeben ist.	144
C.1	Anordnung der Module des Szintillierende-Fasern-Detektors.	149
C.2	Schematische Darstellung der Testanordnung für die szintillierenden Fasern. . .	154
D.1	Übersicht über die Diskriminatorbelegung für den Szintillierende-Fasern-Detektor.	159
D.2	Übersicht Elektronik-Rack 1.	160
D.3	Übersicht Elektronik-Rack 2.	161
D.4	Belegung der CATCH-TDCs.	165
E.1	Übersicht über die gemessenen Daten zur Komponente B_x des Magnetfeldes. .	167
E.2	Übersicht über die gemessenen Daten zur Komponente B_z des Magnetfeldes. .	168
G.1	Datenblatt zur Folie, die zum Abschluss des Taggingmagnetvakuums verwendet wird, Seite 1.	179
G.2	Datenblatt zur Folie, die zum Abschluss des Taggingmagnetvakuums verwendet wird, Seite 2.	180
G.3	Datenblatt zur Folie, die zum Abschluss des Taggingmagnetvakuums verwendet wird, Seite 3.	181
G.4	Datenblatt zur Folie, die zum Abschluss des Taggingmagnetvakuums verwendet wird, Seite 4.	182

Tabellenverzeichnis

2.1	Triggerbedingungen.	15
4.1	Betriebswerte des Tagging-Magneten.	35
4.2	Verfügbare Bremsstrahlungsradiatoren.	40
6.1	Systematischer Fehler bei der Bestimmung der Photonenergie.	92
7.1	Rekonstruktionsplugins.	94
8.1	Simulationsergebnisse für P_γ bei unterschiedlicher Füllstruktur in ELSA bzw. unterschiedlicher Treffermultiplizität im GIM.	115
8.2	Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Møller-Streuung im Bereich der niedrigen Elektronenergien.	118
B.1	Eigenschaften des Szintillatormaterials NE-104.	129
B.2	Eigenschaften des optischen Klebers BC-600.	131
B.3	Eigenschaften des optischen Fetts BC-630.	131
B.4	Positionen der Mittelpunkte der Szintillatorstreifen in der $x - z$ -Ebene.	142
B.5	Verkipfungswinkel für die Szintillatorstreifen.	145
B.7	Schwellenwerte für die Diskriminatoren der Szintillatorstreifen.	147
C.2	Daten aus den Testmessungen für die szintillierenden Fasern.	155
D.1	Kabelverzögerung für die Signale der Szintillatorstreifen.	162
D.2	CATCH-IDs für das Tagging-System.	166
F.1	Daten zur $B - I$ -Kennlinienmessung des Tagging-Magneten.	169
F.2	Strahleinstellungen für die verschiedenen Kalibrationsmessungen.	169
F.3	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 600$ MeV.	170
F.4	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 650$ MeV.	171
F.5	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 800$ MeV.	172
F.6	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 1270$ MeV.	173
F.7	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 1800$ MeV.	174
F.8	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 2400$ MeV (ohne Solenoid).	176
F.9	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 2400$ MeV (mit Solenoid).	177
F.10	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 600$ MeV (mit versetzter Strahllage).	177
F.11	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 800$ MeV (mit versetzter Strahllage).	178
F.12	Messwerte bei $E_0^{Soll} = 1270$ MeV (mit versetzter Strahllage).	178

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahr 1964 postulierten Gell-Mann und Zweig die *Quarks* als Grundbausteine der Nukleonen und der bis dahin bekannten Baryonen (aus drei Quarks) und Mesonen (Quark-Antiquark-Paare). Die Quarks tragen zusätzlich zu ihrer elektrischen Ladung noch eine *Farbladung* – rot, grün oder blau. Die starke Wechselwirkung geht auf die *Farbwechselwirkung* zwischen den als punktförmig angenommenen Nukleonkonstituenten zurück.

Die Struktur der Wechselwirkung ist dafür verantwortlich, dass nur farbneutrale gebundene Quarkzustände frei existieren können: die Quarks sind *confined*. Die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Teilchen geht anders als in der Quanten-Elektro-Dynamik im asymptotischen Bereich hoher Energien, d. h. bei kleinen Abständen ($d \ll 1 \text{ fm}$), gegen Null: aus gebundenen werden freie Teilchen. Die auf der Grundlage dieser *asymptotischen Freiheit* entwickelte Theorie der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) kann die starke Wechselwirkung aufgrund der kleinen Kopplungskonstanten α_s in diesem Energiebereich störungstheoretisch behandeln und ist experimentell gut bestätigt.

Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, tragen selbst eine Farbladung, so dass es anders als bei den Photonen, den Austauschteilchen der QED, zu einer Wechselwirkung untereinander kommt (so genannte Selbstwechselwirkung). Diese führt dazu, dass im Bereich kleinerer Impulsüberträge, also größerer Abstände ($d \approx 1 \text{ fm}$), die Kopplungsstärke α_s zunimmt. In diesem Bereich der starken Wechselwirkung, d. h. im Bereich des *confinement*, ist wegen der wachsenden Kopplungsstärke eine störungstheoretische Behandlung nicht möglich. Dieser Bereich der QCD entspricht aber gerade den Ausdehnungen hadronischer Systeme, wie den Baryonen und deren angeregten Zuständen (Baryon-Resonanzen).

Bis heute ist also die Substruktur des Nukleons noch unzureichend verstanden. Analog zur Atomphysik ist die Untersuchung des Anregungsspektrums des Nukleons von zentraler Bedeutung für das Verständnis seiner inneren Struktur und der zugrundeliegenden Wechselwirkungen, da es Informationen über die Dynamik der inneren Freiheitsgrade des Nukleons liefert.

Die bisher entwickelten phänomenologischen Modelle zur Beschreibung des Nukleonspektrums erzielen zwar große Erfolge beispielsweise bei der Deutung der magnetischen Momente und können die Systematik des Baryon-Spektrums recht gut beschreiben. Dies ist in Abbildung 1.1 am Beispiel des aktuellen Modells von U. Löring, B. Ch. Metsch und H. Petry (Bonn-Modell, [LMP01b, LMP01a]) illustriert.

Allerdings ist allen Modellen gemein, dass eine Reihe von Fragen nach wie vor ungeklärt bleibt. Zum einen passen einige niedrig liegende Zustände schlecht in das erwartete Anregungsspektrum, wie z. B. die *Roper-Resonanz* ($P_{11}(1440)$), die zudem noch in ihrer energetischen Abfolge mit der $S_{11}(1535)$ -Resonanz gerade vertauscht ist: Bei den üblichen theoretischen Ansätzen würde man erwarten, dass die drei energetisch tiefsten Zustände mit $J = 1/2$ die Paritätsabfolge $+, -, +$ haben. Beobachtet wird allerdings die Abfolge $+, +, -$ (Abb. 1.1). Darüber hinaus zeigt sich für die energetisch höher liegenden Zustände eine deutliche Diskrepanz zwischen

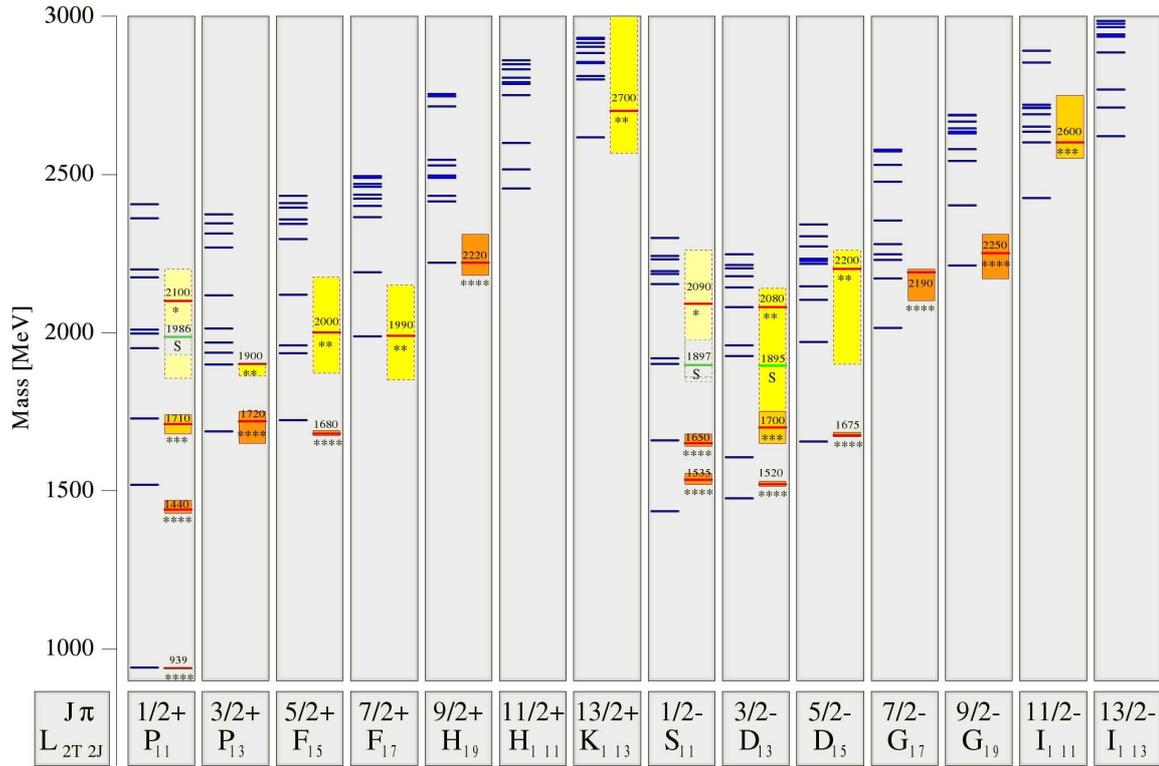


Abbildung 1.1:

Spektrum der N^* -Resonanzen mit Spin J und Parität π . Verglichen werden gemessene Resonanzen, in jeder Spalte rechts mit dazugehöriger experimenteller Unsicherheit für die Massenbestimmung [Y⁺06], und nach dem Bonn-Modell von [LMP01b, LMP01a] berechnete Werte, in jeder Spalte als blaue Balken links eingezeichnet. Bei den gemessenen Massen bezeichnet die Anzahl der Sterne den Grad an Sicherheit für die Beobachtung der jeweiligen Resonanz.

der Anzahl theoretisch erwarteter und experimentell nachgewiesener Resonanzen (vgl. Abbildung 1.1). Gibt es hierfür eine dynamische Ursache oder *konnten* sie in den bisherigen πN -Streuexperimenten noch nicht beobachtet werden, weil die gesuchten Zustände an andere Ausgangskanäle wie z. B. ρN , ωN und ηN koppeln? Für eine in der Tat schwache πN -Kopplung sprechen theoretische Vorhersagen im Rahmen von Quarkmodellen ([CR00]).

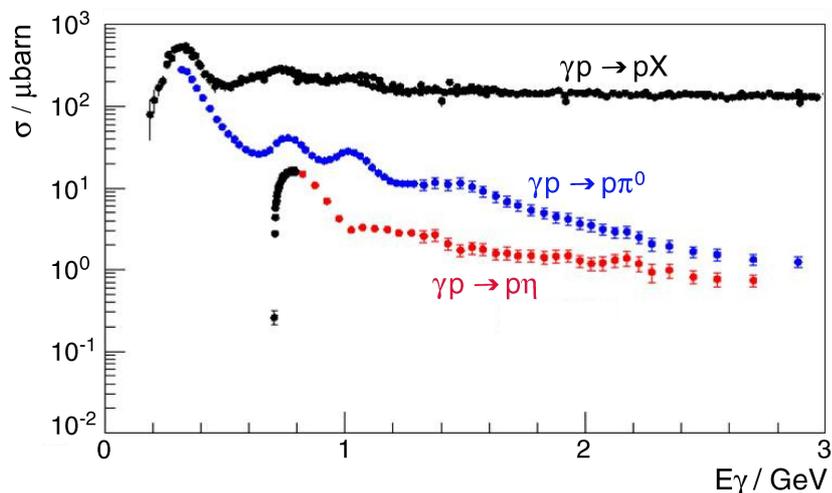
Diese noch offen gebliebenen Fragestellungen verdeutlichen, wie grundlegend die Untersuchung des Baryonspektrums ist. Um dieses weiter aufzuschlüsseln, ist es notwendig, andere Mechanismen als die πN -Streuung zu erforschen. Mit Hilfe von reellen oder virtuellen Photonen können alle Resonanzen im Spektrum angeregt werden, die dann in der Folge (hadronisch) über die Produktion von Mesonen in einen energetisch tiefer liegenden Zwischenzustand oder in den Grundzustand zerfallen. Elektromagnetische Sonden sind besonders geeignet, um die Struktur von Hadronen zu erkunden, da ihre Kopplung an Ladungen gut verstanden und relativ schwach ist – d. h. störungstheoretisch gut behandelbar – und eine unverzerrte Information über das untersuchte Objekt liefert. Darüber hinaus lassen sich mit Photonen im Gegensatz zur πN -Streuung zu jedem Drehimpuls die Resonanzzustände *beider* Paritäten anregen. Einen

weiteren großen Vorteil stellen die frei einstellbaren charakteristischen Polarisationszustände des Photons dar, mittels derer man sensitiv auch auf die nicht-dominanten Beiträge zu den untersuchten Wirkungsquerschnitten ist.

Die systematische Untersuchung der so genannten Photoproduktion von Mesonen, wie sie mit dem CB/TAPS-Experiment am Elektronenbeschleuniger ELSA in Bonn möglich ist, bietet demzufolge ein ideales Instrument, um spezifische baryonische Zustände in Hinblick auf ihre Existenz oder ihre ungeklärte Struktur möglichst vollständig zu analysieren.

Betrachtet man den totalen Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion $\gamma p \rightarrow pX$ (vgl. Abbildung 1.2), trifft man ab dem zweiten Resonanzbereich (ab ca. $E_\gamma = 500$ MeV) auf das Problem einer Vielzahl beiträgender und sich aufgrund ihrer Breite ($\Gamma \approx 100$ MeV–300 MeV) überlappender Resonanzen, die nicht ohne weiteres separiert werden können. Die Identifikation der einzelnen Resonanzbeiträge sowie die Bestimmung ihrer Eigenschaften wie Masse und Breite sowie Spin und Parität kann mit Hilfe einer Partialwellenanalyse (PWA) der experimentell zugänglichen Observablen gelingen.

Abbildung 1.2: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption am Proton $\gamma p \rightarrow pX$. Deutlich zu erkennen ist die erste dominierende Resonanz $\Delta(1232)$. Zu den energetisch höherliegenden Resonanzregionen tragen zahlreiche nicht ohne Weiteres zu separierende Resonanzen bei. Zusätzlich eingetragen sind die Wirkungsquerschnitte der η -Photoproduktion sowie der π^0 -Photoproduktion.



Dabei erfordert eine vollständige Extraktion der Resonanzparameter über die Bestimmung des differentiellen polarisationsunabhängigen Wirkungsquerschnitts hinaus die Messung einer ausreichenden Zahl von Polarisationsobservablen. Während der Wirkungsquerschnitt Informationen über die dominierenden Komponenten der Streuamplitude liefert, sind die Polarisationsobservablen wesentlich sensitiver auf nicht-dominante Beiträge zur Reaktionsamplitude. Nach [CT97] müssen für eine vollständige Beschreibung der Reaktionsamplituden, d. h. ein so genanntes *vollständiges Experiment*, acht unabhängige und speziell ausgewählte Observablen über den vollen Energie- und Winkelbereich gemessen werden. Dies umfasst neben dem differentiellen Wirkungsquerschnitt die Bestimmung von Einfachpolarisationsobservablen, d. h. solchen, die nur abhängig vom Polarisationszustand des Photonfeldes sind, und von Doppelpolarisationsobservablen. Diese unterteilen sich in solche, die abhängig von der Polarisation des anregenden Photons und der Targetpolarisation, von der Photon- und der Rückstoßpolarisation bzw. von der Rückstoß- und der Targetpolarisation sind. Eine Definition der einzelnen Observablen findet sich beispielsweise in [KDT95].

Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches / Transregio 16 „Elektromagnetische Anregung sub-

nuklearer Systeme“ werden im CBELSA/TAPS-Experiment Photonen in charakteristischen Polarisationszuständen (linear und zirkular transversal) und ein polarisiertes Target zur Messung möglichst vieler dieser Observablen verwendet.

Der benötigte hochenergetische, polarisierte Photonenstrahl wird durch den Bremsstrahlungsprozess erzeugt: Der Primärelektronenstrahl mit Energie E_0 trifft auf eine dünne Metallfolie bzw. einen Diamantkristall (kohärente Bremsstrahlung zur Erzeugung linear polarisierter Photonen). Dabei dominiert der Bremsstrahlungsprozess gegenüber der Elektron-Elektron-Streuung (Møller-Streuung), so dass die meisten Elektronen, die einen Energieverlust erlitten haben, ein Photon abstrahlen, das dann im Experiment genutzt wird. Die Energie des gestreuten Sekundärelektrons wird mit Hilfe eines Magnetspektrometers bestimmt. Da der Energieübertrag auf den Rückstoßkern vernachlässigbar ist, bestimmt sich die Photonenergie aus der Differenz zwischen Elektronenergie vor (E_0) und nach (E_{e^-}) dem Bremsstrahlungsprozess:

$$E_\gamma = E_0 - E_{e^-}. \quad (1.1)$$

Dieses Verfahren bezeichnet man als *Tagging*, den zugehörigen apparativen Aufbau aus Bremsstrahlungsradiator und Magnetspektrometer nennt man *Photonenmarkierungsanlage* bzw. *Tagging-System*. Solche Tagging-Systeme werden in Experimenten mit reellen Photonen als Standardwerkzeug eingesetzt, wie z. B. bei MAMI¹, in Halle B am JLab², bei MAX-lab³ oder bei LNS-Sendai⁴ [A⁺91, S⁺00, A⁺90, H⁺06].

Zusätzlich zur Energiemarkierung soll das Tagging-System als Zeitreferenz für die übrigen Experimentkomponenten dienen, was eine entsprechend gute Zeitauflösung erfordert.

Daneben besteht eine Schlüsselfunktion des Tagging-Systems in der Absolutnormierung des Photonenflusses N_γ am Target. Die Kenntnis dieser Anzahl ist essentiell für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten im CBELSA/TAPS-Experiment. Eine wichtige Größe für die Normierung des Photonenflusses ist die *Photondefinitionswahrscheinlichkeit* oder *Tagging-Effizienz* P_γ , die ein Maß für die Wahrscheinlichkeit darstellt, mit der zu einem Signal aus dem Tagging-System das zugehörige Photon im Photonenstrahl am Experimenttarget vorhanden ist. Wie sich zeigt, ist P_γ aus verschiedenen Gründen deutlich kleiner als 1.

In Abbildung 1.3 ist das generelle Schema eines Tagging-Experimentes dargestellt.

Ziel der vorliegenden Arbeit war der Aufbau und die Inbetriebnahme des Tagging-Systems für das CB/TAPS-Experiment an ELSA am neuen Experimentstandort in der so genannten *ELAN-Halle*. Dies umfasst auch die notwendigen Kalibrationsmessungen sowie eingehende Untersuchungen zur Photondefinitionswahrscheinlichkeit und zum Photonenfluss.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: Nachdem zunächst der Aufbau und die Komponenten des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes an ELSA kurz beschrieben werden, folgt im dritten Kapitel eine Diskussion sowohl des inkohärenten als auch des kohärenten Bremsstrahlungsprozesses. Die folgenden Kapitel beschäftigen sich mit dem Aufbau der Photonenmarkierungsanlage (Kapitel 4), den Simulationsrechnungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden

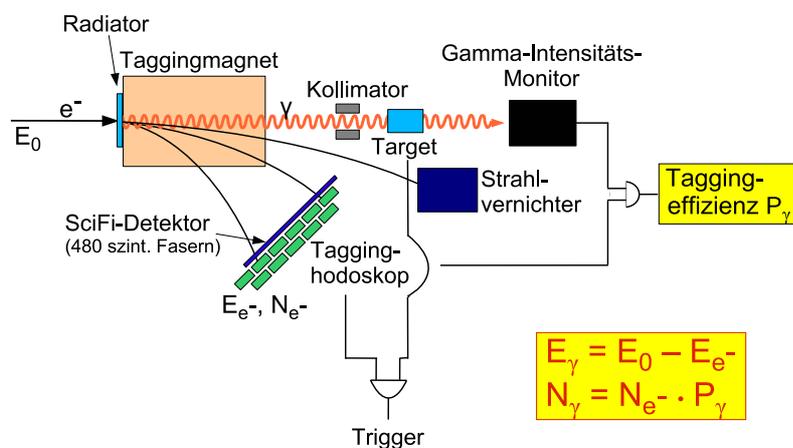
¹MAinz MIkrotron.

²Jefferson Laboratory at the Thomas Jefferson National Accelerator Facility, Newport News.

³National Electron Accelerator Laboratory for Synchrotron Radiation Research, Nuclear Physics and Accelerator Physics, Lund University.

⁴Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai.

Abbildung 1.3: Schematische Darstellung eines Tagging-Experimentes. Aus der Energie der Sekundärelektronen des Bremsstrahlungsprozesses, die mit einem Vielkanalhodoskop nachgewiesen werden, lässt sich die Energie der Photonen berechnen, die auf das Experimenttarget treffen. Zusammen mit einem totalabsorbierenden Photodetektor am Ende der Photonenstrahlführung erlaubt das Tagging-System eine Absolutnormierung für den Photonenfluss am Target.



(Kapitel 5), sowie der Kalibration des Tagging-Systems (Kapitel 6). Im nachfolgenden siebten Kapitel wird kurz auf die Rekonstruktion der Treffer im Tagging-System mit der Analysesoftware ExPIORA eingegangen, bevor in Kapitel 8 die Vorgehensweise bei der Absolutnormierung des Photonenflusses erläutert wird. Dort findet insbesondere die Bestimmung der Photondetektionswahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung der Kollimation des Photonenstrahls, der Vielfachstreuung im Radiator sowie der Korrektur von zufälligen Ereignissen Beachtung. Abschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit kurz zusammengefasst. In den Anhängen finden sich zum einen technische Angaben zu den Komponenten, die für den Aufbau der Photonenmarkierungsanlage verwendet wurden. Zum anderen sind dort Daten zu den im Rahmen der Arbeit durchgeführten Kalibrationsmessungen und zur Trefferrekonstruktion sowie gemessene Magnetfelddaten aufgelistet.

Kapitel 2

Das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA im Rahmen des SFB/TR 16

In diesem Kapitel wird der Experimentaufbau für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment¹ des SFB/TR 16 vorgestellt. Dies umfasst eine kurz gehaltene Beschreibung des Møller-Polarimeters, des Produktionstargets, der Subdetektoren sowie des Triggersystems für die Aufnahme der Messdaten. Detaillierte Informationen zu den einzelnen Komponenten stehen in den zitierten Arbeiten zur Verfügung. Die Photonenmarkierungsanlage als zentraler Bestandteil des Experimentaufbaus und Thema der vorliegenden Arbeit wird in Kapitel 4 ausführlich beschrieben. Der zum Experimentaufbau gehörende Gamma-Intensitäts-Monitor (GIM) sowie die **EL**ektronen-**St**retcher-**A**nlage werden an dieser Stelle ebenfalls nicht berücksichtigt, sondern in Kapitel 4 im Zusammenhang mit der Photonenmarkierungsanlage kurz besprochen.

2.1 Der Experimentaufbau

Der Detektoraufbau des CBELSA/TAPS-Experimentes ist für die Detektion von Photonen, d. h. den Nachweis ungeladener Mesonkanäle optimiert. Aufgrund der Bewegung des Schwerpunkts der Reaktion im Laborsystem und des resultierenden Lorentz-Boosts in Richtung des Photonenstrahls beim Wechsel des Bezugssystems wird der Großteil der im Target erzeugten Teilchen unter kleinen Vorwärtswinkeln emittiert. Dies stellt besondere Anforderungen an die in diesem Polarwinkelbereich verwendeten Detektoren hinsichtlich Ratenfestigkeit und Triggerfähigkeit². Zur Identifikation von geladenen Teilchen stehen verschiedene triggerfähige Veto-Detektoren zur Verfügung. Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht des gesamten Experimentaufbaus.

¹Auch kurz CB/TAPS-Experiment oder CBELSA/TAPS-Experiment.

²Das *Triggerkonzept* wird in Abschnitt 2.2 erläutert.

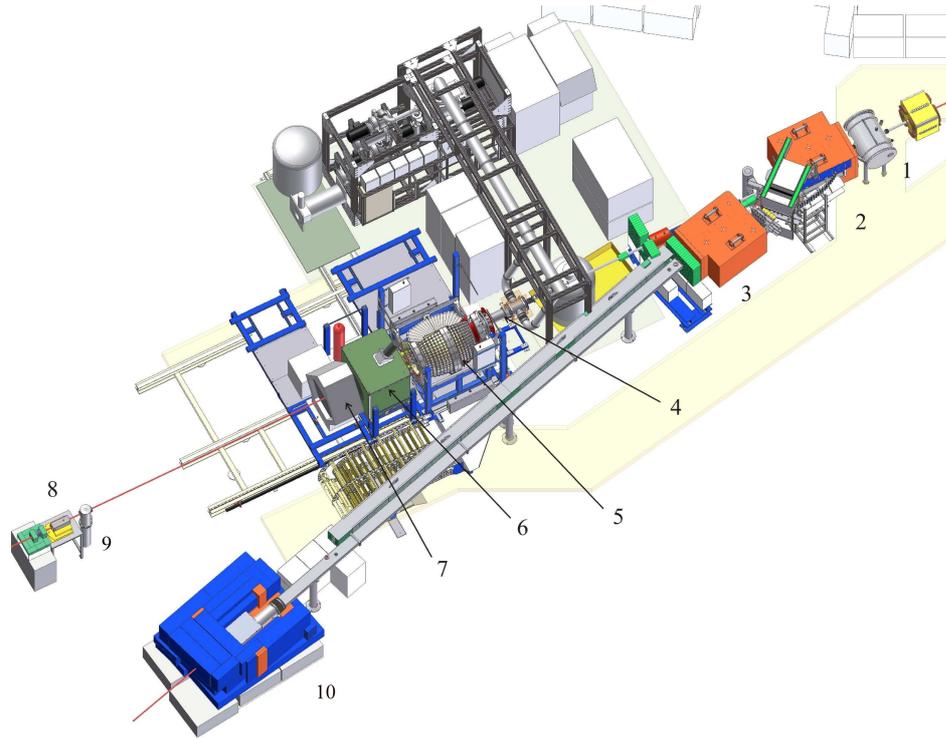


Abbildung 2.1:

CAD-Übersichtszeichnung des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes. [Wal08]

1: Goniometerkammer, 2: Tagging-System und Møller-Detektor, 3: Ablenkmagnet mit Kollimator-einheit und Reinigungsmagnet, 4: Polarisiertes Target, 5: Crystal-Barrel-Detektor mit Innendetektor und Vorwärtskonus, 6: Gas-Čerenkov-Detektor, 7: Mini-TAPS-Detektor, 8: Gamma-Intensitäts-Monitor, 9: Photonkamera, 10: Elektronenstrahlvernichter.

2.1.1 Das Møller-Polarimeter

Bei Verwendung polarisierter Photonenstrahlen ist für die Analyse der Messdaten eine Bestimmung des Polarisationsgrades unerlässlich. Der Grad der Linearpolarisation von Photonen, die durch den Prozess der kohärenten Bremsstrahlung erzeugt werden (vgl. Kapitel 3), wird mittels einer analytischen Rechnung bestimmt [N⁺03, Els07]. Der Polarisationsgrad zirkular polarisierter Photonen ergibt sich aus dem Helizitätsübertrag longitudinal polarisierter Elektronen während des Bremsstrahlungsprozesses gemäß:

$$\frac{p_\gamma}{p_e} = \frac{k(3 + (1 - k))}{3 - (2(1 - k)) + 3(1 - k)^2}, \quad (2.1)$$

wobei $k = E_\gamma/E_e$ ist [OM59]. Im Allgemeinen ist es dann notwendig, den absoluten longitudinalen Polarisationsgrad des Elektronenstrahls zu bestimmen. Dies wird im CBELSA/TAPS-Experiment mit Hilfe der Møller-Streuung (Elektron-Elektron-Streuung) realisiert. Aufgrund der Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der relativen Spinorientierung der beiden streuenden Elektronen ergibt sich eine Abhängigkeit der gemessenen Zählraten der Møller-Ereignisse von Polarisationsrichtung und -grad des einfallenden Elektronenstrahls:

$$A_z = \frac{\dot{N}_{\uparrow\uparrow} - \dot{N}_{\uparrow\downarrow}}{\dot{N}_{\uparrow\uparrow} + \dot{N}_{\uparrow\downarrow}} = \frac{\int_\Omega \frac{d\sigma_0}{d\Omega} a_{zz} d\Omega}{\int_\Omega \frac{d\sigma_0}{d\Omega} d\Omega} \cdot P_z^T P_z^B. \quad (2.2)$$

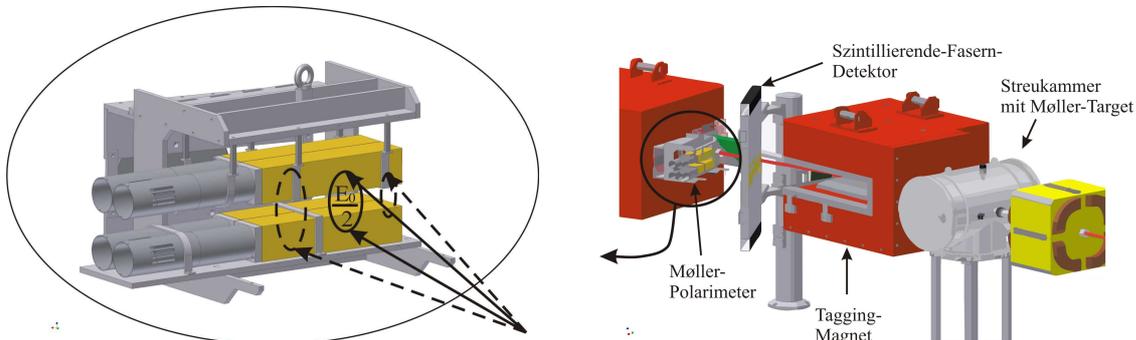
Hierbei bezeichnen A_z die gemessene Asymmetrie aus den Zählraten $\dot{N}_{\uparrow\uparrow}$ und $\dot{N}_{\uparrow\downarrow}$ bei paralleler bzw. antiparalleler Einstellung von $P_z^B \cdot \vec{e}_z$ und $P_z^T \cdot \vec{e}_z$, $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ den nicht polarisationsabhängigen Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnittes, a_{zz} den relevanten Analysierstärkekoeffizienten sowie P_z^T und P_z^B die Target- und die Elektronenstrahlpolarisation.³ Die Messung der Zählraten-Asymmetrie der Møller-Streuung ermöglicht also die absolute Bestimmung des Polarisationsgrades eines Elektronenstrahls, falls die Polarisation des Elektronentargets⁴ bekannt ist:

$$P_z^B = \frac{A_z}{\tilde{a}_{zz} \cdot P_z^T}, \quad (2.3)$$

wobei \tilde{a}_{zz} den über den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt gemittelten Asymmetriekoeffizienten darstellt.

Eine Beschreibung der zugrunde liegenden Kinematik des Streuprozesses, der hieraus resultierenden Messanordnung und eine Angabe der in der Messung zu bestimmenden polarisationsabhängigen Größen finden sich in [FP04].

Im CBELSA/TAPS-Experiment werden die vertikal gestreuten Møller-Elektronen hinter dem Tagging-System mit Hilfe von in Koinzidenz geschalteten Bleiglasdetektoren nachgewiesen. Diese sind zur Reduzierung des Untergrundbeitrags aus Bremsstrahlungsereignissen außerhalb der Bremsstrahlungsebene angeordnet. Der Aufbau des während der Datennahme 2007/2008 verwendeten Møller-Polarimeters wird in [Ebe07, Kam09] detailliert vorgestellt. Abbildung 2.2 zeigt eine CAD-Zeichnung des in die Photonenmarkierungsanlage integrierten Detektoraufbaus.



(a) Typische Öffnungskegel der Møller-Streuung für einen symmetrischen Streuprozess, bei dem beide Møller-Elektronen die gleiche Energie haben (durchgezogene Linie), sowie für einen asymmetrischen Streuprozess zweier Elektronen mit unterschiedlichen Endenergien (gestrichelte Linie). Die Møller-Detektoren weisen die außerhalb der Bremsstrahlungsebene gestreuten Elektronen nach, die durch den Tagging-Magneten impulsselektiert werden.

(b) Integration des Detektoraufbaus in die Photonenmarkierungsanlage. Zur besseren Übersichtlichkeit ist das Tagging-Hodoskop nicht gezeigt. [Wal08]

Abbildung 2.2:

Das Møller-Polarimeter zur Bestimmung der longitudinalen Elektronenstrahlpolarisation.

³Bei longitudinaler Spinpolarisation des Targets und Vernachlässigung aller transversalen Polarisationskomponenten ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Møller-Streuung nur von a_{zz} , P_z^T und P_z^B abhängig. Entsprechend reicht es aus, die Asymmetrie A_z zu bestimmen ([FP04]).

⁴Aufgrund der guten Magnetisierungseigenschaften wird im CBELSA/TAPS-Experiment eine Vacoflux-Folie mit einer Polarisation von 8,2 % als polarisiertes Elektronentarget verwendet [Ebe07].

2.1.2 Das polarisierte Target

Mit dem CBELSA/TAPS-Aufbau werden u. a. Doppelpolarisationsexperimente durchgeführt. Diese Messungen erfordern neben der Bereitstellung von Photonen mit charakteristischen Polarisationszuständen auch ein polarisiertes Experimenttarget. Mit dem *Bonner Frozen-Spin-Target* (auch *BoFroST*, vgl. Abbildung 2.3) steht ein hochpolarisiertes Nukleonentarget zur Verfügung, das mit dem verwendeten Aufbau den Nachweis emittierter Teilchen in einem Winkelbereich von nahezu 4π ermöglicht⁵ [BDP⁺99]. Aufgrund der guten Polarisierbarkeit verbunden mit einer langen Relaxationszeit im Bereich von 1000 h wird 1-Butanol (C_4H_9OH) als Targetmaterial verwendet. Die polarisierbaren Wasserstoffkerne des 1-Butanols werden mit Hilfe eines 2,5 T starken Magneten parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung polarisiert und mit flüssigem Helium auf 50 mK abgekühlt. Eine supraleitende Haltespule mit einer Feldstärke von 0,48 T ersetzt nach der Aufpolarisierung den Magneten⁶, so dass Polarisationsgrade von über 70 % länger als zwei Tage aufrechterhalten werden können.



Abbildung 2.3: Der Kryostat für das polarisierte Target. Das eigentliche Target befindet sich in der Spitze der Apparatur (rechts). [Wal08]

2.1.3 Das Detektorsystem

Der Crystal-Barrel-Detektor Das Crystal-Barrel⁷-Kalorimeter [A⁺92] bildet die zentrale Komponente des Detektorsystems zum Nachweis der Reaktionsprodukte. Es besteht aus 1230 mit Thallium dotierten Caesium-Iodid-Kristallen ($CsI(Tl)$) in einer azimuthal-symmetrischen Anordnung aus 21 Ringen. Jeder einzelne Kristall ist mit seiner Frontfläche senkrecht auf die Verbindungslinie zum Targetpunkt ausgerichtet und deckt einen Bereich von jeweils 6° im Azimutwinkel ϕ und im Polarwinkel θ (Ringe 1–20) bzw. 6° in θ und 12° in ϕ (rückwärtig, Ring 21) ab. Insgesamt wird durch den Crystal-Barrel-Detektor der komplette Azimutwinkelbereich von $\phi = 0^\circ$ bis 360° sowie der Polarwinkelbereich von $\theta = 30^\circ$ bis 156° im Laborsystem⁸ abgedeckt (vgl. Abbildung 2.6(b) zur Orientierung von ϕ und θ).

Die $CsI(Tl)$ -Kristalle sind aufgrund ihrer Länge von 30 cm bei einer Strahlungslänge der Kristalle von 1,85 cm zur Detektion von Photonen mit Energien bis zu ca. 3,5 GeV und deren Energiebestimmung sehr gut geeignet. Innerhalb der 16,2 Strahlungslängen eines Kristalls werden elektromagnetische Schauer von hochenergetischen Photonen im Wesentlichen erfasst: ein Photon mit einer Energie von 2 GeV deponiert über 99 %, eines mit einer Energie von 3,5 GeV 98,7 % seiner Energie in einem oder mehreren benachbarten Kristallen [B⁺86]. Über eine Zusammenfassung der von einem elektromagnetischen Schauer⁹ betroffenen Kristalle zu

⁵Sowohl der Photonenstrahl als auch die emittierten Teilchen werden durch das zwischen der Targetzelle und dem Crystal-Barrel-Detektor liegende Material des Kryostaten kaum beeinflusst, da dessen Dicke nur 0,1 Strahlungslängen entspricht.

⁶Durch den Polarisationsmagneten würde die Raumwinkelakzeptanz erheblich eingeschränkt.

⁷Engl.: Kristallfass.

⁸Dies entspricht einer Abdeckung von 70 % des Polarwinkelbereiches, dabei wird der Polarwinkel gegen die Richtung des Photonenstrahls von der Strahlachse aus gemessen.

⁹Die transversale Ausdehnung der elektromagnetischen Schauerenergie ist über den Molière-Radius R_M gegeben: Innerhalb von $2 \cdot R_M$ werden etwa 95 % der Energie deponiert. Für die $CsI(Tl)$ -Kristalle gilt $R_M = 38$ mm.

einem so genannten *Cluster* sowie eine Rekonstruktion des Auftreffpunktes des auslösenden Teilchens lässt sich eine Winkelauflösung von $1^\circ - 1,5^\circ$ in θ und ϕ erreichen [Jun00].

Die von den Schauerteilchen deponierte Energie wird in Szintillationslicht mit einem Wellenlängenmaximum bei 550 nm umgewandelt. Dieses über die Kristallfläche verteilt austretende Licht wird anschließend mit Hilfe eines Wellenlängenschiebers gesammelt, isotrop reemittiert und ins Sensitivitätsmaximum der zur Auslese des Kristalls verwendeten Photodiode bei ca. 610 nm verschoben [A⁺92, Ehm00]. Die Signale der Photodiode werden zunächst mittels eines Vorverstärkers integriert und verstärkt, bevor ihre Länge in der Ausleseelektronik mit Hilfe von Shaper-Modulen auf 6 μ s mit einer Anstiegszeit von 2 μ s verkürzt wird. Dieses Verfahren liefert zwar Signale, deren Pulsform für die Energiebestimmung optimiert ist, jedoch weder für das Triggersystem des Experimentaufbaus noch für die Datenanalyse eine verwertbare Zeitinformation.

Dementsprechend lässt sich aus dem Crystal-Barrel-Detektor für das Experiment ausschließlich eine Energieinformation mit einer Auflösung von

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{2,8\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \quad (2.4)$$

gewinnen [Jun05].

Mittels regelmäßiger Referenzmessungen mit einem Lichtpulsersystem wird die Stabilität der Auslese überwacht. Über optische Fasern wird bei diesen Messungen Licht bekannter Intensität in die Wellenlängenschieber geleitet und durchläuft anschließend die normale Signalverarbeitungskette [Bös06].

Die Abbildung 2.4 zeigt eine Übersicht des Aufbaus eines individuellen Detektormoduls. Eine Zusammenfassung der Eigenschaften der *CsI(Tl)*-Kristalle im Vergleich zu anderen Szintillationsmaterialien findet sich in [B⁺86].

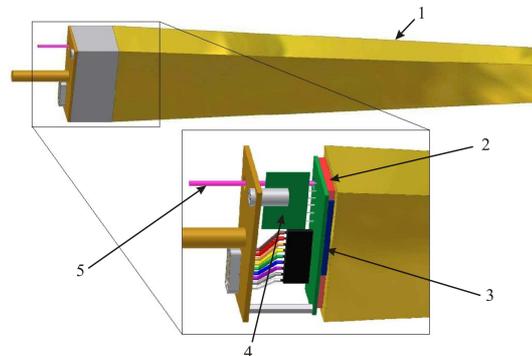


Abbildung 2.4: Aufbau eines Moduls des Crystal-Barrel-Detektors [Wal08]:

1. Titanfassung (gelb)
2. Wellenlängenschieber (rot)
3. Photodiode (blau)
4. Vorverstärker (grün)
5. optische Faser (magenta).

Der Innendetektor Zur Identifizierung von geladenen Teilchen befindet sich im Inneren des Crystal-Barrel-Kalorimeters ein Detektor aus 513 szintillierenden Fasern¹⁰, der das Produktionstarget zylindrisch umschließt [S⁺05, Grü06]. Die einzelnen 40 cm langen Fasern haben eine Dicke von 2 mm¹¹ und sind in drei Lagen auf zylindrischen CFK¹²-Rohren angebracht.

¹⁰Typ: BCF-12, rund, mit EMA-Beschichtung (**E**xtra **M**ural **A**bsorber – verringert das Übersprechen zwischen den Fasern) [Grü06].

¹¹Faserdurchmesser inklusive Ummantelung, das aktive Material hat einen Durchmesser von 1,94 mm.

¹²Epoxidharzverstärkte Kohlefaser.

Ungeladene Teilchen passieren die Fasern nahezu wechselwirkungsfrei; geladene, minimalionisierende Teilchen deponieren eine Energie von ca. 400 keV in einer Faser.

Um eine Rekonstruktion des Durchstoßpunktes eines geladenen Teilchens zu ermöglichen, sind die einzelnen Lagen gegeneinander verdreht angebracht. Die Fasern der äußeren Lage liegen parallel zur Strahlachse, die Fasern der inneren und mittleren Lage sind um $-24,5^\circ$ bzw. $+25,7^\circ$ gegen diese verdreht (vgl. Abbildung 2.5, [S⁺05, Fös00]). In dieser Anordnung beschreiben die einzelnen Fasern genau eine halbe Umdrehung um die z-Achse, so dass sich zwei Fasern nur einmal kreuzen. Bei Ansprechen von mindestens zwei Fasern¹³ ist somit eine eindeutige Bestimmung des Durchstoßpunktes möglich.

Innerhalb des ganzen durch den Innendetektor abgedeckten Polarwinkelbereichs von $\theta = 24^\circ$ bis $\theta = 166^\circ$ lässt sich eine Ortsauflösung von 1,6 mm in Strahlrichtung sowie eine Winkelauflösung von $0,4^\circ$ in θ und $0,1^\circ$ in ϕ erreichen [S⁺05, Fös00].

Die Zeitinformation der szintillierenden Fasern wird mit Multi-Hit-CATCH-TDCs registriert, wie sie auch in der Taggerelektronik verwendet werden (vgl. Abschnitt 4.3).

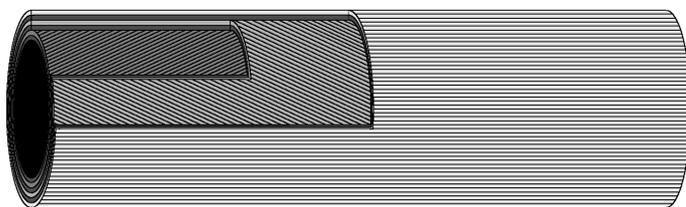


Abbildung 2.5: Orientierung der drei Faserlagen des Innendetektors zur eindeutigen Rekonstruktion des Durchstoßpunktes geladener Teilchen.

Der Vorwärtskonus Im durch den Crystal-Barrel-Detektor nicht abgedeckten Vorwärts-Polarwinkelbereich ergänzt der Vorwärtskonus das Detektorsystem von $\theta = 11,2^\circ$ bis $\theta = 27,5^\circ$ [Wen08b].

Dieser Detektor besteht aus 90 $CsI(Tl)$ -Kristallen des Crystal-Barrel-Aufbaus, die in drei Ringen mit jeweils 30 Kristallen angeordnet sind. Jeder einzelne Kristall deckt einen Winkelbereich von 6° in θ und 12° in ϕ ab.

Die Lichtauslese der Kristalle erfolgt mit Hilfe von Photomultipliern¹⁴ und wird so im Vergleich zur Auslese mit Photodioden beim Crystal-Barrel-Detektor wesentlich beschleunigt. Dies ermöglicht die Integrierung des Detektors in die erste Entscheidungsstufe des Triggersystems. Zur Ladungsidentifikation sind den Kristallen zusätzlich 180 szintillierende Plättchen in zwei Lagen vorgelagert [Wen04, Wen08b]. Jedes Plättchen deckt dabei den gleichen Winkelbereich wie einer der $CsI(Tl)$ -Kristalle ab. Zur Verbesserung der Winkelauflösung sind die beiden Lagen dieser so genannten *Vetoplättchen* um die halbe Breite eines Plättchens gegeneinander verschoben angeordnet. Zudem ermöglicht eine Koinzidenzschaltung zwischen den beiden Lagen die Unterdrückung von Rauschuntergrund.

Aus geometrischen Gründen erfolgt die Lichtauslese der Vetoplättchen über wellenlängenschiebende Lichtfasern (WLS-Fasern), die an 16fach-Photomultiplier angekoppelt sind (vgl. Abbildung 2.6(a)).

Geladene Teilchen können aufgrund der in den 3 mm dicken Szintillatorplättchen deponierten Energie von mindestens 600 keV eindeutig registriert werden, wohingegen die Wahrscheinlich-

¹³Die Nachweiswahrscheinlichkeit für einen Treffer in zwei aus drei Lagen beträgt für minimalionisierende Teilchen 98,4 %, für einen Treffer in allen drei Lagen 77,6 %.

¹⁴Engl.: Sekundärelektronenvervielfacher.

keit dafür, dass ein Photon ein Signal koinzident in beiden Lagen auslöst, nur 1,5 % beträgt [Wen04].

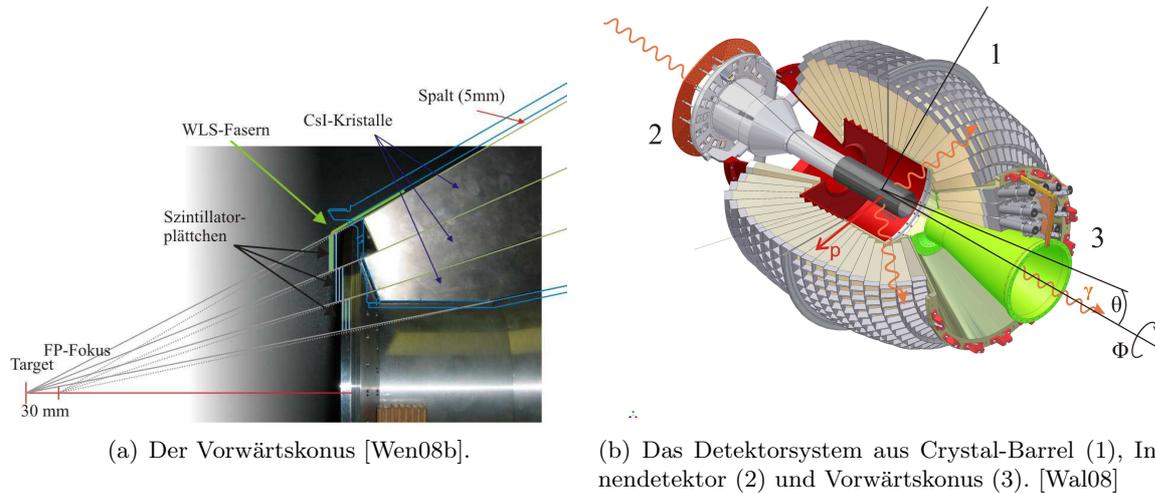


Abbildung 2.6: Das Crystal-Barrel-Detektorsystem.

Der Mini-TAPS-Detektor Den durch das Detektorsystem aus Crystal-Barrel-Kalorimeter und Vorwärtskonus nicht erfassten Polarwinkelbereich in Vorwärtsrichtung deckt der Mini-TAPS-Detektor von $\theta = 2^\circ$ bis $\theta = 10,4^\circ$ ab [Mak09]. Der Bereich von $\theta = 0^\circ$ bis $\theta = 2^\circ$ bleibt für den Photonenstrahl ausgespart.

Der Detektor besteht aus 216 hexagonalen, 25 cm langen Barium-Fluorid-Kristallen (BaF_2). Aufgrund der Strahlungslänge der BaF_2 -Kristalle von $X_0 \approx 2,06 \text{ cm}^{15}$ werden Photonen mit Energien bis zu 15 GeV nahezu total absorbiert. Protonen mit Energien bis zu ca. 350 MeV werden innerhalb eines Kristalls vollständig gestoppt. Bei größerer Protonenergie durchdringt das Proton den Detektor und deponiert nicht seine gesamte Energie, so dass eine genaue Energiebestimmung nicht mehr möglich ist.

Die Energieauflösung der Kristalle beträgt

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 1,8 \% + \frac{0,79 \%}{\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}} \quad (2.5)$$

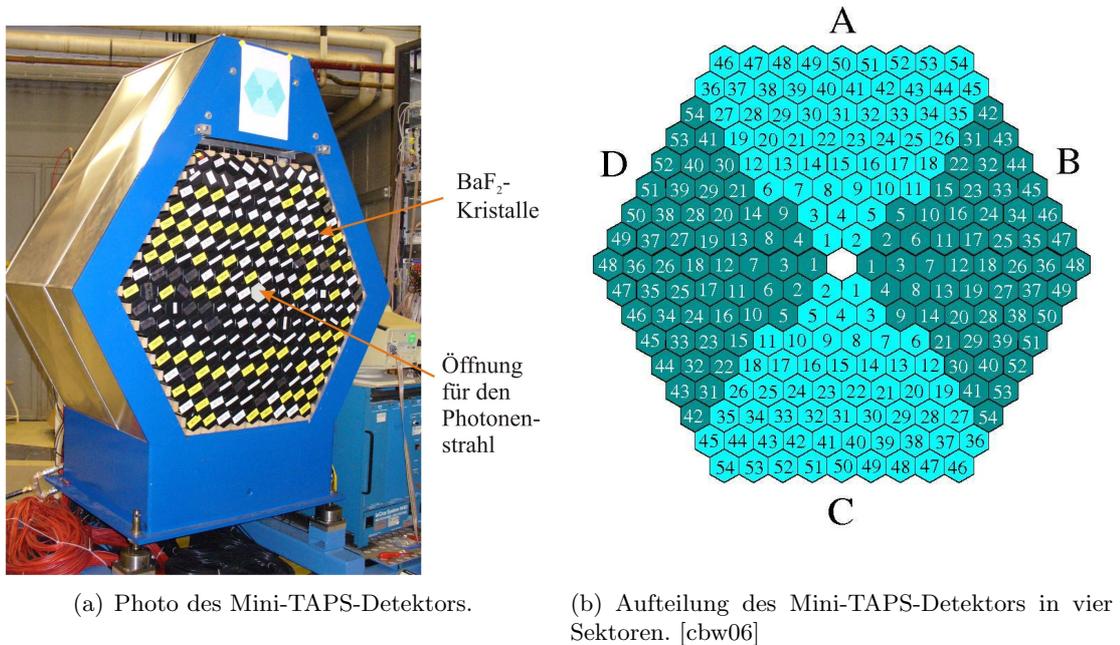
für einlaufende Photonen mit Energien zwischen 45 MeV und 790 MeV [G⁺94]. Eine genaue Beschreibung der Kristalleigenschaften sowie des Detektorsetups innerhalb des CBELSA/TAPS-Experiments findet sich in [N⁺91, Mak09].

Zur Ladungsidentifikation sind den Kristallen ähnlich zum Vorwärtskonus auf den Stirnflächen der Kristalle 5 mm dicke Szintillatorplättchen vorgelagert. Die einzelnen Plättchen stimmen in Form und Größe mit den BaF_2 -Kristallen überein und werden wie diese mit Photomultipliern ausgelesen. Dieses Vetosystem des TAPS-Detektors ist in [Jan98, Jan00] detailliert beschrieben.

Die Auslese über Photomultiplier und die kurze Abklingzeit der Kristalle ermöglichen eine

¹⁵Die Kristalllänge entspricht also ca. 12 Strahlungslängen.

Integrierung in die erste Entscheidungsstufe des Experimenttriggers. Als Vorstufe zum Trigger erfolgt im Gegensatz zum Crystal-Barrel-Detektor keine Cluster-Multiplizitätsbestimmung, sondern eine Aufteilung des Mini-TAPS-Detektors in vier Sektoren (vgl. Abbildung 2.7(b)). In den einzelnen Sektoren wird ein ODER aus allen Kristallen gebildet. Die Anzahl der getroffenen Sektoren spiegelt aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit für ein Auftreffen von zwei Teilchen in demselben Sektor hinreichend genau die Anzahl der Cluster wider.



(a) Photo des Mini-TAPS-Detektors.

(b) Aufteilung des Mini-TAPS-Detektors in vier Sektoren. [cbw06]

Abbildung 2.7: Der Mini-TAPS-Detektor.

Der Gas-Čerenkov-Detektor Zur Unterdrückung von elektromagnetischem Untergrund in Vorwärtsrichtung ist ein Gas-Čerenkov-Detektor in den Experimentaufbau integriert [Kai07]. In dem mit CO_2 -Gas gefüllten Volumen von $1,44 \text{ m}^3$ strahlen Elektronen und Positronen aufgrund des Brechungsindexes von $n = 1,00043$ bei $T = 20^\circ\text{C}$ schon ab einer Energie von $17,4 \text{ MeV}$ Čerenkov-Licht ab, das über einen elliptoiden Spiegel auf einen Photomultiplier fokussiert wird. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für diese Teilchen ist somit sehr hoch (90 % bei 20 MeV und 99,7 % bei 199 MeV). Im Gegensatz dazu emittieren geladene Pionen mit Energien bis zu $4,7 \text{ GeV}$ und Protonen mit Energien bis zu $31,9 \text{ GeV}$ kein Čerenkov-Licht, so dass eine Einbindung des Detektors als Vetodetektor in die erste Entscheidungsstufe des Experimenttriggers möglich ist.

2.2 Triggersystem und Datenerfassung

Die große Anzahl an Messdaten macht eine Vorauswahl von für die Datenaufnahme interessanten Ereignissen notwendig. Aufgabe des Triggersystems ist es, diese Selektion vorzunehmen und bei erfüllter Auslösebedingung (Triggerbedingung) die Datenverarbeitung zu starten. In Tabelle 2.1 sind die von der Anzahl und der Verteilung der Zerfallsteilchen in den verschiedenen Subdetektoren abhängigen Triggerbedingungen aufgeführt. Die verwendete Triggerlogik

ist mit Hilfe von FPGA¹⁶-Modulen realisiert, die eine flexible Programmierung auch mehrstufiger Triggerentscheidungen ermöglichen [Win06]. Für das CBELSA/TAPS-Experiment wird die Triggerentscheidung in zwei Stufen getroffen:

In der ersten Triggerstufe (*first-level trigger*) fällt innerhalb von höchstens 250 ns die Entscheidung, ob die analogen Detektorsignale weiterverarbeitet, d. h. digitalisiert, werden. Jede der Triggerbedingungen der ersten Stufe ist in Koinzidenz mit dem *Tagger-OR(AND)*-Signal¹⁷ der Photonenmarkierungsanlage (vgl. Kap. 4.3) realisiert, um schon auf dieser Stufe eine Vorauswahl hinsichtlich energiemarkierter Photonen zu treffen. Darüber hinaus wird in jede der Triggerbedingungen zur Unterdrückung von elektromagnetischem Untergrund der Gas-Čerenkov-Detektor als Veto-Instanz integriert.

In der zweiten Triggerstufe (*second-level trigger*) wird unter Berücksichtigung der Cluster-Multiplizitäten im Crystal-Barrel-Detektor – die der FACE¹⁸ bereitstellt – innerhalb einer Zeitspanne von bis zu 10 μ s entschieden, ob die Messdaten weiterverarbeitet und gespeichert werden sollen.

Triggerstufe 1	Triggerstufe 2 (FACE)
Innen	≥ 2
Innen & TAPS1	≥ 1
CF1	≥ 1
CF1 & TAPS1	-
CF2	-
TAPS2	-

Tabelle 2.1: Übersicht über die während der Datennahme verwendeten hadronischen Triggerbedingungen¹⁹. Das *Tagger-OR(AND)*-Signal und der Gas-Čerenkov-Detektor sind stets in die erste Triggerstufe integriert.

Die Datenerfassung ist im so genannten *gated-mode* realisiert, d. h. bei einer zentral getroffenen positiven Triggerentscheidung erfolgt eine Aufforderung an alle Detektoren zur Datenauslese (Dauer ca. 1 ms). Während der Zeit der Triggerentscheidung müssen daher alle auszulesenden Signale geeignet verzögert und gepuffert werden. Bei einer negativen Triggerentscheidung im *second-level trigger* wird das gesamte Ereignis verworfen (*fast-reset*). In Abhängigkeit von der Teilchenrate, den ausgelesenen Detektoren und der gewählten Triggerbedingung beträgt die maximal zu erfassende Datenrate im Experiment ca. 1 kHz [Hof09].

¹⁶Field Programmable Gate Array.

¹⁷Das *Tagger-OR*-Signal liefert das OR, also das ODER, aus den Signalen der einzelnen Szintillatorstreifen. Das *Tagger-OR(AND)*-Signal liefert entsprechend das OR aus Koinzidenzen (AND) zweier benachbarter Szintillatorstreifen. Im Bereich der Nummern 82–96 wird aus geometrischen Gründen (vgl. Anhang B.3 und [FP04]) auch für das *Tagger-OR(AND)*-Signal lediglich das ODER aus den *einzelnen* Szintillatorstreifen gebildet. Dies dient der Vermeidung von Akzeptanzlücken.

¹⁸Der **FA**st **C**luster **E**ncoder liefert die Anzahl der Cluster, die Anzahl der Kristalle pro Cluster sowie den Schwerpunktkristall des Schauers [Fle00].

¹⁹Innen: Treffer im Innendetektor; CF1 / CF2: genau ein bzw. zwei oder mehr Cluster im Vorwärtskonus; TAPS1 / TAPS2: genau ein bzw. zwei oder mehr getroffene Sektoren im Mini-TAPS-Detektor.

Kapitel 3

Bremsstrahlung

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Komponenten des Detektorsystems beschrieben, die zum Nachweis der Reaktionsprodukte benötigt werden. Bevor im nächsten Kapitel die Photonenmarkierungsanlage ausführlich vorgestellt wird, werden in diesem Kapitel kurz die theoretischen Grundlagen des Bremsstrahlungsprozesses dargestellt, mit Hilfe dessen ein hochenergetischer Photonenstrahl für das CBELSA/TAPS-Experiment erzeugt wird. Insbesondere werden der charakteristische $1/E_\gamma$ -Verlauf des Bremsstrahlungswirkungsquerschnittes sowie die kohärenten Intensitätsüberhöhungen bei der Streuung an einem Kristall vorgestellt. Diese Phänomene werden vor allem in den Kapiteln 6 und 8 wieder aufgegriffen. Dabei finden nur die wichtigsten Formeln und Sachverhalte Erwähnung, für eine ausführliche Darstellung sei auf [FP04, Els07] verwiesen. Es wird das natürliche Einheitensystem verwendet, vgl. Anhang A.

3.1 Bremsstrahlung eines Elektrons im Feld eines Atomkerns

Elektronen verlieren beim Durchqueren von Materie unter anderem durch den Prozess der Bremsstrahlung Energie. Die Viererimpulserhaltung verlangt dabei die Beteiligung eines weiteren Teilchens (z. B. eines Atomkerns) zur Übernahme des Rückstoßimpulses bei der Emission eines Photons. Das Elektron erfährt im Coulomb-Feld eines geladenen Teilchens eine Beschleunigung und strahlt ein Photon ab. Abbildung 3.1 zeigt die beiden Feynmangraphen niedrigster Ordnung für diesen Prozess.

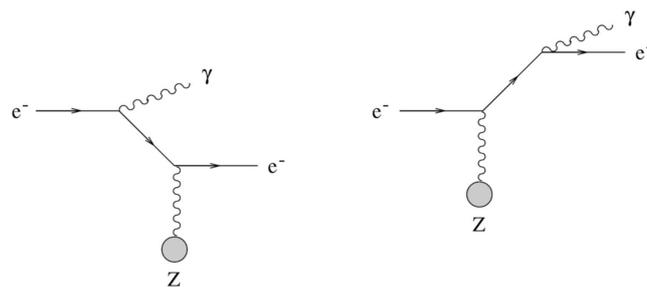


Abbildung 3.1: Feynmangraphen zweiter Ordnung für die Bremsstrahlung eines Elektrons an einem Atomkern mit Ordnungszahl Z .

Während des Streuprozesses geht das einlaufende Elektron nach der Quantenelektrodynamik (QED) von einem Anfangszustand c_i in einen Endzustand c_f über:

$$c_i + \text{Kern} \rightarrow c_f + \gamma + \text{Kern}.$$

Für Energie und Impuls gelten dabei folgende Gleichungen:

$$E_0 = E + k + T, \tag{3.1}$$

$$\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{k} + \vec{q}, \tag{3.2}$$

mit den Parametern:

$$\begin{aligned}
 E_0, \vec{p}_0 & : && \text{Energie und Impuls des einlaufenden Elektrons,} \\
 E, \vec{p} & : && \text{Energie und Impuls des auslaufenden Elektrons,} \\
 k, \vec{k} & : && \text{Energie und Impuls des Bremsstrahlungsphotons,} \\
 T, \vec{q} & : && \text{Rückstoßenergie und -impuls des Kerns.}
 \end{aligned}$$

3.1.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt in erster Bornscher Näherung

Der Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung

$$d\sigma = \frac{|S_{fi}|^2 \cdot \text{Phasenraumfaktor}}{\text{Zeit} \cdot \text{einlaufender Fluss}}, \quad (3.3)$$

ist abhängig vom Impulsübertrag auf den Kern. Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes wird in Büchern zur QED behandelt, z. B. [Jac85] und [GR95].

Dabei wird folgender Ansatz für das Übergangsmatrixelement für die beiden Prozesse zweiter Ordnung gemacht:

$$\begin{aligned}
 S_{fi} = & c^2 \int d^4x d^4y \bar{\psi}_f(x) [(-i\gamma_\mu A^\mu(x, k)) iS_F(x-y) (-i\gamma^0) A_0^{\text{coul}}(y) \\
 & + (-i\gamma^0) A_0^{\text{coul}}(x) iS_F(x-y) (i\gamma_\mu A^\mu(y, k))] \psi_i(y), \quad (3.4)
 \end{aligned}$$

wobei die nullte Komponente des Vektorpotentials $A_0^{\text{coul}}(x) = -\frac{Ze}{|\vec{x}|}$ das Coulomb-Potential des Kerns bezeichnet.

Nach einer Fouriertransformation des Coulomb-Potentials erhält man den Feynman-Propagator des Streuprozesses in folgender Form:

$$S_F(x-y) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} e^{ip(x-y)} S_F(p),$$

mit dem zugehörigen Propagator im Impulsraum:

$$S_F(p) = \frac{1}{\gamma_\mu p^\mu - m + i\epsilon}.$$

In erster Bornscher Näherung werden die Elektronen in Anfangs- und Endzustand ψ_i und ψ_f als ebene Wellen angenommen. Unter Vernachlässigung der Rückstoßenergie des Kerns¹ liefert eine Integration in Gleichung 3.4 über d^4x und d^4y sowie eine abschließende Integration über d^4p einen Ausdruck für S_{fi} . Durch Einsetzen dieses Übergangsmatrixelements in Gleichung 3.3 kann dann der Wirkungsquerschnitt berechnet werden.

Für das Coulomb-Potential ergibt sich aufgrund der \vec{q} -Abhängigkeit der Fouriertransformierten eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag auf den Kern von:

$$d\sigma \sim \frac{1}{|\vec{q}|^4}. \quad (3.5)$$

¹Diese ist klein gegenüber seiner Ruheenergie: $q_0 = T \approx m^2/M \approx 10^{-4}$.

3.1.2 Energie- und Winkelverteilung der Bremsstrahlung

Die Energie- und Winkelverteilung der Bremsstrahlung eines Elektrons im Feld eines Atomkerns wird durch den Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt beschrieben. Ausgehend von dem in Kapitel 3.1.1 berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt in erster Bornscher Näherung wurde die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung von Bethe und Heitler in Form eines differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega_k d\Omega_e dk}$ berechnet [Hei54].

In [LL91] ergibt sich als quantitative Formel für den Fall großer Elektronenergien im Anfangs- und Endzustand (ultrarelativistischer Grenzfall):

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{\text{B. H.}} &= \frac{8}{\pi} Z^2 \alpha r_e^2 \frac{dk}{k} \frac{Em^4}{E_0 q^4} \vartheta d\vartheta \cdot \vartheta_k d\vartheta_k d\varphi \\
 &\times \left(\frac{\vartheta^2}{(1+\vartheta^2)^2} + \frac{\vartheta_k^2}{(1+\vartheta_k^2)^2} + \frac{k^2}{2EE_0} \frac{\vartheta^2 + \vartheta_k^2}{(1+\vartheta^2)(1+\vartheta_k^2)} \right. \\
 &\left. - \left(\frac{E}{E_0} + \frac{E_0}{E} \right) \frac{\vartheta\vartheta_k \cos\varphi}{(1+\vartheta^2)(1+\vartheta_k^2)} \right), \quad (3.6)
 \end{aligned}$$

wobei φ den Winkel zwischen den von \vec{k} und \vec{p}_0 bzw. von \vec{k} und \vec{p} aufgespannten Ebenen bezeichnet und $\vartheta_k = \theta_k E_0$ der relative Winkel der Photonenemission ist, mit $\theta_k =$ Winkel zwischen \vec{k} und \vec{p}_0 . Die Integration dieses Wirkungsquerschnitts über φ und alle Elektronen-Emissionswinkel ϑ liefert [LL91]:

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{\text{B. H.}} &= 8Z^2 \alpha r_e^2 \frac{dk}{k} \frac{E_0}{E} \frac{\vartheta_k d\vartheta_k}{(1+\vartheta_k^2)^2} \left(\left[\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - \frac{4\vartheta_k^2}{(1+\vartheta_k^2)^2} \right] \ln \frac{2E_0 E}{mk} \right. \\
 &\left. - \frac{1}{2} \left[\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} + 2 - \frac{16\vartheta_k^2}{(1+\vartheta_k^2)^2} \right] \right). \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

Eine Integration über alle Photonenwinkel ergibt die Spektralverteilung der Photonen [LL91]:

$$d\sigma_{\text{B. H.}} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \frac{dk}{k} \left[1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right] \left[\ln \left(\frac{2E_0 E}{mk} \right) - \frac{1}{2} \right], \quad (3.8)$$

die in erster Näherung eine $1/k = 1/E_\gamma$ -Proportionalität für den Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums liefert.

Im extrem relativistischen Fall fliegen Photonen und Sekundärelektronen in einem engen Kegel mit dem Öffnungswinkel

$$\sqrt{\langle \theta_k^2 \rangle} \sim \frac{1}{E_0} \quad (3.9)$$

in Vorwärtsrichtung. Die Winkelverteilung der Photonen ist hierbei in geringem Maße von der Energie abhängig und durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$d\sigma = \text{const} \cdot \frac{\vartheta_k d\vartheta_k}{(1+\vartheta_k^2)^2}. \quad (3.10)$$

Bei einer Kollimation des Photonenstrahls resultiert diese Energieabhängigkeit der Winkelverteilung in einer Anreicherung hochenergetischer Photonen im nutzbaren Bremsstrahlungsspektrum. Dieser Sachverhalt und seine Auswirkungen auf die *Photondefinitions-wahrscheinlichkeit* werden ausführlich in Kapitel 8 untersucht.

Nach [GR95] sind zwei Einschränkungen der Formel von Bethe und Heitler zu bedenken: In Kapitel 3.1.1 wurden zur Herleitung dieser Formel ein- und auslaufendes Elektron als ebene Wellen angesetzt. Diese erste Bornsche Näherung ist allerdings nur für $\frac{Ze^2}{\hbar|\vec{v}|} \ll 1$ gültig. Im extrem relativistischen Fall, d. h. $v \approx c$, behält diese Näherung für $Z \ll 137$ ihre Gültigkeit. Im CBELSA/TAPS-Experiment ist Z maximal 29 (Kupferradiator). Die zweite Einschränkung der Bethe-Heitler-Formel wird im folgenden Abschnitt behandelt.

3.1.3 Abschirmung des Coulomb-Feldes und Atomformfaktor

Bei Bremsstrahlungsprozessen an Atomkernen muss neben dem Coulomb-Potential des Kerns auch die Abschirmung durch die Hüllenelektronen berücksichtigt werden. Diese reduziert den Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\text{B. H.}}$, wenn die wesentlichen Beiträge zur Emission von Abständen herrühren, die größer als der Bohrsche Radius sind. Mit der Abschätzung des Atomradius durch $a_0 Z^{-\frac{1}{3}}$ ($a_0 =$ Bohrscher Radius) wird für hohe Elektronenergien die Abschirmung durch die Hüllenelektronen für

$$R = \frac{1}{|\vec{q}_{\text{min}}|} \sim \frac{2E_0 E}{k} > a_0 Z^{-\frac{1}{3}}$$

wesentlich. Dies ist im Bereich der von ELSA zur Verfügung gestellten Energien der Fall. Daraus folgt nach [Fey89] eine Ersetzung der Fouriertransformierten des Coulomb-Potentials aus Abschnitt 3.1.1 durch

$$V(\vec{q}) = \frac{4\pi e^2}{\vec{q}^2} (Z - F(q)). \quad (3.11)$$

Hierbei wird $F(q)$ als Atomformfaktor bezeichnet, der die Abschirmung der Kernladung durch die Ladungsverteilung der Hüllenelektronen beschreibt:

$$F(q) = \int \rho(r) e^{-i\vec{q}\vec{r}} d^3r \quad (3.12)$$

mit $\rho(r)$ der Elektronendichte des Atoms.

Für den Atomformfaktor existieren in der Literatur in Abhängigkeit vom Impulsbereich verschiedene Parametrisierungen. In [Sch51] wird folgender Ausdruck für $F(q)$ verwendet:

$$F(q) = \frac{1}{1 + (q\beta)^{-2}}, \quad (3.13)$$

wobei β aus der Annahme eines exponentiell abgeschirmten Potentials für das Rückstoßatom resultiert:

$$V_s(r) = -\frac{Ze^2}{r} e^{-r/\beta}; \quad (3.14)$$

$$\beta = C \cdot Z^{-\frac{1}{3}}; \quad C = 111. \quad (3.15)$$

Die Abschirmung des Coulomb-Feldes durch die Hüllenelektronen, die sich aus diesem Formfaktor ergibt, wird für kleiner werdende Impulsüberträge q größer. Für im Vergleich zur Atomabmessung große Impulsüberträge ist sie vernachlässigbar.

Aus der Berücksichtigung des Atomformfaktors folgt eine Erweiterung des differentiellen Bremsstrahlungswirkungsquerschnittes um den Faktor $[1 - F(q)]^2$. Dabei haben die unterschiedlichen Beschreibungen des atomaren Formfaktors bzw. seine Genauigkeit insbesondere Auswirkungen auf die Beschreibung des Bremsstrahlungsspektrums für linear polarisierte Photonen [Els07].

3.1.4 Kinematik des Bremsstrahlungsprozesses

Der Kinematik der Bremsstrahlung kommt wegen des auf den Kern übertragenen Rückstoßimpulses bei der Erzeugung von linear polarisierten Photonen über den Prozess der kohärenten Bremsstrahlung (vgl. Abschnitt 3.2) eine zentrale Bedeutung zu.

Wegen der Rotationssymmetrie des Bremsstrahlungsprozesses bezüglich des Impulses des einlaufenden Elektrons ist eine Zerlegung von \vec{q} in seinen longitudinalen und transversalen Anteil, \vec{q}_l und \vec{q}_t , von Vorteil (vgl. Abbildung 3.2):

$$q_l = p_0 - p \cos \theta_e - k \cos \theta_k, \quad (3.16)$$

$$q_t^2 = p^2 \theta_e^2 + k^2 \theta_k^2 + 2pk \theta_e \theta_k \cos \psi. \quad (3.17)$$

$$\theta_e = \text{Winkel zwischen } \vec{p} \text{ und } \vec{p}_0,$$

$$\theta_k = \text{Winkel zwischen } \vec{k} \text{ und } \vec{p}_0,$$

$$\psi = \text{Winkel zwischen der } (\vec{p}_0, \vec{p})\text{- und der } (\vec{p}_0, \vec{k})\text{-Ebene.}$$

Bei Vorwärtsemission von Photon und Elektron ($\theta_e = \theta_k = 0$) ist der transversale Anteil $q_t = 0$

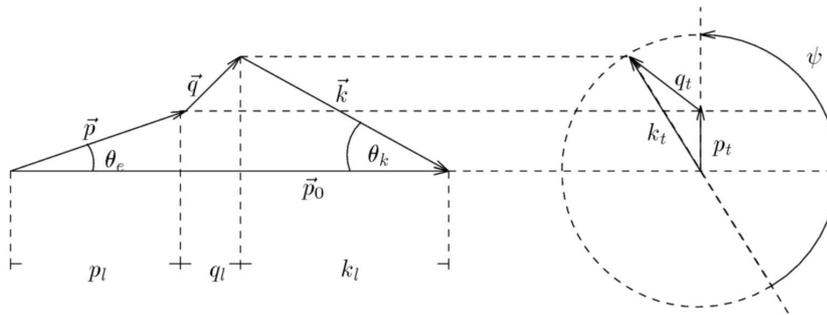


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Impulse und Winkel. [Tim69]

und der Impulsübertrag minimal. Für die longitudinale Komponente q_l folgt nach Gleichung 3.17 und unter Verwendung der für hohe Primärenergien sehr guten Näherung

$$p = \sqrt{E^2 - 1} \sim E - \frac{1}{2E} \quad (E_0, E \gg 1)$$

mit $x = \frac{k}{E_0}$:

$$q_l^{\min} \equiv: \delta(x) = \frac{1}{2E_0} \frac{x}{1-x}. \quad (3.18)$$

Als Abschätzung für den Maximalwert von q_l erhält man nach Gleichung 3.17 mit dem Elektronenemissionswinkel

$$\theta_e = \frac{1}{E_0} \frac{x}{1-x} \quad (\text{unter Vernachlässigung von } q \text{ gegen } p_0, p \text{ und } k), \quad (3.19)$$

θ_k aus Gleichung 3.9 und der Näherung $p \approx E$ folgenden Ausdruck:

$$q_l^{\max} \approx \frac{1}{E_0} \frac{x}{1-x} = 2\delta. \quad (3.20)$$

Die transversale Komponente q_t wird maximal für $\psi = 0$. Aus $q_t^2 = q^2 - q_l^2$ folgt mit den gleichen Näherungen wie bei der Berechnung von q_l eine obere Grenze für q_t , so dass sich insgesamt ergibt [Tim69]:

$$0 \leq q_t \leq 2x. \quad (3.21)$$

Bei der bisherigen Betrachtung der kinematisch erlaubten Impulsüberträge wurde die untere kinematische Grenze q_l für $\theta_e = \theta_k = 0$, d. h. für $q_t = 0$, abgeschätzt (Gleichung 3.18). Die transversale Komponente des Rückstoßes kann jedoch wesentlich größer sein als die longitudinale Komponente. Daher ist diese Abschätzung durch eine bessere Näherung für $q_t \neq 0$ zu ersetzen.

Für ein festes q_l ist der Maximalwert der transversalen Komponente durch

$$q_t^{\max} = \sqrt{2E_0(q_l - \delta)} \quad (3.22)$$

gegeben. Daraus resultiert die folgende bessere Abschätzung für den kinematisch erlaubten Bereich der Impulsüberträge, der von Überall [Ü56] als „Pfannkuchen“ (*pancake*) bezeichnet wurde:

$$\delta + \frac{(q_t^{\max})^2}{2E_0} \leq q_l \leq \frac{\delta}{x} \quad (3.23)$$

$$0 \leq q_t \leq 1. \quad (3.24)$$

Die Form dieses „Pfannkuchens“ ist in der folgenden Abbildung 3.3 gezeigt.

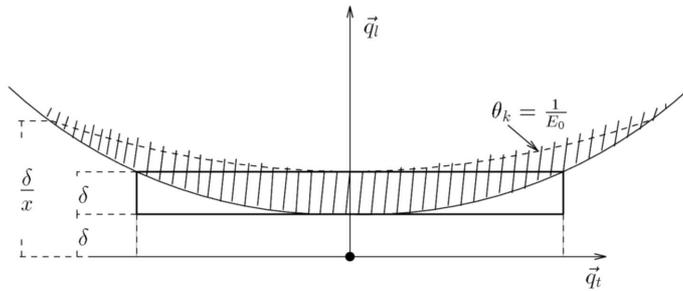


Abbildung 3.3: Der kinematisch erlaubte Bereich des Impulsübertrags (Näherung: Kasten, genauere Rechnung: schraffiert). Angedeutet ist die obere Grenze dieses Bereichs für $\theta_k = \frac{1}{E_0}$. [Ü56]

3.2 Theorie der kohärenten Bremsstrahlung

Der Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 3.7 und 3.8 gilt für die Streuung von Elektronen an den Atomkernen eines amorphen Radiators. Bei kristallinem Bremsstrahlungstarget kann das Zusammenspiel von kinematischen Bedingungen und Struktureffekten zu kohärenten Intensitätsüberhöhungen führen.

Bei einer bestimmten Ausrichtung des Kristalls zur Elektronenstrahlrichtung kommt es zu konstruktiver Interferenz der Bremsstrahlungsamplituden einzelner Atome. Die Ursache für diesen

Kohärenzeffekt liegt in der mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit auftretenden Übernahme des Impulsübertrages durch den ganzen Kristall, d. h. nicht durch einen einzelnen Kern, wie dies bei den bisherigen Betrachtungen der Fall war. Es wird, in Analogie zum Mössbauereffekt, kein Phonon angeregt [Sch95]. Dabei entspricht der Impulsübertrag \vec{q} gerade einem reziproken Gittervektor \vec{g} :

$$\vec{q} = n \cdot \vec{g} \quad (\text{Braggbedingung}). \quad (3.25)$$

Diese Quantisierung der erlaubten Impulsüberträge führt zusammen mit der in Abschnitt 3.1.4 behandelten kinematischen Einschränkung für \vec{q} zu einem kohärenten Anteil im Bremsstrahlungsspektrum, der in einer Überhöhung des $1/E_\gamma$ -Verlaufes resultiert. In den Intensitätsspitzen des Spektrums sind die Bremsstrahlungsphotonen linear polarisiert, wobei der Polarisationsgrad von der Orientierung des Kristalls zum Elektronenstrahl abhängt.

3.2.1 Der Wirkungsquerschnitt der kohärenten Bremsstrahlung

In diesem Abschnitt wird nicht die komplette Rechnung zur Bornschen Näherung in der kohärenten Bremsstrahlung durchgeführt, sondern nur der Ansatz beschrieben. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [Sch95].

Bei kristallinem Bremsstrahlungstarget tritt bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes an Stelle des Coulomb-Potentials eines einzelnen Atoms das Gitterpotential:

$$V(\vec{r})_{\text{Kristall}} = \sum_{i=1}^N V(\vec{r} - \vec{r}_i), \quad N = \text{Anzahl der Atome im Target}. \quad (3.26)$$

Die Fouriertransformierte des Coulomb-Potentials aus Abschnitt 3.1.1 muss dann durch die Fouriertransformierte von $V(\vec{r})_{\text{Kristall}}$ ersetzt werden. Bildet man die Summe über die Atome in der Einheitszelle und multipliziert diesen Ausdruck mit einem Faktor, über den alle anderen Targetatome durch Translation um Gittervektoren \vec{L} erfasst werden, sieht man, dass sich die Fouriertransformierte des Kristallpotentials als die eines einzelnen Atoms multipliziert mit einem von der Struktur des Kristalls abhängigen Faktor darstellen lässt.

Der Diffraktionsfaktor Der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung an einem Kristall kann demnach als Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem so genannten Diffraktionsfaktor geschrieben werden:

$$d\sigma_{\text{Kristall}} = D(\vec{q}) \cdot d\sigma_{\text{B. H.}} \quad (3.27)$$

mit

$$D(\vec{q}) = \left| \sum_{\vec{L}} e^{i\vec{q}\vec{L}} \right|^2 \cdot \left| \sum_{j=1}^{N_0} e^{i\vec{q}\vec{r}_j} \right|^2, \quad (3.28)$$

wobei die rechte Summe für solche \vec{q} auszuwerten ist, die die Braggbedingung erfüllen. Dieser Anteil des Diffraktionsfaktors wird auch als Strukturfaktor $S(\vec{g})$ des Kristalls bezeichnet. Nach [Dia68] gilt:

$$D(\vec{q}) = \frac{N}{N_0} \left(\frac{2\pi}{a} \right)^3 \sum_{\vec{g}} |S(\vec{g})|^2 \delta(\vec{q} - \vec{g}). \quad (3.29)$$

N_0 bezeichnet die Anzahl der Atome in der Einheitszelle, der Faktor $\frac{N}{N_0}$ dementsprechend die Anzahl der Einheitszellen im Target, \vec{r}_j die Position der Atome in der Einheitszelle und a steht für die Gitterkonstante des verwendeten Kristalls.

Der Diffraktionsfaktor berücksichtigt also, dass nur Impulsüberträge auf den Kern auftreten können, die mit einem reziproken Gittervektor zusammenfallen. Dies stellt zusätzlich zum kinematisch erlaubten Bereich eine zweite Bedingung für erlaubte Impulsüberträge auf den Kern dar.

Der Strukturfaktor $S(\vec{g})$ berücksichtigt die Tatsache, dass die Einheitszelle des Kristalls aus N_0 Atomen besteht und Streuung an ihr zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz führen kann. Für einen Diamantkristall, der aus zwei um $(\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4})$ gegeneinander verschobenen fcc-Gittern besteht (vgl. Bücher zur Festkörperphysik, z. B. [Kit68]), wobei die Anzahl der Atome N_0 in einer Zelle hier gleich acht ist, ergibt sich mit den Miller-Indizes h, k und l zur Bezeichnung der Lage von Kristallebenen [Kit68] z. B.

$$\begin{aligned} S(\vec{g}) &= \sum_{j=1}^8 e^{i\vec{q}\vec{r}_j} \\ &= \left(1 + e^{i\pi(h+k)} + e^{i\pi(k+l)} + e^{i\pi(h+l)}\right) \left(1 + e^{i\frac{\pi}{2}(h+k+l)}\right). \end{aligned}$$

Die Größe $|S(\vec{g})|^2$ nimmt also folgende Werte an:

$$\begin{aligned} |S(\vec{g})|^2 &= 64, \text{ wenn } h, k, l \text{ gerade sind und } (h+k+l) \text{ durch vier teilbar ist.} \\ |S(\vec{g})|^2 &= 32, \text{ wenn } h, k, l \text{ ungerade sind.} \\ |S(\vec{g})|^2 &= 0 \text{ sonst.} \end{aligned}$$

Der Debye-Waller-Faktor Die dargestellte Beziehung zwischen dem Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung an Kristallen und dem Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt gilt nur unter Vernachlässigung der thermischen Bewegung der Gitteratome um ihre Ruhelage. Die Störung der Periodizität des Gitters aufgrund der Temperaturschwingungen der Atome erhöht die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von inelastischen Prozessen, bei denen Phononen erzeugt und vernichtet werden.

Bei endlichen Temperaturen verursacht dies eine Reduzierung des rückstoßfreien Beitrags zum Wirkungsquerschnitt. Für eine gegebene Temperatur T wird der resultierende rückstoßfreie Anteil durch den Debye-Waller-Faktor Faktor f gegeben:

$$f = e^{-A(T)q^2}. \quad (3.30)$$

Die Größe $A(T)$ beschreibt die mittlere thermische Auslenkung der Atome:

$$A(T) = \frac{3m_e^2 c^2}{4Mk_B\Theta} \left[1 + 4\frac{T}{\Theta}\Psi\left(\frac{\Theta}{T}\right)\right], \quad (3.31)$$

mit den Parametern M , der Masse eines Atoms; m_e , der Masse des Elektrons; k_B , der Boltzmann-Konstante; Θ , der Debye-Temperatur des Kristalls; T , der Temperatur in K, und der Debye-Funktion:

$$\Psi\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \frac{T}{\Theta} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{T' dT'}{e^{T'} - 1}. \quad (3.32)$$

An dem restlichen Teil der Atome $(1 - f)$ findet die Erzeugung von Bremsstrahlung ohne Interferenz statt, d. h. diese tragen zum inkohärenten Anteil des Bremsstrahlungsspektrums bei. Zur Verstärkung des kohärenten Strahlungsbeitrags wählt man Kristalle mit hoher Debye-Temperatur aus, da der Debye-Waller-Faktor mit kleiner werdender Debye-Temperatur abfällt. Berücksichtigt man den Diffraktionsfaktor sowie die Temperaturabhängigkeit des kohärenten Strahlungsbeitrags, ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung an einem Kristall wie folgt:

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{\text{Kristall}} &= [D(\vec{q})f(q^2) + (1 - f(q^2))N] \cdot d\sigma_{\text{B. H.}} \\
 &= \left[\frac{N}{N_0} \left(\frac{2\pi}{a} \right)^3 e^{-Aq^2} \sum_{\vec{g}} |S(\vec{g})|^2 \delta(\vec{q} - \vec{g}) + (1 - e^{-Aq^2})N \right] \cdot d\sigma_{\text{B. H.}} \\
 &= d\sigma_{\text{koh.}} + d\sigma_{\text{inkoh.}} .
 \end{aligned} \tag{3.33}$$

3.2.2 Orientierung des Elektronenstrahls zum Kristall

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den einzelnen reziproken Gittervektoren führt im Zusammenspiel mit den zuvor in Abschnitt 3.1.4 erläuterten kinematischen Einschränkungen zu verschiedenen charakteristischen Eigenschaften des Bremsstrahlungsspektrums.

Für Prozesse in periodischen Strukturen ist der Impulsraum diskret besetzt. Fällt also ein einzelner reziproker Gittervektor an der unteren Kante aus dem kinematisch erlaubten Bereich heraus (*pancake*, vgl. Abschnitt 3.1.4), geht dem kohärenten Anteil des Wirkungsquerschnittes aus Gleichung 3.33 genau ein Term verloren. Daraus folgt ein nichtkontinuierlicher Abfall in der Bremsstrahlungsintensität.

Die Orientierung des Elektronenstrahls zum Kristall ist entscheidend für die Struktur des Bremsstrahlungsspektrums. Die verschiedenen Ausrichtungen des Kristalls bezüglich des einfallenden Elektronenstrahls werden durch den Einbau des Kristalls in ein Goniometer ermöglicht, das Rotationen um die vertikale (V), horizontale (H) und azimutale (A) Achse vornehmen kann [Els07].

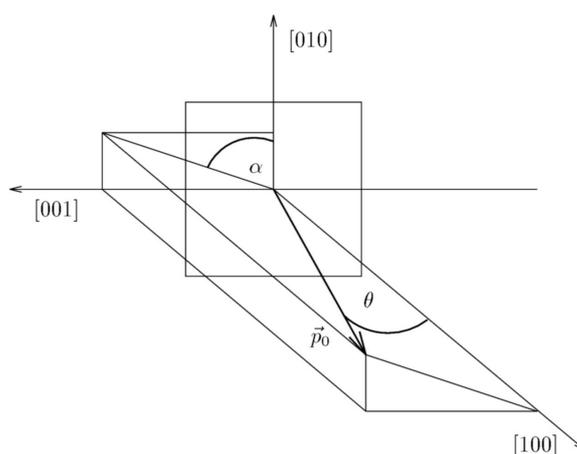


Abbildung 3.4: Orientierung des Kristalls relativ zum einfallenden Elektronenstrahl, beschrieben über die Winkel θ und α . [Sch95]

Die Winkel θ und α beschreiben die Orientierung des Kristalls zum Elektronenstrahl (vgl. Abbildung 3.4). Eingezeichnet sind die Gittervektoren $\vec{b}_1 = [100]$, $\vec{b}_2 = [010]$, $\vec{b}_3 = [001]$ bei einem

Schnitt des Diamanten in der Orientierung [100]:

$$\theta = (\vec{p}_0, \vec{b}_1) \quad (3.34)$$

$$\alpha = (\vec{b}_1, \vec{b}_2)(\vec{p}_0, \vec{b}_1). \quad (3.35)$$

Dabei ergeben sich drei grundlegende Fälle, die im Folgenden erläutert werden:

In der Nullposition des Kristalls ist $\theta = \alpha = 0$, dies ist die Orientierung mit der höchsten Symmetrie. Die [100]-Ebene des Kristalls steht senkrecht zur azimuthalen Goniometerachse, und die Richtung des reziproken Gittervektors [100] fällt mit der Elektronenstrahlrichtung zusammen, d. h. der Kristall ist rotationssymmetrisch bezüglich dieser Achse ausgerichtet. In dieser Orientierung verlassen für $\delta = \frac{2\pi}{a}$ gerade alle Gittervektoren mit dem Millerindex $h = 1$ den Bereich der erlaubten Impulsüberträge. Aus diesem Grund treten kaum Kohärenzeffekte auf, d. h. es gibt keine effektive Photonpolarisation.

Die Einstellung $\theta \neq 0$; $\alpha = 0, \frac{\pi}{2}, \dots$ entspricht einer spiegelsymmetrischen Ausrichtung bezüglich der Ebenen [100] und [010] und wird durch eine Drehung um die horizontale Achse H des Goniometers realisiert. Charakteristisch für eine solche Kristallorientierung und das resultierende Spektrum ist die Tatsache, dass immer mehrere niedrig indizierte ($h = 0$ und $k, l \leq 4$) Gittervektoren gleichzeitig über die untere kinematische Grenze δ treten (*Mehrpunktspektren*). Aufgrund der Tatsache, dass dem kohärenten Anteil des Wirkungsquerschnittes mehrere Terme gleichzeitig verloren gehen, ist der Intensitätssprung für diese Orientierung des Elektronenstrahls zum Kristall besonders groß. Da die Gittervektoren, die gleichzeitig in den kinematisch erlaubten Bereich fallen, senkrecht aufeinander stehen können, ergibt sich im Allgemeinen keine effektive Polarisation. Für diese Kristallorientierung kann man die Polarisation also *nicht* einfach aus der Intensitätsüberhöhung bestimmen.

Durch eine Drehung sowohl um die azimuthale als auch die vertikale Achse des Goniometers lässt sich die dritte grundlegende Einstellung mit $\theta \neq 0$; $\alpha \neq 0, \frac{\pi}{2}, \dots$ erreichen. Dies entspricht einer Ausrichtung ohne spezielle Symmetrie. Der kinematisch erlaubte Bereich enthält dann immer nur *einen* reziproken Gittervektor (*Einpunktspektren*). Nur für diesen Fall besteht in der kohärenten Überhöhung des Bremsstrahlungsspektrums eine hohe lineare Polarisation in der durch \vec{p}_0 und den Gittervektor aufgespannten Ebene (d. h. die Intensitätsüberhöhung entspricht der Polarisation). Der Intensitätssprung bei Herausfallen des Gittervektors aus dem *pancake* ist im Vergleich zum Mehrpunktspektrum nicht mehr so stark ausgeprägt.

Eine quantitative Behandlung der Intensität und des Polarisationsgrades der kohärenten Bremsstrahlung erfolgt im nächsten Abschnitt.

3.2.3 Intensitätsverteilung und Polarisationsgrad

Intensitätsverteilung Für die Gesamtintensität der kohärenten Bremsstrahlung ergibt sich bei Integration über alle Elektronen- und Photonenemissionswinkel:

$$\begin{aligned} I(x, E_0, \theta, \alpha) &= \frac{x}{N\bar{\sigma}} \frac{d\sigma_{\text{Kristall}}}{dx} \\ &= (1 + (1-x)^2) \left(\Psi_1^{\text{koh}} + \Psi_1^{\text{inkoh}} \right) - \frac{2}{3}(1-x) \left(\Psi_2^{\text{koh}} + \Psi_2^{\text{inkoh}} \right) \\ &= I^{\text{koh}} + I^{\text{inkoh}}, \end{aligned} \quad (3.36)$$

wobei N die Anzahl der Atome im Kristall ist. Der kohärente Anteil I^{koh} der Intensität setzt sich aus zwei Funktionen zusammen [Lut67]:

$$\begin{aligned}\Psi_1^{\text{koh}} &= \frac{1}{8} \frac{(2\pi)^2}{a^3} 4\delta \sum_{\vec{g}}' |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} \frac{(1 - F(g^2))^2}{g^4} \frac{q_t^2}{q_l^2}, \\ \Psi_2^{\text{koh}} &= \frac{1}{8} \frac{(2\pi)^2}{a^3} 24\delta^2 \sum_{\vec{g}}' |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} \frac{(1 - F(g^2))^2}{g^4} \frac{q_t^2 (q_l - \delta)}{q_l^4}.\end{aligned}\quad (3.37)$$

Die Funktion F berücksichtigt die Abschirmung durch die Hüllenelektronen gemäß Abschnitt 3.1.3. Die Summation in den Gleichungen 3.37 ist nur über diejenigen reziproken Gittervektoren auszuführen, die im kinematisch erlaubten Bereich liegen, angedeutet durch den Strich an den Summen. Da alle Beiträge mit dem Faktor g^{-4} gewichtet sind, ergeben sich für Gittervektoren mit kleinen Indizes größere Beiträge zum Wirkungsquerschnitt. Für kleine Winkel θ liegen die Beiträge von Gittervektoren mit $h \neq 0$ bei hohen Photonenergien, d. h. am Ende des Spektrums. Da die Vektoren weit von der unteren kinematischen Grenze entfernt sind, sind diese Beiträge sehr klein und können vernachlässigt werden.

Setzen wir deshalb $h = 0$, erhalten wir aus den Gleichungen 3.37 den Beitrag eines reziproken Gittervektors zur kohärenten Intensität in einer Diskontinuität, d. h. für $q_l = \delta$ und $x = x_d = \frac{k}{E_0}$, dem Verhältnis von der Photonenergie k zu der Energie E_0 des primären Elektronenstrahls an einer Diskontinuität:

$$\begin{aligned}I^{\text{koh}}(x_d) &= (1 + (1 - x_d)^2) \Psi_1^{\text{koh}} - \frac{2}{3} (1 - x_d) \Psi_2^{\text{koh}} \\ &= E_0 (1 + (1 - x_d)^2) \frac{(1 - x_d)}{x_d} \frac{(2\pi)^2}{a^3} |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} g^2 F(g^2).\end{aligned}\quad (3.38)$$

Die Intensität, d. h. die Anzahl der kohärenten Photonen, steigt also mit zunehmender Energie E_0 an. Für $x_d \rightarrow 0$ wird I^{koh} sehr groß, für $x_d \rightarrow 1$ geht I^{koh} gegen Null.

Für relative Photonenergien x , die größer als x_d sind, kann der Gittervektor aufgrund der erläuterten Kinematik nicht zur Intensität beitragen. Für $x < x_d$ ergibt sich folgende Gleichung für I^{koh} :

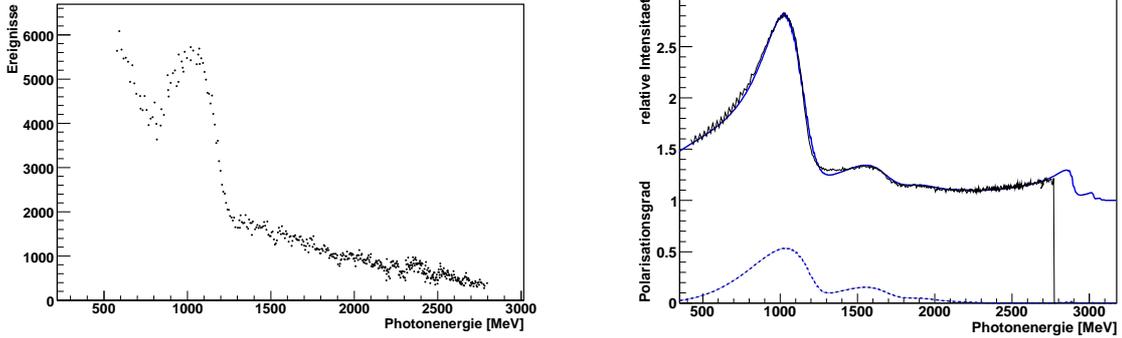
$$I^{\text{koh}}(x) = E_0 \frac{xQ^2}{1-x} \left(1 + (1-x)^2 - \frac{4x^2Q^2}{1-x} \left(\frac{(1-x)}{xQ} - 1 \right) \right) \frac{(2\pi)^2}{a^3} |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} g^2 F(g^2)\quad (3.39)$$

mit

$$Q = \frac{1 - x_d}{x_d}.\quad (3.40)$$

Hiernach verschwindet der Beitrag eines reziproken Gittervektors zur kohärenten Intensität am Beginn des Spektrums ($x = 0$) und steigt mit wachsender Photonenergie bis zu seinem Maximalwert an der Diskontinuität ($x = x_d$). Danach fällt er unstetig auf Null. Die Gleichung 3.39 beschreibt die exakte Form der kohärenten Überhöhungen eines Bremsstrahlungsspektrums (vgl. Abbildung 3.5).

Umfasst der kinematisch erlaubte Bereich mehrere Gittervektoren (Mehrpunktspektren), ergibt sich das gesamte Bremsstrahlungsspektrum aus der Summe über die Beiträge dieser Vektoren und dem inkohärenten Anteil.



(a) Absolute Intensitätsverteilung im Bremsstrahlungsspektrum für die Streuung an einem Diamantkristall.

(b) Relative Intensitätsverteilung im Bremsstrahlungsspektrum für die Streuung an einem Diamantkristall, normiert auf ein mit amorphem Radiator aufgenommenes Spektrum. Angepasst an die Daten die theoretische Rechnung mit ANB (ANalytical Bremsstrahlung Calculation, [N⁺03, Els07], blaue Linie). Unten dargestellt der aus der Intensitätsüberhöhung resultierende Polarisationsgrad. [Ebe09]

Abbildung 3.5:

Intensitätsverteilung im Bremsstrahlungsspektrum für die Streuung an einem Diamantkristall bei einer Primärstrahlenergie von $E_0 = 3200$ MeV.

Polarisationsgrad Den Polarisationsgrad der Photonen berechnet man aus den Wirkungsquerschnitten $d\sigma_{\parallel}$ und $d\sigma_{\perp}$, die die Emission von Photonen mit senkrecht bzw. parallel zu einer festzulegenden Ebene ausgerichtetem Polarisationsvektor beschreiben:

$$P = \frac{d\sigma_{\parallel} - d\sigma_{\perp}}{d\sigma_{\parallel} + d\sigma_{\perp}}. \quad (3.41)$$

Dies entspricht [Tim69]:

$$P = 2(1 - x) \frac{\Psi_3^{\text{koh}}(\delta, \theta, \alpha, \phi)}{I(x, E_0, \theta, \alpha)} \quad (3.42)$$

mit

$$\Psi_3^{\text{koh}}(\delta, \theta, \alpha, \phi) = -\frac{1}{8} \frac{(2\pi)^2}{a^3} 4\delta^3 \sum_{\vec{g}} |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} \frac{(1 - F(g^2))^2}{g^4} \frac{q_t^2 \cos 2\phi}{q_t^4}. \quad (3.43)$$

Dabei ist ϕ der Winkel zwischen der Referenzebene der Polarisation und der Ebene (\vec{p}_0, \vec{g}) . Die reziproken Gittervektoren müssen wieder die Bedingung $q_t \geq \delta$ erfüllen.

Um die Polarisation zu erhalten, die von dem Beitrag eines einzigen reziproken Gittervektors im kinematisch erlaubten Bereich herrührt, muss in den Ψ^{koh} -Funktionen die Summe über die reziproken Gittervektoren durch einen einzelnen Gittervektor ersetzt werden.

Die Polarisation ist für eine feste Photonenergie x maximal, wenn der reziproke Gittervektor *und* der Impulsvektor des einfallenden Elektrons in der Referenzebene der Polarisation liegen ($\phi = 0$).

Betrachtet man nun den Fall $q_t = \delta$, d. h. die Polarisation, die vom Beitrag eines reziproken Gittervektors an der Diskontinuität ($x = x_d$) herrührt, lässt sich der in Gleichung 3.38 angegebene

Beitrag eines reziproken Gittervektors zur Intensität an der Kante wie folgt schreiben:

$$I^{\text{koh}}(x_d) = -(1 + (1 - x_d)^2)\Psi_3^{\text{koh}}, \quad (3.44)$$

so dass sich aus Gleichung 3.42 der Beitrag eines reziproken Gittervektors an der unteren kinematischen Grenze zur Polarisation folgendermaßen ergibt:

$$P(x_d) = \frac{-\Phi(x_d)}{1 + \frac{I^{\text{inkoh}}}{I^{\text{koh}}(x_d)}} \quad (3.45)$$

mit

$$\Phi(x_d) = \frac{2(1 - x_d)}{(1 + (1 - x_d)^2)}, \quad (3.46)$$

dem vereinfachten Spezialfall für die Funktion $\Phi(x, x_d)$, die den Polarisationsgrad $P(x, x_d) = \Phi(x, x_d)$ beschreibt:

$$\Phi(x, x_d) = \frac{2x^2Q^2}{1 - x} \left(1 + (1 - x)^2 - \frac{4x^2Q^2}{1 - x} \left(\frac{1 - x}{xQ} - 1 \right) \right)^{-1}, \quad \text{mit } Q = \frac{1 - x_d}{x_d}. \quad (3.47)$$

Unterdrückt man den inkohärenten Anteil z. B. durch Kollimation, nähert sich die Polarisation $P(x_d)$ asymptotisch ihrem Maximalwert $\Phi(x_d)$. Für $x_d \rightarrow 0$ strebt $\Phi(x_d)$ gegen Eins, dies entspricht einer vollständigen Polarisation der Photonen. Für $x_d \rightarrow 1$ verschwindet $\Phi(x_d)$. Bei Verwendung einer höheren Primärelektronenstrahlenergie resultiert ein höherer Polarisationsgrad der Photonen für eine fest gewählte Photonenergie. Dementsprechend folgt für Messungen mit linear polarisierten Photonen an den verschiedenen Experimentierplätzen das Bestreben, mit einer möglichst hohen Strahlenergie zu arbeiten. So wird bis 2015 beispielsweise der Beschleuniger CEBAF² am JLab³ für den Betrieb mit Extraktionsenergien von 12 GeV aufgerüstet [jla08].

²Continuous Electron Beam Accelerator Facility.

³Jefferson Laboratory an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility, Newport News, USA.

Kapitel 4

Die Photonenmarkierungsanlage des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes im Rahmen des SFB/TR 16

Für das CBELSA/TAPS-Experiment wird ein Strahl von hochenergetischen Photonen benötigt, die gemäß den in Kapitel 3 aufgeführten Gesetzmäßigkeiten mittels Bremsstrahlung erzeugt werden: Der primäre Elektronenstrahl der Energie E_0 trifft auf eine dünne Metallfolie bzw. einen Diamantkristall (vgl. Kapitel 3). Für die gestreuten Elektronen dominiert der Bremsstrahlungsprozess gegenüber der Elektron-Elektron-Streuung (Møller-Streuung). Daher strahlen die meisten Elektronen unter Energieverlust ein Photon ab, das dann im Experiment genutzt wird. Die Energie des gestreuten Elektrons wird mit Hilfe eines Magnetspektrometers bestimmt. Da der Energieübertrag auf den Rückstoßkern vernachlässigbar ist (vgl. Kapitel 3), bestimmt sich die Photonenergie (E_γ) aus der Differenz zwischen den Elektronenergien vor (E_0) und nach (E_{e^-}) dem Bremsstrahlungsprozess:

$$E_\gamma = E_0 - E_{e^-} . \quad (4.1)$$

Die Kombination eines Bremsstrahlungsradiators mit einem Magnetspektrometer, das auch eine Zeitinformation zur Verfügung stellt, bezeichnet man als *Photonenmarkierungsanlage* bzw. *Tagging-System*. Weitere Möglichkeiten zur Energiemarkierung von Photonen neben dem Bremsstrahlungsprozess sind in [FP04] aufgeführt.

Wie in Kapitel 1 erläutert, dient die Photonenmarkierungsanlage dazu, dem Experiment Informationen über Energie und Entstehungszeit jedes einzelnen Photons, d. h. die zeitliche Zuordnung zu den Reaktionsprodukten, innerhalb eines kontinuierlichen Spektrums [Car83] bereitzustellen.

Darüber hinaus besteht eine Schlüsselfunktion des Tagging-Systems im Zusammenspiel mit dem Gamma-Intensitäts-Monitor (GIM) in der Absolutnormierung des Photonenflusses. Dies wird in Kapitel 8 näher erläutert.

In diesem Kapitel wird zunächst kurz die **EL**ektronen-**St**retcher-**A**nlage ELSA vorgestellt, bevor der Aufbau der Photonenmarkierungsanlage behandelt wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das in [FP04] entwickelte Konzept für das Tagging-System umgesetzt. In den einzelnen Abschnitten wird auf die verschiedenen Komponenten der Photonenmarkierungsanlage sowie die Elektronen- und Photonenstrahlführung eingegangen. Schließlich werden die für das Tagging-System verwendete Elektronik sowie die Bereitstellung der benötigten Trigger-Signale vorgestellt.

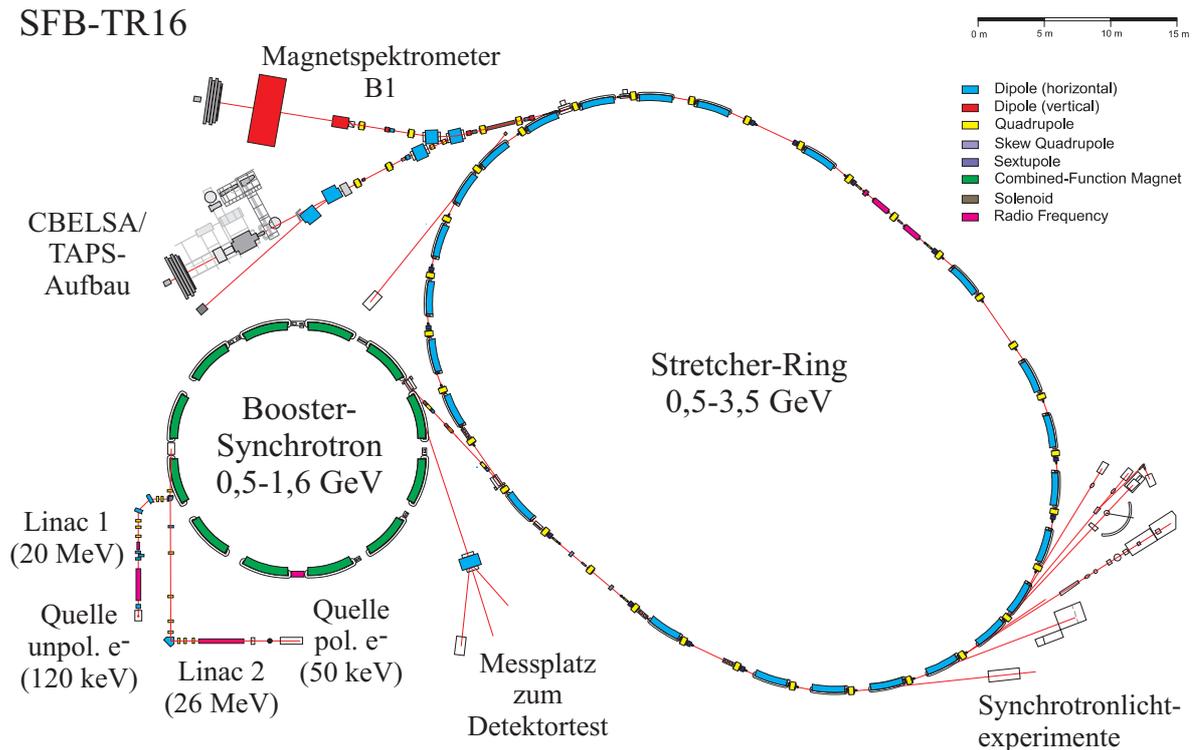


Abbildung 4.1: Die Bonner Elektronenbeschleunigeranlage ELSA.

4.1 Der Elektronenbeschleuniger ELSA

Die **EL**ektronen-**ST**retcher-**AN**lage ELSA liefert in einem dreistufigen Beschleunigungssystem einen quasi-kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Endenergie von bis zu 3,5 GeV [Hil06] (vgl. Abbildung 4.1). Zur Erzeugung von Elektronen stehen zwei Elektronenkanonen mit anschließenden Linearbeschleunigern (LINACs¹) zur Verfügung: Zum einen können am LINAC 1 in einer thermischen Elektronenkanone unpolarisierte Elektronen mit einer Energie von 120 keV erzeugt und auf eine Energie von 20 MeV beschleunigt werden. Zum anderen stehen am LINAC2 ebenfalls eine thermische Elektronenkanone sowie eine 50 keV-Quelle für polarisierte Elektronen² zur Auswahl. Die hier erzeugten Elektronen werden in einer separaten Strahlführung auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt und in das Synchrotron injiziert.

Das Synchrotron wird seit 1988 als Vorbeschleuniger (Booster) für den Stretcherring verwendet. Aufgrund der Beschleunigung in einem hochfrequenten Wechselfeld liegen die Elektronen nicht als kontinuierlicher Strahl, sondern in so genannten *Bunches*³ vor. Diese Substruktur wird in Kapitel 6 aufgegriffen. Zuvor fungierte das Synchrotron als Hauptbeschleuniger mit einem allerdings sehr kleinen makroskopischen Tastverhältnis von 1-2 ms Extraktionszeit pro 20 ms-Zyklus, bestehend aus Injektions-, Ramp- und Extraktionsphase. Zur Verbesserung des Tastverhältnisses wurde die Anlage um einen Stretcherring ergänzt, der die Bereitstellung eines nahezu kontinuierlichen anstelle eines gepulsten Strahls ermöglicht.

¹Linear Accelerator.

²Diese Quelle nutzt die Photoemission von Elektronen durch zirkular polarisiertes Laserlicht an GaAs-Kristallen aus. Zurzeit kann an der Quelle ein Polarisationsgrad von 80 % bei einer Quantenausbeute von 0,2 % erzielt werden [Hof01a].

³Engl.: Bündel, Pakete.

Der Stretcherring kann in drei unterschiedlichen Betriebsmodi benutzt werden:

Stretchermodus Die Elektronen werden aus dem Booster-Synchrotron in den Stretcherring transferiert und über eine langsame Resonanzextraktion (mindestens über eine Periodenzeit des Synchrotrons) mit konstanter Intensität aus ELSA extrahiert [Gen99]. Da keine Nachbeschleunigung erfolgt, wird hier die Endenergie durch das Booster-Synchrotron vorgegeben (maximal 1,6 GeV).

Speichermodus Im Stretcherring wird eine Vielzahl an Injektionen akkumuliert und in Abhängigkeit von der Energie über einen Zeitraum von mehreren Stunden gespeichert⁴. Typischerweise wird ein Strom von ca. 50 mA bei einer Energie von 2,3 GeV erreicht. Das bei der Ablenkung der Elektronen in den Dipolmagneten abgestrahlte Synchrotronlicht kann an sechs Experimentierplätzen genutzt werden.

Nachbeschleunigungsmodus Die aus mehreren Injektionen aus dem Synchrotron im Stretcherring akkumulierten Elektronen werden in der so genannten Ramp-Phase auf die gewünschte Endenergie (maximal 3,5 GeV) nachbeschleunigt. Diese werden dann in Abhängigkeit von der gewünschten Strahlintensität möglichst gleichmäßig über einen Zeitraum von wenigen Sekunden bis zu einer Minute extrahiert. Dieser so genannte *Spill*⁵ hat für die Datennahme mit dem CBELSA/TAPS-Experiment typischerweise eine Dauer von 3-8 s. Es ergibt sich so ein makroskopisches Tastverhältnis von 50 % bis 90 % bei einem konstanten Strahlstrom von bis zu 3 nA.

Für die Datennahme mit dem CBELSA/TAPS-Experiment wird der Beschleuniger ausschließlich im Nachbeschleunigungsmodus betrieben.

4.2 Komponenten des Tagging-Systems

Abbildung 4.2 zeigt eine dreidimensionale Ansicht sowie eine Aufsicht der Photonenmarkierungsanlage.

4.2.1 Der Magnet und die Elektronenstrahlführung

Für die Photonenmarkierungsanlage des CBELSA/TAPS-Experimentes wird ein horizontal ablenkender Magnet⁶ verwendet, der mit Stromstärken bis zu 1500 A betrieben werden kann (dies entspricht einer maximalen Feldstärke von 2,0 T). Die Bahn von Elektronen durch ein Magnetfeld hängt in hochrelativistischer Näherung ($v \approx c$) nur von dem Quotienten $\frac{1}{E_0} \vec{B}$ aus der Elektronenergie E_0 und dem Magnetfeld \vec{B} ab, nicht aber von E_0 und \vec{B} direkt:

$$\ddot{\vec{x}} = c^2 \cdot e \cdot \left(\dot{\vec{x}} \times \frac{\vec{B}}{E_0} \right). \quad (4.2)$$

⁴Es können Ströme bis zu 160 mA gespeichert werden.

⁵Engl. to spill: ausströmen.

⁶Typ: MC, Brown-Boveri, Schweiz.

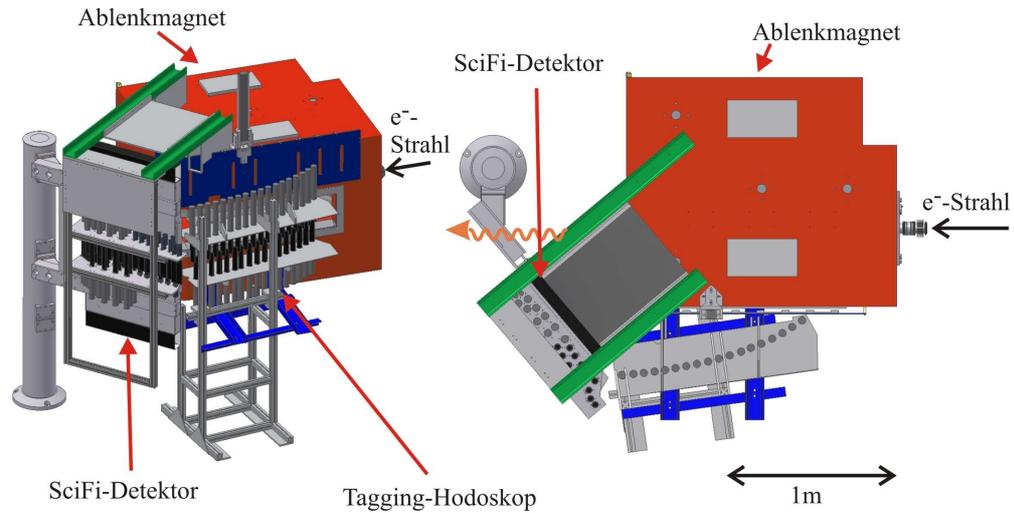
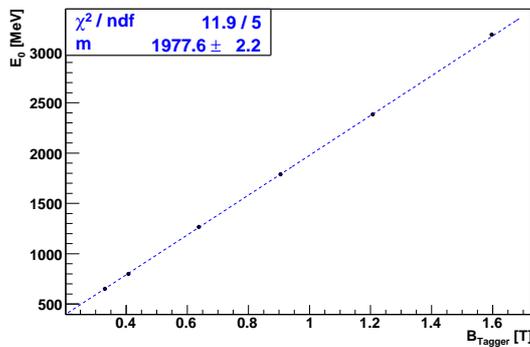
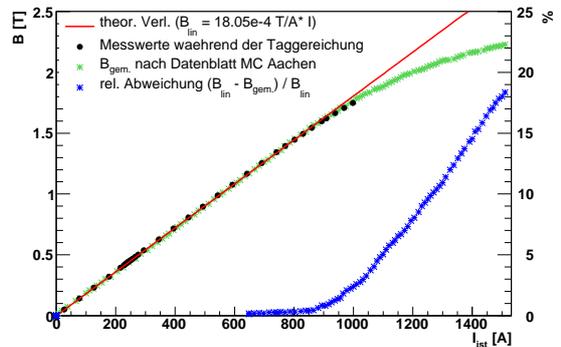


Abbildung 4.2: CAD-Übersichtszeichnung der Photonenmarkierungsanlage.

Für eine gegebene Primärstrahlenergie E_0 wird der Magnet bei einem E_0/B -Verhältnis von $1977,6 \text{ MeV/T}$ betrieben (vgl. Abbildung 4.3(a)), entsprechend einem Verhältnis E_0/I von $3,544 \text{ MeV/A}$ im linearen Bereich der Erregungskurve des Magneten. Diese Einstellung bewirkt eine Ablenkung von 9° für den primären Elektronenstrahl, die durch die Maße des Experimentaufbaus und den fest positionierten Strahlvernichter vorgegeben ist (vgl. Seite 37). Der Magnetstrom ist dann gemäß der Erregungskurve des Magneten zu wählen (vgl. Abbildung 4.3(b)).


 (a) E_0 vs. B und linearer Fit an die Datenpunkte.


(b) Erregungskurve.

Abbildung 4.3: Eigenschaften des Tagging-Magneten.

Für die im Datennahmebetrieb verwendeten Primärstrahlenergien ergeben sich daraus die in Tabelle 4.1 aufgeführten Betriebsströme und Magnetfeldstärken. Eine Übersicht über die technischen Daten des Tagging-Magneten findet sich in [FP04].

	E_0 / MeV	B / T	I / A
	1270	0,638	350,434
	1800	0,905	497,483
	2400	1,205	664,559
	3200	1,597	893,273

Tabelle 4.1: Betriebswerte des Tagging-Magneten im Normalbetrieb bei den während der Datennahme verwendeten Primärstrahlenergien.

Vermessung der Magnetfeldkarte des Tagging-Magneten Im Rahmen der Vorbereitung des Dipolmagneten für den Einsatz im Taggingspektrometer wurden Magnetfeldkarten für die Standardeinstellungen von fünf verschiedenen Primärstrahlenergien ($E_0 = 1,6$ GeV, $E_0 = 2,4$ GeV, $E_0 = 2,6$ GeV, $E_0 = 3,2$ GeV und $E_0 = 3,5$ GeV) erstellt [Bal05]. Für jede Einstellung wurden jeweils drei Ebenen vermessen: zum einen die horizontale Mittelebene des Dipolmagneten (x-z-Ebene), d. h. die Strahlebene, und zum anderen jeweils eine gegenüber der Strahlebene um 14,1 mm nach oben bzw. unten versetzte Ebene. Jede Ebene wurde in verschiedene Bereiche unterteilt: der Bereich innerhalb der Polschuhe des Dipolmagneten, in dem ein annähernd konstantes Magnetfeld herrscht, wurde mit einem 20 mm-Raster vermessen, wohingegen in den Randfeldbereichen der Polschuhabrundungen ein Raster mit einem feineren Gitterpunktabstand von 10 mm verwendet wurde. Abbildung 4.4 zeigt das für die Feldkarte des Tagging-Magneten vermessene Gitter mit den unterschiedlich fein gerasterten Teilbereichen. Die exakte Positionierung der zur Messung verwendeten Hall-Sonden⁷ wurde auf einem X-Y-Verschiebetisch mit Hilfe von Schrittmotoren⁸ mit einer Genauigkeit von ca. 100 μm vorgenommen. Die X-Y-Positionierung wurde geodätisch mit einem Lasertracker überprüft, die Verifizierung der Z-Positionierung erfolgte mit Hilfe eines Nivelliergerätes. Abbildung 4.5 zeigt ein Photo des Gesamtaufbaus für die Feldvermessung des Tagging-Magneten. Eine detaillierte Beschreibung der Vorgehensweise bei der Vermessung der Magnetfeldkarte sowie der verwendeten Komponenten findet sich in [Bal05, Bal09]. Die Ergebnisse der Messungen werden in Kapitel 5 im Vergleich mit den Ergebnissen für Simulationsrechnungen zum Tagging-Magneten vorgestellt.

⁷Typ: MPT-141-5s, Eigenschaften: maximal messbare Feldstärke 3 T; vier verschiedene Messbereiche wählbar (0-0,3 T, 0-0,6 T, 0-1,2 T und 0-3,0 T); Auflösung laut Spezifikation 10 μT ; aktiver Bereich 0,5-0,5 mm².

⁸Phytron, Modell ZSS 57.200.2,5-GPL 52/29 SPA.

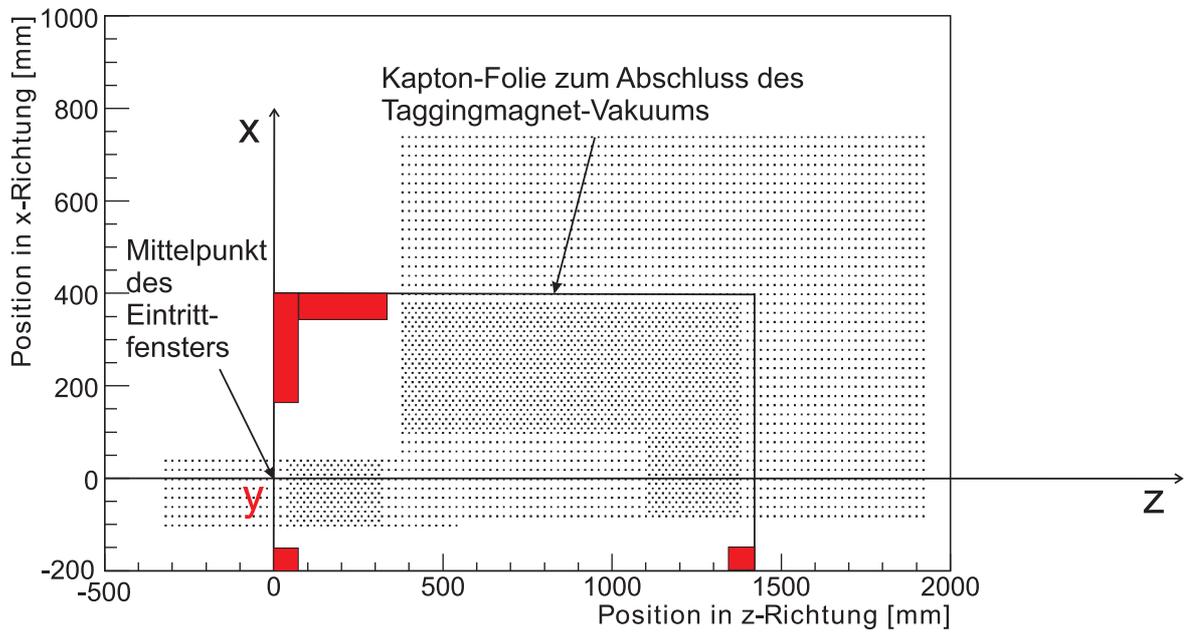


Abbildung 4.4:
Übersichtszeichnung zur Vermessung der Magnetfeldkarte des Tagging-Magneten (Aufsicht).

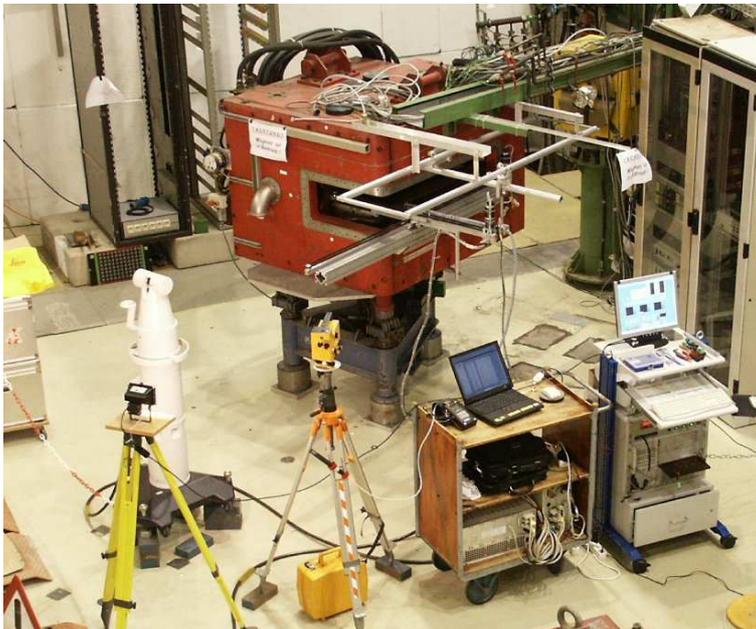
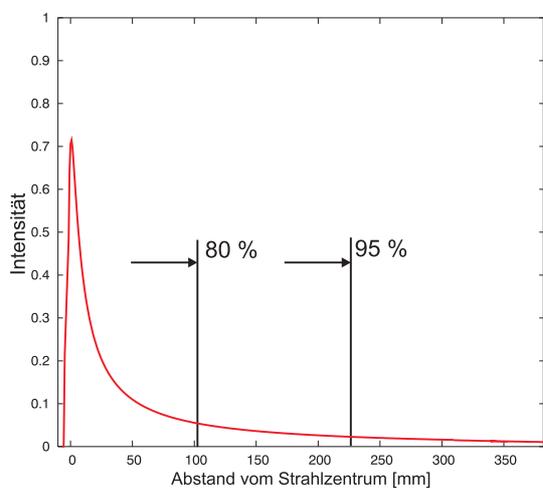
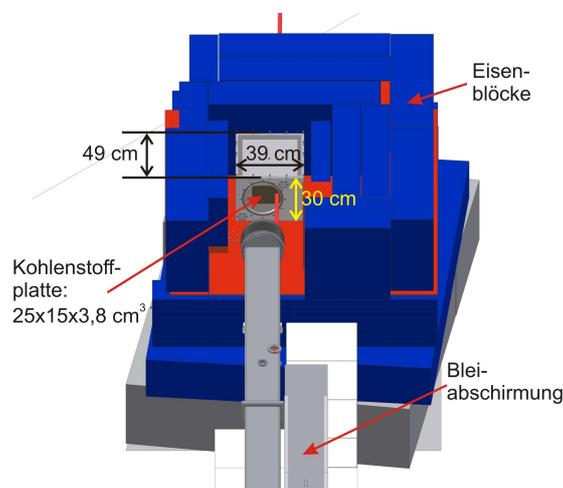


Abbildung 4.5: Photo des Gesamtaufbaus zur Vermessung der Magnetfeldkarte des Tagging-Magneten [Bal05].

Elektronenstrahlführung Die sehr hochenergetischen Elektronen aus dem Elektronenstrahl, die kein Photon abgestrahlt oder nur sehr wenig Energie verloren haben und nicht durch das Tagging-Hodoskop detektiert werden, werden durch einen zweiten Dipolmagneten um weitere $6,2^\circ$ am Experimentaufbau vorbei abgelenkt. Um die Häufigkeit von Wechselwirkungen mit Luft und somit die der Produktion von Untergrundprozessen zu minimieren, wird dieser Teil des Elektronenstrahls durch ein vakuumiertes rechteckiges Aluminiumrohr bis zum Strahlvernichter geführt. Die Detektoren des CBELSA/TAPS-Experimentes sind zusätzlich mit einer 30 cm dicken Bleiwand gegen dieses Rohr abgeschirmt (vgl. Abbildungen 2.1 und 4.8). Im Rahmen dieser Arbeit wurden Simulationsrechnungen zur Bestimmung der Abmessungen des Strahlrohres durchgeführt. Die Abbildung 4.6(a) zeigt das berechnete Strahlprofil an der Position des Strahlvernichters. Die Größe des Strahlrohres mit einer Breite von 22,6 cm in der Strahlebene und die Dimensionen der Innenkammer des Strahlvernichters (vgl. Abbildung 4.6(b)) wurden dementsprechend so gewählt, dass 95 % der Strahlintensität aufgefangen werden.



(a) Berechnetes Strahlprofil des primären Elektronenstrahles an der Position des Strahlvernichters. Die Linien zeigen die Bereiche an, bis zu denen 80 % bzw. 95 % der Intensität vorliegen.



(b) Strahlvernichter. Zur Darstellung der innen liegenden Komponenten sind die oberen Lagen Eisenblöcke sowie das letzte Stück des Elektronenstrahlrohres nicht gezeigt.

Abbildung 4.6: Elektronenstrahlführung.

4.2.2 Die Photonenstrahlführung

Zur Vermeidung von Untergrundprozessen wird der energiemarkierte Photonenstrahl von seiner Erzeugung bis zum Produktionstarget vollständig im Vakuum geführt. Der verwendete Dipolmagnet ist direkt an seiner Austrittsöffnung mit einer $125\ \mu\text{m}$ starken Kaptonfolie abgedichtet. Diese ist zur Verringerung der Wasserdampfdurchlässigkeit mit Titan bedampft. Zur Klärung der Verwendungsmöglichkeit dieser Folie wurde ihre Belastung bei den benötigten Drücken im Forschungszentrum Jülich simuliert (vgl. Abschnitt 5.1). Das direkte Abdichten des Magneten anstelle einer zusätzlichen Vakuumkammer innerhalb des Magneten gewährleistet die geometrische Akzeptanz des Tagging-Systems für die vertikal gestreuten Møller-Elektronen [FP04]. In die Kaptonfolie ist in Vorwärtsrichtung, also in Emissionsrichtung des Photonenstrahles, ein zusätzlicher Rahmen mit einem Aluminiumrohr (Durchmesser 50 mm) eingelassen. Dieses

ermöglicht eine direkte Verbindung zwischen dem Vakuumsystem des Tagging-Magneten und dem des Produktionstargets (vgl. Abbildungen 4.7 und 4.8).

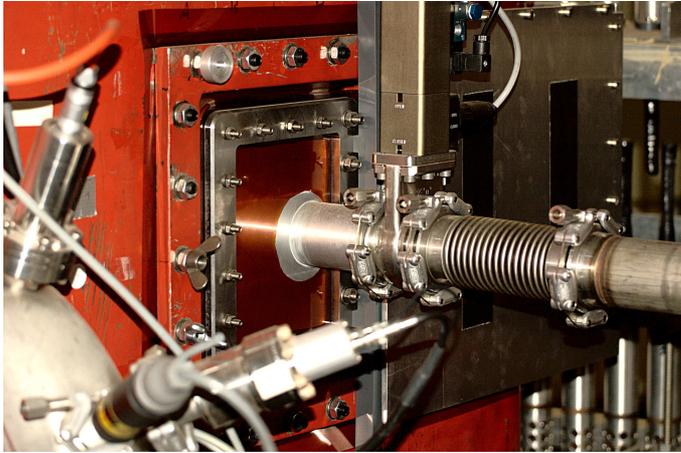


Abbildung 4.7: Photonenstrahlführung aus dem Tagging-Magneten. Der am Bremsstrahlungsradiator erzeugte Photonenstrahl wird mit Hilfe eines Aluminiumrohres durch die Kaptonfolie bis zum Produktionstarget im Vakuum geführt.

Kollimator Der in die Photonenstrahlführung eingebaute Kollimator soll den Photonenstrahl auf die Ausmaße des Produktionstargets begrenzen. Für das CBELSA/TAPS-Experiment stehen vier 24 cm lange Kollimatoreinheiten zur Verfügung, die aus jeweils sechs Eisenzylindern mit einer Länge von 4 cm, einem Außendurchmesser von 20 mm und einem Innendurchmesser von 4 mm, 5 mm, 6 mm bzw. 7 mm bestehen. Die Kollimatoren können in einer Entfernung von 340,2 cm bis 360,2 cm vom Radiator positioniert werden. Für die Datennahme mit dem CBELSA/TAPS-Experiment wird standardmäßig der Kollimator mit 4 mm Durchmesser in einer Entfernung von 360,2 cm verwendet.

Ein weiterer Kollimator mit einer Länge von 20 cm und einem Innendurchmesser von 10 mm befindet sich im Photonenstrahlrohr des Experimenttargetaufbaus.

Bei Verwendung linear polarisierter Photonen bewirkt die Kollimation des Photonenstrahls aufgrund der unterschiedlichen Winkelverteilung⁹ eine Erhöhung des Anteils polarisierter Photonen gegenüber dem unpolarisierter Photonen [R⁺98, Els07].

Die Auswirkungen der Kollimation des Photonenstrahls auf die Photondéfinitionswahrscheinlichkeit werden in Kapitel 8 ausführlich diskutiert.

Reinigungsmagnet Hinter der Kollimatoreinheit ist ein Reinigungsmagnet in die Photonenstrahlführung eingebaut, der den Photonenstrahl vor dem Eintritt in das Vakuumsystem des polarisierten Reaktionstargets von geladenen Teilchen befreit¹⁰. Verschiedene jeweils 20 cm dicke Bleiwände schirmen die Experimentdetektoren gegen diese Teilchen und gegen Synchrotronstrahlung aus dem zweiten Dipolmagneten ab. Sie befinden sich hinter dem Reinigungsmagneten sowie innerhalb des und hinter dem zweiten Ablenkmagneten.

In Abbildung 4.8 ist die Photonenstrahlführung vom Bremsstrahlungsradiator bis zum Produktionstarget mit allen zusätzlichen Komponenten dargestellt.

⁹Linear polarisierte Photonen werden unter kleineren Vorwärtswinkeln emittiert als unpolarisierte Photonen [R⁺98, Els07].

¹⁰Bei der Kollimation des Photonenstrahls können zum einen Elektron-Positron-Paare entstehen und zum anderen aus dem Kollimatormaterial Elektronen herausgeschlagen werden.

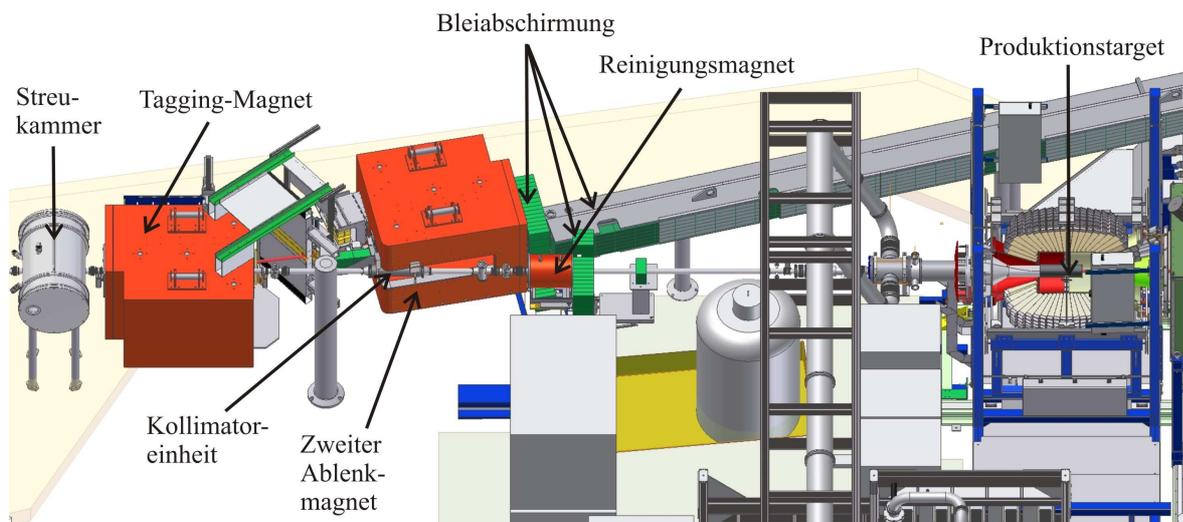
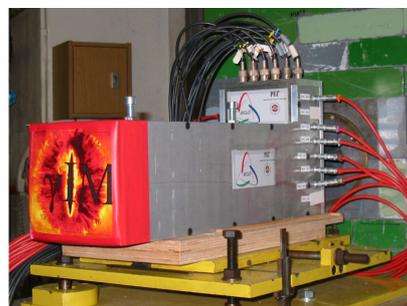
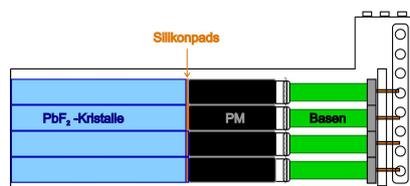


Abbildung 4.8: Photonenstrahlführung im Experiment.

Gamma-Intensitäts-Monitor Die am Bremsstrahlungsradiator erzeugten Photonen propagieren unbeeinflusst vom Tagging-Magneten in Vorwärtsrichtung. Am Ende der Photonenstrahlführung befindet sich hinter dem Experimentaufbau der Gamma-Intensitäts-Monitor (GIM). Aufgrund des sehr kleinen hadronischen Wirkungsquerschnittes ($\sim \mu\text{barn}$) erreichen näherungsweise alle Photonen, die das Produktionstarget durchqueren, auch den GIM. Dieser Detektor erlaubt somit gemeinsam mit der Photonenmarkierungsanlage die Bestimmung des Photonenflusses.

Der Gamma-Intensitäts-Monitor besteht aus sechzehn jeweils $30 \times 30 \times 250 \text{ mm}^3$ großen Bleifluorid-Kristallen¹¹, die in einer 4×4 -Matrix angeordnet sind. Die e^+/e^- -Paare des von den eintreffenden Photonen erzeugten elektromagnetischen Schauers produzieren Čerenkov-Licht, das mit Photomultipliern¹² nachgewiesen wird. Diese sind mit aktiven Basen ausgestattet, um sicherzustellen, dass sie auch bei hohen Raten bis zu 10 MHz im linearen Bereich arbeiten. Allerdings ist dies nicht vollständig erfüllt, wie sich bei den Untersuchungen zur Photondefini-tionswahrscheinlichkeit in Kapitel 8 herausgestellt hat. Die Abbildung 4.9 zeigt eine schematische Übersicht sowie ein Photo des Gamma-Intensitäts-Monitors.

Abbildung 4.9: Der Gamma-Intensitäts-Monitor. [Wen08a]



¹¹Strahlungslänge: $X_0 = 9,5 \text{ mm}$, Molière-Radius: $R_M = 22 \text{ mm}$.

¹²Typ: Photonis XP2900.

Die Information der Analogsignale wird mit QDC¹³-Modulen vom Typ CAEN V965¹⁴ erfasst. Zur Umwandlung der Analogsignale in digitale Signale werden Diskriminatoren des gleichen Typs verwendet wie auch für die Taggerelektronik, die in Abschnitt 4.3 beschrieben wird. Die Zeitinformation jedes einzelnen Kristalls wird mit Hilfe von Multihit-TDC¹⁵-Modulen registriert (vgl. Abschnitt 4.3). Mit der verwendeten Elektronik lässt sich eine Zeitauflösung von 1 ns erreichen [Wen08b].

Außer zur Bestimmung des Photonenflusses ist die Verwendung des GIM als Kontrollmonitor für die Größe und Position des Photonenstrahls vorgesehen. Über die Auswertung der QDC-Informationen lässt sich eine Ortsauflösung für die Photonenstrahlposition von 0,1 mm erreichen. Dieses Verfahren wurde schon im CBTAPS-Experiment an der SAPHIR¹⁶-Strahlführung (Messzeit 2000-2003) genutzt und ist in [Els07] erläutert.

4.2.3 Die Bremsstrahlungsradiatoren

Mit Hilfe eines kommerziellen Goniometers¹⁷ können vier verschiedene amorphe Kupfer-Radiatoren zur Erzeugung inkohärenter Bremsstrahlung im primären Elektronenstrahl positioniert werden. Zudem wird mit dem Goniometer der Diamantkristall zur Erzeugung linear polarisierter Photonen exakt relativ zum Strahl ausgerichtet [Els07], d. h. die Orientierung der Ebene der Linearpolarisation festgelegt. Darüber hinaus steht ein Radiator zur Erzeugung zirkular polarisierter Photonen zur Verfügung [Kam09]. In Tabelle 4.2 sind die verfügbaren Bremsstrahlungsradiatoren aufgeführt, die Abbildung 4.10 zeigt eine Übersicht des Radiatorsystems.

Material	Dicke/ μm	$d \cdot 10^{-3}/X_0^1$	ϕ
Cu	12	1,05	45°
Cu	50	3,5	0°
Cu	150	10,5	315°
Cu	300	21	180°
Diamant	500	4,12	45°, 90°, 135°, 180°
Vacoflux 50 ²	58,5 (effektive Dicke)	3,61	

¹ Strahlungslänge.

² Verbindung aus 49 % Eisen, 49 % Kobalt und 2 % Vanadium.

Tabelle 4.2:

Übersicht über die verschiedenen Bremsstrahlungsradiatoren. Der Winkel ϕ bezeichnet den zur Positionierung des gewünschten Radiators einzustellenden azimutalen Rotationswinkel. Grau unterlegt die Standardradiatoren.

Eine Beschreibung aller Translations- und Rotationsmöglichkeiten der Radiatoren und eine Anleitung zur Ansteuerung des Goniometers finden sich in [Els07] und [Ebe09].

Außerdem können ein vertikaler sowie ein horizontaler Draht und ein Chromox-Leuchtschirm zu Strahldiagnosezwecken im Elektronenstrahl platziert werden. Mit Hilfe des Leuchtschirms können Querschnitt und Lage des primären Elektronenstrahls am Radiator kontrolliert werden. Die beiden ca. 1 mm dicken Eisendrähte dienen der Überprüfung des Strahlprofils. Dazu

¹³ **Q**(Charge) to **D**igital **C**onverter.

¹⁴ 16 Channel Dual Range Multievent QDC.

¹⁵ **T**ime to **D**igital **C**onverter.

¹⁶ **S**pektrometer-**A**nordnung für **P**Hoton **I**nduzierte **R**eaktionen.

¹⁷ Fünfschiger Präzisions-Stelltisch der Fa. Newport GmbH, bestehend aus den Untereinheiten: MTM250PE, URM100PE, UZM80PE0.1, BGM80PE, URM100APE und URM100PEV6, siehe auch [Els07, Kam09].

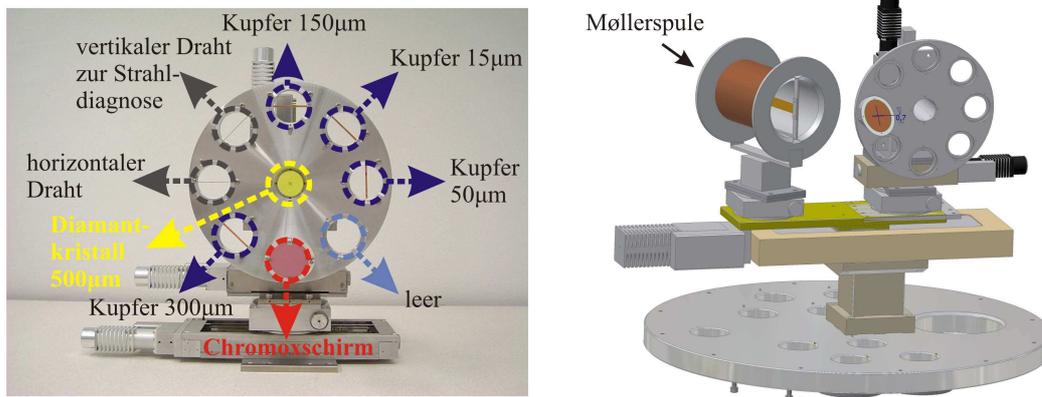


Abbildung 4.10:
Das Radiatorsystem des CBELSA/TAPS-Experimentes (linke Teilabbildung: [Els07]).

werden sie mit dem *Tagger-OR-Signal*¹⁸ als eingestellter Triggerbedingung mit vorgegebener Schrittweite senkrecht zu ihrer Einspannrichtung durch den primären Elektronenstrahl gefahren. Für jede Position wird die Anzahl der erzeugten Bremsstrahlungselektronen mit dem Tagging-Hodoskop registriert und noch während des Messbetriebes (*online*) histogrammiert. In Abbildung 4.11 sind beispielhaft die gemessenen Raten der am Draht erzeugten Bremsstrah-

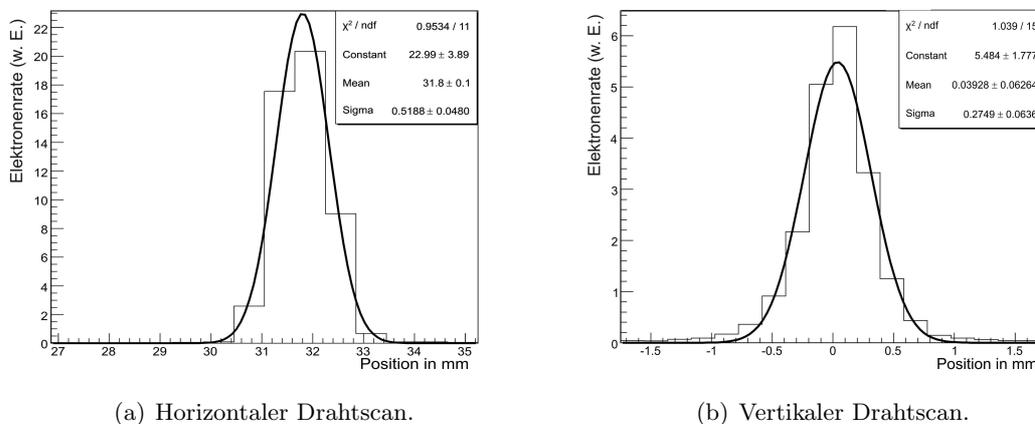


Abbildung 4.11:
Überprüfung des Elektronenstrahlprofils mit Hilfe von horizontalen und vertikalen Drahtscans. Die Datenpunkte sind mit einer Gaußfunktion angefitet.

lungselektronen in Abhängigkeit von der Position des horizontal bzw. vertikal eingespannten Drahtes dargestellt. Die online erstellten Strahlprofile dienen der Optimierung der Elektronenstrahlextraktion in die Experimenthalle hinsichtlich Strahlbreite (vgl. σ -Werte in Abbildung 4.11) und Position des Elektronenstrahls am Bremsstrahlungsradiator für alle Produktions-

¹⁸Vgl. Fußnote auf Seite 17.

messungen. Die Drahtscans werden zu Anfang jeder Datennahme zur Optimierung der Strahleneinstellung sowie in regelmäßigen Abständen während der Datennahme zu Kontrollzwecken durchgeführt.

4.2.4 Das Tagging-Hodoskop

Die Detektorebene für die Sekundärelektronen aus dem Bremsstrahlungsprozess besteht aus 96 überlappenden Plastikszintillationszählern¹⁹, die mit Hilfe von Photomultipliern²⁰ ausgelesen werden. Dabei sind die Szintillatorstreifen so angeordnet, dass die Bremsstrahlungselektronen immer senkrecht auf überlappende Zähler treffen. Eine Übersicht der hierzu notwendigen Verkippungswinkel der einzelnen Szintillatorstreifen findet sich in Anhang B.3. Aus der Koinzidenz zweier benachbarter Zähler, die einen *Tagging-Kanal* definiert, lässt sich dann mit deutlich reduziertem Untergrund die Anzahl echter Elektronen bestimmen. Ein geringes Überlappen aller Kanäle dient der Vermeidung von Akzeptanzlücken (vgl. Abbildung 4.12). Die Hälfte der

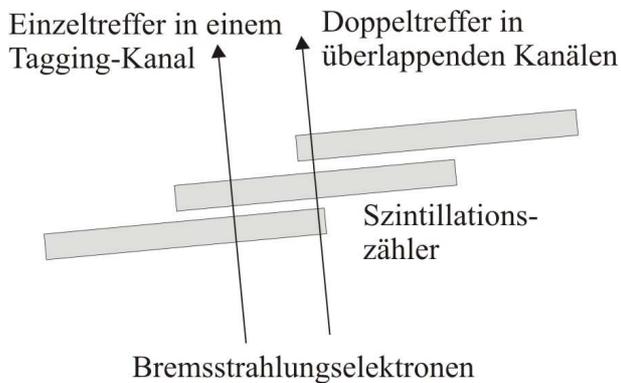


Abbildung 4.12: Überlapp der Tagging-Kanäle zur Vermeidung von Akzeptanzlücken.

Tagging-Zähler ist aus geometrischen Gründen von oben montiert, während die zweite Hälfte von unten installiert ist (vgl. Abbildung 4.2). Der vertikale Überlapp zwischen den Szintillatoren ist so gewählt, dass sowohl eine optimale Zeitauflösung als auch der Nachweis von Møller-Elektronen außerhalb der Bremsstrahlungsebene ermöglicht werden [FP04, Kam09]. Die einzelnen Szintillatoren variieren zur Anpassung an die energieabhängigen Öffnungswinkel der Møller-Kegel in der Länge von 6 cm bis 13 cm. Zur zumindest teilweisen Kompensation der mit höherer Elektronenergie schlechter werdenden Auflösung aufgrund der geringeren Winkeldispersion reicht die Breite der einzelnen Zähler von 1,4 cm im Bereich der hohen Elektronenergien bis 5 cm im Bereich der niedrigen Elektronenergien. Eine genaue Auflistung der geometrischen Daten für alle Szintillatoren, die Hochspannungs- und Diskriminatoreinstellungen für die einzelnen Detektoren sowie die Datenblätter zu den verwendeten Photomultipliern finden sich in Anhang B.

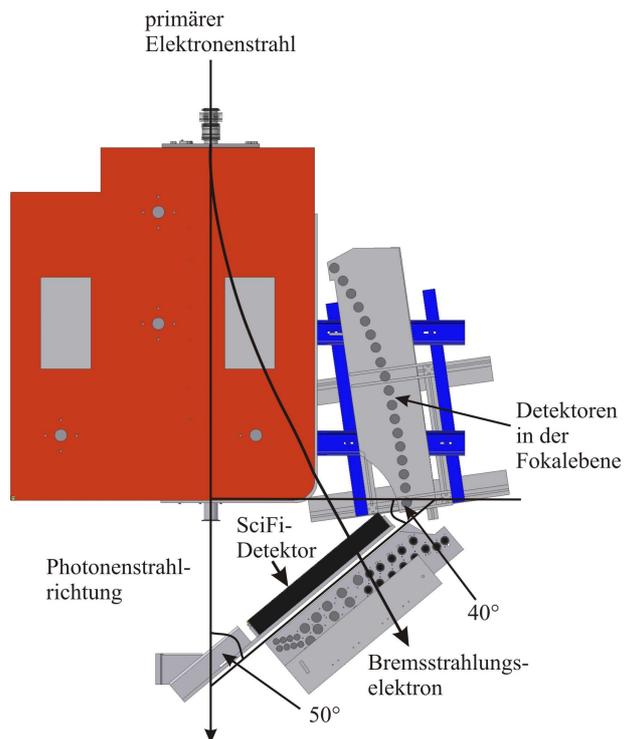
Das gesamte Hodoskop deckt einen Elektronenergiebereich von $0,021 \cdot E_0$ bis $0,825 \cdot E_0$ mit einer Auflösung von $0,1 \% \cdot E_\gamma$ bis $6,0 \% \cdot E_\gamma$ ab. Dabei wird der Bereich der niedrigen Elek-

¹⁹Materialien: NE104, EJ-204, vgl. Anhang B.1.

²⁰Typen: Hamamatsu R13P8HA Select (die Spannungsteiler sind ein Eigenbau der Universität Göttingen [Nau01]), R7899 mit modifizierter Basis E2924-11MOD und Burle 83087-200 (die Photomultipliereinheiten sind zur Abschirmung des Randfeldes des Spektrometernagneten mit einer $0,8 \mu\text{m}$ dicken μ -Metallfolie ummantelt).

tronenergien von $0,021 \cdot E_0$ bis $0,137 \cdot E_0$ in der Fokalebene²¹ durch Detektoren des ehemaligen GDH-Tagging-Hodoskops abgedeckt. Ein Nachweis in der Fokalebene ist für die Bremsstrahlungselektronen mit mittleren und hohen Energien von $0,137 \cdot E_0$ bis $0,825 \cdot E_0$ aus geometrischen Gründen nicht möglich²². In diesem Bereich steht die Ebene der Szintillatorstreifen in einem Winkel von 50° zur Richtung des Photonenstrahls und 40° zur Stirnfläche des Spektrometernagnetes (vgl. Abbildung 4.13). Beide Untereinheiten des Tagging-Hodoskops sind mit ihrer Haltestruktur direkt am Tagging-Magneten befestigt, so dass die Justierung direkt gegen den Magneten erfolgt.

Abbildung 4.13: Geometrische Anordnung des Tagging-Hodoskops mit Bezug auf den Tagging-Magneten (Aufsicht). Die Detektoren für die niedrigen Elektronenergien stehen in der Fokalebene, die übrigen (einschließlich des Szintillierende-Fasern-Detektors) sind aus geometrischen Gründen außerhalb der Fokalebene angeordnet.



4.2.5 Der Szintillierende-Fasern-Detektor

Zur Verbesserung der Energieauflösung (vgl. Abschnitt 6.2.3) im Bereich der niedrigen Photonenergien wird das Szintillatorhodoskop im Bereich der Elektronenergien von $0,166 \cdot E_0$ bis $0,871 \cdot E_0$ durch einen vorgelagerten Szintillierende-Fasern-Detektor ergänzt. Gemeinsam mit der variierenden Szintillatorbreite wird hiermit gewährleistet, dass die Energieauflösung in einem Bereich von $0,1 \% \cdot E_0$ für die niedrigen Tagging-Kanäle (niederenergetische Elektronen) bis $0,4 \% \cdot E_0$ für die hohen Tagging-Kanäle (hochenergetische Elektronen) stabil bleibt. Dieser Detektor besteht aus 480 szintillierenden Fasern²³ mit einem Durchmesser von 2 mm

²¹Der Dipolmagnet lenkt die Elektronen so ab, dass divergente Elektronen gleichen Impulses in einem Punkt fokussiert werden. Die Foki zu den verschiedenen Impulsen spannen eine (geschwungene) Hyperfläche im Raum auf. Diese nennt man die Fokalebene des Magneten.

²²Eine Positionierung der Detektoren in der Fokalebene wäre mit der festgelegten Position des zweiten Dipolmagneten nicht vereinbar gewesen.

²³Material: Kuraray SCSF-78MJ.

und einer Länge von 6 cm. Die Fasern sind in zwei Lagen angeordnet, so dass Fasern der oberen Lage in der Breite um $\frac{4}{3}$ mm mit Fasern der unteren Lage überlappen. Der Abstand zwischen zwei benachbarten überlappenden Fasern beträgt 1,25 mm. Das Faserlayout und die Anordnung der szintillierenden Fasern sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Jeweils 16 der 480 Fasern sind in

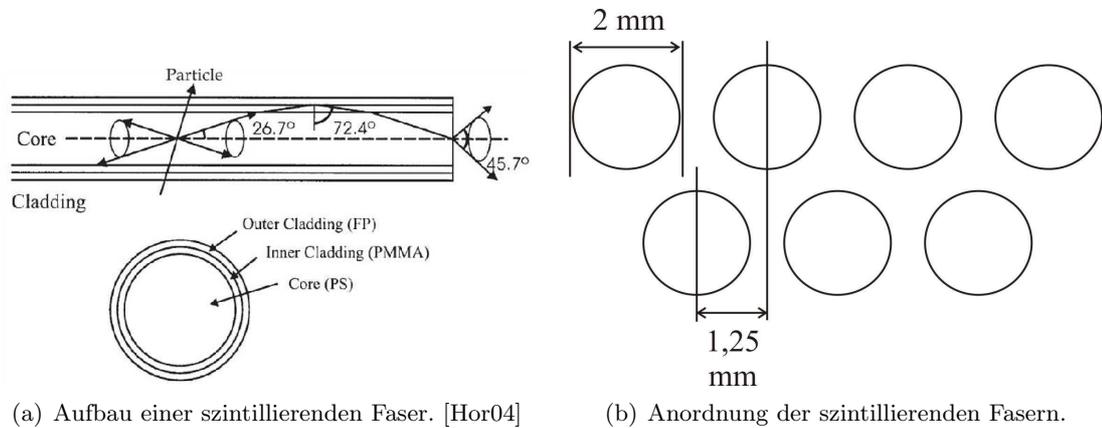


Abbildung 4.14: Szintillierende Fasern.

einem Modul zusammengefasst. Die insgesamt 30 Module werden abwechselnd von oben und von unten mit 16-Kanal-Photomultipliern²⁴ ausgelesen. Die einzelnen Module sind jeweils verkippt, um über den gesamten abgedeckten Energiebereich ein möglichst senkrecht Auftreffen der Elektronen zu gewährleisten (vgl. Abbildung 4.15 und Anhang C.1). Über ca. 50 cm lange

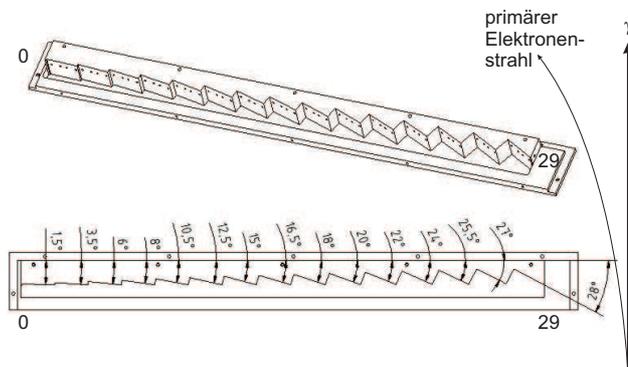


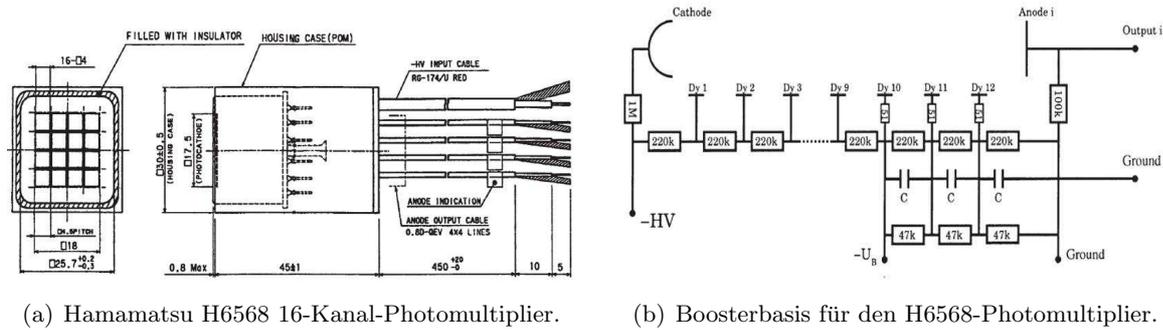
Abbildung 4.15: Anordnung der Module des Szintillierende-Fasern-Detektors. Die einzelnen Module sind jeweils entsprechend der Auftreffwinkel der Bremsstrahlungselektronen verkippt (vgl. auch Anhang C.1).

Lichtleiter²⁵ sind die einzelnen Fasern mit den Photomultipliern verbunden. Diese Photomultiplier sind mit speziellen Spannungsteilern ausgestattet, um auch bei sehr hohen Raten von 10^6 Teilchen pro Sekunde und Kathode ein Arbeiten im linearen Bereich zu gewährleisten (vgl. Abbildung 4.16(b), [Hor04, B⁺02]). Vor der Inbetriebnahme des Szintillierende-Fasern-Detektors

²⁴Typ: Hamamatsu H6568.

²⁵Material: Kuraray clear PSMJ mit einer Abschwächlänge von 6 m.

am vorherigen Strahlplatz²⁶ wurde neben der Ratenstabilität auch das *crossstalk*-Verhalten²⁷ der Photomultiplier getestet. Für benachbarte Kanäle auf der Kathode liegt der *crossstalk* im Bereich von 4 %, für die Randkanäle im Bereich von 1 %. Dies entspricht einem aufsummierten *crossstalk* von ca. 30 % für alle nicht-illuminierten Kathoden [Hor04, B⁺02]. Im Vergleich zu früheren Generationen von Photomultipliern mit ähnlichem Kathodenlayout ist dies deutlich verbessert und für die Verwendung in einem Hodoskop aus szintillierenden Fasern akzeptabel [Hor04].



(a) Hamamatsu H6568 16-Kanal-Photomultiplier.

(b) Boosterbasis für den H6568-Photomultiplier.

Abbildung 4.16: Photomultiplier für den Szintillierende-Fasern-Detektor. [Hor04]

Abbildung 4.17: Photo des Szintillierende-Fasern-Detektors. [Hor04]



Vor der Inbetriebnahme des Szintillierende-Fasern-Detektors wurden die Lichtdichte, die Signalstärken und die Hochspannungseinstellungen für alle Fasern und Photomultiplier überprüft. Die aufgenommenen Messdaten finden sich in Anhang C. Ebenfalls in Anhang C sind die geometrischen Daten für die Anordnung der Fasermodule sowie die im Experimentbetrieb verwendeten Diskriminator- und Hochspannungseinstellungen aufgeführt.

Eine nähere Beschreibung des Szintillierende-Fasern-Detektors einschließlich technischer Zeichnungen und weiterer Testdaten zur Bestimmung der optimalen Faser- und Modulgeometrie findet sich in [Kal01] und [Hor04].

²⁶In der Messperiode von 2001–2003 war das CBELSA/TAPS-Experiment in der so genannten *Saphir-Halle* angesiedelt, in der zurzeit das Magnetspektrometer für das Teilprojekt B1 aufgebaut wird.

²⁷Engl.: Übersprecher. Unter *crossstalk* versteht man das Ansprechen weiterer, benachbarter Kanäle auf der PM-Kathode bei Registrieren eines Treffers in einer szintillierenden Faser.

4.3 Elektronik

Die Elektronik für die Photonenmarkierungsanlage ist für die Szintillatorstreifen und den Szintillierende-Fasern-Detektor getrennt aufgebaut.

4.3.1 Szintillatorstreifen

Die analogen Signale aus den Photomultipliern der Szintillatorstreifen werden zunächst passiv geteilt. Der eine Signalanteil wird digitalisiert und zur Registrierung der Zeitinformationen für alle Szintillatoren sowie zur Definition eines *Tagging-Kanals* (vgl. Abschnitt 4.2.4, Seite 42) verwendet. Die zweite Signalhälfte liefert der Datenverarbeitung die Informationen der analogen Signale.

Im Folgenden wird zunächst der in der digitalen Signalkette verwendete CATCH²⁸-Standard beschrieben, bevor auf die Signalkette für die digitalisierten Signale, die Verarbeitung der analogen Signale und auf die Triggerelektronik eingegangen wird.

CATCH-Standard Die VME-basierten CATCH-Module wurden an der Universität Freiburg für das COMPASS²⁹-Experiment entwickelt. Jede CATCH-Platine kann mit bis zu vier Tochterplatinen (so genannten Mezzanine³⁰-Karten) bestückt werden, deren Format dem Common-Mezzanine-Card-Standard [H⁺ 7] folgt.

Für die Tagger-Elektronik werden CMC-Karten des Typs TDC-CMC und Scaler-CMC verwendet. Die TDC-CMC-Karten sind jeweils mit vier F1-TDCs [FH⁺01] bestückt, die in einem internen Ringpuffer im Einfach-Präzisions-Modus bis zu acht sowie im Doppel-Präzisions-Modus bis zu sechzehn digitalisierte Signale akkumulieren können.

In [Grü02, Hof01b, H⁺ 7, B⁺11, F⁺ 7] finden sich Details zu der verwendeten CATCH-Elektronik wie Schaltpläne der Platinen sowie weitere technische Beschreibungen. Eine Übersicht über die Kanalzuordnung und die ID-Verteilung für die Szintillatorstreifen und die szintillierenden Fasern ist in Anhang D aufgeführt.

Digitale Signalkette Die analogen Signale werden mit Hilfe von 16-Kanal-Leading-Edge-Diskriminatorkarten [G⁺00] in LVDS³¹-Pulse konvertiert. Die verwendeten Diskriminatoren wurden speziell für den Gebrauch mit Vielkanaldetektoren entwickelt. Sie liefern jeweils zwei LVDS-Ausgangssignale pro Kanal und haben mit 15 ns im Vergleich zu anderen kommerziell erhältlichen Diskriminatoren eine bessere Doppelpulsauflösung. Die Schwellen können über eine serielle Schnittstelle individuell für jeden Kanal programmiert werden. Das erste Ausgangssignal jedes Kanals wird verwendet, um mittels des CATCH-Systems [cat01] die Zeitinformation für jeden Szintillationszähler aufzunehmen, das zweite zur Definition eines Tagging-Kanal-Treffers.

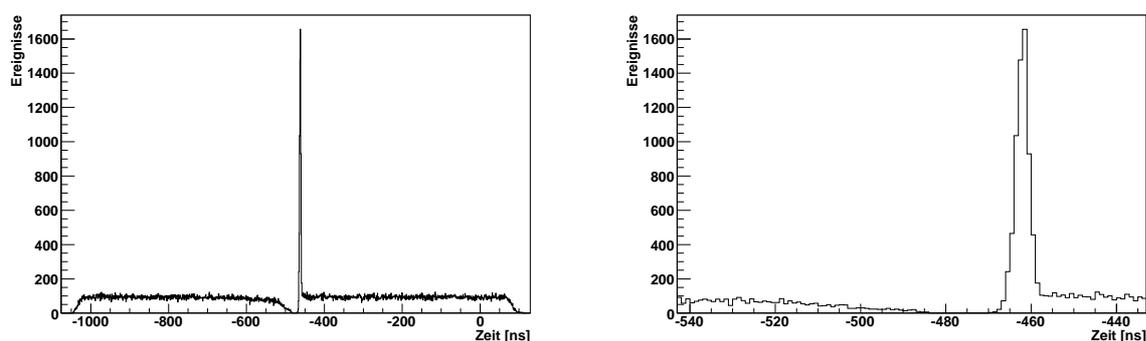
²⁸Compass Accumulate Transfer and Control Hardware: 9U-VME-Einschubkarte, die auf kommerziellen, programmierbaren Chips (FPGA) basiert. Zur Anpassung an die Anforderungen verschiedener Detektortypen sind die Dateneingänge als austauschbare Mezzanine-Karten realisiert. Alternativ können Mezzanine-Karten verwendet werden, die TDC-Chips oder schnelle Zähler enthalten. Hierdurch können hochdichte 9U-VME-Module zur Zeitmessung bzw. Zähler mit bis zu 200 MHz realisiert werden. Die Daten werden auf dem CATCH-Modul sortiert und in einem einheitlichen Datenformat über eine optische Datenverbindung (S-Link) mit 1,2 Gbit/s an die zentralen Datenspeicher übertragen. Gleichzeitig dient das CATCH-System zur Konfiguration der Frontend-Elektronik und zur Verteilung der Takt- und Triggersignale.

²⁹COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy.

³⁰Engl.: Zwischengeschoss.

³¹Low Voltage Differential Signal.

Digitale Kette - Zeitinformation Die TDCs für die Szintillatorstreifen werden im Doppel-Präzisions-Modus betrieben (entsprechend einer Zeitauflösung von ≈ 60 ps) und arbeiten im *Common-Stop*-Modus, d. h. das TDC-Gate³² akzeptiert mehrfache Startsignale durch die einzelnen Detektoren und wird geschlossen, sobald ein Trigger-Signal (durch ein hadronisches Ereignis) generiert wird. Die Abbildung 4.18 zeigt ein typisches TDC-Spektrum für einen Szintillatorstreifen. Links ist das gesamte Spektrum dargestellt, in dem der so genannte *prompt peak* zu erkennen ist, der die zum Trigger korrelierten Ereignisse enthält. Der *prompt peak* sitzt auf einem Sockel von über das gesamte Zeitfenster gleichverteilten zufälligen Ereignissen. Die rechte Teilabbildung zeigt einen Ausschnitt des Spektrums um den *prompt peak*. Die ca. 20 ns breite Lücke vor diesem hat ihre Ursache in der Totzeit der Datenakquisition.



(a) Typisches TDC-Spektrum eines Szintillatorstreifens.

(b) Ausschnitt des TDC-Spektrums des Szintillatorstreifens um den *prompt peak*.

Abbildung 4.18: Typisches TDC-Spektrum eines Szintillatorstreifens.

Zum besseren Verständnis der TDC-Spektren des Detektors wurde das zeitliche Verhalten des Tagging-Systems relativ zu einem Triggersignal unter Berücksichtigung der Totzeiten des Detektors sowie der Datenerfassung simuliert. Dabei wurden der Einfluss unterschiedlicher Raten im Detektor auf das TDC-Spektrum und die Auswirkungen unterschiedlich homogener Füllungen im ELSA-Ring untersucht. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen sind in den Abbildungen 4.20, 4.21, 4.22 und 4.23 dargestellt, jeweils aufgeteilt in die Bereiche zeitlich vor und nach dem *prompt peak*.

Zeitlich vor dem *prompt peak* der zum Trigger korrelierten Ereignisse ist wie bei den mit realen Daten aufgenommenen Spektren eine Lücke zu erkennen, deren Verlauf ratenabhängig ist (vgl. Abbildungen 4.20(a), 4.21(a), 4.22(a) und 4.23(a)). Die Form dieses *Trigger-Lochs* erklärt sich durch die Verteilungsfunktion

$$F(x) = \int_0^x f_\lambda(t) dt = 1 - e^{-\lambda x} \quad (4.3)$$

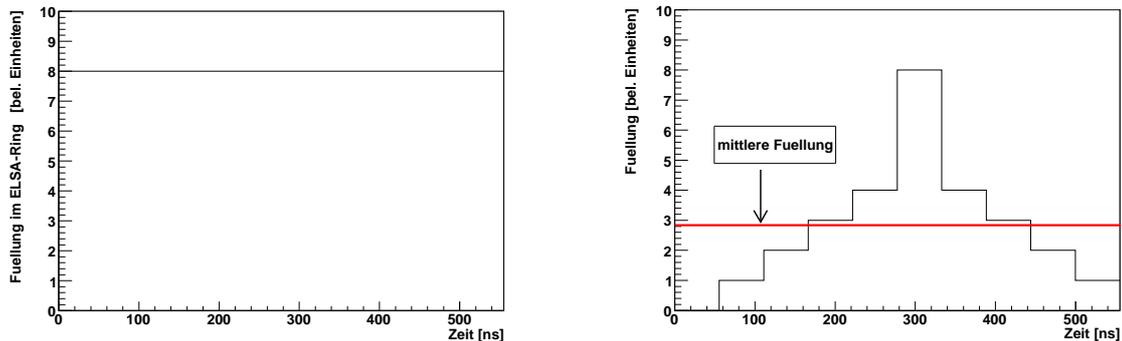
mit der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$f_\lambda(t) = \lambda e^{-\lambda t} \quad (\text{wobei der Parameter } \lambda \text{ der Rate im Detektor entspricht}) \quad (4.4)$$

³²Engl.: Tor.

für die Wartezeit auf zufällige Treffer im Zeitintervall zwischen einem Triggerereignis und dem Ende der Totzeit der Datenverarbeitung³³. Das heißt die Wahrscheinlichkeit, mit der in einem bestimmten zeitlichen Abstand vor dem *prompt peak* ein Elektron überhaupt registriert werden kann, wird mit kleiner werdendem Abstand gemäß der Verteilungsfunktion 4.3 kleiner [Han08]. Bei hoher Rate im Detektor zeigt sich vor dem *prompt peak* dem Verlauf dieser Verteilungsfunktion überlagert eine Überhöhung (vgl. Abbildungen 4.22(a) und 4.23(a)). Diese resultiert aus Korrelationseffekten zwischen den einzelnen Ereignissen, wenn diese mit einer Rate eintreffen, die im Bereich derjenigen Rate liegt, die der Totzeit der Datenerfassung entspricht (ca. 50 MHz). Entspricht die Ereignisrate exakt der durch die Totzeit-Dauer bestimmten Rate, erhält man eine periodische Struktur mit der Länge der Totzeit, da in diesem Fall jeweils genau ein Ereignis pro Totzeit-Intervall registriert werden kann. Insbesondere bei der Simulation des TDC-Spektrums mit einer inhomogenen Füllung im ELSA-Ring wie in Abbildung 4.19(b) und einer (mittleren) Rate von 10 MHz im Detektor spielt dieser Effekt eine nicht zu vernachlässigende Rolle, da die Maximalrate aufgrund der Inhomogenität hier im Bereich von ca. 30 MHz liegt.

Unterschiedlich homogene Füllungen im ELSA-Ring zeigen sich in unterschiedlichen Verteilungen des Zufälligenuntergrundes im TDC-Spektrum. In der Simulation wurden verschiedene Strukturen für die Füllung während eines Umlaufes im Beschleunigerring – für ELSA entspricht dies einem Zeitraum von 555 ns – angenommen, beispielhaft dargestellt in Abbildung 4.19. Eine homogene Füllung (vgl. Abbildung 4.19(a)) hat eine flache Verteilung zur Folge



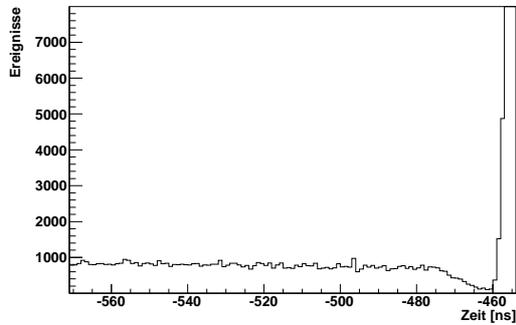
(a) Angenommene homogene Füllung im ELSA-Ring für die Simulation.

(b) Angenommene inhomogene Füllung im ELSA-Ring für die Simulation.

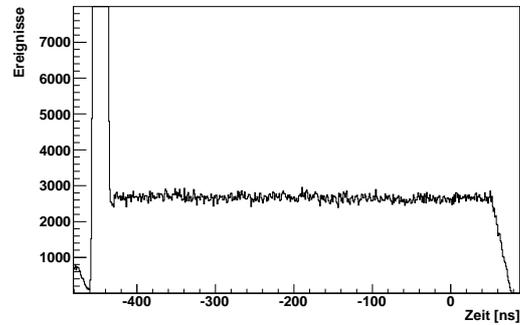
Abbildung 4.19: Angenommene unterschiedlich homogene Füllungen im ELSA-Ring.

(vgl. Abbildungen 4.22(b) und 4.20(b)), wohingegen eine inhomogene Füllung (vgl. Abbildung 4.19(b)) sich in einer ebenso inhomogenen Verteilung des Untergrundes äußert. Abhängig von der Rate ist die Verformung des TDC-Spektrums unterschiedlich stark ausgeprägt (vgl. Abbildungen 4.21(b) und 4.23(b)). Auch dies stimmt mit während der Datennahme in Einzelfällen beobachteten Effekten überein. Die veränderte Form des TDC-Spektrums kann somit *online* einen Hinweis auf eine korrekturbedürftige Füllung des ELSA-Rings liefern.

³³Dies ist die allgemeine Wartezeitverteilung aus der Wahrscheinlichkeitstheorie. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Ereignisse kontinuierlich und unabhängig voneinander eintreten (d. h., dass es sich um einen *Poisson-Prozess* handelt). Vgl. etwa [Chu74].



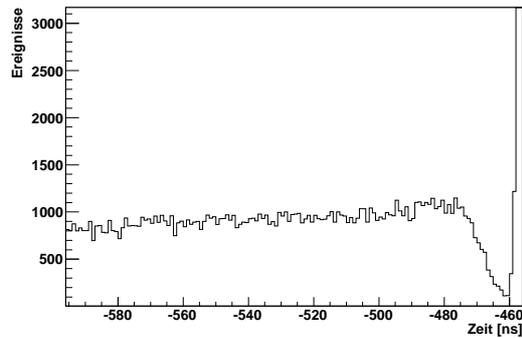
(a) Vor dem *prompt peak* zeigt sich aufgrund des Zeitverhaltens des Triggers eine exponentiell abfallende Lücke in einem ansonsten flachen Untergrund bei homogener Füllung im ELSA-Ring.



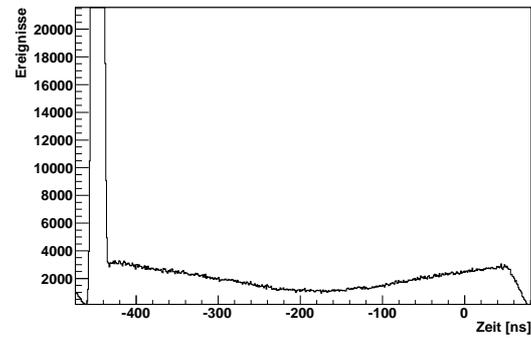
(b) Verteilung des Untergrundes bei homogener Füllung im ELSA-Ring.

Abbildung 4.20:

Simulation des TDC-Spektrums der Taggerszintillatoren für eine Tagging-Rate von 1 MHz und eine homogene Füllung im ELSA-Ring.



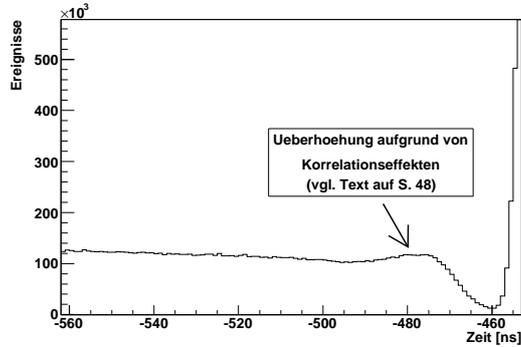
(a) Vor dem *prompt peak* zeigt sich aufgrund des Zeitverhaltens des Triggers eine exponentiell abfallende Lücke.



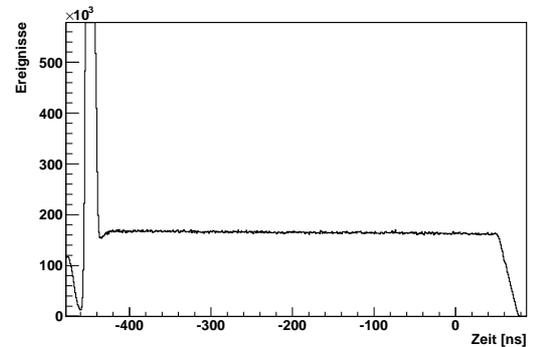
(b) Verteilung des Untergrundes bei inhomogener Füllung im ELSA-Ring.

Abbildung 4.21:

Simulation des TDC-Spektrums der Taggerszintillatoren für eine Tagging-Rate von 1 MHz und eine inhomogene Füllung im ELSA-Ring.



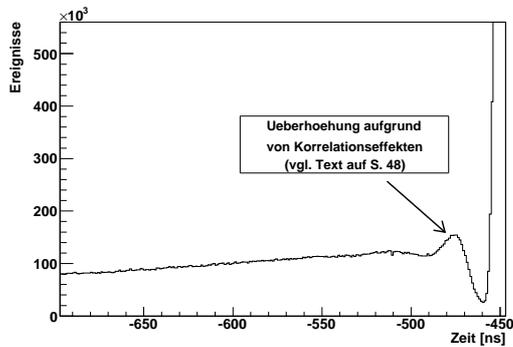
(a) Vor dem *prompt peak* zeigt sich aufgrund des Zeitverhaltens des Triggers eine exponentiell abfallende Lücke in einem ansonsten flachen Untergrund bei homogener Füllung im ELSA-Ring.



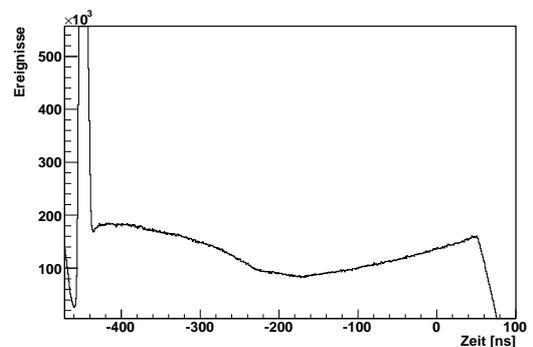
(b) Verteilung des Untergrundes bei homogener Füllung im ELSA-Ring.

Abbildung 4.22:

Simulation des TDC-Spektrums der Taggerszintillatoren für eine Tagging-Rate von 10 MHz und eine homogene Füllung im ELSA-Ring.



(a) Vor dem *prompt peak* zeigt sich aufgrund des Zeitverhaltens des Triggers eine exponentiell abfallende Lücke.



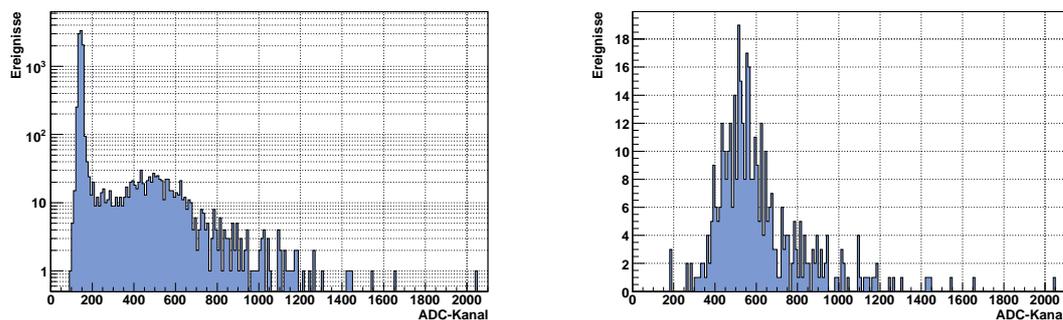
(b) Verteilung des Untergrundes bei inhomogener Füllung im ELSA-Ring.

Abbildung 4.23:

Simulation des TDC-Spektrums der Taggerszintillatoren für eine Tagging-Rate von 10 MHz und eine inhomogene Füllung im ELSA-Ring.

Digitale Kette - Definition eines Tagging-Kanals Die Ausgangssignale von Diskriminatoren zweier benachbarter Tagging-Zähler, die nicht zur Registrierung der Zeitinformation im CATCH-System dienen, definieren nach Koinzidenzbildung in MALU³⁴-LRS-4532-Modulen vom AND-Typ einen Tagging-Kanal-Treffer³⁵. Diese koinzidenten Signale werden mit VME-Scaler-Modulen³⁶ gezählt. Die Zähler registrieren zum einen nur Signale innerhalb der Zeit, in der die Datenverarbeitung offen ist (d. h. innerhalb der so genannten *life time*). Zum anderen sind sie mit dem *Spill*³⁷ synchronisiert, d. h. sie werden am Ende jedes *Spills* zurückgesetzt, um einen Überlauf zu vermeiden.

Analogsignale Die analogen Signale jedes Szintillatorstreifens werden zunächst mit Hilfe von im HSKP³⁸ der Universität Bonn angefertigten Verzögerungsmodulen um 500 ns und mit Kabeln um weitere 100 ns verzögert. Die resultierenden Signale werden zu Einstellungs- und Diagnosezwecken mit FERA³⁹ 4300-Modulen registriert⁴⁰ und an die Datenakquisition weitergegeben. Die Abbildung 4.24 zeigt ein typisches ADC-Spektrum für einen der Szintillatorstreifen nach der Einstellung von Diskriminatorschwelle und Hochspannung. Links ist das ungeschnittene Spektrum dargestellt, in dem das Pedestal⁴¹ und das tatsächliche Signal deutlich voneinander getrennt zu erkennen sind. Die rechte Teilabbildung zeigt das gleiche Spektrum mit Schnitt auf den zugehörigen TDC-Kanal, der diejenigen Ereignisse selektiert, bei denen ein echtes Signal anlag.



(a) Typisches ungeschnittenes ADC-Spektrum eines Szintillatorstreifens.

(b) ADC-Spektrum des Szintillatorstreifens mit Schnitt auf den zugehörigen TDC-Kanal.

Abbildung 4.24:

Typisches ADC-Spektrum eines Szintillatorstreifens nach der Einstellung der Diskriminatorschwelle und der Hochspannung.

³⁴MAjority Logical Unit.

³⁵Da die MALU-LRS-4532-Module ECL-Signal-Eingänge verwenden, die Diskriminatoren jedoch LVDS-Ausgangssignale liefern, ist auf speziell angefertigten Adapterkärtchen über eine Entkoppelung des DC-Signalfades mit Kondensatoren eine Signalanpassung realisiert.

³⁶SIS 3801 VME Multiscaler: 32-Bit-Zähler mit 200 MHz Zählrate, ECL-Eingangssignale.

³⁷Vgl. Abschnitt 4.1: *Spill* bezeichnet das Zeitintervall, innerhalb dessen Elektronen aus ELSA zum Experimentplatz extrahiert werden.

³⁸Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik.

³⁹Fast Encoding and Readout Analog-to-Digital Converter.

⁴⁰Das *Gate*-Signal für die ADCs wird dabei vom Trigger-Signal des Tagging-Systems abgeleitet.

⁴¹Rauschpeak: dieser Peak enthält diejenigen Ereignisse, bei denen kein echtes Signal existierte, sondern nur der Gleichstromuntergrund und Rauschen aufintegriert wurde.

Triggerelektronik Die Triggerelektronik des Tagging-Systems erlaubt zwei verschiedene Triggerbedingungen: zum einen das OR aus Koinzidenzen zweier benachbarter Szintillatorstreifen (*Tagger-OR(AND)*)⁴², zum anderen das Gesamt-OR aller einzelnen Szintillatorstreifen (*Tagger-OR*, vgl. Abbildung 4.25). Bei diesen Triggerbedingungen wird im Gegensatz zu den hadronischen Triggerbedingungen das Startsignal alleine durch Treffer im Tagging-System generiert. Die verwendeten Module ermöglichen die Extraktion partieller Tagger-OR-Signale (für beide Triggersignale jeweils die Teilbereiche der Szintillatorstreifen 1–32, 33–64, 65–96). Die Information dieser Teilsignale wird zu Diagnosezwecken ebenfalls mit den CATCH-TDC-Modulen erfasst. Das Triggersignal aus den koinzidenten Signalen wird standardmäßig in das Triggersignal für die Datennahme eingebaut (vgl. Abschnitt 2.2), das Triggersignal aus dem Gesamt-OR der Szintillatorstreifen wird bei der Bestimmung der Photondefinitions Wahrscheinlichkeit sowie des Photonflusses benötigt (vgl. Kapitel 8).

Die Abbildungen 4.25 und 4.26 zeigen eine schematische Übersicht der Elektronik für die Szintillatorstreifen sowie der verwendeten Triggerlogik. In Anhang D.1 findet sich eine schematische Übersicht der Belegung der Elektronik-Racks für das Tagging-System.

4.3.2 Szintillierende-Fasern-Detektor

Da für den Szintillierende-Fasern-Detektor weder Koinzidenz- noch Triggersignale benötigt werden, ist die Elektronik für diese Detektorkomponente sehr direkt konzipiert: Zur Digitalisierung der analogen Signale aus den H6568-Photomultipliern werden Diskriminatoren desselben Typs verwendet wie für die Szintillatorstreifen, mit dem Unterschied, dass hier nur ein Ausgangssignal für jeden Kanal geliefert wird. Das LVDS-Signal wird über 17 m lange Flachbandkabel zum CATCH-System geführt⁴³ und dort passiv aufgeteilt: zum einen wird die Zeitinformation für jede szintillierende Faser mit TDC-CMC-Karten registriert, zum anderen werden SCALER-CMC-Karten zur Messung der freilaufenden Zählraten jeder Faser verwendet.

Die TDCs für den Szintillierende-Fasern-Detektor werden im Einfach-Präzisions-Modus angesteuert (entsprechend einer Zeitaufösung von ≈ 120 ps)⁴⁴ und arbeiten wie die der Szintillatorstreifen im *Common-Stop*-Modus.

⁴²Im Bereich der Nummern 82–96 wird aus geometrischen Gründen (vgl. Anhang B.3 und [FP04]) auch für das *Tagger-OR(AND)*-Signal lediglich das ODER aus den *einzelnen* Szintillatorstreifen gebildet. Dies dient der Vermeidung von Akzeptanzlücken.

⁴³Dies entspricht einer Verzögerung von 85 ns.

⁴⁴Eine Ansteuerung im Doppel-Präzisions-Modus ist aufgrund der Tatsache, dass die szintillierenden Fasern nicht im Triggersignal des Tagging-Systems eingebunden sind, nicht nötig und aufgrund der für eine solche Ansteuerung benötigten doppelten Anzahl an TDC-Kanälen auch nicht realisierbar gewesen.

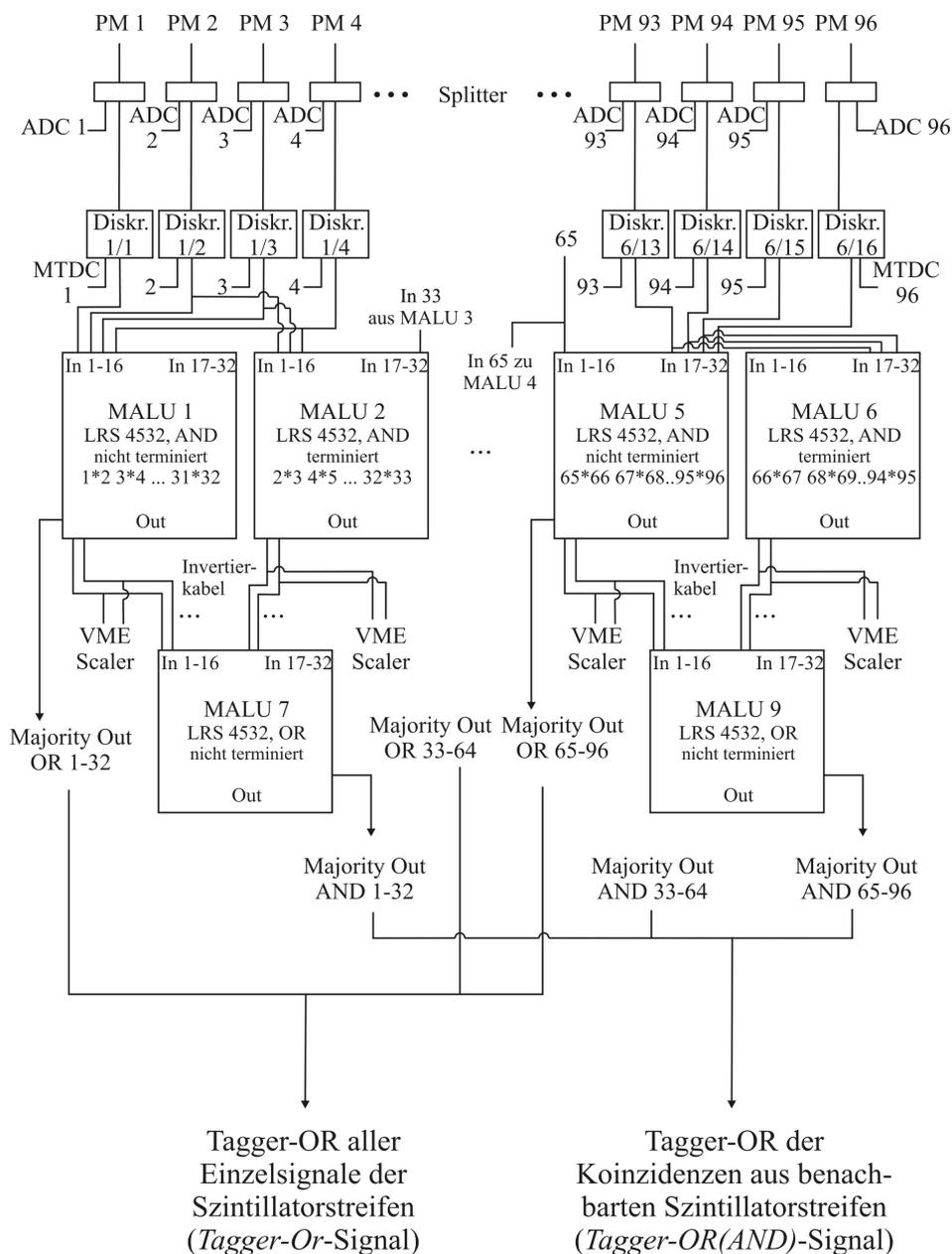


Abbildung 4.25:

Layout der Elektronik für die Szintillatorstreifen. Es werden zwei Triggersignale gebildet: zum einen das OR aus den Koinzidenzsignalen zweier benachbarter Szintillatorstreifen, zum anderen das OR aus den Einzelsignalen aller Szintillatorstreifen.

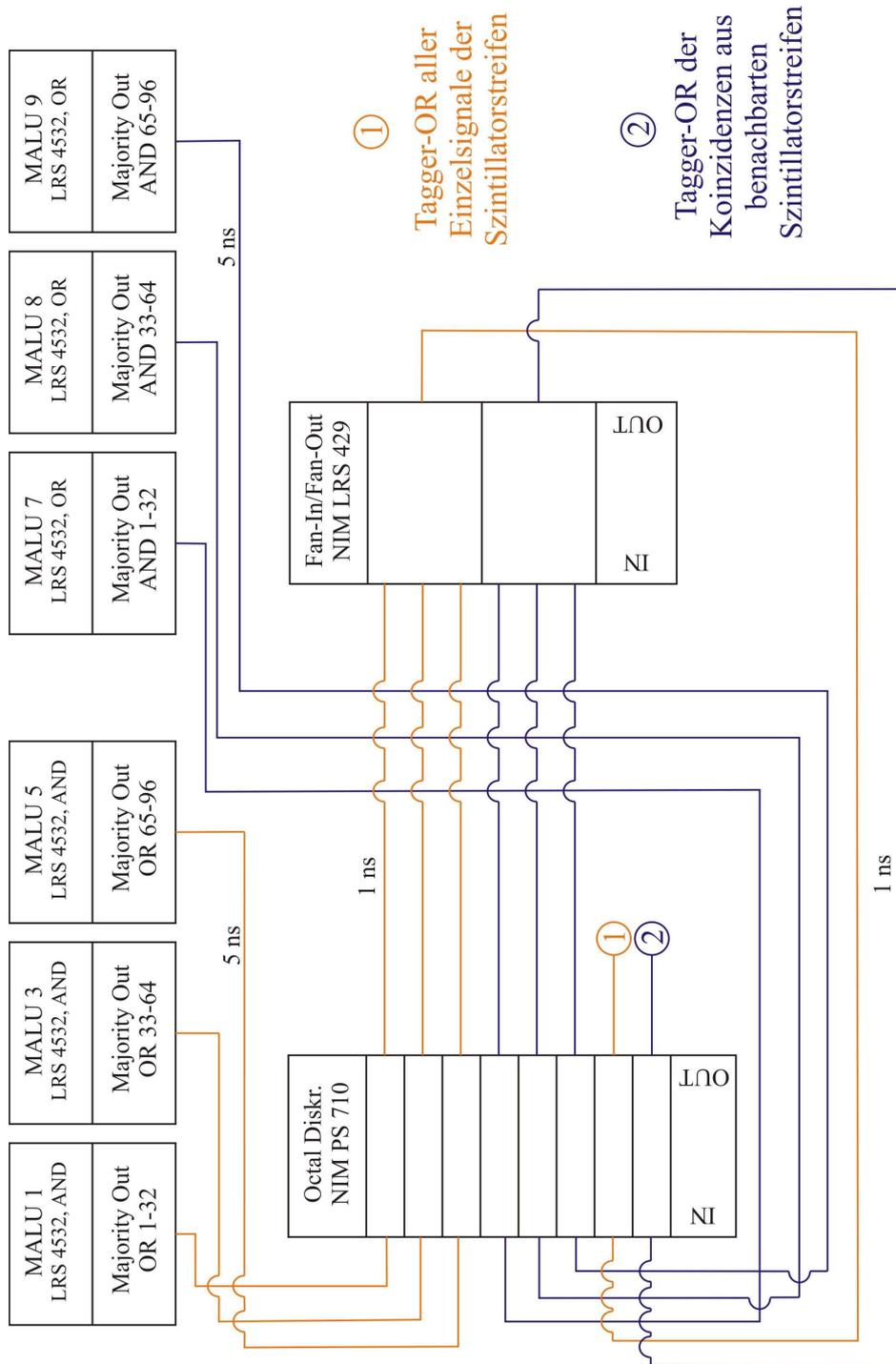
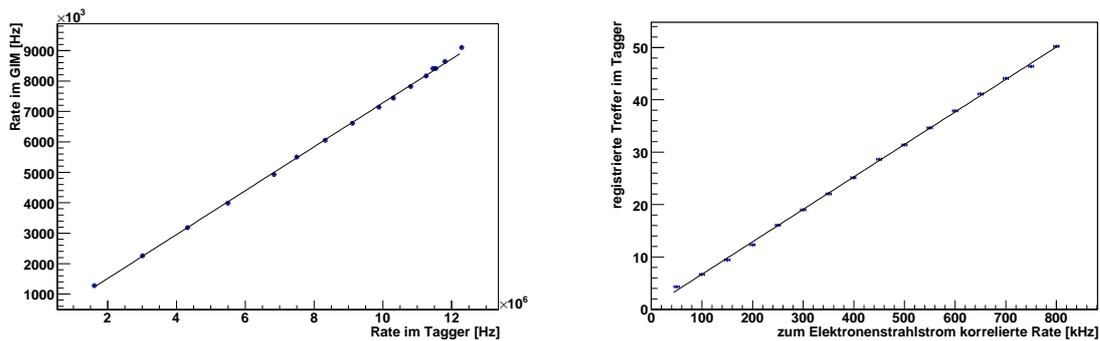


Abbildung 4.26: Schematische Darstellung der Triggerlogik für das Tagging-System.

4.3.3 Ratenfestigkeit der Elektronik

Die Elektronik ist mit Hinblick auf die Stabilität bei hohen Raten eine kritische Komponente innerhalb der Photonenmarkierungsanlage. Während der Datennahmestrahzeiten für das CBELSA/TAPS-Experiment im September und November/Dezember 2007 wurde ohne Probleme mit Tagging-Raten bis zu 12 MHz gemessen. In Abbildung 4.27 ist zum einen das lineare Verhalten zwischen der im Tagging-System registrierten Rate und dem anliegenden Strahlstrom und zum anderen das ebenso lineare Verhalten zwischen den im GIM und im Tagging-System gemessenen Raten dargestellt.



(a) Gemessene Rate im GIM gegen gemessene Rate im Tagging-System.

(b) Registrierte Trefferanzahl im Tagging-System bei ansteigender Elektronenstrahlrate.

Abbildung 4.27: Verhalten des Tagging-Systems bei ansteigendem Elektronenstrahlstrom.

Kapitel 5

Simulationsrechnungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Simulationsrechnungen vorgestellt, die im Rahmen des Aufbaus der Photonenmarkierungsanlage durchgeführt wurden.

Dies umfasst einige Rechnungen zur Belastung der verwendeten Taggerfolie, die Simulation des Magnetfeldverlaufes im Tagging-Magneten sowie den Vergleich dieser Simulation mit den gemessenen Werten (vgl. Abschnitt 4.2.1) und schließlich die Simulation der Photonenmarkierungsanlage mit Geant4¹ [A⁺06].

5.1 Simulationsrechnungen zur Belastung der Taggerfolie

Die für die Versiegelung des Tagging-Magnet-Fensters verwendete Folie² muss aufgrund der sehr großen abzuschließenden Fläche von ca. 0,4 m² (vgl. Abschnitt 4.2.1) besonderen Anforderungen genügen. Daher wurde ihre Belastung bei den benötigten Drücken im Bereich von 10⁻⁵ mbar im Forschungszentrum Jülich unter Verwendung der kommerziellen Programme ANSYS und LS-DYNA simuliert.

Mit diesen Softwarepaketen lassen sich hochgradig nichtlineare physikalische Vorgänge simulieren, wie z. B. Deformationen in einem relativ kurzen Zeitbereich, wie sie bei der Taggerfolie auftreten. Den verwendeten Lösungsalgorithmen liegt die Finite-Elemente-Methode zugrunde, ein numerisches Verfahren zur Lösung von partiellen Differentialgleichungen, vgl. etwa [HB02]. Unter Einbindung der Materialeigenschaften der Folie sowie spezieller Kontaktalgorithmen für die Kantenbereiche, die die Einspannung der Folie sowie das Ablegen und Verrutschen auf der Kantenverrundung unter Druckbeanspruchung simulieren, lässt sich das Verhalten der Taggerfolie während des Pumpvorganges bis zum Erreichen des Soll-drucks realistisch beschreiben. Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen exemplarisch die simulierten Verformungen der Folie für Überdrücke von 200 mbar, 250 mbar und 1000 mbar. Die berechneten Ergebnisse stimmen mit dem tatsächlichen Verhalten während des Abpumpvorganges augenscheinlich gut überein: Zunächst bilden sich an der um die Magnetecke gespannten Folie unter Druckbeanspruchung mehrere kleine Falten aus, die bei weiterem Abpumpen und abschließendem stabil bleibendem Zustand zu einer einzigen großen Falte an der Magnetecke zusammenlaufen. Auch die Größenordnung der sich ausbildenden Falten wird in der Simulation reproduziert.

Bei den für die Experimentdurchführung benötigten Drücken ergibt sich aus den Simulationsrechnungen eine Spannungsbelastung in der Folie, die etwa 60 % der von DuPont spezifizierten Maximalbelastung (vgl. Anhang G) entspricht. Trotz der großen abzuschließenden Fläche und

¹Geant4 ist ein Softwarepaket zur Simulation des Durchgangs von Teilchen durch Materie und findet weltweit Anwendung in der Hochenergie-, Kern- und Beschleunigerphysik sowie in der medizinischen oder Raumfahrtforschung.

²DuPont Kapton VN, technische Daten siehe Anhang G.

der Spannung der Folie um die Magnetecke ist die Kapton-Folie dementsprechend zuverlässig verwendbar.

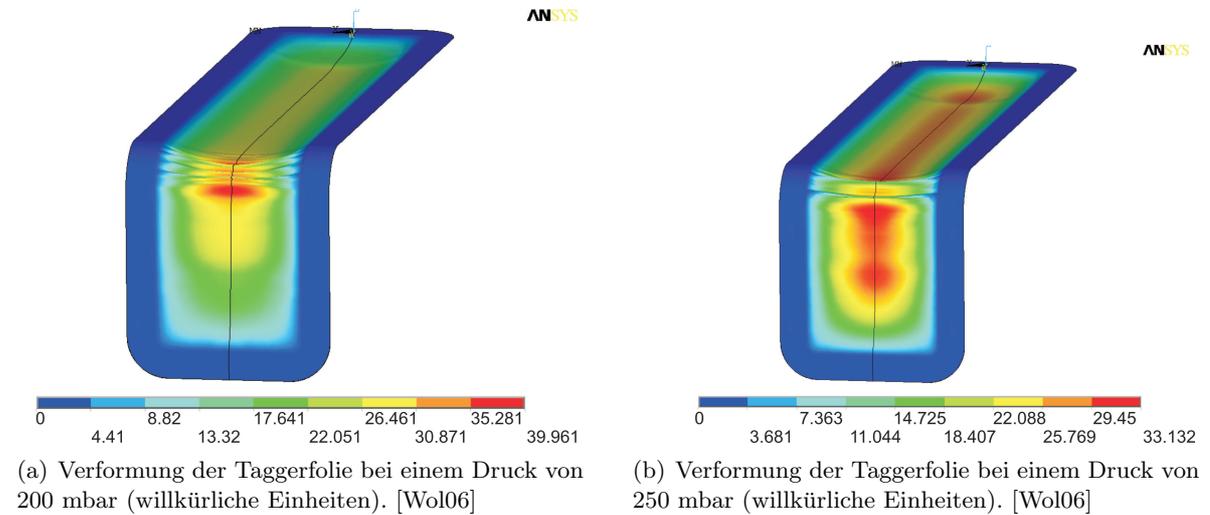
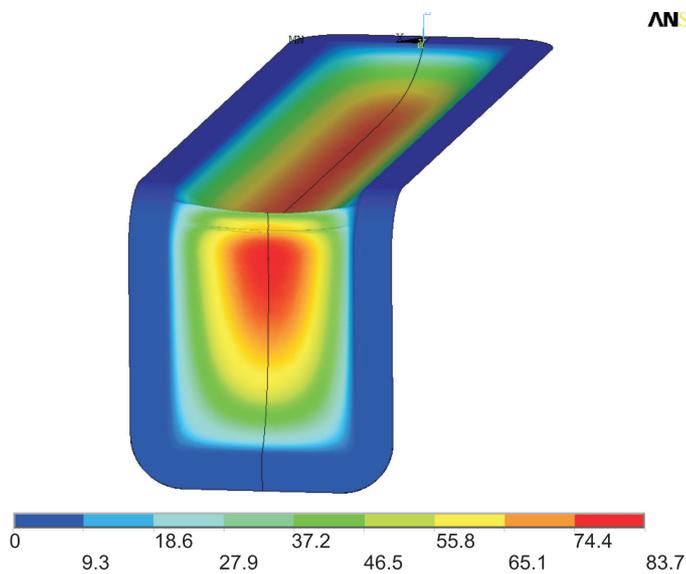


Abbildung 5.1:

Simulierte Verformung der Taggerfolie für Drücke, die während des Anpumpens auftreten. Dargestellt ist die Folie, eingebettet in den euklidischen Anschauungsraum – gegenüber dem Experimentaufbau um 90° gedreht.

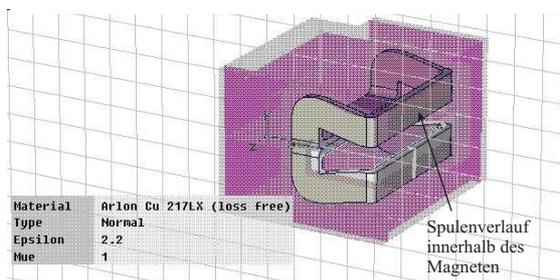
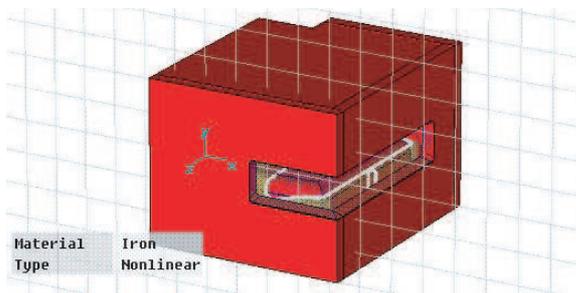


5.2 Simulation des Magnetfeldverlaufes innerhalb des Tagging-Magneten (CST Studio)

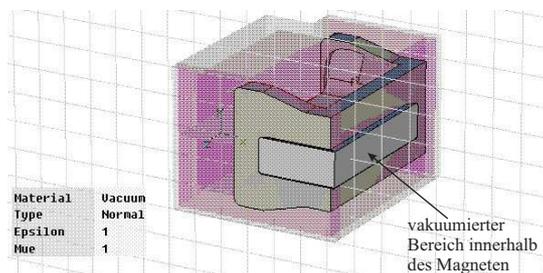
Im Hinblick auf eine möglichst realistische Simulation des gesamten Tagging-Systems mit Geant4 (vgl. Abschnitt 5.3) wurden von mir mit dem kommerziellen Software-Paket CST³ EM STUDIO® (CST EMS) Simulationsrechnungen zum Verlauf des Magnetfeldes innerhalb des Tagging-Magneten durchgeführt. Innerhalb der verwendeten Software stehen verschiedene Module zur Lösung elektrostatischer und magnetostatischer Probleme sowie zur Berechnung von stationären Stromschleifen zur Verfügung. Das verwendete Modul *Magnetostatics Field Solver* nutzt zur Lösung linearer bzw. nicht-linearer magnetischer Problemstellungen hexaedrische oder tetraedrische Gittertypen, deren Topologie (automatisch) an die Gegebenheiten angepasst werden kann. Bei der Berechnung der resultierenden Magnetfeldverläufe werden vorgegebene Materialeigenschaften berücksichtigt.

Entsprechend den Konstruktionszeichnungen wurde mit dem CST DESIGN ENVIRONMENT™ die Geometrie des Tagging-Magneten aus den einzelnen Elementen Eisenkörper, Joch, Polschuhe, Spiegelplatten sowie Spulengeometrie zusammengesetzt, wobei für alle Komponenten die Materialeigenschaften eingebunden wurden. Ebenfalls berücksichtigt wurde das Volumen innerhalb des Magneten, das während des Messbetriebes vakuumiert wird. Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen den für die Simulationsrechnungen verwendeten Aufbau des Magneten.

Abbildung 5.3: Aufbau des Magneten für die Simulation mit dem CST Studio nach den Konstruktionszeichnungen unter Berücksichtigung der verschiedenen Materialeigenschaften.



(a) Spulengeometrie für den Tagging-Magneten.



(b) Vakuumbereich innerhalb des Tagging-Magneten.

Abbildung 5.4: Innenleben des Tagging-Magneten.

³Computer Simulation Technology.

Wie in Kapitel 4, Abschnitt 4.2.1 beschrieben, wurden im Rahmen der Vorbereitung des Dipolmagneten für den Einsatz im Tagging-Spektrometer verschiedene Magnetfeldkarten erstellt [Bal05]. Im Folgenden werden kurz die Ergebnisse dieser Messungen vorgestellt, bevor diese mit den Ergebnissen aus der Simulation des Magnetfeldverlaufes mit dem CST EM Studio verglichen werden.

5.2.1 Ergebnisse der Magnetfeldmessungen

Während der Vermessung der Magnetfeldkarten für den Tagging-Magneten wurden alle drei Einzelkomponenten des Feldes vermessen sowie die resultierende Gesamtfeldstärke für jeden vermessenen Punkt berechnet – zur Definition des Koordinatensystems sowie des Messrasters siehe Abbildung 5.5. Die gemessenen Daten wurden in Hinblick auf die Homogenität des Magnetfeldes innerhalb des Polschuhbereiches des Magneten, das Verhalten in den Randbereichen sowie Abweichungen zwischen den verschiedenen vermessenen Ebenen (vgl. Kapitel 4, Abschnitt 4.2.1) untersucht.

Die Abbildung 5.5 zeigt exemplarisch eine Übersicht über die Daten zur Hauptkomponente B_y des Magnetfeldes, die bei der Magnetfeldeinstellung für die Primärstrahlenergie $E_0 = 3,5$ GeV in der horizontalen Mittelebene des Magneten gemessen wurden. Das verwendete Koordinatensystem ist in der rechten oberen Teilabbildung mitsamt dem Messraster eingezeichnet. Die übrigen Teilabbildungen zeigen verschiedene Projektionen. Dies ist zum einen in der rechten unteren Teilabbildung die Projektion der Messwerte für die dominierende Komponente B_y auf die z -Achse, d. h. die Photonenstrahlrichtung. In der linken oberen Teilabbildung ist die Projektion dieser Messwerte auf die x -Achse, d. h. senkrecht zur Photonenstrahlrichtung, gezeigt. Die linke untere Teilabbildung stellt schließlich die resultierende Verteilung in der $x - z$ -Ebene dar. Entsprechende Darstellungen für die Komponenten B_x und B_z finden sich in Anhang E. Wie deutlich zu erkennen ist, verhält sich die Magnetfeldstärke im Bereich zwischen $x = -100$ mm und $x = 100$ mm sowie $z = 300$ mm und $z = 1100$ mm – also im Bereich zwischen den beiden Polschuhen – wie erwartet sehr homogen und fällt dann mit einem charakteristischen exponentiellen Verlauf im Randfeldbereich ab. Die hier dargestellte Verteilung für den Verlauf der Komponente B_y dominiert im gesamten vermessenen Bereich gegenüber den Komponenten B_x und B_z , wie aus Abbildung 5.6 ersichtlich ist. Im Bereich zwischen den beiden Polschuhen des Magneten tragen B_x und B_z im Vergleich zur Hauptkomponente B_y nur zu 0,02 % zur Gesamtfeldstärke bei. Durch Vergleich der für verschiedene Ebenen in der Vertikalen gemessenen Daten lässt sich die Homogenität des Magnetfeldverlaufes zusätzlich überprüfen. In Abbildung 5.7 sind die relativen Abweichungen $\frac{B_{y, Ebene 1}(x,z) - B_{y, Ebene 0}(x,z)}{B_{y, Ebene 0}(x,z)}$ zwischen den gemessenen Magnetfeldstärken zweier Ebenen⁴ in der Projektion auf die Photonenstrahlrichtung z bzw. senkrecht dazu (x) dargestellt. Wie zuvor für die Messdaten innerhalb einer Ebene festgestellt, zeigt sich auch hier im Bereich zwischen $x = -100$ mm und $x = 100$ mm sowie $z = 300$ mm und $z = 1100$ mm ein sehr konstanter Verlauf mit einer relativen Abweichung von weniger als 1 %. In den Randfeldbereichen werden die Differenzen zwischen den gemessenen Werten für die verschiedenen Ebenen aufgrund des exponentiellen Abfalls wie erwartet größer.

⁴Die beiden Ebenen haben einen Abstand von 28,2 mm voneinander bei einem Abstand der Polflächen des Magneten von 100 mm.

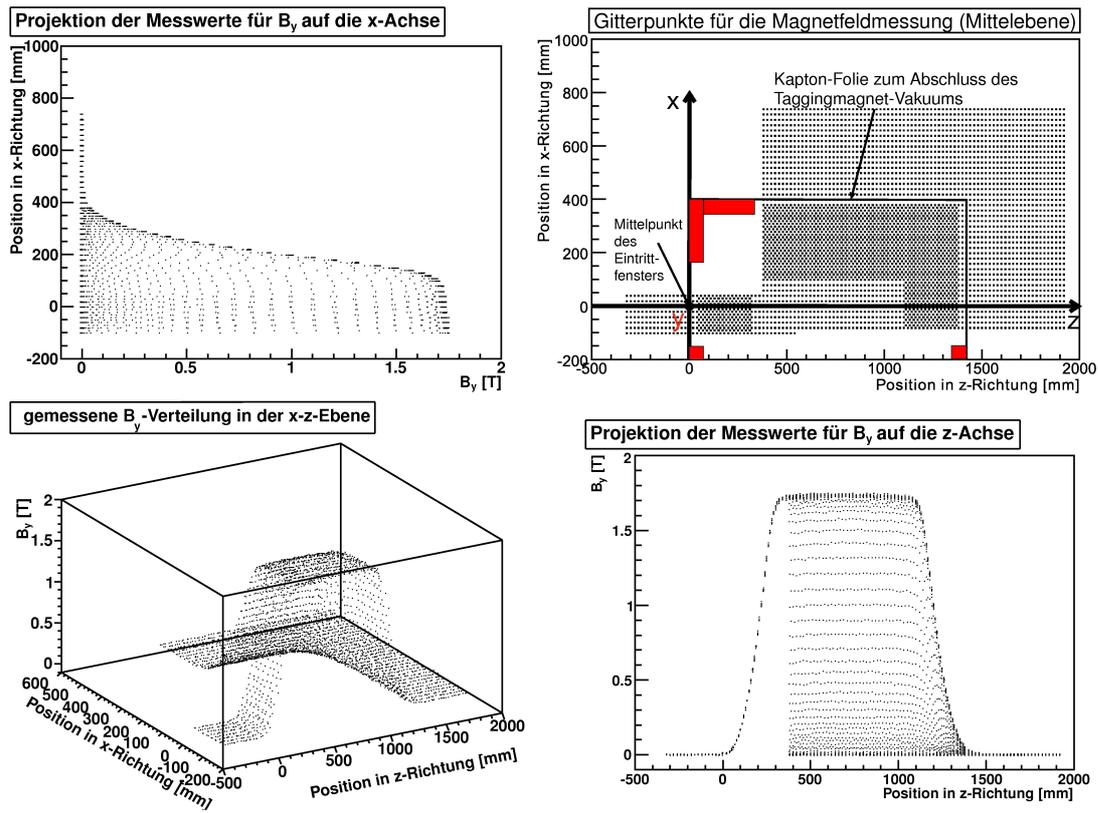


Abbildung 5.5: Übersicht über die gemessenen Daten zur Hauptkomponente B_y des Magnetfeldes (vgl. Abschnitt 4.2.1).

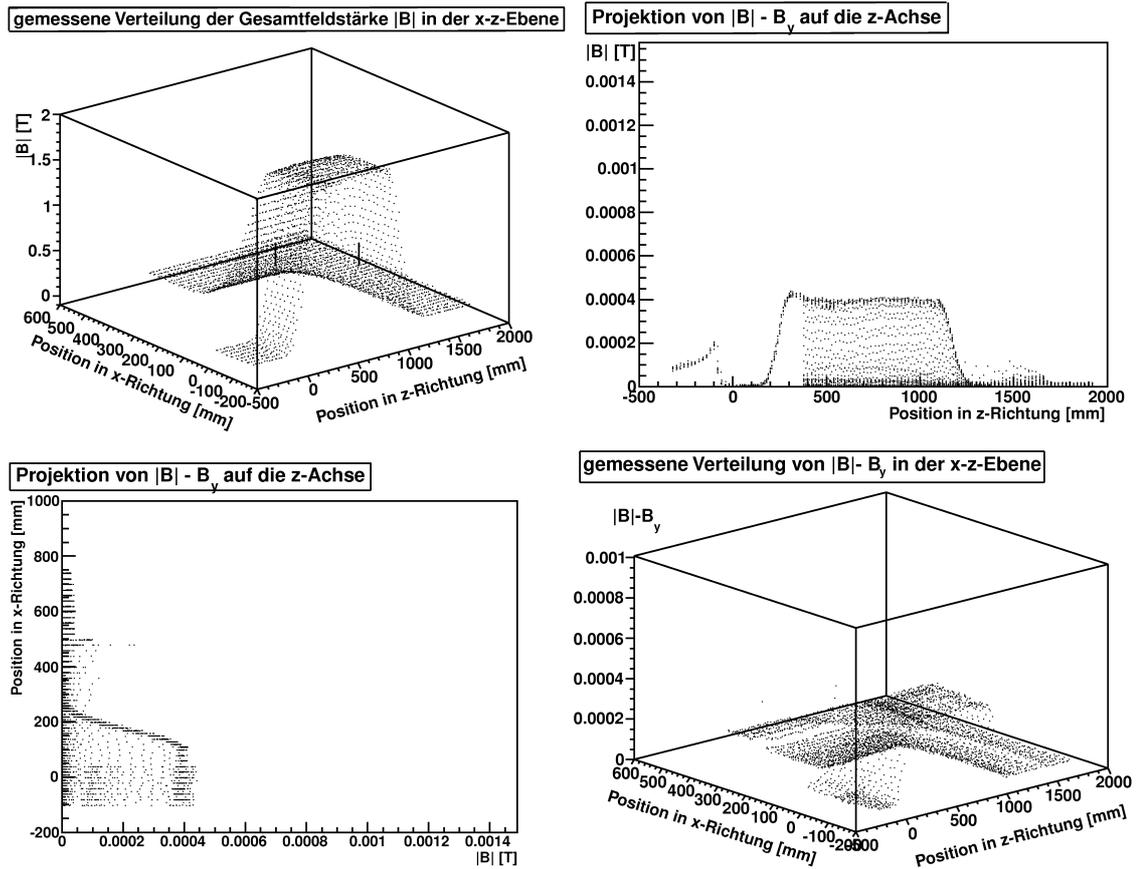
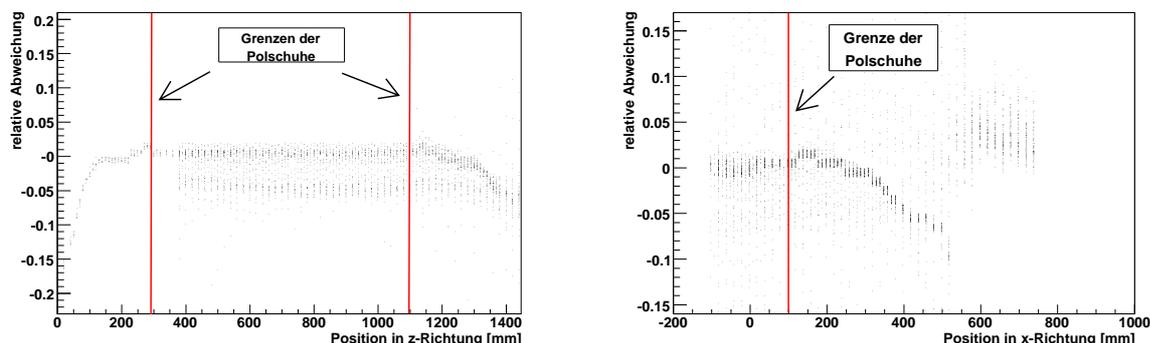


Abbildung 5.6:

Übersicht über die gemessene Gesamtfeldstärke $|B|$ sowie die Differenz aus Gesamtfeldstärke und dominierender Komponente $|B| - B_y$ – entsprechend dem Beitrag der beiden anderen Komponenten – in der $x - z$ -Ebene (vgl. Abschnitt 4.2.1).



(a) Projektion der relativen Abweichung der in zwei verschiedenen Ebenen gemessenen Magnetfeldstärken auf die z -Richtung. Zur Definition der relativen Abweichung vergleiche Seite 60.

(b) Projektion der relativen Abweichung der in zwei verschiedenen Ebenen gemessenen Magnetfeldstärken auf die x -Richtung. Zur Definition der relativen Abweichung vergleiche Seite 60.

Abbildung 5.7:

Relative Abweichung der in zwei verschiedenen Ebenen gemessenen Magnetfeldstärken.

5.2.2 Vergleich der gemessenen Daten mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen

Die im vorigen Abschnitt vorgestellten Ergebnisse werden im Folgenden mit denen aus der CST-Simulation verglichen. Dies geschieht exemplarisch entlang von drei ausgezeichneten Achsen innerhalb des vermessenen Bereiches (vgl. Abbildung 5.8):

1. Achse 1: entlang der Photonenstrahlachse, d. h. innerhalb des Polschuhbereiches des Tagging-Magneten,
2. Achse 2: in einem Abstand von $\Delta x = 200$ mm parallel zur Photonenstrahlachse, d. h. innerhalb des Randfeldbereiches,
3. Achse 3: senkrecht zur Photonenstrahlachse innerhalb des Polschuhbereiches.

Für alle Achsen wurden die gewonnenen Daten jeweils für die x - z -Ebene mit $y = 0$ mm, d. h. die Strahlebene, sowie für eine um 14 mm nach oben versetzte x - z -Ebene untersucht. Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen im Überblick die Ergebnisse für den Vergleich der Mess- mit den Simulationsdaten.

In Abbildung 5.9 sind jeweils die Verläufe der Gesamtfeldstärke und der Hauptkomponente B_y entlang der oben beschriebenen Achsen aufgetragen. In Abbildung 5.10 ist der Quotient aus beiden Datensätzen für diese beiden Komponenten aufgetragen. Im Bereich der Polschuhe des Tagging-Magneten, also zwischen $x = -100$ mm und $x = 100$ mm sowie $z = 300$ mm und $z = 1100$ mm, stimmen die Verläufe sehr gut überein mit einer relativen Abweichung von weniger als 0,1 %. Dies resultiert im Bereich der niedrigen Photonenergien, also der hohen Fasernummern, in einer maximalen Abweichung für die Ablenkung des Bremsstrahlungselektrons von Δ Faserindex = 0,1. Das entspricht beispielsweise für eine Primärstrahlenergie von $E_0 = 2334,47$ MeV, wie sie im Dezember 2007 zur Datennahme verwendet wurde, einem Unterschied von ca. 1 MeV in der rekonstruierten Photonenergie und ist somit vernachlässigbar

innerhalb des Gesamtfehlers der Photonenergiebestimmung (vgl. Kapitel 6). Im Bereich des Randfeldes werden die Abweichungen zwischen Simulation und Messung größer, die relative Abweichung beträgt hier maximal 1,5 %. Innerhalb der bei der Messung und bei der Simulation angegebenen Fehlergrenzen⁵ sind beide Datensätze aber auch in den Bereichen der größten Abweichungen miteinander verträglich.

Dies erlaubt für zukünftige Simulationen des gesamten Tagging-Systems mit Geant4 die Verwendung einer mit dem CST Studio berechneten dreidimensionalen Magnetfeldkarte, die mit einem wesentlich feineren Gitter erstellt werden kann, als bei der Messung verwendet werden konnte.

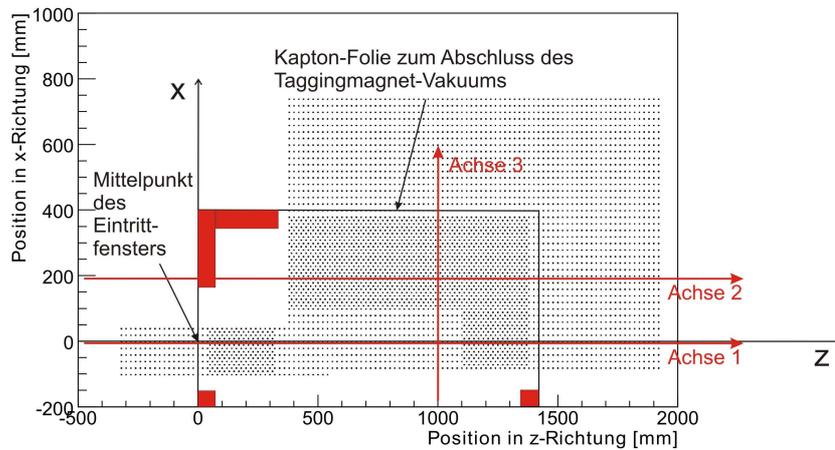


Abbildung 5.8: Übersichtszzeichnung zum Vergleich der simulierten mit den gemessenen Daten des Magnetfeldverlaufs im Tagging-Magneten: Die Datenpunkte werden exemplarisch entlang der eingezeichneten Achsen jeweils hinsichtlich der Gesamtfeldstärke B sowie der Hauptkomponente B_y verglichen.

⁵Die Positionierung der Hallsonde während der Messungen ist mit einer Genauigkeit von $\Delta x = \Delta z = \pm 0,2$ mm und $\Delta y = \pm 0,5$ mm angegeben [Bal05], die Messwerte haben relative Fehler von 0,05 % im Polschuhbereich bis zu 3 % im Randfeldbereich. Die Simulationsergebnisse haben aufgrund der Unsicherheiten beim Einbau der Spulengeometrie und der Materialeigenschaften eine relative Unsicherheit von bis zu 4 % im Randfeldbereich.

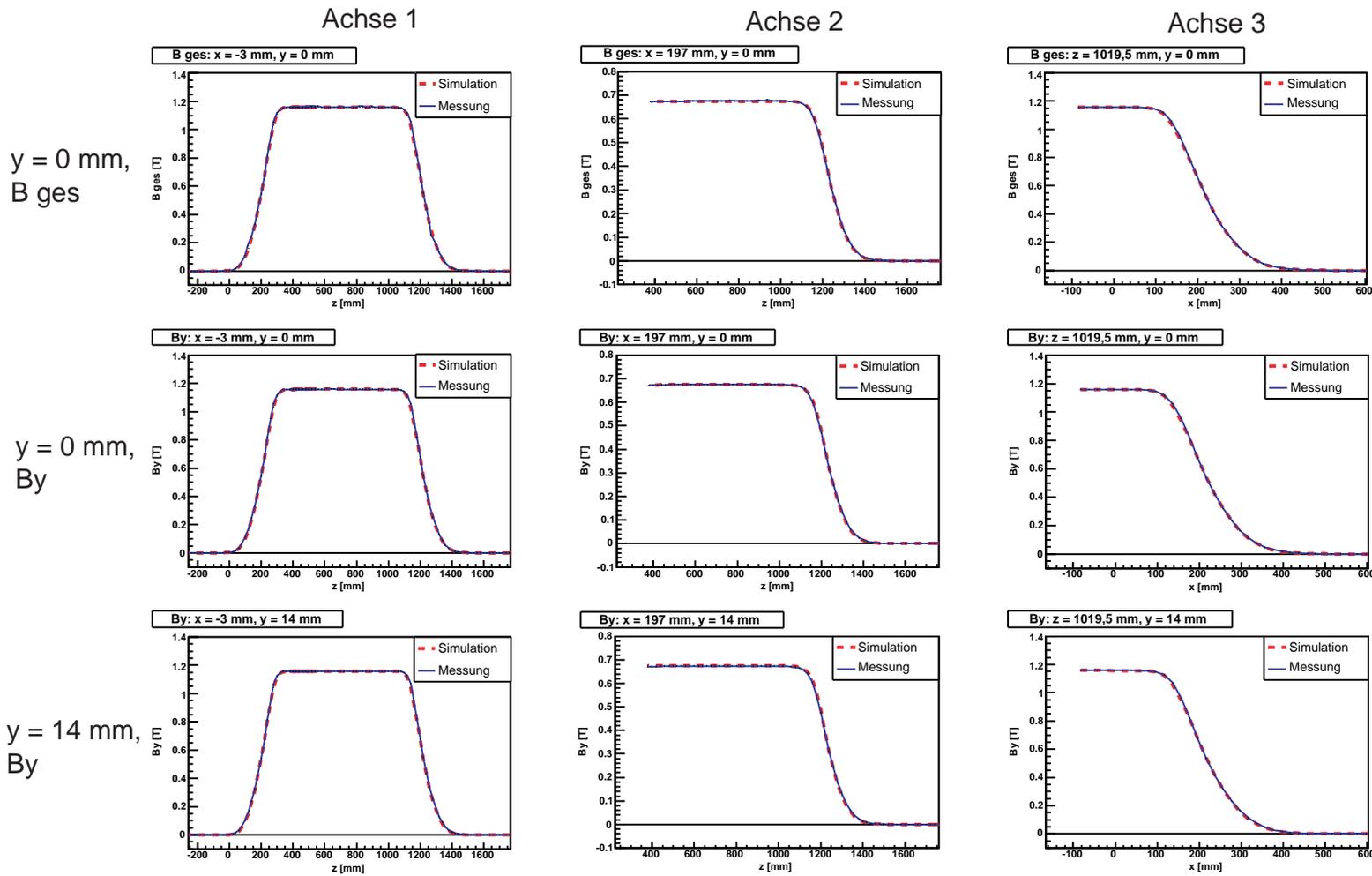
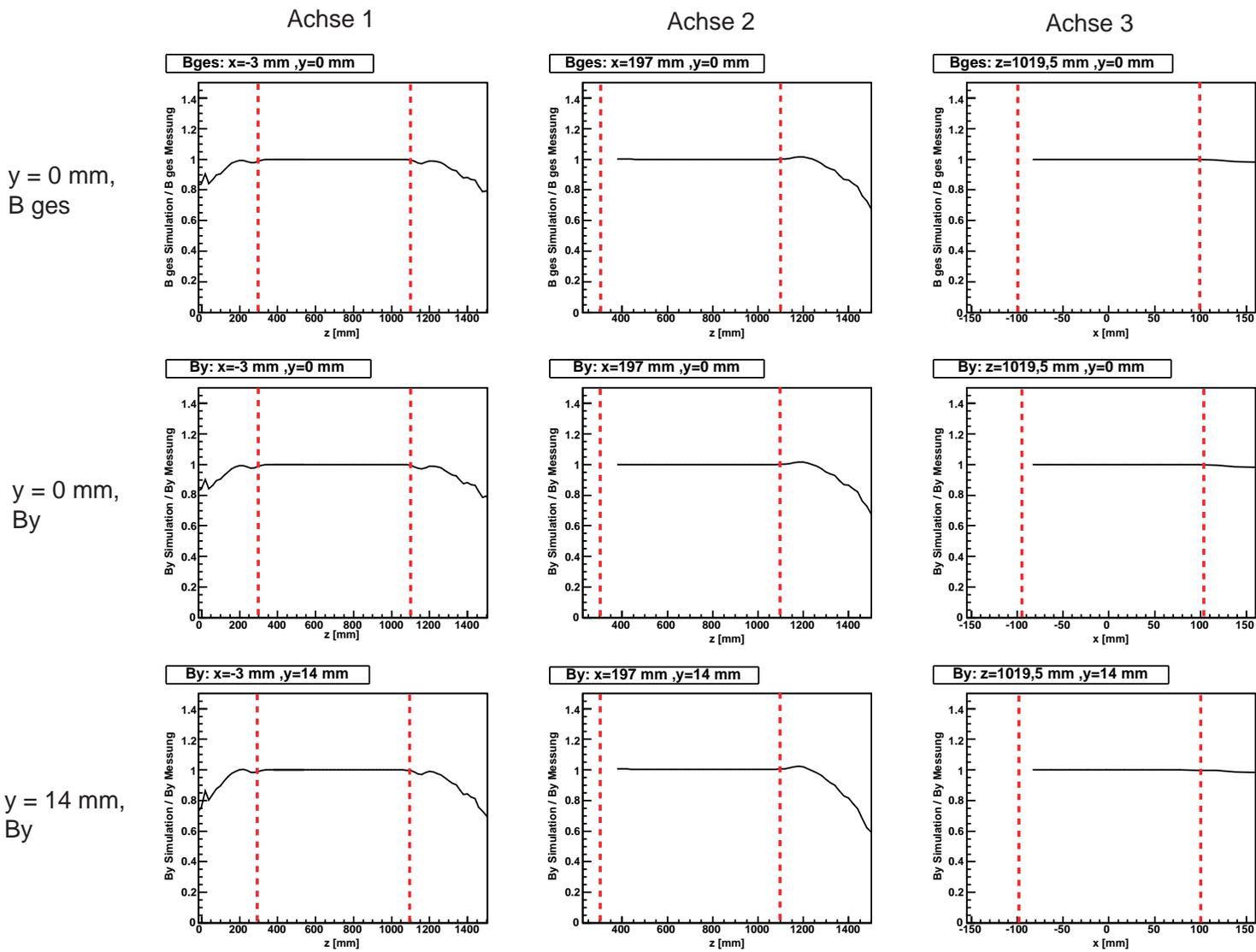


Abbildung 5.9: Vergleich der mit dem CST Studio simulierten Daten und der gemessenen Magnetfeldverläufe.

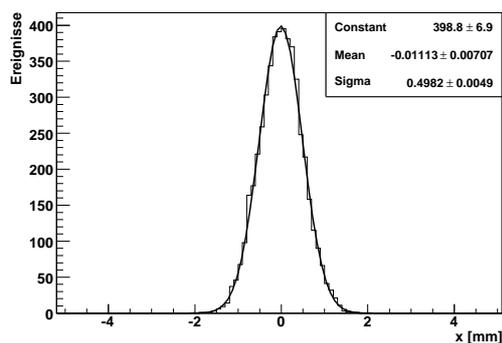
Abbildung 5.10:
 Quotient der mit dem CST Studio simulierten Daten und der gemessenen Magnetfeldverläufe. Die gestrichelten roten Linien deuten die Grenzen der Polschuhflächen an.



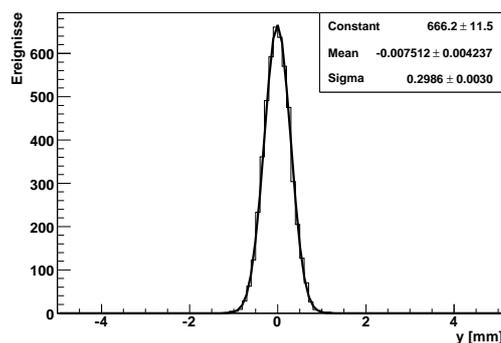
5.3 Geant4-Simulation der Photonenmarkierungsanlage

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit dem Softwarepaket Geant4 verschiedene Simulationsrechnungen zu den Eigenschaften der Photonenmarkierungsanlage durchgeführt. Insbesondere in Hinblick auf die Kalibration des Tagging-Systems, die in Kapitel 6 beschrieben wird, wurden zunächst die geometrischen Gegebenheiten, wie die Zuordnung der Szintillatorstreifen zu den vorgelagerten szintillierenden Fasern, überprüft, bevor in einem weiteren Schritt charakteristische Spektren und die physikalischen Eigenschaften, wie die Verteilung des Photonenergiespektrums über den Detektor und der Einfluss von unterschiedlichen Strahlungsparametern des primären Elektronenstrahls auf die Zuordnung von Detektornummer und rekonstruierter Photonenergie, untersucht wurden.

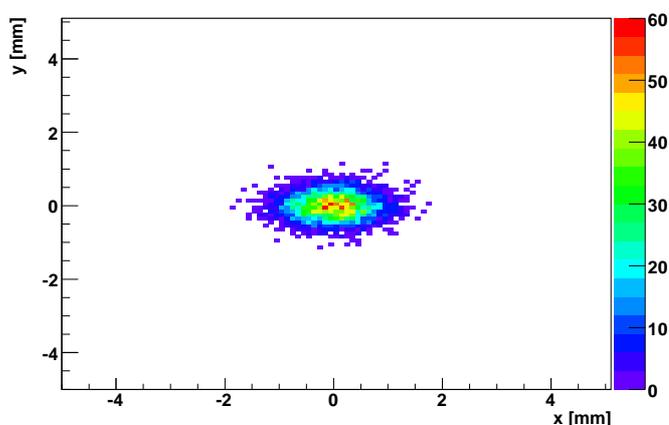
Für die verschiedenen Simulationsrechnungen wurden eine typische Primärstrahlenergie von $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$ und die dazugehörige gemessene Magnetfeldkarte verwendet. Der in der Simulation generierte primäre Elektronenstrahl stimmt in seinen Profilen in x- und y-Richtung mit den durch die horizontalen und vertikalen Drahtscans ermittelten Profilen überein (vgl. Abschnitt 4.2.3, Abbildung 4.11). Die Divergenz des Elektronenstrahls wurde entsprechend der in früheren Messungen ermittelten Werte im Bereich zwischen $0,1 \text{ mrad}$ und $0,3 \text{ mrad}$ eingestellt [Fro05, Els07]. Der *Halo* des primären Elektronenstrahls wurde in der Simulation jedoch nicht berücksichtigt.



(a) Strahlprofil in x-Richtung.



(b) Strahlprofil in y-Richtung.



(c) Generierter Vertex.

Abbildung 5.11: In der Simulation generierte Strahlprofile.

5.3.1 Geometrische Gegebenheiten

Zunächst wurden die simulierten Daten in Bezug auf die geometrischen Zuordnungen von Szintillatorstreifen zueinander bzw. von Szintillatorstreifen zu szintillierenden Fasern mit den Datenspektren verglichen.

In Abbildung 5.12 sind für alle Treffer im Tagging-System ohne irgendwelche Schnitte die zugehörigen Indizes der Szintillatorstreifen gegeneinander aufgetragen, d. h. die Nummern der Detektoren, die bei einem Ereignis angesprochen haben – zum einen für die Simulation mit Geant4, zum anderen für aufgenommene Daten (Trigger: *Tagger-OR*). Beide Histogramme zeigen die gleichen Korrelationen. Man sieht einerseits das Ansprechen von jeweils zwei benachbarten Detektoren pro Ereignis im Normalfall; andererseits zeigt sich das Ansprechen von mehr als zwei Szintillatorstreifen im Bereich der Indizes 34–36 (vgl. rote Kreise in Abbildung 5.12). Ab diesem Bereich sind die Szintillatoren aufgrund geometrischer Randbedingungen nicht mehr in der Fokalebene, sondern winklig zum Tagging-Magneten angeordnet (vgl. Abbildung 4.13). An der Übergangsstelle wurden die einzelnen Szintillatorstreifen zur Vermeidung von Akzeptanzlücken so angeordnet, dass zwischen den beiden Detektorteilen ein Bereich redundanter Überlappung besteht (vgl. Zeichnungen in Anhang B.3).

Das Histogramm für die Simulation zeigt eine deutlich breitere Diagonale als das für die gemessenen Daten. Dies hat seine Ursache in Sekundärprozessen in den Szintillatoren bzw. den vorgelegerten szintillierenden Fasern (vgl. auch den folgenden Abschnitt 5.3.2), die auch benachbarte Kanäle betreffen. Diese werden ohne Ausnahme in den betreffenden Detektoren registriert, da in der Simulation keine Diskriminatorschwellen o. ä. nachgebildet sind. Unterdrückt man die Sekundärprozesse in der Simulation, erhält man nur Ereignisse auf der Diagonalen für die korrelierten Treffer in zwei jeweils benachbarten Szintillatorstreifen.

Das Histogramm für die gemessenen Daten zeigt für hohe Indizes eine Anhäufung von registrierten Treffern. Diese entsprechen unkorrelierten Untergrundereignissen, die in den Detektoren verzeichnet werden (vgl. auch den folgenden Abschnitt 5.3.2). Wendet man bei der weiteren Analyse der Daten zusätzliche Schnitte an, wie z. B. auf die Koinzidenzzeit zwischen Treffern in zwei benachbarten Szintillatorstreifen, werden diese Ereignisanhäufungen reduziert.

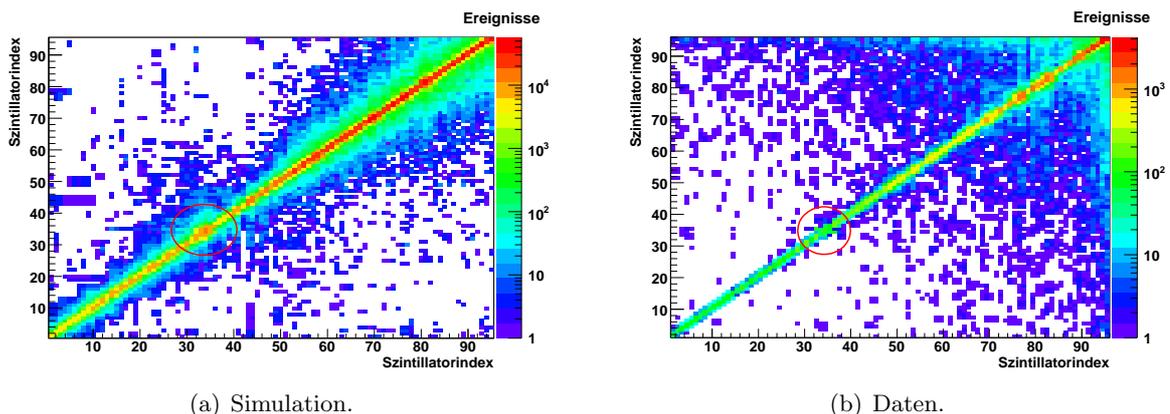


Abbildung 5.12:

Index vs. Index der Szintillatorstreifen. Für alle Treffer im Tagging-System sind jeweils die zugehörigen Nummern der Detektoren gegeneinander aufgetragen, die angesprochen haben. Die roten Kreise heben das Ansprechen von mehr als zwei Szintillatorstreifen im Bereich der Indizes 34–36 hervor.

Abbildung 5.13 zeigt für alle Treffer im Tagging-System ohne irgendwelche Schnitte die Korrelation zwischen zugehörigen Indizes von szintillierenden Fasern und Szintillatorstreifen – ebenfalls im Vergleich für simulierte und gemessene Daten (Trigger: *Tagger-OR*). Auch hier zeigen sich die zuvor besprochenen Effekte: Zum einen die Anhäufung von Ereignissen neben der direkten Korrelationslinie bei den simulierten Daten aufgrund von Sekundärprozessen; und zum anderen die Anhäufung von registrierten Treffern bei hohen Detektorindizes bei den gemessenen Daten aufgrund von Untergründereignissen.

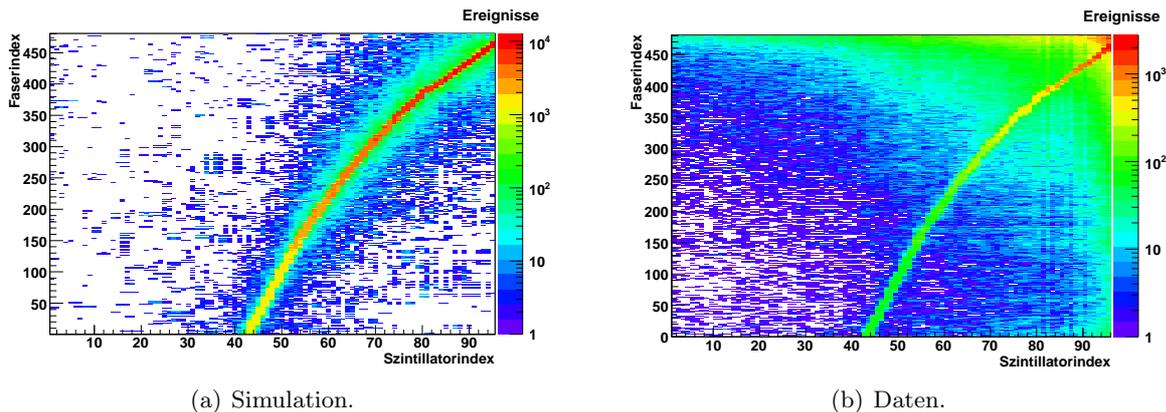


Abbildung 5.13:

Index vs. Index der szintillierenden Fasern vs. Szintillatorstreifen. Für alle Treffer im Tagging-System sind jeweils die Nummern der Detektoren gegeneinander aufgetragen, die angesprochen haben.

Mit diesen Histogrammen lässt sich die Übereinstimmung der Zuordnung zwischen Szintillatorstreifen und Fasern in Simulation und Datennahme überprüfen. Der durch die Anordnung der Szintillatorstreifen und des Faserdetektors vorgegebene charakteristische Verlauf stimmt in beiden Fällen gut überein. Eine weitere Möglichkeit zur Überprüfung lässt sich in der Analyse der Trefferverteilung im Szintillierende-Faser-Detektor bei Schnitt auf einen spezifischen Szintillatorstreifen realisieren (vgl. auch Kapitel 7). Die resultierenden Zuordnungstabellen stimmen für simulierte und gemessene Daten innerhalb der Fehler (± 1 Faser⁶) ebenfalls gut überein (vgl. Anhang H.3).

5.3.2 Charakteristische Spektren

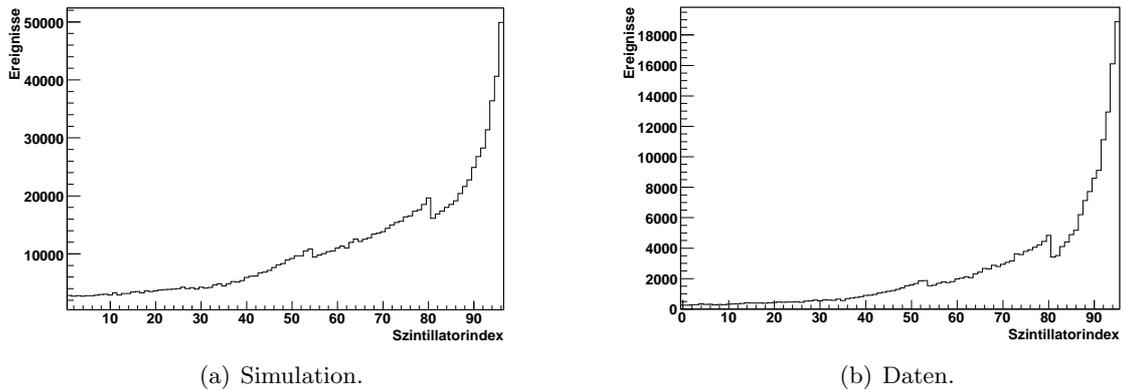
Im Anschluss an die im vorigen Abschnitt beschriebenen Untersuchungen wurden solche Spektren näher betrachtet, die für die Photonenmarkierungsanlage charakteristisch sind. Im Folgenden ist die Trefferverteilung in den Szintillatorstreifen⁷ und im Szintillierende-Fasern-Detektor sowie die Trefferanzahl in den Szintillatorstreifen pro *Event*⁸ beispielhaft dargestellt.

Der Vergleich der Trefferverteilung in den Szintillatorstreifen für simulierte und gemessene Daten zeigt eine gute Übereinstimmung in der Häufigkeitsverteilung über den Detektor ein-

⁶Die Fehler für die Simulation werden dominiert durch die Unsicherheiten bei der Kenntnis der genauen Detektorpositionen und des genauen Magnetfeldwertes.

⁷Es werden hier nicht *Tagging-Kanäle* betrachtet, da für diese keine eigene TDC-Information vorliegt (vgl. Abschnitt 4.3). Dies ist jedoch für den Vergleich von Simulations- und Datenspektren nicht relevant.

⁸Engl.: Ereignis; hier im Besonderen: von der Datenerfassung akzeptiertes und aufgenommenes Ereignis. Pro Ereignis wird ohne eine genauere Analyse eine Vielzahl an Treffern in den verschiedenen Detektoren registriert (vgl. Kapitel 7).

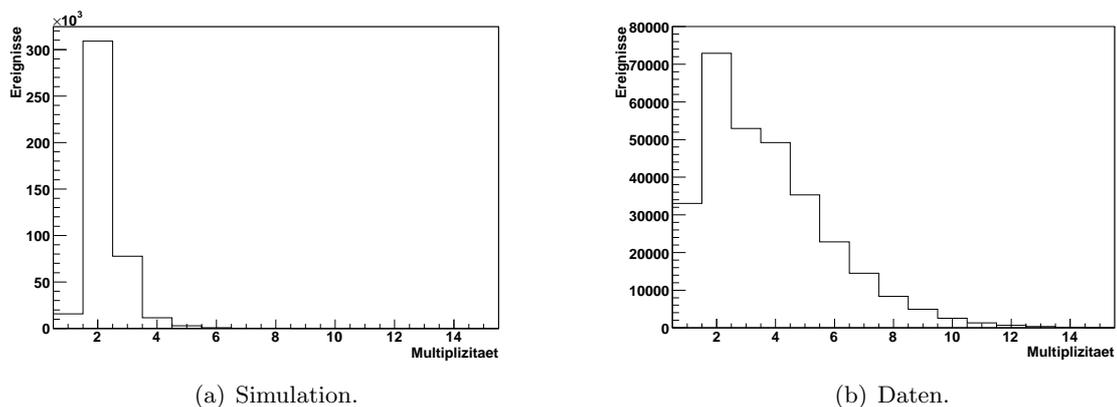


(a) Simulation.

(b) Daten.

Abbildung 5.14: Trefferverteilung in den Szintillatorstreifen.

schließlich der drei durch die Anordnung der Szintillatoren⁹ bedingten Kanten im Bereich der Szintillatoren 35, 54 und 80. Allerdings fällt ein Unterschied im Anstieg der Trefferanzahl zu hohen Szintillatorindizes hin auf. Dieser begründet sich zum einen in der höheren Rate bei den gemessenen Daten und der damit höheren Anzahl von Untergrundeignissen in diesem Bereich – in der Geant4-Simulation werden die Teilchen einzeln produziert und bearbeitet, es gibt keine Möglichkeit, die Rate des Teilchenstroms einzustellen. Zum anderen hat sich in Messungen ohne ein Bremsstrahlungstarget gezeigt, dass das Bremsstrahlungsspektrum auf einem Sockel von Untergrundeignissen sitzt, die ihre Ursache im *Halo* des primären Elektronenstrahls haben, welcher in der Simulation nicht berücksichtigt wurde. Dieser Sachverhalt spielt auch bei der Bestimmung der Photodefinitionswahrscheinlichkeit eine Rolle und wird in Kapitel 8 aufgegriffen (vgl. dort Abbildung 8.20).



(a) Simulation.

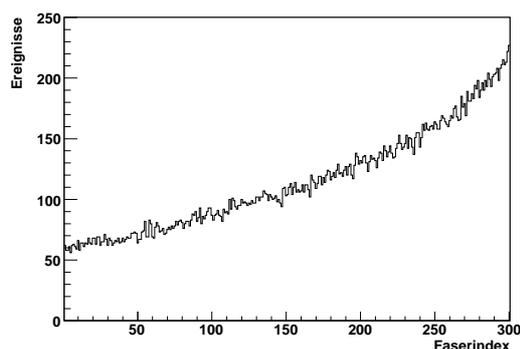
(b) Daten.

Abbildung 5.15: Trefferanzahl in den Szintillatorstreifen pro Event in der Datennahme.

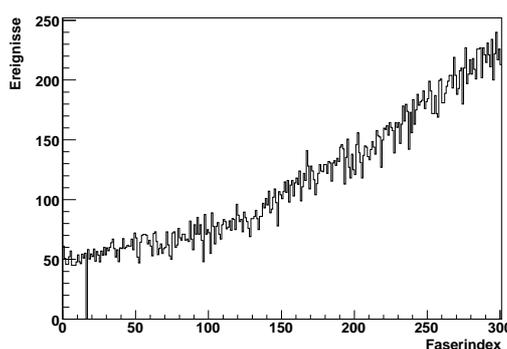
Die Trefferanzahl pro Event in den Szintillatorstreifen zeigt im Vergleich von Simulation und gemessenen Daten einige Unterschiede (vgl. Abbildung 5.15). Den größten Anteil der auftretenden Multiplizitäten machen in beiden Fällen Doppeltreffer aus, wie aufgrund der überlappenden Anordnung von benachbarten Szintillatorstreifen zu erwarten ist. Darüber hinaus gibt es eine kleine Anzahl von Einzeltreffern aus den Szintillatorstreifen 1 und 96, die nur zu einer Hälfte überlappen (mit den Szintillatorstreifen 2 bzw. 95). Die relative Anzahl solcher Ereignisse ist

⁹Zum einen sind die Szintillatorstreifen ab Nr. 35 außerhalb der Fokalebene positioniert. Zum anderen ändern sich an diesen Stellen die Detektorbreiten und die Verkippungswinkel, vgl. Anhang B.3 und [FP04].

bei den gemessenen Daten höher, was seine Ursache in der höheren Rate sowie den erwähnten Untergrundereignissen bei den Messungen und der dementsprechend deutlich höheren Rate von Ereignissen in Szintillator 96 hat, der dem primären Elektronenstrahl am nächsten liegt. Sowohl in der Simulation als auch bei den gemessenen Daten treten auch Multiplizitäten höher als drei auf – die Multiplizität drei ist aufgrund der Dreifachüberlappbereiche zwischen den Szintillatorstreifen erwartet, vgl. Abbildung 4.12 in Abschnitt 4.2.4. Diese höheren Multiplizitäten haben ihren Ursprung zum einen in Sekundärprozessen in den Szintillatorstreifen und im Szintillierende-Fasern-Detektor (δ -Elektronen, die das Tagging-Hodoskop durchqueren und somit eine Mehrzahl von Detektoransprechern produzieren), in der Luft sowie in der Kaptonfolie, die dem Abschluss des Magnetvakuum dient. Zum anderen werden sie durch den *Halo* des primären Elektronenstrahls verursacht. Vernachlässigt man in der Simulation die Sekundärprozesse, erhält man lediglich die Multiplizitäten 1–3, die einem vollkommen untergrundfreien Verhalten entsprechen. Die bedeutend höhere Anzahl solcher Ereignisse bei den gemessenen Daten ist auf die höhere Rate und entsprechend mehr Sekundärprozesse sowie den zusätzlichen Untergrund, bedingt durch den primären Elektronenstrahl, zurückzuführen. Dies sieht man daran, dass auch bei Messungen ohne einen Bremsstrahlungsradiator entsprechende Multiplizitäten in den Szintillatorstreifen registriert werden.



(a) Simulation.



(b) Daten. Bei Faser Nr. 17 ist der TDC-Kanal defekt.

Abbildung 5.16: Trefferverteilung im Szintillierende-Fasern-Detektor.

Wie bei den Szintillatorstreifen zeigt auch der Vergleich der Trefferverteilung im Szintillierende-Fasern-Detektor für simulierte und gemessene Daten für die Fasern bis zur Nummer 300 eine gute Übereinstimmung in der Häufigkeitsverteilung über den Detektor (vgl. Abbildung 5.16). Innerhalb dieses Bereichs vervierfacht sich annähernd die Zählrate pro Faser sowohl in der Simulation als auch bei den gemessenen Daten bei ähnlicher Steigung. Ein direkter Vergleich der beiden Spektren ist nur für diesen Bereich sinnvoll, da für höhere Fasernummern der Untergrund bei den gemessenen Daten eine immer größere Rolle spielt (vgl. Abbildung 8.20(b) in Abschnitt 8.1.3).

Bis auf die beschriebenen Unterschiede zeigen die Spektren für simulierte und gemessene Daten eine zufrieden stellende Übereinstimmung. Dies ermöglicht als nächstes die nähere Untersuchung der physikalischen Eigenschaften des Tagging-Systems mit der Simulation, wie die Verteilung der Photonenergie über den Detektor und den Einfluss der verschiedenen Strahllageparameter des primären Elektronenstrahls.

5.3.3 Physikalische Eigenschaften

In der Simulation mit Geant4 wurde ein Photonenergiespektrum mit einer typischen Primärelektronenstrahlenergie von $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$ generiert, um die Daten der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Energiekalibration der Photonenmarkierungsanlage weitergehend untersuchen zu können.

In Abbildung 5.17 ist die Verteilung dieses generierten Photonenergiespektrums über die Szintillatorstreifen bzw. die szintillierenden Fasern dargestellt. Die erhaltenen Verläufe werden im nächsten Kapitel mit den aus den Kalibrationsmessungen extrahierten Spektren verglichen und ermöglichen die Extrapolation der resultierenden Kalibrationsfunktionen auf Bereiche, die in den Messungen nicht zugänglich waren (vgl. Abschnitt 6.2.1).

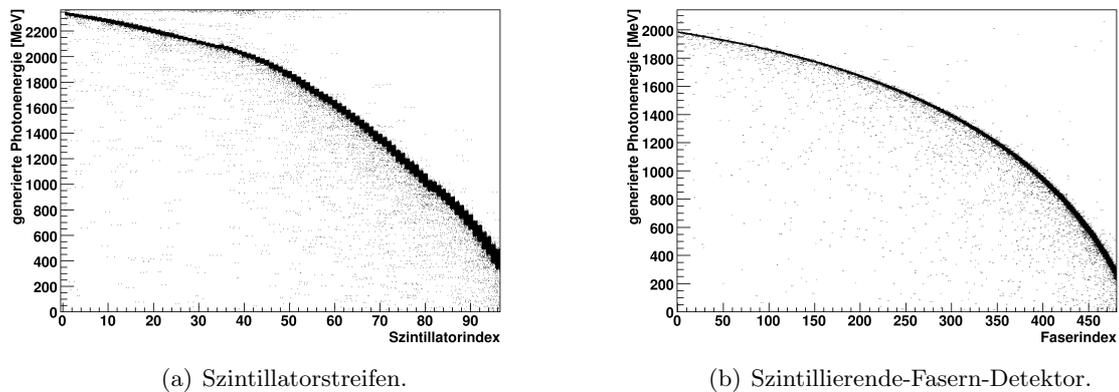


Abbildung 5.17: In der Simulation generierte Photonenergieverteilung.

Eine wesentliche Rolle bei der Energiekalibration bzw. der Angabe der systematischen Fehler für diese spielt auch der Einfluss der Strahlage des primären Elektronenstrahls. Die Richtung des primären Elektronenstrahls sollte der für den Photonenstrahl durch die Positionen des Bremsstrahlungsradiators, des Produktionstargets und der Photonkamera¹⁰ am Ende der Photonenstrahlführung definierten Strahlachse entsprechen. In der Simulation wurden die Auswirkungen sowohl eines Horizontalversatzes und eines Vertikalversatzes des Elektronenstrahls als auch einer Winkelabweichung von der definierten Strahlachse näher untersucht.

Abbildung 5.18(a) zeigt die Differenz zwischen den Mittelwerten der getroffenen Faserindizes für einen horizontal versetzten Elektronenstrahl und denen für einen Elektronenstrahl an der Nominalposition. Wie aufgrund der Dispersion durch den Magneten für einen horizontal abgelenkten Elektronenstrahl zu erwarten ist, zeigt sich eine mit größer werdendem Faserindex, d. h. fallender Photonenergie, steigende Sensitivität auf eine veränderte Strahlposition. Im Bereich der kleinsten detektierbaren Photonenergien liegen die Abweichungen bei ungefähr $\Delta\text{Faserindex} = 2$ für eine horizontale Abweichung von der Nominalposition um 2 mm ¹¹.

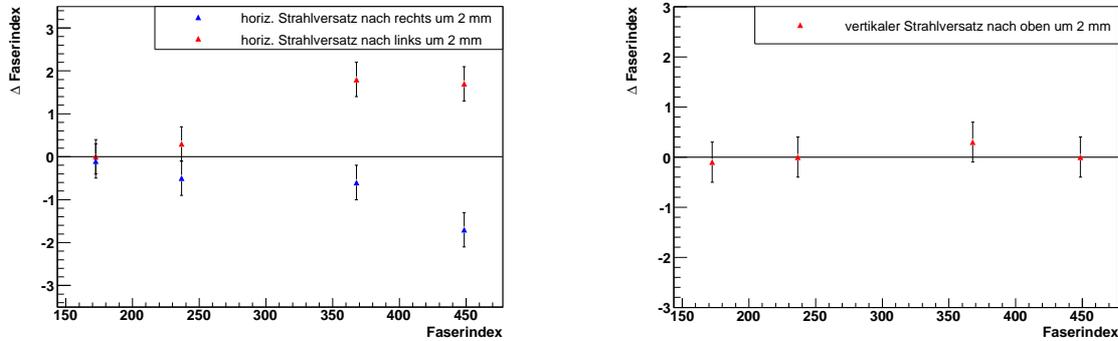
Zum anderen ist in Abbildung 5.18(b) die entsprechende Differenz für eine vertikale Abweichung der Elektronenstrahlposition dargestellt. Diese hat wie erwartet keine Auswirkungen auf den Auftreffort im Detektor, da bei der horizontalen Ablenkung des Elektronenstrahls ein vertikaler Versatz des Strahls in erster Näherung keinen Einfluss auf die Flugbahn durch den Magneten hat¹².

¹⁰Vor dem GIM befindet sich in der Photonenstrahlführung eine *Photonkamera* (vgl. Abbildung 2.1), mit Hilfe derer die Photonenstrahlage online überprüft wird.

¹¹Als „Faustregel“ gilt näherungsweise: Horiz. Abweichung = $1 \text{ mm} \hat{=} \Delta\text{Faserindex} = 1$.

¹²Allerdings vermindert ein Vertikalversatz die Akzeptanz des Tagging-Magneten für die vertikal gestreuten Møller-Elektronen (vgl. Kapitel 2 und [FP04]), so dass während der Datennahme auch die vertikale Position

Eine veränderte Strahlposition wirkt sich über die diskutierten Effekte hinaus auch auf die Photondefinitionswahrscheinlichkeit aus, da der Anteil an Photonen, die den Kollimator passieren und auf das Experimenttarget treffen, sich ändert. Dies wird in Kapitel 8 aufgegriffen.



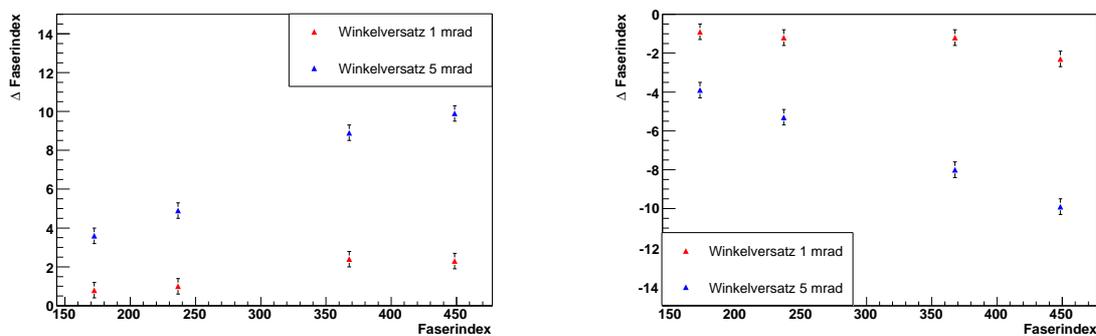
(a) Horizontalversatz um 2 mm nach links bzw. rechts.

(b) Vertikalversatz um 2 mm nach oben.

Abbildung 5.18:

Abweichung im getroffenen Faserindex aufgrund eines horizontal bzw. vertikal versetzten primären Elektronenstrahls.

Neben horizontalen bzw. vertikalen Fehllagen des Elektronenstrahls können bei der Extraktion des Elektronenstrahls aus dem Beschleunigerring auch Winkelabweichungen von der definierten Strahlachse auftreten. Die Auswirkungen einer derartigen Abweichung wurden ebenfalls in der Simulation untersucht und sind in Abbildung 5.19 exemplarisch für Abweichungen von 1 mrad bzw. 5 mrad von der Nominalrichtung dargestellt.



(a) Winkelabweichung nach links.

(b) Winkelabweichung nach rechts.

Abbildung 5.19:

Abweichung im getroffenen Faserindex aufgrund einer Winkelabweichung des primären Elektronenstrahls.

Abbildung 5.19(a) zeigt die Differenz zwischen den Mittelwerten der getroffenen Faserindizes für einen nach links abweichenden Elektronenstrahl und denen für einen Elektronenstrahl entlang der definierten Strahlachse. Dieselbe Differenz ist in Abbildung 5.19(b) für einen entsprechend nach rechts abweichenden Elektronenstrahl aufgetragen. Wie zu erkennen ist, hat

des primären Elektronenstrahls überwacht wird.

schon eine Abweichung von 1 mrad eine deutliche Abweichung im Auftreffort im Detektor und somit der rekonstruierten Photonenergie zur Folge. Darüber hinaus resultiert eine Winkelabweichung von der definierten Strahlachse aufgrund der erhöhten effektiven Radiatordicke in einer vermehrten Vielfachstreuung im Bremsstrahlungsradiator und damit einer erniedrigten Photondefinitions-wahrscheinlichkeit (vgl. Kapitel 8).

Diese Ergebnisse verdeutlichen die Notwendigkeit, die Elektronenstrahlextraktion in die Experimenthalle hinsichtlich Strahlbreite und Position des Elektronenstrahls am Bremsstrahlungsradiator für alle Produktionsmessungen zu optimieren (vgl. auch Kapitel 4, Abschnitt 4.2.3). Neben Abweichungen von der Nominalposition bzw. -richtung spielt die Divergenz des primären Elektronenstrahls eine entscheidende Rolle für die Güte des Photonenstrahls im Experiment und die mit dem Tagging-System zu erzielende Energieauflösung. Der Vergleich von Simulationsrechnungen mit realistischen Strahldivergenzen im Bereich von 0,05 mrad bis 0,5 mrad zeigt, dass sich die Genauigkeit der Bestimmung des Auftreffortes in der Photonemarkierungsanlage – und damit die der Rekonstruktion der Photonenergie – mit zunehmender Divergenz deutlich verschlechtert, wie aus den σ -Breiten in Abbildung 5.20 abzulesen ist.

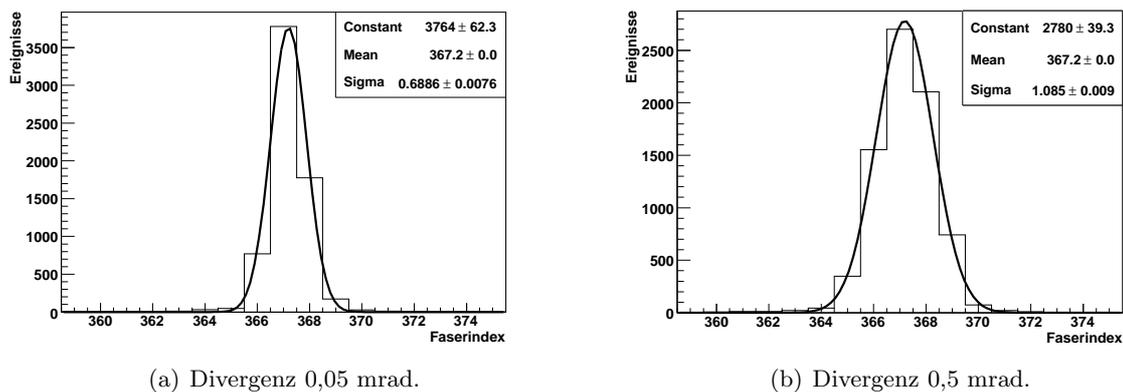


Abbildung 5.20:

Gauß-Fit für die szintillierenden Fasern bei unterschiedlicher Divergenz des primären Elektronenstrahls in der Simulation. Die σ -Breiten geben Aufschluss über die mögliche Genauigkeit der Bestimmung des Auftreffortes in der Photonemarkierungsanlage.

Die aus den Simulationsrechnungen gewonnenen Ergebnisse hinsichtlich des Magnetfeldverlaufes innerhalb des Tagging-Magneten und der charakteristischen Eigenschaften der Photonemarkierungsanlage liefern wertvolle Informationen für die Analyse der Messdaten. Insbesondere konnten verschiedene Effekte untersucht werden, die bei der Energiekalibration des Tagging-Systems berücksichtigt werden müssen. Die Konsequenzen der verschiedenen beschriebenen Effekte für die Energiekalibration des Tagging-Systems werden im nächsten Kapitel näher erläutert.

Darüber hinaus werden in Kapitel 6, Abschnitte 6.2.2 und 6.2.3 detaillierte Untersuchungen zur Übereinstimmung der Simulation mit den aus den Kalibrationsmessungen gewonnenen Ergebnissen beschrieben. Dies betrifft insbesondere die resultierende Zuordnung von Photonenergie zu Szintillatorstreifen und szintillierenden Fasern.

Kapitel 6

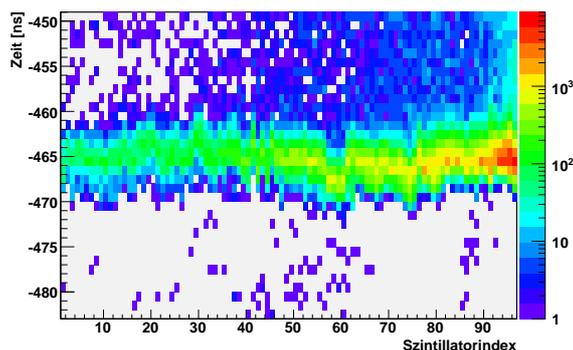
Kalibration

Damit die Photonenmarkierungsanlage die Informationen über Energie und Entstehungszeitpunkt der Photonen liefern kann, muss das Tagging-System kalibriert werden. Die Vorgehensweise bei der Zeit- und Energiekalibration sowie die Ergebnisse werden in diesem Kapitel vorgestellt.

6.1 Zeitkalibration

Eine gute Zeitauflösung ist essentiell, um das Tagging-System als Zeitreferenz für das Experiment nutzen zu können. Die Zeitauflösung des Tagging-Systems wurde bestimmt, indem

Abbildung 6.1: Zeit vs. Index für die Szintillatorstreifen. Ein erster zeitlicher Abgleich der Szintillatorstreifen untereinander ist durch Anpassung der Kabellängen erfolgt (vgl. Anhang D.2). Es ergibt sich eine maximale Zeitdifferenz zwischen zwei Szintillatorstreifen von weniger als 4 ns.



zum einen die Zeitdifferenz zum TAPS-Detektor und zum anderen das 500 MHz Hochfrequenz-Signal von ELSA (vgl. Abschnitt 4.1, Seite 32) ausgewertet wurde [Har08]. Hierbei war der Trigger für die verwendeten Daten *trig42c*, d. h. u. a. wurden der TAPS-Detektor und der Tagging-Detektor in Koinzidenz als Auslösebedingung für die Datennahme gefordert.

Nach einem ersten Abgleich der Szintillatorstreifen untereinander durch Anpassung der Kabellängen (vgl. Abbildung 6.1, für die Längen: Anhang D.2) bis zum Eingang in den Diskriminator wurde die Zeitinformation jedes einzelnen Szintillators relativ zum TAPS-Detektor so kalibriert, dass die zeitliche Differenz der beiden Detektoren für alle Kanäle 0 ns beträgt. Die genaue Vorgehensweise ist in [Har08] ausführlich beschrieben.

Der zweite für die Zeitkalibration wichtige Parameter ist die Auflösung der CATCH-TDCs (*Gain*), mit Hilfe derer die TDC-Kanäle in Zeiten umgerechnet werden. Der *Gain* beträgt für die Szintillatorstreifen, die im Doppel-Präzisions-Modus betrieben werden (vgl. Abschnitt 4.3), $g = 0,05721$ ns. Für die szintillierenden Fasern, die im Einfach-Präzisions-Modus betrieben werden, gilt entsprechend $g = 0,11442$ ns [Har08]. Zur Überprüfung dieser Größe werden die Informationen verwendet, die aus dem ELSA-HF-Signal extrahiert werden:

Das HF-Signal ist phasenkorreliert zu den Elektronenpaketen in ELSA. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Bunches beträgt $T_{\text{HF}} = 1/f_{\text{HF}} = 2$ ns, daraus folgt die zeitliche Länge eines einzelnen Bunches $2\sigma_t \approx 0,1 \cdot T_{\text{HF}} = 200$ ps und damit die räumliche Länge $\sigma_s = c \cdot \sigma_t \approx 3$ cm [Kei00].

Im kalibrierten TDC-Spektrum der Szintillatorstreifen bzw. der szintillierenden Fasern müssen bei korrekt angewendetem *Gain* gemäß der HF-Struktur in einem zeitlichen Abstand von jeweils 2 ns zum Differenzsignal zwischen Tagging-System und TAPS-Detektor Überhöhungen im Untergrund sichtbar sein, die den einzelnen Bunches entsprechen. Dies ist gut erfüllt, wie den folgenden Abbildungen zu entnehmen ist.

Abbildung 6.2 zeigt beispielhaft die Zeitdifferenz zwischen den Szintillatorstreifen und dem TAPS-Detektor für alle Szintillatorstreifen.

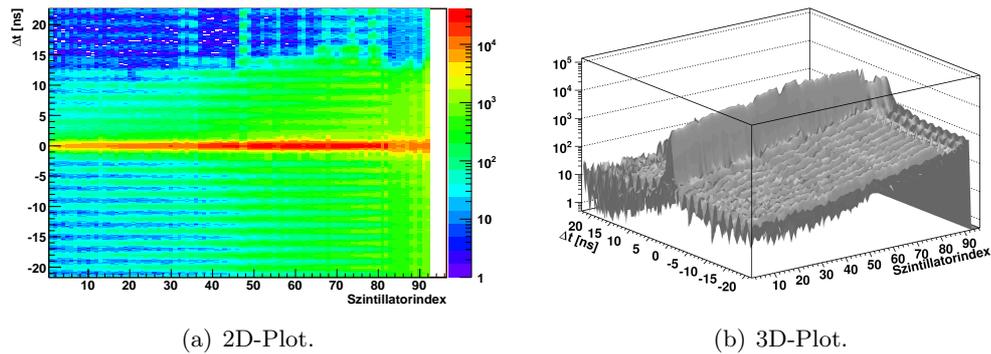


Abbildung 6.2:

Kalibrierte Zeitdifferenz zwischen Tagging-System und TAPS-Detektor (Trigger: *trig42c*, s. o.). In einem zeitlichen Abstand von jeweils 2 ns zum Differenzsignal sind die zu den einzelnen Bunches korrelierten Überhöhungen deutlich sichtbar.

Abschließend wurden Signalbreiten von $\sigma = 0,363$ ns für die Szintillatorstreifen und $\sigma = 1,294$ ns für die szintillierenden Fasern bestimmt [Har08]. Dies ist beispielhaft für einen Szintillatorstreifen und eine szintillierende Faser in Abbildung 6.3 dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass die ermittelten Signalbreiten sich aus den Auflösungen der beiden Detektoren zusammensetzen, die zur Kalibrierung verwendet werden: $\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{Tagger}}^2 + \sigma_{\text{TAPS}}^2$. Rechnet man die Zeitauflösung des TAPS-Detektors heraus, ergeben sich die Zeitaufösungen für das Tagging-System zu $\sigma = 0,240$ ns für die Szintillatorstreifen und $\sigma = 0,560$ ns für die szintillierenden Fasern.

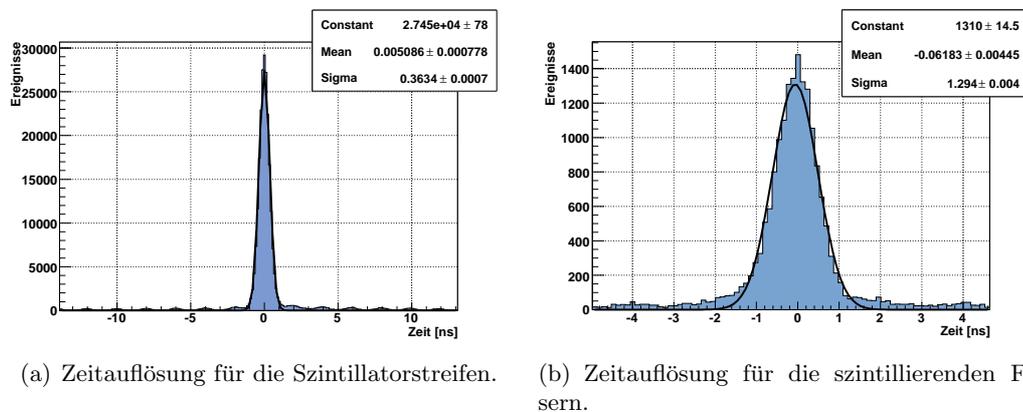


Abbildung 6.3:

Zeitauflösung des Tagging-Systems (Trigger: *trig42c*, s. o.). In einem zeitlichen Abstand von jeweils 2 ns zum Differenzsignal zwischen Tagging-System und TAPS-Detektor sind die zu den einzelnen Bunches korrelierten Überhöhungen deutlich sichtbar.

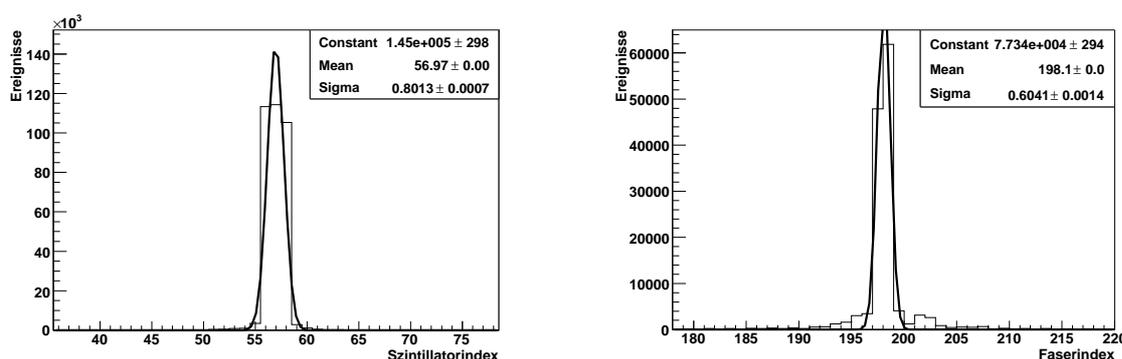
6.2 Energiekalibration

Die Energiekalibration des Tagging-Systems ermöglicht die korrekte Zuordnung von Elektron- bzw. Photonenergie zum Auftreffort eines Elektrons im Tagging-Hodoskop und ist damit grundlegend für die Analyse der Daten aus dem CB/TAPS-Experiment.

6.2.1 Einschusseichung

Die Bahn eines Elektrons durch das Tagging-Spektrometer, und damit der getroffene Tagging-Kanal, ist von der Energie des Elektrons und dem Magnetfeld im Tagging-Magneten abhängig. Zur Eichung des Tagging-Systems wurde der Primärelektronenstrahl mit sehr stark erniedrigter Intensität bei verschiedenen Energien E_0 (Elektronenstrahlsollenergien $E_0 = 600$ MeV, 650 MeV, 800 MeV, 1270 MeV, 1800 MeV und $E_0 = 2400$ MeV) direkt in das Tagging-Hodoskop gelenkt. Zu diesem Zweck wurde die magnetische Feldstärke des Dipolmagneten im Vergleich zum normalen Betrieb mit 9° Ablenkung für einen primären Elektronenstrahl mit $E_0 = 3,2$ GeV um bis zu 25 % erhöht. Die Variation der Stärke des Magnetfeldes bei einer vorgegebenen Elektronenstrahlenergie E_0 ermöglichte das Abtasten eines Teilbereiches des Tagging-Hodoskopes mit dem primären Elektronenstrahl. Bei jeder eingestellten Elektronenstrahlenergie wurden insbesondere Messungen mit den Standardfeldstärken für den Betrieb bei $E_0 = 2,4$ GeV und $E_0 = 3,2$ GeV durchgeführt (vgl. Tabelle 4.1). Dies ermöglicht den Vergleich der verschiedenen Kalibrationsmessungen bei einer konstanten Elektronenstrahlenergie und variablen Magnetfeldstärken mit den Ergebnissen für die Standardmagnetfeldstärke und unterschiedliche Elektronenergien. Alle während der Energiekalibrationsmessungen aufgenommenen Daten sind in Anhang F tabellarisch aufgeführt.

Für jeden eingestellten Magnetfeldwert wurde mit Hilfe eines Gauß-Fits der zugehörige mittlere Szintillator- bzw. Faserindex bestimmt. Bei jedem Messpunkt sprechen aufgrund der überlappenden Anordnung jeweils hauptsächlich zwei Tagging-Zähler an sowie die diesen vorgelagerten szintillierenden Fasern. In den schmalen Überlappbereichen zwischen zwei Tagging-Kanälen¹ sprechen jeweils drei Tagging-Zähler an. Dieser Fall ist beispielhaft in Abbildung 6.4 dargestellt.



(a) Gauß-Fit für die Szintillatorstreifen im Überlappbereich zwischen zwei Tagging-Kanälen.

(b) Gauß-Fit für die zugehörigen szintillierenden Fasern.

Abbildung 6.4:

Eichung des Tagging-Systems mit dem primären Elektronenstrahl. Beispielhaft dargestellt sind die Trefferverteilungen in den Szintillatorstreifen bzw. szintillierenden Fasern für eine Einstellung der Kalibrationsmessungen (Magnetfeldstärke von 1,359 T bei einer Primärstrahlenergie von $E_0 = 800$ MeV).

¹Ein Tagging-Kanal entspricht jeweils der Koinzidenz aus zwei Tagging-Zählern, vgl. Abschnitt 4.2.4.

Für jedes Wertetripel aus Magnetfeldstärke, mittlerem Szintillator- und mittlerem Faserindex können die zugehörigen Elektron- und Photonenergien wie folgt berechnet werden:

$$E_{e^-} = \frac{B_0}{B_i} \cdot E_{\text{ELSA}}(E_i), \quad (6.1)$$

$$E_\gamma = E_{\text{ELSA}}(E_0) - \frac{B_0}{B_i} \cdot E_{\text{ELSA}}(E_i). \quad (6.2)$$

Hierbei bezeichnen B_0 den Standardwert für die Magnetfeldstärke während des normalen Datennahmebetriebes, B_i den variierten Wert der Magnetfeldstärke, E_0 die Energie des primären Elektronenstrahls während des normalen Datennahmebetriebes, E_i die Nominalenergie des primären Elektronenstrahls während der Kalibration und $E_{\text{ELSA}}(E_i)$ die korrigierte Energie des primären Elektronenstrahls gemäß [Hof01a]:

$$E_{\text{ELSA}}(E_i) = 0,9902 \cdot E_i + 7,5 \text{ MeV}. \quad (6.3)$$

Für Magnetströme über 900 A müssen in den Gleichungen 6.1 und 6.2 zusätzlich Nichtlinearitäten durch Sättigungseffekte im Tagging-Magneten berücksichtigt werden.

In Abbildung 6.5 ist das Verhältnis von gemessener Magnetfeldstärke zu eingestelltem Magnetstrom gegen den Magnetstrom aufgetragen. Für Magnetströme bis zu 850 A zeigt sich annähernd ein konstanter Verlauf; die Abweichungen vom erwarteten linearen Zusammenhang betragen weniger als 1 % (vgl. auch Abbildung 4.3(b)). Die Nichtlinearität bei hohen Magnet-

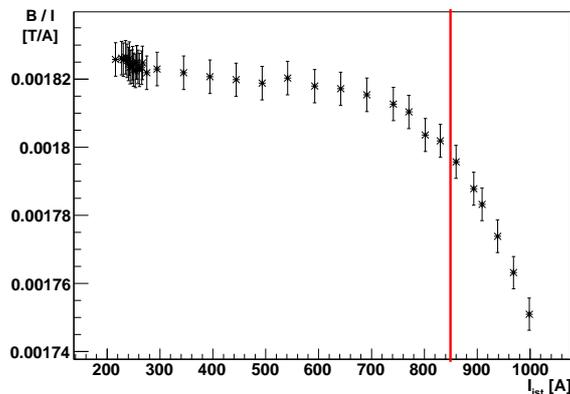


Abbildung 6.5: Sättigungseffekte im Tagging-Magneten. Für Magnetströme bis zu 850 A weicht das Verhältnis von Magnetfeldstärke zu eingestelltem Magnetstrom um weniger als 1 % vom linearen Verlauf ab.

strömen führt dazu, dass in diesem Bereich zu große Photonenergien rekonstruiert werden. Dies trifft gerade auf die Anschlussbereiche zwischen zwei Kalibrationsmessungen mit unterschiedlichen Primärstrahlenergien zu, da bei jeder Messung zunächst die größte Magnetfeldstärke (1,751 T entsprechend einem Magnetstrom von 997,83 A) eingestellt war. Diese wurde dann in Schritten zwischen 0,01 T und 0,05 T verringert. In Abbildung 6.6 ist der Einfluss der Magnetsättigung beispielhaft für den Anschlussbereich zwischen den beiden Messungen mit $E_0 = 800 \text{ MeV}$ und $E_0 = 1270 \text{ MeV}$ dargestellt.

Unter Berücksichtigung der Sättigungseffekte im Tagging-Magneten, d. h. bei Vernachlässigung der Messdaten, die bei Magnetströmen $I > 850 \text{ A}$ aufgenommen wurden, ergeben sich die in den Abbildungen 6.7 und 6.8 für alle durchgeführten Messungen zusammengefassten Ergebnisse. Die Fehler für den Szintillatorindex bzw. den Faserindex resultieren aus der Unsicher-

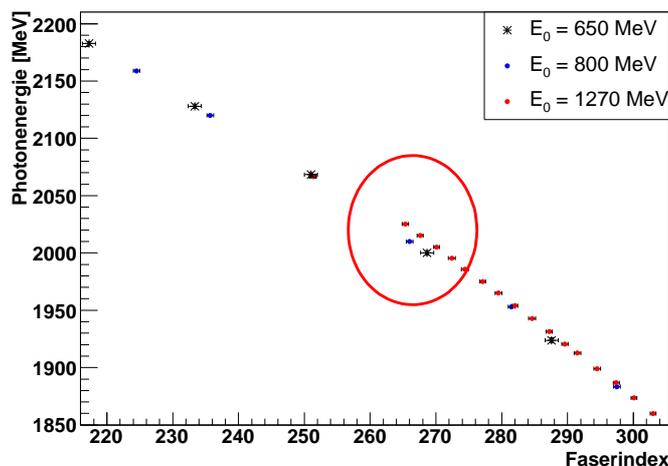


Abbildung 6.6: Sättigungseffekte während der Energiekalibration des Tagging-Systems. Für Magnetströme über 850 A weichen die aus den Messdaten berechneten Photonenergien von dem polynomialen Verlauf der übrigen Werte ab.

heit des Gauß-Fits, der für jeden eingestellten Magnetfeldwert zur Ermittlung des mittleren Szintillator- bzw. Faserindex verwendet wurde. Es ergeben sich jeweils σ -Breiten in den Grenzen $0,5 < \sigma < 0,85$ (vgl. Abbildung 6.4). Die im Bereich der Szintillatorstreifen 95–96 sowie der Fasern 455–480 sichtbaren leichten Abweichungen zwischen den verschiedenen Datensätzen erklären sich aus den leicht unterschiedlichen Strahleinstellungen bei den Kalibrationsmessungen. Innerhalb der Fehler der Szintillator- bzw. Faserzuordnung (vgl. Anhang F und Tabelle 6.1) stimmen die Ergebnisse aller Messungen jedoch gut überein. Die noch bestehenden mittleren Abweichungen zwischen den verschiedenen Datensets werden in Abschnitt 6.2.3 innerhalb der Abschätzung der resultierenden Unsicherheit bei der Bestimmung der Photonenergie berücksichtigt.

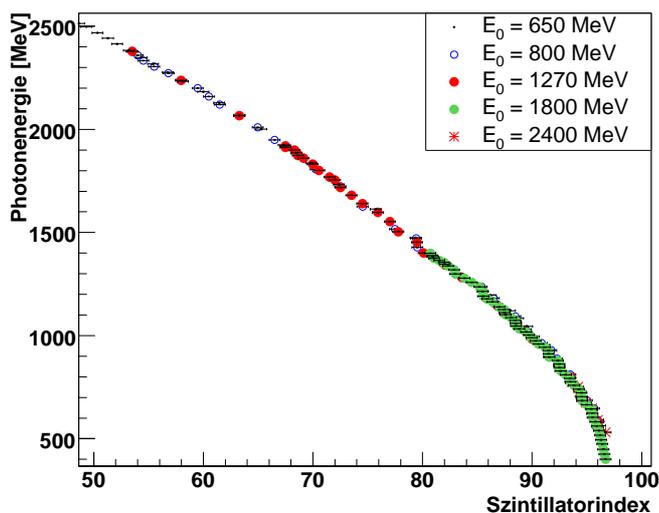


Abbildung 6.7: Energiekalibration für die Szintillatorstreifen. Die verschiedenartigen Datenpunkte entsprechen den Messungen mit unterschiedlichen Primärstrahlenergien. Unter Berücksichtigung der Sättigungseffekte im Tagging-Magneten ergeben sich zwischen den einzelnen Messungen glatte Anschlussbereiche. Die Kanten im Bereich der Szintillatorstreifen 54 und 80 ergeben sich aus der Detektorgeometrie (vgl. Anhang B.3 und [FP04]).

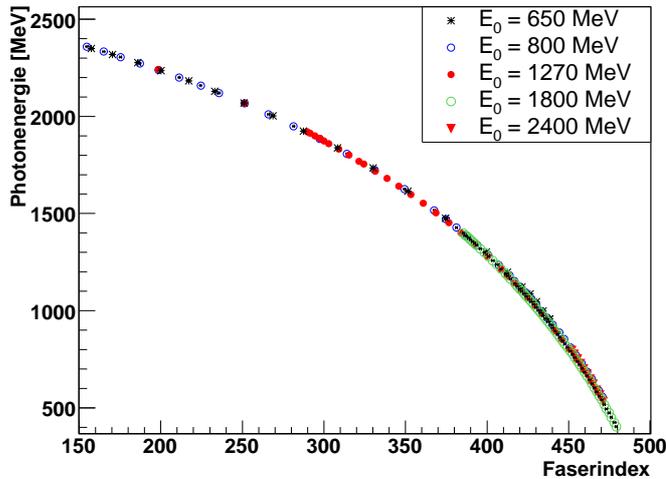


Abbildung 6.8: Energiekalibration für die szintillierenden Fasern. Die verschiedenartigen Datenpunkte entsprechen den Messungen mit unterschiedlichen Primärstrahlenergien. Unter Berücksichtigung der Sättigungseffekte im Tagging-Magneten ergeben sich zwischen den einzelnen Messungen glatte Anschlussbereiche.

Vergleich der Kalibrationsmessungen bei einer konstanten Elektronenstrahlenergie und variablen Magnetfeldstärken mit einer Kalibration bei konstantem Magnetfeld und unterschiedlichen Elektronenergien

Die Messdaten der Einschussrichtung wurden zur Konsistenzprüfung der Energiekalibration in zwei Untermengen aufgeteilt: Die erste besteht aus Daten, die bei einer fest eingestellten Primärstrahlenergie mit *variieren, von der Standardfeldstärke abweichenden* Magnetfeldstärken aufgenommen wurden. Das zweite Datenset wird aus den Werten gebildet, die bei gegebener variierter Primärstrahlenergie *mit den Standardfeldstärken* für $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$ bzw. $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$ gemessen wurden. Die Daten aus den Messungen mit variabler Magnetfeldstärke (vgl. Seite 77) wurden jeweils auf die Standardprimärstrahlenergie skaliert, um die Energiekalibration für das Tagging-System zu erhalten (vgl. Gleichung 6.2). Die resultierenden Ergebnisse sollten im Rahmen ihrer Fehler mit denen übereinstimmen, die bei eingestellter Standardmagnetfeldstärke mit variabler Elektronenergie gewonnen wurden. Die Abbildung 6.9 zeigt die gute Übereinstimmung zwischen den beiden verschiedenen Datensets.

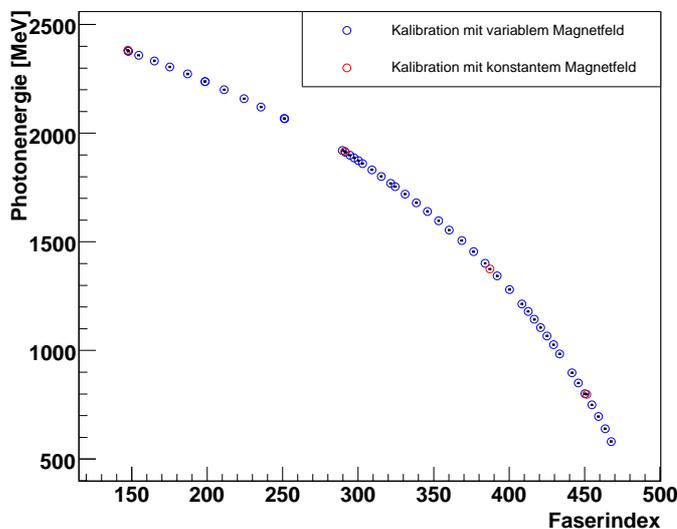


Abbildung 6.9: Konsistenzüberprüfung der Energiekalibration durch Vergleich der Messungen mit variabler und konstanter Magnetfeldstärke.

Resultierende Energiepolynome für die Szintillatorstreifen und szintillierenden Fasern

Ein polynomialer Fit an die gemessenen Datenpunkte ergibt folgende erste Kalibrationspolynome für die Szintillatorstreifen bzw. die szintillierenden Fasern:

$$\begin{aligned}
 E_{\gamma}^{\text{Streifen}}/\text{MeV} &= E_0/\text{MeV} \cdot (0,964633171 \\
 &\quad - 1,678113055 \cdot 10^{-3} \cdot x \\
 &\quad + 8,161519958 \cdot 10^{-7} \cdot x^2 \\
 &\quad - 1,030572645 \cdot 10^{-6} \cdot x^3 \\
 &\quad + 3,247992847 \cdot 10^{-9} \cdot x^4) , \tag{6.4}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_{\gamma}^{\text{Fasern}}/\text{MeV} &= E_0/\text{MeV} \cdot (0,875905973 \\
 &\quad - 1,369272135 \cdot 10^{-3} \cdot x \\
 &\quad + 7,757844428 \cdot 10^{-6} \cdot x^2 \\
 &\quad - 4,080424666 \cdot 10^{-8} \cdot x^3 \\
 &\quad + 9,077055797 \cdot 10^{-11} \cdot x^4 \\
 &\quad - 8,53236948 \cdot 10^{-10} \cdot x^5) , \tag{6.5}
 \end{aligned}$$

wobei x den Szintillator- bzw. Faserindex bezeichnet. Dabei überwiegt die Unsicherheit der Zuordnung der Photonenergie zu einem vorgegebenem Index aufgrund der σ -Breiten der Gauß-Fits bei weitem gegenüber den mathematischen Fehlern des polynomialen Fits. Im Folgenden werden diese daher vernachlässigt. Als Unsicherheit für die Energiepolynome werden stattdessen die ermittelten σ -Breiten berücksichtigt.

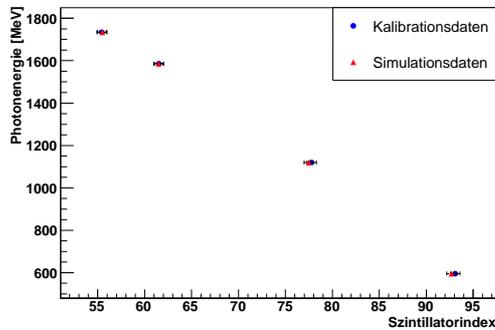
Auf diese Weise konnten die Szintillatorstreifen 49–96 sowie die szintillierenden Fasern 150–480 kalibriert werden. Die restlichen Kanäle waren aufgrund der limitierten Feldstärke des Tagging-Magneten und der minimal einstellbaren Primärstrahlenergie von etwa 600 MeV einer direkten Eichung mit dem Elektronenstrahl nicht zugänglich. Daher wurden diese Tagging-Zähler über eine Extrapolation der existierenden Daten mit Hilfe der Geant4-Simulation des Tagging-Systems kalibriert. Die Kombination dieser Simulationsdaten mit den gemessenen Daten liefert dann die endgültige Energiekalibration für das gesamte Tagging-System. Dies wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

6.2.2 Vergleich mit der Simulation und resultierende Energiekalibration

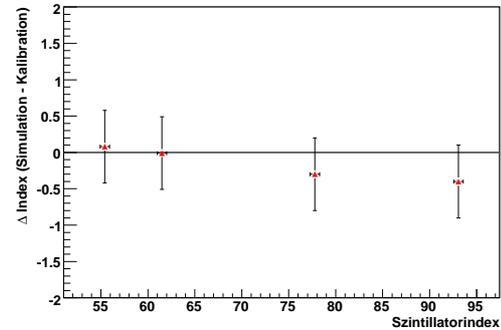
Wie in Kapitel 5 schon angedeutet, ist einer der ausschlaggebenden Eingabeparameter der Simulation des Tagging-Systems eine möglichst exakt vermessene Magnetfeldkarte. Für die Simulationsrechnungen mit Geant4 wurden die gemessenen Magnetfeldkarten (vgl. Abschnitt 4.2.1) verwendet, um eine möglichst realistische Beschreibung des Tagging-Systems zu erhalten.

Die Übereinstimmung der Simulations- mit den Kalibrationsdaten wurde für die Ergebnisse bei der Standardmagnetfeldstärke zur Primärstrahlenergie $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$ und unterschiedliche Elektronenergien überprüft. In den Abbildungen 6.10 und 6.11 ist in der linken Teilabbildung für die Szintillatorstreifen (6.10) bzw. die szintillierenden Fasern (6.11) jeweils die rekonstruierte Photonenergiezuordnung für die Mess- und die Simulationsdaten dargestellt. Die rechten Teilabbildungen zeigen jeweils die Differenz zwischen den Mittelwerten der Trefferverteilungen,

die mit den Kalibrationsmessungen bzw. den Simulationsrechnungen für die jeweilige Elektronenenergie aufgenommen wurden.



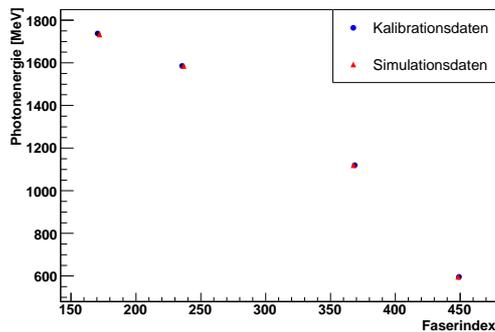
(a) Zuordnung von Photonenergie und Szintillatorindex für Kalibrations- und Simulationsdaten.



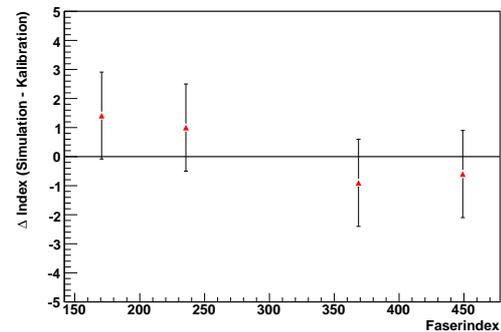
(b) Differenz zwischen Simulation und Kalibration (der Fehlerbalken repräsentiert hier die Unsicherheit in der Bestimmung der gebildeten Differenz aufgrund der Fehler der beteiligten Mittelwerte).

Abbildung 6.10:

Vergleich der Kalibrations- und Simulationsdaten für eine feste Magnetfeldstärke (Nominalfeldstärke für eine Primärelektronenstrahlenergie von $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$) und verschiedene Einschussenergien für die Szintillatorstreifen.



(a) Zuordnung von Photonenergie und Faserindex für Kalibrations- und Simulationsdaten (die Fehlerbalken sind so klein, dass sie in dieser Darstellung nicht zu sehen sind).



(b) Differenz zwischen Simulation und Kalibration (der Fehlerbalken repräsentiert hier die Unsicherheit in der Bestimmung der gebildeten Differenz aufgrund der Fehler der beteiligten Mittelwerte).

Abbildung 6.11:

Vergleich der Kalibrations- und Simulationsdaten für eine feste Magnetfeldstärke (Nominalfeldstärke für eine Primärelektronenstrahlenergie von $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$) und verschiedene Einschussenergien für die szintillierenden Fasern.

Für beide Teildetektoren des Tagging-Systems stimmen die Ergebnisse der Kalibration und der Simulation innerhalb der Fehler gut überein. Dies erlaubt es, das mit Geant4 generierte Photonenergiespektrum (vgl. Abschnitt 5.3.3) zur Extrapolation der Energiekalibration des Tagging-Systems zu verwenden. Das erfolgt nun getrennt für die Szintillatorstreifen und die szintillierenden Fasern.

Szintillatorstreifen

Für die Szintillatorstreifen fallen in der Darstellung der Photonenergie gegen den Szintillatorindex drei deutlich voneinander getrennte Bereiche auf (1–34, 35–81, 82–96) – vgl. Abbildung 6.12. Dies entspricht den geometrischen Gegebenheiten² (vgl. Kapitel 4) und sollte in der Kalibration berücksichtigt werden.

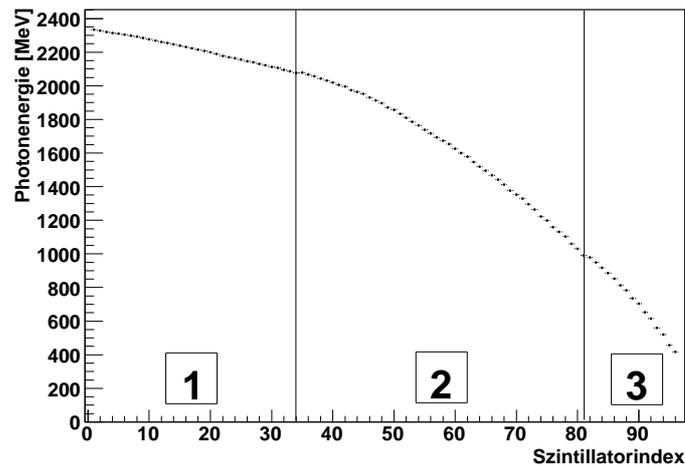


Abbildung 6.12: In der Simulation generierte Photonenergie vs. Szintillatorindex. Es fallen deutlich die drei Bereiche auf, die aufgrund der geometrischen Gegebenheiten in der Struktur des Tagging-Hodoskops entstehen.

Dementsprechend werden die Szintillatorstreifen geeigneterweise nicht mittels eines Energiepolynoms für den gesamten Bereich kalibriert, sondern mit drei verschiedenen Polynomen, die dem Verlauf der Photonenergie in den unterschiedlichen Bereichen angepasst werden. Abbildung 6.13 zeigt im Vergleich polynomiale Fits an die Kalibrations- bzw. Simulationsdaten über den gesamten Bereich des Hodoskops und einen Fit an die Simulationsdaten, der den unterschiedlichen Verlauf innerhalb der drei Bereiche des Szintillatorhodoskops berücksichtigt.

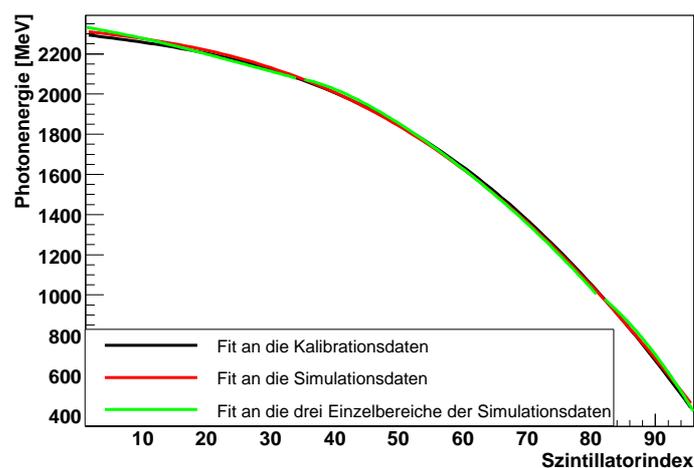
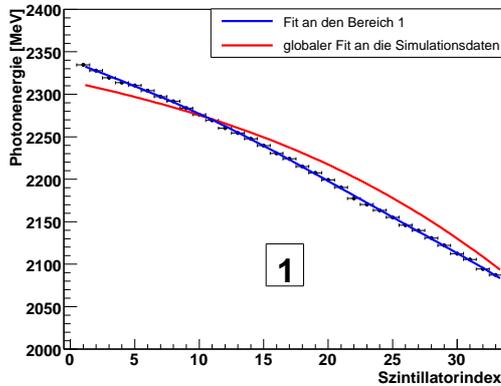


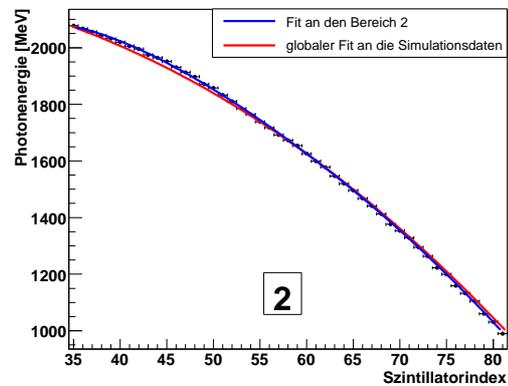
Abbildung 6.13: Polynomiale Fits an die Kalibrations- und Simulationsdaten (Szintillatorstreifen).

²Zum einen sind die Szintillatorstreifen ab Nr. 35 außerhalb der Fokalebene positioniert. Zum anderen ändern sich an diesen Stellen die Detektorbreiten und die Verkippungswinkel, vgl. Anhang B.3 und [FP04].

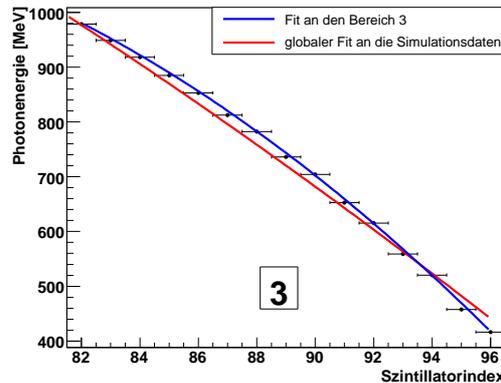
In Abbildung 6.14 sind die speziell angepassten Fits im Einzelnen dargestellt.



(a) Fit an den Bereich 1 im Vergleich zum globalen Fit an die Simulationsdaten.



(b) Fit an den Bereich 2 im Vergleich zum globalen Fit an die Simulationsdaten.



(c) Fit an den Bereich 3 im Vergleich zum globalen Fit an die Simulationsdaten.

Abbildung 6.14:

Polynomiale Fits an die Simulationsdaten – getrennt nach den drei in Abbildung 6.12 definierten Bereichen (Szintillatorstreifen).

Insbesondere im Bereich der Szintillatorstreifen 1–42, die einer direkten Eichung mit dem Primärstrahl nicht zugänglich sind, weichen die speziell an die einzelnen Bereiche angepassten Fits deutlich von den einfachen Fits ab. Dies wird durch Abbildung 6.15 illustriert. Die obere Hälfte stellt hier für jeden Bereich die Differenz in der berechneten Photonenergie zwischen dem einfachen „Über-alles“-Fit an die Kalibrationsdaten und dem angepassten Fit dar. In der unteren Hälfte ist analog die Differenz zwischen dem einfachen Fit an die Simulationsdaten und den angepassten Fits gezeigt. In schwarz, blau und grün ist jeweils die mittlere Differenz zwischen den verschiedenen Fits zu sehen. Die Bereiche zwischen den roten Linien geben die Unsicherheit für die berechnete Differenz wieder, die aus den Unsicherheiten bei der Zuordnung von Szintillatorindizes zu Photonenergie resultiert (vgl. Abbildung 6.4).

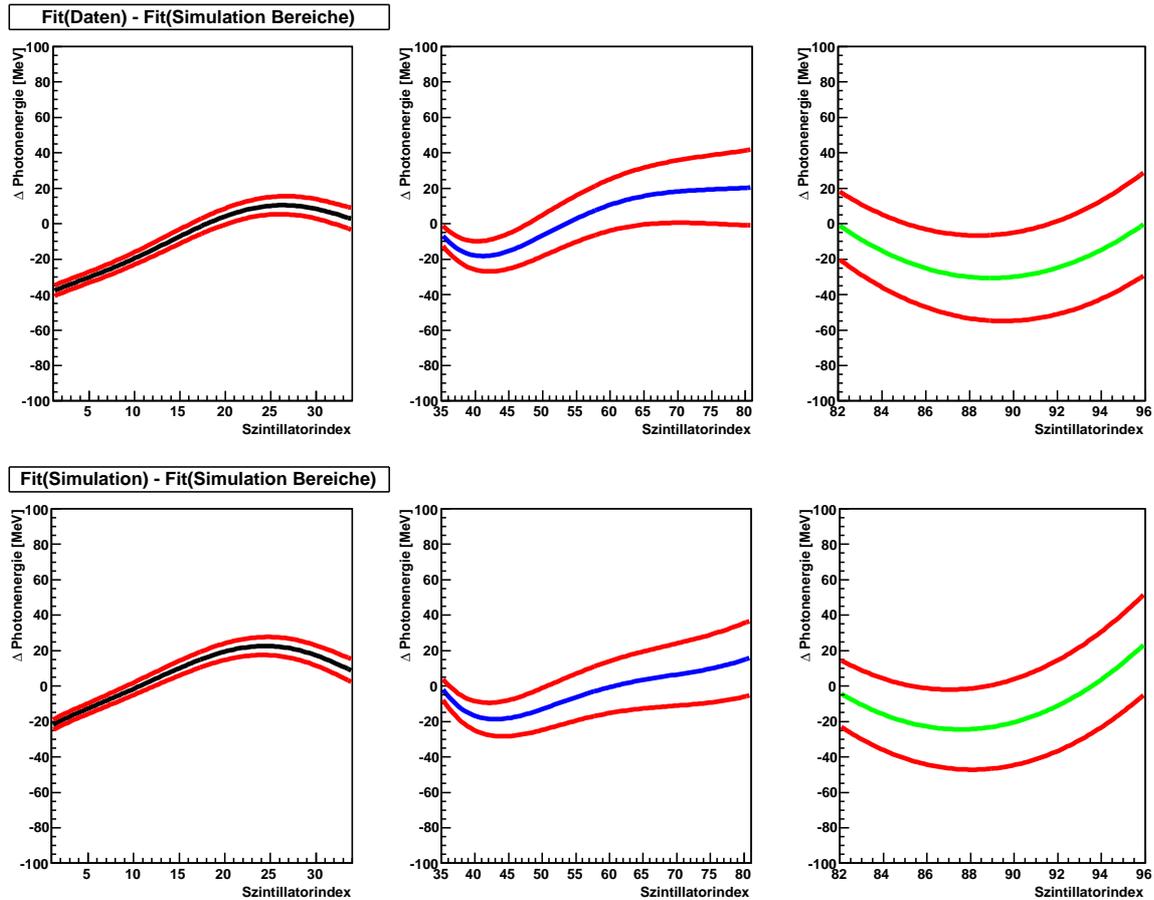


Abbildung 6.15:

Differenz in der berechneten Photonenergie zwischen den speziell angepassten Fits und den „Über-alles“-Fits an die Kalibrations- bzw. Simulationsdaten. Insbesondere im Bereich derjenigen Szintillatorstreifen, die nicht mit einer Einschusseichung kalibriert werden können, verbessert der speziell angepasste Fit die Zuordnung von Photonenergie zu Szintillatorindex wesentlich. Der Farbcode wird im Text auf Seite 84 erklärt.

Aus dem Vergleich der verschiedenen Datensätze und der Berücksichtigung der speziellen Struktur des Tagging-Hodoskops resultieren die folgenden drei Polynome für die Energiekalibration der Szintillatorstreifen:

$$\begin{aligned}
 E_{\gamma}^{Streifen(1-34)}/\text{MeV} &= E_0/\text{MeV} \\
 &\cdot (0,981551858 \\
 &- 2,677455348 \cdot 10^{-3} \cdot x \\
 &+ 5,948036477 \cdot 10^{-5} \cdot x^2 \\
 &- 8,104094833 \cdot 10^{-6} \cdot x^3 \\
 &+ 2,842305724 \cdot 10^{-7} \cdot x^4 \\
 &- 3,286101393 \cdot 10^{-9} \cdot x^5) , \quad (6.6)
 \end{aligned}$$

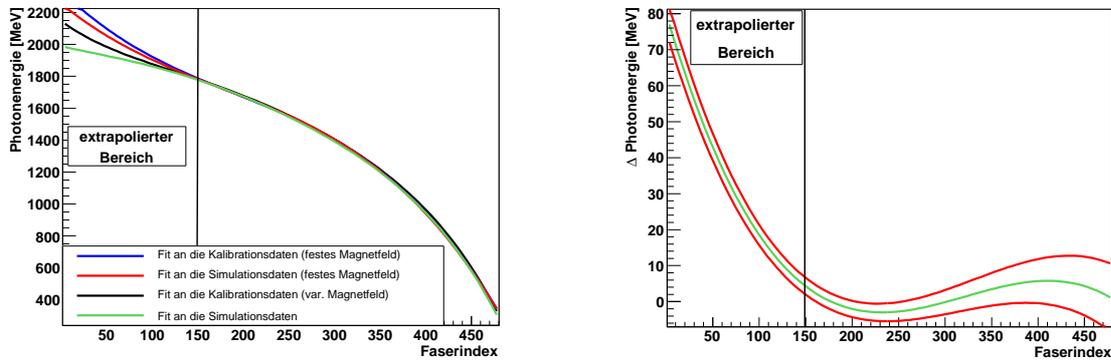
$$\begin{aligned}
E_{\gamma}^{\text{Streifen}(35-81)}/\text{MeV} &= E_0/\text{MeV} \\
&\cdot (0,074838493 \\
&+ 0,070512336 \cdot x \\
&- 2,230723412 \cdot 10^{-3} \cdot x^2 \\
&+ 3,22108407 \cdot 10^{-5} \cdot x^3 \\
&- 2,380053524 \cdot 10^{-7} \cdot x^4 \\
&+ 6,866668345 \cdot 10^{-10} \cdot x^5) , \tag{6.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{\gamma}^{\text{Streifen}(82-96)}/\text{MeV} &= E_0/\text{MeV} \\
&\cdot (-1,199255027 \\
&+ 0,050839352 \cdot x \\
&- 3,804562119 \cdot 10^{-4} \cdot x^2) , \tag{6.8}
\end{aligned}$$

wobei x jeweils den Szintillatorindex bezeichnet, zu dem die Photonenergie berechnet wird. Die Photonenergie für einen Tagging-Kanal, der aus der Koinzidenz zweier benachbarter Szintillatorstreifen gebildet wird, ergibt sich aus dem Mittelwert der Energien der beteiligten Szintillatoren. Durch dieses Verfahren wird die Zuordnung der Photonenergien zu den Tagging-Kanälen aufgrund der Geometrie des Tagging-Hodoskops innerhalb der Fehler korrekt beschrieben.

Szintillierende Fasern

Auch für die szintillierenden Fasern wurde in der Geant4-Simulation ein Photonenergiespektrum für den gesamten Energiebereich generiert, der durch den Detektor abgedeckt wird. An diese Daten wird wie auch an die gemessenen Daten mit variiertem Magnetfeldstärke ein polynomialer Fit angepasst (grüne Linie in Abbildung 6.16(a)). Die Kalibrationsdaten für die Messungen bei der Standardfeldstärke zur Primärstrahlenergie $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$ und unterschiedliche Elektronenergien sowie die entsprechenden Simulationsdaten werden durch ebensolche Fits beschrieben. Abbildung 6.16 zeigt links im Vergleich die polynomialen Fits an alle vier verschiedenen Datensätze und in der rechten Teilabbildung die Differenz der aus den Fits an die Kalibrations- bzw. Simulationsdaten rekonstruierten Photonenergiekurven in Abhängigkeit vom Faserindex. Im Bereich der Fasern 150–470 stimmen die verschiedenen Fits innerhalb ihrer Fehler gut überein. Der Bereich der Fasern, der einer direkten Eichung mit dem Primärstrahl nicht zugänglich war, wird durch die Fits an die vorhandenen Kalibrationsdaten allerdings nicht ausreichend gut, d. h. der tatsächlich vorliegenden Energie entsprechend, beschrieben. Dies wird in Abbildung 6.16(b) illustriert, die die Differenz zweier aus den Fits rekonstruierter Photonenergiekurven in Abhängigkeit vom Faserindex zeigt. Die erste dieser Kurven wurde aus dem Fit an die Kalibrationsdaten berechnet, die zweite aus dem Fit an die simulierten Daten. Dabei handelt es sich jeweils um die Datensätze für die Standardfeldstärke bei $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$. Zur besseren Illustration der Abweichung zwischen einer reinen Extrapolation der vorhandenen Kalibrationsdaten und den Simulationsdaten im Bereich der Fasern 1–150 wurde die Simulation für eine Elektronenergie von $E_{e^-} = 600 \text{ MeV}$ zusätzlich zu den Simulationsergebnissen für die Energien $E_{e^-} = 650 \text{ MeV}$, 800 MeV , 1270 MeV und $E_{e^-} = 1800 \text{ MeV}$ in den Fit einbezogen. In grün ist die mittlere Differenz zwischen den Fits an die Kalibrations- und die Simulationsdaten zu sehen. Die Bereiche zwischen den roten Linien geben die Unsicherheit für die berechnete Differenz wieder, die aus den Unsicherheiten bei der Zuordnung von Faserindizes zu Photonenergien resultiert (vgl. Abbildung 6.4).



(a) Vergleich der Fits an die verschiedenen Datensätze.

(b) Differenz in der berechneten Photonenergie zwischen den Fits an die Kalibrations- und Simulationsdaten (Szintillierende Fasern, rote und blaue Kurve aus Abbildung 6.16(a)).

Abbildung 6.16:

Polynomiale Fits an die Kalibrations- und Simulationsdaten (Szintillierende Fasern) im Vergleich.

Aufgrund der zuvor beschriebenen Ergebnisse wurden die gemessenen Daten im Bereich der Fasern 1–150, die einer direkten Eichung nicht zugänglich waren, für die abschließende Energiekalibration mit simulierten Daten ergänzt. Es resultiert das folgende Polynom für die Energiekalibration der szintillierenden Fasern:

$$\begin{aligned}
 E_{\gamma}^{Fasern} / \text{MeV} &= E_0 / \text{MeV} \\
 &\cdot (0,834852997 \\
 &- 4,972545291 \cdot 10^{-4} \cdot x \\
 &+ 7,807181044 \cdot 10^{-7} \cdot x^2 \\
 &- 1,451094725 \cdot 10^{-8} \cdot x^3 \\
 &+ 4,391997834 \cdot 10^{-11} \cdot x^4 \\
 &- 5,392772359 \cdot 10^{-14} \cdot x^5), \quad (6.9)
 \end{aligned}$$

wobei x den Faserindex bezeichnet, zu dem die Photonenergie berechnet wird.

Überprüfung der Energiekalibration

Zur Überprüfung der Energiekalibration des Tagging-Systems, die aus den zuvor beschriebenen Untersuchungen resultiert, wurde aus den Trefferverteilungen für gemessene Daten gemäß den Gleichungen 6.6, 6.7, 6.8 und 6.9 das Photonenergiespektrum für alle Tagging-Kanäle berechnet. Diesem Spektrum wurde das aus dem Bremsstrahlungsprozess erwartete $1/E_\gamma$ -Verhalten einschließlich des logarithmischen Terms des Bremsstrahlungswirkungsquerschnittes (vgl. Kapitel 3) angefügt. Der Vergleich der Datenpunkte mit dem angewendeten Fit zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen dem aus der Kalibration berechneten Spektrum und dem erwarteten Verhalten (vgl. Abbildung 6.17).

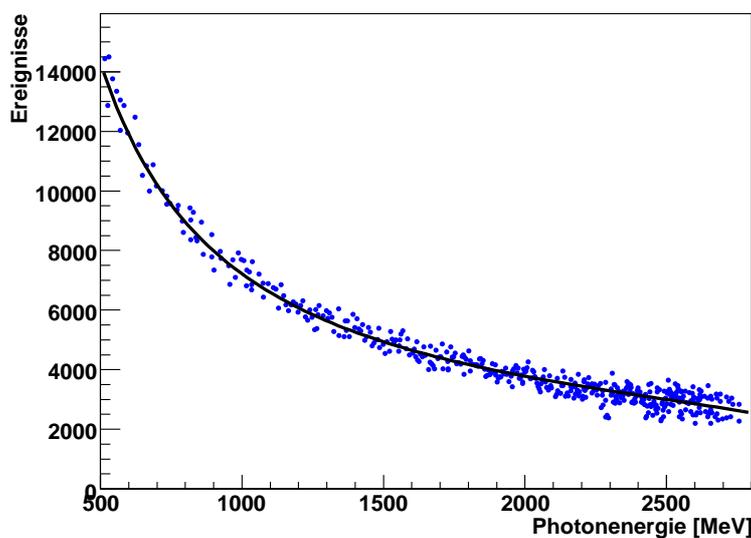


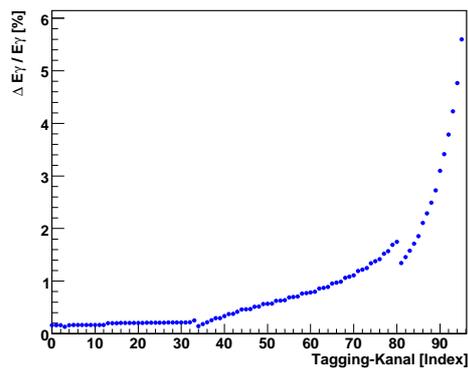
Abbildung 6.17: Überprüfung der Energiekalibration. Der Vergleich zwischen dem gemessenen Spektrum ($E_0 = 3176,14$ MeV) und dem angewendeten $1/E_\gamma$ -Fit (einschließlich des logarithmischen Terms des Bremsstrahlungswirkungsquerschnittes) zeigt eine gute Übereinstimmung.

Der systematische Fehler bei dem hier beschriebenen Vorgehen zur Bestimmung der Photonenergie wird im folgenden Abschnitt 6.2.3 zusammen mit weiteren zu berücksichtigenden Einflüssen behandelt.

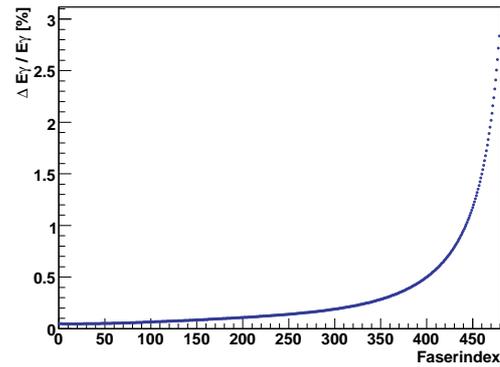
6.2.3 Energieauflösung und systematischer Fehler

Die Energieauflösung ΔE_γ des Detektors gibt Auskunft darüber, innerhalb welchen Bereichs Elektronen mit verschiedenen Energien aufgrund der Segmentierung des Detektors einer mittleren Energie $E_\gamma \pm \Delta E_\gamma$ zugeordnet werden. Diese Auflösung unterliegt verschiedenen systematischen Einflüssen, die im Anschluss an den folgenden Absatz untersucht werden.

Aus der Energiekalibration gemäß den Gleichungen 6.6, 6.7, 6.8 und 6.9 ergibt sich mit den jeweiligen Überlappbereichen von zwei benachbarten Szintillatorstreifen bzw. Fasern für das Tagging-System eine Energieauflösung von $\Delta E_\gamma = 0,1 \% \cdot E_\gamma$ bis $\Delta E_\gamma = 6 \% \cdot E_\gamma$ für die Szintillatorstreifen sowie von $\Delta E_\gamma = 0,1 \% \cdot E_\gamma$ bis $\Delta E_\gamma = 2,9 \% \cdot E_\gamma$ für die szintillierenden Fasern. Dies entspricht einer relativen Auflösung von $0,1 \% \cdot E_0$ bis $0,4 \% \cdot E_0$ bzw. einer absoluten Auflösung von $\Delta E_\gamma = 3$ MeV bis $\Delta E_\gamma = 12$ MeV für eine Primärstrahlenergie von $E_0 = 3176,14$ MeV. In den Abbildungen 6.18 und 6.19 ist zum einen die relative Energieauflösung des Tagging-Systems und zum anderen die bei verschiedenen Primärstrahlenergien erreichbare absolute Auflösung dargestellt.

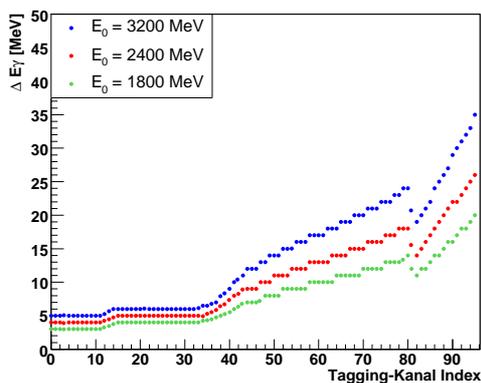


(a) Relative Energieauflösung $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ für die aus zwei benachbarten Szintillatorstreifen gebildeten Tagging-Kanäle. Die Sprünge im Verlauf entsprechen den geometrischen Gegebenheiten.

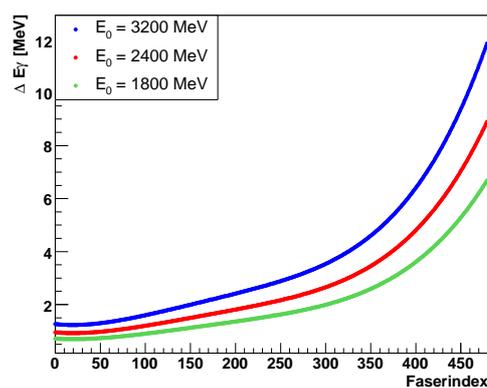


(b) Relative Energieauflösung $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ für die szintillierenden Fasern.

Abbildung 6.18: Relative Energieauflösung des Tagging-Systems.



(a) Absolute Energieauflösung für die aus zwei benachbarten Szintillatorstreifen gebildeten Tagging-Kanäle. Die Sprünge im Verlauf entsprechen den geometrischen Gegebenheiten.



(b) Absolute Energieauflösung für die szintillierenden Fasern.

Abbildung 6.19:

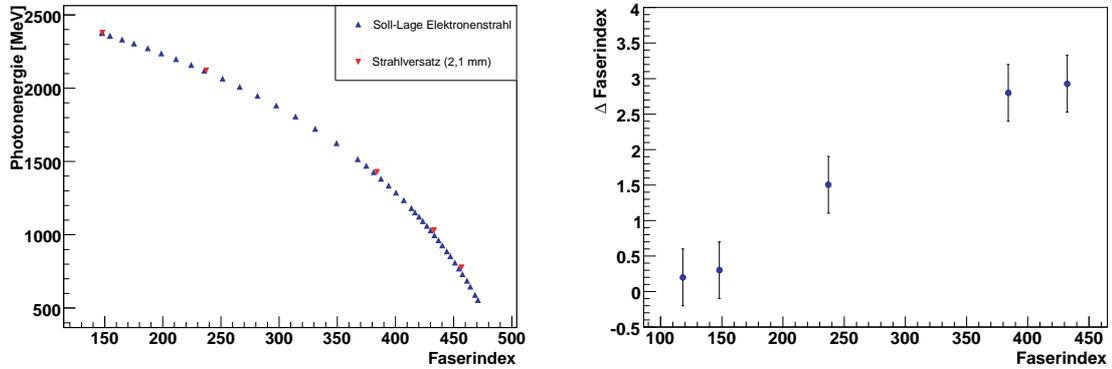
Absolute Energieauflösung des Tagging-Systems für verschiedene Primärstrahlenergien.

Die verschiedenen systematischen Einflüsse auf die Energiekalibration des Tagging-Systems werden im Folgenden erläutert und innerhalb einer Fehlerabschätzung berücksichtigt. Diese Einflüsse spielen im Bereich der Szintillatorstreifen keine Rolle, da sie aufgrund deren Breite nicht aufgelöst werden können. Deshalb werden im Folgenden lediglich die Auswirkungen auf die Unsicherheit bei der Photonenergiezuordnung innerhalb des Szintillierende-Fasern-Detektors betrachtet. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in Tabelle 6.1 auf Seite 92 zusammengefasst.

Einfluss von Strahlversätzen

Zur Bestimmung der Sensitivität der Kalibration auf eine Abweichung der Lage des primären Elektronenstrahls an der Radiatorposition wurden dedizierte Kalibrationsmessungen mit wohl-

definierten horizontalen Strahlversätzen durchgeführt³. Der Vergleich der Ergebnisse für diese Messungen mit denen aus den Messungen mit der Nominalstrahlposition zeigt eine mit größer werdendem Faserindex, d. h. fallender Photonenergie, steigende Sensitivität auf eine veränderte Strahlposition (vgl. Abbildung 6.20 und Abbildung 6.21).

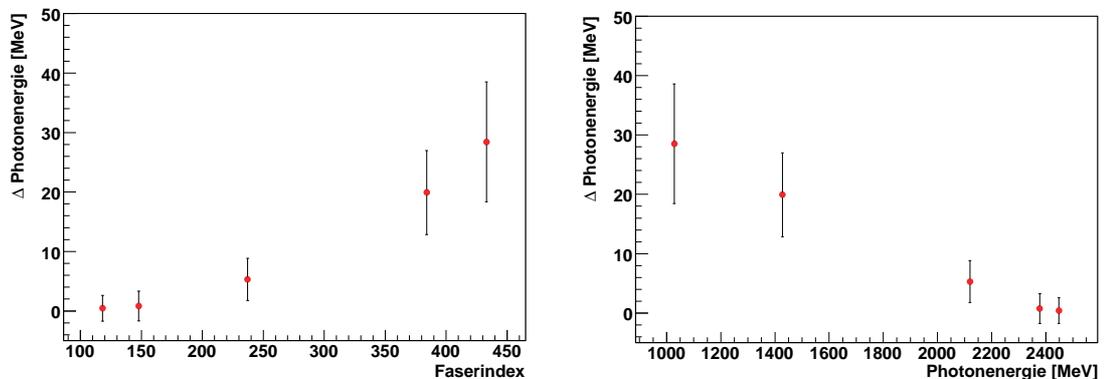


(a) Einfluss eines horiz. Strahlversatzes an der Radiatorposition auf die Berechnung der Photonenergie (die Fehlerbalken sind so klein, dass sie in dieser Darstellung nicht zu sehen sind).

(b) Differenz im getroffenen Faserindex vs. Faserindex.

Abbildung 6.20:

Vergleich der Kalibrationsmessung für die Soll-Lage des primären Elektronenstrahls mit einer Messung bei einem wohldefinierten horizontalen Versatz des primären Elektronenstrahls von 2,1 mm (Nominalenergie $E_0 = 800$ MeV).



(a) Differenz in der berechneten Photonenergie vs. Faserindex.

(b) Differenz in der berechneten Photonenergie vs. Photonenergie (skaliert auf $E_0 = 3176,14$ MeV).

Abbildung 6.21:

Auswirkung auf die Berechnung der Photonenergie durch einen wohldefinierten horizontalen Versatz des primären Elektronenstrahls von 2,1 mm (Nominalenergie $E_0 = 800$ MeV).

Die Messungen wurden mit Hilfe der Geant4-Simulation überprüft. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen stimmen gut mit den hier dargestellten überein (vgl. Kapitel 5, Abschnitt 5.3.3). Im Bereich der niedrigen Photonenergien ergibt sich aus den Simulationsrechnungen

³Aufgrund der horizontalen Ablenkung des Elektronenstrahls durch den Tagging-Magneten hängt die Kalibration in erster Näherung nur von horizontalen und nicht von vertikalen Strahlversätzen ab (vgl. auch die Magnetfeldkarten für die Komponenten B_x und B_z in Anhang E.)

eine Abweichung von näherungsweise einer Faser für einen Strahlversatz an der Radiatorposition von 1 mm. Dies entspricht einer Abweichung in der rekonstruierten Photonenergie von bis zu 24 MeV für eine Primärstrahlenergie von $E_0 = 3176,14$ MeV.

Einfluss der Divergenz des primären Elektronenstrahls

Wie in den Simulationsrechnungen mit Geant4 bestätigt, spielt die Divergenz des Elektronenstrahls an der Radiatorposition eine entscheidende Rolle für die Qualität des Photonenstrahls am Experimenttarget. Eine typische Strahldivergenz im Bereich von 0,3 mrad hat eine Unsicherheit von $\sigma = 0,8$ Fasern in der Bestimmung des Auftreffortes der Elektronen im Tagging-Detektor zur Folge. Mit zunehmender Divergenz nimmt diese Unsicherheit zu – vgl. Kapitel 5, Abschnitt 5.3.3. Dies wirkt sich auf die Genauigkeit der absoluten Photonenergiezuordnung und damit die Energieauflösung des Tagging-Systems aus und muss bei der Angabe der systematischen Fehler berücksichtigt werden.

Solenoidmagnet

Darüber hinaus wurde der Einfluss des supraleitenden Solenoidmagneten untersucht, der während der Datennahme mit longitudinal polarisierten Elektronen verwendet wird. Dieser Magnet dreht die Elektronenspins aus ihrer vertikalen Orientierung im Stretcherring durch Larmor-Präzession um 90° in die horizontale Ebene [Hof01a]. Anschließend wird der Polarisationsvektor der Elektronen mittels Thomas-Präzession in den Dipolmagneten der Extraktionsstrahlführung in die longitudinale Richtung gedreht, die für den extrahierten Elektronenstrahl zur Produktion von zirkular polarisierten Photonen benötigt wird. Wie erwartet führt der Solenoidmagnet zu einer um ca. einen Faktor Zwei verbreiterten Strahlfleckgröße an der Radiatorposition. Dies resultiert in einer entsprechend größeren Unsicherheit bei der absoluten Zuordnung der Photonenergie – d. h. einer Verschlechterung der Energieauflösung des Detektors –, wie in dedizierten Vergleichsmessungen mit unpolarisiertem und polarisiertem Elektronenstrahl überprüft wurde und in Abbildung 6.22 dargestellt ist.

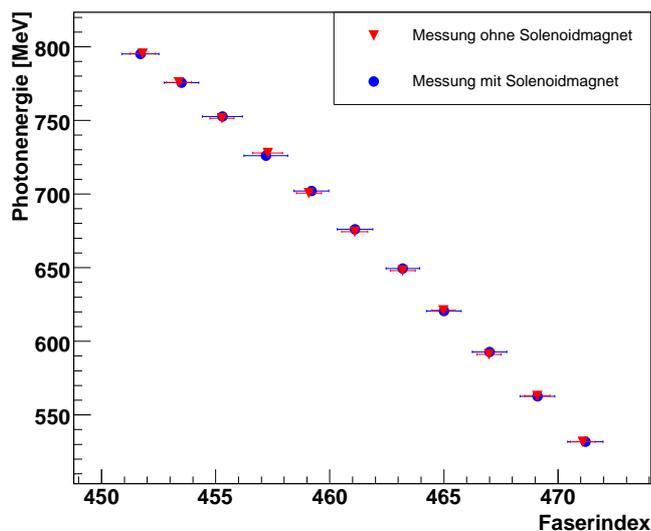


Abbildung 6.22: Einfluss des Solenoidmagneten auf die absolute Zuordnung der Photonenergie. Beispielhaft dargestellt für Vergleichsmessungen mit unpolarisiertem und polarisiertem Elektronenstrahl ($E_0 = 2334,47$ MeV). Die Unsicherheit der Zuordnung des Faserindex zu einer Energie wird durch die Größe der Fehlerbalken angegeben.

Resultierende Unsicherheit bei der Bestimmung der Photonenergie

Unter Berücksichtigung aller betrachteten Einflüsse – Fluktuation der Elektronenstrahlposition während der Messungen, Divergenz des Elektronenstrahls, verbreitertes Strahlprofil bei Messungen mit longitudinal polarisierten Elektronen sowie Extrapolation der Kalibrationspolynome – wird die Unsicherheit bei der Bestimmung der Photonenergie aus den Energiepolynomen nach quadratischer Addition der Einzelbeiträge mit $\pm 1,5$ Fasern angegeben (vgl. Tabelle 6.1). Der größte Anteil an dieser Unsicherheit resultiert aus dem Fehler für die Bestimmung der Kalibrationspolynome. Dieser beinhaltet einerseits die Fehler der einzelnen Datenpunkte der Einschusseichung und Simulation. Außerdem gehen die mittleren Abweichungen zwischen den einzelnen verwendeten Datensets zu den verschiedenen Einschussenergien in deren Überlappbereichen (vgl. Anhang F) und die Unsicherheit bei der Kenntnis des Magnetfeldes ein.

Eine Abweichung von $\pm 1,5$ Fasern entspricht beispielsweise für eine Primärstrahlenergie von $E_0 = 2334,47 \text{ MeV}^4$ einer absoluten Abweichung von $\pm 2 \text{ MeV}$ im Bereich der hochenergetischen Photonen bis zu $\pm 17 \text{ MeV}$ im Bereich der niederenergetischen Photonen.

	$\sigma_{\text{Faserindex}}$
Position des Elektronenstrahls	0,25
Winkel zur Photonenstrahlachse	0,5
Divergenz des Elektronenstrahls	0,8
Solenoidmagnet	0,5
Polynom	1,0
Gesamt	1,5

Tabelle 6.1: Übersicht über die verschiedenen Effekte, die zur Unsicherheit bei der Bestimmung der Photonenergie beitragen. Die einzelnen Beiträge werden quadratisch addiert, um den systematischen Fehler für die Bestimmung der Photonenergie zu erhalten.

⁴Bei dieser Primärstrahlenergie wurden im Dezember 2007 Daten mit einem polarisierten Elektronenstrahl aufgenommen, d. h. unter Verwendung des Solenoidmagnetes.

Kapitel 7

Rekonstruktion der Elektrontreffer in der Datenanalyse mit ExPIORA

Dieses Kapitel behandelt das Prinzip der Software-Rekonstruktion des Tagging-Systems, die die Lorentzvektoren der pro Ereignis markierten Photonen berechnet. Die Rekonstruktion erfolgt mit Hilfe des Softwarepaketes ExPIORA (**Extended Plugable Objectoriented Root Analysis**), das auf einem modularen objekt-orientierten Plug-in¹-Konzept basiert und von Ch. Schmidt und A. Süle eigens für das CBELSA/TAPS-Experiment entwickelt wurde. Eine Übersicht über die Funktionalitäten der Software findet sich in [Sue09].

Mit Hilfe der Software-Rekonstruktion wird die große Trefferanzahl in den Detektoren des Tagging-Systems von im Mittel 25 pro *event*² in der Datenerfassung auf so genannte *echte Elektrontreffer* reduziert (vgl. Abbildungen 7.4 und 7.5). Als *echter Elektrontreffer* wird ein Treffer im Tagging-System bezeichnet, der bestimmten zeitlichen und geometrischen Korrelationen genügt. Diese stellen Bedingungen dar, die ein Elektron erfüllt, das sowohl ein Photon abgestrahlt hat als auch im Tagging-System registriert wurde. Letztendlich werden die genauen Bedingungen erst in der Datenanalyse jedes Einzelnen festgelegt – wie z. B. bei der Definition der Anzahl gültiger Elektrontreffer innerhalb der Bestimmung des Photonenflusses (vgl. Abschnitt 8.2.2).

Diese Reduzierung ist notwendig, um die Anzahl der Kandidaten für das Photon, das für das Auslösen der hadronischen Triggerbedingung verantwortlich ist, möglichst weit einzuschränken. Hierzu stehen verschiedene hierarchisch geordnete Plug-ins zur Verfügung, die in Tabelle 7.1 aufgeführt und in [Sue09] ausführlich dokumentiert sind. Die einzelnen Plug-ins werden durch die *Markup*-Sprache XML³ beschrieben und in die Analyse eingebunden.

Im Folgenden werden die einzelnen Rekonstruktionsschritte für das Tagging-Hodoskop bzw. den Szintillierende-Fasern-Detektor sowie die hierbei verwendeten Plug-ins, die von Ch. Schmidt und A. Süle entwickelt wurden, vorgestellt.

Als übergeordnetes Plug-in steht CBTTagger zur Verfügung:

```
<CBTTagger nameofdefaultdet="tr16tagger"
  name="TR16TaggerReconstruction"
  dstcontainer="BeamPhotons"
  persistent="yes"
  barmatching="on"
  debug="0"
  minhitcount="2">
```

Der hier gesetzte Parameter `barmatching` legt fest, ob die geometrische Zuordnung von szintillierenden Fasern und Szintillatorstreifen bei der Rekonstruktion ausgenutzt werden soll. Die

¹Engl.: (modulares) Zusatzprogramm.

²Engl.: Ereignis; hier im Besonderen: von der Datenerfassung akzeptiertes und aufgenommenes Ereignis.

³Extensible Markup Language (engl. für erweiterbare Beschreibungssprache): eine Metasprache, auf deren Basis durch strukturelle und inhaltliche Einschränkungen anwendungsspezifische Sprachen definiert werden, vgl. bspw. [HM04].

Plug-in	Aufgabe
CBTTagger	Rekonstruktion des Tagging-Systems aus Tagging-Hodoskop und Szintillierende-Fasern-Detektor
CBTTR16TaggerBarRecon	Rekonstruktion der Szintillatorstreifen (Geometrie, Energie)
CBTTR16TaggerFiberRecon	Rekonstruktion der szintillierenden Fasern (Cluster, Energie)
CBTTR16TaggerBarFiberMapper	Selektion der rekonstruierten Treffer in den szintillierenden Fasern für Treffer in den geometrisch korrespondierenden Szintillatorstreifen
CBTDetectorGeometry	Berücksichtigung der Geometrie der Szintillatorstreifen (sog. <i>neighbour list</i>)
CBTPolynom: Function	Berücksichtigung der Energiezuordnung der Szintillatorstreifen bzw. Fasern (Kalibration)

Tabelle 7.1:
Plug-ins, die in der Software-Rekonstruktion für das Tagging-System zur Verfügung stehen.

Ereignisse, die nach der kompletten Rekonstruktion übrig bleiben, werden im Datencontainer `BeamPhotons` abgespeichert. Die anderen Parameter sind technischer Natur; für ihre Erklärung sei nochmals auf [Sue09] verwiesen. In Anhang H findet sich die zur Software-Rekonstruktion des Tagging-Systems verwendete XML-Datei mit allen verwendeten Plug-ins.

7.1 Rekonstruktion der Elektrontreffer im Tagging-Hodoskop

Die Koinzidenzsignale zweier benachbarter Szintillatorstreifen i und $i + 1$ werden zwar für das *Tagger-OR(AND)-Signal* genutzt (vgl. Abschnitt 4.3), allerdings wird nur die Zeitinformation für die Signale aus den einzelnen Szintillatoren mit den CATCH-TDCs erfasst (vgl. Abschnitt 4.3.1). Dies erfordert ein nachträgliches Zusammenfassen zweier koinzidenter Treffer zu *Tagging-Kanälen* durch die Software-Rekonstruktion. Bei Verwendung des Plug-ins `CBTTR16TaggerBarRecon` innerhalb von `CBTTagger` können verschiedene Parameter eingestellt werden, die zeitliche und geometrische Nachbarschaftsbeziehungen zwischen den Szintillatorstreifen berücksichtigen:

```
<CBTTR16TaggerBarRecon
  nrbars="96"
  namebars="BAR"
  maxfibertimediff="5.0"
  debug="0">
  <CBTDetectorGeometry>
    <CBTTR16TaggerGeometry/>
  </CBTDetectorGeometry>
  <CBTPolynom Function="(3063.81 - 5.329922*x + 0.002592213*x*x
    - 0.003273243*x*x*x + 1.031608e-5*x*x*x*x)"
    Min="-1.0" Max="96"/>
</CBTTR16TaggerBarRecon>
```

Mit dem Parameter `maxfibertimediff` wird die maximale Zeitdifferenz in ns festgelegt, die zwischen den Signalen zweier Szintillatorstreifen liegen darf, damit sie zu einem Kanal zusammengefasst werden. Ein angemessener Wert hierfür kann aus den Rohdaten ermittelt werden; das Verfahren hierzu wird in Abschnitt 7.2 erläutert. Das Plug-in `CBTDetectorGeometry::CBTTR16TaggerGeometry` stellt über eine *neighbour list*⁴ (vgl. Anhang H.2) die benötigten geometrischen Beziehungen zwischen den Szintillatoren des Hodoskops zur Verfügung. Diese geometrische Zuordnung wurde auf Basis der Konstruktionszeichnungen des Tagging-Hodoskops sowie eines zweidimensionalen Histogramms erstellt, das für jedes Ereignis die Ansprechhäufigkeit der einzelnen Szintillatorstreifen zeigt (vgl. Abbildung 7.1). Für jeden Szintillatorstreifen können hieraus die Überlappbereiche mit den benachbarten Szintillatoren abgelesen werden.

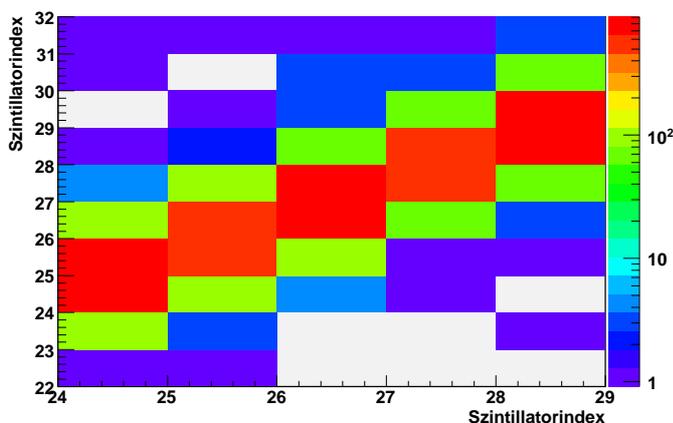


Abbildung 7.1: Index vs. Index der Szintillatorstreifen (Ausschnitt). Ein Streifen (i) spricht immer in Koinzidenz mit dem benachbarten Streifen ($i + 1$) an. Der Szintillatorstreifen $i + 2$ spricht zu einem kleinen Anteil ebenfalls koinzident an (vgl. Kapitel 4.2.4).

Mit Hilfe des Plug-ins `CBTPolynomial` wird für jedes rekonstruierte Ereignis das aus der Energiekalibration für die Szintillatorstreifen gewonnene Polynom zur Zuordnung der Photonenergie verwendet.

7.2 Rekonstruktion der Elektrontreffer im Szintillierende-Fasern-Detektor

Auch für den Szintillierende-Fasern-Detektor ist ein nachträgliches Zusammenfassen koinzidenter Treffer in den in zwei Lagen überlappend angeordneten Fasern (vgl. Abschnitt 4.2.5) notwendig, da wie bei den Szintillatorstreifen nur die Zeitinformation der einzelnen Kanäle registriert wird. Dieses so genannte *Clustern* erfolgt mit Hilfe des Plug-ins `CBTTR16TaggerFiberRecon`:

```
<CBTTaggerFiberRecon
  nrfibers="480"
  namefibers="FIB"
  maxfibertimediff="2.0"
  maxfiberhole="1"
  Debug="0">
  <CBTPolynomial Function="(2651.61-1,57935*x+0.00247967*x*x
-4.60888e-5*x*x*x+1.39496e-7*x*x*x*x-1.71282e-10*x*x*x*x*x) "
  Min="-1.0" Max="480"/></CBTTaggerFiberRecon>
```

⁴Engl.: Nachbarschaftsliste.

Der Parameter `maxfibertimediff` hat dieselbe Funktion wie bei Verwendung des Plug-ins `CBTTR16TaggerBarRecon`. Zusätzlich kann mit dem Parameter `maxfiberhole` festgelegt werden, wie viele Fasern ohne einen Treffer in einem *Cluster* enthalten sein dürfen. Angemessene Werte für beide Parameter lassen sich aus den Rohdaten der szintillierenden Fasern extrahieren: Aus einem zweidimensionalen Histogramm, in dem der zeitliche Abstand Δt gegen die Differenz in den entsprechenden Faserindizes $\Delta \text{Faserindex}$ aufgetragen wird, können die benötigten Werte abgelesen werden (vgl. Abbildung 7.2). Wie bei den Szintillatorstreifen erfolgt die Zu-

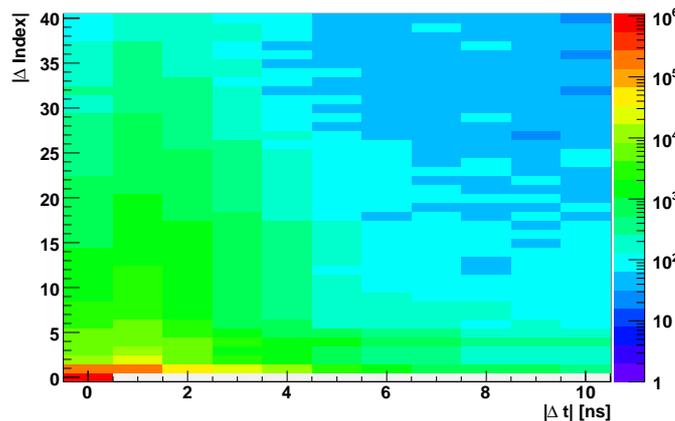


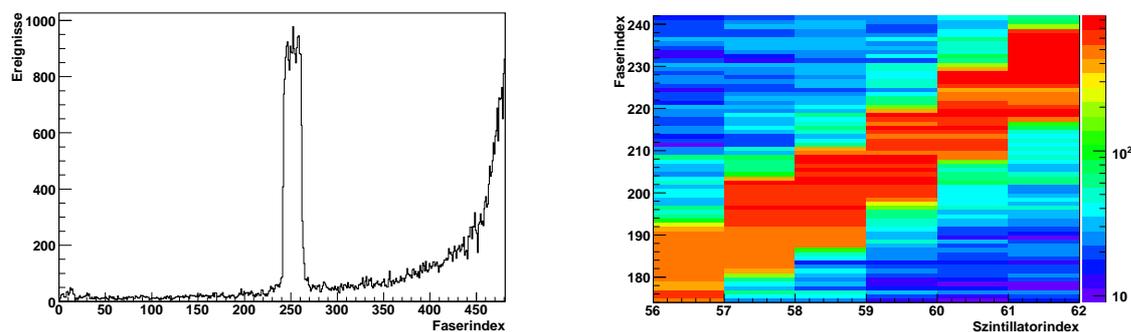
Abbildung 7.2: Clusterparameter für die szintillierenden Fasern: Dargestellt ist die Differenz im Index vs. die Differenz in der Zeit von Fasern, die zu einem Ereignis gehören. Ein geeigneter Wert für den Parameter `maxfibertimediff` wäre hier 2.0 (ns); für den Parameter `maxfiberhole` würde man 1 wählen.

ordnung der Photonenergie zu den einzelnen Fasern mit dem Plug-in `CBTPolynomial`.

Die auf diese Weise rekonstruierten *Cluster-Objekte* enthalten die gemittelte Zeitinformation, den Mittelwert der Faserindizes und die gemittelte Photonenergie aus den an dem *Cluster* beteiligten Fasern.

7.3 Zuordnung der szintillierenden Fasern zu den Szintillatorstreifen

Um die Multiplizität der rekonstruierten Treffer weiter zu reduzieren, wird eine Zuordnung zwischen Treffern in den szintillierenden Fasern und in den Szintillatorstreifen durchgeführt. Mit Hilfe des Plug-ins `CBTTR16TaggerBarFiberMapper` werden solche Treffer in den szintillierenden Fasern selektiert, für die auch gültige TDC-Einträge in den geometrisch korrespondierenden Szintillatorstreifen rekonstruiert werden können. Die hierfür benötigte exakte geometrische Zuordnung von Fasern und Szintillatorstreifen lässt sich zum einen aus der Trefferverteilung im Szintillierende-Faser-Detektor bei Schnitt auf einen spezifischen Szintillatorstreifen extrahieren. Zum anderen können die Überlappbereiche von Fasern und Szintillatorstreifen aus einem zweidimensionalen Histogramm abgelesen werden, in dem für jedes Ereignis ohne irgendwelche zusätzlichen Bedingungen die Trefferverteilungen der beiden Teildetektoren gegeneinander aufgetragen werden. Abbildung 7.3 zeigt beispielhaft für einen Szintillatorstreifen bzw. für einen Ausschnitt der Detektorzuordnung die beiden Histogramme. Die auf diese Weise gewonnene Zuordnung zwischen einem Szintillatorstreifen mit Index `BarNr` und dem von diesem überdeckten Faserbereich wird innerhalb von `CBTTR16TaggerBarFiberMapper` über die Parameter `FiberNrFrom` und `FiberNrTo` eingestellt (eine vollständige Liste findet sich in Anhang H.3). Darüber hinaus lässt sich mit den Parametern `maxfiberbartimediff` und



(a) Trefferverteilung in den szintillierenden Fasern bei Auswahl eines spezifischen Szintillatorstreifens (es wird nur auf den ausgewählten Szintillatorindex, nicht auf zeitliche Koinzidenz o. ä. geschnitten).

(b) Überblick über die Zuordnung von Fasern und Szintillatorstreifen (Ausschnitt).

Abbildung 7.3: Zuordnung der szintillierenden Fasern zu den Szintillatorstreifen.

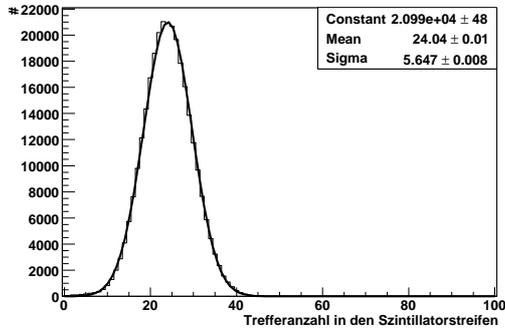
minfiberbartimediff ein Schnitt auf die Koinzidenzzeit in ns zwischen den beiden Teildetektoren realisieren:

```
<CBTTaggerBarFiberMapper
  maxfiberbartimediff="1000.0"
  minfiberbartimediff="-1000.0">
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="42" FiberNrFrom="1" FiberNrTo="6"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="43" FiberNrFrom="1" FiberNrTo="22"/>
  ...
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="96" FiberNrFrom="462" FiberNrTo="472"/>
</CBTTaggerBarFiberMapper>
```

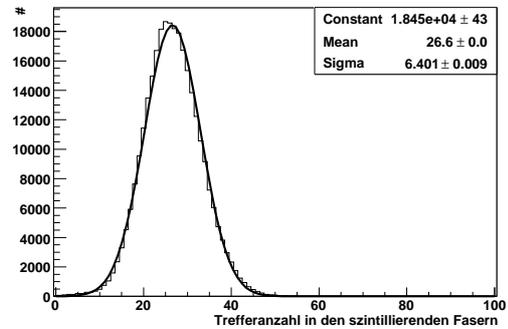
Nach der vollständigen Software-Rekonstruktion ist die Multiplizität im Tagging-System auf im Mittel 2-3 Treffer pro *event* reduziert (vgl. Abbildung 7.5). Diese Anzahl entspricht der Zahl der *echten Elektrontreffer*, wobei die rekonstruierte Trefferhäufigkeit aufgrund des Beitrags zufälliger Treffer letztlich von dem eingestellten Koinzidenzzeitintervall zwischen Fasern und Szintillatorstreifen abhängig ist. Um nicht zu diesem sehr frühen Zeitpunkt in der Analyse durch eine zu enge Schnittwahl fälschlicherweise *echte Elektrontreffer* zu verwerfen, wird der Koinzidenzzeitintervall üblicherweise sehr weit gewählt bzw. nicht angewendet.

Die so ermittelte Anzahl *echter Elektrontreffer* und damit die Anzahl der Auswahlmöglichkeiten für das Photon, das die hadronische Reaktion ausgelöst hat, kann mit den zur Verfügung stehenden Informationen aus dem Tagging-System nicht weiter reduziert werden.

Die Rekonstruktion des Tagging-Systems wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Har08] erweitert.



(a) Trefferanzahl in den Szintillatorstreifen bei normaler Datennahmerate.



(b) Trefferanzahl in den szintillierenden Fasern bei normaler Datennahmerate.

Abbildung 7.4:

Trefferanzahl im Tagging-Detektor bei normaler Datennahmerate (10 MHz) ohne Software-Rekonstruktion.

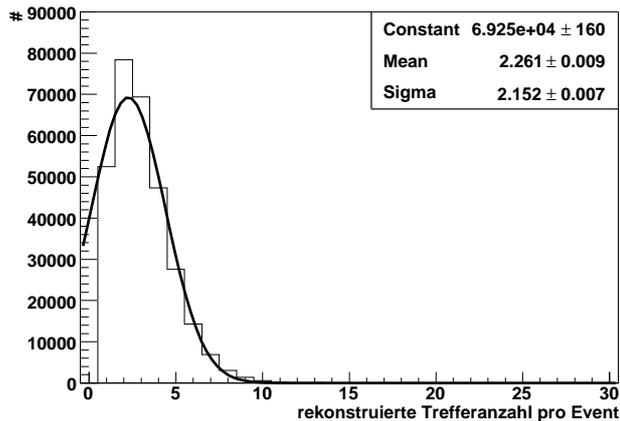


Abbildung 7.5: Trefferanzahl im Tagging-Detektor bei normaler Datennahmerate (10 MHz) nach einer vollständigen Software-Rekonstruktion.

Kapitel 8

Bremsstrahlungs-Tagging und Photonenflussnormierung

Eine der Schlüsselfunktionen des Tagging-Systems besteht in einer verlässlichen Absolutnormierung des Photonenflusses. Durch die Anzahl der registrierten Elektronen N_{e^-} gibt die Photonenmarkierungsanlage Aufschluss über die Anzahl N_γ an Photonen, die das Produktionstarget im erfassten Energiebereich durchqueren. Die Kenntnis dieser Anzahl bzw. der Photonenrate \dot{N}_γ ist essentiell für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der zu untersuchenden Prozesse, da sich diese wie folgt berechnen:

$$\sigma(E_\gamma) = \frac{\dot{N}_{\text{hadron}}(E_\gamma)}{\hat{\rho} \cdot \dot{N}_\gamma(E_\gamma)} \quad \text{bzw.} \quad \sigma(E_\gamma) = \frac{N_{\text{hadron}}(E_\gamma)}{\hat{\rho} \cdot \Phi(E_\gamma)}; \quad (8.1)$$

dabei bezeichnet $\dot{N}_{\text{hadron}}(E_\gamma)$ die Rate der produzierten hadronischen Ereignisse bzw. $N_{\text{hadron}}(E_\gamma)$ die Anzahl hadronischer Ereignisse in dem betreffenden Photonenergiebin¹, $\hat{\rho}$ die Flächendichte des Targets und $\dot{N}_\gamma(E_\gamma)$ die Photonenrate am Target bzw. $\Phi(E_\gamma)$ den zeitintegrierten Photonenfluss.

Naiv gesehen entspricht die Photonenanzahl der Anzahl im Tagging-System detektierter Elektronen:

$$N_{e^-} = N_\gamma. \quad (8.2)$$

Im realen Experiment allerdings korrespondiert nicht zu jedem Elektron ein entsprechendes Photon am Produktionstarget. Dies hat seine Ursache in nicht-radiativen Prozessen im Bremsstrahlungsradiator, in der Registrierung von Untergrundereignissen im Tagging-System beispielsweise aus dem Strahlhalo des primären Elektronenstrahls sowie in der Kollimation des Photonenstrahls. Das Verhältnis

$$P_\gamma = \frac{N_\gamma^{\text{real}}}{N_{e^-}} \quad (8.3)$$

aus der tatsächlichen Photonenanzahl hinter dem Kollimator und der Elektronenanzahl in der Photonenmarkierungsanlage wird als *Photondefinitionswahrscheinlichkeit* oder *Tagging-Effizienz* bezeichnet. Diese Größe verknüpft also den Elektronenfluss, der in den Scaltern des Tagging-Systems gemessen wird, mit dem absoluten Photonenfluss am Produktionstarget. Wie im Folgenden erläutert wird, ist P_γ energieabhängig und wird daher für jeden Tagging-Kanal bzw. für jede szintillierende Faser einzeln bestimmt. Zur Berechnung von P_γ wurden im Rahmen dieser Arbeit die Plug-ins `CBTTR16Taggeranalyse` und `CBTTR16PGamma` für die Analysesoftware `ExPLORA` entwickelt.

Weitere Einzelheiten bei der Bestimmung des Photonenflusses werden in Abschnitt 8.2 behandelt. Zunächst werden jedoch die Einzelheiten bei der Bestimmung der Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ besprochen.

¹Engl., etwa: Intervall. Die Größe dieser Intervalle wird nach den Bedürfnissen der Analyse jedes Einzelnen festgelegt.

8.1 Die Photondefinitionswahrscheinlichkeit

Die oben definierte Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ kann man als die Wahrscheinlichkeit interpretieren, mit der zu einem Signal aus dem Tagging-System das zugehörige Photon im γ -Strahl am Produktionstarget vorhanden ist.

Experimentell lässt sich die Größe P_γ aus der Koinzidenzrate korrekt identifizierter Ereignisse $\langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle^{\text{echt}}$ zwischen Elektronen-Zähler und dem totalabsorbierenden Photonendetektor (GIM) direkt im γ -Strahl, normiert auf die Elektron-Zählrate N_{e^-} , bestimmen²:

$$P_\gamma = \frac{\langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle^{\text{echt}}}{N_{e^-}}. \quad (8.4)$$

Aufgrund der hohen Raten, die im Experiment auftreten, spielen über die Kollimation hinaus zufällige Ereignisse sowie Totzeiteffekte in der Elektronik eine wichtige Rolle. In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Aspekte sowie die notwendigen Korrekturen (in Gleichung 8.4 durch den Index *echt* angedeutet) im Einzelnen diskutiert.

8.1.1 Kollimation des Photonenstrahls

Der physikalisch dominierende Prozess mit Hinblick auf die Photondefinitionswahrscheinlichkeit ist die Kollimation des Photonenstrahls.

Im CBELSA/TAPS-Experiment wird der Öffnungswinkel des Bremsstrahlungskonus am Produktionstarget durch einen Kollimator mit einem Durchmesser von 4 mm begrenzt, der in einer Entfernung von 360,2 cm vom Bremsstrahlungsradiator in die Photonenstrahlführung integriert ist (vgl. Abschnitt 4.2.2).

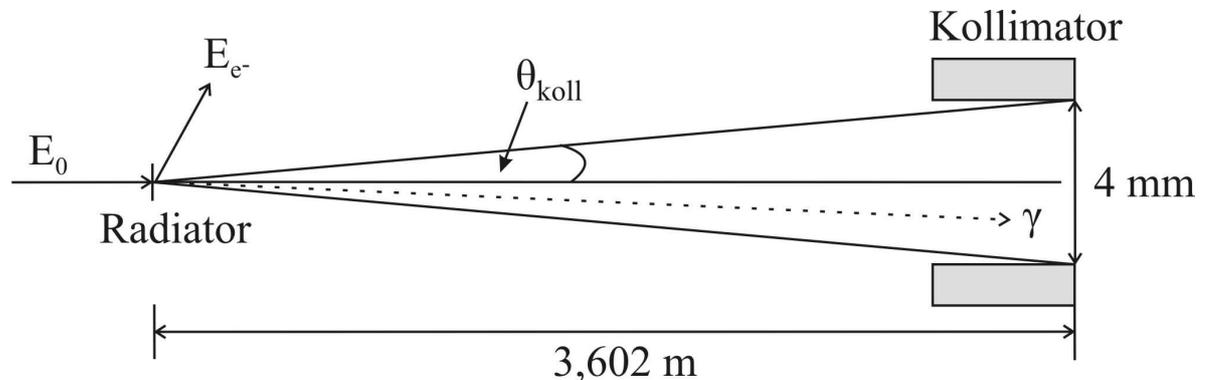


Abbildung 8.1: Kollimation des Photonenstrahls im CBELSA/TAPS-Experiment.

Unter Verwendung des charakteristischen Bremsstrahlungswinkels $\theta = \mu/E_0$ mit $\mu = m_e c^2$ (m_e bezeichnet die Elektronenmasse) und des Winkels θ_{koll} nach Abbildung 8.1 resultiert eine Kollimation des Photonenstrahls auf einen Winkel zwischen

$$x = \frac{\theta_{\text{koll}}}{\theta} = 0,65 \quad \text{und} \quad (8.5)$$

$$x = \frac{\theta_{\text{koll}}}{\theta} = 3,45 \quad (8.6)$$

²Aufgrund der vernachlässigbar kleinen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Photonen im Produktionstarget entspricht die Anzahl der im GIM registrierten Photonen in sehr guter Näherung der Photonenanzahl am Target.

für Primärstrahlenergien zwischen $E_0 = 0,6 \text{ GeV}$ und $E_0 = 3,176 \text{ GeV}$. Zur Abschätzung des Effekts der Kollimation auf die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit wurde das Verhältnis $R(k, x)$ zwischen der Anzahl an Photonen einer Energie k , die innerhalb des Öffnungswinkels θ_{koll} emittiert werden, und der Gesamtanzahl an Photonen dieser Energie über den gesamten Raumwinkel gemäß [Hub59, Sch51] berechnet (der Index *Sch* zeigt an, dass die Berechnung des Wirkungsquerschnitts nach Schiff erfolgt):

$$R(k, \bar{x}) = \frac{dk \int_0^{\bar{x}} \sigma_{\text{Sch}}(k, x) dx}{dk \int_0^{\infty} \sigma_{\text{Sch}}(k, x) dx} \quad (8.7)$$

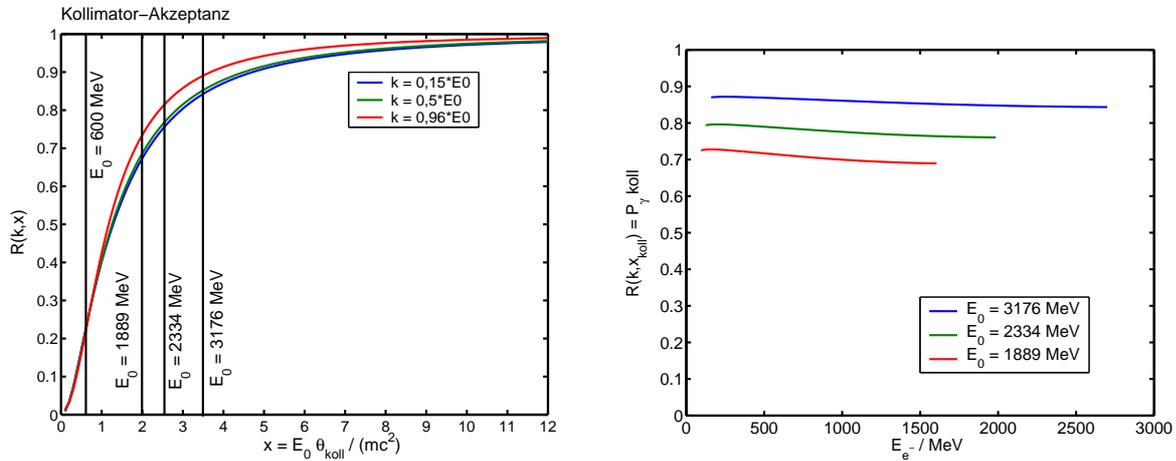
mit

$$\sigma_{\text{Sch}}(k, x) dk dx = \frac{4Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \frac{dk}{k} x dx \cdot \left(\frac{16x^2 E}{(x^2 + 1)^4 E_0} - \frac{(E_0 + E)^2}{(x^2 + 1)^2 E_0^2} + \left[\frac{E_0^2 + E^2}{(x^2 + 1)^2 E_0^2} - \frac{4x^2 E}{(x^2 + 1)^4 E_0} \right] \ln M(x) \right), \quad (8.8)$$

wobei

$$1/M(x) = (\mu k / 2E_0 E)^2 + \left[Z^{1/3} / C(x^2 + 1) \right]^2 \quad (8.9)$$

gilt. Die Zahl C parametrisiert ein Abschirmpotential der Form $(Ze/r) \exp(-r/a)$ mit $a = C\hbar/mcZ^{1/3}$ und wurde von Schiff zu $C = 111$ berechnet (vgl. Abschnitt 3.1.3) [Hub59]. In den Abbildungen 8.2 und 8.3 sind die Ergebnisse dieser Rechnungen gezeigt. Abbildung 8.2 stellt die erwartete Energieabhängigkeit des Effekts der Kollimation und damit der resultierenden Photondefinitions-wahrscheinlichkeit dar.



(a) Verhältnis $R(k, x)$ in Abhängigkeit des Winkels $x = E_0 \theta_{\text{koll}} / (mc^2)$.

(b) Verhältnis $R(k, x_{\text{koll}}) = P_{\gamma}$ in Abhängigkeit von der Energie des Bremsstrahlungselektrons $E_{e^-} = E_0 - k$ (x_{koll} bezeichnet hier den durch den Kollimator akzeptierten maximalen Öffnungswinkel für den Photonenstrahl in Einheiten des charakteristischen Bremsstrahlungswinkels).

Abbildung 8.2: Verhältnis $R(k, x)$.

Abbildung 8.3 illustriert die Abhängigkeit des im energiemarkierten Bereich aufgrund der Kollimation maximal erreichbaren P_γ von der Primärstrahlenergie.

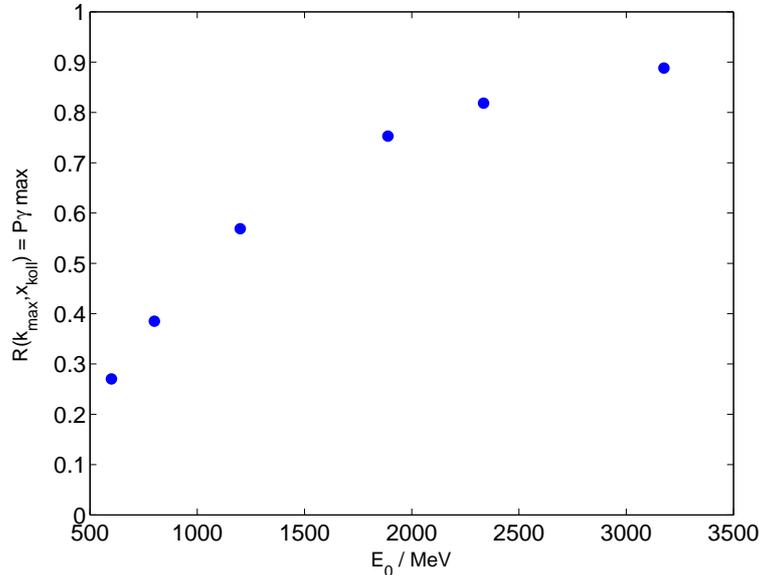
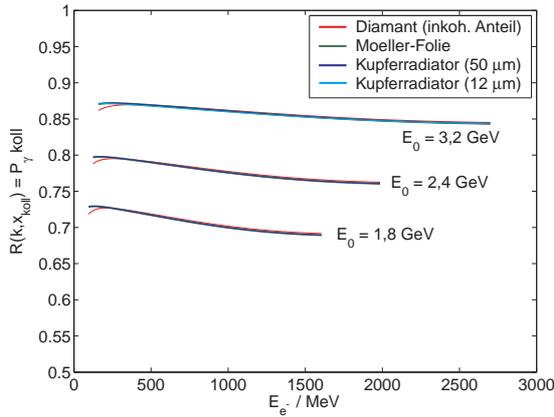


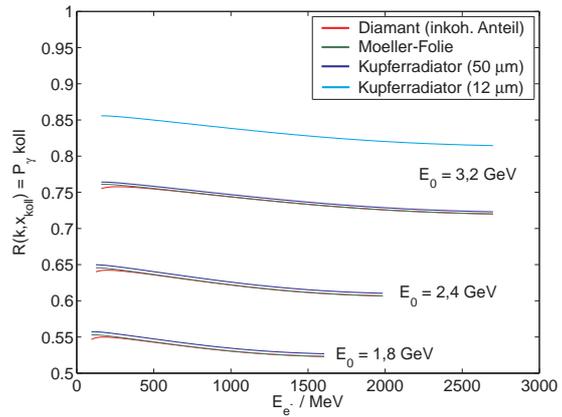
Abbildung 8.3: Abhängigkeit des maximal erreichbaren P_γ von der Primärstrahlenergie. Die Kollimation des Photonenstrahls hat auch für einen als ideal angenommenen Elektronenstrahl ohne Divergenz eine deutliche Reduzierung des Photonenflusses hinter dem Kollimator zur Folge.

Unter Annahme eines idealen divergenzfreien Primärelektronenstrahls ergäbe die Gleichung 8.7 den tatsächlichen Anteil an Photonen, die den Kollimator passieren. Für die verschiedenen im Experiment verwendeten Bremsstrahlungsradiatoren ergäbe sich lediglich ein zu vernachlässigender Unterschied in $R(k, x)$ im Vergleich zur Genauigkeit, mit der P_γ experimentell bestimmt werden kann, wie in Abbildung 8.4(a) beispielhaft für die Primärstrahlenergien von 3,2 GeV, 2,4 GeV und 1,8 GeV dargestellt ist: Die zu verschiedenen Radiatoren gehörenden farbigen Kurven liegen fast genau übereinander. Für ein reales Experiment muss jedoch die Strahldivergenz aus dem Beschleunigerring bzw. aus der Vielfachstreuung im Bremsstrahlungsradiator – letztere wird durch die Molière-Theorie beschrieben – in die Rechnungen einbezogen werden. Unter Berücksichtigung der effektiven Winkelverteilung für die gestreuten Elektronen nach [His57, Sir56, Sir57] ergibt sich beispielsweise bei Verwendung eines 50 μm dicken Kupfer-radiators, wie er im Experiment standardmäßig während der *Tagger-OR*-Messungen eingesetzt wird, eine weitere (energieabhängige) Reduzierung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit um etwa 10–16 % absolut: Die Kurven in Abbildung 8.4(b) liegen entsprechend tiefer als in Abbildung 8.4(a). Diese Reduzierung von P_γ aufgrund der Vielfachstreuung ist deutlich von der Dicke des verwendeten Radiators (in Einheiten der Strahlungslänge des Radiatormaterials) abhängig, wie in Abbildung 8.4(b) illustriert wird. Diese Abbildung zeigt für vier verschiedene Radiortypen die Abhängigkeit des im energiemarkierten Bereich aufgrund der Vielfachstreuung maximal erreichbaren P_γ von der Energie des Bremsstrahlungselektrons. Die Aufspaltung der zu einer Primärstrahlenergie gehörenden Kurven ist im Vergleich zur linken Teilabbildung deutlich sichtbar.

Die Ergebnisse dieser Rechnungen zum Einfluss des Kollimators auf die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit werden in Abschnitt 8.1.3 mit den aus Experimentdaten gewonnenen Ergebnissen verglichen.



(a) Verhältnis $R(k, x_{\text{koll}})$ unter Annahme eines idealen Elektronen- und Photonenstrahls.



(b) Verhältnis $R(k, x_{\text{koll}})$ unter Berücksichtigung der Divergenz des Primärelektronenstrahls sowie der Vielfachstreuung im Radiator.

Abbildung 8.4:

Verhältnis $R(k, x_{\text{koll}})$ in Abhängigkeit von der Energie des Bremsstrahlungselektrons für verschiedene Bremsstrahlungsradiatoren ohne und mit Berücksichtigung der Elektronenstrahldivergenz und Vielfachstreuung im Radiator. Der besseren Übersichtlichkeit wegen sind die Kurven für den Kupferradiator mit $12 \mu\text{m}$ Dicke nur für die Primärstrahlenergie $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$ gezeigt.

8.1.2 Zufälligenkorrektur und Totzeiteffekte

Die Bestimmung der Photondefinitionswahrscheinlichkeit basiert auf Gleichung 8.4 und erfordert demzufolge die Messung der Koinzidenzrate zwischen Tagging-System und GIM (für den Zähler) sowie die der Elektronenrate im Tagging-System (für den Nenner). Diese Raten werden in dedizierten Messungen mit der *Tagger-OR*-Triggerbedingung (vgl. Kapitel 4, Abschnitt 4.3) bestimmt, die üblicherweise alle 6–8 Stunden während der Experimentdatennahme vorgenommen werden. Da der *Tagger-OR*-Trigger aus dem ODER der Szintillatorstreifen des Tagging-Systems gebildet wird, die Elektronenidentifizierung in der Photonenmarkierungsanlage bei der Bestimmung von P_γ aber sowohl die Szintillatorstreifen als auch die szintillierenden Fasern betrifft, sind bei der Auswertung dieser Messungen drei Detektoren zu berücksichtigen: Szintillatorstreifen, Fasern und GIM. Daher reicht ein einfacher Seitenbandabzug im Koinzidenzspektrum nicht aus, um den Zufälligenbeitrag für den Zähler in Gleichung 8.4 zu korrigieren. Dies wird aus Abbildung 8.5 offensichtlich: Zusätzlich zu den echten Koinzidenzen im dominierenden Korrelationssignal (in der Mitte der Abbildung) tragen verschiedene Klassen an zufälligen Koinzidenzen zu dieser Überhöhung bei, die im Folgenden mit *BG1*, *BG2* und *BG3* bezeichnet werden³ (vgl. Abbildung 8.5).

Die einzelnen Klassen enthalten die hier aufgelisteten Ereignisse:

1. *BG1*: koinzidente Ereignisse zwischen szintillierenden Fasern und Szintillatorstreifen (Trigger), aber zeitlich zufällig verteilt zum GIM,
2. *BG2*: koinzidente Ereignisse zwischen GIM und Szintillatorstreifen (Trigger), aber zeitlich zufällig verteilt zu den szintillierenden Fasern,
3. *BG3*: Ereignisse, die überhaupt keine zeitliche Korrelation zum Trigger aufweisen.

³BG für *background*, engl.: Untergrund.

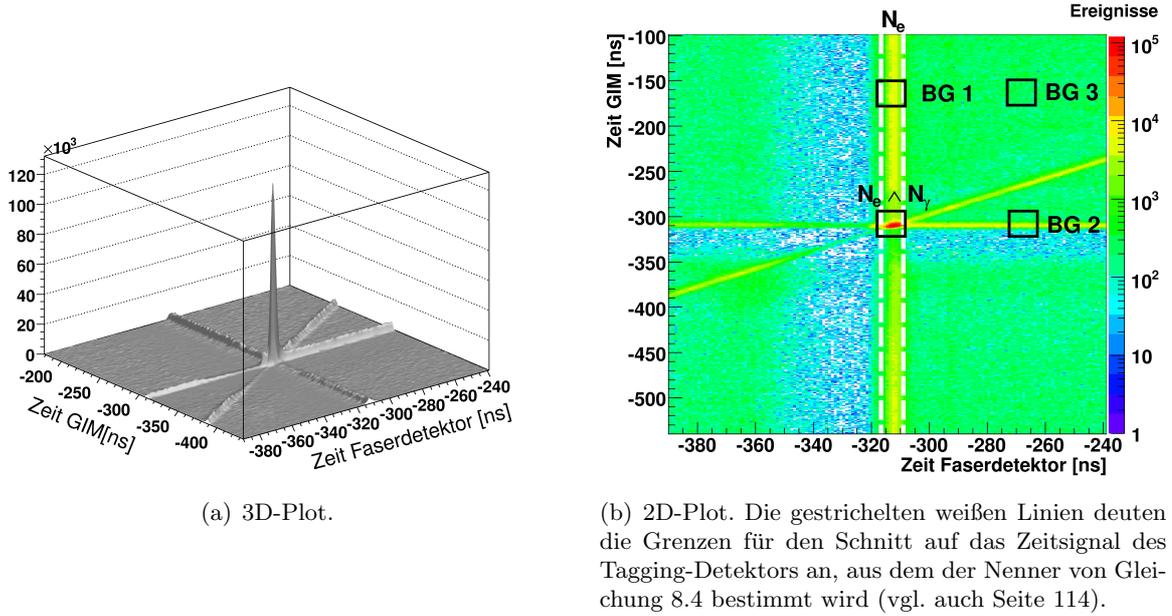


Abbildung 8.5: Zeitspektrum des GIM vs. Zeitspektrum des Faserdetektors.

Diese Zufälligenklassen tragen nicht zu der Anzahl echter Koinzidenzen zwischen Tagging-System und GIM bei und müssen also von der Anzahl $\langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle$ (vgl. Abbildung 8.5) abgezogen werden. Die Ereignisse, die in dem diagonalen Band liegen und koinzidente Treffer zwischen szintillierenden Fasern und GIM darstellen, liegen zwar zeitlich zufällig zum Trigger, entsprechen aber echten photonischen Ereignissen und werden dementsprechend nicht abgezogen. Da die Zufälligen der Klasse $BG3$ homogen über das gesamte Zeitspektrum verteilt sind, d. h. nicht nur zu $\langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle$, sondern auch zu den Regionen $BG1$ und $BG2$ beitragen, werden sie bei Subtraktion der Ereignisse der Klassen $BG1$ und $BG2$ von $\langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle$ schon zweifach mit abgezogen. Um die Zufälligen jeder Klasse genau einmal zu berücksichtigen, müssen also diejenigen der Klasse $BG3$ abschließend noch einmal hinzuaddiert werden. Die Anzahl echter Elektron-Photon-Koinzidenzen ergibt sich demnach aus:

$$\langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle_{\text{unkorr.}}^{\text{echt}} = \langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle - BG1 - BG2 + BG3 \quad (8.10)$$

Der Index *unkorr.* auf der linken Seite der Gleichung deutet an, dass zwei weitere Korrekturen notwendig sind, um die korrekte Anzahl koinzidenter Ereignisse zwischen Tagging-System und GIM zu erhalten:

1. Die echten Ereignisse im Bereich des Hauptsignals verursachen Totzeitintervalle im Detektor und reduzieren so die Wahrscheinlichkeit für einen zufälligen Treffer in diesem Zeitbereich; d. h. die zufälligen Ereignisse werden teilweise unterdrückt, so dass Gleichung 8.10 die notwendige Korrektur überschätzt (vgl. Abschnitt 8.1.2);
2. Die hohen Raten von bis zu 12 MHz verursachen signifikante Verluste im GIM aufgrund der Totzeit der Ausseelektronik (insbesondere der Diskriminatoren).

Beide Effekte wurden in Monte-Carlo-Simulationen näher untersucht. Die Ergebnisse dieser Simulationsrechnungen werden in den folgenden Unterabschnitten diskutiert. Zunächst wird

noch die diesen Untersuchungen zugrunde liegende Simulation kurz beschrieben:

Der Realität entsprechend werden in der Simulation 96 Zähler berücksichtigt, die jeweils einen Energiebereich wie die verschiedenen Szintillatorstreifen abdecken, und 480 Zähler in Entsprechung zu den szintillierenden Fasern.

Für die Simulationsrechnungen wird eine Elektronenverteilung über alle Zähler generiert, die der im Datennahmebetrieb gemessenen Ratenverteilung über den durch die Szintillatorstreifen abgedeckten Energiebereich entspricht. Aus den so zufällig erzeugten Ereignissen wird ein *Tagger-OR*-Trigger gebildet.

Gemäß einer vorgegebenen Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ werden photonische Ereignisse im durch den Tagging-Detektor abgedeckten Energiebereich produziert. Zusätzlich erfolgt die Generierung von unmarkierten Photonen zum „Auffüllen“ des Bremsstrahlungsspektrums. Sowohl für das simulierte Tagging-System mit dem *Tagger-OR*-Trigger als auch für den Detektor zum Nachweis der Photonen (GIM) werden die durch die Elektronik (Diskriminatoren) vorgegebenen Totzeiten berücksichtigt. Hierbei wird die Totzeit im Gamma-Intensitäts-Monitor entsprechend der experimentellen Anordnung der Kristalle in einer 4×4 -Matrix (vgl. Abschnitt 4.2.2) mit der Multiplizität der Kristallansprecher während eines Events der Datennahme gewichtet⁴.

Die Ereignisse werden zeitlich sortiert und ihre zeitliche Verteilung relativ zum Trigger ausgewertet: fällt das einzelne Ereignis in die Totzeit des Triggers, wird es verworfen.

Die verbliebenen Ereignisse werden schließlich nach der gleichen Methode analysiert wie auch die gemessenen Daten, wobei in der Analyse der Simulationsdaten eine Aufteilung der Ereignisse nach den verschiedenen Eventklassen möglich ist. Dies erlaubt eine detaillierte Untersuchung z. B. von Untergrundbeiträgen.

Zeitliche Verteilung der simulierten Ereignisse

Zur Überprüfung der zeitlichen Verteilung der simulierten Ereignisse im Vergleich zu der gemessener Daten wird das zweidimensionale Histogramm ausgewertet, das das Zeitspektrum des GIM gegen das Zeitspektrum des Tagging-Systems zeigt (vgl. Abbildung 8.6, Teilabbildung „alle Ereignisse“). Wie bei den Experimentdaten sind die drei Bänder sichtbar, die den verschiedenen Klassen von korrelierten Ereignissen in den beiden Detektoren entsprechen.

Jeweils zeitlich vor diesen Überhöhungen zeigt sich die in Kapitel 4, Abschnitt 4.3 besprochene Lücke im Zeitspektrum aufgrund der Totzeit der Datenakquisition.

Dieses Verhalten entspricht der zeitlichen Verteilung, die auch bei den gemessenen Daten beobachtet wird (vgl. Abbildung 8.5).

Betrachtet man die verschiedenen Eventklassen simulierter Ereignisse, ergeben sich die in Abbildung 8.6 in den drei restlichen Teilabbildungen dargestellten Histogramme:

- Bei der Auswahl von korrelierten Ereignissen in Tagging-System und GIM aus der Gesamtanzahl simulierter Daten bleibt wie zu erwarten nur das diagonale Band im zweidimensionalen Zeitspektrum erhalten (Teilabbildung „korrelierte Photonen“),

⁴Bei zentraler Photonenstrahlage sprechen üblicherweise die vier zentralen Kristalle des GIM an. Je gleichmäßiger diese getroffen werden, desto weniger wirkt sich die Totzeit eines einzelnen Kristalls aus. Während dieser Zeit können in den übrigen Kristallen noch Treffer registriert werden, so dass die effektive Totzeit des Detektors reduziert wird.

- bei der Auswahl von photonischen Ereignissen, die nicht korreliert zu dem echten Elektron sind, wird das diagonale Band ausgedünnt, da die korrelierten Ereignisse in diesem Bereich Totzeitintervalle im Photonendetektor verursachen, die die Ansammlung anderer photonischer Ereignisse unterdrückt (Teilabbildung „unkorrelierte Photonen“),
- bei der Auswahl von unmarkierten Photonen werden sowohl das diagonale Band als auch das horizontale Band aus analogen Gründen ausgedünnt (Teilabbildung „Ereignisse ohne nachgewiesenes Photon“).

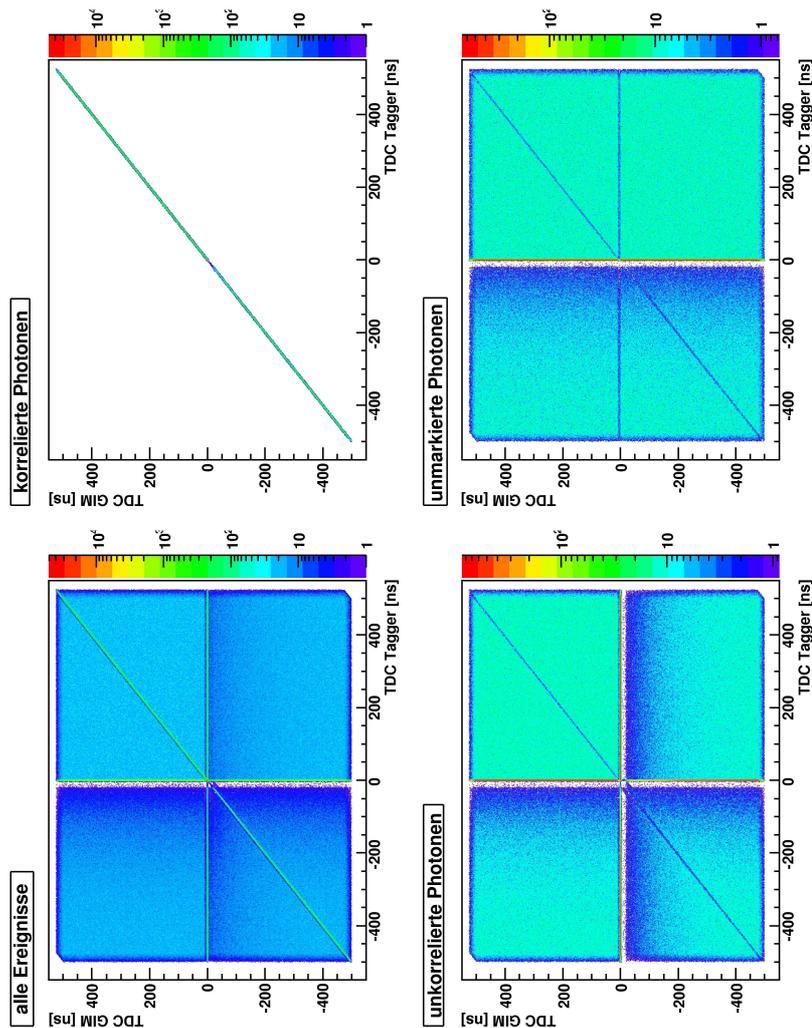


Abbildung 8.6:

Zeitliche Verteilung der simulierten Ereignisse für die unterschiedlichen Ereignisklassen. Zur genaueren Erläuterung siehe den Text auf Seite 105. Deutlich sichtbar sind neben den verschiedenen Klassen von korrelierten Ereignissen die Lücken im Zeitspektrum aufgrund der Totzeit der Datenakquisition (dunkelblau).

Beitrag zufälliger Treffer unter dem echten Koinzidenzsignal zwischen Tagging-System und GIM

Wie zuvor erwähnt, wird die Anzahl an zufälligen Treffern unter dem echten Koinzidenzsignal zwischen Tagging-System und GIM aufgrund der dominierenden Anzahl echter korrelierter Treffer durch den Ausdruck $BG1 + BG2 - BG3$ überschätzt. Zur Abschätzung der tatsächlichen Zufälligenverteilung unter dem echten Koinzidenzsignal wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation wie oben beschrieben das Bremsstrahlungsphotonenspektrum unter Berücksichtigung der relevanten Charakteristiken berechnet. Die simulierten Ereignisse wurden hinsichtlich der verschiedenen Zufälligenklassen $BG1$, $BG2$ und $BG3$ nach ihrer Herkunft getrennt untersucht. In Abbildung 8.7 ist eine Übersicht über die Beiträge zu den einzelnen Ereignisklassen, die in der Simulation exakt voneinander unterschieden werden können, dargestellt. Es sind jeweils aufgetragen:

1. die Gesamtanzahl an photonischen Ereignissen,
2. die Anzahl an Photonen, die zu einem beliebigen Elektron korreliert sind, d. h. solcher Photonen, die zwar als korreliert zu einem Elektron nachgewiesen werden, das aber nicht zwangsläufig den Trigger ausgelöst haben muss;
3. die Anzahl echter korrelierter Photonen, d. h. die Anzahl an Photonen, die als korreliert zu dem Elektron nachgewiesen werden, das tatsächlich für den zugehörigen *Tagger-OR*-Trigger verantwortlich ist;
4. die Anzahl unkorrelierter Photonen, d. h. solcher Photonen, zu denen es zwar ein korrespondierendes Elektron gibt, das aber nicht den Trigger ausgelöst hat, und
5. die Anzahl unmarkierter Photonen, d. h. solcher Photonen, zu denen es kein korrespondierendes Elektron im Tagging-Detektor gibt.

Es gilt:

$$\text{„Gesamtanzahl an Photonen“} = \text{„zu einem bel. Elektron korr. Photonen“} + \text{„unmarkierte Photonen“}$$

und

$$\text{„zu einem bel. Elektron korr. Photonen“} = \text{„(echte) korrelierte Photonen“} + \text{„unkorrelierte Photonen“}.$$

Die Anzahl der Zufälligen unter dem Signal ergibt sich aus der Differenz (*alle Photonen – echte korrelierte Photonen*). Mit Signal wird hier die Auswahl $N_e \wedge N_\gamma$ aus Abbildung 8.5(b) bezeichnet. In der Simulation stellt sich heraus, dass die Anzahl dieser Zufälligen deutlich kleiner ist als die Anzahl $BG1 + BG2 - BG3$, die sich aus den Beiträgen aller Photonen zu der jeweiligen *BG*-Klasse ergibt. Dementsprechend berechnet sich der Korrekturfaktor für den zunächst naiv durch $(BG1 + BG2 - BG3)$ abgeschätzten Untergrund unter dem korrelierten Signal, um den echten Untergrund zu erhalten, zu:

$$\alpha_{BG}(\text{Rate}) = \frac{\text{alle Photonen} - \text{korrelierte Photonen}}{BG1 + BG2 - BG3} \quad (8.11)$$

Der Faktor α ist zum einen ratenabhängig, da eine höhere Rate einen höheren Anteil von Zufälligen unter dem korrelierten Peak zur Folge hat, und zum anderen abhängig von dem Anteil an korrelierten Photonen, d. h. auch von P_γ selbst, da eine größere Anzahl echter koinzidenter Ereignisse aufgrund von Totzeiteffekten zu einer stärkeren Unterdrückung zufälliger Ereignisse führt. Die Abbildungen 8.8 und 8.9 zeigen eine Übersicht über den Verlauf des Skalierungsfaktors α bei unterschiedlichen Raten und unterschiedlichen Werten von P_γ . In Abbildung 8.8 sind für jeweils fest vorgegebene Werte von P_γ im Bereich von $P_\gamma = 0,2$ bis $P_\gamma = 0,8$ die Ergebnisse der Simulation in Abhängigkeit von der simulierten Rate dargestellt. Zur qualitativen Illustration der Abhängigkeit des Skalierungsfaktors α von P_γ selbst zeigt Abbildung 8.9 den Verlauf des Parameters $p0$ (y-Achsenabschnitt, entsprechend dem Skalierungsfaktor bei einer theoretischen minimalen Rate von 0 Hz) aus den Fits an die simulierten Verläufe bei unterschiedlich vorgegebenem P_γ .

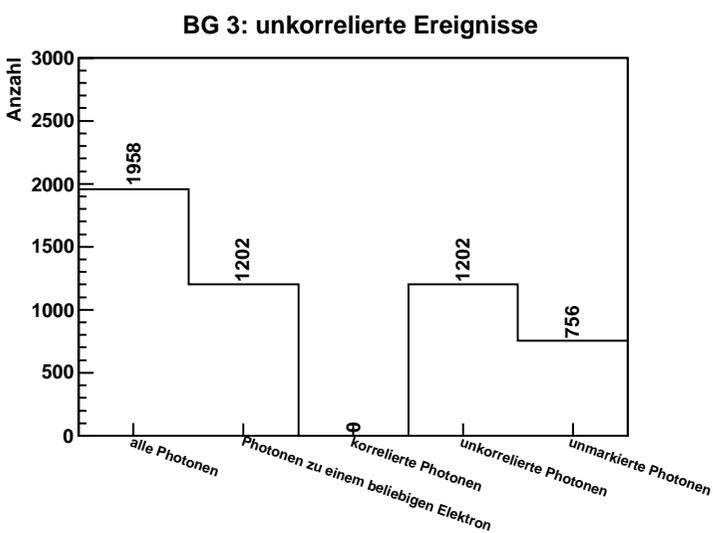
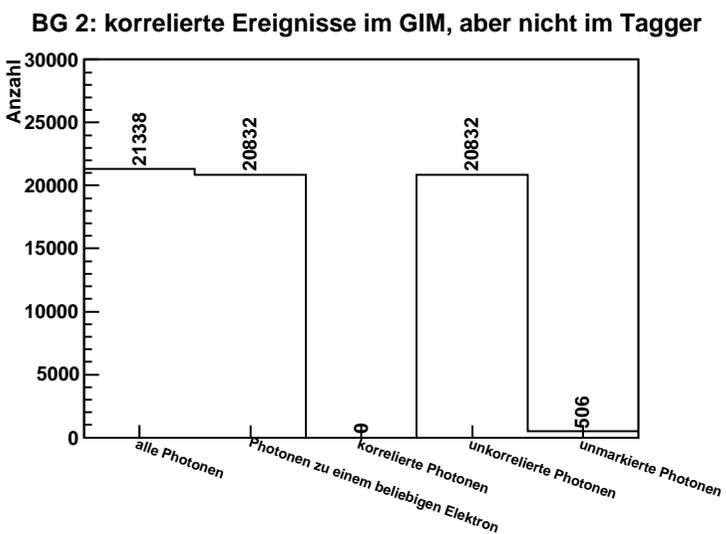
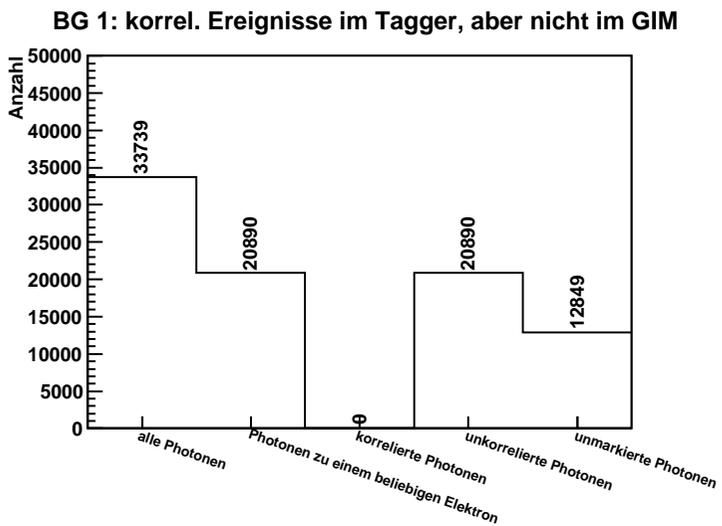
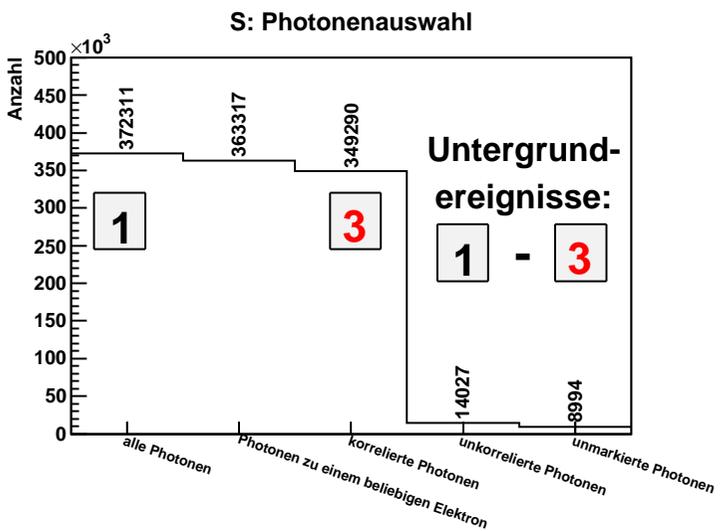


Abbildung 8.7:

Übersicht über die Beiträge zu den einzelnen Ereignisklassen, beispielhaft dargestellt für eine Simulation mit einem vorgegebenen $P_\gamma = 65\%$ und eine Rate von 1 MHz. Zur näheren Erläuterung siehe den Text auf Seite 107. Es gilt: „Gesamtanzahl an Photonen“ = „zu einem beliebigen Elektron korrelierte Photonen“ + „unmarkierte Photonen“ und „zu einem beliebigen Elektron korrelierte Photonen“ = „(echte) korrelierte Photonen“ + „unkorrelierte Photonen“.

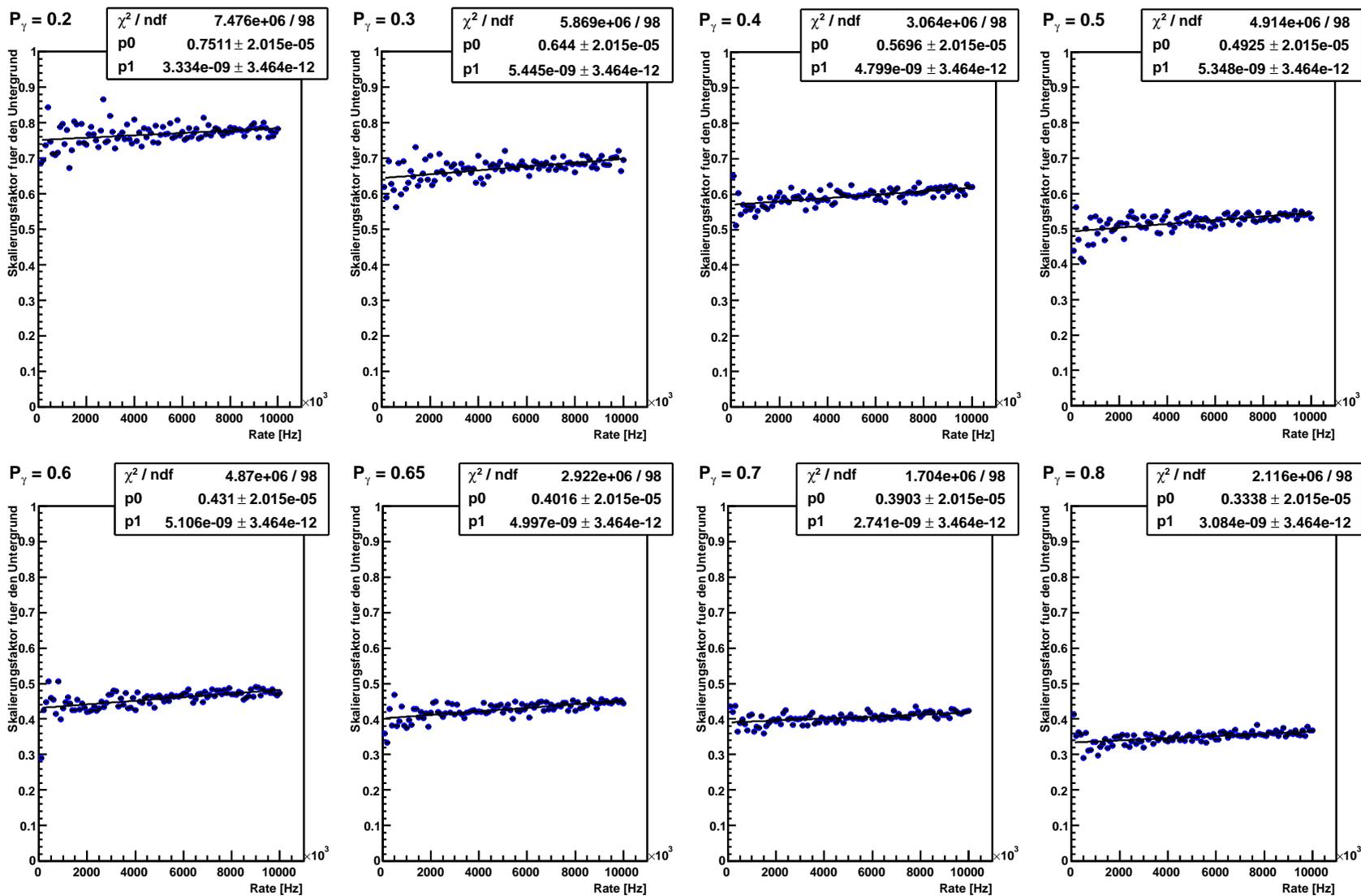
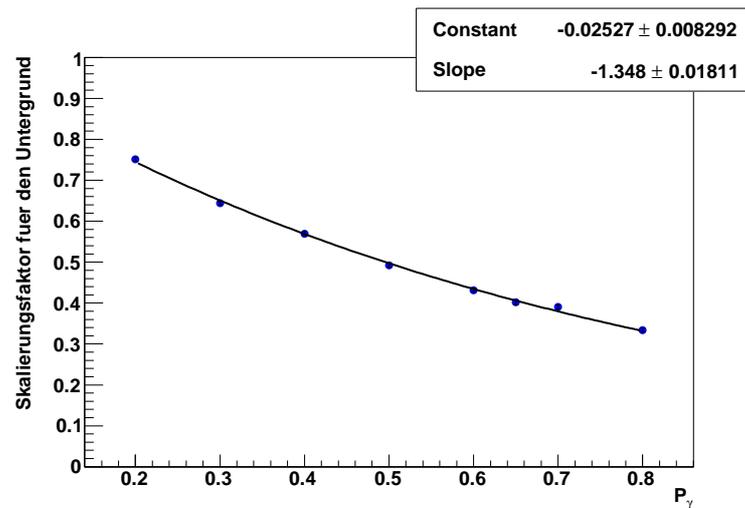


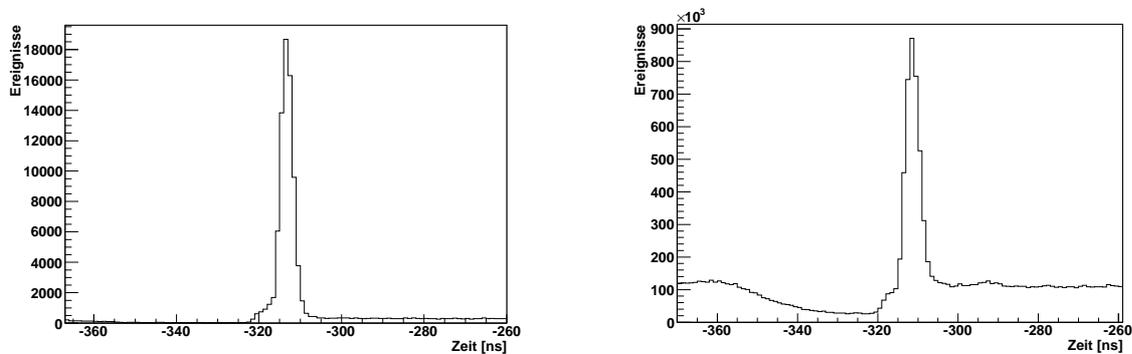
Abbildung 8.8: Übersicht über den Skalierungsfaktor bei der Zufälligenbetrachtung.

Abbildung 8.9: Verlauf des Skalierungsfaktors für den Untergrundanteil unter dem korrelierten Signal bei unterschiedlichem P_γ für eine theoretische minimalen Rate von 0 Hz. Angepasst wurde eine Funktion der Form $f(x) = \exp(a + b \cdot x)$. Im Diagramm gibt *Constant* den Wert für a an, *Slope* denjenigen für b .



Bei der Berechnung der Photondefinitionswahrscheinlichkeit für experimentelle Daten ist folglich zunächst für Messungen bei niedriger Tagging-Rate P_γ zu bestimmen, da in diesem Fall der Zufälligenbeitrag vernachlässigbar klein ist. Dies ist in den Abbildungen 8.10 und 8.11 illustriert, die die Zeitspektren für den Szintillierende-Fasern-Detektor und den GIM für eine niedrige Tagging-Rate (1 MHz) und eine hohe Tagging-Rate (10 MHz) zeigen.

Unter Berücksichtigung dieses Ergebnisses lässt sich aus den Simulationsergebnissen in den Abbildungen 8.8 und 8.9 der Skalierungsfaktor extrahieren, der für die Auswertung der Daten bei den im Experiment üblichen Tagging-Raten im Bereich von 6–10 MHz benötigt wird.



(a) Zeitspektrum des Szintillierende-Fasern-Detektors für eine Tagging-Rate von 1 MHz.

(b) Zeitspektrum des Szintillierende-Fasern-Detektors für eine Tagging-Rate von 10 MHz.

Abbildung 8.10:

Zeitspektrum des Szintillierende-Fasern-Detektors für verschiedene Tagging-Raten.

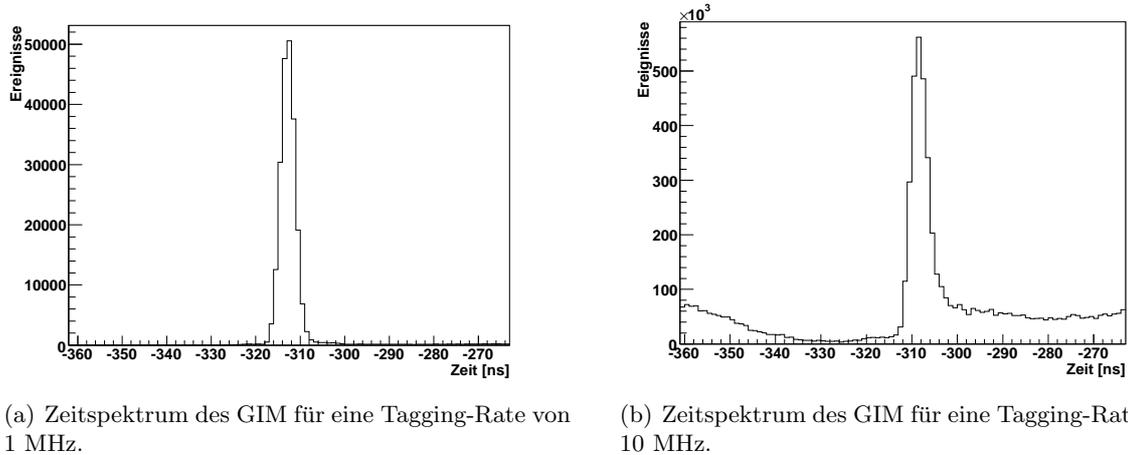


Abbildung 8.11: Zeitspektrum des GIM für verschiedene Tagging-Raten.

Totzeiteffekte

Die zweite zu beachtende Korrektur betrifft die Effizienz des Gamma-Intensitäts-Monitors ε_{GIM} , die aufgrund der (bekannten) elektronischen Totzeit bei hoher Rate $< 100\%$ ist⁵. Aus der Simulation ergibt sich beispielsweise bei einer Rate von 5,8 MHz⁶ eine Effizienz von $\varepsilon_{\text{GIM}} = 91,4\%$ (vgl. Abbildung 8.12).

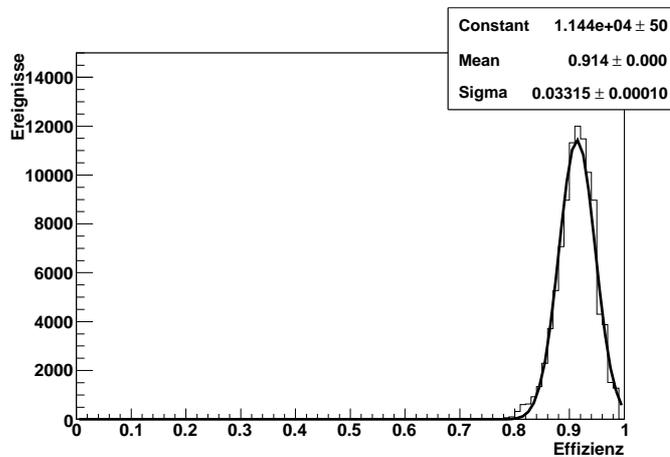
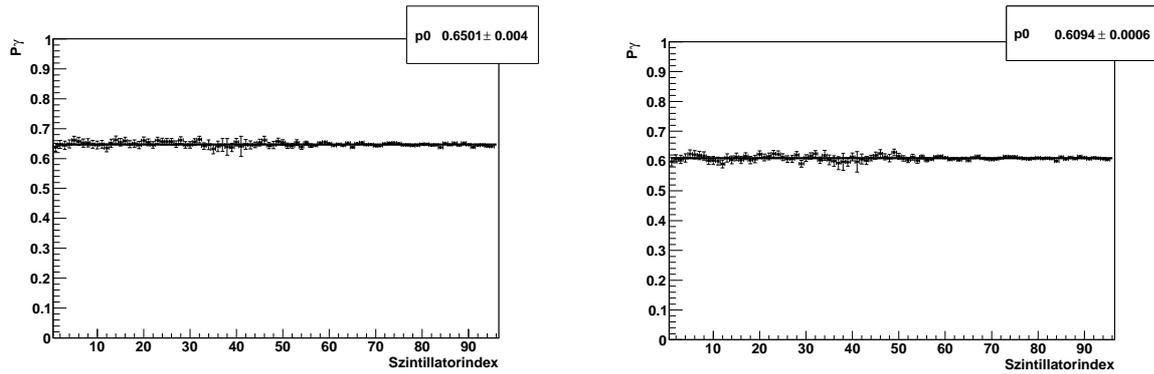


Abbildung 8.12: Aus der Simulation erhaltene Verteilung der Effizienz des GIM bei normaler Datennahmerate (5,8 MHz). Aufgrund der Totzeit der Diskriminatoren im GIM ist die Effizienz des Detektors bei typischen Datennahmeraten auf ca. 91,4 % vermindert.

Die verminderte Effizienz des GIM hat zur Folge, dass nicht alle Photonen korrekt registriert werden und folglich auch die Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ reduziert wird. Abbildung 8.13 zeigt die Auswirkung der Totzeit des GIM auf die in der Simulation rekonstruierte Photondefinitionswahrscheinlichkeit bei einem im Simulationslauf vorgegebenen Wert $P_\gamma = 65\%$ (vgl. Seite 105).

⁵Die Effizienz des GIM wird zwar auch durch die Photonnachweiswahrscheinlichkeit beschränkt, die für Photonen mit Energien nahe der eingestellten Diskriminatorschwelle kleiner als eins ist. Allerdings ist bei den für das CBELSA/TAPS-Experiment relevanten Raten im Detektor die elektronische Totzeit der dominierende Effekt.

⁶Dies entspricht einer typischen Rate im GIM während der Datennahme im Mai 2008.



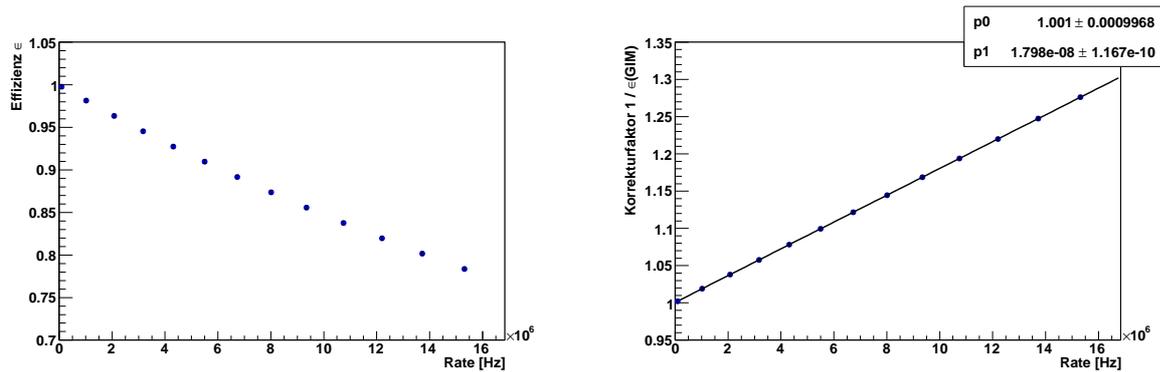
(a) In der Simulation berechnetes P_γ bei verschwindender Totzeit im GIM.

(b) In der Simulation berechnetes P_γ bei realistischer Totzeit im GIM.

Abbildung 8.13:

Auswirkung der Totzeit des GIM auf die Bestimmung der Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ bei einem in der Simulation vorgegebenen Wert $P_\gamma = 65\%$.

Die Untersuchung der Ratenabhängigkeit der GIM-Effizienz mit der Simulation liefert einen Korrekturfaktor von $\varepsilon_{\text{GIM}}^{-1} = (1,001 + 1,798 \cdot 10^{-8})/\text{Hz}$ (vgl. Abbildung 8.14), der auf den Zähler von Gleichung 8.4 angewendet werden muss.



(a) Effizienz des GIM in Abhängigkeit von der Rate im Detektor.

(b) Aus der GIM-Effizienz resultierender Korrekturfaktor.

Abbildung 8.14:

Korrekturfaktor für die Bestimmung der Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ aufgrund von Totzeiteffekten im GIM.

Bestimmung der Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ nach allen Korrekturen

Unter Berücksichtigung aller diskutierten Korrekturen resultiert die Anzahl echter Koinzidenzen zwischen Tagging-System und GIM dann aus:

$$\langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle^{\text{echt}} = \varepsilon_{\text{GIM}}^{-1} \cdot [\langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle - \alpha \cdot (BG1 + BG2 - BG3)] . \quad (8.12)$$

Der Nenner in Gleichung 8.4 – also die Anzahl der Elektronen, auf die normiert wird – ergibt sich aus einem Schnitt auf das Zeitsignal des Tagging-Detektors, wie in Abbildung 8.5 durch

die gestrichelten weißen Linien angedeutet. Dies entspricht der Anzahl aller Elektronen, die zeitlich korreliert zwischen Tagging-Detektor und *Tagger-OR*-Trigger sind und damit für echte Elektron-Photon-Koinzidenzen grundsätzlich zur Verfügung stehen.

Die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit berechnet sich dementsprechend nach:

$$P_\gamma = \frac{\varepsilon_{\text{GIM}}^{-1} \cdot [\langle N_{e^-}, N_\gamma \rangle - \alpha \cdot (BG1 + BG2 - BG3)]}{N_{e^-}} \quad (8.13)$$

Die hier vorgestellte Methode zur Bestimmung von P_γ wurde sowohl in der Simulation als auch für gemessene Daten durch Vergleich von Messungen bei unterschiedlichen Tagging-Raten überprüft.

Die in der Simulation mit dieser Methode berechneten Ergebnisse sind für niedrige und hohe Raten konsistent mit dem in die Simulation eingegebenen P_γ von 65 %:

$$P_\gamma(1 \text{ MHz}) = (65,0 \pm 0,1) \% \quad (8.14)$$

$$P_\gamma(10 \text{ MHz}) = (65,1 \pm 0,1) \% \quad (8.15)$$

Auch die Ergebnisse für experimentelle Daten bei Raten von 1 MHz bis 10 MHz zeigen eine gute Übereinstimmung (vgl. Abbildungen 8.15(a) und 8.15(b)). Dies ist nur dann möglich, wenn die Zufälligen- und die Totzeitkorrektur richtig verstanden und angewendet sind. Die Unterschiede bei hohen Detektornummern sind auf den erhöhten Untergrund aus dem Primärelektronenstrahl bei der Datennahme mit höherer Rate zurückzuführen (vgl. auch Abschnitt 8.1.3).

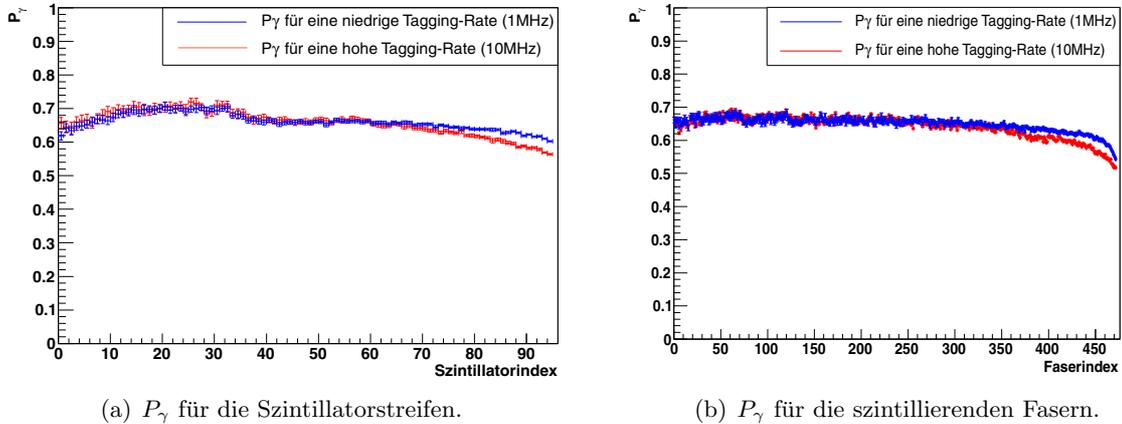


Abbildung 8.15:

Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ für die Szintillatorstreifen und die szintillierenden Fasern bei unterschiedlichen Tagging-Raten (Daten von November und Dezember 2007).

Systematischer Fehler

Der systematische Fehler bei dieser Methode, die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ zu bestimmen, wird durch die Unsicherheiten bei der Bestimmung des Korrekturfaktors $\varepsilon_{\text{GIM}}^{-1}$ dominiert. Zum einen ist eine exakte Abbildung der Situation im Beschleunigerring für alle

Messperioden – wie unterschiedliche Füllstrukturen (vgl. Abschnitt 4.3) und Extraktionsbedingungen für den Elektronenstrahl – in der Simulation nicht möglich. Um die Größe dieses Effekts abzuschätzen, wurden die Simulationsrechnungen mit verschiedenen Füllstrukturen durchgeführt, wie sie auch während der Datennahme vorgekommen sind [Fro08]. In Tabelle 8.1 sind beispielhaft die Ergebnisse für die Photondefinitionswahrscheinlichkeit bei solchen unterschiedlichen Füllstrukturen in der Simulation angegeben. Die resultierende relative Unsicherheit für die Photondefinitionswahrscheinlichkeit aufgrund dieses Einflusses liegt bei 5 %. Darüber hinaus ist der Einfluss der Totzeit der Diskriminatoren des GIM sensitiv auf die Position des Photonenstrahls. Je zentraler der Photonenstrahl positioniert ist, d. h. je gleichmäßiger er die vier zentralen Kristalle des GIM trifft, desto weniger wirkt sich die Totzeit eines einzelnen Kristalls aus. Während dieser Zeit können in den übrigen Kristallen noch Treffer registriert werden, so dass die effektive Totzeit des Detektors reduziert wird. In der Simulation wurde die Photondefinitionswahrscheinlichkeit für verschiedene effektive Totzeiten, entsprechend unterschiedlichen Strahlagen und damit unterschiedlichen Multiplizitäten der Kristallansprecher im GIM, berechnet.

Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind ebenfalls in Tabelle 8.1 dargestellt. Wie zu sehen ist, kann die zu Anfang dieses Unterkapitels erwähnte Wichtung mit der Multiplizität der Kristallansprecher die Sensitivität auf die Photonenstrahlage nur innerhalb einer relativen systematischen Unsicherheit von 5 % berücksichtigen. Insgesamt wird der relative systematische Fehler bei der Bestimmung von $\varepsilon_{\text{GIM}}^{-1}$ aus der Simulation bei quadratischer Addition der einzelnen Unsicherheiten also zu 7 % abgeschätzt. Dieser Fehler wird auch als relativer systematischer Fehler für die Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ angegeben.

Multiplizität im GIM ¹	P_γ bei hom. Füllung ²	P_γ bei inhom. Füllung ²
1	64,99 %	61,72 %
0,75	66,53 %	63,82 %
0,9	65,66 %	62,67 %
1,1 ³	64,35 %	61,31 %
1,25 ³	63,32 %	60,26 %

¹ Mit Multiplizität 1 wird diejenige bezeichnet, die bei der Soll-Strahlage während der Datennahme vorliegt, so dass die in der Tabelle angegebenen Werte jeweils dem zu dieser *Soll-Multiplizität* relativen Wert entsprechen.

² Diese in der Simulation berechneten Werte haben jeweils einen Fehler von $\pm 0,05$ %, der sich aus dem statistischen Fehler und dem Fitfehler über alle Kanäle zusammensetzt.

³ Relative Multiplizitäten > 1 sind bei leicht abweichender Photonenstrahlage im Experiment möglich, da der Photonenstrahl auf der definierten Achse nicht alle vier zentralen Kristalle des GIM genau gleichmäßig ausleuchtet.

Tabelle 8.1:

Simulationsergebnisse für P_γ bei unterschiedlicher Füllstruktur in ELSA bzw. unterschiedlicher Treffermultiplizität und damit unterschiedlicher effektiver Totzeit im GIM. Vorgegeben war ein Wert von $P_\gamma = 65$ %.

Sensitivität von P_γ auf die Strahlage

Die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit ist aufgrund der Kollimation des Photonenstrahls sehr empfindlich auf Änderungen der Strahlage. Daher erlauben die aus den experimentellen Daten gewonnenen Ergebnisse für P_γ eine zusätzliche Kontrolle der Qualität der Photonenstrahlposition. In Abbildung 8.16 ist der Mittelwert von P_γ über alle Szintillatorstreifen bzw. szintillierenden Fasern für die Strahlzeit im Dezember 2007 dargestellt. Die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit wurde hier nach Gleichung 8.13 berechnet, d. h. dass P_γ ratenunabhängig sein sollte. Generell ist der Verlauf der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit über die gesamte Datennahmeperiode sehr stabil und variiert nur in einem Bereich von $(64 \pm 3) \%$. Innerhalb der Fehler stimmen die Ergebnisse für niedrige und hohe Rate gut überein. Die Werte für die niedrige Rate liegen systematisch leicht höher, da bei der Mittelung über alle Szintillatorstreifen bzw. Fasern der bei hoher Rate erhöhte Untergrund im Bereich hoher Detektornummern (vgl. Abbildung 8.15) zu einer Verringerung von P_γ führt. Wie aus der Abbildung ebenfalls ersichtlich ist, hat eine veränderte Strahlage unmittelbare Auswirkungen auf die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit und führt zu einer deutlichen Reduzierung.

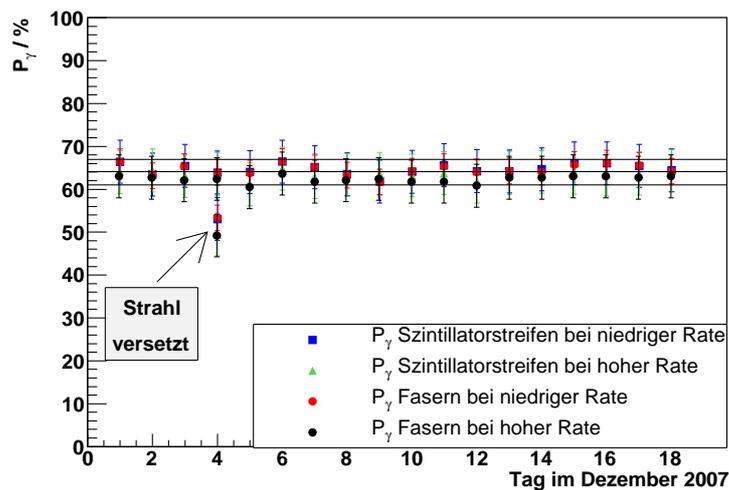


Abbildung 8.16: Verlauf der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit während der Datennahme im Dezember 2007. Eingezeichnet sind zusätzlich die Gerade $P_\gamma = 64 \%$ und der ± 3 -Prozentpunkte-Unsicherheitsbereich. Eine Veränderung der Strahlage äußert sich unmittelbar in einem reduzierten P_γ .

8.1.3 Vergleich der Ergebnisse aus den Rechnungen mit den aus Experimentdaten gewonnenen Resultaten

In Abschnitt 8.1.1 wurde der Einfluss der Kollimation und der Strahldivergenz auf die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit diskutiert. Abbildung 8.17 zeigt im Vergleich die aufgrund dieser Überlegungen erwartete Photondefinitions-wahrscheinlichkeit und die nach Gleichung 8.13 gewonnenen Ergebnisse aus experimentellen Daten.

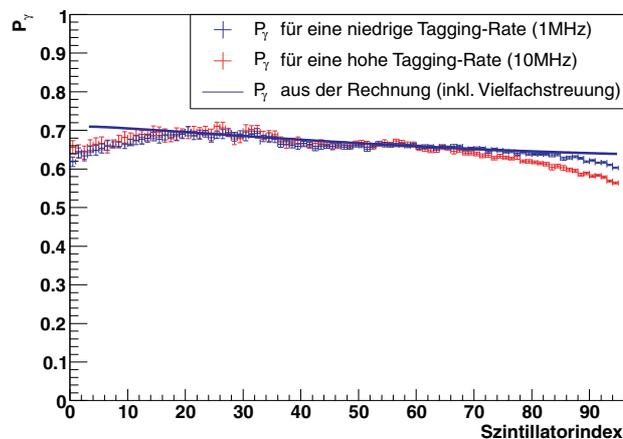


Abbildung 8.17: Vergleich der Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ aus den theoretischen Rechnungen und aus experimentellen Daten für eine Primärstrahlenergie von $E_0 = 2383,98$ MeV und bei Verwendung der Vacoflux-Folie als Bremsstrahlungsradiator.

Generell zeigen die theoretische und die experimentelle Rechnung eine gute Übereinstimmung. Allerdings sind dabei zwei Einschränkungen zu beachten:

1. Das experimentell für die Szintillatorstreifen bestimmte P_γ zeigt im Bereich der Szintillatoren 34–36 eine Stufe. Dies entspricht gerade dem Übergang im Detektoraufbau von der Positionierung der einzelnen Szintillatoren in der Fokalebene zur Positionierung außerhalb der Fokalebene und der Verwendung unterschiedlicher Detektorkomponenten (vgl. Kapitel 4, Abschnitt 4.2.4). Die Rechnungen, die in Abschnitt 8.1.1 beschrieben wurden, behandeln nur die beteiligten physikalischen Prozesse und berücksichtigen nicht die Besonderheiten des Detektoraufbaus. Die in den experimentellen Daten zu sehende Stufe konnte aus diesem Grund nicht nachgebildet werden.
2. Die experimentellen Daten zeigen im Bereich sehr niedriger und sehr hoher Elektronenergien einen deutlichen Abfall der berechneten Photondefinitionswahrscheinlichkeit. Dieser ist stärker als derjenige, der unter Berücksichtigung des Kollimator- und Strahldivergenzeinflusses in Abhängigkeit von der Elektronenergie berechnet wurde.

Die unter Punkt 2 beschriebenen Abweichungen werden durch zwei unterschiedliche Effekte verursacht, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

Untergrundereignisse im Tagging-System

Die Tagging-Kanäle für die kleinen Elektronenergien (kleine Kanalnummern) registrieren zusätzlich zu echten Bremsstrahlungselektronen auch niederenergetischen Untergrund aus der Elektronenstrahlführung vom Beschleunigerring zum Tagging-System, der nicht mit der Produktion von Photonen assoziiert ist. Darüber hinaus tragen auch Elektronen aus Møller-Streuprozessen im Bremsstrahlungsradiator in diesem Bereich zum Untergrund bei. Bei Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Møller-Streuung im Bereich der niedrigsten Kanalnummern zeigt sich, dass die Wahrscheinlichkeit für Møller-Streuung nur um etwa einen Faktor 8 unterdrückt ist. Dies ist in Tabelle 8.2 gezeigt: Neben den integralen Wirkungsquerschnitten für Bremsstrahlungsemission von Photonen mit Energien zwischen $70\% \cdot E_0$ und $97\% \cdot E_0$ sowie für die Møller-Streuung von Elektronen mit Energien zwischen $3\% \cdot E_0$ und $30\% \cdot E_0$ ist das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte beispielhaft für den Kanal 1 aufgeführt.

Radiator	E_0 [GeV]	$\sigma'_{\text{Møller}}$ [barn]	$\sigma'_{\text{Bremsstr.}}$ [barn]	$\frac{\sigma'_{\text{Møller}}}{\sigma'_{\text{Bremsstr.}}}$ für Kanal 1
Cu	3,2	$1,133 \cdot 10^{-1}$	2,578	$1,266 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 8.2:

Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Møller-Streuung im Bereich der niedrigen Elektronenergien. Die Striche deuten an, dass die Wirkungsquerschnitte nur für einen eingeschränkten Energiebereich integriert wurden.

Der detektierte Anteil der Møller-Streuung wird allerdings durch die geringe geometrische Akzeptanz der Szintillatorstreifen für die niederenergetischen Møller-Elektronen reduziert, so dass der Anteil an Untergründereignissen durch Møller-Elektronen auch für die niedrigsten Kanalnummern kleiner als 10^{-2} ist.

Die hohen Tagging-Kanäle dagegen, die die hochenergetischen Elektronen nachweisen, werden aufgrund ihrer sehr strahlnahen Position durch den Halo des Primärelektronenstrahls beeinflusst, so dass auch in diesem Bereich Elektronen registriert werden, zu denen es kein korrespondierendes Photon gibt.

In beiden Fällen ist aufgrund der zu hohen Anzahl von angenommenen echten Elektronentreffern eine Reduzierung der Photondefinitionswahrscheinlichkeit die Folge. Diese zusätzliche Energieabhängigkeit von P_γ wurde anhand von dedizierten *Tagger-OR*-Messungen mit und ohne Bremsstrahlungsradiator verifiziert. In Abbildung 8.18 sind die zugehörigen Trefferverteilungen für die Szintillatorstreifen dargestellt. Abbildung 8.19 zeigt zur besseren Illustration die Trefferverteilung für die Messung ohne einen Bremsstrahlungsradiator noch einmal in vergrößerter Darstellung. Wie aus beiden Abbildungen (8.18 und 8.19) ersichtlich ist, registrieren die niedrigen und hohen Tagging-Kanäle auch ohne Verwendung eines Bremsstrahlungsradiators eine beträchtliche Anzahl an Treffern, die als echte Elektronen identifiziert werden.

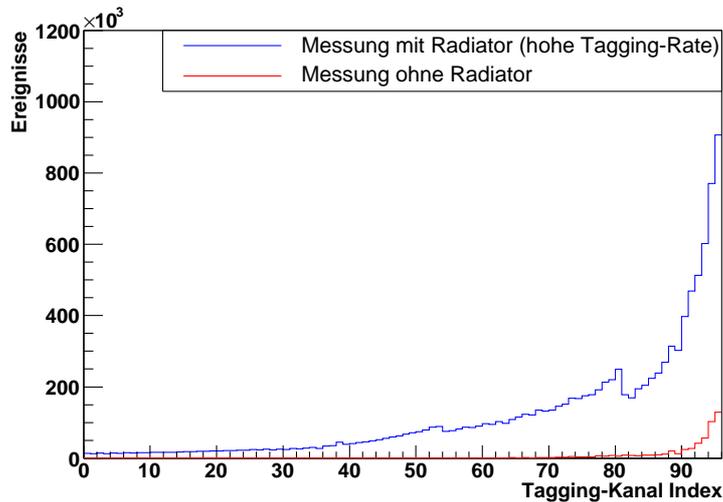
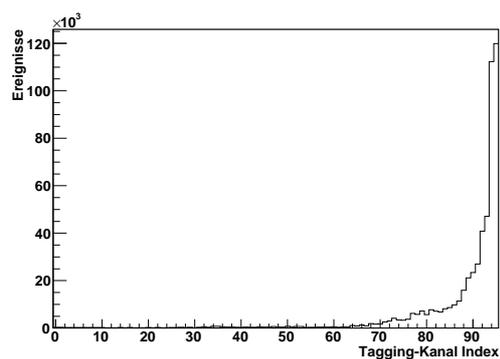
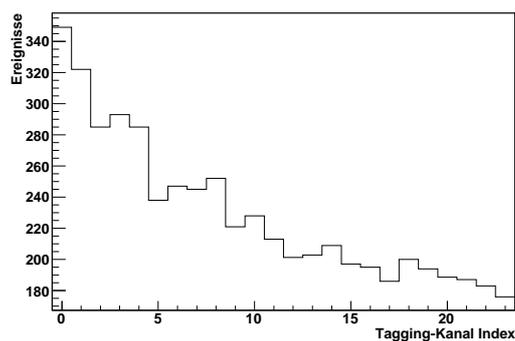


Abbildung 8.18: Trefferverteilung für die Szintillatorstreifen im Vergleich für Messungen mit (blau) und ohne (rot) Bremsstrahlungsradiator bei gleichem Elektronenstrahlstrom (entsprechend einer Tagging-Rate von 8 MHz).



(a) Trefferverteilung für alle Tagging-Kanäle.

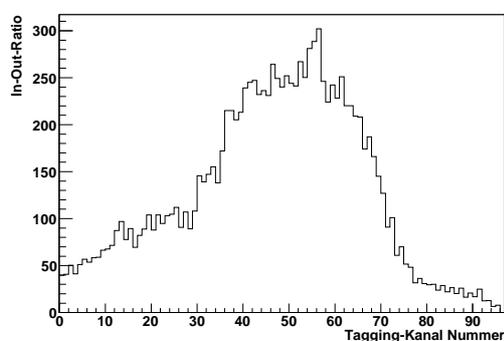


(b) Trefferverteilung für die niedrigen Tagging-Kanäle (vergrößerte Darstellung der linken Teilabbildung im Bereich der Kanäle 1–25).

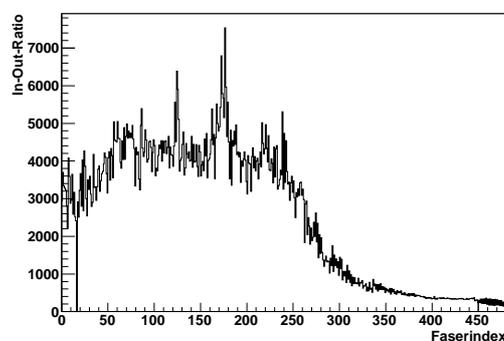
Abbildung 8.19:

Trefferverteilung in den Szintillatorstreifen ohne Verwendung eines Bremsstrahlungsradiators.

Dies wird durch das Verhältnis der integralen Zählraten im Tagging-System für Messungen mit und ohne Bremsstrahlungsradiator bestätigt – auch *In-Out-Ratio* genannt –, das von 10 für die von den beschriebenen Untergrundprozessen beeinflussten Kanäle bis zu 300 für die unbeeinflussten Kanäle variiert (vgl. Abbildung 8.20(a)). Wie zu erwarten, sind für den Szintillierende-Fasern-Detektor die strahlennahen Fasernummern ebenfalls deutlich durch den Halo des primären Elektronenstrahls beeinflusst, wie in Abbildung 8.20(b) illustriert ist. Eine Korrektur dieses



(a) In-Out-Ratio für die Szintillatorstreifen.



(b) In-Out-Ratio für die szintillierenden Fasern.

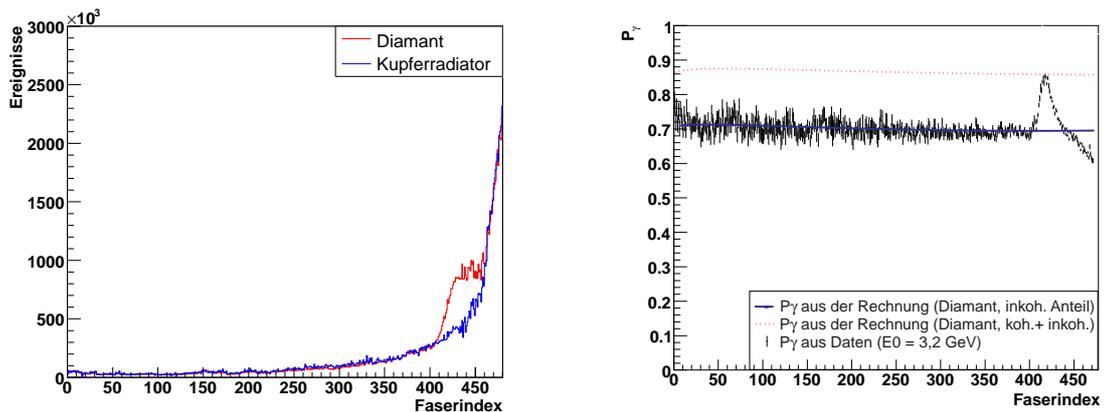
Abbildung 8.20:

In-Out-Ratio für die Tagging-Detektoren. Das Verhältnis der Zählraten mit und ohne Bremsstrahlungsradiator spiegelt die Auswirkungen von Untergrundprozessen im Bereich der sehr niedrigen und sehr hohen Elektronenergien wider.

Effektes bei der Berechnung der Photondefinitionswahrscheinlichkeit ist prinzipiell möglich, würde allerdings sehr häufige Messungen ohne einen Bremsstrahlungsradiator erfordern. Dies ist wegen des damit einhergehenden großen Verlustes an Messzeit im Experimentbetrieb nicht vorgesehen.

P_γ -Verlauf bei Verwendung linear polarisierter Photonen

Eine weitere Besonderheit im Verlauf der energieabhängigen Photondefinitions-wahrscheinlichkeit über die Szintillatorstreifen bzw. die szintillierenden Fasern zeigt sich bei Verwendung linear polarisierter Photonen. Aufgrund der stärker vorwärts gerichteten Winkelverteilung [R⁺98] beschneidet der Kollimator den Bremsstrahlungskegel linear polarisierter Photonen weniger stark als den inkohärenten Anteil. Dies resultiert in einer Erhöhung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit im Bereich der kohärenten Überhöhung des Bremsstrahlungsspektrums, deren Verlauf dem dieser Überhöhung folgt. In Abbildung 8.21 ist in der linken Teilabbildung die Trefferverteilung in den szintillierenden Fasern für die Datennahme mit dem Diamantradiator im Vergleich zu der mit einem amorphen Kupferradiator dargestellt. Die rechte Teilabbildung zeigt die zugehörige P_γ -Verteilung für die szintillierenden Fasern. Zusätzlich sind in der rechten Teilabbildung die Ergebnisse aus zwei theoretischen Rechnungen eingezeichnet. Zum einen in Blau die Ergebnisse für den inkohärenten Anteil der Bremsstrahlung am Diamantradiator; zum anderen in Rot die Resultate für eine stärker vorwärts gerichtete Winkelverteilung entsprechend dem polarisierten Anteil, also für die kohärente Überhöhung im Spektrum (vgl. auch Abbildung 3.5 in Abschnitt 3.2). Dabei ist diese Winkelverteilung in der Rechnung vereinfachend für *alle* Photonenergien angenommen. Die Erhöhung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit entsprechend der kohärenten Überhöhung ist deutlich sichtbar.



(a) Trefferverteilung für die szintillierenden Fasern im Vergleich für Messungen mit dem Diamantradiator und dem amorphen Kupferradiator.

(b) P_γ -Verteilung im Vergleich für experimentelle Daten und die theoretische Rechnung.

Abbildung 8.21:

Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ bei Verwendung des Diamantradiators ($E_0 = 3,2$ GeV).

8.2 Der Photonfluss

Wie zu Anfang dieses Kapitels erwähnt, versteht man unter dem Photonfluss die Anzahl N_γ der am Bremsstrahlungstarget erzeugten Photonen pro Zeit, die das Target durchqueren, also dort eine Reaktion auslösen können. N_γ ergibt sich gemäß der zuvor ausgeführten Überlegungen aus der Anzahl der im Tagging-System rekonstruierten echten Elektrontreffer $N_{e^-}^{\text{Tagger}}$ korrigiert

um die Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ ⁷:

$$N_\gamma = N_{e^-}^{\text{Tagger}} \cdot P_\gamma. \quad (8.16)$$

Um $N_{e^-}^{\text{Tagger}}$ zu erhalten, muss die Anzahl der roh im Tagging-System registrierten Elektronen $N_{\text{Scaler}}^{\text{Tagger}}$ allerdings noch – wie in Unterabschnitt 8.2.2 erläutert wird – auf gültige Zähler-Einträge normiert werden, so dass sich der Photonenfluss wie folgt darstellt:

$$N_\gamma = N_{\text{Scaler}}^{\text{Tagger}} \cdot \frac{N_{\text{TDC}}^{\text{rekon}}}{N_{\text{TDC}}^{\text{Tagger}}_{\text{alle}}} \cdot P_\gamma. \quad (8.17)$$

Dabei bezeichnet $N_{\text{Scaler}}^{\text{Tagger}}$ die Anzahl der Ereignisse, die in den Zählern des Tagging-Detektors registriert wurde, $N_{\text{TDC}}^{\text{rekon}}$ die Anzahl der in der Datenanalyse rekonstruierten gültigen Elektrentreffer (d. h. diejenigen Elektrentreffer, die in der Datenanalyse als mit einem Bremsstrahlungsereignis assoziiert rekonstruiert werden), $N_{\text{TDC}}^{\text{Tagger}}_{\text{alle}}$ die Gesamtanzahl der Einträge im TDC des Tagging-Detektors und P_γ die im vorhergehenden Abschnitt erläuterte Photondefinitionswahrscheinlichkeit.

Bei der Bestimmung des zeitintegrierten Photonenflusses N_γ spielt zudem die Wahl des Zeitintervalls für die Integration eine entscheidende Rolle: es ist nur die Anzahl an Photonen relevant, die während der *life time* – der Zeit, während der die Datenakquisition bereit ist, Ereignisse aufzunehmen – registriert werden. Da die Zähler für die Szintillatorstreifen mit der *life time* synchronisiert sind, liefern diese die Anzahl $N_{\text{Scaler}}^{\text{Tagger}}$ im korrekten Zeitintervall. Die Zähler der Fasern dagegen sind mit dem *Spill*⁸ synchronisiert, so dass eine Korrektur nötig ist.

In den folgenden Abschnitten werden die notwendigen Korrekturen im Einzelnen erläutert.

8.2.1 Zeitkorrektur für die Faser-Zähler

Die Zähler enthalten die Anzahl an Treffern in den szintillierenden Fasern des Tagging-Systems, die innerhalb eines bestimmten Zeitfensters registriert werden. Bei der Verwendung der Zählereinträge in der Photonenflussanalyse muss berücksichtigt werden, dass die Faser-Zähler mit dem *Spill* synchronisiert sind. D. h. sie registrieren nur Ereignisse in der so genannten *spill time* und werden am Ende jedes *Spills* zurückgesetzt, um einen Überlauf zu vermeiden. Durch Einstellen des *spill gates* im Experimenttrigger lässt sich festlegen, welcher Zeitraum der Elektronenstrahlextraktion zur Datennahme genutzt wird⁹.

Dementsprechend muss in der Photonenflussanalyse für die Zählereinträge eine Zeitkorrektur

⁷Bei der Bestimmung des Nenners von P_γ spielt nur die Anzahl aller Elektronen aus dem Zeitsignal des Tagging-Detektors ohne weitere Einschränkungen eine Rolle (vgl. Seite 114). Für den Photonenfluss jedoch sind genau die Elektronen von Bedeutung, die im Tagging-System als zu einem echten Bremsstrahlungsereignis korreliert rekonstruiert werden.

⁸Vgl. Abschnitt 4.1: *Spill* bezeichnet das Zeitintervall, innerhalb dessen Elektronen aus ELSA zum Experimentplatz extrahiert werden.

⁹So können beispielsweise die Anfangs- und Endphase des *Spills*, in denen nicht gleichmäßig extrahiert wird, aus der Datennahme ausgenommen werden.

von der *spill time* auf die *life time* vorgenommen werden:

$$N_{\text{Scaler}_{\text{korr}}}^{\text{Tagger}} = N_{\text{Scaler}}^{\text{Tagger}} \cdot \frac{t_{\text{life}}}{t_{\text{spill}}} . \quad (8.18)$$

Diese Zeitkorrektur kann im *Tagger-OR-Run* bei niedriger Rate mit Hilfe der TDC-Einträge für die szintillierenden Fasern überprüft werden, da bei niedriger Rate Untergründereignisse in den TDCs keine Rolle spielen. Für Ereignisse mit sowohl gültigen Zähler- als auch TDC-Einträgen sollte gelten:

$$\frac{N_{\text{Scaler}_{\text{korr}}}^{\text{Tagger}}}{N_{\text{TDC}_{\text{alle}}}^{\text{Tagger}}} = 1 . \quad (8.19)$$

Wie in Abbildung 8.22 zu sehen, ist diese Bedingung hier gut erfüllt.

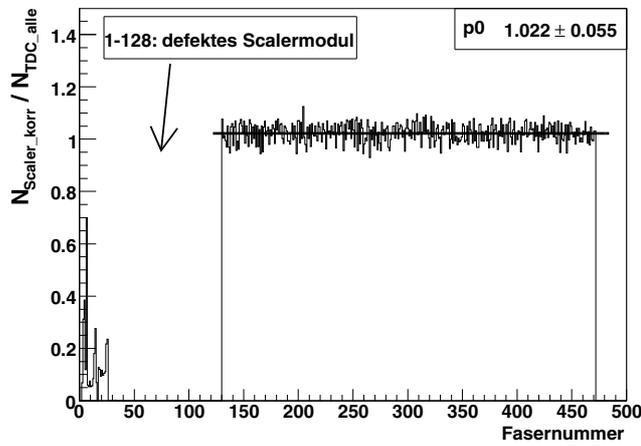


Abbildung 8.22: Verhältnis $N_{\text{Scaler}_{\text{korr}}}^{\text{Tagger}} / N_{\text{TDC}_{\text{alle}}}^{\text{Tagger}}$ zur Überprüfung der Zeitkorrektur für die szintillierenden Fasern.

Für die Zähler der Szintillatorstreifen muss eine zu Gleichung 8.19 äquivalente Bedingung ohne Korrektur der Zeit gelten. Auch dies ist gut erfüllt, wie aus Abbildung 8.23 ersichtlich ist.

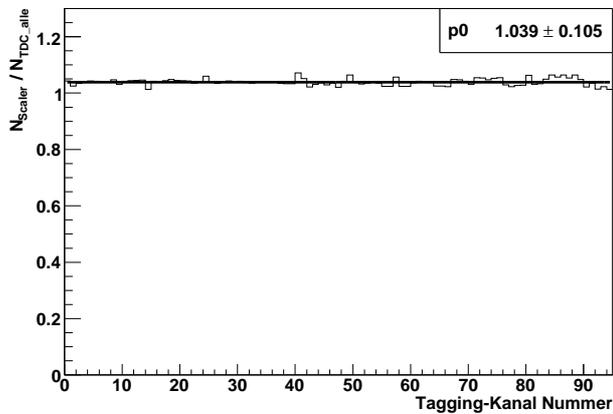


Abbildung 8.23: Verhältnis $N_{\text{Scaler}}^{\text{Tagger}} / N_{\text{TDC}_{\text{alle}}}^{\text{Tagger}}$ für die Szintillatorstreifen.

8.2.2 Normierung auf echte Elektrontreffer

Die zeitkorrigierte Anzahl $N_{\text{Scaler}_{\text{korr}}}^{\text{Tagger}}$ entspricht noch nicht der Anzahl der echten Bremsstrahlungsereignisse.

Aufgrund der hohen Raten, die im Experiment üblich sind, registrieren die Zähler eine nicht zu vernachlässigende Anzahl an Ereignissen, die nicht zu einem echten Bremsstrahlungsereignis korreliert sind. In der Datenanalyse wird mit Hilfe verschiedener Schnitte (vgl. auch Kapitel 7) aus den Einträgen in den TDCs des Tagging-Systems der Anteil gültiger Elektrontreffer rekonstruiert. Dies wird verwendet, um die Untergrundereignisse zu berücksichtigen und die Zähler-Einträge auf die gültigen vom Tagging-System registrierten Elektrontreffer zu normieren:

$$N_{e^-}^{\text{Tagger}} = N_{\text{Scaler}_{\text{korr}}}^{\text{Tagger}} \cdot \frac{N_{\text{TDC}}^{\text{rekon}}}{N_{\text{TDC}_{\text{alle}}}^{\text{Tagger}}}. \quad (8.20)$$

Da die Photonflussbestimmung anhand der gleichen Daten durchgeführt werden sollte, die auch bei der Rekonstruktion der hadronischen Prozesse verwendet werden, werden $N_{\text{Scaler}_{\text{korr}}}^{\text{Tagger}}$, $N_{\text{TDC}_{\text{alle}}}^{\text{Tagger}}$ und $N_{\text{TDC}}^{\text{rekon}}$ aus Daten bestimmt, die mit hadronischer Triggerbedingung aufgenommen worden sind. Somit hängt insbesondere die Definition von $N_{\text{TDC}}^{\text{rekon}}$ von der Datenanalyse des Einzelnen ab. D. h. Bedingungen, die zur Definition eines echten Elektrontreffers aufgestellt werden, müssen in Datenanalyse und Photonflussbestimmung übereinstimmen. Beispiele für solche Bedingungen sind das Benutzen von Clustern (falls mehr als eine Faser einen Treffer registriert hat, werden Treffer innerhalb eines Zeitfensters von 2 ns in benachbarten Fasern geclustert, d. h. zu einem Elektrontreffer zusammengefasst), angewendete Zeitschnitte oder das Fordern eines zusätzlichen Treffers in einem Szintillator hinter der szintillierenden Faser, so genanntes *geometrisches Mapping* (vgl. Abschnitt 7.3).

8.2.3 Resultierender Photonfluss

Die Gesamtanzahl an Photonen, die am Experimenttarget für eine hadronische Reaktion zur Verfügung stehen, berechnet sich also gemäß:

$$N_{\gamma} = N_{\text{Scaler}_{\text{korr}}}^{\text{Tagger}}(\text{Daten}) \cdot \frac{N_{\text{TDC}}^{\text{rekon}}(\text{Daten})}{N_{\text{TDC}_{\text{alle}}}^{\text{Tagger}}(\text{Daten})} \cdot P_{\gamma}(\text{Tagger-OR}). \quad (8.21)$$

Abbildung 8.24 zeigt beispielhaft die nach dieser Methode bestimmte Photonenzahl N_{γ} pro Sekunde in Abhängigkeit von der Photonenergie für Daten aus dem Dezember 2007, einmal für die Szintillatorstreifen und einmal für den Szintillierende-Fasern-Detektor berechnet. Zusätzlich ist ein $1/E_{\gamma}$ -Fit (einschließlich des logarithmischen Terms aus dem Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt) für den erwarteten Verlauf eingezeichnet, der eine gute Übereinstimmung mit dem berechneten Spektrum zeigt. In einer Diplomarbeit aus dem Dezember 2008 [Har08] wurde ebenfalls der absolute Photonfluss für das CBELSA/TAPS-Experiment bestimmt. Dort wurde die Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_{γ} – nachdem die Beiträge der verschiedenen Ereignisklassen und die Behandlung der Zufälligen, wie in der vorliegenden Arbeit erläutert, verstanden waren – direkt aus dem Differenzzeitspektrum zwischen Tagging-Detektor und GIM bestimmt. Zur Bestimmung der korrelierten Ereignisse zwischen den beiden Detektoren wurde bei hadronischer Triggerbedingung das diagonale Band des zweidimensionalen Spektrums (vgl. Abbildung 8.5(b)) außerhalb des Hauptkorrelationssignals herangezogen. Die zufälligen Koinzidenzen lassen sich dann als diagonale Bänder neben der Hauptdiagonalen, ebenfalls unter Aussparung des Hauptkorrelationssignals, von den echten korrelierten Ereignissen abziehen. Dies bietet gegenüber der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Methode den Vorteil, dass

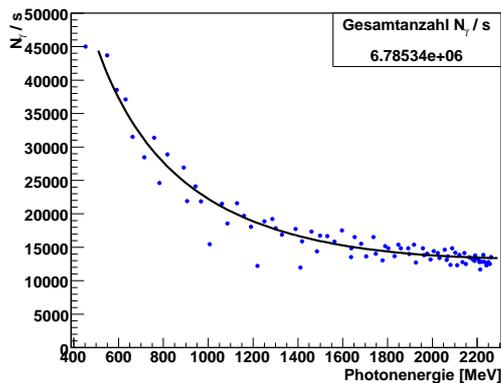
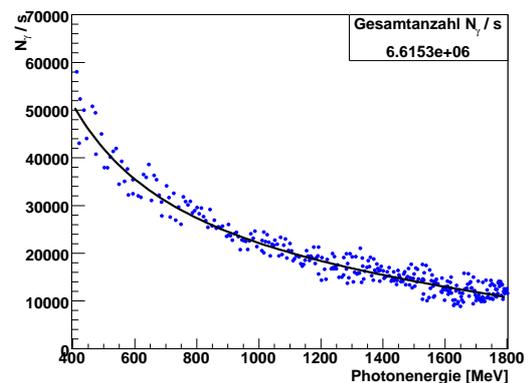
(a) N_γ/s für die Szintillatorstreifen.(b) N_γ/s für den Szintillierende-Fasern-Detektor.

Abbildung 8.24:

Photonenanzahl N_γ/s in Abhängigkeit von der Photonenergie für Daten aus dem Dezember 2007 (Primärstrahlenergie $E_0 = 2400$ MeV). Das Spektrum für die szintillierenden Fasern endet bei einer Photonenergie von 1800 MeV, da das Scalermodul für die Fasern 1–128 defekt war.

weitaus mehr Daten zur Verfügung stehen und für jeden Datennahmelauf direkt das zugehörige P_γ bestimmt werden kann.

In Abbildung 8.25 werden die verschiedenen Ergebnisse¹⁰ für den Verlauf der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Detektornummer miteinander verglichen. Zum einen ist in Rot der Verlauf dargestellt, der nach der in [Har08] beschriebenen Methode bestimmt wurde, und zum anderen in Blau derjenige für die Bestimmung von P_γ nach Gleichung 8.13. Innerhalb der Fehler zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Lediglich im Bereich der sehr hohen Detektornummern zeigen sich Abweichungen zwischen den verschiedenen Ergebnissen, die auf die Problematik des zusätzlichen Untergrundes aus dem Primärstrahl zurückzuführen sind. Die Behandlung dieses Untergrundes ist zurzeit noch nicht abschließend geklärt und Gegenstand weiterer Untersuchungen. Insgesamt lässt sich eine konsistente Beschreibung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit durch beide Methoden bestätigen.

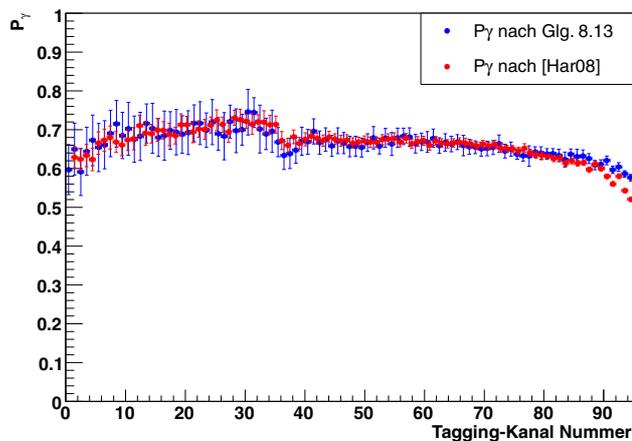


Abbildung 8.25: Vergleich der nach den verschiedenen Methoden bestimmten Ergebnisse für die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ . Innerhalb der Fehler zeigt sich eine gute Übereinstimmung für die Ergebnisse, die nach der in [Har08] beschriebenen Methode bestimmt wurden, und diejenigen aus der vorliegenden Arbeit.

¹⁰Die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit wurde jeweils für Daten bei einer Primärstrahlenergie von $E_0 = 2350$ MeV und der Vacofluxfolie als Bremsstrahlungsradiator bestimmt (Datennahmelauf 122700 (Datentrigger *trig42.st2*) und 122709 (*Tagger-OR-Trigger*), 25. November 2008).

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem CBELSA/TAPS-Experiment werden im Rahmen des SFB/TR 16 zur weiteren Klärung der Bildungsmechanismen und der Struktur hadronischer Resonanzen Messungen von Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen durchgeführt. Dabei werden Photonen charakteristischer Polarisationszustände verwendet. Die hochenergetischen, linear oder zirkular polarisierten Photonenstrahlen werden über den Bremsstrahlungsprozess erzeugt. Die Energie der Photonen bestimmt sich aus der Differenz zwischen der Elektronenergie vor (E_0) und nach (E_{e^-}) dem Bremsstrahlungsprozess. Dies erfordert den Nachweis der Sekundärelektronen mit Hilfe eines so genannten *Tagging-Systems*.

Als wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit wurde ein neues Tagging-System nach dem Entwurf in [FP04] aufgebaut und in Betrieb genommen, in das Instrumente zur Präparation und zum Nachweis von linear und zirkular polarisierten Photonen integriert sind.

Das Tagging-System besteht aus einem Hodoskop mit 96 Szintillatorstreifen sowie einem Detektor mit 480 szintillierenden Fasern, der dem Hodoskop zur Verbesserung der Energieauflösung im Bereich der hochenergetischen Elektronen vorgelagert ist. Mit dieser Detektorkombination wird der Nachweis der Sekundärelektronen aus dem Bremsstrahlungsprozess in einem Energiebereich von $0,021 \cdot E_0$ bis $0,871 \cdot E_0$ mit einer Zeitauflösung von $\sigma = 0,240$ ns (Szintillatordetektor) bzw. $\sigma = 0,560$ ns (Faserdetektor) und einer Energieauflösung von $0,1 \% \cdot E_0$ bis $0,4 \% \cdot E_0$ ermöglicht.

Die erreichte Zeitauflösung erlaubt es, das Tagging-System als Zeitreferenz für die übrigen Experimentkomponenten zu verwenden.

Die Energiekalibration der Photonenmarkierungsanlage erforderte umfangreiche, dedizierte Messungen, die Teil dieser Arbeit waren und durch ausführliche Simulationsrechnungen mit den Software-Paketen Geant4 bzw. CST EM STUDIO ergänzt wurden. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen wurden zur Extrapolation der gemessenen Daten in den Energiebereichen verwendet, die direkten Kalibrationsmessungen nicht zugänglich waren. Darüber hinaus konnten die Simulationsergebnisse Aufschluss über den Einfluss der verschiedenen Strahlungsparameter des primären Elektronenstrahls auf die zu erreichende Energieauflösung geben und die Notwendigkeit bestätigen, die Elektronenstrahlextraktion in die Experimenthalle hinsichtlich Strahlbreite und Position des Elektronenstrahls am Bremsstrahlungsradiator für alle Produktionsmessungen zu optimieren.

Neben der Bereitstellung der Energie- und Zeitinformation besteht eine Schlüsselfunktion des Tagging-Systems in einer genauen Messung des Elektronenflusses. Aus der Anzahl der in der Photonenmarkierungsanlage registrierten Elektronen N_{e^-} lässt sich die Anzahl N_γ an Photonen, die das Produktionstarget im erfassten Energiebereich durchqueren, berechnen. Die Kenntnis dieser Anzahl ist essentiell für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten im CBELSA/TAPS-Experiment.

Bei der Bestimmung des Photonenflusses spielt die Bestimmung der Photondefinitions wahr-

scheinlichkeit P_γ eine zentrale Rolle, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit zu einem Signal aus dem Tagging-System das zugehörige Photon im Photonenstrahl am Produktionstarget vorhanden ist. Hierzu wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen detaillierte Untersuchungen angestellt, die Aufschluss über die zu beachtenden Untergründereignisklassen und deren Beitrag geben. Darüber hinaus wurde analysiert, welchen Einfluss Totzeiteffekte in der Detektorelektronik und die Effizienz des Gamma-Intensitäts-Monitors bei verschiedenen Raten (von 0–10 MHz) auf die berechnete Photondefinitions-wahrscheinlichkeit haben. Nachdem diese Effekte untersucht und verstanden waren, konnte als ein weiteres wesentliches Ergebnis dieser Arbeit eine Vorschrift für die Bestimmung von P_γ gefunden werden, die die verschiedenen Ergebnisse mittels Korrekturfaktoren berücksichtigt und bei Tagging-Raten von 1 MHz bis 10 MHz konsistente Resultate liefert.

Darüber hinaus wurde eingehend untersucht, welche Auswirkungen die Kollimation des Photonenstrahls auf die Anzahl der tatsächlich im Experiment zur Verfügung stehenden Photonen und damit auf das maximal erreichbare P_γ hat. Die experimentell schon beobachtete Energieabhängigkeit der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ konnte so erklärt werden. Weiterhin wurde auch die Strahldivergenz aus dem Beschleunigerring bzw. aus der Vielfachstreuung im Bremsstrahlungsradiator in die Rechnungen einbezogen. Unter Berücksichtigung der effektiven Winkelverteilung für die gestreuten Elektronen ergibt sich abhängig vom Radiortyp eine erhebliche Reduzierung der maximal im Experiment erreichbaren Photondefinitions-wahrscheinlichkeit. Die Ergebnisse dieser Rechnungen stimmen gut mit den nach Kapitel 8 experimentell gewonnenen Ergebnissen überein und konnten eine Erklärung für die dem ersten Anschein nach niedrige Photondefinitions-wahrscheinlichkeit aus dem Experiment liefern. Im Experiment liegt die Photondefinitions-wahrscheinlichkeit zwischen 55 % und 75 %. Der relative systematische Fehler für P_γ wurde zu $\pm 3,5$ % bestimmt.

Der systematische Fehler bei der Bestimmung des Photonenflusses wird durch die Unsicherheit bei den Korrekturen der Totzeiteffekte in der GIM-Elektronik dominiert. Um diese in Zukunft zu reduzieren, wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Die08] ein neuer Detektor gebaut und getestet, der über den Paarbildungsprozess einen unteretzten Anteil der Photonen misst, die am Ende der Photonenstrahlführung ankommen. Nach erfolgter Eichung soll dieser neue Flussmonitor bei zukünftigen Messperioden die Genauigkeit bei der Bestimmung des Photonenflusses steigern.

Aufgrund der extrem hohen Raten in direkter Nähe zum Primärelektronenstrahl haben sich Ende 2008 nach einigen Jahren erfolgreichen Betriebs bei den strahlnächsten Szintillatoren Alterserscheinungen wie Bräunung des Szintillatormaterials und Probleme bei den Photomultiplierkathoden bemerkbar gemacht. In den nächsten Monaten werden daher die 15 strahlnächsten Szintillatorstreifen durch neue Komponenten ersetzt. Die benötigten Photomultiplier wurden – nach Fertigstellung dieser Arbeit – bereits spezifiziert und angeschafft sowie Designstudien für die optimale Geometrie der Szintillatoren durchgeführt. Damit sollte die Ratenfestigkeit der Photonenmarkierungsanlage auch für die Messperioden in den kommenden Jahren gesichert sein.

Anhang A

Einheitensystem

Bei der Beschreibung des Bremsstrahlungsprozesses in Kapitel 3 wird das natürliche Einheitensystem verwendet, in dem

$$\hbar = c = m_e = 1 \quad (\text{A.1})$$

gilt. Unterschiedliche physikalische Größen erhalten dadurch dieselbe Dimension:

$$[Masse] = [Impuls] = [Energie] = [Zeit]^{-1} = [Länge]^{-1}. \quad (\text{A.2})$$

Die SI-Einheiten erhält man zurück, indem

$$\begin{aligned} \text{Längen mit } \lambda &= \frac{\hbar}{m_e c} = 3,8616 \cdot 10^{-13} \text{ m}, \\ \text{Impulse mit } m_e c &= \frac{0,511 \text{ MeV}}{c} = 2,731 \cdot 10^{-22} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}}, \\ \text{und Energien mit } m_e c^2 &= 0,511 \text{ MeV} = 8,1872 \cdot 10^{-14} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2} \end{aligned}$$

multipliziert werden.

Für die Gitterkonstante von Diamant ergibt sich

$$\begin{aligned} a &= 3,567 \cdot 10^{-10} \text{ m}_{SI} \\ &= 923,7. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Wirkungsquerschnitte werden in den Einheiten von $\bar{\sigma}$ angegeben:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= Z^2 r_e^2 \alpha |_{SI} \\ &= 0,57947 Z^2 \text{ mbarn}_{SI} \\ &= Z^2 \alpha^3. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Anhang B

Szintillatorstreifen

B.1 Materialien

Die Szintillatorstreifen der Photonenmarkierungsanlage bestehen aus Plastiksintillationsmaterial. Bei den Szintillatoren, die aus der GDH-Taggingleiter und aus dem NIKHEF-Hodoskop übernommen wurden, handelt es sich um das Material NE-104 der Firma Nuclear Enterprises. Um möglichst gleiche Eigenschaften der Szintillatorstreifen über den gesamten Bereich zu gewährleisten, wurde für die neu angefertigten Zähler 36–54 das Material EJ-204 der Firma Eljen Technologies gewählt, das in seinen charakteristischen Eigenschaften dem Material NE-104 entspricht. Die charakteristischen Daten der beiden Materialien sind im Folgenden aufgeführt.

Szintillatormaterial NE-104	
Dichte [gcm^{-3}]	1,03
Lichtausbeute [% Anthrazen]	68
Anstiegszeit [ns]	0,6
Zerfallskonstante [ns]	1,9
Wellenlänge maximaler Emission [nm]	406
Abschwächungslänge [cm]	120
Brechungsindex am Wellenlängenmaximum	1,58
Koinzidenzauflösungszeit (FWHM) für eine 100 keV Schwelle [ns]	0,52

Tabelle B.1: Eigenschaften des Szintillatormaterials NE-104.

EJ-204 PLASTIC SCINTILLATOR

In addition to providing the highest scintillation efficiency of any plastic scintillator, EJ-204 delivers the excellent combination of high speed and good attenuation length. It is thus particularly well suited for high-performance detector systems for nuclear and high energy physics research.

It's emission wavelength near 400 nm couples ideally with bialkali phototubes while still being long enough to be effectively used with UVT light guides.

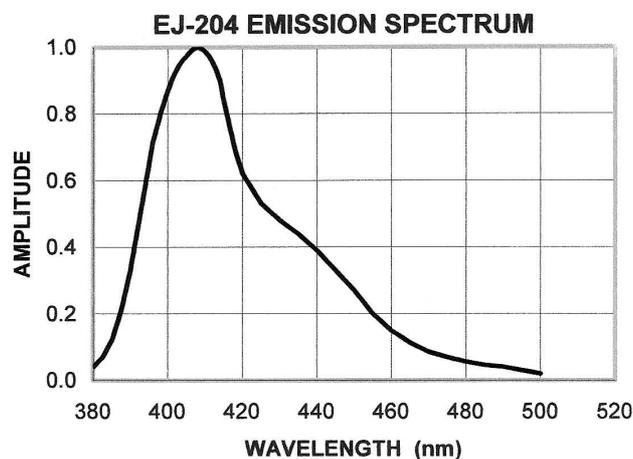
Physical and Scintillation Constants:

Light Output, % Anthracene	68
Scintillation Efficiency, photons/1 MeV e ⁻	10,400
Wavelength of Max. Emission, nm	408
Rise Time, ns	0.7
Decay Time, ns	1.8
Pulse Width, FWHM, ns	2.2
No. of H Atoms per cm ³ , x 10 ²²	5.15
No. of C Atoms per cm ³ , x 10 ²²	4.68
No. of Electrons per cm ³ , x 10 ²³	3.33
Density, g/cc:	1.023

Polymer Base: Polyvinyltoluene
Refractive Index: 1.58
Vapor Pressure: Is vacuum-compatible
Coefficient of Linear Expansion: 7.8×10^{-5} below +67°C

Light Output vs. Temperature:
 At +60°C, L.O. = 95% of that at +20°C
 No change from +20°C to -60°C

Chemical Compatibility: Is attacked by aromatic solvents, chlorinated solvents, ketones, solvent bonding cements, etc. It is stable in water, dilute acids and alkalis, lower alcohols and silicone greases. It is safe to use most epoxies and "super glues" with EJ-204.



ELJEN TECHNOLOGY
 PO Box 870, 300 Crane Street
 Sweetwater TX 79556 USA

Tel: (325) 235-4276 or (888) 800-8771
 Fax: (325) 235-0701
 Website: www.eljentechnology.com

Abbildung B.1:
 Eigenschaften des Szintillatormaterials EJ-204 für die Szintillatorstreifen 36–54 [elj05].

Beim Zusammenbau der neuen Szintillatoren wurden weiterhin verwendet: der optische Kleber *Optical Cement BC-600* und das optische Fett *Optical Grease BC-630* der Firma Saint-Gobain Ceramics & Plastics. Der verwendete optische Kleber BC-600 ist aufgrund seiner Eigenschaften ideal für die optische Verbindung von Plastikszintillatoren mit acrylischen Lichtleitern geeignet. Bei Wellenlängen von 340 nm bis 400 nm liegt die Transmission einer 125 µm dicken Schicht bei über 95 %, bei Wellenlängen oberhalb von 400 nm sogar bei über 98 %. Damit passt der Kleber optimal zu den verwendeten Szintillatormaterialien mit ihrem Wellenlängenmaximum bei 406 nm.

Optical Cement BC-600	
Brechungsindex	1,56
Klebefestigkeit	> 1800psi > 125 (kg/cm ²)
Längenausdehnungskoeffizient	$7,2 \cdot 10^{-5} \text{ cm} / ^\circ \text{C}$
Dichte	$1,18 \text{ gcm}^{-3}$
spezifischer Widerstand	10^{14} ohm-cm
Viskosität	800 cps

Tabelle B.2: Eigenschaften des optischen Klebers BC-600.

Zur optischen Ankopplung der Lichtleiter an die Kathode des Photomultipliers wurde das optische Fett BC-630 *Silicone Optical Grease* verwendet. Dabei handelt es sich um ein durchsichtiges, wachsartiges und nicht wasserlösliches Methylphenylpolysiloxan mit den folgenden Eigenschaften:

Silicone Optical Grease BC-630	
Brechungsindex	1,465
Dichte bei 25 °C	$1,06 \text{ gcm}^{-3}$
Lichttransmission	> 95 %
sehr geringes Ausdampfen bei 25 °C	

Tabelle B.3: Eigenschaften des optischen Fetts BC-630.

B.2 Sekundärelektronenvervielfacher

Wie in Abschnitt 4.2.4 aufgeführt, kommen bei der Auslese der Szintillatorstreifen zwei Typen an Photomultipliern zum Einsatz, die zuvor nicht verwendet wurden:

1. Hamamatsu R7899 mit modifizierter Basis E2924-11MOD zur Gewährleistung der Ratenfestigkeit und
2. Burle 83087-200.

Im Folgenden sind die Datenblätter für diese Photomultiplier sowie der Schaltplan für die von Hamamatsu modifizierte Basis E2924-11MOD angefügt.

HAMAMATSUTENTATIVE DATA
Jun.2000**PHOTOMULTIPLIER TUBE
R7899 / R7899-01****For Scintillating Tile Calorimeter, Scintillation Counting
25 mm(1 Inch) Diameter, Bialkali Photocathode, 10 stage, Head-on Type****GENERAL**

Parameter		Description	unit
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Photocathode	Material	Bialkali	-
	Minimum Effective Area	22	mm dia.
Window Material		Borosilicate glass	-
Dynode	Structure	Linear focused	-
	Number of stages	10	-
Base		14 pin glass base	-
Suitable Socket		E678-14C (supplied)	-

MAXIMUM RATING (Absolute Maximum vales)

Parameter		Value	Unit
Supply voltage	Between Anode and Cathode	1800	V
	Between Anode and Last Dynode	400	V
Average Anode Current		0.1	mA
Ambient Temperature		-80 to +50	°C

CHARACTERISTICS (at 25 °C) with Standard Voltage Divider

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous(2856 K)	70	95	-	μA/lm
	Quantum Efficiency at 420nm	-	27	-	%
	Blue(CS 5-58 filter)	-	11	-	μA/lm-b
Anode Sensitivity	Luminous(2856 K)	-	190	-	A/lm
Gain		-	2 X 10 ⁶	-	-
Anode Dark Current(after 30 min. storage in darkness)		-	2	15	nA
Time Response	Anode Pulse Rise time	-	1.6	-	ns
	Electron Transit Time	-	17	-	ns
	Transit Time Spread(T.T.S.)	-	0.6	-	ns
Pulse Linearity at ± 2 % deviation		-	30	-	mA

NOTE: Anode characteristics are measured with a voltage distribution ratio shown below :**Standard Voltage Divider and Supply Voltage**

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P
Ratio	3	1	1.5	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Supply Voltage: 1250 V, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode,

Abbildung B.2: Datenblatt zum Photomultiplier Typ Hamamatsu R7899, Seite 1 [ham].

PHOTOMULTIPLIER TUBE R7899 / R7899-01

CHARACTERISTICS (at 25 °C) with Tapered Voltage Divider

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous(2856 K)	70	95	-	μA/lm
	Quantum Efficiency at 420 nm	-	27	-	%
	Blue(CS 5-58 filter)	-	11	-	μA/lm-b
Anode Sensitivity	Luminous(2856 K)	-	160	-	A/lm
Current Amplification		-	1.7 X 10 ⁶	-	-
Anode Dark Current(after 30 min. storage in darkness)		-	2	20	nA
Time Response	Anode Pulse Rise time	-	1.6	-	ns
	Electron Transit Time	-	16	-	ns
	Transit Time Spread(T.T.S.)	-	0.7	-	ns
Pulse Linearity at ± 2 % deviation		-	100	-	mA

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

Tapered Voltage Divider and Supply Voltage

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P
Ratio	3	1	1.5	1	1	1	1	1	1	2	3	2

Supply Voltage: 1500 V, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode,

DIMENSIONAL OUTLINE AND BASING DIAGRAM

(R7899)

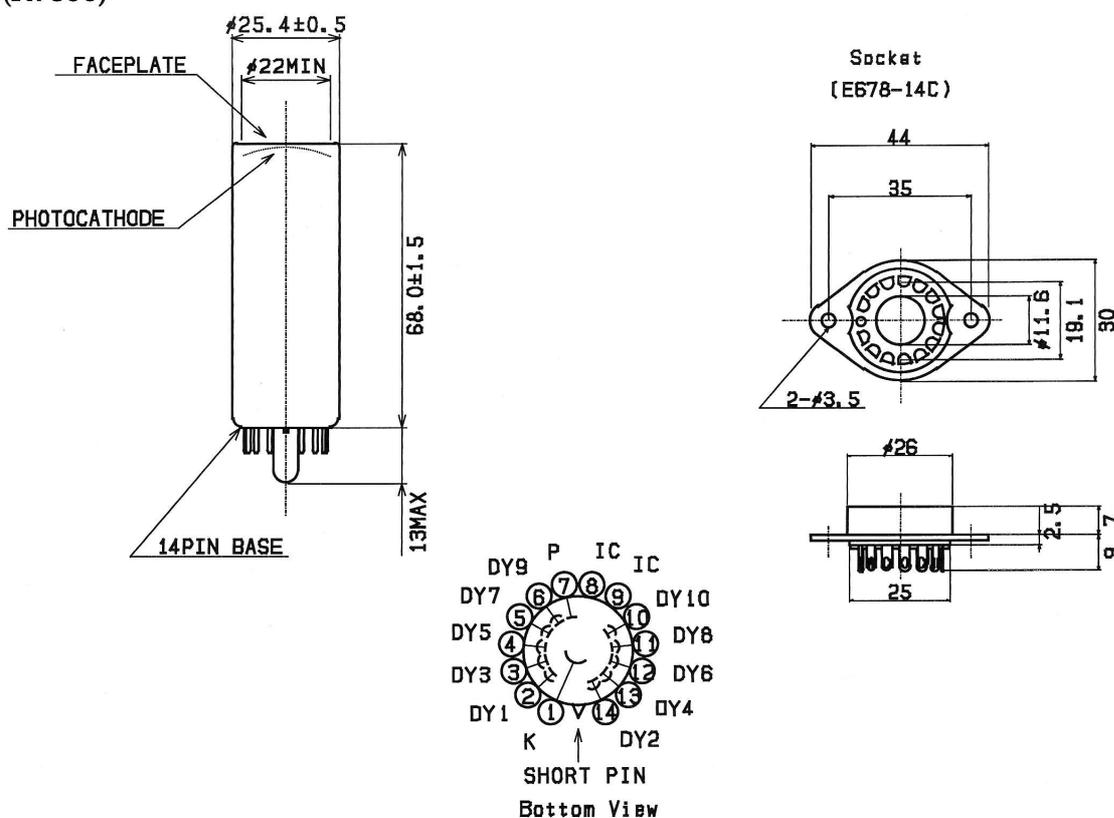


Abbildung B.3: Datenblatt zum Photomultiplier Typ Hamamatsu R7899, Seite 2 [ham].

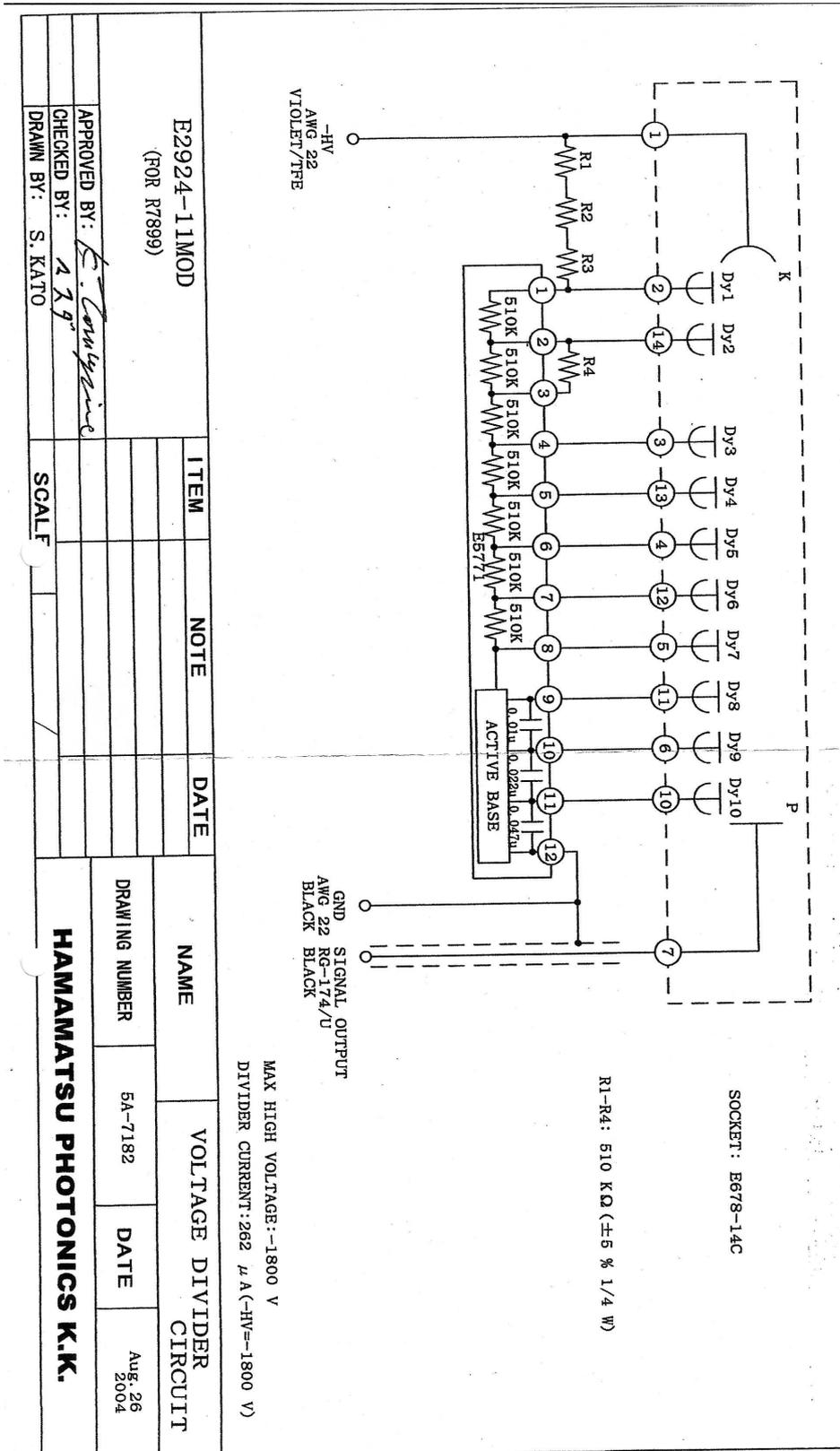


Abbildung B.4: Schaltplan für die von Hamamatsu modifizierte Basis E2924-11MOD [ham].

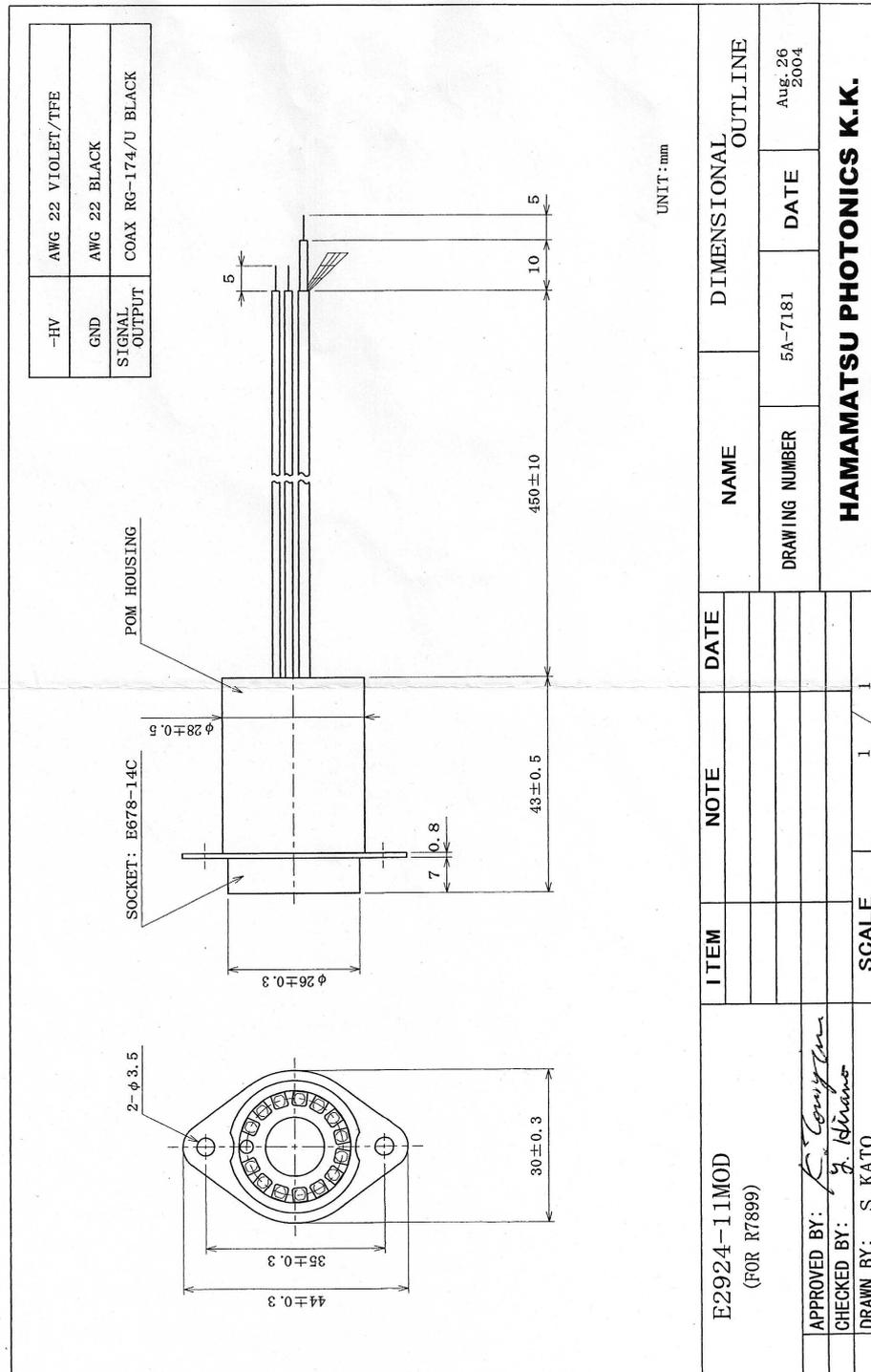


Abbildung B.5:
Technische Zeichnung für das von Hamamatsu modifizierte Gehäuse zur Basis E2924-11MOD [ham].

Zuordnung der Photomultiplier (Hamamatsu R7899-01 mit Basis E2924-1MOD) zu den Szintillatorstreifen 35-54

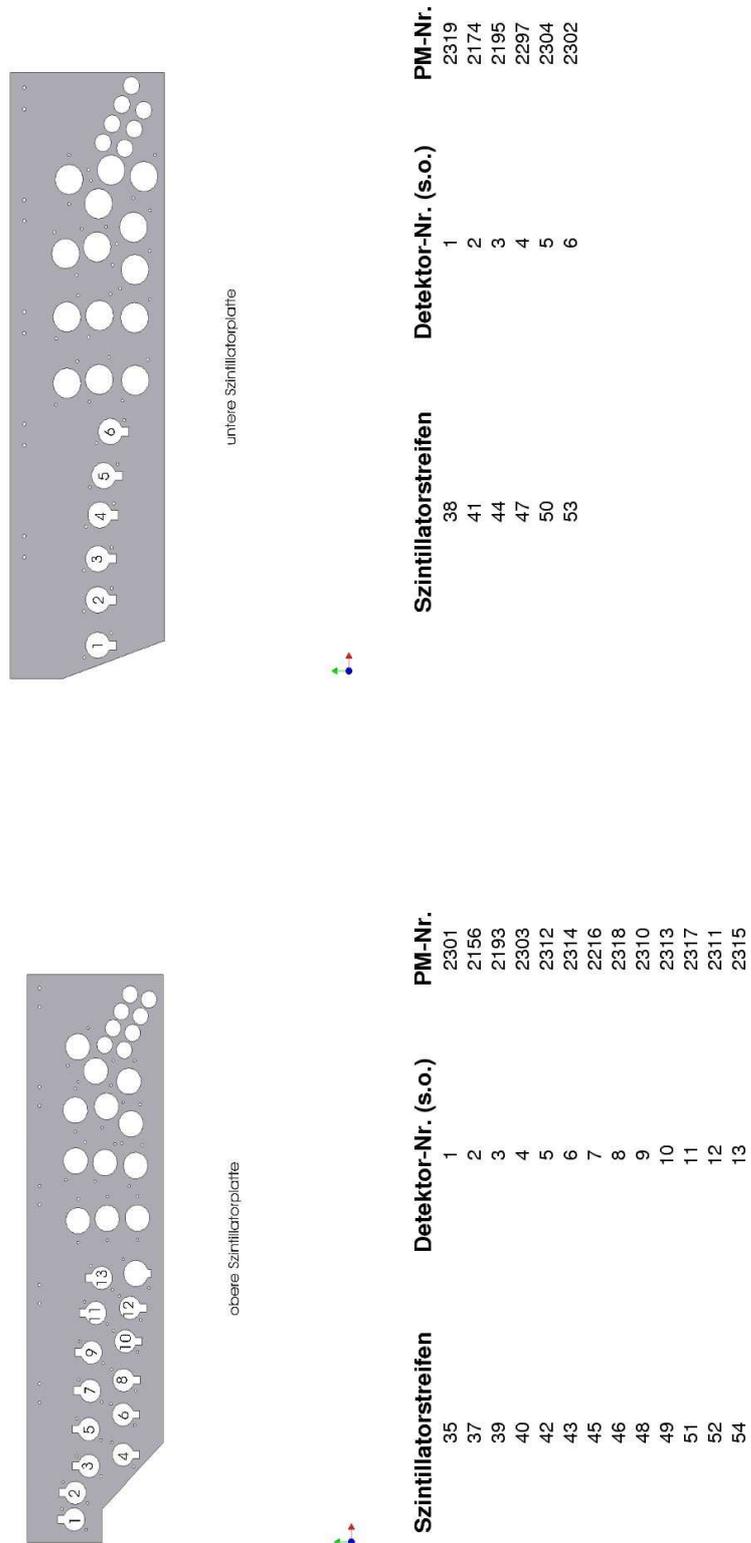


Abbildung B.6:
Zuordnung der Photomultiplier zu den neu angefertigten Szintillatorstreifen 35–54.

83087 100

BURLE

Photomultiplier

19mm (3/4-inch) Diameter End-window, High Quantum Efficiency (QE) PMT

- 27% typical QE at 370nm
- 9.4×10^6 typical gain at 1500V
- Bialkali photocathode
- 10-stage linear focused cage



The BURLE 83087 100 is a 19mm (3/4-in) diameter end-window PMT with a 10-stage linear focused alkali-antimonide dynode structure, bialkali photo-cathode, and semiflexible leads to which a 12-pin base is soldered. The PMT features high QE (typically 27% at 370nm), high gain and compact size. It is well suited for photon counting, positron emission tomography (PET) scanners, and other scintillation detection applications such as electron microscopy, fluorescence spectroscopy, pollution monitoring.

GENERAL DATA

Photocathode Spectral Responsivity	See Fig. 1
Useful Spectral Range	300-660nm
Wavelength of Maximum Response.....	370±10nm
Photocathode Composition	Bialkali
Minimum Useful Diameter	16.5mm
Faceplate Material	Schott B270
Faceplate Geometry	Plano-Concave
Dynodes	
Secondary Emitting Surface.....	Alkali-Antimonide
Structure.....	Inline Linear Focused
Interelectrode Capacitances (approximate)	
Anode to 10th Dynode.....	3±1pF
Anode to Combination of All Other Electrodes.....	5±1pF
Socket.....	BURLE AJ2259

ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS

DC Supply Voltage:	
Between anode and cathode.....	1800V
Between anode and dynode No.10.....	200V
Between adjacent dynodes	200V
Between dynode No.1 and cathode	400V
Anode Current (Averaged over 30 s).....	200µA
Temperature Range for Storage and Operation.....	-40 to +70 °C

Performance Data

The following values obtained for the voltage divider network in Table 1 with 1500V cathode to anode potential difference (except as noted). Ambient temperature during the measurements was approximately 22 °C.

	Min.	Typ.	Max.	Units
Anode Responsivity:				
Radiant @ 370nm ¹	-	7.33x10 ⁵	-	A/W
Luminous ²	250	940	2500	A/lm
Blue Response ^{2,3}	-	100	-	A/Blm
Cathode Responsivity:				
Radiant @ 370nm ¹	-	80	-	mA/W
Luminous ²	80	100	-	µA/lm
Blue Response ^{2,4}	8	10	-	µA/Blm
Current Amplification	-	9.4x10 ⁶	-	-
Anode Dark Current	-	1.0	10	nA
Risetime ⁶	-	2.2	-	ns
Transit Time ⁷	-	21	-	ns
Transit Time Spread (FWHM):				
Single Photoelectron	-	1.3	-	ns
100 Photoelectrons/Pulse....	-	0.13	-	ns



Abbildung B.7: Datenblatt zum Photomultiplier Typ Burle 83087-200, Seite 1 [bur].

NOTES:

1. The 780lm/W peak radiant to luminous responsivity ratio is a constant which may be used to estimate peak radiant responsivity from luminous responsivity on a tube by tube basis.
2. One may convert between white and blue luminous responses with the factor 0.106Blm/lm, which is determined from the matching factor of the blue filter (see note 3) and PMT typical cathode response curves.
3. Light from a tungsten-filament lamp operated at 2856 °K is transmitted by a blue filter (Corning # C.S. 5-58, polished to 1/2 stock thickness) to the cathode. The flux incident on the filter is 1×10^{-7} lm.
4. Light from a tungsten-filament lamp operated at 2856 °K is transmitted by a blue filter (Corning #C.S. 5-58, polished to 1/2 stock thickness) to the cathode. The flux incident on the filter is 1×10^{-4} lm; 300V are applied between the cathode and all other electrodes connected as the anode.
5. Equivalent anode dark current input (EADCI) is defined as the input flux which produces an anode current equal in magnitude to the anode dark current.
6. Risetime is measured over the leading edge 10-90% amplitude interval with full photocathode illumination.
7. Transit time is the interval between arrival of a full illumination spark source light pulse (~1ns FWHM) at the photocathode and the peak of the resulting anode pulse.

TABLE 1

Voltage Distribution	
Between the Following Electrodes: K = Cathode P = Anode Dy = Dynode	8.3% of K-P Voltage Multiplied By:
K - Dy 1	2
Dy 1 - Dy 2	1
Dy 2 - Dy 3	1
Dy 3 - Dy 4	1
Dy 4 - Dy 5	1
Dy 5 - Dy 6	1
Dy 6 - Dy 7	1
Dy 7 - Dy 8	1
Dy 8 - Dy 9	1
Dy 9 - Dy 10	1
Dy 10 - Dy P	1
K - P	12

OPERATING CONSIDERATIONS**AMBIENT ATMOSPHERE**

Operation or storage of this tube in environments where helium is present should be avoided. Helium will permeate the bulb and may cause tube failure.

SHIELDING

Electrostatic and/or magnetic shielding may be desirable. It is recommended that shields be connected to cathode potential, and, as a safety measure, that a high impedance ($\geq 10M\Omega$) shield to negative high voltage source path be established. Extreme care should always be exercised in providing adequate safeguards for prevention of contact between personnel and shielding at high potential.

In the event that shielding or supporting materials are not at cathode potential, these materials should be chosen to limit the leakage current to the tube bulb to $\leq 10^{-12}$ A. High voltage gradients across the bulb wall will increase dark current and noise, and may cause permanent cathode damage.

AVERAGE ANODE CURRENT

The operating stability of a PMT is dependent on the magnitude of the average anode current. An average anode current well below the maximum rating of 200 μ A is recommended when stability is important; for maximum stability the average anode current should not exceed 1 μ A.

ANODE DARK CURRENT

Typical anode dark current as a function of luminous responsivity at ~22 °C is shown in Fig. 3. A temporary (up to 1 or 2 days) increase in dark current by as much as two orders of magnitude may occur if the PMT is exposed momentarily to high intensity UV radiation from sources such as fluorescent room lights or sunlight.

Cooling of the PMT is recommended for applications where maximum gain with minimum dark current is required.

Electrical leakage and increased dark current may result if the PMT stem and base are contaminated by handling. The stem and base may be washed in an Alconox/deionized water solution at <60 °C. in the event of contamination. A deionized water rinse should be followed by air-blown drying.

Warning - Personal Safety Hazards

Electrical Shock - Operating voltages applied to this device present a shock hazard.

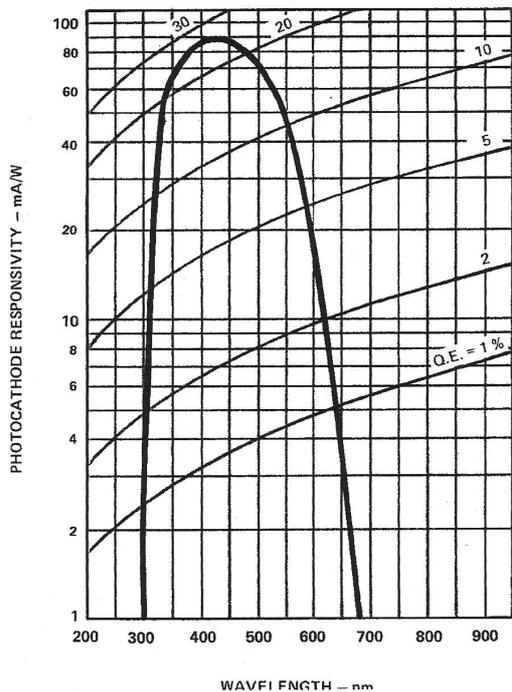


Figure 1: Typical photocathode spectral response.

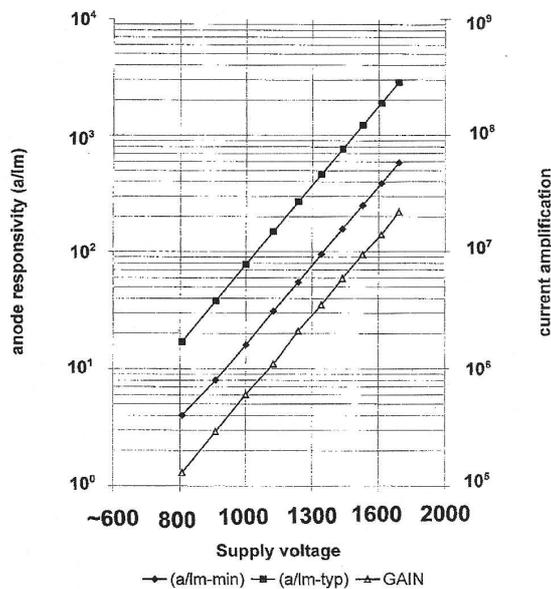


Figure 2: Typical current amplification and responsivity as a function of voltage.

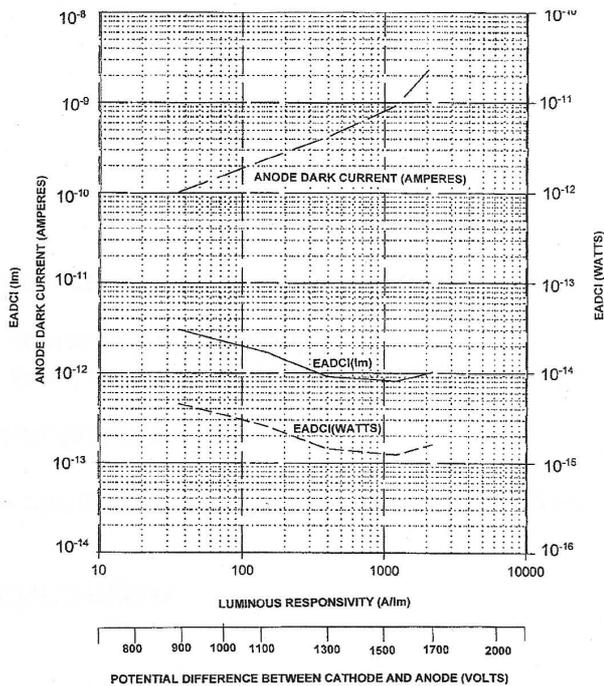


Figure 3: Typical current amplification and responsivity as a function of voltage.

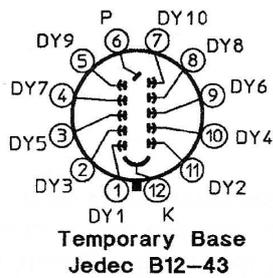
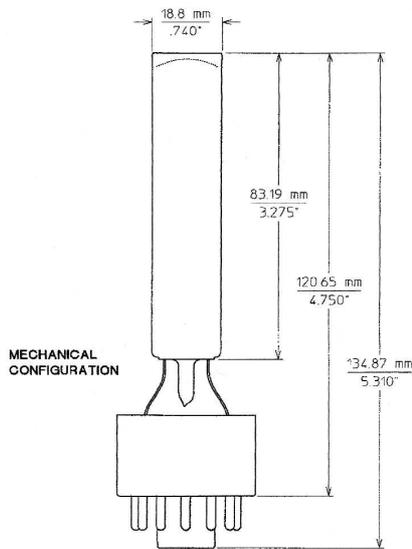


Figure 4: Dimensional Outline and Basing Diagrams for 83087 100

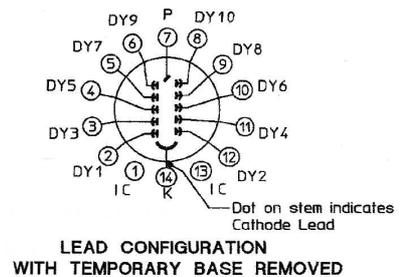
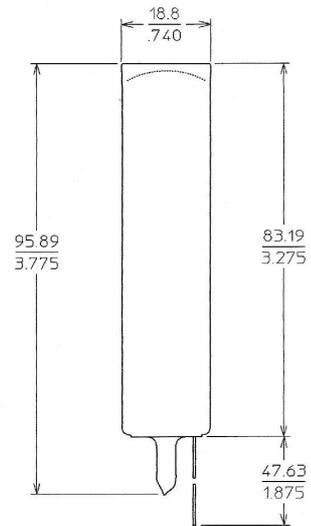


Figure 5 Dimensional Outline and Basing Diagrams for 83087 200

The information furnished is believed to be accurate and reliable, but is not guaranteed and is subject to change without notice. No liability is assumed by BURLE INDUSTRIES for its use. Performance data represents typical characteristics and not specifications as actual, individual product performance may vary. Customers should verify that they have the most current BURLE product information before placing orders, and should independently test and evaluate BURLE products for their intended use. No claims or warranties are made as to the application of BURLE products or their suitability or fitness for any particular purpose. This document may not be reproduced, in whole or in part, without the prior written consent of BURLE INDUSTRIES.

Copyright 2004, 1997 by BURLE Technologies, Inc. All rights reserved.

BURLE® and BURLE INDUSTRIES® are registered trademarks of BURLE Technologies, Inc. Marca(s) Registrada(s). Printed in the U.S.A.

FOR ADDITIONAL INFORMATION, TELEPHONE IF IN THE U.S.A. OR CANADA +1-800-366-2875, AND ELSEWHERE, +1-717-295-6888, OR FAX REQUEST TO +1-717-290-1263. BURLE INDUSTRIES, INC., 1000 New Holland Avenue, Lancaster, Pennsylvania 17601-5688 U.S.A.

www.bulre.com

83087 100/JUN04

Abbildung B.10: Datenblatt zum Photomultiplier Typ Burle 83087-200, Seite 4 [bur].

B.3 Geometrie

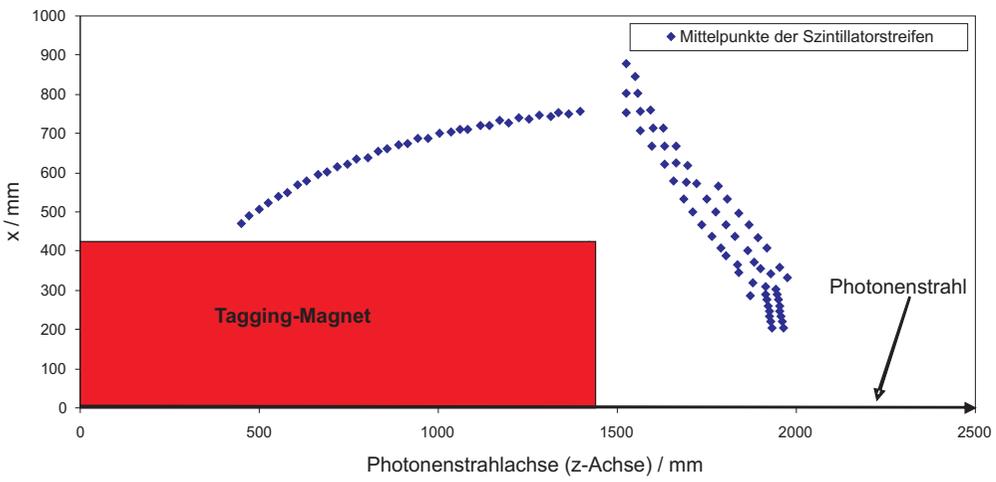
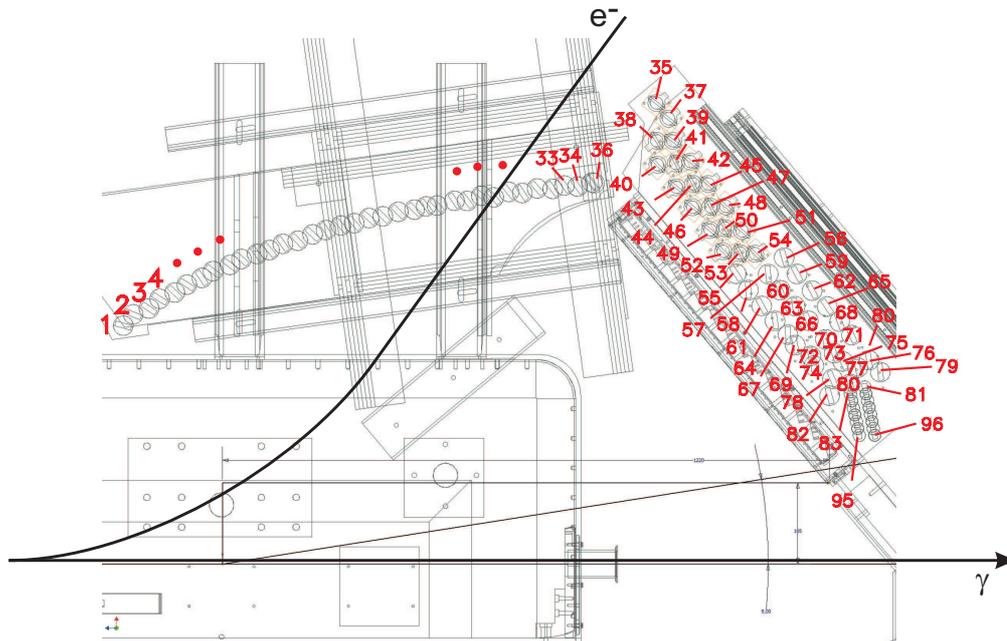


Abbildung B.11: Schematische Darstellung zur Definition der Positionen der Szintillatorstreifen.

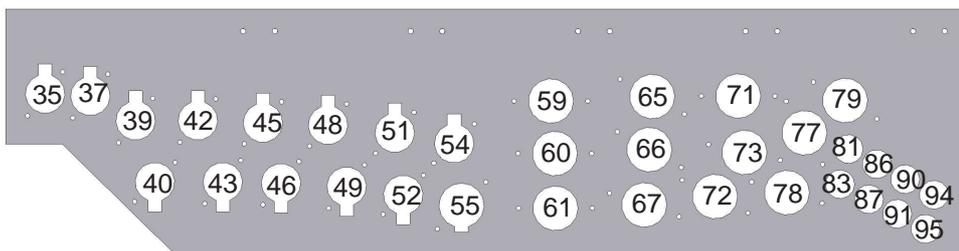
Tabelle B.4: Positionen der Mittelpunkte der Szintillatorstreifen in der $x - z$ -Ebene.

Nr.	x-Pos. in mm	z-Pos. in mm	Nr.	x-Pos. in mm	z-Pos. in mm	Nr.	x-Pos. in mm	z-Pos. in mm
1	472	450	33	752	1337	65	466	1868
2	491	471	34	749	1364	66	438	1830
3	506	501	35	879	1525	67	409	1789
4	522	524	36	757	1397	68	436	1893
5	538	553	37	847	1549	69	388	1803
6	551	579	38	802	1525	70	400	1864
7	568	608	39	802	1558	71	408	1917
8	578	632	40	754	1527	72	366	1835
9	594	665	41	756	1564	73	372	1882
10	603	689	42	760	1593	74	346	1841
11	616	719	43	708	1565	75	355	1899
12	621	745	44	715	1598	76	357	1952
13	636	771	45	715	1629	77	342	1929
14	640	802	46	668	1598	78	320	1878
15	655	831	47	668	1633	79	333	1975
16	661	859	48	669	1664	80	309	1914
17	672	888	49	621	1632	81	285	1872
18	675	915	50	625	1663	82	289	1914
19	688	944	51	620	1697	83	247	1955
20	689	973	52	578	1659	84	289	1946
21	700	1003	53	574	1693	85	275	1917
22	703	1037	54	573	1723	86	303	1943
23	711	1059	55	533	1685	87	233	1926
24	711	1082	56	565	1781	88	261	1952
25	722	1116	57	532	1749	89	247	1923
26	720	1142	58	500	1709	90	275	1949
27	732	1171	59	532	1807	91	219	1960
28	728	1196	60	499	1773	92	233	1958
29	739	1226	61	467	1736	93	219	1929
30	736	1253	62	498	1838	94	260	1920
31	746	1283	63	467	1803	95	205	1932
32	745	1315	64	437	1763	96	205	1963

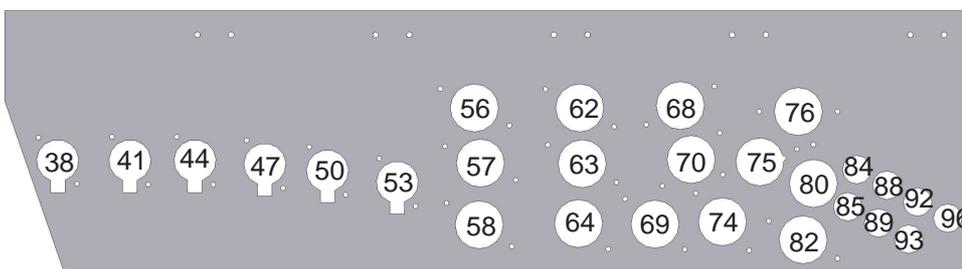


(a) Anordnung der Szintillatorstreifen.

obere Platte:



untere Platte:



(b) Anordnung der Szintillatorstreifen 35–96 (Aufsicht auf die Halterungsplatten).

Abbildung B.12: Übersicht über die Anordnung der Szintillatorstreifen.

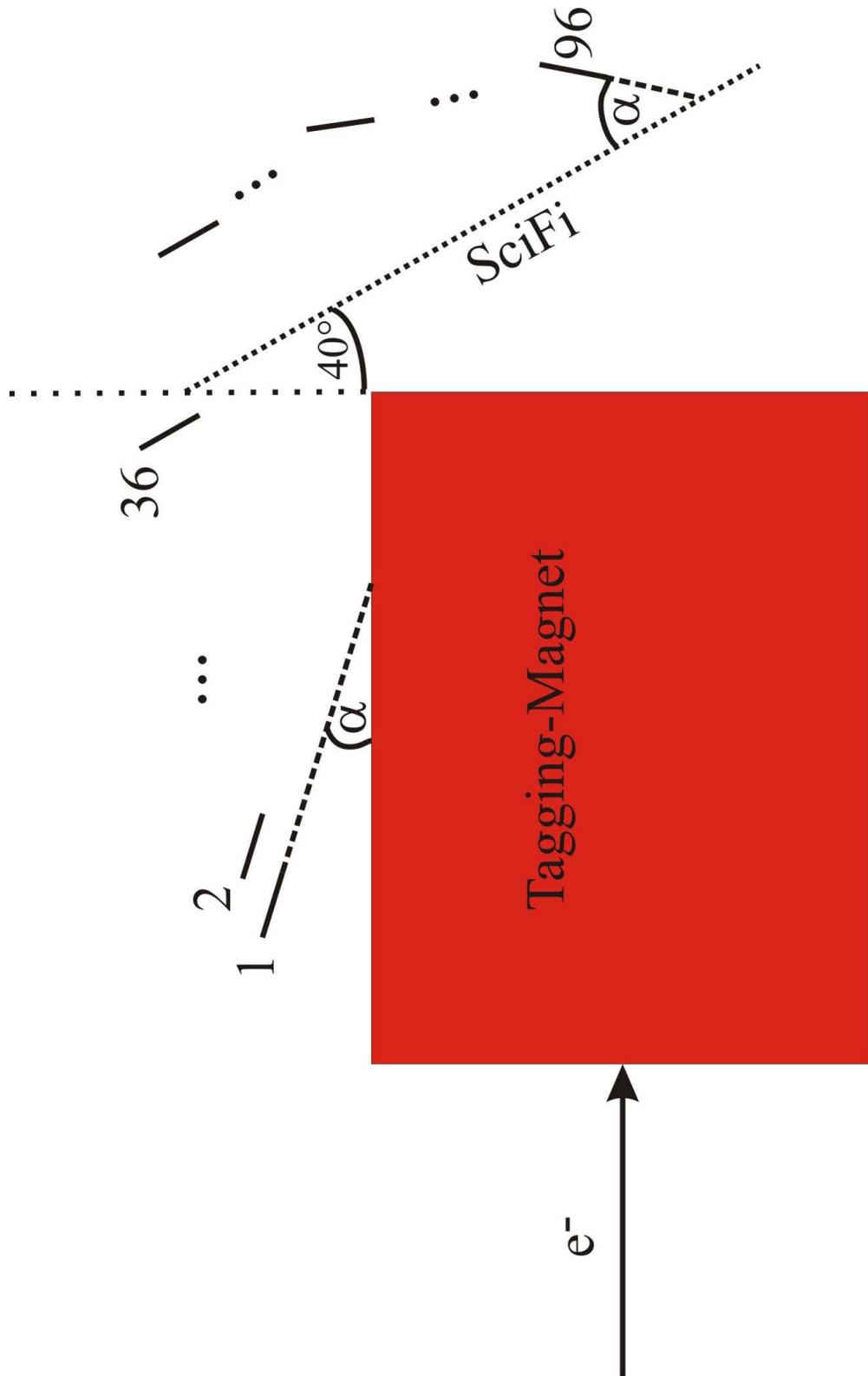


Abbildung B.13:
Schematische Darstellung zur Definition der Verkippungswinkel der Szintillatorstreifen. Der Winkel α bezeichnet den Winkel, der in der nachfolgenden Tabelle B.5 angegeben ist.

Tabelle B.5: Verkippungswinkel für die Szintillatorstreifen.

Szintillator	α in $^\circ$	Szintillator	α in $^\circ$	Szintillator	α in $^\circ$
1	16	33	55	65	19
2	16	34	55	66	19
3	17	35	0	67	19
4	20	36	56	68	19
5	20	37	0	69	19
6	21	38	0	70	21
7	25	39	0	71	21
8	27	40	0	72	22
9	28	41	0	73	23
10	28	42	0	74	23
11	30	43	0	75	24
12	32	44	0	76	24
13	35	45	2	77	24
14	35	46	5	78	25
15	35	47	6	79	25
16	36	48	6	80	25
17	40	49	7	81	25
18	40	50	9	82	28
19	42	51	10	83	28
20	43	52	10	84	28
21	44	53	11	85	28
22	45	54	12	86	28
23	46	55	14	87	28
24	46	56	13	88	28
25	46	57	13	89	28
26	48	58	16	90	28
27	49	59	16	91	28
28	50	60	16	92	28
29	51	61	16	93	28
30	51	62	17	94	28
31	52	63	17	95	28
32	52	64	17	96	28

B.4 Hochspannungseinstellungen für die Szintillatorstreifen (bis Januar 2009, siehe auch

<https://doku.cb.uni-bonn.de/hardware/doku.php?id=tagger>)

HV-Kanal	Spannung(-) in Volt	Name	HV-Kanal	Spannung(-) in Volt	Name
1	1699	Latte 1	52	1677	Latte 52
2	1699	Latte 2	53	1488	Latte 53
3	1750	Latte 3	54	1428	Latte 54
4	1720	Latte 4	55	1510	Latte 55
5	1650	Latte 5	56	1518	Latte 56
6	0		57	1448	Latte 57
7	1750	Latte 7	58	1548	Latte 58
8	1719	Latte 8	59	1538	Latte 59
9	1679	Latte 9	60	1487	Latte 60
10	1679	Latte 10	61	1528	Latte 61
11	1729	Latte 11	62	1468	Latte 62
12	0		63	1447	Latte 63
13	1465	Latte 13	64	1500	Latte 64
14	1480	Latte 14	65	1500	Latte 65
15	1720	Latte 15	66	1519	Latte 66
16	1730	Latte 16	67	1511	Latte 67
17	1639	Latte 17	68	1470	Latte 68
18	1679	Latte 18	69	1550	Latte 69
19	1659	Latte 19	70	1570	Latte 70
20	1799	Latte 20	71	1549	Latte 71
21	1570	Latte 21	72	1480	Latte 72
22	1450	Latte 22	73	1500	Latte 73
23	1609	Latte 23	74	1500	Latte 74
24	1749	Latte 24	75	1550	Latte 75
25	1849	Latte 25	76	1549	Latte 76
26	1659	Latte 26	77	1449	Latte 77
27	0		78	1580	Latte 78
28	1579	Latte 28	79	1577	Latte 79
29	1579	Latte 29	80	1567	Latte 80
30	1639	Latte 30	81	1477	Latte 81
31	1543	Latte 31	82	1678	Latte 82
32	1637	Latte 32	83	1758	Latte 83
33	1598	Latte 33	84	1758	Latte 84
34	1498	Latte 34	85	1759	Latte 85
35	1560	Latte 35	86	1500	Latte 86
36	1558	Latte 36	87	1720	Latte 87
37	1608	Latte 37	88	1630	Latte 88
38	1538	Latte 38	89	1670	Latte 89

39	1540	Latte 39	90	1680	Latte 90
40	1309	Latte 40	91	1537	Latte 91
41	1350	Latte 41	92	1448	Latte 92
42	1468	Latte 42	93	1518	Latte 93
43	1448	Latte 43	94	1538	Latte 94
44	1468	Latte 44	95	1548	Latte 95
45	1218	Latte 45	96	1700	Latte 96
46	1478	Latte 46	97	0	
47	1456	Latte 47	98	1648	Latte 27
48	1548	Latte 48	99	1605	Latte 6
49	1358	Latte 49	100	1737	Latte 12
50	1548	Latte 50	101	1605	Latte 51
51	0				

B.5 Diskriminatoreinstellungen für die Szintillatorstreifen

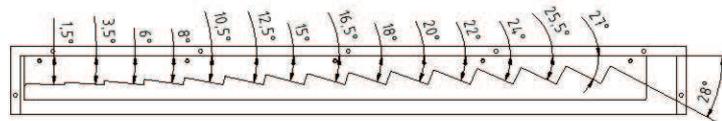
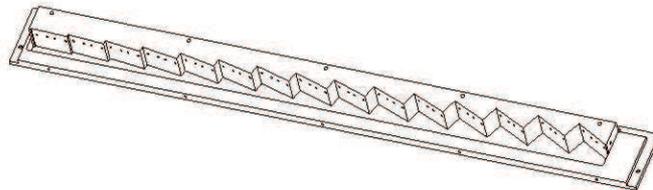
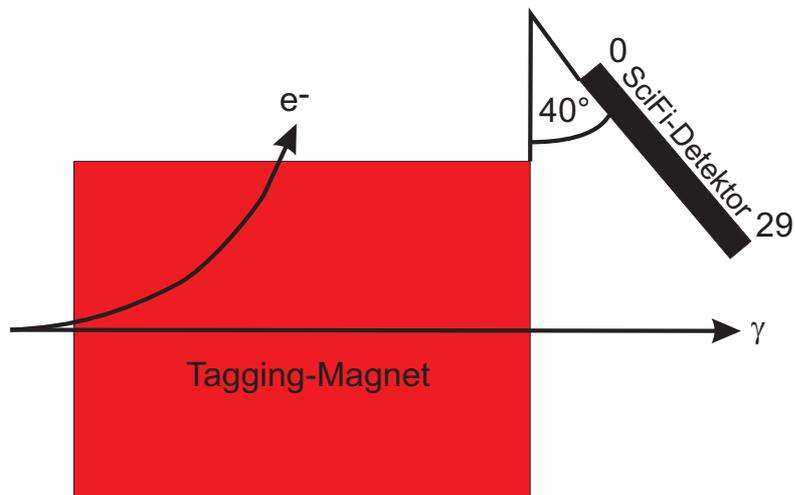
Szintillatorstreifen	Diskriminatorschwelle (w. E.)
1-34	80
35	70
36	80
37-54	70
55-79	80
80-96	60

Tabelle B.7:
Schwellenwerte für die Diskriminatoren der Szintillatorstreifen.

Anhang C

Szintillierende Fasern

C.1 Geometrie



Modul 0:
Fasern 1-16

Modul 29:
Fasern 465-480

Abbildung C.1: Anordnung der Module des Szintillierende-Fasern-Detektors.

C.2 Hochspannungseinstellungen für die Szintillierenden Fasern

HV-Kanal	Spannung(-) in Volt ($U_{Booster} = \frac{4}{13}U_{HV-PM}$)	Name
192	740	SciFi Modul 0 HV
193	228	SciFi Modul 0 Booster
194	780	SciFi Modul 1 HV
195	240	SciFi Modul 1 Booster
196	780	SciFi Modul 2 HV
197	240	SciFi Modul 2 Booster
198	700	SciFi Modul 3 HV
199	0	SciFi Modul 3 ohne Booster
200	740	SciFi Modul 4 HV
201	228	SciFi Modul 4 Booster
202	720	SciFi Modul 5 HV
203	222	SciFi Modul 5 Booster
204	740	SciFi Modul 6 HV
205	228	SciFi Modul 6 Booster
206	660	SciFi Modul 7 HV
207	203	SciFi Modul 7 Booster
208	700	SciFi Modul 8 HV
209	0	SciFi Modul 8 ohne Booster
210	695	SciFi Modul 9 HV
211	214	SciFi Modul 9 Booster
212	705	SciFi Modul 10 HV
213	217	SciFi Modul 10 Booster
214	780	SciFi Modul 11 HV
215	240	SciFi Modul 11 Booster
216	705	SciFi Modul 12 HV
217	217	SciFi Modul 12 Booster
218	760	SciFi Modul 13 HV
219	234	SciFi Modul 13 Booster
220	720	SciFi Modul 14 HV
221	222	SciFi Modul 14 Booster
222	690	SciFi Modul 15 HV
223	212	SciFi Modul 15 Booster
224	720	SciFi Modul 16 HV
225	222	SciFi Modul 16 Booster
226	770	SciFi Modul 17 HV
227	237	SciFi Modul 17 Booster
228	735	SciFi Modul 18 HV
229	226	SciFi Modul 18 Booster
230	735	SciFi Modul 19 HV
231	226	SciFi Modul 19 Booster
232	730	SciFi Modul 20 HV

233	225	SciFi Modul 20 Booster
234	745	SciFi Modul 21 HV
235	229	SciFi Modul 21 Booster
236	780	SciFi Modul 22 HV
237	240	SciFi Modul 22 Booster
238	700	SciFi Modul 23 HV
239	215	SciFi Modul 23 Booster
240	750	SciFi Modul 24 HV
241	231	SciFi Modul 24 Booster
242	700	SciFi Modul 25 HV
243	215	SciFi Modul 25 Booster
244	720	SciFi Modul 26 HV
245	222	SciFi Modul 26 Booster
246	750	SciFi Modul 27 HV
247	231	SciFi Modul 27 Booster
248	750	SciFi Modul 28 HV
249	231	SciFi Modul 28 Booster
250	760	SciFi Modul 29 HV
251	234	SciFi Modul 29 Booster

C.3 Diskriminatoreinstellungen für die Szintillierenden Fasern

Fasernummer	Diskriminatorschwelle (w. E.)	Fasernummer	Diskriminatorschwelle (w. E.)
1-16	65	231-235	40
17-19	50	236	45
20-25	52	237-247	40
26-32	55	248	50
33-48	50	249-256	40
49-53	40	257	50
54-56	45	258-262	40
57-58	50	263-264	55
59-62	40	265	45
63	45	266-267	40
64	40	268	50
65-96	50	269	45
97-112	38	270-273	40
113-114	40	274	50
115	37	275-277	40
116-120	40	278-279	50
121	35	280-281	40
122-144	40	282-283	50
145-147	55	284-285	40
148	60	286	55
149-154	58	287-288	50
155	60	289	55
156	55	290	50
157	50	291	55
158	55	292-293	50
159	50	294-298	40
160	50	299	50
161-195	40	300	55
196	45	301	50
197-201	40	302-307	40
202	45	308-312	50
203-208	40	313	40
209-212	38	314	50
213	37	315	45
214-215	40	316	40
216-217	37	317-320	50
218-219	40	321-322	40
220	38	323	45
221-224	37	324	55
225-227	40	325-326	40
228-230	45	327	60

Fasernummer	Diskriminatorschwelle (w. E.)	Fasernummer	Diskriminatorschwelle (w. E.)
328	65	384	45
329-330	40	385	65
331	55	386-387	40
332	60	388	37
333	55	389-390	40
334	45	391	50
335-336	65	392-400	40
337-338	40	401-404	45
339-340	45	405-406	50
341	50	407-416	40
342	55	417	55
343-344	45	418	45
345	40	419-420	40
346	50	421	45
347	55	422	55
348-349	50	423	45
350-352	45	424-437	40
353	65	438	40
354	40	439-441	40
355	50	442	45
356	65	443-451	40
357	80	452	45
358	40	453-454	40
359	45	455-457	55
360-364	50	458-459	40
365	55	460	45
366	45	461	55
367	50	462	50
368	45	463-464	40
369	55	465-480	45
370	50		
371-372	45		
373-374	55		
375	45		
376	50		
377	45		
378	50		
379-380	45		
381	40		
382	45		
383	40		

Zuordnung der einzelnen Fasern zu den Diskriminatorkanälen (-R bezeichnet das oberhalb des SciFi-Detektors angebrachte Diskriminator-Crate, -r das untere (vgl. auch Abbildung D.1 in Anhang D)):

Fasernr.	SciFi-Modul	Diskr.-Modul (-R)	Fasernr.	SciFi-Modul	Diskr.-Modul (-r)
1-16	0	15	17-32	1	15
33-48	2	14	49-64	3	14
65-80	4	13	81-96	5	13
97-112	6	12	113-128	7	12
129-144	8	11	145-160	9	11
161-176	10	10	177-192	11	10
193-208	12	9	209-224	13	9
225-240	14	8	241-256	15	8
257-272	16	7	273-288	17	7
289-304	18	6	305-320	19	6
321-336	20	5	337-352	21	5
353-368	22	4	369-384	23	4
385-400	24	3	401-416	25	3
417-432	26	2	433-448	27	2
449-464	28	1	465-480	29	1

C.4 Testdaten

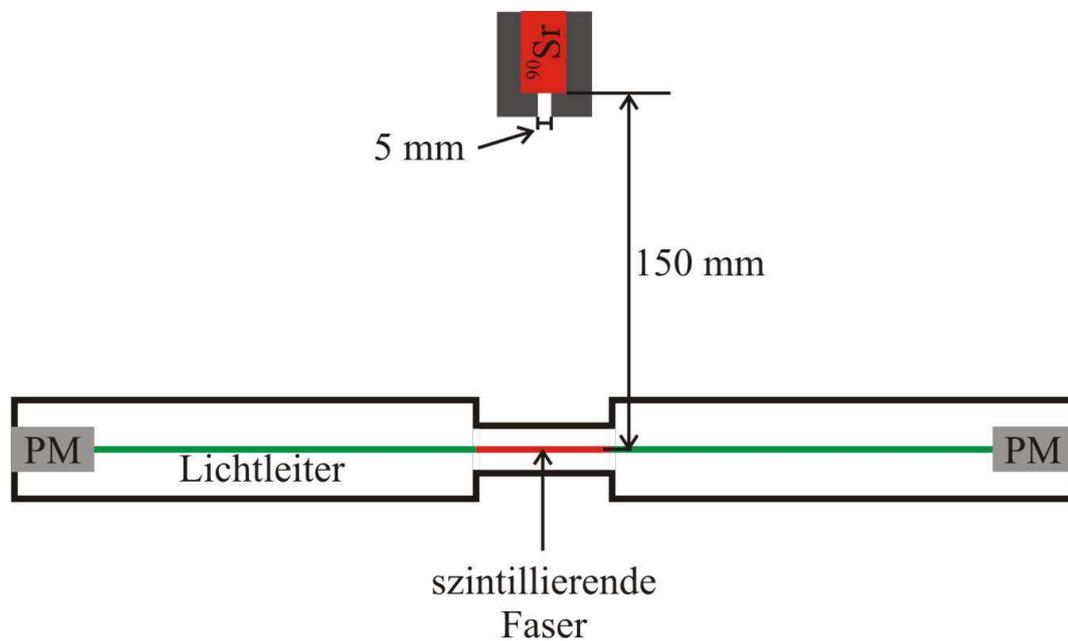


Abbildung C.2: Schematische Darstellung der Testanordnung für die szintillierenden Fasern.

Tabelle C.2:

Daten aus den Testmessungen für die szintillierenden Fasern. In der Tabelle bezeichnen F die Fasernummer, R das gemessene Rauschen sowie S die gemessene Signalstärke.

PM K.	F	R [Hz]	S [Hz]												
	Modul 0			Modul 1			Modul 2			Modul 3			Modul 4		
1	1	0,1	49	17	0,1	46	33	0,1	25	49	0,1	50	65	0,1	36
2	2	0,1	190	18	0,1	225	34	0,1	220	50	0,1	241	66	0,2	237
3	3	0,2	42	19	0,1	30	35	0,1	31	51	0,1	45	67	0,1	47
4	4	0,4	234	20	0,1	262	36	0,3	225	52	0,1	258	68	0,1	321
5	5	0,4	59	21	0,1	29	37	0,2	32	53	0,2	40	69	0,1	46
6	6	0,5	314	22	0,1	237	38	0,1	234	54	0,2	277	70	0,3	276
7	7	1,4	84	23	0,1	28	39	0,1	32	55	0,1	49	71	0,3	63
8	8	1,3	405	24	0,1	268	40	0,1	258	56	0,1	273	72	0,3	361
9	9	0,7	61	25	0,1	34	41	0,1	33	57	0,1	41	73	0,9	41
10	10	0,6	304	26	0,1	264	42	0,1	239	58	0,1	269	74	0,1	278
11	11	0,8	59	27	0,1	31	43	0,1	33	59	0,1	46	75	0,1	42
12	12	2,3	368	28	0,1	267	44	0,2	250	60	0,1	276	76	0,8	347
13	13	0,8	51	29	0,1	36	45	0,1	35	61	0,2	53	77	0,4	59
14	14	0,1	239	30	0,1	238	46	0,1	250	62	0,1	263	78	0,1	259
15	15	2,1	60	31	0,1	41	47	0,3	49	63	0,1	50	79	0,4	99
16	16	1,2	216	32	0,1	226	48	0,2	251	64	0,2	235	80	0,6	371
	Modul 5			Modul 6			Modul 7			Modul 8			Modul 9		
1	81	0,6	39	97	0,3	42	113	0,1	38	129	0,2	46	145	0,4	37
2	82	0,4	236	98	0,1	234	114	0,1	243	130	0,1	202	146	0,1	258
3	83	0,2	35	99	0,1	38	115	0,1	34	131	0,1	34	147	0,4	38
4	84	0,4	262	100	0,2	263	116	0,3	268	132	0,1	241	148	0,1	250
5	85	0,2	38	101	0,1	36	117	0,1	35	133	0,1	37	149	0,3	55
6	86	0,1	262	102	0,2	261	118	0,2	275	134	0,1	232	150	0,8	327
7	87	0,3	38	103	0,1	44	119	0,2	36	135	0,1	36	151	0,5	38
8	88	0,2	292	104	0,2	261	120	0,1	290	136	0,2	251	152	0,5	395
9	89	0,5	46	105	0,1	37	121	0,1	35	137	0,1	38	153	0,1	51
10	90	0,2	274	106	0,1	248	122	0,1	267	138	0,1	257	154	0,2	320
11	91	0,1	43	107	0,1	41	123	0,1	36	139	0,1	36	155	0,3	57
12	92	0,1	249	108	0,1	253	124	0,3	277	140	0,1	249	156	0,3	353
13	93	1,8	56	109	0,1	41	125	0,2	56	141	0,3	49	157	0,4	46
14	94	0,2	271	110	0,1	245	126	0,1	265	142	0,1	231	158	0,1	259
15	95	0,2	52	111	0,1	47	127	0,2	48	143	0,2	41	159	0,2	58
16	96	0,3	246	112	0,1	219	128	0,2	260	144	0,4	239	160	0,2	242
	Modul 10			Modul 11			Modul 12			Modul 13			Modul 14		
1	161	0,2	30	177	0,1	30	193	0,1	30	209	0,1	28	225	0,1	27
2	162	0,2	199	178	0,1	178	194	0,3	187	210	0,1	212	226	0,1	188
3	163	0,2	33	179	0,1	23	195	0,4	51	211	0,1	37	227	0,1	29
4	164	0,1	229	180	0,1	224	196	0,3	260	212	0,2	234	228	0,1	210
5	165	0,1	39	181	0,1	31	197	0,4	40	213	0,1	38	229	0,1	31

6	166	0,1	271	182	0,1	227	198	0,2	300	214	0,1	274	230	0,1	212
7	167	0,1	59	183	0,1	35	199	0,4	77	215	0,2	46	231	0,1	30
8	168	0,3	330	184	0,1	230	200	0,4	299	216	0,2	261	232	0,5	221
9	169	0,2	41	185	0,1	31	201	0,3	46	217	0,1	28	233	0,2	31
10	170	0,1	272	186	0,1	241	202	0,4	325	218	0,1	274	234	0,3	218
11	171	0,3	56	187	0,1	35	203	0,6	68	219	0,1	37	235	0,4	36
12	172	0,4	330	188	0,1	226	204	0,2	309	220	0,1	252	236	0,1	236
13	173	0,1	47	189	0,1	30	205	0,4	55	221	0,2	35	237	0,1	34
14	174	0,4	246	190	0,1	197	206	0,3	268	222	0,1	182	238	0,1	219
15	175	0,2	60	191	0,1	30	207	0,4	91	223	0,1	30	239	0,2	39
16	176	0,4	239	192	0,1	198	208	0,7	315	224	0,3	209	240	0,2	216
	Modul 15			Modul 16			Modul 17			Modul 18			Modul 19		
1	241	0,2	35	257	0,1	30	273	0,1	36	289	0,1	25	305	6,1	30
2	242	0,2	229	258	0,1	210	274	0,2	240	290	0,1	170	306	8,1	210
3	243	0,6	47	259	0,3	33	275	0,1	35	291	0,1	22	307	18,1	26
4	244	0,2	256	260	0,2	266	276	0,1	254	292	0,1	202	308	32,3	220
5	245	0,1	53	261	0,4	31	277	0,5	25	293	0,1	25	309	2,6	31
6	246	0,7	302	262	0,1	239	278	0,5	291	294	0,1	199	310	3,4	256
7	247	0,5	60	263	0,1	46	279	0,5	59	295	0,2	24	311	6,7	43
8	248	0,2	420	264	0,7	321	280	0,3	288	296	0,3	220	312	16,1	240
9	249	1,2	54	265	0,5	40	281	0,4	37	297	0,1	26	313	2,0	32
10	250	0,5	298	266	0,3	242	282	0,1	290	298	0,2	226	314	2,0	260
11	251	0,3	63	267	0,5	43	283	0,1	48	299	0,1	30	315	3,2	43
12	252	0,6	375	268	0,2	308	284	0,2	264	300	0,1	235	316	14,1	230
13	253	0,2	53	269	0,4	40	285	0,3	50	301	0,1	31	317	3,7	35
14	254	0,3	264	270	0,1	231	286	0,1	246	302	0,1	229	318	1,2	227
15	255	0,4	62	271	0,1	55	287	0,1	46	303	0,2	39	319	6,0	41
16	256	0,4	255	272	0,2	217	288	0,1	234	304	0,1	232	320	9,4	195
	Modul 20			Modul 21			Modul 22			Modul 23			Modul 24		
1	321	0,2	27	337	0,1	22	353	0,1	17	369	0,1	24	385	0,4	23
2	322	0,2	190	338	0,1	196	354	0,1	168	370	0,1	192	386	0,1	189
3	323	0,1	27	339	0,1	22	355	0,1	24	371	0,1	24	387	0,1	29
4	324	0,1	200	340	0,1	211	356	0,1	200	372	0,1	223	388	0,2	230
5	325	0,1	29	341	0,1	23	357	0,1	24	373	0,1	24	389	0,1	29
6	326	0,1	254	341	0,1	218	358	0,1	210	374	0,1	232	390	0,1	223
7	327	0,4	62	343	0,1	28	359	0,1	30	375	0,1	24	391	0,2	36
8	328	0,1	235	344	0,1	233	360	0,1	213	376	0,1	230	392	0,3	242
9	329	0,1	30	345	0,1	22	361	0,1	23	377	0,1	25	393	0,1	27
10	330	0,5	299	346	0,1	231	362	0,1	217	378	0,1	243	394	0,2	233
11	331	0,3	60	347	0,1	28	363	0,1	30	379	0,1	25	395	0,1	32
12	332	0,3	259	348	0,1	221	364	0,1	232	380	0,1	227	396	0,1	236
13	333	0,6	39	349	0,1	25	365	0,1	20	381	0,1	30	397	0,3	43
14	334	0,2	240	350	0,1	216	366	0,1	204	382	0,1	214	398	0,4	213
15	335	0,2	54	351	0,1	27	367	0,1	33	383	0,1	25	399	0,2	48
16	336	0,2	243	352	0,1	177	368	0,1	211	384	0,1	182	400	0,1	246

	Modul 25			Modul 26			Modul 27			Modul 28			Modul 29		
1	401	0,2	29	417	0,3	19	433	0,1	31	449	0,1	15	465	0,1	29
2	402	0,3	214	418	0,1	185	434	0,1	212	450	0,1	158	466	0,1	221
3	403	0,5	40	419	0,2	23	435	0,1	27	451	0,1	19	467	0,2	35
4	404	0,7	286	420	0,1	200	436	0,1	240	452	0,1	183	468	0,1	247
5	405	0,2	30	421	0,1	23	437	0,2	23	453	0,1	20	469	0,2	32
6	406	0,3	253	422	0,1	197	438	0,1	239	454	0,1	189	470	0,2	252
7	407	0,4	46	423	0,2	26	439	0,1	31	455	0,1	25	471	0,3	39
8	408	0,7	313	424	0,3	214	440	0,2	252	456	0,1	198	472	0,2	274
9	409	0,2	37	425	0,1	25	441	0,2	29	457	0,1	20	473	0,1	31
10	410	0,2	257	426	0,1	206	442	0,1	238	458	0,1	190	474	0,2	256
11	411	0,3	34	427	0,1	24	443	0,2	33	459	0,1	21	475	0,3	41
12	412	1,0	296	428	0,1	217	444	0,2	256	460	0,2	202	476	0,3	256
13	413	1,9	60	429	0,1	32	445	0,9	40	461	0,2	25	477	0,3	41
14	414	2,0	266	430	0,1	208	446	0,1	242	462	0,1	197	478	0,1	239
15	415	1,1	59	431	0,2	32	447	0,4	47	463	0,1	33	479	0,2	57
16	416	3,8	298	432	0,2	200	448	0,5	227	464	0,1	208	480	0,2	231

Anhang D

Elektronik

D.1 Schematische Darstellung der Belegung der Elektronik-Racks des Tagging-Systems

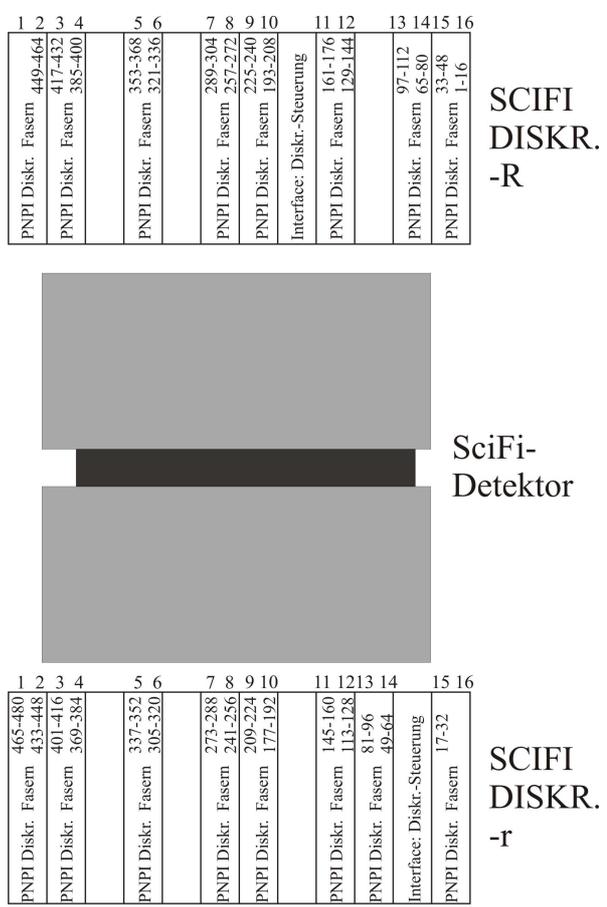


Abbildung D.1:
Übersicht über die Diskriminatorbelegung für den Szintillierende-Fasern-Detektor.

D.2 Kabelverzögerung für die Signale der Szintillatorstreifen vom Sekundärelektronenvervielfacher bis zum Diskriminator.

Tabelle D.1:

Kabelverzögerung für die Signale der Szintillatorstreifen vom Sekundärelektronenvervielfacher bis zum Diskriminator. In der Tabelle steht PM für Photomultiplier sowie Diskr. für Diskriminator. Die Verzögerungskabel wurden im März 2009 erneuert, für die aktuellsten Parameter sei auf die Hardware-Doku des CB/TAPS-Experimentes verwiesen.

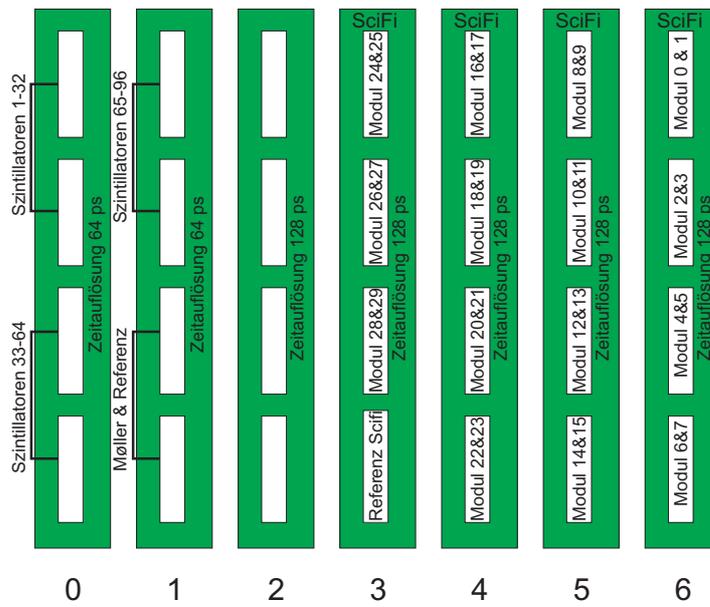
Nr.	Delay [ns] PM→Splitter	Delay [ns] Splitter→Diskr.	Nr.	Delay [ns] PM→Splitter	Delay [ns] Splitter→Diskr.
1	62	25,7	49	62	30,5
2	62	27,7	50	62	31,8
3	62	27,7	51	62	31,8
4	62	27	52	62	32,0
5	62	26,5	53	62	30,8
6	62	25,8	54	62	31,7
7	62	26,8	55	62	24,6
8	62	26,3	56	62	23,5
9	62	27,5	57	62	22,8
10	62	27,3	58	62	25,7
11	61	28,7	59	62	24,7
12	61	28,4	60	62	23,6
13	61	24,9	61	61	24,7
14	61	25,7	62	61	23,8
15	61	27,8	63	61	24,6
16	61	27,7	64	61	24,7
17	61	26,2	65	61	23,7
18	61	26,7	66	61	23,6
19	61	26,8	67	61	23,8
20	61	26,7	68	61	22,7
21	61	25,6	69	61	24,8
22	61	24,3	70	61	23,7
23	61	25,9	71	61	23,7
24	61	26,7	72	61	23,7
25	61	27,9	73	61	23,6
26	61	26,1	74	61	23,7
27	61	26,1	75	61	24,7
28	61	25,3	76	61	25,7
29	61	25,6	77	61	22,7
30	61	26,4	78	61	24,8
31	61	23,7	79	61	24,4
32	61	25,9	80	61	24,8
33	61	24,7	81	61	18,6
34	61	24,4	82	61	22,6
35	61	31,1	83	61	19,5

36	61	25,5	84	61	19,5
37	61	33,2	85	61	20,4
38	61	32,4	86	61	17,2
39	61	31,7	87	61	19,7
40	61	30,6	88	61	20,3
41	62	31,8	89	61	18,4
42	62	31,0	90	61	19,6
43	62	32,0	91	61	19,7
44	62	30,9	92	61	17,5
45	62	28,8	93	61	18,4
46	62	29,8	94	61	18,5
47	62	31,2	95	61	19,7
48	62	31,0	96	61	19,5

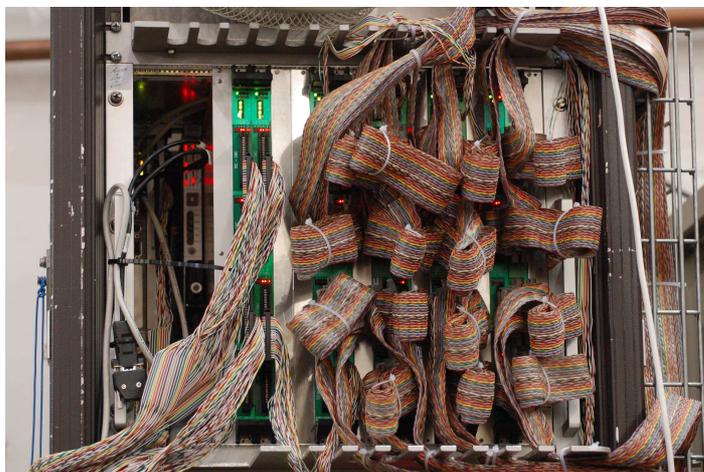
D.3 Belegung der Zähler für die Koinzidenzen aus den Szintillatorstreifen

Zählerkanal	Koinzidenzen aus Szintillator Nr. a & b		
	Zähler 3	Zähler 4	Zähler 5
1	31&32	63&64	95&96
2	29&30	61&62	93&94
3	27&28	59&60	91&92
4	25&26	57&58	89&90
5	23&24	55&56	87&88
6	21&22	53&54	86&86
7	19&20	51&52	83&84
8	17&18	49&50	81&82
9	15&16	47&48	79&80
10	13&14	45&46	77&78
11	11&12	43&44	75&76
12	9&10	41&42	73&74
13	7&8	39&40	71&72
14	5&6	37&38	69&70
15	3&4	35&36	67&68
16	1&2	33&34	65&66
17	32&33	64&65	–
18	30&31	62&63	94&95
19	28&29	60&61	92&93
20	26&27	58&59	90&91
21	24&25	56&57	88&89
22	22&23	54&55	86&87
23	20&21	52&53	84&85
24	18&19	50&51	82&83
25	16&17	48&49	80&81
26	14&15	46&47	78&79
27	12&13	44&45	76&77
28	10&11	42&43	74&75
29	8&9	40&41	72&73
30	6&7	38&39	70&71
31	4&5	36&37	68&69
32	2&3	34&35	66&67

D.4 Übersicht zur Belegung der CATCH-TDCs



(a) Schematische Übersicht zur Belegung der CATCH-TDCs.



(b) Photo.

Abbildung D.4: Belegung der CATCH-TDCs.

D.5 Liste der CATCH-IDs für das Tagging-System

ID	zugeordneter Subdetektor
Modul 0 und 1:	
1–96 (jeweils doppelt aufgrund der Zusammenfassung von jeweils zwei TDC-Kanälen zur Verbesserung der Zeitauflösung auf 64 ps)	Szintillatorstreifen
2001 (doppelt)	Møller TDC 1
2002(doppelt)	Møller TDC 2
2003 (doppelt)	Møller TDC 3
2004 (doppelt)	Møller TDC 4
2005 (doppelt)	Møller TDC 5
2006 (doppelt)	Møller TDC 6
Modul 1:	
2027 (doppelt)	TaggerOR der Koinzidenzkanäle 1–32
2028 (doppelt)	TaggerOR der Koinzidenzkanäle 33–64
2029 (doppelt)	TaggerOR der Koinzidenzkanäle 65–96
10027 (doppelt)	Referenzkanal (Trigger) für die Szintillatorstreifen und die Møller-Detektoren
Modul 2:	
20221 (einfach)	Referenzkanal (Trigger) für den Szintillierende-Fasern-Detektor
20001–20030 (einfach)	unbelegte TDC-Kanäle
Modul 2–5:	
1–480 (einfach)	Szintillierende Fasern

Tabelle D.2: CATCH-IDs für das Tagging-System.

Anhang E

Daten zu den durchgeführten Magnetfeldmessungen

E.1 Übersicht B_x -Verteilung

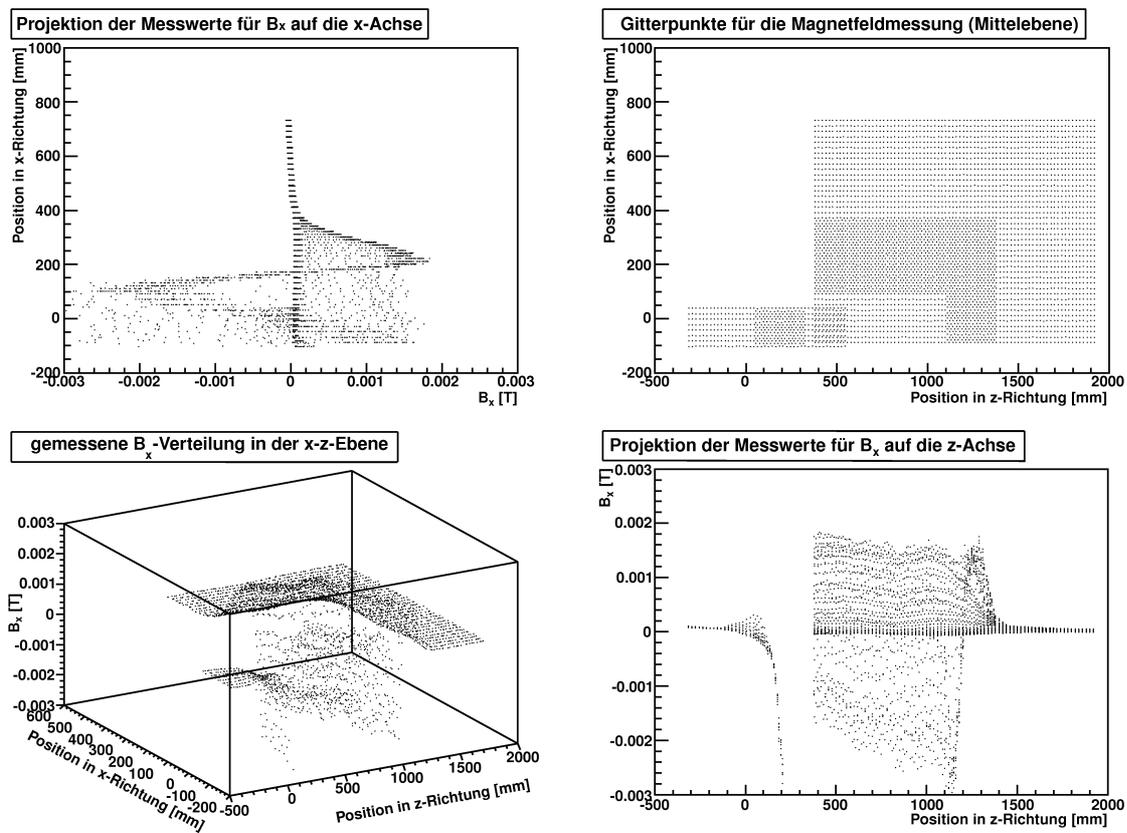


Abbildung E.1:
Übersicht über die gemessenen Daten zur Komponente B_x des Magnetfeldes (vgl. Abschnitt 4.2.1).

E.2 Übersicht B_z -Verteilung

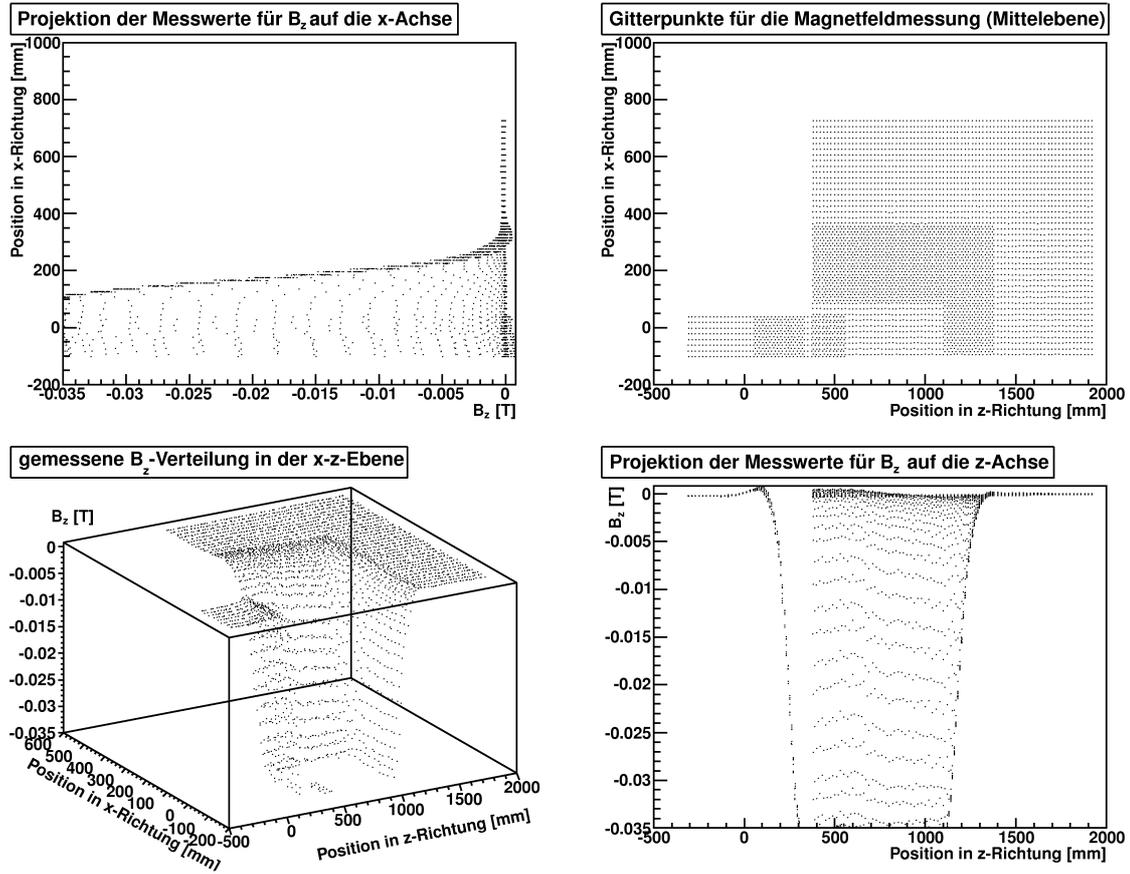


Abbildung E.2:
Übersicht über die gemessenen Daten zur Komponente B_z des Magnetfeldes (vgl. Abschnitt 4.2.1).

Anhang F

Daten zur Energiekalibration des Tagging-Systems

F.1 Kennlinienmessung für den Taggermagneten

I / A	B / T						
27,214	0,0525	240,625	0,439	344,705	0,628	770,573	1,395
77,344	0,142	243,490	0,444	394,358	0,718	801,740	1,446
126,546	0,231	247,309	0,451	444,010	0,808	830,252	1,496
176,964	0,322	250,174	0,456	493,186	0,897	859,852	1,544
215,799	0,394	253,516	0,462	542,839	0,988	893,273	1,597
227,257	0,415	258,290	0,471	592,440	1,077	909,028	1,621
230,599	0,421	265,451	0,484	641,667	1,166	938,628	1,665
234,896	0,429	275,000	0,501	691,319	1,255	968,707	1,708
237,760	0,434	294,575	0,537	741,450	1,344	998,307	1,748

Tabelle F.1: Daten zur $B - I$ -Kennlinienmessung des Tagging-Magneten.

F.2 Messdaten bei den verschiedenen Primärstrahlsollenergien

F.2.1 Strahleinstellungen

E_0^{Soll} / MeV	horiz. Position ¹ x am Radiator / mm	σ_x / mm	vert. Position y am Radiator / mm	σ_y / mm
650	31,80	0,49	0,02	0,31
800	31,95	0,38	0,35	0,29
1270	31,44	0,33	-0,57	0,29
1800	31,48	0,32	-0,55	0,39
2400	31,57	0,26	-0,56	0,25
2400 b ²	31,62	0,94	-0,54	0,81

¹ x -Sollposition: 31,60 mm.

² Messung mit eingeschaltetem Solenoidmagneten in der Extraktionsstrahlführung.

Tabelle F.2: Strahleinstellungen für die verschiedenen Kalibrationsmessungen.

F.2.2 Kalibrationsdaten

Im Folgenden sind die Daten aufgeführt, die während der verschiedenen Messungen im März, August und September 2007 zur Energiekalibration des Tagging-Systems aufgenommen wurden. Für die finale Kalibration wurden die verschiedenen Datensets wie folgt kombiniert: Daten bei $E_0^{Soll} = 800$ MeV von Fasernummer 160 bis 400, Daten bei $E_0^{Soll} = 1270$ MeV von Fasernummer 300 bis 470, Daten bei $E_0^{Soll} = 1800$ MeV von Fasernummer 400 bis 480 und Daten bei $E_0^{Soll} = 2400$ MeV von Fasernummer 460 bis 471.

Tabelle F.3: Messwerte bei $E_0^{Soll} = 600$ MeV.

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index
600	998,307	1,748	43,66	0,5
600	968,707	1,708	44,19	0,5
600	938,628	1,665	45,14	0,5
600	909,028	1,621	45,61	0,5
600	893,273	1,597	46,28	0,5
600	859,852	1,544	46,74	0,5
600	830,252	1,496	47,55	0,5
600	801,740	1,446	48,65	0,5
600	770,573	1,395	49,53	0,5
600	741,450	1,344	50,51	0,5
600	691,319	1,255	52,26	0,5
600	641,667	1,166	54,09	0,5
600	592,44	1,077	56,65	0,5
600	542,839	0,988	59,35	0,5
600	493,186	0,897	62,34	0,5
600	444,010	0,808	65,87	0,5
600	394,358	0,718	69,88	0,5
600	344,705	0,628	74,49	0,5
600	294,575	0,537	80,8	0,5
600	275,000	0,501	84,48	0,5
600	265,451	0,484	85,89	0,5
600	258,290	0,471	87,38	0,5
600	253,516	0,462	88,21	0,5
600	250,174	0,456	88,61	0,5
600	247,309	0,451	88,92	0,5
600	243,490	0,444	89,37	0,5
600	240,625	0,439	89,75	0,5
600	237,760	0,434	90,14	0,5
600	234,896	0,429	90,85	0,5
600	230,599	0,421	91,59	0,5
600	227,257	0,415	92,25	0,5
600	215,799	0,394	93,78	0,5

Tabelle F.4: Messwerte bei $E_0^{Soll} = 650$ MeV.

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index	Faserindex	σ Faserindex
650	998,785	1,752	45,66	0,5	42,67	1,0
650	989,714	1,739	45,86	0,5	45,75	1,0
650	979,688	1,725	46,29	0,5	47,42	1,0
650	969,661	1,711	46,46	0,5	51,77	1,0
650	959,635	1,697	46,61	0,5	54,81	1,0
650	949,609	1,683	46,82	0,5	57,41	1,0
650	929,080	1,652	47,28	0,5	63,37	1,0
650	909,983	1,623	47,8	0,5	70,64	1,0
650	892,75	1,597	48,25	0,5	76,42	1,0
650	872,266	1,565	48,64	0,5	83,62	1,0
650	850,304	1,530	49,31	0,5	91,06	1,0
650	810,677	1,465	50,34	0,5	106,	1,0
650	781,076	1,414	51,29	0,5	117,8	1,0
650	750,998	1,362	52,13	0,5	130,1	1,0
650	720,443	1,308	53,2	0,5	145,4	1,0
650	689,887	1,253	54,34	0,5	157,6	1,0
650	664,583	1,208	55,41	0,5	170,4	1,0
650	634,505	1,154	56,76	0,5	186,	1,0
650	603,95	1,100	58,12	0,5	200,4	1,0
650	574,349	1,045	59,99	0,5	217,3	1,0
650	544,271	0,991	61,44	0,5	233,5	1,0
650	514,670	0,937	63,29	0,5	251,1	1,0
650	484,592	0,883	65,28	0,5	268,8	1,0
650	454,991	0,829	67,33	0,5	287,7	1,0
650	424,913	0,775	69,84	0,5	308,7	1,0
650	394,358	0,719	72,36	0,5	330,3	1,0
650	364,757	0,664	75,72	0,5	351,6	1,0
650	334,679	0,610	79,35	0,5	375,0	1,0
650	303,646	0,553	83,19	0,5	399,6	1,0
650	287,413	0,524	86,2	0,5	412,7	1,0
650	276,910	0,505	87,98	0,5	421,4	1,0
650	271,658	0,496	88,72	0,5	426,4	1,0
650	266,884	0,487	89,54	0,5	430,4	1,0
650	261,155	0,476	90,14	0,5	434,3	1,0
650	255,903	0,467	91,1	0,5	438,6	1,0
650	248,264	0,453	92,41	0,5	445,3	1,0
650	242,057	0,442	93,13	0,5	450,2	1,0
650	255,903	0,467	91,1	0,5	438,6	1,0

Tabelle F.5: Messwerte bei $E_0^{Soll} = 800$ MeV.

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index	Faserindex	σ Faserindex
800	998,307	1,751	51,48	0,5	118,0	0,5
800	988,281	1,737	51,5	0,5	120,5	0,5
800	968,229	1,709	51,52	0,5	125,8	0,5
800	948,177	1,68	52,46	0,5	131,3	0,5
800	928,602	1,651	52,53	0,5	137,0	0,5
800	908,550	1,621	53,47	0,5	142,7	0,5
800	893,750	1,598	53,49	0,5	147,7	0,5
800	892,795	1,597	53,48	0,5	147,9	0,5
800	869,401	1,560	54,0	0,5	154,6	0,5
800	839,800	1,512	54,53	0,5	165,0	0,5
800	809,722	1,463	55,5	0,5	175,3	0,5
800	779,644	1,411	56,82	0,5	187,1	0,5
800	749,566	1,359	57,97	0,5	198,6	0,5
800	719,965	1,306	59,48	0,5	211,3	0,5
800	689,887	1,253	60,49	0,5	224,5	0,5
800	664,583	1,207	61,5	0,5	235,7	0,5
800	631,641	1,149	63,27	0,5	251,3	0,5
800	601,085	1,093	64,96	0,5	266,0	0,5
800	571,480	1,039	66,50	0,5	281,4	0,5
800	541,406	0,986	68,51	0,5	297,5	0,5
800	511,806	0,931	70,24	0,5	314,1	0,5
800	481,727	0,878	72,49	0,5	331,1	0,5
800	451,649	0,822	74,53	0,5	349,4	0,5
800	421,571	0,768	77,48	0,5	367,6	0,5
800	410,113	0,748	79,41	0,5	374,8	0,5
800	400,087	0,729	79,52	0,5	381,2	0,5
800	390,538	0,711	80,88	0,5	387,6	0,5
800	380,512	0,693	82,41	0,5	394,0	0,5
800	370,486	0,675	83,47	0,5	400,5	0,5
800	360,460	0,657	85,39	0,5	407,1	0,5
800	350,434	0,639	86,48	0,5	413,7	0,5
800	345,660	0,630	86,79	0,5	416,7	0,5
800	340,408	0,621	87,53	0,5	420,2	0,5
800	335,634	0,612	88,48	0,5	423,5	0,5
800	330,859	0,603	88,52	0,5	427,0	0,5
800	325,608	0,594	89,42	0,5	430,3	0,5
800	320,833	0,585	89,93	0,5	433,5	0,5
800	315,582	0,576	90,88	0,5	436,9	0,5
800	310,807	0,567	91,74	0,5	440,3	0,5
800	305,078	0,557	92,27	0,5	444,2	0,5
800	300,781	0,549	92,46	0,5	447,2	0,5
800	295,052	0,539	93,49	0,5	451,1	0,5
800	290,278	0,530	93,54	0,5	454,5	0,5
800	285,026	0,521	94,42	0,5	457,9	0,5
800	280,252	0,512	94,98	0,5	461,4	0,5
800	275,955	0,504	95,66	0,5	464,3	0,5
800	270,226	0,493	96,00	0,5	468,4	0,5
800	265,929	0,486	96,00	0,5	471,2	0,5

Tabelle F.6: Messwerte bei $E_0^{Soll} = 1270$ MeV.

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index	Faserindex	σ Faserindex
1270	997,830	1,751	64,88	0,5	265,5	0,5
1270	988,281	1,737	65,24	0,5	267,6	0,48
1270	977,300	1,722	65,50	0,5	270,1	0,448
1270	967,274	1,708	65,55	0,5	272,4	0,53
1270	957,726	1,694	66,04	0,5	274,4	0,54
1270	947,700	1,679	66,21	0,5	277,1	0,44
1270	937,674	1,665	66,49	0,5	279,5	0,51
1270	927,648	1,650	66,50	0,5	282,0	0,45
1270	917,622	1,635	66,54	0,5	284,6	0,53
1270	908,073	1,620	67,44	0,5	287,2	0,47
1270	898,524	1,606	67,49	0,5	289,6	0,495
1270	892,318	1,596	67,50	0,5	291,5	0,50
1270	881,814	1,579	68,32	0,5	294,5	0,51
1270	871,788	1,564	68,50	0,5	297,4	0,47
1270	861,762	1,548	68,62	0,5	300,1	0,45
1270	851,736	1,532	69,15	0,5	303,0	0,43
1270	832,161	1,500	69,96	0,5	309,1	0,5
1270	812,109	1,467	70,56	0,5	315,3	0,51
1270	792,057	1,433	71,51	0,5	321,5	0,48
1270	782,986	1,418	72,00	0,5	324,5	0,55
1270	762,934	1,383	72,50	0,5	331,4	0,53
1270	743,359	1,348	73,51	0,5	338,6	0,50
1270	723,307	1,313	74,50	0,5	345,9	0,45
1270	703,255	1,277	75,93	0,5	353,3	0,42
1270	683,681	1,242	77,02	0,5	360,9	0,43
1270	663,628	1,206	77,78	0,5	368,7	0,46
1270	644,054	1,170	79,50	0,5	376,5	0,51
1270	624,479	1,136	80,10	0,5	384,0	0,40
1270	604,904	1,100	82,05	0,5	392,1	0,50
1270	584,852	1,064	83,61	0,5	400,3	0,49
1270	564,800	1,028	85,50	0,5	408,5	0,52
1270	555,252	1,010	85,87	0,5	412,6	0,47
1270	545,226	0,992	86,85	0,5	416,7	0,44
1270	535,200	0,974	87,51	0,5	420,8	0,46
1270	525,174	0,956	88,50	0,5	425,1	0,47
1270	515,148	0,938	89,31	0,5	429,4	0,50
1270	505,599	0,920	89,98	0,5	433,5	0,50
1270	486,024	0,885	91,55	0,5	441,7	0,47
1270	475,998	0,867	92,50	0,5	445,9	0,44
1270	466,450	0,849	93,41	0,5	450,3	0,53
1270	456,424	0,831	94,06	0,5	454,8	0,44
1270	446,398	0,813	94,53	0,5	459,1	0,44
1270	436,371	0,795	95,49	0,5	463,5	0,50
1270	426,345	0,777	96,00	0,5	467,7	0,50

Tabelle F.7: Messwerte bei $E_0^{Soll} = 1800$ MeV.

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index	Faserindex	σ Faserindex
1800	997,830	1,751	77,11	0,5	364,5	0,66
1800	994,488	1,746	77,13	0,5	365,1	0,58
1800	990,191	1,740	77,20	0,5	365,8	0,63
1800	986,849	1,735	77,40	0,5	366,6	0,62
1800	982,552	1,729	77,51	0,5	367,5	0,51
1800	972,526	1,715	78,11	0,5	369,5	0,52
1800	967,274	1,708	78,42	0,5	370,5	0,58
1800	962,500	1,701	78,51	0,5	371,5	0,55
1800	957,726	1,694	78,63	0,5	372,5	0,61
1800	952,474	1,687	79,08	0,5	373,6	0,57
1800	947,700	1,680	79,41	0,5	374,7	0,64
1800	942,448	1,673	79,50	0,5	375,7	0,59
1800	937,674	1,665	79,50	0,5	376,8	0,65
1800	932,899	1,658	79,50	0,5	377,8	0,64
1800	927,648	1,650	79,51	0,5	378,9	0,59
1800	922,873	1,643	79,51	0,5	379,9	0,65
1800	917,622	1,635	79,51	0,5	381,2	0,60
1800	912,847	1,628	79,53	0,5	382,2	0,62
1800	908,078	1,620	79,97	0,5	383,4	0,54
1800	903,776	1,614	80,12	0,5	384,2	0,51
1800	898,524	1,606	80,70	0,5	385,3	0,45
1800	892,318	1,596	80,90	0,5	386,6	0,62
1800	888,976	1,591	80,94	0,5	387,5	0,51
1800	883,724	1,583	81,07	0,5	388,8	0,65
1800	878,350	1,575	81,54	0,5	389,9	0,63
1800	873,698	1,567	81,95	0,5	391,1	0,63
1800	868,924	1,560	82,03	0,5	392,3	0,60
1800	863,672	1,552	82,34	0,5	393,5	0,54
1800	854,123	1,536	82,89	0,5	395,9	0,66
1800	844,097	1,520	82,98	0,5	398,4	0,59
1800	834,071	1,504	83,82	0,5	400,9	0,65
1800	824,045	1,487	84,49	0,5	403,5	0,91
1800	814,019	1,471	85,19	0,5	406,0	0,65
1800	804,447	1,454	85,50	0,5	408,6	0,62
1800	794,444	1,437	85,54	0,5	411,3	0,53
1800	788,715	1,428	85,91	0,5	412,8	0,64
1800	782,986	1,418	86,38	0,5	414,4	0,60
1800	772,960	1,401	87,01	0,5	417,1	0,59
1800	768,186	1,392	87,44	0,5	418,4	0,59
1800	762,457	1,382	87,49	0,5	420,0	0,66
1800	758,160	1,375	87,58	0,5	421,3	0,60
1800	753,385	1,366	88,09	0,5	422,7	0,63
1800	748,134	1,357	88,47	0,5	424,1	0,65

1800	743,359	1,348	88,51	0,5	425,6	0,58
1800	738,108	1,340	88,52	0,5	427,0	0,67
1800	733,333	1,331	88,83	0,5	428,5	0,59
1800	728,082	1,322	89,47	0,5	429,9	0,66
1800	723,307	1,313	89,71	0,5	431,4	0,54
1800	718,533	1,305	89,95	0,5	432,8	0,65
1800	713,281	1,296	90,31	0,5	434,3	0,56
1800	708,507	1,287	90,56	0,5	435,7	0,57
1800	703,255	1,278	91,16	0,5	437,3	0,63
1800	698,481	1,269	91,50	0,5	438,7	0,59
1800	693,707	1,260	91,51	0,5	440,2	0,65
1800	688,488	1,251	91,57	0,5	441,7	0,60
1800	683,681	1,242	92,34	0,5	443,2	0,57
1800	678,429	1,233	92,48	0,5	444,6	0,63
1800	673,654	1,224	92,49	0,5	446,2	0,60
1800	668,880	1,215	92,59	0,5	447,7	0,60
1800	663,628	1,206	93,08	0,5	449,2	0,64
1800	658,854	1,197	93,45	0,5	450,9	0,75
1800	653,602	1,189	93,49	0,5	452,4	0,55
1800	648,828	1,180	93,83	0,5	453,8	0,61
1800	644,054	1,171	94,27	0,5	455,4	0,52
1800	639,757	1,163	94,51	0,5	456,7	0,65
1800	634,505	1,154	94,52	0,5	458,2	0,60
1800	629,731	1,145	94,55	0,5	459,7	0,59
1800	624,479	1,136	94,97	0,5	461,2	0,53
1800	619,705	1,127	95,40	0,5	462,9	0,68
1800	614,931	1,118	95,50	0,5	464,3	0,58
1800	609,679	1,109	95,53	0,5	465,8	0,65
1800	604,904	1,100	95,77	0,5	467,2	0,62
1800	599,653	1,091	95,90	0,5	468,7	0,61
1800	594,878	1,082	96,10	0,5	470,4	0,55
1800	589,627	1,073	96,20	0,5	471,8	0,65
1800	584,852	1,064	96,30	0,5	473,1	0,76
1800	580,078	1,056	96,40	0,5	474,8	0,79
1800	574,826	1,046	96,50	0,5	476,5	0,59
1800	570,052	1,037	96,60	0,5	478,0	0,84
1800	564,800	1,028	96,70	0,5	479,4	0,57

Tabelle F.8: Messwerte bei $E_0^{Soll} = 2400$ MeV (ohne Solenoid).

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index	Faserindex	σ Faserindex
2400	997,830	1,751	90,02	0,5	433,4	0,5
2400	994,488	1,746	90,17	0,5	433,9	0,56
2400	990,191	1,740	90,49	0,5	434,6	0,59
2400	986,849	1,735	90,51	0,5	435,3	0,58
2400	982,552	1,729	90,58	0,5	435,8	0,55
2400	972,526	1,715	91,4	0,5	437,6	0,57
2400	962,000	1,701	91,56	0,5	439,2	0,52
2400	952,474	1,686	91,55	0,5	440,9	0,59
2400	942,448	1,672	92,04	0,5	442,5	0,55
2400	932,899	1,657	92,45	0,5	444,2	0,55
2400	922,873	1,642	92,46	0,5	446,0	0,6
2400	912,847	1,628	92,58	0,5	447,8	0,6
2400	903,776	1,613	93,14	0,5	449,5	0,5
2400	892,318	1,596	93,48	0,5	451,8	0,56
2400	883,724	1,583	93,60	0,5	453,4	0,55
2400	873,698	1,567	94,20	0,5	455,3	0,53
2400	863,672	1,552	94,30	0,5	457,3	0,66
2400	854,123	1,535	94,50	0,5	459,1	0,55
2400	844,097	1,519	94,91	0,5	461,1	0,57
2400	834,071	1,503	95,47	0,5	463,2	0,59
2400	824,045	1,487	95,50	0,5	465,0	0,52
2400	814,019	1,470	96,00	0,5	467,0	0,73
2400	804,470	1,454	96,20	0,5	469,1	0,69
2400	794,444	1,437	96,70	0,5	471,1	0,76

Tabelle F.9: Messwerte bei $E_0^{Soll} = 2400$ MeV (mit Solenoid).

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index	Faserindex	σ Faserindex
2400	997,830	1,751	91	0,5	433,5	0,78
2400	994,488	1,746	91	0,5	434,5	0,95
2400	990,191	1,740	91	0,5	434,6	0,89
2400	986,849	1,735	91	0,5	435,2	0,94
2400	982,552	1,729	92	0,5	435,9	0,88
2400	972,526	1,715	92	0,5	437,5	0,87
2400	962,000	1,701	92	0,5	439,1	1,0
2400	952,474	1,686	92	0,5	440,9	1,02
2400	942,448	1,672	92	0,5	442,5	0,83
2400	932,899	1,657	92	0,5	444,2	0,92
2400	922,873	1,642	93	0,5	446,0	0,93
2400	912,847	1,627	93	0,5	447,8	0,88
2400	903,776	1,613	91	0,5	449,5	0,73
2400	892,318	1,596	91	0,5	451,7	0,81
2400	883,724	1,583	92	0,5	453,5	0,75
2400	873,698	1,568	92	0,5	455,3	0,88
2400	863,672	1,551	92	0,5	457,2	0,96
2400	854,123	1,536	92	0,5	459,2	0,66
2400	844,047	1,520	92	0,5	461,1	0,48
2400	834,071	1,504	92	0,5	463,2	0,53
2400	824,045	1,487	93	0,5	465,0	0,46
2400	814,019	1,471	93	0,5	467,0	0,51
2400	804,447	1,454	93	0,5	469,1	0,52
2400	794,444	1,437	93	0,5	471,2	0,53

Tabelle F.10:

Messwerte bei $E_0^{Soll} = 600$ MeV (mit versetzter Strahlage).

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index
600	998,785	1,75	43,53	0,5
600	909,505	1,62	45,54	0,5
600	829,297	1,494	47,52	0,5
600	741,450	1,344	50,53	0,5
600	592,491	1,077	56,5	0,5
600	344,705	0,628	74,66	0,5
600	247,309	0,451	89,57	0,5
600	215,799	0,394	94,76	0,5

Tabelle F.11:

Messwerte bei $E_0^{Soll} = 800$ MeV (mit versetzter Strahlage, horizontaler Drahtscan: $x = 32,58$ mm).

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index	Faserindex	σ Faserindex
800	998,307	1,751	51,48	0,5	118,2	0,5
800	997,830	1,751	51,48	0,5	118,3	0,5
800	893,750	1,597	53,49	0,5	148,0	0,5
800	664,583	1,207	61,51	0,5	237,2	0,5
800	400,087	0,729	80,02	0,5	384,0	0,5
800	325,608	0,594	89,68	0,5	433,1	0,5
800	290,755	0,531	94,34	0,5	457,0	0,5
800	290,755	0,531	93,88	0,5	455,8	0,5

Tabelle F.12: Messwerte bei $E_0^{Soll} = 1270$ MeV (mit versetzter Strahlage).

E_0^{Soll} / MeV	I_{Ist} / A	B / T	Szintillatorindex	σ Index	Faserindex	σ Faserindex
1270	997,830	1,751	64,96	0,5	265,7	0,49
1270	937,674	1,664	66,50	0,5	279,8	0,44
1270	892,318	1,596	67,50	0,5	291,8	0,46
1270	838,845	1,511	69,57	0,5	307,3	0,48
1270	792,057	1,433	71,51	0,5	321,8	0,51
1270	743,359	1,348	73,51	0,5	339,1	0,44
1270	703,255	1,277	75,97	0,5	353,6	0,49
1270	663,628	1,206	77,93	0,5	369,3	0,47
1270	624,479	1,136	80,21	0,5	384,7	0,45
1270	584,852	1,064	83,79	0,5	400,8	0,43
1270	555,252	1,010	85,99	0,5	413,2	0,47
1270	525,174	0,956	88,51	0,5	425,6	0,50
1270	486,024	0,885	91,72	0,5	442,3	0,50
1270	466,450	0,849	93,47	0,5	451,1	0,48
1270	446,398	0,813	94,53	0,5	459,6	0,50
1270	426,345	0,777	96,00	0,5	468,4	0,52

Anhang G

Technische Daten der verwendeten Kaptonfolie



Technical Data Sheet

DuPont™ Kapton® VN is the same tough polyimide film as general purpose HN film, exhibiting an excellent balance of physical, chemical, and electrical properties over a wide temperature range, with superior dimensional stability at elevated temperatures.

Kapton® VN is ideal for high temperature applications that require a low-shrinkage film.

Applications

- Sensors
- Gaskets
- Electronic Parts
- Pin Grids

Product Specifications

Kapton® VN is manufactured, slit and packaged according to the product specifications listed in H-38479, Bulletin GS-96-7.

Certification

Kapton® VN meets ASTM D-5213 (type 1, item A) and IPC 4202/1 requirements.

Abbildung G.1:

Datenblatt zur Folie, die zum Abschluss des Taggingmagnetvakuums verwendet wird, Seite 1 [fol06].

Table 1
Typical Properties of Kapton® VN at 23°C (73°F)

Property	Unit	1 mil 25µm	2 mil 50µm	3 mil 75µm	5 mil 125µm	Test Method
Physical						
Tensile Strength	kpsi (MPa)	34 (234)	34 (234)	34 (234)	34 (234)	ASTM D-882-91
Elongation	%	80	82	82	82	ASTM D-882-91
Tensile Modulus	kpsi (GPa)	400 (2.8)	400 (2.8)	400 (2.8)	400 (2.8)	ASTM D-882-91
Density	g/cc	1.42	1.42	1.42	1.42	ASTM D-1505-90
MIT Folding Endurance	cycles	285,000	55,000	6,000	3,000	ASTM D-2176-89
Tear Strength-propagating (Elmendorf), N		0.07	0.21	0.38	0.58	ASTM D-1922-89
Tear Strength, initial (Graves), N		7.2	16.3	26.3	46.9	ASTM D-1004-90
Thermal						
Flammability		94V0	94V0	94V0	94V0	UL-94
Shrinkage (30 min at 150°C)	%	0.03	0.03	0.03	0.03	IPC-TM-650 Method 2.2.4A
Limiting Oxygen Index	%	37	43	46	45	ASTM D-2863-87
Electrical						
Dielectric Strength	kV/mil (kV/mm)	7.7 (303)	6.1 (240)	5.2 (205)	3.9 (154)	ASTM D-149-91
Dielectric Constant	1kHz	3.4	3.4	3.5	3.5	ASTM D-150-92
Dissipation Factor at 1 kHz		0.0018	0.0020	0.0020	0.0026	ASTM D-150-92
Volume Resistivity	ohm-cm	1.5×10^{17}	1.5×10^{17}	1.4×10^{17}	1.0×10^{17}	ASTM D-257-91

Table 2
Physical Properties of Kapton® VN Film

Physical Property	Typical Value at		Test Method
	23°C (73°F)	200°C (392°F)	
Yield Point at 3%, MPa (psi)	69 (10,000)	41 (6000)	ASTM D-882-91
Stress to produce 5% elongation, MPa (psi)	90 (13,000)	61 (9000)	ASTM D-882-91
Impact Strength, N•cm•(ft lb)	78 (0.58)		DuPont Pneumatic Impact Test
Coefficient of Friction, kinetic (film-to-film)	0.48		ASTM D-1894-90
Coefficient of Friction, static (film-to-film)	0.63		ASTM D-1894-90
Refractive Index (sodium D line)	1.70		ASTM D-542-90
Poisson's Ratio	0.34		Avg. three samples Elongated at 5%, 7%, 10%
Low temperature flex life	pass		IPC-TM 650, Method 2.6.18

Abbildung G.2:
 Datenblatt zur Folie, die zum Abschluss des Taggingmagnetvakuum verwendet wird, Seite 2 [fol06].

Table 3
Thermal Properties of Kapton®VN Film

Thermal Property	Typical Value	Test Condition	Test Method
Melting Point	None	None	ASTM E-794-85 (1989)
Thermal Coefficient of Linear Expansion	20 ppm/°C (11 ppm/°F)	-14 to 38°C (7 to 100°F)	ASTM D-696-91
Coefficient of Thermal Conductivity, W/m-K $\frac{\text{cal}}{\text{cm}\cdot\text{sec}\cdot\text{°C}}$	0.12 2.87 x 10 ⁴	296 K 23°C	ASTM F-433-77 (1987)
Specific Heat, J/g K (cal/g °C)	1.09 (0.261)		Differential calorimetry
Heat Sealability	not heat sealable		
Solder Float	pass		IPC-TM-650, Method 2.4.13A
Smoke Generation	D _m =<1	NBS smoke chamber	NFPA-258
Glass Transition Temperature (T _g)	A second order transition occurs in Kapton® between 360°C(680°F) and 410°C(770°F) and is assumed to be the glass transition temperature. Different measurement techniques produce different results within the above temperature range.		

Table 4
Electrical Properties of Kapton®VN Film at 23°C (73°F)

Property Film Gage	Typical Value	Test Condition	Test Method
Dielectric Strength 25 µm (1 mil) 50 µm (2 mil) 75 µm (3 mil) 125 µm (5 mil)	$\frac{\text{V}}{\text{m}}$ kV/mm (V/mil) 303 (7700) 240 (6100) 205 (5200) 154 (3900)	60 Hz 1/4 in electrodes 500 v/sec rise	ASTM D-149-91
Dielectric Constant 25 µm (1 mil) 50 µm (2 mil) 75 µm (3 mil) 125 µm (5 mil)	3.4 3.4 3.5 3.5	1 kHz	ASTM D-150-92
Dissipation Factor 25 µm (1 mil) 50 µm (2 mil) 75 µm (3 mil) 125 µm (5 mil)	0.0018 0.0020 0.0020 0.0026	1 kHz	ASTM D-150-92
Volume Resistivity 25 µm (1 mil) 50 µm (2 mil) 75 µm (3 mil) 125 µm (5 mil)	$\Omega\cdot\text{cm}$ ₁₇ 1.5 x 10 ¹⁷ 1.5 x 10 ¹⁷ 1.4 x 10 ¹⁷ 1.0 x 10 ¹⁷		ASTM D-257-91

Abbildung G.3:

Datenblatt zur Folie, die zum Abschluss des Taggingmagnetvakuums verwendet wird, Seite 3 [fol06].

Dimensional Stability

The dimensional stability of Kapton® polyimide film depends on two factors—the normal coefficient of thermal expansion and the residual stresses placed in the film during manufacture. The latter causes Kapton® to shrink on its first exposure to elevated temperatures as indicated in the bar graph in **Figure 1**. Once the film has been exposed, the normal values for the thermal coefficient of linear expansion as shown in **Table 5** can be expected.

Figure 1. Residual Shrinkage vs. Exposure Temperature and Thickness, Kapton® HN and VN Films

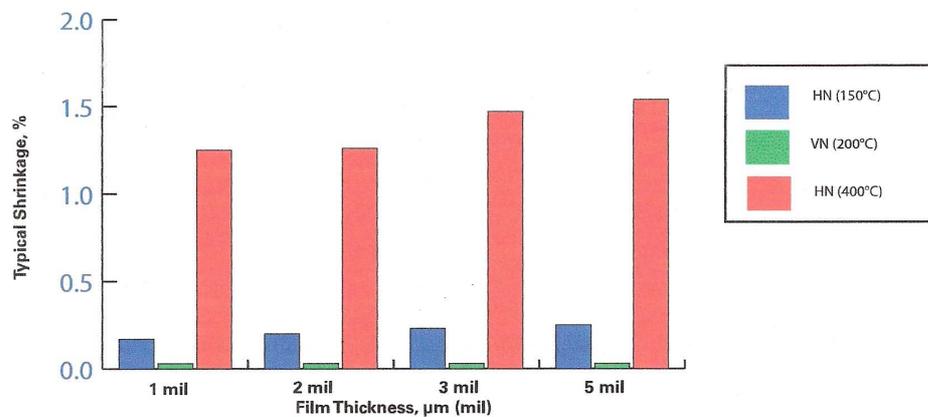


Table 5
Thermal Coefficient of Expansion,
Kapton® VN Film, 25 µm (1 mil),
Thermally Exposed

Temperature Range, °C, (°F)	ppm/°C
30-100 (86-212)	17
100-200 (212-392)	32
200-300 (392-572)	40
300-400 (572-752)	44
30-400 (86-752)	34

Abbildung G.4:

Datenblatt zur Folie, die zum Abschluss des Taggingmagnetvakuums verwendet wird, Seite 4 [fol06].

Anhang H

XML-Dateien

H.1 XML-Datei zur Taggerrekonstruktion

```
<explora>
  <CBTTagger nameofdefaultdet="tr16tagger" name="TR16TaggerReconstruction"
  dstcontainer="BeamPhotons" persistent="yes" barmatching="off" debug="0"
  minhitcount="2">

    <CBTTaggerFiberRecon nrfibers="480" namefibers="FIB"
    maxfibertimediff="2.0" maxfiberhole="1" Debug="0">
      <CBTPolynom Function="(2651.61-1,57935*x+0.00247967*x*x
-4.60888e-5*x*x*x+1.39496e-7*x*x*x*x-1.71282e-10*x*x*x*x*x)"
Min="-1.0" Max="480"/>
    </CBTTaggerFiberRecon>

    <CBTTR16TaggerBarRecon nrbars="96" namebars="BAR"
    maxfibertimediff="5.0" debug="0">
      <CBTDetectorGeometry>
        <CBTTR16TaggerGeometry/>
      </CBTDetectorGeometry>
      <CBTPolynom Function="(3063.81 - 5.329922*x + 0.002592213*x*x
- 0.003273243*x*x*x + 1.031608e-5*x*x*x*x)"
Min="-1.0" Max="96"/>
    </CBTTR16TaggerBarRecon>

  </CBTTagger>
</explora>
```

H.2 Nachbarschaftsliste für die Szintillatorstreifen – CBTTR16TaggerGeometry

```
const UInt_t CBTTR16TaggerGeometry::neighList[96][11] = {
{1,2,3,0,0,0,0,0,0,0,0},
{2,1,3,4,0,0,0,0,0,0,0},
{3,1,2,4,5,0,0,0,0,0,0},
{4,2,3,5,6,0,0,0,0,0,0},
{5,3,4,6,7,0,0,0,0,0,0},
```

{6,4,5,7,8,0,0,0,0,0},
{7,5,6,8,9,0,0,0,0,0},
{8,6,7,9,10,0,0,0,0,0},
{9,7,8,10,11,0,0,0,0,0},
{10,8,9,11,12,0,0,0,0,0},
{11,9,10,12,13,0,0,0,0,0},
{12,10,11,13,14,0,0,0,0,0},
{13,11,12,14,15,0,0,0,0,0},
{14,12,13,15,16,0,0,0,0,0},
{15,13,14,16,17,0,0,0,0,0},
{16,14,15,17,18,0,0,0,0,0},
{17,15,16,18,19,0,0,0,0,0},
{18,16,17,19,20,0,0,0,0,0},
{19,17,18,20,21,0,0,0,0,0},
{20,18,19,21,22,0,0,0,0,0},
{21,19,20,22,23,0,0,0,0,0},
{22,20,21,23,24,0,0,0,0,0},
{23,21,22,24,25,0,0,0,0,0},
{24,22,23,25,26,0,0,0,0,0},
{25,23,24,26,27,0,0,0,0,0},
{26,24,25,27,28,0,0,0,0,0},
{27,25,26,28,29,0,0,0,0,0},
{28,26,27,29,30,0,0,0,0,0},
{29,27,28,30,31,0,0,0,0,0},
{30,28,29,31,32,0,0,0,0,0},
{31,29,30,32,34,0,0,0,0,0},
{32,30,31,33,34,35,0,0,0,0,0},
{33,32,34,35,36,37,0,0,0,0,0},
{34,31,32,33,35,0,0,0,0,0},
{35,32,33,34,36,0,0,0,0,0},
{36,33,35,37,38,0,0,0,0,0},
{37,33,36,38,0,0,0,0,0,0},
{38,36,37,39,40,0,0,0,0,0,0},
{39,38,40,41,0,0,0,0,0,0,0},
{40,38,39,41,42,0,0,0,0,0,0},
{41,39,40,42,43,0,0,0,0,0,0},
{42,40,41,43,44,0,0,0,0,0,0},
{43,41,42,44,45,0,0,0,0,0,0},
{44,42,43,45,46,0,0,0,0,0,0},
{45,43,44,46,47,0,0,0,0,0,0},
{46,44,45,47,0,0,0,0,0,0,0},
{47,46,48,49,0,0,0,0,0,0,0},
{48,47,49,50,0,0,0,0,0,0,0},
{49,47,48,50,51,0,0,0,0,0,0},
{50,48,49,51,52,0,0,0,0,0,0},
{51,49,50,52,0,0,0,0,0,0,0},

```
{52,50,51,53,54,0,0,0,0,0,0},
{53,52,54,55,0,0,0,0,0,0,0},
{54,52,53,55,0,0,0,0,0,0,0},
{55,53,54,56,0,0,0,0,0,0,0},
{56,55,57,58,0,0,0,0,0,0,0},
{57,56,58,59,0,0,0,0,0,0,0},
{58,56,57,59,60,0,0,0,0,0,0,0},
{59,57,58,60,61,0,0,0,0,0,0,0},
{60,58,59,61,0,0,0,0,0,0,0,0},
{61,59,60,62,0,0,0,0,0,0,0,0},
{62,61,63,64,0,0,0,0,0,0,0,0},
{63,62,64,65,0,0,0,0,0,0,0,0},
{64,62,63,65,66,0,0,0,0,0,0,0},
{65,63,64,66,67,0,0,0,0,0,0,0},
{66,64,65,67,0,0,0,0,0,0,0,0},
{67,65,66,68,0,0,0,0,0,0,0,0},
{68,67,69,70,0,0,0,0,0,0,0,0},
{69,68,70,71,0,0,0,0,0,0,0,0},
{70,68,69,71,72,0,0,0,0,0,0,0,0},
{71,69,70,72,73,0,0,0,0,0,0,0,0},
{72,70,71,73,0,0,0,0,0,0,0,0},
{73,71,72,74,0,0,0,0,0,0,0,0},
{74,73,75,76,0,0,0,0,0,0,0,0},
{75,74,76,77,78,0,0,0,0,0,0,0,0},
{76,74,75,77,78,0,0,0,0,0,0,0,0},
{77,75,76,78,0,0,0,0,0,0,0,0},
{78,75,76,77,79,0,0,0,0,0,0,0,0},
{79,78,80,81,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{80,79,81,82,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{81,79,80,82,83,84,0,0,0,0,0,0,0},
{82,80,81,83,84,0,0,0,0,0,0,0,0},
{83,81,82,84,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{84,82,83,85,86,0,0,0,0,0,0,0,0},
{85,84,86,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{86,85,87,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{87,86,88,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{88,87,89,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{89,88,90,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{90,89,91,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{91,90,92,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{92,91,93,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{93,92,94,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{94,93,95,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{95,94,96,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0},
{96,95,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0}
};
```

H.3 Zuordnung zwischen den Szintillatorstreifen und den szintillierenden Fasern – CBTR16TaggerBarFiberMapper

Aus gemessenen Daten:

```
<CBTTaggerBarFiberMapper maxfiberbartimediff="1000.0"
  minfiberbartimediff="-1000.0">
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="42" FiberNrFrom="1" FiberNrTo="6"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="43" FiberNrFrom="1" FiberNrTo="22"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="44" FiberNrFrom="5" FiberNrTo="32"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="45" FiberNrFrom="18" FiberNrTo="48"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="46" FiberNrFrom="28" FiberNrTo="58"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="47" FiberNrFrom="46" FiberNrTo="76"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="48" FiberNrFrom="58" FiberNrTo="88"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="49" FiberNrFrom="73" FiberNrTo="102"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="50" FiberNrFrom="86" FiberNrTo="114"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="51" FiberNrFrom="99" FiberNrTo="129"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="52" FiberNrFrom="111" FiberNrTo="140"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="53" FiberNrFrom="129" FiberNrTo="159"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="54" FiberNrFrom="139" FiberNrTo="169"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="55" FiberNrFrom="154" FiberNrTo="179"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="56" FiberNrFrom="169" FiberNrTo="192"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="57" FiberNrFrom="180" FiberNrTo="203"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="58" FiberNrFrom="187" FiberNrTo="210"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="59" FiberNrFrom="199" FiberNrTo="219"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="60" FiberNrFrom="208" FiberNrTo="230"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="61" FiberNrFrom="217" FiberNrTo="239"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="62" FiberNrFrom="230" FiberNrTo="251"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="63" FiberNrFrom="241" FiberNrTo="261"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="64" FiberNrFrom="249" FiberNrTo="268"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="65" FiberNrFrom="259" FiberNrTo="277"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="66" FiberNrFrom="266" FiberNrTo="286"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="67" FiberNrFrom="273" FiberNrTo="294"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="68" FiberNrFrom="286" FiberNrTo="305"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="69" FiberNrFrom="294" FiberNrTo="314"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="70" FiberNrFrom="302" FiberNrTo="318"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="71" FiberNrFrom="309" FiberNrTo="324"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="72" FiberNrFrom="316" FiberNrTo="334"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="73" FiberNrFrom="323" FiberNrTo="341"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="74" FiberNrFrom="334" FiberNrTo="352"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="75" FiberNrFrom="342" FiberNrTo="358"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="76" FiberNrFrom="351" FiberNrTo="364"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="77" FiberNrFrom="355" FiberNrTo="369"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="78" FiberNrFrom="360" FiberNrTo="374"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="79" FiberNrFrom="370" FiberNrTo="384"/>
  <CBTTaggerBarFiberMap BarNr="80" FiberNrFrom="373" FiberNrTo="389"/>
```

```

<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="81" FiberNrFrom="383" FiberNrTo="393"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="82" FiberNrFrom="386" FiberNrTo="400"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="83" FiberNrFrom="391" FiberNrTo="401"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="84" FiberNrFrom="395" FiberNrTo="404"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="85" FiberNrFrom="403" FiberNrTo="412"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="86" FiberNrFrom="406" FiberNrTo="416"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="87" FiberNrFrom="414" FiberNrTo="422"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="88" FiberNrFrom="418" FiberNrTo="428"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="89" FiberNrFrom="424" FiberNrTo="434"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="90" FiberNrFrom="429" FiberNrTo="436"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="91" FiberNrFrom="434" FiberNrTo="442"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="92" FiberNrFrom="438" FiberNrTo="448"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="93" FiberNrFrom="443" FiberNrTo="455"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="94" FiberNrFrom="450" FiberNrTo="460"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="95" FiberNrFrom="456" FiberNrTo="466"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="96" FiberNrFrom="462" FiberNrTo="472"/>
</CBTTaggerBarFiberMapper>

```

Aus der Simulation:

```

<CBTTaggerBarFiberMapper maxfiberbartimediff="1000.0"
minfiberbartimediff="-1000.0">
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="42" FiberNrFrom="1" FiberNrTo="5"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="43" FiberNrFrom="1" FiberNrTo="22"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="44" FiberNrFrom="4" FiberNrTo="32"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="45" FiberNrFrom="16" FiberNrTo="47"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="46" FiberNrFrom="30" FiberNrTo="59"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="47" FiberNrFrom="46" FiberNrTo="75"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="48" FiberNrFrom="57" FiberNrTo="87"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="49" FiberNrFrom="74" FiberNrTo="104"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="50" FiberNrFrom="85" FiberNrTo="114"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="51" FiberNrFrom="100" FiberNrTo="130"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="52" FiberNrFrom="112" FiberNrTo="142"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="53" FiberNrFrom="129" FiberNrTo="158"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="54" FiberNrFrom="139" FiberNrTo="169"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="55" FiberNrFrom="150" FiberNrTo="180"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="56" FiberNrFrom="169" FiberNrTo="192"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="57" FiberNrFrom="179" FiberNrTo="202"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="58" FiberNrFrom="187" FiberNrTo="210"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="59" FiberNrFrom="198" FiberNrTo="218"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="60" FiberNrFrom="208" FiberNrTo="230"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="61" FiberNrFrom="218" FiberNrTo="240"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="62" FiberNrFrom="229" FiberNrTo="250"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="63" FiberNrFrom="240" FiberNrTo="260"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="64" FiberNrFrom="249" FiberNrTo="268"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="65" FiberNrFrom="258" FiberNrTo="277"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="66" FiberNrFrom="266" FiberNrTo="286"/>

```

```
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="67" FiberNrFrom="275" FiberNrTo="294"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="68" FiberNrFrom="286" FiberNrTo="304"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="69" FiberNrFrom="294" FiberNrTo="313"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="70" FiberNrFrom="302" FiberNrTo="318"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="71" FiberNrFrom="309" FiberNrTo="324"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="72" FiberNrFrom="317" FiberNrTo="334"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="73" FiberNrFrom="324" FiberNrTo="342"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="74" FiberNrFrom="335" FiberNrTo="352"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="75" FiberNrFrom="342" FiberNrTo="357"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="76" FiberNrFrom="351" FiberNrTo="365"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="77" FiberNrFrom="356" FiberNrTo="370"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="78" FiberNrFrom="362" FiberNrTo="375"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="79" FiberNrFrom="370" FiberNrTo="385"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="80" FiberNrFrom="374" FiberNrTo="390"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="81" FiberNrFrom="383" FiberNrTo="393"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="82" FiberNrFrom="387" FiberNrTo="400"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="83" FiberNrFrom="391" FiberNrTo="402"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="84" FiberNrFrom="396" FiberNrTo="405"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="85" FiberNrFrom="403" FiberNrTo="413"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="86" FiberNrFrom="407" FiberNrTo="417"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="87" FiberNrFrom="414" FiberNrTo="423"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="88" FiberNrFrom="418" FiberNrTo="429"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="89" FiberNrFrom="425" FiberNrTo="435"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="90" FiberNrFrom="429" FiberNrTo="437"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="91" FiberNrFrom="436" FiberNrTo="444"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="92" FiberNrFrom="439" FiberNrTo="449"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="93" FiberNrFrom="444" FiberNrTo="456"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="94" FiberNrFrom="450" FiberNrTo="460"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="95" FiberNrFrom="456" FiberNrTo="467"/>
<CBTTaggerBarFiberMap BarNr="96" FiberNrFrom="462" FiberNrTo="472"/>
</CBTTaggerBarFiberMapper>
```

Literaturverzeichnis

- [A⁺90] ADLER, J.-O. et al.: The photon tagging facility at the MAX accelerator system in Lund. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 294 (1990), S. 15–25
- [A⁺91] ANTHONY, I. et al.: Design of a tagged photon spectrometer for use with the Mainz 840 MeV microtron. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 301 (1991), S. 230–240
- [A⁺92] AKER, E. et al.: The Crystal Barrel spectrometer at LEAR. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 321 (1992), S. 69–108
- [A⁺06] ALLISON, J. et al.: Geant4 developments and applications. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 Nr. 1 (2006), S. 270–278
- [B⁺86] BLUCHER, E. et al.: Tests of caesium iodide crystals for an electromagnetic calorimeter. In: *Nucl. Instrum. Methods A* (1986), Nr. 249, S. 201–227
- [B⁺02] BISPLINGHOFF, J. et al.: A Scintillating Fibre Hodoscope for High Rate Applications. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 490 (2002), S. 101–111
- [B⁺11] BRAUN, G. et al.: *A 32 channel scaler for the CATCH-1 module - Documentation*. 1998-11. – Compass-Note
- [Bal05] BALLING, A.: 2005. – private Mitteilung
- [Bal09] BALLING, A.: *in Vorbereitung*, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2009
- [BDP⁺99] BRADTKE, Ch. ; DUTZ, H. ; PESCHEL, H. et al.: A New Frozen-Spin Target for 4 π Particle Detection. In: *Nuclear Instruments and Methods A* (1999), Nr. 436, S. 430–442
- [Bös06] BÖSE, S.: *Modifikation und Test des Lichtpulsersystems für den Crystal Barrel Aufbau an ELSA*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2006
- [bur] <http://www.burle.com>
- [Car83] CARDMAN, L. S. *Photon Tagging, P/83/12/168*. 1983
- [cat01] <http://hpfr02.physik.uni-freiburg.de/projects/compass/electronics/index.html>. 2001
- [cbw06] *Homepage des Crystal-Barrel-Experiments*. 2006
- [Chu74] CHUNG, K. L.: *Elementary Probability Theory with Stochastic Processes*. Springer-Verlag, 1974

- [CR00] CAPSTICK, S. ; ROBERTS, W.: Quark Models of Baryon Masses and Decay. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 45 (2000), S. 241–331
- [CT97] CHIANG, W. T. ; TABAKIN, F.: Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction. In: *Phys. Rev. C* 55 (1997), S. 2054
- [Dia68] DIAMBRINI, G.: High-Energy Bremsstrahlung and Electron Pair Production in Thin Crystals. In: *Rev. Mod. Phys.* 40 (1968), S. 611–631
- [Die08] DIELMANN, J.: *Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2008
- [Ebe07] EBERHARDT, H.: *Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA*, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2007
- [Ebe09] EBERHARDT, H.: *Dissertation in Vorbereitung*, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2009
- [Ehm00] EHMANN, A.: *Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Auslesesystems für den Crystal-Barrel-Detektor zur Messung photoinduzierter Reaktionen an ELSA*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2000
- [elj05] <http://www.eljotechnology.com>. 2005
- [Els07] ELSNER, D.: *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2007
- [F⁺ 7] FISCHER, H. et al.: *CATCH Users Manual*. 2002-7. – Compass-Note
- [Fey89] FEYNMAN, R. P.: *Quantenelektrodynamik*. 1989
- [FH⁺01] FISCHER, H. ; HEINSIUS, F. H. et al.: Implementation of the dead-time free F1 TDC in the COMPASS detector readout. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 461 (2001), S. 507–510
- [Fle00] FLEMMING, H.: *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*, Institut für Experimentalphysik I, Universität Bochum, Dissertation, 2000
- [fol06] <http://kapton.dupont.com>. 2006
- [Fös00] FÖSEL, A.: *Entwicklung und Bau eines Innendetektors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA/Bonn*, Physikalisches Institut, Universität Erlangen, Dissertation, 2000

- [FP04] FORNET-PONSE, K.: *Entwurf eines Fokalebeneendetektors für die Photonenmarkierungsanlage an ELSA*, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2004
- [Fro05] FROMMBERGER, F.: 2005. – private Mitteilung
- [Fro08] FROMMBERGER, F.: 2008. – private Mitteilung
- [G⁺94] GABLER, A.R. et al.: Response of TAPS to monochromatic photons with energies between 45 and 790 MeV. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 346 (1994), S. 168
- [G⁺00] GORIN, A. et al.: Peak-sensing discriminator for multichannel detectors with crosstalk. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 452 (2000), S. 280–288
- [Gen99] GENTNER, M.: *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 1999
- [GR95] GREINER, W. ; REINHARDT, J.: *Theoretische Physik, Bd. 7, Quantenelektrodynamik*. Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main, 1995
- [Grü02] GRÜNEMAIER, A.: *Eine universelle Ausleseschnittstelle für das COMPASS-Experiment*, Institut für Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Dissertation, 2002
- [Grü06] GRÜNER, M.: *Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2006
- [H⁺ 7] HEINSIUS, F.H. et al.: *Draft Standard for CATCH Mezzanine Cards: CATCH/OPEN*. 2001-7. – Compass-Note
- [H⁺06] HIROSE, K. et al.: 200-MeV bremsstrahlung tagged photon beams at Sendai. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 564 (2006), S. 100–107
- [ham] <http://www.hamamatsu.com>
- [Han08] HANNAPPEL, J.: 2008. – private Mitteilung
- [Har08] HARTMANN, J.: *Zeitkalibrierung und Photonenflussbestimmung für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2008
- [HB02] HANKE-BOURGEOIS, M.: *Grundlagen der Numerischen Mathematik und des Wissenschaftlichen Rechnens*. Teubner Verlag, 2002
- [Hei54] HEITLER, W.: *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1954
- [Hil06] HILLERT, W.: The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future. In: *Eur. Phys. Journal A* 28 (2006), S. 139–148

- [His57] HISDAL, E.: Bremsstrahlung Spectra Corrected for Multiple Scattering in the Target. In: *Phys. Rev.* 105 (1957), Mar, Nr. 6, S. 1821–1826
- [HM04] HAROLD, E. R. ; MEANS, W. S.: *XML in a nutshell*. O'Reilly, 2004
- [Hof01a] HOFFMANN, M.: *Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA*, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2001
- [Hof01b] HOFFMANN, M.: *Integration eines RISC-Mikroprozessors zur Überwachung des CATCH*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Diplomarbeit, 2001
- [Hof09] HOFFMEISTER, Ph.: *Dissertation in Vorbereitung*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2009
- [Hor04] HORN, I.: *The decay of the γp system in the $p\pi^0\eta$ final state*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 2004
- [Hub59] HUBBELL, J. H.: Spectrum of Thin Target Bremsstrahlung Bounded by a Forward Circular Cone. In: *Journal of Applied Physics* 30 (1959), Juli, S. 981–984
- [Jac85] JACKSON, J.D.: *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, Berlin, 1985
- [Jan98] JANSSEN, S.: *Entwicklung eines CPV-Systems für TAPS*, II. Physikalisches Institut, Universität Gießen, Diplomarbeit, 1998
- [Jan00] JANSSEN, S.: The New Charged-Particle Veto Detector for the Photon Spectrometer TAPS. In: *IEEE Transactions On Nuclear Science* 47,3 (2000), S. 798–801
- [jla08] <http://www.jlab.org/>. 2008
- [Jun00] JUNKERSFELD, J.: *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* , Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2000
- [Jun05] JUNKERSFELD, J.: *Photoproduktion von $\pi^0\omega$ am Proton bei Energien bis zu 3 GeV*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2005
- [Kai07] KAISER, D.: *Aufbau und Test des Gas-Čerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2007
- [Kal01] KALINOWSKY, H. *Dokumentation des CBELSA/TAPS Tagger-SciFi*. 2001
- [Kam09] KAMMER, S.: *Dissertation in Vorbereitung*, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2009
- [KDT95] KNÖCHLEIN, G. ; DRECHSEL, D. ; TIATOR, L.: Photo- and Electroproduction of Eta Mesons. In: *Z. Phys. A* 352 (1995), S. 327–343

- [Kei00] KEIL, J.: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2000
- [Kit68] KITTEL, Ch.: *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg Verlag München, 1968
- [LL91] LANDAU, L. D. ; LIFSCHITZ, E. M.: *Lehrbuch der theoretischen Physik, Band IV, Quantenelektrodynamik*. Akademie Verlag, 1991
- [LMP01a] LÖRING, U. ; METSCH, B. C. ; PETRY, H.: The light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces. In: *Eur. Phys. J. A* 10 (2001), S. 395–486
- [LMP01b] LÖRING, U. ; METSCH, B. C. ; PETRY, H.: Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces. In: *Eur. Phys. J. A* 10 (2001), S. 309–346
- [Lut67] LUTZ, G.: *Dissertation*, Hamburg, Dissertation, 1967
- [Mak09] MAKONYI, K.: *Setup of the MINITAPS Detector for the CBELSA/TAPS Experiment, in Vorbereitung*, II. Physikalisches Institut, Universität Gießen, Dissertation, 2009
- [N⁺91] NOVOTNY, R. et al.: The BaF₂ photon spectrometer TAPS. In: *IEEE transaction on nuclear science* 38 (1991), S. 378
- [N⁺03] NATTER, F. A. et al.: Monte Carlo Simulation and Analytical Calculation of Coherent Bremsstrahlung and its Polarisation. In: *Nucl. Instrum. Methods B* 211 (2003), S. 465–486
- [Nau01] NAUMANN, Jakob: *Tagging-System, Datennahme und Strahlüberwachung des GDH-Experiments an ELSA*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, November 2001
- [OM59] OLSEN, H. ; MAXIMON, L.C.: Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pairproduction with Screening. In: *Physical Review* 114,3 (1959), S. 887–904
- [R⁺98] RAMBO, F. et al.: Enhancement of the linear polarization of coherent bremsstrahlung by collimation of the photon beam. In: *Phys. Rev. C* 58 (1998), S. 489–501
- [S⁺00] SOBER, D. I. et al.: The bremsstrahlung tagged photon beam in Hall B at JLab. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 440 (2000), S. 263–284
- [S⁺05] SUFT, G. et al.: A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 538 (2005), S. 416–424
- [Sch51] SCHIFF, L. I.: Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung. In: *Phys. Rev.* 83, 2 (1951), S. 252–253

- [Sch95] SCHMIDT, A.: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zur Erzeugung linear polarisierter Photonen*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, Diplomarbeit, 1995
- [Sir56] SIRLIN, A.: Angular Distribution of Betatron Target Radiation. In: *Phys. Rev.* 101 (1956), Feb, Nr. 4, S. 1219–1226
- [Sir57] SIRLIN, A.: Spectrum of Target Bremsstrahlung at Small Angles. In: *Phys. Rev.* 106 (1957), May, Nr. 4, S. 637–645
- [Sue09] SUELE, A.: *Dissertation in Vorbereitung*, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2009
- [Tim69] TIMM, U.: Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals. In: *Fortschritte der Physik* 17 (1969), S. 765–808
- [Ü56] ÜBERALL, H.: High-Energy Interference Effect of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals. In: *Phys. Rev.* 103 (1956), Nr. 4, S. 1055–1067
- [Wal08] WALTHER, D. *CAD-Zeichnungen*. 2008
- [Wen04] WENDEL, Ch.: *Entwicklung eines Szintillations-Detektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel Vorwärtsdetektor*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2004
- [Wen08a] WENDEL, Ch.: 2008. – private Mitteilung
- [Wen08b] WENDEL, Ch.: *Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2008
- [Win06] WINNEBECK, A.: *Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2006
- [Wol06] *Kommunikation mit Jörg Wolters*. 2006
- [Y⁺06] YAO, W.-M. et al.: The Review of Particle Physics. In: *Journal of Physics G: Nucl. and Part. Phys.* 33 (2006)