



Technische Universität München

Implementierung und Erprobung einer digitalen Pulsformanalyse zur Auslese von Kalorimetern

Diplomarbeit

von

Max Winkel



**LEHRSTUHL E12 FÜR
EXPERIMENTALPHYSIK**

Zusammenfassung

Die neue Forschungseinrichtung *FAIR*, welche am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt entsteht, ermöglicht neuartige Experimente mit exotischen Sekundärstrahlen zur Untersuchung von Kernen fernab der Stabilität. Eines der zahlreichen neuen Experimente ist das R^3B -Detektorsystem, dessen Target vom elektromagnetischen Kalorimeter *CALIFA* umgeben ist.

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurde eine digitale, *Field Programmable Gate Array* (FPGA) basierte Auslese für das *CALIFA*-Kalorimeter entwickelt. Diese ermöglicht die selbstständige Erkennung von Ereignissen, Energie-Bestimmung, sowie Identifizierung der einfallenden Teilchen aus dem Lumineszenzsignal der CsI(Tl)-Szintillatoren. Durch die digitale Implementierung einer in der Detektor Elektronik *integrierten Analyse* findet die gesamte Signalverarbeitung am Detektor statt, was die zu übertragende und speichernde Datenmenge pro Ereignis auf ein Minimum reduziert und so die Kosten der notwendigen Infrastruktur gering hält. Ein entscheidender Vorteil dieser FPGA-basierten Auslese ist deren Flexibilität: Die Auslese kann jederzeit modifiziert und erweitert werden. Weiterhin können alle relevanten Parameter zur Laufzeit über eine einfache Schnittstelle angepasst werden.

Zur Teilchenidentifizierung wurde ein auf Pulsformanalyse basierender Algorithmus, die sog. *Reconstructive Particle Identification* implementiert. Diese ermöglicht zwar eine sehr gute Trennung verschiedener Teilchensorten, benötigt jedoch viele Ressourcen im FPGA. Um diese Ressourcen einzusparen und so möglichst viele Verarbeitungskanäle in einem FPGA implementieren zu können, wurde eine stark vereinfachte Teilchenidentifizierung entwickelt, welche dennoch eine vergleichbare Separation ermöglicht.

Die gesamte Auslesekette und das Auflösungsvermögen der digitalen Signalverarbeitung wurden in einem Experiment am Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching getestet. Dabei wurde ein 24 MeV Protonen-Strahl an einem deuterierten Polyethylen-Target gestreut. Es konnte gezeigt werden, dass mit der integrierten Analyse γ -Quanten, Protonen und Deuteronen unterschieden werden können. Auch Neutronen konnten detektiert und von Photonen separiert werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	CALIFA	3
2.1	Überblick	3
2.2	Segmentierung	4
2.3	CsI(Tl)	5
2.3.1	Szintillation	6
2.3.2	Quenching	7
2.3.3	Teilchenidentifizierung	8
2.4	Avalanche Photo Diode	9
3	Digitale Signalverarbeitung	13
3.1	Motivation	13
3.2	Analoge Vorverarbeitung	17
3.3	Digitale Weiterverarbeitung	19
3.3.1	Analog Digital Wandler (ADC)	20
3.3.2	FPGA	22
3.3.3	Aktuelle und geplante Hardware	23
3.3.4	Kommunikation	25
3.4	Firmware	26
3.4.1	Überblick	26
3.4.2	Shaper	29
3.4.3	Diskriminator und Gate Generator	33
3.4.4	Baseline-Rekonstruktion	33
3.4.5	MWD	34
3.4.6	Pulshöhenmessung	37
3.4.7	RPID	38
3.4.8	QPID	42
4	Test am Protonen-Strahl	45
4.1	Aufbau	45
4.2	Detektoren	47
4.3	Integrierte Analyse	49
4.4	Offline Analyse	58
5	Fazit und Ausblick	65

A Anhang	69
A.1 Winkelauflösung	69
A.2 Herleitung der Lumineszenzfunktion	69
A.3 Herleitung des Vorverstärkersignals	71
Literaturverzeichnis	75
Danksagung	79

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-Digital Wandler (A nalog to D igital C onverter)
APD	Avalanche P hotodiode
CALIFA	C alorimeter for I n- F light emitted g ammas and light charged particles
DAQ	D ata A cquisition
DSP	Digitale Signalverarbeitung (D igital S ignal P rocessing)
ENC	Elektronische Rauschladung (E quivalent N oise C harge)
FAIR	F acility for A ntiproton and I on R esearch
FEBEX	F ront E nd B oard with optical link E xtension
FIFO	F irst I n F irst O ut
FPGA	F ield P rogrammable G ate A rray
GOSIP	G igabit O ptical S eriell I nterface P rotocol
LAAPD	L arge A rea A PD
LUT	L ook U p T able
MA	Mittelwertfilter (M oving A verage)
MBS	M ulti B ranch S ystem
MWD	M oving W indow D econvolution
PMT	P hoto M ultiplier T ube
QPID	Q uick P article I dentification
R ³ B	R eactions with R elativistic R adioactive B eams
RPID	R econstructive P article I dentification
SNR	Signal-zu-Rausch Verhältnis (S ignal to N oise R atio)
STE	S elf- T rapped E xciton
V _k -Zentrum	...	Self-Trapped Hole
VHDL	V ery H igh S peed I ntegrated C ircuit H ardware D escription L anguage

Abbildungsverzeichnis

1.1	Facility for Antiproton and Ion Research	1
1.2	Aufbau des R ³ B Detektorsystems	2
2.1	Schematische Darstellung von CALIFA	3
2.2	Benötigte Winkelauflösung für CALIFA	5
2.3	Emissionsspektrum von CsI(Tl)	7
2.4	Typische CsI(Tl) Lumineszenzsignale	10
2.5	Photosensitivität von Avalanche Photo Dioden	10
2.6	Aufbau einer Reverse-Type APD	11
3.1	Schematische Darstellung einer analogen Auslese	14
3.2	Signalform nach dem Vorverstärker	15
3.3	Schematische Darstellung einer digitalen Auslese	16
3.4	Analoge Signal-Vorverarbeitung	17
3.5	Beispiel für Aliasing	20
3.6	Digitalisierung des Vorverstärker-Signals	21
3.7	Prinzip eines Flash ADCs	21
3.8	Vereinfachtes Schema eines FPGA	22
3.9	Vereinfachte Darstellung einer Logikzelle	22
3.10	ADC Modul des HADES RICH Detektors	23
3.11	Front End Board with Optical Link Extension (FEBEX 2)	25
3.12	Netzwerk zur Detektorauslese	26
3.13	Firmware zur Auslese von CALIFA	28
3.14	Struktur der digitalen Signalverarbeitung	28
3.15	Glättung der Signale mit fließendem Mittelwertfilter	30
3.16	Implementierung des MA-Filters	31
3.17	Implementierung des Diskriminators	33
3.18	Realisierung der Baseline-Rekonstruktion.	34
3.19	Verdeutlichung von Pileups und ballistischem Defizit	35
3.20	Entfaltung des Vorverstärkersignals	35
3.21	Umsetzung der Moving Window Deconvolution	37
3.22	Pulshöhenmessung	38
3.23	Reconstructive Particle Identification	38
3.24	Bestimmung von N_f und N_s durch die RPID.	41
3.25	Komponenten der QPID	44
4.1	Versuchsaufbau zum Test der Auslese	46

4.2	Ausgewählte Energieniveaus und Übergänge von ^{12}C	46
4.3	Aufbau des TUM Detektors	47
4.4	Phoswich Detektor	47
4.5	Unkalibriertes Pulshöhenspektrum	49
4.6	Integrierte Teilchenidentifizierung	50
4.7	Kalibriertes γ -Spektrum.	51
4.8	Pileup aus γ -Quant und Proton	52
4.9	Korrelation zwischen Pulshöhe und N_s	53
4.10	Kalibriertes γ -Spektrum mit Forderung nach Korrelation	54
4.11	Winkelabhängigkeit der Energien der Ejektile	55
4.12	Kalibriertes Protonen-Spektrum	56
4.13	Kalibriertes Deuteronen-Spektrum	56
4.14	Störungen in der Teilchenidentifizierung	57
4.15	Nachweis von Neutronen	58
4.16	Offline RPID	59
4.17	Offline QPID	60
4.18	Kalibriertes γ -Spektrum	61
4.19	Kalibriertes Protonen Spektrum	61
4.20	Kalibriertes Deuteronen Spektrum	62
4.21	Ursache des Schweifs oberhalb der Protonen-Linie	63
4.22	Ursache des Schweifs unterhalb der Protonen-Linie	63
5.1	Energie-Bestimmung mit Time Over Threshold	67
5.2	Prototyp eines Trigger-Moduls	67
A.1	Annahmen zur Entstehung der Lumineszenz	69
A.2	Vereinfachte Darstellung einen ladungssensitiven Vorverstärkers.	71

Kapitel 1

Einleitung

Zur Untersuchung der Kernstruktur und der fundamentalen Wechselwirkungen haben sich Experimente mit Kernen fernab der Stabilität mit Hilfe exotischer Sekundärstrahlen als essentielles Werkzeug etabliert. Bestehende Beschleunigeranlagen werden dabei den, mit fortschreitendem Kenntnisstand wachsenden, Anforderungen an die Experimente nicht mehr gerecht. Die, am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt, geplante Forschungseinrichtung *FAIR* (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) soll durch höhere Strahl-Energien und -Intensitäten den Rahmen für neue Experimente schaffen.

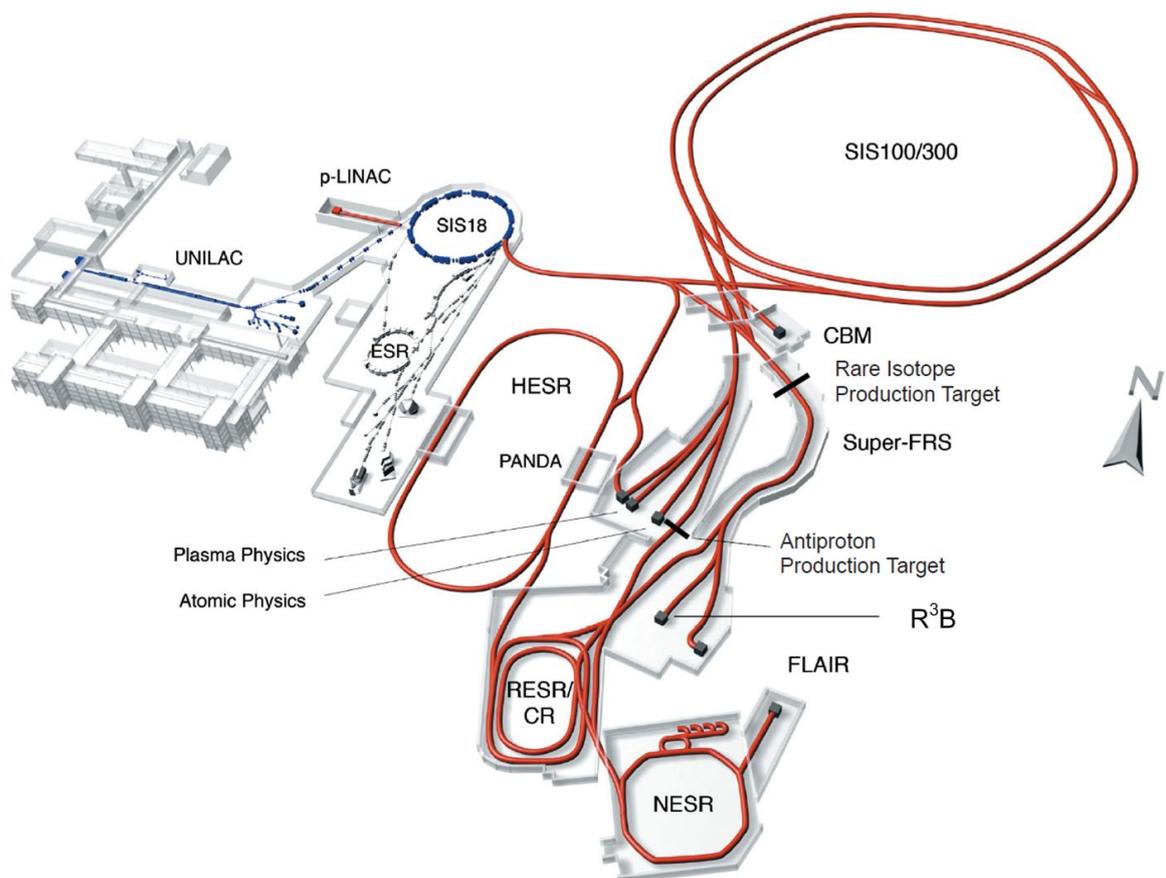


Abbildung 1.1.: Die neue *Facility for Antiproton and Ion Research* (rot) wird die bestehenden Anlagen am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (blau) erweitern [FAI06].

Kernstück der neuen Anlage sind die *SIS 100/300* Doppel-Synchrotrons, mit denen sämtliche stabile Ionen beschleunigt werden können (siehe Abbildung 1.1). Die, mit den bestehenden Beschleunigern *UNILAC* und *SIS 18* vorbeschleunigten Ionenstrahlen können auf bis zu 34 GeV / Nukleon (U^{92+}) beschleunigt werden. Das entspricht einer Steigerung der Energie um einen Faktor 30, bei gleichzeitiger Steigerung der Intensität um einen Faktor 100 im

1. Einleitung

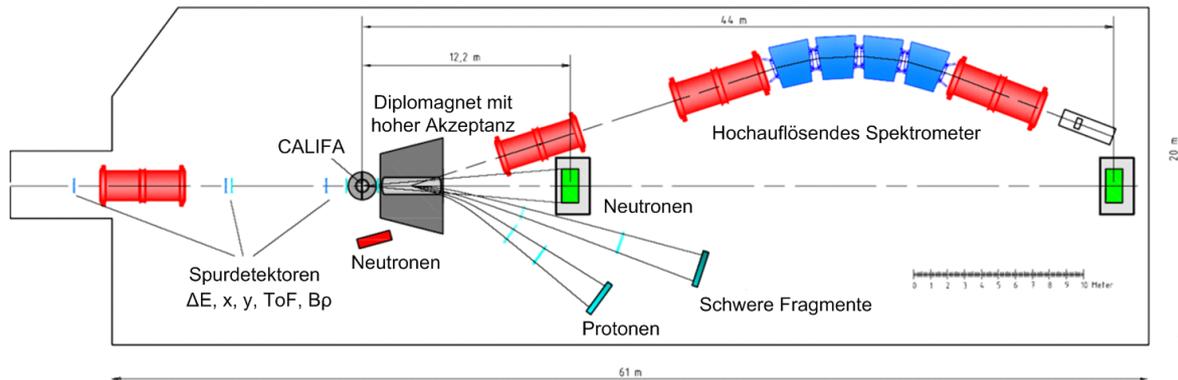


Abbildung 1.2.: Aufbau des R³B Detektorsystems [Ben10].

Vergleich zu der bisherigen Beschleunigeranlage. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die hohe Strahlqualität, welche sich in einer schmalen Energieverteilung bemerkbar macht.

Mit dem im *Super-FRS*, einem supraleitendem Fragmentseparator, verbauten Produktions-target können exotische Sekundärstrahlen erzeugt werden. Die exotischen Kerne können Energien von einigen 100 MeV / Nukleon besitzen. Unter anderem aufgrund der hohen Phasenraumakzeptanz können die Strahlen, verglichen mit dem bestehenden Fragmentseparator, mit der 10.000 fachen Intensität erzeugt werden [FAI06].

Am Hochenergie-Zweig des Super-FRS ist das *R³B* (**R**eactions with **R**elativistic **R**adioactive **B**eams) Detektorsystem angeschlossen (Abbildung 1.2), mit dem kinematisch vollständige Messungen der Reaktionen mit den exotischen Strahlen in inverser Kinematik durchgeführt werden. Zunächst werden die Strahl-Teilchen identifiziert und deren Impuls bestimmt. Nach der Streuung am Sekundärtarget, werden die entstehende γ -Strahlung, sowie rückgestoßene Target-Kerne im elektromagnetischen Kalorimeter *CALIFA* detektiert. Die in Vorwärtsrichtung gestreuten, geladenen Fragmente werden von einem Dipolmagneten abgelenkt. Diese können entweder von Tracking-Detektoren (volle Raumwinkelakzeptanz), oder von einem Magnetspektrometer (hohe Impuls-Auflösung) nachgewiesen werden. Zum Nachweis von Neutronen kommt ein großflächiger Neutronen-Detektor zum Einsatz, der in einem Abstand von 10 m (hohe Akzeptanz) bis 35 m (hohe Winkel-Auflösung) zum Target positioniert werden kann [R3B05].

Das physikalische Programm von R³B umfasst unter Anderem:

- **Knockout Reaktionen** zur Untersuchung der Einteilchen-Struktur durch Entfernen oder Hinzufügen einzelner Nukleonen.
- **Quasi-freie Streuung** an stark gebundenen Nukleonen zur Untersuchung von Nukleon-Nukleon-Korrelationen und der Schalenstruktur.
- **Spallations-Experimente** für astrophysikalische Fragestellungen oder zur Simulation eines unterkritischen Reaktors zur Verbrennung von radioaktiven Abfällen.

Kapitel 2

CALIFA

Für einen großen Teil der Experimente mit dem R³B Detektorsystem müssen kinematisch vollständige Messungen durchgeführt werden. Das bedeutet, dass alle während einer Reaktion erzeugten Teilchen nachgewiesen, sowie deren Energien und Massen bestimmt werden müssen. Insbesondere die Energie, die in Form von γ -Strahlung frei wird, ist wichtig zur Bestimmung der Anregungsenergie die in den Kernen bei der Reaktion übertragen wird. Für diese Aufgabe ist das elektromagnetische Kalorimeter CALIFA (CALorimeter for In-Flight emitted gAmmas and light charged particles) vorgesehen.

Im Folgenden sollen die wesentlichen Eigenschaften von CALIFA im Hinblick auf ihre Relevanz für die Detektorelektronik und Auslese diskutiert werden. Eine detailliertere Diskussion aller Merkmale findet sich in [R3B08].

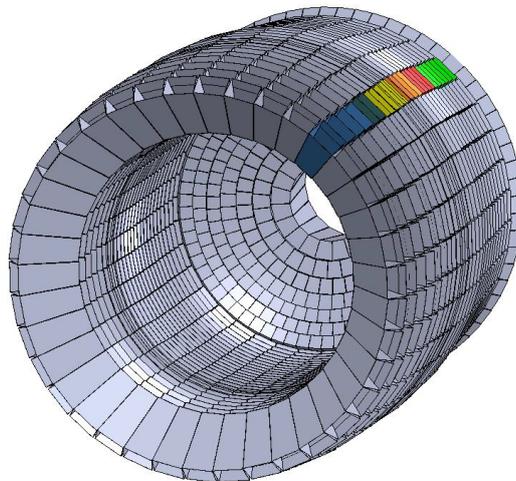


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des CALIFA-Kalorimeters [R3B08].

2.1 Überblick

CALIFA ist ein 4π -Kalorimeter bestehend aus rund 3.000 Szintillationskristallen und umschließt das Target des Detektorsystems. Dabei wird ein Winkelbereich von $7^\circ \leq \theta \leq 130^\circ$ in Vorwärtsrichtung abgedeckt (Abbildung 2.1). Vorgesehen ist eine totale Absorptionseffizienz für γ -Strahlung von mindestens 75%.

Eine besondere Anforderung an die Auslese stellt der hohe dynamische Energiebereich dar, der mit dem Kalorimeter vermessen werden kann. Neben γ -Quanten mit Energien zwischen ungefähr 100 keV – 30 MeV müssen auch geladene Teilchen mit Energien bis zu 300 MeV nachgewiesen werden können. Die Energieauflösung soll dabei mindestens $\frac{\Delta E}{E} \leq 5\%$ für 662 keV γ -Quanten betragen. Für hochenergetische, geladene Teilchen soll diese sogar auf bis zu 1% verbessert werden.

Der Detektor lässt sich topologisch in das *Barrel* und die *Forward-Endcap* unterteilen. Das Barrel besteht aus 1.920 CsI(Tl) Kristallen und deckt die Winkel von $40^\circ - 130^\circ$ ab. Die Forward-Endcap erstreckt sich über den verbleibenden Bereich von $7^\circ - 40^\circ$. Weil Geometrie und Szintillationsmaterial der Forward-Endcap derzeit nicht feststehen, aber gerade die Wahl des Szintillators entscheidend für die Entwicklung der Auslese ist, beziehen sich alle folgenden Angaben nur auf das Barrel [R3B11].

Da, wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, die Lichtausbeute von CsI(Tl) von der Teilchensorte abhängig ist, ist die Identifikation der nachgewiesenen Teilchen zur korrekten Energiebestimmung notwendig.

2.2 Segmentierung

Die vom Super-FRS erzeugten Kerne werden Energien von bis zu ca. 1 AGeV besitzen ($\beta \approx 0,87$). Das Schwerpunktsystem der Reaktion, innerhalb dessen alle Reaktionsprodukte erzeugt werden, ist somit hochrelativistisch und die im Laborsystem gemessenen Energien der γ -Quanten sind Doppler verschoben.

$$E'_\gamma = \frac{E_0}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (2.1)$$

mit $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$

E'_γ stellt die detektierte Energie dar, E_0 die Energie im Schwerpunktsystem, θ den Emissionwinkel und $\beta = \frac{v}{c}$ die Schwerpunktschwindigkeit.

Es ist offensichtlich, dass, zur exakten Bestimmung von E_0 , auch der Emissionswinkel θ genau bekannt sein muss. Betrachtet man sich den Fehler von E_0 , $\left. \frac{\Delta E_0}{E_0} \right|_{\Delta\theta}$, aufgrund einer endlichen Winkelauflösung $\Delta\theta$ und fordert weiterhin eine konstante Energieauflösung über den gesamten abgedeckten Winkelbereich, ergibt sich aus Gleichung (2.1) die Anforderung an die benötigte Winkelauflösung (siehe Anhang A.1):

$$\Delta\theta = \frac{\Delta E_0}{E_0} \bigg|_{\Delta\theta} \frac{1 - \beta \cos \theta}{\beta \sin \theta} \quad (2.2)$$

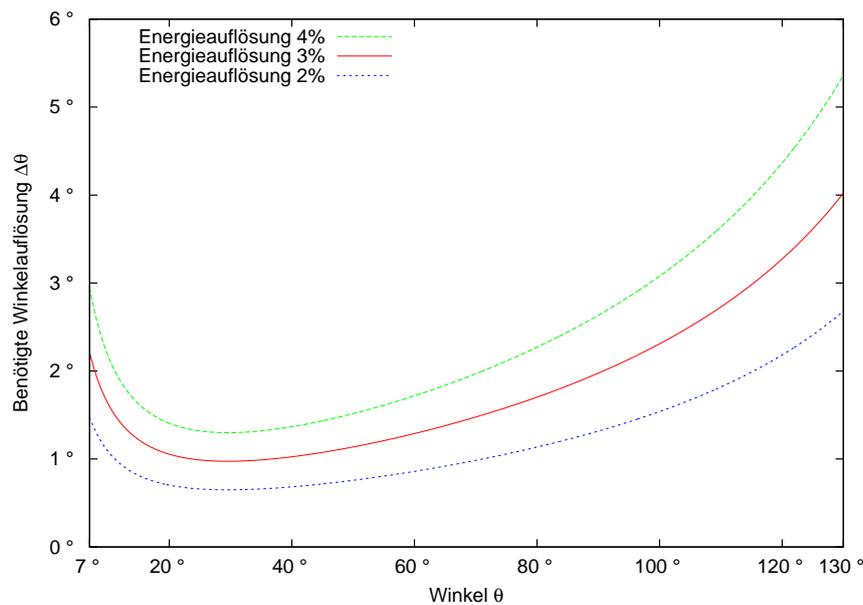


Abbildung 2.2.: Benötigte Winkelauflösung für vorgegebene, konstante Energieauflösung ($\beta = 0,87$).

Abbildung 2.2 zeigt die benötigte Winkelauflösung gemäß Gleichung 2.2 für verschiedene Energieauflösungen.

Aus der geforderten Energie-Auflösung von $\frac{\Delta E_0}{E_0} \Big|_{\Delta\theta} = 0,03$ und unter Berücksichtigung der Effizienz, die mit kleineren Kristallen abnimmt, wurde eine Segmentierungsprofil bestehend aus 1.920 Kristallen gewählt. Diese große Anzahl an Detektor-Kanälen ist ein weiterer wichtiger Aspekt, der bei der Implementierung der Auslese Beachtung finden muss. Es hat sich beispielsweise während einem vorangegangenen Experiment gezeigt, dass 15 MeV γ -Quanten aufgrund der Verluste durch Bremsstrahlung nicht vollständig in einem Kristall gestoppt werden können [Ben10]. Um die Energie korrekt rekonstruieren zu können, muss die, in den benachbarten Kristallen deponierte Energie, aufsummiert werden können.

2.3 CsI(Tl)

Als Szintillationsmaterial wurde Thallium dotiertes Cäsiumiodid, CsI(Tl), gewählt. Durch die Dichte von $4,51 \text{ g / cm}^3$ und die hohe Ladungszahl bietet es ein hohes Bremsvermögen für geladene Teilchen, sowie eine gute Photopeak-Effizienz. Es ist leicht handhabbar, da es nur geringfügig hygroskopisch ist. Entscheidende Faktoren sind die hohe Lichtausbeute von ca. 65.000 Photonen / MeV, sowie die gute intrinsische Energieauflösung von 4,9% (bei 662 keV) bei Auslese mit Avalanche Photo Diodes (siehe Abschnitt 2.4). Im Vergleich zu weiteren, gebräuchlichen Szintillatoren, überzeugt CsI(Tl) schließlich mit einem Preis von

4,50 USD / cm³ durch das hervorragende Preis-Leistungs-Verhältnis. Detaillierte Gegenüberstellungen verschiedener Szintillatoren finden sich in [Ben10, S. 10], [R3B08, S. 15], sowie [Kno10, S. 238].

Für die Auslese sind zwei Eigenschaften von CsI(Tl), welche im Folgenden erläutert werden, von besonderer Bedeutung. Die Lichtausbeute pro Energie ist abhängig von der Sorte und Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens, was sich auf die Energie-Kalibrierung überträgt. Diese negative Eigenschaft wird jedoch durch die Möglichkeit zur Teilchenidentifizierung überkompensiert.

2.3.1 Szintillation

In anorganischen Szintillatoren allgemein können, durch den Energieverlust von Teilchen oder γ -Strahlung im Szintillator, Elektron-Loch-Paare erzeugt oder Exzitonen angeregt werden. In beiden Fällen kann das Loch ein Aktivatoratom ionisieren. Das ionisierte Atom kann anschließend ein freies Elektron aus dem Leitungsband einfangen. Aufgrund der Energie des Elektrons wird sich das Aktivatoratom dann in einem angeregten Zustand befinden. Durch den anschließenden Übergang in den Grundzustand entsteht das Szintillationslicht [Kno10].

Der genaue Szintillationsmechanismus von CsI(Tl) ist wesentlich komplexer als oben dargestellt und nicht abschließend geklärt. Obwohl CsI(Tl) seit den 1950er Jahren als Szintillator eingesetzt wird, wird dessen Funktionsweise nach wie vor diskutiert.

Als sicher gilt die Rolle von sog. Self-Trapped Holes (V_k -Zentren). Ein Self-Trapped Hole ist eine Bindung zwischen zwei benachbarten Anionen, im Fall von CsI(Tl) also ein I_2^- Molekül [Mur75]. Wird an dieses ein Elektron gebunden, entsteht ein Self-Trapped Exciton (STE), durch welches die Szintillation zustande kommt:

Durch die Anregung aufgrund des gebremsten Teilchens werden Elektronen von I^- Atomen in einen angeregten Zustand von benachbarten Tl^+ Atomen übertragen, wodurch ein Loch entsteht: $I^- + Tl^+ \longrightarrow I^0 + (Tl^0)^*$ Das Loch bildet anschließend ein V_k -Zentrum in der Nähe eines Tl^0 ($\{V_k, Tl^0\}$ -Paar). Durch Tunnel-Rekombination entsteht schließlich ein STE. Es wird vermutet, dass die hohe Lichtausbeute von CsI(Tl) auf diese Tunnel-Rekombination zurückzuführen ist. Da die Wellenfunktionen des Anfangs- und des Endzustandes sehr stark überlappen, besitzt dieser Prozess eine hohe Übergangswahrscheinlichkeit.

Das STE besitzt einen sehr kurzlebigen Singlet-Zustand, sowie drei Triplet-Zustände mit unterschiedlichen Lebensdauern. Durch die Rekombination des STE über diese Zustände kommt das sichtbare Szintillationslicht zustande [Ben11; NZZ⁺94; NSZ⁺95; BKKZ02]. Abbildung 2.3 zeigt das resultierende Emissionsspektrum.

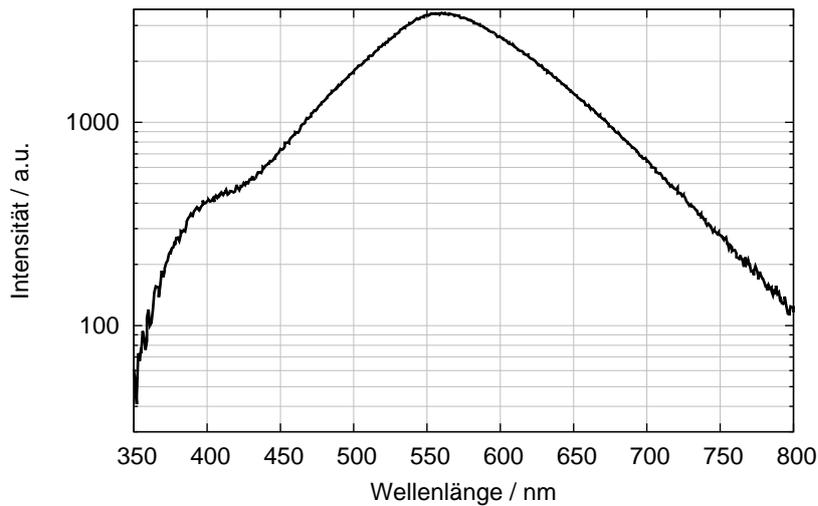


Abbildung 2.3.: Emissionsspektren von CsI(Tl) bei Elektronen-Beschuss, gemessen an der Technischen Universität München [interne Kommunikation].

Da jeder dieser Zustände eine feste Lebensdauer besitzt, ist die Abregung jedes einzelnen Zustandes ein exponentieller Prozess. Unter der Annahme, dass die Zustände unabhängig sind, es also keine Übergänge zwischen den Zuständen gibt, und die Bevölkung der Zustände wesentlich schneller erfolgt als die Entvölkung, kann das Lumineszenzsignal daher als Summe von Exponentiellen geschrieben werden:

$$L(t, E) = \begin{cases} 0 & , t < 0 \\ \sum_k \frac{a_k(E)}{\tau_k} e^{-\frac{t}{\tau_k}} & , t \geq 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

Dabei ist $L(t)$ das Lumineszenzsignal nach dem Eintreffen eines Teilchen zum Zeitpunkt $t = 0$, k zählt alle Szintillationskomponenten ab, τ_k ist die Zeitkonstante der Komponente k und a_k deren integrierte Lumineszenz. Es gilt $a_k > 0$ für alle Lumineszenzprozesse. Die Bevölkung der Zustände lässt sich durch Komponenten mit $a_k < 0$ ausdrücken. Die gesamte Ereignis-Energie entspricht der Summe aller positiven Komponenten: $E \propto \sum_{a_k > 0} a_k(E)$ [VMD⁺93].

2.3.2 Quenching

Wichtig ist, dass die gesamte Lichtausbeute $L(E) = \int_0^\infty L(t, E) dt$ nicht immer proportional zur gesamten deponierten Energie E ist. Die differentielle Lichtausbeute $\frac{dL}{dE}$ hängt unter anderem von der Ionisierungsdichte ($\rho \propto -\frac{dE}{dx}$) und der Teilchensorte ab [SJW58; GM62].

Tendenziell lässt sich sagen, dass die differenzielle Lichtausbeute mit der Ionisierungsdichte ab- und mit der Geschwindigkeit des gebremsten Teilchens zunimmt. Dieses *Quenching* ist die Folge von Störstellen aufgrund der Strahlung und δ -Elektronen:

Die, durch die Strahlung erzeugten, Ladungsträger haben, neben der oben beschriebenen Möglichkeit über ein $\{V_k, Tl^0\}$ -Paar zu rekombinieren und damit zur Lumineszenz beizutragen, noch die Optionen zur direkten Rekombination durch Elektron-/Loch-Paare und zur strahlungslosen Rekombination über Störstellen (Gitterdefekte, Phononen). Letztere entstehen im Wesentlichen durch Streuung des gebremsten Teilchens an den Kernen des Szintillationsmaterials und mindern die Szintillationseffizienz.

In der Regel können die erzeugten Elektronen aufgrund des elektrischen Feldes der Löcher einen dünnen Zylinder um die Teilchentrajektorie nicht verlassen. Wird jedoch viel kinetische Energie auf ein einzelnes Elektron übertragen, kann dieses sog. δ -Elektron nicht durch das elektrische Feld gefangen werden und kann an einer anderen Stelle im Kristall wechselwirken. Dort gibt es keine strahlungsbedingte Störstellen und ein größerer Anteil der dort deponierten Energie trägt zur Lumineszenz bei. Damit wirken die δ -Elektronen dem Quenching entgegen [PBR⁺02].

Da beide Prozesse von der einfallenden Teilchensorte abhängig sind, ist es wichtig, das einfallende Teilchen in jedem Ereignis zu identifizieren, um die Energie korrekt aus dem integrierten Lumineszenzsignal bestimmen zu können.

2.3.3 Teilchenidentifizierung

CsI(Tl) bietet die Möglichkeit zur Identifikation des einfallenden Teilchens alleine aus dem Lumineszenzsignal.

Von den in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Szintillationskomponenten, sind bei Raumtemperatur drei dominant [VMD⁺93]. Die Lumineszenzfunktion aus Gleichung 2.3 lässt sich daher schreiben als (zur Herleitung siehe Anhang A.2):

$$L(t) = \frac{N_f}{\tau_f - \tau_r} e^{-\frac{t}{\tau_f}} + \frac{N_s}{\tau_s - \tau_r} e^{-\frac{t}{\tau_s}} - \underbrace{\left(\frac{N_f}{\tau_f - \tau_r} + \frac{N_s}{\tau_s - \tau_r} \right)}_{\equiv \frac{N_r}{\tau_r}} e^{-\frac{t}{\tau_r}} \quad (2.4)$$

$$\tau_r \ll \tau_f, \tau_s \approx \frac{N_f}{\tau_f} e^{-\frac{t}{\tau_f}} + \frac{N_s}{\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} - \frac{N_r}{\tau_r} e^{-\frac{t}{\tau_r}} \quad (2.5)$$

τ_f und τ_s sind die Zeitkonstanten einer schnellen und langsamen Szintillationskomponente und liegen je nach Kristallzusammensetzung im Bereich von $\tau_f \approx 600 - 800$ ns, respektive $\tau_s \approx 3,0 - 3,5$ μ s. τ_r ist die Zeitkonstante einer schnellen Anstiegszeit des Signals im Bereich von ca. 20 – 30 ns. Dieser Anstieg wird jedoch im Folgenden als instantan angenommen ($\tau_r \ll \tau_f, \tau_s$).

Die Amplituden der schnellen und langsamen Szintillationskomponenten, N_f und N_s , sind wie die totale Lichtausbeute abhängig von der Ionisierungsdichte, bzw. der einfallenden Teilchensorte [SJW58].

Ausschlaggebend dafür ist, laut Auffassung von Belyavskii et al., die Interaktionsdauer des einfallenden Teilchens, bzw. der Strahlung, mit dem Szintillationsmedium, welche die Bevölkerungsverteilung der Emissionszustände beeinflusst. Ist die Interaktion langsam, stellt sich ein thermisches Gleichgewicht zwischen den Emissionszuständen gemäß der Fermi-Verteilung ein. Dies ist nicht der Fall, wenn die Interaktionsdauer wesentlich schneller ist, als die Zeit die benötigt wird, um ein thermisches Gleichgewicht herzustellen [BGP71].

Weitere mögliche Erklärungen sind Phononen-induzierte Übergänge zwischen den Emissionszuständen [NSZ⁺95], oder die lokale Änderung der Temperatur und damit der Gleichgewichtsverteilung [SJW58].

Unabhängig vom tatsächlichen, zugrunde liegenden Mechanismus, ist das Verhältnis der beiden Amplituden N_f und N_s bei einer bestimmten Energie charakteristisch für die einfallende Teilchensorte. Wenn diese beiden Komponenten aus dem Szintillationssignal rekonstruiert werden, kann das Teilchen identifiziert werden. Diese Möglichkeit ist nicht nur wichtig um das Quenching zu kompensieren, sondern stellt auch ein nützliches Werkzeug für einige R³B-Experimente dar. Abbildung 2.4 zeigt exemplarisch die Signale von γ -Strahlung, Protonen und Deuteronen.

2.4 **Avalanche Photo Diode**

Da CALIFA dem starken Magnetfeld des Dipolmagneten von R³B ausgesetzt ist, können zur Auslese der Szintillationskristalle keine Photo Multiplier Tubes (PMT) benutzt werden, da die Photoelektronen im PMT durch das Magnetfeld abgelenkt werden können. Stattdessen werden *Avalanche Photo Dioden* (APD) verwendet, die durch Magnetfelder nicht gestört werden. Außerdem besitzen die verwendeten APDs für das 550 nm Szintillationslicht von CsI(Tl) nahezu maximale Photosensitivität (siehe Abbildung 2.5), was die Energieauflösung zusätzlich verbessert.

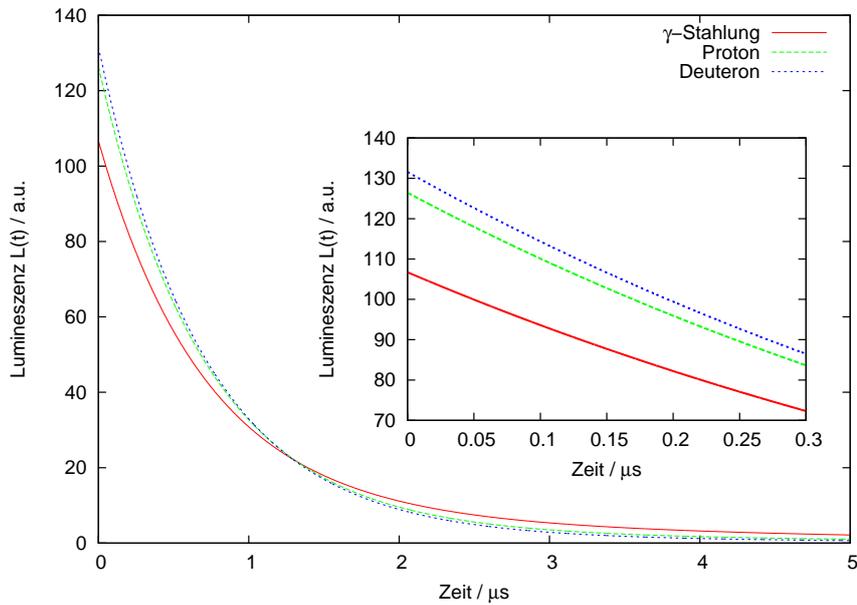


Abbildung 2.4.: Simulierte CsI(Tl) Lumineszenzsignale für verschiedene Teilchensorten mit gleicher Energiedeposition ($\tau_f = 700\text{ns}$, $\tau_s = 3\mu\text{s}$).

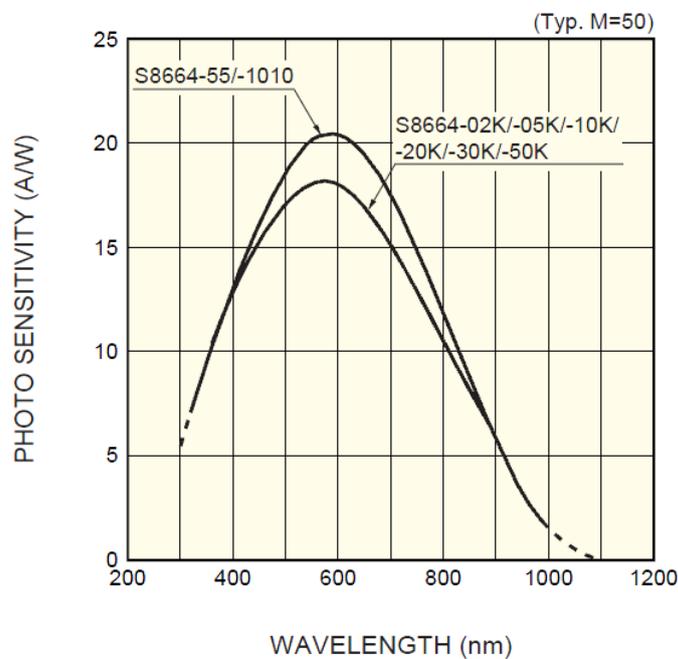


Abbildung 2.5.: Photosensitivität von Avalanche Photo Dioden, wie sie bei CALIFA eingesetzt werden. Der Emissionspeak von CsI(Tl) (Abbildung 2.3) liegt ungefähr im Bereich der maximalen Sensitivität [Ham05].

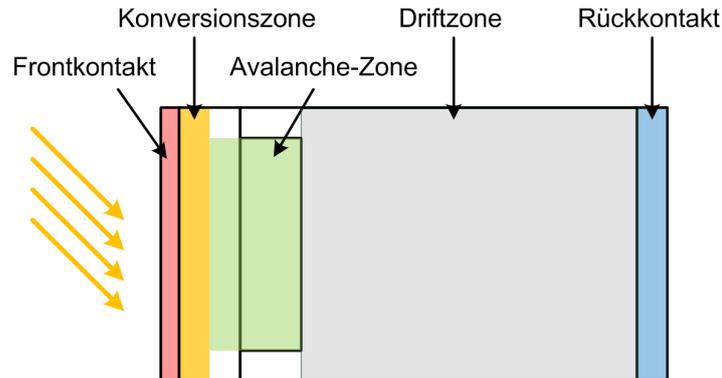


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung einer Reverse-Type APD [Ben10].

Der prinzipielle Aufbau einer APD, wie sie bei CALIFA eingesetzt wird, ist schematisch in Abbildung 2.6 dargestellt¹. Genau wie in einer gewöhnlichen Silizium Photodiode werden Elektron-Loch-Paare in der Konversionszone durch die eintreffenden Photonen angeregt (Primärladungsträger). Durch eine angelegte Sperrspannung von ca. $U_{bias} \approx 400V$ driften die Elektronen in die Avalanche-Zone. Durch das dort herrschende, starke elektrische Feld erhalten die Elektronen genug kinetische Energie um weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Die so erzeugten Sekundärelektronen können wiederum weitere Ladungsträger auslösen. Wegen dieser Lawinenbildung werden die Primärladungsträger vervielfacht und man erhält, unter Vernachlässigung der Driftzeit $t_D \lesssim 30ns \ll \tau_f, \tau_s$ [Kno10], ein Stromsignal $I(t) \sim G \cdot L(t)$, wobei $G \approx 100$ der Verstärkungsfaktor ist.

Bei der Entwicklung der Auslese ist zu beachten, dass die Verstärkung G stark temperaturabhängig ist. Bei steigender Temperatur sinkt die mittlere freie Weglänge der Elektronen aufgrund der höheren Phononendichte. Das bedeutet, dass die Leitfähigkeit sinkt und die Verstärkung abnimmt. Hohe Wärmeabgaben von der Ausleseelektronik auf die APDs sind also unbedingt zu vermeiden.

¹Neben der in Abbildung 2.6 dargestellten Reverse-Type Konfiguration existiert noch eine Reach-Through Konfiguration bei der sich die Driftzone zwischen der Konversionszone und der Avalanche-Zone befindet.

Kapitel 3

Digitale Signalverarbeitung

3.1 Motivation

Das Stromsignal, das von den APDs erzeugt wird, muss verarbeitet werden um die nötigen Informationen zu erhalten. Die fundamentalen Anforderungen an die Auslese und Signalverarbeitung wurden im vorangegangenen Kapitel erarbeitet:

1. Messung der gesamten im Detektor deponierten Energie eines Ereignisses mit $\frac{\Delta E}{E} \leq 5\%$ (662 keV γ)
2. Berücksichtigung des hohen dynamischen Bereiches ($E \approx 100 \text{ keV} - 300 \text{ MeV}$)
3. Identifizierung der einfallenden Teilchen
4. Möglichst geringe Abwärme

Die *Auslese* umfasst dabei die Signalwandlung im Vorverstärker, Digitalisierung, Signalverarbeitung und Übertragung der aufgenommenen Daten auf ein Speichermedium. Durch die *Signalverarbeitung* wird das Signal aufbereitet um mit der *Pulsformanalyse* alle notwendigen Informationen aus dem Detektorsignal extrahieren zu können.

Zusätzlich zu den oben genannten Anforderungen sollte die Signalverarbeitung folgenden Bedingungen genügen:

Flexibilität Die Pulsformanalyse muss schnell und unkompliziert auf die wechselnden Anforderungen der einzelnen Experimente anpassbar sein.

Effizienz und Totzeit Um die Effizienz des Detektors zu maximieren, sollte die Totzeit der Signalverarbeitung nach einem aufgenommenen Ereignis minimiert werden.

Kosten Unter Berücksichtigung aller bisher genannten Kriterien sollten die Kosten der Auslese möglichst gering gehalten werden. Kosten können beispielsweise durch die Verwendung einer Mehrkanal-Auslese eingespart werden.

Zur Implementierung der Signalverarbeitung bestehen mehrere Möglichkeiten, welche sich prinzipiell in Technologie und Versatilität unterscheiden. Als Technologie stehen analoge

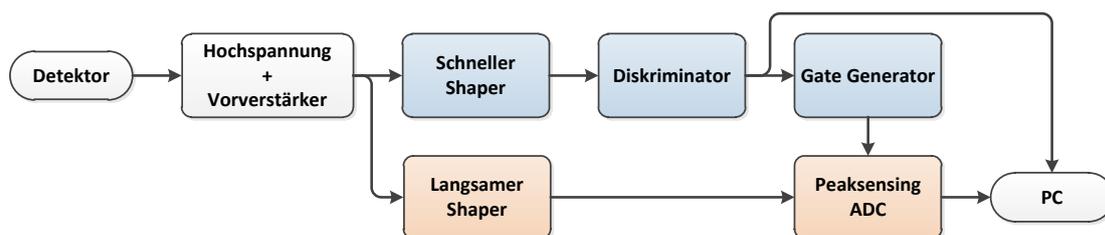


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung einer analogen Auslese eines Kalorimeter-Kanals zur Energiebestimmung. Die Funktionsweise der einzelnen Elemente wird in Abschnitt 3.4 erläutert.

oder digitale Verarbeitungen zur Verfügung. In beiden Fällen kann Standardelektronik, oder anwendungsspezifische Elektronik eingesetzt werden.

Analoge Standardelektronik Die Auslese und Signalverarbeitung analog und nur unter Verwendung von kommerziell verfügbaren Modulen zu realisieren ist möglich, jedoch sehr aufwendig. Analoge Elektronik ist seit vielen Jahren zur Auslese von Kalorimetern, gerade in spektroskopischen Anwendungen, etabliert. Daher stellt die Energiemessung (Punkt 1) kein Problem dar - sie ist eine Standardanforderung an jede Auslese. Es existieren zahlreiche Module zum Unterdrücken des Rauschens (*Shaper*), zur Diskriminierung von Ereignissen oder zur Pulshöhenmessung und -digitalisierung (*Peaksensing ADC*¹) - jeweils für Einkanal- oder Mehrkanalauslesen. Da alle diese Module über standardisierte elektrische Schnittstellen verfügen, lassen sie sich zu nahezu beliebig komplexen Signalverarbeitungen verbinden. Daneben existieren auch Module welche mehrere Aufgaben in einem Gerät vereinen, wodurch Aufwand und Kosten gesenkt werden können. Eine typische analoge Auslese ist in Abbildung 3.1 skizziert.

Um dem hohen dynamischen Bereich (Punkt 2) Rechnung zu tragen kann z.B. ein Vorverstärker mit logarithmischer Verstärkung verwendet werden. Die Spannung am Ausgang ist dann nicht proportional zur Energie des Ereignisses, sondern zum Logarithmus der Energie. Dadurch lässt sich der Messbereich des ADC (siehe Abschnitt 3.3.1) vergrößern. Die nichtlineare Kennlinie erschwert allerdings die Eichung der Amplituden zur Energie-Bestimmung und die Teilchenidentifizierung. Außerdem ist die Energieauflösung im oberen Messbereich typischerweise reduziert.

Zur Teilchenidentifizierung (Punkt 3) müssen die Anteile der schnellen und langsamen Szintillationskomponenten zur gesamten Lumineszenz gemessen werden. Dazu kann die Signalhöhe nach dem Vorverstärker zu zwei unterschiedlichen Zeitpunkten gemessen werden. Die

¹Analog Digital Wandler

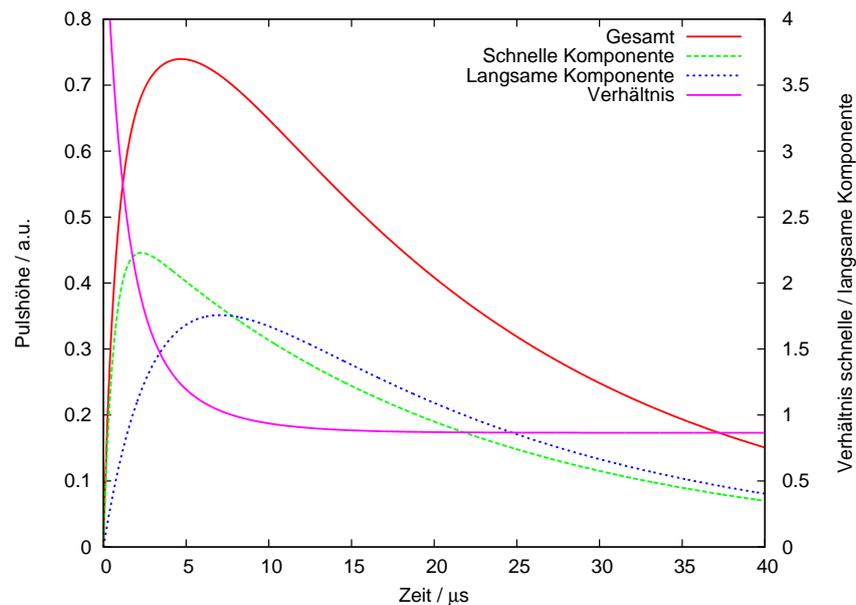


Abbildung 3.2.: Signalform nach dem Vorverstärker. Das Signal setzt sich aus der Summe der schnellen und langsamen Komponenten zusammen. Zu Beginn wird diese Summe durch die schnelle Komponente dominiert. Erläuterungen zu der Signalform finden sich in Abschnitt 3.2.

Signalhöhe kurz nach dem Eintreffen des Ereignisses ist durch die schnelle Komponente dominiert, während die Signalhöhe zu einem späteren Zeitpunkt in etwa gleichermaßen durch die schnelle und langsame Komponente bestimmt wird (siehe Abbildung 3.2).

Diese Technik erfordert jedoch eine Verdopplung der Anzahl der Module. Außerdem ist diese Auslese nicht flexibel genug um schnell auf verschiedene Experimente eingestellt zu werden.

Analoge, spezifische Elektronik Um die Anzahl der benötigten Module und damit die Leistungsaufnahme zu verringern, kann die Ausleseelektronik anwendungsspezifisch entwickelt werden. So könnten alle Funktionen in einem Modul integriert werden. Der Entwicklungsprozess ist jedoch sehr aufwendig und es müssen viele Prototypen entwickelt und getestet werden, bevor man eine funktionierende Auslese erwarten kann. Zusätzlich geht jede Flexibilität verloren. Ist die Elektronik einmal entwickelt, lässt sie sich nicht mehr auf andere Signalverarbeitungen umstellen.

Auch die Eigenentwicklung sog. *ASICs* (Application Specific Integrated Circuits) ist bei der vorliegenden Projektgröße zu aufwendig, unflexibel und teuer. Ebenso gibt es gegenwärtig leider keine vorgefertigten *ASICs* die einem ähnlichen Anforderungsprofil, wie es bei CALIFA gewünscht wird, gerecht werden.

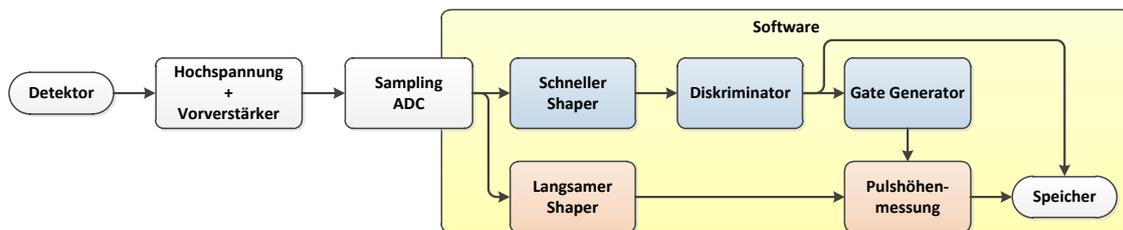


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung einer digitalen Auslese. Die Funktionsweise der einzelnen Elemente wird in Abschnitt 3.4 beschrieben.

Digitale Standardelektronik Um die Flexibilität zu steigern, kann die Auslese digital implementiert werden. Das heißt, das Signal vom Vorverstärker wird kontinuierlich mit einer hohen Abtastfrequenz von einem ADC digitalisiert (*Sampling ADC*). Das Ergebnis ist ein digitaler Datenstrom, der die ursprüngliche Signalform wiedergibt. Jegliche Signalverarbeitung wird von Programmen durchgeführt. Der Vorteil dieser Variante liegt in der Entkopplung der Signalverarbeitung von der Elektronik. Dieses Schema ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Da es inzwischen hochintegrierte Sampling-ADCs gibt, kann im einfachsten Fall ein einzelnes ADC-Modul für die Auslese einiger Kanäle ausreichen. Es führt keine Signalverarbeitung durch, sondern speichert die Signalformen der einzelnen Ereignisse. Diese können dann im Nachhinein an einem PC verarbeitet werden (*Offline Analyse*). Damit können Signalverarbeitung und Pulsformanalyse, falls nötig, sogar noch nach einem Experiment geändert werden.

Um die Signalformen aller Ereignisse zu speichern, werden jedoch viel Speicherplatz und eine hohe Netzwerk-Bandbreite benötigt. Für CALIFA mit rund 3.000 Auslesekanälen ist das nicht sinnvoll (vgl. Beispiel 3.1).

Beispiel 3.1: Datenrate

Die Signale werden mit einer Abtastfrequenz von 50 MHz und einer Genauigkeit von 16 Bit pro Datenwort digitalisiert. Für jedes Ereignis werden $10 \mu\text{s}$ der Signalform gespeichert. Das heißt, für jedes Ereignis wird ein Speicherplatz von 1 kB benötigt. Bei einer Ereignisrate von 1 kHz pro Kristall und 3.000 Detektormodulen ergibt das eine Datenrate von 3 GB/s. Diese Datenrate erfordert einen erheblichen Aufwand an Computer- und Speicherinfrastruktur.

Digitale, spezifische Elektronik Um die Datenrate zu reduzieren, müssen die Signalverarbeitung und Pulsformanalyse von der Detektor-Elektronik in Echtzeit durchgeführt werden (*Integrierte Analyse*). Es müssen dann nur die für die einzelnen Ereignisse relevanten Informationen (Energie, Teilchenidentität, ...) übertragen werden. Die Datenmenge reduziert sich

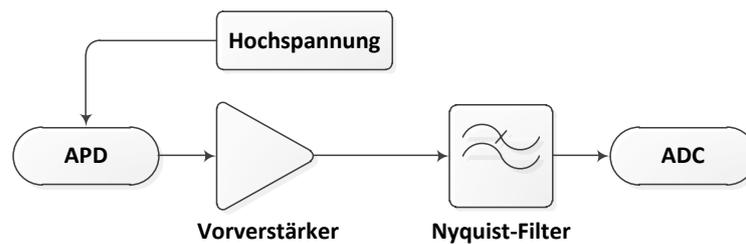


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung der analogen Vorverarbeitung. Die einzelnen Elemente werden im folgenden Text erläutert.

auf wenige Bytes pro Ereignis. Ein weiterer Aspekt ist die schnelle Generierung von Trigger-Signalen ($t \lesssim 1\mu\text{s}$) für andere R³B-Detektoren, die nur mit einer integrierten Verarbeitung möglich ist.

Damit die Signale in Echtzeit verarbeitet werden können, muss die Signalverarbeitung direkt in der Auslese-Elektronik durchgeführt werden. Weil Standard-Module keine oder nur fest vorgegebene Signalverarbeitungen durchführen können, wird für CALIFA eigene Elektronik mit programmierbaren Logikbausteinen entwickelt. Da sich die Logikbausteine beliebig oft neu programmieren lassen, verspricht diese Lösung maximale Flexibilität. Die Elektronik wird weiterhin auf mehrere Auslese-Kanäle pro Modul ausgelegt, wodurch Kosten und Leistungsaufnahme möglichst gering gehalten werden.

Die Details dieser Auslese werden in den nächsten Abschnitten erläutert.

3.2 Analoge Vorverarbeitung

Um das Detektor-Signal digitalisieren zu können, muss es zunächst analog verstärkt und aufgearbeitet werden. Abbildung 3.4 zeigt ein Prinzip-Schaltbild der analogen Vorverarbeitung.

Wie bereits in Abschnitt 2.4 erwähnt, werden die APDs mit einer Sperrspannung von etwa 400 V betrieben. Diese wird von einer Hochspannungsquelle erzeugt. Weil die interne Verstärkung G der APDs stark spannungsabhängig ist ($G \propto \exp(U)$), muss die Hochspannung U sehr stabil sein ($\frac{\Delta U}{U} \lesssim 10^{-3}$).

Der Photostrom der APDs wird einem ladungssensitiven Vorverstärker zugeführt. Dieser hat zwei Aufgaben: Erstens, die Integration des Strom-Signals und zweitens die Verstärkung des Signals und die Anpassung der Ausgangs-Spannung an den Eingangsbereich des ADC.

Die während einem Ereignis im Detektor deponierte Energie, geht in die Anregungen verschiedener Zustände im CsI(Tl) über, welche exponentiell zerfallen und so das Szintillati-

onslicht erzeugen (vgl. Abschnitt 2.3.1). Das heißt, die deponierte Energie entspricht dem Integral über die Lumineszenz. Da der Photostrom der APDs proportional zur Lumineszenz ist, muss der Strom integriert werden um die Energie bestimmen zu können. Im einfachsten Fall geschieht dies über einen Kondensator, der vom Photostrom aufgeladen wird. Dieser wird über einen Widerstand langsam entladen, damit die Spannung nach einem Ereignis wieder auf 0 V zurück geht. Das Strom-Signal der APDs wird also mit dieser exponentiellen Entladung gefaltet (zur Herleitung siehe Anhang A.3). Für den Photostrom eines Ereignisses im CsI(Tl) nach Gleichung (2.5) ergibt sich folgende Spannung nach dem Vorverstärker:

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t I_{APD}(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_{RC}}\right) dt' \quad (3.1)$$

$$\propto \int_0^t L_{CsI(Tl)}(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_{RC}}\right) dt' \quad (3.2)$$

$$= \left(\frac{N_f}{1 - \frac{\tau_f}{\tau_{RC}}} + \frac{N_s}{1 - \frac{\tau_s}{\tau_{RC}}} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{RC}}\right) - \frac{N_f}{1 - \frac{\tau_f}{\tau_{RC}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) - \frac{N_s}{1 - \frac{\tau_s}{\tau_{RC}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (3.3)$$

Diese Signalform ist für die spätere Signalverarbeitung und insbesondere die Teilchenidentifizierung maßgeblich.

Der von *Mesytec* für CALIFA entwickelte Vorverstärker *MPRB-16* besteht aus der Hochspannungsversorgung und dem eigentlichen Vorverstärker für 16 Detektorkanäle. Die Zeitkonstante beträgt $\tau_{RC} = 40\mu\text{s}$, um das ballistische Defizit (siehe Abschnitt 3.4.5) zu reduzieren. Es sind zwei Verstärkungen einstellbar für die Messung bis 30 MeV Energie bei hoher Verstärkung und der Messung bis 300 MeV bei niedriger Verstärkung. Das Ausgangssignal ist differentiell und liegt in beiden Einstellungen zwischen $\pm 1,2$ V. Ein wesentliches Merkmal des Vorverstärkers ist die eingebaute Temperatur-Kompensation. Über einen angeschlossenen Temperatur-Fühler kann die Temperatur an den APDs gemessen werden. Um zu vermeiden, dass sich die Verstärkung der APDs durch Temperatur-Schwankungen verändert, kann der *MPRB-16* durch entsprechende Anpassung der Hochspannung solchen Schwankungen entgegen wirken. Er besitzt weiterhin einen Pulser-Eingang zur Eichung und eine digitale Schnittstelle zur Steuerung und Konfiguration (Verstärkung, Hochspannungen, Temperatur-Kompensation) [Details in Ben10, S. 17ff, 23ff].

Die Vorverstärker werden direkt am Detektor in unmittelbarer Nähe zu den APDs montiert. Das ist wichtig, um die Signalkabel zwischen den APDs und den Vorverstärkern möglichst kurz zu halten und so das Rauschen zu minimieren. Jede kleine Spannungsschwankung aufgrund von Störungen wirkt sich erheblich auf das Signal zu Rausch Verhältnis (*SNR*) aus.

Die Ursache liegt im wesentlichen in der hohen Kapazität der APDs. Zur Messung des SNR ist die elektronische Rauschladung (ENC) maßgeblich. Sie gibt an, welche Detektor-Ladung dem Rauschpegel entspricht: $Q_{ENC} = C \cdot \Delta U|_{Rauschen}$. Durch die hohe Kapazität entspricht jedes Rauschen vor dem Vorverstärker einer großen, virtuellen Ladung.

Um zusätzliche Wärmeabgaben an die APDs zu vermeiden, befindet sich die übrige Elektronik in einigem Abstand zum Detektor. Damit das zusätzliche Rauschen auf dem Übertragungsweg vom Vorverstärker zur Signalverarbeitungs-Elektronik möglichst gering gehalten wird, werden die Signale differentiell übertragen. Das bedeutet, jedes Signal wird über ein Leitungspaar gesendet. Eine Leitung überträgt das ursprüngliche Signal $U(t)$, die andere das invertierte Signal $-U(t)$. Auf der Empfängerseite wird die Differenzspannung gemessen. Ist das Leitungspaar zusätzlich ineinander verdreht (*Twisted Pair*), ist diese Übertragungsart nahezu unempfindlich gegen elektromagnetische Störungen.

Bevor das Signal digitalisiert wird, werden durch einen Tiefpass-Filter, den *Nyquist-Filter*, hohe Frequenzen aus dem Signal gefiltert. Der ADC digitalisiert das Signal mit einer festen Abtastrate. Der digitale Datenstrom kann dann nur Frequenzen bis maximal der halben Abtastrate enthalten. Frequenzen im analogen Signal bis zur halben Abtastrate werden daher korrekt in das digitale Signal übersetzt. Höhere Frequenzen können jedoch nicht korrekt digitalisiert werden und erscheinen im digitalen Signal langwelliger. Um dieses *Aliasing* zu verhindern, muss der Filter eine Grenzfrequenz besitzen von

$$f_{max} \leq f_{Nyquist} = \frac{1}{2} f_{ADC} \quad (3.4)$$

wobei f_{ADC} die Abtastrate des ADC ist. $f_{max} = f_{Nyquist}$ gilt dabei nur für einen idealen Filter, das heißt, wenn alle Frequenzen oberhalb dieser Grenzfrequenz, der *Nyquist-Frequenz*, komplett verschwinden [Smi03]. Abbildung 3.5 zeigt ein Beispiel für ein analoges Signal ohne Nyquist-Filter mit einer zu hohen Frequenz.

3.3 Digitale Weiterverarbeitung

Das Vorverstärkersignal wird von einem ADC digitalisiert und anschließend von einem FPGA verarbeitet. Der ADC und das FPGA sind integrierte Schaltkreise, welche auf einer Platine, dem *Digital Signal Processing (DSP) Modul*, montiert sind. Die verarbeiteten Daten werden über eine Kommunikations-Schnittstelle, welche auch zur Steuerung der Datenaufnahme dient, an einen PC zur Speicherung übertragen.

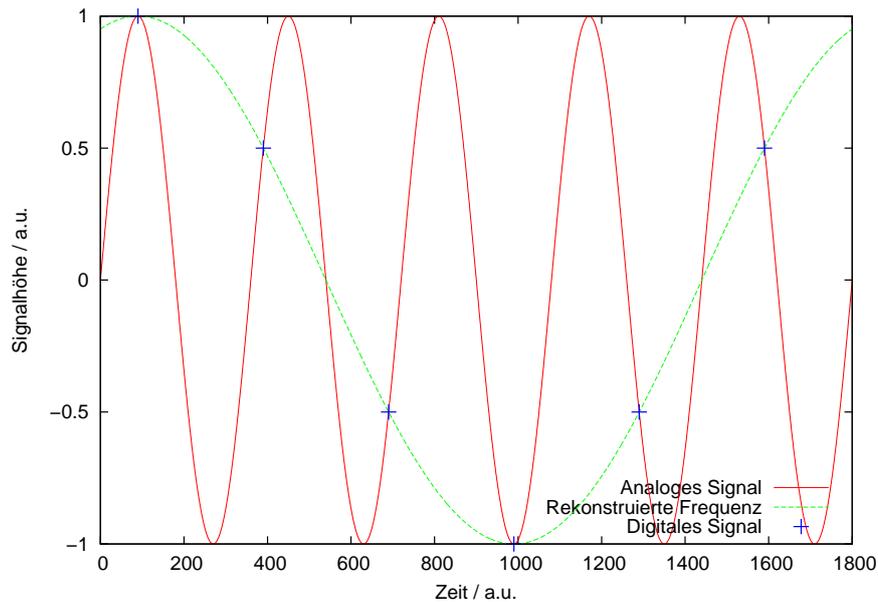


Abbildung 3.5.: Beispiel für Aliasing. Die rote Kurve stellt ein Signal mit einer Frequenz von $0.8f_{ADC}$ dar. Das digitale Signal ist durch die blauen Punkte gekennzeichnet. Die daraus rekonstruierte Frequenz zeigt die grüne Kurve.

3.3.1 Analog Digital Wandler (ADC)

Zur Digitalisierung der Signale werden Sampling ADCs eingesetzt. Diese tasten das analoge Signal mit einer festen Konversionsrate ab. An jedem Abtastpunkt wird die momentane Signalthöhe U_e in ein digitales Datenwort konvertiert. Dazu wird der Spannungsbereich, den der ADC umwandeln kann, U_{Ref} in 2^n Kanäle unterteilt. Jeder Kanal besitzt eine Referenzspannung von $U_i = (i + \frac{1}{2}) \cdot \frac{U_{Ref}}{2^n}$ ($0 \leq i < 2^n$ Kanal-Nummer). Die momentane Signalthöhe wird dann dem Kanal mit der nächsten Referenzspannung zugewiesen. Die zugewiesene Kanal-Nummer wird als binäre Zahl mit n Bits ausgegeben. Das Ergebnis ist ein Datenstrom, der die analoge Signalform nachbildet (*digitales Signal*). In Abbildung 3.6 ist ein Beispiel für die Digitalisierung des Vorverstärker-Signals gegeben.

Zur Konversion der einzelnen Datenpunkte existieren mehrere technologische Möglichkeiten. Für CALIFA werden *Flash ADCs* eingesetzt. Diese zeichnen sich durch eine hohe Konversionsrate und gute Linearität aus ($i \propto U_e$). Flash ADCs teilen die Referenzspannung mit einem Netzwerk aus 2^n Widerständen (Abbildung 3.7). Die Eingangsspannung U_e wird mittels $2^n - 1$ Analog-Komparatoren mit den einzelnen Referenzspannungen U_i verglichen. Alle Komparatoren mit $U_i > U_e$ geben eine logische 1 aus, die übrigen 0. Die Position, an der die Komparatoren von 1 auf 0 wechseln entspricht dem Kanal, der dem Eingangssignal zugewiesen wird [MAX10].

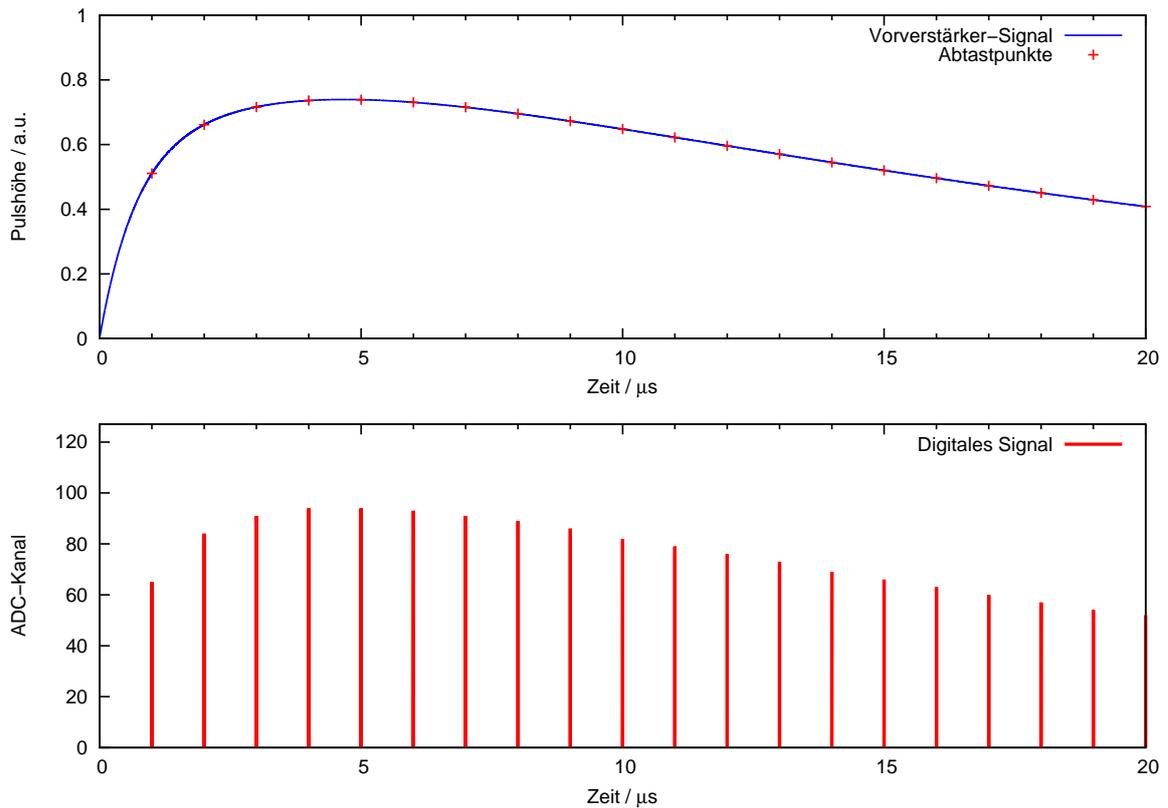


Abbildung 3.6.: Digitalisierung des Vorverstärker-Signals am Beispiel eines Sampling ADCs mit 8 Bit Auflösung und einer Konversionsrate von 1 MHz. Der digitale Datenstrom ist sowohl in der Zeit als auch der Pulshöhe quantisiert, bildet jedoch die analoge Signalform verlustfrei ab (bei Einhaltung der Aliasing-Bedingung, Gleichung (3.4)).

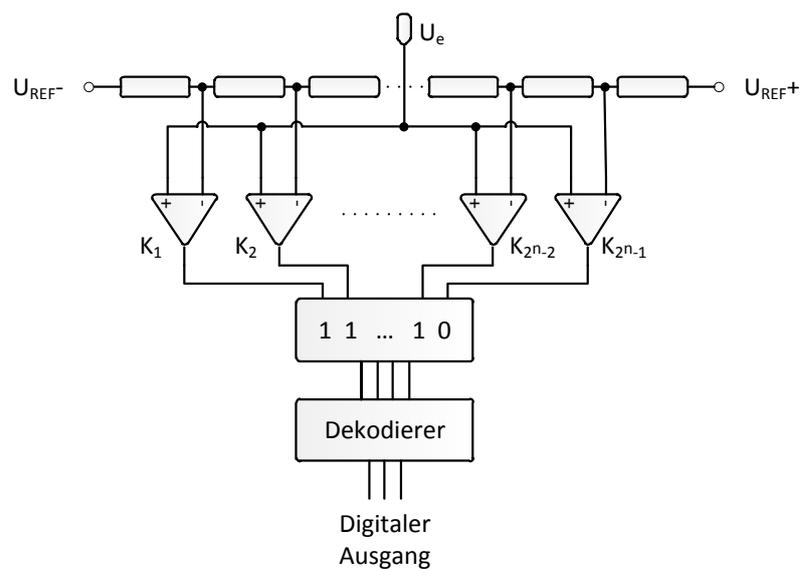


Abbildung 3.7.: Prinzip eines Flash ADCs

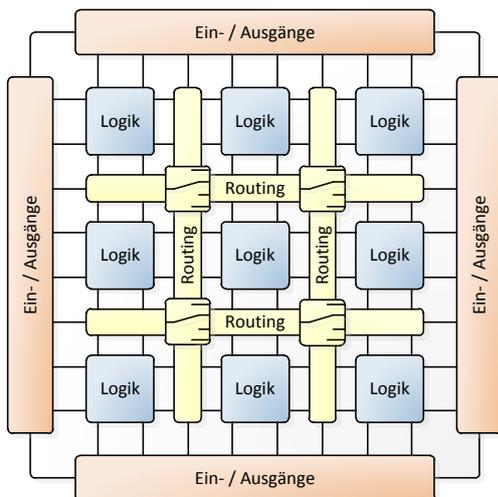


Abbildung 3.8.: Vereinfachtes Schema eines FPGA.

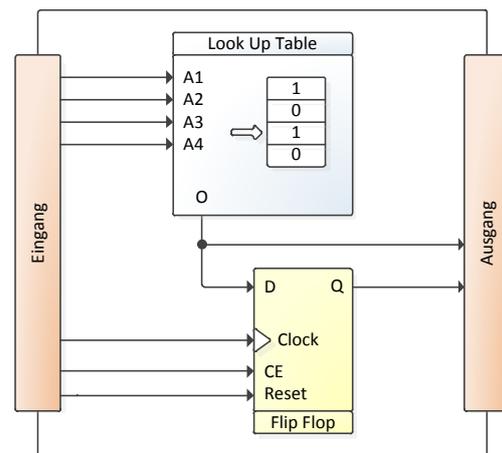


Abbildung 3.9.: Vereinfachte Darstellung einer programmierbaren Logikzelle.

3.3.2 FPGA

Der Datenstrom vom ADC wird zur weiteren Signalverarbeitung an ein *Field Programmable Gate Array* (FPGA) gegeben. Ein FPGA besteht aus einer Anordnung von programmierbaren Logikzellen. Sie sind mit einem komplexen Routing-Netzwerk verbunden, welches die Ein- und Ausgänge aller Logikzellen nahezu beliebig verbinden kann (Abbildung 3.8). Moderne FPGAs besitzen je nach Ausführung einige Tausend bis zu zwei Millionen (*Xilinx Virtex-7*) Logikzellen.

Eine Logikzelle (Abbildung 3.9) besteht im Wesentlichen aus einer programmierbaren *Look Up Table* (LUT) und einem Flipflop. Die LUT besitzt einige logische Eingangs- (meist 4 – 6) und Ausgangssignale (1 – 2). Jeder möglichen Kombination von Eingangssignalen wird eine bestimmte Ausgangs-Kombination zugewiesen. Die LUTs sind in der Regel flüchtige Speicherzellen mit 2^{n_e} Einträgen Tiefe (n_e Anzahl der Eingangssignale) und n_a Breite (n_a Anzahl der Ausgangssignale). Die Eingangssignale adressieren einen Eintrag im Speicher, dessen Inhalt am Ausgang angelegt wird. Dadurch lassen sich beliebige kombinatorische Logikpfade erstellen.

Die Flipflops in den Logikzellen erlauben die Pufferung der Ausgangssignale für eine Takt-Periode. Sie sind meist Taktflanken gesteuert und übertragen auf jeder Flanke (programmierbar steigende und/oder fallende Flanke) am *Clock*-Eingang das Eingangssignal auf den Ausgang und halten diesen bis zur nächsten Flanke konstant. Mit Hilfe dieser Flipflops lassen sich getaktete Logiken und Register (Speicher für Zahlen) erstellen. Ein wichtiger Nebeneffekt der Flipflops ist die Verzögerung von Daten um eine Takt-Periode aufgrund der

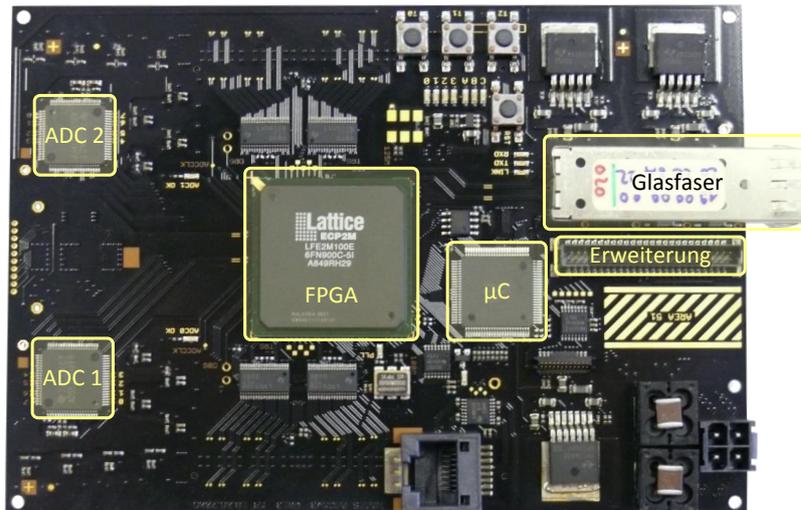


Abbildung 3.10.: ADC Modul des HADES RICH Detektors

Signallaufzeit zwischen den Logikzellen und endlichen Einrichtung (die Zeit, die das Eingangssignal vor dem Umschalten des Flipflops stabil sein muss).

Neben den programmierbaren Logikzellen besitzen moderne FPGAs noch spezialisierte *Makrozellen* für häufig gebrauchte, komplexe Aufgaben. Für die digitale Signalverarbeitung sind insbesondere Multiplizierer und Speicher von Interesse. Sowohl die Multiplikation, als auch die Speicherung großer Datenmengen lassen sich prinzipiell mit Hilfe der programmierbaren Logikzellen umsetzen, benötigen von diesen jedoch eine große Anzahl. Dieser Verbrauch kann durch die Verwendung der Makrozellen vermieden werden [Lat11; Xil11].

3.3.3 Aktuelle und geplante Hardware

Da für CALIFA derzeit kein eigenes DSP Modul entwickelt wurde, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit mit verschiedenen Modulen gearbeitet, die im Folgenden vorgestellt werden.

HADES RICH ADC Modul Für die ersten Implementierungen der in Abschnitt 3.4 beschriebenen Firmware wurde das, von Michael Böhmer an der Technischen Universität München entwickelte, ADC Modul des HADES RICH² Detektors verwendet (siehe Abbildung 3.10). Als FPGA kommt das *Lattice ECP2M 100* zum Einsatz. Neben 100.000

²Der RICH (Ring Imaging Cherenkov) Detektor ist Teil des HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) Systems am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung.

programmierbaren Logikzellen verfügt es u.a. über dedizierte Multiplizierer und Speicherzellen, sowie Hochgeschwindigkeits-Schnittstellen zur Kommunikation über verschiedene Standards mit Datenraten bis zu 3 GBit/s [Lat11].

Zur Digitalisierung des Vorverstärkersignals werden zwei ADC Bausteine mit je acht Eingangskanälen, 12 Bit Auflösung und 40 MHz Konversionsrate des Herstellers *Texas Instruments* eingesetzt. Für die Datenübertragung und Steuerung wird das, für HADES entwickelte, Glasfasernetzwerk *TRBnet* verwendet. TRBnet benutzt eine Stern-Topologie, bei der jedes Modul über eine Punkt-zu-Punkt-Verbindung mit dem Netzwerk-Master verbunden ist. Die Glasfaser-Leitungen sind in drei logische Kanäle mit absteigender Priorität zur Trigger-Verteilung, Ereignis-Auslese und Steuerung (*Slow Control*) unterteilt [MBKP10].

Besondere Merkmale dieses Moduls sind ein Mikrocontroller, der komplexe Aufgaben übernehmen kann, sowie ein Erweiterungs-Anschluss mit 50, an das FPGA angeschlossenen, Ein- bzw. Ausgängen. Damit ist es möglich das Modul um nahezu beliebige Komponenten und Funktionen zu erweitern.

FEBEX 2 Viele Experimente die im Zusammenhang mit FAIR aufgebaut werden, arbeiten an der Entwicklung und Implementierung neuer Konzepte. Diese sind in der gemeinsamen NUSTAR³ DAQ⁴-Arbeitsgruppe gebündelt. Diese Entwicklungen sollen die Kompatibilität aller Daten gewährleisten. Daher ist für alle Detektoren des R³B-Systems die Verwendung der *MBS* (Multi Branch System) Auslesesoftware geplant. Da TRBnet nicht für die Verwendung mit MBS konzipiert ist und die Integration einen erheblichen Aufwand bedeuten würde, ist das *GOSIP* (**G**igabit **O**ptical **S**erial **I**nterface **P**rotocol) Netzwerk zur Auslese von CALIFA vorgesehen. GOSIP wurde am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung speziell für die Verwendung mit MBS entwickelt und wird im folgenden Abschnitt näher erklärt.

Zur Implementierung einer an GOSIP angeschlossenen Auslese wurde das auch am GSI Helmholtzzentrum entwickelte *FEBEX 2* (**F**ront **E**nd **B**oard with optical link **E**xtension, Version 2, siehe Abbildung 3.11) verwendet. Es besitzt ebenfalls ein FPGA der *Lattice ECP2M* Familie, das über 48.000 Logikzellen verfügt, ansonsten aber alle oben genannten Merkmale besitzt. Ein ADC Baustein des Herstellers *Analog Devices* mit acht Eingangskanälen, 12 Bit Auflösung und 60 MHz Konversionsrate digitalisiert die Vorverstärkersignale.

CALIFA DSP Modul Da die Leistungsfähigkeit des FEBEX 2 den Anforderungen von CALIFA nicht gerecht wird, ist eine Weiterentwicklung auf Grundlage des Nachfolgers,

³Nuclear STructure, Astrophysics and Reactions

⁴Data Acquisition

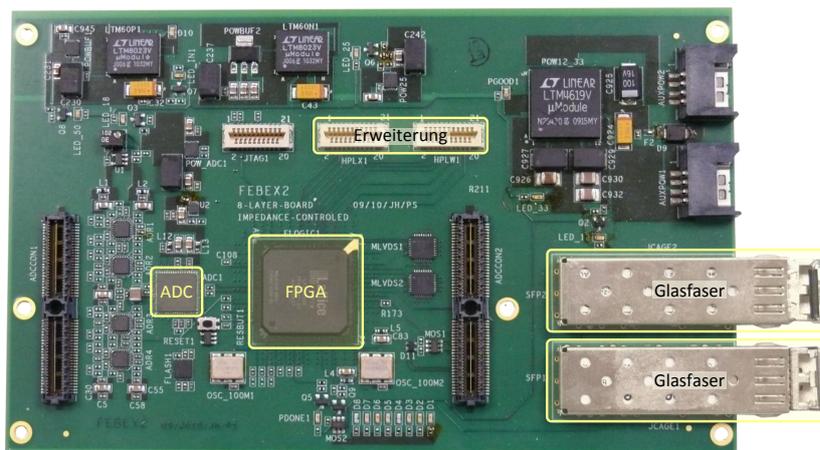


Abbildung 3.11.: Front End Board with Optical Link Extension (FEBEX 2)

FEBEX 3 geplant. Diese soll über ein *Lattice ECP3 150* FPGA mit 150.000 Logikzellen, sowie 16 ADC Kanäle mit mindestens 14 Bit Auflösung und 50 MHz Konversionsrate verfügen. Dadurch soll ein DSP Modul ausreichen um alle Kanäle eines Vorverstärkers zu verarbeiten. Neben der deutlich höheren Anzahl an Logikzellen sind auch die schnelleren Logikpfade und der niedrigere Preis des geplanten FPGA, im Vergleich zur ECP2M Serie, von Vorteil.

3.3.4 Kommunikation

Wie in Abbildung 3.12 dargestellt, sind alle DSP Module an einen Trigger-Bus angeschlossen um Trigger-Signale senden und empfangen zu können. Wird durch ein Modul ein Ereignis festgestellt, wird über diesen Bus ein Trigger-Signal an den Auslese-PC und die übrigen Module gesendet.

Zur Übertragung der Ereignis-Daten wird das Protokoll GOSIP⁵ verwendet. Die DSP Module sind über Glasfaser-Kabel in einer Kette verbunden. Dazu besitzt jedes Modul zwei Glasfaser-Transceiver, je einen zur Kommunikation in Abwärts- und Aufwärts-Richtung. Der Aufwärts-Anschluss des ersten Moduls ist mit dem Auslese-PC verbunden, der Abwärts-Anschluss des letzten Moduls in der Kette ist offen.

Nachdem der Auslese-PC ein Trigger-Signal erhalten hat, wird ein spezielles Datenpaket, das Token, durch die Kette gesendet, das die DSP Module auffordert, die aufgenommenen Daten an den PC zu senden. Sobald das Token von der ersten Karte empfangen wurde, sendet diese ihre Daten an den PC und leitet das Token anschließend an die nächste Karte in der

⁵PEXOR, TRIXOR und GOSIP sind Entwicklungen des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung.

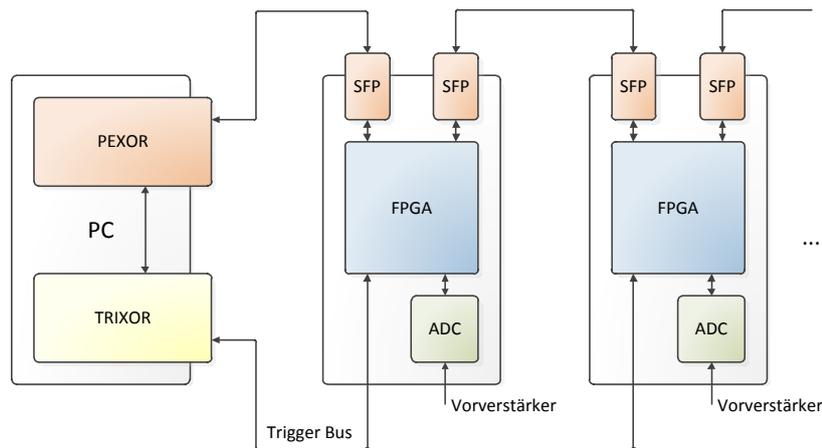


Abbildung 3.12.: Netzwerk zur Detektorauslese. Mit den in den SFPs (Small Form-factor Pluggable) verbauten optischen Transceivern sind alle Module zu einer Kette verbunden. Im Auslese-PC werden die Daten von der PEXOR Karte (PCI-Express Optical Receiver) empfangen. Die TRIXOR Karte steuert den Trigger-Bus.

Kette weiter. Nachdem das letzte Modul seine Daten gesendet hat ist der Auslese-Vorgang abgeschlossen und die nächsten Ereignisse können übertragen werden.

3.4 Firmware

3.4.1 Überblick

FPGAs zu programmieren unterscheidet sich grundsätzlich von der Programmierung von Prozessoren. Um Prozessoren zu programmieren, also z.B. ein Programm für einen Computer zu entwickeln, wird der Programmablauf mit Instruktionen beschrieben, die der Prozessor *seriell* ausführt. Der Prozessor besteht dazu aus vielen Einheiten, welche je eine bestimmte Instruktion ausführen können. Ein Befehlsdecoder ruft die nächste Anweisung aus dem Programmspeicher ab und aktiviert die zugehörige Einheit. Die übrigen Einheiten ruhen in dieser Zeit. Durch diese Architektur ist der Prozessor sehr flexibel und das auszuführende Programm kann sich noch während der Laufzeit ändern. Allerdings lässt sich der Prozessor nicht effizient auslasten, da immer nur eine von vielen Einheiten zur selben Zeit aktiv ist. Es lässt sich kein hoher Datendurchsatz erzielen.

FPGAs werden in einem völlig anderen Sinne programmiert. Statt Ablaufprogrammen wird eine *Netzliste*, eine Art Schaltplan, erstellt mit der die Funktion der Logikzellen und deren Verbindungen untereinander beschrieben werden. Die Logikzellen führen die einprogrammierten Logikfunktionen aus. Durch die Verwendung von Flipflops und Registern lässt sich

ein getakteter Ablauf erstellen, wie er für die Signalverarbeitung benötigt wird. Es wird also das Verhalten einer digitalen Schaltung beschrieben. Der entscheidende Unterschied zu einem Prozessor liegt darin, dass jede Logikfunktion, oder Anweisung, einer bestimmten Logikzelle zugewiesen ist und ständig ausgeführt wird. Das heißt, alle Anweisungen werden zu jeder Zeit *parallel* ausgeführt. Damit wird die Effizienz maximiert und die Datendurchsatz wesentlich erhöht. Allerdings geht dadurch etwas Flexibilität verloren, da für jede geringfügige Änderung am Verhalten eine neue Netzliste erstellt werden muss.

Um die Entwicklung zu vereinfachen, existieren Hochsprachen zur Hardware-Beschreibung. Statt die Netzliste manuell zu erstellen, wird das gewünschte Verhalten präzise in Textform beschrieben. In den Beschreibungen ist die Verwendung von sequentiellen Anweisungen möglich, wodurch diese Art der Entwicklung wieder Ähnlichkeiten zur Prozessor-Programmierung erlangt. Spezielle *Synthese*-Programme erstellen aus diesen Beschreibungen die Netzlisten.

Für die Entwicklung der Signalverarbeitung für CALIFA wird VHDL (**V**ery **H**igh **S**peed **I**ntegrated **C**ircuit **H**ardware **D**escription **L**anguage) verwendet. VHDL ähnelt üblichen Programmiersprachen (C, Pascal), ist jedoch auf die funktionale Beschreibung von Hardware ausgerichtet. Spezielle Sprachkonstrukte ermöglichen die Definition von Baugruppen und deren Verbindungen untereinander. Die Funktion der einzelnen Baugruppen wird mit kombinatorischer Logik oder sequentiellen Anweisungen beschrieben. Die Sprache erlaubt eine modulare Hardwarebeschreibung wodurch sich derart geschriebene Schaltungen einfach warten, modifizieren und erweitern lassen.

Die so erstellte Firmware ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung entwickelte Firmware-Bausteine empfangen den Datenstrom des ADCs, steuern den Trigger-Bus und erledigen die Glasfaser-Kommunikation über GOSIP. Die an diese Module angeschlossene Signalverarbeitung wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt.

Zwischen der Signalverarbeitung und GOSIP existieren zwei Schnittstellen. Mittels *Slow Control* kann die Signalverarbeitung konfiguriert und gesteuert werden. Alle Konfigurationsparameter sind in Registern gespeichert. Jedes Register besitzt eine Adresse und kann über diese via GOSIP geschrieben und gelesen werden. Die zweite Schnittstelle ist der Ereignis-Puffer. Die Daten der Ereignisse, die von der Signalverarbeitung aufgenommen wurden, werden in diesen Puffer geschrieben. Sobald die GOSIP-Schnittstelle das Auslese-Token empfängt, werden die Daten aus dem Puffer gelesen und über das Glasfaser-Netzwerk an den PC gesendet. Damit während der Übertragung weitere Ereignisse aufgenommen werden können, besitzt der Puffer zwei Speicher-Bänke, welche abwechselnd geschrieben und gelesen werden können.

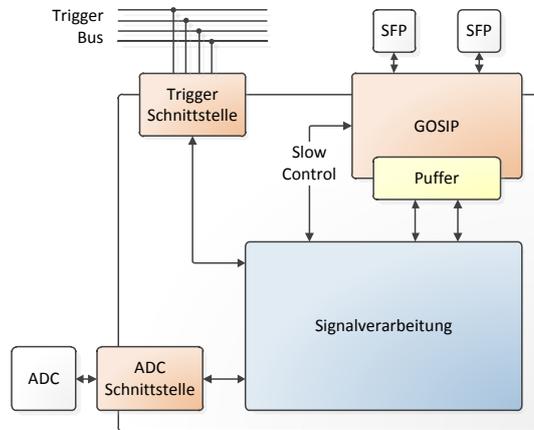


Abbildung 3.13.: Firmware zur Auslese von CALIFA. In rot dargestellt sind die Schnittstellen zur Hardware, in blau die im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelte Signalverarbeitung. Der Ereignis-Puffer in gelb ist der Übergabe-Punkt der Daten zwischen der Signalverarbeitung und GOSIP.

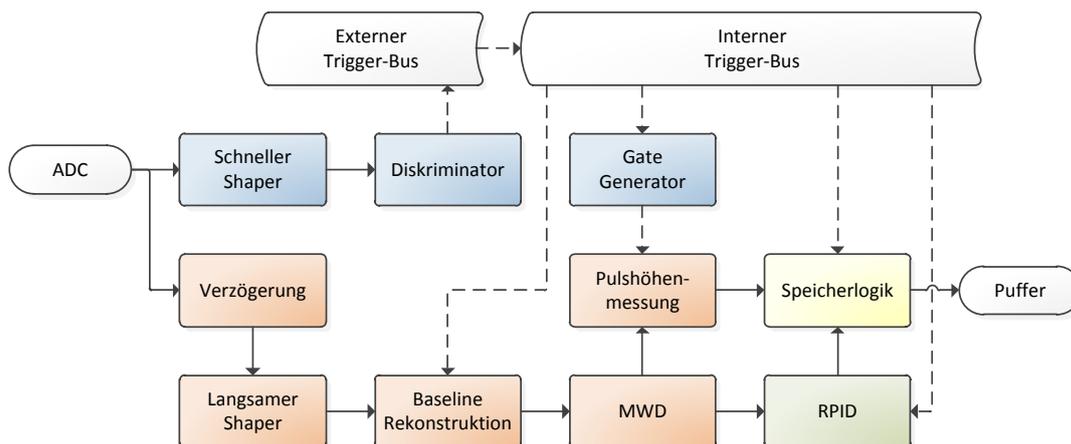


Abbildung 3.14.: Struktur der digitalen Signalverarbeitung. Die Verarbeitungs-Einheiten des Zeit-Zweiges sind blau dargestellt, die des Energie-Zweiges in rot. Nicht abgebildet ist die Slow Control Schnittstelle, die an jede Einheit angebunden ist.

Die Signalverarbeitung, illustriert in Abbildung 3.14, ist angelehnt an eine typische analoge Signalverarbeitung. Das digitalisierte Vorverstärkersignal wird zunächst aufgeteilt in einen Zeit- und einen Energie-Zweig. Im Zeit-Zweig wird das Signal grob geglättet und dem Diskriminator zugeführt, der Ereignisse im Signal erkennt und kurze Trigger-Pulse erzeugt. Diese Trigger-Signale werden über den externen Trigger-Bus an den Auslese-PC gesendet. Sofern der Trigger-Bus nicht aufgrund eines vorangegangenen Ereignisses blockiert ist, wird das Trigger-Signal anschließend an alle DSP Module verteilt, wo es in einem internen Bus landet und von dort an alle Verarbeitungs-Einheiten verteilt wird. Der Gate Generator erzeugt aus dem kurzen Trigger-Puls ein ausgedehntes Zeitfenster für die Pulshöhenmessung (*Energie-Fenster*).

Im Energie-Zweig wird das Vorverstärker-Signal zunächst verzögert um die Laufzeit des Trigger-Pulses auszugleichen. Das ist für die weitere Verarbeitung notwendig, da der Trigger-Puls eines Ereignisses zeitlich vor dem Signal des Ereignisses auftreten muss. Anschließend wird das Signal geglättet und die Baseline auf Null gesetzt. Mit der Moving Window Deconvolution (Details in Abschnitt 3.4.5) wird die Exponentielle des Vorverstärkers aus dem Signal entfaltet. Übrig bleibt die integrierte Ladungsfunktion. Innerhalb des Energie-Fensters wird die maximale Ladung als Energie gespeichert.

Das entfaltete Signal wird ebenfalls an die Reconstructive Particle Identification (Details in Abschnitt 3.4.7) zur Teilchenidentifizierung gegeben. Die Speicherlogik erzeugt schließlich aus den Energien und Teilchenidentitäten der Ereignisse strukturierte Datenpakete, welche im Ereignis-Puffer gespeichert werden. Von dort werden sie via GOSIP an den PC gesendet.

Um die Totzeit des Detektors nach einem Ereignis zu minimieren, findet der Großteil der Signalverarbeitung genau wie bei einer analogen Auslese kontinuierlich (also ungetriggert) statt. Die Signalverarbeitung ist mit dem ADC-Takt synchronisiert und jeder neue Datenwert vom ADC wird sofort verarbeitet.

3.4.2 Shaper

Aufgrund von thermischen und statistischen Fluktuationen, sowie elektromagnetischen Störungen rauscht das Detektor-Signal. Das Rauschen kann in guter Näherung als "weiß" angenommen werden, d.h. es ist gleichverteilt über alle Frequenzen und das Amplitudenspektrum ist gaußförmig. Durch das Rauschen werden die Peaks im Energie-Spektrum zusätzlich verbreitert [Kno10].

Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu steigern und so die Energie Verbreiterung zu reduzieren, muss das Signal von einem Shaper geglättet werden. Ein sehr einfacher und dennoch sehr effektiver, digitaler Shaper ist der fließende Mittelwertfilter (*Moving Average, MA*).

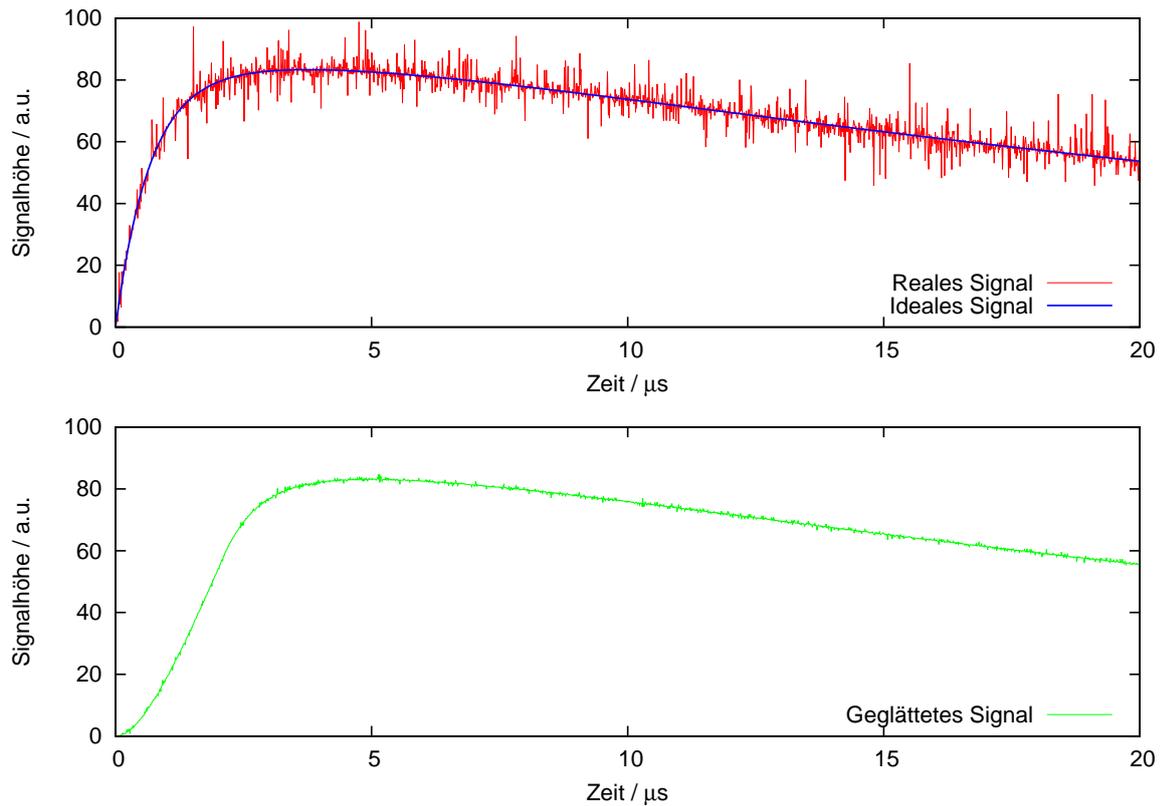


Abbildung 3.15.: Glättung der Signale mit einem fließenden Mittelwertfilter (Shaping-Zeit $2\mu\text{s}$).
Oben: Ungeglättetes Signal vom Vorverstärker mit idealem, Rausch-freiem Signal.
Unten: Geglättetes Signal nach MA-Filter.
 Obwohl hier, wie im Folgenden, die digitalen Signale abgebildet sind, sind diese kontinuierlich dargestellt. Aufgrund der hinreichend hohen Abtastrate und Auflösung des ADC ist eine Darstellung wie in Abbildung 3.6 nicht sinnvoll.

Wie der Name andeutet, bildet der MA-Filter einen Mittelwert über ein kurzes Teilstück des Signals der Länge L :

$$Q_i \equiv Q\left(t = \frac{i}{f_{ADC}}\right) = \frac{1}{L} \sum_{k=i-L}^i D_k \quad (3.5)$$

$$= Q_{i-1} + \frac{1}{L} (D_i - D_{i-L-1}) \quad (3.6)$$

$\{D_i\}$ ist das Eingangssignal⁶, $\{Q_i\}$ das geglättete Ausgangssignal, f_{ADC} die Abtastrate. Die Fensterbreite L entspricht einer Shaping-Zeit von $\tau = \frac{L}{f_{ADC}}$.

Abbildung 3.15 verdeutlicht die Funktionsweise des MA-Filter am Beispiel des digitalisierten Vorverstärkersignals. Es ist zu sehen, dass der Rausch-Pegel nach dem MA-Filter deutlich abnimmt, während sich die Signalform nur leicht ändert. Das ist ein wesentliches Merkmal des MA-Filters. Die Änderung der Signalform kann durch die Stufen-Antwort aus-

⁶Nomenklatur: $\{D_i\} \equiv \{D_0, D_1, \dots, D_k, \dots\}$, D_k Wert des k -ten Datenpunktes, also zum Zeitpunkt $t = \frac{k}{f_{ADC}}$

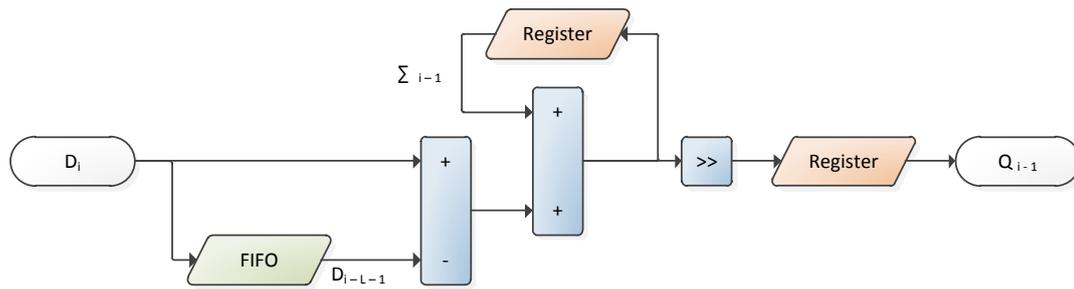


Abbildung 3.16.: Implementierung des MA-Filters im FPGA. Kombinatorische Operationen sind blau dargestellt, Register in rot, FIFO Puffer in grün. Die Register und der FIFO Puffer sind getaktet. Auf steigender Takt-Flanke übertragen die Register den Eingangswert auf den Ausgang und halten diesen bis zum nächsten Takt. Der FIFO Puffer legt auf steigender Takt-Flanke den letzten Wert im Puffer am Ausgang an und nutzt den freigewordenen Speicherplatz um den Eingangswert an den Anfang des Puffers einzufügen.

gedrückt werden. Sie gibt das Ausgangssignal des Filters bei einer Stufenfunktion als Eingangssignal an. Der MA-Filter verbreitert die scharfe Stufe zu einer Flanke der Länge L . Bei vorgegebener Stufen-Verbreiterung, reduziert der MA-Filter im Vergleich zu anderen Filtern weißes Rauschen am stärksten [Smi03]. Wird das Rauschen als zufällig angenommen, liefert die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung für die Varianz des Rauschens nach dem MA-Filter:

$$\frac{\sigma_Q}{\sigma_D} = \frac{\frac{1}{L} \sqrt{L \cdot \sigma_D^2}}{\sigma_D} = \frac{1}{\sqrt{L}} \quad (3.7)$$

Da sich die meisten Signalverarbeitungs-Einheiten vom Funktionsprinzip sehr ähnlich sind und der hier vorgestellte MA-Filter sehr einfach aufgebaut ist, werden im Folgenden die technischen Details dieses Filters genauer erläutert. Die erklärten Prinzipien sind essentiell für die gesamte Signalverarbeitung und finden sich auch in den, in den folgenden Abschnitten beschriebenen, Einheiten wieder.

Für die Implementierung des MA-Filters im FPGA wird statt der Definition in Gleichung (3.5) die rekursive Formulierung aus Gleichung (3.6) verwendet (siehe Abbildung 3.16). In einem Register wird die Summe der letzten L Eingangswerte, Σ_D gespeichert. Die Werte selbst sind in einem *First In First Out* (FIFO) Puffer der Länge L , der aus einer spezialisierten Speicherzelle besteht, gesammelt. Mit jedem ADC-Takt wird der aktuelle Datenwert aufsummiert und in den FIFO Puffer geschrieben. Gleichzeitig wird der vor $L + 1$ Takten geschriebene Wert aus dem Puffer gelesen und von der Summe abgezogen: $\Sigma_D := \Sigma_D + D_i - D_{i-L-1}$.

Wichtig ist, dass das FPGA weder Gleitkomma-Arithmetik noch Divisionen unterstützt. Diese könnten zwar durch eine entsprechende Logik implementiert werden, würden jedoch viele Logikzellen verbrauchen, die für die Signalverarbeitung benötigt werden. Die Division durch L wird daher durch eine Bit-Verschiebung ersetzt. Eine Verschiebung nach rechts um n Bits entspricht einer ganzzahligen Division durch 2^n . Da die untersten n Bit dabei verloren gehen, entstehen Rundungsfehler, die sich in der weiteren Verarbeitung akkumulieren können. Um das zu verhindern, wird die Summe abweichend von Gleichung (3.6) nicht um $\log_2 L$ Stellen verschoben.

Die Speicherzellen des FPGAs besitzen 18 Bit breite Ein- und Ausgänge und 1024 Adressen. Daher ist der Großteil der Signalverarbeitung in 18 Bit Arithmetik implementiert. Ausnahmen bilden Summen-Register, wie Σ_D des MA-Filters. Diese sind 28 Bit breit implementiert um den maximal möglichen Summenwert verlustfrei speichern zu können $((2^{18} - 1) \cdot 1024 = 2^{28} - 1024)$. Die anschließende Bit-Verschiebung wird so eingestellt, dass das Ergebnis gerade maximal 18 Bit breit ist. Die Anzahl der dazu notwendigen Verschiebungen hängt von der Signalhöhe des Eingangssignals ab und ist vom Anwender einstellbar. Um sicher zu gehen, dass das Ergebnis 18 Bit Breite nicht übersteigt, wird der Wert vor der Verschiebung auf einen Überlauf überprüft. Tritt ein Überlauf auf, wird dies dem Anwender über einen Fehler-Code in den Ereignis-Daten mitgeteilt.

Das Ergebnis des Mittelwertfilters ist also nicht der eigentliche Mittelwert, aber proportional zu diesem. Der konstante Faktor $L \cdot 2^{-n}$ spielt bei der Energie-Kalibrierung des Detektors keine Rolle.

Bevor der Ausgangswert an die nächsten Verarbeitungs-Einheiten weitergereicht wird, wird er in einem Register gespeichert um die Signalpfade zu verkürzen. Da die Signalverarbeitung mit dem ADC-Takt synchronisiert ist, schalten alle Register und Puffer, beziehungsweise die Flipflops aus denen sie aufgebaut sind, mit jeder steigenden ADC-Taktflanke um. Damit die Signalverarbeitung funktioniert, muss also die Signallaufzeit zwischen dem Ausgang eines Flipflops und dem Eingang des nächsten Flipflops

$$T = T_{Logik} + T_{Routing} < f_{ADC}^{-1} - T_{Setup} \quad (3.8)$$

sein. T_{Logik} ist die Laufzeit durch die Logikzellen, $T_{Routing}$ die Laufzeit durch das Routing-Netzwerk und T_{Setup} die Einrichtzeit der Flipflops. Um diese Bedingung erfüllen zu können, werden Zwischenergebnisse an geeigneten Stellen in Registern gespeichert und die Signalpfade deutlich verkürzt. Bei diesem *Pipelining* entsteht zwar durch jedes zusätzliche Register eine Latenz von einer Taktperiode. Solange die einzelnen Verarbeitungsschritte unabhängig voneinander sind, ist die Latenz allerdings irrelevant.

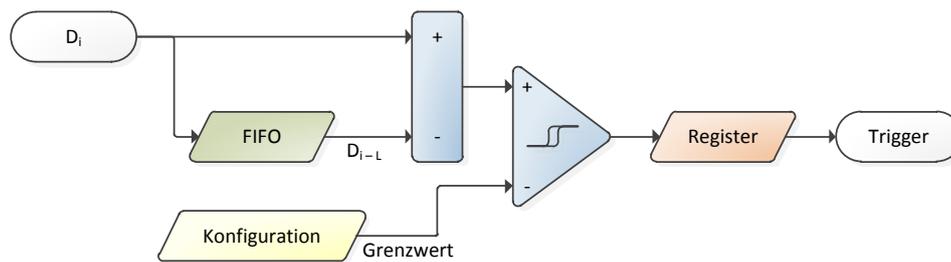


Abbildung 3.17.: Implementierung des Diskriminators.

3.4.3 Diskriminator und Gate Generator

Da CALIFA eigenständig funktionieren können soll, muss die Firmware Ereignisse selbsttätig erkennen können. Dazu wird das Ausgangssignal des schnellen Shapers an den Diskriminator gegeben. Dieser subtrahiert das verzögerte Eingangssignal vom aktuellen Eingangssignal. Überschreitet die Differenz einen konfigurierten Grenzwert, wird ein kurzer Trigger-Puls generiert (Abbildung 3.17). Mit der passenden Kombination aus Shaping-Zeit, Grenzwert und Verzögerung lässt sich der Diskriminator präzise auf die gewünschte Signalform einstellen und Ereignisse können noch bei sehr schlechtem Signal-zu-Rausch-Verhältnis zuverlässig erkannt werden.

Der Gate Generator verlängert jeden Trigger-Puls um eine einstellbare Zeit. In dem so definierten Energie-Fenster findet die Pulshöhenmessung zur Energie-Bestimmung statt (siehe Abschnitt 3.4.6). Während eines aktiven Fensters werden keine weiteren Trigger akzeptiert.

3.4.4 Baseline-Rekonstruktion

Die Baseline des Signals, also die Signalhöhe vor, beziehungsweise lange nach einem Ereignis, ist im Allgemeinen nicht Null und kann abhängig von der Ereignisrate langsam schwanken. In der vorliegenden Hardware-Konfiguration ist der ADC-Bereich um 0 V zentriert, was ungefähr der Baseline des Vorverstärkers entspricht. Das heißt, die Baseline befindet sich ungefähr bei Kanal 2^{n-1} . Da ausschließlich positive Signale vom Detektor erzeugt werden, bleibt dadurch der halbe Zahlen-Bereich unbenutzt und die Rechengenauigkeit sinkt um ein Bit. Um die Rechengenauigkeit zurückzugewinnen und die eventuell schwankende Baseline auszugleichen, wird sie durch die Baseline-Rekonstruktion auf Null gesetzt.

Für die Baseline-Rekonstruktion, dargestellt in Abbildung 3.18, wird ein modifizierter MA-Filter, der Baseline-Filter, zur Berechnung der Baseline benutzt. Wie beim MA-Filter wird eine Summe über L (hier $L \approx 1000$) Signalwerte in einem Register gespeichert. Mit jedem

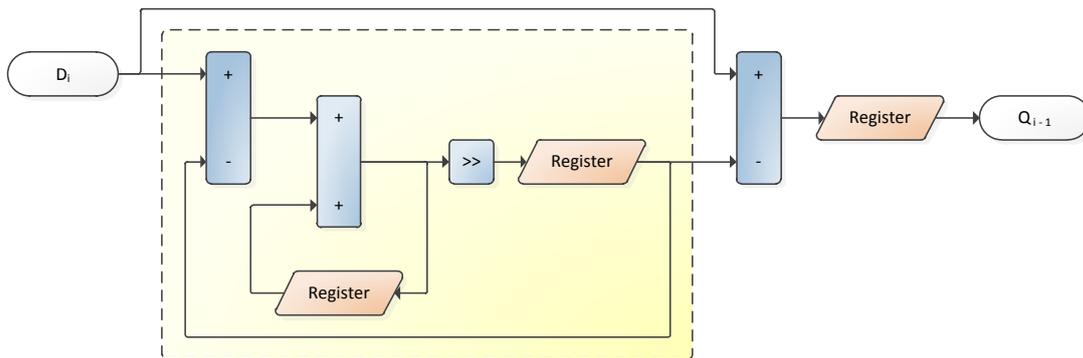


Abbildung 3.18.: Realisierung der Baseline-Rekonstruktion. Der Baseline-Filter im gelben Rahmen berechnet den aktuellen Baseline-Wert. Dieser wird anschließend vom Signal abgezogen. Die Logik zur Unterdrückung der Baseline-Berechnung während eines Ereignisses ist nicht abgebildet.

Takt wird der aktuelle Signalwert aufaddiert. Statt einen verzögerten Signalwert zu subtrahieren, wird jedoch der errechnete Baseline-Wert von der Summe abgezogen. Dadurch wird ein FIFO Puffer pro ADC-Kanal eingespart. Für langwellige Schwankungen, wie sie bei der Baseline der Fall sind, ist diese Langzeitkorrelation bestens geeignet. Der so errechnete Baseline-Wert wird vom Eingangssignal abgezogen.

Entscheidend ist, dass der Baseline-Filter nicht durch die hohen Signalwerte der Ereignisse gestört wird. Daher wird der Baseline-Filter gestoppt und der Baseline-Wert eingefroren sobald ein Trigger-Signal empfangen wird. Erst nach einiger Zeit, wenn das Ereignis-Signal vernachlässigbar ist ($t_{Gate} \gtrsim 4 - 5 \tau_{RC}$), wird der Baseline-Filter wieder aktiviert. Tritt in dieser Zeit ein neues Ereignis auf, wird der Filter ab dann für t_{Gate} deaktiviert. Bei hohen Ereignisraten führt das allerdings dazu, dass die Baseline nur einmalig bestimmt werden kann und dann als konstant angenommen werden muss.

3.4.5 MWD

Wie bereits in Abschnitt 3.2 erklärt wurde, ist das vom ADC digitalisierte Signal eine Faltung des Photostroms von den APDs mit einer Exponentiellen. Daraus ergeben sich zwei Probleme: Erstens dauert der exponentielle Abfall des Signals nach einem Ereignis lange an ($\sim 4 - 5 \tau_{RC}$ bis das Signal vernachlässigbar wird). Tritt in dieser Zeit ein weiteres Ereignis auf, überlagern sich dessen Signal und der exponentielle Abfall des vorherigen Ereignisses (*Pileup*). Wenn die Energie aus der Pulshöhe dieses Signals gemessen wird, wird sie überbewertet (Abbildung 3.19, oben). Dieser Effekt lässt sich durch kleine Zeitkonstanten τ_{RC} reduzieren.

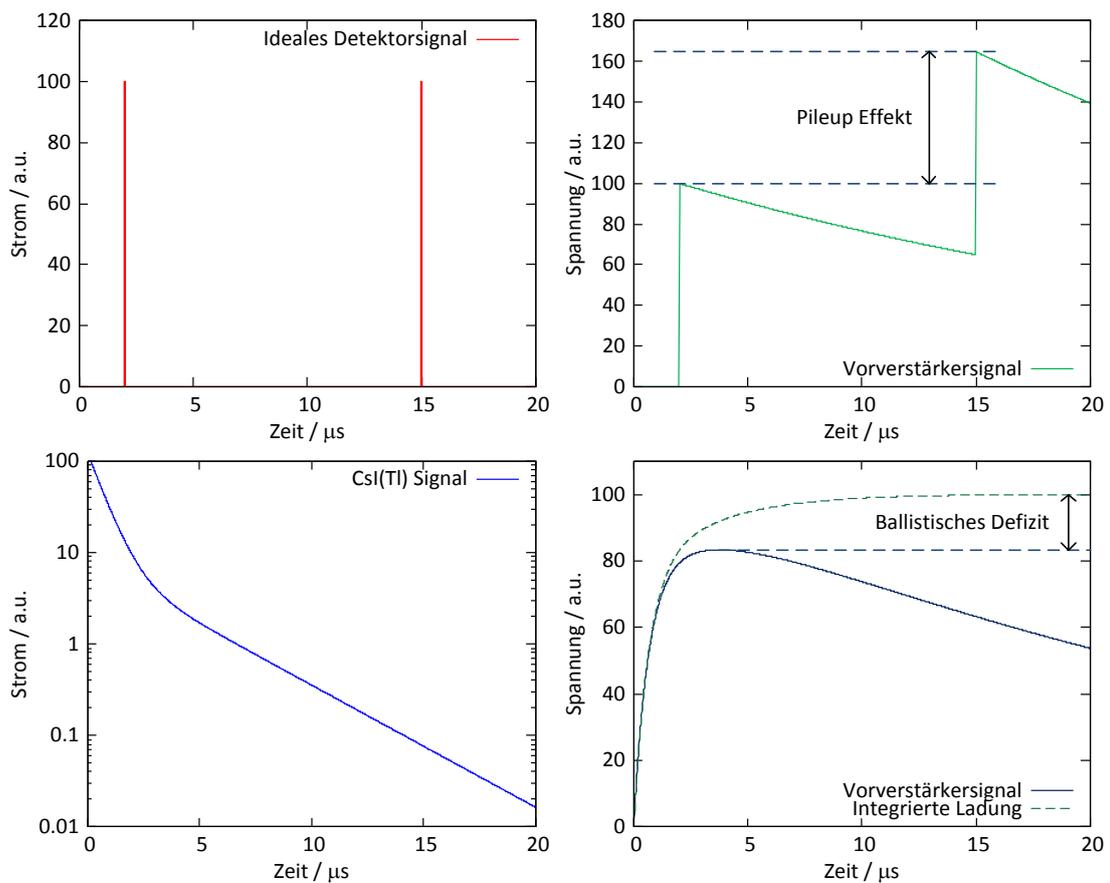


Abbildung 3.19.: Zur Verdeutlichung von Pileups und ballistischen Defizit.

Oben links: Strom eines idealen Detektors bei zwei aufeinander folgenden Ereignissen.

Oben rechts: Durch den langsamen Abfall des Vorverstärkersignals wird die Pulshöhe des zweiten Ereignisses angehoben.

Unten links: Photostrom eines CsI(Tl) + APD Detektors.

Unten rechts: Durch den sofort einsetzenden Abfall wird zu keiner Zeit die vollständige Ladung gesammelt.

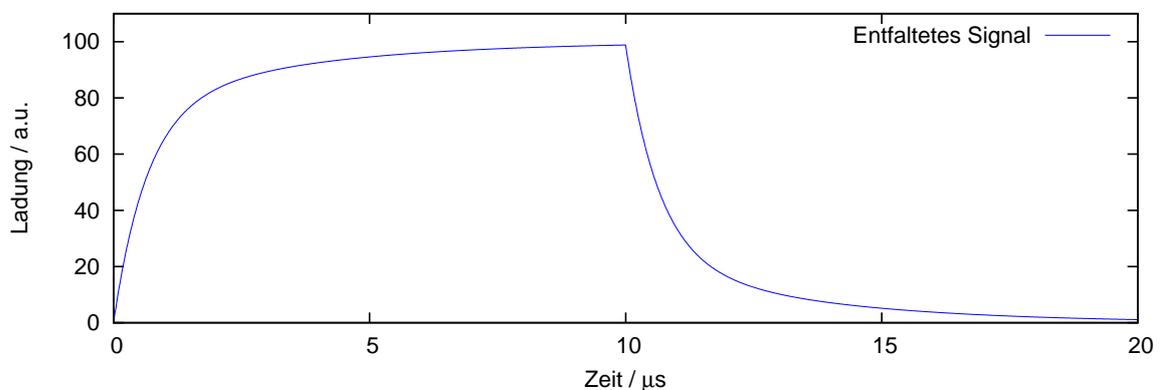


Abbildung 3.20.: Entfaltetes Vorverstärkersignal (Fenstergröße $L = 10\mu\text{s} \cdot f_{ADC}$). Für $0 \leq t \leq 10\mu\text{s}$ entspricht das entfaltete Signal genau der integrierten Ladungsfunktion. Anschließend verlässt das MWD-Fenster die Ladung und das entfaltete Signal kehrt auf Null zurück.

Das zweite Problem ist das *ballistische Defizit* (Abbildung 3.19, unten). Erfolgt die Ladungssammlung nicht instantan, sondern, wie beim CsI(Tl) Detektor, langsam, überlagern sich die Ladungssammlung und die exponentielle Entladung des Kondensators im Vorverstärker. Im Kondensator ist zu keiner Zeit die vollständige Ladung des Ereignisses vorhanden und die Pulshöhe des Vorverstärkersignals reduziert sich. Der Effekt lässt sich durch große Zeitkonstanten τ_{RC} minimieren. Bei der Wahl der Zeitkonstanten des Vorverstärkers muss also ein Kompromiss zwischen diesen beiden Effekten eingegangen werden.

Zur gleichzeitigen Minimierung beider Probleme entwickelten Georgiev und Gast 1993 die *Moving Window Deconvolution* (MWD). Die Idee ist, die im Vorverstärker vorgenommene Faltung rückgängig zu machen, das Signal also zu entfalten. Das Ergebnis der MWD ist die in einem definierten Zeitfenster (*MWD-Fenster*) integrierte Ladung. Für eine Exponentielle, die mit dem Signal gefaltet ist, lässt sich die MWD einfach formulieren [GG93]:

$$Q_i = D_i - D_{i-L} + \frac{1}{\tau_{RC}} \sum_{k=i-L}^{i-1} D_k \quad (3.9)$$

$$\hat{Q}_i \equiv Q_i \cdot \tau_{RC} = \tau_{RC} (D_i - D_{i-L}) + \sum_{k=i-L}^{i-1} D_k \quad (3.10)$$

$\{D_i\}$ bezeichnet das Eingangssignal, $\{Q_i\}$ das entfaltete Ausgangssignal, L die Fenstergröße. Jeder Ausgangswert Q_i ist proportional zur im Eingangssignal zwischen D_{i-L} und D_i vorhandenen Ladung. Abbildung 3.20 zeigt ein so entfaltetes Vorverstärkersignal. Die steigende Flanke gibt dabei genau die integrierte Ladungsfunktion wieder⁷:

$$\begin{aligned} Q(t) &= \int_0^t I_{APD}(t') dt' \\ &= N_f + N_s - N_f \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) - N_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

$t = 0$ bezeichnet den Zeitpunkt, zu dem das Teilchen oder die Strahlung den Detektor getroffen hat.

Durch die Entfaltung wird die gesamte (im MWD-Fenster vorhandene) Ladung integriert und so das ballistische Defizit korrigiert. Außerdem ist die Länge des Signals nicht mehr durch die Zeitkonstante des Vorverstärkers τ_{RC} , sondern die Fenstergröße L bestimmt. Bereits nach $10\mu\text{s}$ ist 99% der Ladung des CsI(Tl) Signals gesammelt. Die Fenstergröße, und damit die Pulslänge, kann also auf $L \lesssim 10\mu\text{s} \cdot f_{ADC}$ reduziert werden. Dadurch nimmt auch die Wahrscheinlichkeit für Pileups deutlich ab.

⁷Das Ausgangssignal ist noch immer zeitlich und in der Signalhöhe quantisiert. Die kontinuierliche Schreibweise soll nur der besseren Veranschaulichung dienen.

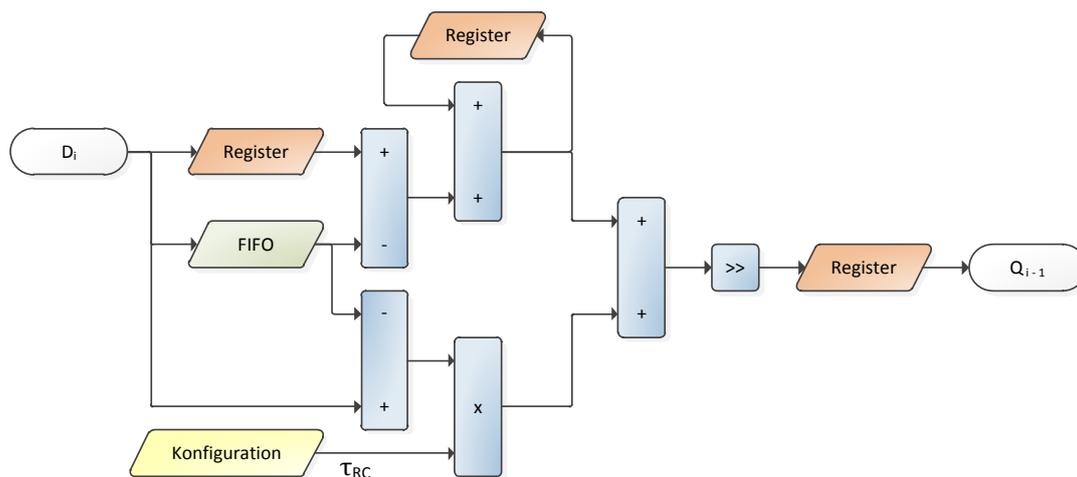


Abbildung 3.21.: Umsetzung der Moving Window Deconvolution

Die Implementierung im FPGA gemäß Gleichung (3.9) ist aufgrund der Division durch τ_{RC} nicht möglich. Statt dessen wird die Umformung in Gleichung (3.10) verwendet. Die Division wird durch eine Multiplikation ersetzt, welche von einer spezialisierten Multiplizierer-Zelle durchgeführt wird. Der konstante Faktor τ_{RC} ist nur ein weiterer Kalibrierungs-Faktor und damit unerheblich. Technisch basiert die Implementierung, dargestellt in Abbildung 3.21, wieder auf dem MA-Filter. Die Summe in Gleichung (3.10) wird auch hier rekursiv berechnet. Das zusätzliche Register vor der Subtraktion stammt aus der Obergrenze der Summe $i - 1$ und verzögert das Eingangssignal um einen Takt.

3.4.6 Pulshöhenmessung

Um die Energie zu bestimmen, muss die Pulshöhe, also die maximale Signalhöhe, der integrierten Ladungsfunktion gemessen werden. Dazu wird das entfaltete Signal zunächst durch einen weiteren MA-Filter nochmals geglättet. Durch die zweifache (oder allgemein mehrfache) Anwendung des MA-Filters kann das hochfrequente Rauschen effizient vom Signal getrennt werden. Im Gegenzug wird die Stufen-Antwort etwas verschlechtert. Da das entfaltete Signal in der Nähe des maximalen Wertes nahezu konstant ist (vgl. Abbildung 3.20), hat die Stufen-Verbreiterung an dieser Stelle allerdings keine Auswirkung. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis kann dadurch nochmals wesentlich verbessert werden.

Die Architektur der Pulshöhenmessung ist in Abbildung 3.22 dargestellt. Das eingehende Signal wird mit jedem Takt mit dem, in einem Register gespeicherten, bisher höchsten Signalwert verglichen. Ist der eingehende Wert größer, wird dieser im Register gespeichert,

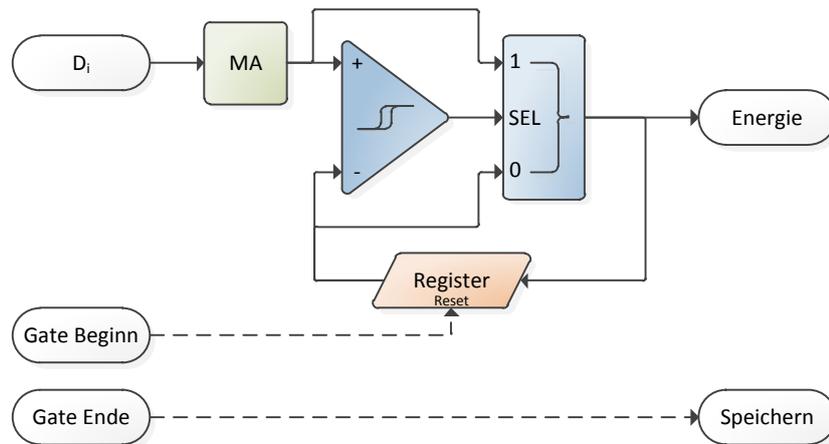


Abbildung 3.22.: Pulshöhenmessung

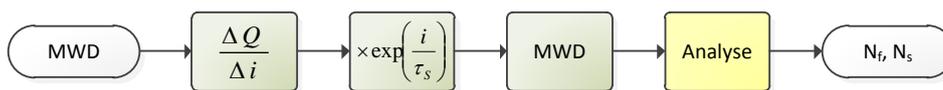


Abbildung 3.23.: Reconstructive Particle Identification. Ausgangspunkt der RPID ist das entfaltete Vorverstärkersignal. Über mehrere Verarbeitungsschritte werden die Szintillationskomponenten N_f und N_s analytisch aus dem Signal rekonstruiert, welche charakteristisch für die einfallende Teilchensorte sind.

ansonsten wird der bisherige behalten. Der Inhalt des Registers wird als Energie-Messung an die Speicherlogik übergeben.

Der Beginn eines Energie-Fensters setzt das Register auf Null zurück. Das Ende des Fensters wird als Übernehmen-Signal an die Speicher-Logik übergeben, welche daraufhin den Energie Wert liest und in den Ereignis-Puffer schreibt.

3.4.7 RPID

Zur Teilchenidentifizierung wird die von Michael Bendel entwickelte Reconstructive Particle Identification (RPID) verwendet. Er konnte bereits zeigen, dass die RPID eine bessere und zuverlässigere Trennung als analoge Algorithmen bewirkt. Aufgrund der verwendeten MWD ist sie beispielsweise nahezu resistent gegen Pileups [Ben10].

Die Idee hinter der RPID ist, die beiden Szintillationskomponenten N_f und N_s analytisch aus dem Signal zu rekonstruieren. Abbildung 3.23 zeigt den Ablauf der RPID.

Bandbreiten begrenzende Differentiation Ausgangspunkt der RPID ist die integrierte Ladungsfunktion in Gleichung (3.11), die durch die MWD gewonnen wurde. Im ersten Schritt wird dieses Signal differenziert. Dazu wird das Signal in zwei Zeitfenstern integriert. Die Integrale werden dann voneinander subtrahiert:

$$I_i = \sum_{k=i-L}^i Q_k - \sum_{k=i-L-G}^{i-G} Q_k \quad (3.12)$$

$\{Q_i\}$ ist das entfaltete Eingangssignal, $\{I_i\}$ das differenzierte Ausgangssignal, L die Fenstergröße der Integrale, G der Abstand der beiden Summen. Technisch wird ein MA-Filter eingesetzt, dessen Ausgangssignal in einem FIFO Puffer verzögert wird. Das verzögerte MA-Signal wird vom aktuellen Signal subtrahiert.

Das Signal besitzt nach der Differentiation die Form des ursprünglichen Lumineszenzsignals (vgl. Gleichung (2.5)):

$$I(t) = \frac{N_f}{\tau_f} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + \frac{N_s}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (3.13)$$

Multiplikation mit $\exp\left(\frac{t}{\tau_s}\right)$ Im nächsten Schritt wird das differenzierte Signal mit einer Exponentiellen multipliziert und so auf eine reine Exponentialfunktion mit konstanter Baseline vereinfacht:

$$\begin{aligned} J(t) &= I(t) \cdot \exp\left(\frac{t}{\tau_s}\right) \\ &= \frac{N_f}{\tau_f} \exp\left(-t \left(\frac{1}{\tau_f} - \frac{1}{\tau_s}\right)\right) + \frac{N_s}{\tau_s} \\ &= \frac{N_f}{\tau_f} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sf}}\right) + \frac{N_s}{\tau_s} \end{aligned} \quad (3.14)$$

mit $\tau_{sf} = \frac{\tau_s \tau_f}{\tau_s - \tau_f}$

Da sich die Exponentialfunktion nicht im FPGA berechnen lässt, ist sie als Wertetabelle in einer Speicherzelle abgelegt. Die Einträge werden von einem zu diesem Zweck geschriebenen Computer-Programm berechnet und während der Synthese eingebunden. Um die Recheng-

nauigkeit steigern zu können, obwohl nur ganzzahlige Arithmetik zur Verfügung steht, sind die Werte in einem 32 Bit Pseudo-Gleitkomma Format gespeichert:

$$\begin{aligned} D_n &= \{D_n^{31}, \dots, D_n^0\} \\ M_n &= \text{unsigned}\{D_n^{24}, \dots, D_n^7\} \\ E_n &= \text{signed}\{D_n^6, \dots, D_n^0\} \\ \text{exp}_n &= M_n \cdot 2^{-E_n} \end{aligned}$$

D_n bezeichnet den n -ten Eintrag in der Wertetabelle, $\{D_n^i\}$ dessen Bits, M_n die vorzeichenlose Mantisse des Eintrages, E_n den vorzeichenbehafteten Exponenten. Um maximale Rechengenauigkeit zu Erlangen, wird die Mantisse so skaliert, dass die zur Verfügung stehenden 18 Bit immer vollständig benutzt werden.

Durch jedes Trigger-Signal wird ein Zähler gestartet, der mit jedem Takt erhöht wird und die Einträge D_n aus der Speicherzelle adressiert. Die Mantisse M_n des Eintrages wird unter Verwendung einer Multiplizierer-Zelle mit dem eingehenden Signal I_i multipliziert. Das Ergebnis der Multiplikation wird anschließend um E_n Bits verschoben, je nach Vorzeichen nach rechts oder links.

MWD Im letzten Schritt wird erneut eine MWD mit Zeitkonstante τ_{sf} und Fenstergröße $L_2 < L_1$ (Fenstergröße der ersten MWD) auf das Signal angewendet. Das Ergebnis lässt sich in zwei Bereiche unterteilen:

$$F(t) = \begin{cases} \frac{N_s}{\tau_s} \left(\frac{t}{\tau_{sf}} + 1 \right) + \frac{N_f}{\tau_f} & , 0 \leq t < L_2 \\ \frac{N_s}{\tau_s} \frac{L_2}{\tau_{sf}} & , L_2 \leq t < L_1 \end{cases} \quad (3.15)$$

Aus der Steigung der Geraden im ersten Bereich lässt sich also der Anteil der langsamen Komponente N_s bestimmen, aus dem Achsenabschnitt der Anteil der schnellen Komponente N_f . Der konstante Signalwert im zweiten Bereich stellt eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von N_s dar.

Zur Bestimmung der Geradengleichung werden Mittelwerte des Signals S_1, S_2 in zwei Zeitfenstern $[t_1 - \frac{T}{2}, t_1 + \frac{T}{2}]$, $[t_2 - \frac{T}{2}, t_2 + \frac{T}{2}]$ der Größe T bestimmt (siehe Abbildung 3.24). Ein

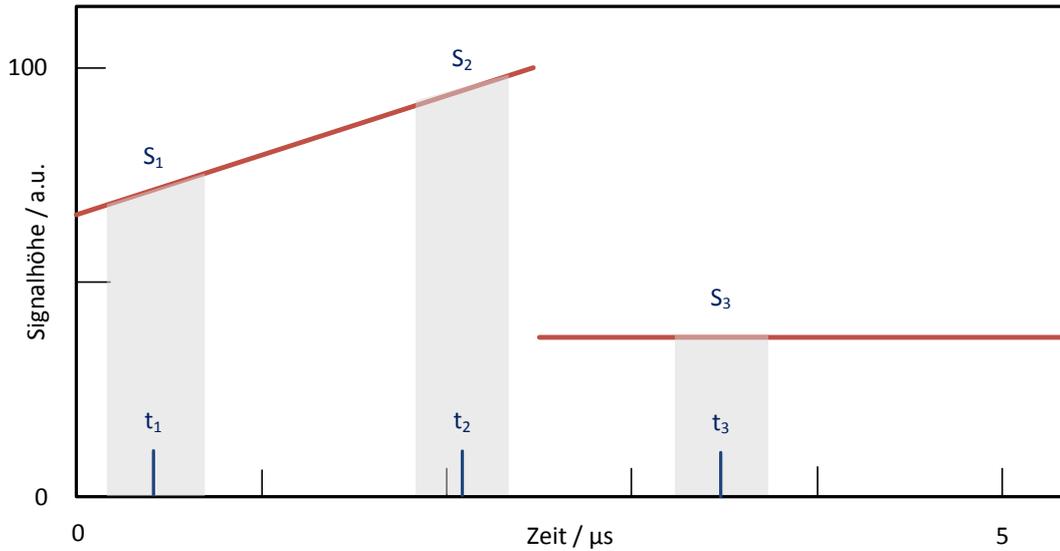


Abbildung 3.24.: Bestimmung von N_f und N_s durch die RPID.

dritter Mittelwert S_3 wird im konstanten Bereich des Signals im Zeitfenster $[t_3 - \frac{T}{2}, t_3 + \frac{T}{2}]$ gebildet. Daraus ergeben sich N_f , N_s :

$$N_s^1 = \tau_s \tau_{sf} \frac{S_2 - S_1}{t_2 - t_1} \quad (3.16)$$

$$N_s^2 = \frac{S_3 \tau_s \tau_{sf}}{L_2} \quad (3.17)$$

$$N_s = \frac{N_s^1 + N_s^2}{2} \quad (3.18)$$

$$N_f = \tau_f \left(S_1 - t_1 \left(\frac{S_2 - S_1}{t_2 - t_1} \right) - \frac{N_s}{\tau_s} \right) \quad (3.19)$$

Die Mittelwertbildung in Gleichung (3.18) dient dabei zur genaueren Bestimmung von N_s .

Da zur Berechnung von N_f und N_s viele Multiplikationen nötig sind, ist dieser Algorithmus als *State Machine* implementiert, die den selben Multiplizierer mehrfach nacheinander für die verschiedenen Rechenschritte benutzt um die knappen Ressourcen zu sparen. Die State Machine wartet auf ein Trigger Signal und beginnt dann die Mittelwerte zu bestimmen. Dazu wird ein MA-Filter benutzt, dessen Signalwert zu den Zeitpunkten $t_1 + \frac{T}{2}$, $t_2 + \frac{T}{2}$ und $t_3 + \frac{T}{2}$ in Registern gespeichert wird. Nachdem die Register gefüllt wurden arbeitet die State Machine alle nötigen Rechenschritte ab.

Da die State Machine zunächst die Mittelwerte bilden und anschließend für jede Multiplikation mit dem Multiplizierer synchronisiert werden muss, dauert die Bestimmung der beiden Komponenten etwa 3 – 4 μs . Weil die Berechnung jedoch nur einmalig pro Ereignis durch-

geführt werden muss, ist dieses Vorgehen dennoch mit der Forderung nach minimaler Totzeit vereinbar.

3.4.8 QPID

Da die RPID sehr aufwendig ist und sich während der Umsetzung gezeigt hat, dass sich der Algorithmus nicht ohne weiteres für 8 (FEBEX 2) bzw. 16 (CALIFA DSP Modul) Kanäle in einem FPGA implementieren lässt, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit eine vereinfachte Möglichkeit zur Teilchenidentifizierung entwickelt. Diese basiert auf der bekannten Technik, das Szintillationssignal in zwei Zeitfenstern zu integrieren [siehe z.B. ADG⁺86; BCC⁺89; SM01]. Statt die Integrale jedoch direkt als Maß für N_f und N_s zu benutzen, werden diese analytisch aus den Integralen bestimmt.

Ausgangspunkt dieser *Quick Particle Identification* (QPID) ist das entfaltete und geglättete Vorverstärkersignal:

$$F(t) = \begin{cases} F_1(t) = \frac{1}{T} \int_0^t Q(t') dt' & , t \leq T \\ F_2(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t Q(t') dt' & , t \geq T \end{cases} \quad (3.20)$$

$$F_1(t) = N_f \frac{1}{T} \left[t + \tau_f \left(e^{-\frac{t}{\tau_f}} - 1 \right) \right] + N_s \frac{1}{T} \left[t + \tau_s \left(e^{-\frac{t}{\tau_s}} - 1 \right) \right] \quad (3.21)$$

$$F_2(t) = N_f + N_s - N_f \frac{\tau_f}{T} \left(e^{\frac{T}{\tau_f}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_f}} - N_s \frac{\tau_s}{T} \left(e^{\frac{T}{\tau_s}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (3.22)$$

$Q(t)$ ist das entfaltete Vorverstärkersignal, T die Zeitkonstante des MA-Filters.

Es soll nun die integrierte Ladung in zwei Zeitfenstern $[t_1, t_2]$ und $[t_3, t_4]$ bestimmt werden. Da $F(t)$ die integrierte Ladung im Zeitfenster $[0, t]$ wiedergibt, bedeutet das:

$$Q_f = F(t_2) - F(t_1) = AN_f + BN_s \quad (3.23)$$

$$Q_s = F(t_4) - F(t_3) = CN_f + DN_s \quad (3.24)$$

mit

$$\begin{aligned} A &= g(t_1, t_2, \tau_f) \\ B &= g(t_1, t_2, \tau_s) \\ C &= g(t_3, t_4, \tau_f) \\ D &= g(t_3, t_4, \tau_s) \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$g(t_a, t_b, \tau) = \begin{cases} \frac{1}{T} \left[t_b - t_a + \tau \left(e^{-\frac{t_b}{\tau}} - e^{-\frac{t_a}{\tau}} \right) \right] & , t_a, t_b \leq T \\ 1 - \frac{1}{T} \left[t_a + \tau \left(e^{-\frac{t_a}{\tau}} + \left(e^{\frac{T}{\tau}} - 1 \right) e^{-\frac{t_b}{\tau}} - 1 \right) \right] & , t_a \leq T < t_b \\ \frac{\tau}{T} \left(e^{\frac{T}{\tau}} - 1 \right) \left(e^{-\frac{t_a}{\tau}} - e^{-\frac{t_b}{\tau}} \right) & , t_a, t_b \geq T \end{cases} \quad (3.26)$$

Aufgelöst nach N_f und N_s ergibt das Gleichungssystem (3.23), (3.24):

$$N_f = \frac{Q_f - \frac{B}{D} Q_s}{A - \frac{BC}{D}} \quad (3.27)$$

$$N_s = \frac{Q_s - \frac{C}{A} Q_f}{D - \frac{BC}{A}} \quad (3.28)$$

Die Zeitpunkte sollten so gewählt werden, dass Q_f und Q_s möglichst unkorreliert sind, also $A, D \rightarrow 1$ und $B, C \rightarrow 0$. Um einen Großteil der Ladung der schnellen Komponente sammeln zu können, sollte $t_1 = 0$ sein. Wie in Abbildung 3.25 b zu sehen ist, beginnt die Kurve $A(t_2)$ nach etwa $2 \mu\text{s}$ abzufachen, während sich die Steigung von $B(t_2)$ kaum verändert. Um ein hohes $\frac{A}{B}$ Verhältnis bei $A \rightarrow 1$ zu erhalten ist also $t_2 \approx 2 \mu\text{s}$ eine gute Wahl. In Abbildung 3.25 a ist zu erkennen, dass nach etwa $3 \mu\text{s}$ bereits ein Großteil der schnellen Ladung gesammelt ist, weswegen für das zweite Zeitfenster $t_3 \approx 3 \mu\text{s}$ gewählt werden kann. Abbildung 3.25 c zeigt schließlich, dass $C(t_4)$ ab $t_4 \approx 4 \mu\text{s}$ konstant bleibt und daher ein möglichst großes t_4 für ein ideales $\frac{D}{C}$ Verhältnis gewählt werden sollte. Allerdings muss bei der Wahl auch die gewünschte Ereignisraten-Verträglichkeit bedacht werden, welche im Wesentlichen durch $f_{max} = t_4^{-1}$ bestimmt wird.

Diese Technik ist derzeit nicht im FPGA implementiert, wurde jedoch mittels einer Offline Analyse während des, im folgenden Kapitel beschriebenen, Experiments getestet.

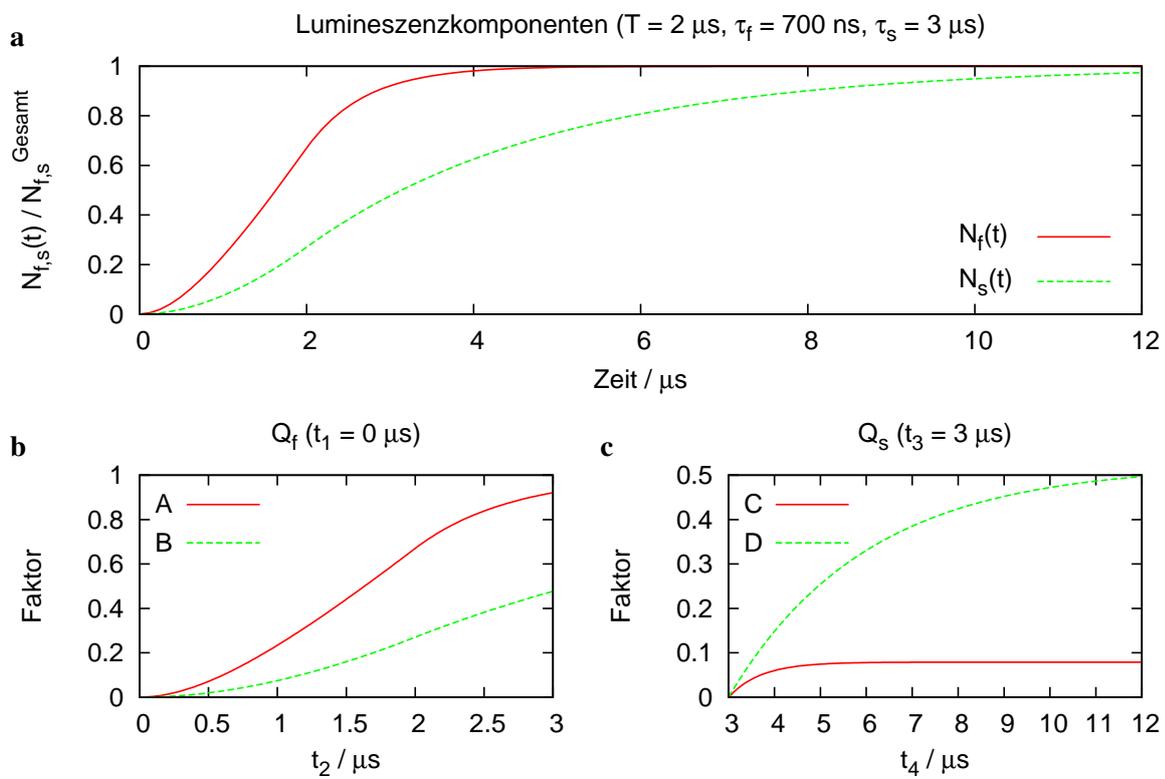


Abbildung 3.25.: Komponenten der QPID in Abhängigkeit von den gewählten Zeitpunkten.

Kapitel 4

Test am Protonen-Strahl

Um die entwickelte Auslese zu testen, wurde ein Experiment am Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching durchgeführt. Mit Hilfe eines 24 MeV Protonen-Strahls und verschiedener Targets, wurden durch elastische und inelastische Streuung γ -Quanten, Protonen, Neutronen und Deuteronen mit definierten Energien freigesetzt. Mit diesen war es möglich die implementierte Teilchenidentifizierung, sowie die erreichte Energie-Auflösung zu untersuchen.

4.1 Aufbau

Der Aufbau des Experiments ist in Abbildung 4.1 skizziert. In einer Vakuum-Kammer (Druck $P \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ mbar) befinden sich die primäre Targetleiter, sowie die Detektorbox der Technischen Universität München (TUM Detektor). Die Intensität des einfallenden Protonen-Strahls beträgt $8 \mu\text{A}$ (8 nA mit Abschwächung 1.000). Der Strahl ist auf einen Durchmesser von 1 mm fokussiert. Der TUM Detektor ist auf einer rotierbaren Plattform montiert. So lässt sich die Detektorposition verstellen, ohne die Kammer zu öffnen. Über ein dünnes Austrittsfenster verlässt der nicht gestreute Anteil des Strahls die Vakuum-Kammer und trifft auf die sekundäre Targetleiter. In einem Winkel von etwa 45° zur Strahlachse befindet sich der Detektor der Universidad de Santiago de Compostela (USC Detektor).

Es stehen drei Targets zur Verfügung: Kohlenstoff (^{12}C , $d \cdot \rho = 70 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$), Polyethylen (PE, $7 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$) und deuteriertes Polyethylen (D_2C , $70 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$). Abbildung 4.2 zeigt eine Auswahl der, bei der $C(p,p')C^*$ Reaktion, anregbaren Zustände des Kohlenstoffs. Bei einem Streuwinkel von 45° ergeben sich die folgenden Wirkungsquerschnitte zur Anregung der Zustände:

4,4 MeV	12 $\frac{\text{mb}}{\text{sr}}$	[KDHW63]
7,7 MeV	0,4 $\frac{\text{mb}}{\text{sr}}$	[KDHW63]
9,6 MeV	3 $\frac{\text{mb}}{\text{sr}}$	[KDHW63]
12,7 MeV	0,5 $\frac{\text{mb}}{\text{sr}}$	[KDHW63]
15,1 MeV	0,2 $\frac{\text{mb}}{\text{sr}}$	[Ben10]

Die Strahlenergie von 24 MeV ist zur Anregung der Zustände nicht optimal. Da allerdings auch der Energieverlust im Austrittsfenster berücksichtigt werden muss, stellt diese Energie einen guten Kompromiss für die zwei Targetpositionen dar.

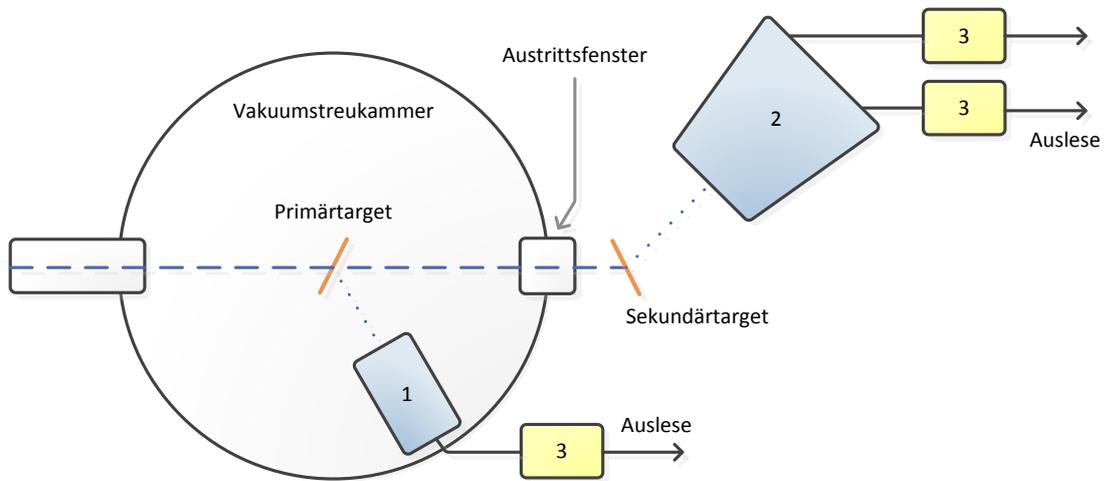


Abbildung 4.1.: Versuchsaufbau zum Test der Auslese. **1:** TUM Detektor, **2:** USC Detektor, **3:** Vorverstärker für je 16 Auslesekanäle.

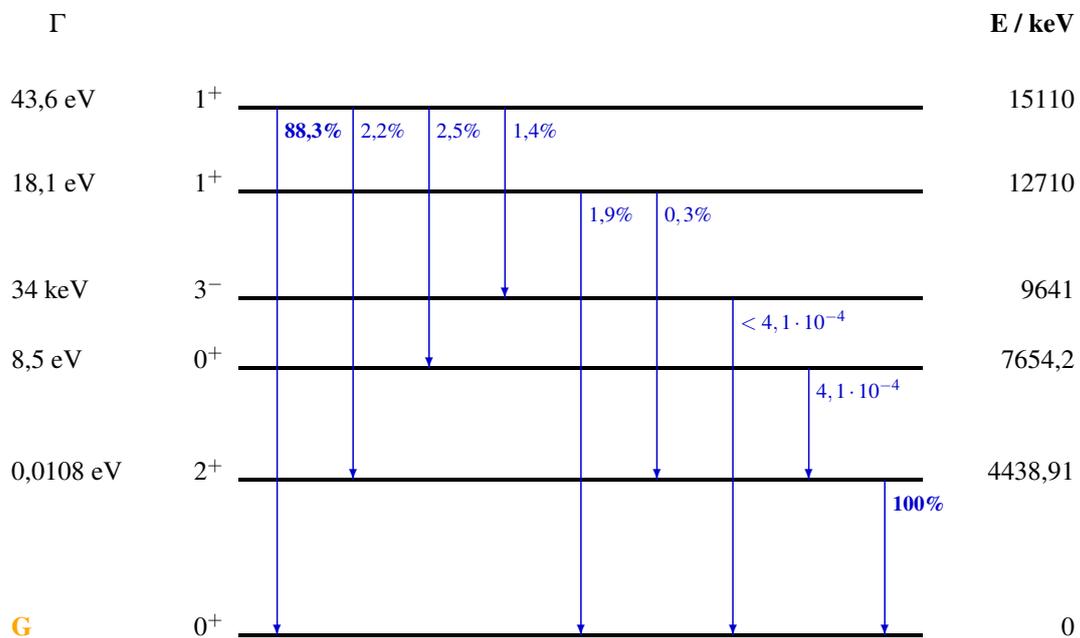


Abbildung 4.2.: Ausgewählte Energieniveaus und Übergänge von ¹²C nach [AS90]. Die Prozentangaben, geben den Anteil des jeweiligen elektromagnetischen Übergangs zur gesamten Zerfallsbreite des Ausgangszustandes an.

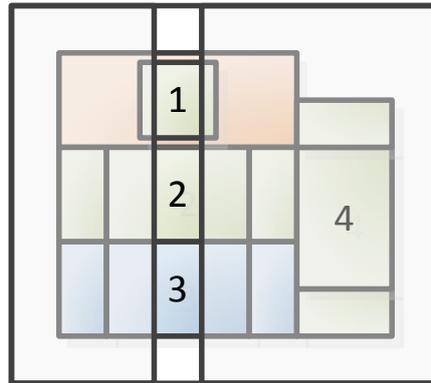


Abbildung 4.3.: Aufbau des TUM Detektors (Front-Ansicht). 1: Plastik + CsI(Tl), LAAPD. 2: CsI(Tl), LAAPD. 3: Phoswich, LAAPD. 4: CsI(Tl), Double LAAPD



Abbildung 4.4.: Phoswich Detektor (Ansicht von oben)

4.2 Detektoren

Der TUM Detektor besteht aus vier verschiedenen Detektorelementen (siehe Abbildung 4.3): Ein neuer CsI(Tl) Kristall mit 15 cm Länge entspricht dem für das Barrel von CALIFA vorgesehenem Aufbau. Ein weiterer CsI(Tl) Kristall aus der ersten Prototypenserie der CALIFA Entwicklung (PDZ CsI(Tl)), ausgelesen über eine Double Large Area APD¹ (Double LAAPD), ist hinter einer dicken Metallblende gegen geladene Teilchen abgeschirmt. Weiterhin ist ein Phoswich² Detektor enthalten, bestehend aus einem 15 cm langem CsI(Tl) Kristall vorne (vom Target aus gesehen) und einem 2 cm tiefen Plastik-Szintillator hinten (Abbildung 4.4).

¹zwei LAAPDs, parallel geschaltet und über einen gemeinsamen Vorverstärkerkanal ausgelesen

²Phoswich (Phosphor Sandwich) Detektoren sind im Allgemeinen aus zwei Szintillator-Materialien mit unterschiedlichen Pulsformen aufgebaut, welche über einen gemeinsamen Photosensor ausgelesen werden. In der Regel werden diese für γ /Teilchen Diskriminierung benutzt.

Das Lumineszenzsignal des verwendeten Plastiks (*BC-400* des Herstellers *Saint Gobain*) besitzt eine Zeitkonstante von $\tau_p = 2,4\text{ns}$ [Sai05] und ist damit leicht vom vergleichsweise langsamen CsI(Tl) Signal trennbar. Ein solcher Phoswich-Detektor ist als mögliche Lösung für die Forward-Endcap von CALIFA im Gespräch. Um die Pulsform von nicht vollständig im CsI(Tl) gestoppten Protonen zu untersuchen, ist schließlich ein Phoswich, aufgebaut aus einem kleinem CsI(Tl) Kristall ($B \times H \times T \sim 10 \times 10 \times 1,5\text{mm}^3$) und dem gleichen Plastik wie zuvor, vorhanden. Der dünne CsI(Tl) Kristall ist in der Mitte des Plastik-Szintillators in Richtung des Targets aufgeklebt. Damit nur vom Target kommende (geladene) Teilchen die drei neuen Detektorelemente erreichen können, befindet sich ein schmaler Spalt mit 5 mm Breite vor den Kristallen in der sonst geschlossenen Metall-Box. Dieser definiert den Streuwinkel der geladenen Teilchen auf $\Delta\theta \approx 2$.

Alle Kristalle sind mit einer Lage der hochreflektierenden *Vikuiti Enhanced Specular Reflector* (ESR) Folie von 3M umhüllt (Dicke $65\ \mu\text{m}$). Diese einlagige Umhüllung wurde von Markus Dierigl als Teil seiner Bachelorarbeit gefertigt und ermöglicht eine hoch effiziente Lichtsammlung mit möglichst wenig Material, das die einfallenden Teilchen bremst [Die11]. Abgesehen vom PDZ CsI(Tl) Detektor, werden alle Kristalle mit je einer einfachen LAAPD, mit einer Fläche von $10 \times 10\text{mm}^2$, am flachen hinteren Ende ausgelesen. Zur Spannungsversorgung und Vorverstärkung wird der ladungssensitive *Mesytec MPRB-16* Vorverstärker mit 16 Auslesekanälen verwendet (siehe Abschnitt 3.2).

Zur digitalen Auslese kommt das bereits beschriebene FEBEX 2 mit GOSIP und MBS zum Einsatz. Mit der in Abschnitt 3.4 beschriebenen Firmware kann jedes Modul vier Kanäle verarbeiten. Da für das Experiment drei DSP Module verfügbar sind, können 12 von 16 Vorverstärker-Kanälen ausgelesen und verarbeitet werden, was für den TUM Detektor ausreichend ist.

Der ebenso in diesem Experiment erprobte USC Detektor besteht aus 32 CsI(Tl) Kristallen mit LAAPD Auslese. Die Szintillatoren sind zu einem Block aus $B \times H = 4 \times 8$ Kristallen angeordnet um die totale Absorptionseffizienz für γ -Strahlung messen zu können. Als Vorverstärker werden zwei MPRB-16 verwendet. Da die entwickelte digitale Auslese derzeit nur zwölf Verarbeitungskanäle erlaubt, lässt sich der gesamte USC Detektor wahlweise an eine analoge Auslese anschließen, welche jedoch keine Teilchenidentifizierung ermöglicht. Dieser Detektor dient Untersuchungen einer Arbeitsgruppe der USC, welche ebenfalls an der Entwicklung von CALIFA beteiligt ist.

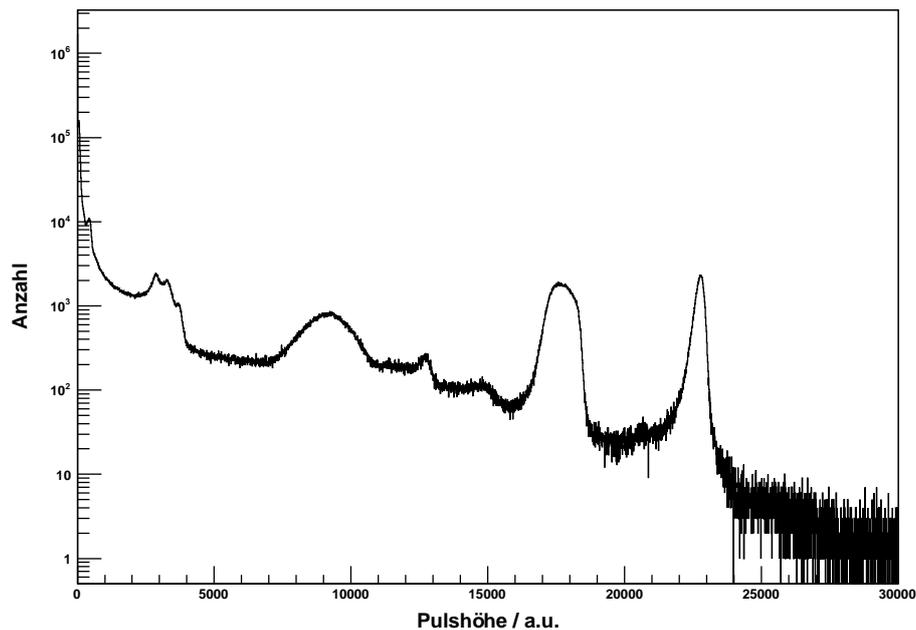


Abbildung 4.5.: Unkalibriertes Pulshöhenspektrum. Die Bedeutung der einzelnen Peaks wird während der Diskussion der separierten Spektren erläutert.

4.3 Integrierte Analyse

Um die Teilchenidentifizierung zu testen, wurden das D_2C -Target und der neue CsI(Tl) Kristall im TUM Detektor benutzt. Der Detektor wurde in einem Winkel von etwa 45° zur Strahlachse positioniert und das Target um 20° in Richtung des Detektors gedreht um den Energieverlust gestreuter Teilchen im Target zu minimieren. Abbildung 4.5 zeigt ein Pulshöhenspektrum, das während einer Messdauer von 40 Minuten entstanden ist. Die Rate der aufgezeichneten Ereignisse, welche lediglich durch die Netzwerkbandbreite der Datenaufnahme limitiert war, betrug 3 kHz. Um diese Rate zu erreichen wurde die Analyse vollständig im DSP Modul durchgeführt, d.h. die Signalformen der Ereignisse wurden nicht gespeichert. Um dennoch die Signalformen einzelner Ereignisse untersuchen zu können, wurde anschließend 90 Minuten lang mit Speicherung der Signalformen gemessen. Für jedes Ereignis wurden je 2.000 Signalwerte der zwölf Verarbeitungs Kanäle gespeichert. Die Ereignisrate betrug dabei nur noch etwa 100 Hz.

Wegen dem in Abschnitt 2.3.2 erklärten Quenching muss das Spektrum für jede Teilchensorte separat geeicht werden. Dazu wird für jedes Ereignis die Amplitude der langsamen Szintillationskomponente gegen die der schnellen aufgetragen. Für jede Teilchensorte ergibt sich in einer solchen Darstellung eine Linie, auf der alle Ereignisse der selben Sorte liegen sollten. Der Identifikations-Plot dieses Experiments ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Deutlich

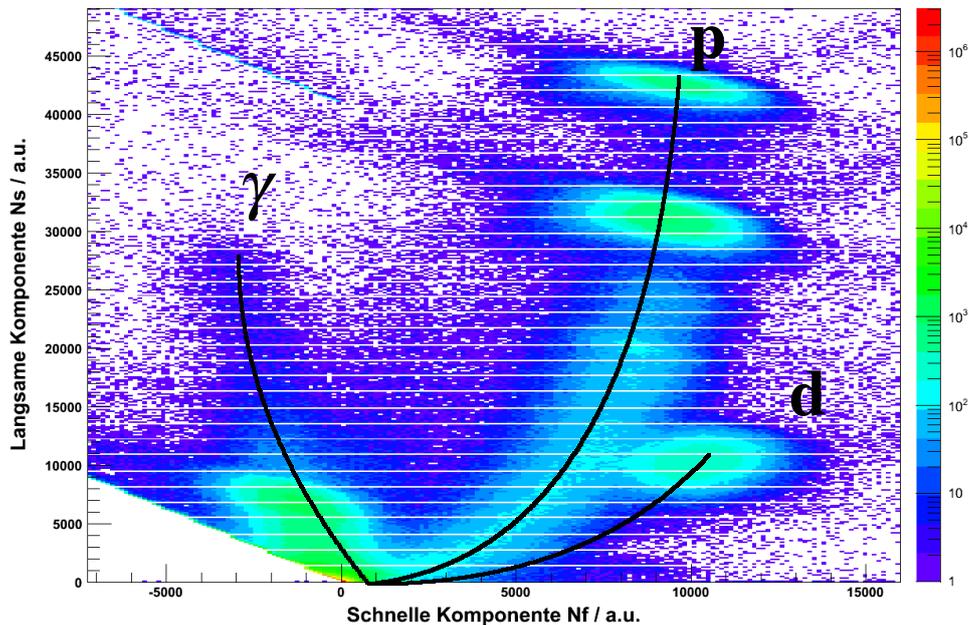


Abbildung 4.6.: Integrierte Teilchenidentifizierung. Für jedes Ereignis wurden die Amplituden der langsamen und schnellen Szintillationskomponenten gegeneinander aufgetragen.

zu erkennen sind die γ -Linie links, die Protonen-Linie in der Mitte und ein Deuteronen-Peak rechts. Neben diesen Linien sind noch weitere, teils unerwünschte Strukturen zu erkennen, welche später diskutiert werden. Um das Spektrum einer bestimmten Teilchen-Sorte zu erhalten, werden der gewünschte Bereich im Identifikations-Plot ausgewählt und nur die Pulshöhen der darin enthaltenen Ereignisse für das Spektrum verwendet.

γ -Spektrum Im γ -Spektrum werden folgende Energien erwartet, welche zur Eichung benutzt werden können:

4438 keV Photo-Peak der Abregung des 4,4 MeV-Zustandes

3927 keV Single Escape-Peak zu 4438 keV

3416 keV Double Escape-Peak zu 4438 keV

511 keV Annihilations-Photonen aus benachbarten Kristallen

0 keV Pedestal³

³Das *Pedestal* entsteht durch elektronisches Rauschen: Für jeden Detektor-Kanal ist zwar eine Trigger-Schwelle eingestellt, welche über dem Rausch-Pegel liegt. Wird jedoch in einem Kanal ein Ereignis erkannt, wird ein Trigger an alle Module gesendet um alle Kanäle auszulesen. Damit sollen in benachbarte Kristalle gestreute Energie-Bruchteile, welche unter der Trigger-Schwelle liegen, gesammelt werden. In den häufigsten Fällen, wenn keine Energie in einen bestimmten Kristall gestreut wurde, führt das allerdings zur Aufzeichnung des Rauschens.

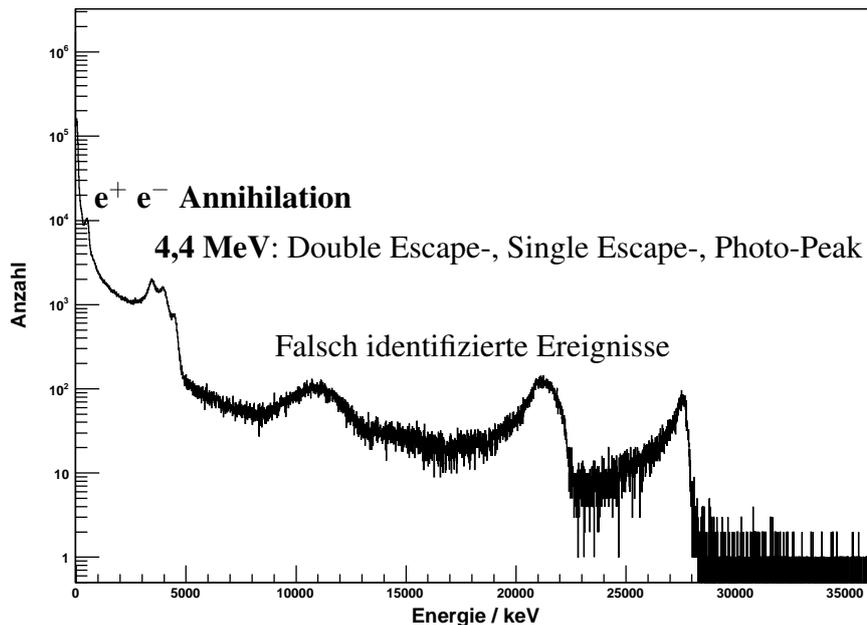


Abbildung 4.7.: Kalibriertes γ -Spektrum.

Aufgrund von Paarbildung und den anschließenden Bremsstrahlungs-Verlusten wird die Energie der γ -Quanten des 15,1 MeV-Zustandes über mehrere Kristalle gestreut und kann daher nicht im Spektrum eines einzelnen Kristalls erwartet werden [Ben10]. Abbildung 4.7 zeigt das so geeichte Energie-Spektrum der γ -Strahlung.

Die Auflösung des Photo-Peaks beträgt 202 keV (4,6% Halbwertsbreite bei Gauß-Fit mit quadratischem Untergrund) und erfüllt damit nicht die Erwartungen. Das liegt zum einem am hohen Rauschpegel, der über die Halbwertsbreite des Pedestal-Peaks zu 83 keV bestimmt werden kann. Ein wichtiger Faktor ist außerdem die ADC-Auflösung von 12 Bit. Da der ADC positive und negative Spannungen messen kann, der Vorverstärker allerdings nur positive Spannungssignale erzeugt, verringert sich die effektive Auflösung um ein Bit. Bei einem Messbereich von 30 MeV entspricht ein ADC-Kanal rund 15 keV Energie. Die Breite des Peaks lässt sich damit jedoch nicht vollständig erklären.

Die Peaks der geladenen Teilchen wurden zwar um einen Faktor 50 unterdrückt, sind aber dennoch deutlich zu erkennen, wurden also falsch identifiziert. Der Grund dafür ist eine bestimmte Form von Pileups, welche von der Firmware nicht erkannt wurde (Abbildung 4.8): Zunächst wird der Detektor von einem Photon getroffen und ein Energie-Fenster geöffnet. Alle Informationen, die in diesem Energie-Fenster extrahiert werden, werden dem selben Ereignis zugeordnet. Unmittelbar nach dem Triggerzeitpunkt wird die Teilchenidentität im *RPID-Fenster* bestimmt. Noch während das Energie-Fenster aktiv ist wird der Detektor von einem Proton getroffen. Da zur Pulshöhen-Messung der höchste Signalwert im Energie-

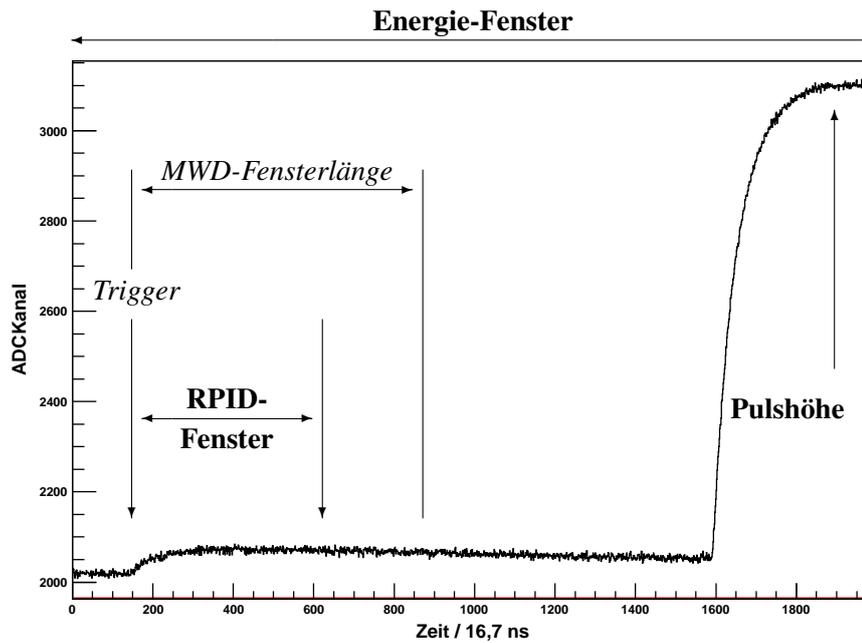


Abbildung 4.8.: Signalform eines Pileups aus γ -Quant und Proton, welche zur falschen Identifikation führt. Abgebildet ist das gesamte Energie-Fenster.

Fenster benutzt wird, wird statt der Pulshöhe des Photons, die Pulshöhe des Protons gespeichert. Weil der Abstand der Ereignisse größer als eine MWD-Fensterlänge ist, wird die Pulshöhe des Protons allerdings korrekt bestimmt. Das Ergebnis erscheint dann als γ -Quant mit der Energie des Protons.

Prinzipiell ist es ausreichend die Energie-Fensterlänge nur knapp größer als die MWD-Fensterlänge einzustellen. Da jedoch die Logik zur Aufzeichnung der Signalformen nur innerhalb des Energie-Fensters aktiv ist, wurde die Fensterlänge im Experiment dauerhaft auf 2.000 ADC-Takte eingestellt damit möglichst lange Signale für eine vergleichende Offline Analyse zur Verfügung stehen. Um diese falsche Identifizierung in Zukunft zu vermeiden, sollte die Firmware also solche Pileups erkennen und für die Auswertung markieren. Weiterhin sollte die Energie-Fensterlänge so kurz wie möglich eingestellt werden.

Bei einem idealen Ereignis ohne Pileup ist die Pulshöhe E gemäß Gleichung (3.11) mit den Szintillationskomponenten N_f , N_s korreliert:

$$E \propto \lim_{t \rightarrow \infty} Q(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \left(N_f + N_s - N_f e^{-\frac{t}{\tau_f}} - N_s e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right) = N_f + N_s$$

Wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist, sollte diese Korrelation mit den implementierten Algorithmen zumindest zwischen E und N_s gelten.

Da die Korrelation aufgrund der o.g. Gründen nicht für falsch identifizierte Ereignisse gelten kann, lassen sich diese einfach erkennen. In Abbildung 4.9 wurde die Pulshöhe jedes

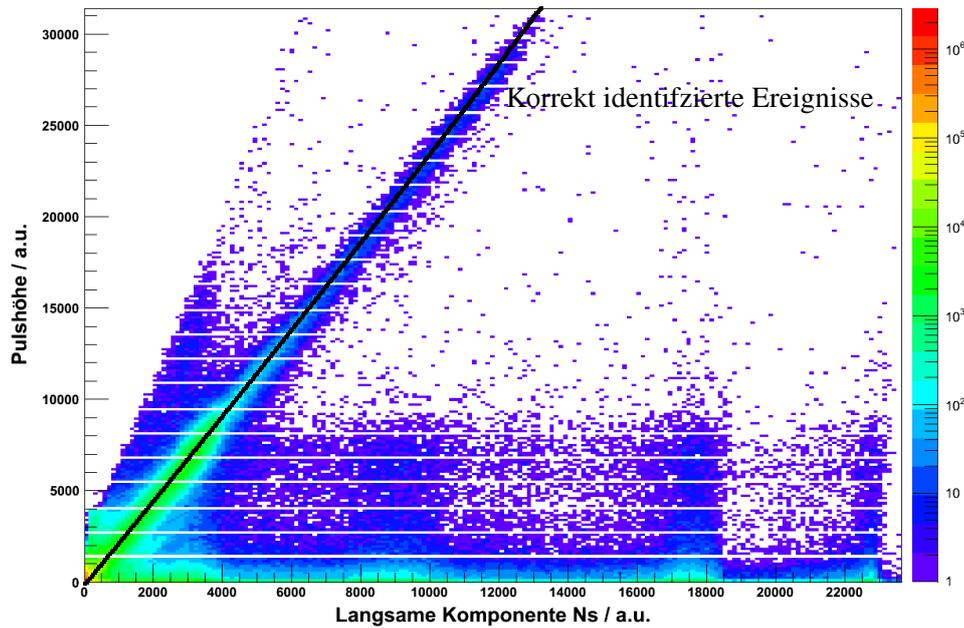


Abbildung 4.9.: Korrelation zwischen Pulshöhe und der langsamen Szintillationskomponenten N_s für γ -Quanten. Falsch identifizierte Ereignisse sind deutlich außerhalb der Korrelations-Linie zu erkennen.

γ -Ereignisses gegen dessen langsame Szintillationskomponente aufgetragen. Tatsächlich ist eine deutliche Korrelations-Linie sichtbar, welche den richtig identifizierten Ereignissen entspricht. Die unkorrelierten Einträge entstehen dagegen durch falsch identifizierte Ereignisse.

Im γ -Spektrum in Abbildung 4.10 wurden nur die Energien der Ereignisse auf der Korrelations-Linie eingetragen. Das Spektrum enthält nun ausschließlich Photonen. Die höher energetischen Einträge stammen von 15,1 MeV Photonen, welche über Paarbildung und Compton-Streuung wechselwirken.

Protonen und Deuteronen Die Protonen im Strahl können elastisch am Deuterium $d(p,p)d$, sowie elastisch und inelastisch am Kohlenstoff $C(p,p)C$, $C(p,p')C^*$ gestreut werden. Weiterhin kann das Deuteron gespalten werden $d(p,p')pn$, da die Bindungsenergie nur 2,2 MeV beträgt [GKJD86]. Die gleichzeitige Einhaltung der Energie- und Impulserhaltung ergibt (für nicht-relativistische Rechnung) eine Winkelabhängigkeit der Energien der Ejektile im Laborsystem:

$$E_p(\theta) = E_0 \left(\frac{m_p \cos \theta + \sqrt{M_T^2 - m_p^2 \sin^2 \theta - M_T(M_T + m_p) \frac{Q}{E_0}}}{m_p + M_T} \right)^2 \quad (4.1)$$

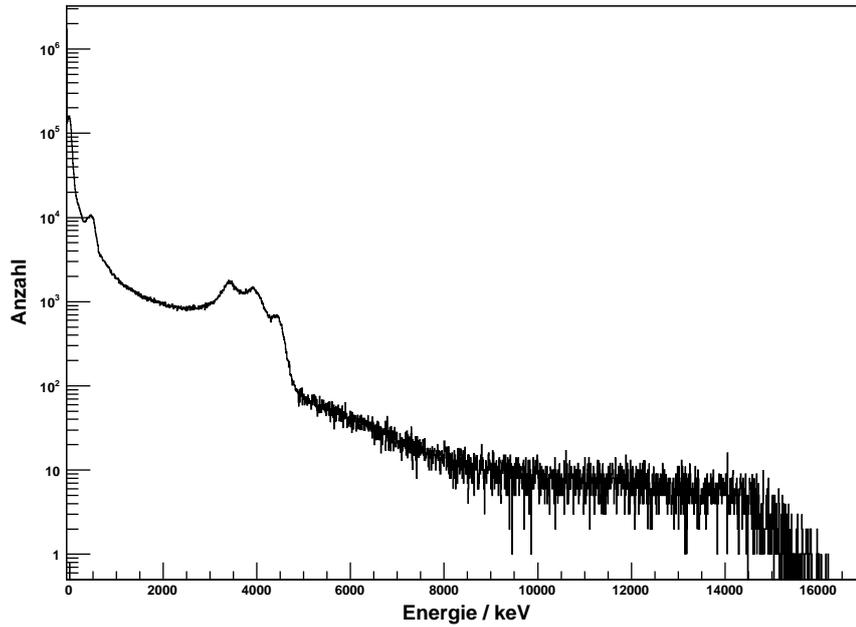


Abbildung 4.10.: Kalibriertes γ -Spektrum mit Forderung nach Korrelation zwischen Pulshöhe und N_s .

$$E_T(\theta) = E_0 \frac{4m_p M_T \cos^2(\pi - \theta)}{(m_p + M_T)^2} \quad (4.2)$$

θ ist der Streuwinkel im Laborsystem, $E_p(\theta)$ die Energie eines gestreuten Strahlteilchens, $E_T(\theta)$ die Energie eines gestoßenen Target-Teilchens, m_p und M_T die Massen der Strahl- und Target-Teilchen, E_0 die Energie der Strahlteilchen und Q der Energie-Übertrag bei inelastischer Streuung. Die Winkelabhängigkeiten der im Experiment benutzten Reaktionen sind in Abbildung 4.11 dargestellt.

Unter Berücksichtigung des Energie-Verlusts der Projektile und Ejektile im Target und Wrapping der Kristalle werden bei der Detektorposition von $45^\circ \pm 1^\circ$ folgende Energien erwartet:

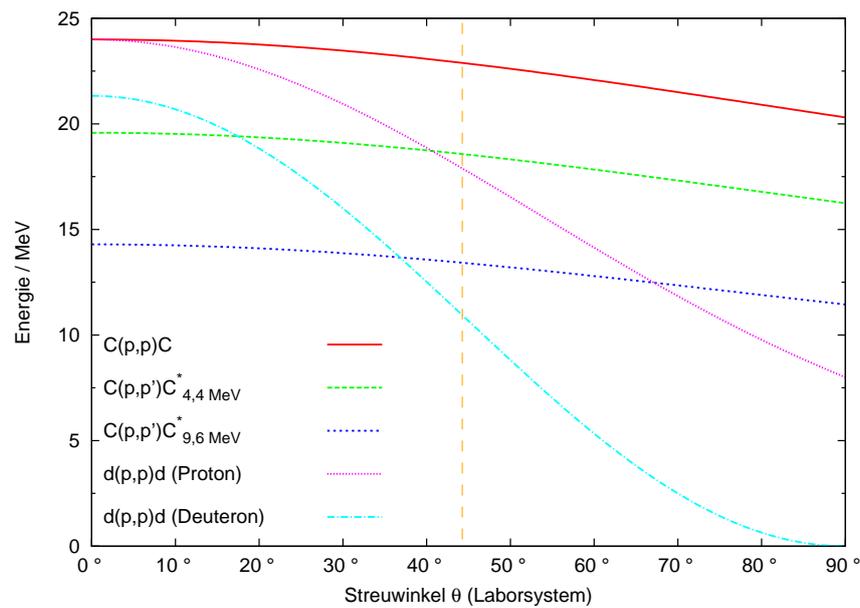


Abbildung 4.11.: Winkelabhängigkeit der Energien der Ejektile bei den verwendeten Reaktionen

Protonen

20,8(2) MeV	Elastische Streuung	$C(p,p)C$
16,2(4) MeV	Anregung des 4,4 MeV Zustandes	$C(p,p)C_{4,4\text{MeV}}^*$
15,6(16) MeV	Elastische Streuung	$d(p,p)d$
10,6(14) MeV	Anregung des 9,6 MeV Zustandes	$C(p,p')C_{9,6\text{MeV}}^*$

Deuteronen

1,9 – 9,5 MeV	Elastische Streuung	$d(p,p)d$
----------------------	---------------------	-----------

Zur Abschätzung der angegebenen Fehlergrenzen wurden die Variation des Energieverlustes im Target und die, durch den Spalt vorgegebene, Winkelaufösung berücksichtigt. Die damit kalibrierten Spektren sind in Abbildungen 4.12 (Protonen) und 4.13 (Deuteronen) gezeigt. Die Auflösung des $C(p,p)C$ -Peaks beträgt 317 keV (1,5 %), was sehr gut mit der erwarteten Energiestreuung von 340 keV übereinstimmt. Auch im Deuteronen-Spektrum sind falsch identifizierte Ereignisse zu sehen.

Störungen in der Teilchenidentifizierung Neben den drei Linien für Photonen, Protonen und Deuteronen sind in Abbildung 4.6 noch einige Strukturen erkennbar, welche das Trennungsvermögen verschlechtern können. Hauptsächlich sind das die zahlreichen Einträge um die drei Linien herum. Für diese gibt es im Wesentlichen drei Gründe:

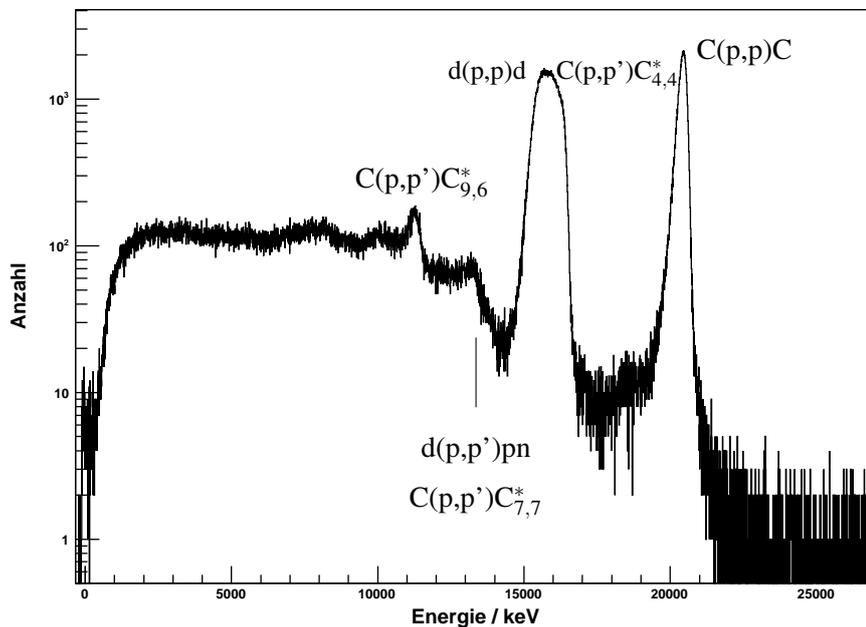


Abbildung 4.12.: Kalibriertes Protonen-Spektrum

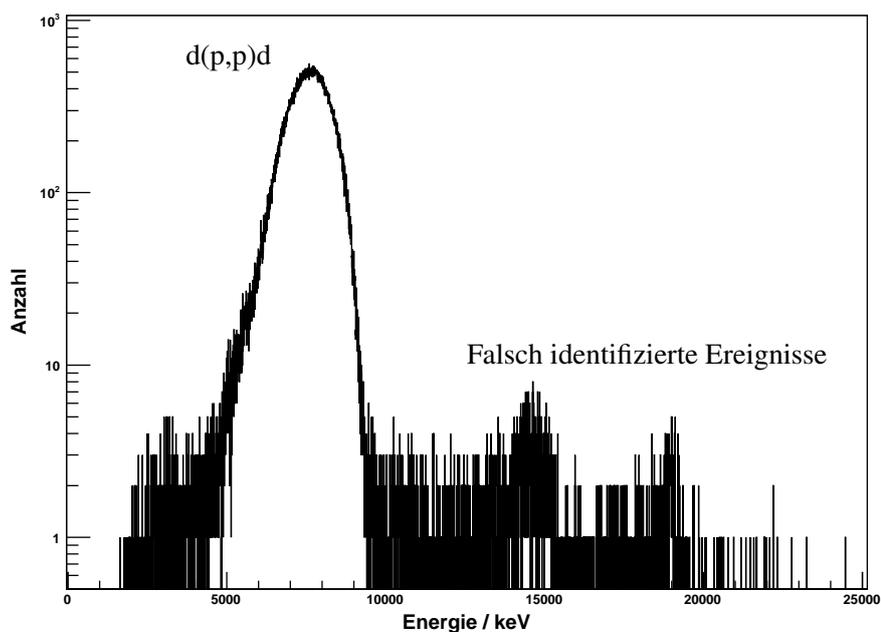


Abbildung 4.13.: Kalibriertes Deuteronen-Spektrum

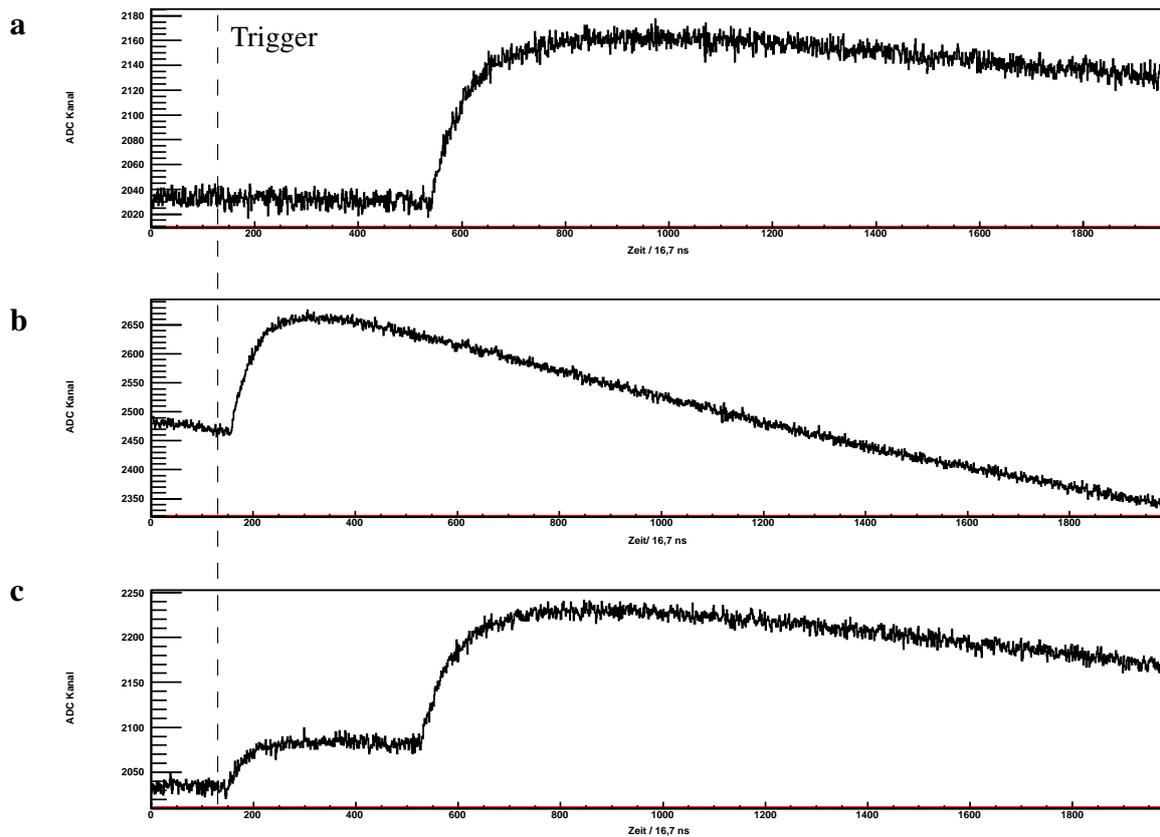


Abbildung 4.14.: Ursachen der Störungen in der Teilchenidentifizierung. **a:** Unkorreliertes Ereignis nach einem externen Trigger, **b:** Falsche Bestimmung der Baseline durch hohe Ereignis-Raten, **c:** Pileup

Unkorrelierte Ereignisse, die auf den Trigger eines anderen Detektormoduls folgen, (Abbildung 4.14 a) entsprechen nicht dem vorausgesetzten Signalverlauf und führen zu N_f und N_s Werten, welche über das gesamte Spektrum gestreut sein können.

Bei sehr hohen Ereignisraten kann es passieren, dass bei der Baseline-Bestimmung auch Signale von Ereignissen in die Mittelwert-Berechnung einfließen und so den Baseline-Wert verfälschen (Abbildung 4.14 b). Der entscheidende Faktor ist dabei die vergleichsweise langsame Übertragung der Daten, während der maximal ein weiterer Trigger akzeptiert werden kann. Weitere Ereignisse, die während der Datenübertragung auftreten, können nicht erkannt und bei der Baseline-Bestimmung berücksichtigt werden.

Die dritte Ursache sind Pileups, bei denen der Abstand zwischen den Ereignissen kleiner ist, als die MWD Fensterlänge (Abbildung 4.14 c). Dadurch werden sowohl die gemessene Pulshöhe, als auch die Szintillationskomponenten verfälscht.

Eine weitere Störung, welche sich jedoch nicht auf das Trennungsvermögen auswirkt, sind die horizontalen weißen Streifen. Diese entstehen durch Rundungsfehler aufgrund der ganzzahligen 18 Bit Arithmetik, welche sich im Laufe der weiteren Rechnung akkumulieren.

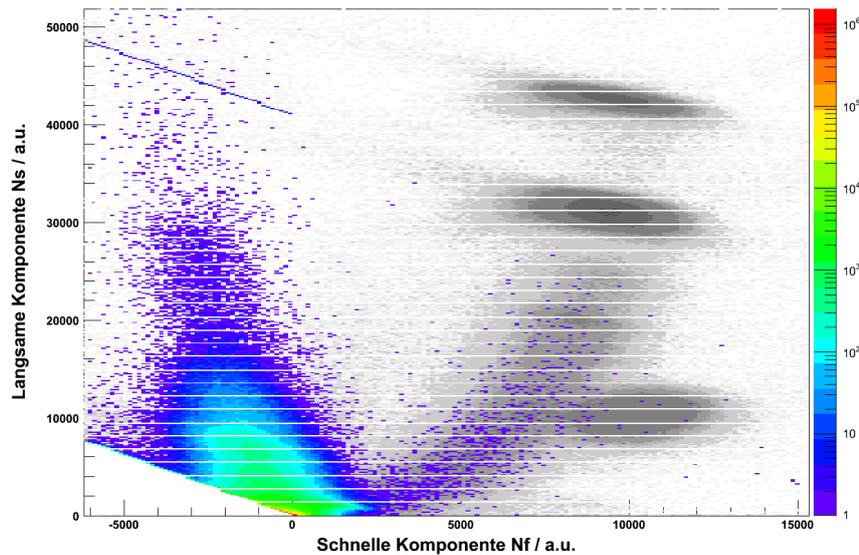


Abbildung 4.15.: Nachweis von Neutronen. Als Referenz sind die Teilchen-Linien aus Abbildung 4.6 grau abgebildet.

Dadurch sind nur einige diskrete Werte für N_s im Endergebnis möglich. Die weißen Linien entstehen dann durch eine Interferenz der erlaubten Werte mit dem zur Abbildung verwendeten Bildraster.

Neutronen Neben Photonen und geladenen Teilchen entstehen im Experiment auch Neutronen, welche jedoch nicht direkt nachgewiesen werden können. Neutronen müssen im Detektormedium an geladenen Teilchen streuen, welche dann detektiert werden. Es wird also erwartet, dass Neutronen als geladene Teilchen (hauptsächlich Protonen) identifiziert werden und so auch von Photonen unterschieden werden können.

Um die Annahme zu bestätigen, wurde der Detektor mit einer dicken Aluminium-Platte gegen geladene Teilchen abgeschirmt. Abbildung 4.15 zeigt das erhaltene Identifikations-Spektrum. Wie erwartet, kommen die Neutronen auf der Protonen-Linie zum liegen. CALIFA wird mit Hilfe von umliegenden R^3B -Detektoren, welche keine Neutronen nachweisen können, in der Lage sein, Neutronen nicht nur von Photonen, sondern auch von geladenen Teilchen zu unterscheiden.

4.4 Offline Analyse

Als weitere Diagnosemöglichkeit dient eine Offline Analyse mit den aufgezeichneten Signalformen. Die verwendete Software wurde ebenfalls im Rahmen dieser Diplomarbeit entwi-

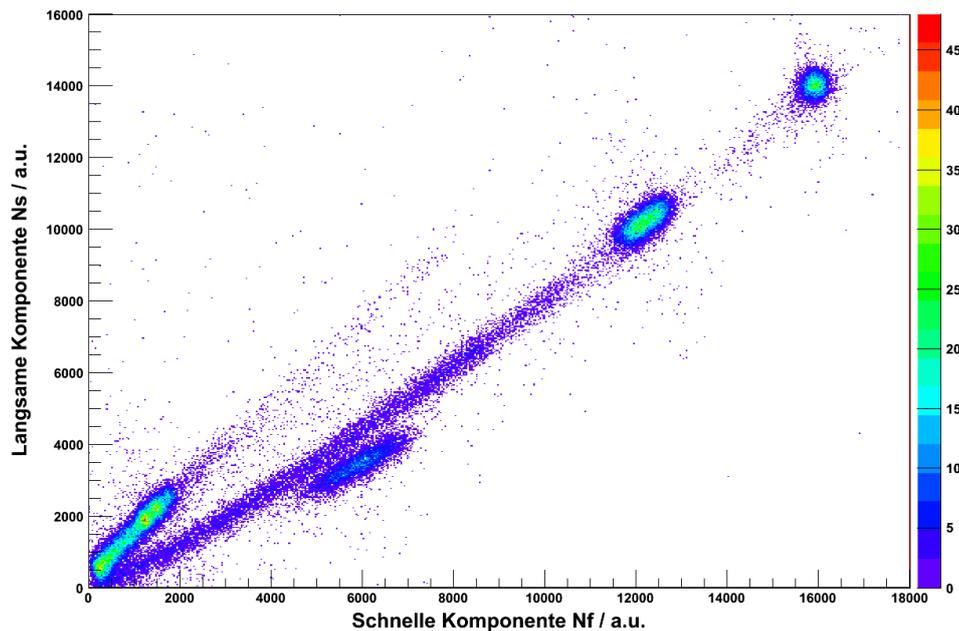


Abbildung 4.16.: Offline RPID

ckelt und entspricht von der Struktur der in Abschnitt 3.4 beschriebenen Firmware. Der wesentliche Unterschied zur FPGA-Firmware liegt in der Verwendung von 64 Bit Gleitkomma-Arithmetik. Zusätzlich wurde zum Vergleich die QPID implementiert.

Um die bereits angesprochenen Störquellen (Pileups, Baseline) zu eliminieren, wurden die Ereignisse erneut getriggert, wobei Signalformen mit erkannten Pileups innerhalb eines Energie-Fensters verworfen wurden. Das resultierende RPID-Spektrum ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Im Vergleich zur integrierten Analyse sind die drei Linien deutlicher zu erkennen und klarer voneinander getrennt. Die Strukturen außerhalb der Korrelationen sind nahezu vollständig verschwunden.

Das mit der QPID erhaltene Spektrum zeigt Abbildung 4.17. Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 3.4.8 wurden folgende Parameter gewählt:

$$\begin{aligned}
 T &= 2\mu\text{s} \\
 t_1 &= 0 & t_2 &= 2\mu\text{s} & t_3 &= 3,3\mu\text{s} & t_4 &= 10\mu\text{s} \\
 \Rightarrow A &= 0,67 & B &= 0,27 & C &= 0,05 & D &= 0,42
 \end{aligned}$$

Auch hier sind die drei Linien deutlich zu erkennen und sauber getrennt. Die Trennung der Teilchensorten, vor allem zwischen Protonen und Deuteronen, funktioniert augenscheinlich sogar besser, mindestens jedoch genauso gut, wie mit der RPID. Aufgrund dieses Sepa-

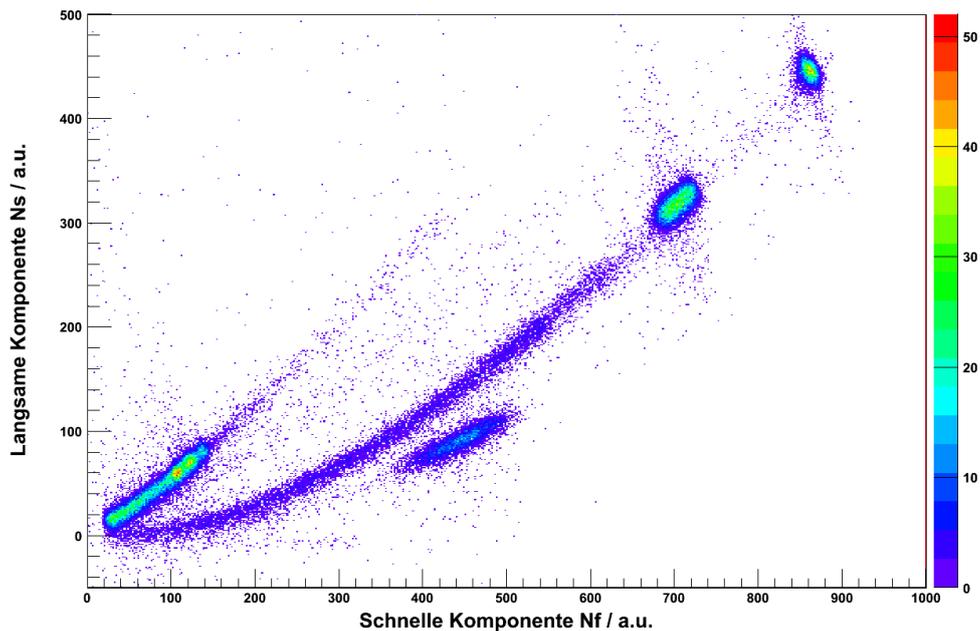


Abbildung 4.17.: Offline QPID

rationsvermögens und des sehr einfachen Algorithmus ist die QPID hervorragend für die Implementierung in der Auslese Firmware geeignet.

Mit Hilfe der QPID wurden die Spektren für Photonen, Protonen und Deuteronen getrennt und mit den im vorangegangenen Abschnitt gegebenen Energien geeicht. Im γ -Spektrum (Abbildung 4.18) sind das Pedestal und die falsch zugeordneten Ereignisse aufgrund der erneuten Triggerung verschwunden. Dass das Spektrum qualitativ schlechter erscheint, als das integriert erzeugte, liegt an der Statistik: Während für die integrierte Analyse rund $7 \cdot 10^6$ Ereignisse zur Verfügung standen, waren es für die Offline Analyse nur $2,5 \cdot 10^5$. Die Auflösung des Photo-Peaks hat sich mit 195 keV (4,4%) im Vergleich zur integrierten Analyse nicht signifikant verändert.

Die Spektren für Protonen und Deuteronen sind in Abbildungen 4.19 und 4.20 gegeben. Wie im γ -Spektrum sind die falsch zugeordneten Ereignisse verschwunden. Auch im Protonen-Spektrum ist die Auflösung des C(p,p)C-Peaks mit 248 keV (1,2%) nahezu unverändert.

Störungen in RPID und QPID Trotz der erneuten Triggerung sind in der Offline Teilchenidentifizierung (RPID und QPID) noch Störungen erkennbar. Deutlich sichtbar sind diagonale Schweife oberhalb und unterhalb der Protonen-Linie. Weil die Ursache bei RPID und QPID die Selbe ist, wird sie hier anhand der einfacheren QPID diskutiert.

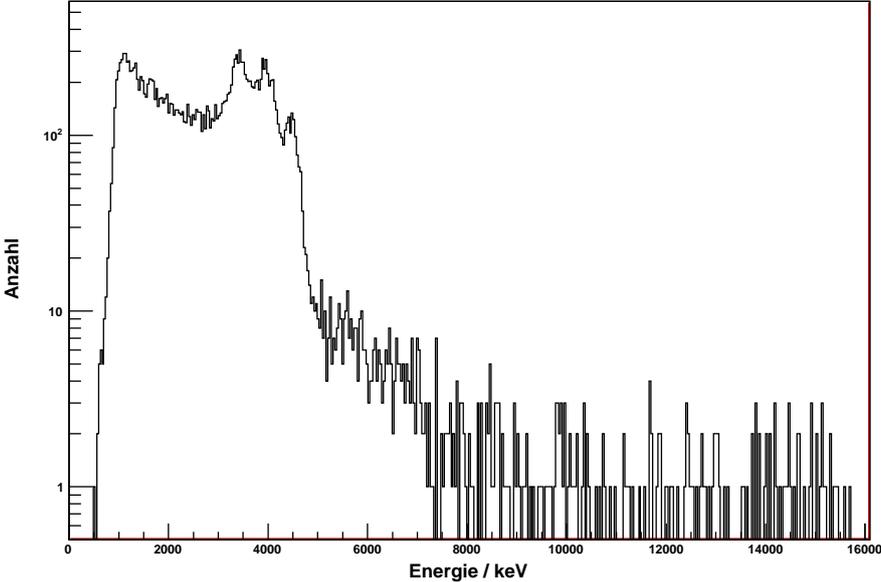


Abbildung 4.18.: Kalibriertes γ -Spektrum

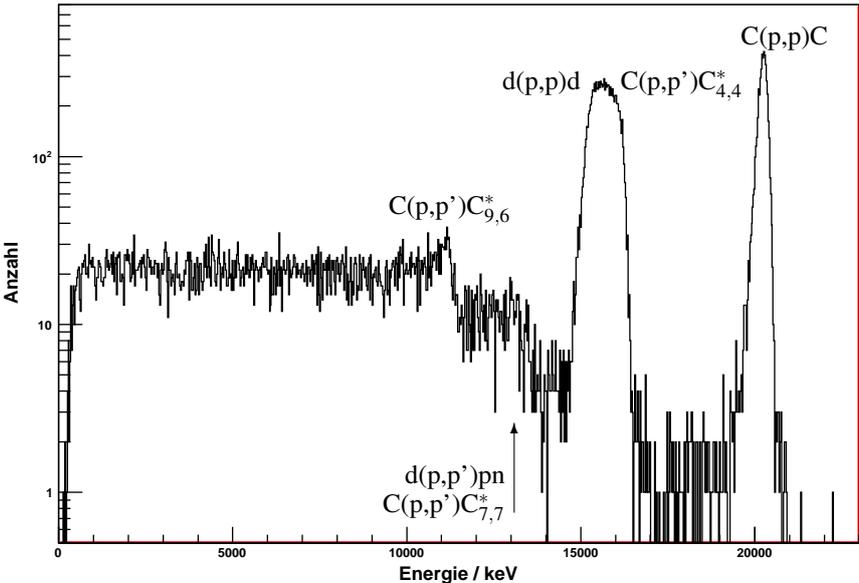


Abbildung 4.19.: Kalibriertes Protonen Spektrum

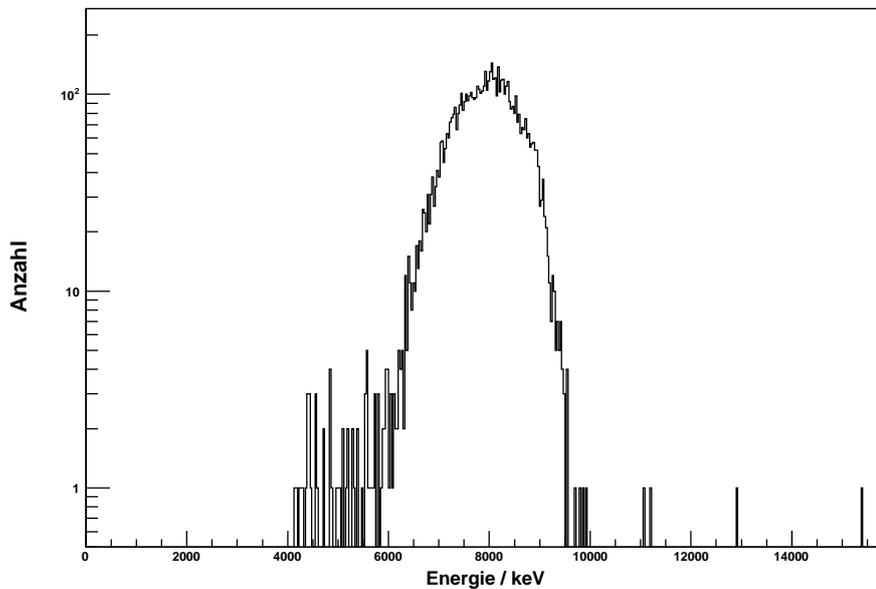


Abbildung 4.20.: Kalibriertes Deuteronen Spektrum

Der obere Schweif entsteht durch Pileups aus einem hochenergetischem Ereignis und einem späterem Ereignis unterhalb der Trigger-Schwelle, weswegen das Pileup nicht erkannt wurde (Abbildung 4.21). Im Gegensatz zum schnellen Ladungsintegral Q_f , welches korrekt bestimmt wird, wird das langsame Integral Q_s durch das Pileup erhöht. In der Folge werden die Szintillationskomponenten N_f und N_s gemäß Gleichungen (3.27) und (3.28) unter- bzw. überbestimmt, wodurch sich der Datenpunkt in der Darstellung nach links oben verschiebt.

Eine ähnliche Ursache hat der Schweif unterhalb der Protonen-Linie (Abbildung 4.22). Das Proton folgt auf ein Ereignis unterhalb der Trigger-Schwelle. Durch die Ladung des vorangegangenen Ereignisses wird das schnelle Integral Q_f erhöht. Das MWD-Fenster, in dem der Großteil der Ladung des ersten Ereignisses liegt, endet im Bereich des langsamen Integrals Q_s wodurch dieses erniedrigt wird. N_f und N_s werden demnach über- bzw. unterbestimmt und der Datenpunkt verschiebt sich nach rechts unten.

Um solche niederenergetische Pileups erkennen zu können, kann eine weitere Trigger Instanz benutzt werden, die eine etwas längere Shaping-Zeit ($\approx 1\mu s$), als der Ereignis-Trigger ($\approx 200ns$) verwendet. Durch das verbesserte SNR kann die Trigger-Schwelle gesenkt werden. Ein so erzeugtes Trigger-Signal besitzt zwar eine schlechte Zeit-Auflösung, weswegen es nicht als Ereignis-Trigger eingesetzt werden kann, kann jedoch als Veto für Pileups benutzt werden. Damit könnten Pileups erkannt werden, solange sich die steigenden Flanken der Ereignisse nicht überschneiden.

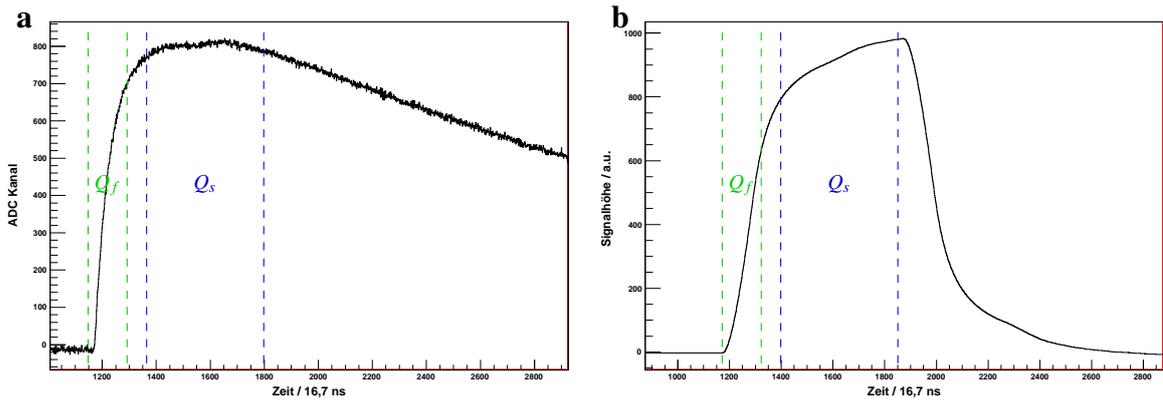


Abbildung 4.21.: Ursache des Schweifs oberhalb der Protonen-Linie. **a:** Vorverstärker-Signal, **b:** Entfaltetes Signal

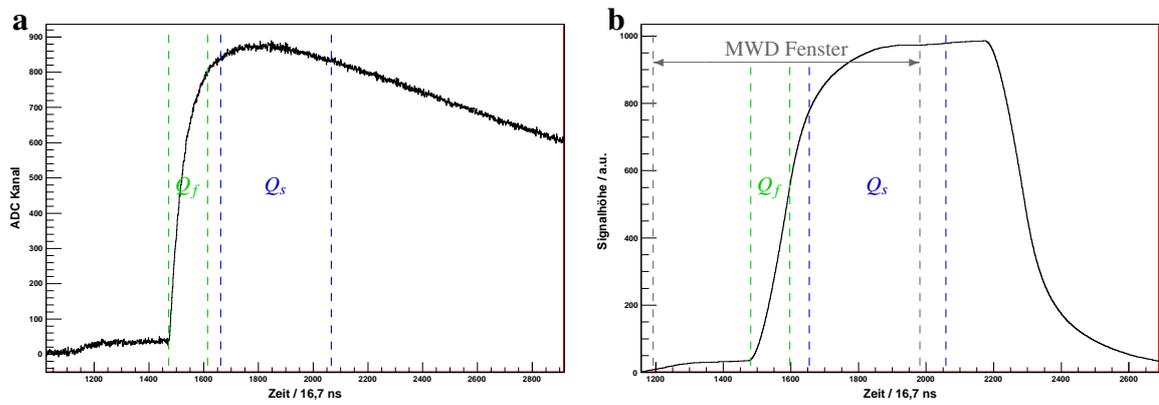


Abbildung 4.22.: Ursache des Schweifs unterhalb der Protonen-Linie. **a:** Vorverstärker-Signal, **b:** Entfaltetes Signal

Kapitel 5

Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine FPGA-Firmware zur vollständig digitalen, dektornahen Signalverarbeitung von CsI(Tl) Detektoren entwickelt. In der Signalverarbeitung sind ein Trigger, ein auf der Moving Window Deconvolution basierender Energie-Filter, sowie die Reconstructive Particle Identification (RPID) zur Identifizierung der einfallenden Teilchen aus dem Szintillationssignal implementiert. Die digitale Implementierung ermöglicht maximale Flexibilität bei geringen Kosten. Da keine Signalformen gespeichert werden müssen und die gesamte Signalverarbeitung in Echtzeit stattfindet, können die Datenrate stark reduziert und dadurch hohe Ereignisraten verarbeitet werden. Die Resultate stehen dem Benutzer unmittelbar ohne weitere Verarbeitungsschritte in einer Online Analyse zur Verfügung. Da die RPID sehr aufwendig ist und sich gezeigt hat, dass zu viele Ressourcen benötigt werden, wurde außerdem die stark vereinfachte Quick Particle Identification (QPID) entwickelt.

Die entwickelte Firmware wurde in einem Experiment mit Protonen-Strahl erfolgreich getestet. Durch Streuung an einem deuterierten Polyethylen-Target standen γ -Quanten, Protonen, Deuteronen und Neutronen zur Verfügung. Mit der implementierten RPID ist es gelungen, alle einfallenden Teilchen eindeutig zu identifizieren und die Energie-Spektren voneinander zu trennen.

Die Energie-Auflösung des 4438 keV γ -Peaks blieb mit 4,6% hinter den Erwartungen zurück. Wird diese Auflösung auf 20,8 MeV, der Energie der elastisch gestreuten Protonen, extrapoliert, ergibt sich eine Auflösung von 2,1%. Die gemessene Auflösung ist mit 1,5% jedoch besser. Da sich die Breite des 20,8 MeV Peaks außerdem mit der erwarteten Unsicherheit aus der Variation des Energie-Verlustes im Target und der begrenzten Winkelauflösung deckt, kann die intrinsische Auflösung tatsächlich wesentlich besser sein. Das lässt die Vermutung zu, dass Inhomogenitäten in der Thallium-Konzentration des CsI(Tl) oder der Lichtsammlung Grund für die schlechte γ -Auflösung sein können. Während die Protonen nach etwa 2 – 3 mm im CsI(Tl) gestoppt werden, also sehr stark lokalisiert wechselwirken, kann die Energie der γ -Quanten im gesamten Kristall deponiert und durch Inhomogenitäten verbreitert werden.

Durch eine Offline Analyse mit den, während dem Experiment aufgezeichneten, Signalformen konnte das Separationsvermögen der QPID mit dem der RPID verglichen werden. Es konnte gezeigt werden, dass die QPID ein mindestens ebenso hohes Auflösungsvermögen

besitzt. Eindeutig konnten γ -Quanten, Protonen, Deuteronen und sogar Neutronen identifiziert werden. Damit kann die QPID anstelle der RPID im FPGA implementiert werden, womit es voraussichtlich gelingt, bis zu 16 Verarbeitungskanäle in einem einzigen FPGA vom Typ ECP3 150 (Lattice) zu implementieren. Durch die geringere Anzahl an notwendigen Rechenschritten, in welchen Rundungsfehler entstehen können, kann damit außerdem eine Verbesserung des Separationsvermögens im Vergleich zur implementierten RPID erwartet werden.

Obwohl die entwickelte Auslese bereits viele Anforderungen erfüllt, müssen für den Einsatz bei CALIFA noch weitere Problemstellungen gelöst werden. So ist die erzielte Energie-Auflösung für mittelenergetische γ -Quanten nicht ausreichend, um die Auslese im gesamten Energie-Bereich von einigen 100 keV bis ca. 300 MeV zu betreiben. Für eine Weiterentwicklung der Detektor Elektronik sind daher 14 Bit ADCs vorgesehen. Weil außerdem keine Energiedopositionen von γ -Quanten über ca. 20 MeV erwartet werden, und daher für größere Energien keine Teilchenidentifizierung notwendig ist, kann zusätzlich die *Time Over Threshold* Methode zur Energie-Bestimmung eingesetzt werden: Der Vorverstärker wird im Energiebereich bis 20 MeV betrieben, d.h. alle Signale bis zu dieser Energie können digitalisiert und wie hier beschrieben verarbeitet werden. Höhere Signale verlassen den Messbereich des ADC (Abbildung 5.1). Da die Zeitkonstante des Vorverstärkers $\tau_{RC} = 40\mu s \gg \tau_s, \tau_f$ ist, kann näherungsweise ein rein exponentieller Signalverlauf angenommen werden. Aus der Zeitspanne Δt , in der die Signalhöhe einen bestimmten Grenzwert G übersteigt, lässt sich damit die nicht direkt messbare Pulshöhe E rekonstruieren:

$$E = G \cdot \exp\left(\frac{\Delta t}{\tau_{RC}}\right) \quad (5.1)$$

Erste Versuche im Labor mit dem im Vorverstärker integrierten Ladungs-Pulser zeigen vielversprechende Ergebnisse. Die Methode lässt sich mit den bereits vorhandenen Trigger-Filtern einfach im FPGA implementieren.

Im R^3B -System wird CALIFA Triggersignale für nachfolgende Detektoren generieren. Von besonderem Interesse sind vor allem Summenenergie- und Multiplizitäts-Trigger. Der Summenenergie-Trigger wird ausgelöst, wenn die, während einem Ereignis, im gesamten Detektor deponierte Energie einen bestimmten Grenzwert übersteigt. Der Multiplizitäts-Trigger wird signalisiert, wenn Energie in einer bestimmten Anzahl an Szintillatoren deponiert wurde. Weil gerade analoge Detektoren, welche in der Startphase von R^3B eingesetzt werden, schnelle Trigger benötigen ($t < 1\mu s$), können die Signale nicht vom PC generiert werden, da die Auslese zu lange dauert. Zur Generierung der Trigger-Signale ist ein digitales, asynchrones Bus-System geplant, das es ermöglicht, die Energie- und Multiplizitäts-Werte des gesamten Detektors in der geforderten Zeit aufzusummieren. Dieses Konzept, sowie

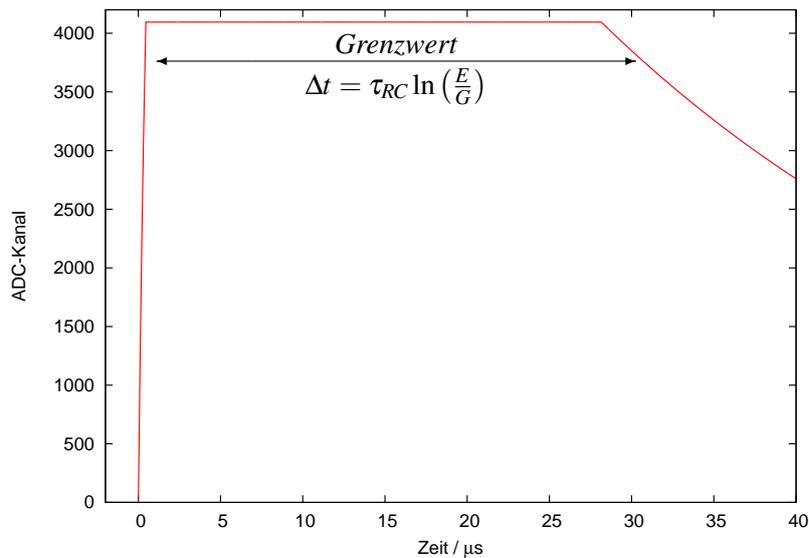


Abbildung 5.1.: Energie-Bestimmung mit Time Over Threshold

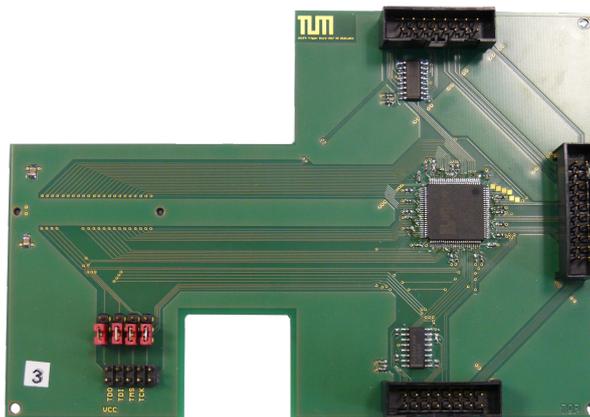


Abbildung 5.2.: Prototyp eines CPLD-basierten Trigger-Moduls für den Summen-Energie- und Multiplizitäts-Bus.

erste Prototypen, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit entworfen. Die Prototypen (Abbildung 5.2) wurden von Florian Kurz als Teil seiner Bachelorarbeit getestet. Es war ihm möglich, die Funktion des vorgeschlagenen Systems zu bestätigen [Kur11].

Zusammenfassend ist es im Rahmen dieser Arbeit gelungen, die Konzepte zur Signalverarbeitung des CALIFA-Kalorimeters in neuartigen Elektronik-Modulen zu implementieren, zu erproben und ein Triggerkonzept für den gesamten Detektor zu entwickeln. Diese wesentlichen Beiträge fließen direkt in den Technical Design Report für CALIFA ein, der Ende 2011 dem Gutachter Ausschuss vorgelegt wird.

Anhang

A.1 Winkelauflösung

Ausgangspunkt zur Berechnung der benötigten Winkelauflösung ist die in Gleichung (2.1) angegebene Doppler-Verschiebung der γ -Energien:

$$\begin{aligned}
 E'_\gamma &= \frac{E_0}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \\
 \Leftrightarrow E_0 &= E'_\gamma \gamma (1 - \beta \cos \theta) \\
 \frac{dE_0}{d\theta} &= E'_\gamma \gamma \beta \sin \theta \\
 &= E_0 \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \\
 \Rightarrow \Delta\theta &= \frac{\Delta E_0}{E_0} \frac{1 - \beta \cos \theta}{\beta \sin \theta}
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

A.2 Herleitung der Lumineszenzfunktion

Es wird angenommen, dass zwei Zustände mit den Bevölkerungszahlen $F(t)$, $S(t)$ und Lebensdauern τ_f , τ_s zur Lumineszenz beitragen. Die Lumineszenz entsteht durch den Übergang dieser beiden Zustände in den Grundzustand. Bevölkert werden die Zustände strahlungsfrei durch einen gemeinsamen Ausgangszustand mit Bevölkerung $R(t)$ und Lebensdauer τ_r . Der

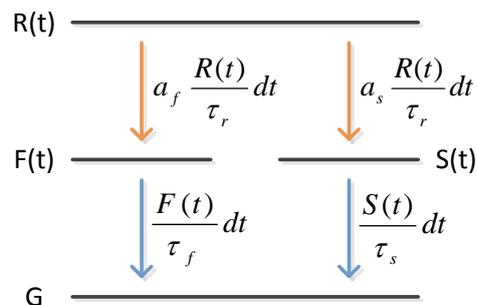


Abbildung A.1.: Annahmen zur Entstehung der Lumineszenz

Ausgangszustand wird instantan durch das einfallende Teilchen bevölkert. Übergänge zwischen den Lumineszenzzuständen, sowie vom Ausgangszustand in den Grundzustand sind nicht erlaubt (Abbildung A.1). Die Lumineszenzfunktion lässt sich dann schreiben als

$$L(t) = \frac{F(t)}{\tau_f} + \frac{S(t)}{\tau_s} \quad (\text{A.2})$$

Für die drei Zustände gilt:

$$\frac{dR(t)}{dt} = -\frac{R(t)}{\tau_r} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{dF(t)}{dt} = a_f \frac{R(t)}{\tau_r} - \frac{F(t)}{\tau_f} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = a_s \frac{R(t)}{\tau_r} - \frac{S(t)}{\tau_s} \quad (\text{A.5})$$

a_f, a_s geben das Verzweigungsverhältnis der Übergänge an ($a_f + a_s = 1$). Es gelten weiterhin folgende Anfangsbedingungen:

$$F(0) = S(0) = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$R(0) = N_f + N_s \quad (\text{A.7})$$

$$\text{mit } a_f = \frac{N_f}{N_f + N_s}, \quad a_s = \frac{N_s}{N_f + N_s} \quad (\text{A.8})$$

Das Gleichungssystem (A.2) – (A.5) lässt sich mit Hilfe einer Laplace-Transformation einfach lösen:

$$\begin{aligned} & \left| \begin{array}{l} s\mathcal{L}(R(t)) - R(0) = -\frac{\mathcal{L}(R(t))}{\tau_r} \\ s\mathcal{L}(F(t)) - F(0) = \frac{a_f}{\tau_r}\mathcal{L}(R(t)) - \frac{\mathcal{L}(F(t))}{\tau_f} \\ s\mathcal{L}(S(t)) - S(0) = \frac{a_s}{\tau_r}\mathcal{L}(R(t)) - \frac{\mathcal{L}(S(t))}{\tau_s} \end{array} \right| \\ \Leftrightarrow & \left| \begin{array}{l} \mathcal{L}(R(t)) = \frac{N_f + N_s}{s + \frac{1}{\tau_r}} \\ \mathcal{L}(F(t)) = \frac{N_f}{\tau_r(s + \frac{1}{\tau_r})(s + \frac{1}{\tau_f})} \\ \mathcal{L}(S(t)) = \frac{N_s}{\tau_r(s + \frac{1}{\tau_r})(s + \frac{1}{\tau_s})} \end{array} \right| \end{aligned}$$

Mit

$$\frac{1}{(s + \alpha)(s + \beta)} = \mathcal{L}\left(\frac{e^{-\beta t} - e^{-\alpha t}}{\alpha - \beta}\right)$$

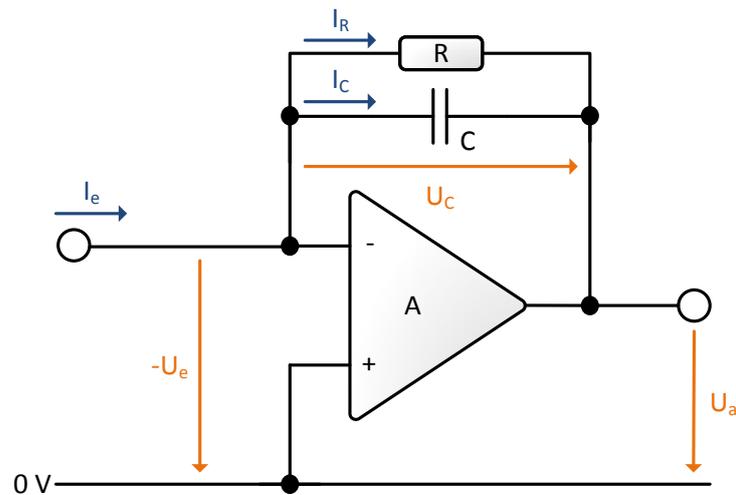


Abbildung A.2.: Vereinfachte Darstellung einen ladungssensitiven Vorverstärkers.

ergibt sich durch die Rücktransformation und Einsetzen in (A.2):

$$L(t) = \frac{N_f}{\tau_f - \tau_r} e^{-\frac{t}{\tau_f}} + \frac{N_s}{\tau_s - \tau_r} e^{-\frac{t}{\tau_s}} - \left(\frac{N_f}{\tau_f - \tau_r} + \frac{N_s}{\tau_s - \tau_r} \right) e^{-\frac{t}{\tau_r}} \quad (\text{A.9})$$

A.3 Herleitung des Vorverstärkersignals

Die Ladung des Detektors wird im Vorverstärker auf einem Kondensator gesammelt, welcher über einen Widerstand entladen wird. Abbildung A.2 zeigt das Schaltbild eines einfachen, Ladung integrierenden Vorverstärkers. Der Verstärker verstärkt die Spannung am differentiellen Eingang um einen Faktor A:

$$U_a = AU_e \quad (\text{I})$$

Nach Maschen- und Knotenregel gilt weiterhin:

$$I_e = I_C + I_R \quad (\text{II})$$

$$U_C = I_R R \quad (\text{III})$$

$$I_C = C \frac{d}{dt} U_C \quad (\text{IV})$$

$$U_a + U_C + U_e = 0 \quad (\text{V})$$

Aus (I) – (V) ergibt sich mit $A \rightarrow \infty$ (idealer Verstärker) für U_a die Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dt} U_a(t) = -\frac{I_e(t)}{C} - \frac{U_a(t)}{\tau} \quad (\text{A.10})$$

mit $\tau = RC$.

Gleichung (A.10) lässt sich mit Hilfe einer Laplace-Transformation direkt lösen:

$$s \mathcal{L}(U_a(t)) - U_a(0) = -\frac{\mathcal{L}(I_e(t))}{C} - \frac{\mathcal{L}(U_a(t))}{\tau} \quad (\text{A.11})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(U_a(t)) &= -\frac{\mathcal{L}(I_e(t))}{C(s + \frac{1}{\tau})} + \frac{U_a(0)}{s + \frac{1}{\tau}} \\ &= -\frac{\mathcal{L}(I_e(t))}{C} \cdot \mathcal{L}\left(\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) + U_a(0) \cdot \mathcal{L}\left(\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Die Rücktransformation liefert:

$$U_a(t) = U_a(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \frac{1}{C} \int_0^t I_e(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt' \quad (\text{A.13})$$

Mit der Anfangsbedingung $U_a(0) = 0$ ergibt sich schließlich die Spannung nach dem Verstärker:

$$U_a(t) = -\frac{1}{C} \int_0^t I_e(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt' \quad (\text{A.14})$$

Literaturverzeichnis

- [ADG⁺86] J. Alarja, A. Dauchy, A. Giorni, C. Morand, E. C. Pollacco, P. Stassi, R. Billerey, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, and C. Pastor. Charged Particles Identification with a CsI(Tl) Scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 242(2):352–354, 1986.
- [AS90] F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 11-12$. *Nuclear Physics A*, 506(1):1–158, 1990.
- [BCC⁺89] F. Benrachi, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, C. Pastor, Seghier D., K. Zaid, A. Giorni, D. Heuer, A. Llères, C. Morand, P. Stassi, and J.B Viano. Investigation of the Performance of CsI(Tl) for Charged Particle Identification by Pulse-Shape Analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 281(1):137–142, 1989.
- [Ben10] Michael Bendel. Entwicklung und Test einer digitalen Auslese für das CALIFA-Kalorimeter: Diplomarbeit, 2010.
- [Ben11] Michael Bendel. Scintillation processes in Thallium-doped CsI. (unveröffentlicht), 2011.
- [BGP71] Ya D. Belyavskii, Gulakov I. R., and Pertsev A. N. Scintillation (deexcitation) time of CsI(Tl) after gamma excitation. *Journal of Applied Spectroscopy*, 15(4):1331–1334, 1971.
- [BKKZ02] V. Babin, K. Kalder, A. Krasnikov, and S. Zazubovich. Luminescence and defects creation under photoexcitation of CsI:Tl crystals in Tl+-related absorption bands. *Journal of Luminescence*, 96(1):75–85, 2002.
- [Die11] Markus Dierigl. Aufbau und Charakterisierung von Prototyp-Detektoren für das CALIFA-Kalorimeter: Bachelorarbeit, 2011.
- [FAI06] FAIR. *FAIR - Baseline Technical Report*. 2006.
- [GG93] A. Georgiev and W. Gast. Digital pulse processing in high resolution, high throughput, gamma-ray spectroscopy: Nuclear Science, IEEE Transactions on. *Nuclear Science, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/23.256659*, 40(4):770–779, 1993.

- [GKJD86] G.L. Greene, E.G. Kessler Jr, and R.D. Deslattes. New determination of the deuteron binding energy and the neutron mass. *Physical Review Letters*, 56(8):819–822, 1986.
- [GM62] R. Gwin and R. B. Murray. Studies of the scintillation process in CsI(Tl). *IRE Transactions on Nuclear Science*, 9(3):38–32, 1962.
- [Ham05] Hamamatsu Photonics K.K. Solid State Division. *Datenblatt Si APD S8664-series*. 2005.
- [KDH63] J. Kirk Dickens, David A. Haner, and Charles N. Waddel. Elastic and Inelastic Scattering of Protons by Carbon-12 for Proton Energies between 18 and 30 MeV. *Physical Review*, 132(5):2159–2168, 1963.
- [Kno10] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley, Hoboken, N.J, 4 edition, 2010.
- [Kur11] Florian Kurz. Entwicklung eines CPLD-basierten Trigger-Bus-Systems für das CALIFA Kalorimeter: Bachelorarbeit, 2011.
- [Lat11] Lattice Semiconductor Corporation. *Lattice ECP2/M Family Handbook*. 2011.
- [MAX10] MAXIM. Application Note 810: Understanding Flash ADCs, 2010.
- [MBKP10] Jan Michel, Michael Böhmer, Grzegorz Korcyl, and Marek Palka. *A Users Guide to the HADES DAQ Network*. 2010.
- [Mur75] R. B. Murray. Energy Transfer in Alkali Halide Scintillators by Electron-Hole Diffusion and Capture. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 22(1):54–57, 1975.
- [NSZ⁺95] V. Nagirnyi, A. Stolovich, S. Zazubovich, V. Zepelin, E. Mihokova, E. Nikl, G.P. Pazzi, and L. Salvini. Peculiarities of the triplet relaxed excited-state structure and luminescence of a CsI:Tl crystal. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 7(18):3637, 1995.
- [NZZ⁺94] V. Nagirnyi, S. Zazubovich, V. Zepelin, M. Nikl, and G. P. Pazzi. A new model for the visible emission of the CsI:Tl crystal. *Chemical Physics Letters*, 227(4-5):533–538, 1994.
- [PBR⁺02] M. Pârlog, B. Borderie, M. F. Rivet, T. Tabacaru, A. Chbihi, and ... Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions

- (Part I): recombination and delta – electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3):674–692, 2002.
- [R3B05] R3B. *Technical Proposal for the Design, Construction, Commissioning and Operation of R3B: A universal setup for kinematical complete measurements of Reactions with Relativistic Radioactive Beams*. 2005.
- [R3B08] R3B. *TECHNICAL STATUS REPORT FOR CALIFA: The R3B Calorimeter for Photons and High Energy Charged Particles*. 2008.
- [R3B11] R3B. *Technical Design Report for CALIFA Barrel: The R3B CALorimeter for In Flight detection of Photons and high energy charged pArticles*. 2011.
- [Sai05] Saint Gobain. Premium Plastic Scintillators: BC-400, BC-404, BC-408, BC-412, BC-416, 2005.
- [SJW58] R. S. Storey, W. Jack, and A. Ward. The Fluorescent Decay of CsI(Tl) for Particles of Different Ionization Density. *Proceedings of the Physical Society*, 72(1):1–8, 1958.
- [SM01] W. Skulski and M. Momayezi. Particle identification in CsI(Tl) using digital pulse shape analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 458(3):759–771, 2001.
- [Smi03] Steven W. Smith. *Digital signal processing: A practical guide for engineers and scientists*. Newnes, Amsterdam and , Boston, 2003.
- [VMD⁺93] John D. Valentine, William W. Moses, Stephen E. Derenzo, David K. Wehe, and Glenn F. Knoll. Temperature dependence of CsI(Tl) gamma-ray excited scintillation characteristics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 325(1-2):147–157, 1993.
- [Xil11] Xilinx. *7 Series FPGAs Overview*. 2011.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei meinen zahlreichen Unterstützern bedanken, die mir in der vergangenen Zeit zur Seite standen.

Nicht nur für die spannende Themenstellung, sondern auch für seine beratende Tätigkeit als Advisor danke ich Prof. Dr. Reiner Krücken sehr. Roman Gernhäuser danke ich ganz besonders für seine hervorragende Betreuung und ständige Hilfsbereitschaft in allen Bereichen.

Meinem Freund und Kollegen Michael Bendel bin ich für Vieles zu Dank verpflichtet, z.B für die - meist fachlichen, oft auch nur unterhaltsamen - langen Gespräche, oder die Benutzung der Anfangs noch fehlerbehafteten Auslese. Tudi Le Bleis danke ich insbesondere für die Hilfestellung bei physikalischen Problemen aller Art, aber auch bei der englischen Sprache.

Besonders schwierig ist es, mich angemessen bei Michael Böhmer zu bedanken. Meine Dankbarkeit für seine Einführung in die FPGA-Programmierung und ständige Unterstützung bei Elektronik-Problemen lässt sich unmöglich auf einer Seite ausdrücken.

Außerdem danke ich all meinen Freunden bei E12, die meine bisherige Zeit am Lehrstuhl mit Unternehmungen aller Art, Diskussionen bei Kaffee und Kuchen oder einfach nur ihrer Anwesenheit zu einer großen Freude gemacht haben. Auch den Helfern der Strahlzeit sei an dieser Stelle, vor allem für die Übernahme von Nachtschichten, gedankt.

Meine tiefste Dankbarkeit gilt meinen Eltern, Geschwistern und der ganzen Familie sowie meiner Freundin für die moralische (und finanzielle) Unterstützung während der vergangenen Jahre und die Seelsorge in Form von Albernheiten, vielen Motorrad-Touren oder Stunden an der Spielekonsole und und und...

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Garching, 15. Oktober 2011

Max Winkel