

---

Messung des mikroskopischen  
Tastverhältnisses  
an der Beschleunigeranlage ELSA

---

Bachelorarbeit in Physik  
von  
Natalie Thau

angefertigt am  
Physikalischen Institut der Universität Bonn

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Juli 2010

## Gutachter

1. Gutachter : Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert

2. Gutachterin : Prof. Dr. Ulrike Thoma

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Das Tastverhältnis</b>	<b>6</b>
2.1	Definition über den Primärstrahlstrom . . . . .	6
2.2	Definition über zufällige Koinzidenzen . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Methoden zur Messung des mikroskopischen Tastverhältnisses</b>	<b>9</b>
3.1	Messung des Primärstrahlstroms . . . . .	9
3.2	Messung zufälliger Koinzidenzen . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Messergebnisse und Diskussion</b>	<b>13</b>
4.1	Variation der Füllstruktur . . . . .	14
4.2	Variation der Verzögerungszeit . . . . .	16
4.3	Variation der Koinzidenzbreite . . . . .	17
4.4	Strahlaufweitung . . . . .	18
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>20</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>22</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>24</b>



## 1 Einleitung und Motivation

Der Bau und Ausbau von Beschleunigern für Teilchenstrahlen mit hohen Tastverhältnissen eröffnete in den letzten 30 Jahren neue Arbeitsgebiete in der Grundlagenforschung sowie in der angewandten Forschung. Das Tastverhältnis (engl.: duty cycle) ist hierbei die zentrale Größe, die eine Aussage über periodische und statistische Schwankungen des extrahierten Strahls erlaubt.

Seit 1987 steht in Bonn Experimentalphysikern die dreistufige Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA (siehe Abb. 1.1), aufbauend auf dem seit 1967 betriebenen 1,6 GeV-Synchrotron, mit einer Endenergie von maximal 3,5 GeV und deutlich verbesserter Strahlqualität zur Verfügung [6]. Als Injektionssystem wird wahlweise eine thermische Elektronenquelle oder eine Quelle spinpolarisierter Elektronen verwendet. Der pulsförmige Teilchenstrahl wird zunächst mit einem Linearbeschleuniger vorbeschleunigt und auf 5 bis 10 ps lange Mikropulse reduziert. Im anschließenden Synchrotron wird der Strahl nochmals beschleunigt und vorgegeben durch die Beschleunigungsfelder mit einer Hochfrequenz von 500 MHz in seine finale Struktur von etwa 120 ps langen Pulsen mit einem Abstand von 2 ns umgeformt. Im weiteren Verlauf folgt die Injektion in den Stretcherring ELSA, in dem der Teilchenstrahl auf die gewünschte Endenergie beschleunigt wird. Eine möglichst homogene Füllung des Stretcherrings wird über eine Aneinanderreihung von 21 Extraktionen aus dem Synchrotron erreicht. Während der Messungen im Rahmen dieser Arbeit stand ein externer Elektronenstrahl für 3,9s bei einer Zykluszeit von 5s zur Verfügung. Das Synchrotron alleine besitzt ein mikroskopisches Tastverhältnis von etwa 6%, da es nur kurzzeitig auf dem Maximum der sinusförmigen Energierampe extrahiert [2]. Dahingegen lässt sich heute an ELSA je nach Beschleunigermodus ein Tastverhältnis von bis zu 95% erreichen. Die Verbesserung wird dadurch erreicht, dass der Strahl gleichmäßiger und über einen vergleichsweise längeren Zeitraum extrahiert wird.

Hinsichtlich des polarisierten Elektronenstrahls mit Strömen von bis zu 1 nA in diesem Energiebereich bietet sich der Beschleuniger für Experimente mit energiemarkierten Bremsstrahlungsphotonen an, wie sie am Crystal Barrel Experiment an ELSA zur Untersuchung von Baryonenresonanzen durchgeführt werden (siehe Abb. 1.2). Ein hohes Tastverhältnis des extrahierten Strahls ist unabdingbar für die Durchführung solcher Koinzidenzexperimente<sup>1</sup>: Grundsätzlich verringert sich der statistische Fehler einer Messung, je mehr Messungen angesetzt werden. Durch eine effektivere Nutzung der Messzeit lässt sich die Gesamtmesszeit bei gleichbleibendem statistischen Fehler verringern. Dazu kann man einerseits den Strahlstrom - und somit die Ereignisrate - oder andererseits die Extraktionszeit erhöhen. Da jeder Detektor einen individuellen Sättigungsbereich besitzt, er also in der Anzahl der Ereignisse, die er in einem Zeitintervall detektieren kann, nach oben hin beschränkt ist, besteht eine Grenze für den maximal nutzbaren Strahlstrom. Da diese Grenze bereits erreicht ist, muss zur weiteren Verbesserung der Strahlstrom möglichst kontinuierlich und homogen extrahiert werden, was gleichbedeutend mit einem hohen Tastverhältnis ist. Die Homogenität besitzt den weiteren Vorteil, dass die Wahrscheinlichkeit der zufälligen Koinzidenzen gegenüber den echten Koinzidenzen mit der Abnahme der Stromschwankungen verringert wird und darüber hinaus konstante Bedingungen für das Experiment geschaffen werden.

---

<sup>1</sup>Ein Koinzidenzexperiment ist die gleichzeitige Messung zweier oder mehrerer Ereignisse innerhalb eines definierten Zeitintervalls.

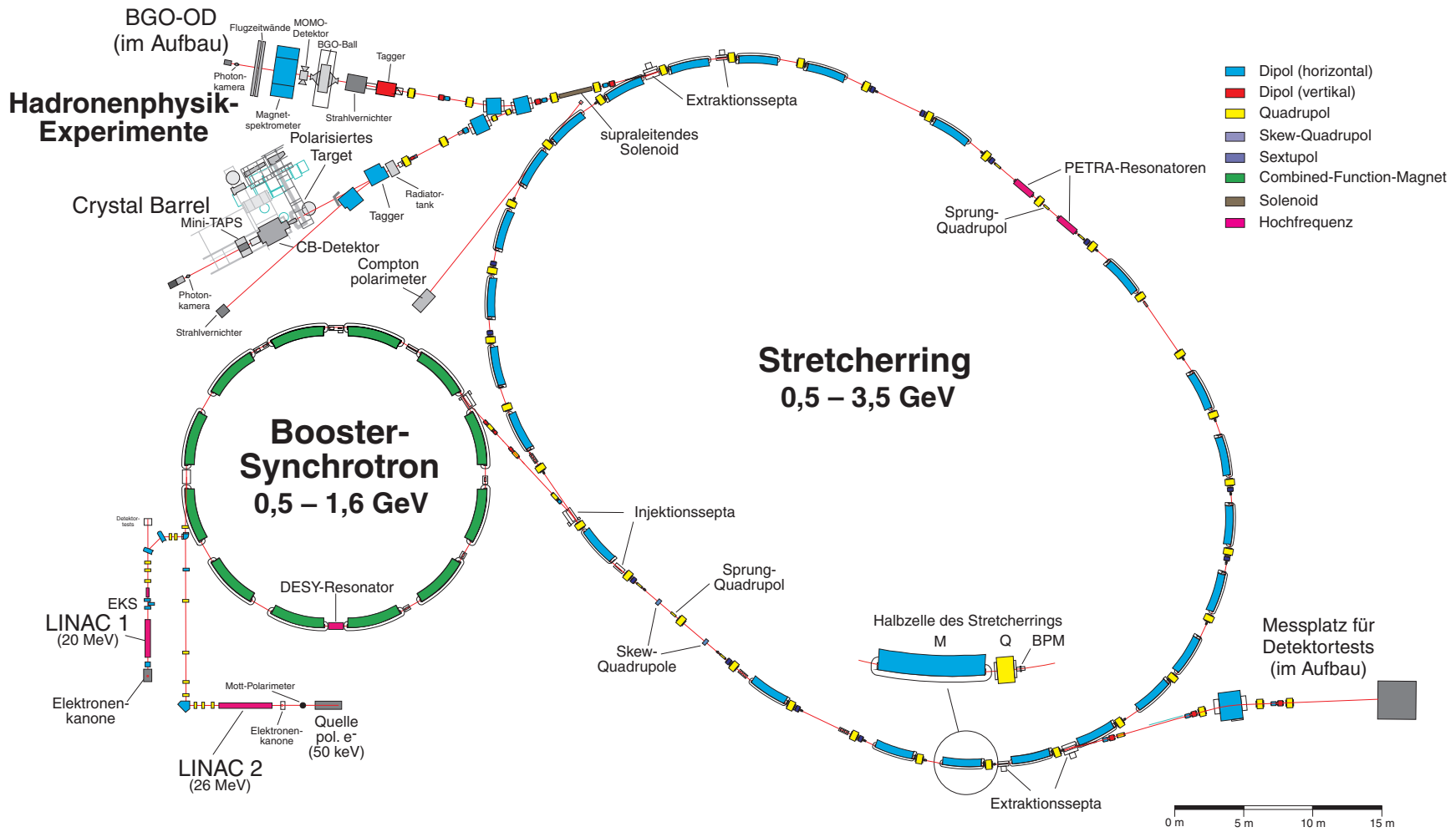
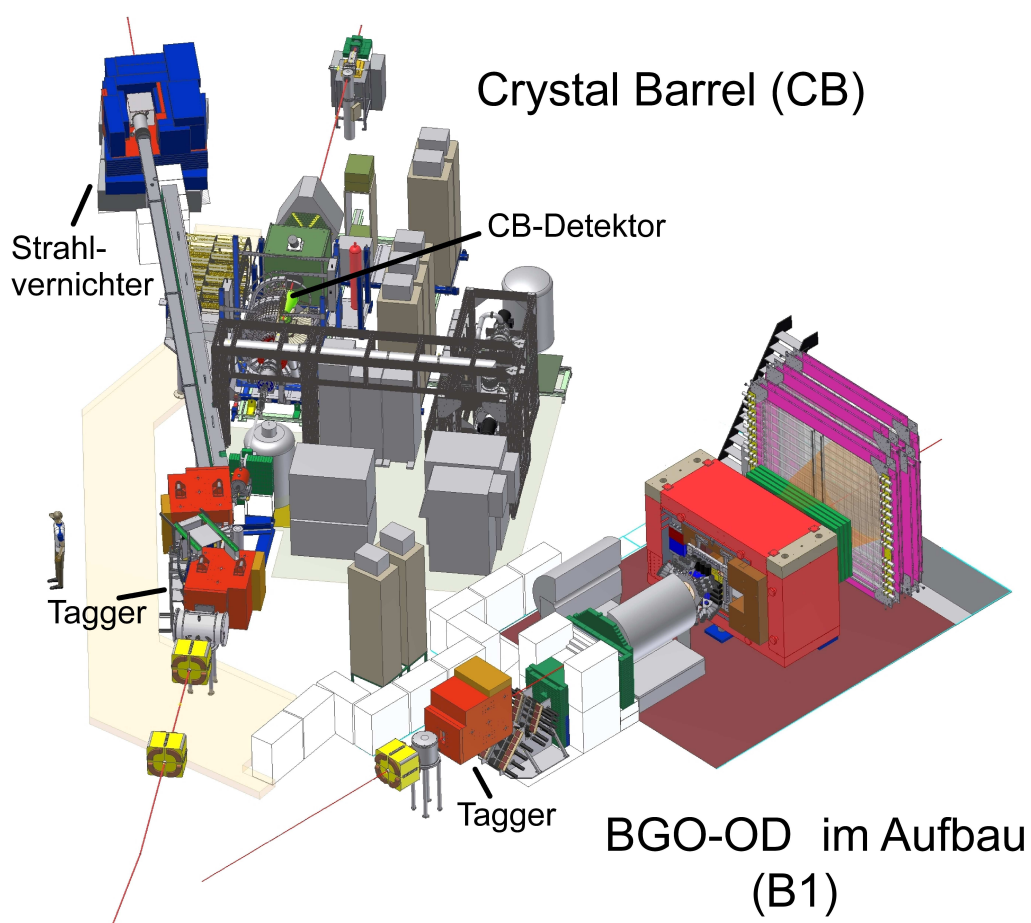


Abbildung 1.1: Plan der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA des Physikalischen Instituts der Universität Bonn (Stand: Sommer 2010).

Bisher gibt es am Beschleuniger keine feste Messapparatur, die das Gesamttastrhältnis, insbesondere das mikroskopische Tastrhältnis misst. Eine solche Installation würde die Optimierung des extrahierten Strahls unterstützen und ergänzen. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit werden aufgrund dieser Motivation zwei unterschiedliche Messverfahren zur Bestimmung des mikroskopischen Tastrhältnisses angewendet und verglichen.



**Abbildung 1.2:** Übersicht über die zwei Experimentierplätze CB und B1 (Stand: Sommer 2010).

## 2 Das Tastverhältnis

Es bieten sich zur Ermittlung des mikroskopischen Tastverhältnisses zwei verschiedene Ansätze an, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Zum einen ist das Tastverhältnis über den Strahlstrom definiert und zum anderen lässt es sich aus der Wahrscheinlichkeit zufälliger Koinzidenzen herleiten.

### 2.1 Definition über den Primärstrahlstrom

Das Tastverhältnis quantifiziert die Qualität des Strahlstroms auf der Grundlage periodischer und statistischer Schwankungen. Somit definiert man das Tastverhältnis  $D$  über die Standardabweichung  $\sigma$  des momentanen Strahlstroms  $I(t)$  während einer Messzeit  $T$ :

$$\begin{aligned} D &:= D(T, I(t)) = 1 - \frac{\sigma^2}{\langle I^2 \rangle_T} \\ &= \frac{\langle I \rangle_T^2}{\langle I^2 \rangle_T} \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$= \frac{(\frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt)^2}{\frac{1}{T} \int_0^T I(t)^2 dt} \quad (2.2)$$

Für einen konstanten Strahlstrom  $I(t) = I_0$  ist das Tastverhältnis auf 100 % normiert. Besitzt der Strahlstrom  $n$  unterschiedliche, periodische Unterstrukturen mit Zeitskalen  $t_n$ , lässt sich das Gesamtastverhältnis durch die einzelnen Tastverhältnisse jeder einzelnen Unterstruktur faktorisieren [2]. Dabei soll  $t_n \gg t_{n-1} \gg \dots \gg t_1$  gelten. Das Tastverhältnis  $D(t_{n+1}; t_n)$  einer solchen Unterstruktur mit einer Zeitauflösung  $t_n$  wird im Zeitintervall  $t_{n+1}$  der nächst größeren Struktur gemessen:

$$D_{\text{gesamt}}(t_n; t_1) := D(t_n; t_{n-1}) \cdot D(t_{n-1}; t_{n-2}) \cdot \dots \cdot D(t_2; t_1) \quad .$$

Der extrahierte Strahl an ELSA besitzt vier verschiedene Unterstrukturen und das Gesamtastverhältnis ist gegeben durch:

$$D_{\text{gesamt}} := D_{\text{Langzeit}} \cdot D_{\text{makro}} \cdot D_{\text{mikro}} \cdot D_{\text{Hochfrequenz}} \quad .$$

$$D_{\text{gesamt}}(24 \text{ s}; 2 \text{ ns}) = \text{Gesamtastverhältnis}$$

$$D_{\text{Langzeit}}(24 \text{ s}; 5 \text{ s}) = \text{Langzeittastverhältnis}$$

$$D_{\text{makro}}(5 \text{ s}; 3, 9 \text{ s}) = \text{makroskopisches Tastverhältnis}$$

$$D_{\text{mikro}}(3, 9 \text{ s}; 548 \text{ ns}) = \text{mikroskopisches Tastverhältnis}$$

$$D_{\text{Hochfrequenz}}(548 \text{ ns}; 2 \text{ ns}) = \text{Hochfrequenzastverhältnis}$$

Das Langzeittastverhältnis  $D_{\text{Langzeit}}$  berücksichtigt Intensitätsschwankungen im Beschleuniger durch die variierende Belastung des Stromnetzes innerhalb eines Tages. Das makroskopische Tastverhältnis  $D_{\text{makro}}$  ist durch das Verhältnis von Extraktionszeit  $T_E$  zur Periodendauer  $t_P$  definiert:

$$\begin{aligned} D_{\text{makro}} &= \frac{(\frac{1}{t_P} \int_0^{T_E} I_0 dt)^2}{\frac{1}{t_P} \int_0^{T_E} I_0^2 dt} \\ &= \frac{T_E}{t_P} \end{aligned}$$



Je nach Einstellung der Teilchenenergie, der Füllung des Stretcherrings und der Stromstärke des extrahierten Strahls ergibt sich ein makroskopisches Tastverhältnis von ungefähr 80 %. Das mikroskopische Tastverhältnis  $D_{\text{mikro}}$  erfasst die Intensitätsschwankungen aufgrund der Füllstruktur bei einer zeitlichen Auflösung von 548 ns, welche einem ELSA-Umlauf entspricht. Der Schwerpunkt dieser Arbeit konzentriert sich auf die Bestimmung des Tastverhältnisses dieser mikroskopischen Unterstruktur. Zuletzt berücksichtigt das Hochfrequenzastverhältnis  $D_{\text{Hochfrequenz}}$  die Bunchstruktur bei einer Zeitauflösung von 2 ns.

Da der Strom zur Messung des mikroskopischen Tastverhältnisses nicht kontinuierlich gemessen werden kann, wird eine diskrete Näherung von Gleichung (2.2) durchgeführt:

$$D_{\text{mikro}} := D_{\text{mikro}}(T_E, \Delta t) = \frac{(\sum_{n=0}^{N-1} I_n)^2}{\sum_{n=0}^{N-1} I_n^2} \frac{\Delta t}{T_E} = \frac{(\sum_{n=0}^{N-1} I_n)^2}{\sum_{n=0}^{N-1} I_n^2} \frac{1}{N} . \quad (2.3)$$

Für die Messung des mikroskopischen Tastverhältnisses werden also  $N - 1$  Messwerte  $I_n$  in Abständen  $\Delta t$  innerhalb der Extraktionszeit  $T_E$  mittels eines Szintillationsdetektors aufgenommen.

## 2.2 Definition über zufällige Koinzidenzen

Eine weitere Methode zur Bestimmung des Tastverhältnisses bezüglich der mikroskopischen Zeitstruktur ist die Betrachtung zufälliger Koinzidenzen. Unter einer Koinzidenz versteht man das zeitliche Zusammentreffen von mindestens zwei Ereignissen innerhalb eines fest definierten Zeitintervalls - auch Koinzidenzbreite  $\tau$  genannt. Zunächst betrachtet man hierfür während einer Messzeit  $T$  zwei unkorrelierte Einzelzählraten  $\dot{N}_1$  und  $\dot{N}_2$ , die proportional zum Strahlstrom  $I(t)$  sind:

$$\dot{N} \propto I(t) . \quad (2.4)$$

Die Wahrscheinlichkeit  $W$ , innerhalb der Koinzidenzbreite  $\tau$  ein Ereignis zu detektieren, ist wie folgt gegeben:

$$W = \dot{N} \cdot \tau .$$

Die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Koinzidenz, das heißt innerhalb des Zeitintervalls  $\tau$  erfolgt sowohl ein Ereignis  $N_1$  als auch ein Ereignis  $N_2$ , ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} W_{12} &= W_1 \cdot W_2 \\ \Leftrightarrow \dot{N}_{12} \tau &= \dot{N}_1 \tau \cdot \dot{N}_2 \tau \\ \Rightarrow \dot{N}_{12} &= \dot{N}_1 \cdot \dot{N}_2 \cdot \tau \\ &= \tilde{c}_1 I(t) \cdot \tilde{c}_2 I(t) \cdot \tau \end{aligned}$$

mit den Proportionalitätsfaktoren  $\tilde{c}_1$  und  $\tilde{c}_2$  zu Gleichung (2.4). Daraus berechnet sich die Ereigniszahl der zufälligen Ereignisse  $N_{12}$  innerhalb der Messzeit  $T$  nach [2]:

$$\begin{aligned}
 N_{12} &= \int_0^T \dot{N}_{12} \, dt \\
 &= \int_0^T \tilde{c}_1 I(t) \cdot \tilde{c}_2 I(t) \cdot \tau \, dt \\
 &= \tilde{c}_1 \cdot \tilde{c}_2 \cdot \tau \cdot T \cdot \langle I^2 \rangle_T \\
 &\stackrel{(2.1)}{=} \tilde{c}_1 \cdot \tilde{c}_2 \cdot \tau \cdot T \cdot \frac{\langle I \rangle_T^2}{D} \\
 &= \int_0^T \tilde{c}_1 I(t) \, dt \cdot \int_0^T \tilde{c}_2 I(t) \, dt \cdot \frac{\tau}{T} \frac{1}{D} \\
 &= N_1 \cdot N_2 \cdot \frac{\tau}{T} \frac{1}{D}
 \end{aligned}$$

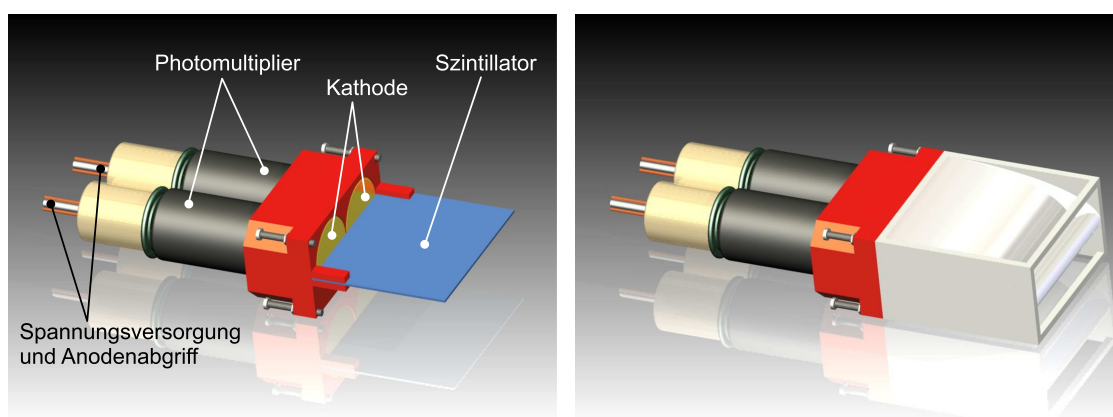
Damit lässt sich das mikroskopische Tastverhältnis innerhalb der Extraktionszeit  $T_E$  aus den Zählraten  $N_1$ ,  $N_2$  und  $N_{12}$  bestimmen. Die Koinzidenzbreite  $\tau$  erhält man aus den Einzelpulslängen der Signale, die ebenfalls mit einem Szintillationsdetektor gemessen werden können.

$$\Rightarrow \boxed{D_{\text{mikro}} := D_{\text{mikro}}(T_E, \tau) = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot \tau}{N_{12} \cdot T_E}} \quad . \quad (2.5)$$

### 3 Methoden zur Messung des mikroskopischen Tastverhältnisses

Im vorangegangenen Kapitel wurde dargestellt, dass das mikroskopische Tastverhältnis sowohl über den Primärstrahl als auch über zufällige Koinzidenzen definiert werden kann. Ausgehend davon wurden zwei Messverfahren entwickelt, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Beim ersten Verfahren wird der Strahlstrom direkt mit einem Szintillationsdetektor im Primärstrahl gemessen und beim zweiten Verfahren zählt man zufällig koinzidente Elektronendurchgänge eines abgelenkten Teilstrahls vom primären Elektronenstrahl mit gleicher mikroskopischer Unterstruktur.

#### 3.1 Messung des Primärstrahlstroms



(a) Aufbau des Szintillationsdetektors.

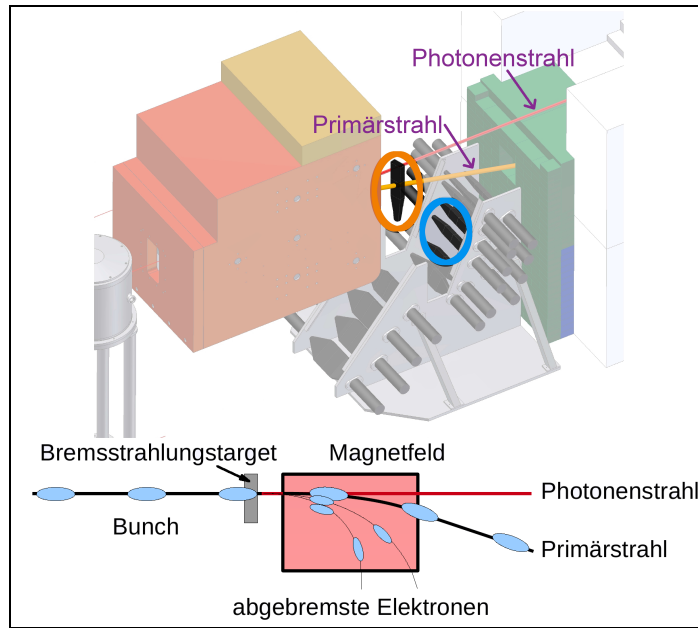
(b) Szintillationsdetektor mit parabelförmigem Aluminiumaufsatz.

**Abbildung 3.1:** Szintillationsdetektors zur Messung des Primärstrahlstroms.

Für die Messung des Primärstrahlstroms wird ein Szintillationsdetektor (s. Abb. 3.1(a)) bestehend aus einem Plastiksintillator EJ-212 von der Firma Eljen Technology mit einer Größe  $60 \times 60 \times 0,5$  mm und zwei Photomultipliern vom Typ XP2972 von Photonis verwendet. Für dieses Verfahren benötigt man nur einen der beiden Photomultiplier. Um den Kontakt zwischen Szintillator und Photomultiplier zu verbessern, wird der Luftspalt zwischen den beiden Oberflächen durch optisches Fett ausgefüllt. Auf diesen Aufbau wird zur Erhöhung der Quantenausbeute ein parabelförmiger Aluminiumaufsatz (s. Abb. 3.1(b)) geschraubt, damit Photonen, die im Szintillator erzeugt wurden und nach außen gelangt sind, zum Photomultiplier hin reflektiert werden. Zuletzt wird der Szintillator in lichtdichte Folien eingepackt, um ihn vor äußerem Lichteinfall zu schützen.

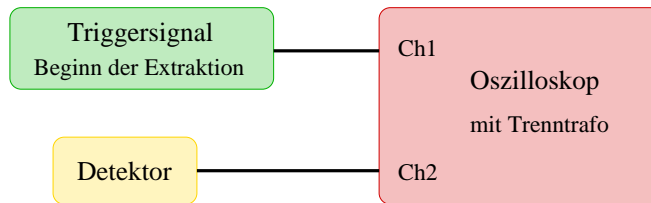
Der Detektor wird im Experimentierbereich des BGO-OD-Experiments zwischen Taggingssystem und Strahlvernichter eingebaut. Eine Positionierung vor dem Bremsstrahlungstarget, das sich direkt vor dem Taggingssystem befindet, würde die Strahlqualität des Primärstrahls und damit die Strahlqualität des damit erzeugten Photonenstrahls für das Experiment nachteilig beeinflussen. Der primäre Elektronenstrahl verlässt hinter dem Taggingmagneten die Vakuumröhre. An dieser Stelle wird der Szintillationsdetektor montiert (siehe Abb. 3.2).

Die Hochspannung der Photomultiplier von maximal 1500 V wird über das ELSA-Kontrollsystem eingestellt. Das Signal der Anode wird mit einem Oszilloskop jeweils über



**Abbildung 3.2:** Standort der Messgeräte am Taggingsystem: Szintillationsdetektor im Primärstrahl zur Messung der Strahlstroms (orange); Szintillationsdetektor des Tagging-systems zur Messung zufälligen Koinzidenzen (blau) [1].

die Extraktionszeit von 3,9s mit der maximal einstellbaren Anzahl von vier Millionen Messwerten aufgezeichnet. Dazu wird bei dieser Einstellung die maximale Zeitauflösung von 1  $\mu$ s gewählt und auf den Beginn der Extraktion getriggert, wie in Abbildung 3.3 dargestellt. Zur Auftrennung von Masseschleifen wird das Oszilloskop an einen Trenntrafo angeschlossen. Die Auswertung der zum Strahlstrom proportionalen Spannungssignale erfolgt im Anschluss an die Messung rechnerunterstützt nach Gleichung (2.3).



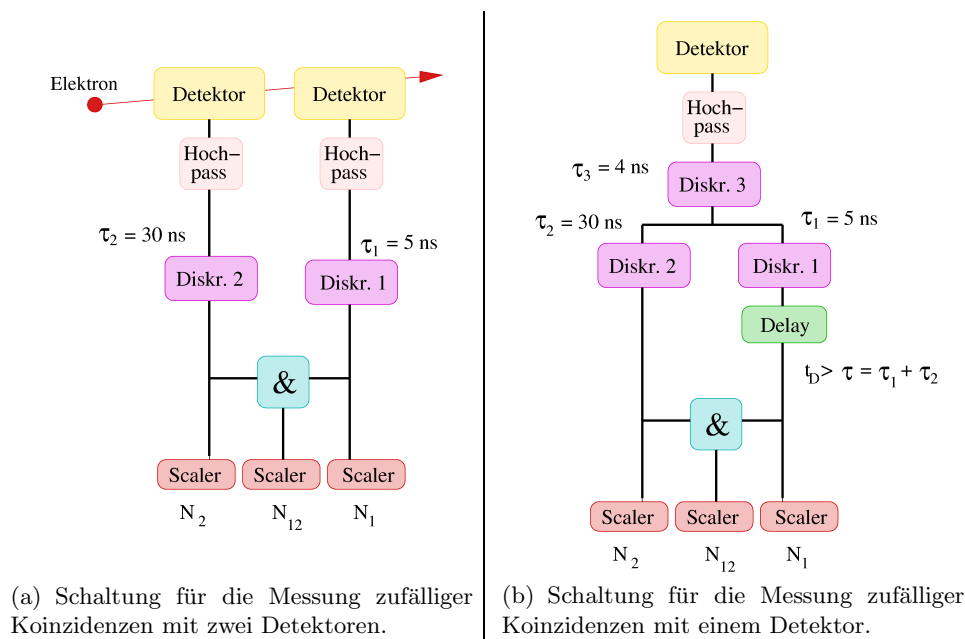
**Abbildung 3.3:** Schaltung für die Messung im Primärstrahl.

### 3.2 Messung zufälliger Koinzidenzen

Aufgrund der hohen Elektronenrate von  $10^9$  Elektronen pro Sekunde im Primärstrahl und des begrenzten zeitlichen Auflösungsvermögens des Szintillationsdetektors wird die Messung am Hodoskop des Taggingsystems durchgeführt. Am Bremsstrahlungstarget wird etwa 1‰ der Elektronen des Primärstrahls abgebremst, im nachfolgenden Taggermagneten abhängig von seiner Energie abgelenkt und mit 14 Szintillationsdetektoren des Hodoskops gemessen. Wie Abbildung 3.2 zeigt, bleibt die Strahlstruktur und damit die Größe des Tastverhältnisses erhalten.

Die Messung zufälliger Koinzidenzen kann man sowohl mit zwei Szintillationsdetektoren als auch mit einem Detektor durchführen. Im ersten Fall befinden sich zwei Detektoren hintereinander und messen jeweils die Elektronendurchgänge (s. Abb. 3.4(a)). Das Signal des Detektors wird jeweils mit einem nachfolgenden Diskriminator in einen logischen High-Puls von jeweils definierter Breite  $\tau_1$  und  $\tau_2$  umgewandelt. Die Summe der Breiten bildet die Koinzidenzbreite  $\tau = \tau_1 + \tau_2$ . Damit keine echten, sondern zufällige Koinzidenzen gemessen werden, muss der Abstand zwischen den Detektoren so gewählt werden, dass die Signale des gleichen Ereignisses um mindestens die Koinzidenzbreite  $\tau$  verschoben eintreffen. Der Wert der Verzögerung  $t_D$  darf allerdings nicht in der Größenordnung der zu untersuchenden Struktur liegen, da aufgrund der Periodizität und damit des zeitlichen Zusammenhangs der auftretenden Signale die Anzahl zufälliger Koinzidenzen verfälscht werden kann. Im zweiten Fall teilt man das Signal des einen Detektors und simuliert einen zweiten Detektor, der damit die gleiche Ereigniswahrscheinlichkeit besitzt wie der erste Detektor (s. Abb. 3.4(b)). Entsprechend muss das eine Signal mindestens um die Koinzidenzbreite  $\tau$  verzögert werden. Da die Szintillationsdetektoren am Taggingsystem des BGO-OD-Experiments nicht hintereinander, sondern nebeneinander positioniert sind, wird im Rahmen dieser Arbeit die Variante mit einem Detektor realisiert.

Um wiederum Störungen des Detektorsignals im Megahertz-Bereich zu vermeiden,



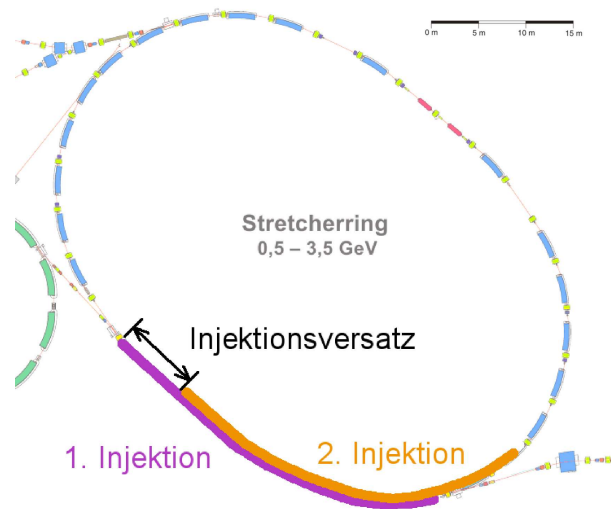
**Abbildung 3.4:** Schaltungen zur Messung zufälliger Koinzidenzen.

wird das 50 Hz-Signal des Stromnetzes durch einen Hochpass herausgefiltert. Anschließend werden die Spannungspulse der Photomultiplier durch Diskriminatoren in zeitlich definierte Rechteckpulse umgewandelt, welche die Koinzidenzbreite  $\tau$  festlegen. Diese bestimmt den minimalen Abstand zweier aufeinander folgender Signale für den einen Signalzweig und somit die Abtastfrequenz. Um die mikroskopische Zeitstruktur von 548 ns einer Umlaufdauer in ELSA auflösen zu können, muss die Abtastfrequenz nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem mindestens doppelt so groß wie die Frequenz der zu untersuchenden Struktur sein [7]. Folglich muss die Koinzidenzbreite kleiner als die halbe Umlaufzeit von 274 ns gewählt werden. Unter diesen Voraussetzungen ist sichergestellt, dass die Koinzidenzeinheit mit nachfolgendem Scaler zwei zufällig gleichzeitig eintreffende Signale mit

unterschiedlichen Ursprung zählt. Eine Messung erfolgt über den Zeitraum einer Extraktion von 3,9s. Durch die Scaler werden die drei Zählraten digitalisiert und können vom Kontrollsystem ausgelesen und direkt weiterverarbeitet werden. Das mikroskopische Tastverhältnis wird nach Gleichung (2.5) bestimmt und über 20 ELSA-Zyklen gemittelt, um den relativen statistischen Fehler des Tastverhältnisses zu verringern.

## 4 Messergebnisse und Diskussion

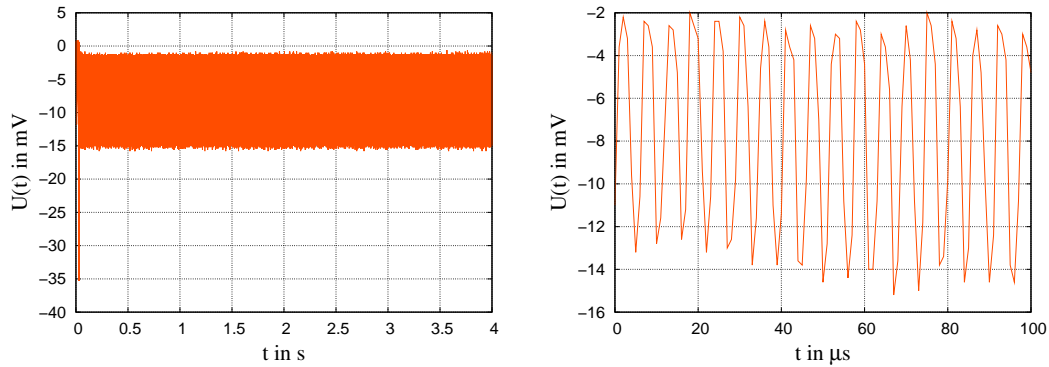
Beide Messverfahren werden zeitgleich, also bei gleichem Zustand des Beschleunigers, durchgeführt. In der ersten Messung wurde das mikroskopische Tastverhältnis durch Variation des Injektionsversatzes direkt verändert (s. Abb. 4.1). Nach bisherigen Erfahrungen stellt sich ein optimales Tastverhältnis bei einem Injektionsversatz von 78 ns ein. In diesem Fall wird ELSA nach 21 Injektionen homogen gefüllt. Bei einem Versatz von 0 ns wird ein Minimum erwartet, da ELSA zum Großteil ungefüllt bleibt und damit die größte Inhomogenität aufweist. Die zwei nachfolgenden Messungen beeinflussen ausschließlich



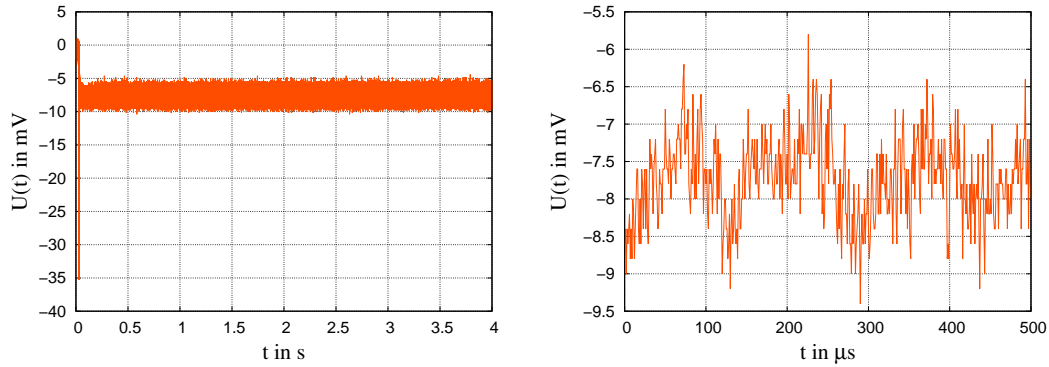
**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des Injektionsversatzes.

das Messverfahren über die zufälligen Koinzidenzen. Zum einen wird untersucht, ob eine Veränderung der Verzögerungszeit  $t_D$  einen Einfluss auf den gemessenen Wert des mikroskopischen Tastverhältnisses hat. Wird das Signal des Szintillationsdetektors beispielsweise aufgrund einer Unterstruktur des Strahls in einen zeitlichen Bereich hineinverzögert, indem ELSA stärker gefüllt ist, nimmt die Zählrate zufälliger Ereignisse zu und der gemessene Wert des mikroskopischen Tastverhältnisses verschlechtert sich. Zum anderen wird die Koinzidenzbreite  $\tau_2$  des Ausgangssignals vom zweiten Diskriminator variiert. Auf diese Weise wird die Abhängigkeit des mikroskopischen Tastverhältnisses von der Abtastfrequenz  $\frac{1}{\tau}$  analysiert.

In allen Messergebnissen sind die statistischen Fehler berücksichtigt. Bei dem Messverfahren im Primärstrahl liegt dieser im Bereich von  $10^{-4}$  Prozentpunkten und bei der Koinzidenzmessmethode im Bereich von 0,5 Prozentpunkten. Bei der Auswertung dieser Messung wurde zusätzlich noch der systematische Fehler durch die Ungenauigkeit in der Einstellung der Koinzidenzbreite  $\tau$  von  $\pm 2$  ns einbezogen. Die Betrachtung anderer systematischer Fehler wie Totzeiten, Ansprechwahrscheinlichkeiten, Anstiegs-, Abfallzeiten der Geräte und insbesondere Fehler durch Doppelpulsauflösungen sowie Signalglättungen aufgrund der Trägheit in der Signalverarbeitung der Szintillationsdetektoren konnte im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden.



**Abbildung 4.2:** Graphische Darstellung des Primärstrahlstroms am Oszilloskop bei einem mikroskopischen Tastverhältnis von 74 %.



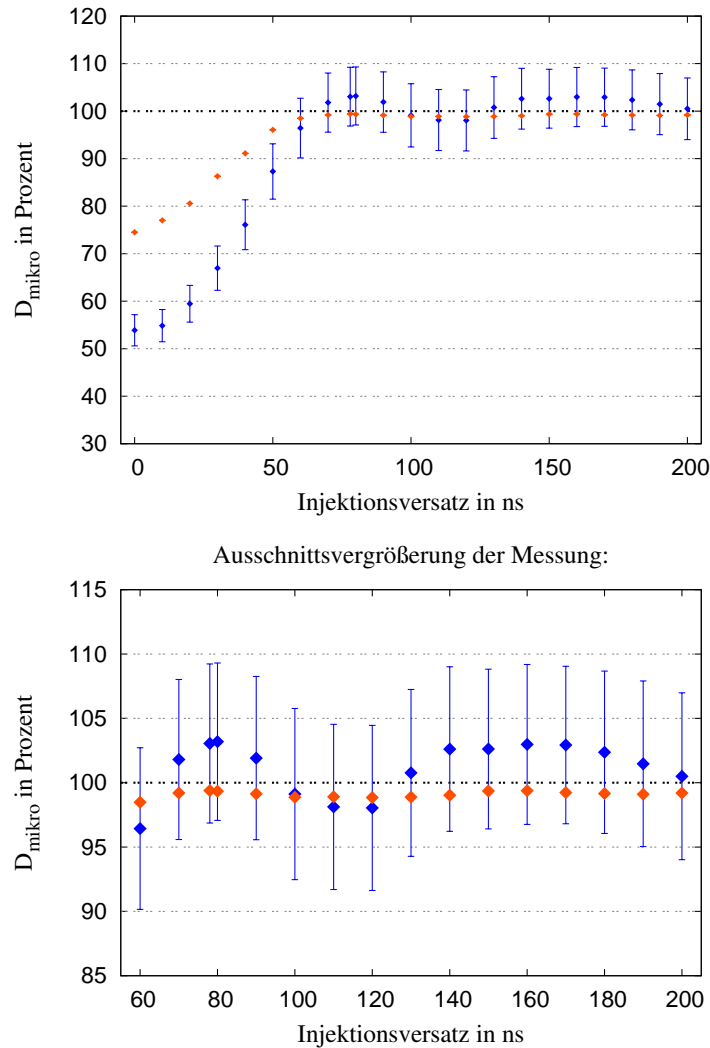
**Abbildung 4.3:** Graphische Darstellung des Primärstrahlstroms am Oszilloskop bei einem mikroskopischen Tastverhältnis von 99 %.

#### 4.1 Variation der Füllstruktur

Wie Abbildung 4.2 und Abbildung 4.3 zeigen, ist aus der graphischen Darstellung des Signals am Oszilloskop bei der Messmethode des Primärstrahlstroms eine qualitative Beurteilung des mikroskopischen Tastverhältnisses möglich. Unterschiede des Schwankungsgrades sind bei diesem Vergleich bereits deutlich erkennbar. Bei einer besseren Auflösung lassen sich leicht Ursachen für ein schlecht eingestelltes mikroskopisches Tastverhältnis ermitteln - wie beispielsweise eine ungleichmäßige Füllstruktur -, welche anschließend zur Optimierung gezielt korrigiert werden können. Der Peak von etwa  $-35\text{ mV}$  zu Beginn der Extraktion lässt sich auf die Neueinstellung des Arbeitspunktes zurückführen. Hierbei verkleinert sich der Bereich der stabilen Teilchenbewegungen im Phasenraum, so dass kurzzeitig mehr Elektronen in die externe Strahlführung gelangen.

Wie erwartet weisen beide Messungen ein Minimum bei einem Injektionsversatz von  $0\text{ ns}$  auf, ein maximales Tastverhältnis  $D_{\text{mikro}}$  bei einem Versatz von etwa  $78\text{ ns}$  und dementsprechend auch bei dem doppelten Versatz von  $156\text{ ns}$  (siehe Abb. 4.4). Dabei ist bei der Koinzidenzmessmethode die Änderung des mikroskopischen Tastverhältnisses stärker ausgeprägt und einige Werte übersteigen die 100 %-Marke. Diese größeren Schwankungen des Tastverhältnisses  $D_{\text{mikro}}$  können zum einen durch die höhere Abtastfrequenz von  $333\text{ MHz}$  im Vergleich zu der Abtastfrequenz des Messverfahrens im Primärstrahlstrom von  $1\text{ MHz}$  erklärt werden. Um alle Schwankungen der Füllstruktur von ELSA bei  $1,8\text{ MHz}$  aufnehmen zu können, ist letztere Auflösung zu gering und der Detektor gibt einen geglätteten



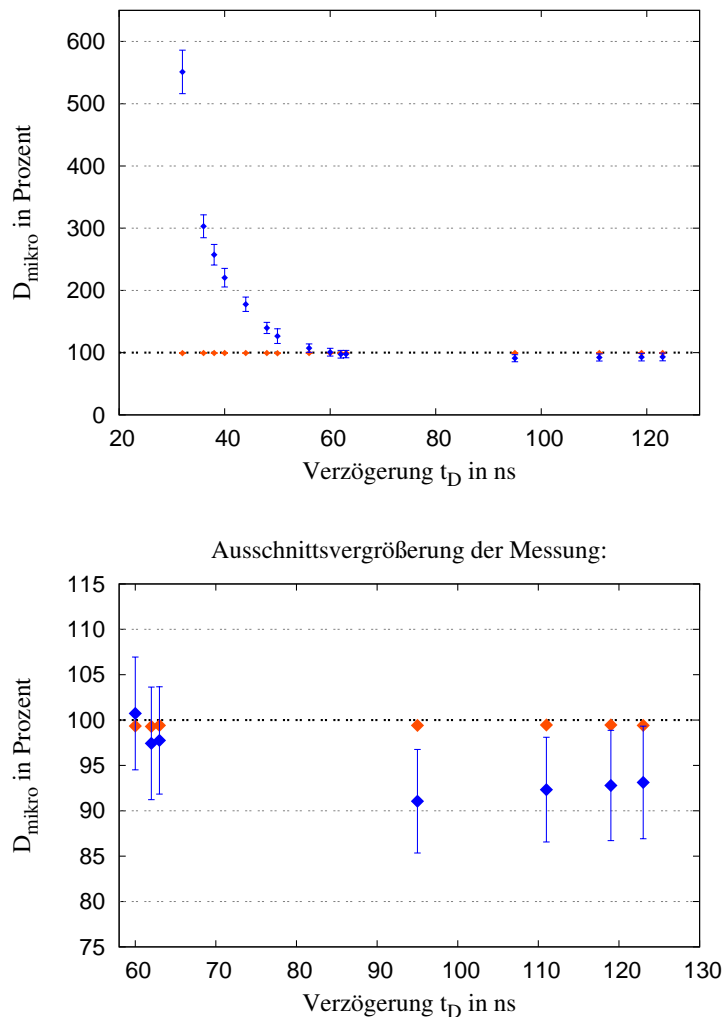


**Abbildung 4.4:** Abhängigkeit des Tastverhältnisses  $D_{\text{mikro}}$  vom Injektionsversatz: Messverfahren über den Primärstrahlstroms (rot); Messverfahren über zufällige Koinzidenzen (blau).

Intensitätsverlauf des Strahls wieder. Folglich erhält man fälschlicherweise ein höheres mikroskopisches Tastverhältnis und Veränderungen der Struktur können nur teilweise erfasst werden. Da die Auflösung zunächst durch das Oszilloskop begrenzt wird, bietet sich hier an, die Messwerte nicht über die gesamte Extraktionszeit von 3,9 s aufzuzeichnen, sondern in einem Intervall von maximal 1,1 s, um die notwendige Abtastfrequenz von 3,6 MHz zu erreichen. Die Auflösung lässt sich aus folgendem Grund nicht beliebig erhöhen: Der zum Strahlstrom proportionale Spannungswert ergibt sich aus der Anzahl der Photonen, die zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t$  im Szintillator ausgelöst und anschließend verstärkt werden. Da die Photonen in alle Richtungen gestreut werden, können die Laufwege unterschiedlich lang sein. Bei dem von mir verwendeten Szintillator mit einer Länge von 6 cm ergibt sich ein maximaler Wegunterschied von 12 cm, wenn ein Photon in der Nähe der Kathode ausgelöst wird und über den Umweg über die reflektierende Aluminiumfolie in die Kathode gelangt. Die maximale Abtastfrequenz von diesem Szintillationsdetektor ist mit etwa 2,5 GHz gegeben. Bei dem anderen Messverfahren mit den zufälligen Koinzidenzen besitzt der Szintillationsdetektor des Taggingsystems entsprechend eine maximale Abtastfrequenz

von 0,6 GHz. Des Weiteren lassen sich die geringer ausgeprägten Änderungen des mikroskopischen Tastverhältnisses bei dem Messverfahren im Primärstrahlstrom damit erklären, dass der Szintillationsdetektor aufgrund seiner Trägheit dem Signal nicht schnell genug folgen und somit einen Ausschlag nicht vollständig erfassen kann. Dies hat keinen merklichen Einfluss auf die Koinzidenzmessmethode, da hier nur einzelne Elektronen gezählt werden. Mit einer Diskriminatorschwelle von etwa 40 mV wird sichergestellt, dass die Signale vom Szintillationsdetektor diese Schwelle überschreitet. Das mikroskopische Tastverhältnis von mehr als 100 % bei der Koinzidenzmessmethode lässt sich durch die im folgenden Abschnitt dargestellten Messungen erklären.

## 4.2 Variation der Verzögerungszeit



**Abbildung 4.5:** Abhängigkeit des Tastverhältnisses  $D_{\text{mikro}}$  von der Verzögerungszeit  $t_D$ : Messverfahren über den Primärstrahlstroms (rot); Messverfahren über zufällige Koinzidenzen (blau).

Bei dieser Messung wurde bei dem optimalen Injektionsversatz von 78 ns und eine Koinzidenzbreite  $\tau$  von 35 ns die Verzögerungszeit  $t_D$  variiert. Für Verzögerungszeiten, die mindestens doppelt so groß wie die Koinzidenzbreite  $\tau$  sind, ergeben sich geringe Schwan-

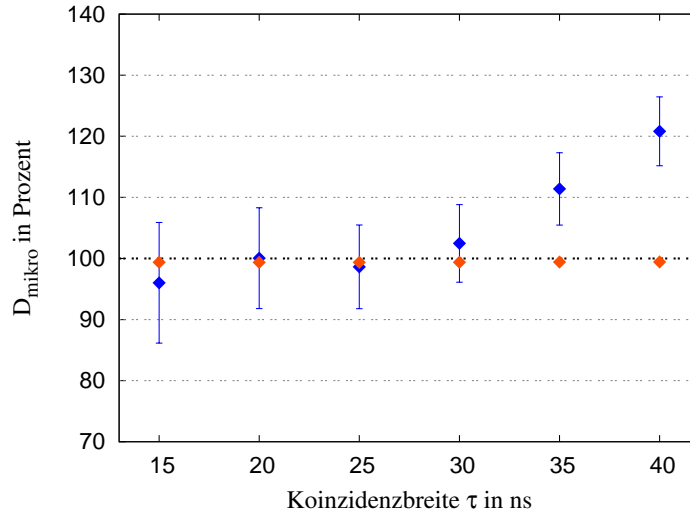
kungen des mikroskopischen Tastverhältnisses von etwa einem Prozentpunkt. Um Intensitätsschwankungen des Beschleunigers als mögliche Ursache ausschließen zu können, wurde parallel das Messverfahren über den Primärstrahlstrom durchgeführt. Die sich daraus ergebenden Werte für das mikroskopische Tastverhältnis spiegeln diese Änderungen nicht wieder, so dass die Schwankung auf eine Unterstruktur des Strahls zurückzuführen ist.

Kommt die Verzögerungszeit in den Bereich der Koinzidenzbreite unterhalb von etwa 70 ns, steigt der Wert des mikroskopischen Tastverhältnisses bis auf das nahezu Sechsfache an. Bei einer genaueren Betrachtung der Messwerte stellt man fest, dass sich die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen  $N_{12}$  um bis zu etwa 90 % verringern, dagegen nehmen die Einzelzählraten  $N_1$  und  $N_2$  nur um etwa 10 % ab. Da mit dem anderen Messverfahren über den Primärstrahlstrom wiederum eine Intensitätsschwankung des Beschleunigers ausgeschlossen werden kann, bedeutet dies, dass in einen zeitlichen Bereich verzögert wird, indem die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Koinzidenz abnimmt. Ein Effekt dieser Größenordnung lässt sich nicht allein durch die Unterstruktur des Strahlstroms erklären, sondern ist hauptsächlich auf die Eigenschaften der nuklearen Elektronik zurückzuführen. Der Abstand zweier aufeinanderfolgender Pulse hinter den Diskriminatoren ist nicht beliebig klein. Zum einen verursachen Totzeiten einen Abstand von etwa 1-2 ns. Zum anderen kann der erste Diskriminator zwei direkt aufeinander folgende Pulse vom Szintillationsdetektor nur dann voneinander trennen, wenn sie eine größere Zeitdifferenz als die Doppelpulsaufösung von etwa 9 ns haben und der addierte Puls aus den zwei Einzelpulsen die Diskriminatorschwelle auch zweimal überschreitet. Demzufolge kann es passieren, dass der zweite Puls nicht registriert wird und somit der mittlere Abstand gemessener Pulse größer wird. Durch diese zeitliche Korrelation zweier aufeinander folgender Pulse wird die Anzahl der Einzelpulse und insbesondere die Anzahl zufälliger Koinzidenzen verfälscht. Dies erklärt die hohen Werte des mikroskopischen Tastverhältnisses der Koinzidenzmessmethode bei der Variation der Füllstruktur, da hier eine Verzögerungszeit von 60 ns gewählt wurde.

Zuletzt wurde die Verzögerungszeit kleiner als die halbe Koinzidenzbreite gewählt, das heißt, die Zählrate  $N_{12} \approx N_1 \approx N_2$  gibt hauptsächlich nur echte Koinzidenzen an und der Wert des Tastverhältnisses  $D_{\text{mikro}}$  verringert sich auf unter 1 %.

### 4.3 Variation der Koinzidenzbreite

Bei einem Injektionsversatz von 78 ns und einer Verzögerungszeit von 60 ns wurde bei dieser Messung die Koinzidenzbreite  $\tau$  variiert. Es wird mit zunehmender Koinzidenzbreite  $\tau$  und damit einer abnehmenden Abtastfrequenz eine Annäherung an die Werte des Messverfahrens im Primärstrahlstrom erwartet. Wie man in Abbildung 4.6 sehen kann, wird die Messung allerdings von dem eben besprochenen Effekt überlagert, bei dem Koinzidenzbreite und Verzögerungszeit nahe beieinander liegen. Daher kann die Erwartung - eine Zunahme des gemessenen Wertes des Tastverhältnisses  $D_{\text{mikro}}$  bei abnehmender Abtastfrequenz - durch diese Messung weder bestätigt noch widerlegt werden, statt dessen werden die Überlegungen bei der Variation der Verzögerungszeit nochmals bestätigt.



**Abbildung 4.6:** Abhängigkeit des Tastverhältnisses  $D_{\text{mikro}}$  von der Koinzidenzbreite  $\tau$ : Messverfahren über den Primärstrahlstroms (rot); Messverfahren über zufällige Koinzidenzen (blau).

#### 4.4 Strahlaufweitung

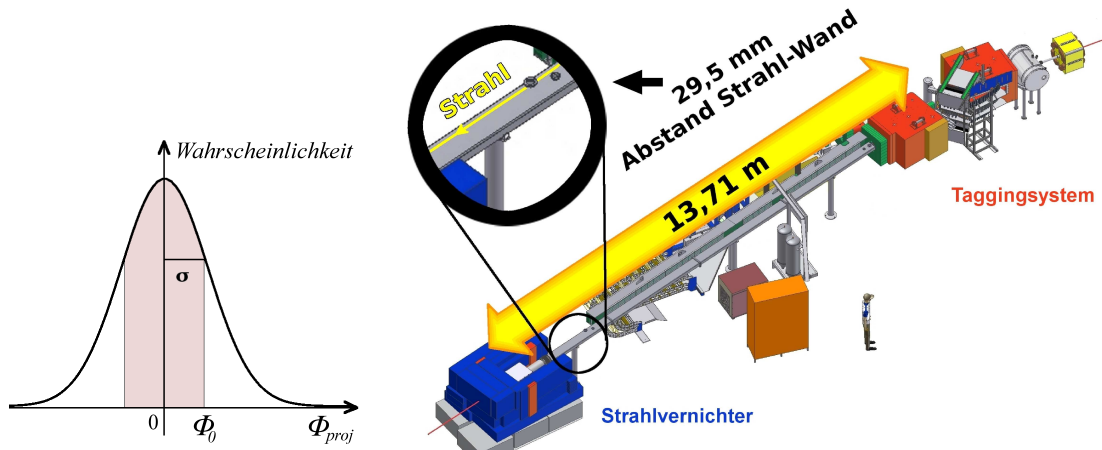
Bei dem Messverfahren über den Strahlstrom befindet sich der Detektor im primären Elektronenstrahl wie in Kapitel 3 beschrieben. Ein Teil der Elektronen mit Energien im einstelligen GeV-Bereich wechselwirken aufgrund ihrer geringen Masse ohne Energieverlust direkt mit dem Coulombfeld der Atome des Szintillators. Dieser Vorgang ist relativ selten, aber bei einer Teilchenrate von etwa  $10^9$  Teilchen pro Sekunde wird eine Untersuchung der Strahlaufweitung notwendig. Diese wird am Beispiel eines Aufbaus am Taggingssystem des Experimentierplatzes vom Crystal Barrel-Experiment<sup>2</sup> anhand theoretischer Überlegungen abgeschätzt. Der Strahl durchläuft zwischen Taggingssystem und Strahlvernichter eine Strecke von 13,71 m ohne strahlfokussierende Elemente (siehe Abb. 4.7). Der kritische Punkt liegt am Strahlvernichter, da dort die Aufweitung des Strahls maximal ist und der Strahl nicht mittig in der Vakuumröhre verläuft, sondern der Strahlmittelpunkt einen minimalen Abstand von nur 29,5 mm zur Rohrwand besitzt.

Die Coulombwechselwirkung lässt sich in guter Näherung durch die Theorie von G. Molière abgeschätzen (vgl. [8]). Als charakteristische Größe für die Strahlaufweitung nimmt man die Standardabweichung  $\phi_0$  der Verteilung der in eine Ebene projizierten Streuwinkel  $\phi_{\text{proj}}$  (s. Abb. 4.7) [5]. Dazu werden Materialeigenschaften und die Dicke des Szintillators sowie der Impuls der Elektronen berücksichtigt.

$$\phi_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0,038 \ln \left( \frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (4.1)$$

$$X_0 = \frac{716,4 \text{ A}}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right) \rho} \frac{1}{\rho} \text{ cm} \quad (4.2)$$

<sup>2</sup>Die genauen Zahlenwerte zu diesem Experimentierbereich stammen von den Vermessungsarbeiten der ELSA-Gruppe.



**Abbildung 4.7:** Skizzierte Verteilung des in die Ebene projizierten Streuwinkels  $\phi_{\text{proj}}$  und der Standardabweichung  $\phi_0$  nach der Theorie von G. Molière und Maße im Experimentierbereich vom Crystal Barrel-Experiment.

Die dazugehörigen Größen sind gegeben durch:

Größe	Wert	Beschreibung
$\beta c$	$\approx c$	Geschwindigkeit eines Elektrons im Strahl
$p$	$\frac{2 \text{ GeV}}{c}$	Impuls eines Elektrons im Strahl
$z$	1	Ladungszahl eines Elektrons im Strahl
$\frac{x}{X_0}$	$\frac{0,5 \text{ mm}}{60 \text{ mm}}$	Dicke des Streumediums $x$ in Einheiten der Strahlungslänge $X_0$
$Z$	64	Ordnungs- und Massezahl des Szintillatormaterials $\text{C}_9\text{H}_{10}$ (Hauptanteil)
$A$	128	(ohne Betrachtung der reduzierten Bindungsenergie)
$\rho$	$1,023 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	Dichte des Szintillatormaterials (aus dem Datenblatt entnommen [4])

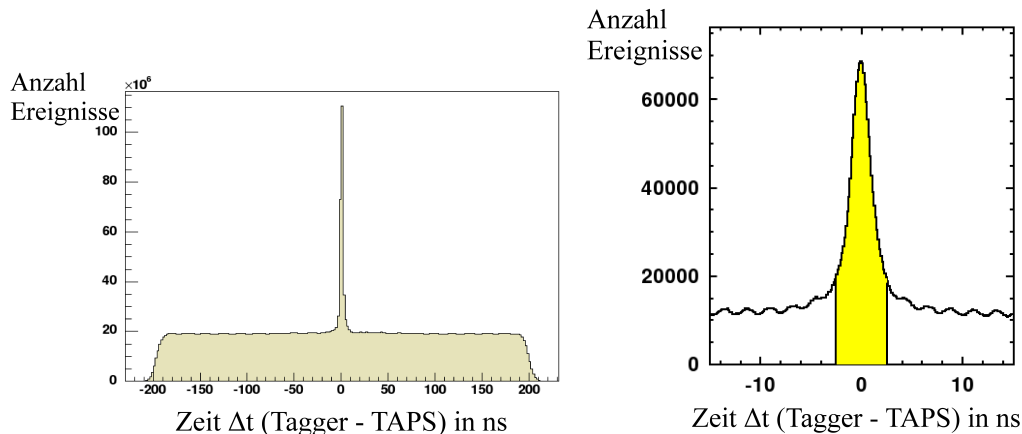
Daraus ergibt sich die Strahlaufweitung  $\phi_0$  - die Standardabweichung des projizierten Streuwinkels - zu  $0,0005^\circ$ . Diese Abschätzung entspricht einer Verbreiterung des Strahls im Abstand einer Standardabweichung von  $0,1 \text{ mm}$  am Strahlvernichter. Der Effekt stellt im vorliegenden Fall kein signifikantes Problem dar.

Für die Koinzidenzmessmethode, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, ist eine solche Abschätzung nicht erforderlich, da die Elektronenrate deutlich geringer ist und dort deshalb kein zusätzlicher Strahlvernichter vorhanden ist.

## 5 Zusammenfassung

Das Tastverhältnis stellt eine wesentliche Größe des Beschleunigers dar, so dass ein dauerhaft installierter Messaufbau zu dessen Messung empfehlenswert ist. Am Crystal Barrel-Detektor werden von Photonen ausgelöste, hadronische Ereignisse detektiert und die Photonenenergie gemessen. Diese wird zur Kontrolle ebenfalls am vorangehenden Taggingssystem bestimmt. Für eine Zuordnung wird über alle echten und zufälligen Koinzidenzen zwischen Photonen im TAPS-Detektor<sup>3</sup> und Elektronen im Taggingssystem summiert und man erhält eine Verteilung wie in Abbildung 5.1 dargestellt. Die zufälligen Koinzidenzen unter dem Peak können herausgerechnet werden, indem man einen exakt gleichen Bereich am Rand der Verteilung vom gelben Peakbereich abzieht. Ein schlechter werdendes mikroskopisches Tastverhältnis hätte zur Folge, dass die Anzahl zufälliger Koinzidenzen zunähme und der Untergrund nicht mehr konstant wäre. Die Messung würde mit einem zu großen Fehler behaftet sein.

Beide in dieser Arbeit vorgestellten Messmethoden beinhalten individuell unterschied-



**Abbildung 5.1:** Zeitdifferenz zwischen Photonen in TAPS und Elektronen im Taggingssystem über alle Ereignisse integriert [3] [9].

liche Vor- und Nachteile. Bei dem Messverfahren im Primärstrahlstrom erhält man eine Anzeige des zeitlichen Verlaufs des Strahlstroms und kann direkt Probleme, wie beispielsweise eine inhomogene Füllung von ELSA, feststellen und gezielt korrigieren. Bei der vorliegenden Messung war das Auflösungsvermögen mit  $1 \mu\text{s}$  zu niedrig, dies kann aber durch eine geeignete Zeiteinstellung von mindestens  $0,27 \mu\text{s}$  am Oszilloskop geändert werden. Aufgrund der begrenzten technischen Möglichkeiten der zur Verfügung stehenden Messinstrumentarien wurden die Messwerte nachträglich ausgewertet. Durch eine schnellere Verarbeitungstechnik ist die Auswertung dieser Messung, wie auch bei der Koinzidenzmessung, ohne Verzögerung direkt durchführbar. Der Standort des Szintillationsdetektors im Primärstrahl kann die Qualität des Strahls verändern und muss daher berücksichtigt werden.

Beide Messmethoden sind letztendlich in ihrer Auflösung durch die Größe des Szintillators beschränkt. Bei der Koinzidenzmessmethode muss die Wahl der Koinzidenzbreite und Verzögerungszeit beachtet werden, damit es keinen zeitlichen Zusammenhang zwischen den Koinzidenzen gibt und sie tatsächlich zufällig sind. Insbesondere die Wahl der Verzögerungszeit kann aufgrund einer Unterstruktur des Strahls zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Da diese Messmethode im Vergleich zum Messverfahren im

<sup>3</sup>Der Two Arms Photon Spectrometer-Detektor ist ein Vorwärtsdetektor am Crystal Barrel-Experiment.

Primärstrahlstrom nicht direkt auf die Messgröße zugreift, sondern nur einen kleinen Teil des Strahls (hier 1‰) zur Messung verwertet, vergrößert sich der statistische Fehler, was eine längere Messzeit zur Folge hat.

Welche Methode man letztendlich wählt, hängt von den spezifischen Rahmenbedingungen ab, unter denen die Messung des mikroskopischen Tastverhältnisses stattfinden soll. Die Wahl kann unter Berücksichtigung der Kriterien, die innerhalb dieser Arbeit herausgestellt wurden, getroffen werden.

## Literatur

- [1] aus persönlicher Korrespondenz mit D. Walther, HISKP
- [2] BREEST, A.: *Analyse und Optimierung des extrahierten ELSA-Strahls am Bonner ELAN-Experiment*, Physikalisches Institut der Universität Bonn, Diplomarbeit, September 1987
- [3] CREDE, V. u. a.: *Photoproduction of  $\eta$  and  $\eta'$  Mesons off Protons*. Physical Review, 2009
- [4] ELJEN TECHNOLOGY (Hrsg.): *EJ-212 plastic Scintillator*. 300 Crane Street, Sweetwater TX 79556 USA: Eljen Technology
- [5] PARTICLE DATA GROUP: *Particle Physics Booklet*. Juli 2008
- [6] HILLERT, W.: *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*. In: *European Physical Journal A28* (2006), S. 139–148
- [7] JENKINS, M. ; WATTS, G.: *Spectral Analysis and its applications*. Emerson-Adams Press, Inc., 1998
- [8] MOLIÈRE, G.: *Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. Mehrfach- und Vielfachstreuung*. In: *Zeitschrift für Naturforschung 3a* (1948), S. 78 – 97
- [9] NANOVA, M. u. a.: *In-medium  $\omega$  mass from the  $\gamma + Nb \rightarrow \pi^0\gamma + X$  reaction submitted for publication in PRC*. 2010



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

## **Danksagung**

Ohne die Unterstützung von Dr. Wolfgang Hillert, Dr. Frank Frommberger, der gesamten ELSA-Beschleunigergruppe und vielen anderen wäre die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen, weshalb ich mich an dieser Stelle für den Einsatz und die Hilfsbereitschaft bedanken möchte.