

# Eigenschaften des negativen Positronium-Ions ( $\text{Ps}^-$ )

Michael Lestinsky

MPI H-V1-2003



**Zusammenfassung:** Mit der am Max-Planck-Institut für Kernphysik aufgebauten Anlage zur Erzeugung von negativen Positroniumionen  $\text{Ps}^-$  wurde eine erste Lebensdauerermessung für das  $\text{Ps}^-$ -Ion durchgeführt. Die Lebensdauerermessung beruht auf der Beobachtung der Anzahl der unterschiedlich lange Beschleunigungsstrecken überlebenden  $\text{Ps}^-$  mit Hilfe der Zerfalls- $\gamma$ -Strahlung. Dazu wurde ein Präzisionsverschiebetisch und ein 12-fach segmentierter Ge-Detektor mit Pulsformanalyse in Betrieb genommen. Das vorläufige Ergebnis für die Lebensdauer beträgt 0.58(7)ns im Vergleich mit dem theoretisch erwarteten Wert von 0.478ns und dem bisher einzigen experimentellen Wert von 0.48(2)ns.

**Abstract:** Using the setup build up at the Max-Planck-Institut für Kernphysik to produce the negative positronium ion  $\text{Ps}^-$ , a first attempt was started to remeasure the lifetime of  $\text{Ps}^-$ . The measurement is performed by observing the decay radiation of those  $\text{Ps}^-$  which survive acceleration over various distances. A precision stage to control the various acceleration distances and a 12-fold segmented Ge-detector with pulse shape analysis were implemented into the setup. A preliminary lifetime value of 0.58(7)ns has been determined as compared to the theoretically expected value of 0.478ns and the only previous experimental value of 0.48(2)ns.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Messprinzip</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Der experimentelle Aufbau</b>	<b>7</b>
3.1	Die Quellenkammer . . . . .	7
3.1.1	Positronenquelle . . . . .	8
3.1.2	Der Wolfram-Moderator . . . . .	9
3.2	Der Toroid . . . . .	11
3.3	Die Experimentierkammer . . . . .	12
3.3.1	Die Kohlenstoff-Folie . . . . .	13
3.3.2	Der Verschiebetisch . . . . .	14
3.4	Das Nachweis-System . . . . .	19
3.4.1	Der Detektor . . . . .	19
3.4.2	Das Auslesesystem . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Analyse und Ergebnisse</b>	<b>29</b>
4.1	Simulation . . . . .	29
4.2	Strahlprofil-Messung . . . . .	32
4.3	Transmissionsmessung . . . . .	34
4.4	Bestimmung der Lebensdauer . . . . .	36
4.4.1	Lebensdaueranalyse . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>47</b>
5.1	Verbesserte Messprinzipien . . . . .	48
5.2	Lebensdauerermessung des Orthopositroniums . . . . .	49
<b>A</b>	<b>Software</b>	<b>51</b>
A.1	Motorsteuerung . . . . .	51
A.2	Simulation der $\text{Ps}^-$ -Zerfälle . . . . .	52
A.3	Code zur Offline-Analyse . . . . .	54
	<b>Danksagung</b>	<b>65</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema des Messprinzips . . . . .	4
3.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	8
3.2	Quellenkammer. . . . .	9
3.3	Zerfallschema von $^{22}\text{Na}$ . . . . .	10
3.4	Moderatorfolie . . . . .	10
3.5	Übersicht über den Aufbau in der Experimentierkammer. . . . .	13
3.6	Prinzipielle Funktionsweise des Inchworm-Antriebs . . . . .	14
3.7	Schematische Darstellung der Gitterabtastung. . . . .	16
3.8	Durch gegeneinander verdrehte Gitter entsteht ein Moiré-Muster. . . . .	16
3.9	Genauigkeitsbestimmung des Verschiebetisches . . . . .	17
3.10	Geschwindigkeitsabhängigkeit des Positionierfehlers . . . . .	17
3.11	Verzählfehler . . . . .	18
3.12	12-fach segmentierter Miniball-Detektor . . . . .	21
3.13	$\gamma$ -Spektrum . . . . .	21
3.14	Datenaufnahme-System. . . . .	23
3.15	Ladung und Strom unter verschiedenen Radien . . . . .	24
3.16	$T$ -Spektren . . . . .	25
3.17	Nachweiswahrscheinlichkeit in den Segmenten . . . . .	26
4.1	Konsistenztest der Simulation . . . . .	30
4.2	Simuliertes $\gamma$ -Spektrum . . . . .	30
4.3	$\gamma$ -Energien von Full-Energy-Zerfällen . . . . .	31
4.4	$\gamma$ -Energien von Partial-Energy-Zerfällen . . . . .	31
4.5	Vertikales Strahlprofil . . . . .	33
4.6	Horizontales Strahlprofil . . . . .	33
4.7	Transmission . . . . .	35
4.8	Geometriebetrachtung . . . . .	39
4.9	Vergleich von unkorrigiertem und korrigiertem Spektrum . . . . .	40
4.10	2.77mm Spektrum . . . . .	41
4.11	5.27mm Spektrum . . . . .	42
4.12	7.77mm Spektrum . . . . .	42
4.13	10.27mm Spektrum . . . . .	43
4.14	12.77mm Spektrum . . . . .	43
4.15	Zerfallskurve bei 3.9kV . . . . .	44
5.1	Stripping-Methode . . . . .	49



# Tabellenverzeichnis

2.1	Dopplerverschobene Energie $E'$ , $\gamma$ , $\beta$ für typische Beschleunigungsspannungen . . . . .	4
3.1	Parameter zur Radiusbestimmung durch Pulsformanalyse . . . . .	27
4.1	Ergebnisse der 3.9kV-Messungen . . . . .	44



# Kapitel 1

## Einleitung

In der Natur gibt es zahlreiche Systeme, in denen drei Körper miteinander in Wechselwirkung treten. Solche “Drei-Körper-Systeme” lassen sich nicht analytisch beschreiben, da die linearen Gleichungssysteme zu ihrer Beschreibung unterbestimmt sind. Will man — bei bekannten Anfangsbedingungen — das Verhalten solch eines Gebildes vorhersagen, so ist man auf numerische Näherungsverfahren angewiesen.

Beispiele für diese Systeme gibt es auf allen Größenmaßstäben, etwa die Nukleonen, wie Proton und Neutron, die jeweils aus drei Quarks zusammengesetzt sind, das Wassermolekül  $\text{H}_2\text{O}$ , das aus einem Sauerstoff-Atom und zwei Wasserstoff-Atomen besteht, oder auf stellarer Skala Sonne–Erde–Mond. Zieht man die Beständigkeit, mit der der Mond um die Erde kreist in Betracht, so wird das große Interesse der Menschen am Verständnis für dieses System klar, erzeugt der Mond doch nicht nur die Gezeiten, sondern hat auch einen starken stabilisierenden Einfluss auf die Erdrotation aufgrund der aneinander gekoppelten Drehimpulse von Erdrotation und der Bahn des Mondes um die Erde. Ohne den stabilisierenden Einfluss des Mondes wäre die Rotationsachse der Erde weit größeren Schwankungen unterworfen, die Pole und somit auch die Klimazonen wären instabil. Aber gerade der Einfluss des stabilen Klimas hat die Entwicklung des menschlichen Lebens auf diesem Planeten zu der heutigen Form erst ermöglicht.

Stellvertretend für alle Drei-Körper-Systeme, wie das experimentell nicht zugängliche System Sonne–Erde–Mond, soll hier das negative Ion des Positroniums,  $\text{Ps}^-$ , untersucht werden. Dieses stellt das einfachste denkbare Drei-Körper-System dar. Es besteht aus einem Positron in Wechselwirkung mit zwei Elektronen ( $e^+ e^- e^-$ ).

Die Grundlage für die Untersuchungen an diesem Systems legte ein im Jahr 1946 erschienener theoretischer Artikel von Wheeler [Whe46], in dem die Existenz sogenannter *Polyelectrons* vorhergesagt wurde, also Komposita aus Elektronen und ihren Antiteilchen, den Positronen.

Das Positroniumion ist zum Einen rein leptonisch, die bei hadronischer Materie mit zu berücksichtigende starke Wechselwirkung hat auf dieses Gebilde keinen Einfluss. Zum Anderen sind seine Bausteine nach heutigen Stand als punktförmig zu betrachten, wohingegen das Proton (uud) oder das Neutron (udd) zusammengesetzte Teilchen sind und daher eine räumlich ausgedehnte Ladungsverteilung besitzen.

Die bei hadronischer Materie eindeutige Zuordnung von “Kern” und “Hülle” ist bei diesem System nicht so ganz klar. Vergleichen kann man dieses Gebilde am Ehesten vielleicht noch mit dem negativen Wasserstoff-Ion,  $\text{H}^-$  ( $p^+ e^- e^-$ ) oder unter Ladungsspiegelung mit dem positiv geladenen Wasserstoff-Molekül,  $\text{H}_2^+$  ( $p^+ e^- p^+$ ).

Die theoretische Lebensdauer des  $\text{Ps}^-$  gibt Ho in [Ho83] mit 0.478ns an, bzw. der

Zerfallsrate  $\Gamma = 2.0908\text{ns}^{-1}$ . Mills führte in [Mil83] das einzige uns bekannte bisherige Experiment zur Lebensdauer des  $\text{Ps}^-$  durch. Sein experimenteller Wert  $\tau = 0.48 \pm 0.02\text{ns}$ , bzw.  $\Gamma = 2.09 \pm 9\text{ns}^{-1}$  ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert, die Genauigkeit liegt mit 4% aber unter dem mit modernen Mitteln Machbaren.

Die von Ho durchgeführte theoretische Betrachtung schließt Strahlungskorrekturen bis zu einer Größenordnung von  $\alpha$  mit ein. Aufgrund der geringen bisherigen Genauigkeit lässt sich keine Aussage über Terme in höherer Ordnung treffen.

Neben dem eher mathematisch motivierten Interesse am Drei-Körper-Problem gibt es von Seiten der Astrophysik Aufmerksamkeit für das hier untersuchte System. So deuten Sivaram und Krishan in [SK82] auf einen möglichen Beitrag des Positronium-Ions zur beobachteten Breite der 511keV-Quellen im Weltraum hin.

Eine Wiederholung der Lebensdauermessung mit höherer Präzision ist somit für die Erstellung neuer oder die Erweiterung vorhandener Modelle auf einen weiteren Gültigkeitsbereich unerlässlich und wird in der vorliegenden Arbeit angegangen.

Die Bestimmung wird in Form einer Reichweitenmessung implementiert. Dazu wird ein Positronen-Strahl auf eine Kohlenstoff-Folie gerichtet. Ein kleiner Bruchteil der Positronen kann sich zwei Elektronen einfangen und die Folie wieder verlassen. Durch ein elektrostatisches Feld wird das Ion auf ein Gitter beschleunigt. Im feldfreien Raum hinter diesem kann es im Fluge zerfallen und wird anhand seiner dopplerverschobenen Zerfallsphotonen mit einem Germaniumdetektor nachgewiesen. Der grundsätzliche Aufbau orientiert sich an [Mil83] und wurde in den Arbeiten [Ple00] und [Deg01] aufgebaut. Nach den ersten vorbereitenden Messungen zur  $\text{Ps}^-$ -Erzeugung in [Fle01] sollte eine erste Messung der Lebensdauer in dieser Arbeit in Angriff genommen werden.

Hierbei werden konsequent moderne Mess- und Analysemethoden verwendet, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und in Betrieb genommen werden sollten. Die Distanz, die vom Positroniumion durchflogen werden muss, wird von einem computergesteuerten piezoelektrischen Verschiebetisch eingestellt, der mit einer Präzision in der Größenordnung von  $10^{-7}\text{m}$  arbeitet. Der Nachweis geschieht durch einen hochsegmentierten HPGe-Zähler, dessen Signale digitalisiert werden und für spätere Offline-Analysen zur Verfügung stehen. Durch Pulsformanalyse und Segmentierung des Detektors kann der Nachweisort der Strahlung für spätere Korrekturen berechnet werden.

## Kapitel 2

# Das Messprinzip

Da die Lebensdauer der negativen Positroniumionen im Sub-Nanosekunden-Bereich liegt, kann sie am einfachsten mittels einer Reichweitenmessung ermittelt werden. Dies erfolgt indem man einen Strahl mit definierter kinetischer Energie erzeugt und für unterschiedliche Abstände die Zählraten vergleicht. Durch Lorentz-Transformation besteht eine direkte Beziehung zwischen der Eigenzeit des zerfallenden Teilchens und dem Zerfallsort im Laborsystem. Bereits bei Geschwindigkeiten in der Größenordnung von wenigen Prozent der Lichtgeschwindigkeit legen die Positroniumionen innerhalb ihrer Lebensdauer einige Millimeter zurück; die Bestimmung dieser Längen lässt sich mit modernen Messmethoden sehr präzise ( $\Delta z < 10^{-6}\text{m}$ ) durchführen.

Zur Herstellung von Positroniumionen werden monoenergetische Positronen auf eine dünne Kohlenstoff-Folie geleitet. Der überwiegende Teil der Positronen annihiliert dort direkt oder nach der Bildung von Positronium. Je nach Energie der Positronen können diese teilweise aber auch durch die Folie transmittiert werden. Ein geringer Teil davon ( $10^{-4}$  nach [Mil81], [Fle01]) kann dabei zwei Elektronen binden und es entsteht einfach negativ geladenes  $\text{Ps}^-$ .

Das gebildete Positroniumion zerfällt nun nach einer gewissen Zeit durch Paarvernichtung und emittiert dabei zwei  $\gamma$ -Quanten, die näherungsweise antiparallel emittiert werden und eine Energie von 511keV haben. Da diese der Strahlung aus dem Paarvernichtung der Positronen, resp. des Positronium überlagert ist, greift man zu einem Trick. Durch Beschleunigung der geladenen  $\text{Ps}^-$  in einem elektrostatischen Feld kann durch den Dopplereffekt die  $\gamma$ -Energie in Vorwärtsrichtung zu höheren Energien  $E'$  hin verschoben werden,

$$E' = \frac{E_{\gamma 0} \sqrt{1 - \beta^2}}{(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (2.1)$$

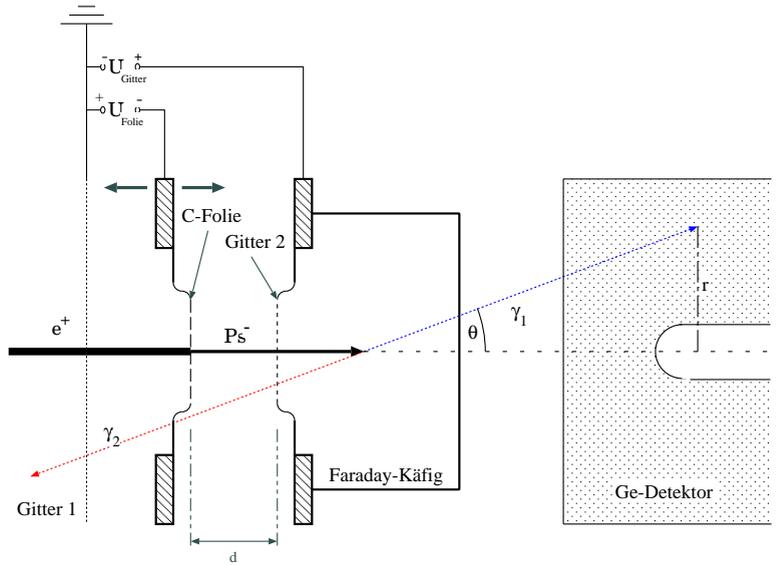
wobei  $\theta$  der Laborwinkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor  $\vec{\beta}$  und der Richtung des  $\gamma$ -Quants bezeichnet. Das neutrale Positronium dagegen erfährt keine Beschleunigung und die nachgewiesene  $\gamma$ -Strahlung dieser Zerfälle ist unverschoben.

Bereits durch geringe Beschleunigungsspannungen lassen sich die  $\text{Ps}^-$  auf wenige Prozent der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen, wodurch die Energien der  $\gamma$ -Quanten aus der Zerstrahlung des voll beschleunigten  $\text{Ps}^-$  um einige 10keV verschoben werden (siehe Tabelle 2.1).

Das elektrostatische Feld wird in dieser Arbeit dadurch realisiert, dass man zwischen Folie und einem nachfolgenden Gitter eine Spannungsdifferenz anlegt. Im feldfreien Raum hinter dem Gitter kann sich das  $\text{Ps}^-$  dann bis zu seinem Zerfall ungestört

$U = U_{\text{Gitter2}} - U_{\text{Folie}}$	$E'(\theta = 0)$ [keV]	$\beta$	$\gamma$
1000V	529.4	0.036120	1.00065232
3900V	548.8	0.071195	1.00254403

**Tabelle 2.1:** Energie  $E'$  der Gamma-Quanten unter Emissionswinkel  $\theta = 0$  aus der Zerstrahlung der voll beschleunigten  $Ps^-$  und die relativistischen Faktoren  $\gamma$  und  $\beta$  bei typischen Beschleunigungsspannungen.



**Abbildung 2.1:** Ein Strahl langsamer Positronen trifft durch das geerdete Gitter  $G_1$  auf eine Kohlenstoff-Folie, in der sich negative Positroniumionen bilden, die durch ein elektrostatisches Feld auf ein positives Gitter  $G_2$  zubeschleunigt werden. Hinter dem Gitter befindet sich ein feldfreier Raum in dem die Ionen zerfallen können. Der Abstand zwischen Folie und Gitter  $G_2$  ist einstellbar. Die Gamma-Strahlung in Vorwärtsrichtung wird von einem Ge-Detektor nachgewiesen.

weiterbewegen. Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Aufbau.

Der Zerfall findet im Ruhesystem des Teilchens nach dem Zerfallsgesetz

$$N(z) = N(0)e^{-\Gamma\tau} \quad (2.2)$$

statt, wobei  $\tau$  die Eigenzeit des Systems und  $\Gamma = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$  die Zerfallskonstante ist. Für die Reichweitenmessung ist die Zahl der Teilchen interessant, die erst hinter dem zweiten Gitter, also im Faraday-Käfig nach voller Beschleunigung zerfallen. Dazu wird der Zusammenhang zwischen Eigenzeit und dem Ort im Laborsystem benötigt. Die Eigenzeit wird in der Form

$$\tau(z) = \frac{1}{c} \int_0^z \frac{1}{\beta\gamma} dz' \quad (2.3)$$

ausgedrückt, mit den üblichen Größen  $\gamma = E_{\text{ges}}/E_0$  und  $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$ .

Die Gesamt-Energie  $E_{\text{ges}}$  setzt sich zusammen aus der Ruheenergie  $E_0 = 3m_e c^2 = 1533\text{keV}$ , der Energie, die das System als kinetische Energie durch die Beschleunigung im elektrischen Feld des Kondensators gewinnt  $E_{\text{Kin}} = qU \frac{z}{d}$  (wobei  $d$  der Abstand der

Kondensator-Platten und  $z$  die im Kondensator zurückgelegte Strecke sind) und einer eventuellen Anfangsenergie  $W_0$ . An dieser Stelle ist die Näherung des idealen Plattenkondensators gestattet, da die Strahlprofil-Untersuchungen in [Fle01] und in Abschnitt 4.2 zeigen, dass der Positronenstrahl schmal gegenüber dem Durchmesser der Folie und des Gitters ist. Der Strahl lässt sich daher recht genau in die Mitte des Feldbereiches legen, in dem das homogene elektrische Feld eine zulässige Annahme ist.

Damit lässt sich die Eigenzeit  $\tau$  als Funktion des Labor-Ortes  $z$  ausdrücken als

$$\begin{aligned}\tau(z) &= \frac{1}{c} \int_0^z \frac{E_0}{E_0 + W_0 + qU \frac{z'}{d}} \left( 1 - \frac{E_0^2}{(E_0 + W_0 + qU \frac{z'}{d})^2} \right)^{-\frac{1}{2}} dz' \\ &= \frac{1}{c} \int_0^z \frac{1}{1 + \frac{W_0}{E_0} + \frac{qU z'}{E_0 d}} \left( 1 - \frac{1}{\left( 1 + \frac{W_0}{E_0} + \frac{qU z'}{E_0 d} \right)^2} \right)^{-\frac{1}{2}} dz'\end{aligned}$$

Mit  $a := 1 + \frac{W_0}{E_0}$  und  $x := \frac{qU z}{E_0 d}$  vereinfacht sich der Term zu

$$\begin{aligned}\tau(z) &= \frac{1}{c} \frac{E_0 d}{qU} \int_0^{\frac{qU z}{E_0 d}} \frac{1}{a + x} \left( 1 - \frac{1}{(a + x)^2} \right)^{-\frac{1}{2}} dx \\ &= \frac{E_0 d}{c q U} \int_0^{\frac{qU z}{E_0 d}} [(a + x)^2 - 1]^{-\frac{1}{2}} dx \\ &= \frac{E_0 d}{c q U} \left[ \ln \left( a + x + \sqrt{(a + x)^2 + 1} \right) \right]_0^{\frac{qU z}{E_0 d}}\end{aligned}$$

Dies lässt sich mit  $\frac{W_0}{E_0} \ll 1$  und  $\Lambda := \frac{qU}{E_0}$  nähern zu

$$\tau(z) = \frac{d}{c\Lambda} \left[ \ln \left( 1 + \frac{\Lambda z}{d} + \sqrt{\left( \frac{\Lambda z}{d} \right)^2 + 2 \frac{\Lambda z}{d}} \right) - \sqrt{2 \frac{W_0}{E_0}} \right]. \quad (2.4)$$

Dieser Term kann nun nach  $z$  aufgelöst werden. Dabei erhält man die Formel für den Ort im Laborsystem in Abhängigkeit von der Eigenzeit:

$$z(\tau) = \frac{de^{-\sqrt{2} \sqrt{\frac{W_0}{E_0}} - \frac{c\Lambda\tau}{d}} \left( e^{\sqrt{2} \sqrt{\frac{W_0}{E_0}} + \frac{c\Lambda\tau}{d}} - 1 \right)^2}{2\Lambda}. \quad (2.5)$$

Nähert man  $W_0 = 0$ , dann vereinfacht sich dieser Term zu

$$z(\tau) = \frac{de^{-\frac{c\Lambda\tau}{d}} \left( e^{\frac{c\Lambda\tau}{d}} - 1 \right)^2}{2\Lambda} \quad (2.6)$$

Formel 2.6 gilt dabei nur, solange sich das Teilchen im Kondensatorfeld befindet. Wenn das Positroniumion durch das Gitter hindurchtritt findet keine weitere Beschleunigung statt und es bewegt sich bis zu seinem Zerfall gleichförmig weiter.

Soll nun die Zahl der Positronium-Ionen, die mindestens das zweite Gitter innerhalb ihrer Lebensdauer erreichen, mit der Gesamt-Zahl der gebildeten Positronium-Ionen ( $\propto$  Positronenfluss) verglichen werden, so wird Gleichung 2.4 in 2.2 eingesetzt. Mit  $z = d$  erhält man

$$N(\tau(d)) = N(0)e^{-\Gamma \frac{d}{c\Lambda} \ln(\Lambda+1+\sqrt{\Lambda^2+2\Lambda})}.$$

Mit der Vereinfachung  $\mu = \frac{\Gamma}{c\Lambda} \ln(\Lambda+1+\sqrt{\Lambda^2+2\Lambda})$  wird dieser Term zu

$$N(d) = N(0)e^{-\mu d}. \quad (2.7)$$

Damit kann durch Reichweiten-Messung ( $\Rightarrow \mu$ ) die Zerfallskonstante  $\Gamma$  bestimmt werden:

$$\Gamma = \frac{\mu c \Lambda}{\ln(\Lambda+1+\sqrt{\Lambda^2+2\Lambda})}. \quad (2.8)$$

Wie die Messungen in [Mil83] zeigen, lässt sich die Anfangsenergie  $W_0$  für kleine Beschleunigungsspannungen jedoch nicht vernachlässigen. Dies kann man aber umgehen wenn man die Reichweitenmessungen bei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen durchführt. Trägt man dann die bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen  $U$  gemessenen  $\mu$  gegen  $1/\sqrt{U}$  auf, so lässt sich auf eine unendlich hohe Beschleunigung extrapolieren. Dort ist die Vernachlässigung der Austrittsarbeit zulässig und man kann für das extrapolierte  $\mu_\infty$  die Lebensdauer nach Formel 2.8 bestimmen.

## Kapitel 3

# Der experimentelle Aufbau

Zur Erzeugung und für den Nachweis der Positroniumionen wurde von Florian Plenge in [Ple00] der in Abbildung 3.1 dargestellte Aufbau entworfen. In einer Quellenkammer erzeugt eine  $^{22}\text{Na}$ -Quelle durch  $\beta^+$ -Zerfall Positronen, die moderiert werden und durch ein S-förmiges Toroid-Feld in die Experimentierkammer geleitet werden. Dort treffen sie auf eine Kohlenstoff-Folie, in der sich durch Elektron-Einfang Positronium und die negativen Positroniumionen bilden. Ein elektrostatisches Feld, das zwischen der Kohlenstoff-Folie und einem folgenden Gitter anliegt, beschleunigt die geladenen Ionen. Bei der folgenden Paarvernichtung sind in Vorwärtsrichtung emittierte Photonen dann durch den Dopplereffekt zu höheren Energien hin verschoben. Nachgewiesen wird die Gamma-Strahlung durch einen Germanium-Detektor. Da die Flugzeit der  $\text{Ps}^-$  durch den Abstand und die Beschleunigungsspannung gegeben ist, lässt sich durch Variation der Distanz zwischen Kohlenstoff-Folie und Beschleunigungsgitter eine Reichweitenmessung durchführen.

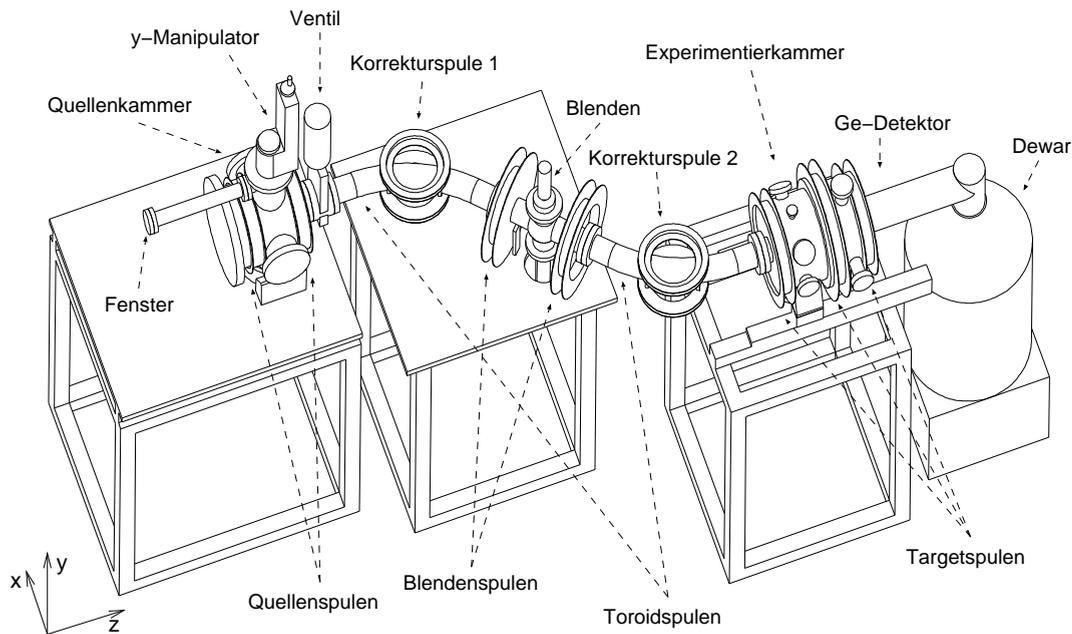
Dieser Aufbau orientiert sich im Wesentlichen an der bereits von A. P. Mills [Mil81] verwendeten Methode. Er weicht darin aber durch das S-förmige Führungsfeld, das Quelle und Target voneinander entkoppelt, ab. Ebenso ist durch die Verwendung eines präzisen piezoelektrischen Verschiebetisches eine größere Genauigkeit des Abstands erzielbar.

### 3.1 Die Quellenkammer

Die Quellenkammer (Abbildung 3.2) besteht aus einer Vakuumkammer, in dem die  $^{22}\text{Na}$ -Quelle, die Abschirmung und der Moderator eingebaut sind.

Die  $\gamma$ -Strahlung der Quelle wird durch Densimet abgeschirmt. Dies ist eine spezielle Wolframlegierung, deren Halbwertslänge für hochenergetische  $\gamma$ -Quanten um 1.6 mal kürzer ist als die von Blei. Die Abschirmung ist zylinderförmig und besitzt entlang der z-Achse eine Bohrung, durch die die Quelle — montiert auf einen Stift aus Densimet — in die Mitte der Abschirmung eingebracht wird. Nach vorne hin bleibt ein Emissionskanal für die Positronen offen. Die Quelle und die Abschirmung befinden sich innerhalb des Vakuumsystems.

Unmittelbar vor der Quelle ist ein Moderator aus Wolfram angebracht. Dieser befindet sich auf einem y-Manipulator, mit dem dieser zum Ausglühen aus dem Strahlengang herausgefahren werden kann.



**Abbildung 3.1:** *Experimenteller Aufbau zur Erzeugung und zum Nachweis negativer Positroniumionen. Das in dieser Abbildung eingezeichnete Koordinatensystem wird in dieser Arbeit durchgehend als Laborsystem verwendet.*

### 3.1.1 Positronenquelle

Positronen, als Antiteilchen der Elektronen, besitzen keine lange Lebensdauer wenn sie mit normaler Materie in Kontakt kommen. Daher lassen sie sich nicht über längere Zeiträume aufbewahren und müssen somit permanent neu erzeugt werden.

Ein gebräuchlicher Ansatz sind Beschleuniger, in denen bei Kollisionen von schnellen Elektronen mit festen Targets hochenergetische Gamma-Strahlung erzeugt wird. Durch Paarzerzeugung entstehen dann in einer Kaskade weiter  $e^+e^-$ -Paare.

[Hug02] schlägt eine ähnliche Methode zur Erzeugung von Positronen vor. Bei der Reaktion  $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$  entsteht durch den Einfang eines thermischen Neutrons von einem  $^{113}\text{Cd}$ -Kern ein hochenergetisches  $\gamma$ -Quant, das durch Paarbildung ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Die Positronen werden dann von Platin-Moderatoren auf kleine Geschwindigkeiten abgebremst. Als Quelle für die thermischen Neutronen soll der Kernreaktor FRM-II der Technischen Universität in München dienen. Es wird davon ausgegangen, dass auf diese Weise ein Fluss von bis zu  $10^{10}/\text{s}$  moderierten Positronen erzielt werden kann. Da der Kernreaktor bislang aber nicht in Betrieb ist, kann diese Quelle noch nicht verwendet werden.

Eine andere Methode ist die Verwendung einer radioaktiven Substanz, die durch  $\beta^+$ -Zerfall Positronen bildet. Da die obigen intensiveren Quellen für diese Arbeit noch nicht zur Verfügung standen, wurde diese Methode in Form eines  $^{22}\text{Na}$ -Präparats gewählt.  $^{22}\text{Na}$  besitzt eine Halbwertszeit von 2.603(2) Jahren und zerfällt zu 99.96% in einen angeregten  $^{22}\text{Ne}$ -Kern, 90.5% davon durch  $\beta^+$ -Zerfall ( $E_\beta \leq 545\text{keV}$ ), 9.5% durch Elektron-Einfang. Der angeregte Ne-Kern zerfällt weiter durch  $\gamma$ -Emission (1.274MeV) in

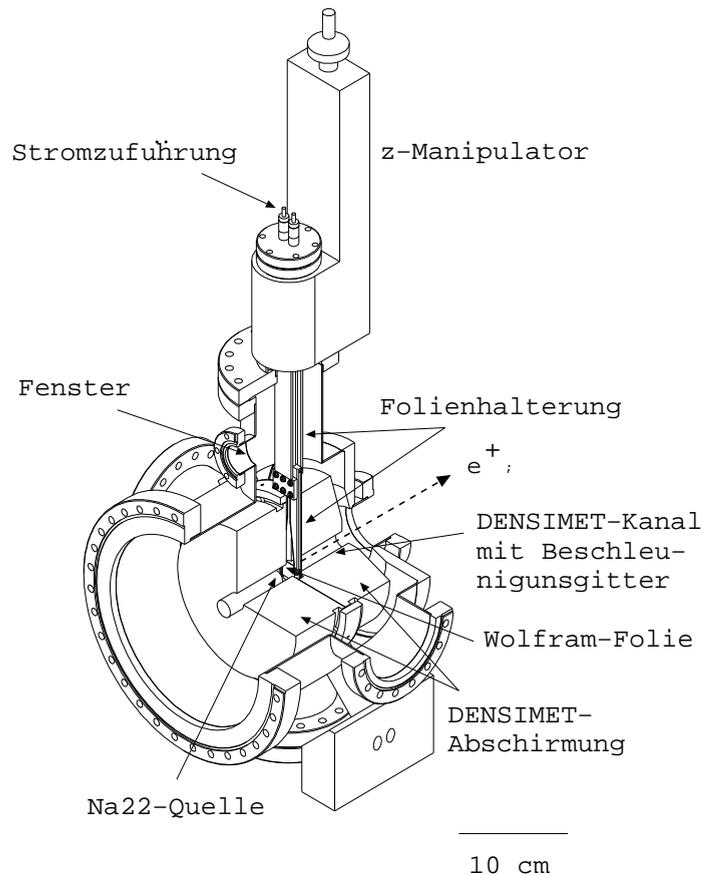


Abbildung 3.2: Quellenkammer.

den Grundzustand. Bei den übrigen 0.04% der Zerfälle des  $^{22}\text{Na}$  geht der Kern direkt in den  $^{22}\text{Ne}$ -Grundzustand über.

Um einen brauchbaren — also hohen — Fluss an Positronen in der Experimentierkammer zu erhalten wurde eine Quelle mit einer Aktivität von 370MBq bzw. 10mCi (30. Juli 1999) gewählt. Zum Zeitpunkt der vorliegenden Messungen (Oktober 2002 bis Dezember 2002) hatte die Quelle damit ca. 1.3 Halbwertszeiten überschritten und nur noch ca. 41% ihrer Anfangsaktivität.

### 3.1.2 Der Wolfram-Moderator

Für die verwendete Methode zur Erzeugung von  $\text{Ps}^-$  ist ein langsamer Positronenstrahl notwendig, die  $e^+$  aus der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle besitzen jedoch kinetische Energien bis zu 0.55MeV. Daher muss eine Moderation der Positronen vorgenommen werden. Dazu sind zahlreiche Ansätze in der Literatur bekannt. Die Verwendung von festen Edelgasen klingt aufgrund der hohen Moderationseffizienz von  $7 \times 10^{-3}$  sehr verlockend, ist aber wegen der schnellen Alterung und der notwendigen Kühlung des Moderators auf 7°K unpraktikabel. Wolfram- oder Nickel-Kristalle wurden bereits sehr früh als Moderatoren entdeckt. Durch die Verwendung verschiedener Geometrien in Transmission oder Reflektion an Oberflächen konnten damit Effizienzen von bis zu  $10^{-3}$  erreicht werden. Einkristalline Folien in Transmission erzielen sehr gute Effizienzen; polykristalline Fo-

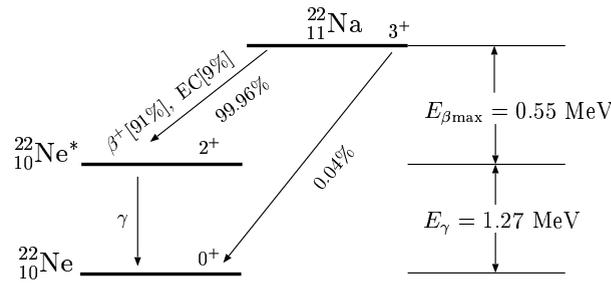


Abbildung 3.3: Zerfallschema von  $^{22}\text{Na}$ .

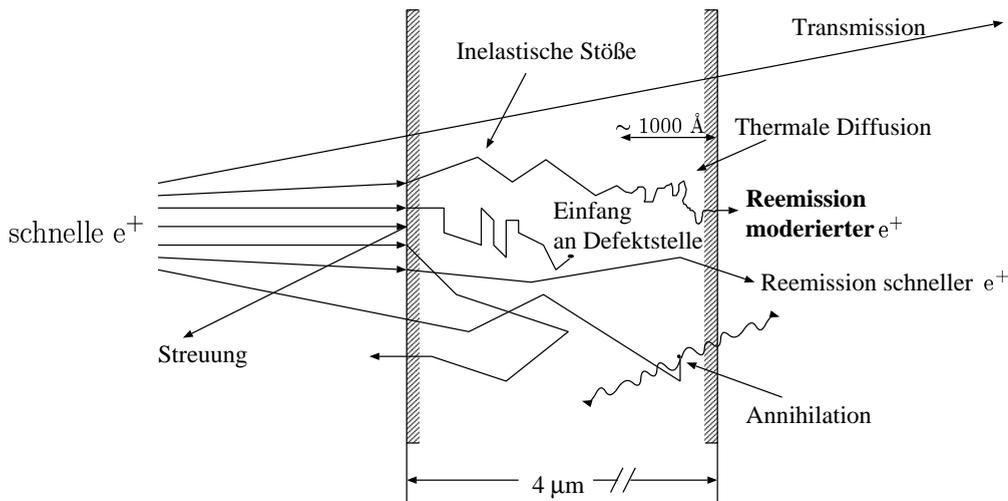


Abbildung 3.4: Moderation von schnellen Positronen. Durch Stoßprozesse verliert ein  $e^+$  seine Energie und wird durch thermische Diffusion aus dem Moderator ausgedampft. Streuung, Transmission, Einfang an Gitterdefekten und Annihilation führen dabei zu Moderationsverlusten.

lien sind als Moderatoren ebenfalls geeignet, die höhere Zahl von Störstellen senkt die Effizienz aber.

Da einkristalline Wolfram-Folien kommerziell nicht erhältlich sind, und diese auch einen höheren Aufwand erfordern (besonders bezgl. des Vakuums) wird hier eine polykristalline Folie verwendet.

Die hochenergetischen Positronen treffen dabei auf eine dünne Wolfram-Folie (Dicke  $4\mu\text{m}$ ), in der sie mit den Elektronen der Folie so lange inelastisch stoßen, bis sie ihre gesamte kinetische Energie verloren haben, dies geschieht innerhalb von ca.  $10^{-12}\text{s}$ . Danach bewegen sich die  $e^+$  nur noch thermisch weiter, bevor sie nach ungefähr  $10^{-10}\text{s}$  in einer Defektstelle des Gitters gefangen werden und dort mit Elektronen aus dem Kristall annihilieren. In dieser Zeit legen sie im Mittel noch eine Strecke von etwa  $1000\text{Å}$  zurück und erreichen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit die Folienoberfläche, aus der sie dann austreten können. Da der Stoß mit einem Elektron aus dem Wolfram-Gitter ein rein statistischer Prozess ist, kann ein Teil des Positronenstrahls transmittiert oder bereits nach wenigen Stößen aus dem Moderator herausgestreut werden, bevor sie ihre kinetische Energie verloren haben. Diese Teilchen überlagern die langsamen Positronen

und werden durch die weitere Strahlaufbereitung im Toroidfeld (siehe Abschnitt 3.2) behandelt.

Zum Ausheilen von Gitterdefekten im Moderator muss dieser ausgeheizt werden. Dazu wird ein hoher Strom durch die Wolframfolie hindurch angelegt, die Temperatur wird pyrometrisch auf 1900 – 2000°C eingestellt. Während dieses Vorgangs strahlt der Moderator eine thermische Leistung von 500W ab. Da die Auswirkung von Luft auf den Moderator aber nicht klar ist, wurde die Konstruktion so ausgelegt, dass der Ausheizvorgang in der Aparatur selbst geschehen kann. (Dagegen berichtet [LGUS89], einen Moderator nach dem Ausglüh-Vorgang und anschließend Abkühlen an Luft transportiert zu haben, bevor er in den Strahlengang montiert wurde.) Hierfür befindet sich der Moderator auf einem Manipulator, mit dem er vor das Abbildung 3.2 gezeigte Fenster gefahren werden kann ohne das Vakuum zu brechen. Der Moderator befindet sich auf einem langen Halter, der durch einen Schlitz in der Abschirmung vor die  $\beta^+$ -Quelle gefahren werden kann.

Verschiedene Stoffe, wie Kobalt, Nickel, Tantal und Wolfram, haben die ungewöhnliche Eigenschaft eine negative Austrittsarbeit für Positronen zu besitzen [SL88], bei Wolfram ist diese mit 2.9eV am höchsten. Die Emissionsrichtung der ausgedampften Positronen ist zudem stark zur Flächennormalen gerichtet.

Zusätzlich wurde der Moderator auf ein Potential von +30V gegen Erde gelegt. Moderierte Positronen haben dann ausreichend Energie, um durch den Solenoid hindurch transportiert zu werden und die Experimentierkammer zu erreichen.

## 3.2 Der Toroid

Die  $e^+$ -Quelle erzeugt als Nebenprodukt  $\gamma$ -Strahlung, die einen signifikanten Anteil zum Untergrund in den Spektren liefern würde. Ebenso ist den moderierten Positronen noch ein bedeutender Anteil an unvollständig moderierten Positronen überlagert. Um die Quellenkammer und die Experimentierkammer voneinander zu entkoppeln und den Positronenstrahl weiter aufzubereiten wurden die beiden Kammern durch ein S-förmiges Toroid-Feld verbunden. Dieses besteht aus zwei um 45° gebogenen Rohren mit einem Biegeradius von 500mm. Der überwiegende Teil der beiden Bögen ist mit einem 2mm dicken Kupferlackdraht umwickelt, durch Anlegen eines Stromes von 4A wird ein Magnetfeld antiparallel zur Strahlrichtung erzeugt. Nur dort, wo dies konstruktionsbedingt nicht möglich war, wird das Magnetfeld durch Helmholtzspulen überbrückt.

In diesem Magnetfeld führen die  $e^+$  Zyklotron-Bewegungen senkrecht zur Flugrichtung aus und bewegen sich damit in einer Schraubenbahn parallel zu den Feldlinien. Der Radius dieser Schraubenbahn bestimmt sich durch

$$r = \frac{m_e v_{\perp}}{eB}. \quad (3.1)$$

Die Breite des Strahls ist damit offensichtlich durch den Schraubenradius r bestimmt. Es muss daher besonders großen Wert auf eine optimale Parallelität der elektrischen und magnetischen Felder im Bereich der Extraktion der  $e^+$  aus dem Moderator gelegt werden, um die Transversalgeschwindigkeit  $v_{\perp}$  gering, und damit den Strahldurchmesser schmal zu halten.

Da geladene Teilchen in einem Toroidfeld einen geschwindigkeitsabhängigen Drift quer zu Flugrichtung und Biegeradius erfahren, lässt sich durch den Einbau von Blenden eine Geschwindigkeitsselektion des Strahls durchführen. Die Blenden bestehen aus

zwei Schneiden, die je von oben und von unten in den Strahlengang gefahren werden. Nach [Jac81] ist die transversale Driftgeschwindigkeit  $u_{\perp}$  in einem Toroiden bei einem Krümmungsradius  $R$  gegeben durch

$$u_{\perp} = \frac{\gamma m v_{\parallel}^2}{e} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2}. \quad (3.2)$$

und damit proportional zur kinetischen Energie  $E_{\parallel}$  der longitudinalen Bewegung der Positronen. Der dadurch bedingte senkrechte Driftversatz wird durch die numerische Näherungsformel

$$\Delta y[\text{mm}] = 0.58 \frac{\alpha[^\circ] \sqrt{E[\text{eV}]}}{B[\text{Gauss}]} \quad (3.3)$$

bestimmt, wobei  $\alpha$  den im Toroid durchlaufenen Winkel bezeichnet. Die Blenden, die die hochenergetischen Positronen abfangen, befinden sich zwischen beiden Bogenstücken, d.h.  $\alpha = 45^\circ$ . Um das Magnetfeld im Übergangsbereich aufrecht zu erhalten, sind vor und hinter den Blenden zwei Spulen in Helmholtzkonfiguration angebracht. Da die beiden Teilbögen zu einer S-Form zusammengesetzt sind wird dieser Drift für langsame Teilchen wieder korrigiert.

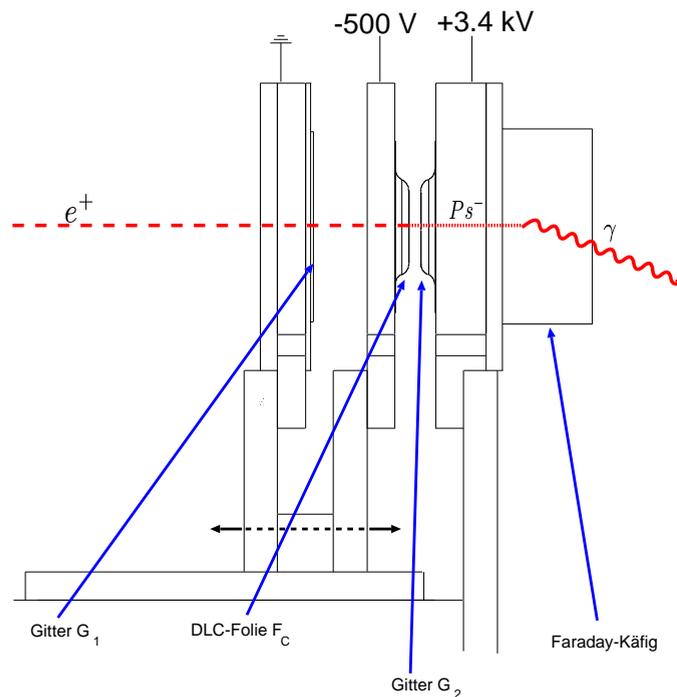
Das Erdmagnetfeld am Ort des Experiments ist durch die die Konstruktion der Experimentierhalle am Max-Planck-Institut für Kernphysik verzerrt und steht nahezu senkrecht, die Feldstärke beträgt 0.5G. Dieses bewirkt in der Superposition mit dem Toroidfeld eine Neigung der Feldlinien. Auf der gesamten Länge des Strahlrohrs entsteht so ein vertikaler Versatz von 20mm, der durch zwei Korrekturspulen,  $KS_1$  und  $KS_2$ , die in Helmholtzkonfiguration jeweils in der Mitte der beiden Bögen angebracht sind, ausgeglichen wird.

Um die Strahlqualität weiter zu verbessern findet durch die Zunahme des Magnetfeldes in Strahlrichtung des Positrons eine Fokussierung des Strahls statt, bis er in der Experimentierkammer schließlich eine Breite von 7mm hat (Siehe hierzu auch Abschnitt 4.2).

### 3.3 Die Experimentierkammer

Die Experimentierkammer besteht aus einem Edelstahlzylinder mit einem Durchmesser von 23cm. Dieser ist von aussen mit drei Spulen umgeben, die ein in Flugrichtung schwächer werdendes Magnetfeld erzeugen (in Strahlrichtung: 7, 6 und 5A). In der Kammer befindet sich unmittelbar an die Öffnung in der Rückwand angrenzend ein geerdeter Zylinder aus Bronze-Gaze. Dieser schirmt den Positronenstrahl vor evtl. äusseren elektrischen Feldern ab. Über ein Zwischenstück ist ein Verschiebetisch in die Kammer montiert. Auf dessen beweglichen Teil ist das Gitter  $G_1$  und die Kohlenstoff-Folie  $F_C$  befestigt. Am starren Zwischenstück ist eine Halterung aus Macor(R) angebracht, auf die ein Faradaykäfig montiert ist. Der Faradaykäfig besteht aus einem Zylinder aus Aluminium, auf dessen Vorderseite das Gitter  $G_2$  (Transmission 86%) befestigt. Die Höhe des Zylinders beträgt 30.6mm, von Gitter-Oberfläche zu Rückseite. Abbildung 3.5 stellt die Anordnung der Gitter und der Folie dar.

Um ein möglichst homogenes elektrisches Feld zu bewerkstelligen, ist das geerdete Kupfergitter  $G_1$  als Bezugspotential für die folgenden Gitter in den Strahlengang eingebracht. Es hat eine optische Transmission von 88% und ist in einen Rahmen mit 35mm Durchmesser gespannt.



**Abbildung 3.5:** Übersicht über den Aufbau in der Experimentierkammer.

An die Folie  $F_C$  wird eine Spannung von  $-500\text{V}$ <sup>1</sup> angelegt. An das Gitter  $G_2$  wird eine Hochspannung von  $+3400\text{V}$  oder  $+500\text{V}$  angelegt, so dass die Potentialdifferenz zwischen  $F_C$  und  $G_2$  wahlweise  $3900\text{V}$  oder  $1000\text{V}$  beträgt.

### 3.3.1 Die Kohlenstoff-Folie

Über einen Rahmen aus Edelstahl mit kreisförmiger Öffnung ( $\varnothing 12\text{ mm}$ ) ist ein Kupfergitter gespannt. Dieses Gitter besitzt eine optische Transmission von 86% und garantiert eine gute Ebenheit der Folie ( $\leq 10\mu\text{m}$ ). Auf dieses Gitter ist eine wenige Atomlagen dicke Schicht aus Kohlenstoff in Diamant-Konfiguration<sup>2</sup> (DLC<sup>3</sup>) aufgebracht. Um Überschlüge an der Folie zu vermeiden wurde bei der Konstruktion der Rahmen darauf geachtet, die Bildung von Spitzen und Kanten möglichst zu vermeiden.

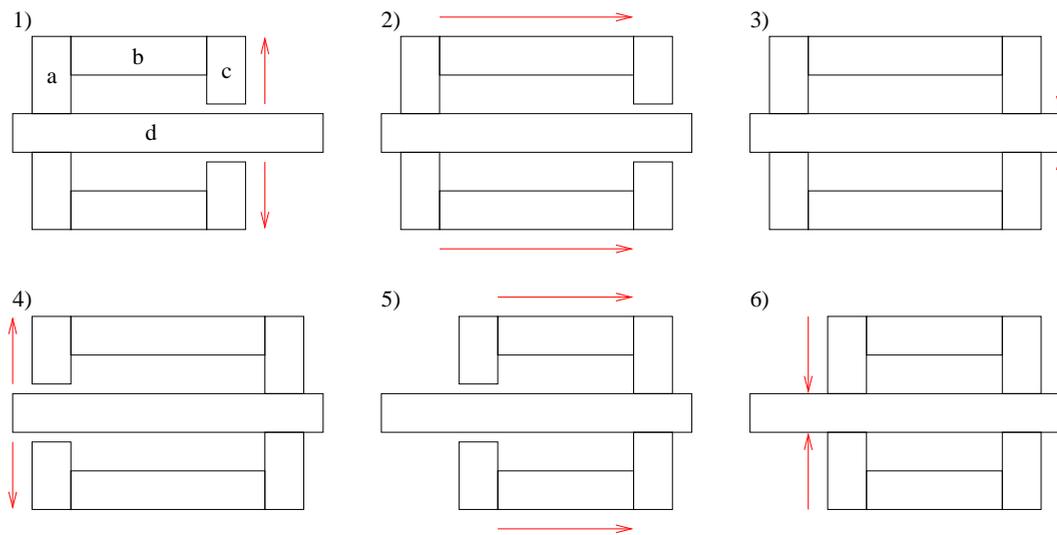
Die Wahl von Kohlenstoff zur Erzeugung von  $\text{Ps}^-$  ist dadurch motiviert, dass sich mit anderen Materialien keine Folien mit ähnlicher Homogenität bei gleicher Dicke herstellen lassen. In der Tat wäre die Verwendung anderer Materialien hierfür vielversprechend; so hat Cäsium etwa mit  $2.3\text{eV}$  sehr schwach gebundene Valenzelektronen, die es daher besonders leicht an etwaige Positronen abgeben könnte.

DLC-Folien haben im Gegensatz zu den Folien, die im Haus hergestellt werden eine homogenere Schicht mit merklich weniger Pinholes. Für die hier verwendete Folie wird der Flächenanteil der Pinholes im Bereich unter einem Prozent angegeben. Eine möglichst homogene Fläche der Kohlenstoff-Beschichtung ist besonders deshalb notwen-

<sup>1</sup>Siehe dazu auch Abschnitt 4.3.

<sup>2</sup>Hergestellt durch V. Liechtenstein, RRC “KURCHATOV INSTITUTE”, Kurchatov Sq., Moscow 123182, Russia, eMail: liechten@nf.kiae.ru

<sup>3</sup>Diamond Like Carbon



**Abbildung 3.6:** Prinzipielle Funktionsweise des Inchworm-Antriebs. In einer Schleife aus sechs Schritten wird der Tisch verfahren. 1) das Piezoelement  $c$  wird gelöst, 2)  $b$  wird expandiert, 3)  $c$  schließt, 4)  $a$  wird geöffnet, 5)  $b$  kontrahiert und 6)  $a$  schließt wieder und der Kreislauf beginnt von Neuem.

dig, da die Produktionseffizienz für  $\text{Ps}^-$  unabhängig von der Lage des Strahls auf der Folie sein sollte, die durch Gier-Fehler des Verschiebetischs oder unzureichende Ausrichtung der Bewegungsachse gegen die Achse des Strahlengangs leicht variieren könnte. Würde durch diese Verschiebung des Strahlschwerpunktes, bedingt durch die Änderung der Abstände zwischen  $F_C$  und  $G_2$ , die  $\text{Ps}^-$ -Bildungsrate schwanken, wäre dies fatal für die hier durchzuführende Messung.

Für dieses Experiment wurden Folien mit nominellen Dicken von 10, 15, 25, 50 und 100 Ångström hergestellt, deren Transmissions- und  $\text{Ps}^-$ -Produktionseigenschaften in [Fle01] untersucht wurden. Die Folien mit der nominellen Dicke von 10 und 50 Å sind bei den Messvorbereitungen zerstört worden. Da die 15 Å-Folie mit einer Cäsiumschicht bedampft worden ist, die viel zu dick geworden ist [Fle01] konnte sie in dieser Arbeit ebenfalls nicht eingesetzt werden. Der 25 Å-Folie sind beim Versuch der Cäsium-Bedampfung irreparable Schäden zugefügt worden. Aus diesem Grund wurde die Lebensdauer-Messung mit der einzigen verbliebenen Folie von nominell<sup>4</sup> 100 Å Stärke durchgeführt.

### 3.3.2 Der Verschiebetisch

Die Veränderung des Abstandes zwischen beiden Folien wird mit einem kommerziell erhältlichen piezoelektrischen Verschiebetisch<sup>5</sup> in einer vakuumtauglichen und nichtmagnetischen Modifikation realisiert. Der Verschiebetisch wird dabei durch einen Inchworm-Antrieb (Abbildung 3.6) entlang einer Achse verschoben. Der Hub des Tisches beträgt 5cm.

Der piezoelektrische Effekt wurde im Jahr 1880 von Pierre und Jaques Curie entdeckt

<sup>4</sup>Wie der Vergleich der Transmissionsmessungen in [Fle01] zeigt, hat diese Folie vermutlich eine mittlere Dicke von etwa 53 Å.

<sup>5</sup>Modell LT-105-50, Feinmess Dresden, <http://www.feinmess.de>

und besagt, dass bestimmte Kristalle unter mechanischer Spannung ein elektrisches Feld erzeugen. Die Umkehrung dieses Effekts — durch Anlegen eines elektrischen Feldes wird eine mechanische Deformation des Kristalls hervorgerufen — wurde ein Jahr später von Gabriel Lippmann gefolgert und noch im selben Jahr von den Curie-Brüdern bestätigt. Typische Materialien, die diesen Effekt aufweisen sind z.B. Quarz, Turmalin,  $\text{BaTiO}_3$  oder auch organische Substanzen wie Seignette-Salz oder Rohrzucker. Die industriell größte Bedeutung als piezoelektrisches Material kommt dem Quarz zu, wie er auch im vorliegenden Antrieb verwendet wird.

Voraussetzung für den Piezoeffekt ist ein Kristall, dessen Elementarzelle eine polare Achse aufweist. Durch Deformation entlang der polaren Achse werden Ladungsträger verschoben. Die Schwerpunkte von positiver und negativer Ladung liegen dann nicht mehr übereinander und es bildet sich ein Dipolmoment. Über den ganzen Kristall bildet sich dadurch ein elektrostatisches Feld.

Legt man umgekehrt ein elektrisches Feld an solch einen Kristall entlang der polaren Achse an, so führt dies zu einer Verschiebung von Ladungsträgern, die entstehenden Dipole richten sich entgegen dem äußeren elektrischen Feld aus, um dieses zu kompensieren. Dadurch findet eine Deformation der Elementarzelle statt, die sich durch eine makroskopisch messbare Deformation bemerkbar macht. Die übliche Größenordnung für diese Längenänderung liegt im Promille-Bereich.

Ordnet man jeweils drei Quarze so an, dass ihre polaren Achsen eine U-Form bilden, so lassen sich unter Ausnutzung dieses Effekts die sechs in Abbildung 3.6 gezeigten Kontraktionen und Elongationen bewerkstelligen und durch wiederholten Ablauf der gezeigten Schleife Verschiebungen beliebiger Strecke entlang der Lauffläche “d” zurücklegen.

Bei der in dieser Arbeit verwendeten Verschiebeeinheit befindet sich der Quarz-Antrieb auf dem starren Teil, die Lauffläche “d” befindet sich am beweglichen Tisch. Die Führung des Tisches entlang der beweglichen Achse geschieht durch ein Paar aus Kreuzrollenführungen. Die Steuerung des Verschiebetisches erfolgt mittels eines Controllers<sup>6</sup> über die serielle Schnittstelle eines Computers. Der Controller stellt zur Steuerung drei Verfahrensmodi bereit,

1. den unüberwachten Betrieb; in diesem Modus kann die erforderliche Positioniergenauigkeit (im Bereich einiger  $10\mu\text{m}$ ) nicht erreicht werden,
2. einem Tip-Betrieb bei dem Positionierungen auch auf Distanzen die unter der minimalen Schrittweite des Ortsbestimmungssystems ( $100\text{nm}$ ) liegen; mangels Stellgröße wird dieser Betrieb im vorliegenden Experiment nicht verwendet;
3. und einem überwachten Betrieb (Superpos), in dem ein digitaler PID-Regler<sup>7</sup> den Regelkreis überwacht. In diesem Modus quittiert der Controller einen Verfahrbefehl erst, wenn entweder die Soll-Position innerhalb einer programmierbaren Toleranz ( $200\text{nm}$ <sup>8</sup>) erreicht ist (mit einer Erfolgsmeldung) oder die Schleife aus

<sup>6</sup>Piezodrive, Wienecke & Sinske, <http://www.wienecke-sinske.de>

<sup>7</sup>Proportional-Integral-Differential-Regler, die Stellgröße wird durch die Summe aus linearer Verstärkung der Regelabweichung und Integration und Differentiation der Regelabweichung über der Zeit bestimmt.

<sup>8</sup>Diese Toleranz stellt ein Kompromiss aus Positioniergenauigkeit und Erfolg beim Erreichen der Toleranz dar. Wählt man eine kleinere Toleranz, so kann diese von dem PID-Regler oft nicht erreicht werden und der Controller quittiert Verfahrbefehle zu oft mit einer Fehlermeldung. Einstellbar ist diese Toleranz in Schritten von  $100\text{nm}$ .

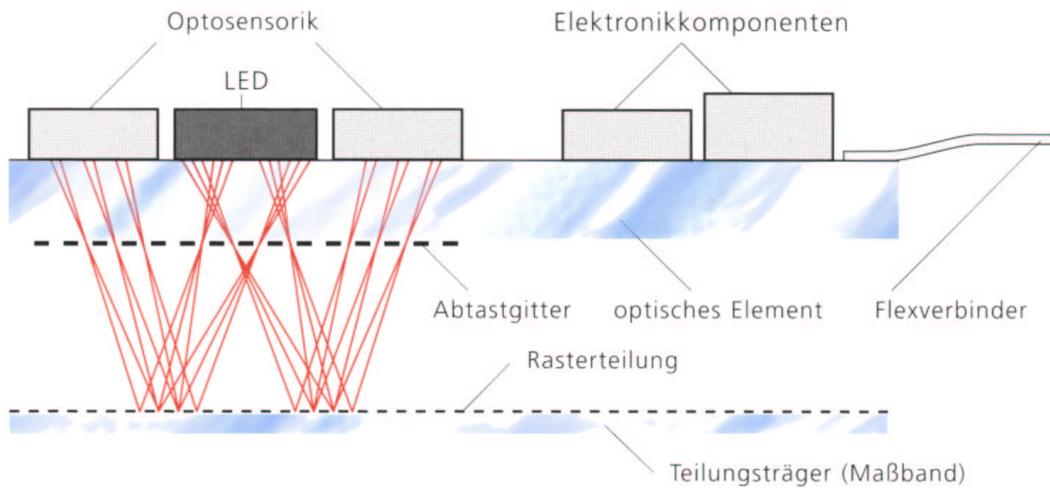


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Gitterabtastung.

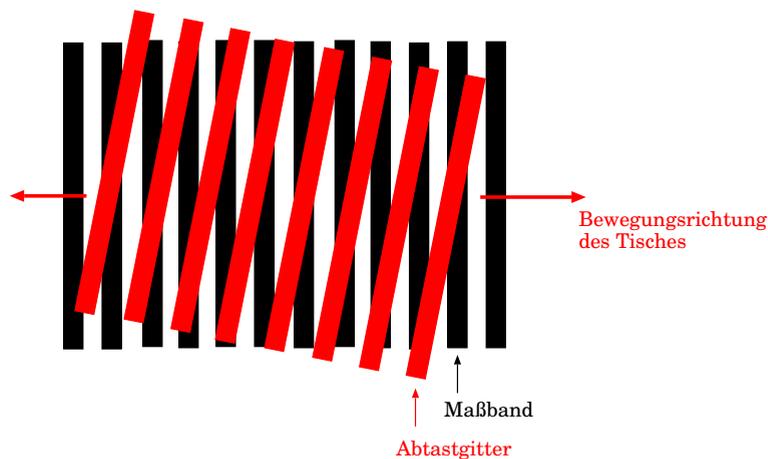
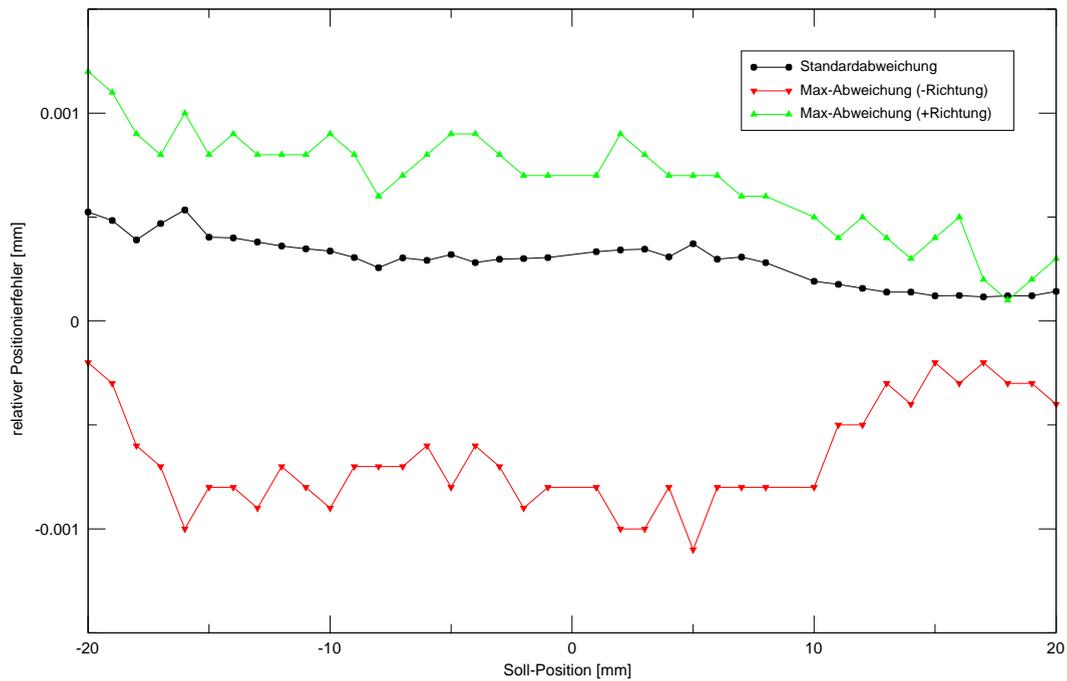


Abbildung 3.8: Durch gegeneinander verdrehte Gitter entsteht ein Moiré-Muster.

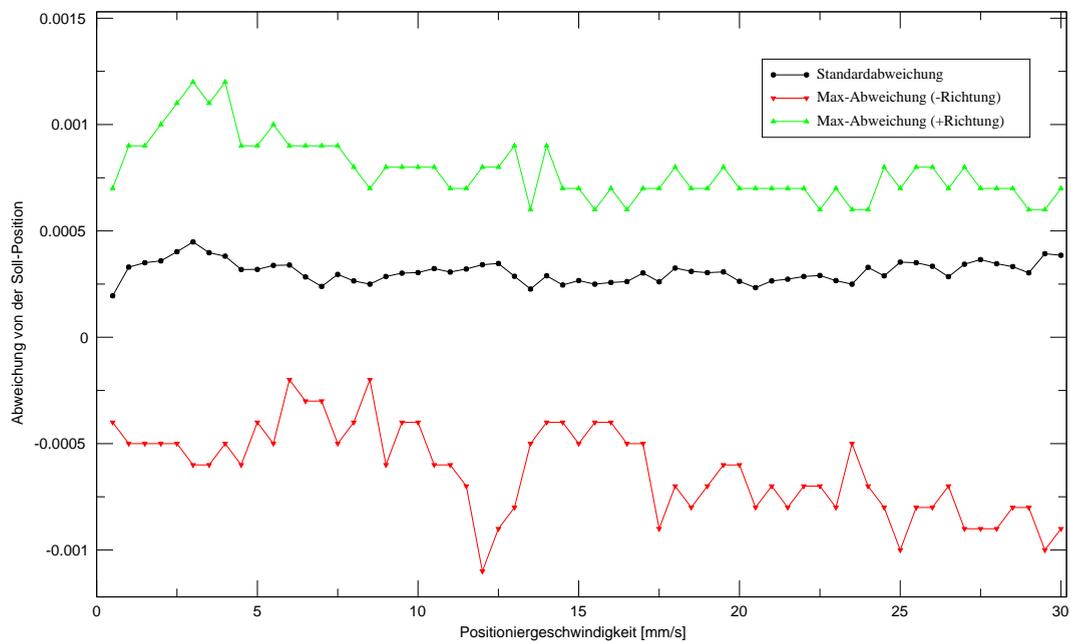
Soll-Ist-Vergleich und Neupositionierung 100 mal durchlaufen ist (Fehlermeldung).

Die Position des Tisches wird interferometrisch bestimmt. Dazu ist am starren Teil des Tisches ein Maßband mit einem aufgeätztem Gitter (Gitterkonstante  $20\mu\text{m}$ ) angebracht. Am beweglichen Teil des Tisches befindet sich eine LED, ein Photodioden-Array und ein weiteres Gitter. Dieses Gitter hat eine etwas größere Gitterkonstante und ist gegen das Maßband leicht verdreht. Die LED emittiert Licht, welches vom beweglichen Gitter gebeugt, am starren Gitter reflektiert wird. Es tritt wieder durch das bewegliche Gitter hindurch und wird schließlich vom Photodioden-Array nachgewiesen (Abbildung 3.7). Die beiden Gitter erzeugen ein Moiré-Muster, das sich bei Bewegung der Gitter gegeneinander verändert, die Intensitätsmaxima und -minima laufen dann quer zur Bewegungsrichtung des Tisches über das Photodioden-Array. Die Zahl der vorbeigelaufenen Maxima und Minima lässt sich dann direkt in eine Distanz umrechnen. Die Controller-Einheit kann Distanzen mit einer Auflösung von 100nm einstellen.

Positionierungstests mit diesem Tisch zeigen eine Reproduzierbarkeit der Sollpositi-



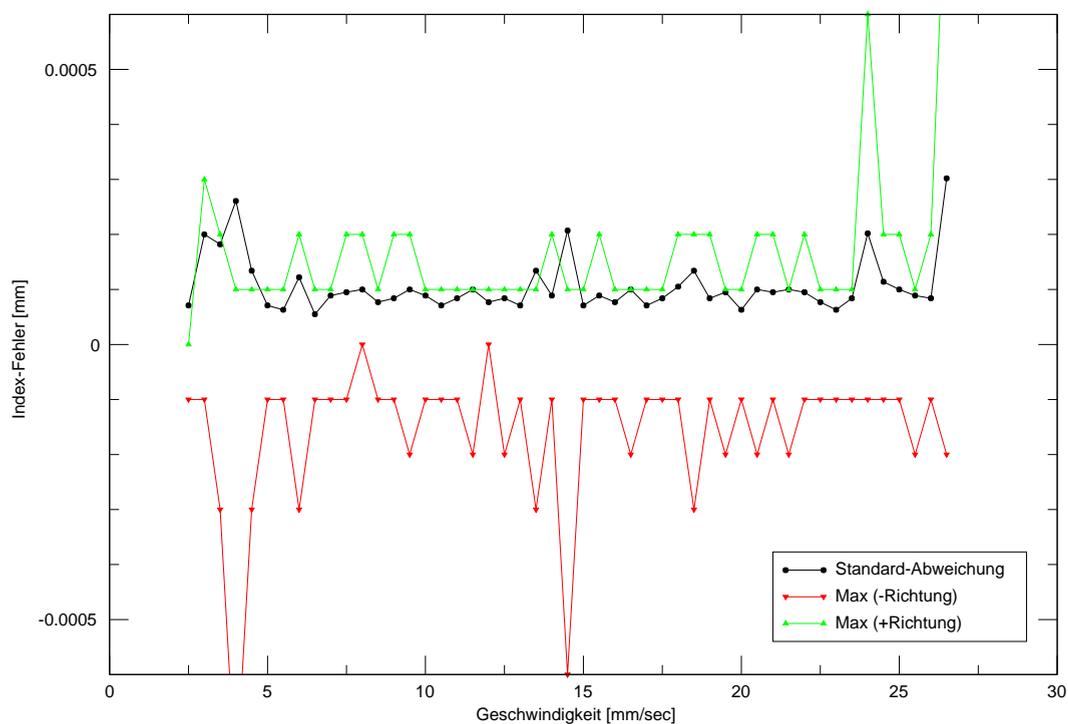
**Abbildung 3.9:** In 12002 Positionierungsversuchen wurde die Soll- und Ist-Position nach Beendigung des Verfahrkommandos verglichen. Dargestellt ist die maximale sowie die mittlere Abweichung von der Sollposition in Abhängigkeit von der absoluten Sollposition.



**Abbildung 3.10:** Untersuchung der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Positionierfehlers. Man erkennt, dass der Verzählfehler weitgehend unabhängig von der Verfahrgeschwindigkeit ist.

on von ca. 500nm (Abbildung 3.9). Weitere Untersuchungen zeigten, dass die Reproduzierbarkeit von der Geschwindigkeit, mit der der Tisch bewegt wird (Abbildung 3.10), unabhängig ist.

Zur Bestimmung der Absolutposition sind auf dem Maßband zusätzliche Indexmarken angebracht; im Fall des hier untersuchten Tisches befindet sich diese Indexmarke genau in der Mitte zwischen beiden Endpositionen. Fährt man den Tisch an eines der Enden, so kann man einen Index-Suchlauf starten und die Position des Indices als Positions-Referenzmarke verwenden. In der hier gewählten Konfiguration wurde die Index-Marke auch als Nullpunkt gewählt und Absolutpositionen werden relativ zu dieser Indexmarke angegeben. Verschiebungen in positive Richtung bewegen den Tisch vom  $\gamma$ -Detektor weg, in negativer Richtung auf den  $\gamma$ -Detektor hinzu.



**Abbildung 3.11:** Bestimmung des mittleren Verzählfehlers auf einer Wegstrecke von einem halben Meter.

Da es beim Samplen und Interpolieren des Moiré-Musters zu Verzählfehlern kommen kann, wurden mit dem Verschiebetisch nach einer Kalibrierung solange zufällige Positionen angefahren, bis eine Gesamtwegstrecke von einem halben Meter zurückgelegt war. Bei einem abschließenden Indexsuchlauf wurde der Verzählfehler bestimmt indem die gespeicherte Index-Position mit der neuen Index-Position verglichen wurde. Dieser Vorgang wurde bei verschiedenen Geschwindigkeiten von 2.5mm/sec bis 27mm/sec wiederholt. Daraus lässt sich ein Fehler von ca. 200nm auf einer Weglänge von einem Meter ermitteln. Es ist also notwendig bei nachfolgenden Messungen nach einer bestimmten Zahl von Verschiebungen eine Rekalibrierung des Verschiebetischs vorzunehmen.

Zur Steuerung der Verschiebeeinheit wurde eine Software (Dokumentation siehe Anhang A.1) entwickelt, mit der sich alle wichtigen Funktionen bequem steuern lassen.

## 3.4 Das Nachweis-System

Der Nachweis des Positroniumions erfolgt über die dopplerverschobenen  $\gamma$ -Quanten, die bei der Paarvernichtung emittiert werden. Dazu wird ein 12-fach segmentierter stickstoffgekühlter hochreiner Germanium-Detektor<sup>9</sup> verwendet. Die Vorverstärker-Ausgänge des Detektors werden digitalisiert, durch Pulsformanalyse gefiltert und die Daten auf einem Band-Roboter für die spätere Offline-Analyse gesichert.

Die Gründe einen segmentierten Germanium-Detektor mit digitaler Signalauslese für die  $\text{Ps}^-$ -Lebensdauermessung einzusetzen waren folgende:

- Die hohe intrinsische Energie-Auflösung des Ge-Detektors erlaubt eine klare Trennung der dopplerverschobenen 511keV-Linie aus dem Zerfall der voll beschleunigten  $\text{Ps}^-$ -Ionen von denen, die aus der Zerstrahlung der in der Materie abgebremsten und damit in Ruhe annihilierenden Positronen stammen.
- Die digitale Signalauslese erlaubt eine Pulsformanalyse mit der man den Abstand des Hauptwechselwirkungsortes [Gun00] des  $\gamma$ -Quants von der Symetrieachse des Detektors bestimmen kann (siehe auch Abbildung 2.1). Daraus kann der Emissionswinkel  $\theta$  des  $\gamma$ -Quants abgeschätzt werden und es sollte möglich sein die durch den Emissionswinkel  $\theta$  bedingte Dopplerverbreiterung (vgl. Gleichung 2.1) der  $\gamma$ -Linie aus dem Zerfall der voll beschleunigten  $\text{Ps}^-$  zumindest teilweise zu kompensieren. Es sollte damit weiterhin möglich sein, den durch den Ge-Detektor überstrichenen Raumwinkelbereich im Interesse einer optimalen Nachweiswahrscheinlichkeit zu vergrößern ohne an Energieauflösung der Dopplerverschobenen  $\gamma$ -Linie zu verlieren.
- Die Segmentierung erlaubt eine effektive Pile-Up-Unterdrückung.

### 3.4.1 Der Detektor

Germanium-Detektoren eignen sich sehr gut zur energieauflösenden Messung hochenergetischer  $\gamma$ -Quanten (im harten Röntgen-Bereich, bis zu wenigen MeV).

Die drei wichtigsten Prozesse bei der Wechselwirkung von  $\gamma$ -Quanten mit Materie sind Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarerzeugung.

Wird ein  $\gamma$ -Quant von einem an ein Atomkern gebundenen Elektron absorbiert und gewinnt dieses dabei hinreichend Energie um aus dem Potential des Kerns auszutreten, so entsteht in der Atomhülle ein Loch und das Elektron ist nun ein freier Ladungsträger. Dies nennt man den Photoeffekt. Das Elektron gewinnt bei diesem Prozess die Energie

$$E_{e^-} = E_\gamma - V_{e^-}. \quad (3.4)$$

Das verbleibende Ion füllt das entstandene Loch mit Elektronen aus höheren Schalen unter Emission von Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen wieder auf.

Wenn ein  $\gamma$  an einem schwach gebundenen Hüllen-Elektron elastisch streut, dann wird ein Teil der Energie vom  $\gamma$  an das Elektron übertragen. Die Energie des Photons nach dem Stoß ist gegeben durch die Comptonformel

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.5)$$

---

<sup>9</sup>Leihgabe der Miniball Kollaboration

(unter Vernachlässigung der Bindungsenergie  $V_{e^-}$  des Elektrons) und das Elektron erhält die kinetische Energie

$$E_{e^-} = E_\gamma - E'_\gamma - V_{e^-}. \quad (3.6)$$

Wenn die Energie des  $\gamma$ -Quants 1.022MeV übersteigt, wird ein weiterer Prozess möglich, die Paarerzeugung. Bei diesem Prozess wird das Photon in ein Positron und ein Elektron umgewandelt. Aus Gründen der Impulserhaltung kann dies aber nur stattfinden, wenn ein schwerer Kern den Rückstoßimpuls aufnehmen kann.

Bei diesen drei Prozessen entstehen Elektronen (bzw. Elektronen und Positronen) mit hohen kinetischen Energien. Diese können nun mit anderen Atomen stoßen und aus deren Atomhülle weitere Elektronen auslösen. Da die Bindungsenergien der äußeren Hüllenelektronen sehr viel kleiner sind (in der Größenordnung von wenigen eV), entstehen so üblicherweise einige hunderttausend bis Millionen Elektron-Lochpaare. Ein elektrostatisches Feld, das über das Detektormaterial angelegt wird kann dann die Elektronen an der Anode und die Löcher an der Kathode sammeln. Wird die  $\gamma$ -Energie — im Allgemeinen in mehreren Schritten — vollständig im Detektorvolumen absorbiert, dann ist die an der Anode, bzw. Kathode gesammelte Ladungsmenge proportional zur  $\gamma$ -Energie.

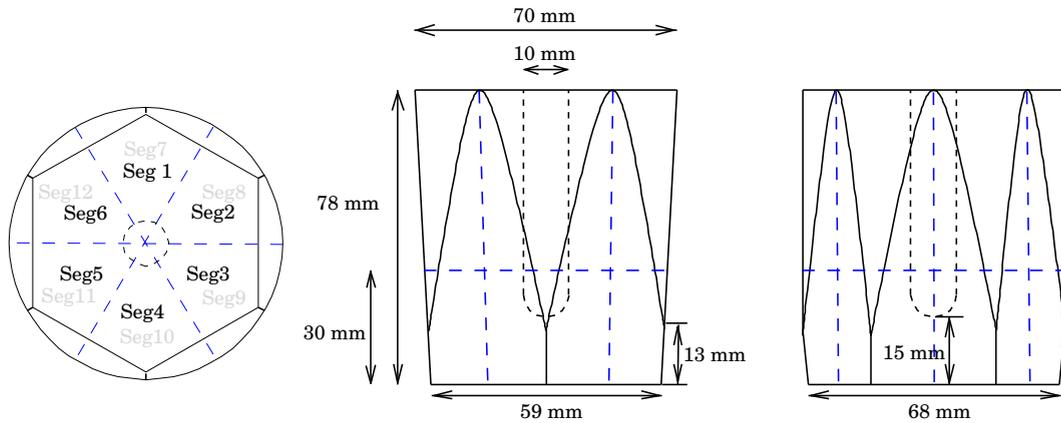
Wird als Absorber-Material ein p-n-dotierter Halbleiter gewählt und dieser als Diode in Sperrichtung betrieben, dann wird bei jedem absorbierten  $\gamma$ -Quant ein kurzer Strompuls erzeugt, der in einem Vorverstärker zu einem der gesammelten Ladung proportionalen Signal integriert werden kann.

Der in diesem Experiment verwendete Detektor ist eine Kristall aus hochreinem Germanium, der von der Miniball-Kollaboration zur Verfügung gestellt wurde und stellt eine Modifikation der bei REX-ISOLDE verwendeten sechsfach segmentierten Kristalle dar [Gun00]. Seine Geometrie ist schematisch in Abbildung 3.12 dargestellt. Von einem 78mm langen Germanium-Zylinder wurde seitlich Material abgetragen, so dass ein sechseckiger Pyramidenstumpf entsteht. Da die Kristall-Form für die Euroball-Experimente entwickelt worden ist, in der die einzelnen Kristalle zu einer Kugelschale angeordnet waren, ist sie ein Kompromiss aus geringem Materialverlust und maximaler Raumwinkelabdeckung. Von hinten wurde in den Kristall eine Bohrung für die Anode eingefügt (Core-Kontakt). Die Vorder- und Seitenflächen des Kristalls bilden die Kathode, die in insgesamt zwölf Segmente eingeteilt ist. Die Grenze zwischen den vorderen und den hinteren Segmenten verläuft bei 30mm (von vorne betrachtet). Der Verlauf des elektrostatischen Feldes ist in den vorderen Segmenten schwer zu beschreiben, da die Bohrung für den Core den Detektor nicht vollständig durchdringt. In den hinteren Segmenten kann dagegen das Feld als nahezu zylinderförmig angenommen werden.

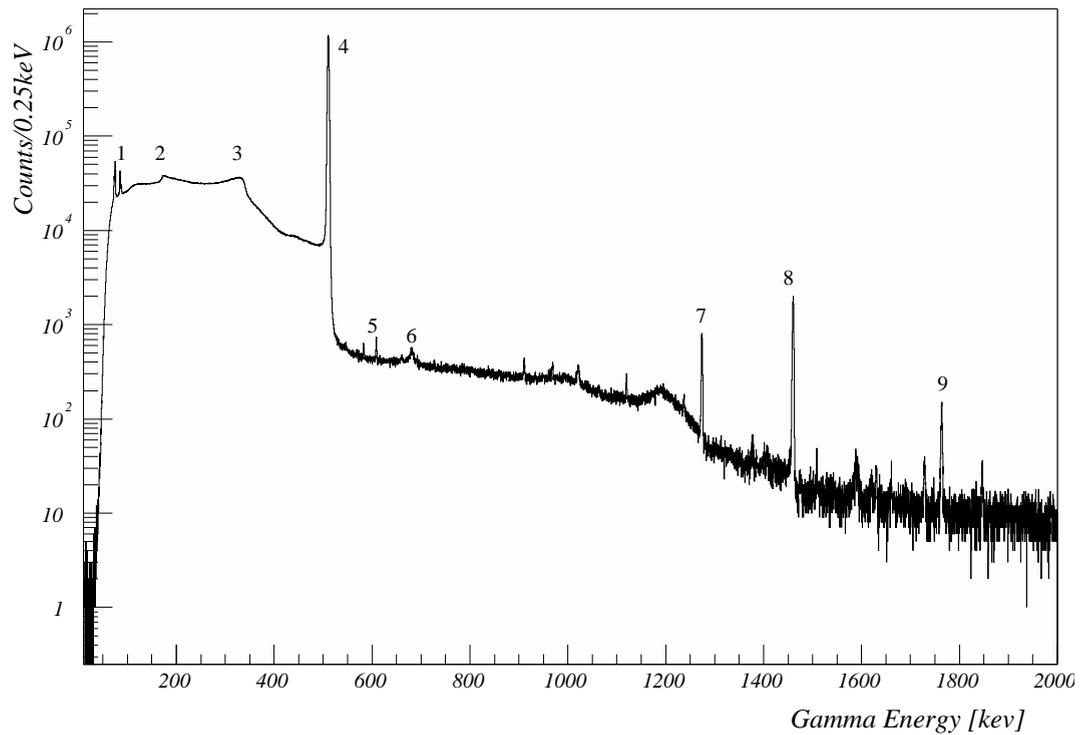
Der Kristall ist direkt in eine evakuierte Aluminiumkapsel eingeschweißt, aus der das Core- als auch die zwölf Segmentsignale einzeln herausgeführt sind.

Die Energieauflösung des Detektors ist davon abhängig wie effektiv die entstandenen Ladungsträger zu den Elektroden transportiert werden. Durch Rekombination von Elektron-Loch-Paaren, oder durch Einfang an Gitterdefekten entstehen dabei Verluste. Es ist offensichtlich, dass die Trennung und das Einsammeln der freien Ladungsträger umso effizienter ist, umso höher das angelegte elektrische Feld ist. Das Feld lässt sich jedoch nicht unbegrenzt steigern, da Halbleiter nur eine endliche Durchschlagfestigkeit besitzen. Für den hier verwendeten Detektor wurde daher eine Betriebsspannung von 4kV gewählt, bei dieser wird die 1.33MeV-Linie von  $^{60}\text{Co}$  mit 2.3keV aufgelöst.

Da die intrinsischen Ladungsträger (insbes. durch Schrotrauschen) bei diesen Span-



**Abbildung 3.12:** Schema des 12-fach segmentierten Miniball-Detektors, in zwei Ebenen sind jeweils sechs Segmente angeordnet. Die Segmentgrenzen sind durch die blau gestrichelten Linien angedeutet.



**Abbildung 3.13:** Core-Spektrum bei einer Beschleunigungsspannung von 3.9kV und einem Abstand zwischen Gitter und DLC-Folie von 2.77mm. 1) Röntgenlinien von Blei 2) Rückwärts emittierte  $\gamma$ s werden durch Compton-Streuung um  $180^\circ$  in den Detektor zurückgestreut. 3) Comptonkante. 4) 511keV aus der  $e^+$ -Annihilation. 5) Untergrund-Linien 570keV [ $^{207}\text{Pb}$ ], 583keV [ $^{208}\text{Tl}$ ], 609keV [ $^{214}\text{Bi}$ ]. 6) Pileup aus 2 und 4. 7) Abrengung des  $^{22}\text{Ne}$ -Kerns (1275keV). 8)  $^{40}\text{K}$  Ka (1460keV). 9)  $^{214}\text{Bi}$  (1765keV).

nungen jedoch einen signifikanten Beitrag zum Stromfluss im Kristall liefern würden ist eine Kühlung des Detektors notwendig. Dazu ist der Kristall auf einen Kühlfinger aus Kupfer montiert, der in einen Stickstoff-gefüllten Dewar hineinreicht. Der Dewar hat ein Fassungsvermögen von sechs Litern und wird automatisch aus einem 100l großen Vorratsbehälter im fünf-Stunden-Takt befüllt.

Um den Kristall nicht durch Fehler im Befüllsystem zu gefährden wird dessen Temperatur durch eine Widerstandsmessung an einem Pt100-Element überwacht. Überschreitet die Temperatur eine gewisse Schwelle, so wird die Hochspannung kontrolliert heruntergefahren.

**Abschirmung.** Da der Raumuntergrund einen großen Beitrag zum  $\gamma$ -Spektrum liefert, was besonders an der mittlerweile schwachen  $\beta^+$ -Quelle liegt, ist die Abschirmung besonders wichtig. Dazu wurde die Detektor-Kapsel mit einem 5cm dicken Bleimantel umgeben.

Trifft ein  $\gamma$ -Quant auf einen Bleiziegel und wird darin absorbiert, so findet dies zu einem deutlichen Anteil durch Photoeffekt statt. Die Lücke im hinterbliebenen angeregten Bleiatom wird aus den höheren Schalen besetzt und dabei Röntgen-Strahlung emittiert. Da ein Teil dieser Röntgenstrahlung wieder vom Detektor nachgewiesen wird, wurden (in dieser Reihenfolge) Folien aus Kupfer und Blei um die Kapsel gewickelt. Die Überlegung dabei ist, dass die charakteristische Röntgenstrahlung der äusseren Folie durch die folgende innere Folie mit geringerer Kernladungszahl  $Z$  abgeschirmt wird. Den innersten Teil dieser Abschirmung stellt die Aluminium-Kapsel des Detektors selbst dar. Trotz dieser Maßnahmen sind in Abbildung 3.13 die Röntgen-Linien von Blei deutlich zu erkennen.

### 3.4.2 Das Auslesesystem

Die Ausgänge der die Stromimpulse der 12 Segmente und des Cores des Detektors integrierenden Vorverstärker werden über vier kommerziell erhältliche CAMAC-Module vom Typ DGF4C, hergestellt von X-Ray Instrumentation Associates Inc. (XIA), ausgelesen. Diese Module besitzen je vier Eingänge und digitalisieren die Signale mit einer Samplingrate von 40MHz. Anschließend werden die Daten mittels eines FPGA<sup>10</sup> gefiltert (besonders um eine gute Energieauflösung zu erhalten) und eine Pulsformanalyse durchgeführt [Lau01].

Die Energieauflösung für die am Core-Kontakt abgegriffenen Ladungsimpulse beträgt ca.  $1.95\text{keV}$  bei  $E_\gamma \approx 550\text{keV}$ ; für die Signale der Segmentkontakte werden für  $550\text{keV}$   $\gamma$ -Quanten Energieauflösungen von besser als  $1.9\text{keV}$  erreicht.

Durch eine Pulsformanalyse wird die Startzeit  $T_0$  und die Zeit bis zum steilsten Anstieg des Ladungssignals  $T_{\text{slope}}$  bestimmt. Deren Differenz ist die Driftzeit  $T$  der Elektronenwolke, in der diese vom Entstehungsort zur Elektrode wandert und damit ein Maß für den Abstand des Ortes der Hauptwechselwirkung des  $\gamma$ -Quants vom Core-Kontakt. Dieser Zusammenhang, der auf dem starken Anstieg des Stromsignals kurz vor dem Erreichen der Elektronen am Corekontakt und dem darauffolgenden Verschwinden des Elektronenbeitrags zum Stromsignal beruht, wurde detailliert in [Gun00, Lau01, Fit02] untersucht. Abbildung 3.15 zeigt zur Erläuterung die Ladungs- und die daraus durch Differentiation abgeleiteten Strompulse für zwei extreme Abstände.

<sup>10</sup>Field Programmable Gate Array, eine frei programmierbare Matrix von Logik-Gattern.

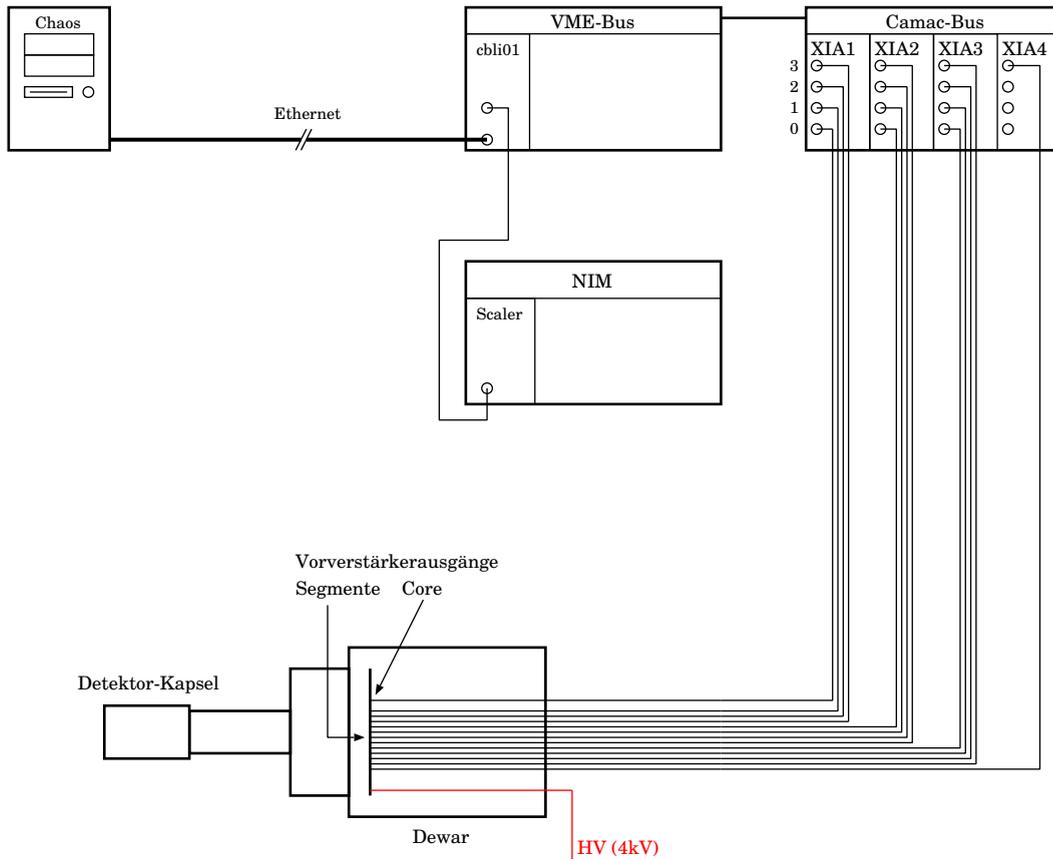


Abbildung 3.14: Datenaufnahme-System.

Für einen  $\gamma$ -Nachweis nahe am Core ist die Driftzeit der Elektronen sehr kurz; wird das Photon nahe der Segmentkontakte des Detektors nachgewiesen, so ist die Laufzeit der Elektronenwolke maximal.

In guter Näherung [Gun00, Lau01] ist die Driftzeit  $T$  der Elektronen nahezu linear mit dem Abstand  $r$  der (Haupt-)Wechselwirkung des  $\gamma$ -Quants von der Symetrieachse des Detektors verknüpft, d.h.  $r$  ist durch

$$r = c_0 + c_1 T \quad (3.7)$$

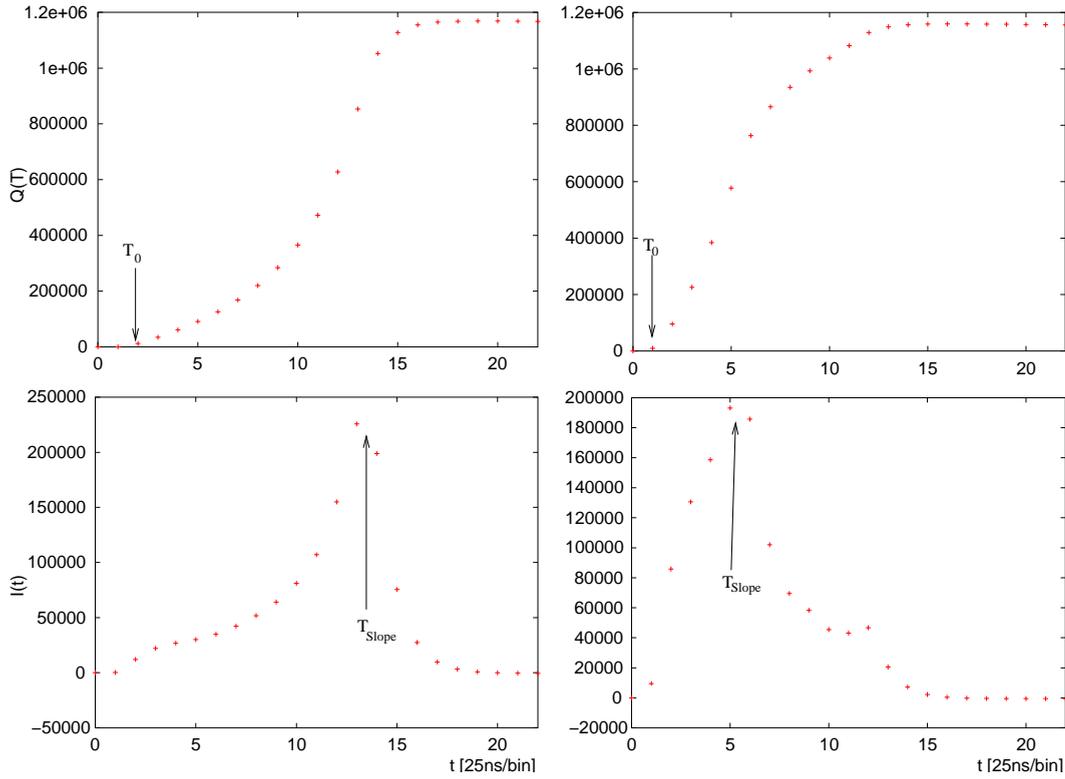
gegeben. Die XIA-Karten und die darauf installierte Pulsformanalyse [Lau01] stellen die Startzeit  $T_0$  und  $T_{\text{Slope}}$  zur Verfügung und die Driftzeit bestimmt sich daraus durch

$$T = T_{\text{Slope}} - T_0. \quad (3.8)$$

Abbildung 3.16 zeigt für verschiedene Eventpattern die Driftzeitspektren  $P(T)$  für die unverschobene 511keV-Linie aus der (isotropen) Zerstrahlung der Positronen, die in der Kohlenstoffolie, dem Gitter  $G_1$  oder in den entsprechenden Halterungen zur Ruhe gekommen sind.

Anhand einer einfachen geometrischen Überlegung lassen sich die Parameter  $c_0$  und  $c_1$  zur Radiusbestimmung mit hinreichender Genauigkeit folgenderweise herleiten.

Die Emission der 511keV-Gamma-Quanten geschieht isotrop, daher ist  $Q(\theta) \propto 2\pi \sin \theta$  die Wahrscheinlichkeit, dass ein  $\gamma$  unter dem Winkel  $\theta$  und  $\theta + d\theta$  emittiert wird.

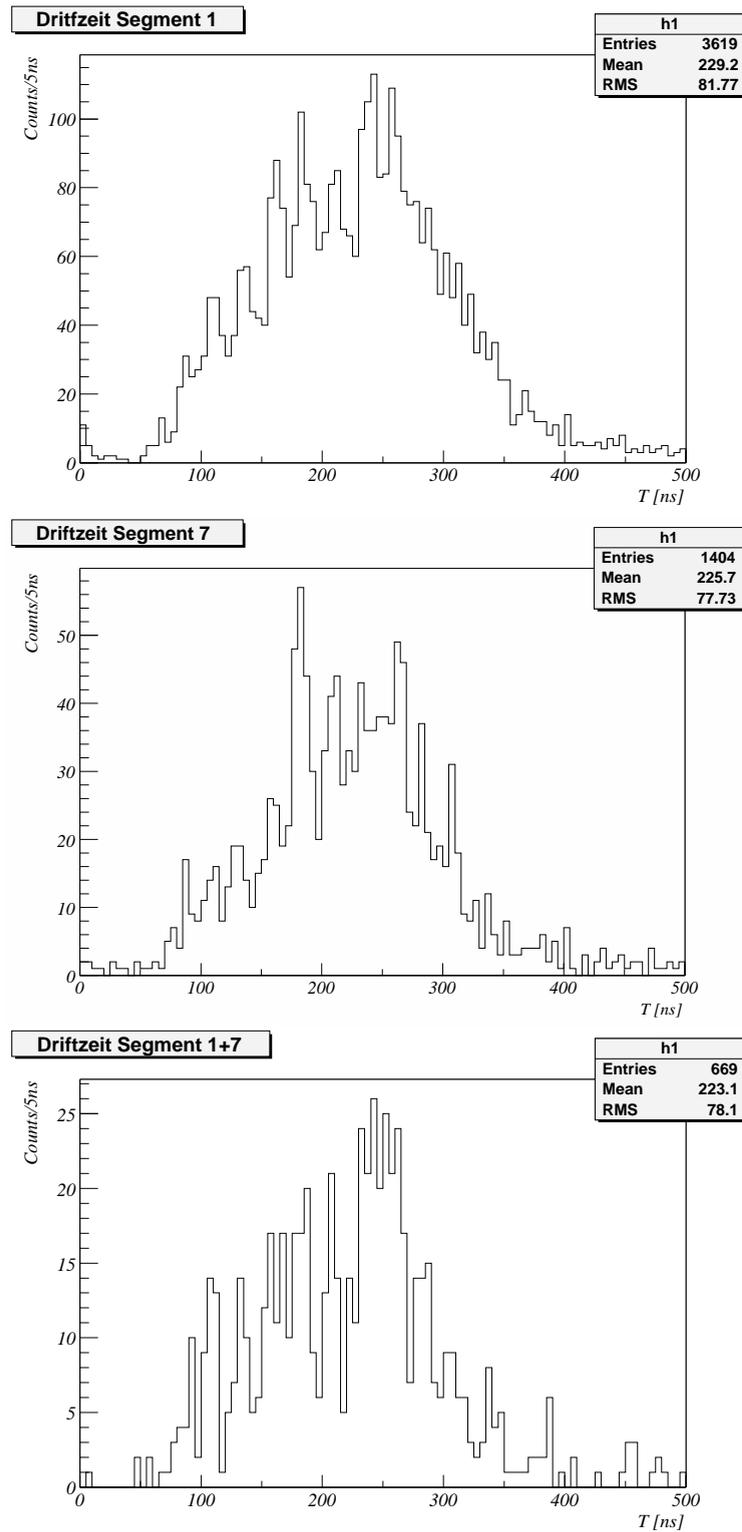


**Abbildung 3.15:** Die am Core-Kontakt gemessenen Ladungssignale (oben) und die daraus abgeleiteten Stromsignale (unten) für zwei bei unterschiedlichen Abständen vom Core-Kontakt erfolgten  $\gamma$ -Events, aufgetragen als Funktion der Zeit (in 25ns-Schritten). Links ist ein Event bei großem Einschuss-Radius  $r$ , rechts ein Event nahe am Core gezeigt. Die Zeit  $T_0$  wird durch Extrapolation der Steigungsgeraden des Ladungssignals auf den Nulldurchgang durch die Baseline bestimmt.  $T_{\text{Slope}}$  wird aus dem Nulldurchgang der Ableitung der Stromkurve bestimmt, aus der Bedingung  $dI/dt = 0$  wird  $T_{\text{Slope}}$  ermittelt.

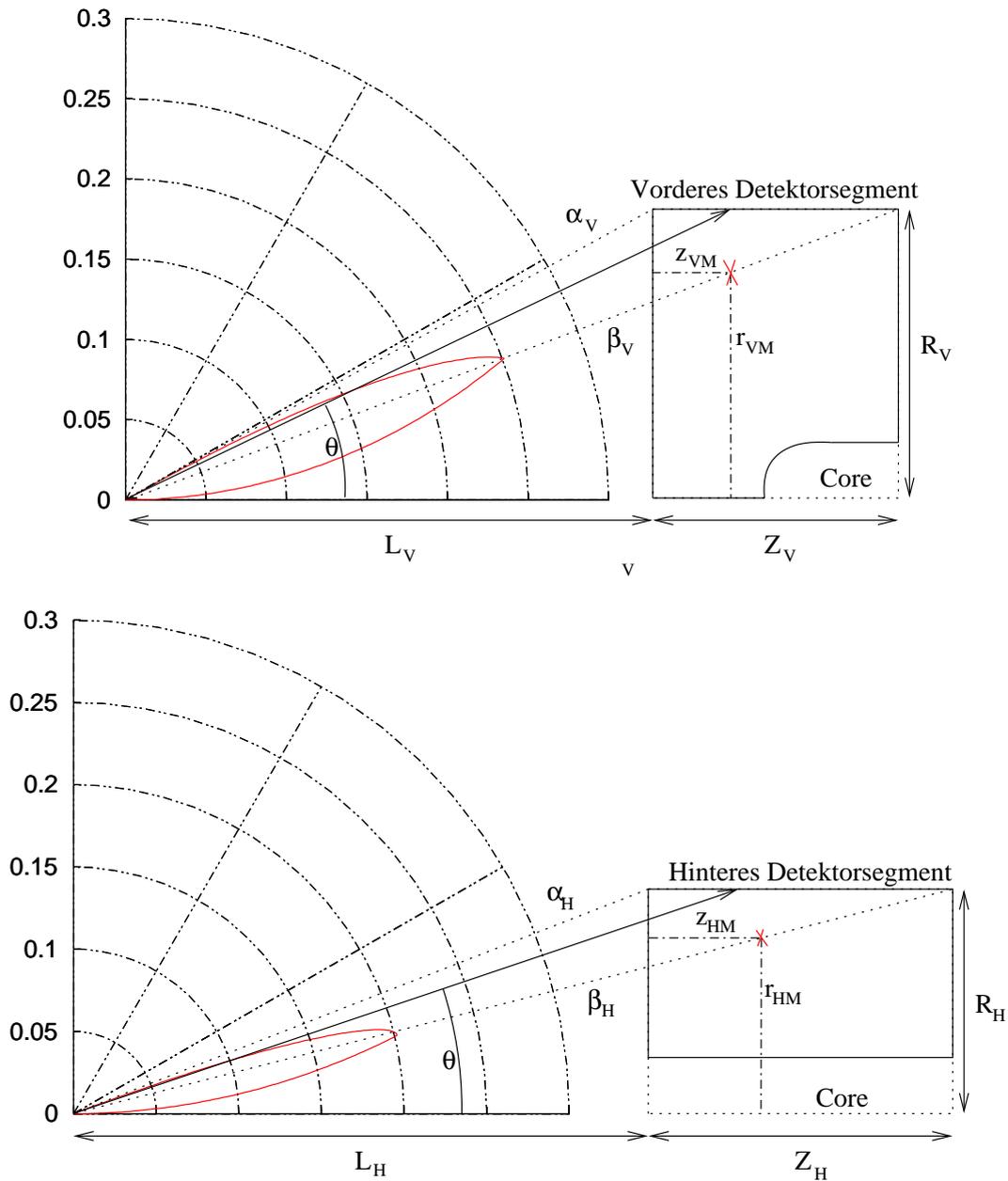
Die Absorptionswahrscheinlichkeit  $U$  für ein Photon in einem Ge-Detektor der Dicke  $x$  ist

$$U = 1 - \exp(-\mu x). \quad (3.9)$$

mit  $\mu = 1/25\text{mm}$  für  $E_\gamma \approx 500\text{keV}$ . Die Dicke  $x$  ist in der vorliegenden Geometrie selbst eine Funktion des Winkels. Für die Geometrie der vorderen Segmente wird in der folgenden Betrachtung der Ge-Kristall in erster Näherung als Zylinder mit Radius  $R_V = 32.8\text{mm}$  und der Höhe  $Z_V = 30\text{mm}$  angenommen. Der hintere Teil des Detektors wird als Zylinder mit einem Radius  $R_H = 35\text{mm}$  und einer Länge  $Z_H = 48\text{mm}$  Länge angenommen. Die Abstände  $L_V$  und  $L_H$  wurden abgeschätzt zum Abstand der Segmentfrontfläche vom Gitter  $G_2$ , abzüglich des Erwartungswerts für die Reichweite der voll beschleunigten  $\text{Ps}^-$ ,  $L_V = 57.5\text{mm}$  und  $L_H = 87.5\text{mm}$ . Die Gesamtwahrscheinlichkeit  $W(\theta) = Q(\theta) \cdot U(\theta)$ , dass das  $\gamma$  unter einem Winkel  $\theta$  nachgewiesen wird ist



**Abbildung 3.16:** *Typische Driftzeiten  $P(T)$  für 511keV-Linie aus der Positronenstrahlung bei verschiedene Event-Pattern. Oben: nur das vordere Segment 1, mitte: nur das hintere Segment 7, unten: beide Segmente 1 und 7 haben bei einem Ereignis angesprochen.*



**Abbildung 3.17:** Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit  $W(\theta)$  ein unter dem Winkel  $\theta$  emittiertes Photon im Detektor nachzuweisen. Formel 3.10 ist hier mit der Geometrie für die vorderen (oben) und hinteren (unten) Segmente in einem Polarplot dargestellt. Das rote Kreuz markiert den wahrscheinlichsten Wechselwirkungspunkt im Maximum der  $W(\theta)$ -Verteilung.

	$\theta_{\max}$	$c_0$ [mm]	$c_1$ [mm/ns]
Vorne	20.56°	2.5	0.084
Hinten	15.63°	5.0	0.082

**Tabelle 3.1:** Parameter zur Radiusbestimmung durch Pulsformanalyse nach Gleichung 3.7

dann proportional zu

$$W(\theta) \propto \begin{cases} (1 - e^{-\mu z / \cos \theta}) \cdot \sin \theta & : \theta < \beta \\ \left(1 - e^{-\mu \cdot \frac{R(1 - \frac{\tan \theta}{\tan \alpha})}{\sin \theta}}\right) \cdot \sin \theta & : \theta \in [\beta, \alpha] \\ 0 & : \theta > \alpha \end{cases} \quad (3.10)$$

Diese Funktion ist in den Abbildungen 3.17 für jeweils die vorderen und hinteren Segmente des Detektors dargestellt. Für beide Fälle wurde die Bohrung in der Mitte des Detektors nicht explizit in  $W$  mit berücksichtigt.

Es wurde kein Versuch unternommen, die gemessenen Driftzeitspektren mit Hilfe der Funktion  $W(\theta)$  anzupassen. Vielmehr wurden die Eichparameter  $c_0$  und  $c_1$  (siehe 3.7) wie folgt bestimmt:

**Vordere Segmente:** Das Maximum für  $W(\theta)$  liegt bei  $\theta_{VM} = \beta_V = 20.6^\circ$ . Für 511keV  $\gamma$ -Quanten liegt die mittlere Eindringtiefe unter diesem Winkel bei  $z_{VM} = 11.4\text{mm}$  (abgeschätzt nach Formel 4.4), der Abstand von der Mittellinie beträgt damit  $r_{VM} = 24.5\text{mm}$ . Dieser Radius wird der Driftzeit zugeordnet, in dem die über alle vorderen Segmente gemittelte  $P(T)$ -Verteilung ihr Maximum hat ( $T_{VM} = 260\text{ns}$ ). Für  $T = 0$  sollte der mittlere Abstand  $r$  zwischen 0 und dem Radius der Core-Bohrung von 5mm liegen; es wird  $r = 2.5\text{mm}$  angenommen. Die daraus folgenden Parameter für  $c_0$  und  $c_1$  sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

**Hintere Segmente:** Das Maximum für  $W(\theta)$  liegt bei  $\theta_{HM} = \beta_H = 14.2^\circ$ . Für  $\theta_{HM}$  und  $E_\gamma = 511\text{keV}$  findet man nach Formel 4.4  $z_{HM} = 14.0\text{mm}$ , bzw.  $r_{HM} = 27.3\text{mm}$ . Diesem Radius wird die Driftzeit  $T = 260\text{ns}$  zugeordnet, bei der die über die hinteren Segmente gemittelten  $P(T)$ -Verteilungen ihr Maximum haben. Für  $T = 0$  wird  $r = 5\text{mm}$  angenommen. Die daraus folgenden Parameter  $c_0$  und  $c_1$  sind wiederum in Tabelle 3.1 angegeben.

Da die Driftzeit-Eichungen für die vorderen und die hinteren Segmente sehr ähnlich sind, wird für den Fall, dass ein vorderes Segment gemeinsam mit dem zugehörigen hinteren Segment anspricht, die Eichung der vorderen Segmente angewendet.

Unter Berücksichtigung des schrägen Einfalls der  $\gamma$ -Quanten und der intrinsischen Radiusauflösung von  $\pm 4\text{mm}$  [Gun96] und des endlichen  $\text{Ps}^-$ -Strahldurchmessers von  $\pm 3.5\text{mm}$ , erwartet man z.B. für  $\gamma$ -Quanten, die unter dem Winkel  $\theta = 20.6^\circ$  einfallen und in einem der vorderen Segmente nachgewiesen werden, eine Winkelauflösung von etwa  $\Delta\theta = \pm 7^\circ$ . Dies führt bei  $\beta = 0.07$  gemäß Gleichung 2.1 zu einer Verbreiterung der Dopplerkorrigierten 511keV-Linie von etwa  $\pm 1.3\text{keV}$ , und ist damit von vergleichbarer Größenordnung wie die intrinsische Energieauflösung von  $\pm 0.83\text{keV}$  (FWHM = 1.9keV) für 500keV  $\gamma$ -Quanten.



# Kapitel 4

## Analyse und Ergebnisse

### 4.1 Simulation

Die Bestimmung der Fläche im  $\text{Ps}^-$ -Peak hängt wesentlich davon ab, wie gut die Linienform verstanden ist. Wie die Messungen in [Mil81], [Mil83] und [Fle01] zeigen ist die Linienform nicht trivial zu beschreiben und stark asymmetrisch. Zusätzlich werden die gemessenen Spektren von der 511er-Linie aus der Positron-Annihilation und den Untergrundlinien dominiert, so dass die Bestimmung der ohnehin sehr schwachen  $\text{Ps}^-$ -Linie weiter limitiert wird durch die Kenntnis des Untergrunds.

Um ein Verständnis für das System zu entwickeln war es daher notwendig eine Simulation des Experiments mittels Geant4<sup>1</sup> zu erstellen. In der Simulation ist die Experimentierkammer, der Detektor und die Blei-Abschirmung um den Detektor enthalten. Die Zerfälle des Positroniums wurden nicht direkt beschrieben, vielmehr wurde die Gamma-Strahlung des Zerfalls simuliert. Der C++-Code zur Beschreibung des Vertices ist im Anhang A.2 wiedergegeben.

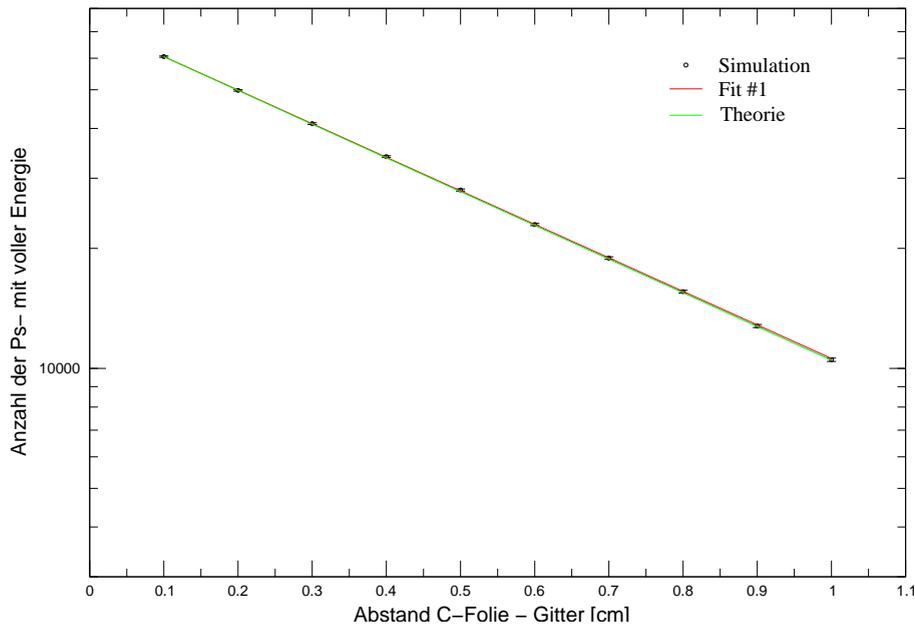
In der Simulation muss berücksichtigt werden,

- dass bereits innerhalb der Beschleunigungsstrecke ein Teil der erzeugten  $\text{Ps}^-$  zerfällt (als Lebensdauer wurde hier 0.48ns verwendet, wie sie in [Mil83] gemessen wurden),
- die  $\gamma$ -Quanten im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens zwar isotrop emittiert werden, zur Beschreibung des Zerfalls im Laborsystem aber entsprechende Lorentztransformationen durchgeführt werden müssen.
- die  $\text{Ps}^-$  sich relativ zum Detektor bewegen und der Detektor daher einen veränderlichen Raumwinkel aufspannt, je nach Entfernung des Zerfalls-Vertices vom Detektor,
- dass die Geschwindigkeit der  $\text{Ps}^-$  in der Größenordnung von wenigen Prozent der Lichtgeschwindigkeit liegt, und daher relativistisch gerechnet werden muss.

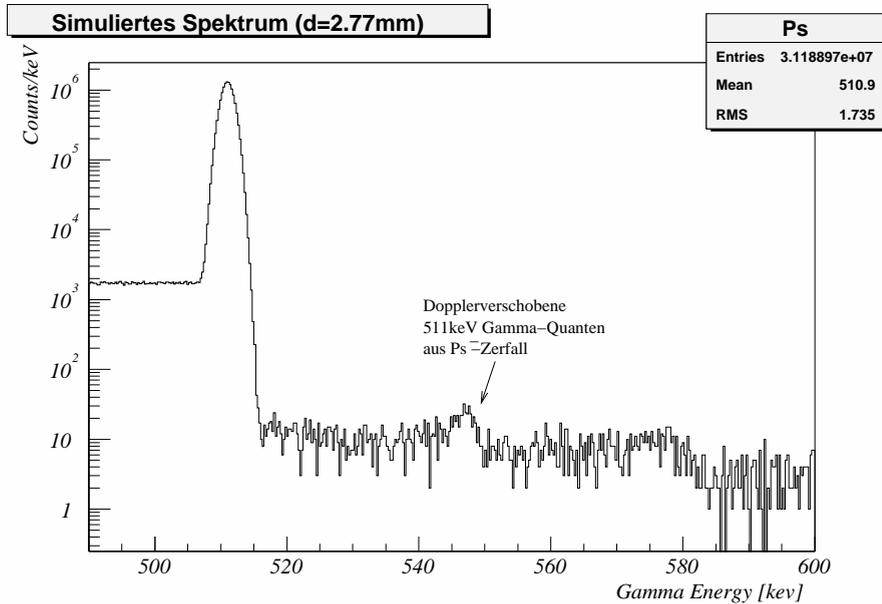
**Ergebnisse der Simulation** Zunächst wurde ein Konsistenztest der Simulation durchgeführt. Dazu wurden für unterschiedliche Abstände von  $F_C$  zu  $G_2$  die Zahl der  $\text{Ps}^-$ -Events bestimmt, die die volle Beschleunigung erfahren haben. Diagramm 4.1 stellt das

---

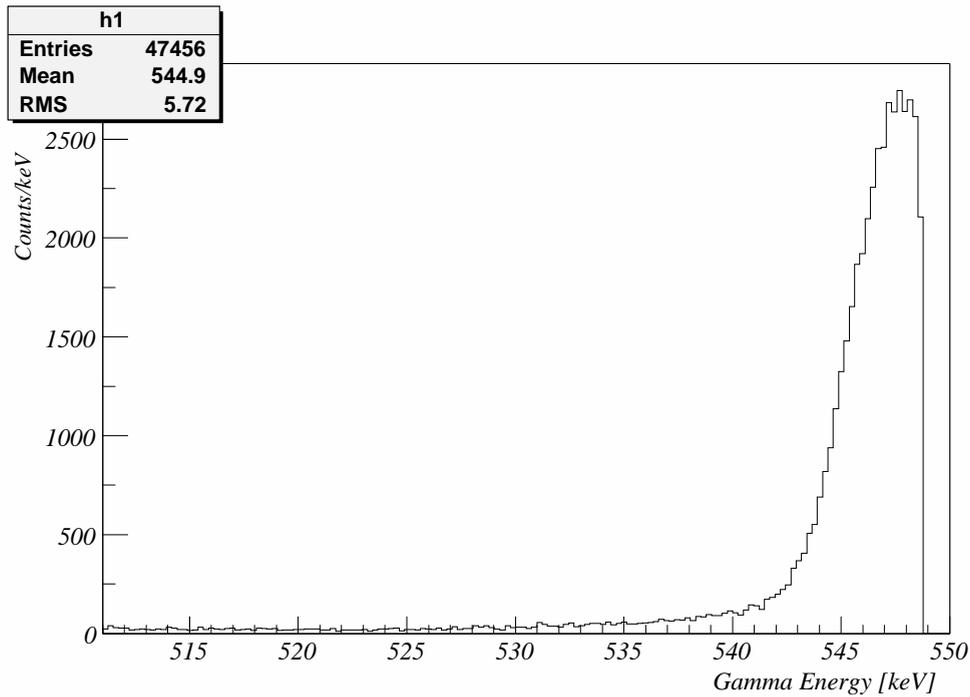
<sup>1</sup><http://geant4.web.cern.ch/geant4/>



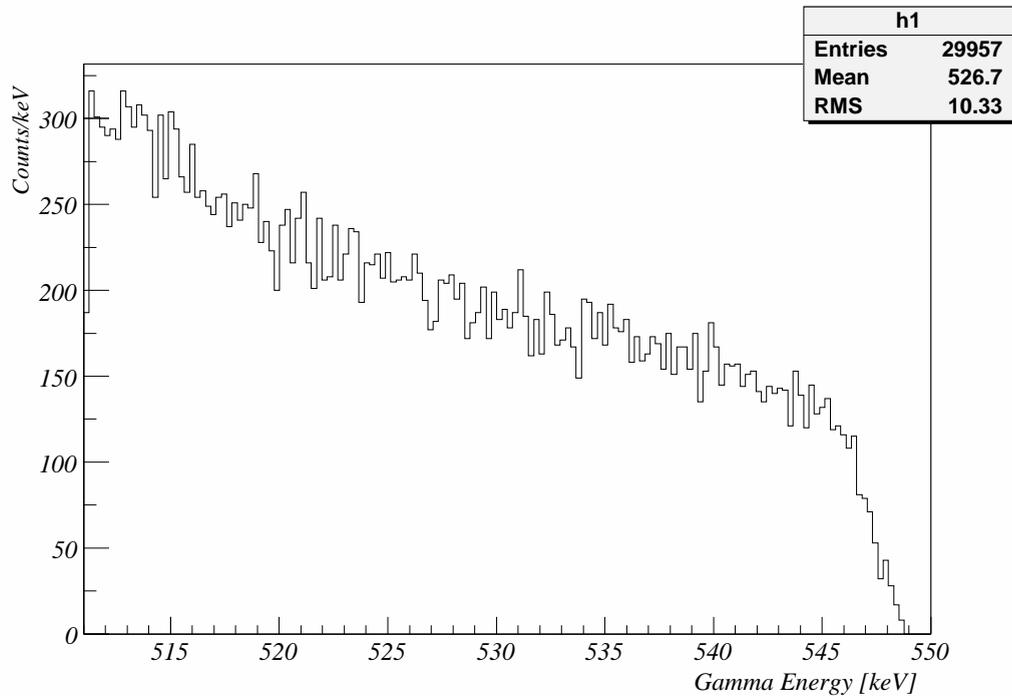
**Abbildung 4.1:** Die Simulation wurde bei einer Spannung  $U = 3.9\text{kV}$  und einem Abstand zwischen Detektor und Gitter  $G_2$  von  $96\text{mm}$  durchgeführt. Für jeden Abstand wurde die gleiche Anzahl an  $\text{Ps}^-$ , dargestellt ist die Zahl der im Ge-Detektor nachgewiesenen  $\gamma$ -Quanten aus Zerfällen, die aus Zerfällen des  $\text{Ps}^-$  innerhalb des Feldfreien Raums des Faraday-Käfigs stattfanden.



**Abbildung 4.2:** Simuliertes  $\gamma$ -Spektrum, der Abstand Folie-Gitter betrug hierbei  $2.77\text{mm}$ , der Abstand Detektor-Gitter  $G_2$  war  $62.6\text{mm}$ ,  $U = 3.9\text{kV}$ . Insgesamt wurden  $1.5 \times 10^8$  Teilchen, mit einem Verzweungsverhältnis  $\text{Ps}:\text{Ps}^-$  von  $10000:1$  erzeugt. Der Beitrag oberhalb des  $\text{Ps}^-$ -Peaks stammt aus Pile-Up, der durch rückgestreute  $\gamma$ s oder durch im Blei erzeugten Röntgen- $\gamma$ s stammt. Der Raumuntergrund wurde in diesem Simulationslauf nicht mitberücksichtigt.



**Abbildung 4.3:** Simulation des im Ge-Detektor nachgewiesenen  $\gamma$ -Spektrums aus dem Zerfall der voll beschleunigten  $Ps^-$  innerhalb des Faraday-Zylinders. Bei dieser Simulation wurden ausschließlich  $Ps^-$  erzeugt und die intrinsische Detektoraufösung vernachlässigt. Die Parameter für diesen Simulationslauf waren  $U = 3.9\text{kV}$ ,  $d = 2.77\text{mm}$  und Abstand  $G_2$ -Detektor =  $62.6\text{mm}$



**Abbildung 4.4:** Gamma-Energien bei Zerfällen von  $Ps^-$  innerhalb der Beschleunigungsstrecke. Die Daten stammen aus dem selben Simulationslauf wie in Abbildung 4.3

Ergebnis dar. Die simulierten Ergebnisse stimmen sehr gut mit der Theorie (grüne Kurve) überein, man erkennt einen exponentiellen Abfall der simulierten Zählrate für voll beschleunigte  $\text{Ps}^-$ , die nach Formel 2.7 exponentiell abfällt.

In einem weiteren Simulationslauf (Abbildung 4.2) wurden  $1.5 \times 10^8$  Positronen beobachtet. In der Simulation enthalten ist der Aufbau innerhalb der Experimentierkammer, die Experimentierkammer selbst, die Bleiabschirmung um den Detektor (je 5cm an den Seitenflächen und der Rückseite des Detektors) und die Aluminiumkapsel mit dem Ge-Kristall. Der Raumuntergrund wurde in dieser Simulation nicht betrachtet. Das Verzweigungsverhältnis Positronium zu  $\text{Ps}^-$  wurde auf 10000 : 1 festgelegt. Man erkennt unterhalb der 511keV-Linie einen Beitrag von  $\gamma$ -Quanten, die durch Compton-Effekt aus dem Detektor herausgestreut, oder aus der Bleiabschirmung in den Detektor hineingestreut wurden. Oberhalb der 511keV-Linie findet man einen deutlichen Beitrag an Pile-Up, der dadurch entsteht, dass bei der Paarvernichtung zwei  $\gamma$ -Quanten erzeugt werden, von denen das in Rückwärtsrichtung emittierte  $\gamma$ -Quant nun durch Compton-Effekt in Vorwärtsrichtung zurückgestreut und vom Detektor nachgewiesen werden kann. Die dopplerverschobene Linie von  $\gamma$ -Quanten, die beim Zerfall voll beschleunigter  $\text{Ps}^-$  entstehen ist im Bereich von 548 bis 550keV gut zu erkennen. Das Intensitätsverhältnis von 511keV-Linie zum hochenergetischen “Untergrund” ist ungefähr  $10^5$  : 1.

In der Abbildung 4.3 ist das  $\gamma$ -Spektrum aus reinen  $\text{Ps}^-$ -Zerfällen bei unendlich hoher Detektoraufösung dargestellt. Die Verbreiterung des Peaks kommt durch die Dopplerverschiebung aufgrund der unterschiedlichen Emissionswinkel  $\theta$  zustande. Die Abbildung 4.4 zeigt das  $\gamma$ -Spektrum aus den Zerfällen innerhalb der Beschleunigungsstrecke aus der gleichen Simulation ( $U = 3.9\text{kV}$ ,  $d = 2.77\text{mm}$ ). Am Verhältnis der Gesamtanzahl der Ereignisse in beiden Spektren von ungefähr 5 : 3 erkennt man, dass bei gemessenen Spektren ein deutlicher Beitrag im Spektrum durch die Zerfälle innerhalb der Beschleunigungsstrecke zustande kommt.

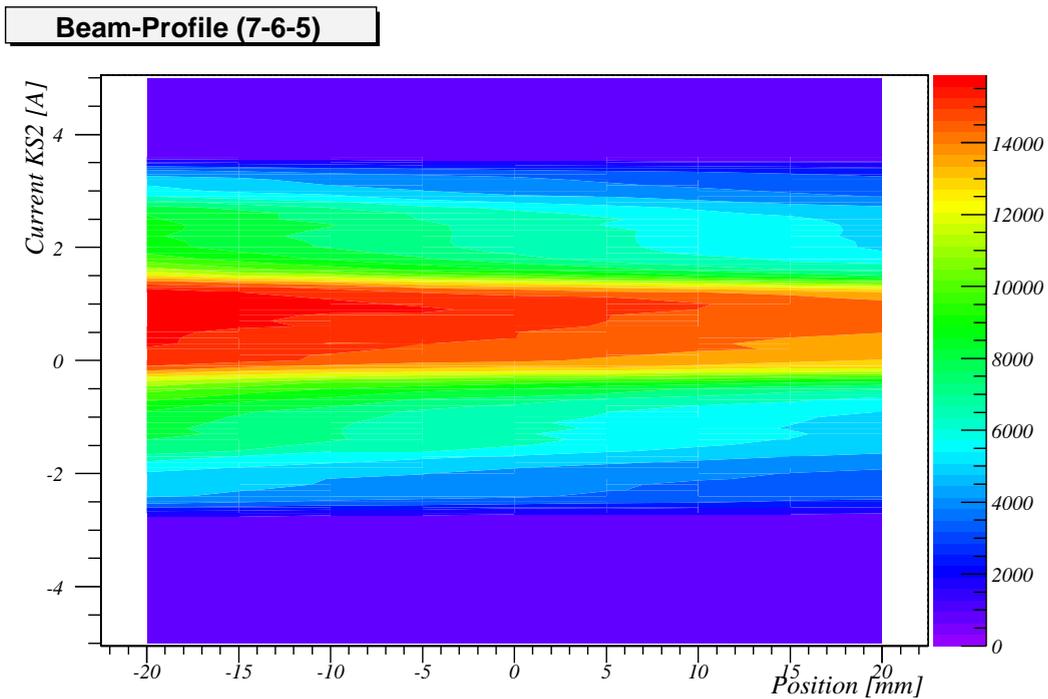
Untersucht wurde die Linienform des  $\text{Ps}^-$ -Peaks für unterschiedliche Abstände Detektor—Experimentierkammer. Es zeigt sich, dass die Linienform bereits auf Änderungen des Abstands vom Detektor zur Experimentierkammer in der Größenordnung von wenigen Millimetern stark variiert. Um einen möglichst scharfen Peak zu erhalten wäre demnach ein großer Abstand des Detektors von der Experimentierkammer wünschenswert.

Wie sich bei den Vorbereitungen zu den Messungen jedoch gezeigt hat, ist der Raumuntergrund so stark, dass bei einer künstlich reduzierten Rate “echter” Events das Verhältnis Singal zu Rauschen deutlich nachteilig beeinflusst wird. Daher nimmt man besser eine verbreiterte Linie in Kauf, die sich durch Auswertung der Pulsformanalyse korrigieren lässt, als dass man Ereignisse verwirft.

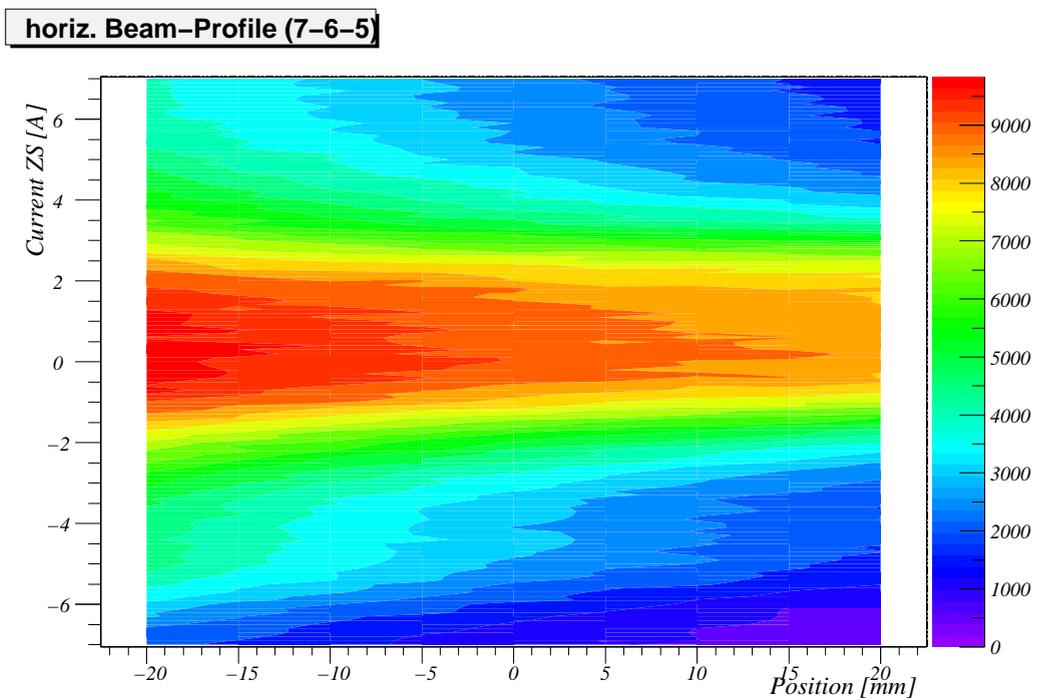
## 4.2 Strahlprofil-Messung

Da seit den Experimenten in [Fle01] einige Veränderungen am Aufbau der Experimentierkammer vorgenommen worden sind — Einbau des Verschiebetisches, Ersetzung der geerdeten Aluminiumfolie gegen eine Rohrstück aus Bronze-Gaze — musste die Strahlprofilmessung wiederholt werden.

Dazu wurde die Kohlenstoff-Folie aus der Experimentierkammer entfernt, auf den Träger der Folie wurde statt dessen das Gitter  $\text{G}_2$  montiert. Der Faraday-Käfig wurde ebenfalls aus der Experimentierkammer entfernt. An die drei Spulen um die Experi-



**Abbildung 4.5:** Vertikales Strahlprofil, gemessen durch Variation des Stroms in  $KS_2$  und der Verschiebetisch-Position. Die Positionsangaben sind relativ zur Indexmarke des Verschiebetisches, positive Richtung bedeutet einen größeren Abstand zum Detektor, negative Richtung bedeutet einen kleineren Abstand zum Detektor.



**Abbildung 4.6:** Horizontales Strahlprofil, gemessen durch Variation des Stroms in der Zusatzspule ZS und der Verschiebetisch-Position. Positionsangaben analog zu Abb. 4.5

mentierkammer wurden Ströme von sieben, sechs und fünf Ampere (in Strahlrichtung) angelegt.

Die Spule  $KS_2$  erzeugt ein waagrechtes Feld, dass innerhalb des Toroiden mit dem Toroid-Feld superponiert. Dadurch entsteht ein vertikaler Versatz der Positronenbahn, proportional zum an der Spule  $KS_2$  angelegten Strom und durch Variation des Stromes lässt sich der Positronenstrahl in der  $y$ -Richtung verschieben.

Um das Strahlprofil in  $x$ -Richtung zu messen, befindet sich unmittelbar am Ende des zweiten Toroid-Bogens eine Zusatzspule  $ZS$ , deren beiden Spulenkörper stehen senkrecht und sind je links und rechts des Strahlrohres angebracht. Das von der Spule erzeugte Magnetfeld führt zu einem Versatz in der Horizontalen, transversal zur Strahlrichtung und durch Variation des Stromes lässt sich die  $x$ -Position des Positronenstrahles einstellen.

Ist der Versatz groß genug, so trifft der Strahl auf den Folienhalter und annihiliert dort. Liegt der Strahl in der Mitte, dann kann er (weitgehend) ungehindert passieren und annihiliert erst an der Rückwand des Faraday-Käfigs. Da der Folienhalter einen gewissen Abstand von der Rückwand der Experimentierkammer hat, spannt der Detektor je nach Zerfallsort unterschiedliche Raumwinkel auf. Damit ist die Nachweiswahrscheinlichkeit abhängig davon, wo das Positron annihiliert.

Erreicht ein Positron die Rückwand der Kammer, so sind ungefähr 25% des Raumwinkels abgedeckt. Stößt das Teilchen gegen den Folienhalter, der eine kreisförmige Apertur mit einem Durchmesser von 12mm definiert, dann sind, je nach eingestelltem Abstand von der Kammerrückwand ca. 10 bis 15% des Raumwinkels durch den Detektor abgedeckt.

Variiert man nun den Strom durch  $KS_2$ , bzw.  $ZS$ , so kann der Positronenstrahl vertikal, bzw. horizontal, über die Apertur geschoben werden, und es entstehen die in den Abbildungen 4.5 und 4.6 dargestellten Profile.

Aus den Flanken der Profilmessung lassen sich Rückschlüsse auf die Lage, Breite und die Form des Positronenstrahls ziehen.

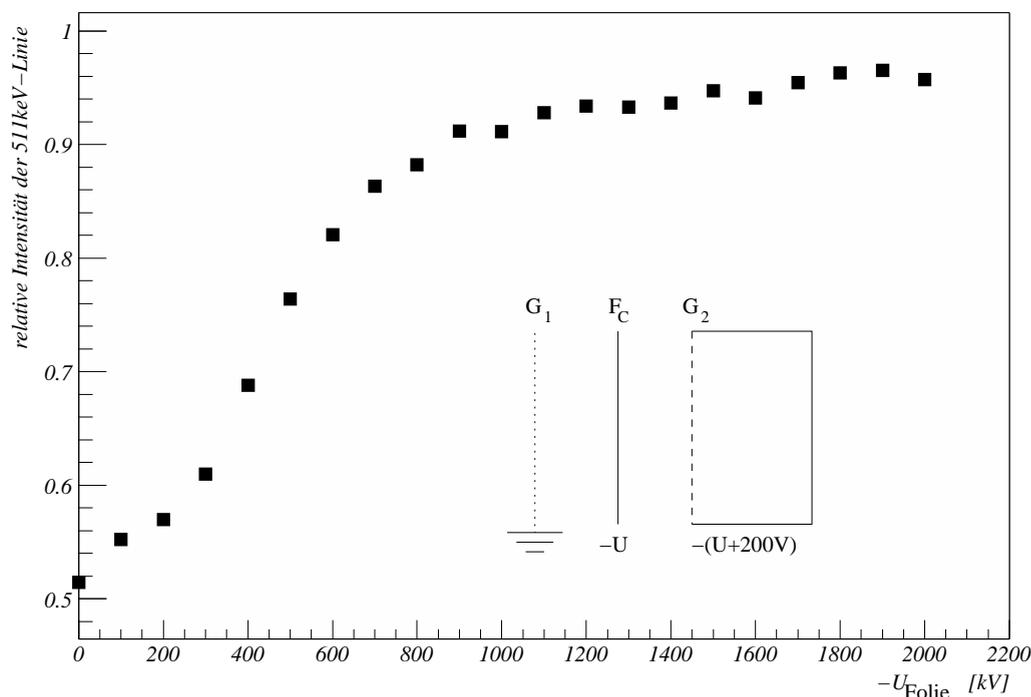
In Abbildung 4.5 (und andeutungsweise auch in Abbildung 4.6) erkennt man drei Plateaus, die sich folgendermaßen erklären lassen: In der Mitte trifft der Strahl weitgehend ungehindert auf die Rückwand der Experimentierkammer und annihiliert dort. Verstellt man nun den Strom in  $KS_2$ , so wird der Positronenstrahl abgelenkt und trifft auf den Folienhalter. Solange der Schwerpunkt des Strahls den Folienhalter trifft, bleibt die Zählrate nahezu konstant. Bei noch größeren Strömen ist er vertikale Versatz des Strahls so groß, dass er im Strahlrohr oder der Faraday-Abschirmung durch die Bronze-Gaze in der Experimentierkammer vernichtet.

Aus Abbildung 4.5 und 4.6 kann man daher auf eine Breite des Positronenstrahls von  $7 \pm 1$ mm schließen. Dies bestätigt das Ergebnis aus [Fle01]. Weiterhin sieht man, dass die Lage der Plateaus unabhängig von der  $z$ -Position der Apertur ist, d.h. dass der Strahl parallel zur  $z$ -Achse verläuft.

### 4.3 Transmissionsmessung

Die in [Fle01] durchgeführten Messungen der Transmission für die unterschiedlichen Folien wurden wiederholt. Dazu wurden Folie und Gitter auf ein negatives Potential gegen Erde gelegt. Die Spannung am Gitter war jeweils um 200V negativer als an der Folie. Dadurch wurde sichergestellt, dass Positronen die mit sehr geringer Energie aus der Folie austreten von der Folie weggesaugt werden können und durch das Gitter in

Transmission DLC-Folie Nr. 5



**Abbildung 4.7:** Transmissionsmessung an der DLC-Folie 5, die Spannung am Gitter  $G_{FC}$  war jeweils um 200V negativer eingestellt als an der Folie.

den feldfreien Raum im Faradaykäfig gelangen. Der Abstand zwischen der Folie und dem Gitter wurde auf 2.77mm eingestellt.

Die Distanz von der Folie zur Rückwand des Faraday-Käfigs beträgt 32mm. Wenn ein Positron transmittiert wird, ist seine Nachweiswahrscheinlichkeit durch den vergrößerten Raumwinkel damit beträchtlich höher, gegenüber einem Positron, das in der Folie annihiliert.

Jeder Punkt wurde für zwei Minuten gemessen und im resultierenden Spektrum die 511er Linie durch eine Gauß-Funktion angefitet. Als Untergrund wurde eine Fermi-Funktion angenommen.

Abbildung 4.7 stellt die Flächen der 511keV-Linie, die aus dem Fit gewonnen wurde, dar.

Die in Abbildung 4.7 dargestellte Messung stimmt gut mit den früheren Messungen in [Fle01] überein und zeigt das Verhalten, das man theoretisch erwarten würde. Bei geringen Spannungen ist die kinetische Energie der Positronen zu klein, um durch die Folie hindurchzugelangen. Das hier dennoch ein leichter Anstieg erkennbar ist, könnte evtl. darin begründet sein, dass die Foliendicke nicht hinreichend homogen ist. Ab 300V erkennt man eine Flanke, immer mehr Positronen können durch die Folie hindurchgelangen. Ab etwa 900V bildet sich erneut ein Plateau, da ab hier der überwiegende Teil des Strahls transmittiert wird. Bei 500V beträgt die Transmission etwa 50%.

Bei den bisherigen Untersuchungen zur Produktionseffizienz von  $Ps^-$  in verschiedenen Folien in [Fle01] wurde die in dieser Arbeit verwendete DLC-Folie nicht berücksichtigt. Die Überlegungen zu diesem Prozess legen jedoch einen Zusammenhang zwischen Bil-

dungswahrscheinlichkeit für  $\text{Ps}^-$  und der Transmissionskurve nahe: Ist die an der Folie angelegte Spannung sehr klein, und damit die Transmission klein, so ist auch die  $\text{Ps}^-$ -Bildungswahrscheinlichkeit klein, da der Großteil des Strahls in der Folie annihiliert. Steigert man die Spannung an der Folie, so können immer mehr Positronen durch die Folie hindurchgelangen, bis die Transmission maximal ist. Da jedoch mit steigender Spannung die kinetische Energie der Positronen beim Austritt aus der DLC-Folie ebenfalls steigt wird die Wahrscheinlichkeit, zwei Elektronen zu binden, für zu hohe Spannungen auch sehr klein sein. Optimale Ausbeuten sind zwischen diesen beiden Extremen zu erwarten.

Die experimentiellen Untersuchungen der Bildungswahrscheinlichkeit für  $\text{Ps}^-$  in [Fle01] entsprachen diesem Verhalten und legen nahe, für eine optimale  $\text{Ps}^-$ -Erzeugungseffizienz eine Spannung zu wählen, die etwa dem halben Hub der Flanke in der Transmissionskurve entspricht. Anhand von Abbildung 4.7 wurde daher für die folgenden Messungen die Spannung an der Folie auf  $-500\text{V}$  festgelegt.

## 4.4 Bestimmung der Lebensdauer

Zur Messung der Lebensdauer wurde ein Computerprogramm (`lebensdauer`) entwickelt, das die Steuerung der einzelnen Komponenten vornimmt. Das Programm kommuniziert mit der Verschiebetisch-Steuerung und der Datenaufnahme und führt eine Voranalyse und Sicherung der Daten aus.

**Prozessablauf.** Wie [Fle01] zeigte, können Schwankungen im Positronenfluss vorkommen. Um diese herauszumitteln wird wiederholt eine Messschleife durchlaufen, in der jeder Abstand nur während eines kurzen Zeitintervalls gemessen und zum nächsten Abstand vorangeschritten wird. Die Abstände selbst werden vorher festgelegt und erstrecken sich in der durchgeführten Langzeitmessung über zwei mittlere Reichweiten. Die Reihenfolge in der die Abstände angefahren werden wird vor jedem Schleifendurchlauf zufällig neu bestimmt.

Die einzelnen Schritte laufen dabei in einer Endlosschleife ab, die folgende Teilschritte ausführt:

1. Zufällige Generierung der Reihenfolge, in der die Abstände in diesem Schleifendurchlauf angefahren werden sollen.
2. Für jeden Abstand in der aktuellen Reihenfolge:
  - (a) Sind seit der letzten Rekalibrierung des Verschiebetischs mehr als 50 Schleifendurchläufe abgelaufen, führe eine erneute Kalibrierung durch.
  - (b) Verschieben der Folie an ihre Sollposition.
  - (c)
    - i. Start der Datenaufnahme,
    - ii. Abwarten eines Zeitintervalls, die Intervall-Länge  $t_{loop}$  ist abhängig von der Position und so gewählt, dass bei jedem Abstand etwa gleich viel voll beschleunigte  $\text{Ps}^-$  gemessen wurden:

$$t_{loop}(d) = \exp((d - d_0)/d_{mean}) \times T, \quad (4.1)$$

wobei  $d_0$  der kleinste eingestellte Abstand ist,  $d$  der aktuelle Abstand,  $d_{mean} = 5.1\text{mm}$  die theoretisch erwartete mittlere Reichweite und  $T$  eine konstant vorgegebene Mindestzeit (300s).

iii. Beendigung der Datenaufnahme.

(d) Fork,

- Kind-Prozess: Kompression der Daten, Voranalyse und Sicherung auf einem Band-Roboter
- Vater-Prozess: Kehre zurück zu 2.

Dieses Programm ist in der Programmiersprache Perl<sup>2</sup> geschrieben. Zur Kommunikation mit der Datenaufnahme und für die Motorsteuerung wird darin je ein `Expect`-Objekt, `$msgsh` und `$mess`, angelegt. `Expect` ist eine Perl-Klasse mit der ein virtuelles Terminal bereitgestellt wird und mit dem man jede Software, die ein *Command Line Interface* besitzt, aus anderen Programmen heraus fernsteuern kann.

Da der Motor von einem anderen Rechner (`mess`) aus angesteuert wird, der sich unmittelbar am Experiment befindet, wird in dem Objekt `$mess` per `ssh` eine verschlüsselte Verbindung zu diesem Rechner geöffnet. Dort können dann die Positionierbefehle mit dem im Abschnitt A.1 beschriebenen Programm `motor` an den Verschiebetisch gesendet werden.

Die Steuerung der Datenaufnahme geschieht durch das Objekt `$msgsh`. Darin wird das Programm `msgsh` [Köc94] aufgerufen und die Aquisition der Daten der XIA-Module gestartet und gestoppt.

Mit Hilfe dieses Messprogramms wurde eine Langzeitmessung bei einer Beschleunigungsspannung  $U$  zwischen DLC-Folie und Gitter  $G_2$  von 3.9kV und den Abständen  $d$  zwischen Folie und Gitter von 2.77mm, 5.27mm, 7.77mm, 10.27mm und 12.27mm durchgeführt. Die gesamte aktive Messzeit (nach Abzug aller Unterbrechungen) betrug ca. 25 Tage. Der kleinste Abstand wurde dabei abweichend von der Vorschrift 4.1 zusätzlich 9 Tage gemessen, um eine  $\gamma$ -Linienform ausreichender Statistik für die von voll beschleunigten  $\text{Ps}^-$  erzeugten  $\gamma$ -Photonen zu erhalten. Die Zählrate im Ge-Detektor betrug während dieser Zeit konstant ca. 1000/s. Es wurden ausserdem versucht eine entsprechende Lebensdauermessung bei einer Beschleunigungsspannung  $U$  von 1kV durchzuführen. Es stellte sich jedoch heraus, dass der bei kleiner Dopplerverschiebung stark erhöhte Untergrund eine genauere Analyse verhindert.

#### 4.4.1 Lebensdaueranalyse

Die Daten aus dem Ge-Detektors, die von der Experimentsteuersoftware mitgeschrieben wurden stehen nun für die Offline-Analyse bereit. Durch Anbringen von Cuts wird die Datenmenge reduziert, auf die verbliebenen Daten die Dopplerkorrektur angewendet und in den resultierenden Spektren schließlich die Fläche des  $\text{Ps}^-$ -Peaks bestimmt.

**Cuts.** Da die gemessenen Daten sich über den gesamten empfindlichen Bereich des Ge-Detektors erstrecken, wird zunächst durch eine Vorauswahl der Rohdaten der Energiebereich auf  $515\text{keV} < E_\gamma < 600\text{keV}$  eingeschränkt und die vorgefilterten Daten in einem Event-Tree in Root-Files<sup>3</sup> abgelegt.

Wie man am differentiellen Streuquerschnitt für die Comptonstreuung sieht, bevorzugt die Comptonstreuung kleine Streuwinkel  $\theta$ .

Aus diesem Grund kann man als weitere Bedingung für verwertbare Ereignisse festlegen, dass bei einem nachgewiesenen Event

<sup>2</sup><http://www.cpan.org>

<sup>3</sup><http://root.cern.ch>

- nur ein Segment angesprochen hat,
- ein vorderes und das zugehörige hintere Segment angesprochen haben,
- zwei nebeneinanderliegende Segmente angesprochen haben.

Alle anderen Ereignistypen werden verworfen, insbesondere werden Events, bei denen nur ein hinteres Segment oder mehrere hintere Segmente angesprochen haben, in der Analyse nicht berücksichtigt: Wie sich zeigte ist der relative Beitrag des Raumuntergrunds in den hinteren Segmenten, durch das größere Volumen dieser Segmente und aufgrund der Abschirmung der Strahlung aus dem Zerfall des  $\text{Ps}^-$  durch die vorderen Segmente, besonders hoch. Berücksichtigt man daher Ereignisse, bei denen ausschließlich in den hinteren Segmenten (sieben bis zwölf) Energie deponiert wurde, verschlechtert sich das Signal- zu Rauschverhältnis in einem nicht vertretbaren Maße. Events, bei denen mehr als zwei Segmente angesprochen haben, werden verworfen um Pile-Up-Effekte<sup>4</sup> zu unterdrücken.

Legt man daher als Bedingung fest, dass entweder nur in einem Segment, zwei direkt benachbarten Segmenten oder in einem vorderen und dem zugehörigen hinteren Segment Energie deponiert wurde, so werden zwar circa 28% der echten Events verworfen<sup>5</sup>, gleichzeitig wird aber das Signal- zu Untergrundverhältnis optimiert.

Auf die verbliebenen Events wird nun eine Dopplerkorrektur angewendet, durch die auf einen Emissionswinkel  $\theta = 0$  korrigiert wird.

**Dopplerverbreiterungskorrektur.** Die Emission der  $\gamma$ -Quanten in unterschiedliche Raumwinkel und die daraus resultierende Verbreiterung der Linienform lässt sich – zumindest teilweise – korrigieren. Der Zerfall findet im Laborsystem LS unter einem Winkel  $\theta$  zur z-Achse statt. Eine Rücktransformation in das Ruhesystem RS muss eine Energie des Gammas von 511keV ergeben. Von da aus kann man in ein um den Winkel  $\theta$  gedrehtes Bezugssystem LS' transformieren. Man erhält damit

$$E''_{\gamma} = E' \frac{(1 - \beta \cos(\arctan \frac{r}{L+z_m}))}{1 - \beta}. \quad (4.2)$$

Dabei ist  $E'$  die gemessene Energie,  $r$  der Radius der Wechselwirkung im Detektor, der aus der Pulsformanalyse (siehe Abschnitt 3.4.2) bestimmt wird,  $L$  ist der mittlere Abstand des Zerfallsvertices von der Frontfläche des Detektors und  $z_m$  die Projektion des Schwerpunkts des Ortes der Hauptwechselwirkung des Photons im Detektor auf die Detektorachse und wird nach Formel 4.4 bestimmt (siehe auch Abb. 4.8).

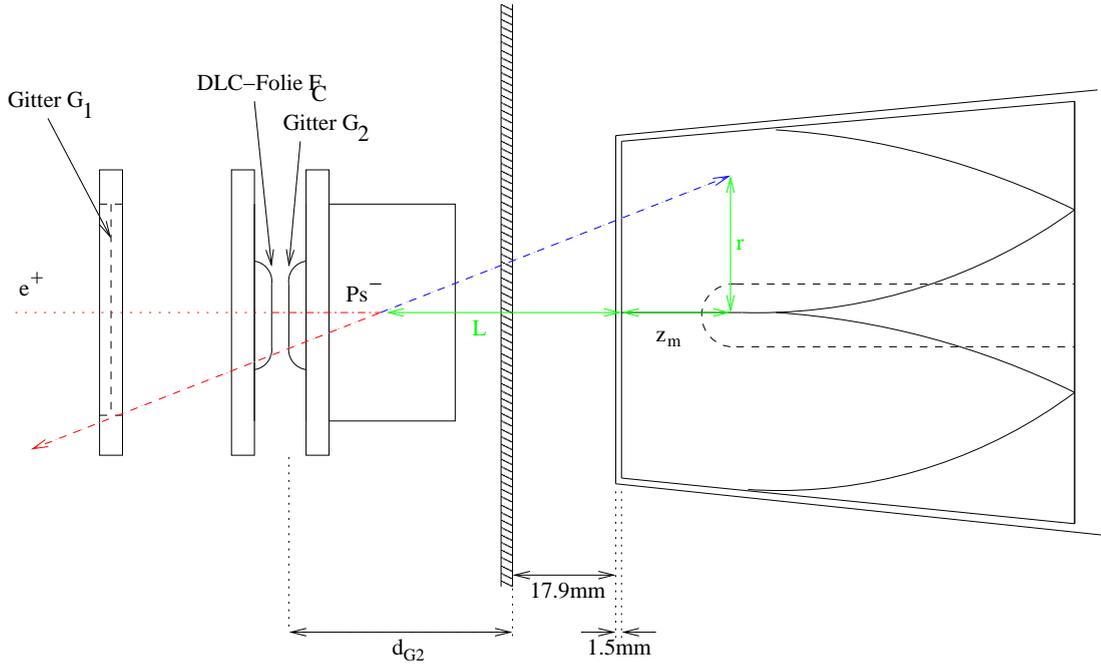
Da bei den realen Daten, im Gegensatz zur Simulation, einige Parameter wie der Zerfallsvertex des  $\text{Ps}^-$  nicht verfügbar sind, muss hier auf Näherungen zurückgegriffen werden. Der für die Dopplerkorrektur entscheidende Emissionswinkel  $\theta$  hängt von der Eindringtiefe des Photons bis zum ersten Wechselwirkungsort und dem Radius dieses Ortes im Detektor ab. Die Radius-Information lässt sich dabei durch Auswertung der PSA-Parameter (Siehe auch [Fit02]) berechnen.

Die Tiefe wird wie folgt abgeschätzt:

---

<sup>4</sup>*Pile-Up* bedeutet, dass zwei oder mehr Ereignisse nachgewiesen werden, die zeitlich so nahe beieinander liegen, dass sie vom Detektor und der Elektronik zu einem Event zusammengefasst werden.

<sup>5</sup>Dies wurde für die 511keV-Linie aus der  $e^+$ -Zerstrahlung ermittelt da hierbei der Entstehungsort bekannt ist.



**Abbildung 4.8:** Geometriebetrachtung. Der Abstand  $d_{G2}$  betrug in der Lebensdauer-messung bei der Beschleunigungsspannung 3.9kV  $d_{G2} = 43.2\text{mm}$ .

Die mittlere Tiefe der Hauptwechselwirkung bei  $\gamma$ -Strahlung mit einer Energie von 500keV beträgt 25.5mm in einem unendlich dicken Detektor. Für einen realen Detektor mit endlicher Dicke  $D$  ist der Schwerpunkt des Wechselwirkungsortes gegeben durch den Erwartungswert

$$\langle z \rangle = \frac{1}{\mu} + D \frac{e^{-\mu D}}{e^{-\mu D} - 1}, \quad (4.3)$$

der Dämpfungsfunktion  $e^{-\mu z}$  über dem Intervall  $[0, D]$ . Für die vorderen Segmente beträgt dies  $\langle z_V \rangle = 12.1\text{mm}$  und für die hinteren Segmente  $\langle z_H \rangle = 16.9\text{mm}$ . Dies gilt jedoch nur bei normalem Einfall. Trifft das Photon unter einem Winkel  $\theta$  gegen die Flächen-Normale in den Detektor, so lässt sich  $z(\theta)$  bei einem Abstand  $L$  vom Vertex der  $\text{Ps}^-$ -Zerstrahlung zum Detektor abschätzen zu

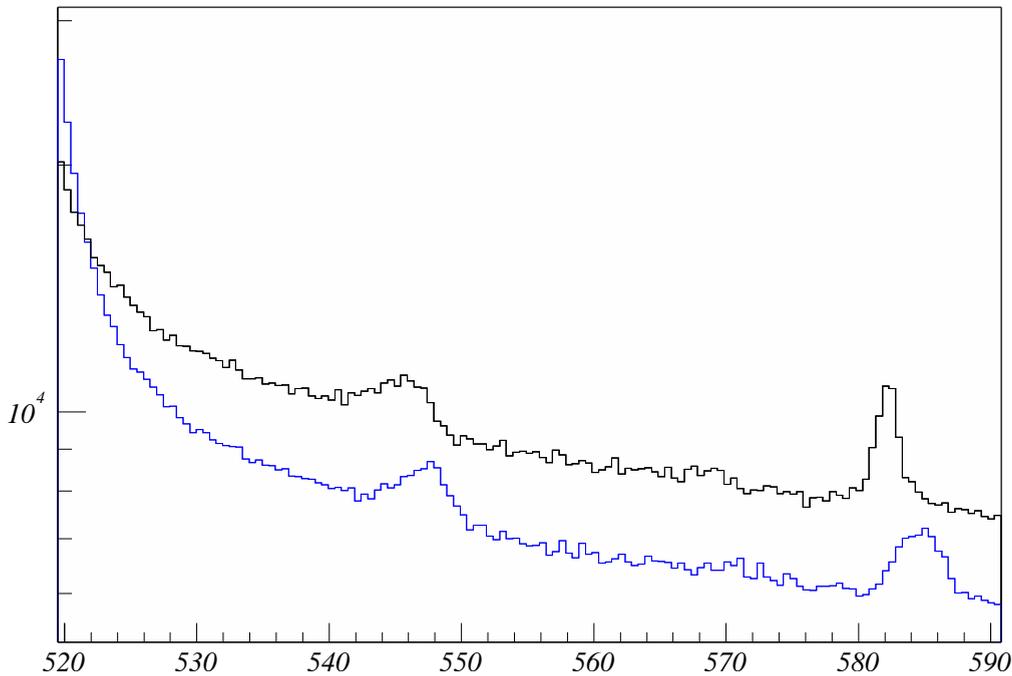
$$z_m(\theta) = \langle z \rangle \cos \theta = \langle z \rangle \cos \left( \arctan \left( \frac{r}{L + \langle z \rangle} \right) \right). \quad (4.4)$$

Die  $x$ - und  $y$ -Komponente des Vertices sollten im Mittel gleich 0 sein. Die  $z$ -Komponente lässt sich wiederum abschätzen durch die mittlere Reichweite  $d_{mean}$  des voll beschleunigten  $\text{Ps}^-$ . Mit  $d_{mean} = 5.1\text{mm}$  ergibt sich  $L = 57.5\text{mm}$ .

Abbildung 4.9 zeigt einen Vergleich des  $\gamma$ -Spektrums mit und ohne Winkelkorrektur; Abbildung 4.10 das entsprechende korrigierte Spektrum nach Abzug des Untergrunds.

Für die Untergrundlinien sind Laborsystem und Ruhesystem identisch. Da jedoch — zur Vermeidung von Artefakten — keine weiteren Bedingungen an die Dopplerkorrektur gemacht wurden und daher alle  $\gamma$ -Quanten gleich behandelt werden, kommt es für diese Linien zu einer Verschiebung zu höheren Energien hin, ebenso wie einer Verbreiterung der Linienform.

**2.77mm, Vergleich mit und ohne DK.**



**Abbildung 4.9:** Vergleich von korrigiertem (blau) Spektrum und dem unkorrigierten (schwarz) Spektrum der 2.77mm-Messung bei 3.9kV. Das unkorrigierte Spektrum wurde zur besseren Übersicht um einen Faktor 1.3 skaliert. Man erkennt deutlich die Verbreiterung der Untergrund-Linien, die Peakfläche hat sich durch die Dopplerkorrektur zwar nicht signifikant verschmälert, ihre Linienform ist jedoch symmetrisch und die Fläche ist ca. 20% größer.

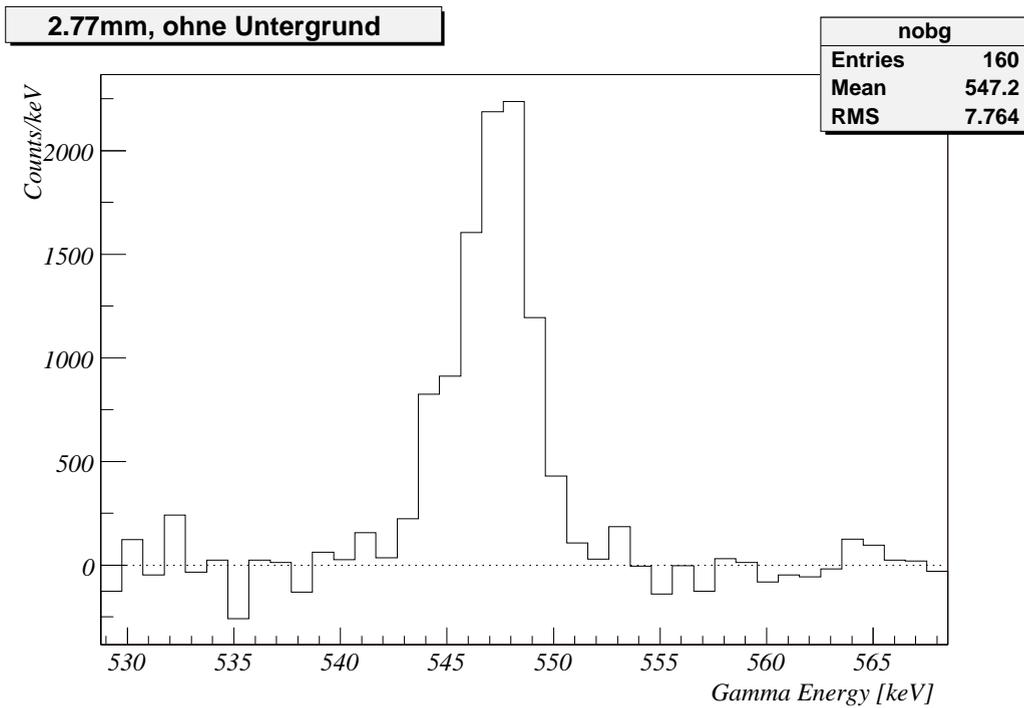
Für die  $\text{Ps}^-$ -Linie führt die Winkelkorrektur zu einer nur noch leicht asymmetrischen Linienform mit einer Breitenvarianz von  $\sigma'' = 1.65\text{keV}$  im Vergleich zur Varianz  $\sigma' \approx 2.0\text{keV}$  der unkorrigierten Linie. Die von der Korrektur erreichte Linienbreite stimmt mit der erwarteten Varianz  $\sigma'' \approx \sqrt{1.3^2 + 0.83^2}\text{keV} = 1.54\text{keV}$ . (siehe Abschnitt 3.4) gut überein, ist aber immer noch um einen Faktor 2 größer als die intrinsische Auflösung des Ge-Detektors bei diesen Energien.

**Bestimmung der Peakfläche** Die  $\gamma$ -Linie aus dem Zerfall der voll beschleunigten  $\text{Ps}^-$  sitzt auf einem Sockel aus dem Fuß des Photopeaks bei 511keV und dem Compton-Anteil der höherenergetischen Untergrundlinien. Empirisch wurde die Funktion

$$u(E) = a_0 (\exp(a_1 (E - E_{c,0})^{a_3}) + a_4 + a_5 w_{\text{B.S.}}(E)) \quad (4.5)$$

mit den Fit-Parametern  $a_0 \dots a_5$  zur Beschreibung des Untergrunds ermittelt, die den Untergrund mit einem  $\chi^2/df$  von ungefähr 1.1 beschreibt.  $E_{c,0}$  wurde hier zu 513keV gewählt. Wie die Simulation in Abbildung 4.4 zeigt, darf der Beitrag jener Positroniumionen nicht vernachlässigt werden, die innerhalb der Beschleunigungsstrecke zerfallen. Deren Anteil am Spektrum wird daher in 4.5 beschrieben durch

$$w_{\text{B.S.}}(E) = \exp\left(-\frac{\Gamma d}{\Lambda c} \ln \frac{E}{E_0}\right) \left(\frac{d\Gamma\Theta(E_m - E)}{\Lambda c E}\right), \quad (4.6)$$



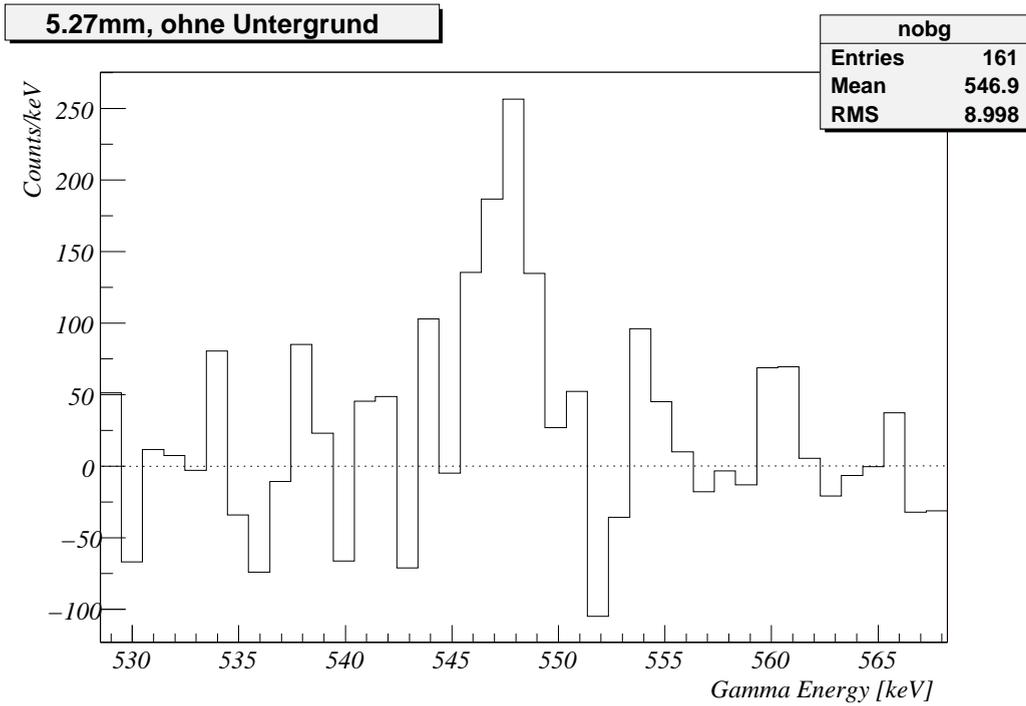
**Abbildung 4.10:** Dopplerkorrigiertes Spektrum nach Abzug des Untergrunds, aufgenommen im Abstand Gitter-Folie von 2.77mm, Messdauer 231.2h.

$\Theta(E)$  ist hierbei die Heavyside'sche Stufenfunktion,  $\Gamma = 2.0908 \times 10^{-9}/\text{sec}$  ist die theoretische erwartete Zerfallsrate nach [Ho83],  $E_0 = 511\text{keV}$ ,  $E_m$  ist die bei der jeweiligen Spannung erwartete maximale Energie der Dopplerverschobenen  $\gamma$ -Quanten unter dem Emissionswinkel  $\theta = 0$  (siehe Tabelle 2.1).

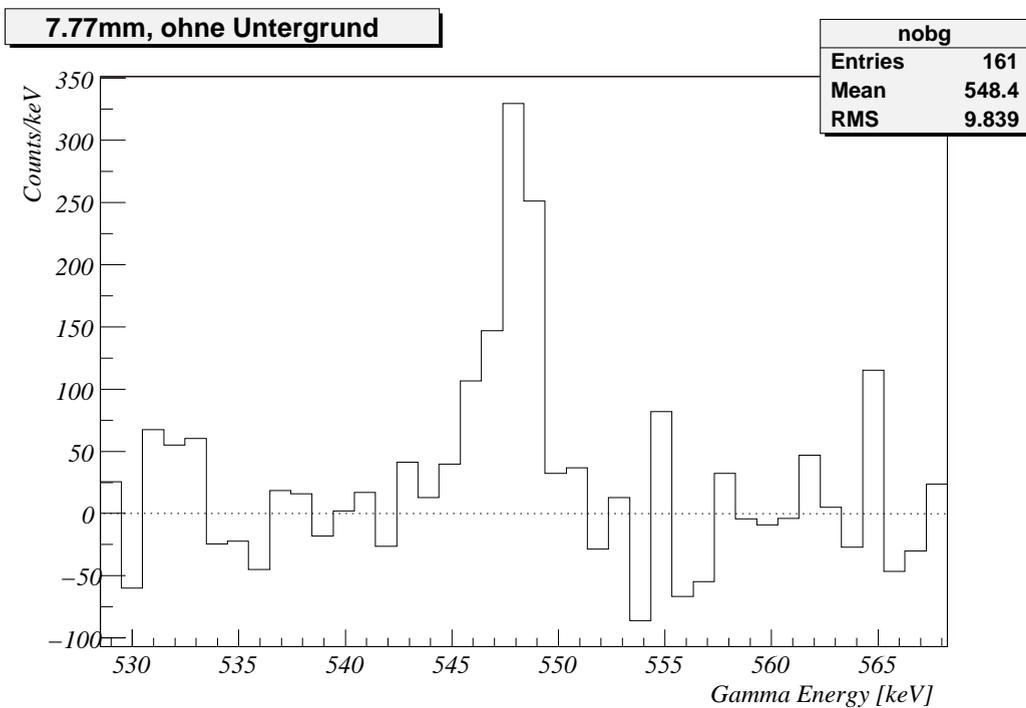
Die Funktion 4.5 (mit 4.6) wurde für das Spektrum jedes Abstandes getrennt links und rechts des  $\text{Ps}^-$ -Peaks an das winkelkorrigierte Spektrum angepasst (Fitbereich 528keV bis 568keV) und abgezogen. Die so erhaltenen untergrundfreien  $\gamma$ -Spektren sind in Abb. 4.10 bis 4.14 wiedergegeben. Aus diesen Spektren wird die Peakfläche bestimmt, indem man eine Integration des Differenz-Spektrums durchführt. Für die Daten der 3.9kV-Messung wurde das Integrationsintervall auf [543, 551], d.h. auf die Breite des in Abbildung 4.10 erkennbaren Peaks, festgelegt.

In Tabelle 4.1 sind die resultierenden Peak-Intensitäten  $\bar{N}$  sowie die auf die Messzeiten normierten Intensitäten  $\bar{N}/t$  angegeben. Da die Zählrate in den totalen  $\gamma$ -Spektren klein gegenüber den von den von den Auslesezeiten der Elektronik erlaubten Raten waren und darüberhinaus die Gesamtzählrate bei allen Abständen konstant war, müssen bei der Normierung keine Totzeiten berücksichtigt werden.

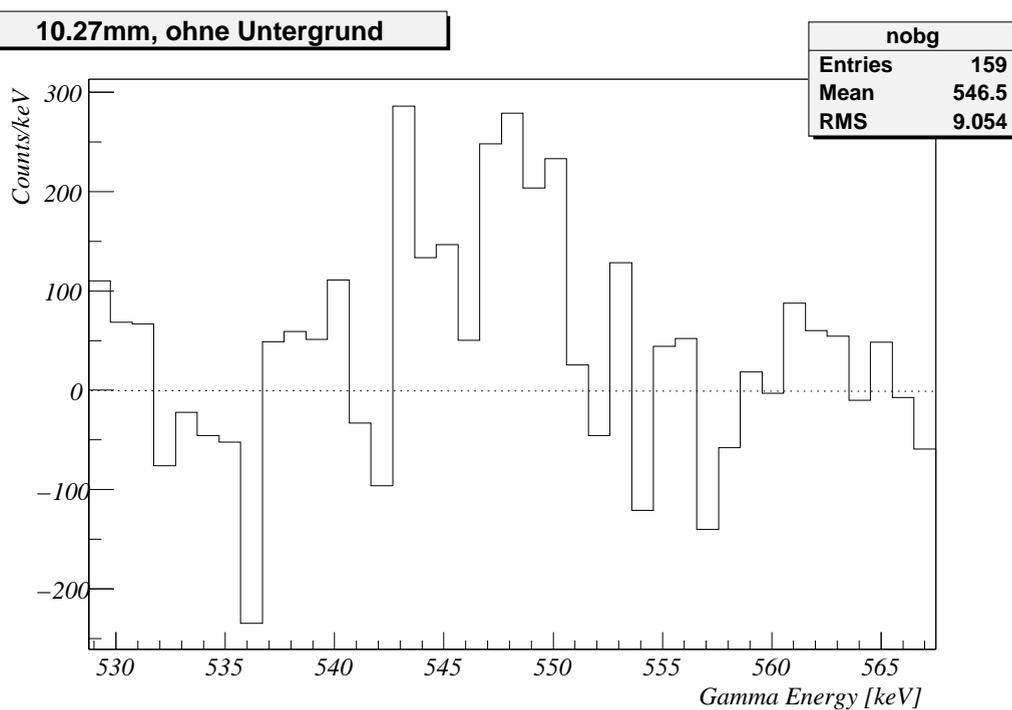
Da die Langzeitmessung bei  $d = 2.77\text{mm}$  (1. Spalte in Tab. 4.1) ca. 50 Tage nach der Lebensdauerbestimmung (Spalten 2–6) stattfand, wurde der Langzeitwert  $\bar{N}/t$  mit dem Faktor 1.035(10) der dem Zerfall der Positronenquelle ( $t_{1/2}({}^{22}\text{Na}) = 2.603(2)\text{a}$ ) berücksichtigt, auf den Zeitpunkt der Lebensdauerbestimmung zurückgerechnet. Wie aus der Tabelle ersichtlich wird, stimmen die beiden  $\bar{N}/t$  für  $d = 2.77\text{mm}$  gut überein; in der folgenden Analyse wird wegen seiner höheren Präzision der Wert der Langzeitmessung verwendet.



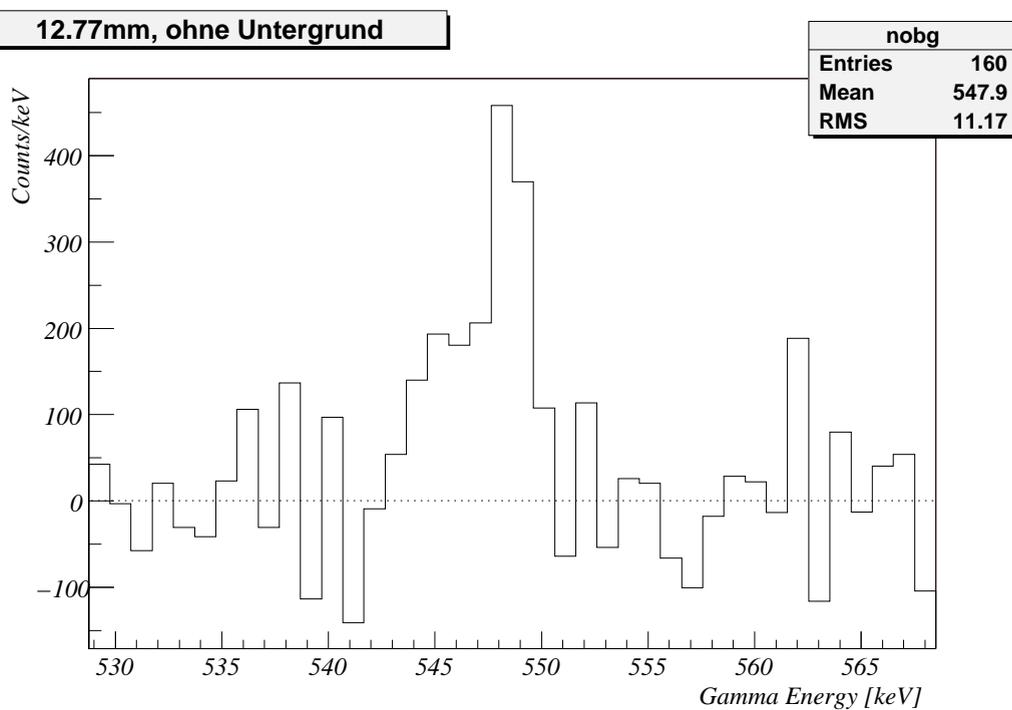
**Abbildung 4.11:** Dopplerkorrigiertes Spektrum nach Abzug des Untergrunds, aufgenommen im Abstand Gitter-Folie von 5.27mm, Messdauer 38.1h.



**Abbildung 4.12:** Dopplerkorrigiertes Spektrum nach Abzug des Untergrunds, aufgenommen im Abstand Gitter-Folie von 7.77mm, Messdauer 62.1h.



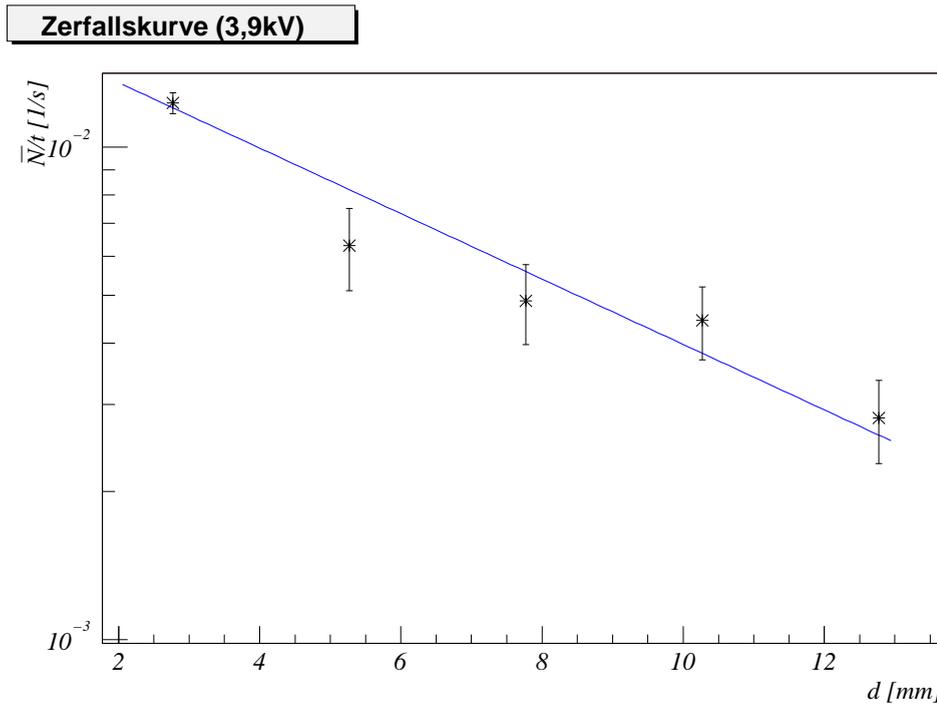
**Abbildung 4.13:** Dopplerkorrigiertes Spektrum nach Abzug des Untergrunds, aufgenommen im Abstand Gitter-Folie von 10.27mm, Messdauer 104.6h.



**Abbildung 4.14:** Dopplerkorrigiertes Spektrum nach Abzug des Untergrunds, aufgenommen im Abstand Gitter-Folie von 12.77mm, Messdauer 161.3h.

Abstand [mm]	2.77	2.77	5.27	7.77	10.26	12.77
Messdauer [ $10^3$ s]	832	84	137	223	377	581
$\bar{N}$	9965	1113	865	1089	1671	1637
$\sigma_A \bar{N}$	360	116	143	179	229	281
$\sigma_B \bar{N}$	240	68	83	92	166	143
$\bar{N}/t$ [1/s]	0.0123(6)	0.0133(16)	0.00631(120)	0.00487(90)	0.00445(75)	0.00282(54)

**Tabelle 4.1:** Zusammengefasste Ergebnisse der Messungen bei  $U = 3.9\text{kV}$  Beschleunigungsspannung



**Abbildung 4.15:** Dargestellt sind die Zählraten  $\bar{N}/t$  in Abhängigkeit des Abstands  $d$  zwischen der DLC-Folie  $F_C$  und dem Gitter  $G_2$ . Die zeigen den nach Formel 2.7 erwarteten exponentiellen Verlauf  $\bar{N}/t \propto \exp(-\mu d)$ ; durch den Fit (blau) wird  $\mu = 0.153(16)/\text{mm}$  bestimmt.

**Fehlerbetrachtung** Zum Fehler der Peakfläche tragen die statistischen Fehler  $\sigma_A(\bar{N})$  und  $\sigma_B(\bar{N})$  bei. Der statistische Fehler  $\sigma_A(\bar{N})$  entspricht der Wurzel aus der Anzahl der Counts in dem korrigierten, aber noch untergrundbehafteten  $\gamma$ -Spektren innerhalb der Integrationsgrenzen für den  $\text{Ps}^-$ -Peak.

Der statistische Fehler  $\sigma_B(\bar{N})$  des Untergrundanteils wurde (durch Quadratische Addition) aus dem statistischen Fehler des über das Peakintervall integrierten Untergrundspektrums  $u(E)$  und der Variation des Untergrundanteils bei Variation der Fitgrenzen für die Untergrundanpassung abgeschätzt.

In Abbildung 4.15 ist die Zählrate  $\bar{N}/t$  für die unterschiedlichen Abstände bei der 3.9kV-Messung aufgetragen. Die Datenpunkte wurden mit Formel 2.7 angefitet und damit  $\mu = 0.153(16)/\text{mm}$  bestimmt. Der angegebene Fehler ist rein statistisch. Da die Messung bei einer Beschleunigungsspannung  $U$  von 1kV nicht ausgewertet werden konnte, konnte die mittlere Anfangsenergie  $W_0$  der  $\text{Ps}^-$  beim Verlassen der Kohlenstoff-Folie nicht bestimmt werden. Unter der Annahme  $W_0 = 0$  ergibt sich nach Gleichung 2.8 die

$\text{Ps}^-$ -Zerfallsrate  $\Gamma$  zu  $\Gamma = 1.64(17)\text{ns}$ , was einer Lebensdauer von  $0.61(7)\text{ns}$  entspricht. Legt man den von Mills angegebenen Wert  $W_0 = 13_{-10}^{+19}\text{eV}$  zugrunde, so ergibt sich ein vorläufiger Wert für die  $\text{Ps}^-$ -Zerfallsrate von

$$\Gamma = 1.72(19)\text{ns}, \quad (4.7)$$

bzw. eine  $\text{Ps}^-$ -Lebensdauer von

$$\tau = 0.58(7)\text{ns}. \quad (4.8)$$

Dieser Wert liegt etwa 1.5 Standardabweichungen vom theoretischen Wert  $\tau_{\text{th}} = 0.478$ , bzw. dem experimentellen Wert von Mills [Mil83] von  $\tau_{\text{Mills}} = 0.48(2)\text{ns}$  entfernt.

Da in der gegenwärtigen Auswertung noch keine systematischen Messfehler berücksichtigt wurden, ist das vorliegende Ergebnis zufriedenstellend. Bei einem rein statistischen Fehler von 11% ist aber die Genauigkeit der vorliegenden Messung noch weit von der von Mills ( $\pm 4.3\%$ ) entfernt.



## Kapitel 5

# Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die vorhandene Anlage zur Erzeugung von  $\text{Ps}^-$  um die Verschiebeeinheit erweitert und eine erste Lebensdauermessung durchgeführt. Die Messung konnte noch nicht mit einer großen Genauigkeit durchgeführt werden; die dominierende Fehlerquelle ist die beschränkte Statistik und der starke Raumuntergrund.

Dagegen sind die systematischen Fehler in den durchgeführten Messungen noch vernachlässigbar und werden in der Fehlerbehandlung deshalb auch zunächst nicht weiter betrachtet.

Fragwürdig ist insbesondere die Qualität der Daten für große Abstände bei der 10.27mm- und 12.77mm-Messung. Besonders bei der 10.27mm-Messung weicht die gewonnene Linienform deutlich von den Messungen bei den anderen Abständen ab, die Ursache hierfür ist noch unklar.

Um die Messgenauigkeit weiter zu verbessern, bedarf es besonders einer Optimierung der Statistik, wozu sich verschiedene Methoden anbieten:

Eine Verlängerung der Messdauer ist die einfachste, aber unökonomischste Lösung, da hierbei der Raumuntergrund entsprechend mitskaliert würde und sich die Messgenauigkeit nur proportional zur Wurzel der Messzeit verbessern lässt.

Durch eine stärkere Positronenquelle ließe sich bei gleicher Messzeit ein Vielfaches an Zählrate erreichen. Der limitierende Faktor hierbei sind die Anforderungen an den Strahlenschutz und die endliche Kapazität der Datenaufnahme. Bei Ersterem ist der Betrieb der Quelle zwar durch weitere Abschirmmaßnahmen unproblematisch, die derzeit aufgebaute Datenaufnahme hat ihr oberes Limit jedoch bei einer Steigerung der Zählrate um einen Faktor vier erreicht. Dies könnte man umgehen, wenn man den Abstand des Detektors zur Kammerrückwand vergrößert und dadurch den Raumwinkel verkleinert. Dies würde auch der Linienform der dopplerverschobenen  $\gamma$ -Quanten aus dem Zerfall der  $\text{Ps}^-$  zugute kommen.

Eine weitere Steigerung des Positronenflusses erscheint durch Optimierung des Moderators möglich.

Mit der Inbetriebnahme des FRM-II wird jedoch eine neue Positronenquelle [Hug02] zur Verfügung stehen, die um viele Größenordnungen mehr Fluss an moderierten Positronen bietet. Mit der Aussicht auf die Verfügbarkeit dieser Quelle sind obige Maßnahmen zur Steigerung des Flusses der momentan verwendeten Positronenquelle deshalb zur Zeit nicht lohnenswert.

Eine reine Steigerung der Zählrate löst jedoch nicht ein weiteres Problem, nämlich dass der  $\text{Ps}^-$ -Peak sich in unmittelbarer Nachbarschaft zu der um  $10^4$  stärkeren 511keV-

Linie liegt und so auf dem oberen Fuß dessen Gauß-förmigen Linie sitzt. Da die effektive Dopplerverschiebung  $\Delta E$  der in Vorwärtsrichtung emittierten  $\gamma$ -Quanten aus dem Zerfall des  $\text{Ps}^-$  proportional zu  $\sqrt{U}$  ist, ließe sich durch Wahl der einer höheren Beschleunigungsspannung eine Dopplerverschiebung in einen Bereich mit besserem Untergrund erreichen. Wie sich in der Vorbereitung zu den hier durchgeführten Messungen gezeigt hat, muss für den Fall höherer Beschleunigungsspannungen jedoch zusätzlicher Schutz zum Vermeiden von Überschlügen getroffen werden, die die dünne Kohlenstoff-Folie zerstören.

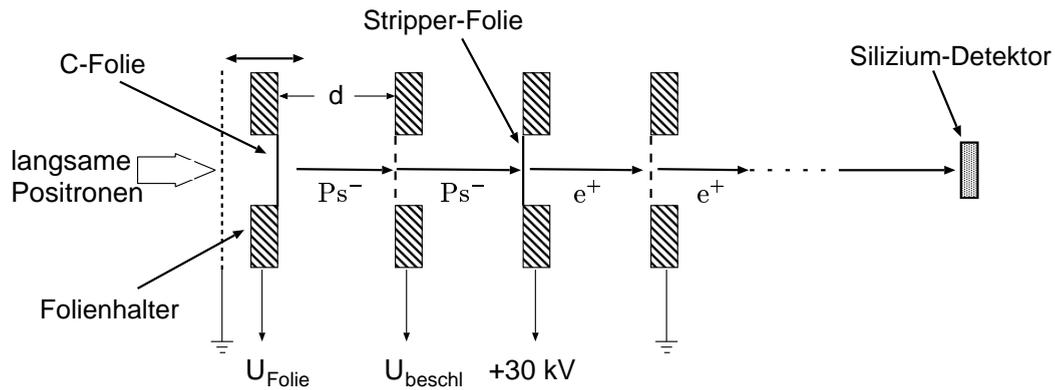
Weiterhin wäre es lohnenswert Anstrengungen hinsichtlich der Steigerung der Produktionseffizienz für  $\text{Ps}^-$  zu unternehmen. Bisher wurden aus pragmatischen Gründen Kohlenstoff-Folien eingesetzt. Die Untersuchung beispielsweise von Folien mit einer Oberfläche aus schweren Alkali- und Erdalkali-Metallen erscheinen vielversprechend, da die Bindungsenergie der äusseren Valenzelektronen bei diesen Atomen besonders gering ist. Cäsium und Barium wären hierfür besonders interessante Kandidaten. Ebenso sind Oberflächen aus Magnesiumoxid für ihre hohe Bildungsrate für neutrales Positronium bekannt, die Bildungsrate für negative Positroniumionen wurde daran (ebenso wie für die Alkali- und Erdalkalimetalle) bislang nicht untersucht und sollte in einem ersten Schritt zur Verbesserung der Lebensdauermessung nachgeholt werden.

## 5.1 Verbesserte Messprinzipien

Wie bereits die gegenwärtige Messung gezeigt hat lässt sich mit dem Messprinzip nach [Mil83] wohl auch bei der Verwirklichung einiger er vorgeschlagenen Verbesserungen keine signifikant genauere Messung der Lebensdauer als einige Prozent erreichen. Neben den oben beschriebenen Verbesserungsmaßnahmen ist daher die Erforschung anderer Nachweismethoden angesagt.

Der Nachweis der beiden  $\gamma$ -Quanten aus dem Zerfall des  $\text{Ps}^-$  und des neutralen Positronium in Koinzidenz könnte den Beitrag des Untergrundes stark reduzieren. Dazu wäre es notwendig das  $\gamma$ -Nachweissystems um einen zweiten Detektor für in Rückwärtsrichtung emittierte  $\gamma$ -Quanten zu erweitern. Da dieser zweite Detektor lediglich die Koinzidenzbedingung liefert, und keine besonderen Ansprüche an die Energieauflösung notwendig sind, könnte man dies bereits durch einen NaJ-Szintillator erreichen. Diese Methode würde zwar die Nachweiseffizienz ein wenig verschlechtern, in Verbindung mit einer stärkeren Quelle kann dies jedoch in Kauf genommen werden. Hierfür wäre allerdings eine Modifikation der derzeit verwendeten Experimentierkammer notwendig, da in der aktuellen Konfiguration das Strahlrohr dem Szintillator für eine effektive Messung im Weg ist.

Wie die Simulationen in Abschnitt 4.1 gezeigt haben ist der Beitrag der innerhalb der Beschleunigungsstrecke zerfallenden  $\text{Ps}^-$  bereits bei kleinen Abständen signifikant und muss in der Beschreibung des Untergrunds berücksichtigt werden. Für große Abstände ist deren Beitrag gar dominieren. Stellt man einen großen Abstand zwischen der Folie  $F_C$  und dem Gitter  $G_2$  ein, könnte die Bestimmung der Lebensdauer durch die Auswertung eines einzigen Spektrums geschehen. Notwendige Bedingung für solch eine Messung ist eine Minimierung und eine genaue Kenntnis des Untergrunds. Gemeinsam mit der Koinzidenz-Methode ließe sich dies möglicherweise erreichen.



**Abbildung 5.1:** Prinzip der Stripping-Methode. Die Positroniumionen werden auf eine Stripping-Folie beschleunigt, in der eine Umladung stattfindet und freie Positronen erzeugt werden. Unter Ausnutzung des Tandemprinzips werden die  $e^+$  auf ein geerdetes Gitter beschleunigt und durch einen Si-Detektor nachgewiesen.

**Stripping-Methode** Eine andere Messmethode wurde bereits in [Mil90] vorgeschlagen und in [Fle01] weiter ausgearbeitet, der darin vorgeschlagene Aufbau wird zur Zeit implementiert. Dabei wird vom Nachweis der  $\gamma$ -Quanten aufgrund der geringen Nachweiseffizienz Abstand genommen und es wird mit einem Silizium-Detektor zu einem Nachweis von Teilchen übergegangen.

Anstatt die  $\text{Ps}^-$  im feldfreien Raum des Faradaykäfigs zerfallen zu lassen werden dazu die Positroniumionen hinter dem Gitter  $G_2$  auf eine zweite Kohlenstofffolie hin-zubeschleunigt. In dieser werden die Elektronen des Ions abgestreift und es entsteht ein freies Positron. Ein geerdetes Gitter beschleunigt die  $e^+$  unter Ausnutzung des Tandem-Prinzips weiter, bevor sie von dem Silizium-Detektor nachgewiesen werden. Abbildung 5.1 stellt dieses Messprinzip schematisch dar.

Der Vorteil dieser Methode ist eine Steigerung der Nachweiseffizienz für  $\text{Ps}^-$ . Bei der Verwendung des Ge-Detektors ist diese, bedingt durch die geringe Raumwinkelabdeckung und die Photopeak-Effizienz des Detektors zur Zeit im Bereich von wenigen Prozent. Der Nachweis von geladenen Teilchen ist nur durch die Rückstreuung begrenzt und liegt bei ca. 80%. Die Transmissionsrate des zusätzlich eingebauten Gitters für die Halterung der Stripper-Folie führt zwar zu einer weiteren Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit, die aber sicher um mindestens einen Faktor 10 größer als beim  $\gamma$ -Nachweis sein wird.

## 5.2 Lebensdauerermessung des Orthopositroniums

Die am FRM-II in Garching geplante Anlage zur Erzeugung von moderierten Positronen mit einem Fluss von  $10^9 \text{ s}^{-1}$  (im Vergleich zu  $10^4 \text{ s}^{-1}$  im gegenwärtigen Experiment) eröffnet neue Möglichkeiten bei der Untersuchung von Positron-Elektron-Gebilden.

So ließe sich damit ein Experiment zur Messung der Lebensdauer des Ortho-Positroniums realisieren:

Zunächst könnte man in der gleichen Weise, wie in dieser Arbeit durchgeführt einen Strahl aus negativen Positronium-Ionen erzeugen. Durch Bestrahlung mit einem Nd:YAG-Laser ließe sich anschließend dieser Strahl zu neutralem Positronium und einem freien

Elektron dissoziieren. Da dies im Fluge geschieht, erhält man so einen modellierbaren Strahl von neutralen Positronium-Atomen. Durch eine "einfache" Reichweitenmessung kann dann die Lebensdauer des Positronium ohne störende Einflüsse von Vakuumwänden oder anderen Materialien bestimmt werden. Die Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Lebensdauer des Ortho-Ps konnte bislang nur in einer Messung an Quarz-Pulver gezeigt werden, Messungen in Gasen und in Vakuumbehältern weichen mehrere Standardabweichungen vom theoretischen Wert ab.

Ein weiterer Vorteil dieser Methode wäre, dass man den so gewonnenen Strahl neutraler Ortho-Positroniumatome für weitere Messungen, wie etwa spektroskopische Untersuchungen, nutzen könnte.

# Anhang A

## Software

### A.1 Motorsteuerung

Zur Steuerung des Motors wurde eine Software entwickelt, die mit der Piezodrive-Kontrolleinheit über die serielle Schnittstelle eines PCs kommuniziert. Der Sourcecode der Software befindet sich in der Versionsverwaltung CVS<sup>1</sup>, das `$CVSROOT` liegt unter `psminus@mess:/home/cb/psminus/.cvs`, der Modulname ist `motor`.

Da die Software sich auch aus anderen Programmen heraus bequem steuern lassen soll, wurde als Schnittstelle nach aussen (zum Benutzer, zu anderen externen Programmen...) ein *Command Line Interface* gewählt. Kommandos werden sequentiell ausgeführt, indem die Steuersoftware für jedes Kommando mit einem Parametersatz einzeln aufgerufen wird. Nach Abschluss des jeweiligen Kommandos terminiert das Programm mit einer Erfolgs- oder Fehlermeldung.

Abhängig von den Parametern bei der Kompilation der Software kann auch die gesamte Kommunikation mit der Controller-Einheit während der Laufzeit auf die *Standard-Fehlerausgabe* `stderr` protokolliert werden.

Die Funktionsweise der Steuerung ist wie folgt:

**Name** `motor` — Positioniertool für Piezoelektrische Präzisionsverschiebetische

**Zusammenfassung** `motor` `[--device|-d dev]` `[--help|-h]` `[--abs | -a MM]` `[--rel | -r MM]`  
`[--vp XX]` `[--ve XX]` `[--vt XX]` `[--reset | -z]` `[--printpos | -p]` `[--verbose | -v]`

**Beschreibung** `motor` wird verwendet um einachsige Linearverschiebetische vom Typ *LT 105-50-LM* (und vermutlich auch anderen) über eine MinDa- oder Piezodrive-Kontrolleinheit zu steuern (jeweils erhältlich bei *Feinmess Dresden*<sup>2</sup>)

Bitte beachten, dass offensichtlich ein Unterschied im Vorzeichen bei der Wahl der Position zwischen MinDa- und Piezodrive-Controller vorliegt.

Als Kommunikationsparameter für die Serielle Schnittstelle werden 38400 Baud, 8N1 gesetzt.

`-d dev | --device dev` Verwende die Schnittstelle `dev` für die Kommunikation anstatt des einkompilierten Defaults (`/dev/ttyS1`).

`--abs MM | -a MM` Verschiebe den Tisch an die Absolutposition `MM` in mm.

<sup>1</sup>Informationen zu CVS lassen sich z.B. von <http://www.cvshome.org> beziehen

<sup>2</sup><http://www.feinmess.de>

```

--rel MM | -r MM Verschiebe den Tisch relativ um MM mm.
--vp XX Setze die Positioniergeschwindigkeit in Einheiten von 0,5mm/sec.
--ve XX Setze die Geschwindigkeit für die Endschalter-Fahrt.
--vp XX Setze die Geschwindigkeit für den Tip-Mode.
--help | -h Zeige Hilfe an und Beende.
--reset | -z Führe ein Reset durch, suche den unteren (negativen) Anschlag,
führe eine Suche in positiver Richtung nach der Indexmarke aus, setze die
aktuelle Position auf die Indexmarke und setze den Positionszähler auf 0.
--printpos | -p Gebe nach dem beenden aller Positionierbefehle die Absolutpo-
sition in Millimetern auf die Standardausgabe aus.
--verbose | -v Gebe Debugging-Informationen aus.

```

Alle Parameter (mit Ausnahme des Positionszählers) gelten nur während der Laufzeit der jeweiligen Instanz. Bei der Ausführung nachfolgender Instanzen werden die Parameter auf einkompilierte Defaultwerte zurückgesetzt.

**Rückgabewerte** Wenn das Programm fehlerfrei terminiert, so ist der Rückgabewert 0. Kommt es während des Programmablaufs zu einem Fehler, so ist der Rückgabewert größer 0.

**Beispiel** Um ein Reset durchzuführen:

```
motor -z
```

Zur Position  $-5\text{mm}$  absolut fahren und die erreichte Position ausgeben:

```
motor -a -5 -p
```

## A.2 Simulation der $\text{Ps}^-$ -Zerfälle

Der nachfolgende Code ist ein Auszug aus der in Kapitel 4.1 beschriebenen Simulation und beschreibt die beiden Gamma-Quanten aus dem Zerfall des Positroniums und des negativen Positronium-Ions. Der gesamte Quellcode der Simulation liegt ebenfalls in der Versionsverwaltung CVS, unter dem Modulnamen `psminus`.

Drei-Gamma-Zerfälle werden in dieser Simulation nicht berücksichtigt.

```

void PSMinusPrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* anEvent) {
    float ParticleEnergy0 = 3*511*keV;
    float ParticleEnergy = 3*511*keV;
    float Gamma1Energy = 511*keV;      // Forward
    float Gamma2Energy = 511*keV;      // Backward
    float lambda = 1/(0.48*ns);
    float lambda_ps = 1/(143*ns);      // neutrales Positronium
    float gamma = 1.0;
    float t_eigen = 0;
    G4double ps_or_psminus;

    G4double theta1_alpha_ls, theta2_alpha_ls;
    G4double phi_alpha, theta_alpha;

```

```

float E0 = 3 * 511*keV;
G4double d = psminusSettings->GetFoilGridDistance();
G4double det_dist = psminusSettings->GetDetectorDistance();
float qU = 3.9*keV;
float x = 0.0; // Gauss
float y = 0.0; // Gauss
float z_ = 0.0, z = 0.0;
float beta = 0.; // v/c
float v_d = sqrt(1-pow((ParticleEnergy0/(ParticleEnergy0+qU)),2)) * c_light;
float t_d = 0.;

// the time a Ps- needs to travel from foil to grid2.
t_d = d/c_light * E0/qU * log(qU/E0 + 1 + sqrt(qU*qU/(E0*E0) + 2* qU/E0));

ps_or_psminus = RandFlat::shoot();

G4ThreeVector momentum1_direction(0., 0., 1);
G4ThreeVector momentum2_direction(0., 0., 1);

// Control the branching ratio for neutral positronium and negatively
// charged positronium ion from the command-line by "--ratio <xxxx>" where
// <xxxx> is a float between 0 and 1. Default is 0.0001
if (ps_or_psminus <= psminusSettings->GetPsPsmminusRatio()) {
// let there be Ps-

t_eigen = 1/lambda * RandExponential::shoot(); // / second;

if (t_eigen >= t_d) {
// the Ps- went past the grid and decays in the Faraday cage
ParticleEnergy = ParticleEnergy0 + qU;
gamma = ParticleEnergy/ParticleEnergy0;
z_ = d + v_d*(t_eigen - t_d)/gamma;
} else {
// the Ps- died in the accelerator field.
// classical: z_ = t*t * (qU)/(2*E0*d) * c_squared ;

z_ = d*E0 * exp(-c_light * qU * t_eigen / (d * E0)) *
pow((-1 + exp(c_light * qU * t_eigen / (d * E0))), 2) /
(2 * qU);

ParticleEnergy = ParticleEnergy0 + (z_ * qU/d);
gamma = ParticleEnergy / ParticleEnergy0;
}
beta = sqrt(1 - pow((1/gamma),2));

// The default distance detector - grid is 95.4 mm.
// You can control this by "/start/det" or from the commandline
// using the switch "--det <xxxx>" where <xxxx> is the distance
// detector-grid2 in millimeters.
// 'd' is the distance C-foil - grid2
z = z_ - det_dist - d;

// Asume a Gauss distribution along the x- and y-axis
// The aperture of the C-foil holder is a circle with 12mm diameter
do {
x = RandGauss::shoot(0., 3.5)*mm;
y = RandGauss::shoot(0., 3.5)*mm;
} while (sqrt(x*x + y*y) > 6*mm);

// random angles. theta_alpha is the elevation
phi_alpha = RandFlat::shoot(-M_PI, M_PI);
theta_alpha = acos(RandFlat::shoot(-1, 1));

// Forward gamma
theta1_alpha_ls = atan(sin(theta_alpha)/(gamma * cos(theta_alpha)));
momentum1_direction.rotateY(theta1_alpha_ls);
momentum1_direction.rotateZ(phi_alpha);

```

```

// Backward gamma
theta2_alpha_ls = atan(sin(theta_alpha)/(-gamma * cos(theta_alpha)))+M_PI;
momentum2_direction.rotateY(theta2_alpha_ls);
momentum2_direction.rotateZ(M_PI + phi_alpha);

// Dopplershift the energy
Gamma1Energy = Gamma1Energy * sqrt(1-(beta*beta)) /
  (1 - beta*cos(theta1_alpha_ls));

Gamma2Energy = Gamma2Energy * sqrt(1-(beta*beta)) /
  (1 - beta*cos(theta2_alpha_ls));

// Export fields into the root file
[...]

} else {
// neutral positronium

t_eigen = 1/lambda_ps * RandExponential::shoot();
beta = sqrt(2 * 400*eV / 1022*keV);

z = beta * c_light * t_eigen - det_dist - d;
do {
  x = RandGauss::shoot(0., 3.5)*mm;
  y = RandGauss::shoot(0., 3.5)*mm;
} while (sqrt(x*x + y*y) > 6*mm);

phi_alpha = RandFlat::shoot(-M_PI, M_PI);
theta_alpha = RandFlat::shoot(0., M_PI/2);

momentum1_direction.rotateY(theta_alpha);
momentum1_direction.rotateZ(phi_alpha);

momentum2_direction.rotateY(M_PI - theta_alpha);
momentum2_direction.rotateZ(M_PI + phi_alpha);

// Dopplershift the energy
Gamma1Energy = Gamma1Energy * sqrt(1-(beta*beta)) /
  (1 - beta*cos(theta_alpha));
Gamma2Energy = Gamma2Energy * sqrt(1-(beta*beta)) /
  (1 - beta*cos(theta_alpha + M_PI));
[...]
}

// Charge and fire
[...]
}

```

### A.3 Code zur Offline-Analyse

Die Offline-Analyse der Daten geschieht durch Root<sup>3</sup>. Dazu werden zunächst die Rohdaten mittels `offl_ana` [Köc94] in ein Rootfile umgewandelt. Dabei wird durch einen ersten Filter die Datenmenge durch einen Cut der Energie auf das Intervall [515, 600]keV reduziert. Anschließend können mit folgendem Code die einzelnen Files aller Schleifendurchläufe zusammengetragen werden und die Energien der Events korrigiert werden.

```

/**
 * Create a sum-spectrum.
 * Michael Lestinsky, Sept. 2002
 */

```

---

<sup>3</sup><http://root.cern.ch>

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include <iostream.h>
#include "TF1.h"
#include "TFile.h"
#include "TH1.h"
#include "TMath.h"
#include "TCanvas.h"
#include "TTree.h"
#include "TFrame.h"

/* Welchen Abstand auswerten? */
// #define dist_2mm
// #define dist_4_5mm
// #define dist_7mm
// #define dist_9_5mm
#define dist_12mm

#ifdef dist_2mm
#define DIST                2.77
#define CALC_DIST          "2.00mm"
#define title              "2.77mm, 3,9kV, mit Dk, v. Seg."
#define LOOP_MAX           1071
#endif

#ifdef dist_4_5mm
#define DIST                5.27
#define CALC_DIST          "4.50mm"
#define title              "5.27mm, 3,9kV, mit Dk, v. Seg."
#define LOOP_MAX           291
#endif

#ifdef dist_7mm
#define DIST                7.77
#define CALC_DIST          "7.00mm"
#define title              "7.77mm, 3,9kV, mit Dk, v. Seg."
#define LOOP_MAX           291
#endif

#ifdef dist_9_5mm
#define DIST                10.27
#define CALC_DIST          "9.50mm"
#define title              "10.27mm, 3,9kV, mit Dk, v. Seg."
#define LOOP_MAX           291
#endif

#ifdef dist_12mm
#define DIST                12.77
#define CALC_DIST          "12.00mm"
#define title              "12.77mm, 3,9kV, mit Dk, v. Seg."
#define LOOP_MAX           291
#endif

/* Konstanten */

#define PATH                "/d26/cb/lebensdauer"

// 3.9kV-Messung
#define VOLTAGE             3900.0

#define beta_rel            0.0702796334154
#define EMAX                548.268580212 // Maximalenergie.
#define Dist_Gitter_DetektorOberfl 62.6
#define MITTL_REICHWEITE    5.1

/* PSA-Parameter: */

// Schalte die Korrektur aus:

```

```

// #define DISABLE_CORR                1

// Deaktiviere Analyse fuer vordere oder hintere Segmente?
#define MIT_VORNE                        1
// #define MIT_HINTEN                  1

#define OFFSET_VORNE                     2.5 // -5.333 // Joerg: 1.023
#define SCALING_VORNE                    0.084 // 0.121 // Joerg: 0.102
#define OFFSET_HINTEN                   5.0 // -1.1
#define SCALING_HINTEN                   0.082 // 0.111 // 0.0784 // 22.337
/ 280

#define BINNING                          4
#define FIT_START                        528.75
#define FIT_END                          568.5
#define FIT_NUM                          ((FIT_END - FIT_START)*BINNING)+1

// Peak-Bereich wird vom Fit ausgeschlossen
#define FIT_EXCLUDE_LOW                  543
#define FIT_EXCLUDE_HI                   551

// Integrationsbereich fuer den Pminus-Peak.
#define PEAK_LOW                         543
#define PEAK_HI                          551

// Kristall-Laenge
#define KRISTALL_L                       78.0

// Die Grenze zwischen beiden Segment-Ebenen liegt bei: (mm)
#define SEGMENTGRENZE                    30.0

// Absorbtkoeffizient von 500keV-Gammas in Ge: (1/mm)
// Entspricht 1/Ort-der-HWW = 1/25.5mm
#define MU                                1/25.5

// Mittlere Eindringtiefe
#define MET_VORNE                        1/(MU)+(SEGMENTGRENZE*(exp(-MU*SEGMENTGRENZE)/ \
(exp(-MU*SEGMENTGRENZE)-1)))
#define MET_HINTEN                       1/(MU)+((KRISTALL_L-SEGMENTGRENZE)* \
(exp(-MU*(KRISTALL_L-SEGMENTGRENZE)))/ \
(exp(-MU*(KRISTALL_L-SEGMENTGRENZE))-1)))

/* Header */
void readfile (char * filename);
void treebatch();
Double_t peakfit(Double_t *x, Double_t *par);
Double_t bgfit(Double_t *x, Double_t *par);
Double_t thetafunc (Double_t x);
Double_t zerfallfit (Double_t *x, Double_t *par);
Double_t totfit(Double_t *x, Double_t *par);
Double_t errfit(Double_t *x, Double_t *par);
void batch (char * dist);

/* Variablen */
char filename[1000] = "";
Double_t encal[13], T[13], multipl, D, corr, R;
Short_t seghit;
Int_t rej_count, tot_count;

TCanvas * c1 = new TCanvas("c1", "Summenspektrum");
TCanvas * c2 = new TCanvas("nobg", "Ohne Untergrund");
TCanvas * c3 = new TCanvas("Rspec","Radius-Spektrum");
TCanvas * c4 = new TCanvas("Aspec","Winkel-Spektrum");

```

```

TH1F * hist = new TH1F("hist", "Corrected Energies", 341, 515, 600);
TH1F * raw = new TH1F("raw", "Uncorrected Energies", 341, 515, 600);
TH1F * rest = new TH1F("nobg", "Ohne Untergrund", FIT_NUM, FIT_START, FIT_END);
TH1F * rspec = new TH1F("rspec", "Radius-Spektrum", 500, 0, 50);
TH1F * anglespec = new TH1F("anglespec", "Winkel-Spektrum", 500, 0, 50);

TF1 * func = new TF1("fitfunc", totfit, FIT_START, FIT_END, 5);
TF1 * bgfunc = new TF1("bgfunc", bgfit, FIT_START, FIT_END, 5);

/**
 * Mapping of Channel-# -> Segment-#
 */
const static int getsegment[13] = {0, 1, 2, 11,
                                   3, 4, 5, 12,
                                   6, 7, 8, 10,
                                   9};

/**
 * Beschreibe einen Gauss-Peak
 */
Double_t peakfit(Double_t *x, Double_t *par) {
    Double_t value;
    //      A           Mean      Sigma
    value = par[0]*TMath::Gaus(x[0], par[1], par[2]);
    return value;
}

/**
 * Gesamt-Fit,
 * Fuehre einen Untergrundfit durch und
 * schliesse den Peak von der Fitfunktion aus.
 */
Double_t totfit (Double_t *x, Double_t *par) {
    if (x[0] > FIT_EXCLUDE_LOW && x[0] < FIT_EXCLUDE_HI) {
        TF1::RejectPoint();
        return 0;
    } else return bgfit(x, &par[0]);
}

/**
 * Untergrund-Fit
 */
Double_t bgfit(Double_t *x, Double_t *par) {
    Double_t value;
    const static Double_t GAMMA = 2.0908e-9;
    const static Double_t e = 1; // 1.60217733e-19;
    const static Double_t mc2 = 511000;
    const static Double_t c = 299798452;

    value = par[0] *
            ( TMath::Exp(par[1]*TMath::Power((x[0]-512.87), par[2]))
              + par[4] + zerfallfit(x, par));
    return value;
}

/**
 * Beschreibe die Ps- die innerhalb der Beschleunigungsstrecke zerfallen.
 */
Double_t zerfallfit (Double_t *x, Double_t *par) {
    const static Double_t GAMMA = 2.0908e-9;
    const static Double_t e = 1.60217733e-19;
    const static Double_t mc2 = 511000;

```

```

const static Double_t c = 299798452;
const static Double_t lambda = e*VOLTAGE/1533;

return par[3] * exp((-DIST/1000)*GAMMA/(lambda*c)*log(x[0]/511))
        * ((DIST/1000 * GAMMA * thetafunc(EMAX - x[0])) /
          (lambda*c*x[0]));
}

/**
 * Theta-Stufenfunktion.
 */
Double_t thetafunc (Double_t x) {
    if (x >= 0) return 1;
    else return 0;
}

/**
 * errfit macht das selbe wie totfit, nur dass ein zusaetzlicher freier
 * Parameter hinzukommt. Die anderen werden sinnvollerweise festgenagelt.
 */
Double_t errfit(Double_t *x, Double_t *par) {
    return totfit(x, &par[0]) + par[5];
}

/**
 * Sammle die Datenfiles ein und stelle die Plots dar.
 */
void batch (char * dist) {
    rej_count = 0;
    tot_count = 0;
    char msg[1000] = "";
    Double_t diff;
    Float_t x;
    Double_t bg_err_2 = 0;
    Double_t peak_and_bg = 0;
    Double_t peak_integral = 0;
    Double_t integral = 0;
    Double_t bg_integral = 0;
    Double_t fit_err = 0;

    for (Int_t i=1; i<=LOOP_MAX; i++) {
        sprintf(filename, "%s/%s/loop%d.root", PATH, dist, i);
        cout << filename << endl;
        readfile(filename);
    }

    c1->SetLogy();
    c1->SetFillColor(kWhite);
    c1->GetFrame()->SetBorderMode(0);
    c1->SetBorderMode(0);
    c1->cd();

    func->SetParameters(2000, -2.4958816, 0.506862, 1, 0.005);
    func->SetParameters(10000, -1.32541, 0.256275, 907697, 0.0641);
    func->SetParLimits(1, -10, 0);
    func->SetParLimits(2, 0, 3);
    func->SetParLimits(3, 1000, 5000000);
    func->SetParLimits(4, 0., 0.1);
    func->SetLineColor(kRed);
    func->SetLineColor(kRed);

    hist->Fit("fitfunc", "R");

    cout << "Chi-Square: " << func->GetChisquare() << endl;

    // Festhalten der Parameter 1 bis 4, nur noch 0 frei.

```

```

// func->SetParLimits(0, func->GetParameter(0), func->GetParameter(0));
func->SetParLimits(1, func->GetParameter(1), func->GetParameter(1));
func->SetParLimits(2, func->GetParameter(2), func->GetParameter(2));
func->SetParLimits(3, func->GetParameter(3), func->GetParameter(3));
func->SetParLimits(4, func->GetParameter(4), func->GetParameter(4));

hist->Fit("fitfunc", "R");

hist->GetXaxis()->SetLabelFont(12);
hist->GetXaxis()->SetTitleFont(12);
hist->GetYaxis()->SetLabelFont(12);
hist->GetYaxis()->SetTitleFont(12);
hist->SetTitle(title);
hist->Draw();

bgfunc->SetParameters(func->GetParameters());

for (int i=1; i<= FIT_NUM; i++) {
    Float_t x_ = i+(FIT_START*BINNING)-(515*BINNING);
    x      = (Float_t) hist->GetBinCenter(x_);
    diff = (Double_t) hist->GetBinContent(x_)
           - bgfunc->Eval(x);

    // cout << "i: " << i << " x: " << x << " diff: " << diff << endl;
    rest->Fill(x, diff);
    if (x < PEAK_LOW || x > PEAK_HI) {

        bg_integral += diff;
        bg_err_2    += hist->GetBinContent(x_);

    } else {

        peak_integral += diff;
        peak_and_bg   += hist->GetBinContent(x_);
    }
    integral += diff;
}

// Fehler aus der Untergrundbestimmung
fit_err = peak_and_bg * (func->GetParError(0)/func->GetParameter(0));

c2->SetFillColor(kWhite);
c2->SetBorderMode(0);
c2->cd();
rest->GetXaxis()->SetLabelFont(12);
rest->GetXaxis()->SetTitleFont(12);
rest->GetXaxis()->SetTitle("Gamma Energy [keV]");
rest->GetYaxis()->SetLabelFont(12);
rest->GetYaxis()->SetTitleFont(12);
rest->GetYaxis()->SetTitle("Counts/keV");
rest->Draw();
printf (msg, "Total events: %d\n", tot_count);
cout << msg;
printf (msg, "Integral after subtracting background: %.2f\n", integral);
cout << msg;
printf (msg, "Integral of Background: %.2f, Err: %.2f\n",
        bg_integral, sqrt(bg_err_2));
cout << msg;
printf (msg, "Integral of Peak-Area: %.2f, stat. err: %.2f, fit err: %.3f\n",
        peak_integral, sqrt(peak_and_bg), fit_err);
cout << msg;

c3->SetFillColor(kWhite);
c3->SetBorderMode(0);
c3->cd();
rspec->Draw();
c4->SetFillColor(kWhite);
c4->SetBorderMode(0);

```

```

    c4->cd();
    anglespec->Draw();
}

void treebatch() {
    batch(CALC_DIST);
}

/**
 * Lese ein Datenfile ein und trage die Werte in das Histogramm 'hist' ein.
 */
void readfile (char * filename) {
    Double_t R, D, Angle;
    Int_t chan_num;

    // Oeffne File und Tree oder beende Schleife, falls Fehler
    TFile * f = new TFile (filename);
    if (f == NULL) return;
    TTree * tree = (TTree *) f->Get("tree");
    if (tree == NULL) {
        cerr << "No such TTree <tree>" << endl;
        return;
    }

    tree->SetBranchAddress("encal", encal);
    tree->SetBranchAddress("T", T);
    tree->SetBranchAddress("seghit", &seghit);
    tree->SetBranchAddress("multipl", &multipl);

    Int_t nentries = (Int_t) tree->GetEntries();

    // Loop ueber alle Events im Tree
    for (Int_t j=0; j<nentries; j++) {
        tot_count++;
        tree->GetEntry(j);

        seghit = seghit & 0x1ffe;

        if ( multipl == 2 ||
            (multipl==3 && (((seghit>>6) & seghit) ||
                          ((seghit>>1) & seghit) ||
                          (seghit & 0x1040) ||
                          (seghit & 0x42) ))) {
            // Ein Segment wurde getroffen
            // oder ein Segment wurde gemeinsam mit seinem dahinter
            // liegenden Segment getroffen (in diesem Fall wird auf das
            // vordere Segment korrigiert).

            Int_t tmp = (seghit & 0xfffe);
            for (chan_num=-1; tmp>0; chan_num++) tmp = tmp >> 1;
            // Int_t seg_num = getsegment[chan_num];

            if (seghit & 0x7f) {
#ifdef MIT_VORNE
                // Es wurde eines der vorderen Segmente getroffen

                // Manche Ereignisse finden bei so doofen Feldkonfigurationen statt,
                // dass sie zu lange dauern. Diese Felder sind aber vermutlich alle
                // ganz am Rand, daher korrigiere einfach auf den Rand.
                if (T[0] > 360) T[0] = 360;

                R = OFFSET_VORNE + SCALING_VORNE * T[0];

                Angle = atan(R/(Dist_Gitter_DetektorOberfl+MET_VORNE-MITTL_REICHWEITE));

                // der Erwartungswert fuer den Nachweisort (z-Komponente) ist
                // abhaengig vom Winkel.

```

```

    D = MET_VORNE * cos(Angle);

    // Bestimme Angle erneut, diesmal mit dem Emissionswinkel-korrigierten D
    Angle = atan(R/ (Dist_Gitter_DetektorOberfl + D - MITTL_REICHWEITE));

#ifdef DISABLE_CORR
    corr = encal[0];
#else
    corr = encal[0]*(1-beta_rel * cos(Angle)) / (1-beta_rel);
#endif

    // Manchmal sind die T-Werte sinnlos.
    if (T[0] >= 0 && T[0] <= 380) {
        hist->Fill(corr);
        anglespec->Fill(Angle*180./TMath::Pi());
        rspec->Fill(R);
    } else rej_count++;
#endif
} else {
#ifdef MIT_HINTEN
    // Es wurde eines der hinteren Segmente getroffen

    if (T[0] > 420) T[0] = 420;

    R = OFFSET_HINTEN + SCALING_HINTEN * T[0];

    // Die mittlere Reichweite ist Abhaengig vom Winkel.
    Angle = atan(R/(Dist_Gitter_DetektorOberfl+MET_HINTEN+SEGMENTGRENZE
        - MITTL_REICHWEITE));
    D = MET_HINTEN * cos(Angle);

#ifdef DISABLE_CORR
    corr = encal[0];
#else

    // Bestimme den Winkel erneut, diesmal mit dem
    // Emissionswinkel-korrigierten D
    Angle = atan(R/ (Dist_Gitter_DetektorOberfl + D + SEGMENTGRENZE
        - MITTL_REICHWEITE));

    corr = encal[0]*(1-beta_rel * cos(Angle)) / (1-beta_rel);
#endif

#ifdef DISABLE_CORR
    corr = encal[0];
#else
    corr = encal[0]*(1-beta_rel * cos(Angle)) / (1-beta_rel);
#endif

    if (T[0] >= 0 && T[0] <= 420) {
        hist->Fill(corr);
        anglespec->Fill(Angle*180./TMath::Pi());
        rspec->Fill(R);
    } else rej_count++;
#endif
}

    raw->Fill(encal[0]);
} else rej_count++;
}
delete f;
}

```



# Literaturverzeichnis

- [Deg01] Kai A. Degreif. Aufbau eines Experiments zur Messung der Lebensdauer des negativen Positronium-Ions. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2001.
- [Fit02] Jörg Fitting. Messung und Pulsformanalyse an einem MINIBALL-Cluster-Detektor. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2002.
- [Fle01] Frank Fleischer. Voruntersuchungen zur Lebensdauerermessung des negativen Positronium-Ions. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2001.
- [Gun96] Christoph Gund. Eigenschaften des zweifach segmentierten Prototypen eines MINIBALL Cluster Moduls. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996.
- [Gun00] Christoph Gund. *The Sixfold Segmented MINIBALL Module Simulation and Experiment*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2000.
- [Ho83] Y. K. Ho. Positron annihilation in the positronium negative ion. *Journal of Physics B*, 16:1503–1509, 1983.
- [Hug02] C. Hugenschmidt. Production of Positron Beams and the Reactor Based Positron Source at FRM-II. In *Workshop on Future Instruments for Nuclear and Particle Physics at the FRM-II*, April 2002.
- [Jac81] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, 1981.
- [Köc94] Frank Köck. *Datenerfassung für kernphysikalische Experimente in einer heterogenen Rechnerumgebung*. Dissertation, Universität Heidelberg, 1994.
- [Lau01] Martin Lauer. Implementierung von Algorithmen zur Echtzeitpulsformanalyse von HPGe Detektorsignalen. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2001.
- [LGUS89] K. G. Lynn, E. Gramsch, S. G. Usmar, and P. Sferlazzo. Development of a cone-geometry positron moderator. *Applied Physics Letters*, 55:87, 1989.
- [Mil81] Allen P. Mills. Observation Of The Positronium Negative Ion. *Physical Review Letters*, 46:717–720, 1981.
- [Mil83] Allen P. Mills. Measurement of the Decay Rate of the Positronium Negative Ion. *Physical Review Letters*, 50:671–673, 1983.
- [Mil90] Allen P. Mills. Annihilation in Gases and Galaxies. In R. J. Drachman, editor, *Annihilation in Gases and Galaxies*, volume 3058, pages 213–221. NASA Conf. Publ., Washington DC, 1990.

- [Ple00] Florian Plenge. Planung und Aufbau eines Experiments zur Untersuchung des negativen Positronium-Ions. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2000.
- [SK82] C. Sivaram and V. Krishan. Possible effects of the positronium negative ion on 0.511MeV  $\gamma$ -ray astrophysical sources. *Astrophysics and Space Science*, 85:31–34, 1982.
- [SL88] Peter J. Schultz and K. G. Lynn. Interaction of positron beams with surfaces, thin films and interfaces. *Review of Modern Physics*, 60(3), 1988.
- [Whe46] John A. Wheeler. Polyelectrons. *Annals Of The New York Academy Of Science*, 48:219–238, 1946.

# Danksagung

Ich danke allen, die mich bei dieser Diplomarbeit und während meines Studiums unterstützt haben, besonders meinen Eltern, die mir dieses Studium überhaupt erst ermöglicht haben.

Ich danke Herrn Prof. Schwalm für die interessante Aufgabenstellung und gute Betreuung während meiner Diplomarbeit, für all seine Geduld, wenn ich mal wieder auf dem Schlauch stand und für seinen i Rat.

Dr. Gerald Gwinner und Dr. Heiko Scheit haben mir häufig mit Rat zur Seite gestanden, wenn es um den Betrieb oder die Auswertung des Experiments ging, wofür ich mich bei beiden herzlich bedanke.

Vielmals bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. J. Jolie, Herrn Dr. J. Eberth und Herrn Dr. D. Weißhaar vom Institut für Kernphysik an der Universität Köln für die Leihgabe des Detektors und für ihre gute Zusammenarbeit bei Fragen rund um den Betrieb des Detektors.

Oliver Koschorreck danke ich für seine Hilfsbereitschaft bei Elektronik-Problemen.

Frank Fleischer möchte ich für die gute Zusammenarbeit an diesem Experiment und zahlreiche gute Vorschläge bei Problemen danken.

Martin Lauer, Jörg Fitting und Hans Boie möchte ich für die Hilfe bei der Inbetriebnahme und Wartung des Ge-Detektors, ebenso wie ihre Hilfe bei Problemen mit der Datenaufnahme danken.

Dr. Frank Köck danke ich für die großzügigen Platten-Quotas und seine Hilfe bei Unix-Problemen.

Ich danke allen meinen Zimmergenossen für das ausgesprochen nette Arbeitsklima, mit zahllosen wertvollen oder lustigen Gesprächen.

Zu guter letzt geht mein Dank noch an Kathrin Mühlbauer, die mich während all der Zeit ertragen und moralisch unterstützt hat.