

**Konzeption und Implementierung eines
LabVIEW-Datenerfassungs- und Analyse-Programms für
Koinzidenzmessungen an verschränkten Teilchen**

Diplomarbeit

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Goethe-Universität in Frankfurt am Main

Julian-Maximilian Schunk

Oktober 2010

Zusammenfassung

Die Spinkorrelation verschränkter Teilchen ist nicht nur Gegenstand aktueller Forschungen auf dem Gebiet der Quantenkryptographie, sondern spielen auch in den Wechselwirkungsprozessen von stark gekoppelten Plasmen eine Rolle. An einem Experiment am Institut für Angewandte Physik der Goethe-Universität Frankfurt a. M. werden die Parameter erforscht, die zur Erzeugung verschränkter freier Elektronen notwendig sind.

Bei der Streuung eines Elektronenstrahls an einem Kohlenstoff-Target (Møller-Streuung an der Atomhülle) werden verschränkte Elektronenspinzustände präpariert, die über die spinabhängige Mott-Streuung an Gold-Targets in sogenannten Mott-Polarimetern gemessen werden. Zur Beobachtung der Elektron-Elektron-Paare werden die Detektoren dieser Polarimeter in einer Koinzidenzschaltung betrieben. Die Zeitauflösung dieser Koinzidenzschaltung und die Zeitauflösung der Detektoren sind wesentliche Faktoren, die das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der Koinzidenzmessung beeinflussen.

Bei der Optimierung der Zeitauflösung spielt neben der Detektorart auch die Signalentstehung innerhalb einzelner Detektoren eine wichtige Rolle. MCP-Detektoren erwiesen sich gegenüber den zuvor verwendeten Plastik-Szintillatoren als zielführend. Durch Justierung der Betriebsspannung konnte zudem das Impulshöhenspektrum verschoben und die Signalausbeute damit verbessert werden. Die Form der Detektorsignale – insbesondere die Steilheit der vorderen Flanke – wird durch die Bandbreitenbeschränkung der elektronischen Komponenten negativ beeinflusst, insbesondere traditionelle Messelektronik gerät hierbei an ihre Grenzen. Der Einsatz eines breitbandigen 4 GHz Digital-Oszilloskops stellt hierbei genügend Reserven zur Verfügung, sodass nicht mit einer Verformung der Signale an der analogen Eingangsstufe des Gerätes zu rechnen ist.

Das Gerät wird über eine im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelten LabVIEW-Software betrieben. Diese ermöglicht erstmals das Aufzeichnen der geforderten 10 000 Ereignisse bei einer zeitaufgelösten Messung des Untergrundsignals aus zufälligen Koinzidenzen. Für die Signalauswertung stehen innerhalb des Datenanalyseprogramms zwei verschiedene Software-Trigger zur Verfügung. Es konnte erwartungsgemäß gezeigt werden, dass die Zeitauflösung bei *Constant-Fraction*-Triggerung um etwa 20 % gegenüber der *Leading-Edge*-Triggerung verbessert wird. Zusätzlich stellt eine digitale Laufzeitkorrektur eine weitere Option dar, die Zeitauflösung bei der Datenverarbeitung zu optimieren.

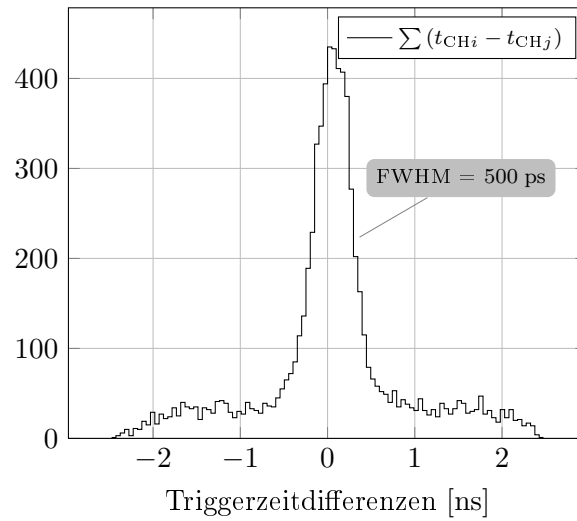


Abbildung 1: Darstellung einer Koinzidenzkurve bzw. eines Triggerzeitdifferenz-Histogramms über alle vier Detektoren. Durch Signalverarbeitungsoptionen innerhalb der Analysesoftware konnte eine absolute Zeitauflösung von unter 500 ps erreicht werden.

In Verbindung der MCP-Detektoren mit der Auswertesoftware konnte die totale Zeitauflösung (*total resolution time* σ) auf 500–350 ps verbessert werden (Abbildung 1). Die Kapazitäten der Software und des Digital-Oszilloskops sind damit noch nicht ausgeschöpft. Ziel weiterer Optimierungen ist daher die Verbesserung der Signalqualität durch eine angepasste Signalauskopplung, die Steigerung der Polarimetereffizienz und eine stärkere Automatisierung der Auswertesoftware.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Theorie und Grundlagen	5
2.1	Koinzidenzexperimente	5
2.1.1	Historischer Hintergrund	5
2.1.2	Grundlagen der Koinzidenzmessung	6
2.2	Detektoren	10
2.2.1	Plastik-Szintillatoren	10
2.2.2	Photomultiplier	13
2.2.3	Microchannel Plates – MCPs	18
2.3	Signalverarbeitung	27
2.3.1	Frequenz, Bandbreite und Anstiegszeit	28
2.3.2	Signalverzerrung in Kabeln	29
2.3.3	Ableitung von Zeitsignalen	32
2.4	LabVIEW	33
2.4.1	LabVIEW– ein Überblick	33
2.4.2	Funktionalität	34
2.4.3	Aufbau und Struktur der Entwicklungsumgebung	34
3	Experimenteller Aufbau	37
3.1	Elektronenkanone	38
3.2	Targethalterung und Deflektoren	39
3.3	Sekundärstrahl-Fokussierung	40
3.4	Mini-Mott-Polarimeter	40
3.5	Detektoren	41
3.5.1	Platik-Szintillator und Photomultiplier	41
3.5.2	Microchannel Plate (MCP)	41
3.6	Signalverarbeitungssystem	42
4	Datenaufnahme	45
4.1	Systembeschreibung	45

4.2	Elektronische Verschaltung	46
4.2.1	Verschaltung des <i>Ext.-Trigger-Setups</i>	46
4.2.2	Verschaltung des <i>Z²-Setups</i>	47
4.3	Triggerung und Auslesen der Signalverläufe	48
4.3.1	Koinzidenz-Trigger im <i>Ext.-Trigger-Setup</i>	50
4.3.2	Koinzidenztrigger im <i>Z²-Setup</i>	50
4.3.3	Signalrekonstruktion im <i>Z²-Setup</i>	51
4.4	Einzelzählratenbestimmung	52
4.4.1	Einzelzählraten-Trigger im <i>Ext.-Trigger-Setup</i>	52
4.4.2	Einzelzählraten-Trigger im <i>Z²-Setup</i>	52
4.5	Datenaufnahmesoftware ACQ	53
4.5.1	Konzept	53
4.5.2	Das Hauptprogramm ACQ.Main.vi	54
4.5.3	SubVI zur Koinzidenzmessung ACQ.Measurement.vi	58
4.5.4	SubVI zur Einzelzählratenbestimmung ACQ.Counrates.vi	60
4.5.5	Funktionale Globale Variable OSC.State.Register.vi	63
4.5.6	Datenspeicherung	64
5	Datenanalyse	65
5.1	Software-Konzept	65
5.2	Verarbeitung der Detektorsignale	67
5.2.1	Einlesen und Konstruktion der Events	67
5.2.2	Signallaufzeit-Korrektur	69
5.2.3	Flankendetektion / Software-Trigger	72
5.2.4	Softwareseitige Koinzidenzlogik	73
5.2.5	Darstellung der Konzidenzen / Messergebnisse	74
5.3	Berechnung der zufälligen Koinzidenzen	75
5.3.1	Einlesen der Daten aus ACQ.log	75
5.3.2	Berechnung einer mittleren Rate $\overline{R}_{\text{random}}$	76
5.3.3	Berechnung von N_{random}	81
6	Ausblick	83
A	Software-Handbuch	85
A.1	ACQ– Das Programm zur Datenaufnahme	85
A.2	queue status.vi– Der FiFo-Speicher	91
A.3	read waveforms.vi– Einlesen der Daten	92
A.4	analysis.vi– Auswerten der Koinzidenzen	94
	Literaturverzeichnis	103

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

In der Physik ist die Beschreibung von Teilchen anhand ihrer quantenmechanischen Wellenfunktion seit den 1920er–30er Jahren gängige Praxis. Seither werden teilweise kontroverse Diskussionen über auftretende Effekte geführt, von denen „Schrödinger’s Katze“ das wohl prominenteste darstellt.

Grundlegend dabei ist, dass der Zustand eines quantenmechanischen Systems bis zu seiner Messung nur über Wahrscheinlichkeiten beschreibbar ist, sich das System also *in keinem festgelegten Zustand* befindet. Genauer gesagt lässt sich der Zustand des Systems vor der Messung physikalisch nur durch die Superposition *aller seiner möglichen Zustände* beschreiben.

Ein spinbehaftetes Teilchen für sich alleine stellt schon ein solches quantenmechanisches System dar. Die Orientierung des Spins – also der *Zustand* der Spinrichtung – ist vor einer Messung noch undefiniert, im quantenmechanischen Sinne also noch eine Superposition aller möglichen Spinorientierungen. Bei einer Streuung zweier solcher Teilchen treten die beiden quantenmechanischen Systeme miteinander in Wechselwirkung und können danach nicht mehr unabhängig voneinander beschrieben werden – sie sind miteinander *verschränkt*. Diese Verschränkung bleibt auch nach der räumlichen Trennung der beiden Teilchen erhalten.

Bestand zum Zeitpunkt der Streuung eine Beziehung zwischen den Spinorientierungen der beiden Teilchen, wie sie beispielsweise vom Pauli-Prinzip her bekannt ist, dann besteht diese Beziehung auch bei räumlicher Trennung der Teilchen weiterhin fort. Erst die Messung eines der beiden Teilchen, bestimmt gewissermaßen die Spinorientierung des zweiten. Was EINSTEIN mit der vielzitierten *spukhaften Fernwirkung* bezeichnete ist Folge des Kollaps der Wellenfunktion des Systems und wird heutzutage in Zusammenhang mit der sogenannten Quantenkryptographie [UTSM⁺07] intensiv erforscht. Auch innerhalb von stark gekoppelten Plasmen finden Streuprozesse statt, bei welchen diese quantenmechanischen Effekte auftreten.

In einem von LAMEHI-RACHTI und MITTIG durchgeführten Experiment [LRM76] konnte eine solche räumlich ausgedehnte Verschränkung anhand der Spinkorrelation von Protonen nachgewiesen werden. An einem Experiment der Goethe-Universität Frankfurt a. M. soll dieser

Nachweis durch die Beobachtung einer Spinkorrelation von elastisch gestreuten Elektronen gelingen [Jac01, BJRS09]. Nach einem erfolgreichen Nachweis der Spinkorrelation muss diese verschwinden, wenn bei der Messung beider Teilchen eine zueinander orthogonale Bezugsfläche verwendet wird. Dies wird – wie auch bei [LRM76] – durch die Drehung eines der beiden Spin-Polarimeter um die Strahlachse erreicht.

In der Abbildung 1.1 sind die Ergebnisse der Messungen von damals und heute dargestellt. Durch den, im Vergleich zur Mott-Streuung (Elektron-Atomkern), sehr geringen Wirkungsquerschnitt der Møller-Streuung werden die zu beobachtenden Elektronenpaare von einem starken Untergrund an Mott-Elektronen überlagert, was nur eine stark fehlerbehaftete Messung möglich macht. Zentrales Bestreben ist es daher, die statistische Genauigkeit der gesamten Messung zu verbessern.

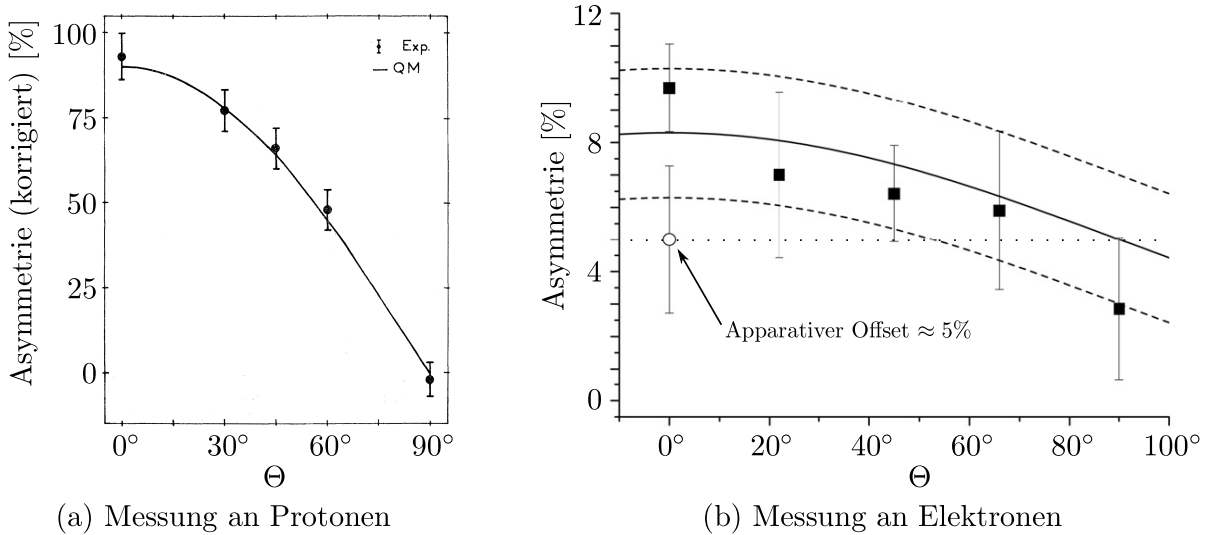


Abbildung 1.1: Ergebnisse der Asymmetriemessungen an Protonen (a) [LRM76] und Elektronen (b) [Ber09, BJRS09]. Die beobachteten Asymmetrien stehen jeweils in guter Übereinstimmung zur Quantenmechanik. Bei einer Drehung der Polarimeter relativ zueinander um den Winkel Θ verschwindet die Spinverschränkung wie von der Theorie vorhergesagt. Bei der Messung an freien Elektronen muss die statistische Genauigkeit allerdings weiter verbessert werden, was z. B. durch Optimierung der Zeitauflösung und der damit verbundenen Reduzierung zufälliger Koinzidenzen gelingen kann.

Die zum Erreichen einer gewissen statistischen Genauigkeit erforderliche Anzahl an Ereignissen kann dabei über die Messdauer sowie die Ereignisrate – also die Elektronenstrahlintensität – eingestellt werden. Der Messdauer sind hierbei natürliche Grenzen gesetzt,¹ und auch die Ereignisrate ist durch das überproportionale Anwachsen der zwangsweise auftretenden, zufälligen Koinzidenzen limitiert. Um die Dauer einer ausreichend statistisch genauen Messung von 600 Stunden zu reduzieren, muss die Effizienz des gesamten Experimentes und die Zeitauflösung der Koinzidenzapparatur verbessert werden [Ber09]. Die Effizienzsteigerung wird durch eine

¹Messdaten sollten schließlich im Rahmen einer Doktor- oder Diplomarbeit erhoben werden können, wünschenswert sind zudem praktikable Zeitspannen von wenigen Stunden bis halben Tagen.

Erhöhung der Anfangsenergie der Elektronen oder eine Vergrößerung des durch die Detektoren abgedeckten Raumwinkels möglich. Zur Verbesserung der Zeitauflösung müssen entsprechend hochauflösende Detektoren in Verbindung mit einer sehr guten Signalverarbeitung verwendet werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Konzept der Signalverarbeitung entwickelt, durch welches die Messung einer beliebigen Anzahl an Ereignissen bei hinreichend genauer Zeitauflösung möglich ist. Das Kapitel 2 behandelt dazu grundlegende physikalische Hintergründe zu Koinzidenzmessungen im Allgemeinen, sowie zu den verwendeten Detektoren und deren Parametern. Außerdem werden die notwendigen Bereiche der Signalverarbeitung besprochen und die bei der Softwareimplementierung verwendete LabVIEW-Entwicklungsumgebung vorgestellt.

Kapitel 3 zeigt den experimentellen Aufbau der gesamten Messapparatur und das Konzept der Signalverarbeitung, nach welchem die Daten aufgenommen und analysiert werden. Die dazu entwickelten Softwarekomponenten werden dann in den Kapiteln 4 und 5 besprochen. Einen Ausblick auf weitere Optimierungsmöglichkeiten mit Hinblick auf die erreichbare Zeitauflösung wird schließlich in Kapitel 6 gegeben.

Kapitel 2

Theorie und Grundlagen

2.1 Koinzidenzexperimente

Koinzidenzmessungen sind Messungen oder Beobachtungen von *gleichzeitigen* Ereignissen. Der Begriff *Koinzidenz* findet dabei auch weit über die Grenzen der Naturwissenschaft hinaus Verwendung, weswegen er diesem Kapitel etwas genauer vorgestellt werden soll. Im Abschnitt 2.1.1 findet sich ein historischer Überblick über die naturwissenschaftliche Verwendung der Koinzidenzmethoden. Dieser hat allerdings keinen Anspruch auf geschichtliche Vollständigkeit. Er soll vielmehr bewusst machen, dass die Koinzidenzmethode nicht ausschließlich ein Begriff der modernen Physik ist.

Der darauf folgende Abschnitt beschreibt die maßgeblichen Faktoren, die bei solchen Experimenten beachtet werden müssen.

2.1.1 Historischer Hintergrund

Die ersten physikalisch naturwissenschaftlichen Erwähnungen einer „Koinzidenzmethode“ finden sich im 18.–19. Jahrhundert. JEAN JACQUES MAIRAN (1678–1771), JEAN-CHARLES DE BORDA (1733–1799) und HENRY KATER (1777–1835) wollten unter Zuhilfenahme dieser Methode eine genauere Bestimmung der Erdbeschleunigung durchführen [Dar08]. Die Koinzidenzmethode diente dabei der Bestimmung des Gangunterschieds zweier Pendel. Eine detaillierte Beschreibung hierzu findet sich in den Arbeiten von JOHN PLAYFAIR [Pla22, S. 516 ff.], der dort eine Veröffentlichung von HENRY KATER aus dem Jahr 1818 bespricht. KATER bestimmte in jenem Jahr die Erdbeschleunigung nach einer Methode, die auf JEAN JACQUES MAIRAN zurück geht. PLAYFAIR schreibt dazu: „Boscovich¹, in the 5th volume of his Opera Opt. et Astr. gives an account of a method which he had employed, and which he ascribes to Mairan.“ ([Pla22, S. 518]).

¹ROGER JOSEPH BOSCOVISH (1711–1787)

Die „Beobachtung von gleichzeitigen Ereignissen zur Bestimmung einer physikalischen Größe“ geht also auf das Jahr 1735 zurück, als MAIRAN die *Koinzidenzmethode* vorschlug, um den Gangunterschied zwischen dem Sekundenpendel einer Uhr und einem zweiten, nicht angetriebenen Pendel sehr genau zu bestimmen [Dar08]. Er beobachtete dabei zwei beinahe gleichschwingende Pendel und bestimmte die Anzahl der Schwingungen, welche zwischen zwei koinzidenten – also gleichzeitigen – Nulldurchgängen lag. Daraus hatte er mathematisch ein Verhältnis beider Schwingungsdauern abgeleitet und schlug vor, mit einem solchen System aus Uhr und frei schwingendem Pendel die Größe der Erdbeschleunigung zu messen. Diese Methode wurde sogar noch bis ins 20. Jahrhundert in geophysikalischen Feldmessungen angewandt [Ber53]. Weitere Erwähnungen finden sich in [Har23], wo eine Methode zur Untersuchung von Absorptionsbanden mittels *Koinzidenz* beschrieben wird. HARTRIDGE verweist an dieser Stelle auf BRYAN und BAKER, die 1912 vorschlugen, zwei Spektren „koinzident“ zu überlagern. Die Absorptionsbanden konnten auf diese Weise genauer als zuvor ausgemessen werden.

Die Verwendung der Koinzidenzmethode im heutigen Sinne, vor allem in Sinne der Kern- und Astrophysik, geht auf WALTHER BOTHE zurück. Er verwendete 1924/25 die optische Projektion zweier Elektrometernadeln auf ein gemeinsames Filmband, um die zeitlich zusammenhängende Detektion von Photonen und Elektronen aus der Comptonstreuung auf $\frac{1}{10000}$ Sekunde genau zu belegen [BG24, BG25]. Im Januar 1930 veröffentlichte er dann den Artikel „Zur Vereinfachung von Koinzidenzzählungen“ [Bot30], in dem er die Registrierung koinzidenter Ereignisse auf elektronischem Wege beschrieb. Der verwendete Schaltkreis beschleunigte die Auswertung der Messungen enorm und stellte eine fundamentale Neuerung der Messmethode dar, für die BOTHE 1945 den Nobelpreis erhalten hat.² In der Folgezeit fand jedoch ein Konzept von BRUNO ROSSI eine weitere Verbreitung für Koinzidenzmessungen. Der von ihm Ende 1930 publizierte Aufbau [Ros30] hatte sich rasch aufgrund technischer Vorteile³ durchgesetzt.

2.1.2 Grundlagen der Koinzidenzmessung

Definition

Als Koinzidenzmethode wird ab dieser Stelle das Verfahren bezeichnet, das dem *gleichzeitigen* Nachweis zweier (oder mehrerer) Teilchen dient. Gleichzeitig bedeutet hierbei, dass beide (oder mehrere) Detektoren innerhalb eines festen Zeitfensters ein Signal liefern. Die Breite dieses Zeitfensters hängt von verschiedenen Faktoren ab, die weiter unten noch beschrieben werden.

²Bothe erhielt den Preis für die Koinzidenzmethode und seine damit verbundenen Entdeckungen. Er teilt ihn zur Hälfte mit Max Born, der für seine Arbeiten zur statistischen Interpretation der quantenmechanischen Wellenfunktion ausgezeichnet wurde [Nob10].

³Der von Rossi entwickelte Schaltkreis ist aus einer Parallelschaltung von Röhren aufgebaut und ermöglicht daher die einfache Skalierung auf drei und mehr Koinzidenzen. Dies ist ein deutlicher Vorteil gegenüber der von Bothe verwendeten Doppelgitterröhre.

Koinzidenzlogik

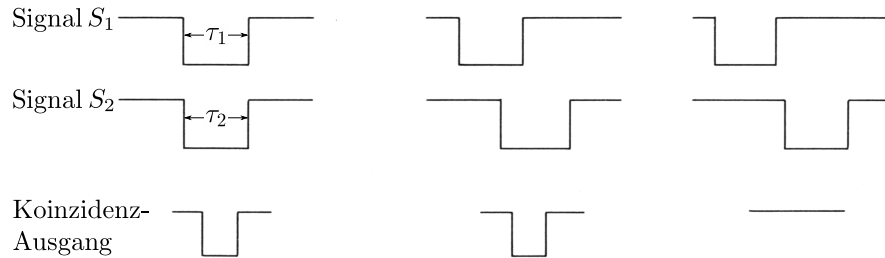


Abbildung 2.1: Koinzidenz zwischen Pulsen nach [Leo94]. Bei zeitlicher Überlappung der Eingangssignale erzeugt die Koinzidenzlogik ein Ausgangssignal. Das zeitliche Auflösungsvermögen σ ist die Summe der Pulsbreiten: $\sigma = \tau_1 + \tau_2$.

Zur Bestimmung der Gleichzeitigkeit werden die Signale der Detektoren in der Regel einer sog. Koinzidenzlogik zugeführt.⁴ Eine solche Logik erzeugt nur dann ein Signal am Ausgang, wenn an ihren beiden Eingängen Signale anliegen. Die Eingangssignale müssen also zeitlich überlappen. Natürlich müssen die Laufzeiten der elektrischen Signale zwischen den Messzweigen genau abstimmt sein, damit eine solche Logik ordnungsgemäß funktionieren kann. Die Verwendung von gleichen Kabellängen und/oder das Einfügen von Verzögerungsleitungen ist daher zwingend notwendig [Leo94, Kap. 14.17].

Die Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch einige idealisierte Eingangssignale mit unterschiedlichem zeitlichen Versatz und den daraus resultierenden Ausgangssignalen der Koinzidenzlogik. Es ist ersichtlich, dass die Signalbreite τ das Maß der Gleichzeitigkeit bestimmt, mit der die Apparatur zeitlich auflösen kann. Denn erreicht das Signal S_2 ⁵ die Logik innerhalb der Zeitspanne τ_1 ⁶ nach Eintreffen des Signals S_1 , so erkennt diese die beiden Ereignisse als koinzident. Im umgekehrten Fall erreicht das Signal S_1 die Logik innerhalb der Zeitspanne τ_2 nach Eintreffen des Signals S_2 . Aus dieser Überlegung ergibt sich für das weiter oben genannte „Zeitfenster“ eine Breite σ , die der Summe der Pulsbreiten τ_1 und τ_2 entspricht⁷ (vgl. [Leo94, Kap. 15.4] und [Sie55, S. 837]).

$$\sigma = \tau_1 + \tau_2 \quad (2.1)$$

Im Allgemeinen wird σ als *absolute Zeitauflösung* (*total resolution time*) bezeichnet und τ_1 , τ_2 als *Zeitauflösung* (*resolution time*) der jeweiligen Kanäle [Sie55, S. 837].

⁴In den meisten Fällen werden die Signale vorverstärkt und mittels eines *Discriminator*- oder eines *Constant-Fraction*-Moduls in NIM-Standardpulse umgewandelt. Siehe dazu auch [Leo94, Kap. 14].

⁵ S_i bezeichnet hier das Signal aus Detektor Nummer i .

⁶ τ_i bezeichnet die – hier nicht genauer definierte – Breite der Pulse/Signale.

⁷Streng genommen müssen die Pulse natürlich eine gewisse Mindestzeit überlappen, um von der Elektronik als *überlappend* erkannt zu werden. Es gilt daher im Allgemeinen: $\sigma \leq \tau_1 + \tau_2$.

Zufällige Koinzidenzen

Weiterhin wird zwischen *wahren* und *zufälligen* Koinzidenzen (engl.: *true & random*) unterschieden. Eine wahre Koinzidenz ist jene, die eine echte Gleichzeitigkeit zwischen zwei Teilchen bedeutet.⁸ Dagegen werden zufällige Koinzidenzen von Teilchen erzeugt, die völlig unabhängig voneinander – eben *zufällig* – die Detektoren treffen, aber innerhalb des Zeitfensters σ registriert werden. Die Koinzidenzlogik kann zwischen beiden Fällen nicht unterscheiden. Um die Anzahl wahrer Koinzidenzen zu erhalten, müssen daher die zufälligen Koinzidenzen von der Gesamtzahl der in einer Messung registrierten Koinzidenzen abgezogen werden:

$$N_{\text{true}} = N_{\text{total}} - N_{\text{random}} \quad (2.2)$$

Wieviele solcher zufälligen Koinzidenzen registriert werden, hängt von der Zeitauflösung σ und der Zählrate der einzelnen Kanäle ab. Bezeichnen wir die Zählraten zweier Detektoren mit R_1 und R_2 und nehmen wir diese außerdem als konstant an, so ergibt sich hieraus die Rate⁹ zufälliger Koinzidenzen zu:

$$R_{\text{random}} = R_1 R_2 \cdot \sigma = R_1 R_2 \cdot (\tau_1 + \tau_2) \quad (2.3)$$

Dies folgt aus der Überlegung, dass die Logik innerhalb des Zeitfensters σ zu jedem Signal S_1 am ersten Eingang im Mittel $\sigma \cdot R_2$ Signale am zweiten Eingang registriert. Da die Rate der Signale am ersten Eingang gerade R_1 ist, ist die Rate der zufälligen Koinzidenzen dann durch Gleichung 2.3 gegeben (vgl. [Leo94, Kap. 15.4.3] und [Sie55, S. 837]).

Die obige Korrektur setzt natürlich voraus, dass die Zählraten der Detektoren während eines Experimentes nicht allzu sehr variieren. Ebenso muss die Zeitauflösung während eines Experiments möglichst konstant bleiben, da sonst die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen nicht ohne weiteres korrekt ermittelt werden kann.

Zur Ermittlung der Zählraten R_1 und R_2 genügt es in der Regel, die Gesamtzahl der Pulse aus jedem Detektor beispielsweise – mit einem *Scaler* – zu zählen und durch die Messzeit zu dividieren.

Die Zeitauflösung kann auf drei verschiedene, im Folgenden erläuterte Arten bestimmt werden:

Pulsbreiten am Oszilloskop: Die Pulsbreiten der Detektorsignale τ am Eingang der Koinzidenzlogik können mit einem Oszilloskop bestimmt werden. Dabei muss die Breite bei derjenigen Amplitude gemessen werden, die an der Koinzidenzlogik als Schwelle eingestellt ist.

⁸ *Echt gleichzeitig* sind beispielsweise Teilchen, welche dem selben(!) Streuprozess entstammen oder zeitgleich entstehen. Letzteres gilt z. B. für die beiden entstehenden Photonen bei der Positron-Elektron-Annihilation.

⁹Die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen berechnet sich dann aus Rate und Messzeit:

$$N = \int_0^T R(t) dt \xrightarrow{R=\text{const.}} N = R \cdot T$$

Messung mit unabhängigen Quellen: Bei einer Messung mit zwei voneinander unabhängigen Quellen, werden keine echt gleichzeitigen Ereignisse auftreten. Alle gemessenen Koinzidenzen sind dann rein zufällig. Aus den gemessenen Zählraten R_1 , R_2 und die Bedingung $R_{\text{total}} = R_{\text{random}}$ lässt sich dann mit dem obigen Zusammenhang σ berechnen [Sie55, S. 837].

FWHM der Koinzidenzkurve: ¹⁰ Zur Aufnahme der Koinzidenzkurve (*coincidence curve*) wird mit einer Quelle echter Koinzidenzen gemessen und die Detektorsignale variabel einstellbar verzögert. Die Anzahl gemessener Koinzidenzen pro Zeiteinheit wird dann gegen die eingestellten Verzögerungen aufgetragen (Abbildung 2.2). Die Breite dieser Verteilung (FWHM) wird für gewöhnlich als absolute Zeitauflösung angegeben und sollte im Bereich der doppelten Signalbreite τ liegen [Leo94, Kap. 15.4.1].

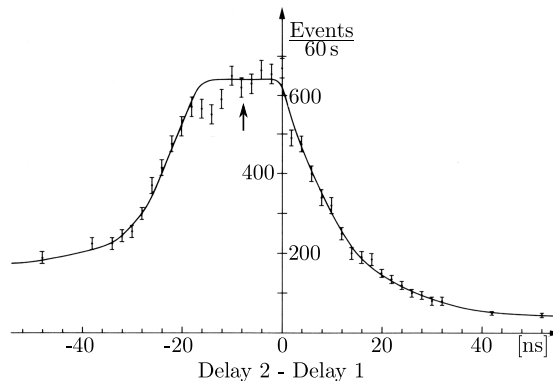


Abbildung 2.2: Koinzidenzkurve aus [Leo94]. Aufgetragen ist die Koinzidenzrate in Abhängigkeit der variablen Verzögerungen in beiden Kanälen. Für ein Experiment sollte die Verzögerung auf den mit dem Pfeil markierten Wert eingestellt sein.

Abbildung 2.2 zeigt eine so gemessene Koinzidenzkurve. Im Idealfall würde man eine Rechteckform erwarten, deren Breite der zweifachen Signalbreite τ entspricht und symmetrisch zum Ursprung liegt. Der hier dargestellte Kurvenverlauf ist jedoch deutlich asymmetrisch, was an unterschiedlichen Signallaufzeiten in beiden Messzweigen liegt. Dieser systematische, zeitliche Versatz beider Signallaufzeiten muss dann durch eine Verzögerungsleitung oder *Delay-Box* kompensiert werden. Die Verschmierung der Flanken wiederum resultiert aus der zeitlichen Streuung der Detektorsignale, dem *Jitter*¹¹. Dieser ist maßgeblich durch die Detektoren und die eingesetzte Elektronik bestimmt.

Um bei gegebenen Zählraten die Zahl der zufälligen Koinzidenzen niedrig zu halten, muss die Zeitauflösung σ so klein wie möglich sein. Allerdings darf sie wiederum nicht so klein sein, dass aufgrund elektronischer Verzögerungen und Schwankungen wahre Koinzidenzen verloren

¹⁰ *Full Width at Half Maximum* (FWHM) ist die Breite einer Verteilung, gemessen bei der Hälfte der Maximalamplitude.

¹¹ Das Entstehen des Jitters wird in Abschnitt 2.2 und 2.3.3 erklärt.

gehen. Es hängt im Detail von der Qualität der Detektoren und allen weiteren Bauteilen im Signalweg vor der Koinzidenzlogik ab, welche absolute Zeitauflösung erreicht werden kann.

2.2 Detektoren

2.2.1 Plastik-Szintillatoren

Beschreibung und Funktionsweise der Szintillatoren

Der Begriff der Szintillation (lateinisch *scintillare*: „funkeln, schimmern“) beschreibt die Lichtemission eines Stoffes bei Anregung durch hochenergetische Teilchen oder Strahlung. Neben den zwei großen Untergruppen der organischen und anorganischen Szintillatoren besitzen auch verschiedene Gase und Gläser diese Eigenschaft der Lumineszens. Die Mechanismen der Anregung und Lichtemission sind jeweils verschieden. Besondere Aufmerksamkeit soll hier den organischen Szintillatoren gewidmet werden, von denen die Plastik-Szintillatoren eine Untergruppe bilden. Diese organischen Szintillatoren bestehen aus aromatischen Kohlenwasserstoffverbindungen in Form von verknüpften Benzolringen¹² in Kristallstruktur oder gelöst in festen oder flüssigen organischen Lösungsmitteln. Die freien Valenzelektronen eines solchen Szintillatormoleküls bilden das sogenannte π -Orbital und können hierin verschiedene Energieniveaus¹³ einnehmen (Abbildung 2.3). Die Niveaus besitzen eine Feinstruktur aufgrund molekularer Schwingungsmoden, welche bei der Energieabsorption ebenfalls angeregt werden. Nach der Anregung (durchgezogene Pfeile in Abbildung 2.3) geht ein Molekül sofort (≤ 10 ps) aus den höher angeregten Zuständen S^{**} strahlungsfrei in den einfach angeregten Zustand S^* über (gestrichelte Pfeile in Abbildung 2.3). Die Lichtemission erfolgt dann innerhalb weniger Nanosekunden bei dem Übergang von diesem einfach angeregten Zustand S^* auf den Grundzustand S_0 und die darüberliegenden Schwingungszustände (gewellte Pfeile in Abbildung 2.3). Da das Szintillationslicht aus diesen Übergängen geringere Energie besitzt, als zu einer erneuten Anregung $S_0 \rightarrow S^*$ nötig wäre, ist ein Szintillator gegenüber seinem emittierten Licht weitestgehend transparent. Die Dämpfungslänge¹⁴ für gängige Plastik-Szintillatoren liegt im Bereich einiger Meter [Zin08].

Wellenlängenschieber: In einem vollständigen Detektor wird das Szintillationslicht über einen angeschlossenen Photomultiplier (siehe Abschnitt 2.2.2) in elektrische Signale umgewan-

¹²Benzol wird nach IUPAC-Nomenklatur international auch als „Benzen“ bezeichnet.

¹³Der Vollständigkeit halber sei hier auch auf die existierenden Triplettzustände hingewiesen, deren größere Halbwertszeit für die sogenannte „langsame Komponente“ des Szintillatorsignals verantwortlich ist. Für das Verständnis und für die Signalauswertung im Rahmen dieser Arbeit spielt diese Komponente allerdings keine Rolle und es wird, der besseren Übersichtlichkeit wegen, auf eine detailliertere Beschreibung verzichtet. Der interessierte Leser sei hier auf [Leo94, Kap. 7.1 und Kap.7.2] verwiesen.

¹⁴Dämpfungslänge (engl. light attenuation length) beschreibt die Wegstrecke nach der die Lichtintensität im Szintillator auf den e -ten Teil des Ausgangswertes abgefallen ist.

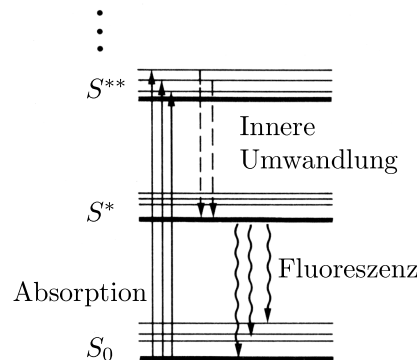


Abbildung 2.3: Diagramm der verschiedenen Energieniveaus im Π -Orbital eines organischen Szintillatormoleküls aus [Leo94].

delt. Die Effizienz, mit der das Licht in der Photokathode eines Photomultipliers Elektronen auslöst, variiert stark mit der Wellenlänge. Daher werden den Szintillatoren in aller Regel noch sogenannte Wellenlängenschieber zugesetzt, mit denen die Wellenlänge des Szintillatorlichtes auf die Kathodenmaterialien abgestimmt wird. Zugleich erhöht sich damit die Transparenz bzw. die Dämpfungslänge des Szintillators.

Detektorparameter der Szintillatoren

Nachweiswahrscheinlichkeit: Die interne Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_i mit der ein auf den Detektor auftreffendes Teilchen registriert wird, beträgt für Elektronen in einem Szintillator nahezu 100 % [Leo94, Kap 7.7.2]. Voraussetzungen sind allerdings, dass die Elektronen nicht schon nahe der Oberfläche aus dem Material heraus gestreut werden („Rückstreuung“) und dass die erzeugten Photonen effizient eingesammelt werden können. In einem Plastik-Szintillator liegt der Anteil rückgestreuter Elektronen aufgrund des hohen Wasserstoffanteils (geringe Massenzahl) bei weniger als 8 % [Sie55], für senkrechten Teilcheneinfall sogar noch darunter. Die Lichtsammelleigenschaft der Szintillatoren wird meist durch verspiegelte/polierete Oberflächen, einen zusätzlichen äußeren Reflektor (z. B. Aluminiumfolie) und einen Luftspalt zwischen beiden verbessert (Abbildung 2.4) [Leo94].

Energieauflösung: Im Mittel erzeugen Elektronen in einem Plastik-Szintillator pro 100 eV Energieverlust ein Photon. Ab einer Elektronenenergie ≥ 125 keV besteht eine sehr guter linearer Zusammenhang zwischen Energieverlust und Lichtintensität, unterhalb dieser Grenze variiert die Lichtintensität jedoch deutlich schwächer mit dem Energieverlust [BO62, Bir64].¹⁵ Da die energieaufgelöste Messung bei dem hier besprochenen Experiment nicht zur Anwendung kommt, wird an dieser Stelle nicht tiefer auf die Energieauflösung eingegangen.

¹⁵Ein Überblick über die Zusammenhänge bei anderen Strahlungsarten findet sich in [Leo94, Kap. 7.6.1].

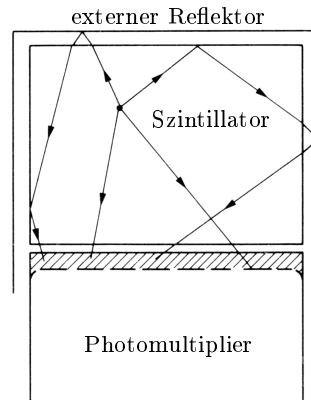


Abbildung 2.4: Szintillator mit externem Reflektor und Anschluss an einen Photomultiplier aus [Leo94]. Der Reflektor reduziert den Lichtverlust und Silikonpaste (gestrichelt) verbessert die Photonenauskopplung aus dem Szintillator.

Signalform: Die Form des Lichtsignals eines Szintillators hängt davon ab, wie schnell die absorbierte Teilchenenergie zu den lichtaktiven Zentren gelangt und wie schnell diese Zentren nach der Anregung die Energie in Form von Photonen emittieren. Bei organischen Szintillatoren ist letztgenannte Zeitspanne (einige ns) im Vergleich zu den anorganischen Szintillatoren (einige hundert bis tausend ns) sehr kurz. In den organischen Kristallen wird die Teilchenenergie über elektromagnetische Wechselwirkung direkt vom Π -Orbital der Szintillatormoleküle absorbiert, die lichtaktiven Zentren sind sofort ($\leq 10^{-10}$ s) angeregt. Die Intensität des Lichtes steigt bei einem Teilchendurchgang also instantan an und klingt daraufhin exponentiell ab. Die organischen Flüssigkeit- und Plastik-Szintillatoren hingegen bestehen zum Großteil (60–99 % [Nat10]) aus Lösungsmittel, daher ist die Wahrscheinlichkeit der direkten Anregung eines lichtaktiven Szintillatormoleküls ist entsprechend gering. Die Energie wird hauptsächlich durch das Lösungsmittel absorbiert und muss erst über intramolekulare Wechselwirkungen auf die Szintillatormoleküle übergehen. Der Mechanismus dieses Energietransfers ist nicht genau verstanden [Leo94] und ist bei beiden Szintillatorarten verschieden. Entsprechend unterschiedlich lassen sich die Signalformen mathematisch beschreiben.

Die Lichtintensität $I_F(t)$ eines Flüssigkeit-Szintillators lässt sich gut durch die Summe zweier Exponentialfunktionen darstellen [BM74]:

$$I_F(t) \approx \exp(-t/\tau) - \exp(-t/\tau_i) \quad (2.4)$$

Hierbei ist τ_i die Zeitkonstante, die den Energietransfer zwischen Lösungsmittel und Szintillator beschreibt und damit die steigende Flanke des Lichtsignals bestimmt. τ ist die Zeitkonstante der Lichtemission der angeregten Moleküle und definiert die Abklingzeit des Lichtsignals.

Das Signal I_P von Plastik-Szintillatoren wird hingegen gut durch die Faltung einer abklingenden Exponentialfunktion mit einer Gaußfunktion dargestellt [BM74]:

$$I_P(t) \approx f(t) * \exp(-t/\tau) \quad (2.5)$$

Der Energietransfer auf die Szintillatormoleküle wird hierbei durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung in Form der Gaußfunktion $f(t)$ beschrieben.

Der zeitliche Verlauf der Lichtintensität ist von Bedeutung, da er – wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben wird – das elektrische Ausgangssignal eines angeschlossenen Photomultipliers maßgeblich beeinflusst.

Zeitauflösung: Die Signale von Plastik-Szintillatoren eignen sich aufgrund ihrer kurzen Anstiegs- und Abklingzeiten sehr gut als zeitliche Referenzsignale. Typische Anstiegszeiten liegen unterhalb einer Nanosekunde und Pulsbreiten bei ≈ 2 ns [Zin08, Leo94]. Der Jitter der Lichtpulse hängt von den unterschiedlichen Lichtwegen innerhalb des Szintillators ab. Aber selbst räumlich ausgedehnte Detektoren mit einer Länge von zwei Metern erreichen gute Zeitauflösungen unterhalb von 300 ps [Kle05, Kap. 4.3].

2.2.2 Photomultiplier

Aufbau und Funktionsprinzip eines Photomultipliers

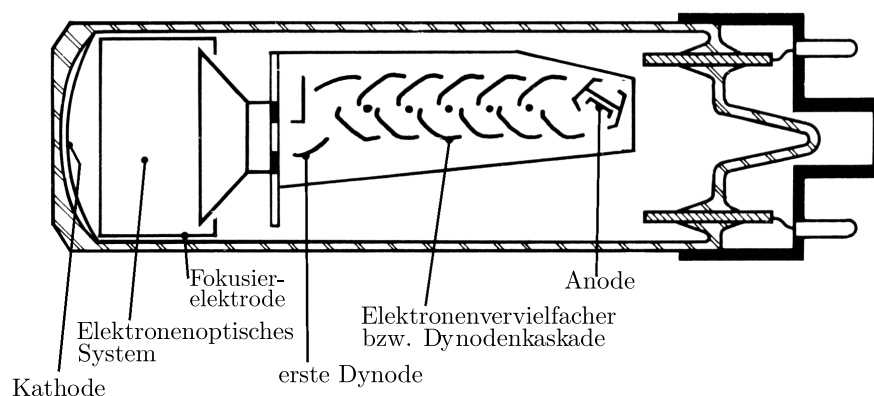


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines Photomultipliers aus [Leo94].

Photomultiplier wandeln Licht in Stromsignale um. Sie werden meist in Kombination mit Szintillatoren verwendet und erzeugen aus deren Lichtsignal einen zur Lichtintensität proportionalen Ladungsimpuls. Auftreffende Photonen lösen aus einer Kathode Elektronen heraus, welche durch Sekundärelektronenemission in einer Elektroden- bzw. Dynodenkaskade vervielfältigt werden.

Abbildung 2.5 zeigt den grundlegenden Aufbau eines Photomultipliers. In einem evakuierten Kolben sind Kathode, Dynodenkaskade und Anode untergebracht. Das Kathodenmaterial wird meist auf die Innenseite des Eintrittsfensters aufgedampft. Ein Elektrodensystem dient der Fokussierung der Photoelektronen auf die erste Dynode. Dort ausgelöste Sekundärelektronen werden durch eine Potentialdifferenz von rund 200 V zwischen den einzelnen Dynoden beschleunigt und erzeugen eine stufenweise anwachsende Ladungslawine, welche auf die Anode (= letzte Dynode) auftrifft.

Detektorparameter von Photomultipliern

Nachweiswahrscheinlichkeit: Als Kathodenmaterialien werden verschiedene Kombinationen von Alkalimetallen oder Halbleitern verwendet. Die Quantenausbeute (engl.: quantum efficiency, QE) dieser Kathoden, d. h. die Zahl der erzeugten Photoelektronen pro 100 einfallenden Photonen, liegt meist bei 10–30 %. Dieser Wert ist ein Maximalwert und nicht für Photonen aller Wellenlängen gleich. Die höchste Empfindlichkeit der Materialien liegt (mit einigen Ausnahmen) bei etwa 400 nm. Beim Nachweis von Szintillationslicht sorgen sogenannte Wellenlängenschieber (vgl. Abschnitt 2.2.1) für eine Verschiebung des Emissionsspektrums des Szintillators hin zu dem Absorptionsmaximum des Kathodenmaterials.

Linearität & Verstärkung: Die Proportionalität zwischen Lichtstrom auf der Kathode und elektrischem Anodenstrom ist dann gegeben, wenn alle erzeugten Sekundärelektronen von einer Dynode auf die nächste gelenkt werden. Dann ergibt sich die Verstärkung G aus der Anzahl n der Dynoden und dem Sekundärelektronenemissionskoeffizienten δ zu

$$G = \delta^n. \quad (2.6)$$

Die Anzahl erzeugter Sekundärelektronen an einer Dynode ist abhängig von der Energie der auftreffenden Elektronen und damit direkt proportional zur Spannung U_d zwischen den Dynoden. Mit einer materialabhängigen Proportionalitätskonstante K ergibt sich der Sekundäremissionskoeffizient daher zu

$$\delta = K \cdot U_d \quad (2.7)$$

und die Verstärkung lässt sich schreiben als

$$G = (KU_d)^n. \quad (2.8)$$

Bei hoher Lichtintensität und entsprechend großen Anodenströmen kann es an den hinteren Dynoden zur Ausbildung von Raumladungszonen kommen. Die Spannung reicht dann nicht

aus, die Sekundärelektronen schnell genug zur nächsten Dynode bzw. Anode zu beschleunigen. Die abschirmende Wirkung der Raumladung verändert die Sammeleigenschaft der Dynode und damit wiederum den Sekundäremissionskoeffizienten. Je nach Anodenkonfiguration können Photomultiplier daher nur bis zu einem Anodenstrom von 1–100 mA im linearen Bereich betrieben werden [Leo94, Kap. 8].

Energieauflösung: Eine Energieauflösung, im eigentlichen Sinne, besitzen Photomultiplier nicht. Denn die Zahl der erzeugten Photoelektronen pro auftreffendem Photon beträgt, unabhängig von dessen Energie, 0 oder 1. Durch die Ladungsmenge bzw. den Anodenstrom lässt sich also nur eine Aussage über den Lichtstrom – also die Summe der auf der Kathode auftreffenden Photonen – machen. Die Umsetzung von Teilchenenergie in Lichtmenge geschieht zuvor beispielsweise mit einem Szintillator (siehe Abschnitt 2.2.1).

Um einen linearen Zusammenhang zwischen Lichtintensität und Anodenstrom zu erreichen, sollte ein Photomultiplier für jedes Photon die gleiche Ladungsmenge auf der Anode generieren. Tatsächlich besitzen die Ladungsimpulse aber eine gewisse Pulshöhenverteilung, wie sie in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt ist. Diese Variation der Verstärkung resultiert aus der statistischen Natur der Sekundärelektronenemission, da nicht jedes Elektron die gleiche Anzahl Sekundärelektronen erzeugt und darüberhinaus der Emissionskoeffizient nicht an allen Stellen des Dynodenmaterials identisch ist. Je geringer die Variation ist, desto schmaler erscheint der Peak in Abbildung 2.6 und desto genauer ist die Energieauflösung.

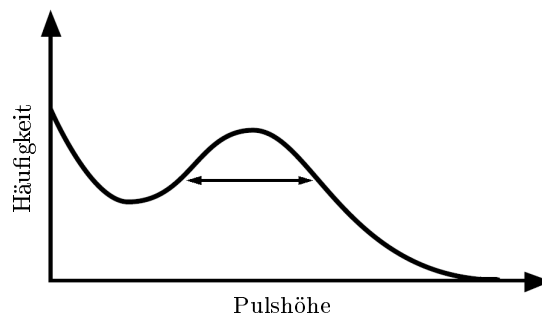


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Pulshöhenverteilung eines Photomultipliers bei Einzelphoton-Anregung nach [Ham05].

Pulsform: Die auf der Anode auftreffende Ladungswolke erzeugt einen Strompuls, dessen zeitliche Entwicklung vom Lastwiderstand und der Kapazität der Anode, sowie allen Kabeln etc. abhängt. Zur Berechnung der Pulsform kann das in Abbildung 2.7(a) gezeigte Ersatzschaltbild verwendet werden. Der Photomultiplier wird dabei nach [Leo94, Kap. 8.8] durch die Parallelschaltung einer idealen Stromquelle mit dem Widerstand R und der Kapazität C dargestellt. R und C beinhalten dabei die intrinsischen Werte des Photomultipliers (Anodenka-

pazität und -widerstand) sowie die externen Einflüsse (Lastwiderstand, Kablekapazität, etc.). Das Spannungssignal am Ausgang muss dann folgender Differentialgleichung genügen [Leo94, Kap. 8.4.5]:

$$I(t) = \frac{U}{R} + C \frac{dU}{dt}. \quad (2.9)$$

Die Impulsantwort des Systems, also das Spannungssignal nach dem Auftreffen einer Ladungswolke mit infinitesimal kleiner zeitlicher Ausdehnung ($I(t) = \delta(t)$), hat die Form

$$U_{\text{impuls}}(t) = h(t) = U_0 \cdot \exp(-t/RC). \quad (2.10)$$

Wird die Kathode des Photomultipliers hingegen mit dem Licht eines Szintillators bestrahlt, ergibt dies einen Anodenstrom der Form

$$I_s(t) = \frac{GNe}{\tau_s} \exp(-t/\tau_s) \quad (2.11)$$

mit der Photomultiplerverstärkung G , der Elektronenladung e , einer Abklingzeit des Szintillationslichtes τ_s und N als Anzahl erzeugter Photoelektronen an der Kathode. Das Spannungssignal ist dann [Leo94, Kap. 8.4.5]

$$U(t) = -\frac{GNeR}{\tau - \tau_s} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right]. \quad (2.12)$$

Je nach Verhältnis der Zeitkonstanten τ und τ_s wird zwischen Strom- oder Spannungsmodus eines Photomultipliers unterschieden. Im Strommodus gilt $\tau \ll \tau_s$; das Ausgangssignal besitzt dann zwar eine sehr geringe Amplitude, gibt aber den exponentiellen Abfall der Lichtintensität des Szintillators sehr gut wieder und hat eine sehr kurze Anstiegszeit. Im Spannungsmodus ($\tau \gg \tau_s$) integriert die Kapazität der Schaltung den Anodenstrom, die Signalamplitude ist dementsprechend sehr viel größer. Die Anstiegszeit des Signals wird von der Abklingzeit des Szintillators bestimmt. Die Abklingzeit des Schaltkreises limitiert die maximale Zählrate auf rund $1/\tau$. Die Abbildung 2.7 zeigt einige Signalverläufe für jeweils verschiedene RC-Zeiten der Schaltung.

Zeitauflösung & Rauschen: Die erreichbare Zeitauflösung eines Photomultipliers hängt maßgeblich von den unterschiedlichen Laufzeiten der Elektronen zwischen Kathode und erster Dynode ab. Aus Abbildung 2.8 wird ersichtlich, dass der Ursprungsort der Photoelektronen aufgrund der Feldgeometrie einen deutlichen Einfluss auf die Wegstrecken und die Laufzeiten der Elektronen hat. Weiter in der Mitte der Kathode ausgelöste Photoelektronen erreichen die erste Dynode früher als die Elektronen aus den Randbereichen der Kathode. Zudem treffen

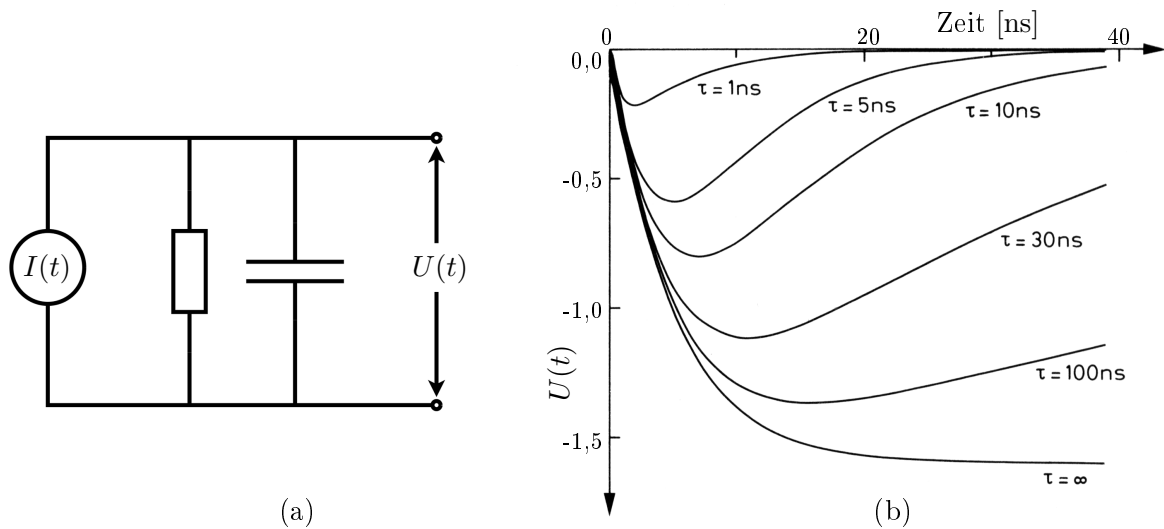


Abbildung 2.7: Ersatzschaltbild eines Photomultipliers (a) und dessen theoretische Signalformen (b) für verschiedene Zeitkonstanten τ unter Bestrahlung von Szintillationslicht nach [Leo94, Kap. 8.8]. Anodenkapazität und -widerstand, Lastwiderstand und parasitäre Kapazitäten beeinflussen die Abklingzeit τ des Ausgangssignals. Je nach Dimensionierung dieser Werte wird der Photomultiplier im Strom- ($\tau \ll \tau_s$) oder Spannungsmodus ($\tau \gg \tau_s$) betrieben.

Elektronen aus dem oberen Bereich der Zeichnung früher auf die asymmetrische erste Dynode als die Elektronen aus dem unteren Bereich. Diese sogenannten Laufzeitunterschiede (*transit time differences*) rühren ausschließlich von der Geometrie der Elektronenröhre und des E-Feldes her. Aber auch die Flugzeiten von Elektronen, die an identischer Stelle ausgelöst werden, variieren; dies wird als Laufzeitstreuung (*transit time spread*) bezeichnet. Denn die Richtung und die Energie der ausgelösten Elektronen beeinflusst deren Laufzeit zur ersten Dynode. Elektronen mit großer Geschwindigkeitskomponente parallel zur Kathodenoberfläche erreichen die erste Dynode später als solche, die nahezu orthogonal aus der Kathode austreten. Ebenso beeinflusst eine geringere Anfangsenergie die Laufzeit negativ. Nach [Leo94] beträgt allein der Effekt der Laufzeitstreuung typischerweise etwa 0,5 ns gegenüber einer gesamten Laufzeit der Elektronen von der Kathode bis zur ersten Dynode von gerade 0,2–0,5 ns in schnellen Photomultipliern.

Einfluss auf die Zeitauflösung hat auch das statistische Rauschen des Anodenstroms. Nur ein Anteil von etwa 10 % der Fluktuationen entsteht dabei in der Dynodenkaskade, wo die Zahl der ausgelösten Sekundärelektronen pro Primärelektron um einen Mittelwert schwankt. Die stärkere Variation dagegen erzeugt die unterschiedliche Anzahl ausgelöster Photoelektronen an der Kathode. Folgt die Anzahl dieser Photoelektronen einer Binomialverteilung und die Anzahl der Photonen, die pro Zeitintervall τ auf die Kathode treffen, einer Poissonverteilung, so ist die

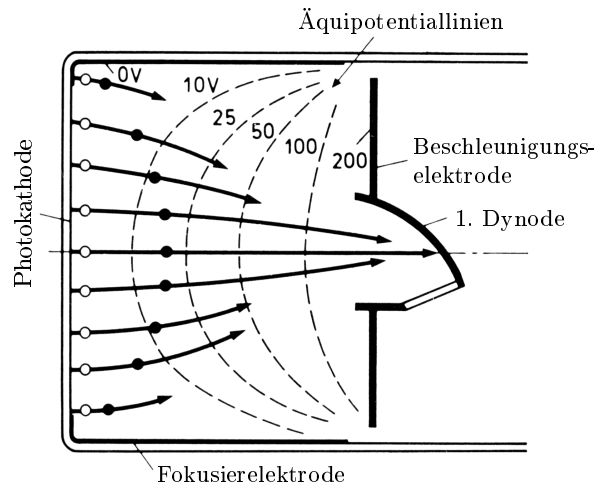


Abbildung 2.8: Laufzeitunterschied der Elektronen in einem Photomultiplier zwischen Kathode und erster Dynode aus [Leo94, Kap. 8.14]. Dargestellt sind die Unterschiede der in einer bestimmten Zeit zurückgelegten Wegstrecke der Elektronen in Abhängigkeit von deren Ursprungsort. Die Feldgeometrie, Kathodenform und die asymmetrische Form der ersten Dynode verursachen Laufzeitdifferenzen und limitieren die Zeitauflösung.

Standardabweichung σ_I des Anodenstroms bei konstanter Beleuchtung gegeben zu

$$\sigma_I = Ie/\tau \quad (2.13)$$

mit I : Mittelwert des Anodenstroms; e : Elementarladung [Leo94, Kap. 8.7.2].

2.2.3 Microchannel Plates – MCPs

Aufbau und Herstellung von MCPs

Microchannel Plates (im Deutschen auch: Mikrokanal Platten) bestehen aus einer Vielzahl (10^4 – 10^7) mikroskopisch kleiner Elektronenvervielfacher-Kanäle mit einem typischen Durchmesser von je $10\ \mu\text{m}$ bis $25\ \mu\text{m}$ und einem Längen-zu-Durchmesser-Verhältnis zwischen 40:1 und 60:1. Die daraus resultierende geringe Dicke der Platten ($0,4$ – $1,5\ \text{mm}$) sorgt durch die geringe Elektronenflugzeit für eine sehr gute Zeitauflösung von $\approx 100\ \text{ps}$. Abbildung 2.9 zeigt den schematischen Aufbau solcher MCPs.

Seit den 1960er Jahren profitiert die industrielle MCP-Herstellung von den stark entwickelten Verfahren zur Glasfaserherstellung [DEL⁺03]. Um die winzigen Kanäle eines Microchannel Plates zu erzeugen, werden stab- und zylinderförmige Rohlinge aus zwei verschiedenen Glassorten zu dünnen Fasern gezogen (Abbildung 2.10, a–c). Ein ätzbares Glas bildet den inneren Kern, der äußere Zylinder besteht aus einem Bleiglassubstrat, dem späteren MCP-Körper. Die einzelnen Fasern werden zu einem Bündel zusammengefasst und erneut gezogen (Abbildung 2.10,

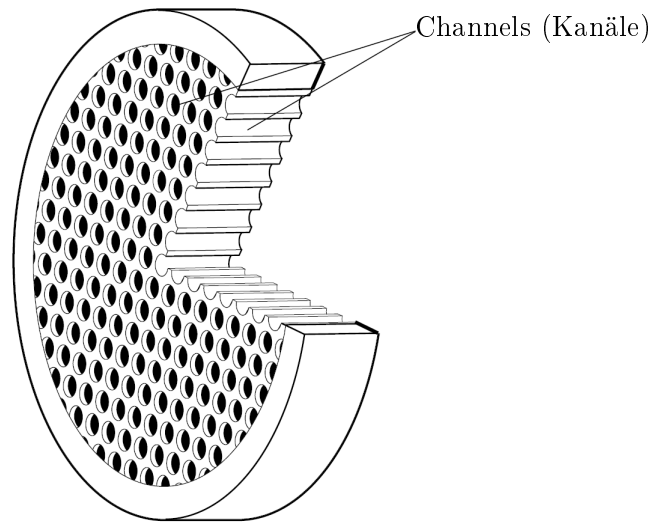


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau eines Microchannel Plates aus [Ham07].

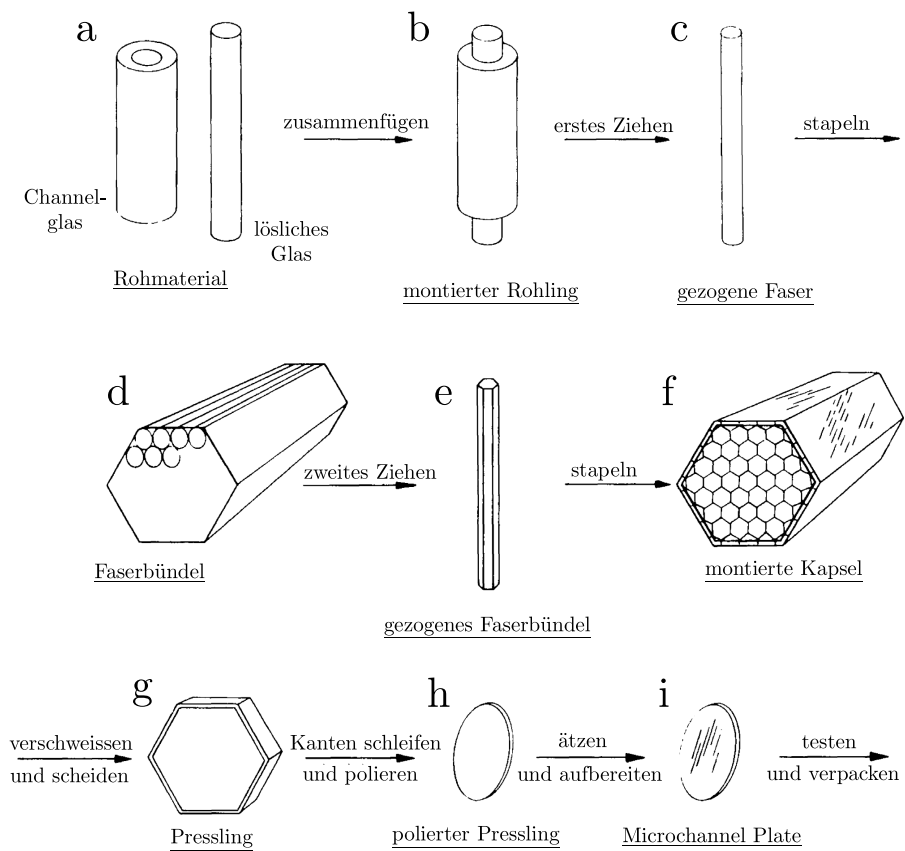


Abbildung 2.10: Verfahren zur Herstellung von Microchannel Plates aus [Val76].

d–e), wodurch sich der Kanaldurchmesser weiter verringert. Die Faserbündel werden nochmals zusammengefasst, verschweißt und dann quer in Platten geschnitten (Abbildung 2.10, f–g). Der Schnitt erfolgt hier meist in einem Winkel von $8\text{--}12^\circ$, um die typische Neigung der Kanäle zu erzeugen. Anschließend werden die Kanäle durch das Ätzen der inneren Stäbe freigelegt und die Oberflächen poliert (Abbildung 2.10, h–i und Abbildung 2.11). Durch chemische Reduktion in einer heißen Wasserstoffatmosphäre entsteht die halbleitende Innenfläche der Kanäle, die über aufgedampfte Metall-Elektroden an den Stirnflächen kontaktiert wird.

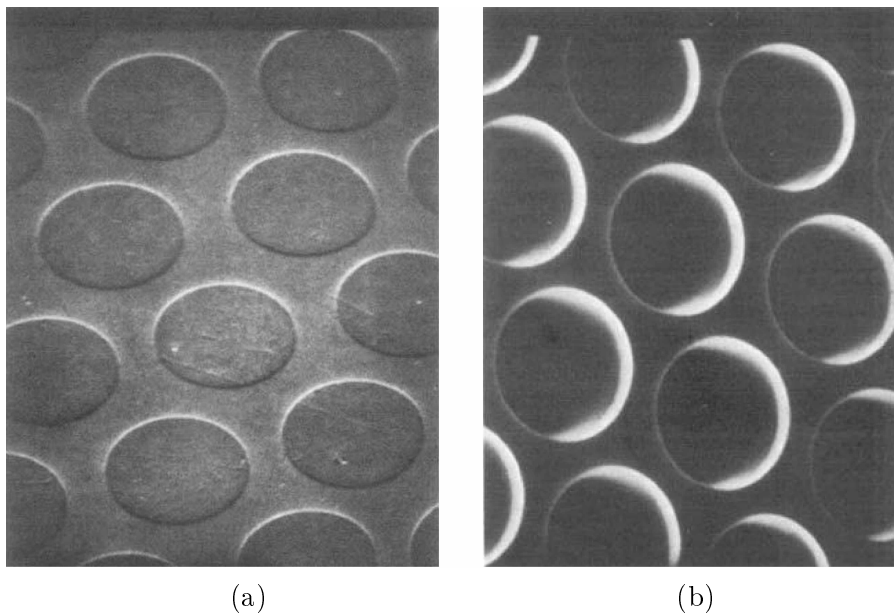


Abbildung 2.11: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen der Stirnfläche eines MCP (a) vor und (b) nach Ätzen und Polieren aus [Wiz79].

Bei einer typischen Spannung von 1 kV zwischen Vorder- und Rückseite erreicht ein einfaches MCP eine Verstärkung von etwa 10^4 . Durch die Kombination mehrerer Platten können entsprechend größere Verstärkungen erzielt werden. Abbildung 2.12 zeigt einige typische Konfigurationen. Eine nähere Erläuterung dieser Bauformen und deren Eigenschaften findet sich in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels.

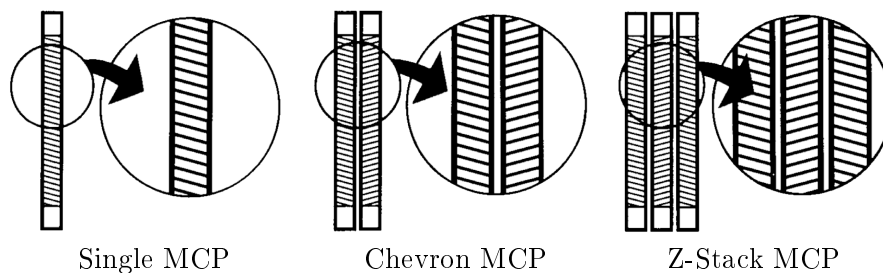


Abbildung 2.12: MCP-Konfigurationen aus [Gal].

Bei der Herstellung von MCPs aus Bleiglas erreicht man heute eine technische Grenze für den Kanaldurchmesser von $\approx 2\ \mu\text{m}$ [LS01]. Forschungen an Aluminiumoxid-Substraten scheinen

vielversprechend, da sich Kanaldurchmesser bis $\approx 0,2 \mu\text{m}$ und kleiner realisieren lassen. Das Verfahren wurde 1971 vorgeschlagen [WRH71] und wird aktuell von verschiedenen Gruppen weiterentwickelt [GEK98, DEL⁺03, DBD⁺06, DBD⁺09]. Neben höherer räumlicher Auflösung und besserer Zeitauflösung durch den verkleinerten Kanaldurchmesser bietet diese neue Detektorgeneration den Vorteil von geringeren Produktionskosten und größeren MCP-Abmessungen.

Funktionsweise und Betrieb von MCPs

Elektronenvervielfachung: Die Abbildung 2.13 zeigt einen Kanal eines Microchannel Plates. Ein einfallendes Elektron löst eine entsprechende Zahl Sekundärelektronen aus, welche aufgrund der angelegten Spannung entlang des Kanals beschleunigt werden und erneut Elektronen auslösen. In Richtung MCP-Ausgang entsteht so in mehreren Stufen eine Elektronenlawine mit exponentiell zunehmender Dichte. Die Gesamtzahl ausgelöster Elektronen G hängt zum einen von der Anzahl n dieser „Stufen“ ab und zum anderen von der Anzahl der in einer Kollision erzeugten Sekundärelektronen δ . Die Anzahl der Elektronen in der Lawine (d. h. die Verstärkung) ist dann $G = \delta^n$. Vergleicht man diesen Mechanismus mit einem Photomultiplier, so kann man die Kanalwand als kontinuierliche Dynode¹⁶ auffassen.

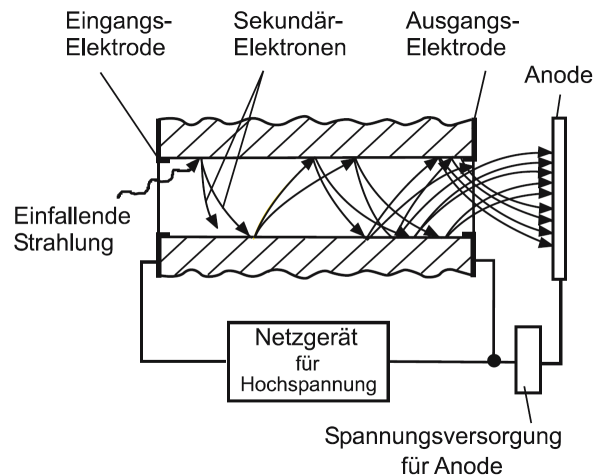


Abbildung 2.13: Funktionsweise der Elektronenvervielfachung im Microchannel Plate aus [Bet08]. Die eintretenden Primärteilchen lösen Sekundärelektronen aus dem Wandmaterial heraus, diese werden über die angelegte Spannung beschleunigt und erzeugen durch erneute Wandkollisionen eine Elektronenlawine, die am Ausgang des Microchannels detektiert werden kann.

Maximale Verstärkung: Der Sekundäremissionskoeffizient δ steigt mit zunehmender Kollisionsenergie V_C an und ist somit direkt abhängig vom Gradienten der Spannung entlang der Wand. Eine Erhöhung dieses Spannungsgradienten bewirkt neben einer Steigerung von δ aber auch, dass die Trajektorien der Elektronen entlang der Kanalachse gestreckt werden und sich die

¹⁶Als Dynoden bezeichnet man die einzelnen Elektroden eines Photomultipliers. Vgl. Kapitel 2.2.2.

Anzahl der „Kollisionstufen“ verringert. Diese beiden Effekte konkurrieren und sorgen für ein Abflachen der Verstärkungs-Spannungs-Kennlinie hin zu höheren Spannungen [Wiz79]. Zusätzlich sorgt die hohe Raumladung im hinteren Bereich der Kanäle für eine teilweise Abschirmung der Elektronen vom beschleunigenden elektrischen Feld, sodass die Kollisionsenergie sinkt und damit auch δ abfällt, was wiederum zu einer Verringerung der Anzahl ausgelöster Sekundärelektronen führt (Sättigung durch Raumladungseffekt [SC66]). Bei der Anregung durch ein einzelnes Elektron erreicht ein einzelner Kanal diesen Sättigungsbereich erst bei sehr hohen Spannungen >1 kV und einer Länge von >80 Durchmessern. Dann aber tritt sogenanntes *Ion-feedback* auf. Dabei werden Restgasmoleküle ionisiert oder vom Wandmaterial abgelöst und in Richtung Eingang des Kanals beschleunigt. Treffen diese Ionen mit ausreichend hoher Energie wieder auf die Wand, so wird von ihnen eine zweite Elektronenlawine ausgelöst [HZM⁺79]. Die Abbildung 2.14 zeigt MCP-Ausgangssignale mit deutlich erkennbaren Ionfeedback-Pulsen einige ns nach dem Hauptpuls. Für ein typisches Microchannel Plate (40:1, 1 kV) mit geraden Kanälen limitiert das einsetzende Ionfeedback die Verstärkung auf etwa 10^3 bis 10^4 [GKB75].

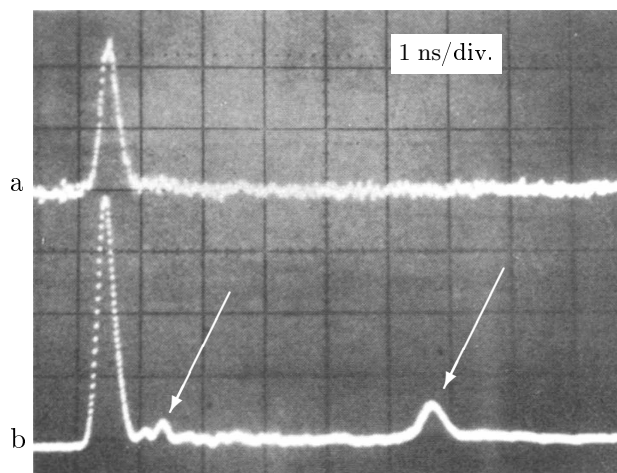


Abbildung 2.14: Signal eines Microchannel Plates aus [HZM⁺79].
 (a) Spannung am MCP 640 V, kein Ionfeedback
 (b) Spannung am MCP 820 V, deutliches Ionfeedback

Curved MCP: Durch eine Krümmung der Kanäle kann – ähnlich wie bei Channeltrons – die mittlere freie Weglänge der positiven Ionen verringert werden, sodass diese nicht ausreichend Energie gewinnen, um Sekundärelektronen auszulösen. Diese sog. *Curved MCPs* sind sehr aufwendig in ihrer Herstellung und mit entsprechend hohen Kosten verbunden. Die Verstärkung dieser Platten ist jedoch mit 10^5 – 10^6 deutlich größer als sie mit geraden Kanälen möglich ist, da die Spannung, ohne dass Ionfeedback auftritt, auf über 2 kV angehoben werden kann. Die Verstärkung wird dann nur durch den oben beschriebenen Raumladungseffekt beschränkt.

Chevron- und Z-Stack-MCP: Durch das Hintereinanderschalten mehrerer Microchannel Plates zu sogenannten Chevron- und Z-Stack-Konfigurationen (Abbildung 2.12) wird das Ionfeedback ebenfalls unterdrückt und eine hohe Verstärkung zwischen 10^6 und 10^8 erreicht [Ham07]. Die einzelnen Kanäle sind hier um 8° bis 20° gegen die Oberflächennormale der Microchannel Plates geneigt und benachbarte Platten so orientiert, dass ihre Kanalneigungen genau entgegengerichtet sind. Die freie Weglänge der Ionen wird so auf eine Plattendicke limitiert. Auf der kurzen Wegstrecke gewinnen sie dann nicht genug Energie, um eine weitere Elektronenlawine auszulösen.

Die aus dem ersten MCP austretenden Elektronen verteilen sich aufgrund ihrer Richtungsverteilung auf mehrere Kanäle des zweiten MCP. Je nach Plattenabstand werden so 7–300 Kanäle angeregt [OSSY79, Wiz77] und dies gleichzeitig von mehreren Elektronen. Durch diese Mehrfachanregung erreicht ein Großteil der im zweiten MCP angeregten Kanäle den Sättigungsbereich und liefert damit den maximalen Beitrag zur Gesamtverstärkung.

Pulshöhenverteilung: Neben einer möglichst großen mittleren Verstärkung ist für die Signalauswertung auch die Amplitudenverteilung der Pulse relevant. Diese Verteilung ist für ein Einzel-MCP durch eine abfallende Exponentialfunktion charakterisiert, kleine Amplituden sind also sehr viel häufiger. Ein Großteil der Signale fällt daher unter die notwendigerweise eingestellte Rauschschwelle einer Auslese-Elektronik. Mit steigender Anzahl verwendeter Platten in einem MCP-Stack spielt die Variation in der Verstärkung der Einzelkanäle eine kleiner werdende Rolle, da die Mehrzahl der Kanäle, wie zuvor erläutert, in Sättigung ist. Dadurch erreichen die Pulse im Mittel etwa gleiche Amplituden, was im Pulshöhenspektrum durch einen entsprechenden Peak erkennbar ist (Abbildung 2.15).

Fokussierung der Elektronenwolke: Für die Signalauswertung ist es in der Regel wünschenswert, dass die Detektoren möglichst gleichhohe Pulse liefern. Das bedeutet, der Peak in der Pulshöhenverteilung sollte entsprechend schmal sein. Bei einem MCP-Stack hängt die Breite dieser Verteilung vom Anteil der in Sättigung betriebenen Kanäle ab. Um diesen Anteil zu erhöhen, können die Elektronen im Bereich zwischen zwei MCPs fokussiert werden. Dazu wird an den beiden, einander zugewandten Elektroden der MCPs eine Spannung V_B angelegt.

Die Elektronenwolke aus dem Kanal eines Microchannel Plates hat, beim Austritt aus diesem, die räumliche Ausdehnung des Kanaldurchmessers d . Da die zu geringe Raumladung vernachlässigt werden kann, hängt die Verbreiterung der Elektronenwolke nur von der Richtungsverteilung der Elektronen beim Austritt ab. Die Größe der Elektronenwolke x_1 beim Auftreffen auf das nachfolgende MCP ist dann proportional zum Abstand s zwischen beiden

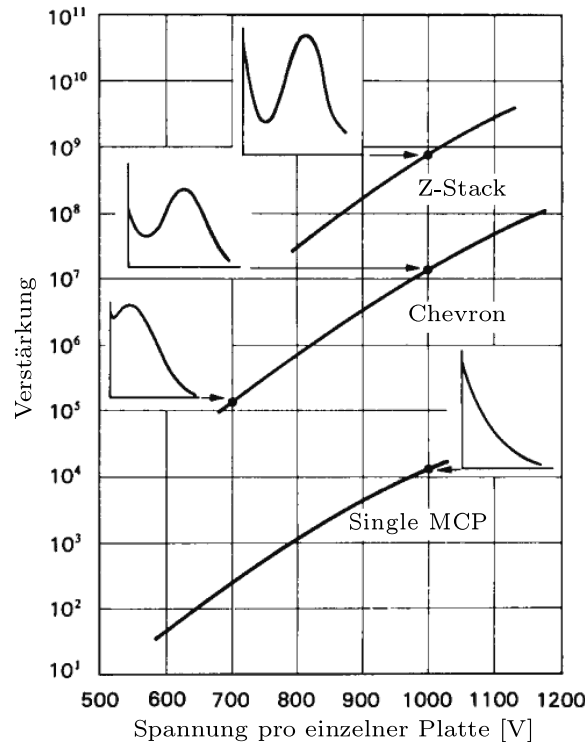


Abbildung 2.15: Darstellung der Impulshöespektren und Verstärkungen in Abhängigkeit von Spannung und MCP-Konfiguration.

MCP-Oberflächen

$$x_1 = d + 2 \cdot s. \quad (2.14)$$

Bei einer zur Fokussierung angelagten Spannung V_B zwischen beiden Platten verringert sich die Größe der Elektronenwolke nach [Wiz77] auf

$$x_2 = d + (60s/V_B) \left[(1 + 0,067V_B)^{1/2} - 1 \right]. \quad (2.15)$$

Für ein MCP-Stack mit einem Kanaldurchmesser $d = 12 \mu\text{m}$ und einem Plattenabstand $s = 150 \mu\text{m}$ reduziert sich bei einer Fokussierspannung $V_B = 100 \text{ V}$ die Ausdehnung der Elektronenwolke von $x_1 = 312 \mu\text{m}$ auf $x_2 = 172 \mu\text{m}$ und die Anzahl angeregter Kanäle von 372 auf 113 [Wiz77]. Die so erhöhte Anzahl an Elektronen pro Kanal sorgt für eine schnellere Sättigung der Kanäle und die damit verbesserte Pulshöhenverteilung.

Abbildung 2.16 zeigt ein gemessenes Amplitudenspektrum mit und ohne Fokussierspannung $V_B = 100 \text{ V}$. Deutlich zu erkennen ist die starke Verringerung der Peakbreite, aber auch der leichte Rückgang der mittleren Verstärkung. Letzteres ist auf die verringerte Anzahl erregter Kanäle im zweiten MCP zurückzuführen. Eine theoretische Grenze der Fokussierung ist erreicht, wenn die einzelnen Kanäle eines MCP mit mehr als 33 Elektronen angeregt werden. Diese

Anzahl ist nötig, um einen Kanal eines 40:1-MCP¹⁷ in die Sättigung zu bringen [CE76]. Weitere Fokussierung reduziert zwar die Zahl erregter Kanäle, erhöht aber nicht die Zahl erzeugter Elektronen je Kanal.

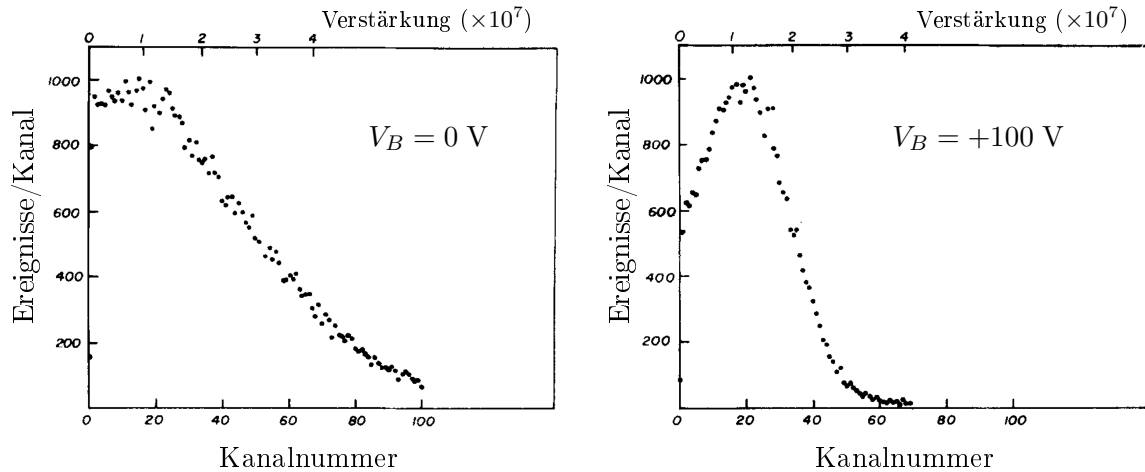


Abbildung 2.16: Pulshöhenspektrum eines Chevron-MCP aus [Wiz77]. Durch die Spannung $V_B = 100$ V zwischen den Platten werden die Elektronen auf einen kleineren Ausschnitt des zweiten MCP fokussiert und bringen die getroffenen Kanäle stärker in den Sättigungsbereich.

Neben der radialen Aufweitung der Elektronenwolke bewirkt die Richtungs- und Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen beim Austritt aus dem Kanal auch eine longitudinale Diffusion. Die Spannung V_B zwischen zwei Microchannel Plates verringert die Flugzeit der Elektronenwolke und damit die Zeit, in der sich diese aufweiten kann. Die räumlich kürzere Elektronenwolke resultiert in einer verbesserten (d. h. verkürzten) Anstiegszeit im Ausgangssignal des Detektors [Wiz79]. Weiter verstärkt wird dieser Effekt durch eine zusätzliche Kollektorspannung von 500–1 000 V, die zwischen MCP und Anode angelegt wird. Sie wirkt ebenfalls fokussierend und verringert die Signalanstiegszeit um etwa 30 % [BDMS77, MLF07].

Anodenformen: Je nach Anwendungsgebiet¹⁸ kommen verschiedenste Anodentypen zur Anwendung. Im Bereich der visuellen Restlichtverstärkung werden den Microchannel Plates Phosphorschirme nachgeschaltet. Für ortsaufösende Messungen werden u. a. Pin¹⁹-, Keilstreifen²⁰- oder Delayline²¹-Anoden verwendet. Für hochpräzise TOF-Messungen²² werden speziell ange-

¹⁷40:1 beschreibt das Längen-zu-Durchmesser-Verhältnis (L:D) der Kanäle.

¹⁸Anwendungsgebiete sind u. a.: Restlichtverstärker, Röntgenteleskope, Time-of-Flight-Messungen, Plasma-diagnostik [KBB⁺89].

¹⁹Pin- oder Multianoden bei [OSSY79].

²⁰Keilstreifenanode des XUV-Spektrometers im ORFEUS-Programm der NASA [Bar09].

²¹Forschung an Delaylinedetektoren am Institut für Kernphysik der Goethe-Universität Frankfurt a. M. [Fou08].

²²Time-of-Flight

passte 50 Ω -Anoden²³ verwendet. Eine planare Anode – wie sie auch im Rahmen des in dieser Arbeit besprochenen Experiments verwendet wurde – bietet eine kostengünstige Alternative zu aufwendigen Spezialanoden. Die zwangsläufig vorhandene Fehlanpassung an die Impedanz der Signalleitung führt jedoch zu Reflektionen und leichten Verzerrungen der Detektorsignale. Details zu diesen und weiteren Signalverzerrungen werden in Abschnitt 2.3 beschrieben.

Wichtige Detektorparameter von MCPs

Empfindlichkeit: Die Sekundärelektronen aus der Innenwand der Kanäle eines Microchannel Plates stammen aus einer Tiefe von bis zu 20 nm. Für tiefer im Material ausgelöste Elektronen sinkt die Austrittswahrscheinlichkeit rapide ab. Daher sind Microchannel Plates nur empfindlich für Strahlung mit einer Eindringtiefe im Bleiglassubstrat von ≤ 20 nm. Dazu gehören

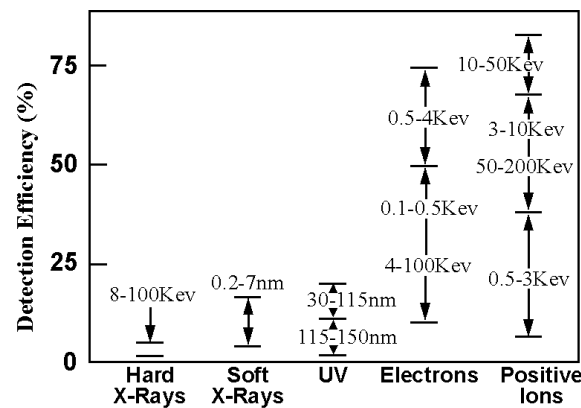


Abbildung 2.17: Nachweisempfindlichkeit verschiedener Strahlungsarten im Microchannel Plate aus [Bur10].

Ionen, Elektronen ab einer Energie von etwa 100 eV und Photonen bis zu einer Wellenlänge von $\lambda = 150$ nm. Harte Röntgenstrahlung ($\lambda \leq 0,1$ nm bzw. $h\nu \geq 12,4$ keV) dringt tiefer in die MCP-Matrix ein und löst somit kaum noch Sekundärelektronen aus, die in den Kanal gelangen können [Bar09]. Für Elektronen sinkt die relative Nachweisempfindlichkeit von ihrem Maximum bei etwa 200 eV auf rund 80 % bei einer Energie von ≈ 4 keV ab [Ken77, GW84]. Nach [SH86] liegt die absolute Detektoreffizienz höchstens etwa 8 % über dem Anteil aktiver Detektoroberfläche²⁴. Zwar ist es möglich, mittels elektrischer oder magnetischer Felder Sekundärelektronen, die an der Oberfläche zwischen den Kanälen ausgelöst werden, zurück auf das MCP zu lenken, allerdings ist die Nachweisempfindlichkeit für diese Elektronen aufgrund ihrer niedrigen Energie von 3–5 eV²⁵ sehr gering. Mit diesen Methoden lässt sich die gesamte Detektoreffizi-

²³Konische 50 Ω -Anoden bei [Wiz79, HZM⁺79, LTW⁺80, Ham07, LS01]. Suspended-Substrate-Microstrip-Anoden bei [SWSS01].

²⁴Der Anteil aktiver Detektoroberfläche entspricht der offenen Fläche des MCP und beträgt etwa 50–60 %.

²⁵Die Energie der ausgelösten Sekundärelektronen beträgt für die meisten Materialien Werte von 0–50 eV mit einem Maximum bei 3–5 eV [Bru62].

enz daher um maximal etwa 10 % steigern [SH86]. Abbildung 2.17 zeigt zusammenfassend die Nachweisempfindlichkeiten für typische Strahlungsarten in verschiedenen Energiebereichen.

Totzeit: Bevor ein einzelner Kanal eines Microchannel Plates erneut eine Ladungslawine erzeugen kann, muss die Ladung in den Kanalwänden ersetzt werden. Trifft ein zweites Teilchen in der dafür nötigen Zeitspanne auf den gleichen Kanal, so wird es nicht registriert. Man bezeichnet diese Zeitspanne als Totzeit eines Detektors. Die Totzeit für typische MCPs beträgt 20–100 ms für einen einzelnen Kanal [Wiz79, OSSY79]. Ein MCP besitzt typischerweise etwa 10^6 Kanäle/cm², wodurch sich die effektive Totzeit auf rund 10^{-8} s reduziert. Die reduzierte Totzeit gilt natürlich nur dann, wenn die Primärstrahlung entsprechend gleichförmig verteilt auf das Microchannel Plate trifft und jeden Kanal im Mittel höchstens alle 20–100 ms anregt [Wiz79]. In MCP-Stacks mit mehreren Platten ist, durch die gleichzeitige Anregung mehrerer Kanäle in den hinteren Platten, die effektive Totzeit gegenüber einem Einzel-MCP deutlich erhöht und die maximale Zählrate entsprechend beschränkt. Da die Anzahl erregter Kanäle in der letzten Platte maßgeblich von der Geometrie des Detektors abhängt, ist eine pauschale Angabe der maximal erreichbaren Zählrate nicht möglich. Eine Überschreitung dieser Zählrate kann allerdings im Pulshöhenspektrum erkannt werden, wo sie ein Abfallen der Amplituden im Ausgangssignal bewirkt, da in den zu schnell wieder erregten Kanälen dann nicht ausreichend Ladung für die volle Verstärkung zur Verfügung steht.

Zeitauflösung: Durch die Richtungs- und Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen ergeben sich unterschiedliche Flugstrecken im Kanal des Microchannel Plates und dadurch Variationen in ihrer Flugzeit. Diese Variationen erzeugen den *Jitter*²⁶ im Ausgangssignal und limitieren das zeitliche Auflösungsvermögen, mit dem der Zeitpunkt des Auftreffens der Primärstrahlung bestimmt werden kann. Die Variation der Flugzeit ist proportional zur Flugzeit selbst und damit abhängig von der räumlichen Ausdehnung des Detektors [Wiz79]. Die extrem kleine Abmessung der einzelnen Kanäle ermöglicht daher eine Zeitauflösung von ≤ 100 ps für den Nachweis einzelner Primärteilchen [Cza10, Bet08].

2.3 Signalverarbeitung

Detektoren liefern in der Regel Ausgangssignale in Form von Strom- oder Spannungspulsen. Die Information dieser Signale ist in der Amplitude, der Länge des Pulses, dem zeitlichen Versatz zweier Pulse oder in der bloßen Existenz des Pulses codiert. Die in dieser Arbeit vorgestellten Detektoren dienen allesamt der Erzeugung eines Zeitsignals, z. B. zur Bestimmung des Auftreffzeitpunktes eines Teilchens auf dem Detektor. Dementsprechend kurz sind die Zeitskalen

²⁶Jitter beschreibt die zeitliche Streuung der Signale zu einem festen Bezugspunkt. Bezugspunkt ist z. B. das zeitlich definierte Auftreffen eines Elektrons auf dem MCP. Siehe dazu auch Kapitel 2.3.

dieser Signale; sie liegen im Sub-Nanosekundenbereich. Die Bandbreitenbeschränkung der meisten Bauteile verhindert die Erzeugung oder die Übermittlung von idealen Rechtecksignalen; die Signale werden verzerrt erzeugt, übermittelt oder dargestellt. Entsprechende Effekte können eine Messung an schnellen Signalen negativ beeinflussen und werden daher in diesem Abschnitt behandelt.

2.3.1 Frequenz, Bandbreite und Anstiegszeit

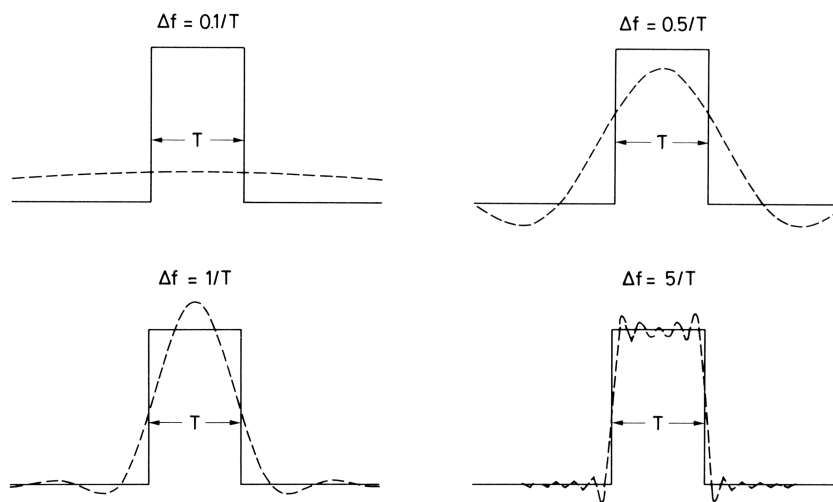


Abbildung 2.18: Auswirkung der beschränkten Bandbreite auf einen Rechteckpuls aus [Leo94]. Mit steigender Bandbreite gelingt die bessere Wiedergabe bzw. Übertragung des ursprünglichen Rechtecksignals. Die Bandbreite δf ist hier in Bruchteilen der inversen Pulsbreite T angegeben.

Alle physikalischen Signale besitzen ein gewisses Frequenzspektrum, können also in ihre Frequenzanteile zerlegt werden. Bietet ein Übertragungsmedium (z. B. ein Kabel) nicht die erforderliche Bandbreite zur Übermittlung aller Frequenzkomponenten, so gehen Informationen des Signals verloren. Abbildung 2.18 zeigt einen Rechteckpuls und die resultierende Signalform, wenn Frequenzkomponenten oberhalb von Δf abgeschnitten werden.

In der Regel weisen elektronische Komponenten (Verstärker, Kabel, Oszilloskope) keine scharfe Grenzfrequenz auf, sondern eine kontinuierliche, frequenzabhängige Dämpfung. Die Bandbreite wird dann zwischen den beiden Frequenzen bestimmt, welche vom System um 3 dB gedämpft werden (3 dB Bandbreite), was einer Amplitudenreduzierung um den Faktor $\sqrt{2}$ entspricht. Das bedeutet, bei der Messung eines sinusförmigen Spannungssignals nahe der analogen Grenzfrequenz gibt ein Oszilloskop einen um den Faktor 0,7 reduzierten Amplitudenwert wieder, was einem Fehler von 30 % entspricht! Aus diesem Grund sollte die analoge

Grenzfrequenz eines Oszilloskops die maßgebliche Frequenz eines zu messenden Signals um den Faktor 3–5 übersteigen.²⁷

Auch die Anstiegszeit eines Signals ist von der verfügbaren Bandbreite abhängig. Für ein Oszilloskop bedeutet dies im Speziellen, dass ein am Eingang anliegendes, perfektes Rechtecksignal nur mit einer gewissen Anstiegszeit t_{OSC} angezeigt werden kann. Für diese Anstiegszeit gilt nach [Leo94, Kap. A.1.1] in grober Näherung²⁸

$$t_{\text{OSC}} [\text{ns}] = \frac{350}{f_{3\text{dB}} [\text{MHz}]}, \quad (2.16)$$

wobei $f_{3\text{dB}}$ die Bandbreite des Oszilloskops in MHz ist. Für die angezeigte Anstiegszeit t_{Anzeige} eines Signals mit gegebener Anstiegszeit t_{Puls} gilt dann nach [Leo94] näherungsweise

$$t_{\text{Anzeige}}^2 = t_{\text{Puls}}^2 + t_{\text{OSC}}^2. \quad (2.17)$$

Für ein Oszilloskop mit einer Bandbreite von $f_{3\text{dB}} = 4 \text{ GHz}$ beträgt die Anstiegszeit $t_{\text{OSC}} \approx 88 \text{ ps}$. Die relative Abweichung der angezeigten Anstiegszeit von der tatsächlichen errechnet sich dann zu folgenden Werten:

$t_{\text{Puls}} = 1 \text{ ns} \rightarrow \leq 0,4 \%$
$t_{\text{Puls}} = 500 \text{ ps} \rightarrow 1,5 \%$
$t_{\text{Puls}} = 200 \text{ ps} \rightarrow 9 \%$

2.3.2 Signalverzerrung in Kabeln

Verluste in Koaxialkabeln kommen durch zwei Effekte zustande: Zum einen ist der Kabelwiderstand endlich, was zwangsläufig zu einer Dämpfung des Signals führt; zum anderen ist die Isolation durch das Dielektrikum nicht perfekt. Unter Berücksichtigung dieser Effekte ergibt sich das in Abbildung 2.19 gezeigte Ersatzschaltbild eines verlustbehafteten Kabelsegmentes. L und C sind die intrinsische Induktivität und Kapazität der Koaxialleitung, R beschreibt den Ohm'schen Widerstand des Leitermaterials und G die Leitfähigkeit über das Dielektrikum. Aus diesem Schaltbild leitet sich das bekannte System der Telegraphengleichungen ab, das sich für reine Sinusschwingungen der Form $U = U(z) \exp(i\omega t)$ zu der folgenden Form vereinfachen lässt [Leo94, Kap. 13.2/13.6]:

$$\partial^2 U / dz^2 = (R + i\omega L)(G + i\omega C)U = \gamma^2 U \quad (2.18)$$

²⁷Moderne Digital-Oszilloskope bieten mitunter die Möglichkeit, den Frequenzgang durch Nachbearbeitung mit digitalen Filtern anzupassen.

²⁸Genauere Angaben über die Anstiegszeiten der Geräte liefern die Hersteller meist in den Unterlagen mit.

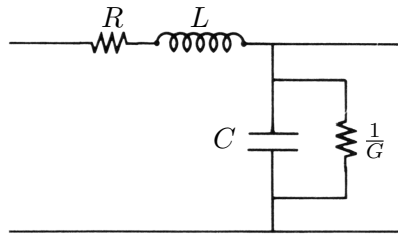


Abbildung 2.19: Ersatzschaltbild einer Coaxialleitung aus [Leo94]. Der Ohm'sche Leitungswiderstand R und die Leitfähigkeit des Dielektrikums G sind die Ursachen der Signaldämpfung.

mit

$$\gamma = \alpha + ik = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}. \quad (2.19)$$

Die Lösungen haben dann die Form

$$U(z,t) = U_1 \exp(-\alpha z) \exp[i(\omega t - kz)] + U_2 \exp(\alpha z) \exp[i(\omega t + kz)], \quad (2.20)$$

bestehen also aus der Superposition zweier ebenen Wellen mit dem Dämpfungsfaktor $\exp(\pm\alpha z)$. Die explizite Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungskonstante γ in (2.19) kann für Frequenzen oberhalb von $f \approx 100$ kHz vernachlässigt werden. In diesem Hochfrequenzbereich vereinfachen sich die Ausdrücke für α und k dadurch zu

$$\alpha \approx \frac{1}{2} \left(R\sqrt{\frac{C}{L}} + G\sqrt{\frac{L}{C}} \right), \quad k \approx \omega\sqrt{LC}. \quad (2.21)$$

Die Dispersion infolge der wellenlängenabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeit $v = dk/d\omega \approx 1/\sqrt{LC}$ entfällt also in diesem für Detektorsignale wesentlichen Hochfrequenzbereich. Allerdings treten dort andere Effekte auf. Mit zunehmender Frequenz sinkt die Eindringtiefe der elektromagnetischen Welle im Leitermaterial, der effektive Leitungsquerschnitt sinkt und der Ohm'sche Widerstand R erhöht sich mit der Wurzel der Frequenz ($R_{\text{Skin}} \propto \sqrt{f}$, Skineneffekt). Zusätzlich spielen bei höheren Frequenzen die sogenannten Querleitungsverluste, d. h. die Verluste über das Dielektrikum eine zunehmende Rolle ($G_{\text{Dielek}} \propto f$). Der Dämpfungsfaktor α lässt sich somit umschreiben zu

$$\alpha = a\sqrt{f} + bf. \quad (2.22)$$

Die Querleitungsverluste können bei Frequenzen unterhalb einiger 100 MHz vernachlässigt werden. Erst ab etwa 1 GHz dominieren sie, aufgrund ihrer linearen Frequenzabhängigkeit, die Verlustcharakteristik [Bri65].

Die starke Dämpfung der oberen Frequenzanteile verursacht eine in Abbildung 2.20 skizzierte Verzerrung eines Rechteckpulses. Ohne die hohen Frequenzanteile verschlechtert sich die

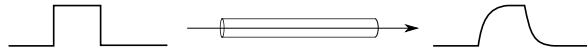


Abbildung 2.20: Skizzierte Pulsverzerrung in Kabeln.

Anstiegs- und Abfallzeit der Pulse und der Schwerpunkt des Signals wird zu späteren Zeiten hin verschoben. Eine quantitative Analyse der Signalverzerrung zeigt Abbildung 2.21. Der Kurvenverlauf E_{in} ist dem Signal eines Photomultipliers nachempfunden. Diesem sind die Signale nach verschiedenen langen Laufzeiten gegenübergestellt.²⁹ Der Parameter T/τ_0 ist das Verhältnis zwischen Pulsbreite und der sogenannten „charakteristischen Zeit des Kabels“. Letztere ergibt sich aus der Kabeldämpfung A bei einer Frequenz f und der Länge l zu $\tau_0 = \frac{(Al)^2}{\Pi f}$ [Bri65]. Für ein RG-174 Koaxialkabel der Länge 2 m ist $\tau_0 \approx 20$ ps. Für charakteristische Pulsbreiten von 2–5 ns ergibt sich daraus ein Verhältnis T/τ_0 zwischen 100 und 250. Aus der Grafik wird ersichtlich, dass erst ab $T/\tau_0 > 5$ mit signifikanten Verzerrungen zu rechnen ist, was einer Kabellänge von rund 9 m entspricht.

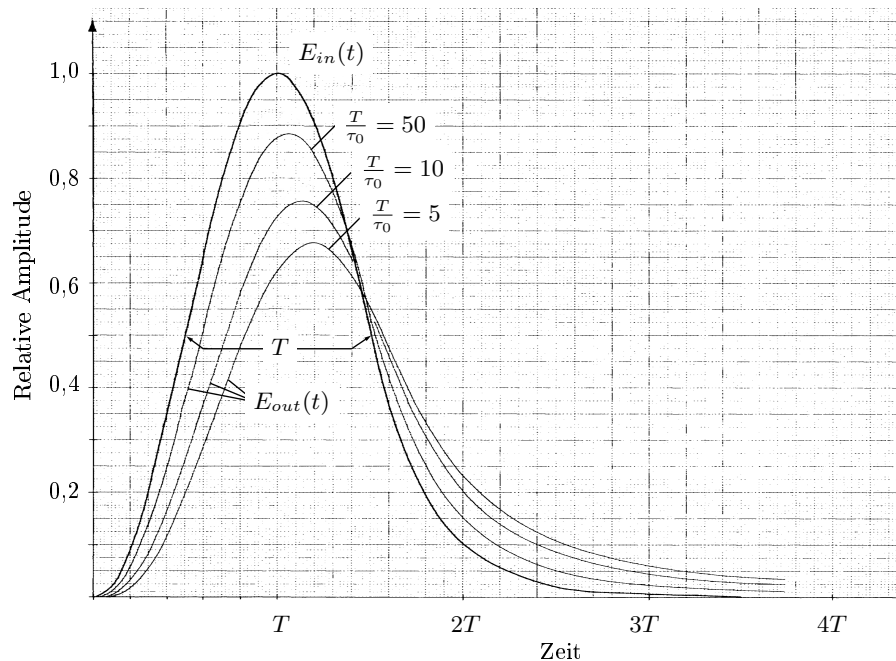


Abbildung 2.21: Berechnete Verzerrung eines Photomultipliersignals in einem Koaxialkabel aus [Bri65]. Das Verhältnis von Pulsbreite T zur „charakteristischen Zeit“ des Kabels τ_0 ist für das Maß der Verzerrung ausschlaggebend. Für 2 ns Signale nach 2 m RG-174 Koaxialkabel ist $T/\tau_0 \approx 100$ (für Anmerkungen siehe auch Fußnote auf Seite 31).

²⁹In der analytischen Berechnung, die der Grafik zugrunde liegt, werden lediglich die Verluste aufgrund des Skin-Effektes berücksichtigt. Die Querleitungsverluste über das Dielektrikum dominieren erst ab Frequenzen >1 GHz, einem Frequenzbereich, der aber auch für die schnellen MCP-Signale aus diesem Experiment (Bandbreite ≈ 500 MHz) nur wenig Bedeutung hat.

2.3.3 Ableitung von Zeitsignalen

Eine gebräuchliche Methode, ein Zeitsignal aus einem Detektorpuls abzuleiten, ist der *Leading-Edge-Trigger* (LE), dessen Funktionsprinzip in Abbildung 2.22 dargestellt ist. Ein Triggersignal wird generiert, wenn das Detektorsignal eine fest eingestellte Spannungsschwelle überschreitet. Dies hat jedoch zur Folge, dass zeitgleiche Eingangssignale mit verschieden großer Amplitude keine identischen Zeitsignale erzeugen. Größere Signale erreichen die Triggerschwelle früher, kleinere später. Der so zustandekommende Zeitunterschied zwischen verschiedenen Ausgangssignalen wird als *Walk* bezeichnet.

Die Genauigkeit der Zeitbestimmung lässt sich mit einem *Constant-Fraction-Trigger* (CFT) signifikant verbessern. Bei dieser Methode wird das Ausgangssignal zu dem Zeitpunkt erzeugt, an dem das Eingangssignal auf einen festen Anteil (z. B. 50 %) seiner Signalhöhe angestiegen ist (Abbildung 2.22). Hierbei müssen allerdings die Anstiegszeiten aller Detektorsignale identisch sein, da es sonst erneut zu einem Walk-Effekt kommt (Risetime-Walk).

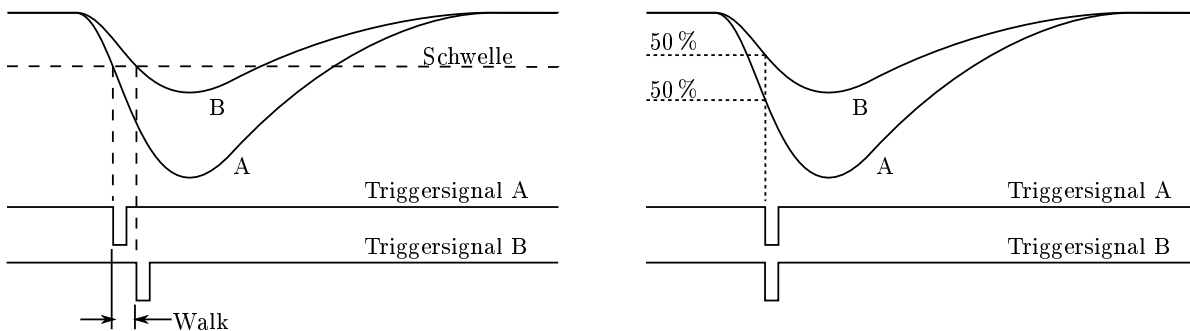


Abbildung 2.22: Darstellung verschiedener Triggervarianten nach [Leo94]. Links: Die Triggerung auf einen konstanten Schwellenwert (Leading-Edge-Trigger, LE) führt bei unterschiedlichen Signalamplituden zu einem Zeitversatz im Triggersignal, dem *Walk*. Rechts: Durch Triggerung auf einen variablen Schwellenwert (z. B. 50 % der jeweiligen Signalamplitude) wird die Erzeugung von Zeitsignalen mit höherer Genauigkeit möglich.

Die Genauigkeit der beiden oben genannten Methoden ist durch die Größe des Signalrauschens beschränkt. Neben dem elektronischen Rauschen der Vorverstärker spielen Differenzen der Elektronenflugzeiten und Schwankungen der Verstärkung innerhalb der Detektoren eine Rolle (Siehe auch Abschnitt 2.2). Die Abbildung 2.23 zeigt den Zusammenhang zwischen Signalrauschen σ_{noise} und der daraus resultierenden Ungenauigkeit σ_{time} bei der Bestimmung des Triggerzeitpunktes, die als (zeitlicher) *Jitter* bezeichnet wird. Wie aus der Abbildung zu erkennen ist, hat die Steigung der Signalfanke im Triggerpunkt Einfluss auf den Jitter:

$$\text{Jitter} \equiv \sigma_{\text{time}} = \frac{\sigma_{\text{noise}}}{\left| \frac{dV}{dt} \right|}. \quad (2.23)$$

Die Charakteristik der Detektorsignale bestimmt letztlich, ob an der Stelle der größten Steigung (Jitter \rightarrow minimal) oder bei kleinen CFT-Schwellen (Risetime-Walk \rightarrow minimal) gemessen werden sollte.

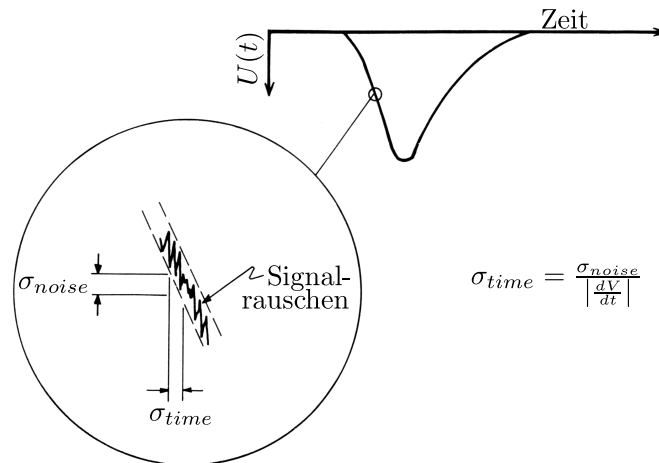


Abbildung 2.23: Darstellung des zeitlichen „Jitters“ bei der Bestimmung des Triggerzeitpunktes aus [Leo94]. Die Größe des Rauschens und die Steilheit der Flanke bestimmen die Ungenauigkeit bei der Zeitmessung.

2.4 LabVIEW

2.4.1 LabVIEW– ein Überblick

LabVIEW ist eine graphische Entwicklungsumgebung der Firma National Instruments. Die erste Version wurde in den 80er Jahren dazu entwickelt, Computeranwendungen in der Mess- und Regeltechnik ohne großen Programmieraufwand zu erstellen. Die Neuerung gegenüber textbasierten Programmiersprachen bestand darin, dass LabVIEW sich an den in Naturwissenschaften und im Ingenieurwesen verbreiteten Flussdiagrammen orientiert. Dieses Konzept ermöglicht eine intuitive Bedienung und eine vergleichsweise kurze Einarbeitungszeit, da sich gedanklich oder graphisch formulierte Lösungsansätze in LabVIEW realisieren lassen, ohne vorher in die Textform übertragen werden zu müssen.

2.4.2 Funktionalität

Die Aufgaben einer rechnergestützten Messwerterfassung lassen sich in drei Bereiche aufteilen:

- Datenerfassung
- Datenanalyse
- Datenpräsentation

LabVIEW ist auf eben diese Bereiche spezialisiert und bietet für die Datenerfassung die Unterstützung etlicher Schnittstellen wie RS-232, GPIB, LAN, WLAN. Der Zugriff auf Messgeräte erfolgt dabei weitestgehend unabhängig von diesen Schnittstellen, sodass diese bei der Programmentwicklung keine Rolle spielen. Zur Datenanalyse stehen in LabVIEW eine Vielzahl von Routinen zur Verfügung, die von einfachen mathematischen und logischen Operatoren (Addition, Multiplikation, boolesche Algebra) bis zu komplexen Verfahren (FFT, Statistik, Matrizenrechnung, Signalanalyse) reichen. Eine Benutzeroberfläche mit zahlreichen Anzeigeelementen (Textfelder, Graphen, Zeiger) bietet die Möglichkeit zur Datenpräsentation.

LabVIEW bietet die Möglichkeit, neben den mitgelieferten oder selbsterstellten Funktionen auch externe Bibliotheken in Form von DLLs zu verwenden und Code anderer Programmiersprachen wie C++ oder MATLAB einzubetten. Auch die umgekehrte Richtung ist möglich: LabVIEW-Programme können als DLL-Datei exportiert und damit in anderen Programmierumgebungen aufgerufen werden.

Ebenso wie in traditionell textbasierten Sprachen existieren in LabVIEW Mechanismen zur Ablaufsteuerung und der Abstraktion.³⁰ Dazu bietet LabVIEW einen grafischen Compiler und ist dadurch als vollwertige Programmiersprache anzusehen. Der Compiler übersetzt den grafischen Code vor der Ausführung in schnellen Maschinencode (*Assembler*), wodurch die Geschwindigkeit von LabVIEW-Anwendungen nicht hinter textbasierten Sprachen zurück steht.

2.4.3 Aufbau und Struktur der Entwicklungsumgebung

Mit LabVIEW wurde das Konzept der *Virtuellen Instrumente* (VIs) eingeführt. Wie echte Geräte im Labor besitzen diese VIs eine Bedienoberfläche mit Knöpfen, Reglern, Anzeigen und LEDs – das *Frontpanel*. Die Funktionalität von Laborgeräten wird über die Bauteile auf deren Platine festgelegt, wohin auch alle Objekte der Bedienoberfläche eine Verbindung haben. Auch VIs besitzen eine solche zweite Ebene, auf der die Ein-/Ausgänge des Frontpanels repräsentiert werden und die Funktionalität durch die „Verdrahtung“ der Unterprogramme festgelegt wird –

³⁰Zur Ablaufsteuerung stehen bekannte Strukturen wie FOR- und WHILE-Schleifen sowie CASE-Abfragen zur Verfügung. Abstraktion bedeutet, dass Programmcode in Funktionen und Unterprogramme ausgelagert werden kann.

das *Blockdiagramm*. Abbildung 2.24 zeigt diese beiden Ebenen eines VIs. Auf dem Frontpanel sind zwei verschiedene Bedienelemente zur Eingabe von Zahlen angebracht und zusätzlich ein einfaches Anzeigeelement für den Ausgabewert. Im Blockdiagramm sind die Frontpanel-Objekte anhand ihrer Icons zu erkennen. Zur Addition beider Eingabewerte sind die entsprechenden Icons mit einem Additions-Operator verbunden, dessen Ausgang auf das Icon des Anzeigeelements führt. Anhand der Abbildung 2.24 wird auch das Datenflussprinzip deutlich. Jede Datenquelle (Eingabeelement, Addiererausgang) muss mit mindestens einer Datensenke (Addierereingang, Anzeigeelement) verbunden sein.

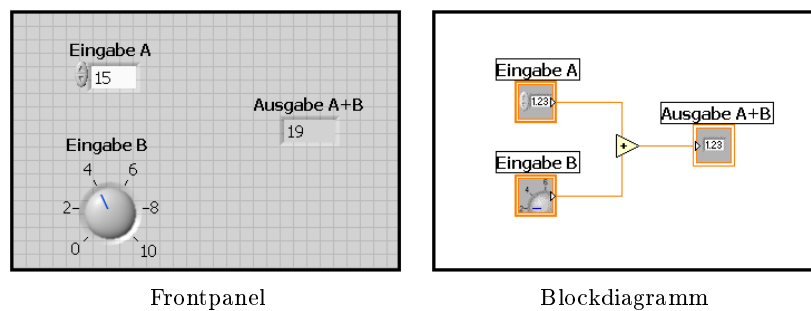


Abbildung 2.24: Frontpanel und Blockdiagramm eines LabVIEW-VIs zur Addition zweier Zahlenwerte. Die Eingabeelemente sind im Blockdiagramm mit dem Addierer verbunden, dessen Ausgangswert auf einem Anzeigeelement dargestellt wird.

Jedes erstellte VI kann nun in einem anderen VI als Unterprogramm (SubVI) eingebunden werden. Beispielsweise könnten die Eingabeelemente aus Abbildung 2.24 auch durch SubVIs zur Auslese von Spannungswerten eines Voltmeters ersetzt werden. Ein solches Auslese-VI bestünde dabei natürlich aus einer Vielzahl einzelner Anweisungen (Öffnen der Schnittstelle, Herstellen der Kommunikation, Abfrage des Messwertes, usw.) die dem Programmierer im Detail jedoch nicht bekannt sein müssen. Auf dieser abstrakten Ebene lassen sich also schnell Anwendungen erstellen, ohne in die Tiefen der jeweiligen Schnittstellen- oder Gerätetreiberarchitektur vorzudringen zu müssen. Das Konzept der sogenannten *Express-VIs* vereinfacht die Erstellung vieler Programmstrukturen weiterhin. Diese werden nur über einen Dialog konfiguriert und nichtmehr vollständig programmiert. Dadurch können auch komplexe Aufgaben (Histogrammerstellung, FFT, Signalsimulation) ohne großen Aufwand gelöst werden.

Das hohe Maß an Abstraktion durch solche Express-VIs ermöglicht es Einsteigern, schnell Erfolge zu erzielen. Gleichzeitig bietet die uneingeschränkte Verschachtelung von VIs die Möglichkeit, weit hinab bis auf Treiberebene zu programmieren oder spezielle Routinen zu entwerfen und zu optimieren. Für Einsteiger und Profis bietet LabVIEW daher eine gleichermaßen geeignete Plattform zur Programmentwicklung und Messgerätsteuerung.

Zur Übersicht sind in Tabelle 2.1 verschiedene Begriffe aus der LabVIEW-Umgebung ihren korrespondierenden Bezeichnungen in textbasierten Programmiersprachen gegenübergestellt.

LabVIEW	konventionelle Sprache
VI	(Haupt-)Programm
Funktion	Funktion
SubVI	Unterprogramm
Frontpanel	Benutzeroberfläche
Blockdiagramm	Sourcecode / Quelltext

Tabelle 2.1: LabVIEW-Begriffe und ihre äquivalente Bedeutung in textbasierten Programmiersprachen nach [JH04].

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

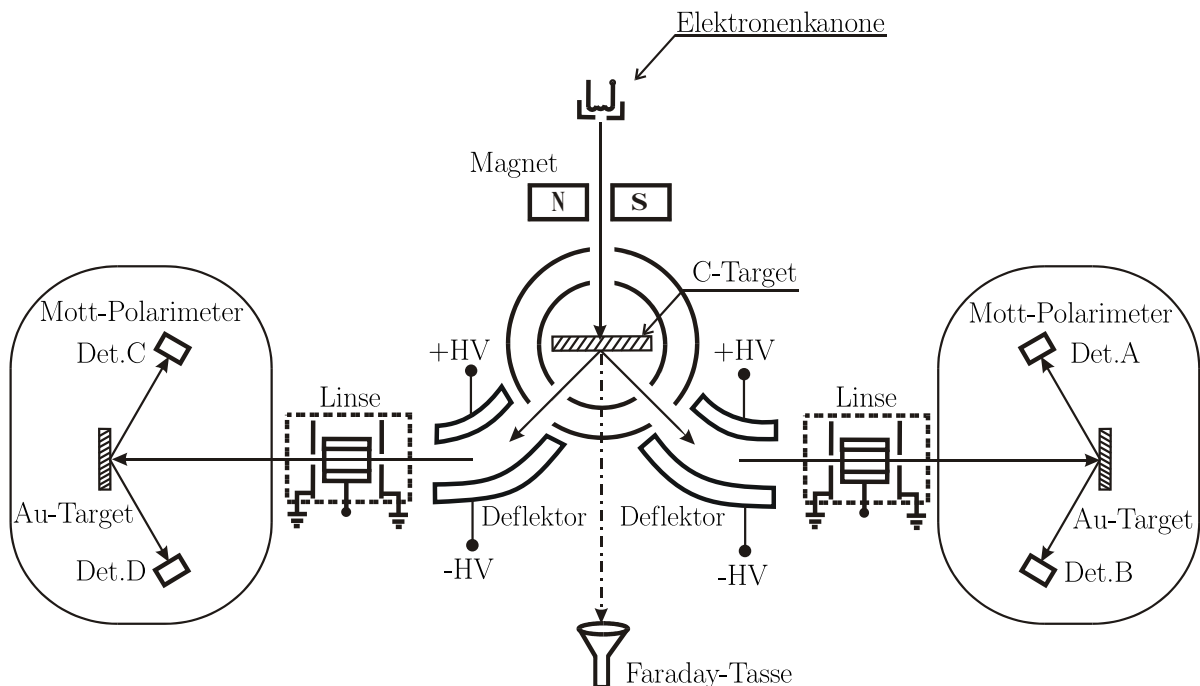


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des Streuexperimentes.

In Abbildung 3.1 sind die wesentlichen Komponenten des Streuexperimentes dargestellt. Alle gezeigten Komponenten befinden sich innerhalb der Vakuumkammer bei einem Druck von rund $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Eine Elektronenkanone (oben im Bild) erzeugt den Primärstrahl für die Streuung am Primär-Target (Kohlenstoff-Folie mit einigen $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Von den unter 45° zur Primärstrahlachse gestreuten Elektronen werden die niederenergetischeren Møller-Elektronen mit den Deflektoren von den Mott-Elektronen separiert und in die beiden Linsen abgelenkt. Diese elektrostatischen Linsen fokussieren den Sekundärstrahl in die Mott-Polarimeter auf die Sekundärtargets (Goldfolien oder -gitter). In den Polarimetern registrieren jeweils zwei, in der Sekundärstrahlebene gelegene Detektoren die Mott-Streuung unter einem Winkel von 120° (Rückwärtsstreuung).

Die geeignete Abbildung des Primärstrahls auf das Kohlenstoff-Target gelingt mit mehreren Lochblenden und zwei, außerhalb des Vakuums angebrachten, Magnetspulenpaaren. Ein so erzeugter Strahlfokus ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Das Primärtarget wurde hier durch einen Plastik-Szintillator ersetzt und der Elektronenstrahl so sichtbar gemacht. Die Aufnahme erfolgte aus der Position, an der sonst die Faraday-Tasse zur Strahlstrommessung positioniert ist.

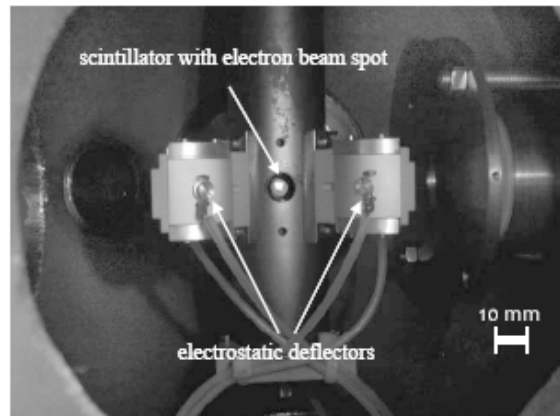


Abbildung 3.2: Targethalterung mit Szintillatortarget und sichtbarem Strahlfokus.

In den weiteren Abschnitten dieses Kapitels werden nun die einzelnen Komponenten ausführlicher beschrieben. Für darüber hinausgehende Details zum Aufbau – insbesondere des Hochspannungs- und Vakuumsystems – sei an dieser Stelle auf [Ber09] verwiesen.

3.1 Elektronenkanone

Der für das Experiment nötige Elektronenstrahl wird mit einer kommerziell verfügbaren Elektronenröhre erzeugt, die in Abbildung 3.3 dargestellt ist.

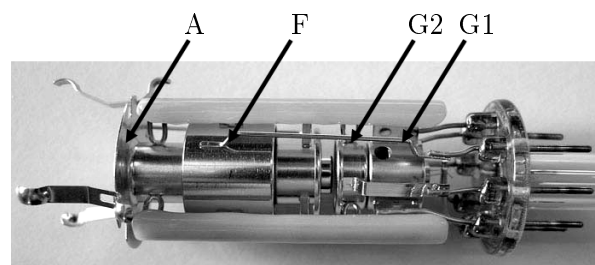


Abbildung 3.3: Elektronenröhre mit Anode (A), Fokusierelektrode (F), Schirmgitter (G2) und Steuergitter (G1).

Die Kathode kann bei einem maximalen Strom von $200 \mu\text{A}$ auf ein Potential von -100 V bis -15000 V gelegt werden. Das Steuergitter (G1) reguliert mit einer einstellbaren Gegenspannung von 0 bis 200 V die Emission. Das Schirmgitter (G2) liegt fest auf $+600 \text{ V}$. Die Fokusier-

elektrode (F) kann im Spannungsbereich zwischen +600 V und −900 V eingestellt werden. Die Anode (A) liegt auf Erdpotential. Zur Erhöhung der Strahlenergie wird die komplette Elektronenkanone samt Strahlrohr zusätzlich auf ein Ausgangspotential von −23 kV angehoben. Über ein Isolationsrohr und einen flexiblen Vakuumschlauch, der die Ausrichtung der Kanone ermöglicht, erfolgt der Anschluss an die Streukammer.

3.2 Targethalterung und Deflektoren

Das Primärtarget wird von einer Aluminiumschiene in der Mitte von zwei Zylindern aus Mu-Metall¹ gehalten. Entsprechende Bohrungen ($\varnothing \approx 1$ cm) ermöglichen den Ein- und Austritt des Primärstrahls und in 45° zur Strahlachse den Austritt eines Sekundärstrahlenbündels. Die Ausrichtung in den drei Raumrichtungen erfolgt über einen XYZ-Tisch an der Oberseite der Streukammer, mit dem die Targethalterung über einen Stempel und einen flexiblen Vakuumschlauch verbunden ist. Die Position des Targets wird über zwei Laser definiert, die entlang beider Strahlrichtungen eingerichtet werden und die Justagebohrungen in den Deflektoren durchstrahlen müssen (siehe auch [Ber09, Kap. 5.3.2]). Das Target kann über die Aluminiumschiene an der Unterseite der Halterung ausgewechselt werden, ohne dass die eingestellte Position des Targets verändert wird. Schiene und innerer Zylinder sind elektrisch leitend miteinander verbunden und vom äußeren Zylinder entsprechend isoliert. Dadurch kann optional eine Hochspannung bis zu +12 kV am Target angelegt werden, die die relative Energiedifferenz zwischen Møller- und Mott-Elektronen erhöht und zusätzlich die von Mehrfachstreuung im Target verursachte Impulsstreuung (*Stragglung*) vermindert.

Die Deflektoren zur Energieselektion der gestreuten Elektronen sind direkt am äußeren Zylinder montiert (siehe hierzu auch Abbildung 3.2). Die gegenpolige Hochspannung von bis zu ± 6 kV, die an beiden Elektroden anliegt, lenkt die Møller-Elektronen auf die Sekundärstrahlachse (90° zur Primärstrahlachse) zu den Mott-Polarimetern.

Die beiden Elektroden eines Deflektors haben die Form von 45° -Zylindersegmenten und sind somit der Elektronenflugbahn nachempfunden. Zur Optimierung des elektrischen Feldes innerhalb der Deflektoren, sind an den äußeren Elektroden zwei Abdeckungen in Form von Kreissegmenten angebracht. Der Sekundärstrahl wird so fast vollständig von den Deflektoren umgeben. Um eine bessere Absorption der Mott-Elektronen an den Deflektorinnenflächen zu gewährleisten, sind diese mit Kohlenstoff (Graphitspray) beschichtet.

¹Mu-Metall ist eine Nickel-Eisen-Legierung mit hoher magnetischer Permeabilität und wird zur Abschirmung von niederfrequenten Magnetfeldern genutzt.

3.3 Sekundärstrahl-Fokussierung

Die gestreuten und in den Deflektoren abgelenkten Elektronen füllen einen gewissen Raumwinkel. Mit den elektrostatischen Linsen aus Abbildung 3.4 werden diese Strahlenbündel auf die Sekundärtargets fokussiert. Jede der beiden Linse besteht aus einem Rohrsegment, welches isoliert zwischen zwei planaren, kreisförmigen Elektroden montiert ist. Die planaren Elektroden befinden sich orthogonal zur Strahlrichtung. Sie sind mit zentrischen Bohrungen zur Strahldurchführung versehen und liegen auf Erdpotential. Am Rohrsegment liegt negative Hochspannung an. Diese Geometrie entspricht in etwa der, einer aus der Literatur bekannten sogenannten Einzellinse (vgl. [Orl09, Kap. 5.2]).

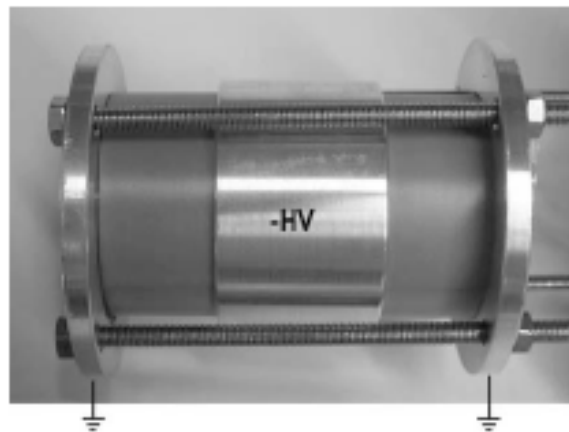


Abbildung 3.4: Elektrostatische Linse zur Sekundärstrahl-Fokussierung.

3.4 Mini-Mott-Polarimeter

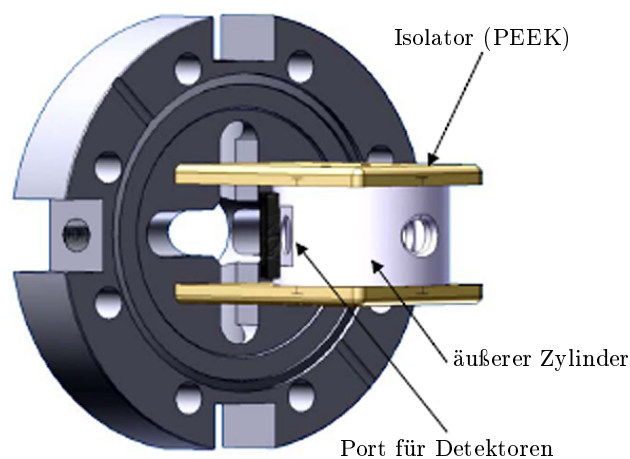


Abbildung 3.5: 3D-CAD-Darstellung eines Mini-Mott-Polarimeters aus [Ber09].

Das Mini-Mott-Polarimeter ähnelt in seinem Design der Primärtarget-Halterung. Auch hier ist das Target innerhalb zweier Zylinder positioniert. Entsprechende Bohrungen ermöglichen den Ein- und Austritt des Sekundärstrahls, sowie den Austritt der gestreuten Elektronen unter $\pm 120^\circ$ zur Sekundärstrahlrichtung (wahlweise Vorwärts- oder Rückwärtsstreuung). Analog zur Primärtargethalterung kann auch Hochspannung an das Sekundärtarget und den inneren Zylinder gelegt werden, um die Strahlenergie für die Mott-Streuung einzustellen.

Für eine eingehende Beschreibung dieses Mini-Mott-Polarimeters sei auf [Ber09, Kap. 3.4.3] und [BJRS09] verwiesen und für die Theorie der Spin-Polarisation und der spinabhängigen Mott-Streuung auf [Kes85].

3.5 Detektoren

Die Mini-Mott-Polarimeter sind das Ergebnis jahrelanger, intensiver Forschungsarbeit im Rahmen einer Doktorarbeit [Ber09], daher sind die in diesem Abschnitt vorgestellten Detektorsysteme das Resultat diverser Optimierungen und stellen zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit eine Auswahl der letzten Entwicklungsstufen dar. Für einen vollständigen Überblick sei der interessierte Leser auf oben genannte Doktorarbeit und weitere Veröffentlichungen zu diesem Thema verwiesen [BAJ04, BAJ05, BJS10].

3.5.1 Plastik-Szintillator und Photomultiplier

Zum Einsatz gekommen ist in dieser Konfiguration ein Hochleistungs-Plastik-Szintillator² mit einer sehr geringen Abklingzeit von 1,6 ns und einer aktiven Oberfläche von $\varnothing = 30$ mm. Die Auskopplung der Photonen aus dem Vakuum geschieht über ein Quartz-Fenster, das im Wellenlängenbereich zwischen 250 nm und 2500 nm eine Transmission von $>90\%$ gewährleistet. Zum Nachweis der Photonen dient ein integriertes Photomultiplier-Detektorsystem. Dabei sind Photomultiplier-Röhre, Spannungsteiler, Verstärker, Diskriminator und Hochspannungsnetzteil zusammen in einem kompakten Metallgehäuse montiert und elektrisch aufeinander abgestimmt. Ohne weitere Einstellung des Detektors besitzt dieser eine hohe Nachweisempfindlichkeit und geringes Rauschen.

3.5.2 Microchannel Plate (MCP)

In der Detektor-Konfiguration mit Microchannel Plates (MCPs) werden die Elektronen direkt und ohne den Umweg über Photonenerzeugung noch im Vakuum nachgewiesen. Die verwendete

²ZA212 der Firma Zinsser Analytic GmbH, Frankfurt a. M.

ten Microchannel Plates MCP-D-18-R-A³ besitzen ein Längen-zu-Durchmesser-Verhältnis von 40:1 und eine aktive Fläche von $\varnothing \approx 11$ mm. Je zwei Platten sind zu einer sog. Chevron-Konfiguration verbunden (vgl. Abbildung 2.12) und dürfen zusammen mit einer maximalen Spannung von 2 kV beaufschlagt werden. Die planare Anode ist mit geringem Abstand zu den Platten im Detektor integriert. Betrieben werden die Microchannel Plates am Eingang mit einem Potential von $U_{in} = -2$ kV und am Ausgang mit $U_{out} = -200$ V. Die Anode liegt in dieser Einstellung auf Erdpotential. Der Signalabgriff erfolgt über einen der drei, in Abbildung 3.6 zu erkennenden Anschlüsse, von denen die übrigen beiden der Spannungszuführung dienen.

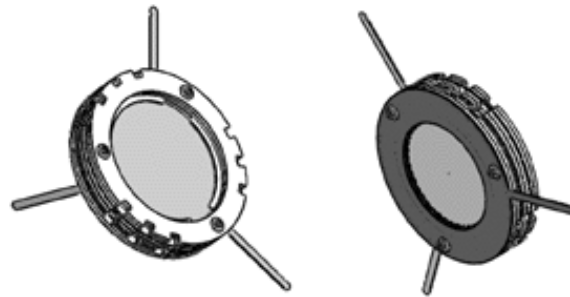


Abbildung 3.6: Rück- und Vorderansicht eines Microchannel Plate Detektors aus [Tec].

Alle im Vakuum liegenden elektrischen Verbindungen sind durch Kupferdrähte, Lötstellen und Lüsterklemmen hergestellt. Die Anzahl nötiger Hochspannungsdurchführungen und entsprechender Netzteile wird verringert, indem je zwei Detektoren über ein Widerstandsnetzwerk an die Hochspannung angeschlossen werden. Dieses Netzwerk aus drei sternförmig miteinander verbundenen $1\text{ M}\Omega$ -Widerständen verhindert ein sonst auftretendes Übersprechen bzw. eine Überkopplung der Signale zwischen beiden Detektoren. Die Anode, die Signalführung und die Vakuumdurchführung sind nicht speziell an die $50\ \Omega$ Signalleitungen außerhalb des Vakuumsystems angepasst. Dadurch wird ein deutliches Nachschwingen der Signale verursacht, welches nach 9 ns auf einen relativen Signalpegel von 10 % des Maximalausschlags abklingt.

3.6 Signalverarbeitungssystem

Das Signalverarbeitungssystem muss in der Lage sein, Koinzidenzen zwischen beiden Mott-Polarimetern zu erkennen und die Signale den ursprünglichen Detektoren zuzuordnen. Das dazu entwickelte Konzept zur Signalverarbeitung ist in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt.⁴ Die Signale aller vier Detektoren werden einer Logik zugeführt, die im Falle einer auftretenden Koinzidenz ein Trigger-Signal generiert. Dieses startet einen Analog-Digital-Wandler (ADC), der für die Dauer eines festgelegten Zeitintervalls alle vier Detektorsignale aufnimmt und in

³Hersteller: tectra GmbH, Frankfurt a. M.

⁴Die Entwicklung dieses Konzeptes war nicht Bestandteil der vorliegenden Diplomarbeit, die sich letztlich mit der Optimierung bzw. Umsetzung dieses Konzeptes beschäftigt.

Dateien speichert (siehe Kapitel 4). Eine Auswertesoftware (siehe Kapitel 5) ermittelt aus den Datensätzen des ADC für jedes Koinzidenzereignis im Einzelnen jene zwei Detektoren, deren Signale die Trigger-Logik ursprünglich ausgelöst haben.

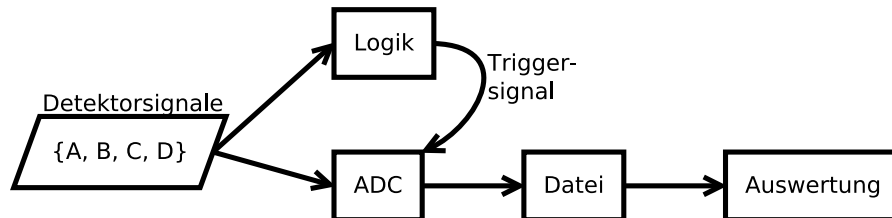


Abbildung 3.7: Konzept der Signalverarbeitung. Eine Logik triggert bei zwei koinzidenten Signalen den Analog-Digital-Wandler (ADC), der die Signale in eine Datei speichert. Die Zählratenermittlung über den Zähler und die Datensätze des ADC werden von einer Softwareroutine (siehe Kapitel 5) anschließend ausgewertet.

Als ADC kommt hierbei ein computergesteuertes, schnelles Digital-Phosphor-Oszilloskop⁵ mit einer analogen Bandbreite von 4 GHz und einer Abtastrate von 25 GS/s zum Einsatz. Die Ansteuerung erfolgt durch einen handelsüblichen PC, der über eine Cross-Over⁶ Netzwerkverbindung (LAN) mit dem Oszilloskop verbunden ist. Beide Softwarekomponenten – zur Steuerung des Oszilloskops sowie zur Datenauswertung – wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit in LabVIEW entwickelt und werden in den folgenden Kapiteln 4 und 5 näher beschrieben.

⁵DPO 70404 der Firma Tektronix.

⁶Cross-Over bezeichnet eine direkte Verbindung zweier Netzwerkkarten über ein einziges, speziell verschaltetes Netzkabel. Durch diese direkte Verbindung kann ohne Störung die volle Netzwerkbandbreite genutzt werden.

Kapitel 4

Datenaufnahme

4.1 Systembeschreibung

Das gesamte Signalverarbeitungssystem ist, wie in Kapitel 3.6 beschrieben, in die zwei Komponenten *Datenaufnahme* und *Datenanalyse* untergliedert. Schon im Datenaufnahmesystem findet eine Filterung der Signale statt, sodass Einzelereignisse – also solche, bei denen nur ein einzelner Detektor anspricht – nicht aufgenommen werden (Abschnitt 4.3). Dies reduziert die erforderliche Speicherkapazität und damit auch die Dauer der Auswertung erheblich.¹ Für die korrekte Auswertung des Experimentes sind jedoch ebenfalls genau diese Einzelereignisse – genauer: deren Anzahl bzw. Häufigkeit – notwendig (vergleiche Abschnitt 2.1.2). Da diese Raten direkt von der Elektronenstrahlintensität und -fokussierung abhängen, unterliegen sie einer gewissen Drift und werden von der Datenaufnahmesoftware periodisch aufgezeichnet. Für eine solche Einzelzählratenmessung wird die eigentliche Koinzidenzmessung kurzzeitig unterbrochen und das Oszilloskop auf ein anderes Triggermuster umkonfiguriert (Abschnitt 4.4). Der Ablauf einer kompletten Messreihe wird zusammen mit den ermittelten Einzelzählraten und entsprechenden Zeitmarken in eine Datei protokolliert und zusammen mit den Signalverläufen der Koinzidenz-Ereignisse für die Datenauswertesoftware abgespeichert (Abschnitt 4.5).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Trigger- und Signalerfassungskonzept entwickelt, das – im Gegensatz zu einer früheren Implementierung² [Ber09] – ohne zusätzliche Elektronikmodule im Signalweg auskommt. Um die Datenaufnahmesoftware auch zu dem „alten“ Konzept (externer Trigger) mit zusätzlicher Logik-Hardware kompatibel zu halten, wurde eine entsprechende Option in die Software implementiert. Die beiden Konzepte bedingen teilweise voneinander verschiedene Hard- und Softwarestrukturen. In Anlehnung an das Verkabelungsschema der neuen Lösung wird diese im Folgenden mit Z^2 -Setup bezeichnet. Die alte Lösung zeichnet sich durch

¹Die Rate der koinzidenten Detektorsignale liegt um den Faktor 10^3 – 10^4 unterhalb der Einzelzählraten der Detektoren. Ohne Vorselektion müsste eine um diesen Faktor größere Datenmenge aufgezeichnet und ausgewertet werden, was schlichtweg unpraktikabel ist.

²Diese Implementierung wurde in einer frühen Phase dieser Diplomarbeit umgesetzt, wird hier allerdings nicht eingehender beschrieben. Die manuelle Schwelleneinstellung an den Diskriminatoren sowie das zur Verfügung stehende Zählermodul limitierten die Möglichkeiten zur Automatisierung des Messablaufs.

die Verwendung einer externen NIM-Logik zur Triggerung des Oszilloskops aus und wird daher im Folgenden mit Ext.-Trigger-Setup bezeichnet.

4.2 Elektronische Verschaltung

Die beiden parallel existierenden Konzepte zur Signalerfassung bedingen jeweils verschiedene Verschaltungen der Detektoren mit der Aufnahmehardware. Im Folgenden wird die für das jeweilige Konzept gewählte Anschlusskonfiguration beschrieben.

4.2.1 Verschaltung des *Ext.-Trigger-Setups*

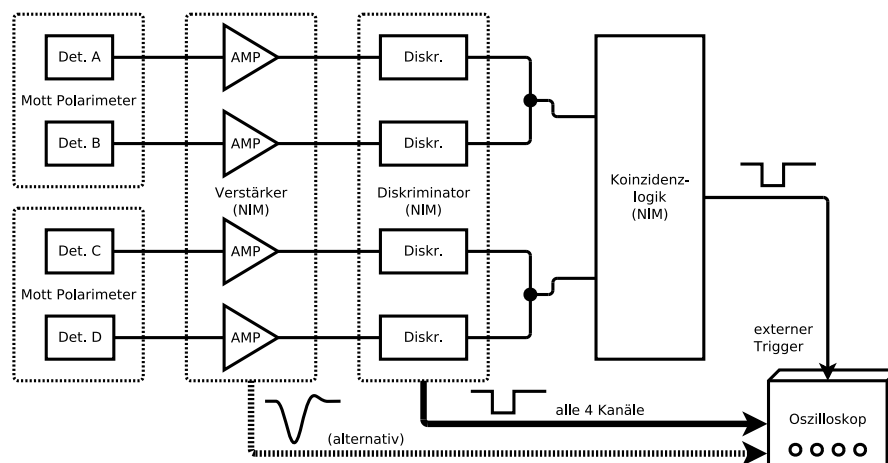


Abbildung 4.1: Verschaltung der Detektoren und Logik-Bauteile im *Ext.-Trigger-Setup*. Die schnellen Detektorsignale werden über einen Diskriminator für die Koinzidenzlogik NIM-konform aufbereitet. Das Ausgangssignal der Koinzidenzlogik dient als Triggersignal für das Oszilloskop, welches die unaufbereiteten Detektorsignale aufnimmt.

Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Übersicht der Verschaltung der Komponenten bei der Realisierung mit externem Trigger. Das Oszilloskop greift die Detektorsignale 1:1 direkt an den Ausgängen der Verstärker ab und nimmt somit in jedem Eingangskanal die ursprüngliche Signalform des jeweiligen Detektors auf. Die Detektorsignale werden nach den Verstärkern außerdem einem Diskriminator³ (*Leading Edge Discriminator* siehe Kapitel 2.3.3) zugeführt, der sie zu NIM-konformen Standardpulsen umwandelt. Diese Pulse werden von einem NIM-Koinzidenzmodul⁴ weiterverarbeitet. Um die Anzahl nötiger Koinzidenzeinheiten zu minimieren, werden beide Detektoren der Mott-Polarimeter jeweils durch T-Stücke miteinander verbunden (entspricht einem logischen ODER bzw. „ \vee “) und auf eine einzige 2-fach Koinzidenzeinheit geführt (entspricht logischem UND bzw. „ \wedge “). Überlappen die Signale aus ($A \vee B$)

³OD 632B – octal discriminator

⁴CO 4001 – coincidence unit

mit den Signalen ($C \vee D$), erzeugt die Koinzidenzeinheit ein Signal, das über den externen Triggereingang dem Oszilloskop zugeführt wird. Der zeitliche Versatz zwischen Detektorsignal und Trigger wird durch die Verschiebung des Triggerzeitpunktes innerhalb des Aufnahmezeitfensters des Oszilloskops kompensiert, wodurch auf den Einsatz einer Verzögerungsleitung verzichtet werden kann.

4.2.2 Verschaltung des Z^2 -Setups

Abbildung 4.2 zeigt den Anschluss der Detektoren an das Oszilloskop. Zum Schutz der Elektronik vor Überspannung, wie sie durch Überschläge auf die Anode der Microchannel Plates hervorgerufen werden kann, ist jedem Detektor eine Sicherungsschaltung aus schnellen Dioden (Abbildung 4.3) nachgeschaltet. Erst nach diesem Überspannungsschutz werden die Signale der Microchannel Plates den 5 GHz Vorverstärkern zugeführt und um 20 dB verstärkt. An den Ausgängen der Verstärker werden die Signale in T-Stücken aufgeteilt und über 2 m lange RG-58 A/U Koaxialkabel zum Oszilloskop geleitet. An den Eingängen des Oszilloskops werden die Signale entsprechend der Abbildung 4.2 über weitere T-Stücke zusammengeführt. Die offenen Kabelenden bzw. T-Stücke sind jeweils mit 50 Ω Widerständen abgeschlossen, um die Impedanzen für die Signale aus allen Detektoren identisch zu halten.

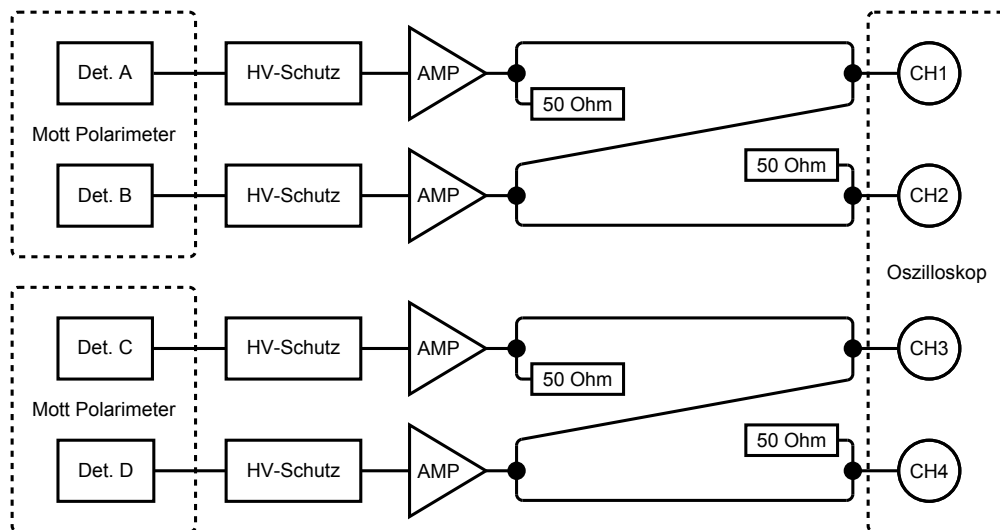


Abbildung 4.2: Verschaltung der Detektoren im Z^2 -Setup. Die T-Stücke an den Oszilloskopeingängen CH1 und CH3 wirken als logisches ODER, wodurch über einen logischen Trigger (CH1 UND CH2) auf die gesuchten Koinzidenzen getriggert werden kann. Die ursprünglichen Detektorsignale lassen sich nach der Aufnahme mathematisch über (Det.A = CH1 – CH2) und (Det.B = CH2) rekonstruieren. Diese Mechanismen werden eingehend in den Abschnitten 4.3.2 und 4.3.3 behandelt.

An den T-Stücken entstehen unweigerlich Signalreflexionen, die nach einem ganzzahligen Vielfachen von rund 20 ns wieder auf einen Oszilloskop-Eingang treffen. Simulierte Rechteck-Signalverläufe, wie sie an den Oszilloskopeingängen anliegen, sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

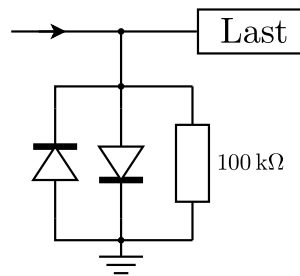


Abbildung 4.3: Überspannungsschutz am Ausgang der Microchannel Plates nach [Tec09].

Die Laufzeiten dieser Reflexionen sind aufgrund der gewählten Kabellänge größer als die Länge eines Signalverlaufs, sodass dieser nicht mit sich selbst interferiert. Zudem sind sie kürzer als die Totzeit ($\approx 3,3 \mu\text{s}$) des Oszilloskops nach einem Trigger, sodass sie keine erneute Datenaufnahme auslösen. Ein störender Einfluss ist daher lediglich bei der Überlagerung einer Reflexion mit einer Koinzidenz zu erwarten. Die mittlere Häufigkeit hierfür lässt sich nach (2.3) mit

$$R_{\text{Interferenz}} \approx 3 \text{ kHz} \cdot 1 \text{ Hz} (20 \text{ ns} + 5 \text{ ns}) = 7,5 \cdot 10^{-5} \text{ Hz} \quad (4.1)$$

abschätzen. Dabei beträgt die Länge eines Signalverlaufs 5 ns und die des Aufnahmezeitfensters des Oszilloskops 20 ns (= 500 Punkte \cdot 40 ps/Pkt). Die angegebenen Raten, in Höhe von 1 Hz bzw. 3 kHz, entsprechen hierbei den typischen Koinzidenz- und Einzelzählraten. Aufgrund der vergleichsweise geringen zu erwartenden Häufigkeit, mit der solche Interferenzen nach (4.1) auftreten, bleiben diese ohne signifikante Bedeutung für eine Signalauswertung.

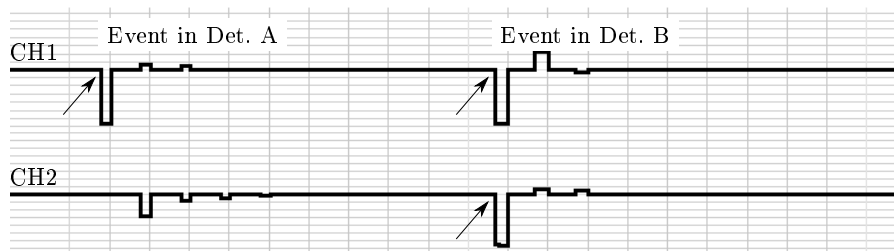


Abbildung 4.4: Signalreflexionen im Z^2 -Setup. Simuliert mit [Fal10]. Das Aufnahmezeitfenster des Oszilloskops ist so kurz gewählt, dass die Reflexionen nicht mit aufgenommen werden. Aufgrund der gegebenen Totzeit des Oszilloskops lösen die Reflexionen auch keinen erneuten Trigger aus. Die Überlagerung mit echten Koinzidenzen kann zwar zu Fehlregistrierungen führen, tritt nach Gleichung (4.1) jedoch vernachlässigbar selten auf.

4.3 Triggerung und Auslesen der Signalverläufe

Triggerlogik: Die Triggerlogik hat zur Aufgabe, die Detektorsignale nach dem Auftreten zweier koinzidenter Ereignisse zu filtern. Von Interesse sind dabei paarweise koinzidente Signale aus jeweils verschiedenen Mott-Polarimetern, denn diese Signale können den Elektronen-

Elektron-Stößen im Primärtarget zugeordnet werden. Zwei Elektronen, die zeitgleich auf die Mott-Polarimeter treffen, müssen das erste Target unter einem Winkel von 45° zur Primärstrahlachse verlassen haben und gleiche Energien besitzen. Natürlich besteht bei solchen Signalen auch die Möglichkeit der zufälligen Überlappung, deren Häufigkeit proportional zur Zeitauflösung $\sigma_{\text{PreTrigger}}$ der Koinzidenzlogik ist (vgl. Kapitel 2.1).

Zeitauflösung der Logik: Die Koinzidenzlogik in der Datenaufnahme ist grundsätzlich von der Logik in der Datenanalyse zu unterscheiden. Letztere bietet die Möglichkeit das Koinzidenzfenster auf beliebige Werte – sinnvollerweise nicht unterhalb des Detektorjitters – einzustellen. Die Zeitauflösung der Datenaufnahme hat daher auf die letzten Endes erreichbare Qualität einer Messung keine Einfluss, wohl aber auf die Quantität der aufzunehmenden Signale. Das Verhältniss der Zeitaufösungen beider Komponenten $\frac{\sigma_{\text{PreTrigger}}}{\sigma_{\text{Analyse}}}$ entspricht dem Verhältnis von aufgenommenen Signalen zu auswertbaren Signalen und sollte günstigerweise nur leicht oberhalb von 1 liegen. In der vorliegenden Arbeit wurde dieses Ziel der „optimalen Vorselektion“ verfolgt, um innerhalb der Analysesoftware noch Geschwindigkeitsreserven für zusätzliche Funktionen zur Verfügung zu haben.

Durch den Einsatz von Microchannel Plates an Stelle der Kombination aus Plastikszintillator und Photomultiplier konnte der Detektorjitter von ≈ 2 ns auf unter 250 ps gesenkt werden. Dies machte es allerdings erforderlich, das *Ext.-Trigger-Setup* durch eine schnellere Logik zu ersetzen. Beide Triggerverfahren und das Auslesen der Signale aus dem Oszilloskop werden in den sich anschließenden Abschnitten 4.3.1–4.3.3 beschrieben.

FastFrame-Modus: Zur Aufzeichnung der Signalverläufe wird der sogenannte *FastFrame*-Modus des Digital-Oszilloskops verwendet (siehe Abbildung 4.5). Jeder Trigger löst dabei die Aufnahme eines einzelnen, kurzen Zeitfensters (*Frame*) aus, welches im Speicher des Gerätes an das jeweils vorherige angehängt wird. Erst wenn eine eingestellte Anzahl Frames aufgezeichnet ist, werden die Daten vom Speicher des Oszilloskops in die Anzeige geladen und für die weitere Bearbeitung verfügbar gemacht. Die Framelänge (*Frame Size* bzw. *RecLength*) und Anzahl kann fast beliebig eingestellt werden, ist aber durch die Größe des Oszilloskopspeichers beschränkt. Ein großer Vorteil dieses Aufnahmemodus ist die schnelle Triggerrate von 300 000 Events/s bzw. die geringe Totzeit zwischen zwei Triggern von $3,3 \mu\text{s}$. Zudem stehen zu jedem einzelnen Trigger Zeitmarken (*Timestamps*) zur Verfügung, die bei Bedarf ausgelesen werden können. Wie diese Timestamps in der Datenaufnahmesoftware verwendet werden, wird in den Abschnitten 4.4 und 4.5.4 eingehend behandelt.

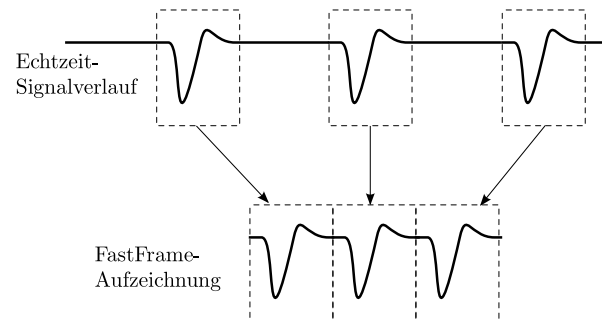


Abbildung 4.5: Funktionsweise des FastFrame-Modus eines Digital-Oszilloskops. Die zeitlich getrennt getriggerten Ereignisse werden in einem Datensatz zusammengefasst. Das DPO 70404 erreicht in diesem Modus eine maximale Triggerrate von etwa $300\,000\text{ s}^{-1}$.

4.3.1 Koinzidenz-Trigger im *Ext.-Trigger-Setup*

Wie der Abbildung 4.1 und dem entsprechenden Textabschnitt zu entnehmen ist, wird bei diesem Setup die Signalaufnahme des Oszilloskops durch ein Signal an dessen externem Triggereingang ausgelöst. Ein solches Signal wird erzeugt, wenn die Triggerbedingung $(A \vee B) \wedge (C \vee D)$ erfüllt ist, d. h. Koinzidenzen zwischen den Detektoren $(A \wedge C) \vee (A \wedge D) \vee (B \wedge C) \vee (B \wedge D)$ ⁵ auftreten. Das Koinzidenzmodul erzeugt dieses Triggersignal, wenn die Pulse der Diskriminatoren überlappen. Die Zeitauflösung σ des Triggerschaltkreises ist daher durch die Breite τ_i dieser Diskriminatorpulse gegeben (siehe Abschnitt 2.1.2), welche je nach explizit verwendetem Bauteil um einen Wert von $\tau \approx 3\text{ ns}$ variieren. Das Verhältnis $\frac{\sigma_{\text{PreTrigger}}}{\sigma_{\text{Analyse}}}$ beträgt beim Einsatz der Plastiksintillator-Photomultiplier-Kombination dann etwa 1,5–2, was eine hinreichend gute Vorselektion gewährleistet. Für die schnelleren Microchannel Plates ist dieses Setup aufgrund seiner verhältnismäßig schlechten zeitlichen Auflösung allerdings nur bedingt einsetzbar. Hierbei müsste überproportional viel Datenmenge überflüssig aufgezeichnet und ausgewertet werden.

4.3.2 Koinzidenztrigger im *Z²-Setup*

Das DPO 70404 Oszilloskop bietet die Möglichkeit eines logischen Triggers, der auch im weiter oben erläuterten FastFrame-Modus bei einer Triggerrate von $300\,000\text{ Hz}$ verfügbar ist. Dieser sogenannte *Logic-Pattern*-Trigger löst aus, sobald die Signale aller vier Eingänge ein definiertes, logisches Muster (= *Pattern*) erfüllen. Über separat einstellbare Schwellen, lässt sich dazu für jeden Kanal ein *High*- und *Low*-Zustand definieren und logisch miteinander verknüpfen. Ein Trigger der Form „AND(LxLx)“ bedeutet hierbei, dass sich die Signalpegel von Kanal 1 UND Kanal 3 unterhalb der Schwellen – also im Low-Zustand („L“) – befinden müssen, während jene von Kanal 2 und 4 keine Rolle spielen („x“). Die Abbildung 4.6 zeigt dazu einige Beispiele.

⁵Aus diesem logischen Ausdruck lässt sich auch direkt ein alternatives Triggerkonzept ableiten, bei dem insgesamt 4 Koinzidenzmodule in den Detektorsignalen auf Koinzidenzen triggern. Die gegebene Asymmetrie der Module hat hierbei allerdings starken negativen Einfluss auf die Messergebnisse, da das Experiment selbst aktuell unter 10 % Asymmetrie nach den Mott-Polarimetern liefert [Ber09, BJS10].

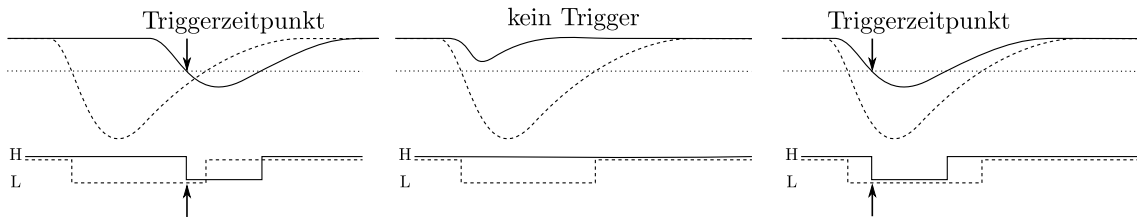


Abbildung 4.6: Darstellung der Funktionsweise des logischen Pattern-Triggers des verwendeten Digital-Oszilloskops DPO 70404. Diese entspricht der Funktion einer klassischen Diskriminator-Koinzidenzlogik-Schaltung. Beide Pulse müssen oberhalb einer eingestellten Schwelle ($\hat{=}$ Diskriminator) einen Überlappungsbereich ($\hat{=}$ Koinzidenzlogik) aufweisen.

Mit dieser Triggerkonfiguration lässt sich die Funktion einer Koinzidenzlogik mit integrierten Leading-Edge-Diskriminatoren (siehe Kapitel 2.3.3) im Oszilloskop nachbilden. In Verbindung mit der in Abbildung 4.7 vereinfacht dargestellten Verschaltung der Detektoren wird so der für das Experiment gewünschte Koinzidenztrigger $(A \vee B) \wedge (B \vee C)$ konstruiert.

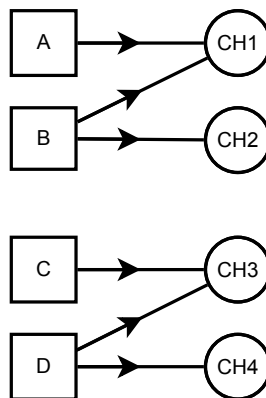


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Verschaltung der Detektoren und die resultierende Signalmischung. An den Oszilloskopeingängen CH1 und CH3 überlagern die Signale aus den Detektoren A, B bzw. C, D.

4.3.3 Signalrekonstruktion im Z^2 -Setup

Für jeden Trigger nimmt das Oszilloskop die Signalverläufe aller vier Kanäle auf, jedoch sind diese nicht eindeutig den jeweiligen Detektoren zuzuordnen. Es ergibt sich an den Oszilloskopeingängen, aufgrund der Addition der Signale in den T-Stücken, folgende Kanal-Detektor-Zuordnung:⁶

$$\begin{aligned} \text{CH1} &= A + B & \text{CH3} &= C + D \\ \text{CH2} &= B & \text{CH4} &= D. \end{aligned}$$

⁶Die auftretenden Reflektionen sind in Abschnitt 4.2 behandelt.

Damit Kanäle ausgelesen werden können, die jeweils nur die Signale *eines* Detektors beinhalten, werden die folgenden zwei zusätzlichen Mathe-Kanäle (*Math-Waveforms*)⁷ im Oszilloskop definiert:

$$M1 = CH1 - CH2 = A \qquad M3 = CH3 - CH4 = C.$$

Für die weitere Datenverarbeitung werden nur die Kanäle M1, CH2, M3, CH4 aus dem Oszilloskop ausgelesen.⁸

4.4 Einzelzählratenbestimmung

Zur Bestimmung der Einzelzählraten wird der Trigger neu konfiguriert, sodass nicht auf Koinzidenzen, sondern auf die Flanken der einzelnen Detektorsignale getriggert wird. Zum Einsatz kommt auch hier wieder der FastFrame-Modus, mit dem in vier separaten Messungen je 1000 Frames aufgenommen werden. Über die Abfrage der Timestamps⁹ ist es dann möglich, die dafür nötige Zeitspanne zu bestimmen und die Einzelzählraten zu berechnen. Die verwendeten Triggerkonfigurationen werden in den folgenden beiden Abschnitten dargestellt.

4.4.1 Einzelzählraten-Trigger im *Ext.-Trigger-Setup*

Im *Ext.-Trigger-Setup* wird der einfache Flankentrigger (*Slope-Trigger*) mit fest eingestellter Spannungsschwelle verwendet. Die Funktionalität entspricht dann einem einfachen Diskriminator mit nachgeschaltetem Zähler. Allerdings werden die Kanäle – wie oben erwähnt – nicht gleichzeitig abgefragt, sondern nacheinander aufgenommen.

4.4.2 Einzelzählraten-Trigger im *Z²-Setup*

Aufgrund der nicht-eindeutigen Kanal-Detektor-Zuordnung kommt im *Z²-Setup* erneut der logische Trigger zum Einsatz. Wie aus der Abbildung 4.7 zu entnehmen ist, wird ein Signal aus

⁷Diese Mathe-Kanäle werden vom Oszilloskop erst nach der Aufnahme aller Frames im FastFrame-Modus berechnet, sodass die Triggerrate hiervon unberührt bleibt. Zum sogenannten *Fast-Acquisitions-Modus* sind die Mathe-Kanäle nicht kompatibel. Dieser Modus stellt die mit sehr geringer Totzeit aufgenommenen Signalverläufe in Echtzeit auf dem Bildschirm dar. Diesem Umstand ist hier eine gewisse Aufmerksamkeit gewidmet, da der Fast-Acquisitions-Modus prinzipiell für die Darstellung und Überprüfung der Detektorsignale gut geeignet ist. Im *Z²-Setup* ist es jedoch leider *nicht* möglich, die rekonstruierten Signale in den Mathekanälen in Echtzeit darzustellen. Um einen ähnlichen Effekt zu erzielen, kann die Nachleuchtzeit in den Darstellungsoptionen des DPO 70404 verlängert werden.

⁸Um auch komplexere Berechnungen mit ausreichender Genauigkeit darstellen zu können besitzen die Mathe-Kanäle eine erhöhte Auflösung von 32 bit bzw. 4 Byte/Datenpunkt, während die normalen Eingangskanäle mit 8 bit bzw. 1 Byte/Datenpunkt digitalisiert werden. Die dadurch verursachten unterschiedlichen Dateigrößen innerhalb eines Datensatzes haben keine weitere Bedeutung.

⁹Zu Timestamps siehe Abschnitt 4.3, „FastFrame-Modus“ auf Seite 49.

Detektor B in den Oszilloskopeingängen CH2 und CH1 zeitgleich – also koinzident – registriert. Mit der Einstellung „AND(LLxx)“ des Logic-Pattern-Triggers, wird genau auf diese Signale aus Detektor B getriggert. Entsprechendes gilt für Signale aus Detektor D , wobei dann der Trigger auf „AND(xxLL)“ konfiguriert wird.

Da es sich bei dieser Form der Zählratenbestimmung um eine Koinzidenzmessung handelt, können zufällige Überlagerungen zu Fehltriggern führen. Diese können jedoch durch eine zusätzliche Option des Logic-Pattern-Triggers sehr gut unterdrückt werden. Dazu wird eine Zeitspanne konfiguriert, für deren Dauer die High- oder Low-Zustände der Signale mindestens überlappen müssen. Die Abbildung 4.8 verdeutlicht dieses Prinzip. Der Einzelzählraten-Trigger „AND(LLxx) ≥ 300 ps“ löst nur dann aus, wenn die Low-Zustände in Kanal 1 und 2 für mindestens 300 ps überlappen.

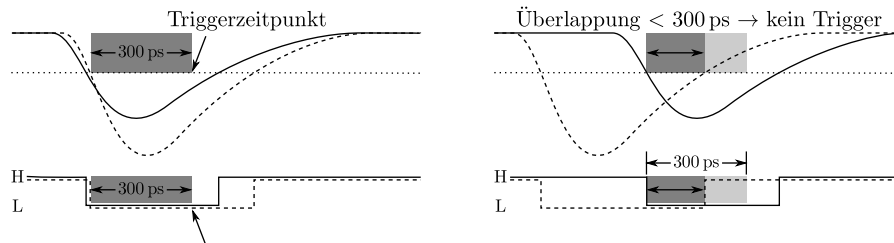


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Logic-Pattern-Triggers bei Angabe einer Mindestüberlappungszeit. Erst wenn die Low-Zustände beider Kanäle für die angegebene Zeit überlappen, wird ein Trigger ausgelöst.

Zur Bestimmung der Einzelzählraten der Detektoren A und C kommen die Triggermuster „AND(LHxx) ≥ 300 ps“ bzw. „AND(xxLH) ≥ 300 ps“ zum Einsatz. Diese leiten sich wieder direkt aus Abbildung 4.7 ab, da Signale aus A bzw. C nur an den Kanälen CH1 bzw. CH3 anliegen.¹⁰

4.5 Datenaufnahmesoftware ACQ

4.5.1 Konzept

Eine komplette Messung besteht, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, aus mehreren Zyklen, in denen abwechselnd jeweils die Einzelzählraten gemessen und die Koinzidenzen aufgenommen werden. In Abbildung 4.9 ist schematisch dargestellt, wie dieser Messablauf in der Aufnahmesoftware ACQ implementiert ist. Die beiden eigentlichen Messroutinen (Einzelzählratenbestimmung und Koinzidenzaufnahme) sind entsprechend der LabVIEW-Philosophie (vgl. Kapitel 2.4) dabei in eigenständig lauffähigen SubVIs programmiert (ACQ.Countrates.vi und ACQ.Measurement.vi).

¹⁰Die auftretenden Reflektionen erreichen natürlich auch die Kanäle CH2 bzw. CH4. Sie fallen jedoch in die Totzeit des Oszilloskop-Triggers. Eventuelle Interferenzen in der Form, dass zwei zeitversetzte Signale aus A koinzidente Signale in CH1 und CH2 erzeugen sind aus eben diesem Grund nicht möglich. Siehe dazu auch Abbildung 4.4.

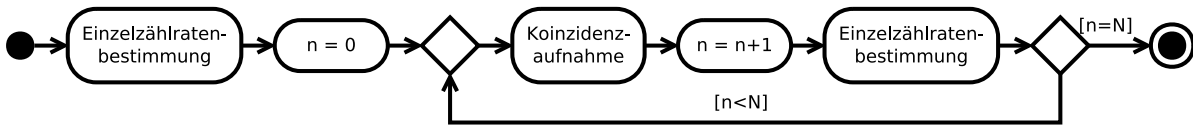


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der Implementierung einer Messreihe mit N Koinzidenzmesintervallen.

Die Ablaufsteuerung und Bereitstellung einer Benutzeroberfläche übernimmt ein drittes VI, das Hauptprogramm ACQ.Main.vi (siehe Abbildung 4.10). Alle Dateien eines Datensatzes werden in einen gemeinsamen Ordner abgelegt (siehe dazu Abschnitt 4.5.6), aus dem heraus sie von der Analysesoftware (siehe Kapitel 5) schon während einer laufenden Messung eingelesen werden können. Das Design und die Funktionen jedes dieser drei VIs wird im den folgenden Abschnitten 4.5.2 bis 4.5.4 ausführlich beschrieben.

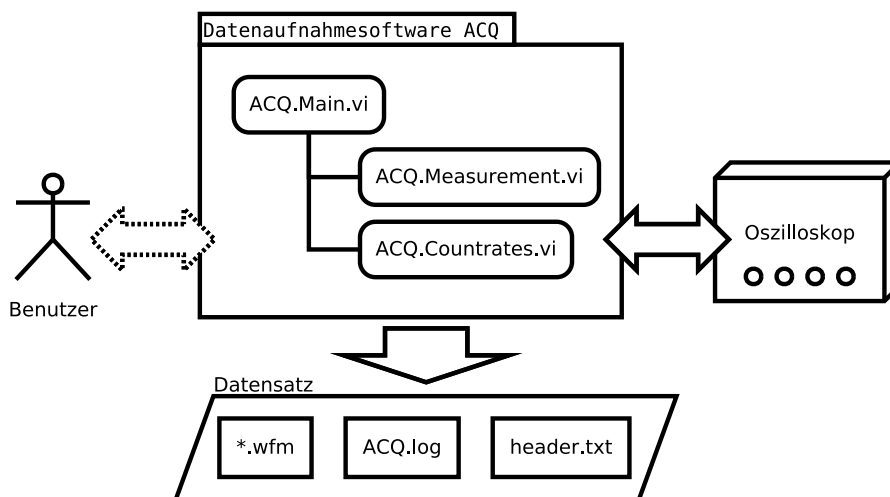


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des Designs der Datenaufnahme. Die Benutzeroberfläche wird durch das ACQ.Main.vi bereitgestellt, das auch den gesamten Messablauf steuert. Die einzelnen Messungen werden von den beiden SubVIs ACQ.Measurement.vi und ACQ.Counrates.vi durchgeführt, die auch die nötige Gerätekommunikation durchführen. Die Messdaten aus jeder Messreihe (Signalverläufe, Zeitstempel, Zusatzinformationen) werden in Form mehrerer Dateien abgespeichert und sind schon während einer noch laufenden Messung auswertbar.

4.5.2 Das Hauptprogramm ACQ.Main.vi

Bei der Entwicklung der Datenaufnahmesoftware lag besonderes Augenmerk auf der Entkopplung von Benutzeroberfläche, Hauptprogramm und Messroutinen. Vorteil dieser Entkopplung ist die ständige Verfügbarkeit der Benutzeroberfläche und die Möglichkeit, den laufenden Messprozess unterbrechen zu können, ohne bereits aufgenommene Daten unbrauchbar zu machen.

Software-Design: Das Hauptprogramm ACQ.Main.vi ist nach einer erweiterten Form des sogenannten *Queued-Message-Handler Design Patterns*¹¹ entworfen. Der *Queued-Message-Handler* (kurz QMH) besteht dabei in seiner Grundform aus einem oder mehreren Nachrichtenerzeugern die Nachrichten in eine *Message-Queue* (= Nachrichten-Warteschlange, FIFO-Speicher) schreiben sowie einem Nachrichtenverarbeiter, der die Nachrichten nacheinander ausliest und bearbeitet. Beide sind durch die Queue voneinander entkoppelt und laufen asynchron in getrennten Prozessen. Der eigentliche „Kern“ der Software liegt hierbei in dem Nachrichtenverarbeitungsprozess, die Benutzeroberfläche wird dann durch einen eigenen Nachrichtenerzeuger-Prozess überwacht. In Abbildung 4.11 ist die grundlegende Funktionsweise eines solchen QMH-Design-patterns dargestellt.

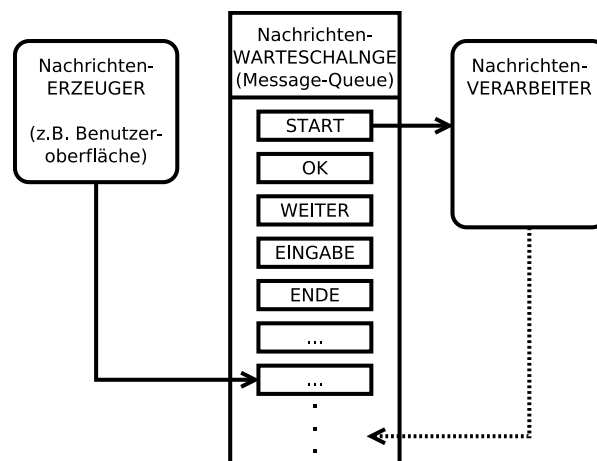


Abbildung 4.11: Funktionsprinzip des sogenannten *Queued-Message-Handler*. Ein Erzeuger-Prozess schreibt Nachrichten in die Warteschlange, von wo aus sie nach dem FIFO-Prinzip von einem Verarbeiter-Prozess gelesen und bearbeitet werden. Optional kann auch der Verarbeiter selbst Nachrichten an die Warteschlange senden.

Im ACQ.Main.vi ist dieses Designpattern um einen weiteren Prozess zur SubVI-Steuerung ergänzt (Abbildung 4.12). Dieser als *SubVI-Handler* bezeichnete Prozess startet die eigentlichen Messroutinen (ACQ.Countrates.vi und ACQ.Measurement.vi) und bleibt jeweils bis zu deren Beendigung blockiert; nach Abschluss jeder Messroutine schreibt er eine entsprechende Statusmeldung in die Queue. Der Erzeuger-Prozess behandelt ausschließlich Benutzereingaben und wird daher kurz als *UI-Event-Handler* (UI = user interface, engl.: Benutzeroberfläche) bezeichnet. Im verarbeitenden Software-Kern – hier *Message-Processor* genannt – sind alle Funktinalitäten der Benutzeroberfläche, die Initialisierung und Zustandsüberwachung sowie die Ablaufsteuerung der Messreihen enthalten.

¹¹Mit *Design Pattern* wird eine Art Vorlage einer Softwarearchitektur bezeichnet.

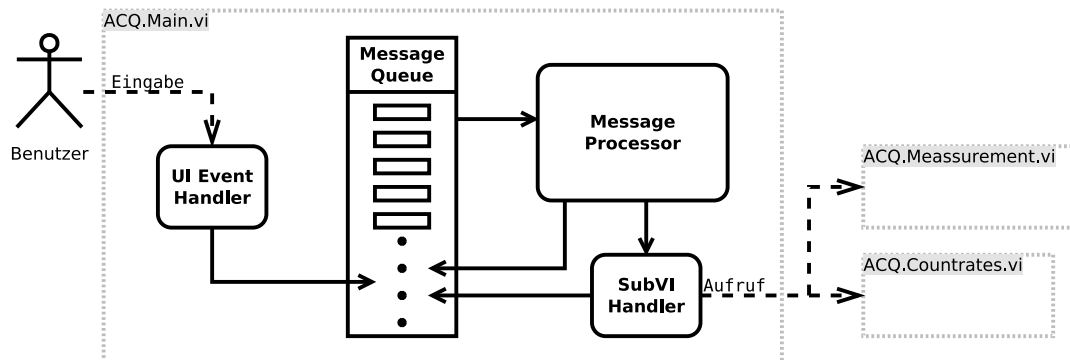


Abbildung 4.12: Design des ACQ.Main.vi mit implementiertem Queued-Message-Handler (vgl. Abbildung 4.11) und der Erweiterung zur SubVI-Steuerung (SubVI-Handler). Die Benutzeroberfläche, der eigentliche Software-Kern und die Messprozeduren in den SubVIs sind über dieses Design voneinander entkoppelt. Dadurch kann der Software-Kern während einer laufenden Messroutine nicht „einfrieren“ und ein sauberer Abbruch bzw. die frühzeitige Beendigung von Messreihen wird ermöglicht. Auch bei unvollständig durchgeführten Messreihen bleiben so die Daten konsistent und können der Datenanalyse zugeführt werden.

Ablaufsteuerung einer Messreihe im ACQ.Main.vi: Der Message-Processor wird im ACQ.Main.vi aus einer CASE-Struktur¹² und einer sie umgebenden WHILE-Schleife mit mehreren sogenannten Schiebe-Registern gebildet. In jedem Schleifendurchlauf wird der erste Eintrag der Message-Queue (Nachrichten-Warteschlange) ausgelesen und dem Eingangs-Terminal der CASE-Struktur zugeführt, die die entsprechende Routine ausführt.

Den Schieberegistern wird in jedem Schleifendurchlauf ein Wert übergeben, der im darauf folgenden Durchlauf ausgelesen werden kann. Auf diese Weise dienen mehrere dieser Register als interne Variablenspeicher. Die Abbildung 4.13 zeigt die Schleife mit Schieberegistern und einer „Seite“ der CASE-Struktur, die hier auf die Nachricht „Config Measurement“ reagiert.

In der Abbildung ist zu erkennen, wie aus den Eingaben des Frontpanel-Bedienelements *ACQ Setup* das *Task Array* gebaut, in das *Task Cluster* eingebettet und an das entsprechende Schieberegister übergeben wird. Die Werte der übrigen Register werden unverändert durchgeschleift. Die Inhalte der drei zentralen Register liegen in Form von Clustern¹³ vor, deren Inhalte in Abbildung 4.14 dargestellt sind.

Das *Task Cluster* beinhaltet den Ablaufplan einer einzelnen Messreihe in Form des *Task Arrays* sowie den *Task Index*, der als eine Art Zeiger die aktuelle Position bzw. den Fortschritt einer Messreihe markiert. Das mit der Routine aus Abbildung 4.13 erzeugte Array besteht aus den alternierenden Einträgen „call ACQ.Countrates“ und „call ACQ.Measurement--m fra-

¹²Eine CASE-Struktur besitzt mehrere „Seiten“, die jeweils spezifischen Eingangswerten zugeordnet sind. Beim Aufruf der Case-Struktur entscheidet der am Eingangsterminal anliegende Wert, welche der Seiten ausgeführt wird. Ähnlich den IF-Abfragen, ermöglichen solche CASE-Strukturen die bedingte Ausführung von Programmcode.

¹³Cluster sind Objekte, die wiederum Objekte beinhalten. Die Objekte in einem Cluster können von unterschiedlichen Datentypen sein, im Gegensatz dazu beinhalten Arrays immer nur Objekte eines Datentyps.

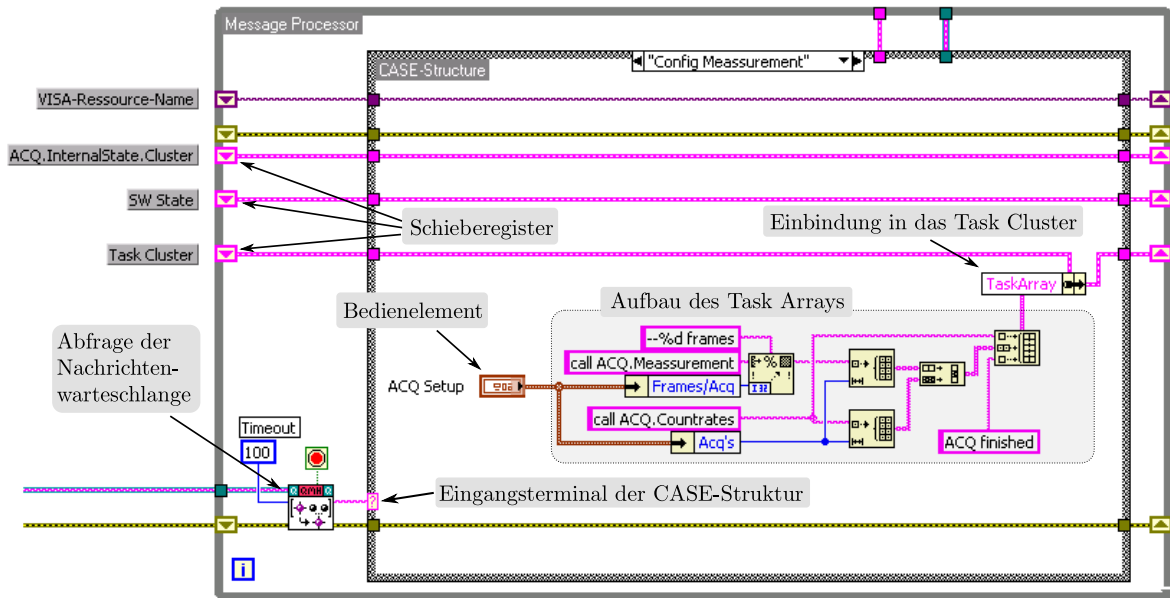


Abbildung 4.13: Blockdiagramm des ACQ.Main.vi-Software-Kerns (Message Processor). In der innenliegenden CASE-Struktur sind alle Routinen zur Bearbeitung der verschiedenen Softwareaufgaben abgelegt. Dargestellt ist hier diejenige Routine, mit der der Ablauf einer Messreihe definiert und im *Task-Cluster* gespeichert wird. Über die Schieberegister sind Variablenspeicher realisiert, die den Austausch von Werten und Einstellungen zwischen den einzelnen Routinen (CASES) ermöglichen.

Task Cluster	ACQ Internal State Cluster	SW State Cluster
+TaskArray: String Array +TaskIndex: I32 Integer	+START TimeStamp: Timestamp +BasePath: File Path +WorkingDirektory: File Path +MeasIndex: I32 Integer +TriggerSetup: Cluster	+running routine: U16 Enum = idle, countrates, measurement +elapsed time: DBL Float +actual time: Timestamp +frames (total): U32 Integer

Abbildung 4.14: Darstellung der Speicherinhalte der drei Schieberegister des ACQ.Main.vi. Dargestellt sind die in den Clustern gehaltenen Variablen/Werte in der Form: +<Bezeichnung>:<Datentyp> = <mögliche Werte>. Der Inhalt des SW-State-Clusters wird 1:1 auf der Benutzeroberfläche im Statusbereich angezeigt und gibt Auskunft über den Fortgang einer Messreihe. Das ACQ-Internal-State-Cluster beinhaltet alle Variablen, die für interne Programmabläufe benötigt werden. Unter anderem wird es den SubVIs (ACQ.Countrates.vi und ACQ.Measurement.vi) bei jedem Aufruf übergeben. Diese erhalten daraus den Pfad und die Dateinamen für die abzulegenden Messdaten, oder die nötigen Parameter zur Triggerkonfiguration. Das Task-Cluster beinhaltet den Ablaufplan einer Messreihe, in Abbildung 4.15 ist dazu eine nähere Beschreibung zu finden.

mes“¹⁴ und einem abschließenden „ACQ finished“ (vergleiche dazu auch Abbildung 4.9). Die Abbildung 4.15 zeigt die Darstellung des Clusters in der LabVIEW-Programmierungsumgebung, sowie das Bedienelement zur Konfiguration der Messreihe.

Wird eine Messreihe gestartet, so liest die Routine „ACQ RUN“ (ohne Abbildung) der CASE-Struktur das *TaskArray* an der Position 0 aus und schreibt diesen Wert in die Message-Queue. Im nächsten Schleifendurchlauf wird dadurch die Routine „call ACQ.Countrates“ (erster Eintrag im *TaskArray*) in der Case-Struktur aufgerufen (ohne Abbildung), welche sämtliche Einstellungen in Form des *ACQ Internal State Clusters* an den *SubVI Handler* übergibt (vgl. Abbildung 4.12). Da der *Message-Processor* auf keinerlei direkte Rückgaben des *SubVI-Handlers* warten muss, läuft der Software-Kern weiter, während parallel dazu das entsprechende SubVI (ACQ.Countrates.vi bzw. ACQ.Measurement.vi) eine Messung durchführt. Schließt das laufende SubVI eine Messung ab, dann schreibt der *SubVI-Handler* ein „SubVI finished“ in die Message-Queue. Im Message-Processor wird dadurch die Routine „SubVI finished“ aufgerufen, die den *TaskIndex* um +1 erhöht und die nächste Mess-Aufgabe aus dem *TaskArray* in die Queue schreibt.

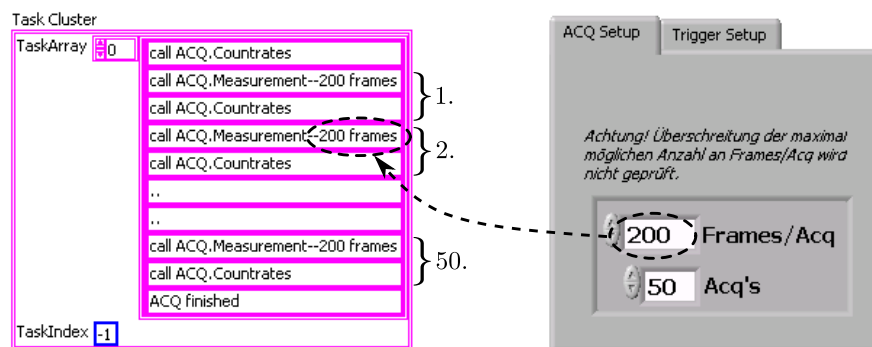


Abbildung 4.15: Task Cluster (links) und Bedienelement zur Konfiguration einer Messreihe (rechts), wie sie in LabVIEW dargestellt werden. Die in Abbildung 4.13 gezeigte Routine baut aus der hier gezeigten Benutzereingabe den „Ablaufplan“ (TaskArray/Task-Cluster) einer Messreihe auf. Nach dem Start einer Messreihe wird der aktuelle Fortschritt bzw. die Zeilennummer des Ablaufplans über den Wert im *TaskIndex* gespeichert.

4.5.3 SubVI zur Koinzidenzmessung ACQ.Measurement.vi

Das SubVI/Unterprogramm ACQ.Measurement.vi hat zur Aufgabe, mit dem Oszilloskop eine eingestellte Anzahl von Koinzidenzen zu triggern, die Signalverläufe der Detektorsignale vom Oszilloskop zu lesen und in Dateien abzuspeichern. Für diese Aufgabe ist das VI als eine reine Messanwendung implementiert. Einmal gestartet, werden die in Abbildung 4.16 gezeigten Abläufe ohne Benutzerinteraktion nacheinander abgearbeitet.

¹⁴Mit m wird die Anzahl aufzunehmender Frames an das SubVI ACQ.Measurement.vi übergeben.

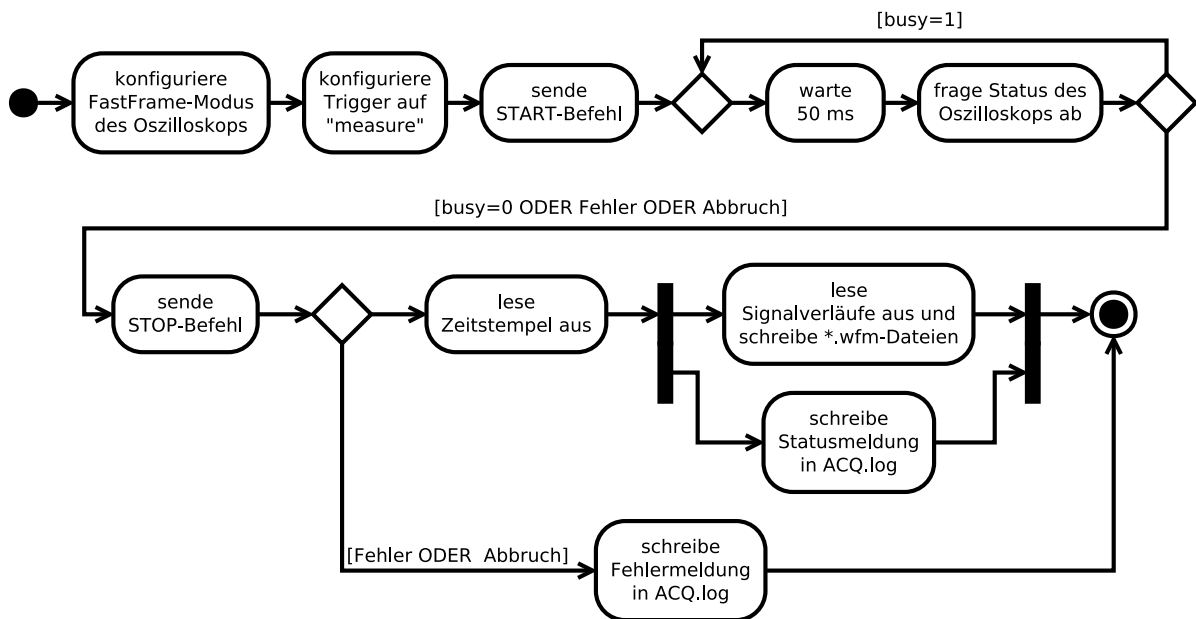


Abbildung 4.16: Schematische Darstellung der Implementierung des ACQ.Measurement.vi zur Aufnahme der koinzidenten Detektorsignale.

Das VI konfiguriert vor einer Messung lediglich den Aufnahmemodus (\rightarrow Single-Shot) und den FastFrame-Modus (\rightarrow on) sowie anhand der Benutzereingaben die Frame-Anzahl und den Trigger (\rightarrow „AND(LxLx)“ bzw. \rightarrow AUX).¹⁵ Dadurch ist es möglich, alle übrigen Parameter, wie die Aufnahmelänge der einzelnen Frames, die Verschiebung des Triggerzeitpunktes, die Zeitauflösung, Verstärkung, usw., manuell direkt am Oszilloskop einzustellen. Die Anpassung des Aufnahmesystems an die Detektorsignale gelingt so um einiges schneller und intuitiver, als wenn die einzelnen Parameter in der Software eingestellt werden müssten.

Nach dem Senden des Startbefehls an das Oszilloskop geht das VI in eine Warteschleife, in der im 50 ms Takt der Status des Oszilloskops abgefragt wird.¹⁶ Solange das Gerät mit der Aufnahme der Signale beschäftigt ist ($\text{busy}=1$), „hängt“ das VI in der Schleife fest. Um aus dem Hauptprogramm ACQ.Main.vi heraus trotzdem einen sauberen Abbruch erzwingen zu können, ist in die Statusabfrage zusätzlich die Abfrage eines Abbruchwertes integriert.¹⁷ Wird die Aufnahme unterbrochen (Abbruch), regulär beendet ($\text{busy}=0$) oder ein Fehler erzeugt, dann verlässt das VI die Schleife, sendet einen Stoppbefehl an das Oszilloskop und führt je nach Ursache der Schleifenbeendigung unterschiedliche Aktionen durch. Wurde die Warteschleife durch einen Fehler oder den Benutzer abgebrochen, schreibt das VI eine entsprechende Fehlermeldung

¹⁵Die Triggerkonfiguration ist der einzige Schritt, der in beiden Triggerszenarien (*Ext.-Trigger-Setup* bzw. *Z²-Setup*) unterschiedlich ausgeführt wird (vgl. Abschnitt 4.3). Alle übrigen Routinen arbeiten für beide Szenarien absolut identisch.

¹⁶Eine Besonderheit der Statusabfrage ist, dass sie als sogenannte Funktionale Globale Variable (*Functional Global*) implementiert ist. In Abschnitt 4.5.5 wird dieses OSC.State.Register.vi näher vorgestellt.

¹⁷Der Abbruchwert ist mit in das OSC.State.Register.vi integriert. Dieses dient damit als gemeinsame Schnittstelle zwischen den VIs und dem Oszilloskop, sowie den VIs untereinander.

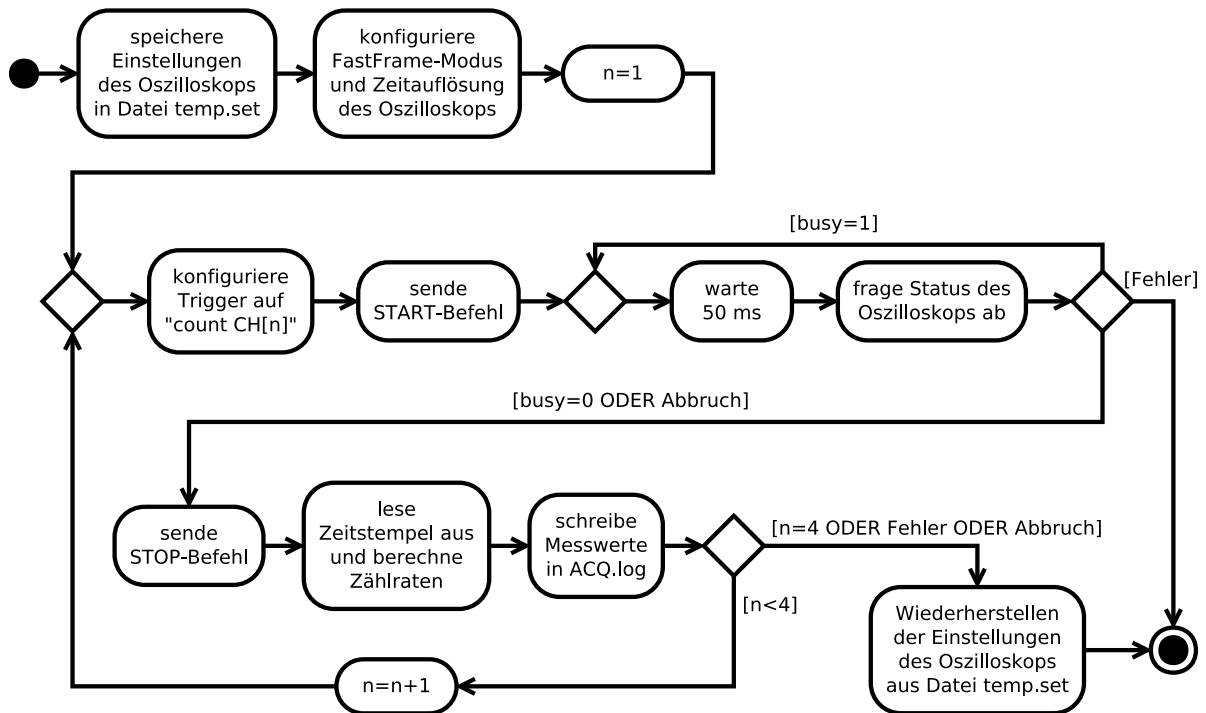


Abbildung 4.18: Schematische Darstellung der Implementierung des ACQ.Countrates.vi zur Bestimmung der Einzelzählraten von $n = 4$ Detektoren.

Frame-Länge ($\rightarrow 50$ Punkte)¹⁹ und die Samplingrate ($\rightarrow 25$ GS/s). Außerdem werden die Mathkanäle und alle nicht benötigten Kanäle deaktiviert, um die dafür nötige Berechnungszeit einzusparen.

In jedem Durchlauf der Mess-Schleife wird dann die jeweils erforderliche Triggerkonfiguration am Oszilloskop eingestellt, der Startbefehl gesendet und die Warteschleife gestartet.²⁰ Nach Beendigung der Warteschleife liest das VI die Zeitstempel des ersten und letzten Triggers, sowie die Anzahl aufgenommener Frames aus, berechnet die Zählraten und schreibt diese Werte in die ACQ.log-Datei. Sind alle vier Zählratenmessungen durchgeführt, oder wurde ein Abbruchsignal gesendet, werden die Einstellungen des Oszilloskops aus der Datei temp.set wieder hergestellt und das VI beendet.

¹⁹Anmerkung zur Softwarebedienung: Die Frame-Länge von 50 Punkten reicht u.U. nicht aus, um einen vollständigen Wellenzug des Detektorsignals zu erfassen. Da diese Daten ohnehin nicht ausgelesen werden, stellt dieser Umstand kein Problem dar, jedoch sorgt er dafür, dass ein Signal-Peak bei der Darstellung auf dem Oszilloskop auf die volle Breite des Bildschirms „auseinandergezogen“ erscheint. Für den Anwender ergibt sich daher leicht der Anschein, dass die Signale nicht mehr ordnungsgemäß aufgenommen werden, was jedoch ausdrücklich nicht der Fall ist.

²⁰Die Triggerkonfiguration ist der einzige Schritt, der in beiden Triggerszenarien (*Ext.-Trigger-Setup* bzw. *Z²-Setup*) unterschiedlich ausgeführt wird (vgl. Abschnitt 4.3). Alle übrigen Routinen arbeiten für beide Szenarien absolut identisch.

Zählratenberechnung aus Zeitstempeln

In Abbildung 4.19 ist das vollständige LabVIEW-Blockdiagramm des Calculate Rate.vi zur Zählratenberechnung dargestellt.

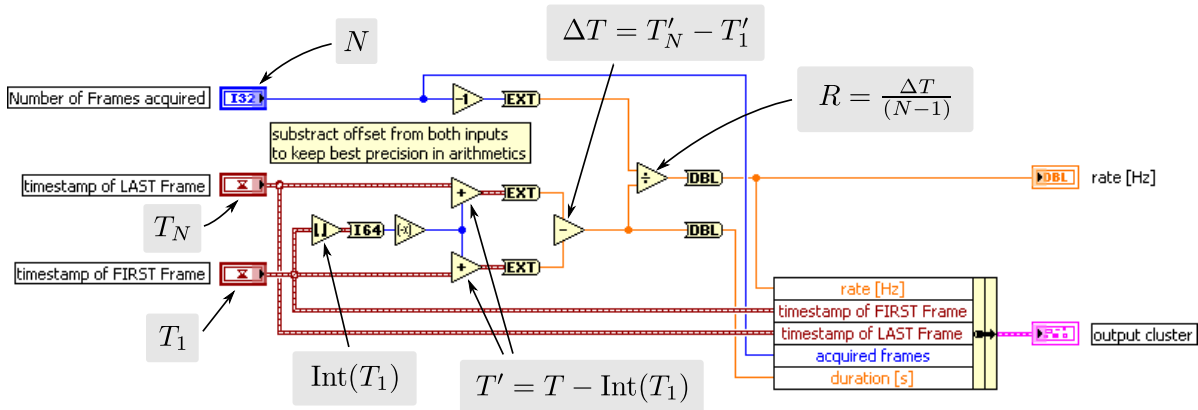


Abbildung 4.19: Blockdiagramm des Calculate Rate.vi zur Berechnung der Zählraten aus den Zeitstempel-Werten der FastFrame-Aufnahmen. Zählrate $R = \frac{T_N - T_1}{N - 1}$.

Dem Programmcode liegt die mathematische Operation

$$\text{Zählrate } R = \frac{T_N - T_1}{N - 1}. \quad (4.2)$$

zugrunde. Um jedoch bei der Formatumwandlung und Berechnung die größtmögliche numerische Genauigkeit zu erhalten, wird den Zeitstempeln ein Offset ($\text{Int}(T_1) = \text{Integer-Wert von } T_1$) abgezogen.²¹ Die im Blockdiagramm implementierte mathematische Operation ist daher:

$$\text{Zählrate } R = \frac{(T_N + [-\text{Int}(T_1)]) - (T_1 + [-\text{Int}(T_1)])}{N - 1}. \quad (4.3)$$

Totzeitkorrektur bei der Zählratenberechnung

Bei der Bestimmung von Zählraten müssen im Allgemeinen die Totzeiten aller Komponenten einer Messkette berücksichtigt werden. Da für uns die absolute Rate „vor“ dem Detektor nicht von Interesse ist, sondern lediglich die Anzahl der vom Detektor erzeugten Pulse, reicht es, die Totzeit des Oszilloskop-Triggers zu betrachten. Bei einer Triggerfrequenz von ≈ 300 kHz beträgt diese $\tau_{\text{tot}} \approx 3,3 \mu\text{s}$. Je nach tatsächlicher Zählrate im Detektor, verpasst das Oszilloskop daher einige Ereignisse. Die Abbildung 4.20 zeigt den Zusammenhang zwischen der gemessenen Zählrate R' und der resultierenden Zählraten R mit und ohne Totzeitkorrektur für das gegebene

²¹Diese Rechengenauigkeit ist bei weitem nicht notwendig, da bereits die statistische Genauigkeit einer Zählratenmessung mit 1000 Ereignissen lediglich $\sqrt{N}/N \approx 3\%$ beträgt. Trotzdem wurde diese Implementierung gewählt, um die Umwandlung eines LabVIEW-Timestamps (128-bit-Festkommazahl) in eine 64-bit-Fließkommazahl bei Erhaltung der vom Oszilloskop gelieferten Pikosekunden-Genauigkeit zu realisieren.

τ_{tot} . Es zeigt sich, dass die Abweichungen in unserem Zählratenbereich (um 3 kHz) minimal ausfallen ($<2\%$). Von einer Korrektur der Zählraten wurde daher bislang abgesehen. Eine zukünftige Implementierung der Totzeitkorrektur könnte direkt im weiter oben dargestellten Calculate Rate.vi (Abbildung 4.19) oder aber in der Auswertesoftware erfolgen. Darüber hinaus bietet sich die Möglichkeit an, Zählratenwerte in der Datei ACQ.log direkt zu editieren.

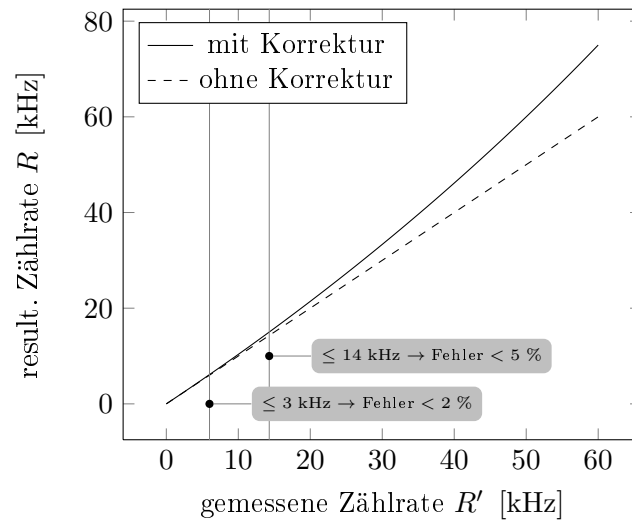


Abbildung 4.20: Zählratenkorrektur unter Berücksichtigung der Trigger-Totzeit des Oszilloskops (DPO 70404). Im FastFrame-Modus beträgt die Totzeit $\tau_{\text{tot}} \approx 3,3 \mu\text{s}$ (max. Triggerfrequenz $\approx 300 \text{ kHz}$). Die korrigierte Zählrate ist $R = \frac{R'}{1 - R' \cdot \tau_{\text{tot}}}$ [Kle05]. Aufgrund der geringen Abweichung im Bereich um 3 kHz, wird die gemessene Rate in der Software bislang direkt verwendet und nicht korrigiert.

4.5.5 Funktionale Globale Variable OSC.State.Register.vi

Die Statusinformationen des Oszilloskops sollen zeitgleich in mehreren VIs zur Verfügung stehen, gleichzeitig darf jedoch jeweils nur eine Routine mit dem Oszilloskop kommunizieren, da sonst Übertragungsfehler auftreten. Abhilfe schafft hier die Funktionale Globale Variable ACQ.State-Register.vi, die gewissermaßen die virtuelle Repräsentation des Oszilloskops in der Software darstellt (Abbildung 4.21). Sie bildet in einem internen Speicher (OSC.State.Cluster) alle Statusinformationen des Oszilloskops ab. Nur bei einem Aufruf der update()-Funktion fragt das VI den tatsächlichen Oszilloskopzustand ab und schreibt diesen in den internen Speicher; hierdurch findet eine Synchronisation zwischen dem OSC.State.Cluster und dem realen Messgerät statt. Diese Funktion wird jeweils nur durch das ACQ.Main.vi oder die aktive Messroutine (ACQ.Measurement.vi bzw. ACQ.CountRates.vi) ausgeführt, um eine Überschneidung mit der laufenden Messgerätekommunikation zu vermeiden. Allen übrigen Routinen bzw. VIs steht an beliebiger Stelle über die get()-Funktion der Oszilloskopstatus indirekt zur Verfügung, ohne dass eine Messgerätekommunikation gesondert synchronisiert werden braucht. Ein durch den

Benutzer erzeugter Abbruch wird ebenfalls über das OSC.State.Register.vi zu den übrigen VIs kommuniziert.

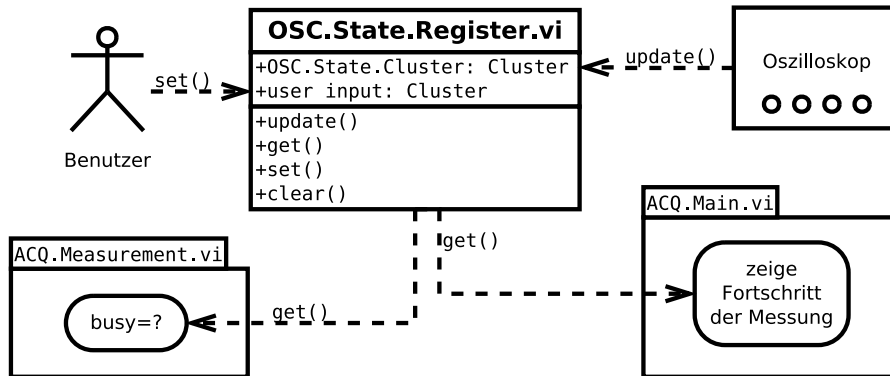


Abbildung 4.21: Schematische Darstellung der Funktionen und Schnittstellen des OSC.State.Register.vi. Die internen Variablen (OSC.State.Cluster und user-input) speichern den Oszilloskopzustand und die Benutzereingaben. Das OSC.State.Register wird dabei über die update()-Funktion mit dem Oszilloskop synchronisiert oder über die get()-Funktion abgefragt. Auf diese Weise steht der Oszilloskopstatus beispielsweise auch dem Hauptprogramm zur Verfügung, obwohl die Gerätekommunikation nur im jeweiligen SubVI durchgeführt wird.

4.5.6 Datenspeicherung

Der während einer Messreihe erzeugte Datensatz besteht aus den folgenden Dateien:

***.wfm:** Die *Waveform*-Dateien enthalten die Signalverläufe der Detektorsignale in einem 1 bzw. 4 Byte Binärformat, das durch die offizielle Tektronix-Treiberoutine festgelegt ist. Zusätzlich werden noch vier lesbare Textzeilen an die Datei angehängt, die Aufnahmedatum, -zeit und -dauer angeben.

ACQ.log: Diese Log-Datei enthält Angaben über Start- und Endzeit jeder Messroutine, die Anzahl aufgenommener Frames und die berechneten Zählraten. Die hier abgelegten Daten dienen hauptsächlich zur Berechnung der zufälligen Koinzidenzen in der Analysesoftware. Durch die Datenstruktur ist gewährleistet, dass auch zusätzliche, zukünftig implementierte Routinen diese Datei verwenden können. Jeder Eintrag (=Zeile) beginnt mit dem Namen der Quell-Routine, anhand welcher die Analysesoftware die verarbeitbaren Einträge filtert, was die Abwärtskompatibilität somit immer gewährleistet.

header.txt: In dieser Datei sind Datum, Uhrzeit, Dauer und ursprünglicher Speicherort der gesamten Messreihe sowie die Kommentarfeld-Eingabe aus der Benutzeroberfläche abgelegt.

countvalues.txt: In diese Datei wurde von einer früheren Version der Aufnahmesoftware ursprünglich die Zählraten geschrieben. Sie wird aktuell vom ACQ.vi nicht mehr erzeugt, sondern von der Auswertesoftware erstellt (siehe Abschnitt 5.3.2).

Kapitel 5

Datenanalyse

Das gesamte Signalverarbeitungssystem ist, wie in Kapitel 3.6 beschrieben, in die zwei Komponenten *Datenaufnahme* und *Datenanalyse* untergliedert. Die grundlegende Funktion der Datenanalyse besteht nun darin, aus den aufgenommenen Detektorsignalen möglichst genaue Zeitsignale abzuleiten, auftretende Koinzidenzen den entsprechenden Detektorpaaren zuzuordnen, die zufälligen Koinzidenzen berechnen und die Ergebnisse einer Messreihe graphisch darzustellen. Eine entsprechende Auswertesoftware dazu wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit mit LabVIEW entwickelt und wird in diesem Kapitel vorgestellt.

Abschnitt 5.1 soll einen Überblick über die Funktion der einzelnen Softwarekomponenten und deren Zusammenspiel geben. In den darauf folgenden Abschnitten werden dann die einzelnen Routinen der Datenanalyse eingehend beschrieben und ihre Funktion anhand echter Messdaten verdeutlicht.

5.1 Software-Konzept

Die Funktionalität der Analysesoftware ist in drei eigenständige VIs aufgeteilt: *read waveforms.vi*, *queue status.vi* und *analysis.vi* (siehe Abbildung 5.1).

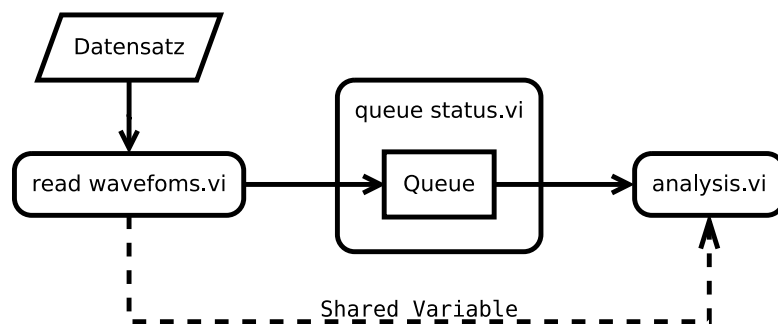


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Designs der Analysesoftware.

Das `queue status.vi` stellt einen FIFO-Speicher (= *Queue*) bereit, über den das Einlesen der Messdaten (`read waveforms.vi`) von der eigentlichen Auswertung (`analysis.vi`) entkoppelt wird. Die Daten innerhalb des Speichers liegen in Form separater Koinzidenz-Events vor. Diese werden einzeln und nacheinander vom `analysis.vi` eingelesen und verarbeitet. Das `read waveforms.vi` muss daher die getrennt vorliegenden FastFrame-Signalverlaufsdaten der einzelnen Oszilloskopkanäle (bzw. Detektoren) zuerst „zerschneiden“, neu kombinieren und in Form einzelner Events in den FIFO-Speicher schreiben. Bei der Programmentwicklung hat sich dieses Design mehrfach bewährt, da die Anbindung alternativer Auswerte- oder Einleseroutinen über diese gemeinsame Schnittstelle mit geringem Aufwand bewerkstelligt werden konnte. Zudem ist der Datenfluss innerhalb des `analysis.vi` durch die Einzel-Event-Datenstruktur sehr intuitiv und aus physikalischer Sicht leicht nachvollziehbar.

Als Schnittstellen für die Übermittlung weiterer Informationen aus dem Datensatz, insbesondere der Einzelzählraten, sind sogenannte *Shared Variables* implementiert. Diese ermöglichen den direkten Datentransfer vom `read waveforms.vi` zum `analysis.vi`.

queue status.vi: Das `queue status.vi` erzeugt insgesamt drei FIFO-Speicher (*Queues*) mit den Bezeichnungen *datalog*, *analysis* und *results*. Alle drei Queues sind gleichwertig, verwendet werden davon aktuell allerdings lediglich zwei, die Analysis-Queue zur Übermittlung der Signalverläufe und die Datalog-Queue zur Sammlung der Flankenzeiten für ein optionales Speichern einer Ergebnisdatei. Auf der Benutzeroberfläche (siehe Abbildung 5.2) erhält der Benutzer Auskunft über die Anzahl der Elemente in jeder Queue und hat die Möglichkeit deren Inhalt manuell zu leeren (*flush*).

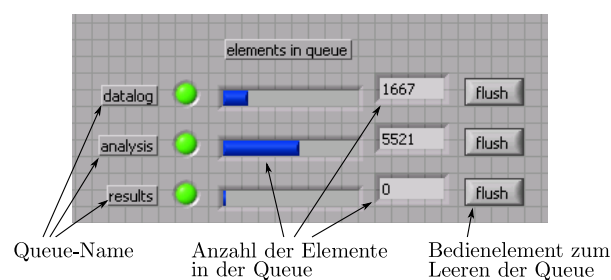


Abbildung 5.2: Frontpanel des `queue status.vi`. Die Anzeigen geben Auskunft über die Belegung der drei FIFO-Speicher (Queues).

read waveforms.vi: Die zentrale Aufgabe des `read waveforms.vi` besteht darin, aus den Fast-Frame-Dateien des Oszilloskops die Daten so zu extrahieren, dass sie der Auswertung in Form einzelner *Events* zugeführt werden können.¹ Außerdem übernimmt dieses VI auch die Berech-

¹Diese Einzel-Event-Datenstruktur ist implementiert, da die gesamte Analysesoftware ebenfalls für eine mögliche Echtzeit-Auswertung ausgelegt ist.

nung der Raten zufälliger Koinzidenzen aus der ACQ.log-Datei und übermittelt sie an das analysis.vi (siehe Abschnitt 5.2.1).

analysis.vi: Die Grundfunktionalitäten des analysis.vi bestehen darin, Zeitsignale aus den Signalverläufen abzuleiten, diese auf Koinzidenzen zu prüfen, die Ergebnisse um die zufälligen Koinzidenzen zu bereinigen und darzustellen.

Zur Ableitung der Zeitsignale dient ein Software-Trigger, der auf absolute (=abs) oder relative (=%) Schwellen eingestellt werden kann, wodurch die Funktion eines *Leading-Edge-* oder *Constant-Fraction-Diskriminators*² nachgebildet wird (Abschnitt 5.2.3). Die softwareseitige Koinzidenzanalyse erfolgt anhand eines frei wählbaren Zeitfensters (=gate), innerhalb dessen zwei Zeitsignale liegen müssen³ (Abschnitt 5.2.4). Zur Verbesserung der Signalqualität kann eine Signallaufzeit-Korrektur (=signal delay compensation) durchgeführt werden (Abschnitt 5.2.2) und zusätzlich stehen noch Filterfunktionen zur Verfügung, mittels derer Events mit charakteristisch falschen Signalverläufen von der Analyse ausgeschlossen werden können (*HoldOff-* und *multiple trigger-*Filter). Die Berechnung der zufälligen Koinzidenzen erfolgt wahlweise anhand manuell eingestellter Parameter (=enter manually) oder den Zählrateninformationen aus der ACQ.log-Datei (=get automatically oder use OSC values) (Abschnitt 5.3). Die Ergebnisse der Datenanalyse werden in Form eines Balkendiagramms (=coincidence counter) dargestellt, das für jede mögliche Detektorpaarung sowohl die bereinigten als auch die unbereinigten Koinzidenzen anzeigen kann (Abschnitt 5.2.5). Der Zugriff auf diese Funktionen erfolgt über die in Abbildung 5.2 dargestellte Benutzeroberfläche des VI.

5.2 Verarbeitung der Detektorsignale

Abbildung 5.4 gibt einen Überblick über die an der Detektorsignal-Verarbeitung beteiligten Routinen, die in den Abschnitten 5.2.1 bis 5.2.5 einzeln vorgestellt werden.

5.2.1 Einlesen und Konstruktion der Events

In jeder *.wfm-Datei liegen Detektorsignale eines Messintervalls eines Detektors vor. Durch den FastFrame-Aufnahmemodus sind in jeder dieser Dateien jeweils eine Vielzahl ursprünglicher Ereignisse zusammengefasst. Für die weitere Verarbeitung werden daraus jeweils diejenigen Signale/Frames extrahiert, die zeitgleich aufgezeichnet wurden, also einem physikalischen Ereignis zugeordnet werden können. Sie werden dann in Form eines *Waveform-Arrays* gebündelt und als *Event* in die datalog-Queue geschrieben (siehe Abbildung 5.5).

²Zur Funktion von Diskriminatoren siehe Abschnitt 2.3.3.

³Die absolute Zeitauflösung der Software-Koinzidenzlogik beträgt $\sigma = 2 \cdot t_{\text{gate}}$. Vergleiche dazu Abschnitt 2.1.2.

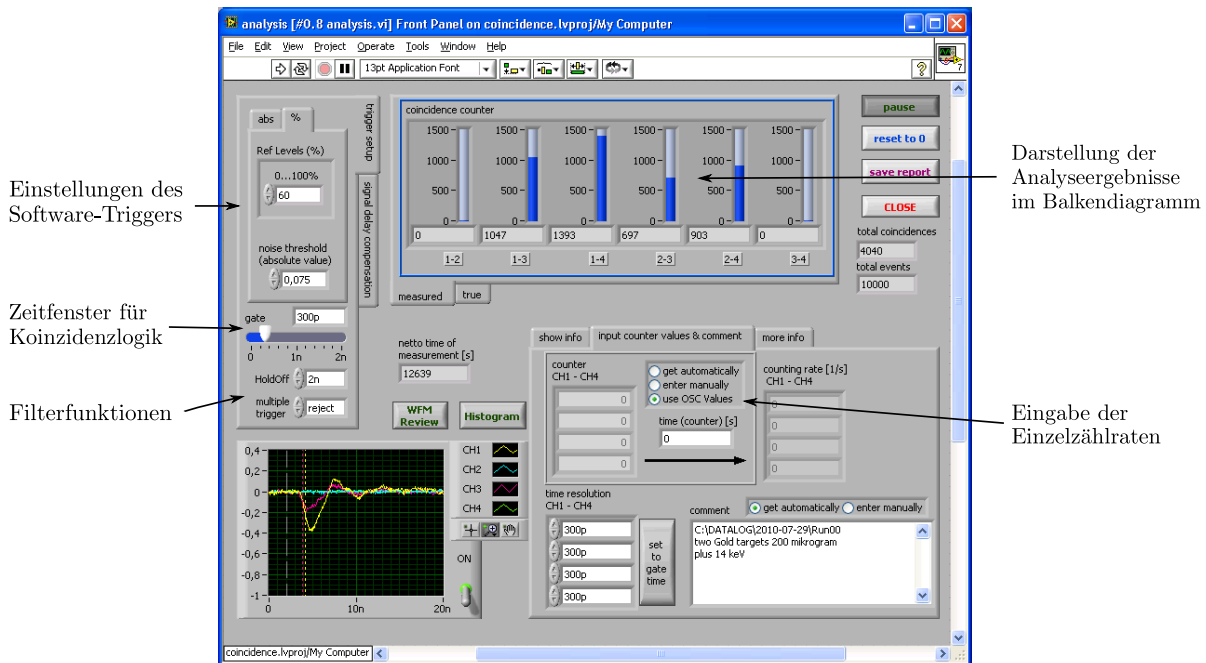


Abbildung 5.3: Darstellung der Benutzeroberfläche (Frontpanel) des analysis.vi. (Eine vollständige Beschreibung aller Anzeige- und Bedienelemente findet sich in Abschnitt A.4.)

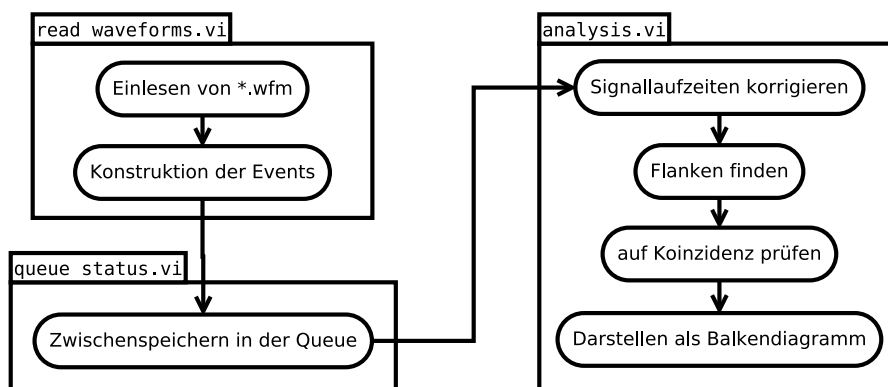


Abbildung 5.4: Schematische Übersicht der Routinen zur Verarbeitung der Detektorsignale. Die Funktionen Einlesen, Zwischenspeichern und Auswerten werden in drei verschiedene VIs (read waveform.vi, queue status.vi und analysis.vi) aufgeteilt.

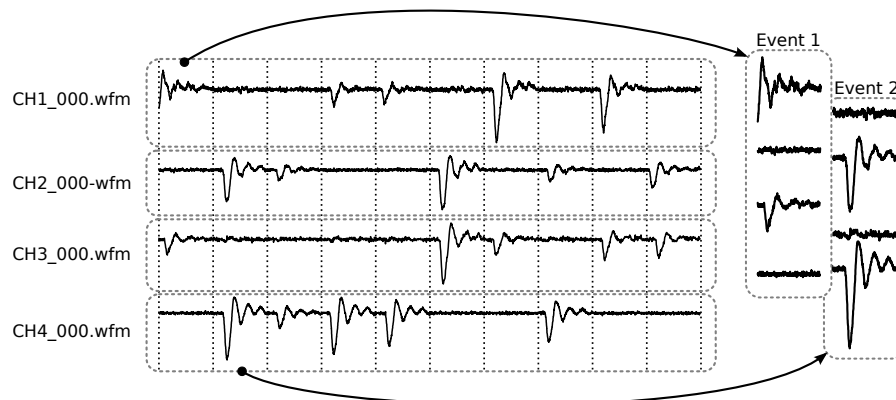


Abbildung 5.5: Extraktion der Detektorsignale aus den *.wfm-Dateien des Oszilloskops. Jede der Dateien enthält die Signale hunderter Ereignisse für jeweils einen Kanal. Daraus werden jeweils zusammengehörige Frames aus allen vier Kanälen zu einem *Event* zusammengefasst.

Ein Auszug des dafür erforderlichen Programmcodes ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Dort werden in der inneren Schleife die Signale aus allen Kanälen an der derjenigen Position ausgeschnitten, die durch die *RecLength* (=Frame-Länge) und den Iterationszähler der äußeren Schleife gegeben ist. Über das Ausgabeterminal der inneren Schleife werden die Signale zu einem Array gebündelt, welches dann in die *datalog*-Queue geschrieben wird. Die Größe δt dient dem späteren Berechnen der zufälligen Koinzidenzen und wird in Abschnitt 5.3.3 näher beschrieben.

5.2.2 Signallaufzeit-Korrektur

Ein Event durchläuft im *analysis.vi* nach dem Einlesen aus der *datalog*-Queue zuerst die Signallaufzeitkorrektur. Mit dieser können die Signale jedes Kanals um eine beliebige Anzahl Datenpunkte verschoben werden,⁴ um damit systematische Laufzeitdifferenzen in den Signalwegen (durch z. B. verschiedene Kabellängen) zu kompensieren. Die Differenzen können, nach einem ersten Durchlauf der kompletten Analyse, sehr gut aus den Triggerzeitdifferenz-Histogrammen abgeleitet werden, die im Falle gleicher Laufzeiten gaußverteilt um den Nullpunkt liegen sollten.

In Abbildung 5.7 sind solche Histogramme einer echten Messreihe⁵ dargestellt. Sie zeigen die Häufigkeiten, mit der bestimmte Zeitdifferenzen zwischen Flanken innerhalb der Events auftreten und entsprechen somit der in Abschnitt 2.1.2 besprochenen Koinzidenzkurve. Die Histogramme der vier relevanten Kombinationen von Kanälen sind hier überlagert dargestellt

⁴Die Verschiebung um ganze Datenpunkte ist schnell und kommt ohne Interpolation der Werte aus. Die ursprüngliche Länge der Signalverläufe bleibt hierbei erhalten, entstehende Leerräume werden mit Nullwerten aufgefüllt.

⁵Messreihe 2010-07-29\Run00, 18 mm 40:1 MCP-Detektoren. Siehe dazu auch Abschnitt 3.5.2.

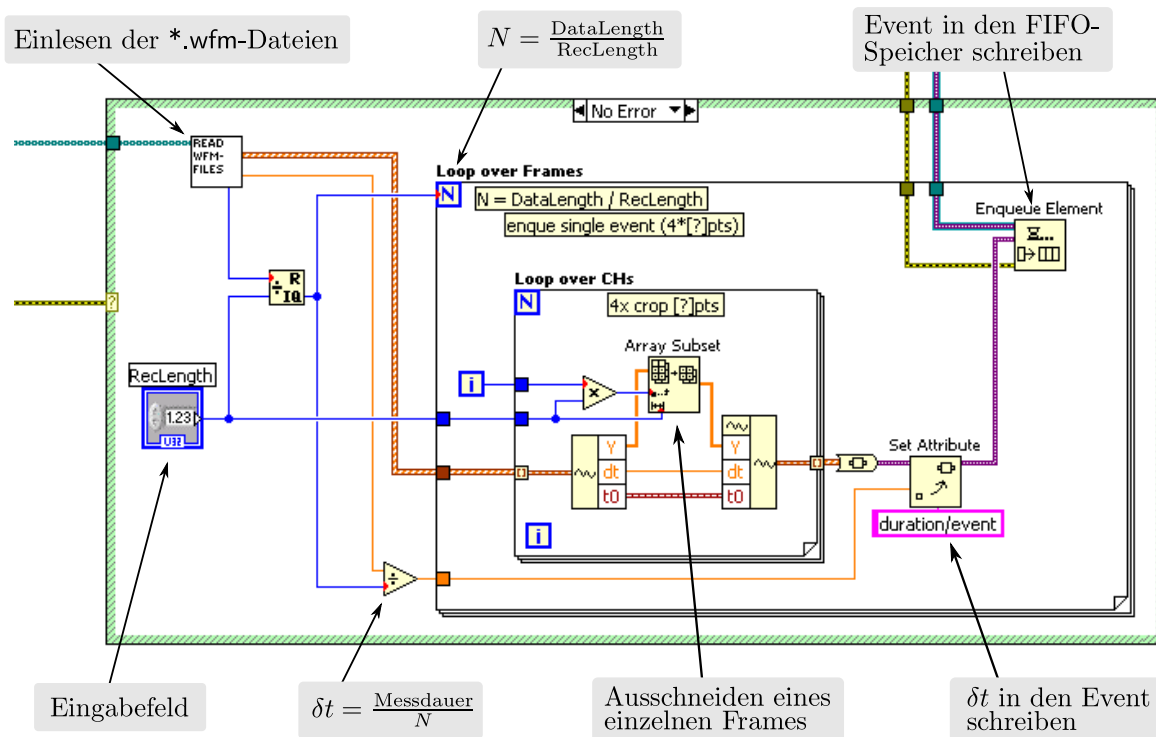


Abbildung 5.6: Ausschnittsweise Darstellung des Blockdiagramms des read waveforms.vi. Nach dem Einlesen der FastFrame-Dateien werden die Daten neu formatiert und in den FIFO-Speicher (=datalog-Queue) geschrieben.

Im Datensatz liegt für jedes Messintervall pro Kanal eine einzelne *.wfm-Datei vor (z. B. CH2_015.wfm → Kanal 2, 15. Messintervall). In den beiden Schleifen werden jeweils zusammengehörige Frames aus den Kanälen extrahiert und zu einem *Koinzidenz-Event* neu zusammengefasst, der jeweils ein Frame aus allen Kanälen beinhaltet. Zusätzlich wird aus der ursprünglichen FastFrame-Messdauer und der Anzahl der Frames N eine mittlere Messdauer pro Event δt berechnet und dem Event als sog. Attribut angehängt.

und die jeweiligen Fit-Kurven⁶ eingezeichnet. Mit einer Korrektur um -6 bzw. $+3$ Datenpunkte in den Kanälen CH3 bzw. CH2 konnten die Verteilungen sehr gut um den Nullpunkt zentriert werden.

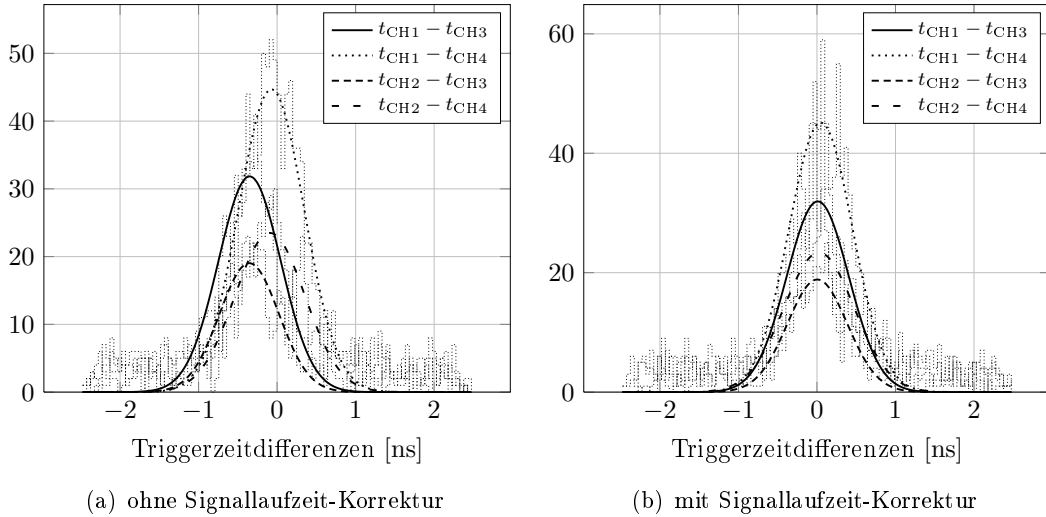


Abbildung 5.7: Triggerzeitdifferenz-Histogramme ohne/mit Signallaufzeitkorrektur.

Welchen Einfluss diese Korrektur auf die erreichbare Zeitaufösung hat, ist der Abbildung 5.8 zu entnehmen. Dort sind die einzelnen Histogramme aufsummiert dargestellt. Die absolute Zeitaufösung σ lässt sich für diese Messreihe von 890 ps auf 650 ps (FWHM) verbessern.

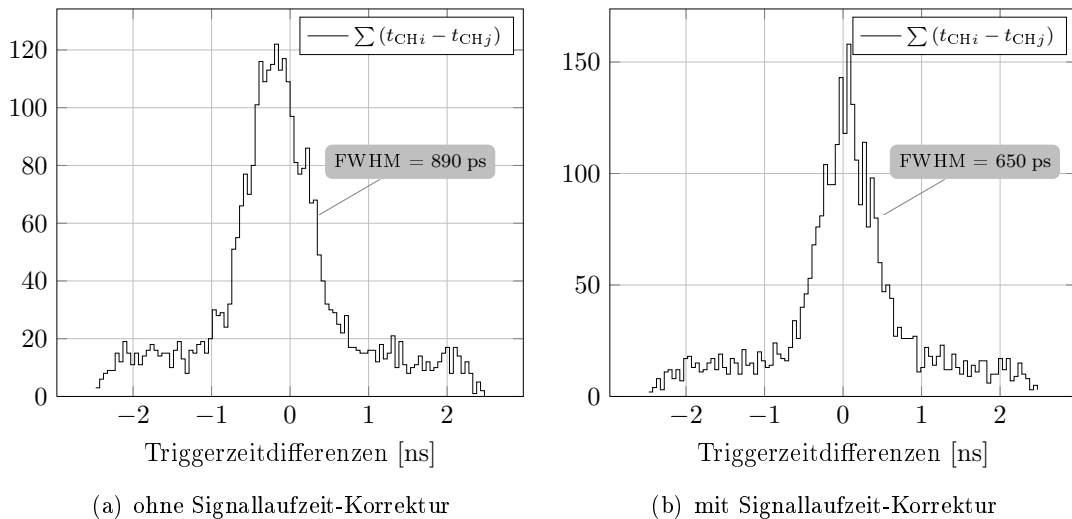


Abbildung 5.8: Aufsummierte Triggerzeitdifferenz-Histogramme ohne/mit Signallaufzeitkorrektur. Die Korrektur sorgt für eine bessere Überschneidung der Verteilungen aus Abbildung 5.7(b) und verbessert damit die absolute Zeitaufösung in dieser Messreihe um etwa 25 %.

⁶Diese Fit-Kurven stehen schon während der laufenden Analyse in der Histogrammansicht des analysis.vi zur Verfügung.

5.2.3 Flankendetektion / Software-Trigger

Nach der Signallaufzeitkorrektur wird ein Event an den Software-Trigger übergeben. Bei dem dazu eingesetzten Algorithmus zur Flankendetektion ist eine Flanke definiert über die Kreuzungspunkte des Signalverlaufs mit zwei Schwellenwerten (engl.: reference levels). Die Polarität (engl.: polarity) gibt dabei die Reihenfolge vor, in der die Schwellenwerte gekreuzt werden müssen: steigend/raising = $low \rightarrow high$, fallend/falling = $high \rightarrow low$. Abbildung 5.9(a) zeigt die Detektion einer fallenden Flanke. Das Zeitsignal für die Koinzidenzlogik wird vom späteren Kreuzungspunkt abgeleitet. Im Bereich zwischen zwei Datenpunkten wird dabei vom Algorithmus linear interpoliert, weshalb der Triggerzeitpunkt auch zwischen zwei Datenpunkten liegen kann.

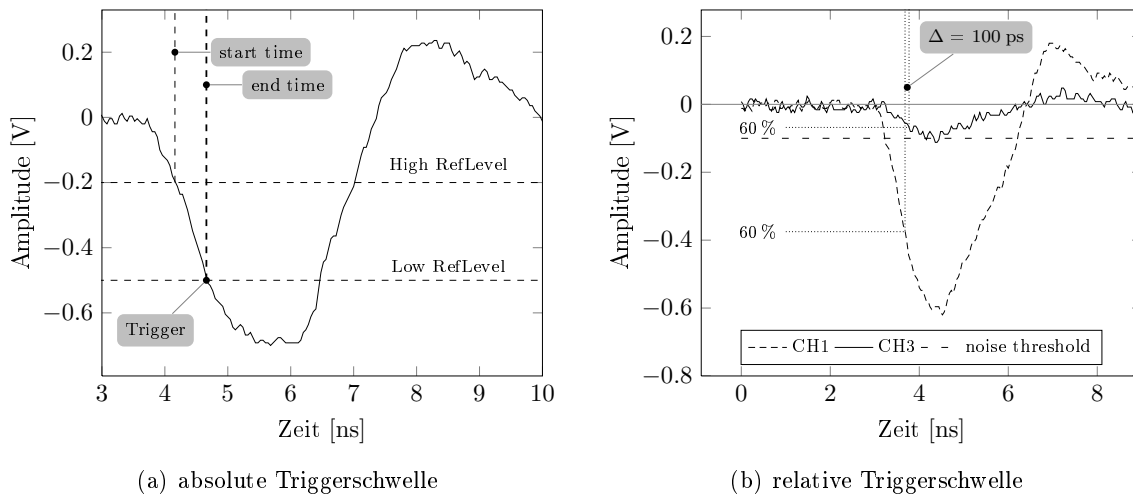


Abbildung 5.9: Darstellung der Funktionsweise beider implementierter Software-Trigger.

Bei stark unterschiedlichen Signalamplituden – wie sie insbesondere bei MCP-Detektoren auftreten (siehe Abschnitt 2.2.3) – führt eine absolute Triggerschwelle zu ungenauen Zeitwerten, weswegen zusätzlich eine Art Constant-Fraction-Trigger implementiert ist. Die Schwelle wird dabei als relativer Amplitudenwert von 0–100 % angegeben.⁷ Die Abbildung 5.9(b) zeigt anhand eines Events aus einer echten Messreihe,⁸ wie gut der *Walk*⁹ des Triggers damit verringert werden kann. Zusätzlich lässt sich noch eine Rauschschwelle (engl.: noise threshold) in absoluten Einheiten angeben, oberhalb derer mindestens ein Datenpunkt des Signals liegen muss.¹⁰ Die Verbesserung der absoluten Zeitaufösung von $\sigma = 650$ ps (FWHM) auf 500 ps bei

⁷Für die relativen Schwellen gilt: Nulllinie $\rightarrow 0\%$, betragsmäßig größter Amplitudenwert $\rightarrow 100\%$. Getriggert wird die erste Flanke, unabhängig von der Polarität!

⁸Messreihe 2010-07-29\Run00, 18 mm 40:1 MCP-Detektoren. Siehe auch Abschnitt 3.5.2.

⁹Vergleiche dazu Abbildung 2.22.

¹⁰Wie auch aus der Abbildung 5.9(b) hervorgeht, kann die relative Schwelle durchaus unterhalb der eingestellten Rauschschwelle liegen, denn für letztere ist nur der Signal-Peak maßgeblich.

diesem Triggerverfahren in dieser Messreihe ist den Histogrammen¹¹ in Abbildung 5.10 zu entnehmen. In einzelnen Messreihen konnten auch Zeitauflösungen von 350 ps ermittelt werden, was in unserem Experiment aktuell allerdings eine Obergrenze der absoluten Zeitauflösung darstellt. Eine theoretische Obergrenze ist bei $\sigma = \sqrt{2} \cdot 100 \text{ ps} \approx 150 \text{ ps}$ zu erwarten, wenn die Detektor-Zeitauflösung 100 ps beträgt (vergleiche Abschnitt 2.2.3). Die negativ beeinflussenden Faktoren sind vermutlich u. a. Streuung der Impulse der Elektronen in den Targets (engl.: Energy-Straggling), unterschiedliche Elektronentrajektorien im Vakuumsystem und eine nicht optimale Signalauskopplung aus dem Vakuum.

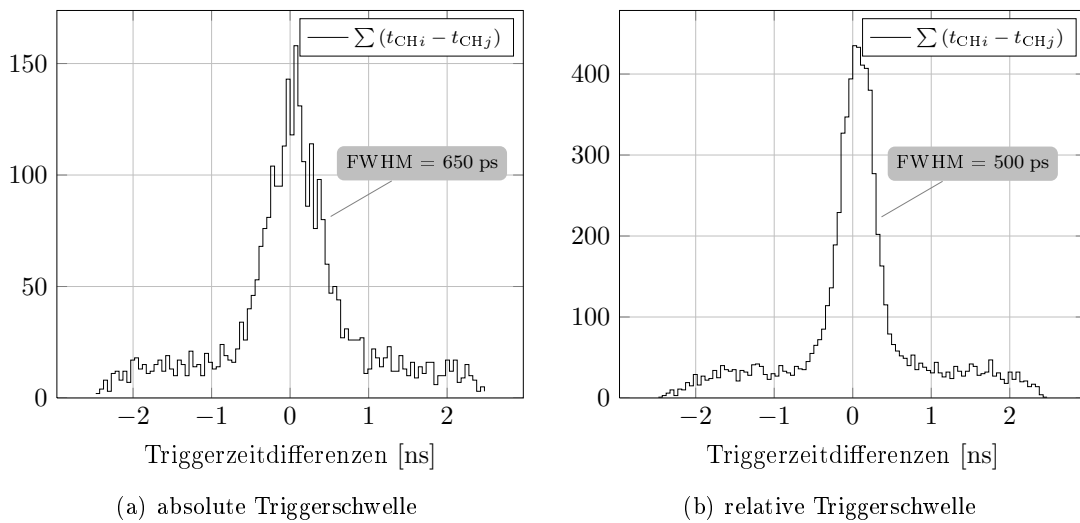


Abbildung 5.10: Aufsummierte Triggerzeitdifferenz-Histogramme nach Signallaufzeitkorrektur und bei absoluter/relativer Triggerschwelle. Der Walk des Leading-Edge-Triggers resultiert in einer Zeitauflösung von 650 ps (FWHM) (a) und kann mit dem Constant-Fraction-Trigger um etwa 20 % auf 500 ps (FWHM) (b) verbessert werden.

5.2.4 Softwareseitige Koinzidenzlogik

Die Zeiten des Software-Triggers werden der Koinzidenzlogik als 4-zeiliger Vektor übergeben, aus dessen Komponenten in einem ersten Schritt je paarweise die Differenzen gebildet werden.¹² In einem zweiten Schritt werden die Beträge der Differenzen mit dem eingestellten Gate verglichen ($|t_{CHi} - t_{CHj}| \leq \text{Gate} ?$) und das Ergebnis als Binärwert in einen Ausgabevektor geschrieben. Die „1“ markiert dabei eine gefundene Koinzidenz, über deren Position innerhalb des Vektors auf die beiden Ursprungskanäle zurückgeschlossen werden kann (siehe Abbildung 5.11).

¹¹Dargestellt sind wieder die Histogramme, die die Häufigkeiten zeigen, mit der bestimmte Zeitdifferenzen zwischen Flanken innerhalb der Events auftreten.

¹²Der resultierende 6-spaltige Vektor dient auch als Grundlage der weiter oben gezeigten Histogramme, die entweder aus den einzelnen Zeilen, oder allen Einträgen der Vektoren gebildet werden.

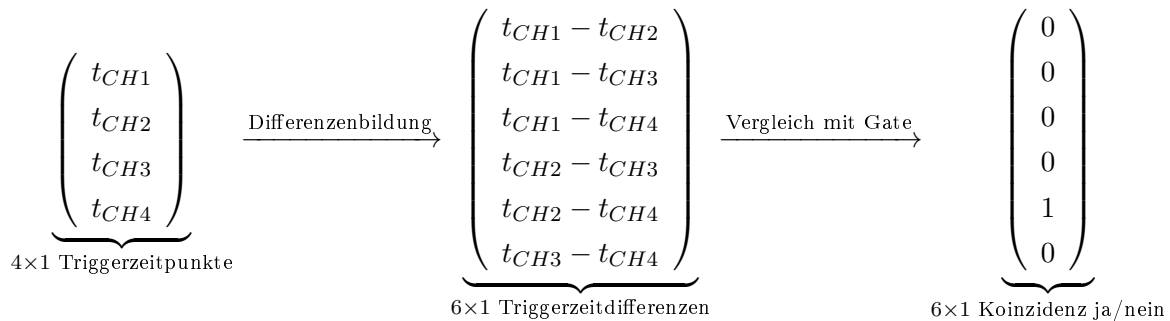


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung der Funktionsweise der softwareseitigen Koinzidenzlogik. Um alle vier Detektorsignale auf Koinzidenzen zu untersuchen, werden aus den vom Software-Trigger gelieferten Triggerzeitpunkten jeweils paarweise Differenzen gebildet und diese mathematisch mit dem eingestellten *Gate* verglichen.

5.2.5 Darstellung der Koinzidenzen / Messergebnisse

Für die Darstellung, welche Kanalpaare wieviele Koinzidenzen registriert haben, werden die binären Ausgabevektoren der Koinzidenzlogik in einem Schieberegister des `analysis.vi` addiert und über ein Balkendiagramm angezeigt (Abbildung 5.3 und 5.12). Gleichzeitig werden die Signale und die gefundenen Triggerpositionen bei der Verarbeitung in einem Vorschauenfenster angezeigt. Über die Funktion *WFM Review* kann auch nachträglich auf alle Events/Signale der gesamten Messreihe zugegriffen werden. Die Daten der Histogrammansicht wurden schon in den Abschnitten 5.2.3 und 5.2.4 gezeigt. Sie geben Auskunft über die Qualität der Triggerung, definieren die mögliche Zeitaufösung und zeigen etwaige Signallaufzeitverzögerungen.

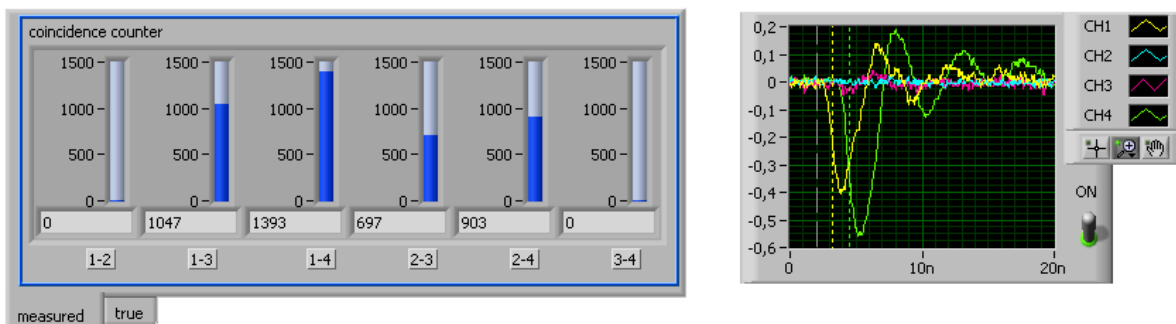


Abbildung 5.12: Anzeigeelemente des `analysis.vi`. Koinzidenzen im Balkendiagramm (links) und Anzeige der aktuell bearbeiteten Signale (rechts).

5.3 Berechnung der zufälligen Koinzidenzen

Die Rate zufälliger Koinzidenzen wird im `read waveforms.vi` berechnet und anschließend dem `analysis.vi` übergeben. Erst dort wird aus den Raten die tatsächliche Anzahl der zufälligen Koinzidenzen in Abhängigkeit des aktuellen Analysefortschritts berechnet.

5.3.1 Einlesen der Daten aus ACQ.log

Innerhalb der Datei `ACQ.log` sind die Zeitdaten jeder Koinzidenzmessung und Zählratenbestimmung sowie die Einzelzählraten abgelegt (vergleiche Abschnitt 4.5.6). Da sich der Dateinhalt während einer laufenden Messung ständig ändert, wird diese Datei in regelmäßigen Abständen vom `read waveforms.vi` eingelesen. Der Inhalt der Datei bzw. die Struktur einer Messung ist in Abbildung 5.13 ausschnittsweise dargestellt.

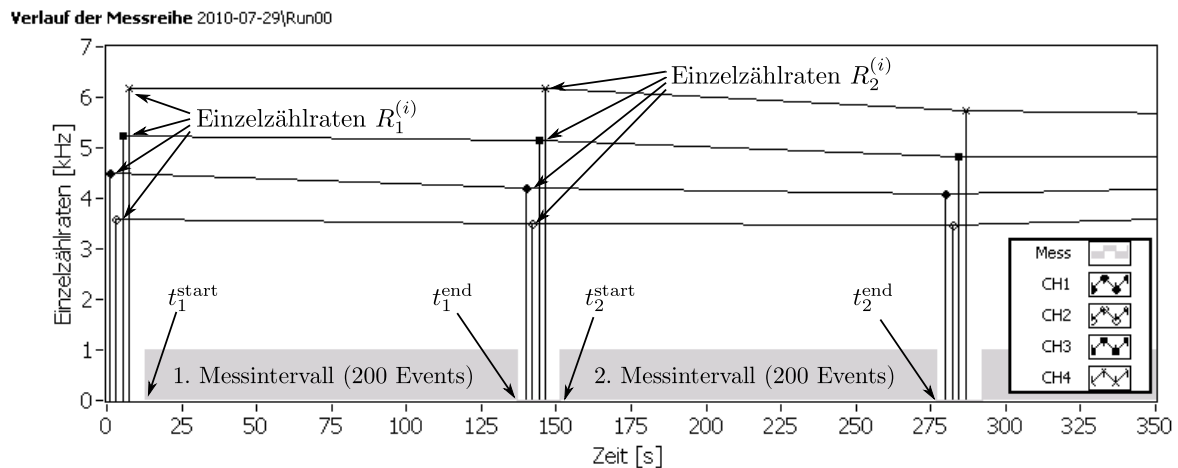


Abbildung 5.13: Ausschnittsweise Darstellung des Verlaufs einer Messreihe, der aus den Daten der `ACQ.log`-Datei rekonstruiert werden kann. In der Grafik sind die Zeitpunkte aller einzelnen Messschritte sowie die Ergebnisse der ersten drei Einzelzählratenbestimmungen gezeigt. Dabei ist deutlich zu erkennen, wie die einzelnen Messintervalle durch die Einzelzählratenbestimmung zyklisch unterbrochen werden.

Diese Abbildung zeigt die ersten 350 Sekunden der Messreihe.¹³ Aufgetragen ist sowohl die Zählratenbestimmung (CH1–CH4) als auch der Zeitraum der eigentlichen Koinzidenzmessung (Mess). Bei dieser Messreihe werden in jedem Messintervall 200 Ereignisse mit jeweils 500 Datenpunkten aufgenommen, bevor eine erneute Einzelzählratenbestimmung durchgeführt wird.¹⁴ Die Dauer der Messintervalle beträgt je nach Elektronenstrahlintensität zwischen 125 s und 550 s. Die Totzeit, die durch das Auslesen der Oszilloskopdaten und der Messung der Einzelzählraten entsteht, beläuft sich auf etwa 15 s/Intervall und damit auf weniger als 10 % der gesamten Laufzeit des Experiments.

¹³Messreihe 2010-07-29\Run00.

¹⁴Zur zeitlichen Abfolge der verschiedenen Messroutinen siehe auch Kapitel 4.1 und 5.1.

Die eingelesenen Datenpunkte werden in zwei getrennten Arrays an die nächsten Routinen übergeben: *Array of Countrate-Points* ist ein 3-dimensionales Array und enthält alle Einzelzählraten nach Zeit, Kanal und Intervallnummer; *Array of Measurement Time-Intervals* ist ein 2-dimensionales Array mit den Start- und Endzeitpunkten jedes Koinzidenz-Messintervalls.

5.3.2 Berechnung einer mittleren Rate $\overline{R_{\text{random}}}$

Der Berechnung der zufälligen Koinzidenzraten liegt Gleichung (2.3) zugrunde, die für zeitabhängige Einzelzählraten folgende Form besitzt:

$$R_{\text{random}}^{(i,j)}(t) = R^{(i,j)}(t) \cdot R^{(i,j)}(t) \cdot \sigma. \quad (5.1)$$

Die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen ergibt sich dann aus dem Integral über die Messzeit T_{mess} :

$$N_{\text{random}}^{(i,j)} = \sigma \cdot \int_0^{T_{\text{mess}}} R^{(i)}(t) R^{(j)}(t) dt. \quad (5.2)$$

Um dieses Integral korrekt zu berechnen, werden aus den in Abbildung 5.13 zur Verfügung stehenden Daten die Zählratenfunktionen der einzelnen Kanäle i interpoliert ($R^{(i)}(t)$), diese dann paarweise miteinander multipliziert und über jedes einzelne Messintervall k integriert. Die Summe über alle Integrale liefert somit die Gesamtzahl der zufälligen Koinzidenzen während der aktiven Aufnahmezeit einer Messreihe. Nach Division der Summe durch die Aufnahmezeit steht dann eine mittlere Rate $\overline{R_{\text{random}}^{(i,j)}}$ der zufälligen Koinzidenzen für jede Kanalpaarung zur Verfügung, die an das `analysis.vi` übergeben wird.¹⁵ Mathematisch lässt sich der Formalismus zur Berechnung der mittleren Rate darstellen durch

$$\overline{R_{\text{random}}^{(i,j)}} = \frac{N_{\text{random}}^{(i,j)}}{\sigma T_{\text{mess}}} = \frac{N_{\text{random}}^{(i,j)}}{\sigma \sum_k t_k^{\text{end}} - t_k^{\text{start}}} \quad (5.3)$$

¹⁵Das `analysis.vi` wurde ursprünglich für die direkte Eingabe der Einzelzählraten konzipiert und daran wurde bislang, aus Gründen der Abwärtskompatibilität zu älteren Datensätzen, nichts geändert. Da es zudem keine absoluten Zeitinformationen verarbeitet, kann es nur konstante Parameter `annehmen`. Daher werden aus den zeitaufgelösten Einzelzählraten die mittleren Raten zufälliger Koinzidenzen $\overline{R_{\text{random}}}$ berechnet und vom `read waveforms.vi` an das `analysis.vi` übergeben.

mit

$$\frac{1}{\sigma} \cdot N_{\text{random}}^{(i,j)} = \int_{t_1^{\text{start}}}^{t_1^{\text{end}}} R_{\text{random}}^{(i,j)} dt + \int_{t_2^{\text{start}}}^{t_2^{\text{end}}} R_{\text{random}}^{(i,j)} dt + \dots \quad (5.4)$$

$$= \underbrace{\int_{t_1^{\text{start}}}^{t_1^{\text{end}}} R^{(i)}(t)R^{(j)}(t) dt}_{\text{1. Messintervall}} + \underbrace{\int_{t_2^{\text{start}}}^{t_2^{\text{end}}} R^{(i)}(t)R^{(j)}(t) dt}_{\text{2. Messintervall}} + \dots \quad (5.5)$$

Für jede der oben genannten Rechenoperationen wurden separate SubVIs implementiert, die in den Abbildungen 5.15 bis 5.17 dargestellt sind. In einem übergeordneten VI (Abbildung 5.14) werden diese Rechenroutinen verknüpft und außerdem (zur Kontrolle) ein einfacher Durchschnittswert der Einzelzählraten gebildet, der in die Datei `countvalues.txt` geschrieben wird.

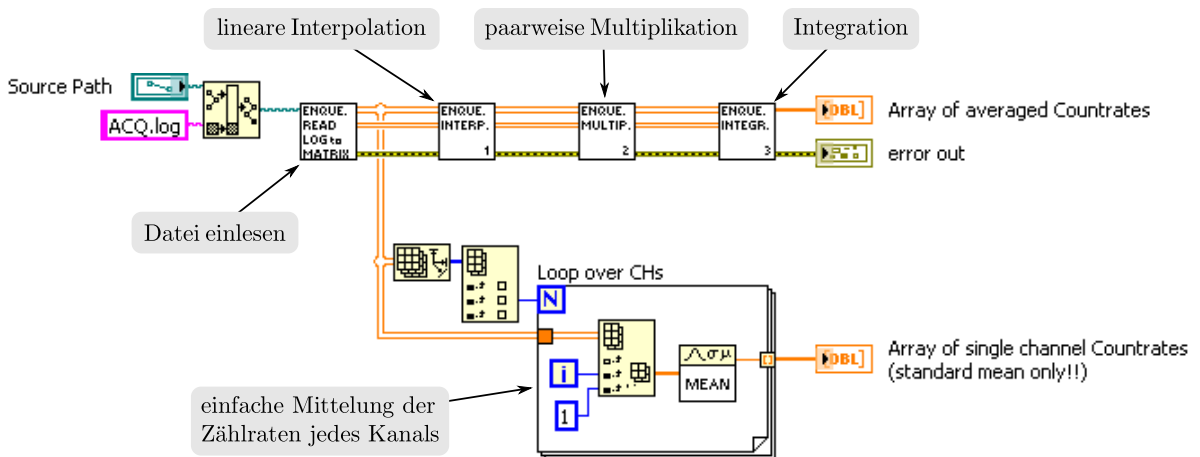


Abbildung 5.14: Blockdiagramm zur Berechnung der mittleren Rate zufälliger Koinzidenzen. In dem VI sind die einzelnen Rechenoperationen (Interpolation, Multiplikation, Integration) über separate SubVIs implementiert, die in den folgenden Abbildungen 5.15 bis 5.17 dargestellt werden.

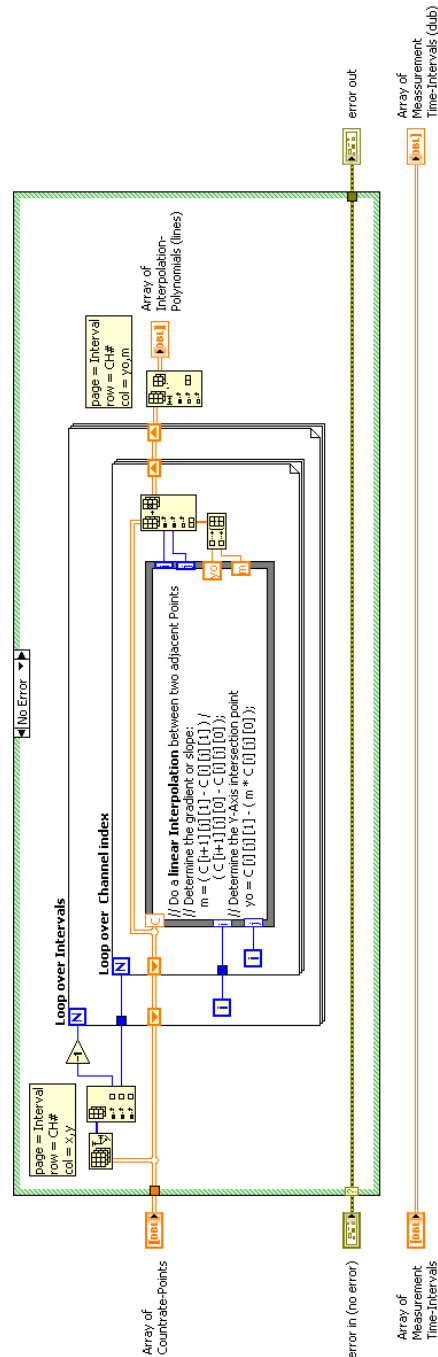


Abbildung 5.15: Blockdiagramm zur linearen Interpolation der Einzelzählraten. Zwischen jeweils benachbarten Messwerten eines Kanals berechnet der Algorithmus eine Interpolationsfunktion, die für jedes Messintervall in Form eines separaten Polynoms (lineare Funktion = Polynom 1. Grades) abgelegt wird. Der Grad dieser Interpolationspolynome kann beliebig erweitert werden, sodass auch höherwertige Interpolationsalgorithmen leicht implementiert werden können, ohne dass die nachfolgenden Sub-VIs angepasst werden müssen.

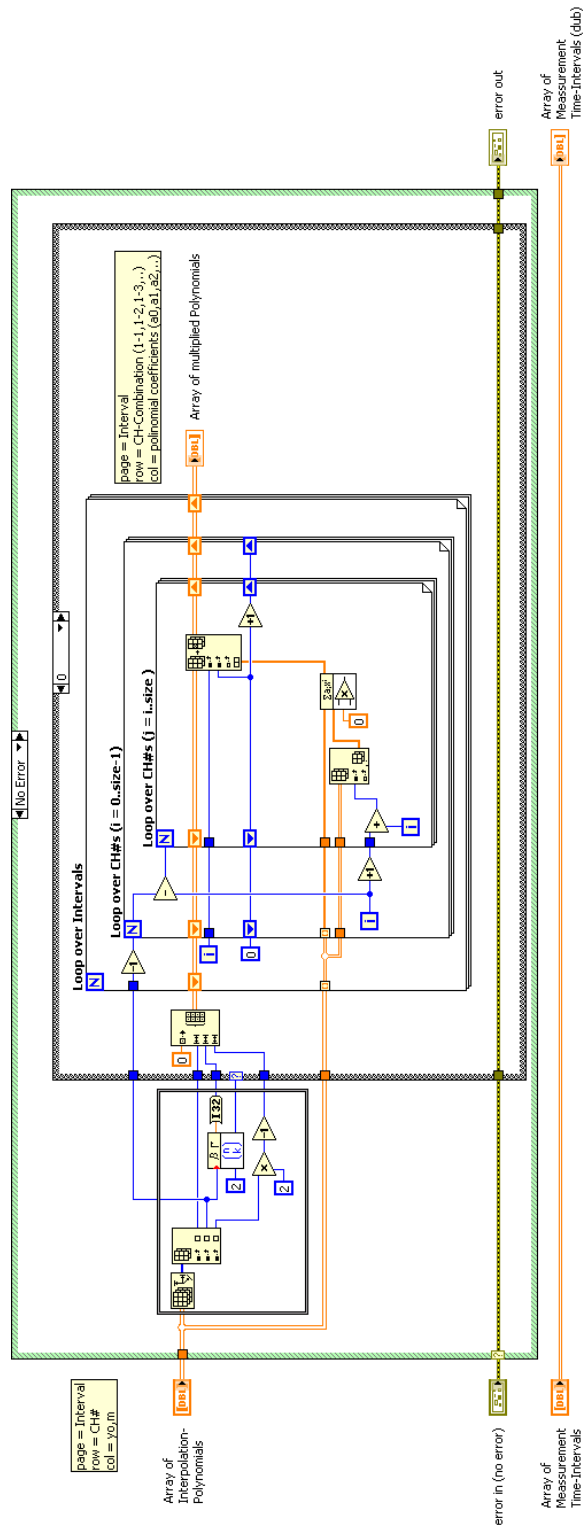


Abbildung 5.16: Paarweise Multiplikation der interpolierten Einzelzählraten. Der äußerst linke Funktionsblock dient der Festlegung der zu multiplizierenden Kanalpaarungen. Dadurch ist dieses VI nicht auf eine bestimmte Kanalanzahl festgelegt und ist ohne weiteres auch zur Berechnung der Zählraten aus zwei, drei oder mehr Detektoren einsetzbar. Die zentrale Funktion bildet die Polynommultiplikation in der innersten Schleife.

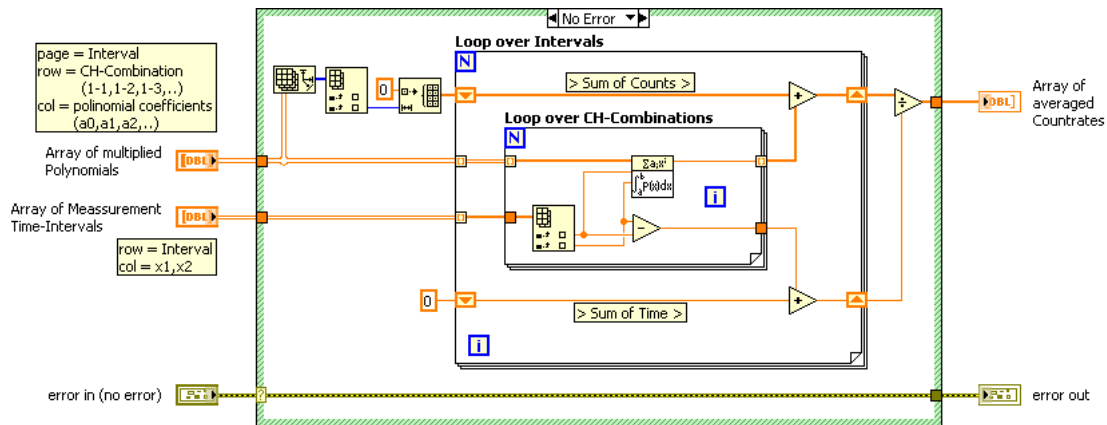


Abbildung 5.17: Integration der multiplizierten und interpolierten Einzelzählraten. Für jedes Messintervall werden die multiplizierten Polynome in den zeitlichen Grenzen integriert, die durch die Anfangs- und Endzeitpunkte $t_i^{\text{start/end}}$ jedes Messintervalls festgelegt sind. In den beiden Schieberegistern der äußeren Schleife werden die ermittelten zufälligen Koinzidenzen und die aktive Messzeit aufsummiert. Aus beiden Werten wird abschließend durch einfache Division die mittlere Rate zufälliger Koinzidenzen $\overline{R_{\text{random}}}$ berechnet.

5.3.3 Berechnung von N_{random}

Aus den Verlaufsdaten in der `ACQ.log`-Datei (Abbildung 5.13) wird für jedes Messintervall k neben den Einzelzählraten auch eine mittlere Koinzidenzrate $R_{\text{Koinzidenz}}^{(k)} = \frac{t_{\text{end}}^{(k)} - t_{\text{start}}^{(k)}}{\text{Anzahl der Events}}$ berechnet. Der dazu reziproke Wert $\delta t^{(k)} = 1/R_{\text{Koinzidenz}}^{(k)}$ gibt an, wieviel aktive Messzeit im Mittel auf jedes aufgenommene Ereignis innerhalb eines Messintervalls entfällt. Dieser Wert $\delta t^{(k)}$ wird im `read waveforms.vi` an die Daten jedes Events angehängt, bevor dieser in die Queue geschrieben wird (siehe auch Abbildung 5.6).

Im `analysis.vi` wird aus der fortlaufenden Summation der δt -Werte die, auf die Anzahl der bereits verarbeiteten Events entfallende, aktive Messzeit¹⁶ bestimmt. Daraus wird dann, bei der Verarbeitung jedes einzelnen Events, die Zahl der zufälligen Koinzidenzen neu berechnet zu

$$N_{\text{random}}^{(i,j)} = (\tau_i + \tau_j) \cdot \overline{R_{\text{random}}^{(i,j)}} \cdot \sum \delta t. \quad (5.6)$$

Die dafür nötigen Zeitaufösungen τ_i werden über die Benutzeroberfläche des `analysis.vi` eingegeben. Sie entsprechen im Regelfall der Größe des Zeitfensters (Gate) der softwareseitigen Koizidenzlogik.¹⁷ Die Werte für $\overline{R_{\text{random}}^{(i,j)}}$ werden standardmäßig aus der `ACQ.log`-Datei nach Gleichung (5.3) berechnet. Wahlweise können diese aber auch aus einer manuellen Eingabe der Einzelzählraten (Einstellung: *enter manually*) oder der Datei `countervalues.txt`¹⁸ berechnet werden (Einstellung: *get automatically*). In allen Einstellungen steht zu jedem Zeitpunkt der Analyse ein, um die aktuelle Anzahl zufälliger Koinzidenzen bereinigter, Koinzidenzzähler in Form des zweiten Balkendiagramms auf der Benutzeroberfläche zur Verfügung, aus dessen Werten die Asymmetrie der Spinkorrelation berechnet werden kann.

¹⁶Die aktive Messzeit beträgt – je nach Konfiguration des Experiments und der Datenaufnahme – etwa 90% der Dauer einer gesamten Messreihe. Siehe dazu auch Abschnitt 5.3.1.

¹⁷Für Messungen mit einer externen Koinzidenzlogik (vergleiche Abschnitt 4.2.1) können unter Umständen andere Werte zum Einsatz kommen.

¹⁸Die Datei `countervalues.txt` wird durch das `read waveforms.vi` erzeugt und beinhaltet die einfach gemittelten Einzelzählraten der Detektoren (siehe Abbildung 5.14). Ist die Datei schon vorhanden, so wird sie vom VI nicht erneut geschrieben, somit bleiben auch nachträgliche manuelle Änderungen erhalten.

Kapitel 6

Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das bestehende Datenerfassungssystem ausgebaut, in wesentlichen Teilen neu konzipiert und realisiert, sowie zwei komfortable und modulare Softwareprogramme entwickelt. Das neue System erlaubt die Aufnahme von fast unebschränkt vielen Ereignissen und bietet damit die Möglichkeit, die erforderliche statistische Genauigkeit zum Nachweis der verschränkten freien Elektronen zu erreichen.

Die für Koinzidenzexperimente so wesentliche Größe der absoluten Zeitaufösung, die letztlich das Signal-zu-Rauschverhältnis definiert, wurde softwareseitig optimiert und erreicht bei vereinzelt Messreihen Werte von $\sigma = 350$ ps. Die dafür nötige Feinabstimmung der Analyseparameter könnte zukünftig automatisiert werden. Insbesondere ein Algorithmus zur selbstständigen Signallaufzeitkorrektur ist zu diskutieren. Des Weiteren wäre eine Weiterentwicklung des Software-Triggers durch z. B. den Einsatz von *Wellenform-Fitting* oder *erweitertem Constant Fraction* möglich [Fou08]. Entsprechender Quellcode ist an gleicher Stelle veröffentlicht und ließe sich über externe C++ Bibliotheken in die bestehende LabVIEW-Software einbinden.

Die Signalqualität könnte durch geeignete Frequenzfilterung verbessert und so beispielsweise das hochfrequente Verstärker-Rauschen eliminiert werden.¹ Zwei weitere Aspekte der Signalqualität sind die Reflexionen bei der Zusammenschaltung der Signalwege (Abschnitt 4.2.1) und die Auskopplung der Signale der MCP-Anode aus dem Vakuumsystem. Filterbausteine zur Impedanz-Anpassung bei der Signalauskopplung sind aktueller Gegenstand einer laufenden Diplomarbeit [Lie11] und versprechen nach ersten Tests eine signifikante Verbesserung des Nachschwingverhaltens der Detektorsignale. Zudem sollen die bislang eingesetzten T-Stücke (Abschnitt 4.2.2) zukünftig durch Hochfrequenz-Signalsplitter ersetzt werden, welche die bislang auftretenden Signalreflexionen in der außenliegenden Verkabelung unterdrücken.

Eine erst kürzlich durchgeführte Analyse der Impulshöhenspektren zeigte eine nicht optimale Einstellung der Betriebsparameter der Microchannel Plates. Eine Erhöhung der MCP-

¹Eine Analyse der MCP-Signale einiger Messreihen ergab eine Bandbreite von etwa 500–1 000 MHz.

Spannung² in den Bereich der maximalen Betriebsspannung führte zur deutlichen Verbesserung der Impulshöhenspektren und zu einer größeren Signalausbeute. Für eine Effizienzsteigerung sind daher bei der Optimierung der Betriebsparameter noch Spielräume vorhanden. Über eine Erhöhung der Spannung zwischen MCP und Anode auf 500–1 000 V sollte sich zudem die Anstiegszeit der Signale verbessern lassen (siehe dazu auch Abschnitt 2.2.3).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Mott-Polarimeter ließe sich gegebenenfalls durch eine Anpassung der Elektronenenergie vor dem MCP verbessern. In Abschnitt 2.2.3 sind hierzu einige Informationen zusammengetragen.

Ein neuer Satz MCP-Detektoren mit vergrößerter Oberfläche würde den Raumwinkel und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Effizienz der Messung steigern. Für diese Detektoren verspricht der Hersteller (tectra GmbH) zudem eine Weiterentwicklung der planaren Anodengeometrie, bei der das Signal deutlich weniger Nachschwingen aufweisen soll.

²Gemeint ist an dieser Stelle die Spannung zwischen den beiden MCP-Elektroden MCP_{in} und MCP_{out} . Vergleiche dazu auch Abschnitt 2.2.3.

Anhang A

Software-Handbuch

Die Software besteht aus zwei Programmen, die unabhängig voneinander arbeiten können. Es steht ein ressourcenschonendes Programm für die Datenaufnahme (ACQ) und ein weiteres für die Datenauswertung zur Verfügung. Durch diese Unterteilung können beide Programme auf unterschiedlichen Systemen laufen. Während also die Datenaufnahme das Oszilloskop betreibt und die Daten auf einem Speichermedium ablegt, kann an einem Arbeitsplatzrechner die Analyse der Daten betrieben werden.

Die Programmoberfläche der Datenauswertung besteht aus separaten VIs (`read waveforms.vi`, `queue status.vi` und `analysis.vi`), die über ein zusätzliches Kontroll-VI (`Operator Tool (PC)`) gestartet werden. In diesem Kapitel werden die Benutzeroberflächen aller VIs getrennt beschrieben.

A.1 ACQ – Das Programm zur Datenaufnahme

Die Benutzeroberfläche der Datenaufnahmesoftware ACQ wird durch das `ACQ.Main.vi` zur Verfügung gestellt und untergliedert sich in drei Bereiche:

Statusbereich (oben rechts): Zeigt Informationen über den Status des Oszilloskops und über den Programmstatus. Die Anzeigeelemente sind entsprechend gegliedert.

Kontrollbereich (unten rechts): Hier finden sich die Bedienelemente zum Starten und Beenden einer Messreihe, sowie zum Reset des Programms.

Einstell- und Anzeigebereich (links): Den größten Teil des Fensters füllt dieses Registerkarten-Element (*Tab-Control*). Auf den verschiedenen Ebenen dieses Elements finden sich Einstellmöglichkeiten für die Geräte-Kommunikation und die Messparameter, Anzeigen zum Verlauf der Einzelzählraten sowie Bedienelemente zur Konfiguration des Oszilloskops.

Im Folgenden sind die einzelnen Elemente der verschiedenen Bereiche näher erläutert. Die Überschriften folgen dabei der visuellen Gruppierung der Elemente.

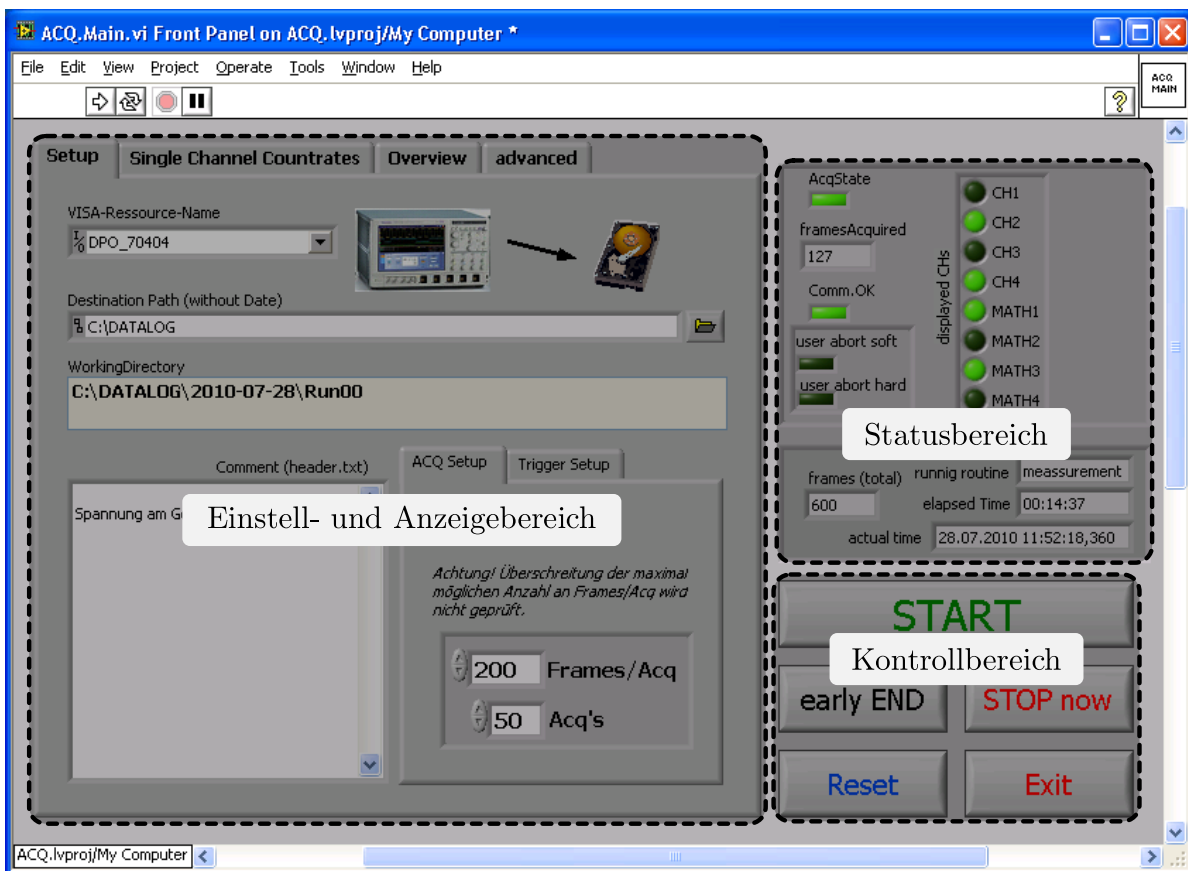


Abbildung A.1: Gliederung der Benutzeroberfläche des ACQ.Main.vi.

A.1.1 Statusbereich

AcqState: Nimmt das Oszilloskop Daten auf, oder wartet es auf Triggerereignisse, dann leuchtet diese Anzeige grün. Dies entspricht dem Verhalten des Bedien- und Anzeigeelements *RUN/STOP* am Gerät selbst.

framesAcquired: Zeigt die Anzahl aktuell angenommener *Frames* im *FastFrame*-Modus an. Dies entspricht der Fortschrittsanzeige am Oszilloskop.

Comm.OK: Sobald eine ordnungsgemäße Kommunikationsverbindung zum Oszilloskop aufgebaut ist, leuchtet diese Anzeige grün. Kann die Kommunikation beim Programmstart nicht aufgebaut werden, oder geht sie im laufenden Betrieb verloren, so erlischt die Anzeige. Gleichzeitig wird in diesem Fall – um den optischen Effekt zu verstärken – die komplette obere Statusanzeige grau abgeblendet.

user abort soft: Zeigt an, dass ein Benutzer-Event anliegt, der durch Betätigen der Taste *early END* generiert wurde.

user abort hard: Zeigt an, dass ein Benutzer-Event anliegt, der durch Betätigen der Taste *STOP now* generiert wurde.

displayed CHs: Zeigt, welche Kanäle am Oszilloskop gerade aktiv sind.

frames (total): Zeigt die Summe aufgenommener *Events* im aktuellen *Run* an. Es werden dabei nur bereits übertragene Events gezählt.

running routine: Zeigt die aktuell laufende Routine bzw. das laufende SubVI an:

idle: Das Programm ist bereit, es ist weder eine Messreihe noch die Einzelzählratenerfassung gestartet.

countrates: Eine Messreihe läuft und es werden die Einzelzählraten erfasst.

measurement: Eine Messreihe läuft und es werden Koinzidenzen erfasst.

live-view: Die Einzelzählratenerfassung zur Justage des Elektronenstrahls (*Single Channel Countrates*) ist aktiv. Es ist noch keine Messreihe gestartet. Nach erfolgter Justage muss dieser Modus mit *early END* oder *STOP now* beenden werden.

elapsed Time: Zeigt bei einer laufenden Messreihe die seit dem Start verstrichene Zeit an.

actual time: Zeigt die aktuelle Uhrzeit der internen PC-Uhr an. Diese Anzeige ist identisch mit der Uhrzeit des Betriebssystems. Sollte die Uhrzeit nicht aktualisiert werden, dann ist das Programm entweder gestoppt worden oder „hängt“.

A.1.2 Kontrollbereich

START: Mit diesem Bedienelement wird eine Messreihe gestartet. Das Element verhält sich wie ein Taster und gibt keine Information über eine laufende Messreihe zurück. Siehe dazu die Elemente im Statusbereich.

early END: Beendet eine laufende Messreihe frühzeitig. Die eventuell laufende *Acquisition* wird vollständig durchgeführt und übertragen, darauf folgt noch eine Bestimmung der Einzelzählraten bevor die Messreihe beendet wird. Die Betätigung dieser Taste generiert einen Benutzer-Event der im Statusbereich durch Aufleuchten der LED *user abort soft* signalisiert wird.

STOP now: Beendet eine laufende Messreihe frühzeitig. Eine laufende *Acquisition* wird abgebrochen und nicht übertragen. Die Einzelzählraten werden nicht noch ein weiteres Mal gemessen. Die Betätigung dieser Taste generiert einen Benutzer-Event der im Statusbereich durch Aufleuchten der LED *user abort hard* signalisiert wird.

Reset: Initialisiert das Programm und die Gerätekommunikation neu. Hinweis: Im regulären Betrieb muss diese Funktion nicht ausgeführt werden, die Einstellungen für eine neue Messreihe werden automatisch gesetzt.

Exit: Speichert die Einstellungen in eine Datei (*settings.sav*), beendet das Programm und schließt – nach Eingabeaufforderung – das Programmfenster.

A.1.3 Einstell- und Anzeigebereich

Registerkarte *Setup*

Hier können alle Einstellungen zu einer Messreihe und zur Gerätekommunikation verändert werden.

VISA-Ressource-Name: Auswahl des Messgerätes.

Destination Path (without Date): Auswahl des Stammpfades zur Abspeicherung der Messdaten. In diesem Pfad wird ein Unterverzeichniss mit dem aktuellen Datum erstellt und darin für jede Messreihe ein weiteres Unterverzeichnis in der Form „JJJJ-MM-TT\RunXX“ (JJJJ = Jahr, 4-stellig; MM = Monat, 2-stellig; TT = Tag, 2-stellig; XX = fortlaufende Nummerierung, beginnend bei 00). Die laufende Nummer wird bei Bedarf um weitere Stellen ergänzt.

WorkingDirectory: Zeigt den vollständigen Pfad zu den Daten der aktuellen Messreihe. Für jede neue Messreihe wird automatisch ein neues Verzeichniss erstellt. Dabei spielt es keine Rolle, ob der vorangegangene *Run* abgebrochen oder normal beendet wurde.

ACQ Setup: Hier kann das Layout einer Messreihe festgelegt werden. Eine Bestimmung der Einzelzählraten erfolgt immer vor der ersten, nach der letzten und zwischen allen übrigen *Acquisitions*. *Frames/Acq* legt fest, wieviele *Frames* das Oszilloskop in einem Messintervall (*Acquisition*) gebündelt aufnimmt, bevor es diese an den PC überträgt. Die Anzahl der *Acquisitions* kann im Feld *Acq's* eingegeben werden. Die Gesamtanzahl aufzunehmender *Frames* bzw. Events ergibt sich also aus dem Produkt der beiden Werte.

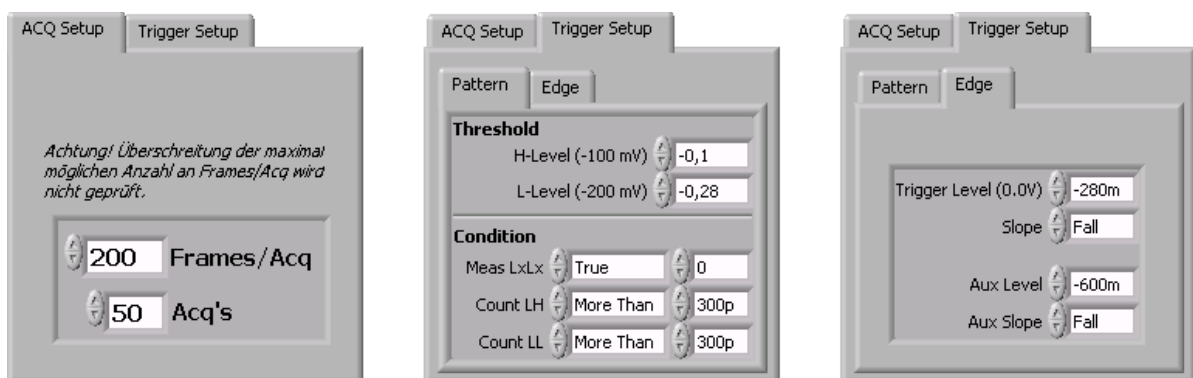


Abbildung A.2: Ausschnitte der Benutzeroberfläche des ACQ.Main.vi. Dargestellt sind die Einstellmöglichkeiten für das Layout einer Messreihe und die Trigger-Konfiguration.

Trigger Setup: Hier kann zwischen den beiden folgenden Trigger-Szenarien gewählt werden. Die aktive Registerkarte (*Tab*) legt die Triggermethode fest:

Pattern: Logische Triggerung mit dem *Pattern*-Trigger des Oszilloskops bei entsprechender Verkabelung der Detektoren (paarweise zusammengeführt bzw. *Z²-Setup*).

Edge: Flanken-Triggerung (*Edge-Trigger*) auf ein externes Trigger-Signal am Aux-Eingang des Oszilloskops bei entsprechender Verkabelung der Detektoren (1:1 bzw. *Ext.-Trigger-Setup*).

Trigger Setup – Pattern: In den beiden Feldern im Bereich *Threshold* können die beiden Schwellen festgelegt werden, ober- bzw. unterhalb derer das Signal dem *High-* bzw. *Low-State* zugeordnet wird. Im Bereich *Condition* wird festgelegt, welche Bedingung die Signale erfüllen müssen, damit eine Triggerung erfolgt. Bei der Koinzidenzmessung und der Bestimmung der Einzelzählraten gelten jeweils unterschiedliche Muster (*Pattern*) für die Triggerung, für die separate Einstellungen vorgenommen werden können. In der Einstellung *True* wird ein Trigger ausgelöst, sobald das Muster erfüllt ist, dagegen muss dieses Muster in der Einstellung *More Than* mindestens für die Zeitdauer erfüllt sein, die in der rechten Spalte angegeben ist.

Trigger Setup – Edge: In den oberen beiden Feldern wird die Triggerschwelle für die Kanäle 1–4 festgelegt (dient zur Bestimmung der Einzelzählrate), in den unteren Feldern (Aux) die Schwelle für den Aux-Eingang gesetzt.

Registerkarte *Single Channel Countrates*

Diese Registerkarte (Tab) stellt den zeitlichen Verlauf der Einzelzählraten dar, der zur Justage des Elektronenstrahls bzw. der Deflektor- und Linsensysteme benötigt wird. Die Kanalauswahlliste rechts neben dem Diagramm ermöglicht es, nur die Zählrate bestimmter Detektoren zu messen. Mit Betätigen des Tasters *START* unter der Kanalauswahlliste wird die Messung gestartet. Zum Beenden muss entweder *early END* oder *STOP now* aus dem Kontrollbereich betätigt werden.

Registerkarte *Overview*

Diese Registerkarte (Tab) zeigt während einer laufenden Messreihe den zeitlichen Verlauf der Einzelzählraten an. Nach jeder erfolgten Bestimmung der Einzelzählraten wird dem Diagramm ein Datenpunkt pro Kanal hinzugefügt. Hinweis: Die Zeitachse ist in dieser Darstellung nicht linear skaliert. Die Datenpunkte werden äquidistant aufgetragen, unabhängig ihres zeitlichen Abstandes. Nach Fertigstellung einer Messreihe wird ein Screenshot des Programmfensters mit aktiviertem Overview-Tab bei den Messdaten im PNG-Format abgelegt.

Registerkarte *advanced*

Diese Registerkarte (Tab) bietet Zugriff auf Funktionen, die für den normalen Betrieb in der Regel nicht benötigt werden, für Diagnosezwecke aber hilfreich sind. Achtung: Keines der Bedienelemente in diesem Bereich fängt Fehleingaben ab oder überprüft den tatsächlichen Ist-Wert im Oszilloskop. Entsprechende Eingabe sind daher stets am Oszilloskop zu überprüfen.

Set TriggerPattern: Hier können die logischen Triggermuster (*Pattern*) manuell gesetzt werden. Dies dient insbesondere der Überprüfung am Oszilloskop, ob die Signale mit den gewählten Einstellungen korrekt getriggert werden.

RECALL/SAVE OSC Setup: Mit diesen beiden Schaltflächen kann die speziell angepasste Oszilloskop-Konfiguration geladen bzw. gespeichert werden. Die Konfiguration wird dabei in der Datei *Coincidence.set* auf dem Oszilloskop abgelegt. Über das Menü zum Speichern und Laden von Einstellungen kann auch direkt vom Oszilloskop aus auf diese Datei zugegriffen werden. Vor dem Überschreiben ist eventuell manuell eine Kopie der alten Konfigurationsdatei anzufertigen.

FF-Recordlength: Hier kann die Länge der einzelnen *Frames* eingestellt werden. Eingeben wird die Anzahl der Datenpunkte (*Samples*). Mit Betätigen der Taste *SET* wird die Einstellung an das Oszilloskop gesendet. Um überflüssiges Datenmaterial zu vermeiden und die Auswertung nicht unnötig zu belasten, sollte dieser Wert nicht größer als nötig eingestellt sein. Das Oszilloskop lässt dabei allerdings nicht jeden vom Benutzer gesetzten Wert zu. Im *FastFrame-Setup* des Gerätes ist entsprechend zu überprüfen, welche *Frame*-Länge tatsächlich aufgenommen wird. In diesem Menü kann die *FastFrame-Recordlength* auch am Oszilloskop direkt eingestellt werden, allerdings nur in größeren Schrittweiten.

Diagnostics: Beim Betätigen der Schaltfläche *Reset* (und nur dann) wird dieses Feld aktualisiert. Ein Fehler in der Gerätekommunikation wird unter *VISA error message* angezeigt. Bei erfolgreicher Verbindung zeigt das Feld *OSC Answer to *IDN? Query* Informationen zur Geräteidentifikation an.

A.2 *queue status.vi* – Der FiFo-Speicher

Jedem Speicherbereich (*Queue*) ist eine Zeile von Bedien- und Anzeigeelementen zugeordnet. Nacheinander von links nach rechts: Name des Speichers, Zustandsanzeige (grüne LED), Speicherbelegung (Balken- und Digitalanzeige) und *flush*-Taste.

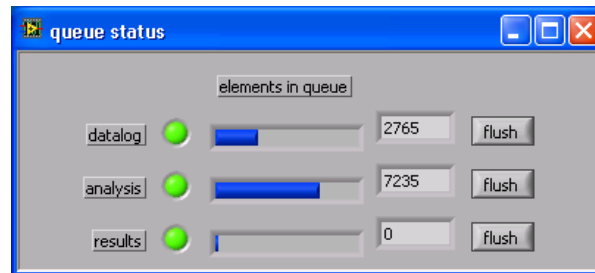


Abbildung A.3: Benutzeroberfläche des queue status.vi

Zustandsanzeige (LED): Eine grün leuchtende LED signalisiert den fehlerfreien Zustand eines Speicherbereiches (*Queue*). Erlischt die Anzeige, dann kann auf den Speicher nicht zugegriffen werden. In diesem Fall muss das gesamte Programm oder zumindest das queue status.vi neu gestartet werden, um den Speicher neu zu initialisieren.

Speicherbelegung (Balken- und Digitalanzeige): Wenn Daten (*Events*) in den Speicher geschrieben werden, so lässt sich das an diesen Anzeigen ablesen. Das Maximum der Balkenanzeige ist nach 10 000 Einträgen erreicht, was allerdings nicht die tatsächliche Speichertiefe einschränkt.

flush-Taste: Diese Bedienelemente entleeren den jeweils entsprechenden Speicher (*Queue*). Notwendig ist dies, wenn sich vor dem Einlesen der Messdaten noch Elemente im Speicher befinden. Hinweis: Der *datalog*-Speicher wird automatisch geleert, wenn im Analyse-Fenster die *reset to 0*-Taste betätigt wird.

A.3 read waveforms.vi – Einlesen der Daten

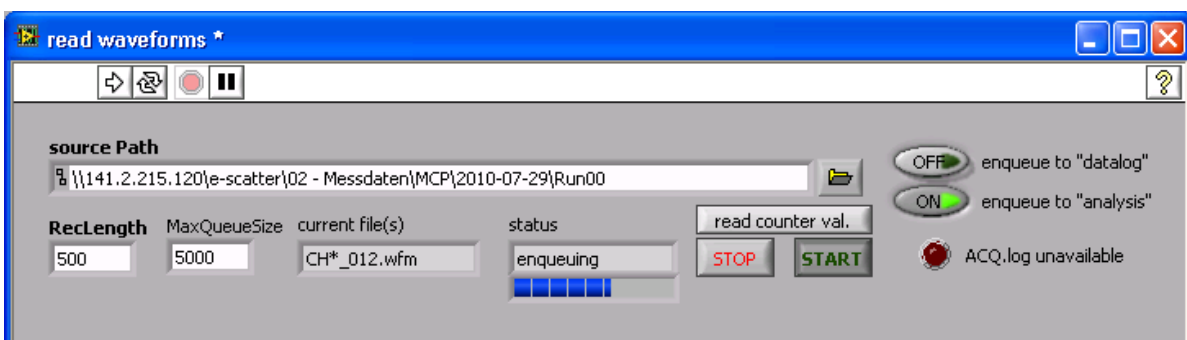


Abbildung A.4: Benutzeroberfläche des read waveforms.vi.

source Path: Hier wird der vollständige Pfad zu den Messdaten angegeben. Über die Eingabe eines UNC-Pfades kann auch auf Netzwerkfreigaben (SMB-Protokoll) zugegriffen werden. Mit einem Klick auf das Ordnersymbol rechts neben dem Textfeld kann die Ordnerstruktur des Rechners inklusive der Netzwerkumgebung durchsucht werden.

RecLength: Bei Aufnahme einer Messreihe wird mit *FF-Recordlength* festgelegt, wieviele Datenpunkte ein einzelner *Frame* (Event) beinhaltet (siehe in A.1.3, S. 91). Da dieser Wert nicht automatisch aus den Daten ausgelesen werden kann, muss er an dieser Stelle manuell eingegeben werden.

MaxQueueSize: Legt eine Höchstgrenze für den Zwischenspeicher (*Queue*) fest. Beinhaltet dieser schon die angegebene Anzahl an Events, dann wird mit der weiteren Speicherbeladung gewartet, bis der Wert wieder unterschritten wird. Hinweis: Die Daten der einzelnen *Acquisitions* (Messintervalle) werden immer vollständig in den Speicher geladen. Daher kann die festgelegte Höchstgrenze temporär überschritten werden.

current file(s): Zeigt an, welche Dateien gerade eingelesen werden.

status: Die Statusanzeige besteht aus einem Fortschrittsbalken und einem Textfeld, das den aktuellen Vorgang anzeigt:

stopped: Der Vorgang wurde abgebrochen oder noch nicht gestartet.

reading files: Die im Feld *current files(s)* angezeigten Dateien werden eingelesen.

enqueueing: Die Events werden in den Zwischenspeicher (*Queue*) geschrieben. Der Fortschrittsbalken zeigt an, wie weit die aktuellen Dateien (*current files(s)*) bearbeitet sind.

waiting for files: Das Programm kann keine weiteren Dateien finden. Entweder ist die Messreihe vollständig eingelesen, oder die nächste *Acquisition* (Messintervall) wurde noch nicht vom Oszilloskop übertragen.

waiting for queue: Der Zwischenspeicher (*Queue*) beinhaltet mehr Elemente, als durch *MaxQueueSize* erlaubt sind. Das Beladen des Speicher setzt aus, bis die Höchstgrenze unterschritten wird.

START: Startet das Einlesen der Dateien in den Zwischenspeicher (*Queue*).

STOP: Bricht das Einlesen der Dateien ab und schließt das Fenster. Im *Operator Tool (PC)* muss dann *READ waveforms* ausgewählt werden um das Modul erneut zu starten. Es sollte außerdem nach einem Abbruch darauf geachtet werden, den Zwischenspeicher u. U. zu leeren (siehe in A.2, S. 92).

read counter val.: Liest die Einzelzählraten aus der Datei *countervalues.txt* ein und übergibt sie an das *analysis.vi*. Dies geschieht normalerweise automatisch beim Starten des Einlesevorgangs, allerdings ist die *countervalues.txt* unter Umständen zu diesem Zeitpunkt noch nicht verfügbar.

enqueue to “datalog”: Legt den Zwischenspeicher (*Queue*) fest, in den die Events geschrieben werden. Die Einstellung sollte nur zu Entwicklungszwecken verändert werden. (Standart: OFF)

enqueue to “analysis”: Legt den Zwischenspeicher (*Queue*) fest, in den die Events geschrieben werden. Die Einstellung sollte nur zu Entwicklungszwecken verändert werden. (Standart: ON)

ACQ.log unavailable: Die Datei *ACQ.log* wird vom Datenaufnahmeprogramm *ACQ* während der Messdatenerfassung geschrieben. Bei älteren Datensätzen, die noch mit dem Vorgängerprogramm aufgenommen wurden, existiert diese Datei nicht, was diese rote LED anzeigt. In diesem Fall muss darauf geachtet werden, dass im *analysis.vi* nicht *use OSC Values* ausgewählt ist, da diese Methode zwingend die Datei *ACQ.log* benötigt.

A.4 analysis.vi – Auswerten der Koinzidenzen

Die Oberfläche des *analysis.vi* untergliedert sich in fünf funktionelle Bereiche:

Koinzidenzzähler / coincidence counter (Mitte oben): Dieses Balkendiagramm stellt die Summen der gefundenen Koinzidenzen dar. Die beiden Registerkarten (Tabs) zeigen dabei alle gemessenen (*measured*) oder die „wahren“ Koinzidenzen – also die, um die zufälligen Koinzidenzen bereinigten – an (*true*).

Programmsteuerung (oben rechts): Die vier Tasten dienen zur Steuerung des Programmlaufes. Hier wird die Analyse gestartet und beendet, die Anzeigen zurückgesetzt oder ein Bericht gespeichert.

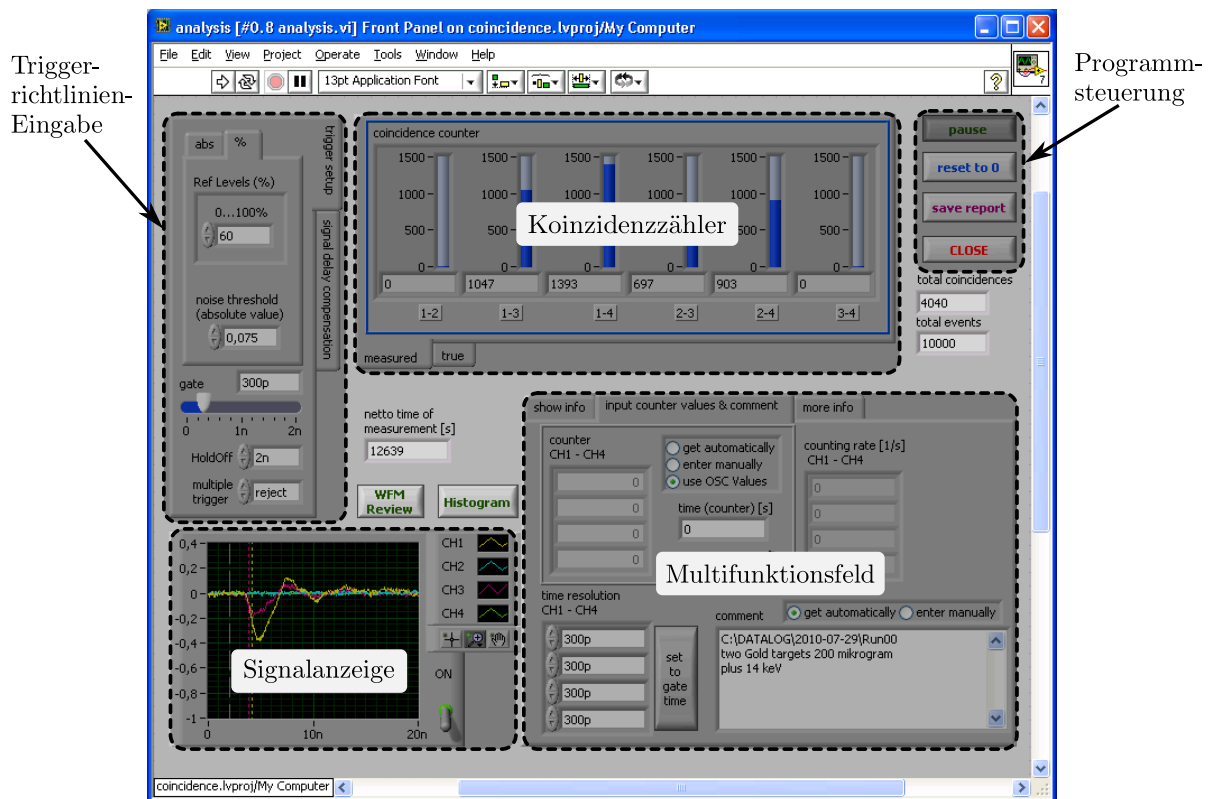


Abbildung A.5: Gliederung der Benutzeroberfläche des analysis.vi.

Triggerrichtlinien-Eingabe (oben links): Dieses Feld bietet diverse Einstellmöglichkeiten für die Koinzidenz-Triggerung. Zusätzlich findet sich auf der zweiten Registerkarte (*Tab*) die Möglichkeit, künstliche Laufzeitverzögerungen in die Signale einzubauen.

Signalanzeige (unten links): Dieser Graph stellt die Signalverläufe der einzelnen Events dar. Die Anzeige lässt sich auch deaktivieren, um die Analyse zu beschleunigen.

Multifunktionsfeld (unten rechts): Dieses Registerkarten-Element (*Tab-Control*) beinhaltet alle Eingabefelder zur Berechnung der zufälligen Koinzidenzen, ein Kommentarfeld sowie verschiedene andere Anzeigen berechneter Größen.

Im Folgenden sind die einzelnen Elemente der verschiedenen Bereiche näher erläutert. Die Überschriften folgen dabei der visuellen Gruppierung der Elemente.

A.4.1 Koinzidenzzähler

coincidence counter: Jede mögliche Koinzidenz zwischen den vier Kanälen bzw. Detektoren ist einem Summenzähler zugeordnet. Jeder dieser Zähler zeigt seinen Wert dabei in Ziffern und als vertikalen Balken an. Unten links lässt sich zwischen den Darstellungen der gemessenen und wahren (bereinigten) Koinzidenzen wechseln.

A.4.2 Programmsteuerung

ANALYSE/Pause: Startet die Auswertung. Durch wiederholtes Betätigen der Taste kann die Auswertung angehalten und wieder fortgesetzt werden.

reset to 0: Setzt alle Anzeigewerte auf null zurück und leert den *datalog*-Speicher.

save report: Speichert einen Bericht der Auswertung auf dem Datenträger ab. Zur Auswahl eines Dateinamens wird aufgefordert.

CLOSE: Beendet das *analysis.vi* und schließt das Fenster. Hinweis: Beim erneuten Öffnen stehen mitunter nicht alle Anzeigen auf null. Daher sollten diese manuell mittels *reset to 0* zurückgesetzt werden.

A.4.3 Triggerrichtlinien-Eingabe

Trigger Setup: Mit dem innenliegenden Registerkarten-Element (*Tab-Control*) werden Einstellungen zur Flankendetektion vorgenommen. Gewählt werden kann zwischen einem absoluten Triggerlevel (*abs*) oder einem relativen (%) (nähere Erläuterungen siehe weiter unten). Unabhängig von der gewählten Methode wird jeweils nur die erste gefundene Flanke weiterverarbeitet.

Trigger Setup – abs: Über die Felder *Ref Levels* und *polarity* werden die Parameter für die Flankendetektion gesetzt. Eine fallende Flanke (*falling*) ist hierbei definiert durch das Kreuzen beider *Ref Levels* von *high*→*low*.

Trigger Setup – %: Bei stark unterschiedlichen Signalamplituden führt eine absolute Triggerschwelle zu ungenauen Zeitwerten. Über die Eingabe eines relativen Levels (0...100%) ist es möglich, an jeweils vergleichbaren Stellen eines Signalverlaufs zu triggern. In dieser Einstellung wird jeder Kanal eines Events separat nach der betragsmäßig größten Signalamplitude durchsucht. Dieser Wert definiert dann die 100%-Marke. Um falsche Trigger in Rauschsignalen zu unterdrücken, muss bei *noise threshold* unbedingt ein Wert > 0 eingetragen sein. Überschreitet das Signal an keiner Stelle diese Rausch-Schwelle, so wird eine eventuell gefundene Flanke verworfen. Maßgeblich ist auch hier wieder die betragsmäßig größte Amplitude.

Trigger Setup – gate: Zeitspanne innerhalb derer zwei Flanken als koinzident gewertet werden. Diese *gate*-Zeit entspricht der Zeitauflösung τ bei der analogen Koinzidenzanalyse. Die

Zeitdifferenz zwischen zwei gefundenen Flanken in verschiedenen Kanälen muss kleiner oder gleich der eingegebene Zeitspanne sein, damit das Ereigniss als koinzident gewertet wird. Hinweis: Es können prinzipiell Koinzidenzen zwischen allen Kanälen gleichzeitig gefunden werden, was u. U. dazu führt, dass die Gesamtanzahl gefundener Koinzidenzen die Zahl der bearbeiteten Events übersteigt. Die absolute Zeitauflösung (*total resolution time*) ist $\sigma = 2 \cdot \tau!$

Trigger Setup – HoldOff: Filtert Events heraus, die mindestens eine gefundene Flanke vor der eingegebenen Zeit haben. Mitunter liefern die Detektoren (z. B. bei Überschlägen) starke Rauschsignale, die als falsche Koinzidenzen gezählt werden. Typisch für die Signale dieser Events sind Flanken, die deutlich vor denen der regulären Events liegen. Dieser Filter prüft, ob eine Flanke vor der angegebenen *HoldOff*-Zeit gefunden wird und verwirft für diesen Fall den gesamten Event. Hinweis: Bei welchen Events der Filter gewirkt hat, lässt sich unter *WFM Review* nachsehen.

Trigger Setup – multiple trigger: Filtert Events heraus, bei denen auf mehr als 2 Kanälen Flanken gefunden werden. Physikalisch sinnvoll ist jeweils nur eine Koinzidenz pro Event, dementsprechend auch nur Flanken in zwei Kanälen. Streuelektronen liefern in seltenen Fällen eine Flanke auf einem zusätzlichen Kanal. Solche Events werden von diesem Filter verworfen. Die möglichen Einstellungen sind *reject* zum Verwerfen oder *allow* zum Erlauben solcher Events. Hinweis: Bei welchen Events der Filter gegriffen hat, lässt sich unter *WFM Review* nachsehen.

signal delay compensation: Diese Funktion erlaubt es, einen zeitlichen Versatz in die Signale einzelner Kanäle einzubauen. Die durch unterschiedliche Kabellängen oder ungenaue Ausrichtung der Apparatur entstehenden systematischen Laufzeitdifferenzen können so ausgeglichen werden. Die Verschiebung der Signale ist in beide Zeitrichtungen möglich und wird mit der Anzahl der Datenpunkte angegeben. Werte > 0 verzögern das Signal, Werte < 0 lassen das Signal zeitlich früher erscheinen.

A.4.4 Signalanzeige

Die Signalanzeige stellt die Signalverläufe (*Waveforms*) aller Kanäle für jeden Event dar. Eine gefundene Flanke wird hier als senkrechte gepunktete Linie in der Farbe des jeweiligen Kanals angezeigt. Die graue, gestrichelte Linie repräsentiert die *HoldOff*-Zeit. Der Schalter *ON* dient dem Deaktivieren der Anzeige, was die Datenverarbeitung erheblich beschleunigt. Die automatische Skalierung kann über einen Rechtsklick und die Auswahl des entsprechenden Menüpunktes deaktiviert werden, dann kann über die Zoomfunktion eine Bereichsvergrößerung vorgenommen werden.

A.4.5 Multifunktionsfeld

Registerkarte *show info*

Diese Registerkarte (*Tab*) zeigt schematisch, was unter der *gate*-Zeit zu verstehen ist. Außerdem wird hier die gemittelte Verarbeitungszeit pro Event angezeigt.

Registerkarte *input counter values & comment*

Eingaben in die Felder dieser Registerkarte (*Tab*) dienen der Berechnung der zufälligen Koinzidenzen und der Kommentierung der Messreihe.

counter CH1–CH4: Die Berechnung der zufälligen Koinzidenzen erfolgt anhand der Einzelzählraten der Detektoren. Wie diese Einzelzählraten eingegeben und verarbeitet werden, kann mit drei verschiedenen Optionen festgelegt werden:

get automatically: In dieser Option werden die Zählerstände der vier Kanäle und die Messdauer aus der Datei `countervalues.txt` eingelesen. Durch einfache Division ergeben sich dann die Einzelzählraten.

enter manually: In dieser Option werden die Zählerstände der vier Kanäle und die Messdauer von Hand eingegeben. Die Berechnung der Einzelzählraten erfolgt, wie bei der Option *get automatically*, durch einfache Division. Hinweis: Für eine manuelle Eingabe der Zählerwerte muss diese Option unbedingt gewählt sein, da sonst der Inhalt erneut aus der Datei `countervalues.txt` geladen und das Feld überschrieben wird.

use OSC Values: Mit dieser Methode werden die zeitaufgelösten Einzelzählratenmessungen des ACQ-Programms ausgewertet, die in der Datei `ACQ.log` gespeichert sind. Da die Einzelzählraten hierbei nicht explizit berechnet werden, bleiben die Anzeigen deaktiviert. Die berechneten Raten der zufälligen Koinzidenzen werden in der Registerkarte *more info* angezeigt.

counting rate: Zeigt in den Optionen *get automatically* und *enter manually* die Einzelzählraten der Detektoren an.

time resolution: In diesen 4 Feldern wird die Zeitauflösung τ der Koinzidenzlogik eingestellt, die maßgeblich in die Berechnung der zufälligen Koinzidenzen eingeht. Im Normalfall wird diese Zeitauflösung durch die *gate*-Zeit definiert. Mit einem Klick auf *set to gate time* wird die *gate*-Zeit in alle vier Felder übertragen.

comment: Dieses Textfeld steht zur Eingabe von Kommentaren zur Verfügung. Bei der Auswahl der Option *get automatically* wird der Inhalt aus der Datei `Header.txt` geladen, in der das Kommentarfeld der Datenaufnahme abgespeichert ist. Hinweis: Eine Änderung des Inhaltes wird nicht in die Datei `header.txt` übernommen. Nur bei der Speicherung eines Reports, wird dieses Textfeld – zusammen mit anderen Parametern – in eine neue, ausgewählte Datei abgespeichert. Zur Eingabe von Änderungen muss die Option *enter manually* gewählt sein, da sonst der Inhalt erneut aus der Datei `header.txt` geladen und das Feld überschrieben wird.

Registerkarte *more info*

Dieses Feld zeigt für alle sechs Kombinationen der Kanäle verschiedene Rechengrößen an. Die Rate der zufälligen Koinzidenzen (*random coincidence rate*), die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen im bisher ausgewerteten Abschnitt der Messreihe (*random coincidences*) und das Verhältniss von gemessenen zu zufälligen Koinzidenzen (*ratio measured/random*).

A.4.6 weitere Anzeige- und Bedienelemente

Taste *WFM Review*

Öffnet ein neues Fenster, welches die Ansicht aller bisherigen Events der Messreihe ermöglicht. Im Folgenden sind die Elemente dieses Fensters näher beschrieben.

select record #: Der Schieberegler, welcher ganz oben angeordnet ist, dient der Auswahl eines Events. Die Auswahl erfolgt entweder durch Verschieben des Zeigers, durch Eingabe der Eventnummer in das Textfeld recht neben dem Regler, durch Anklicken der Pfeilsymbole am Textfeld oder durch die Tasten *Bild*↑ und *Bild*↓. Der Schieberegler skaliert dabei automatisch mit der Anzahl ausgewerteter Events. Diese Anzahl wird zudem neben *# of records* angezeigt. Da mitunter ein zeitlicher Versatz zwischen Auswahl und Darstellung der Events auftreten kann, wird die Nummer des tatsächlich angezeigten Events neben *displayed record #* dargestellt.

filter events: Wurde ein Event durch einen der Filter (*HoldOff* oder *multiple trigger*) verworfen, so wird dies mit einem Aufleuchten der entsprechenden LED signalisiert.

delta T: Zeigt die Zeitunterschiede zwischen den gefundenen Flanken.

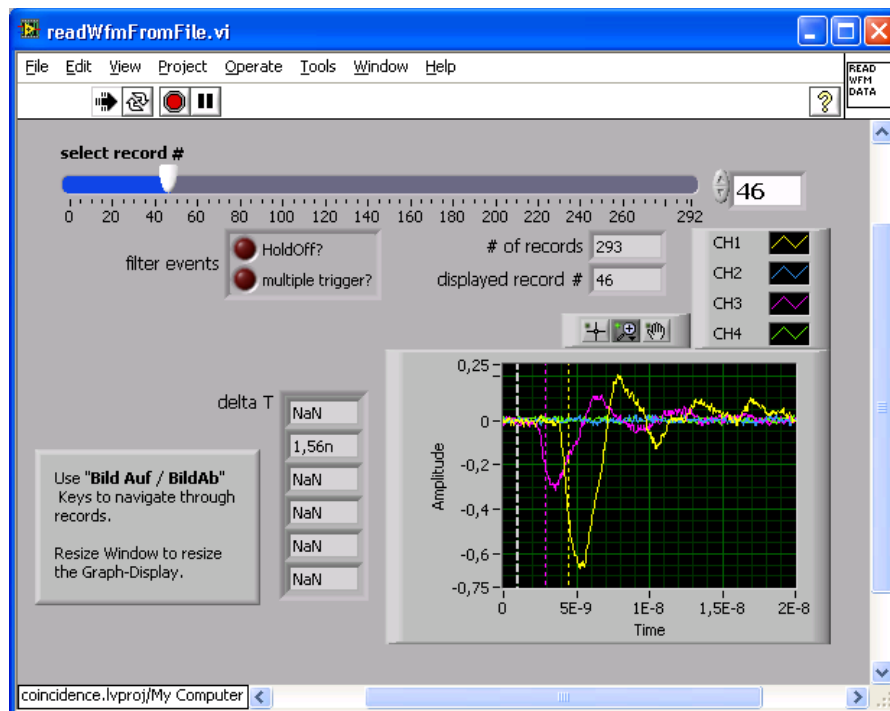


Abbildung A.6: Benutzeroberfläche der *WFM Review*-Funktion.

Taste *Histogram*

Öffnet ein neues Fenster, mit verschiedenen Histogrammansichten. Dargestellt wird die Häufigkeit der Zeitdifferenzen zwischen Flanken auf unterschiedlichen Oszilloskopkanälen. Das erste Diagramm (*Sum*) enthält einen einzigen Graphen für alle Kombinationen der Kanäle gemeinsam. Das zweite Diagramm (*single CHs*) zeigt für jede Kombination der Kanäle einen separaten Graphen an. Das dritte Diagramm (*with Fits*) gleicht dem zweiten, an die Daten werden jedoch zusätzlich Gaussfunktionen gefittet. Alle Diagramme werden bei einem Reset des *analysis*-Modul automatisch auf null gesetzt, oder auch manuell durch den *Reset*-Taster in diesem Fenster. Das *Input*-Feld zeigt die zuletzt hinzugefügten Zeitdifferenzen, hat weiter aber keine Bedeutung. Hinweis: Diese Funktion ist zum Zeitpunkt der Abgabe der vorliegenden Arbeit noch im Entwicklungsstadium.

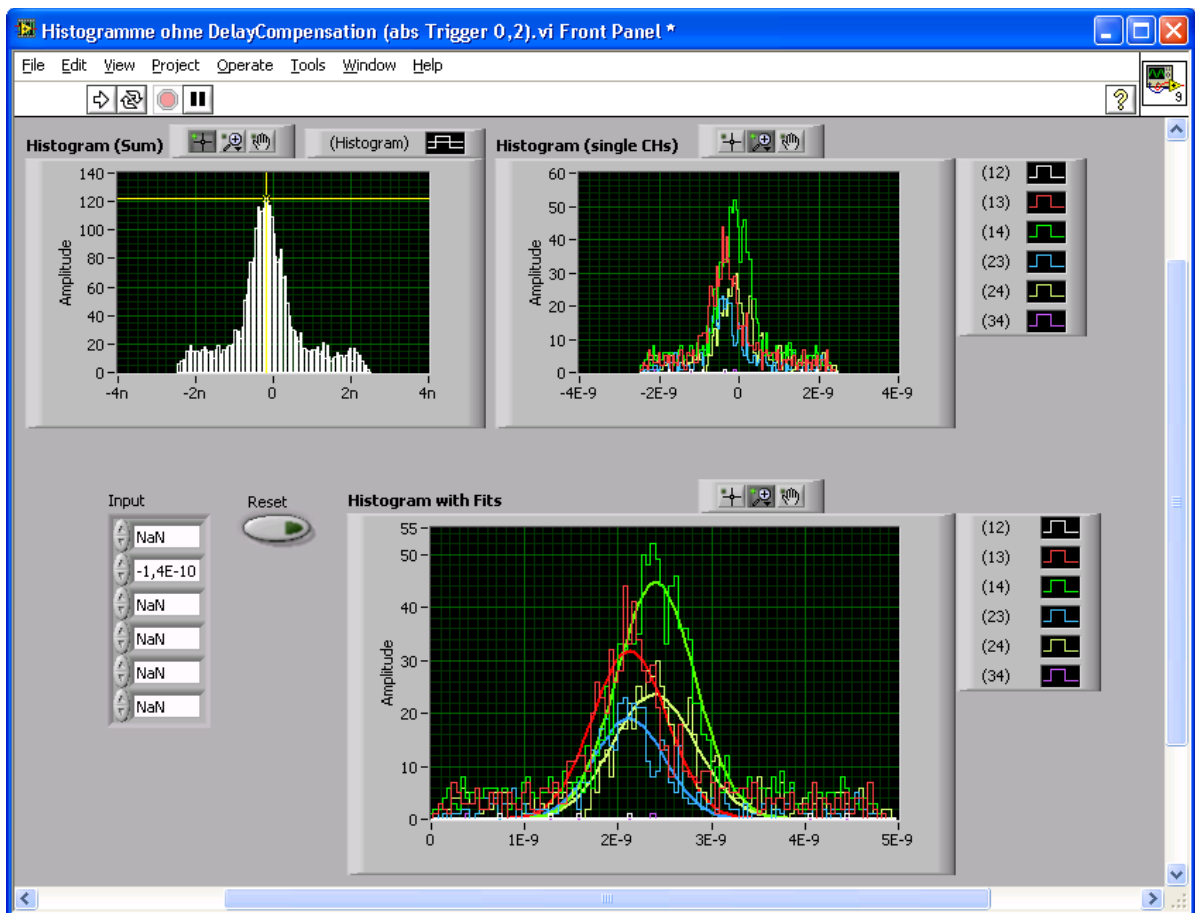


Abbildung A.7: Benutzeroberfläche der *Histogram*-Funktion.

Literaturverzeichnis

- [BAJ04] Rustam Berezov, V. Arsov und Joachim Jacoby: *Optical detection of keV-electrons*. GSI Plasma Physics Annual Report, 2004.
- [BAJ05] Rustam Berezov, V. Arsov und Joachim Jacoby: *Investigation of backscattered electrons for a spin detection with high efficiency*. GSI Plasma Physics Annual Report, 2005.
- [Bar09] Jürgen Barnstedt: *F-Praktikum Versuch MCP-Detektoren*. Universität Tübingen, 2009.
- [BDMS77] J. P. Boutot, J. C. Delmotte, J. A. Miehé und B. Sipp: *Impulse response of curved microchannel plate photomultipliers*. Review of Scientific Instruments, 48:1405–1407, 1977.
- [Ber53] A. Berroth: *Bestimmung der Schwingungszeit eines Pendels durch Ausmessung und Ausgleichung einer ganzen Koinzidenzkurve*. Pure and Applied Geophysics, 26:20–29, September 1953.
- [Ber09] Rustam Berezov: *Investigation to observe spin entanglement from elastic scattering of electrons*. Dissertation, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2009.
- [Bet08] Klaus Bethge: *Kernphysik*. Springer Berlin Heidelberg, 3. Auflage, 2008.
- [BG24] W. Bothe und H. Geiger: *Ein Weg zur experimentellen Nachprüfung der Theorie von Bohr, Kramers und Slater*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 26:44, 1924.
- [BG25] W. Bothe und H. Geiger: *Über das Wesen des Comptoneffekts; ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 32:639–663, 1925.
- [Bir64] J. B. Birks: *The Theory and Practise of Scintillation Counting*. Pergamon Press London, 1964.
- [BJRS09] Rustam Berezov, Joachim Jacoby, Tim Rienecker und Julian Schunk: *Investigation of spin entanglement produced from elastic scattering of unpolarized electrons*.

- Nuclear Instruments and Methods A, 606:120–123, 2009.
- [BJS10] R. Berezov, J. Jacoby und J. Schunk: *Spin coincidence measurements for a symmetric scattering of electrons with electrons*. Nuclear Instruments and Methods A, 621:673–677, 2010.
- [BM74] B. Bengtson und M. Moszynski: *Energy-transfer and light-collection characteristics for different types of plastic scintillators*. Nuclear Instruments and Methods, 117:227–232, 1974.
- [BO62] Eric Brannen und Garth L. Olde: *The Response of Organic Scintillators to Electron Energy Deposited in Them*. Radiation Research, 16:1–6, 1962.
- [Bot30] Walther Bothe: *Zur Vereinfachung von Koinzidenzzählungen*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 59:1–5, Januar 1930.
- [Bri65] Giorgio Brianti: *Distortion of fast pulses in coaxial cables: numerical analysis and applications*. CERN Yellow Reports, Genf, 1965.
- [Bru62] Hajo Bruining: *Physics and Applications of Secondary Electron Emission*. Pergamon Press London, 1962.
- [Bur10] *Detection Efficiency*. http://www.burle.com/dettechbrief_2.htm, Juli 2010. Technische Beschreibung auf der Internetseite der Firma Burle Technologies, Inc.
- [CE76] D. H. Ceckowski und E. H. Eberhardt: *Microchannel Plate Photomultiplier and Related Devices*. Aus einem Detektor Workshop an der Berkley University of California, gefunden bei [HZM⁺79], 1976.
- [Cza10] Achim Czasch: *Private Kommunikation*, 18.06.2010.
- [Dar08] Ludwig Darmstaedter: *Hanbuch zur Geschichchte der Naturwissenschaften und der Technik*. Verlag von Julius Springer Berlin, 2. Auflage, 1908.
- [DBD⁺06] Gleb Drobychev, Andrei Barysevich, Kirill Delendik, Anton Karneyeu, Patrick Nédélec, Daniel Sillou und Olga Voitik: *Development of micro-channel plates on a basis of aluminum oxide*. Nuclear Instruments and Methods A, 567:290–293, 2006.
- [DBD⁺09] Gleb Drobychev, Andrei Barysevich, Kirill Delendik, Patrick Nédélec, Daniel Sillou und Olga Voitik: *Advances in anodic alumina MCP development*. Nuclear Instruments and Methods A, 610:246–248, 2009.
- [DEL⁺03] K. Delendik, I. Emeliantchik, A. Litomin, V. Rumyantsev und O. Voitik: *Aluminium oxide microchannel plates*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 125:394–399, 2003.

- [Fal10] Paul Falstad: *Analog Circuit Simulator Applet (Java, Version 1.5j)*. <http://www.falstad.com/circuit/>, 16.05.2010.
- [Fou08] Lutz Michael Foucar: *Auslese von Delaylinedetektoren mit Hilfe von Transientendekodern*. Dissertation, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2008.
- [Gal] Galileo Electro-Optics Corporation: *Technical Information MCP*.
- [GEK98] A. Govyadinov, I. Emeliantchik und A. Kurilin: *Anodic aluminum oxide microchannel plates*. Nuclear Instruments and Methods A, 419:667–675, 1998.
- [GKB75] M.I. Green, P.F. Kenealy und G.B. Beard: *Fast-timing measurements using a Chevron microchannel plate electron multiplier*. Nuclear Instruments and Methods, 126:175–179, 1975.
- [GW84] R. R. Goruganthu und W. G. Wilson: *Relative electron detection efficiency of microchannel plates from 0–3 keV*. Review of Scientific Instruments, 55:2030–2033, 1984.
- [Ham05] Hamamatsu: *Technical Information on Photon Counting*. Hamamatsu Photonics K.K. Japan, Juli 2005.
- [Ham07] Hamamatsu: *MCP & MCP Assembly Selection Guide*. Hamamatsu Photonics K.K. Japan, April 2007.
- [Har23] H. Hartridge: *The Coincidence Method for the Wave-Length Measurement of Absorption Bands*. Proceedings of the Royal Society of London Series A, 102, 1923.
- [HZM⁺79] L. P. Hocker, P. A. Zagarino, J. Madrid, D. Simmons, B. Davis und P. B. Lyonst: *Characterization of Microchannel Plate Photomultipliers for Plasma Diagnostics*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 26:356–363, 1979.
- [Jac01] Joachim Jacoby: *Which-Path Information and Coherence of Elastic Scattering*. Physica Scripta, 64:220–225, 2001.
- [JH04] Rahman Jamal und Andre Hagedstedt: *LabVIEW für Studenten*. Pearson Verlag München, 4. Auflage, 2004.
- [KBB⁺89] S. Kálvin, J. S. Bakos, G. Bürger, B. Kardon, G. Petravich und S. Zoletnik: *USX and SX radiation measurement of tokamak plasma by microchannel plate*. Review of Scientific Instruments, 60:2857–2860, 1989.
- [Ken77] R. E. Kennerly: *High-resolution pulsed electron beam time-of-flight spectrometer*. Review of Scientific Instruments, 48:1682–1688, 1977.
- [Kes85] Joachim Kessler: *Polarized Electrons*. Springer-Verlag Berlin, 2. Auflage, 1985.

- [Kle05] Konrad Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Verlag Wiesbaden, 4. Auflage, 2005.
- [Leo94] William R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag Berlin, 2. Auflage, 1994.
- [Lie11] Alice M. Lieberwirth: *Diplomarbeit*. voraussichtlich 2011.
- [LRM76] M. Laméhi-Rachti und W. Mittig: *Quantum mechanics and hidden variables: A test of Bell's inequality by the measurement of the spin correlation in low-energy proton-proton scattering*. Physical Review D, 14:2543–2555, 1976.
- [LS01] Bruce Laprade und Ron Starcher: *The 2 Micron Pore Microchannel Plate. Development of the world's fastest detector*. Burle Technologies, Inc., 2001.
- [LTW⁺80] P. B. Lyons, T. H. Tan, A. H. Williams, L. P. Hocker, P. A. Zagarino und D. Simmons: *Ultra-fast detectors for laser fusion diagnostics*. Nuclear Instruments and Methods, 171:459–464, 1980.
- [MLF07] A. Martindale, J.S. Lapington und G.W. Fraser: *Photon counting with small pore microchannel plates*. Nuclear Instruments and Methods A, 573:111–114, 2007.
- [Nat10] *Mechanism of Liquid Scintillation Counting*. http://nationaldiagnostics.com/article_info.php/articles_id/117, Juli 2010. Technologiebeschreibung auf der Internetseite der Firma National Diagnostics.
- [Nob10] *Offizielle Webseite der Nobel Foundation*. <http://nobelprize.org>, Mai 2010.
- [Orl09] Jon Orloff: *Handbook of Charged Particle Optics*. CRC Press Boca Raton USA, 2. Auflage, 2009.
- [OSSY79] Koichiro Oba, Masaru Sugiyama, Yoshiji Suzuki und Yoshio Yoshimura: *A 400 Anode Chevron Microchannel Plate PMT for High Energy Application*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 26:346–355, 1979.
- [Pla22] John Playfair: *The Works of John Playfair, ESQ.*, Band IV. Archibald Constable & Co. Edinburgh, 1822.
- [Ros30] B. Rossi: *Method of Registering Multiple Simultaneous Impulses of Several Geiger's Counters*. Nature, 125:636, April 1930.
- [SC66] K. K. Schmidt und C.F.Hendee: *Continuous Channel Electron Multiplier Operated in the Pulse Saturated Mode*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 13:100–111, 1966.
- [SH86] Toshio Sakurai und T. Hashizume: *Determination of the detection efficiency of*

- a channelplate electron multiplier*. Review of Scientific Instruments, 57:236–239, 1986.
- [Sie55] Kai Siegbahn: *Beta- and gamma-ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company Amsterdam, 1955.
- [SWSS01] Reto Schletti, Peter Wurz, Stefan Scherer und Oswald H. Siegmund: *Fast microchannel plate detector with an impedance matched anode in suspended substrate technology*. Review of Scientific Instruments, 72:1634–1639, 2001.
- [Tec] *Offizielle Webseite der Firma tectra GmbH*. <http://www.tectra.de>.
- [Tec09] tectra GmbH: *MCP Data Sheet and Set Up Manual*, 2009.
- [UTSM⁺07] R. Ursin, F. Tiefenbacher, T. Schmitt-Manderbach, H. Weier, T. Scheidl, M. Lindenthal, B. Blauensteiner, T. Jennewein, J. Perdigues, P. Trojek, B. Ömer, M. Fürst, M. Meyenburg, J. Rarity, Z. Sodnik, C. Barbieri, H. Weinfurter und A. Zeilinger: *Entanglement-based quantum communication over 144 km*. Nature Physics, 3:481–486, 2007.
- [Val76] VALVO: *Technische Informationen für die Industrie, Microchannel Plates*, 1976.
- [Wiz77] J. L. Wiza: *Improved microchannel plate performance with a resistive anode encoder*. Review of Scientific Instruments, 48:1217–1–218, 1977.
- [Wiz79] Joseph Ladislav Wiza: *Microchannel plate detectors*. Nuclear Instruments and Methods, 162:587–601, 1979.
- [WRH71] Eugene Wainer, Selwyn H. Rose und Theodore M. Harkulich: *Channel multiplier of aluminium oxide produced anodically*. Patentschrift USA, 1971. Patentnummer 3626233.
- [Zin08] Zinsser Analytic GmbH: *Plastic Scintillators, Datenblatt*, 2008.

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Julian-Maximilian Schunk

Danksagung

Allen voran möchte ich mich bei Prof. Dr. Joachim Jacoby bedanken, der es mir ermöglichte, diese Arbeit in seiner Forschungsgruppe für Plasmaphysik zu schreiben und dabei einen sehr großen Gestaltungsspielraum zuließ. Die gemeinsamen Gespräche und Diskussionen erwiesen sich fast immer als unerschöpfliche Quelle neuer Ideen und Ansätze.

Dr. Rustam Berezov danke ich für die reibungslose Zusammenarbeit und die oft auch kurzfristige Bereitstellung des experimentellen Aufbaus für Softwaretests. Alice Lieberwirth danke ich für das Ertragen meiner Monologe zu Detektor- und Softwareentwicklungen, aus denen sich meist heitere Diskussionen ergaben. Der kathalysierende Effekt der mir zahlreich angebotenen Süßwaren ist dabei nicht von der Hand zu weisen. Dr. Marcus Iberler danke ich für sein immer offenes Ohr für Probleme physikalischer und menschlicher Natur sowie für seine Heiterkeit und fachliche Beratung, mit der er mir immer zur Seite stand. Die Tasse Kaffee in der Mittagspause sorgte dabei immer für eine kreative Atmosphäre.

Eine Aufzählung aller Mitglieder der Forschungsgruppe Plasmaphysik erscheint mir überflüssig, sie alle haben mit ihrer kollegialen und freundschaftlichen Unterstützung ihren Teil zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen. Gleichmaßen gilt dies für die zahlreichen Freunde, die ich im Laufe meines Studiums gewonnen habe. Ohne sie wäre meine Studentenzeit nicht zu dem geworden, auf das ich heute zurückblicken kann. Nicht zuletzt möchte ich mich auch bei meinen Eltern und meiner Großmutter bedanken. Sie haben mich immer großzügig unterstützt und mir dieses Studium erst ermöglicht.