

# Aufbau und Erprobung eines mobilen Positronenstrahls

von

Holger Greif

Diplomarbeit in Physik  
angefertigt im  
Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich - Wilhelms - Universität

Bonn

im Januar 1994

Diese Arbeit widme ich Christian Greif, Katharina Greif und Margarete Bischoff

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

Referent: Professor Dr. Karl Maier  
Korreferent: Professor Dr. Peter David

**Inhaltsverzeichnis**

<b>1 Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1 Das Positron als Defektsonde	7
2.1.1 Thermalisierung	7
2.1.2 Diffusion	9
2.1.3 Haftstellen	10
2.1.4 Eindringtiefe	10
2.1.5 Oberflächeneffekte	11
2.2 Mögliche e <sup>+</sup> -Quellen	11
2.3 Moderation	13
2.3.1 Ablauf der Moderation	13
2.3.2 Moderatormaterialien	15
2.3.3 Handhabung	16
2.4 Nachweismethoden	16
2.4.1 Winkelkorrelation	17
2.4.2 Dopplerverschiebung / -verbreiterung	17
2.4.3 Lebensdauer	18
2.4.4 Rückdiffusion zur Oberfläche	19
2.4.5 Der S-Parameter für die Dopplerverbreiterung	19
<b>3 Anforderungen an die Maschine und deren technische Realisation</b>	<b>21</b>
3.1 Moderator	21
3.2 Kryostat	21
3.3 Quellenhalterung	24
3.4 Strahlführung	25
3.5 Potentialverhältnisse	27
3.6 Simulation mit e <sup>-</sup>	28
3.7 Vakuum	28
3.8 Target	28
<b>4 Testphase</b>	<b>30</b>
4.1 Einkühlen und Dauerbetrieb des Kryostaten	30

4.2 Standzeiten des Moderators .....	30
4.3 Strahlbetrieb .....	31
<b>5 Testmessung für Polarisationsexperimente .....</b>	<b>33</b>
5.1 F-Zentren in additiv gefärbtem KCl .....	33
5.2 Probenpräparation und -handhabung .....	34
5.3 Versuchsaufbau .....	35
5.4 Versuchsdurchführung .....	37
5.5 Ergebnis .....	37
5.6 Diskussion .....	38
<b>6 Zusammenfassung und Ausblick .....</b>	<b>39</b>
<b>Literatur .....</b>	<b>41</b>
<b>Danksagung .....</b>	<b>43</b>

# Kapitel 1 Einleitung

Das Positron und seine Eigenschaften sind seit langem bekannt. Sein Einsatz als hochempfindliche positive Sonde für Fehlstellen hat die Positronenzerstrahlung in der vergangenen Zeit zu einer außerordentlich fruchtbaren Methode in der Physik der kondensierten Materie entwickelt.

Trifft ein Positron auf einen Festkörper, so wird es in wenigen  $10^{-12}$ s auf thermische Energie abgebremst.[1,2] In dem Zeitraum bis zu seiner Zerstrahlung nach typischen  $10^{-10}$ s kann das thermalisierte Positron durch das periodische Potential des Festkörpers diffundieren. Auf diesem Diffusionsweg von  $\leq 1000\text{\AA}$  findet das Positron Haftstellen wie Eigengitterfehler, Versetzungen, Korngrenzen und Ausscheidungen schon bereits ab einer Konzentration von  $10^{-6}/\text{Atom}$ . Wird ein Positron in einer solchen Haftstelle gefangen, bleibt es aufgrund seiner geringen Energie ( $E_{\text{Th}}=3/2k_{\text{B}}T$ ) bis zur Annihilation mit einem Elektron in dieser gebunden.[9] Aufgrund der geringen Positronenenergie bestimmt die Impulsverteilung und die lokale Dichte der Festkörperelektronen die typischen Eigenschaften der Zerstrahlung. Die Zerstrahlungsparameter einer Haftstelle unterscheiden sich deutlich von denen im ungestörten Gitter.[3] Die Charakterisierung der Haftstellen anhand von Dopplerverschiebung und Winkelkorrelation der  $\gamma$ -Annihilationsquanten bzw. der  $e^+$ -Lebensdauer ist hierbei prinzipiell möglich. Aus der Zerstrahlung kann man daher Informationen über die elektronische Struktur des Festkörpers und seiner Fehlstellen erhalten.

Übliche Methoden zur Untersuchung von Festkörpern mit Hilfe der Positronenzerstrahlung beruhen auf der Implantation von  $e^+$  aus Quellen (z.B. in einer Sandwichanordnung Probe/Quelle/Probe) oder der Anwendung von stationären Positronenstrahlen mit variabler Energie.

Die Eindringtiefe der Positronen und damit der zur Verfügung stehende Untersuchungsbereich ist zum einen von der Positronenenergie und zum anderen von den Eigenschaften der Probe, wie zum Beispiel der Dichte, abhängig.

Im Falle der Implantation direkt aus  $\beta^+$ -Quellen ist daher der Meßbereich fest vorgegeben und während der Messung nicht zu verändern.

Um die Tiefenabhängigkeit von Fehlstellen in einer Probe zu untersuchen, benötigt man einen  $e^+$ -Strahl mit variabler Energie. Bei einer Energie von einigen 100eV diffundieren fast alle Positronen an die Oberfläche der Probe zurück. In diesem Energiebereich sind die Positronen also eine reine Oberflächensonde. Hingegen ab 15keV diffundieren praktisch keine Positronen mehr an die Oberfläche zurück, die Positronen stellen reine Volumensonden dar. Untersuchungen bis zu einer Tiefe von

einigen  $\mu\text{m}$  sind mit Energien um  $25\text{keV}$  möglich. Allerdings sind derartige Apparaturen bisher aufwendig und bedürfen oft großer Anlagen mit hohem technischen Aufwand.

Darin liegen die Nachteile bei komplizierten Probenmanipulationen. Die in der Oberflächenphysik übliche Bearbeitung von Proben durch z.B. Sputtern und anschließende Charakterisierung durch LEED, Augerspektroskopie oder RTM [4,5,6], benötigen ebenfalls einen großen experimentellen und technischen Aufwand. Große UHV-Kammern sind hier der Standard. Anlagen für die exakte Bearbeitung von Proben sind meist ortsgebunden und auch häufig durch die fest vorgegebenen Untersuchungsmethoden starr und unflexibel im Einsatz.

Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau eines kompakten und mobilen Positronenstrahls. Dieser soll energetisch durchstimmbare ( $100\text{eV}$ - $25\text{keV}$ ), monochromatische Positronen in ausreichender Anzahl ( $>10^5/\text{s}$ ) liefern. Mit einer solchen Apparatur kann man leicht die Vorteile eines Positronenstrahls mit den Möglichkeiten einer stationären Anlage zur Probenmanipulation sinnvoll verknüpfen. Die vorliegenden Standarduntersuchungsmethoden werden ergänzt und auf bisher nicht zugängliche Bereiche der Probe erweitert.

Eine Weiterentwicklung der bereits existierenden Standarduntersuchungsmethoden liegt in der zusätzlichen Nutzung der Polarisation von Positronen und Elektronen.

Mit einem starken äußeren Magnetfeld und einer gekühlten Probe kann man "von außen" Einfluß auf die  $e^+$ -Zerstrahlung nehmen. Dies liegt daran, daß die Annihilation eines  $e^+e^-$ -Systems sensitiv auf die relative Spinstellung zueinander ist. Mit Hilfe eines äußeren Magnetfeldes kann man die Spinstellung ungepaarter Elektronen beeinflussen. Bei Positronen, die durch den  $\beta^+$ -Zerfall polarisiert sind, ist dies im Bereich von tiefen Temperaturen aufgrund der kurzen Lebensdauer und der langen Spin-Gitter-Relaxationszeiten nicht möglich.

Die Anwendung dieser bekannten Phänomene auf paramagnetische Zentren wurde in einer Testmessung an der 12-Detektor-Apparatur von Prof. Bodenstedt untersucht. Hierbei wurde die Zerstrahlung von polarisierten Positronen in einem additiv gefärbten KCl-Kristall bei tiefen Temperaturen und bei einem äußeren Magnetfeld von  $4,5\text{ T}$  gemessen.[7]

Die Konsequenz dieser Messung für den aufzubauenden  $e^+$ -Strahl liegt darin, daß eine Erweiterung auf polarisierte Positronen möglich sein muß.

# Kapitel 2 Physikalische Grundlagen

## 2.1 Das Positron als Defektsonde

Für die Untersuchung von Festkörpern eignet sich das Positron aufgrund seiner Eigenschaften hervorragend. Durch seine geringe Masse, die hohe Beweglichkeit und seine fehlende Substruktur stellt es eine ideale Sonde zum Auffinden von Defekten dar. Über die Wechselwirkung mit den Elektronen am Ort des Positrons erhält man typische Informationen über den Festkörper. Durch die Vernichtung mit einem Elektron in  $\gamma$ -Quanten ist ein einfacher Nachweis möglich.

### 2.1.1 Thermalisierung

Trifft ein Positronenstrahl auf einen Festkörper, verlieren die Positronen ihre gesamte Energie bis zu der thermischen Energie  $E_{th}=3/2k_B T$  ( $\approx 1/40\text{eV}$  bei Raumtemperatur). Die Zeit dieser Thermalisierung ist ein Bruchteil der Positronenlebensdauer in Festkörpern ( $T_{Th}\approx 10^{-12}\text{s}\ll\tau\approx 10^{-10}\text{s}$ ).[1,2]

Die wichtigsten Prozesse für den Energieverlust sind je nach Art des Festkörpers [8,9,10]

- Ionisation
- die Anregung von Core- und Valenzelektronen
- die Erzeugung von Elektron/Loch-Paaren
- die Anregung von Plasmonen
- die Anregung von Phononen

Die einzelnen Bereiche der Energieverluste in Metallen und Isolatoren (z.B. feste Edelgase) sind in Tabelle 2.0 dargestellt.

Der Energieverlust in einem weiten Bereich bis hinunter zu  $\sim 10\text{keV}$  wird in beiden Systemen durch die Bethe-Bloch Gleichung [11,12,13] beschrieben. Es handelt sich hierbei um eine Mittelwertbildung von Einzelprozessen. Die Zeiten des Energieverlustes sind berechenbar und liegen im Bereich von  $10^{-12}\text{s}$ .

Im Energiebereich  $E<10\text{keV}$  müssen jedoch die Einzelprozesse betrachtet werden. Eine geschlossene Behandlung und zeitlich exakte Berechnung der Energieverluste ist nicht möglich. Die benötigte Zeit ist aber immer noch klein im Vergleich zu der Lebensdauer.

Energiebereich	Metalle	Isolatoren
MeV - ~10keV	inelastische Stöße mit Core- und Leitungselektronen	Ionisation und Elektron/Loch-Paarbildung
$\sim 10\text{keV} > E > E_G$		Elektron/Loch-Paarbildung
$E > E_G - E_{Ex}$		Exzitonenanregung
$E > E_G - E_B^{Ps}$ (Ore Gap)		Positroniumbildung
$E > E_F$	inelastische Stöße mit Core- und Leitungselektronen	
$E > E_{Th}$	Anregung von Plasmons- schwingungen Phononenanregung	Phononenanregung
Hierbei bedeuten	$E_{Th}$ thermische Energie ( $3/2k_B T$ ) $E_F$ Fermienergie $E_G$ Bandlücken-Energie $E_B^{Ps}$ Positroniumbindungsenergie $E_{Ex}$ Exzitonbindungsenergie	

**Tab. 2.0** Energieverluste von  $e^+$  in Metallen und Isolatoren



## 2.1.2 Diffusion

Nach der Abbremsung auf thermische Energie diffundieren die Positronen im periodischen Potential des Festkörpers bis zu ihrer Zerstrahlung mit einem Elektron innerhalb von ca.  $10^{-10}$ s.

Eine Berechnung des Diffusionsprozesses ist sowohl im Teilchenbild [8,14] als auch im Wellenbild [8] möglich.

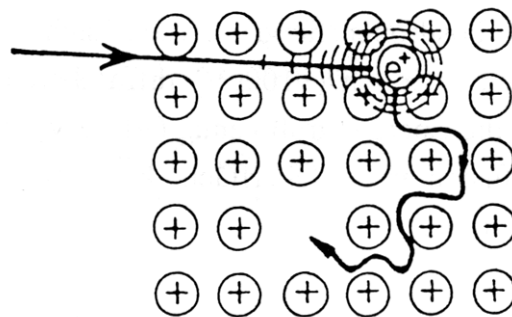
Ist die mittlere freie Weglänge für eine Streuung sehr klein gegen die typische Eindringtiefe, kann eine Beschreibung durch die Diffusionsgleichung erfolgen. Die Diffusionsgleichung lautet

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} \quad , c = \text{Positronendichte}$$

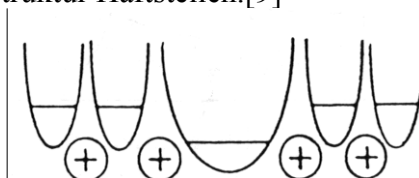
D = Diffusionskonstante  
 $\vec{r}$  = Ortsvektor

Für die erweiterte Diffusionsgleichung sei auf die Literatur verwiesen.[9]

Es ergibt sich eine Diffusionskonstante von  $D \approx 1 \text{ cm}^2/\text{s}$  und ein Diffusionsbereich von  $\leq 1000 \text{ \AA}$  innerhalb der Lebensdauer  $\tau \sim 10^{-10}$ s. ( $\bar{x} = \sqrt{3 \cdot D \cdot \tau}$ )



**Abb 2.1** Das Positron als Fehlstellensonde. Nach einer schnellen Thermalisierung in  $\sim 10^{-12}$ s diffundiert das  $e^+$  durch das periodische Potential des Festkörpers. Dort findet es aufgrund der veränderten elektronischen Struktur Haftstellen.[9]



**Abb. 2.2** Schematisches Bild der Potentialdifferenz zwischen dem freien Zustand von  $e^+$  und dem gebundenen Zustand in einer Leerstelle. Das  $e^+$  bleibt aufgrund seiner thermischen Energie  $E_{\text{Th}}$  und der großen Potentialtiefe einer Leerstelle ( $\sim 1\text{eV}$ ) bis zu seiner Zerstrahlung mit einer sehr großen Wahrscheinlichkeit an die Leerstelle gebunden.[9]

### 2.1.3 Haftstellen

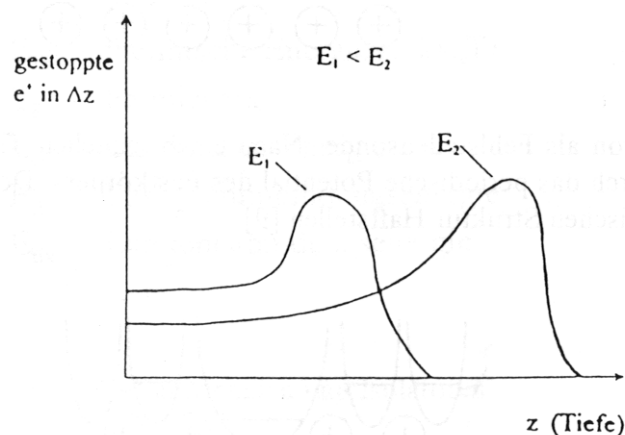
Die Zeit bis zur Annihilation wird durch verschiedene Haftstellentypen für das Positron z.T. erheblich verlängert. Mögliche Haftstellen sind u.a. Eigengitterfehler (Leerstellen), Versetzungen, Ausscheidungen und Korngrenzen. Die elektronische Struktur von Haftstellen weist häufig eine reduzierte Elektronendichte und einen kleineren mittleren Elektronenimpuls auf; z.B. haben Leerstellen eine typische Potentialtiefe von  $\approx 1\text{eV}$ . Für das thermalisierte Positron mit  $E_{\text{th}} = 3/2k_{\text{B}}T$  bedeutet das eine Bindung an die Leerstelle bis zur Zerstrahlung.

Eine Beschreibung durch das einfache Haftstellenmodell findet sich in [15,16]. Dieses kann zur tatsächlichen Beschreibung physikalischer Vorgänge auf verschiedene Haftstellenarten erweitert werden.[16,17,18,19,20]

### 2.1.4 Eindringtiefe

Die Energie des Positrons bestimmt seine Eindringtiefe in den Festkörper. Für monochromatische und energetisch durchstimmbare Positronen ist daher der Untersuchungsbereich in der Tiefe einstellbar und desweiteren nur durch den Diffusionsbereich (Kap. 2.1.2) und Aufstreuprozesse bestimmt (Abb. 2.3).

Durch eine variable Positronenenergie lassen sich also Fehlstellentiefenprofile aufnehmen. Bei kleinen Energien ( $\sim 100\text{eV}$ ) diffundieren fast alle  $e^+$  wieder an die Oberfläche zurück. Ist die Energie groß genug ( $\sim 15\text{keV}$ , abhängig je nach Festkörper), läßt sich eine Rückdiffusion an die Oberfläche komplett vermeiden und man mißt nur noch im Volumen der Probe.



**Abb. 2.3** Schematische Darstellung der Eindringtiefe von monochromatischen Positronen in Festkörpern. Die Energie der Positronen bestimmt die Eindringtiefe, der Diffusionsbereich das mögliche Untersuchungsvolumen. Durch Aufstreuprozesse werden die Positronen z.T. in geringeren Tiefen gestoppt als durch ihre Energie eigentlich vorgegeben. Der Übergang der

Positronen von der Oberfläche in das Volumen der Probe ist durch Erhöhung der  $e^+$ -Energie möglich.

### 2.1.5 Oberflächeneffekte

An der Grenzfläche eines Festkörpers zum Vakuum kommt es beim Beschuß mit Elektronen zu Effekten wie

- Streuung der primären Teilchen
- Erzeugung von Sekundärelektronen

Beim Beschuß mit Positronen gibt es zusätzlichen Effekte wie

- die Bildung von schnellem Positronium in verschiedenen Ladungszuständen
- der Einfang von rückdiffundierten Positronen im effektiven Spiegelpotential
- die Bildung von Oberflächenpositronen und  $\gamma$ -positronium

Auf eine detaillierte Diskussion wird an dieser Stelle verzichtet und auf die Literatur verwiesen.[9]

## 2.2 Mögliche $e^+$ -Quellen

Für den Einsatz in der mobilen Apparatur bieten sich nur Positronenquellen aus dem künstlich erzeugten  $\beta^+$ -Zerfall an, die den folgenden Auswahlkriterien genügen sollten:

- Um die Kompaktbauweise der gesamten Apparatur sicherzustellen und aufwendige Abschirmungen zu vermeiden, bieten sich Quellen mit niedrigen  $\gamma$ -"Begleit"energien an.
- Um eine hohe Ausbeute nach der Moderation zu erhalten (Kap. 2.3), sollte die Quelle niedrige  $\beta^+_{\max}$ -Energien aufweisen und günstige  $e^+$ -Verzweigungsverhältnisse haben.
- Es ist eine kurze bis mittlere ( $< 100d$ ) Halbwertszeit zu wählen.
- Die Quelle muß sich auf einen Durchmesser von  $\leq 2mm$  verkleinern lassen. Damit werden aufwendige Fokussierungen in der Apparatur vermieden.
- Das Nuklid muß, um eine ausreichende Quellstärke zu ermöglichen, eine geringe Selbstabsorption besitzen.

- Aus Kostengründen sollte die Erzeugung mit dem Bonner Isochron-Zyklotron realisierbar sein.

Aus dem großen Bereich der  $\beta^+$ -Strahler eignen sich vor allem die folgenden Kandidaten.[21]

	$\beta^+$ -Energie	Anteil an $e^+$	$\gamma$ -Energie	Halbwertszeit
$^{74}\text{As}$	0,95MeV	26%	595keV (61%)	17,8d
	1,50MeV	3%	635keV (14%)	
$^{18}\text{F}$	0,64MeV	97%	-----	109min
$^{58}\text{Co}$	0,47MeV	15%	810keV (99%)	71,3d
$^{22}\text{Na}$	0,54MeV	90%	1,28MeV (100%)	2,6y

**Tab.2.4** Tabelle der für den kompakten Strahl geeigneten  $e^+$ -Quellen

Wie man an der Tabelle 2.4 ersieht, sind die beiden letzten Kandidaten aufgrund der hohen -Energien für einen mobilen Einsatz relativ ungeeignet.

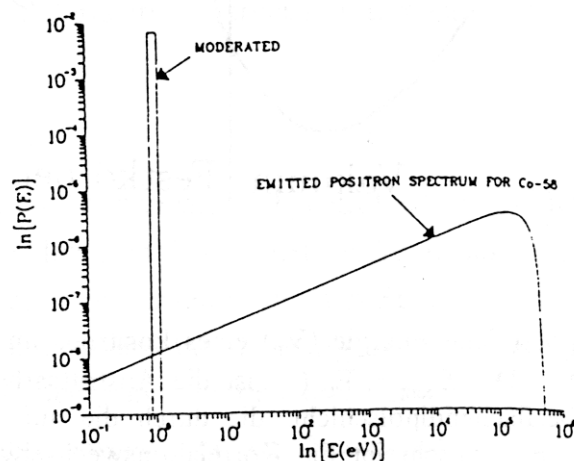
Für den Testbetrieb mit einer schwachen Quelle ist das  $^{58}\text{Co}$  geeignet. Dieses ist käuflich zu erwerben und einfach in der Handhabung. Die erste Testquelle wurde z.B. in der Quellenhalterung als  $^{58}\text{CoCl}_2$  eingetrocknet.

Die Erzeugung und der Umgang des idealeren Kandidaten  $^{74}\text{As}$  wurde in einer parallelen Diplomarbeit bearbeitet. [22] Neben der Erfüllung der oben beschriebenen Ansprüche für den kompakten Strahl hat das  $^{74}\text{As}$  noch folgende Vorteile:

- Herstellungsverfahren durch Bestrahlung von hochreinem Germanium. Dadurch spielen störende Nebenreaktionen kaum eine Rolle.
- einfache Trennung des Quellnuklids durch Aufschmelzen des Germaniums und Ausdampfen des  $^{74}\text{As}$ .
- Verkleinerung der Quelle auf <1mm bei ausreichender Quellstärke möglich.

## 2.3 Moderation

Die Energieverteilung im  $\beta^+$ -Spektrum macht einen energetisch durchstimmbaren Positronenstrahl mit Energiefiltern sehr ineffektiv. Verwendet man jedoch einen Moderator, erreicht man eine Monochromatisierung der  $e^+$  auf  $\approx 3\text{eV}$  und eine zur Moderatoroberfläche senkrechte Emission. Der Phasenraum der aus dem Moderator austretenden Positronen ist klein. Mit dieser Methode erreicht man eine hohe Effizienz (Kap.2.3.2). Einen Vergleich zwischen einem moderierten und einem natürlichen  $\beta^+$ -Spektrum zeigt Abbildung 2.5.



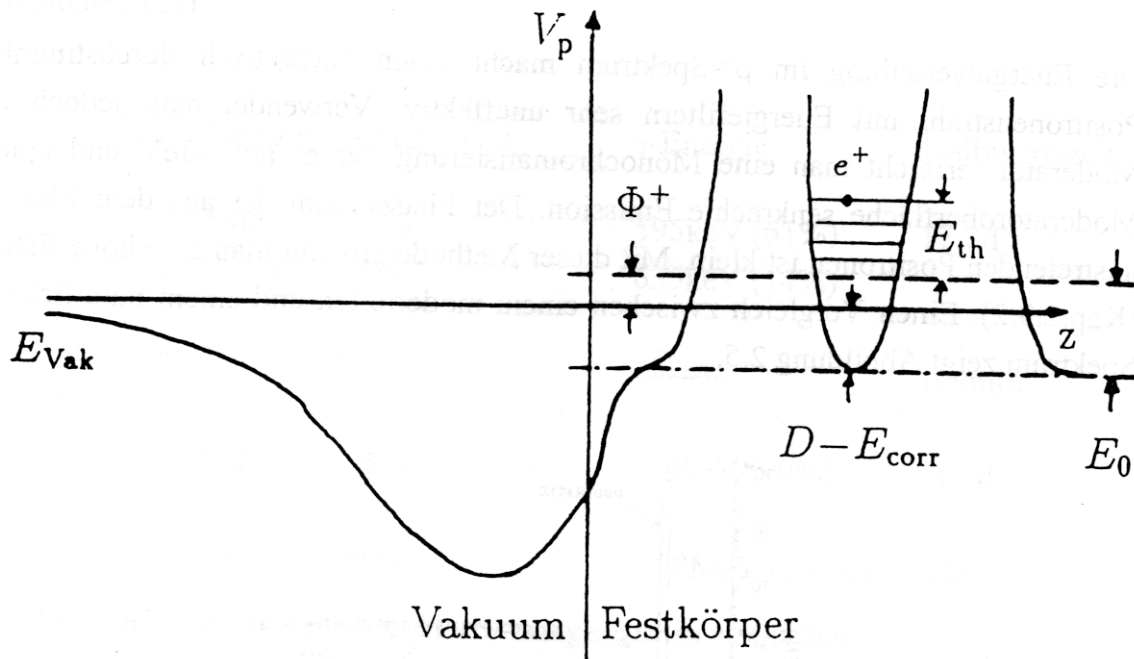
**Abb. 2.5** Vergleich zwischen dem Energiespektrum von  $^{58}\text{Co}$  mit und ohne Moderator. Mit Moderator werden monochromatische  $e^+$  emittiert.[9]

Bei typischen Quellstärken von  $<1\text{Ci}$  und einer typischen Lebensdauer von  $\sim 10^{-10}\text{s}$  befinden sich immer nur ein oder zwei  $e^+$  im Moderator. Somit gibt es keine  $e^+/e^+$ -Wechselwirkung und es gilt die Boltzmannstatistik.

### 2.3.1 Ablauf der Moderation

Nach der Thermalisierung (Kap. 2.1.1) sollen im Moderatormaterial möglichst viele Positronen bei der Diffusion (Kap. 2.1.2) wieder die Oberfläche erreichen.

Für Positronen in der Nähe einer Metalloberfläche gibt es die Möglichkeit der Rückemission ins Vakuum als freies  $e^+$ . Dies setzt eine negative Positronenaustrittsarbeit  $\phi_+$  voraus. Abbildung 2.6 veranschaulicht die Potentialverhältnisse.



**Abb. 2.6** Effektive potentielle Energie ( $V_p$ ) eines Positrons im Abstand  $z$  von der Metalloberfläche. Es gilt  $\phi^+ = D - E_{\text{corr}} + E_0$  ( $\phi^+$  ist die Austrittsarbeit der  $e^+$ ,  $D$  entspricht der Potentialstufe der Oberflächendipolschicht, die durch die auf der Vakuumseite fehlenden Atomrümpfe entsteht.  $E_{\text{corr}}$  beschreibt die Korrelationswechselwirkung, d.h. den Abschirmeffekt der  $e^-$  mit den  $e^+$ .  $E_0$  ist die Bandverschiebungsenergie der  $e^+$  im Festkörper). Außerhalb der Oberfläche existiert ein effektives Spiegelpotential, welches durch die Ladungsverschiebungen des austretenden Positrons hervorgerufen wird.[8]

Desweiteren kann das  $e^+$  mit einem Oberflächenelektron Positronium bilden. Bedingung hierfür ist, daß die Bindungsenergie von 6,8eV größer ist als die Summe der Austrittsarbeiten von Elektron und Positron ( $\phi_+ + \phi_-$ ). Diese Positronen sind für den Positronenstrahl verloren. Das gleiche gilt für Positronen, die aufgrund des effektiven Spiegelpotentials in einem Oberflächenzustand lokalisiert sind.[8,9]

Bei Isolatoren laufen die Prozesse unterhalb der Bandlücken-Energie  $E_G$  nur uneffektiv ab: Der Energieverlust durch Phononenanregung ist durch  $E_{\text{ph}} = h\nu_{\text{ph}} \sim 10\text{meV}$  gering. Die Positronen werden deshalb häufig nicht vollständig thermalisiert, sondern vielmehr vorher durch Stöße an die Oberfläche zurückgestreut. Ihr Energiebereich liegt bei der Emission im Bereich einiger eV (Der Effekt nicht vollständig thermalisierter Positronen tritt bei Metallen ebenfalls noch zusätzlich auf).

Eine Erklärung der Moderation bei Isolatoren über die Bildung von instabilen Positronium ist ebenfalls möglich. Dieses ist im Gitter hochbeweglich und zerfällt an der Moderatoroberfläche. Die Erhaltung der Polarisation bei festen Edelgasen ist deshalb noch ungeklärt.

### 2.3.2 Moderatormaterialien

Als Materialien eignen sich Metalle und feste Edelgase. Für diese Materialien gelten die folgenden Auswahlkriterien.

Bei Metallen ist eine negative Austrittsarbeit nötig (Abb. 2.6). Desweiteren sorgt eine große Dichte  $\rho$  für ein Thermalisieren der  $e^+$  in einer dünnen Schicht. Eine große Diffusionskonstante  $D$  bewirkt, daß viele Positronen an die Oberfläche zurückdiffundieren. Diese Bedingungen erfüllt bei Metallen vor allem das Element Wolfram. Ein weiterer Vorteil bei Wolframmoderatoren ist die Erhaltung der Polarisation  $\beta=v/c$ . Dadurch ist es möglich, polarisierte, energetisch durchstimmbare Positronenstrahlen zu realisieren.[9]

Bei den festen Edelgasen ist eine möglichst große Energielücke ( $E_G$ ) gefordert. Die nicht vollständig thermalisierten Positronen werden mit  $E_{kin}$  aus dem Moderator emittiert. Ebenfalls ist ein Abbremsen in dünnen Schichten (große Dichte  $\rho$ ) und eine große Diffusionskonstante  $D$  erwünscht. Aufgrund der geringeren Elektronendichte und der damit verbundenen längeren Lebensdauer ( $\tau_{e^+}^{Edelgas} \gg \tau_{e^+}^W$ ) sind im Edelgas sehr viel längere Diffusionswege möglich. Neon und Krypton erfüllen diese Bedingungen ideal .

Wie die Tabelle 2.7 zeigt, ist die Effizienz  $\varepsilon$  ( $\varepsilon = \frac{e^+ \text{ nach dem Moderator}}{e^+ \text{ der Quelle}}$ ) der Edelgasmoderatoren fast um den Faktor 10 größer als die von Wolfram. [23]

		neon	argon	krypton	xenon	$W_{polycrystal}$	$W_{monocrystal}$
$T$	[K]	5	22	37.5	53	300	300
$R$	[ $s^{-1}$ ]	210	52	165	128	10	40
$\epsilon$	[ $10^{-3}$ ]	0.8	0.2	0.63	0.48	0.038	0.15
$T_s$	[K]	8.48	30.6	42.2	58.2		

**Tab 2.7** Gemessene Zerstrahlungsrate  $R$  und berechnete Moderationseffizienz  $\epsilon$  bei den angegebenen Arbeitstemperaturen  $T$ .  $T_S$  bedeutet die Sublimationstemperatur bei  $10^{-6}$ mbar. [23]

### 2.3.3 Handhabung

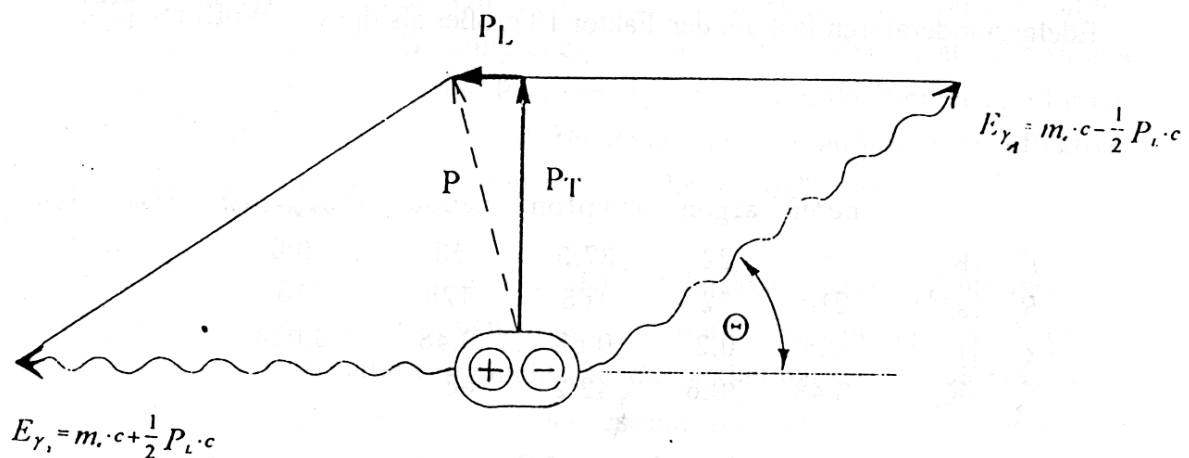
Die Moderatormaterialien sollen für eine hohe  $e^+$  Ausbeute möglichst wenige Haftstellen aufweisen. Dies hat bei Wolfram zur Folge, daß man es vor dem Einsatz bei ca.  $3000^\circ\text{C}$  ausglühen muß. Ist das Wolfram während einer Messung durch Restgas aus dem Vakuum "vergiftet" worden, muß das gesamte System zum Wechseln belüftet werden. Dies ist aufwendig und beschränkt den Einsatz gerade bei kurzlebigen Quellen.

Edelgasmoderatoren hingegen benötigen einen Kryostaten für die notwendige Arbeitstemperatur (Ne:  $T < 5\text{K}$ , Kr  $T < 40\text{K}$ ). Dieser erhöhte apparative Aufwand wird aber durch das schnelle Auswechseln eines verbrauchten Moderators aufgehoben. Durch Gegenheizen über die Sublimationstemperatur und anschließend erneuter Edelgaszuführung kann das Wechseln zwischen den Messungen durchgeführt werden. Aufgrund der hohen Effizienz ( $\epsilon_{\text{Kr}} \gg \epsilon_{\text{W}}$ ) und der Vorteile bei der Handhabung wird in der vorliegenden Arbeit ein Kryptonmoderator benutzt.

### 2.4 Nachweismethoden

Auf seinem Diffusionsweg durch die periodische Struktur eines Festkörpers findet das Positron Haftstellen aufgrund deren veränderter elektronischer Struktur.

Im Laborsystem der Haftstelle befindet sich das Positron mit  $E_{\text{Th}} = 3/2 k_B T$  im Vergleich zu einem Elektron (mit  $E \sim 10\text{eV}$ ) nahezu in Ruhe.



**Abb 2.8** Die Zerstrahlung von  $e^+e^-$  im Laborsystem in  $2\gamma$ . Der Impuls  $P$  des Elektron kann in zwei Komponenten  $P_T$  und  $P_L$  aufgespalten werden. Die Energieverschiebung  $\Delta E = 1/2 P_L c$



und die Abweichung  $\theta = P_T/m_e c$  vom Schwerpunktswinkel von  $180^\circ$  bewirkt nur der Elektronenimpuls. Das thermalisierte Positron liefert im Vergleich aufgrund seiner geringen Energie einen vernachlässigbar kleinen Beitrag.

### 2.4.1 Winkelkorrelation

Im Schwerpunktsystem zerstrahlt das Positron mit dem Elektron bei geeigneter Spineinstellung ( $\uparrow\downarrow$ ) exakt unter  $180^\circ$ . Im Laborsystem kommt es durch den transversalen Elektronenimpuls  $P_T$  hingegen zu kleinen Abweichungen

$$\Theta = \frac{P_T}{m_e c}$$

Der apparative Aufwand für Winkelkorrelationsmessung ist groß. Um eine Winkelauflösung von 1mrad zu erzielen, braucht man einen Detektorabstand zu der Probe von mehreren Metern.[15]

### 2.4.2 Dopplerverschiebung / -verbreiterung

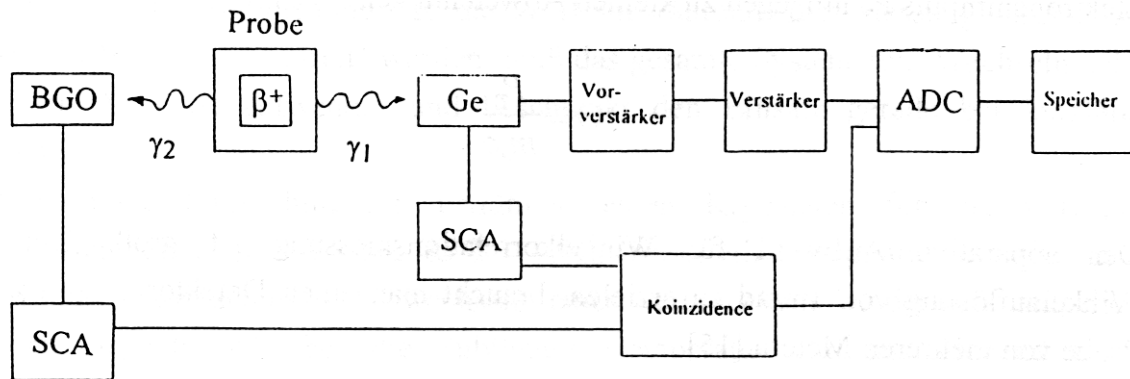
Durch den longitudinalen Impuls  $P_L$  des Elektrons ergibt sich eine Dopplerverschiebung der  $2\gamma$ -Annihilationsquanten von

$$\Delta E = \frac{1}{2} P_L \cdot c$$

Dies führt zu einem nutzbaren Verstärkungseffekt: Bei einer Elektronenenergie von  $E_{kin}^{e^-} \approx 10\text{eV}$  kommt es zu einer Dopplerverschiebung von  $\approx 1,5\text{keV}$ . Dies ist mit der hohen Energieauflösung von Germanium-Detektoren einfach messbar.

Der Unterschied der Zerstrahlungslinie zwischen einem im Gitter freien Positron und einem in einer Haftstelle gefangenen Positron kann durch die sehr unterschiedlichen Elektronenimpulse bis zu 5% betragen. In der Haftstelle zerstrahlt das  $e^+$  bevorzugt mit Leitungselektronen, d.h. aufgrund deren kleineren Impulse wird die Linie schmaler. Der Impuls des thermalisierten Positrons ist auch bei eingefangenen (lokalisierten)  $e^+$  klein im Vergleich zu den Impulsbeiträgen der  $e^-$ .

Für eine Messung der Dopplerverschiebung bietet sich folgender Messaufbau an. Die einzelnen Komponenten sind beschrieben in [13].



**Abb 2.9** Aufbau für eine Messung der Dopplerverschiebung. Der Germanium-Detektor ist aufgrund der hohen Energieauflösung und der Wismuth-Germanat-Detektor (BGO) wegen seiner großen Nachweiswahrscheinlichkeit geeignet.

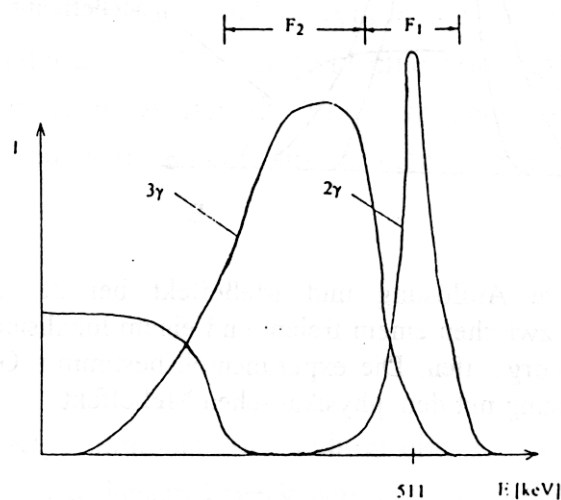
### 2.4.3 Lebensdauer

Die Zerstrahlungsrate  $\Gamma$  ist proportional zur Elektronendichte  $\rho$  am Ort des Positrons.[24] Durch die verringerte Elektronendichte einer Haftstelle erhöht sich die Lebensdauer der Positronen in einer Fehlstelle um bis zu 30%. Um die Lebensdauer zu messen, benötigt man als Startsignal bei  $e^+$ -Quellen ein promptes  $\gamma$ -Quant. Durch eine Strahlungspulsung ist dieses Zeitsignal auch bei einem Positronenstrahl gegeben. Durch das Bunchen besitzen die Positronen jedoch einen großen Phasenraum.

Das Startsignal fehlt bei einem kontinuierlichen Positronenstrahl. Der zerstörungsfreie und gleichzeitig zeitaufgelöste Nachweis eines langsamen Positrons ist schwierig. Daher sind Lebensdauerermessungen mit einer mobilen Apparatur im unteren Energiebereich z.Z. nicht möglich.

## 2.4.4 Rückdiffusion zur Oberfläche

Ein Maß für den Zustand einer Oberfläche und für die Anzahl an die Oberfläche rückdiffundierter Positronen ist die Bildung von Triplettpositronium im Vakuum. Abbildung 2.10 zeigt die mit einem 3''x 3'' NaI-Detektor gemessenen Energiespektren für den 2 $\gamma$ - und den 3 $\gamma$ -Zerfall. Ein Maß für die Bildung von Triplettpositronium ( $\uparrow\uparrow$ ) ist das Verhältnis  $F_1/F_2$ .



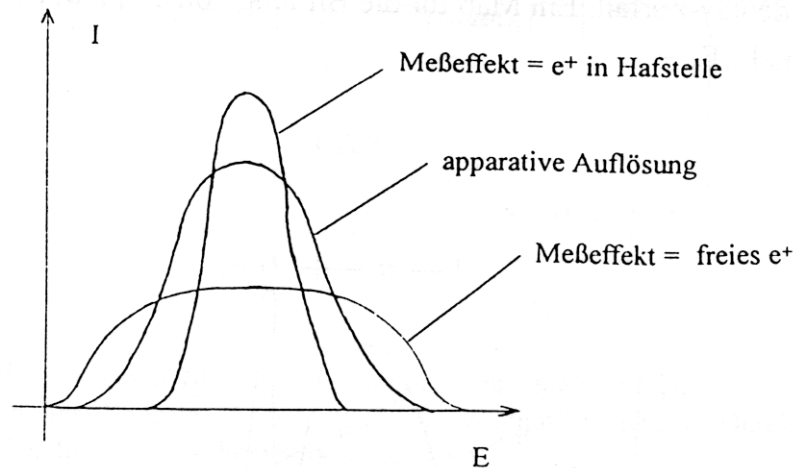
**Abb 2.10** Vergleich der Energiespektren von der 2 $\gamma$ - und der 3 $\gamma$ -Zerstrahlung unter 180° mit NaI gemessen.

## 2.4.5 Der S-Parameter für die Dopplerverbreiterung

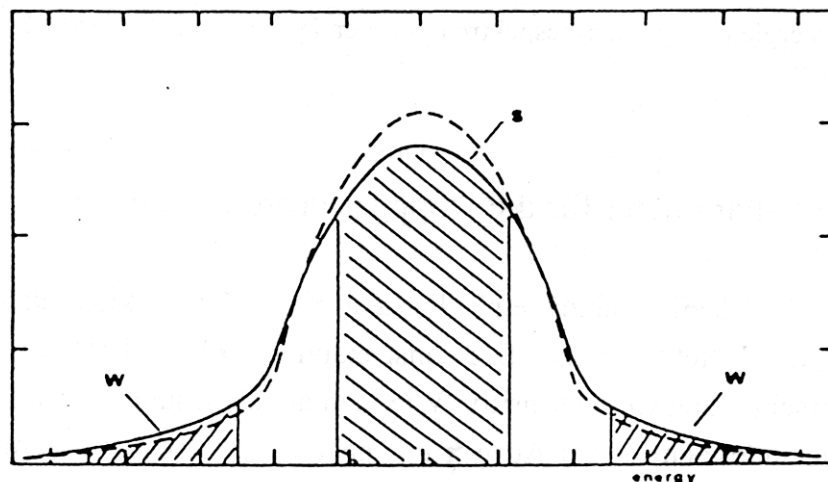
Die Meßgröße stellt immer eine Faltung des Meßeffectes mit der apparativen Auflösung der Detektoren dar. Die sonst etablierte FWHM (Halbwertsbreite) ist auf Dopplerverschiebung wenig sensitiv. Wie man an Abbildung 2.11 und 2.12 erkennt, ist jedoch eine andere Größe zur Auswertung geeignet, der sog. S-Parameter.

$$S := \frac{\int_{Center-\Delta E}^{Center+\Delta E} I(E) dE}{\int_{ges. Spektrum} I(E) dE}$$

Dabei ist es üblich, das Energiefenster ( $\pm \Delta E$ ) im Spektrum so zu wählen, daß S die maximale Empfindlichkeit für Fehlstellen erreicht (häufig  $S \approx 0,5$ ). Der eingezeichnete W-Parameter ist ähnlich definiert. Er kann zur Auswertung von Meßgrößen angewendet werden, die einen Effekt in dem äußeren Bereich des Spektrums hervorrufen (z.B. bei  $e^+$ -Zerstrahlung in Ferromagneten).



**Abb 2.11** Apparative Auflösung und Meßeffect bei der Positronenzerstrahlung. Der Meßeffectunterschied zwischen einem freiem und einem lokalisiertem Positron wird durch den Elektronenimpuls hervorgerufen. Die experimentell bestimmte Größe ist immer eine Faltung der apparativen Auflösung mit dem physikalischen Meßeffect.



**Abb. 2.12** Schematisches Energiespektrum mit der Unterscheidung zwischen gebundenen  $e^+$  (gestrichelte Linie) und freien  $e^+$  (durchgezogene Linie).[20] Die Meßgröße zeigt in beiden Fällen keine wesentliche Änderung der Halbwertsbreite (FWHM). Die Auswertung solcher Spektren erfolgt daher über den S- bzw. W-Parameter.

## Kapitel 3 Anforderungen an die Maschine und deren technische Realisation

Das Konzept eines monochromatischen und energetisch durchstimmbaren Positronenstrahls erfordert spezielle Lösungen für die einzelnen Bereiche der Apparatur. Diese werden im folgenden vorgestellt.

### 3.1 Moderator

Für den Einsatz in dieser Apparatur stellt Krypton als festes Edelgas die optimale Lösung als Moderatormaterial dar. Man erreicht eine hohe Effizienz (Kap 2.3.2) bei relativ geringem apparativen Aufwand. Ein Erneuern und Auswechseln der Moderatorschicht kann auch in einem auswärtigen Einsatz ohne Meßzeitverlust bewerkstelligt werden.

### 3.2. Kryostat

Die Verwendung eines Kryptonmoderators bedingt eine Kühlung der Quelle auf eine Temperatur von  $T \leq 40\text{K}$ . Zu diesem Zweck wurde ein einfacher  $^4\text{He}$ -Verdampfungskryostat entwickelt und gebaut (Abb. 3.1).

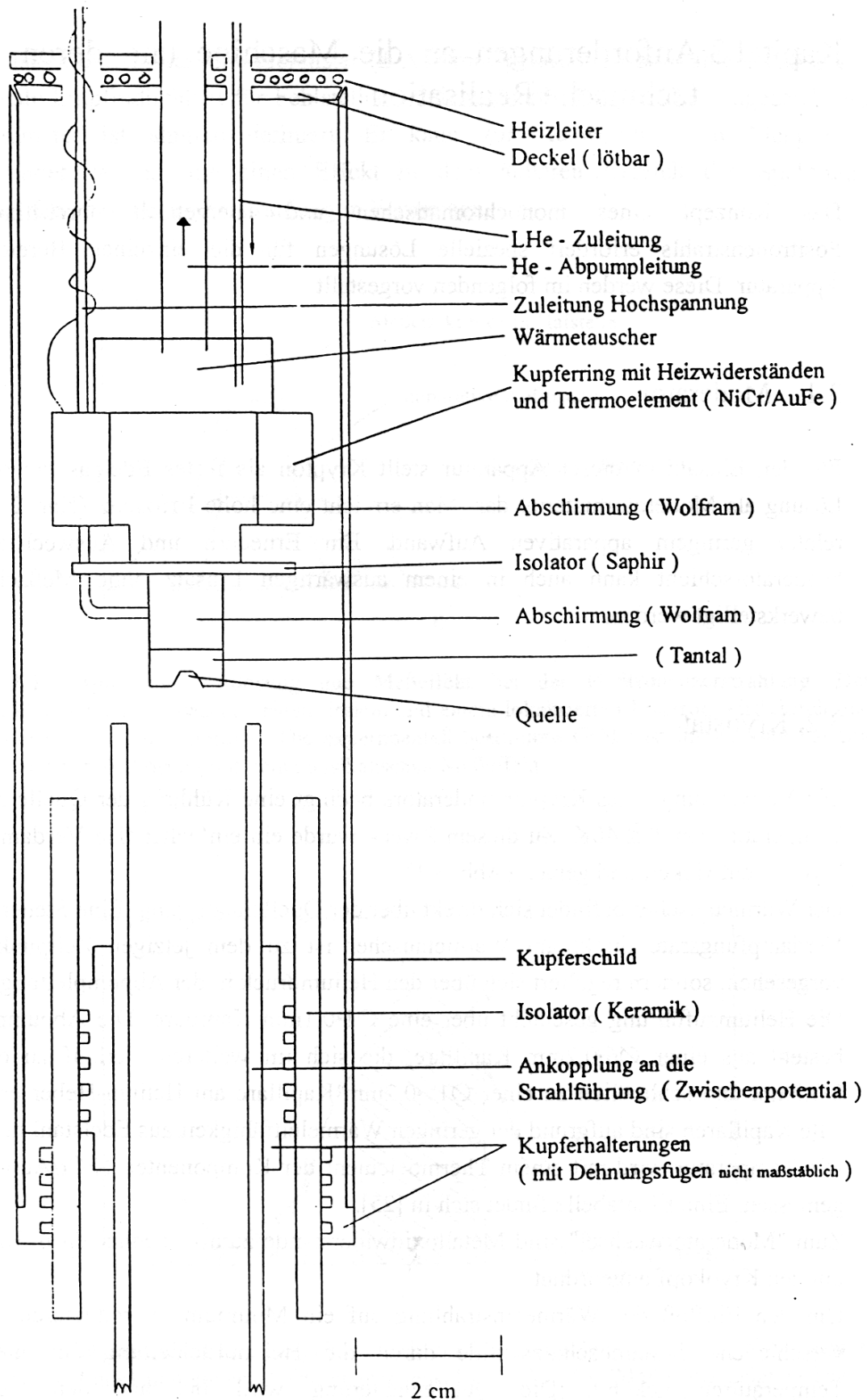
Der Wärmetauscher befindet sich direkt über der Quellenhalterung. Eine Steuerung der Verdampfungsrate direkt am Wärmetauscher ist zu dem jetzigen Zeitpunkt nicht vorgesehen, sondern reguliert sich über den Heliumdruck in der Abpumpleitung.

Die Heliumzuführung geschieht über eine  $\varnothing 1 \cdot 0,1\text{mm}$  Kapillare. Die Abpumpleitung besteht aus einer  $\varnothing 6 \cdot 0,2\text{mm}$  Kapillare, die sich im weiteren Verlauf zu einer  $\varnothing 8 \cdot 0,2\text{mm}$  und schließlich zu einer  $\varnothing 15 \cdot 0,2\text{mm}$  Kapillare am Helium-Heber erweitert. Alle Kapillaren sind aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit aus Edelstahl gefertigt. Die Temperatur wird mit einem Thermoelement der Komponenten NiCr/Au(0,3%Fe) gemessen. Eine Eich-tabelle findet sich in [25].

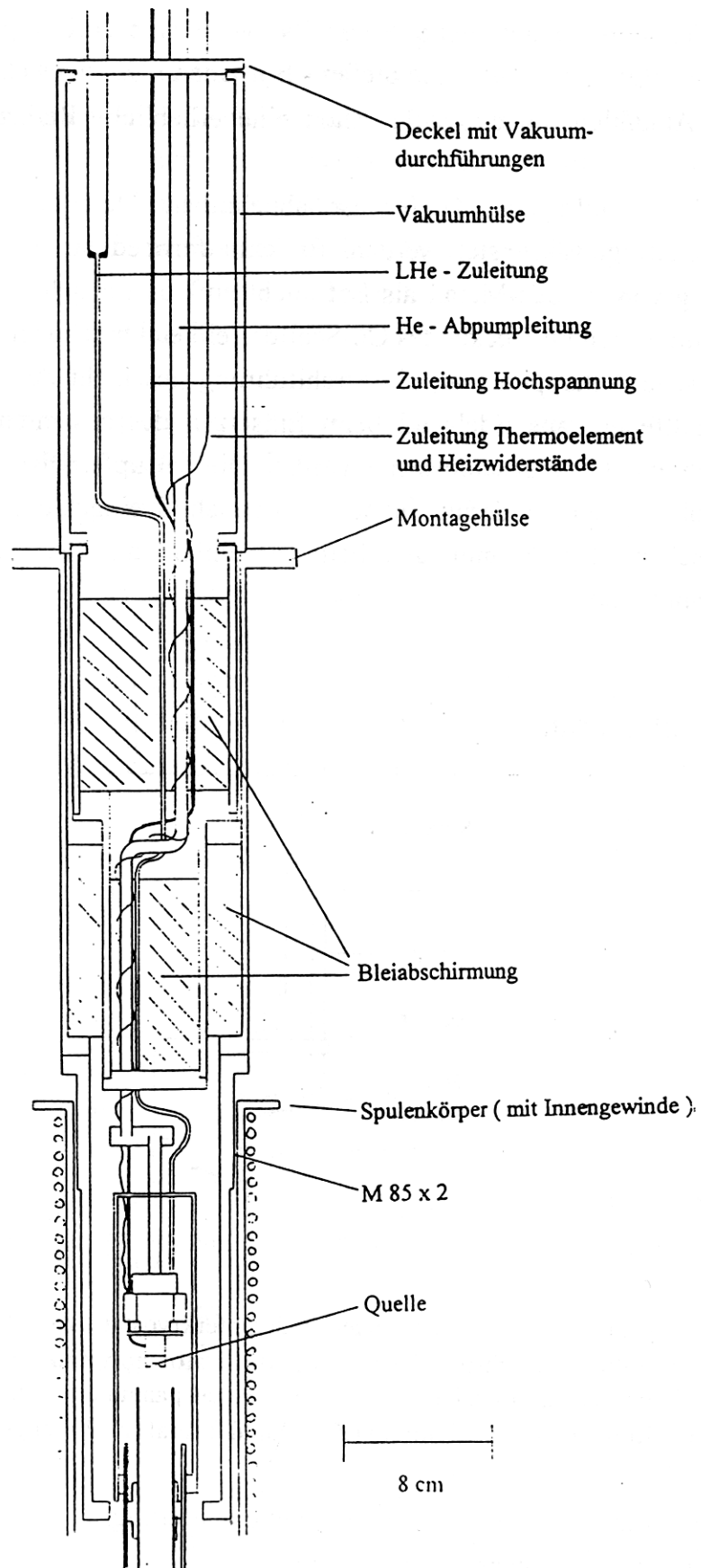
Zum "Moderatorwechsel" sind Metalloxidwiderstände zum Gegenheizen in Ringform um den Kryokopf angeordnet.

Um den Einfluß der Wärmeeinstrahlung auf ein Minimum zu reduzieren, werden verschiedene Strahlenschutzschilde durch die Heliumrückleitung auf niedrigere Temperaturen gekühlt. Die Quellenhalterung wird bis auf den Teil der Strahlauskopplung komplett von einem Kupferschild gekapselt. Dieser Schild hat eine

direkte Verbindung zur Heliumrückleitung. Der Strahlungsschild der Kapillaren des



**b. 3.1**  $^4\text{He}$ -Verdampferkryostat mit Quellhalterung, Wärmeschutzschild und Strahlauskopplung. **Ab**



**Abb 3.2** Gesamtansicht des Kryostaten mit einer zusätzlich eingebauten Bleiabschirmung. Zur Vermeidung des direkten Durchgangs von  $\gamma$ -Quanten und zum Ausgleich thermischer Spannungen sind die gesamten Zu- und Ableitungen mehrfach räumlich versetzt.

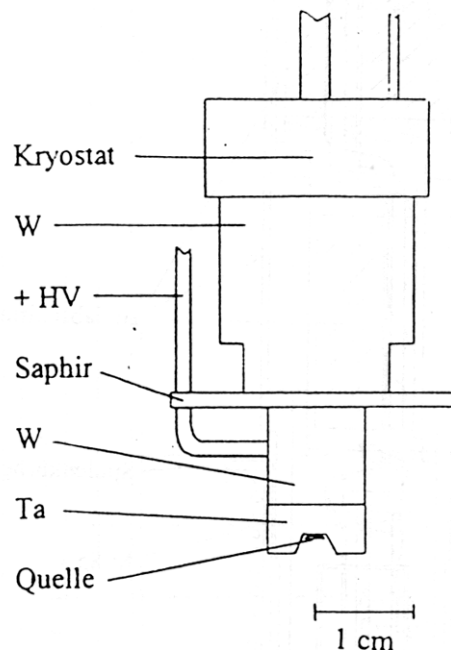


gesamten Helium-Hebers wird ebenfalls von dem rückgepumpten Heliumgas durchströmt. Wie man anhand des Stefan - Boltzmann-Gesetzes ( $Q \sim T^4$ ) leicht ersieht, bringt ein Abkühlen um einige K schon eine erhebliche Reduzierung der Wärme-einstrahlung  $Q$ .

Der Strahlungsschild aus Kupfer ist abnehmbar. Dadurch kann ein einfacher Quellenwechsel gewährleistet werden. Er kann fernbedient in einer Bleibox durch Verwendung von Woods-Metall als Lot leicht auf- und abgelötet werden. Zu diesem Zweck befindet sich im Deckel des Cu-Schildes ein elektrisch isolierter Heizleiter.

Die elektrische Ankopplung an die Strahlführung geschieht durch eine Kupferhülse, die mit Blattfedern aus Edelstahl beim Einsetzen des gesamten Kryostaten an das Zwischenpotential angeschlossen wird. Die Kupferhülse läuft in einem Keramikisolator, der wiederum in den Kupferschild eingeklebt ist. Damit keine zu großen mechanischen Spannungen beim Abkühlen auftreten, ist der Kupferschild raumartig angeordnet.

### 3.3 Quellenhalterung



**Abb. 3.3** Quellenhalterung mit  $^4\text{He}$ -Verdampferkryostat zur Erzeugung der tiefen Temperaturen ( $\sim 40\text{K}$ ), die festes Krypton als Moderator notwendig macht. Die Quelle liegt, durch den Saphir elektrisch isoliert, auf positiver Hochspannung bis zu  $25\text{kV}$ . Nach oben wird entstehende  $\gamma$ -Strahlung durch Wolfram ( $Z=74$ ) und Tantal ( $Z=73$ ) abgeschirmt.

Abbildung 3.3 zeigt die Geometrie der Quellenhalterung. Die einzelnen Komponenten müssen verschiedene Ansprüche vereinigen.

Wolfram und Tantal schirmen aufgrund der hohen Ordnungszahl  $\gamma$ -Quanten hervorragend ab. Bei dem Einsatz der angestrebten Quelle  $^{74}\text{As}$  entsteht eine maximale

$\gamma$ -Energie von 635keV. Die Transmission durch die Quellenhalterung liegt dann bei  $<0,1\%$ . [26] Dies reduziert den Abschirmaufwand nach oben erheblich.

Durch das hohe Z kommt es im Tantal zusätzlich zu einer großen Rückemission der in die Halterung emittierten Positronen. Diese können also ebenfalls in den Moderator gelangen und die Ausbeute der  $e^+$ -Quelle steigern.

Der zur elektrischen und thermischen Ankopplung der Quellenhalterung benutzte Saphirkristall weist in dem Temperaturbereich um 35K eine bessere Wärmeleitfähigkeit als z.B. Kupfer auf. [27] Zudem ist er weit über die angelegten maximalen 25kV durchschlagfest.

Die Hochspannungsversorgung (variabel zwischen 100V und 25kV) geschieht über eine  $\varnothing 1*0,1$ mm Edelstahlkapillare, die durch einen Schrumpfschlauch spannungsisoliert ist. Durch den Krümmungsradius (0,5mm) der Kapillare werden hohe Feldstärken vermieden.

Die konische Öffnung der Quellengeometrie gewährleistet den Felddurchgriff des Zwischenpotentials der Strahlführung. Diese wurde mit einem Computerprogramm (SIMION, Idaho National Engineering Laboratory) simuliert und optimiert.

Die Auswahl der einzelnen Materialien geschah zudem unter Berücksichtigung der verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten bei tiefen Temperaturen. [28,29]

### 3.4 Strahlführung

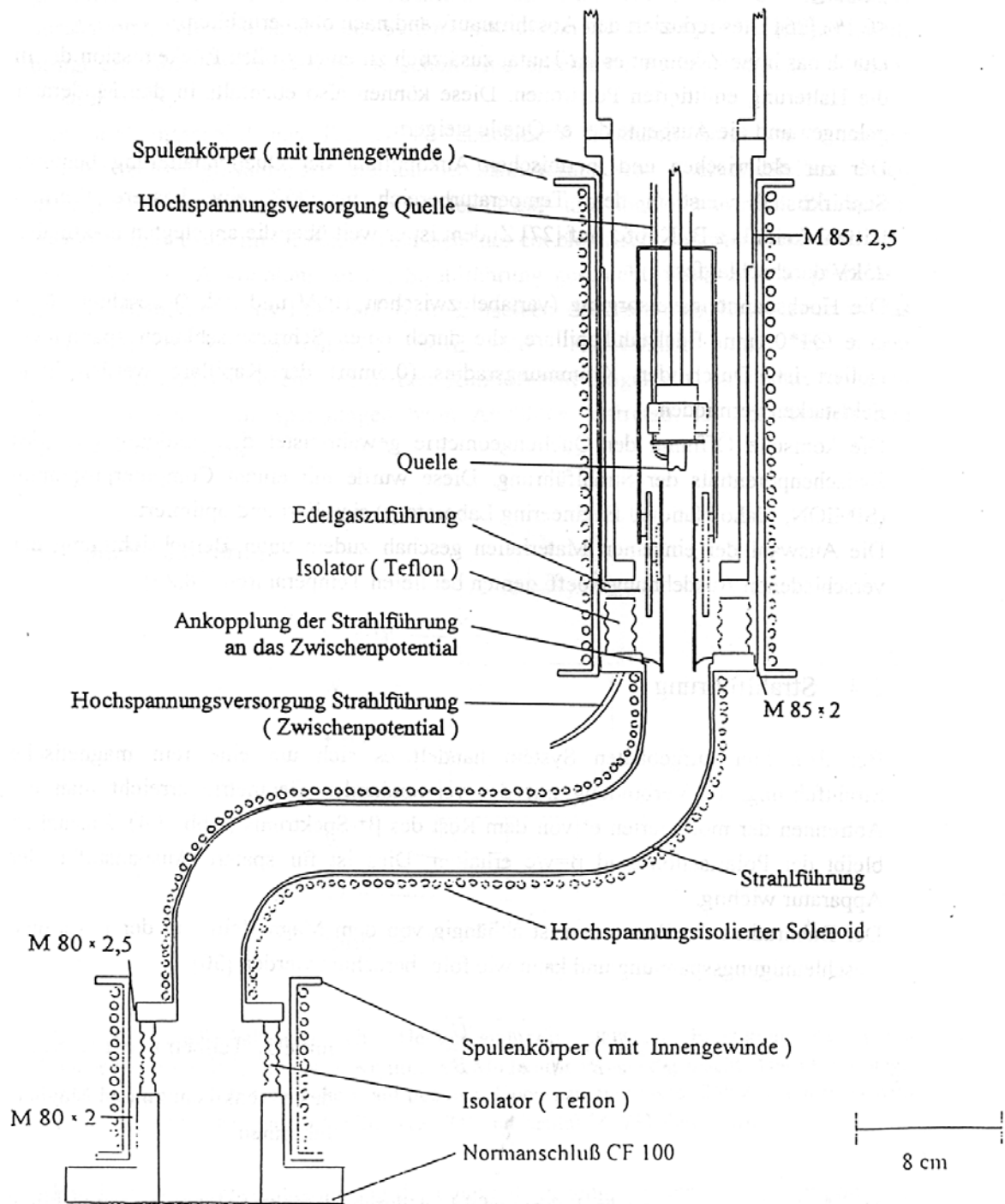
Bei dem hier aufgebauten System handelt es sich um eine rein magnetische Strahlführung. In Verbindung mit der verwendenden Geometrie erreicht man ein Abtrennen der moderierten  $e^+$  von dem Rest des  $\beta^+$ -Spektrums (Abb. 3.4). Zusätzlich bleibt der Polarisationsgrad  $\beta=v/c$  erhalten. Dies ist für spätere Ausbaustufen der Apparatur wichtig.

Der Bahnradius der Positronen ist abhängig von dem Magnetfeld und der jeweiligen Beschleunigungsspannung und kann wie folgt berechnet werden [30]

$$r_{e^+} = \frac{m_e v_e}{e \cdot B} = \sqrt{\frac{2 \cdot m_e}{e}} \cdot \frac{\sqrt{U_{\perp}}}{B}$$

mit  $eU_{\perp}$  Teilbetrag der Energie  
des  $e^+$  senkrecht zu den Magnetfeldlinien

Das lückenlose magnetische Führungsfeld ist durch einfache Solenoiden verwirklicht und auf eine maximale Feldstärke von  $2 \cdot 10^{-2}$ T dimensioniert. Es ergibt sich ein maximaler Bahnradius von 8mm und im Mittel von  $<3$ mm bei einer Transportenergie von 2kV.

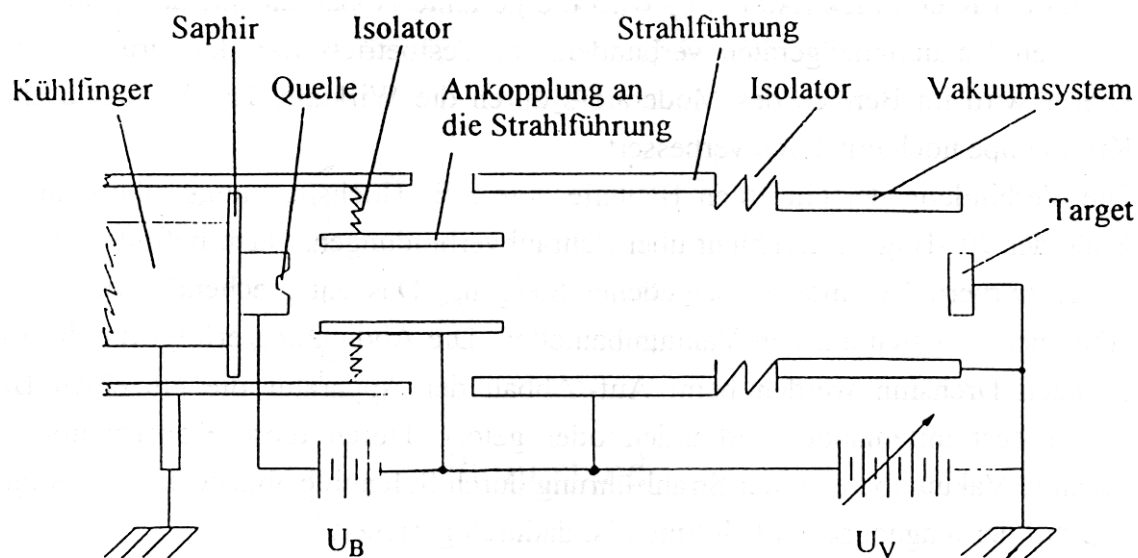


**Abb. 3.4** Magnetische Strahlführung der  $e^+$  von der Quelle (auf positiven Potential) auf das Target (auf Erdpotential, nicht eingezeichnet). Die Verbindung der einzelnen Bauteile geschieht durch Gewinde verschiedener Steigung (Differenzgewinde von 0,5mm/Umdrehung).

Die Geometrie der Strahlführung besteht aus versetzten  $90^\circ$ -Bögen. Der Vorteil eines solchen symmetrischen "S" ist bekannt: Es kommt zur Rückführung der aus der Mittelachse abgelenkten  $e^+$  auf die Strahlachse. Das "S" ist selbstkorrigierend gegenüber der sonst üblichen Ablenkung von  $e^+$  aus der Strahlachse bei der Verwendung nichtsymmetrischer Strahlführungen.

Ein weiterer Vorteil der beiden versetzten 90°-Bögen liegt in der Abschirmung des Meßplatzes vom Ort der e<sup>+</sup>-Quelle. Prompte  $\gamma$ -Quanten von der Quelle und Annihilationsquanten aus dem Selektionsteil (Abtrennung der moderierten e<sup>+</sup> vom Rest des Spektrums in dem ersten 90° Bogen) werden direkt durch Blei abgeschirmt. Die "S"-Strahlführung wurde komplett aus Kupfer als nichtmagnetischem Werkstoff hergestellt und mit hochspannungsfestem Klebeband elektrisch isoliert. Der direkt auf die "S"-Strahlführung aufgewickelte Solenoid liegt auf Erdpotential.

### 3.5 Potentialverhältnisse



**Abb 3.5** Schematische Abbildung der Potentialverhältnisse mit vereinfacht dargestellter Strahlführung.

Die Abbildung 3.5 zeigt die Potentialverhältnisse der gesamten Apparatur. Das Verhältnis von  $U_B$  und  $U_V$  ist frei wählbar. Als minimale Energie ist 100V einstellbar. Maximal lassen sich 25kV realisieren.

Entscheidend von Vorteil ist die Tatsache, daß das Target auf Masse liegt. Dies verhindert umständliche Hochspannungsisolationen und erweitert die spätere Einsatzmöglichkeit.

### 3.6 Simulation mit e<sup>-</sup>

Die unter 3.4 und 3.5 beschriebene Strahlführung und die Potentialverhältnisse wurden im Rahmen eines Vorversuchs mit Elektronen simuliert. Der Teststand bestand aus einer Glühkathode als e-Quelle und einem Leuchtschirm als Detektor. Die Ergebnisse waren durch Vorzeichenumkehr auf Positronen direkt übertragbar. Mit Hilfe des Teststandes wurden die einzelnen Parameter bestimmt und die Geometrie der Strahlführung optimiert.

### 3.7 Vakuum

Die Apparatur verfügt über einen CF 100 Normanschluß (Abb. 3.4). Dies ist in Hinsicht auf eine spätere Zusammenarbeit mit der Physikalischen Chemie abgestimmt. Ein Umbau auf andere Anschlußgrößen ist jederzeit ohne großen Aufwand möglich.

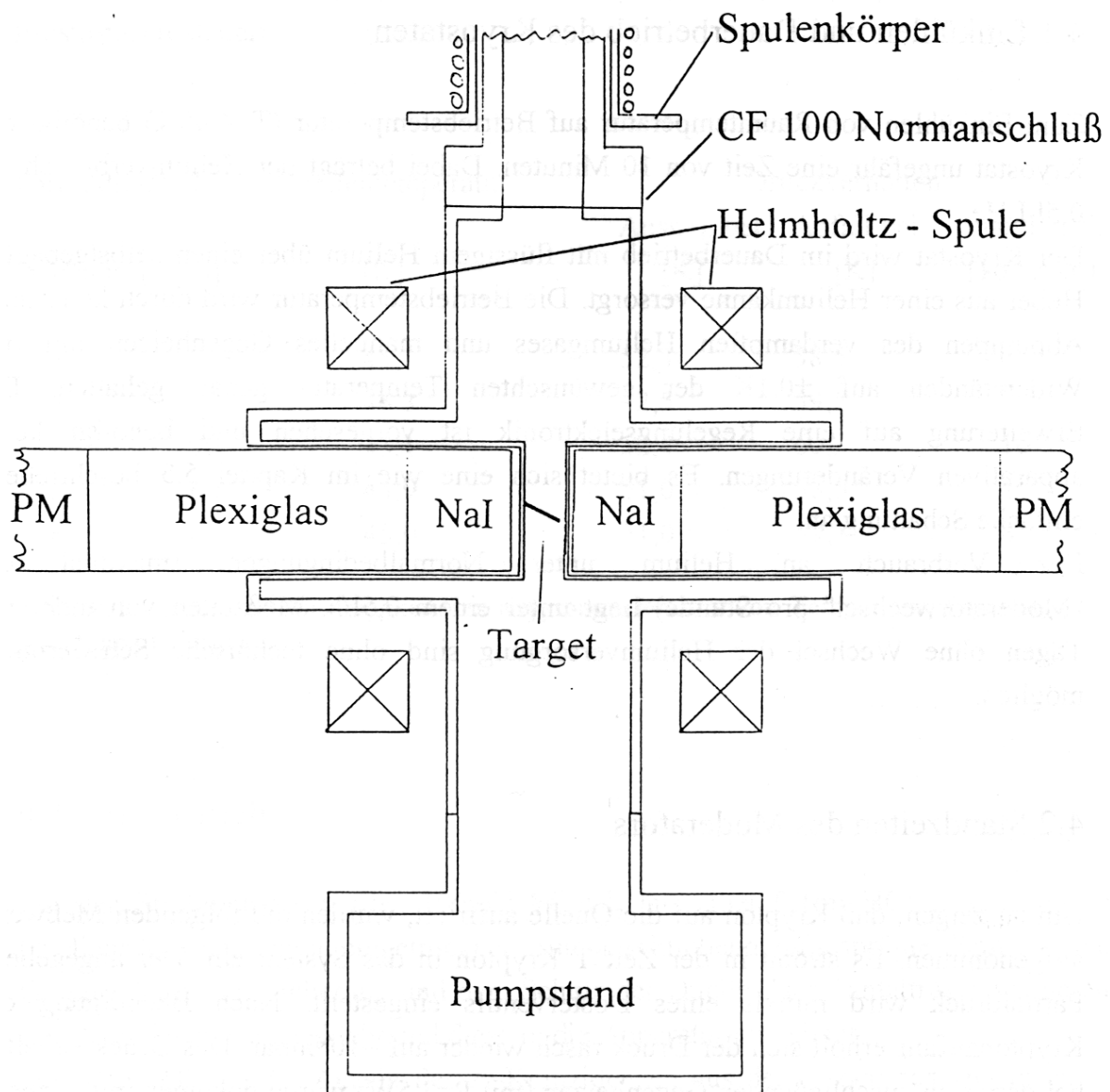
Durch ein Kreuzstück (Abb. 3.6) wird die gesamte Apparatur mit der Vakuumpumpe und den Vakuummeßgeräten verbunden. Im Testbetrieb war der Druck  $\sim 10^{-6}$  mbar. Dieser wird im Bereich des Moderators durch die Wirkung des Wärmetauschers als Kryopumpe noch erheblich verbessert.

Die Verbindung der einzelnen Bauteile, wie z.B. Hochspannungsisolator mit einem Ende der 90°-Bögen, geschieht über Schraubverbindungen. Dazu befinden sich in den Spulenkörpern Gewinde verschiedener Steigung. Das entsprechende Gewindegegenstück befindet sich auf den Vakuumbauteilen. Die Abdichtung erfolgt durch O-Ringe. Je nach Drehsinn werden beim Auf-/Abbau der Apparatur die einzelnen Bauteile vakuumfest miteinander verbunden oder gelöst. Durch diese Konstruktion ist der gesamte Vakuumbereich der Strahlführung durch Solenoide abgedeckt. Ein homogener Verlauf der magnetischen Feldlinien ist dadurch gesichert.

### 3.8 Target

Der Targethalter befindet sich in einem an den CF 100 Normanschluß angeflanschten, Kreuzstück.(Abb. 3.6) Die Fortsetzung des magnetischen Führungsfeldes ist durch die Verwendung von Helmholtzspulen gewährleistet. Der Nachweis der  $\gamma$ -Quanten geschieht unter 180° mit NaI- bzw. mit Germanium-Detektoren.

Bei einem auswärtigen Einsatz wird das Kreuzstück durch die entsprechende Apparatur ersetzt.



**Abb. 3.6** Meßplatz mit Targethalter und Detektoren. Die Positronen treffen von oben kommend auf das Target. Um die Absorptionseffekte der  $\gamma$ -Annihilationsquanten im Target zu reduzieren steht dieses schräg zur Strahlrichtung.

# Kapitel 4 Testphase

## 4.1 Einkühlen und Dauerbetrieb des Kryostaten

Zum Einkühlen von Raumtemperatur auf Betriebstemperatur ( $T < 40\text{K}$ ) benötigt der Kryostat ungefähr eine Zeit von 10 Minuten. Dabei beträgt der Heliumverbrauch ca.  $1/2\text{l LHe}$ .

Der Kryostat wird im Dauerbetrieb mit flüssigem Helium über einen selbstgebauten Heber aus einer Heliumkanne versorgt. Die Betriebstemperatur wird durch konstantes Abpumpen des verdampften Heliumgases und manuelles Gegenheizen mit den Widerständen auf  $\pm 0.1\text{K}$  der gewünschten Temperatur genau gehalten. Die Erweiterung auf eine Regelungselektronik ist vorgesehen und benötigt keine apparativen Veränderungen. Es bietet sich eine wie im Kapitel 5.3 beschriebene einfache Schaltung an.

Der Verbrauch an Helium unter Normalbedingungen (maximal ein "Moderatorwechsel" pro Stunde) liegt unter einem  $1/2\text{l/h}$ . Meßzeiten von mehreren Tagen ohne Wechsel der Heliumversorgung sind ohne technische Schwierigkeit möglich.

## 4.2 Standzeiten des Moderators

Um zu zeigen, daß Krypton auf die Quelle auffriert, wurden die folgenden Meßwerte aufgenommen. Es strömt in der Zeit  $T$  Krypton in das System ein. Der angegebene Partialdruck wird mittels eines Dosierventils eingestellt. Nach Beendigung der Kryptonzufuhr erholt sich der Druck rasch wieder auf  $\sim 10^{-6}\text{mbar}$ . Das Druckverhalten bei dem anschließenden Gegenheizen (mit  $P=3,5\text{W}$ ) wurde dokumentiert (Tabelle 4.1).

Die Quelle wärmt sich bei dem Aufdampfvorgang um  $\approx 0,7\text{K}$  auf. Ein genaues Halten der Betriebstemperatur ist über die Heizleistung möglich.

Der Druckanstieg des gesamten Systems bei Erreichen der Sublimationstemperatur von Krypton ( $T_s=53,9\text{K}$  bei einem Dampfdruck von  $1,3 \cdot 10^{-3}\text{mbar}$  [31]) zeigt, daß festes Krypton auf der Quelle aufgefroren war. Bei niedrigeren Temperaturen und besseren Druckverhältnissen sublimiert ebenfalls schon Krypton, jedoch so wenig, daß es nicht gemessen wird. Nach einem kontinuierlichen Anstieg bis zu einem maximalen Wert verbessert sich der Druck schlagartig auf  $< 1 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$ . In diesem Fall ist das gesamte Krypton wegsублиmiert.

Wie man anhand der Daten weiter erkennt, ist die Menge des aufgefrorenen Kryptons direkt abhängig von dem eingestellten Partialdruck und der Dauer der Edelgaszufuhr. Die Dicke der Moderatorschicht läßt sich also einfach über die Gasmenge und die Einströmzeit steuern.

Partialdruck [10 <sup>-4</sup> mbar]	T [s]	Quellentemperatur [K]	Druckverhalten		
			Anstieg bei [K]	Abfall bei [K]	max Druck [10 <sup>-5</sup> mbar]
4	30	45,1	52,3	58,5	6
4	60	46,3	52,5	59,5	7
4	90	45,1	52,4	60,3	10
2	60	44,9	51,0	58,5	4
6	60	45,0	51,0	59,1	8

**Tab. 4.1** Gemessene Abhängigkeit des Kryptonmoderators von Temperatur, Gasmenge und Kryptonpartialdruck

### 4.3 Strahlbetrieb

Für den Strahlbetrieb wurden 100 $\mu$ Ci <sup>58</sup>CoCl<sub>2</sub> aus einer 0,1ml HCl Lösung in den Quellenträger aus Tantal eingetrocknet. Eine anschließend aufgesprühte dünne Schicht Graphit diente der Sicherung und dem Schutz der Quelle. Der Tantalträger wurde auf die Quellenhalterung geklebt und diese in die Apparatur eingebaut.

Die Meßgröße ist die Anzahl der 2 $\gamma$ -Koinzidenzen aus der e<sup>+</sup>-Zerstrahlung in einem Aluminiumtarget, das senkrecht zur Strahlrichtung eingebaut ist. Als Detektoren werden zwei 3''x 3'' NaI Kristalle unter 180° verwendet. Die Ankopplung an die Photomultiplier geschieht mit langen Plexiglaslichtleitern (L=250mm), um die Einflüsse des magnetischen Führungsfeldes auf die Multiplier zu minimieren. Das Magnetfeld am Ort der Photokathode ist <10<sup>-4</sup>T und wird zusätzlich durch eine Weicheisenkapselung reduziert.

Bei einem Partialdruck von 2\*10<sup>-3</sup>mbar wurde 600s lang bei T $\approx$ 38K Krypton als Moderator eingefroren. Im Meßbetrieb war der Druck wieder  $\sim$ 10<sup>-6</sup>mbar.

Das Spannungsverhältnis zwischen der Quelle und der Strahlführung sowie der Strom des magnetischen Führungsfeldes wurden zur Bestimmung der Effizienz auf die maximale Zählrate optimiert. Die gemessene Zählrate betrug 22s<sup>-1</sup> bei einer



Integrationszeit des verwendeten Ratemeter von 10s und einer Untergrundzählrate von  $\sim 0,2s^{-1}$ . Daraus berechnet sich eine Effizienz von  $\approx 1 \cdot 10^{-3}$ .

$$\varepsilon = \frac{Z}{A \cdot \beta \cdot W} \approx 1 \cdot 10^{-3}$$

Z Zählrate =  $22s^{-1}$

A Aktivität =  $3,7 \cdot 10^6 Bq$

$\beta$  Anteil der  $e^+$  = 15%

W Nachweiswahrscheinlichkeit für den Photopeak bei der 511keV Koinzidenz in  $3'' \times 3''$  NaI-Kristallen bei einem Quellenabstand von 25mm = 10%. [32] Diese Nachweiswahrscheinlichkeit wurde durch ein dejustiertes Target auf 4% reduziert (Das Target befand sich nicht im Zentrum zwischen den Kristallen. Dadurch reduzierte sich der erfaßte Raumwinkel erheblich).

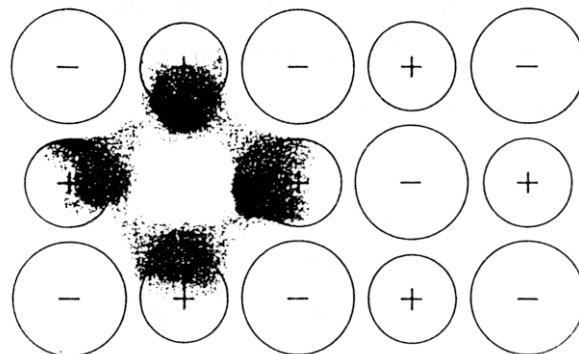
## Kapitel 5 Testmessung für Polarisationsexperimente

Die Grundidee der Messung liegt in der Verwendung von polarisierten Positronen als Spindetektoren für paramagnetische F-Zentren in additiv verfärbtem KCl. Dabei nutzt man aus, daß die Positronen in den F-Zentren eingefangen werden. In einem äußeren Magnetfeld können bei tiefen Temperaturen die  $e^-$  in F-Zentren polarisiert werden, der Polarisationsgrad kann durch Änderungen der Magnetfeldstärke oder Temperatur variiert werden. Die longitudinal polarisierten Positronen liefert eine  $^{68}\text{Ga}$ -Quelle durch einen auf  $\Omega=2\pi$  begrenzten Raumwinkel. Die Information über die Spinrichtung der  $e^-$  liegt in der Dopplerverschiebung und wird über den S-Parameter ausgewertet.

### 5.1 F- Zentren in additiv gefärbtem KCl

Eine besondere Art von Fehlstellen, die in Ionenkristallen auftreten, sind die sogenannten F-Zentren. Diese Fehlstellen weisen eine charakteristische Absorption des sichtbaren Lichtes auf (F-  $\equiv$  Farb-), wohingegen ungefärbte Alkalihalogenide i.a. klar und durchsichtig sind.

Eingehende Untersuchungen haben ergeben, daß das an die Anionlücke gebundene überschüssige Elektron paramagnetisch ist.[33]



**Abb. 5.1** Bild der elektronischen Struktur eines F-Zentrums.[34] Dieses besteht aus einer Anionlücke und einem an die Leerstelle gebundenen Elektron, welches paramagnetisch ist.

Abbildung 5.1 zeigt die elektronische Struktur eines F-Zentrums, gemessen mit der Elektronenspinresonanz (ESR). [34].

Relativ stabile F-Zentren in Alkalihalogeniden werden am einfachsten durch additive Verfärbung erzeugt, indem man den Kristall im Alkalidampf erhitzt. Durch den Überschuß an Alkaliatomen, die an der Oberfläche des Kristalls adsorbieren,

diffundieren die Anionen aus dem Inneren des Kristalls und es entstehen dort Halogenleerstellen im thermodynamischen Gleichgewicht. Die von den Alkaliatomen abgegebenen Elektronen werden in der Fehlstelle eingefangen. In einer Fehlstelle ist das Elektron hauptsächlich in der Nähe der Alkaliionen lokalisiert.[34]

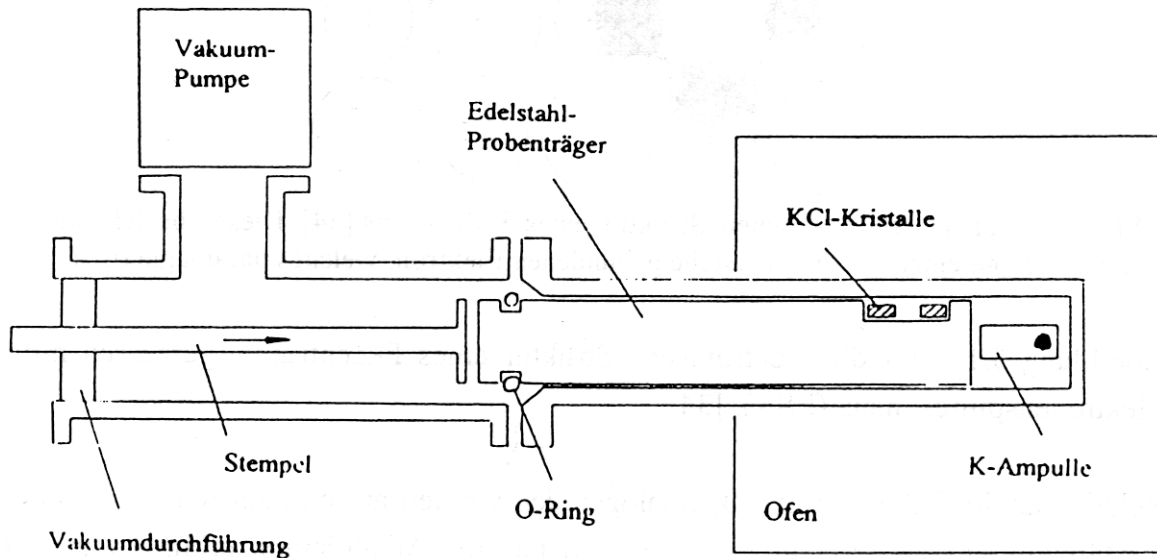
Anschließend kühlt man die Kristalle schnell auf Raumtemperatur. Dadurch wird die Fehlstellenkonzentration der hohen Temperatur eingefroren und ein Agglomerieren und Ausheilen der F-Zentren verhindert.

## 5.2 Probenpräparation und -handhabung

Abbildung 5.2 zeigt die Apparatur zur Erzeugung der additiv gefärbten KCl-Kristalle. Diese wurden 75min bei 970K unter Kaliumdampf geglüht. Zu diesem Zweck wird der Edelstahlprobenträger durch die Vakuumdurchführung auf die mit Kalium gefüllte Ampulle gestoßen. Diese zerbricht und das Kalium kann austreten. Durch den O-Ring wird eine Luftzufuhr in die heiße Zone verhindert. Anschließend wird das Edelstahlrohr mit den gefärbten KCl-Kristallen in einem Wasserbad abgeschreckt.

Eine einfache Abschätzung der Fehlstellenkonzentration ergab einen Wert  $> 10^{18}\text{cm}^{-3}$  im Gleichgewichtszustand. Nach dem Abkühlen bleiben einige  $10^{17}\text{cm}^{-3}$  erhalten.

Um ein Ausbleichen der F-Zentren zu verhindern, wurde der Kristall nur noch unter Dunkelkammerbedingungen, d.h. unter Rotlicht behandelt. Kurzwelliges Licht ionisiert das F-Zentrum. Dieser ionisierte Zustand ist im Gitter hochbeweglich und es bilden sich Mehrfachlücken. Daher kommt es zu einer teilweisen Ausheilung der Farbzentren. Um reproduzierbare Meßbedingungen zu schaffen, wurden die Kristalle kurz vor dem Einbau in die Meßapparatur frisch gespalten.



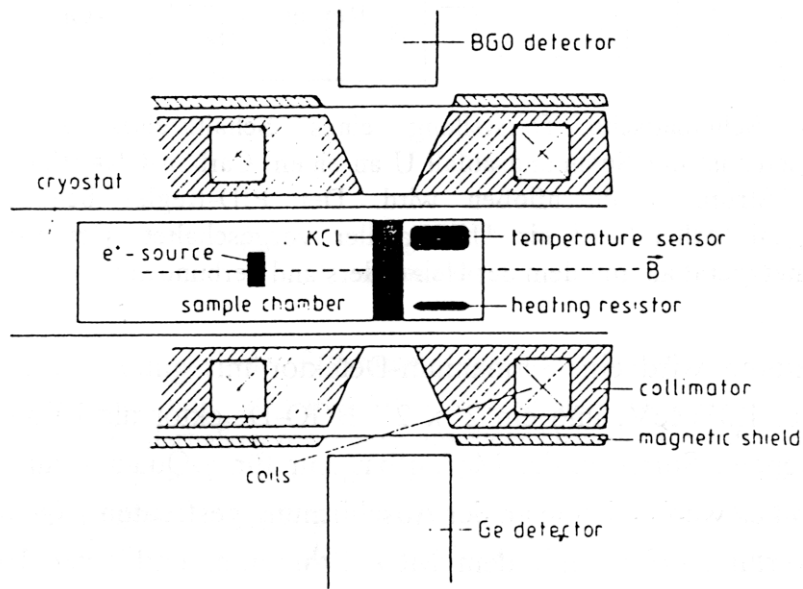
**Abb 5.2** Schematischer Aufbau zur Erzeugung von F-Zentren in additiv gefärbten KCl-Kristallen. Die Kristalle werden unter K-Dampf gegläht (Zerstoßen der Ampulle) und anschließend schnell auf Raumtemperatur abgekühlt. Dadurch wird die Fehlstellenkonzentration der hohen Temperatur eingefroren.

### 5.3 Versuchsaufbau

Abbildung 5.3 zeigt schematisch den Versuchsaufbau. Zur Durchführung des Experiments wurde die 12-Detektor-Apparatur von Prof. Bodenstedt umgebaut. Diese Apparatur besitzt folgende Vorteile

- hohe Magnetfeldstärken
- gute Magnetfeldabschirmung der Photomultiplier
- gute -Strahlungsabschirmung der Quelle in Richtung der Detektoren
- Heliumversorgung vorhanden
- einfacher Umbau möglich

Der supraleitende Magnet kann Felder bis zu 4,5T erzeugen. Die Feldrichtung kann über die Umpolung des Magnetstroms leicht gewechselt werden. Eine Weicheisenabschirmung reduziert den Einfluß des Magnetfeldes am Ort der Detektoren auf ein Minimum. Die vorhandene Schwermetallabschirmung dient zur Abschirmung von  $\gamma$ -Quanten direkt aus der Quelle.[35] Der verwendete  $^4\text{He}$ -Kryostat wurde an die Heliumversorgung des Magneten angeschlossen werden. Der Heliumverbrauch im Meßbetrieb lag unter 0,5l/h.

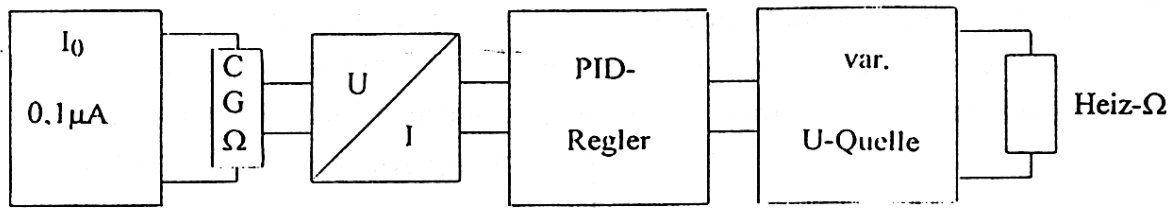


**Abb. 5.3** Versuchsaufbau zur Messung der Dopplerverbreiterung der  $2\gamma$ -Vernichtungsquanten von polarisierten  $e^+$  in gefärbten KCl. Gemessen wurde bei tiefen Temperaturen und einem hohen äußeren Magnetfeld (Achse des Magnetfeld gestrichelt) [7]

Als Positronenquelle dient  $^{68}\text{Ga}$  mit einer Aktivität von  $40\mu\text{Ci}$  und einer Positronenenergie von max.  $1,9\text{MeV}$ . Dieses stammt aus dem Generator  $^{68}\text{Ge}$ . [21]. Die Quelle ist auf einem Aluminiumträger aufgebracht und von einer  $20\mu\text{m}$  Alufolie bedeckt. Als Abstandshalter zwischen Quelle und Kristall dient eine Feder aus nichtmagnetischem Stahl. Alle Positronen, die in einen Raumwinkel von  $\Omega=2\pi$  emittiert werden, werden auf einer Helix mit  $r \leq 1,3\text{mm}$  auf den Kristall geführt. Eine einfache Rechnung der Projektion der  $e^+$ -Spins auf die z-Achse ergibt einen Polarisationsgrad von  $P_z=0,46$ .

Zur Erzeugung der tiefen Temperaturen dient ein  $^4\text{He}$  - Verdampferkryostat mit einem Arbeitsdruck von  $0,5\text{mbar}$ . Der Kryostat besteht aus einem Nadelventil mit einer indiumbelegten Nadelspitze, mit der der Heliumstrom gesteuert werden kann. Die Öffnung des Ventils reguliert die Kühlleistung. Der Kryostat wird immer bei konstanter Kühlleistung betrieben.

Die Temperatur wird mit einem geeichten Carbon-Glas-Widerstand (amorpher Kohlenstoff) gemessen. Die tiefste mögliche Temperatur betrug  $\approx 1,4\text{K} \pm 0,1\text{K}$ . Alle höheren Temperaturen werden durch Gegenheizen mit einem Heizwiderstand eingestellt. Durch eine einfache Regelungselektronik wird ein kontrollierter Messablauf möglich. (Abb 5.4)



**Abb 5.4** Schematische Darstellung eines Schaltkreises zur Temperaturregelung. Regelparameter ist der Spannungsabfall  $U$  an einem Carbon-Glas-Widerstand, der von einem konstanten Strom  $I_0$  durchfloßen wird. Der PID-Regler benötigt einen Strom als Eingangssignal, daher wird ein U/I-Wandler vorgeschaltet. Der PID-Regler steuert das Spannungsnetzgerät an, mit dem der Heizwiderstand verbunden ist.

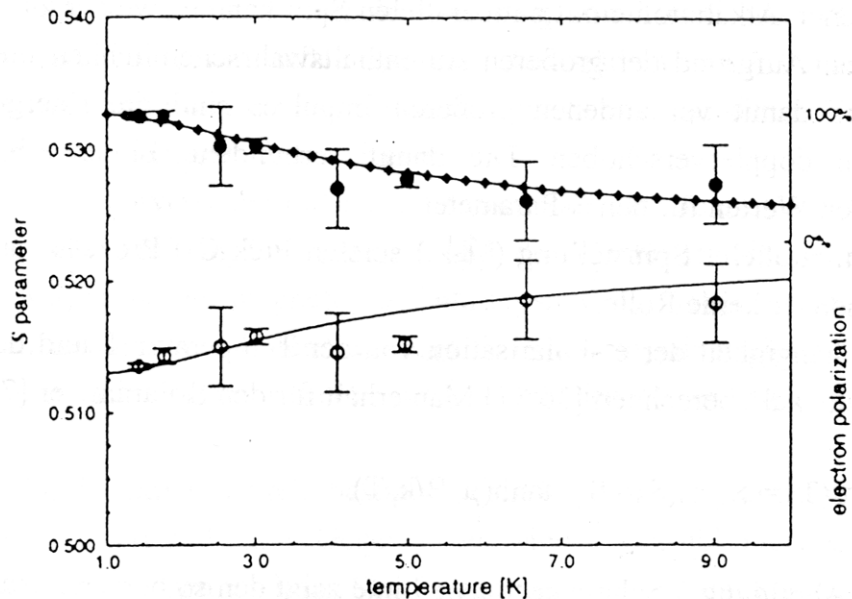
Als Detektoren wird ein Germanium-Detektor mit guter Energieauflösung (1,8keV FWHM bei 1,33MeV) und ein 2'' x 2'' BGO-Detektor als Koinzidenzdetektor unter 180° verwendet. Somit ist der Meßaufbau nur für  $\gamma$ -Quanten aus der  $2\gamma$ -Annihilation sensitiv und es werden keine an der Abschirmung gestreuten  $\gamma$ -Quanten gemessen.

Die Auswertung erfolgt mit dem MCA-Programm und einer 16k AccuSpec-Karte. Dabei "routet" man das Spektrum folgendermaßen: In den unteren 8k werden die Ereignisse der 511keV Koinzidenz aufgenommen, in den oberen 8k läuft simultan das gesamte Spektrum mit einer 482keV  $^{181}\text{Hf}$  Quelle als Monitorlinie. Dadurch kann die Auswirkung einer elektronischen Drift auf den Linienparameter nachträglich bei der Auswertung berücksichtigt werden.

## 5.4 Versuchsdurchführung

Der Spin der paramagnetischen Elektronen aus den F-Zentren kann durch das äußere Magnetfeld parallel bzw. antiparallel zum Spin der polarisierten Positronen eingestellt werden. Die Spinrichtung der Positronen ist aus dem  $\beta^+$ -Zerfall vorgegeben. Weil die Spin-Gitter-Relaxationszeit des  $e^+$  bei tiefen Temperaturen sehr viel größer ist als seine Lebensdauer, bleibt die Spinrichtung unbeeinflusst vom äußeren Magnetfeld. Um bei den Elektronen in den F-Zentren eine Mischung der Spinrichtungen auszuschließen, wird zur Sicherheit nach jeder Feldumpolung mehrere Minuten gewartet, bis eine Messung gestartet wird. Gemessen wird die Energie der unter 180° emittierten  $\gamma$ -Quanten. Zur Auswertung der Linienform wird der in Kapitel 2.4.5 beschriebene S-Parameter verwendet.

## 5.5 Ergebnis



**Abb. 5.5** Temperaturabhängigkeit des S-Parameters von polarisierten  $e^+$  in additiv gefärbtem KCl.[7] Die Magnetfeldrichtung ist parallel (●) und antiparallel (○) zur  $e^+$ -Polarisation eingestellt. Die größeren Fehlerbalken resultieren aus einer Drift der Ge-Energieauflösung. Die Drift wurde mit Hilfe einer simultan aufgenommenen  $^{181}\text{Hf}$  Linie bei der Auswertung korrigiert. Die durchgezogene Linie ist ein Fit nach theoretischen Berechnungen.[36,37] Die Rauten geben den berechneten Elektronenpolarisationsgrad an (rechte Achse).

Abbildung 5.5 zeigt den Verlauf des S-Parameters in Abhängigkeit von der Temperatur. Mit Abnahme der Temperatur ist ein deutliches Aufspreizen der beiden unterschiedlichen Feldrichtungen zu beobachten.

## 5.6 Diskussion

Der Verlauf des S-Parameters kann durch eine Zunahme der Polarisation der paramagnetischen Elektronen bei Abnahme der Temperatur erklärt werden.

Eine Zerstrahlung in  $2\gamma$  ( $\uparrow\downarrow$ ) oder  $3\gamma$  ( $\uparrow\uparrow$ ) ist abhängig von der Stellung des Elektronenspins relativ zu dem Spin des Positrons. (In der Nomenklatur symbolisiert der erste Pfeil den  $e^+$  Spin und der zweite den des  $e^-$ )

Ist der  $e^-$  Spin geeignet eingestellt ( $\uparrow\downarrow$ ), kommt es zur  $2\gamma$ -Annihilation mit den F-Elektronen. Der Ort des Elektrons im F-Zentrum ist über den Raum der Alkaliionen verschmiert. Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation  $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar$  [39] ist

somit ein kleiner Impuls verbunden. Die gemessene Linienform ist schmal und der S-Parameter zeigt daher große Werte.

Sind die Spins durch das äußere Feld parallel ( $\uparrow\uparrow$ ) zueinander eingestellt, ist der  $2\gamma$ -Zerfall verboten. Hier müssen noch sogenannte Pick-Off-Prozesse berücksichtigt werden: Durch Spinflip oder Austausch des  $e^-$  des F-Zentrum mit einem  $e^-$  der umgebenen Alkaliatome mit antiparallelen Spin kann es wieder zu der  $2\gamma$ -Annihilation kommen. Aufgrund der größeren Aufenthaltswahrscheinlichkeit dieser  $e^-$  am Kernort und des damit verbundenen größeren Impulses sind die Energien der  $\gamma$ -Quanten deutlich dopplerverschoben. Die damit verbundene Linienverbreiterung führt zu kleineren Werten für den S-Parameter.

Bei antiparalleler Spinstellung ( $\uparrow\downarrow$ ) spielen Pick-Off-Prozesse aufgrund der kurzen Lebensdauer keine Rolle.

Die Abhängigkeit der  $e^-$ -Polarisation von der Temperatur T und dem äußeren Feld B läßt sich exakt berechnen.[36,37] Man erhält für den S-Parameter [7]

$$S(T) = S_{\infty} \pm (S_0 - S_{\infty}) \tanh(\mu_B B / k_B T)$$

Die in Abbildung 5.5 durchgezogene Linie zeigt den so berechneten S-Parameter.

Um die Ergebnisse zu überprüfen, wurde an F-Zentren in additiv gefärbten KCl eine weitere Messung durchgeführt. Hierbei wurde mit einer Messung der Lebensdauer von  $e^+$  in F-Zentren eine von der Dopplerverschiebung unabhängige Meßgröße benutzt. Die Ergebnisse der zweiten Messung sind konsistent mit diesen. Eine ausführliche Darstellung befindet sich in [38].

## Kapitel 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der Diplomarbeit wurde ein Konzept für den Bau eines mobilen, energetisch durchstimmbaren Positronenstrahls entwickelt und durchgeführt. Für die Konstruktion waren zwei Faktoren entscheidend: Eine kompakte Bauweise, um die Mobilität zu gewährleisten und die Auswahl des Moderators, um die  $e^+$  mit großer Ausbeute zu monochromatisieren. Durch seine hohe Effizienz (Kap. 2.3.2) und die relativ einfache Handhabung (Kap. 2.3.3) fiel die Wahl auf Krypton als Moderator. Um die entsprechende Betriebstemperatur von  $T \approx 40\text{K}$  zu erreichen, ist der Einbau eines Kryostaten notwendig. Dabei zeichnet sich ein  $^4\text{He}$ -Verdampferkryostat durch



seine einfache Konstruktion aus (Kap. 3.2). Der für den Kryostaten günstige senkrechte Einbau bedingt eine ebenfalls senkrechte Strahlauskopplung. Diese Art der Strahlauskopplung steht im Einklang mit vorhandenen Anlagen (z.B. den UHV-Kammern in der Physikalischen Chemie), an denen ein späterer mobiler Einsatz geplant ist.

Die kompakte Bauweise führte zu der Verwendung von Tantal und Wolfram als Quellenhalterung (Kap. 3.3). Im Meßeinsatz sind Quellstärken von  $\sim 100\text{mCi}$  geplant. Um aufwendige Bleiabschirmungen zu vermeiden, ist es wichtig, den größten Anteil der  $\gamma$ -Quanten am Entstehungsort abzuschirmen.

Durch entsprechende Vorversuche mit einer Glühkathode als Elektronenquelle wurde das rein magnetische Führungsfeld getestet und die Geometrie der Strahlführung optimiert (Kap. 3.6). Das rein magnetische Führungsfeld hat neben seiner einfachen technischen Realisierung durch Solenoide (Kap. 3.4) den physikalischen Vorteil, daß bei einem späteren Einbau polarisierter  $e^+$ -Quellen der Polarisationsgrad der  $e^+$  erhalten bleibt.

Im Testbetrieb wurde experimentell bestätigt, daß Krypton als Moderator auf die Quellenhalterung auffriert und durch Gegenheizen wieder wegsублиmiert. Gleichzeitig wurden für spätere Messungen wichtige Standparameter wie z.B. der Heliumverbrauch bestimmt (Kap. 4).

Im Strahlbetrieb mit einer  $^{58}\text{Co}$  Testquelle zeigte sich die volle Einsatzfähigkeit der Apparatur. Die erreichte Effizienz  $\varepsilon \approx 1 \cdot 10^{-3}$  bestätigt auf Anhieb bisherige Ergebnisse anderer Gruppen.[8,23]

Eine Extrapolation auf Quellstärken im Bereich  $\sim 100\text{mCi}$  zeigt, daß  $e^+$ -Raten von  $> 10^6\text{s}^{-1}$  realisiert werden können.

Der beschriebene Positronenstrahl ist sowohl für den stationären Laboreinsatz als auch für auswärtige Messungen an vorhandenen Apparaturen geeignet.

Konkret geplant sind Messungen an einer Oberflächenapparatur in der Physikalischen Chemie in einer Kooperation mit Prof. Wandelt. Durch das Zusammenwirken des Positronenstrahls mit den Bearbeitungs- und Untersuchungsmethoden der Oberflächenphysik kann man beispielsweise Informationen über versteckte Grenzschichten in oberflächennahen Gebieten einer Probe erhalten. Die vorhandenen Standarduntersuchungsmethoden, wie z.B. LEED oder Augerspektroskopie, werden durch den Positronenstrahl erweitert und Aussagen über bisher nicht zugängliche Bereiche werden möglich.

Die Messung mit polarisierten Positronen als Spindetektoren in paramagnetischen F-Zentren in gefärbten KCl zeigt die wirkungsvolle Nutzung der Polarisation als Meßgröße (Kap.5). Hierbei ist eine Verbindung des Sondencharakters der Positronen

mit den Nachweismöglichkeiten der ESR möglich. Durch den entwickelten langsamen Positronenstrahl ist eine tiefenaufgelöste ESR in meßbare Dimensionen gerückt. Die Apparatur soll daher mittelfristig auf polarisierte Positronen erweitert werden.

Für die Anwendung auf weitere Polarisationsexperimente wird im Rahmen einer Diplomarbeit eine Apparatur mit einem Magnetfeld von 2T und einem Kryostaten für den Temperaturbereich um 1K entwickelt. Mit dieser soll ein Polarisationsgrad von 90% für paramagnetische Elektronen erzeugt werden.

Für die langfristige Anwendung der Apparatur ist ein Umbau für Lebensdauermessungen in Planung. Es soll mittels eines supraleitenden Josephson-Kontakts das bisher fehlende, für Lebensdauermessungen aber nötige Startsignal erzeugt werden. Der zerstörungsfreie zeitaufgelöste Nachweis einzelner langsamer Positronen sollte damit möglich sein. Eine Strahlpulsung kommt aufgrund des großen Phasenraums und der geringen  $e^+$ -Intensität in den einzelnen "Paketen" für niederenergetische Strahlenergien nicht in Frage.

Die Anwendung des mobilen und energetisch durchstimmbaren  $e^+$ -Strahls liegt sowohl in der Grundlagenforschung als auch in der Untersuchung neuer technologisch anwendungsorientierter Bereiche.

## Literatur

- [1] G.E. Lee-Whiting, Phys. Rev. **97** (1955) 1557
- [2] P. Kubica, A.T. Stewart, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 852
- [3] R.N. West, Advances in Physics **22** (1973) 263
- [4] D. Briggs, M.P. Seah, Practical Surface Analysis, John Wiley & Sons (1984)
- [5] C. Hamann, M. Hietschold, Raster-Tunnel-Mikroskopie, Akademie Verlag, Berlin (1991)
- [6] R. Gomer, Topics in Applied Physics Vol.4, Interaction on Metal Surfaces, Springer (1975)
- [7] U. Lauff, J. Major, A. Seeger, H. Stoll, A. Siegle, Ch. Deckers, H. Greif, K. Maier, M. Tongbhoyai, Physics Letters A **182** (1993) 165
- [8] T. Grund, Diplomarbeit, Universität Stuttgart (1990)  
Physik (1992)
- [9] P.J. Schultz, K.G. Lynn, Review of modern Physics, Vol 60, No3 (1988) 701
- [10] A. Perkins, J.P. Carbotte, Phys Rev **B** (1970) 101
- [11] H.A. Bethe, Ann.Phys **5** (1930) 325
- [12] H.A. Bethe, Handbuch der Physik **24**, Springer Verlag (1933) 237
- [13] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag (1987)
- [14] A. Seeger, J. Major, F. Banhart, Phys. Stat. Sol (a) **102** (1987) 91
- [15] G. Schatz, A. Weidinger, Nukleare Festkörperphysik, Teubner Studienbücher Physik (1992)
- [16] H.E. Schaefer, Habilitationsschrift, Universität Stuttgart (1981)
- [17] A. Seeger, Appl. Physics **4** (1974) 183
- [18] A. Seeger, Frontier in Materials Science, Distinguished Lectures, L.E. Murr, Ch. Stein, eds, New York, Basel, Marcel Dekker (1976) 177
- [19] W. Frank, A. Seeger, Appl. Phys. **3** (1974) 61
- [20] P. Hautojärvi, Positrons in Solids, Topics in Current Physics, Springer Verlag (1979)
- [21] C.M. Lederer, Table of Isotopes, John Wiley & Sons (1968)
- [22] M. Tongbhoyai, Diplomarbeit, Universität Bonn (1994)
- [23] T. Grund, K. Maier, A. Seeger, Proc. of the 9th Int. Conf on positron annihilation, Material Science Forum **105-110** (1992) 1879
- [24] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, 3rd Edition, University Press, Oxford (1954)
- [25] F. Lieneweg, Handbuch der technischen Temperaturmessung, Vieweg (1976)
- [26] Philips, Transmission of high photons through various Materials, Publicationsno. 939924930201, Eindhoven

- [27] Y.S. Touloukian, R.W. Powell, C.Y. Ho, P.G. Klemens, Thermophysical properties of matter, The TPRC Data Series, Vol 2 Thermal Conductivity--Nonmetallic Solids (1970)
- [28] Y.S. Touloukian, R.K. Kirby, R.E. Taylor, P.D. Desai, Thermophysical Properties of Matter, The TPRC Data Series, Vol 12 Thermal Expansion--Metallic Elements and Alloys (1975)
- [29] Y.S. Touloukian, R.K. Kirby, R.E. Taylor, T.Y.R. Lee, Thermophysical properties of matter, The TPRC Data Series, Vol 13 Thermal Expansion--Nonmetallic Solids (1977)
- [30] M. von Ardenne, Tabellen zur Angewandten Physik Bd1., VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften (1975)
- [31] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig (1982)
- [32] Harshaw Chemie B.V., Harshaw Radiation Detector, The Netherland
- [33] J.H. Schulman, W.D. Compton, Color Centers in Solids, Pergamon Press (1963)
- [34] C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik,.Oldenburg Verlag (1968)
- [35] I. Alfter, E. Bodenstedt, B. Hamer, J. van den Hoff, W. Knichel, H. Munning, S. Piel, J. Schüth, R. Sajok, Nucl. Instrum. Methods **A312** (1992) 506
- [36] J. Ehmman, Diplomarbeit, Universität Stuttgart (1992)
- [37] J. Ehmman, wird veröffentlicht
- [38] Ch. Deckers, Diplomarbeit, Universität Bonn (1994)
- [39] A. Messiah, Quantenmechanik Bd.1, Walter de Gruyter (1976)

## Danksagung

Ich danke...

Herrn Karl Maier für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die allgegenwärtige

wissenschaftliche, technische und sehr persönliche Betreuung meiner Arbeit.

Meinen Eltern, Großeltern und meinem Bruder für die permanente, liebevolle und allgegenwärtige Unterstützung meiner Arbeit und für die Ermöglichung des Studiums.

Herrn Professor Dr. Peter David für die Übernahme des Korreferats.

Herrn Professor Dr. Peter Herzog für anregende Diskussionen und die zahlreichen Leihgaben für die Tieftemperaturexperimente.

Meinem langjährigen Kommilitonen, Praktikumpartner und Diplomkollegen Martin Tongbhoyai für die gemeinsame Bewältigung zahlreicher kleiner und großer Probleme.

Meinem langjährigen Kommilitonen und Diplomkollegen Christoph Deckers für das teamhafte Arbeiten und das Übernehmen zahlloser Nachtschichten.

Den Diplom Physikern Andreas Siegle und Ulrich Lauff für Ihre unzähligen Bemühungen im MPI für Metallforschung (Institut für Physik) in Stuttgart und bei den Messungen in Bonn.

Den anderen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe, Frank Emert, Joachim Reske, Bernd Didinger und Frank Keuser für Teamgeist und -freude.

Den Institutsangestellten Siegfried Hinderlich und Jörg Seul für die bereitwillige Übernahme kurzfristiger und kniffliger Arbeiten.

Den Diplom Physikern Reinhard Nebel, Dirk Wagener und Falko Busse für ungezählte

Dauerleihgaben und Gesprächsbereitschaft zu allen Zeiten (inkl. Weihnachten und Silvester).

Dem MPI-Techniker Peter Keppler für die schnelle Erledigung von in Bonn nicht durchführbaren Arbeiten.

Professor Dr. Erwin Bodenstedt und den Diplom Physikern Ingo Alfter, Wolfgang Knicke und Joachim Schüth für den Verzicht auf Meßzeit während unserer Messungen an der 12-Detektor-Apparatur

Der gesamten Mannschaft des E-Labors für die gute Beratung und großzügige Handhabung der Materialausgabe.

Allen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt des ISKP und der Zentralwerkstatt für die präzise Anfertigung der vielen benötigten Bauteile.

Frau Elvira Schoppmann für die Übernahme zahlreicher administrativer Arbeiten.

Der Firma ComTel für die kostenlose Bereitstellung der Computersysteme.

Den folgenden Firmen für die kostenlose Materialbereitstellung

Friedrichsfeld AG (Keramikisolator)

Arnold Dold (Heizleiter, elektrische und thermische Isolatoren)

Beiersdorf AG (Hochspannungsklebeband)

Hüls Troisdorf AG (Pertinaxplatten)

DSG Schrumpfschlauch GmbH (Schrumpfschlauch)

Westdraht GmbH (Isolierschlauch)

# Beilage

(die Reihenfolge der genannten Personen ist (hoffentlich) willkürlich)

Mein inoffizieller Dank gilt:

- K.M. für Arbeiten an der Drehbank, das Löten des Heliumhebers und der technischen Begutachtung meines Zweitwagens. Durch ihn erlernte ich das Zubereiten von "Kässpätzle", das Sprechen des schwäbischen Dialekts und die sinnvolle Nutzung meiner sonst mit Schlaf vergeudeteten Nächte. Neben der Arbeitszeit in der Nussallee 16-14 verbrachten er und die Arbeitsgruppe zahllose Stunden in Holland, der Klufferstraße 74 und vor allem in diversen Bonner Kneipen und Restaurants.
- G.M. für ihre schier unendliche Geduld im Warten auf ihren Mann, der Betreuung im und außerhalb des Instituts mit vielen Leckereien und ihrer Funktion als Telefonistin
- Teufelchen für einige Streicheleinheiten
- Wombel für die Zylindergeometrie, den unfruchtbaren Bemühungen, mir den Sinn von Ordnung zu erklären und dem Motto des Jahres '94 (K&B)
- Chrissi für den Bürovorstand im Arbeitszimmer, seine ruhige Art bei gemeinsamen Problemlösungen und das gemeinsame Ertragen Wombels Zylindergeometrie
- Andi für die (un)endlichen Abstecher vom Schwabenlande ins schöne Rheinland, dem Mitleiden und -erleben eines gemeinsam verschuldeten Katers und der Einführung ins kleinste Stuggarter Brauhaus.
- Tina für die Geduld bei nichtangekündigten Bonner Wochenenden von Andi und den leckeren selbstgemachten Chokocrossis.
- Den zahlreichen Bonner Kneipen für ihr Dasein und ihren Serviererinnen für die Geduld und der Unterdrückung aufkommender Aggressionen.
- Ganz besonders dem Restaurant "Il Cavallino" für die pflanzliche Gestaltung unseres Arbeitszimmers, der "Kerze" für ihre Öffnungszeiten und der "Südstadt" für eine schwere Rauchvergiftung.
- Der Stadt Bonn für die Bereitstellung von Straßenabspermaterial
- Dem Programmierer von "Nibbles" für die - indirekte - Einladung zu einem Maredo-Essen.

Diese Danksagung entstand am 02.01.1994 um 2.19 Uhr morgens in einem Zustand geistiger Ermüdung und unter der Einnahme einer gewissen Menge an Alkohol.