

Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
Institut für Nukleare Festkörperphysik

Messungen mit dem weltweit ersten Rasterpositronenmikroskop

DISTRIBUTION STATEMENT A
Approved for Public Release
Distribution Unlimited

Armin David

BEST AVAILABLE COPY

REPORT DOCUMENTATION PAGE

Form Approved OMB No. 0704-0188

Public reporting burden for this collection of information is estimated to average 1 hour per response, including the time for reviewing instructions, searching existing data sources, gathering and maintaining the data needed, and completing and reviewing the collection of information. Send comments regarding this burden estimate or any other aspect of this collection of information, including suggestions for reducing this burden to Washington Headquarters Services, Directorate for Information Operations and Reports, 1215 Jefferson Davis Highway, Suite 1204, Arlington, VA 22202-4302, and to the Office of Management and Budget, Paperwork Reduction Project (0704-0188), Washington, DC 20503.

1. AGENCY USE ONLY (Leave blank)		2. REPORT DATE 2000	3. REPORT TYPE AND DATES COVERED Dissertation	
4. TITLE AND SUBTITLE Messung mit dem weltweit ersten Rasterpositronenmikroskop (Measurements with the World's First Scanning Positron Microscope (SPM))			5. FUNDING NUMBERS	
6. AUTHOR(S) Armin David				
7. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES) Fakultaet fuer Luft- und Raumfahrttechnik Institut fuer Nukleare Festkoerperphysik				
9. SPONSORING/MONITORING AGENCY NAME(S) AND ADDRESS(ES) Universitaet fuer der Bundeswehr Muenchen Fakultaet fuer Wasserwesen Werner-Heisenberg-Weg 39 D-85577 Neubiberg GERMANY			10. SPONSORING/MONITORING AGENCY REPORT NUMBER	
11. SUPPLEMENTARY NOTES Text in German, 110 pages.				
12a. DISTRIBUTION/AVAILABILITY STATEMENT Category A; Public Release			12b. DISTRIBUTION CODE	
<p>ABSTRACT (Maximum 200 words)</p> <p>This dissertation describes the development of the world's first scanning positron microscope (SPM) by physicists at the Military University, Munich. The SPM uses positrons, the antiparticle partners of electrons, to detect minute defects in semiconductors. Since positrons are positively charged, they are attracted to regions of negative charge. The most common form of defect in semiconductors is known as a "vacancy". When a positron meets an electron, the two annihilate each other, releasing their energy as gamma-ray photons. The resulting radiation reveals the precise location of a vacancy. The positrons, which come from a radioactive sodium source, are passed through a series of electric fields that homogenize them into short pulses. They are then passed through another series of fields that accelerate the pulse to a specified energy before focusing it into a 2 micron dot on the silicon surface.</p> <p style="text-align: right; font-size: 2em; font-weight: bold;">20041008 580</p> <p>Machine assisted translation.</p>				
14. SUBJECT TERMS UNIBW, German, Scanning Positron Microscope (SPM), Positrons, Electrons, Semiconductors, Gamma-ray photons, Radiation			15. NUMBER OF PAGES	
			16. PRICE CODE	
17. SECURITY CLASSIFICATION OF REPORT UNCLASSIFIED	18. SECURITY CLASSIFICATION OF THIS PAGE UNCLASSIFIED	19. SECURITY CLASSIFICATION OF ABSTRACT UNCLASSIFIED	20. LIMITATION OF ABSTRACT UL	

Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
Institut für Nukleare Festkörperphysik

Messungen mit dem weltweit ersten Rasterpositronenmikroskop

Armin David

Vollständiger Abdruck der vom Fachbereich für Luft- und Raumfahrttechnik der Universität der Bundeswehr München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. H.-J. Gudladt
1. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. W. Triftshäuser
2. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. K. Schreckenbach

Tag der Prüfung: 30.05.2000

Die Dissertation wurde am 19.01.2000 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch den Fachbereich Luft- und Raumfahrttechnik am 16.05.2000 angenommen.

Der Druck dieser Arbeit wurde durch Haushaltsmittel der Universität der Bundeswehr München gefördert.

AQ F04-12-1693

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Positronenquelle	11
1.2	Moderation	11
1.3	Implantationsprofil	12
1.4	Diffusion	14
1.5	Abschätzung eines minimalen Positronenstrahlfokus	15
1.6	Strahlpulsung mittels zeitabhängigen elektrischen Feldern	16
1.7	Das Rasterpositronenmikroskop (RPM) als duales teilchenoptisches System	17
2	Elektronenstrahlssystem	18
2.1	Elektronenstrahlengang	19
2.2	Integration des Elektronenstrahlensystems in das Rasterpositronenmikroskop	22
2.3	Magnetische Abschirmung	23
2.4	Fokussierung von geladenen Teilchen in statischen rotationssymmetrischen Feldern	25
2.5	Die paraxiale Näherung	26
2.6	Sphärische Aberration	27
2.7	Chromatische Aberration	29
2.8	Berechnung des sphärischen und chromatischen Aberrationskoeffizienten	30
2.9	Berechnung des sphärischen und chromatischen Aberrationskoeffizienten mit einer zusätzlichen Feldlinse	35
2.10	Zentrierung der elektronenoptischen Abbildungselemente	37

3	Meßwerterfassung im REM	39
3.1	Meßsignal	40
3.2	Signalverarbeitung	43
4	Testmessungen mit dem Rasterelektronenmikroskop	48
4.1	Chip als Testobjekt	48
4.2	Goldgitter als Testobjekt	49
4.3	Vergleich der Elektronenmessungen zu Beginn und zum Ende der Arbeit	53
5	Aufbau des Rasterpositronenmikroskopes	56
5.1	^{22}Na -Quelle und ^{58}Co -Quelle	58
5.2	Transmissions- und Reflexionsmoderator	59
5.3	Driftrohr und Sägezahnbuncher	61
5.4	Blanker und Hauptbuncher	62
5.5	Strahlweiche	63
5.6	Remoderatoreinheit	70
5.7	Nachbuncher	71
5.8	Beschleunigungsstrecke zwischen Moderator und Remoderator	72
5.9	Hochfrequenzversorgung und Erzeugung des Stopp-Signales für die Lebensdauerermessung	74
5.10	Pulsung des Positronenstrahles	75
5.11	Vakuumsystem	77
6	Inbetriebnahme der Pulsungskomponenten	80
7	Meßwerterfassung im RPM	87
8	Testmessungen mit dem Rasterpositronenmikroskop	91

9 GaAs-Probe mit angeritzter Oberfläche	97
9.1 Positronenmikroskopische Aufnahmen in der Umgebung der GaAs-Probe mit angeritzter Oberfläche	98
9.2 Diskussion der Ergebnisse	101
10 Zusammenfassung und Ausblick	104

Abbildungsverzeichnis

1.1	Komponenten eines Rasterpositronenmikroskopes	10
1.2	Implantationsprofil der Positronen in Silizium, die gestrichelten Linien geben die mittlere Implantationstiefe \bar{z} an	13
1.3	Auflösungsbegrenzung durch Implantationsprofil und Diffusion	15
1.4	Mittlere Eindringtiefe \bar{z} in Abhängigkeit von der Positroneneinschüßen- energie und der Dichte der Probe in doppeltlogarithmischer Darstellung . .	16
2.1	Strahlengang bei REM-Betrieb	19
2.2	Blendensystem 1	20
2.3	Neu entwickelter Satz von Scanspulen	22
2.4	Anordnung der einzelnen Komponenten im Gehäuse des Mikroskopes . .	23
2.5	Mu-Metallabschirmung des Mikroskopes	24
2.6	Zylinderkoordinatensystem	25
2.7	Sphärischer Aberrationsradius	28
2.8	Trajektorien mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen	28
2.9	Chromatischer Aberrationsradius	29
2.10	Einzelpollinse	30
2.11	Axiale magn. Induktion der Einzelpollinse	31
2.12	Beschleuniger als abbildendes System	32
2.13	Axialer Potentialverlauf des Beschleunigers	33

2.14	Anordnung der Kreisspulen	35
2.15	Magnetische Induktion der Kreisspule auf der Symmetrieachse	36
3.1	Schema der Meßwerterfassung, die Abkürzungen sind umseitig erklärt	39
3.2	Bandpaß, o gemessene Werte	41
3.3	Tiefpaß, o gemessene Werte	41
3.4	Signalverlauf nach den jeweiligen elektronischen Modulen	42
3.5	Bedienoberfläche für die Steuerung des Elektronenstrahles	43
3.6	Blockschaltbild zur Steuerung des Elektronenstrahles	46
4.1	800 μm \times 800 μm großer abgebildeter Bereich des Chips bei $E = 8 \text{ keV}$	49
4.2	46 μm \times 46 μm großer abgebildeter Bereich des Chips bei $E = 8 \text{ keV}$	49
4.3	180 μm \times 180 μm großer abgebildeter Bereich des Chips bei $E = 8 \text{ keV}$	49
4.4	Linescan von dem in der Abb. 4.3 gezeigten Bereich	49
4.5	1 mm \times 1 mm großer abgebildeter Bereich des Goldgitters bei $E = 5 \text{ keV}$	50
4.6	Linescan über einen Balken des Goldgitters bei $E = 5 \text{ keV}$	50
4.7	Schärfentiefe	50
4.8	Kontrast	51
4.9	Chipaufnahme zu Beginn der Arbeit bei $E = 4 \text{ keV}$	53
4.10	Chipaufnahme zum Ende der Arbeit bei $E = 8 \text{ keV}$	53
4.11	Goldgitteraufnahme zu Beginn der Arbeit bei $E = 4 \text{ keV}$	54
4.12	Goldgitteraufnahme zum Ende der Arbeit bei $E = 5 \text{ keV}$	54
5.1	Prinzipieller Aufbau des Rasterpositronenmikroskopes	57
5.2	Zerfallsschema von ^{22}Na	59
5.3	β^+ -Spektrum, Al-Folie mit einer ^{22}Na -Quelle	59
5.4	Driftrohr	61

5.5	Blanker und Hauptbuncher	62
5.6	Strahlweiche	64
5.7	Ablenkspule	65
5.8	Magnetische Induktion der Spule 1, ◦ gemessene Werte	66
5.9	Magnetische Induktion der Spule 2, ◦ gemessene Werte	66
5.10	Strahlverlauf	67
5.11	Trajektorie der Positronen durch die Spule 1 und 2	69
5.12	Trajektorie der Positronen durch die Spule 1	69
5.13	Remoderatoreinheit	70
5.14	Nachbuncher	71
5.15	Potentialbelegungen der Beschleunigungsstrecke	72
5.16	Blockschaltbild der Hochfrequenzelektronik	74
5.17	Angelegte Hochfrequenzsignale und Zeitstruktur des Positronenstrahles	76
5.18	Vakuumsystem des Rasterpositronenmikroskopes	78
6.1	Zeitspektrum des kontinuierlichen Strahles („weißes Spektrum“)	81
6.2	Zeitspektrum des Vorbunchers	82
6.3	Zeitspektrum des Blankers	82
6.4	Zeitspektrum des Hauptbunchers	83
6.5	Zeitspektrum des Nachbunchers	84
6.6	Gesamtzeitspektrum	85
6.7	Gesamtzeitspektrum in halblogarithmischer Darstellung	86
7.1	Bedienoberfläche zur Steuerung des Positronenstrahles	87
7.2	Blockschaltbild zur Steuerung des Positronenstrahles sowie zur Aufnahme des Lebensdauerspektrums	89

8.1 Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild bei $E = 5 \text{ keV}$	92
8.2 Linescan durch den in Abb. 8.1 gekennzeichneten Bereich bei $E = 5 \text{ keV}$	92
8.3 Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild bei $E = 8 \text{ keV}$	93
8.4 Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild bei $E = 8 \text{ keV}$	94
8.5 Linescan bei $E = 8 \text{ keV}$	94
8.6 Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild bei $E = 12 \text{ keV}$	95
8.7 Linescan bei $E = 12 \text{ keV}$	95
9.1 Lichtmikroskopische Aufnahme von poliertem GaAs mit Ritz	97
9.2 Linescan über den GaAs-Ritz bei $E = 5 \text{ keV}$	98
9.3 Linescan über den GaAs-Ritz bei $E = 8 \text{ keV}$	99
9.4 Linescan über den GaAs-Ritz bei $E = 12 \text{ keV}$	99
9.5 Linescan über den GaAs-Ritz bei $E = 15 \text{ keV}$	100
9.6 Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild von dem GaAs-Ritz bei $E = 12 \text{ keV}$. Abgerasterter quadratischer Bereich siehe Abb. 9.1	100
9.7 Alle Linescans mit den Energien $E = 5 \text{ keV}$ (\square), 8 keV (∇), 12 keV (\circ) und 15 keV ($*$) im gleichen Maßstab dargestellt	101
9.8 Mittlere Lebensdauern im angeritzten (\circ) und im nicht geschädigten Bereich der GaAs-Probe (∇)	102

Tabellenverzeichnis

2.1	Potentialbelegung der Beschleunigereinheit	32
2.2	Berechnete sphärische und chromatische Aberrationskoeffizienten und -Radien	34
2.3	Berechnete sphärische und chromatische Aberrationskoeffizienten und -Radien mit simulierter Kreisspule	37
3.1	Einstellmöglichkeiten im ESCAN-Programm	44
3.2	Anzeigen im ESCAN-Programm	45
4.1	Experimentell erhaltene Auflösungen	52
4.2	Vergleich der Ergebnisse von 1995 zu 1999	55
5.1	Komponenten des RPM's	58
5.2	Potentialbelegung der Beschleunigungsstrecke	73
7.1	Einstellmöglichkeiten im PSCAN-Programm	88

Kapitel 1

Einleitung

Die Positronenannihilation ist eine effektive Methode zur zerstörungsfreien Untersuchung mikroskopischer Eigenschaften in Festkörpern. Als Positronenquelle wird häufig ^{22}Na verwendet. Da die Positronen aus einem β -Zerfall stammen, besitzen sie das typische breite Energiespektrum (siehe Abb. 5.3). Bei der konventionellen Lebensdauerspektroskopie umgibt die Probe die Quelle allseitig. Aufgrund der hohen Energien der Positronen erhält man ein Eindringprofil der Positronen, das sich über mehrere $100\ \mu\text{m}$ erstreckt. Mit dieser Methode ist somit keine räumliche Auflösung von Defekten möglich.

Erst durch die Entwicklung von monoenergetischen gepulsten Positronenstrahlen wurde wenigstens tiefenaufgelöste Lebensdauerspektroskopie ermöglicht [1]. Um einen monoenergetischen Positronenstrahl zu erhalten werden die schnellen Positronen aus der Primärquelle moderiert. Da beim Moderationsprozeß die zeitliche Korrelation zu dem bei konventionellen Lebensdauerermessungen als Startsignal dienende $1.27\ \text{MeV}$ γ -Quant (^{22}Na) verloren geht, muß der Strahl gepulst werden. Zu diesem Zweck wurde am Institut für Nukleare Festkörperphysik in München das erste gepulste Positronenstrahlsystem entwickelt, womit die tiefenaufgelöste Lebensdauerspektroskopie ermöglicht wurde. In der Folgezeit wurde dieses System immer weiter entwickelt. In der Dissertation von W. Bauer-Kugelmann [2] ist der neueste Stand der Anlage wiedergegeben. Die Anlage erreicht eine Zählrate von 2000 Ereignissen pro Sekunde bei einer zeitlichen Auflösung des Gesamtsystems (Strahl und Detektor) von etwa $250\ \text{ps}$ (FWHM). Die Strahlenergie kann zwischen $1\ \text{keV}$ und $20\ \text{keV}$ variiert werden.

Die in der Halbleitertechnik verwendeten Bauelemente weisen Strukturen im μm -Bereich oder kleiner auf, die gleiche Größenordnung findet man z.B. auch bei Ausscheidungen in Metalllegierungen. Will man solche Strukturen mit Hilfe von Lebensdauerermessungen untersuchen, benötigt man einen monoenergetischen gepulsten Strahl mit einem Durchmesser im μm -Bereich. Deshalb wurde ein Rasterpositronenmikroskop am

Institut für Nukleare Festkörperphysik an der Universität der Bundeswehr München entwickelt. In der Abb. 1.1 sind die notwendigen Komponenten eines Rasterpositronenmikroskopes aufgezeigt, die man für die Lebensdauerspektroskopie benötigt.

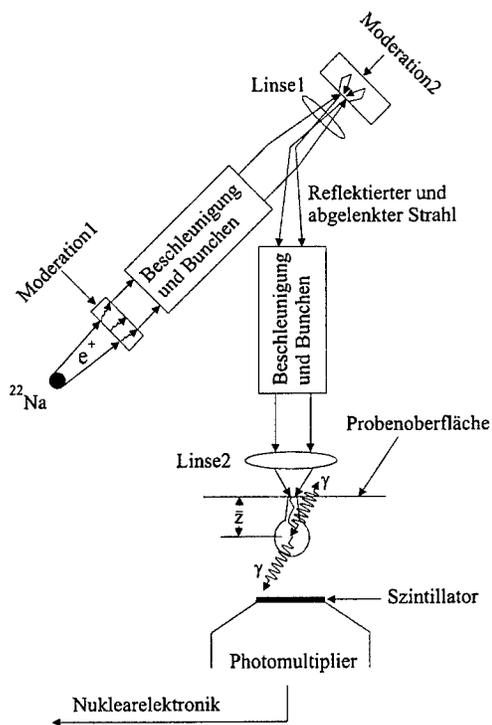


Abbildung 1.1: Komponenten eines Rasterpositronenmikroskopes

Die Realisierung einer solchen komplexen Anlage erfordert erheblichen Aufwand. Es werden Erfahrungen und Wissen benötigt aus:

- der Hochfrequenztechnologie zur Strahlpulsung (Bunchen)
- der Elektronenmikroskopie (Linsen und Beschleunigungselemente) zur Fokussierung und Führung des Strahles
- der Nuklearelektronik zur Verarbeitung von Signalen im ps-Bereich
- der Ultrahochvakuumtechnologie aufgrund der Moderation und Sauberkeit der Proben

Diesen hohen technischen Aufwand betreibt derzeit nur noch ein anderes Institut in den USA. Dieser Gruppe am Lawrence Livermore National Laboratory steht ein Linearbeschleuniger zur Positronenproduktion zur Verfügung. Nach Fertigstellung des Projektes erwartet diese Gruppe eine Zählrate von 10^7 Positronen pro Sekunde am Probenort, eine laterale Auflösung des Strahls von einem Mikrometer und eine zeitliche Auflösung des Strahls von 100 ps [3].

Nach diesem kurzen Überblick der Lebensdauerspektroskopie wird zum besseren Verständnis der Arbeit auf die Grundlagen der Positronenphysik eingegangen.

1.1 Positronenquelle

Die Verwendung radioaktiver Nuklide (z.B. ^{22}Na , ^{58}Co) als Positronenquelle ist eine der gängigsten Methoden der Positronenerzeugung. Die radioaktive Zerfallsreaktion für ^{22}Na lautet: $^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne} + \nu_e + \gamma + \beta^+$. Derzeit ist eine 30 mCi ($= 1.1 \cdot 10^9\text{ Bq}$) starke ^{22}Na -Quelle, mit einem Durchmesser von etwa 3 mm , in dem Rasterpositronenmikroskop eingesetzt. In Kap. 5.1 wird näher auf die Vor- und Nachteile sowie die Eigenschaften der Natrium- und Kobaltquelle eingegangen.

Eine andere Technik zur Erzeugung von Positronen wird im neuen Forschungsreaktor in München (FRM-II) realisiert [4]. Thermische Neutronen werden in Cadmium eingefangen und erzeugen hochenergetische γ -Strahlen. Diese Strahlen treffen auf Platinfolien und erzeugen Elektron-Positron-Paare. Die dadurch entstehenden Positronen weisen eine maximale Energie von etwa 800 keV auf. Danach werden die hochenergetischen Positronen moderiert (siehe Kap. 1.2). Mit Hilfe von Extraktions- und Führungsoptiken kann ein langsamer monoenergetischer Positronenstrahl von ca. 10^9 langsamen Positronen pro Sekunde erzeugt werden. Nach Fertigstellung dieser Quelle soll das Rasterpositronenmikroskop am FRM-II aufgebaut werden. Mit dieser Quellstärke wird es dann möglich sein, das Rasterpositronenmikroskop effektiver zu nutzen.

1.2 Moderation

Radioaktive Quellen (z.B. ^{22}Na) emittieren die Positronen isotrop mit einer sehr breiten Energieverteilung von 0 bis $E_{max} \approx 544\text{ keV}$ für ^{22}Na (siehe Abb. 5.3). Für den Einsatz des Positronenstrahles im Rasterpositronenmikroskop benötigt man aber einen möglichst parallelen Strahl monoenergetischer Positronen. Um einen Strahl mit diesen Eigenschaften zu erhalten, werden die schnellen Positronen aus der Primärquelle moderiert. Im Moderator werden die energiereichen Positronen durch inelastische

Streuprozesse mit Elektronen und Phononen des Festkörpers auf thermische Energien abgebremst. Dieser Prozeß wird Thermalisation genannt. Die bei uns verwendete Moderatorfolie wird direkt hinter der ^{22}Na -Quelle plaziert und besteht aus einkristal-
linem Wolfram. Die Positronen sind etwa eine Pikosekunde nach dem ersten Kon-
takt mit der Wolframoberfläche vollständig thermalisiert [5]. Eine ausführliche Be-
schreibung der Wechselwirkung des Positrons mit einem Metall oder Halbleiter in der
Thermalisationsphase ist der Referenz [6] zu entnehmen. Die nach der Thermalisation
eingenommene räumliche Verteilung der Positronen wird als Implantationsprofil be-
zeichnet. Ausgehend von den implantierten Positronen in der Probe diffundieren die
Positronen im Kristall und können ihn mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wieder
verlassen. Der Grund für die Emission der Positronen liegt in der negativen Austritts-
arbeit ($\phi = -2.7 \text{ eV}$) der Positronen in Wolfram. Die Energie der emittierten Positro-
nen entspricht der gewonnenen Austrittsarbeit, wobei die Energieverschmierung bei
Raumtemperatur etwa 0.3 eV [7] beträgt. Im Fall des Rasterpositronenmikroskopes
wird zur weiteren Verbesserung der Strahleigenschaften ein zweiter Wolframmodera-
tor verwendet. Dieser zweite Moderator wird im Reflexionsmodus betrieben, das heißt
es wird die Reemission der Positronen auf der Eintrittsseite ausgenutzt. Die Effizienz
(Verhältnis der auf den Kristall treffenden Primärpositronen zur Zahl der thermisch
emittierten) des in Transmission verwendeten Wolframmoderators liegt bei etwa 0.06%
[8], die des im reflexionsbetriebenen bei 20% . Anhand der geringen Moderatoreffizienz
ist ersichtlich wie wichtig das Bestreben nach stärkeren Positronenquellen ist. In Kap.
5.2 wird näher auf die Verwendung des Transmissions- und Reflexionsmoderators im
Rasterpositronenmikroskop eingegangen.

1.3 Implantationsprofil

Da das Implantationsprofil und die anschließende Diffusion der Positronen für die
Analyse und Interpretation von Meßergebnissen von entscheidender Bedeutung ist,
wird im folgenden näher darauf eingegangen. Das Implantationsprofil als Funktion
der Tiefe unter der Oberfläche (z) und der Strahlenergie (E) von monoenergetischen
Positronen wird üblicherweise in folgender Form angegeben [9]:

$$P(z, E) = \frac{mz^{m-1}}{z_0^m} \exp\left(-\frac{z^m}{z_0^m}\right) \quad (1.1)$$

wobei

$$z_0 = \frac{\bar{z}}{\Gamma(1 + 1/m)} \quad (1.2)$$

und

$$\bar{z} = \frac{A E^n}{\rho} \quad (1.3)$$

\bar{z} ist die mittlere Implantationstiefe, ρ die Dichte des Materials und Γ die Gammafunktion. Die Parameter n , m und A sind empirisch gefundene Werte. Das Implantationsprofil wird als Makhovprofil bezeichnet, da A. F. Makhov [10] solche Profile erstmals zur Beschreibung der Implantation von Elektronen verwendete. Die früher üblich verwendeten empirischen Werte sind: $A = 4.0 \mu\text{g cm}^{-2}\text{keV}^{-n}$, $m=2$ und $n=1.6$ [11]. Neuere Experimente von Gebauer [12] liefern für die Parameter $A = (2.75 \pm 0.25) \mu\text{g cm}^{-2}\text{keV}^{-n}$ und $n = 1.70 \pm 0.05$, in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Monte-Carlo Simulation von Ghosh [13]. Durch Monte-Carlo Simulationen können die Parameter der Implantationsprofile theoretisch berechnet werden [14]. Ghosh zeigte durch diese Rechnungen, daß die Parameter A und n vom Material abhängen.

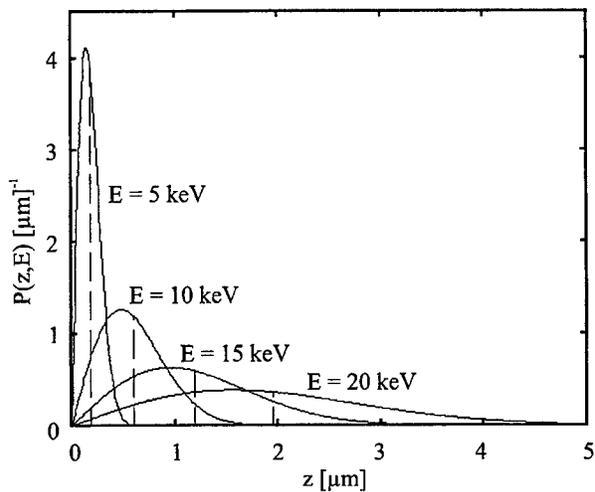


Abbildung 1.2: Implantationsprofil der Positronen in Silizium, die gestrichelten Linien geben die mittlere Implantationstiefe \bar{z} an

Die Abb. 1.2 zeigt das Implantationsprofil der Positronen für unterschiedliche Energien in Silizium. Dabei wurde der empirisch gefundene Parametersatz von Gebauer benutzt. Die Dichte ρ beträgt 2.3 g/cm^3 für Silizium. Wie diese Abbildung zeigt, mittelt man effektiv über den Bereich $0 < z < 2 \bar{z}$.

1.4 Diffusion

Nach Erreichen thermischer Energien ändert sich der Ort des Positrons durch Diffusion. Das Implantationsprofil stellt die Anfangsverteilung $P(z, E) = n(\vec{r}, t = 0)$ der Positronen zur Zeit $t = 0$ dar. Die Positronendiffusion kann durch die zeitabhängige Diffusionsgleichung beschrieben werden [15]:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\vec{r}, t) = D \nabla^2 n(\vec{r}, t) - \nabla [v_d n(\vec{r}, t)] - [\lambda_b + \kappa(\vec{r})] n(\vec{r}, t) \quad (1.4)$$

mit

D : Positronendifusionskoeffizient

v_d : Driftgeschwindigkeit aufgrund eines elektrischen Feldes

λ_b : Annihilationsrate im defektfreien Bereich der Probe

κ : Einfangrate an Defekten

$n(\vec{r}, t)$ ist die Positronendichte am Ort \vec{r} zur Zeit t . Die zeitliche und räumliche Änderung der Positronendichte geschieht durch Diffusion, Drift im elektrischen Feld, Annihilation im Inneren der Probe und Einfang an Defekten. Für die Analyse von Lebensdauerspektren müsste die Diffusionsgleichung mit vorgegebenen Randbedingungen gelöst werden. Aufgrund des komplexen mathematischen und physikalischen Sachverhaltes steht ein solches Auswerteprogramm noch nicht zur Verfügung, so daß die Auswertung der Zeitspektren mit dem Analyseprogramm POSITRONFIT für konventionelle Messungen erfolgt. Ein analytischer Ansatz zur Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichung ist von G. Kögel ([16],[17]) gegeben. Eine weitere für Diffusionseffekte wichtige Größe ist die effektive Positronendifusionslänge L , die wie folgt gegeben ist:

$$L = \sqrt{\frac{D}{\lambda_b + \kappa}} \quad (1.5)$$

Für verschiedene Materialien hat Soininen et al. [18] die Positronendifusionslängen bestimmt. Bei Raumtemperatur liegt die Diffusionslänge für Silizium bei 219 nm und für GaAs bei 200 nm.

1.5 Abschätzung eines minimalen Positronenstrahlfokus

Treffen die Positronen auf die Probenoberfläche, so können sie reflektiert werden oder in die Probe eindringen und reemittieren oder mit thermischen Energien in der Probe diffundieren und annihilieren. Bis die Positronen die mittlere Eindringtiefe \bar{z} erreichen, erfahren sie eine Vielzahl von Stößen, so daß sich unter der Probenoberfläche eine ausgedehnte Positronenverteilung ausbildet (siehe Abb. 1.3). Der Mittelpunkt der Verteilung befindet sich in der Tiefe \bar{z} aufgrund des Implantationsprofils. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen kann gezeigt werden, daß der Radius der Verteilung etwa $R \approx 0.5 \bar{z}$ beträgt [19].

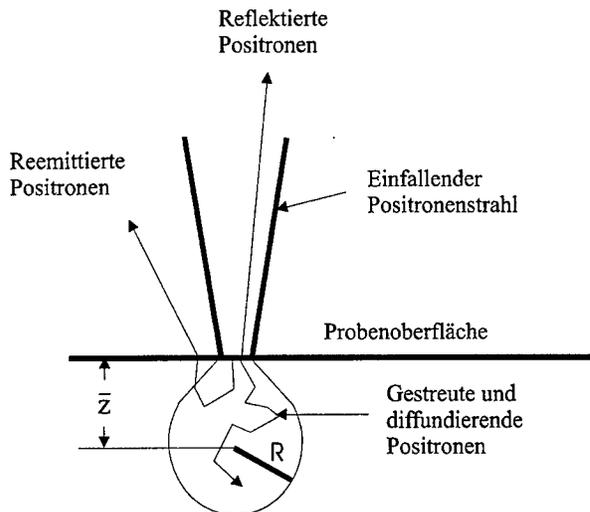


Abbildung 1.3: Auflösungsbegrenzung durch Implantationsprofil und Diffusion

Die mittlere Eindringtiefe \bar{z} hängt von der Einschubenergie E der Positronen sowie von der Dichte ρ der Probe ab (siehe Kap. 1.3). Da der Durchmesser der Verteilung etwa gleich \bar{z} ist, kann man aus der Abb. 1.4 den minimal sinnvoll zu erzeugenden Positronenstrahldurchmesser in Abhängigkeit von E und ρ abschätzen. Die strichlierte Linie bezieht sich dabei auf Gold, die durchgezogene auf Silizium.

Mit dem Rasterpositronenmikroskop wird derzeit eine Auflösung von etwa $2\mu\text{m}$ (FWHM) am Probenort erreicht. Aus der Abb. 1.4 ist zu entnehmen, daß bei Energien bis zu 20keV eine bessere Auflösung erreicht werden kann.

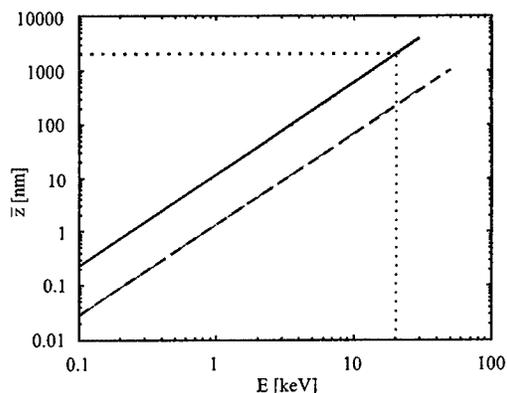


Abbildung 1.4: Mittlere Eindringtiefe \bar{z} in Abhängigkeit von der Positroneneinschussenergie und der Dichte der Probe in doppeltlogarithmischer Darstellung

1.6 Strahlpulsung mittels zeitabhängigen elektrischen Feldern

Wie in Kapitel 1.2 beschrieben, erhält man nach Moderation der Positronen einen kontinuierlichen monoenergetischen Strahl. Dieser kann auf eine gewünschte Endenergie nachbeschleunigt und fokussiert werden. Für die tiefenaufgelöste Lebensdauermessung ist aber ein gepulster Positronenstrahl notwendig, da beim Moderationsprozeß die zeitliche Korrelation zu dem bei konventionellen Lebensdauermessungen als Startsignal dienende 1.27MeV γ -Quant (^{22}Na) verloren geht. Zur Messung von Positronenlebensdauern wird deshalb der Strahl gepulst. Die zeitliche Strahlkompression zu Pulsen von etwa 150ps -Halbwertsbreite am Probenort geschieht durch elektrische Hochfrequenzfelder. Diesen Vorgang bezeichnet man als „Bunchen“. Dabei wird die Geschwindigkeit der Positronen so moduliert, daß sie nahezu gleichzeitig am Probenort eintreffen. In den Kapiteln 5.3, 5.4 und 5.7 werden die in dem Rasterpositronenmikroskop eingesetzten Bunchertypen dargestellt.

1.7 Das Rasterpositronenmikroskop (RPM) als duales teilchenoptisches System

Aufgrund der geringen Strahlintensität war es von vornherein klar, daß die Arbeit mit dem Positronenstrahl mühsam und langwierig sein würde. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen und um elektronenmikroskopische Aufnahmen machen zu können, wurde deshalb die Anlage so ausgelegt, daß auch ein vollständiges Rasterelektronenmikroskop (REM) in den Strahlengang integriert wurde. Daher befaßt sich meine Arbeit zunächst mit der Untersuchung der senkrecht stehenden optischen Säule (siehe Abb. 2.1 und 2.4) des Mikroskopes mit einem Elektronenstrahl, um die zur Strahlfokussierung, Strahlführung und Strahlablenkung notwendigen teilchenoptischen Komponenten zu testen. Hierfür ist eine Elektronenkanone in das Mikroskop integriert. Zuerst wurden die durch den Elektronenstrahl gefundenen Fehler beseitigt. Außerdem wurden die auf den Elektronenstrahl störenden äußeren Einflüsse, wie etwa magnetische Wechselfelder, reduziert. Nach Optimierung aller Komponenten wurde mit dem Elektronenstrahl eine Auflösung von $0.5\mu m$ erreicht. Dies diente als Ausgangspunkt für die Arbeit mit dem Positronenstrahl. Da der Positronenstrahl ähnliche Eigenschaften wie der Elektronenstrahl besitzt, sollte mit dem Positronenstrahl eine ähnliche Auflösung erreicht werden.

Kapitel 2

Elektronenstrahlsystem

Der Elektronenstrahl dient im wesentlichen

- zur schnellen Erfassung interessanter Bereiche für den Positronenstrahl.
- zu Fokussierungseinstellungen für den Positronenstrahl.

Die Meßdauer für ein Elektronenübersichtsbild (Scanbereich: $1\text{mm} \times 1\text{mm}$, Scanschrittweite: $5\ \mu\text{m}$) beträgt 2 Minuten. Für eine ausreichende Statistik der Positronenlebensdauerermessung muß man mit derzeitiger Quellstärke von 30mCi (^{22}Na) mit einer Meßdauer von 30 Sekunden pro Scanpunkt rechnen. Ein entsprechendes Positronenübersichtsbild nimmt somit einen Tag Meßzeit in Anspruch. Ebenso langwierig wäre die Scharfstellung des Positronenstrahles ohne die notwendigen Vorkenntnisse mit Hilfe des Elektronenstrahles. Die Fokussierung der Strahlen auf der Probe geschieht dadurch, daß man eine Zeile über die Probe abrastert und die Meßdaten als Höhenlinie auf dem Bildschirm darstellt. Wählt man in dem Steuerungsprogramm ESCAN (siehe Abb. 3.5) die Einstellung Recycle, so wird der Vorgang Zeilenabrasterung und Darstellung als Höhenlinie auf dem Bildschirm so oft wiederholt, bis Recycle deaktiviert wird. In dieser Einstellung werden die zur Fokussierung notwendigen Parameter U_{EL} , U_{IL} und I_{OL} (siehe Kap. 2.8) kontinuierlich verändert. Der beste Fokus ist erreicht, wenn der steilste Anstieg der Höhenlinie an einer bestimmten Kante zu erkennen ist. Mit dieser Methode nimmt die Scharfstellung für den Elektronenstrahl etwa 5 Minuten in Anspruch, für den Positronenstrahl hingegen würde dieser Vorgang Tage dauern. Die Positronen haben nach dem Remoderationsprozeß und nach der Ablenkung durch die Strahlweiche (siehe Abb. 2.4, Komponente (4) und (12)) dieselbe optische Säule zu durchlaufen wie die Elektronen. Die Positronen gelangen nach der Strahlweiche mit einer Energie von 200eV in die senkrecht stehende optische Säule. Die Elektronenquelle

wird ebenfalls mit einer Strahlenergie von 200 eV betrieben, um die ermittelten Einstellparameter des Elektronenstrahles auf den Positronenstrahl übertragen zu können. Mit der Festlegung des zu untersuchenden Bereiches mit Hilfe des Elektronenstrahles ist die Lokalisierung des Positronenbildes gegeben, da Elektronenbild und Positronenbild nach Umpolung der elektrischen Komponenten innerhalb von 30 μm übereinstimmt.

2.1 Elektronenstrahlengang

In Abb. 2.1 ist der Verlauf des Elektronenstrahles von der Elektronenquelle bis zur Probe gezeigt. Das System ist als Rasterelektronenmikroskop (REM) ausgelegt.

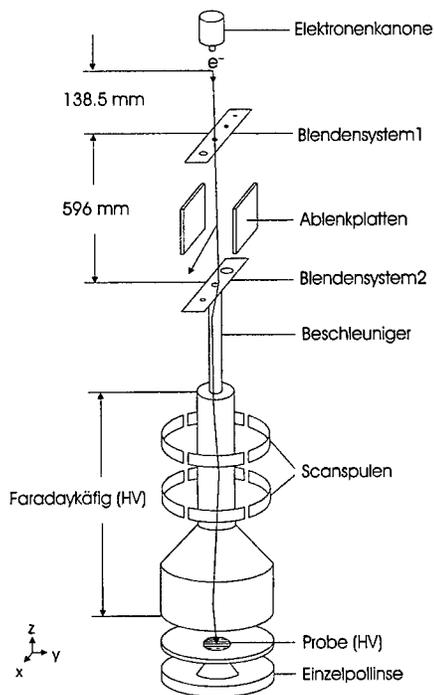


Abbildung 2.1: Strahlengang bei REM-Betrieb

Bei der benutzten Elektronenkanone LEG62 der Firma VG Microtech erfolgt der Elektronenaustritt aus einer Wolframkathode in das Vakuum durch thermische Emission.

Die Energieschwankung der die Glühkathode verlassenden Elektronen beträgt etwa 2 eV [20]. Bei einer Strahlenergie von 5 keV , einem Emissionsstrom von $500\text{ }\mu\text{A}$ und einem Arbeitsabstand von 12 mm wird von der Herstellungsfirma ein minimaler Strahlfokus von $2.09\text{ }\mu\text{m}$ angegeben. Über die Eigenschaften der Elektronenquelle bei Betrieb mit 200 eV Strahlenergie konnte die Firma keine Auskunft geben. Zu Beginn meiner Arbeit wurde die Elektronenkanone mit einer Strahlenergie von 4 keV betrieben, später jedoch konnte durch Feinjustierung der Betrieb mit 200 eV aufgenommen werden. Am Austritt der Elektronenkanone war eine Blende mit einem Durchmesser von 1 mm angebracht. Diese wurde durch eine Blende mit 0.5 mm Durchmesser ersetzt, um einen Strahl mit geringerem Öffnungswinkel zu erhalten. Mit dieser neu eingesetzten Blende und Betrieb der Elektronenkanone bei einer Beschleunigungsspannung von 200 V wird ein Strahldurchmesser von $660\text{ }\mu\text{m}$ an dem Blendensystem 1 und 3.5 mm an dem Blendensystem 2 gemessen, dies entspricht einem halben Öffnungswinkel des Strahles von 0.00238 rad .

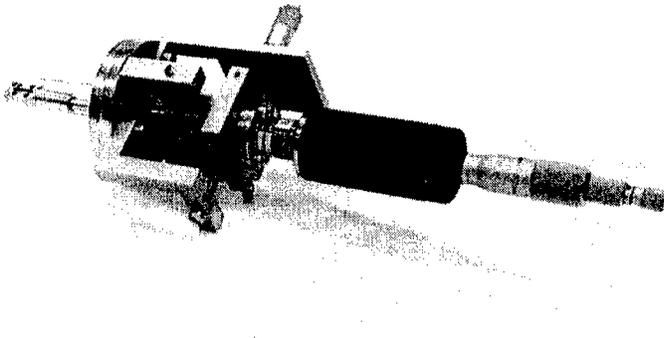


Abbildung 2.2: Blendensystem 1

Das Blendensystem 1 (siehe Abb. 2.2) besteht aus einer Viererlochblende (mit den Durchmessern $500\text{ }\mu\text{m}$, $350\text{ }\mu\text{m}$, $200\text{ }\mu\text{m}$ und $100\text{ }\mu\text{m}$), die an einer Mikrometerschraube befestigt ist. Die Verstellbarkeit in der x-y-Ebene ermöglicht eine zweite senkrecht dazu angeordnete Mikrometerschraube, die gegen den Anpreßdruck einer Feder arbeitet. Die Lagerung der Mikrometerschraube mit Viererlochblende geschieht über eine Spitzen-Kegel Aufhängung. Die Vakuumdichtigkeit wird durch einen von beiden Seiten eingeschweißten Balg gewährleistet. Nicht zu erkennen in der Abb. 2.2 ist die eben-

falls in dem Flansch untergebrachte Ablenkvorrichtung mittels Ablenkplatten. Durch den Einbau des Blendensystems 1 wird eine Auflösung des Strahles unter $1\ \mu\text{m}$ (siehe Kap. 4.2) erreicht. Das Blendensystem 2 besteht aus einer Dreierlochblende (mit den Durchmessern 4mm , 2mm und 1mm), die mittels Mikrometerschraube in x-Richtung verstellbar ist. Führt man diese Lochblenden in den Strahlengang, so kann man den Öffnungswinkel und somit auch die sphärischen und chromatischen Aberrationsradien verringern (siehe Kap. 2.8). Die beste Auflösung wird mit der $200\ \mu\text{m}$ Blende am Blendensystem 1 und der 2mm Blende am Blendensystem 2 erreicht. Mit der $100\ \mu\text{m}$ großen Blende (bzw. 1mm Blende) wird zwar der Öffnungswinkel weiter verringert, aber man benötigt bei der Meßwerterfassung einen Mindeststrom um ein günstiges Signal/Rauschverhältnis zu erhalten, das bei diesen Einstellungen nicht mehr gegeben ist. Nach Passieren der $200\ \mu\text{m}$ Blende tritt der Strahl in ein transversales elektrisches Wechselfeld ein.

Da die Probe auf Hochspannung liegt, muß das Meßsignal über einen Kondensator ausgekoppelt werden. Um einen hohen Kontrast bei der Abrasterung der Probe zu erhalten wird der Strahl mit Hilfe der Ablenkplatten über das Blendensystem 2 gepulst. Somit wird die Entladung des Kondensators gewährleistet, bevor der Strahl den nächsten Punkt auf der Probe ansteuert. Für eine detailliertere Beschreibung verweise ich auf das Kapitel 3. Der Strahl trifft nach den Ablenkplatten auf die 2mm Blende (Blendensystem 2) und durchläuft den Beschleuniger sowie den Faradaykäfig. Die Einzelpollinse fokussiert den Strahl am Probenort auf unter $1\ \mu\text{m}$. Zum Abtasten der Probe dienen die Scanspulen: Der Strahl wird durch zwei aufeinanderfolgende transversale Magnetfelder mit entgegengesetzter Feldrichtung auf die Probe gelenkt. Zur vollständigen Abrasterung der Probe sind zwei zueinander orthogonale Spulensysteme erforderlich. Bei der Inbetriebnahme des Elektronenstrahlsystems zeigte sich, daß der ursprünglich entwickelte Satz von Scanspulen nur eine verzerrte Abbildung ermöglichte. Die Ursachen dieser Verzerrung lagen in dem zu kleinen Umschließungswinkel von nur 60° der Scanspulen. Nach Hanssum [21] ergibt sich der für Ablenkzwecke optimale Feldverlauf bei einem Umschließungswinkel der Spulen von 120° und einem Verhältnis $V = \text{Spulenhöhe}/\text{Spulradius} = 2$. In einer Studienarbeit [22] wurde ein neuer Satz von Ablenkspulen (siehe Abb. 2.3) mit einem Umschließungswinkel von 120° entwickelt. Aus Platzgründen konnte das Verhältnis $V = 2$ nicht eingehalten werden. Die Abb. 2.3 zeigt die Scanspule im unteren Bereich des Mikroskopes. Da in einer Spulenebene vier Spulen angebracht sind, bedeutet dies eine erhebliche Überlappung der verschiedenen Teilspulen. Die oberhalb angerachtete Scanspule unterscheidet sich lediglich in der Höhe zur unteren Scanspule.

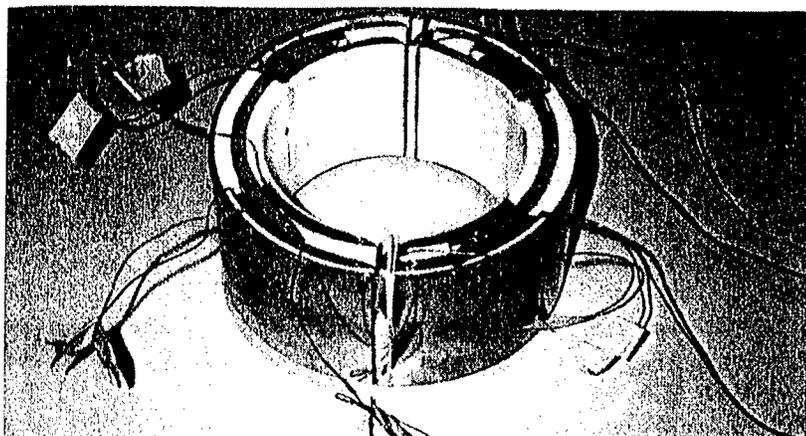


Abbildung 2.3: Neu entwickelter Satz von Scanspulen

2.2 Integration des Elektronenstrahlsystems in das Rasterpositronenmikroskop

Das Mikroskop wurde als Dualsystem aufgebaut, um die optische Säule mit dem Elektronenstrahl zu testen, und um die Positronenquelle mit 200 eV Strahlenergie zu simulieren. Die Abb. 2.4 zeigt die Integration des Elektronenstrahlsystems in das RPM. Die Elektronen werden von einer Elektronenkanone (1) generiert und treffen auf ein Blendensystem (2). Die Blende stellt das abgebildete teilchenoptische Bild dar und muß deshalb den gleichen Abstand zur Probe (8) aufweisen, wie das aus dem Remoderator (12) extrahierte Positronenzwischenbild. Nach der Blende durchqueren die Elektronen die Strahlweiche (4), wobei die Ablensspulen (3), welche zur Strahlführung der Positronen dienen, hierbei ohne Wirkung sind. Nachdem der Strahl eine zweite Blende (5) passiert, tritt er in den Beschleuniger (6) ein. Der als Linse wirkende Beschleuniger ermöglicht es, den Strahl auf die Probe von 1 keV - 20 keV zu beschleunigen. Am Austritt des Beschleunigers durchläuft der Strahl einen Faradaykäfig, der ebenso wie die Probe (8) auf der gewählten Hochspannung liegt. Eine Einzelpolllinse (9) fokussiert den Strahl auf die Probe. Die Probe wird durch eine Schleuse (10) eingeführt, und kann durch einen Manipulator (11) mittels Mikrometerschrauben in drei Dimensionen verschoben werden. Die Abrasterung der Probe geschieht durch die Scanspulen (7).

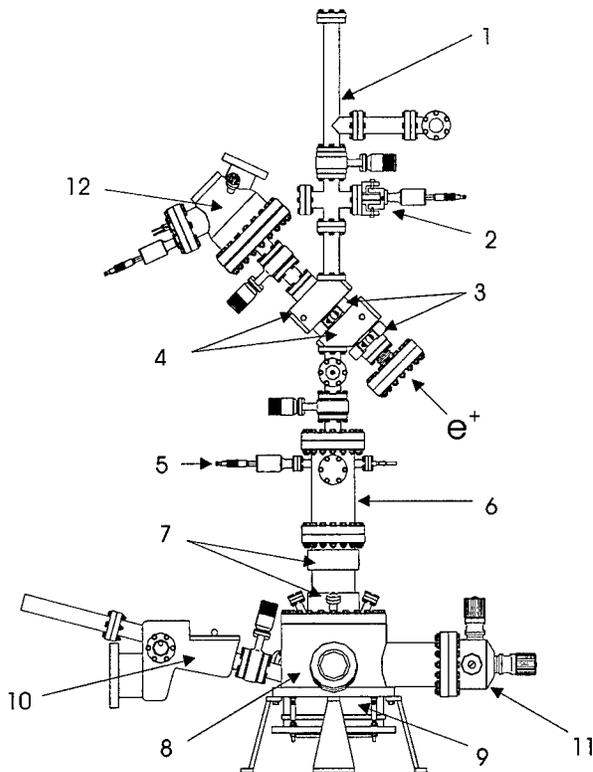


Abbildung 2.4: Anordnung der einzelnen Komponenten im Gehäuse des Mikroskopes

2.3 Magnetische Abschirmung

Um störende magnetische Felder soweit als irgend möglich zu unterdrücken, ist das Mikroskop in eine 3 mm dicke Mu-Metallhülle eingebettet (siehe Abb. 2.5). Da intern erzeugte magnetische Felder der Linsen und Scanspulen rotationssymmetrisch in Bezug zur Strahlrichtung sind, wurde die Mu-Metallhülle in der optischen Säule ebenfalls rotationssymmetrisch gefertigt. Lediglich das Primärstrahlensystem für die Positronen ist in eine rechteckige Mu-Metallhülle eingebettet. Neu in Abb. 2.5 ist die Abschirmung der Elektronenkanone und Ionengerätspumpen (siehe Pfeile). Mit dieser passiven Abschirmung der Magnetfelder wird ein Restfeld innerhalb der Mu-Metallhülle von 10 mG ($= 1\ \mu\text{T}$) gemessen.

Ein weiteres Problem ergibt sich dadurch, daß in der Nähe des Mikroskops Starkstromleitungen verlaufen, die komplexe zeitabhängige Felder erzeugen. Um diese störenden Magnetfelder zu unterdrücken ist eine aktive Kompensation mit geregelter Gegenschleife gebaut worden. Mit der aktiven Kompensation wird eine Abschwächung des störenden Magnetfeldes um 60% erreicht. Die aktive und passive Kompensation sorgen für eine bessere Auflösung des Elektronen- und Positronenstrahles.

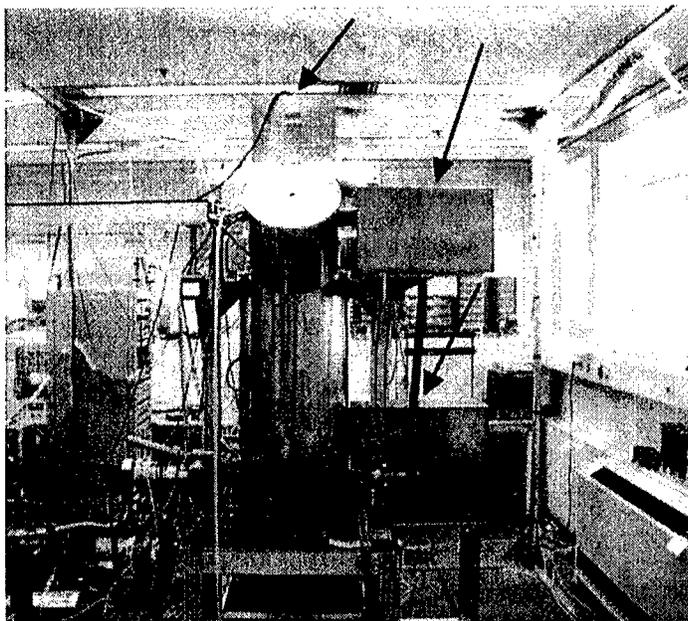


Abbildung 2.5: Mu-Metallabschirmung des Mikroskopes

In den nachfolgenden Kapiteln wird auf die sphärische und chromatische Aberration des Beschleunigers und der Einzelpollinse eingegangen. Diese beiden Abbildungsfehler begrenzen vor allem die erreichbare Ortsauflösung des Strahls. Um die Aberrationskoeffizienten zu berechnen wird zuvor auf die Theorie der Elektronenoptik eingegangen.

2.4 Fokussierung von geladenen Teilchen in statischen rotationssymmetrischen Feldern

Die für die Fokussierung der Elektronen im Abbildungssystem des Elektronenmikroskopes eingesetzten elektrischen und magnetischen Linsen sind rotationssymmetrisch bezüglich der optischen Achse. In Anbetracht dieser Symmetrie bevorzugen wir ein Zylinderkoordinatensystem (r, z, α) , wobei die z -Achse mit der optischen Achse übereinstimmen soll (siehe Abb. 2.6).

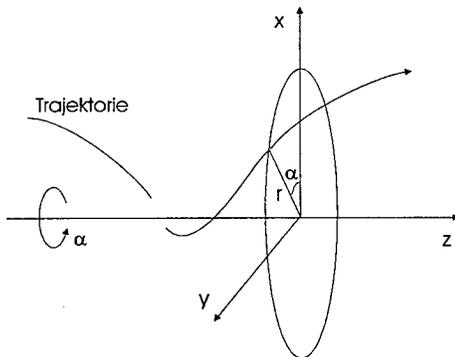


Abbildung 2.6: Zylinderkoordinatensystem

Mit u bezeichnen wir das elektrostatische Potential und mit \vec{A} das magnetostatische Vektorpotential. Rotationssymmetrisch bedeutet für die Felder und Potentiale nur eine Abhängigkeit von r und z , nicht aber von α . In statischen, rotationssymmetrischen Feldern ist nur die azimutale Komponente von \vec{A} von Null verschieden [23], d.h. $\vec{A}(r, z) = (0, 0, A_\alpha(r, z))$. Statisch bedeutet, daß die Felder und Potentiale zeitunabhängig sind ($\partial u / \partial t = \partial \vec{A} / \partial t = \partial \vec{B} / \partial t = \partial \vec{E} / \partial t = 0$).

Somit ergibt sich für die magnetische Induktion

$$\vec{B}(r, z) = \text{rot } \vec{A}(r, z) \quad (2.1)$$

und der elektrischen Feldstärke

$$\vec{E}(r, z) = -\text{grad } u(r, z) \quad (2.2)$$

Die relativistische Trajektoriengleichung für ein Teilchen in einem axialsymmetrischen statischen Feld lautet [24]:

$$\frac{d^2r}{dz^2} = \frac{1 + (dr/dz)^2}{2W(r, z)} \left(\frac{\partial W(r, z)}{\partial r} - \frac{dr}{dz} \frac{\partial W(r, z)}{\partial z} \right) \quad (2.3)$$

$$W(r, z) = (u(r, z) - u_0) \left(1 - \frac{Q(u(r, z) - u_0)}{2m_0c^2} \right) + \frac{Q}{2m_0} \left(A_\alpha(r, z) - \frac{k}{Qr} \right)^2 \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} k = \text{konstant} &= r^2 m_0 \frac{\partial \alpha}{\partial t} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} + r Q A_\alpha(r, z) \\ &= r_0^2 m_0 \frac{\partial \alpha_0}{\partial t} \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right)^{-1/2} + r_0 Q A_\alpha(r_0, z_0) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die Differentialgleichung 2.3 wird zwischen den Grenzen z_0 (Objektpunkt) und z_B (Bildpunkt) gelöst. In unserem Fall wirkt kein Magnetfeld an der Stelle des Objektpunktes. Somit kann man mit vernachlässigbarer Winkelgeschwindigkeit an der Stelle z_0 die Konstante k gleich Null setzen. Da wir Teilchen mit Energien kleiner 20 keV betrachten, können wir ebenfalls zur nichtrelativistischen Näherung übergehen. Somit ergibt sich für W :

$$W(r, z) = u(r, z) - u_0 + \frac{Q A_\alpha^2(r, z)}{2m_0} \quad (2.6)$$

wobei Q die Ladung, m_0 die Masse des betreffenden Teilchens bedeutet und u_0 das Potential, bei dem die Teilchengeschwindigkeit gleich Null ist.

2.5 Die paraxiale Näherung

Wir betrachten nun nur paraxiale Bahnen, d.h. Trajektorien, die nahe der optischen Achse (z -Achse) verlaufen und kleine Winkel zu dieser aufweisen. Die Optik des Paraxialgebietes wird Gaußsche Optik genannt. Weil Abhängigkeiten von Termen höherer Ordnung in r vernachlässigt werden, bezeichnet man es auch als Theorie erster Ordnung. Das elektrostatische Potential $u(r, z)$ und das Vektorpotential $A_\alpha(r, z)$ können in einem axialsymmetrischen Feld dargestellt werden durch [25]:

$$u(r, z) = U(z) - U''(z)r^2/4 + U''''(z)r^4/64 - O(r^6) \quad (2.7)$$

$$A_\alpha(r, z) = B_z(z)r/2 - B_z''(z)r^3/16 + B_z''''(z)r^5/384 - O(r^7) \quad (2.8)$$

wobei $U(z) := u(0, z)$ und $B_z(z) := \vec{B}(0, z) \cdot \vec{e}_z$ die axiale magnetische Induktion bedeutet. Somit ergibt sich in paraxialer Näherung:

$$u(r, z) \approx U(z) \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial u(r, z)}{\partial r} \approx -U''(z)r/2 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial u(r, z)}{\partial z} \approx U'(z) \quad (2.11)$$

$$A_\alpha(r, z) \approx B_z(z)r/2 \quad (2.12)$$

Mit obigen Gleichungen erhält man die Trajektoriengleichung, für ein Teilchen mit der Ladung Q und der Masse m_0 , in einem statischen elektromagnetischen axialsymmetrischen Feld in nichtrelativistischer Darstellung:

$$\frac{d^2 r(z)}{dz^2} = \frac{\eta B_z^2(z)r(z) - 2U''(z)r(z) - 4r'(z)U'(z)}{8(U(z) - U_0)} \quad (2.13)$$

$\eta := Q/m_0$

B_z : axiale magnetische Induktion

U : elektrostatisches Potential

U_0 : elektrostatisches Potential, bei dem die Teilchengeschwindigkeit gleich Null ist. In unserem Fall ist dies das Kathodenpotential bei 200V, d.h. $U_0 = -200V$.

Wie man aus obiger Gleichung erkennt, ist nur die Kenntnis von U und B_z auf der z -Achse erforderlich um $r(z)$ zu erhalten.

2.6 Sphärische Aberration

Die Teilchenbahnen haben einen endlichen Abstand zur z -Achse. Obwohl dieser Abstand im allgemeinen sehr klein ist, führt die Vernachlässigung von quadratischen

und höheren Ordnungen in r zu den sogenannten geometrischen Abbildungsfehlern (Aberrationen). Das heißt, ein Punktobjekt wird nicht als Punkt abgebildet, sondern als ausgedehnte Fläche (siehe Abb. 2.7). Zu diesen geometrischen Fehlern gehört die sphärische Aberration.

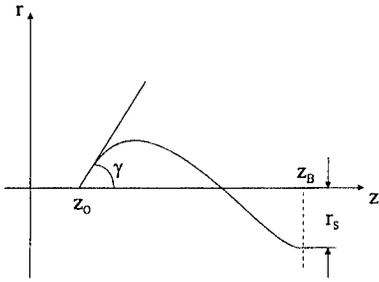


Abbildung 2.7: Sphärischer Aberrationsradius

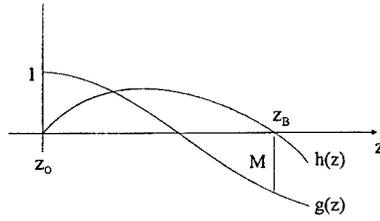


Abbildung 2.8: Trajektorien mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen

Wie man aus Abb. 2.7 erkennt, wird ein Punkt als Kreisscheibenfläche abgebildet mit dem Radius r_s [26]:

$$r_s = M C_s \gamma^3 \quad (2.14)$$

wobei man C_s als den sphärischen Aberrationskoeffizienten bezeichnet. Dieser läßt sich darstellen als [27]:

$$C_s = \frac{1}{16} \int_{z_0}^{z_B} \frac{h^4}{(U(z) - U_0)^{\frac{3}{2}} (U(z_0) - U_0)^{\frac{1}{2}}} \left[\frac{5}{4} U'^2(z) + \frac{5}{24} \frac{U'^4(z)}{(U(z) - U_0)^2} + \frac{14}{3} \frac{U'^3(z)}{(U(z) - U_0)} \frac{h'}{h} - \frac{3}{2} U'^2(z) \frac{h^2}{h^2} - \frac{Q}{m_0} (U(z) - U_0) B_z'^2(z) + \frac{3}{8} \frac{Q^2}{m_0^2} B_z^4(z) + \frac{Q}{m_0} (U(z) - U_0) B_z^2(z) \frac{h^2}{h^2} + 3 \frac{Q}{m_0} B_z(z) B_z'(z) U'(z) - \frac{35}{16} \frac{Q}{m_0} \frac{B_z^2(z) U'^2(z)}{(U(z) - U_0)} + 2 \frac{Q}{m_0} B_z^2(z) U'(z) \frac{h'}{h} \right] dz \quad (2.15)$$

$M := \frac{r(z_B)}{r(z_0)} = g(z_B)$ definiert den Abbildungsmaßstab (siehe Abb. 2.8). Die Funktionen $g(z)$ und $h(z)$ sind Lösungen der Differentialgleichung 2.13 mit den Anfangsbedingungen $g(z_0) = 1$, $g'(z_0) = 0$, $h(z_0) = 0$ und $h'(z_0) = 1$. γ ist der halbe Öffnungswinkel des Strahles.

2.7 Chromatische Aberration

Eine andere Art von Fehler ist die chromatische Aberration. Die Elektronen verlassen die Kathodenoberfläche mit einer bestimmten Energieverteilung. Die Energieunschärfe für die thermische Emission liegt bei 2 eV [20], d.h. $\Delta U = 2\text{ V}$. Die Netzgeräte für die Linsen und Spulen sind auf 10^{-5} stabil, somit sind diese Schwankungen vernachlässigbar gegenüber der Energieunschärfe der Elektronen. Mit abnehmender Elektronenenergie gewinnt die chromatische Aberration immer mehr an Bedeutung, da die Energieschwankung der die Glühkathode verlassenden Elektronen konstant etwa 2 eV beträgt.

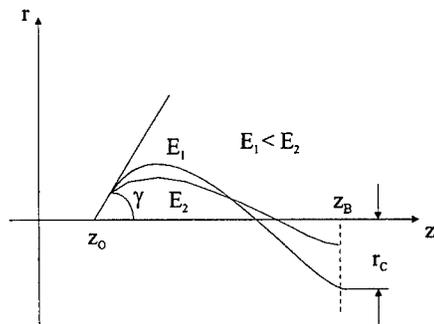


Abbildung 2.9: Chromatischer Aberrationsradius

Wie man aus Abb. 2.9 erkennt, wird ein Punkt als Kreisscheibenfläche abgebildet mit dem Radius r_c [28]:

$$r_c = M C_c \gamma \frac{\Delta U}{2(U(z_0) - U_0)} \quad (2.16)$$

C_c bezeichnet man als chromatischen Aberrationskoeffizienten. Dieser läßt sich darstellen als [28]:

$$C_c = \frac{1}{8} \int_{z_0}^{z_B} \left(\frac{U(z_0) - U_0}{U(z) - U_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{3U'^2(z)}{(U(z) - U_0)^2} - \frac{QB_z^2(z)}{m_0(U(z) - U_0)} \right] h^2 dz \quad (2.17)$$

Da $Q = -e$, ist der Integrand bei der Berechnung von C_c größer Null und somit gilt: $C_c > 0$. Der Integrand bei der Berechnung des sphärischen Aberrationskoeffizienten kann ebenfalls in nur positive Terme umgewandelt werden [29]. Somit gilt auch für $C_s > 0$. Dadurch kann man einzelne Bereiche des Strahlverlaufes auf Aberrationen untersuchen und feststellen, welcher Abschnitt den größten Beitrag zur Aberration liefert.

Da es mehrere Definitionen der Aberrationskoeffizienten gibt, sei darauf hingewiesen, daß in unserem Fall z_0 und z_B sowie die Randbedingungen an diesen Stellen bei der Definition eingehen.

2.8 Berechnung des sphärischen und chromatischen Aberrationskoeffizienten

Um die Aberrationskoeffizienten C_s und C_c zu erhalten benötigt man das elektrostatische Potential U sowie die magnetische Induktion B_z auf der Symmetrieachse. Die magnetische Induktion wird von einer Einzelpolllinse erzeugt (siehe Abb. 2.10).

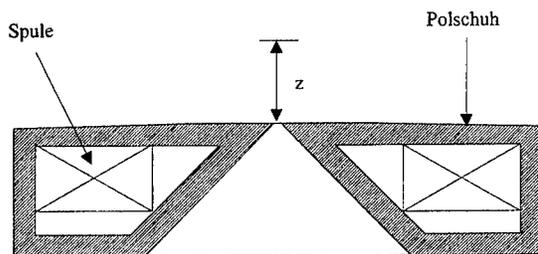


Abbildung 2.10: Einzelpolllinse

Für die Erzielung einer starken Linsenwirkung ist ein starkes, auf einen kurzen Abschnitt der optischen Achse konzentriertes magnetisches Feld erforderlich. Die Konzentration des magnetischen Feldes längs der optischen Achse wird so vorgenommen,

daß die Stromspule mit einem Mantel aus weichmagnetischem Material (FeSi) umgeben wird. Durch Einführung eines Polschuhs können die feldführenden Teile der Linse nahe an die optische Achse herangebracht werden, wodurch eine starke Feldkonzentration erzielt wird, die mit einem raschen Abfall der magnetischen Feldstärke nach außen verbunden ist. Die Linse wird durch Änderung des Stromes I_{OL} gesteuert. Ein stärkerer Strom führt zu einer kürzeren Brennweite, auf diese Weise steigt die Brechkraft der Linse. Wie eine Objektivlinse kann sie den Elektronenstrahl auf die Probe fokussieren, deshalb das Kürzel OL an der Strombezeichnung. Für verschiedene Ströme I_{OL} ist die axiale magnetische Induktion in Abb. 2.11 dargestellt, z ist hierbei der Abstand von der Einzelpolllinse zum Probenort (siehe Abb. 2.10); die Symbole stellen die experimentell gemessenen Werte dar.

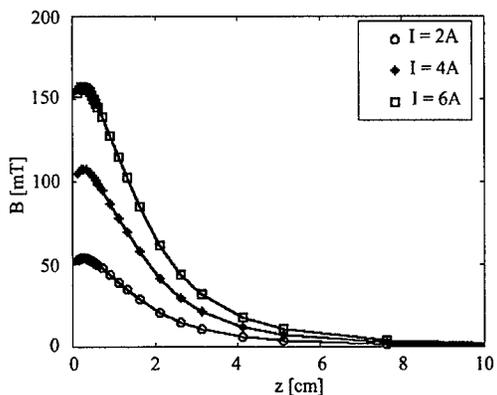


Abbildung 2.11: Axiale magn. Induktion der Einzelpolllinse

Das elektostatische Potential wird von einer Beschleunigereinheit (siehe Abb. 2.12) erzeugt. Der Beschleuniger besteht aus mehreren koaxial angeordneten Rohren gleichen Durchmessers, die mit unterschiedlichen Spannungen versehen werden können. Der Beschleuniger wirkt ebenso wie die Einzelpolllinse als abbildendes Element, bestehend aus Einzellinse (EL) und zwei Immersionslinsen (IL). Ist die Linsenwirkung derart, daß die Elektronengeschwindigkeit vor der Linse dieselbe wie nach der Linse ist, so bezeichnet man diese Linse als Einzellinse. Ist die Elektronengeschwindigkeit nach der Linse größer als vor der Linse, so bezeichnet man die Immersionslinse speziell als Beschleunigungslinse (BL), im umgekehrten Fall als Verzögerungslinse. Die Elemente 1 und 3 liegen auf Erdpotential, Element 2 läßt sich auf die Spannung U_{EL} einstellen. Diese drei

Elemente zusammen wirken demnach als Einzellinse, deshalb auch die Bezeichnung EL bei der Spannung. Es sind noch zwei weitere Einstellmöglichkeiten gegeben, die Immersionslinsenspannungen U_{IL} an Element 4 und die Beschleunigungsspannung U_{BL} an Element 12. Die Bezeichnung IL an der Spannung rührt daher, daß die Linse je nach Endbeschleunigung als Beschleunigungs- oder Verzögerungslinse wirkt. Die Elemente 5 bis 12 stellen einen linearen 8-Elektrodenbeschleuniger dar. Linear deshalb, weil die Differenz zwischen zwei Potentialen gleich $U_{BL}/8$ ist. Der Faradaykäfig (Element 13) und die Probe (Element 14) liegen ebenfalls auf der Endbeschleunigungsspannung U_{BL} . Für eine ausführliche Beschreibung dieser Linsen verweise ich auf [30]. In Tab. 2.1 sind die Potentialbelegungen der Beschleunigereinheit nochmals zusammengefaßt.

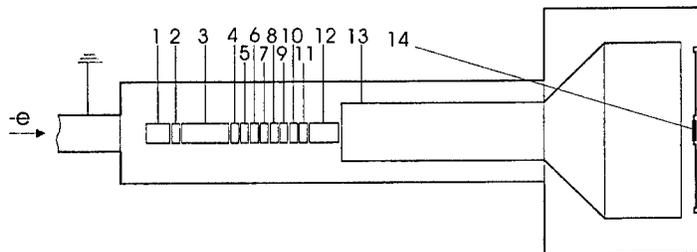


Abbildung 2.12: Beschleuniger als abbildendes System

2	4	5	6	7	8	9	10	11	12/13/14
U_{EL}	U_{IL}	$U_{BL}/8$	$U_{BL}/4$	$3U_{BL}/8$	$U_{BL}/2$	$5U_{BL}/8$	$3U_{BL}/4$	$7U_{BL}/8$	U_{BL}

Tabelle 2.1: Potentialbelegung der Beschleunigereinheit

Um das elektrostatische Potential auf der Symmetrieachse zu erhalten wird die Geometrie der abbildenden Elemente (siehe Abb. 2.12) in SIMION [31] eingegeben. SIMION ist ein Simulationsprogramm zur Berechnung der Flugbahn von geladenen Teilchen, die sich in elektrostatischen Feldern bewegen. Realistische inhomogene Magnetfelder lassen sich in SIMION nicht berücksichtigen. Eine der wichtigen Eigenschaften von SIMION ist, daß man verschiedene elektrostatische Geometrien eingeben kann und diese mit Potentialen belegt. Das Programm berechnet daraus die gesamte Potential-

verteilung im Raum. In Abb. 2.13 ist der Potentialverlauf auf der Symmetrieachse, für die Einstellungen $U_{EL} = 0.83 \text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erddpotential}$ und $U_{BL} = 7.8 \text{ kV}$ gezeigt. Mit dem Potential und der magnetischen Induktion auf der Symmetrieachse kann man die beiden Lösungen g und h der Differentialgleichung 2.13 bestimmen.

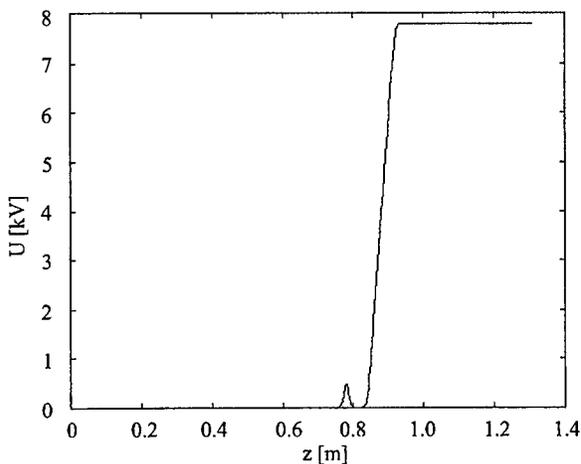


Abbildung 2.13: Axialer Potentialverlauf des Beschleunigers

Experimentell ergeben sich für die vorgegebenen Endbeschleunigungen U_{BL} die dazugehörigen optimierten Werte U_{EL} , U_{IL} und der Spulenstrom I_{OL} . Optimierte Werte heißt, daß für die experimentell gefundenen Einstellungen die beste Auflösung erreicht wird. Für diese Einstellungen (siehe Tabelle 2.2) werden die sphärischen und chromatischen Aberrationskoeffizienten nach Formel 2.15 und 2.17 sowie die Radien r_s und r_c nach Formel 2.14 und 2.16 berechnet. Der berechnete Radius r_s entsteht in der Gaußschen Bildebene. Man erhält jedoch ein Fehlerscheibchen kleinster Verschmierung vor dieser Ebene, mit einem Radius $r_s \rightarrow r_s/4$ [32]. In der Tabelle 2.2 ist der Faktor vier in dem Aberrationsradius bereits berücksichtigt. Zur Bestimmung der Radien benötigt man noch den halben Öffnungswinkel des Strahles. Ohne Abblendung durch das Blendensystem 1 beträgt dieser $\alpha = 2.38 \cdot 10^{-3}$. In nachfolgender Tabelle bedeutet $r = \sqrt{r_s^2 + r_c^2}$ den gemittelten Aberrationsradius. Der berechnete gemittelte Aberrationsradius gilt für einen Punkt auf der optischen Achse. Nimmt man an, daß die abzubildende Quelle des Elektronenstrahles einer Kreisscheibe mit dem Radius r_0 entspricht, so entsteht das endgültige Bild am Ort z_B als Kreisscheibe mit dem Radius

$r_B = \sqrt{(r_0^2 M^2 + r^2)}$. In der nachfolgenden Tabelle erhält man bei der Endenergie des Strahles von 8keV die optimierten Werte U_{EL} und I_{OL} . Die Spannung U_{IL} ist für Endenergien des Strahles größer 4keV gleich Null. Mit dem Öffnungswinkel $\alpha = 2.38 \cdot 10^{-3}$ (d.h. bei der Abbildung ohne das Blendsystem 1) und dem Abbildungsmaßstab M werden die Aberrationsradien berechnet. Zusätzlich zu den Aberrationskoeffizienten des Gesamtsystems sind jeweils nur die Beiträge angegeben, die von der Einzellinse stammen (gekennzeichnet durch das Kürzel EL).

$U_{BL}[\text{kV}]$	$U_{EL}[\text{kV}]$	$I_{OL}[\text{A}]$	$C_s[\text{m}]$	$C_s[\text{m}]$ (EL)	$C_c[\text{m}]$	$C_c[\text{m}]$ (EL)
7.80	0.83	4.366	$5.84 \cdot 10^4$	$4.26 \cdot 10^4$	18.0	13.5
M	α	$r_s[\mu\text{m}]$	$r_c[\mu\text{m}]$	$r[\mu\text{m}]$	$r_B[\mu\text{m}]$	
0.0068	$2.38 \cdot 10^{-3}$	1.34	1.46	1.98	1.99	

Tabelle 2.2: Berechnete sphärische und chromatische Aberrationskoeffizienten und -Radien

Mit der Annahme, daß der maximale Quelldurchmesser des Strahles $50\ \mu\text{m}$ beträgt, erhält man für den Radius r_B einen maximalen Wert von $1.99\ \mu\text{m}$. Wie man aus obiger Tabelle entnehmen kann, erhält man eine theoretische Grenze für den minimal zu erwartenden Elektronenstrahldurchmesser von $3.99\ \mu\text{m}$, bedingt durch die sphärische und chromatische Aberration sowie dem endlich abzubildenden Quelldurchmesser. Im Experiment erreicht man einen Strahldurchmesser von etwa $4.0\ \mu\text{m}$.

Da $r_s \sim \alpha^3$ und $r_c \sim \alpha$ muß man den Öffnungswinkel erniedrigen, um eine bessere Auflösung zu erreichen. Dies wurde mit dem Einbau des entwickelten Blendsystems 1 erreicht. Mit der Blendeneinstellung $200\ \mu\text{m}$ ergibt sich ein Öffnungswinkel von $\beta = 7.22 \cdot 10^{-4}$. Somit erhält man $r_s(\beta) = 0.028 \cdot r_s(\alpha)$ und $r_c(\beta) = 0.303 \cdot r_c(\alpha)$. Demnach ergibt sich eine theoretische Grenze für den Elektronenstrahldurchmesser am Probenort von $r_B = 0.95\ \mu\text{m}$ bei einem Öffnungswinkel $\beta = 7.22 \cdot 10^{-4}$. Im Experiment wird ein Strahldurchmesser von etwa $1\ \mu\text{m}$ erreicht.

Andere Effekte, wie etwa störende magnetische Felder oder mechanische Unperfektheiten in der Konstruktion der Einzelpollinse und des Beschleunigers, sind in der theoretischen Berechnung der Aberrationen nicht berücksichtigt. Somit ist man mit dieser Art von Abbildung an die theoretisch erreichbare Grenze der Auflösung gestoßen.

In den Simulationsrechnungen zeigte sich, daß der Hauptbeitrag der Aberration von der Einzellinse stammt. Die Beiträge der Aberrationskoeffizienten der Einzellinse sind in der Tab. 2.2 angegeben. Der Strahl erreicht die Öffnung der Einzellinse mit einem zu großen Durchmesser. Deshalb kann als Verbesserung eine weitere Linse oberhalb der Einzellinse angebracht werden, um diese Aberrationen zu verringern.

2.9 Berechnung des sphärischen und chromatischen Aberrationskoeffizienten mit einer zusätzlichen Feldlinse

Als weitere Linse wird eine Kreisspule gewählt. Ein Vorteil dieser Spule besteht darin, daß die Herstellung sehr einfach ist. Außerdem kann der Feldverlauf der Spule theoretisch simuliert werden. In der Abb. 2.14 ist die Anordnung der Feldlinsen gezeigt.

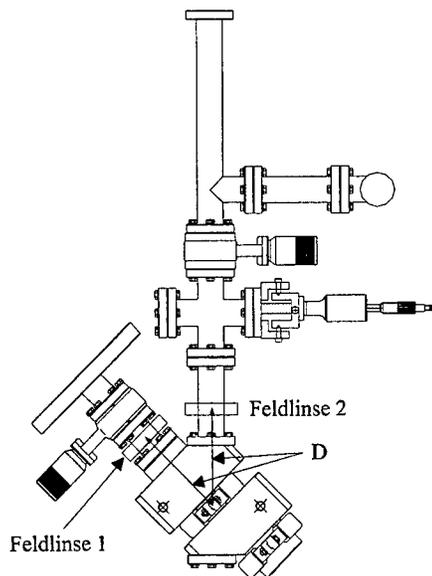


Abbildung 2.14: Anordnung der Kreisspulen

Aus Platzgründen hat die Feldlinse 1, die für die Fokussierung der Positronen verwendet wird, keine Variationsmöglichkeit in der Abstandseinstellung. Somit hat man einen festen Abstand zwischen der Feldlinse 1 und der Symmetrieachse der Strahlweiche; dieser Abstand wird mit D bezeichnet. Um die gleichen Verhältnisse auch bei dem Elektronenstrahl zu erreichen, wird die Feldlinse 2 im selben Abstand D zur Symmetrieachse der Strahlweiche angebracht. Die als Linsen wirkenden Kreisspulen ermöglichen es, daß sowohl der Elektronenstrahl als auch der Positronenstrahl am Ort der Einzellinse mit einem geringeren Durchmesser auftreffen. Dies reduziert die sphärischen und chromatischen Aberrationen, wie nachfolgend gezeigt wird.

Die magnetische Induktion einer einlagig gewickelten Kreisspule (KS) auf der Symmetrieachse ergibt sich zu [33]:

$$B(z) = \frac{\mu_0 N I}{2b} \left(\frac{z + b/2}{\sqrt{r^2 + (z + b/2)^2}} - \frac{z - b/2}{\sqrt{r^2 + (z - b/2)^2}} \right) \quad (2.18)$$

N: Wicklungszahl der KS

b [m]: Breite der KS

r [m]: Radius der KS

I [A]: Strom

B [T]: magnetische Induktion

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$$

Mit N=50, b=16mm, r=38mm und I=1.5A erhält man folgenden Feldverlauf:

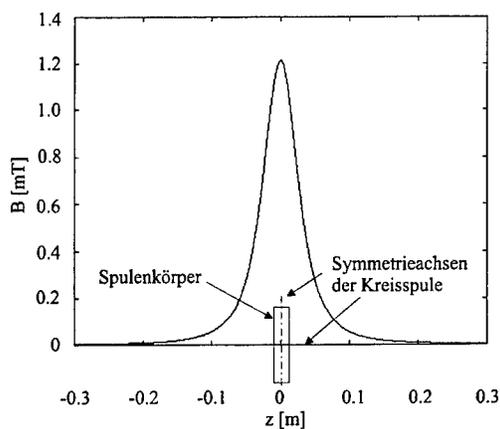


Abbildung 2.15: Magnetische Induktion der Kreisspule auf der Symmetrieachse

Mit der zusätzlichen Feldlinse erhält man bei einem Kreisspulenstrom von $I_{KS} = 1.5A$ die minimalsten Aberrationskoeffizienten. Die Berechnung der Aberrationskoeffizienten verläuft analog zu dem im vorigen Abschnitt gezeigten Verfahren. Ohne Feldlinse

betrug der Strom der Objektivlinse 4.366 A , um den Strahl auf die Probe zu fokussieren. Bei einem Strom der Feldlinse von 1.50 A muß der Objektivlinsenstrom auf 4.416 A erhöht werden, um den Strahl auf die gleiche Stelle zu fokussieren. Zum Vergleich zur Tabelle 2.2 sind nachfolgend die Aberrationskoeffizienten und -Radien für den Strahl bei einer Endenergie von 8 keV angegeben.

$U_{BL}[kV]$	$U_{EL}[kV]$	$I_{OL}[A]$	$I_{KS}[A]$	$C_s[m]$	$C_s[m]$ (EL)	$C_c[m]$
7.80	0.83	4.416	1.50	$2.02 \cdot 10^3$	114	1.11
$C_c[m]$ (EL)	M	α	$r_s[\mu m]$	$r_c[\mu m]$	$r[\mu m]$	$r_B[\mu m]$
0.70	0.0095	$2.38 \cdot 10^{-3}$	0.07	0.13	0.15	0.28

Tabelle 2.3: Berechnete sphärische und chromatische Aberrationskoeffizienten und -Radien mit simulierter Kreisspule

Ohne Feldlinse erhält man einen Radius $r_B = 1.99\ \mu m$, mit zusätzlicher Feldlinse $r_B = 0.28\ \mu m$. Somit kann man den Radius am Probenort um den Faktor 7 verkleinern. Wird das Blendensystem 1 mit benutzt, d.h. $\alpha = 7.22 \cdot 10^{-4}$, so errechnet man r_B zu $0.24\ \mu m$. Mit neu eingebauter Feldlinse sollte demnach eine Auflösung von etwa $0.3\ \mu m$ möglich sein. Trotz Blendensystem 1 entsteht nun kaum eine Verkleinerung im Radius, was darin liegt, daß der Hauptbeitrag von dem endlichen Quelldurchmesser ($\approx 50\ \mu m$) des abzubildenden Elektronenstrahles herrührt. Für eine deutliche Steigerung der Auflösung muß man eine bessere Elektronenquelle benutzen. Aus diesem Grund wurde eine neue Elektronenkanone gekauft, deren Quelle bessere Eigenschaften besitzt. Mit der neu eingebauten Elektronenkanone sollte eine Auflösung von $0.1\ \mu m$ erreicht werden.

2.10 Zentrierung der elektronenoptischen Abbildungselemente

Das REM besteht im wesentlichen aus dem Strahlerzeugungssystem (Elektronenkanone), der elektrostatischen Zwischenlinse (Beschleunigereinheit) und der magnetischen Objektivlinse (Einzelpolinse). Von größter Wichtigkeit ist die Zentrierung des Elektronenstrahles gegenüber der Objektivlinse, da die axiale Bestrahlung des Objektives eine Voraussetzung für die Erzielung höchster Auflösung bildet [34]. Als Hauptforderung für gute Zentrierung ist zu verlangen, daß bei Änderung der Objektivbrennweite (=Änderung des Spulenstromes) sich das Endbild konzentrisch ändert und nicht auswandert. Der Mittelpunkt der Bildänderung, bei der magnetischen Linse zugleich der

Mittelpunkt der Bilddrehung, soll dabei in der Mitte des Endbildes liegen. Bei idealer Zentrierung sollte dieser Mittelpunkt auch bei Änderung des Objektivstromes bzw. der Zwischenlinsenspannung in der Mitte des Endbildes liegen. Als zweite Forderung ist die Einstellung derjenigen Justierung zu verlangen, bei der die maximale Intensität des Bildes erreicht wird. Im folgenden wird die Zentrierung der Strahlungsquelle und der einzelnen Linsen gegeneinander behandelt. Die Elektronenkanone besitzt zur Justierung verstellbare elektrostatische Quadrupole. Zur Zentrierung notwendig sind zudem Korrekturspulen (Sattelspulen), die unterhalb des Blendensystems 1 und oberhalb des Blendensystems 2 angebracht sind. Als erstes werden die Quadrupole und Korrekturspulen so eingestellt, daß sich eine maximale Intensität am Probenort ergibt. Dann wird von einer Testprobe eine elektronenmikroskopische Aufnahme gemacht und abgespeichert. Als nächstes wird der Objektivlinsenstrom verändert und eine neue Aufnahme gestartet. Das erhaltene Bild wird mit dem zuvor aufgenommenen verglichen. Bleibt der Mittelpunkt des Bildes nicht stehen, so wird der Strom der Korrekturspulen solange geändert, bis der Mittelpunkt des Bildes sich nicht verändert. Die beste Zentrierung ist erreicht, wenn auch bei Veränderung der elektrostatischen Zwischenlinse der Bildpunkt nicht auswandert. Ist dies aber der Fall, so kann man mit Verstellerschrauben an der Halterung der Objektivlinse die Symmetrieachse neigen, bis diese mit der Symmetrieachse der Zwischenlinse übereinstimmt. Für die Zentrierung des Positronenbildes ist dieses Verfahren zu aufwendig, da die Meßzeiten zu groß sind. Da die Symmetrieachse der Zwischenlinse und der Objektivlinse nach der Elektronenstrahlung übereinstimmt, müssen nur die Korrekturspulen oberhalb des Blendensystems 2 verstellt werden, um auch den Positronenstrahl zu zentrieren. Experimentell erhält man nach optimaler Zentrierung der einzelnen Komponenten zu einander folgenden Sachverhalt:

- Variiert man den Strom I_{OL} der Objektivlinse in der Nähe des Fokus, so wandert das Endbild um maximal etwa $20 \mu m$.
- Variiert man die Beschleunigungsspannung U_{BL} , fokussiert mit der Objektivlinse für die jeweiligen Spannungen, so wandern die Endbilder um maximal etwa $30 \mu m$ gegeneinander und erhält Bilddrehungen der Endbilder von maximal 3° zueinander.

Kapitel 3

Meßwerterfassung im REM

Die Erzeugung eines Rasterelektronenbildes beruht in unserem Fall auf Änderungen des Stromflusses in der Probe beim Abrastern durch die Scanspulen. Variationen im Probenstrom sind bedingt durch unterschiedliche Rückstreukoeffizienten der zu untersuchenden Materialien.

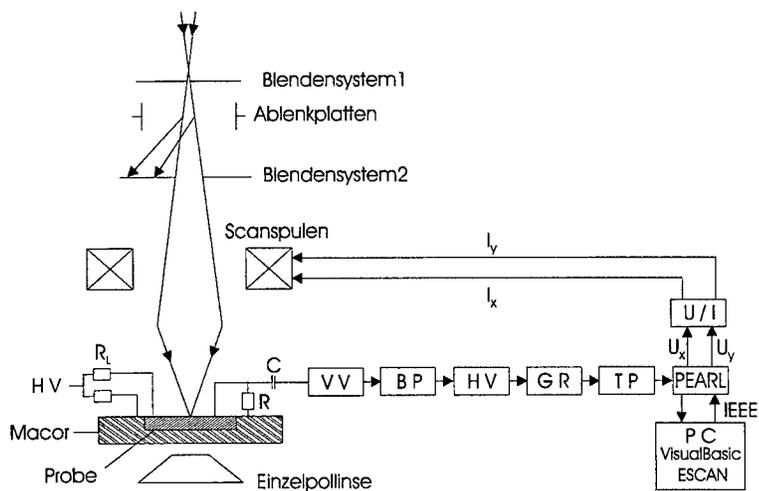


Abbildung 3.1: Schema der Meßwerterfassung, die Abkürzungen sind umseitig erklärt

Da die Probe auf Hochspannung liegt, wird der durch die Ablenkplatten verursachte Wechselstromanteil über einen Kondensator ausgekoppelt. Die Isolation des Proben-tellers gegenüber der Halterung ist durch eine Macorplatte gegeben. Die Messung des Probenstromes erfolgt über die isoliert nach außen geführte Zuleitung zum Proben-teller mit Hilfe eines ladungssensitiven Vorverstärkers. Nach einer Verweildauer des Elektronenstrahls von 3 ms auf einen Punkt der Probe wird ein probenstrompropor-tionales Signal gemessen. Der Strahl wird außerdem mit Hilfe der Ablenkplatten über das Blendensystem 2 mit einer Pulsungsdauer von 0.1 ms gefahren. Da der Strahl 3 ms auf derselben Stelle verweilt, mittelt man etwa über 30 Pulse. Dieses Verfahren wird zur Rauschminderung benutzt. Mit einer besseren Quelle könnten auch die einzelnen Pulsamplituden benützt werden (siehe Abb. 3.4). Nachfolgend sind die Abkürzungen der Abb. 3.1 erklärt.

VV: Vorverstärker (Model 2025 Canberra)

BP: Bandpaß

HV: Hauptverstärker (Model 142IH Ortec)

GR: Gleichrichter

TP: Tiefpaß

Als Vor- und Hauptverstärker werden erprobte kommerzielle nuklearelektronische Kom-ponenten benutzt.

3.1 Meßsignal

An den Ablenkplatten wird ein Rechtecksignal mit einer Spannungsamplitude von 1 V und der Frequenz 10 kHz angelegt. Demnach wird der Elektronenstrahl über das Blen-densystem 2 mit 10 kHz gepulst. Am Probenort wird der dadurch erzeugte Wechsel-stromanteil über einen hochspannungsfesten Kondensator ($C = 80\text{ pF}$) ausgekoppelt. Die Messung des Probenstromes erfolgt durch den Spannungsabfall an dem Wider-stand $R = 100\text{ k}\Omega$. Dieses Signal wird dem ladungssensitiven Vorverstärker eingespeist und weiter dem Bandpaß zugeführt. Ein Bandpaß zwischen Vorverstärker und Haupt-verstärker wird benötigt, da verschiedene Störsignale auftreten. Ein hochfrequentes Störsignal von 20 kHz wird durch die Hochspannungsversorgung des Beschleunigers verursacht und ein niederfrequentes von 50 Hz durch die Netzspannung. Das entstörte sowie verstärkte Signal wird gleichgerichtet und durch einen nachgeschalteten Tiefpaß geglättet. Nach dem Tiefpaß steht ein Gleichspannungssignal, das zwischen 0 und 10 V variiert, als Meßsignal zur Verfügung.

In Abb. 3.2 und Abb. 3.3 ist der Frequenzverlauf des Bandpasses und des Tiefpas-ses gezeigt. Als Eingangssignal wurde jeweils ein Sinussignal mit einer Amplitude von

1 V gewählt. Zu beachten ist, daß der Frequenzverlauf von dem Eingangswiderstand R_E und dem Ausgangswiderstand R_A der Schaltung abhängt. Der Bandpaß wird mit $R_E = R_A = 123 \Omega$, der Tiefpaß mit $R_E = 1k \Omega$ und $R_A = 1M\Omega$ betrieben. Bei dem Bandpaß handelt es sich um einen Cauerparameter Bandpaß 3. Ordnung, bei dem Tiefpaß um einen Cauerparameter Tiefpaß 4. Ordnung (siehe [35]).

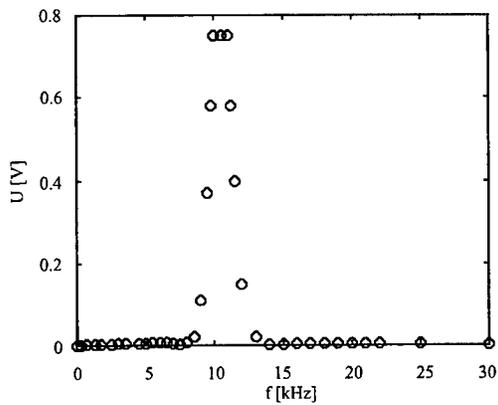


Abbildung 3.2: Bandpaß, o gemessene Werte

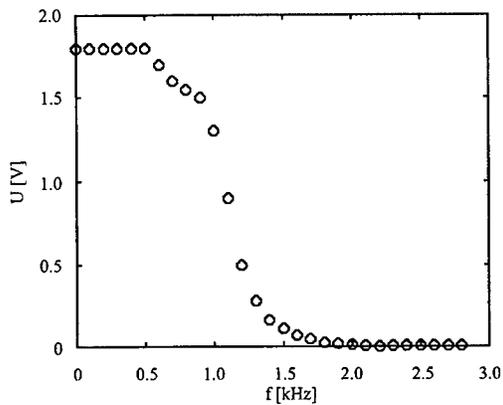


Abbildung 3.3: Tiefpaß, o gemessene Werte

In den nachfolgenden Abbildungen (siehe Abb. 3.4) ist der Spannungsverlauf nach den jeweiligen Signalverarbeitungselementen wiedergegeben. Deutlich zu erkennen ist die Glättung des Signales nach dem Bandpaß sowie nach dem Tiefpaß. Ursprünglich

wurde die Signalverarbeitung ohne diese beiden Elemente betrieben, was zu einem verrauschten Bild führte (siehe Kap. 4.3).

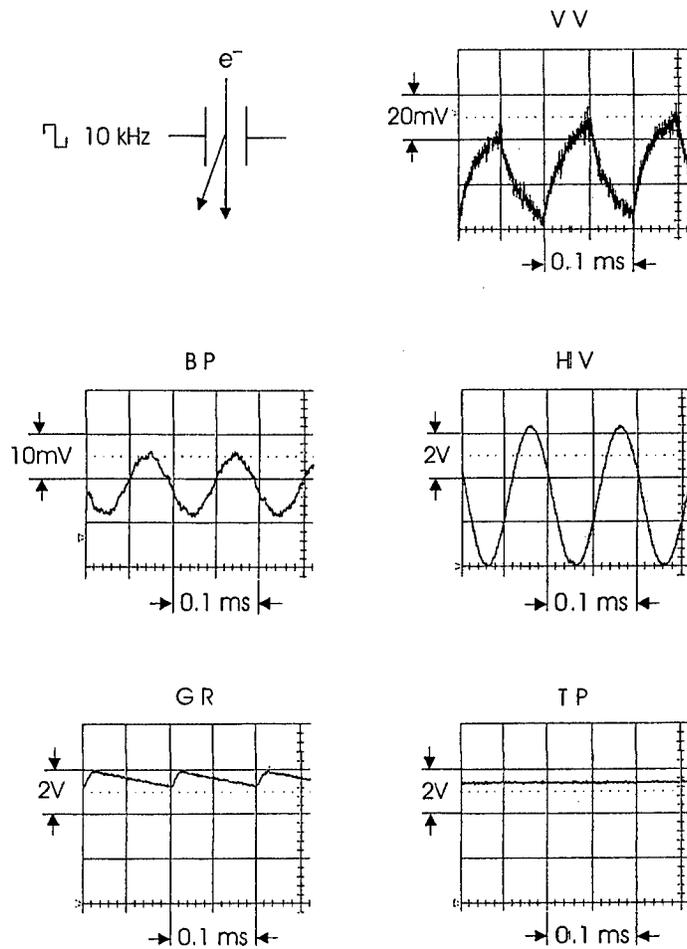


Abbildung 3.4: Signalverlauf nach den jeweiligen elektronischen Modulen

3.2 Signalverarbeitung

Die Hauptkomponenten zur Meßwertaufnahme sind das Visual-Basic Programm ESCAN in Verbindung mit der PEARLBOX. Das Programm ESCAN ermöglicht dem Anwender den gewünschten Bereich der zu untersuchenden Probe auszuwählen. Dies geschieht durch die Parametereingaben unter dem Feld Parameter. Nach der Datenerfassung können verschiedene Bildbearbeitungsmodule wie etwa Kontrasteinstellung, Zoom usw. eingestellt werden. Zum Ansteuern der Ablenkspulen sowie zur Meßwertaufnahme benötigt man die PEARLBOX, die die Digitalbefehle vom ESCAN-Programm in analoge Spannungswerte umwandelt und somit die Aufgabe der analogen Abrasterung übernimmt und die erhaltenen Meßwerte abspeichert. Die Kommunikation zwischen der PEARLBOX und dem PC geschieht mit dem IEEE-Bus [36]. Auf der PC- und PEARLBOX-Seite wird deshalb jeweils eine Interfacekarte mit Treibersoftware (GPIB: General-Purpose-Interface-Bus von Mailhouse und PPIB: PEARL-Prozess-Interface-Bus) benötigt. In Abb. 3.5 ist die Programmoberfläche des Programmes ESCAN gezeigt.

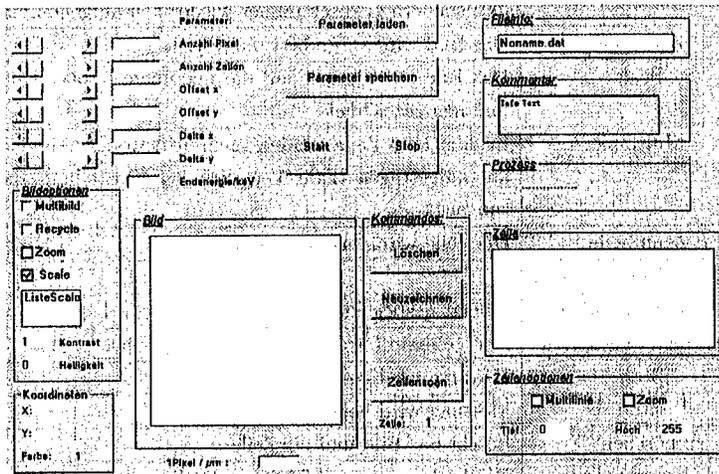


Abbildung 3.5: Bedienoberfläche für die Steuerung des Elektronenstrahles

Die Steuerungsbefehle Anzahl Pixel, Anzahl Zeilen, Offset x, Offset y, Delta x und Delta y werden mit dem Start-Befehl zur PEARLBOX gesendet. Alle weiteren Felder dienen der Bilddarstellung und Bildbearbeitung. Nachfolgend sind alle Befehle und deren Bedeutung in Tabelle 3.1 und 3.2 wiedergegeben.

Eingaben	
Anzahl Pixel	Anzahl der Pixel pro Zeile (x-Richtung)
Anzahl Zeilen	Anzahl der Zeilen pro Bild (y-Richtung)
Offset x	Offset in x-Richtung
Offset y	Offset in y-Richtung
Delta x	Schrittweitereinstellung in x-Richtung
Delta y	Schrittweitereinstellung in y-Richtung
Endenergie/keV	Endenergie der Teilchen auf der Probe
Kontrast	Vergrößert oder verkleinert den Bildkontrast
Helligkeit	Vergrößert oder verkleinert die Bildhelligkeit
Min	Niedrigster Grauwert im Feld Zeile
Max	Höchster Grauwert im Feld Zeile
Kommentar	Informationen können eingegeben werden
Auswahl	
Multibild	In dem Feld Bild werden zwei Bilder übereinander aufgetragen (zum Vergleich bei Einstellungsänderungen)
Recycle	Die Aufnahme wird nicht nach einem Durchlauf beendet, sondern zyklisch immer wieder neu aufgenommen
ZoomBild	Das Bild wird vergrößert dargestellt
Scale	Das Bild wird immer auf die maximale Größe skaliert und neu gezeichnet
Multilinie	In dem Feld Zeile werden mehrere Kurven übereinander aufgetragen (zum Vergleich bei Einstellungsänderungen)
ZoomZeile	Die Zeile wird vergrößert dargestellt
EreignisButtons	
Parameter laden	Zuletzt gespeicherte Parameter werden geladen
Parameter speichern	Neu gesetzte Parameter werden gespeichert
Start	Messung wird gestartet
Stop	Messung wird beendet
Löschen	Löscht das Bild und die Zeile
Neuzeichnen	Das in dem internen Speicher des Programms abgelegte Bild, i.a. das zuletzt aufgenommene wird neu gezeichnet (z.B. mit neuer Einstellung für Kontrast)
Zeilen-scan	Erzeugt einen waagrechten Schnitt des Bildes bei der angegebenen Zeile und stellt diese als Höhenlinie in Zeile dar

Tabelle 3.1: Einstellmöglichkeiten im ESCAN-Programm

Anzeige	
Fileinfo	Name eines aktuell geladenen Bildes
Prozess	Gibt den aktuellen Status des PPI und die bearbeitete Zeilennummer an
Bild	In diesem Feld wird das Bild aufgebaut
x	Anzeige des x-Koordinatenwertes
y	Anzeige des y-Koordinatenwertes
Farbe	Gibt den Graustufenwert der Koordinate (x,y) an
1Pixel/ μm	Ein Pixel entspricht ... μm
Zeile	In diesem Feld wird die Zeile als Höhenlinie dargestellt
Zeile Nr.	Gibt die im Zeilenscan gewählte Zeile an

Tabelle 3.2: Anzeigen im ESCAN-Programm

Die PEARLBOX (gestrichelter Ausschnitt in Abb. 3.6) ist im Wesentlichen ein ADC und DAC Wandler, den man unter dem Echtzeitprogramm PEARL [37] programmieren kann. In dem Blockschaltbild (siehe Abb. 3.6) ist der generelle Ablauf der Steuerung wiedergegeben. Nach dem Start-Befehl im ESCAN-Programm wird als erstes die PEARLBOX initialisiert (Send Parameter). Die Steuerung ist so konzipiert, daß Zeile für Zeile abgearbeitet wird (n-Schleife). Dies wird durch den Befehl NLS (NextLineScan) erreicht, d.h. nach jedem gesendeten Befehl NLS (Send NLS) wird n um eins erhöht. Diese Inkrementierung wird „Anzahl Zeilen“-Mal wiederholt. Nach dem ersten Aufruf des Befehles NLS wird der digitale Spannungswert für die erste Zeile (U_y) festgelegt. Dieser Wert bleibt für die nachfolgende m-Schleife zur Abarbeitung der Pixel fest. Als nächstes wird der digitale Spannungswert des ersten Pixels (U_x) berechnet. Die beiden digitalen Werte werden in analoge Signale umgewandelt und über einen Strom-Spannungswandler den Scanspulen zugeführt. Somit hat man einen bestimmten Punkt auf der Probe angefahren. Dann wird 3 ms gewartet und die A/D-Wandlung gestartet, d.h. das analoge Meßsignal wird in einen digitalen Wert umgewandelt. In einer *Sample & Hold*-Schaltung wird der analoge Wert solange eingefroren, bis der nächste Befehl Start A/D Wandlung gesendet wird. Der eingefrorene Wert wird in dem Meßwertspeicher der PEARLBOX gespeichert. Insgesamt werden „Anzahl Pixel“ verschiedene Pixelspannungswerte für jede Zeile angefahren. Somit stehen „Anzahl Pixel“ digitale Meßwerte in dem Speicher der PEARLBOX, bevor dieser mit dem Befehl Receive ausgelesen wird. In dem ESCAN-Programm ist zwischen den Befehlen NLS und Receive ein Zeitpuffer (Wait) anzugeben, da erst ausgelesen werden kann, wenn die erste Zeile abgearbeitet ist. Nach Ende der Messung wird das Bild in dem Feld Bild aufgebaut, die Meßwerte stehen in einer Matrix(1:n,1:m) in dem Pro-

gramm ESCAN zur Weiterverarbeitung zur Verfügung.

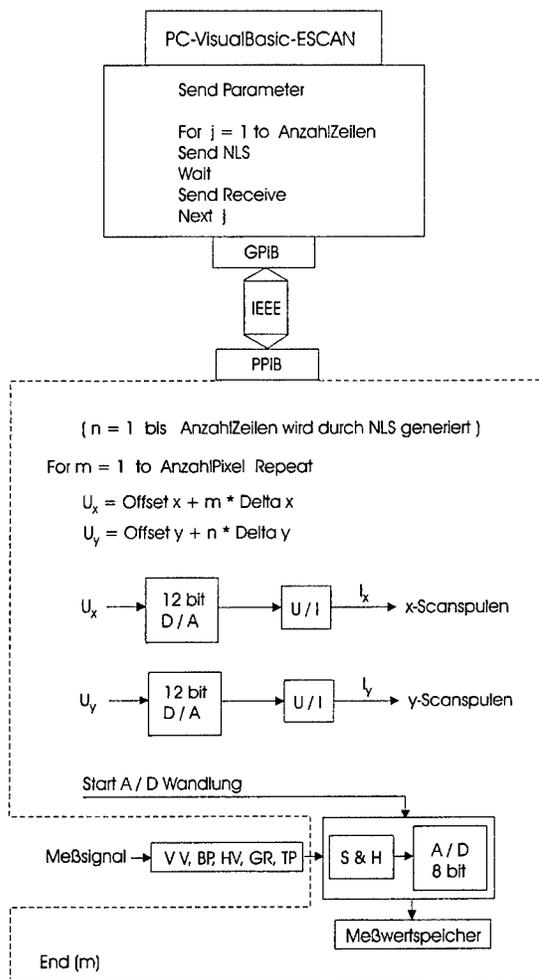


Abbildung 3.6: Blockschaltbild zur Steuerung des Elektronenstrahles

Der benutzte Begriff Bild bezeichnet eine Matrix, deren Zeilen- und Spaltenindex den räumlichen Rasterkoordinaten(x,y) der Meßdatenerfassung entsprechen. Ein Bildpunkt (Pixel) dieser Matrix entspricht dabei dem Meßwert. Zur Visualisierung eines Bildes wird eine Farbtabelle benötigt. Zur Spezifikation einzelner Farben verwendet das

ESCAN-Programm das RGB-System. Bei diesem System sind 256 Graustufen darstellbar. Mit dieser Farbtafel kann die dreidimensionale Wertematrix als Bild in der Vogelperspektive betrachtet werden:

In der Vogelperspektive wird die Eingangsmatrix linear auf den Bereich der möglichen Farben skaliert. Jedes Matrixelement ist dann in dem Feld Bild im ESCAN-Programm durch den korrespondierenden Wert der Farbtafel dargestellt.

Kapitel 4

Testmessungen mit dem Rasterelektronenmikroskop

Anhand von Testmessungen an bekannten Strukturen wird der Rasterbereich sowie das Auflösungsvermögen des Rasterelektronenmikroskopes demonstriert. Als festes Testobjekt dient ein „Chip“ ($2.5\text{ mm} \times 2\text{ mm}$), der in der Nähe der Probenstation eingebaut ist. Der Chip besteht aus einem Siliziumwafer mit einer aufgedampften Platin- und Siliziumdioxid-Schicht. Somit eignet sich der Chip für den Elektronenstrahl aufgrund der unterschiedlichen Rückstreukoeffizienten und für den Positronenstrahl aufgrund der unterschiedlichen Positronenlebensdauern in diesen Materialien.

4.1 Chip als Testobjekt

Bei all den nachfolgenden Aufnahmen wurde die Einstellung $U_{BL} = 7.80\text{ kV}$, $U_{EL} = 0.83\text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erddpotential}$ und $I_{OL} = 4.400\text{ A}$ gewählt. Das Blendensystem1 ist auf die $200\mu\text{m}$ große Blende und Blendensystem2 auf die 2 mm große Blende eingestellt. Die Elektronenkanone wird bei einer Strahlenergie von 200 eV betrieben, somit ist die Endenergie des Strahls $E = 8\text{ keV}$. In den Abb. 4.1 bis 4.3 sind verschiedene Bereiche des Chips abgebildet. In Abb. 4.4 ist ein Linescan von dem Kreuz (Linie in Abb. 4.3) gezeigt. In Abb. 4.1 ist der maximale Rasterbereich, in Abb. 4.4 die Auflösung gegeben. Bei 8 keV Endenergie des Strahls ist der maximale Rasterbereich $800\mu\text{m} \times 800\mu\text{m}$ und die Auflösung beträgt $0.5\mu\text{m}$. Die Definition der Auflösung des Strahls wird im nachfolgenden Kapitel beschrieben.

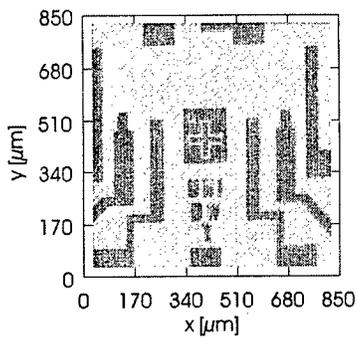


Abbildung 4.1: 800 $\mu\text{m} \times 800 \mu\text{m}$ großer abgebildeter Bereich des Chips bei $E = 8 \text{ keV}$

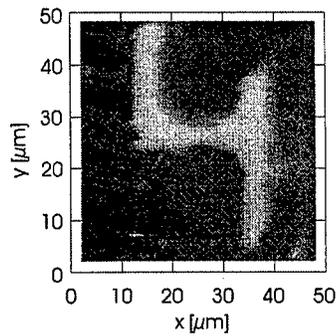


Abbildung 4.2: 46 $\mu\text{m} \times 46 \mu\text{m}$ großer abgebildeter Bereich des Chips bei $E = 8 \text{ keV}$

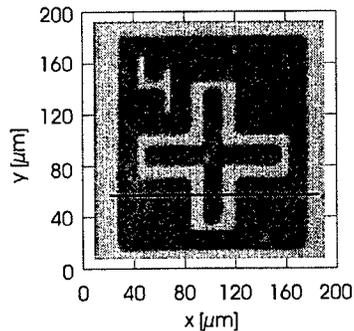


Abbildung 4.3: 180 $\mu\text{m} \times 180 \mu\text{m}$ großer abgebildeter Bereich des Chips bei $E = 8 \text{ keV}$

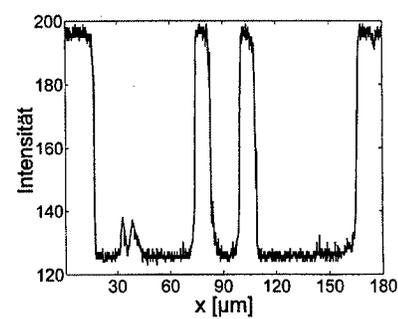


Abbildung 4.4: Linescan von dem in der Abb. 4.3 gezeigten Bereich

4.2 Goldgitter als Testobjekt

Die Abb. 4.5 zeigt die Aufnahme eines Goldgitters das auf einer Zinkwolframatoberfläche aufliegt, Abb. 4.6 zeigt den Linescan von einem Balken dieses Goldgitters. In dieser Aufnahme liegt die Halbwertsbreite des Strahles bei $1 \mu\text{m}$. Die Strecke, in der die Flanke von 25% auf 75% ansteigt, wird als Halbwertsbreite bzw. als Auflösung des Strahls definiert. Da bei der Berechnung der sphärischen und chromatischen Aberra-

tionsradien der volle Strahldurchmesser eingeht (siehe Kap. 2.8), ist dieser und nicht die Auflösung zum Vergleich angegeben.

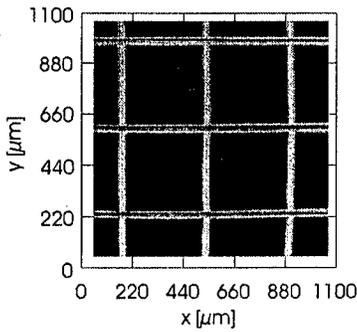


Abbildung 4.5: $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ großer abgebildeter Bereich des Goldgitters bei $E = 5\text{keV}$

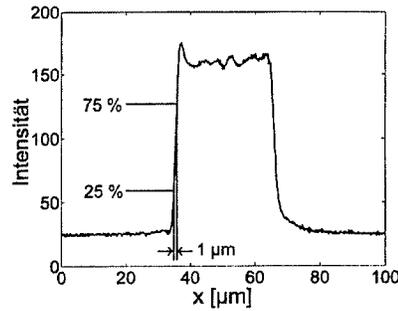


Abbildung 4.6: Linescan über einen Balken des Goldgitters bei $E = 5\text{keV}$

Wenn der Elektronenstrahl auf die Probe trifft, ist er kegelförmig. Der Öffnungswinkel des Kegels ist der wichtigste Faktor, der die Schärfentiefe bestimmt. Die Schärfentiefe ist der Bereich der Probe, der annehmbar scharfgestellt ist. Die Wirkung des Öffnungswinkels des Kegels auf die Schärfentiefe beruht auf der Tatsache, daß der fokussierte Elektronenstrahl normalerweise keine ebene Probe abtastet, sondern eine Probe mit einer unregelmäßigen Oberfläche (siehe Abb. 4.7).

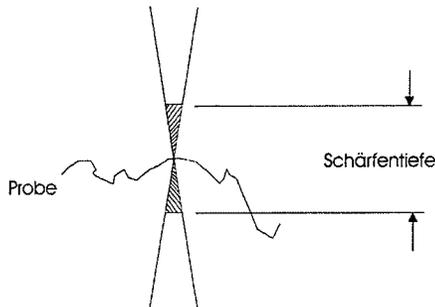


Abbildung 4.7: Schärfentiefe

Der Strahl jedoch wird auf einen festen Brennpunkt fokussiert. Der Durchmesser des Strahls, der auf jeden Punkt der Probe trifft, variiert mit der Topographie der Probe. Beim Abrastern einer Probe mit großen topographischen Unterschieden werden die Bereiche weit ober- und unterhalb der Brennebene mit einem Strahl mit viel größerem Durchmesser abgebildet, was zu einer geringeren Auflösung führt. Ab einem gewissen Punkt erscheinen die Bereiche geringerer Auflösung unscharf. Bei 8 keV Endenergie des Strahls hat man eine Schärfentiefe von etwa $10 \mu m$ [38]. Das Goldgitter ist nicht perfekt eben und weist selbst eine Dicke von ca. $30 \mu m$ auf. Deshalb erreicht man mit dem Goldgitter, das auf einer Zinkwolframatoberfläche aufliegt nicht die Auflösung wie mit dem Testchip.

Der Kontrast, mit dem sich zwei dicht benachbarte Objektdetails gegenüber dem Untergrund abheben, ist von großem Einfluß auf die Möglichkeit, diese Details im Bild getrennt wiederzugeben. Anhand Abb. 4.8 soll dies erläutert werden.

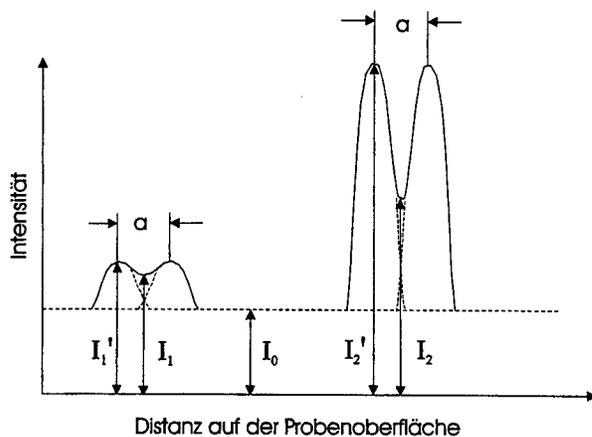


Abbildung 4.8: Kontrast

Die Abb. 4.8 stellt zwei Paare von Intensitätsprofilen von Objektdetails dar, die jeweils einen Abstand a von der Größenordnung des Sondendurchmessers aufweisen. Im Fall des 1. Paares ist die Probenstromausbeute I_1' der beiden Objektdetails nicht wesentlich größer als die des Untergrundes I_0 . Es ergibt sich somit ein relativ geringer Kontrast $(I_1' - I_0)/I_0$ der Objektdetails gegenüber dem Untergrund. Der Kontrast der durch Überlagerung der Einzelprofile entstehenden Einsattelung $(I_1' - I_1)/I_1'$ wird

ebenfalls relativ gering ausfallen. Die Objektdetails sind daher nicht oder nur schlecht wahrzunehmen. Im Fall des zweiten Paares ist die Probenstromausbeute I'_2 der beiden Objektdetails hingegen um einiges größer als die des Untergrundes. Hieraus resultiert ein relativ großer Kontrast $(I'_2 - I_0)/I_0$ der Objektdetails gegenüber dem Untergrund. Entsprechend fällt auch der Kontrast der Einsattelung $(I'_2 - I_2)/I'_2$ aus. Die Folge ist, daß die Objektdetails getrennt wahrzunehmen sind. Eine Voraussetzung für eine möglichst hohe Auflösung ist daher ein möglichst großer Kontrast der abzubildenden Strukturen gegenüber dem Untergrund, wie bei den dargestellten Testobjekten. Im allgemeinen werden bei Proben, die mit dem Positronenstrahl analysiert werden sollen, nicht diese optimalen Verhältnisse vorliegen, so daß die maximal erhaltene Auflösung nicht erreicht werden muß.

Für den Chip sind in der Tabelle 4.1 die experimentell erreichten Auflösungen sowie die optimierten Werte U_{EL} und I_{OL} in Abhängigkeit von der Endbeschleunigung des Elektronenstrahles angegeben.

$U_{BL}[kV]$	$U_{EL}[kV]$	$I_{OL}[A]$	Auflösung [μm]
1.8	3.00	2.125	1.5
2.8	2.00	2.780	1.5
3.8	1.20	3.190	0.6
4.8	1.00	3.540	0.6
5.8	0.93	3.850	0.5
6.8	0.87	4.135	0.5
7.8	0.84	4.395	0.5
8.8	0.81	4.650	0.5
9.8	0.78	4.865	0.5

Tabelle 4.1: Experimentell erhaltene Auflösungen

Da der Positronenstrahl ähnliche Eigenschaften wie der Elektronenstrahl aufweist, können die in obiger Tabelle angegebenen Grenzwerte für die Auflösung auf den Positronenstrahl übertragen werden.

4.3 Vergleich der Elektronenmessungen zu Beginn und zum Ende der Arbeit

In diesem Kapitel wird der Vergleich zwischen den ursprünglich erhaltenen Bildern und den jetzigen gemacht. Es wird auf die Änderungen eingegangen, die zu diesen Ergebnissen führten. In den Abb. 4.9 und Abb. 4.11 werden die Bilder am Anfang der Arbeit mit denen am Ende der Arbeit (siehe Abb. 4.10 und Abb. 4.12) gegenübergestellt. Es ist zu bemerken, daß damals keine Aufnahmen mit der Elektronenkanone mit der Einstellung 200 eV Strahlenergie möglich waren. Alle Aufnahmen zu Beginn der Arbeit sind mit der Strahlenergie der Elektronenkanone von 4 keV gemacht. Die gesamte Beschleunigungseinheit (siehe Abb. 2.12) ist hierbei auf Erdpotential gelegt.

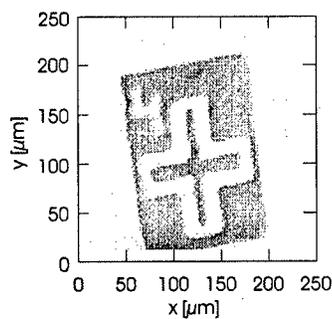


Abbildung 4.9: Chipaufnahme zu Beginn der Arbeit bei $E = 4 \text{ keV}$

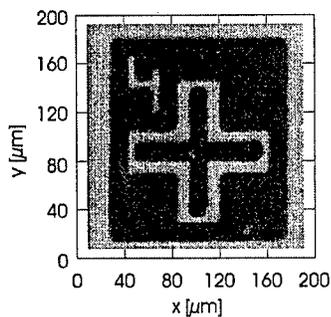


Abbildung 4.10: Chipaufnahme zum Ende der Arbeit bei $E = 8 \text{ keV}$

In der Goldgitteraufnahme (Abb. 4.11) ist die Bildverzerrung, in der Chipaufnahme (Abb. 4.9) die schlechte Auflösung als auch die schlechte x-y-Linearität zu erkennen. Die damals erreichte Auflösung des Strahls betrug $5\mu\text{m}$.

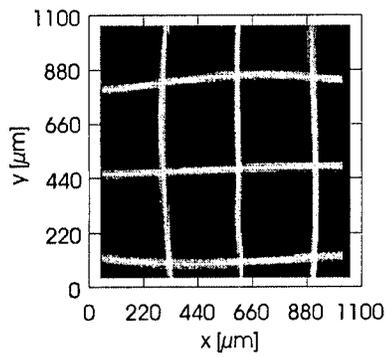


Abbildung 4.11: Goldgitteraufnahme zu Beginn der Arbeit bei $E = 4\text{ keV}$

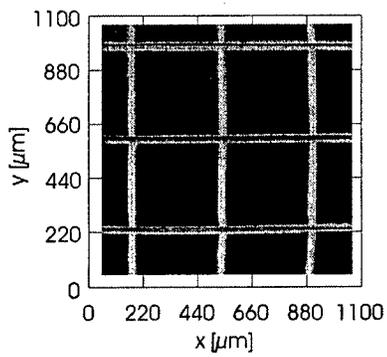


Abbildung 4.12: Goldgitteraufnahme zum Ende der Arbeit bei $E = 5\text{ keV}$

In Tab. 4.2 werden nochmals die Ergebnisse von 1995 denen von 1999 gegenübergestellt:

1995	1999
Auflösung: $5\mu m$	Auflösung: $0.5\mu m$
Bildverzeichnung	-----
Verrauschtes Bild	-----
schlechte x-y-Linearität	-----
Abbildung mit 4keV	Abbildung mit 200eV
Fehlerbehaftetes ESCAN-Programm	-----
Bild mit 200×200 Pixel: 20 min.	2 min.

Tabelle 4.2: Vergleich der Ergebnisse von 1995 zu 1999

Für diesen erheblichen Fortschritt mussten an allen Komponenten des teilchenoptischen Systems die Fehler gefunden und beseitigt werden. Im einzelnen wurden daher folgende Verbesserungen vorgenommen:

- Einbau einer Blendeneinheit zur Verringerung des Öffnungswinkels

- Einbau und Optimierung neuer Scanspulen zur Minderung von Bildverzeichnungen

- Filterschaltung zur Verbesserung des Signal/Rauschverhältnisses

- Reduzierung bestehender Magnetfeldstörungen durch zusätzliche Mu-Metallabschirmungen sowie eine aktive Kompensationsschaltung

- Betrieb der Elektronenkanone mit 200 eV Strahlenergie, womit die Simulation der Positronenquelle möglich ist

- Fehlerbeseitigung sowie Optimierung des ESCAN-Programmes

Kapitel 5

Aufbau des Rasterpositronenmikroskopes

Die Abb. 5.1 zeigt das Vakuumsystem sowie den Ort der funktionalen Komponenten des Rasterpositronenmikroskopes (RPM). Die Positronen werden von einer radioaktiven ^{22}Na -Quelle emittiert und treffen auf eine einkristalline Wolframfolie, die als Transmissionsmoderator dient (1). Nach der Moderation und Beschleunigung (2) auf 22 eV kinetischer Energie wird der kontinuierliche Strahl der Driftröhre (3) zugeführt. An der Driftröhre wird ein Sägezahnsignal mit einer Frequenz von 50 MHz eingespeist. Dies konzentriert die Positronen am Ausgang der Driftröhre in Pulse mit einer Halbwertsbreite von etwa 2 ns. Nach Verlassen der Driftröhre werden die Positronen auf 800 eV beschleunigt (4) und treten in den 100 MHz Sinus-Hauptbuncher (5) ein. Dadurch werden die Pulse auf 200 ps Dauer am Remoderator (10) komprimiert. Ein Blanker, der vor dem Hauptbuncher positioniert ist, unterdrückt den Untergrund außerhalb der vorgebunchten Pulse. Die den Hauptbuncher verlassenden Positronen werden auf 5 keV Endenergie beschleunigt. Nach Passieren der Beschleunigungsstrecke (6) driften die Positronen in einem feldfreien Raum, bevor sie den Remoderatorbereich (10) erreichen. Um den einlaufenden vom remodierten Strahl zu separieren werden zwei Ablenkspulen (7) eingesetzt. Durch die Kombination dieser Ablenkspulen passieren die Positronen die Strahlweiche (8) und werden mit Hilfe einer Einzelpollinse (9) auf einen Brennfleck von etwa 20 μm Durchmesser am Ort des Remoderators (10) fokussiert [8]. Die remodierten Positronen werden durch eine elektrostatische Linse auf 200 eV nachbeschleunigt (12) und durch die Ablenkspulen in die optische Säule geführt. Die Pulsdauer der Positronen wird durch einen 100 MHz Sinus-Nachbuncher (13) auf etwa 150 ps am Probenort reduziert. Nach Passieren des Nachbunchers und des Blendensystems (14) treffen die Positronen auf die Beschleunigereinheit (15). Der als Linse wirkende Beschleuniger ermöglicht es, den Strahl auf die Probe (17) mit

einer Energie von 1 keV-20 keV zu beschleunigen. Am Austritt des Beschleunigers durchläuft der Strahl einen Faradaykäfig, der ebenso wie die Probe auf der gewählten Hochspannung liegt. Eine weitere Einzelpollinse (18) fokussiert den Strahl auf etwa 2 μm -Halbwertsbreite am Probenort. Um eine hohe Nachweisrate der Annihilationsstrahlung zu erhalten, wird ein BaF_2 -Detektor so nah wie möglich an die Probe geführt. Dazu hat die Einzelpollinse (18) eine konische Öffnung, in welcher der Detektor außerhalb der Vakuumkammer positioniert werden kann. Die Probe wird durch eine Schleuse (19) eingeführt und kann durch einen Manipulator (20) mittels Mikrometerschrauben in drei Dimensionen verschoben werden. Die Abrasterung der Probe geschieht durch die Scanspulen (16).

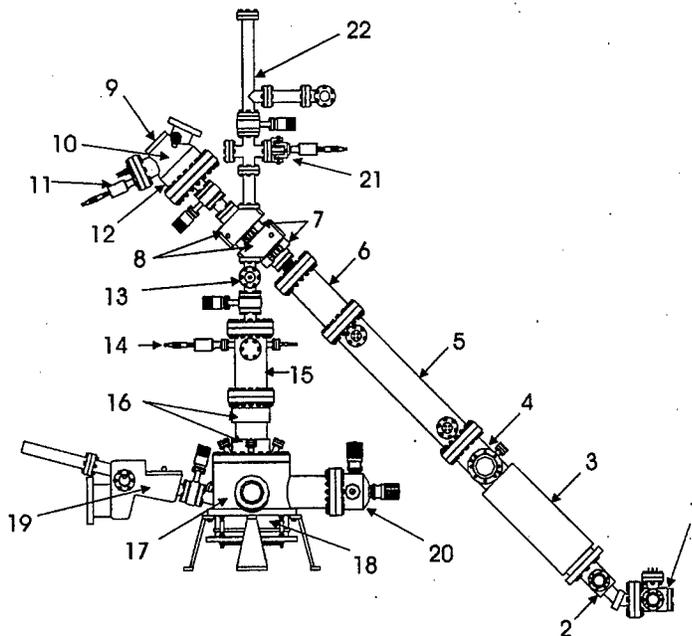


Abbildung 5.1: Prinzipieller Aufbau des Rasterpositronenmikroskopes

Nachfolgend sind die einzelnen Komponenten des Mikroskopes und die zugehörigen Bezeichnungen aufgeführt.

(1) Moderatorkammer	(12) Beschleuniger (200 eV)
(2) Beschleuniger (22 eV)	(13) 100 MHz Sinus-Nachbuncher
(3) 50 MHz Sägezahnbuncher	(14) Blendensystem
(4) Beschleuniger (800 eV)	(15) Beschleunigereinheit (siehe Abb. 2.12)
(5) 100 MHz Sinus-Hauptbuncher	(16) Scanspulen (siehe Abb. 2.3)
(6) Beschleuniger (5 keV)	(17) Probenkammer
(7) Ablenkspulen	(18) Einzelpollinse (siehe Abb. 2.10)
(8) Strahlweiche	(19) Probenschleuse
(9) Einzelpollinse	(20) Probenmanipulator
(10) Remoderator	(21) Blendensystem (siehe Abb. 2.2)
(11) Remoderatorkopplung	(22) Elektronenkanone (siehe Abb. 2.1)

Tabelle 5.1: Komponenten des RPM's

Eine ausführliche Beschreibung der Komponenten (14), (15), (16), (18), (21) und (22) ist bereits bei der Darstellung des Rasterelektronenmikroskopes gegeben. Die anderen Komponenten werden in den nächsten Unterkapiteln behandelt.

5.1 ^{22}Na -Quelle und ^{58}Co -Quelle

Die Verwendung radioaktiver Nuklide als Positronenquelle ist eine der gängigsten Methoden der Positronenerzeugung. Derzeit ist eine 30 mCi starke ^{22}Na -Quelle, mit einem Durchmesser von etwa 3 mm, eingesetzt. ^{22}Na zeichnet sich durch seine hohe Positronenausbeute ($\approx 90\%$) und seine lange Lebensdauer ($T_{1/2} = 2.6$ Jahre) aus [39]. Außerdem besitzt ^{22}Na eine weitere wichtige Eigenschaft, die es zur Standardquelle für die konventionelle Lebensdaueruntersuchung von Positronen in Festkörpern macht:

Gleichzeitig mit der Emission eines Positrons wird ein γ -Quant der Energie 1275 keV ausgesandt, das als Startsignal für die Lebensdauer des Positrons in Festkörpern genutzt werden kann.

In Abb. 5.2 ist das Zerfallsschema von ^{22}Na dargestellt. Als Quellvorrichtung für das in Abb. 5.3 gezeigte β^+ -Spektrum wurde von einer ^{22}Na -Acetatlösung ein Tropfen ($\approx 0.5 \mu\text{l}$) auf eine 0.8 μm dicke Aluminiumfolie aufgebracht. Die Quellstärke beträgt etwa 1.4 μCi [40]. Die Selbstabsorption der Positronen ist mit dieser Art der Quellpräparation vernachlässigbar. Das Spektrum wurde mit einer PIN-Diode gemessen, die in dem Energiebereich von 40 keV bis 500 keV sensitiv ist.

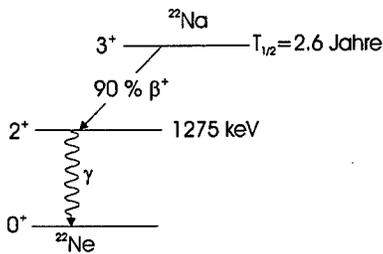


Abbildung 5.2: Zerfallsschema von ^{22}Na

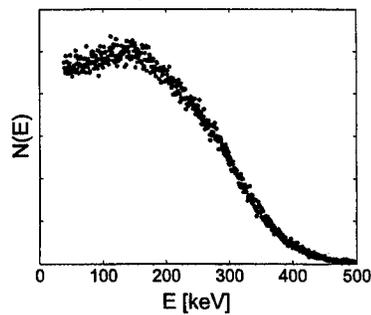


Abbildung 5.3: β^+ -Spektrum, Al-Folie mit einer ^{22}Na -Quelle

Um eine hohe räumliche Auflösung des Positronenstrahles am Probenort zu erreichen ist eine Quelle mit möglichst geringer Ausdehnung bei zugleich hoher Quellstärke wünschenswert. Da ^{22}Na in seiner spezifischen Aktivität beschränkt ist, wird die ^{22}Na -Quelle durch eine ^{58}Co -Quelle mit 1 mm Durchmesser ersetzt werden. Der Nachteil der ^{58}Co -Quelle gegenüber der ^{22}Na -Quelle liegt in der geringeren Positronenausbeute ($\approx 15\%$), der kürzeren Halbwertszeit ($T_{1/2} = 71\text{ Tage}$) und dem hohen Anteil (85%) der 811 keV γ -Strahlung [41]. Der große Vorteil der ^{58}Co -Quelle besteht darin, daß die geringe Selbstabsorption bei 1 mm-Quelldurchmesser etwa 1 Ci ($\equiv 150\text{ mCi}$ Positronen) Quellstärke zuläßt, während bei einer ^{22}Na -Quelle maximal 30 mCi ($\equiv 27\text{ mCi}$ Positronen) Quellstärke herstellbar sind [40]. Eine ^{58}Co -Quelle mit einem Durchmesser von 1 mm wird zur Zeit in unserem Institut entwickelt [42]. Aufgrund des kleineren Quelldurchmessers sollte es dann möglich sein, die Auflösung des Positronenstrahles unter 1 μm voranzutreiben.

5.2 Transmissions- und Reflexionsmoderator

Für den Einsatz des Positronenstrahles im Rasterpositronenmikroskop benötigt man einen parallelen Strahl monoenergetischer Positronen, der auf einen Brennfleck im μm -Bereich fokussiert werden kann. Man legt also Wert auf einen möglichst geringen Transversalimpuls bei einem streng definierten Longitudinalimpuls. Die von der ^{22}Na -Quelle emittierten Positronen weisen einen großen Energiebereich und eine hohe Divergenz auf. Um einen monoenergetischen, parallelen Positronenstrahl zu erhalten wird der Strahl moderiert. Die verwendete Moderatorfolie, mit einer Dicke von 1 μm , besteht aus einkristallinem Wolfram (W[100]). Die Positronen sind etwa 10^{-12}s nach

dem ersten Kontakt mit der Wolframoberfläche vollständig thermalisiert [5]. Sie diffundieren im Kristall und können ihn mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wieder verlassen. Der Grund für die Emission der Positronen liegt in der negativen Austrittsarbeit ($\phi = -2.7 \text{ eV}$) der Positronen in Wolfram. Die Energie der emittierten Positronen entspricht der gewonnenen Austrittsarbeit, wobei die Energieverschmierung bei Raumtemperatur etwa 0.3 eV [7] beträgt. Die emittierten Positronen sind also in guter Näherung monoenergetisch. Der Austritt erfolgt zudem annähernd senkrecht zur Oberfläche [43]. Ist die Kristalloberfläche hinreichend plan, so besitzt der moderierte Strahl also nur eine geringe Strahldivergenz, er ist nahezu parallel. Diese Art der Moderation bezeichnet man als Transmissionsmoderation, da die Positronen den Kristall durchwandern und ihn auf der Rückseite wieder verlassen. Ein Nachteil des Moderationsprozesses besteht in der Einbuße der Intensität der Positronen. Die Effizienz (Verhältnis der auf den Kristall treffenden Primärpositronen zur Zahl der thermisch emittierten) des als Transmission verwendeten Wolframmoderators liegt bei etwa 0.06% [8]. Der so erzeugte Primärstrahl hat einen Durchmesser von einigen Millimetern und kann nicht besser als auf etwa $20 \mu\text{m}$ Brennfleckdurchmesser am Remoderator fokussiert werden.

Um die Strahleigenschaften weiter zu verbessern, wird deshalb eine zweite Moderationsstufe (Remoderator) eingesetzt. Dafür wird ein Wolframeinkristall (W[100]) mit einer Dicke von 0.1 mm als Reflexionsmoderator eingesetzt. Beim Reflexionsmoderator nutzt man die aus der Eintrittsfläche reemittierten Positronen. Da die Positronen mit einer Energie von 5 keV auf den Wolframmoderator treffen, haben diese eine mittlere Eindringtiefe von etwa 22 nm . Da die Herstellung von nm-Folien und der Umgang mit diesen äußerst schwierig ist, wird als zweite Stufe die Reflexionsmoderation bevorzugt. Die Moderatoreffizienz des Reflexionsmoderators, bei einer Einschußenergie der Positronen von 5 keV , liegt bei etwa 23% [8]. Ein Nachteil im Reflexionsbetrieb ist die aufwendige Trennung von Primär- und Sekundärstrahl mittels Strahlweiche.

Um eine möglichst hohe Moderatoreffizienz zu gewährleisten, darf der als Moderator verwendete Kristall nur wenige Gitterfehler aufweisen [44]. Trifft ein Positron zum Beispiel auf eine Leerstelle wird es dort eingefangen und annihilert, bevor es den Kristall wieder verlassen kann. Die gleiche schädliche Wirkung haben auch absorbierte Atome ($\text{O}_2, \text{N}_2, \text{C}$) an der Kristalloberfläche. Um die Konzentration an Gitterfehlstellen und Verunreinigungen zu minimieren, ist deshalb die Möglichkeit gegeben die Moderatoren im eingebauten Zustand auszuheizen. Der Transmissionsmoderator kann durch eine Schleuse vor eine Elektronenkanone gefahren werden. Indem man den Elektronenstrahl über den Moderator schwenkt, wird dieser über die volle Fläche ausgeheizt. Durch Anlegen eines Heizstromes von etwa 52 A kann der Reflexionsmoderator ausgeheizt werden. Der Kontakt von Remoderator und Stromzuführung wird mit der Remoderatorkopplung (siehe Abb. 5.1, Komponente 11) hergestellt. Hätte man als zweite

Remoderationsstufe eine nm-Wolframfolie im Transmissionsbetrieb gewählt, wäre eine direkte Stromheizung nicht möglich, ohne die Folie zu zerstören. Das Ausheizen bewirkt, daß in Wolfram eindiffundierte Gase und Oberflächenadsorbate in das Vakuum austreten; außerdem werden Gitterdefekte ausgeheilt [45].

5.3 Driftröhre und Sägezahnbuncher

In der Driftröhre (siehe Abb. 5.4) wird ein homogenes axiales magnetisches Führungsfeld ($\approx 0.5 \text{ mT}$) durch zwei hintereinander angeordnete Zylinderspulen erzeugt.

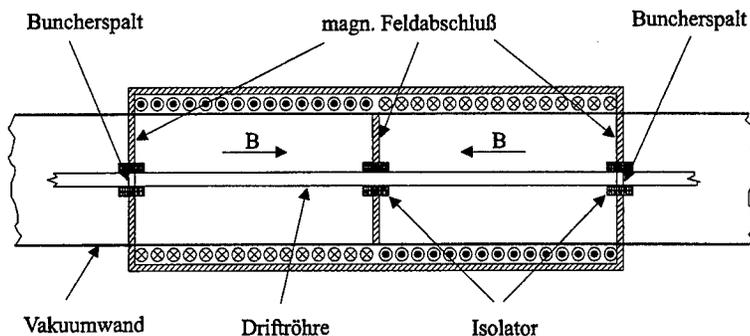


Abbildung 5.4: Driftröhre

Die Driftröhre ist in zwei Bereiche unterteilt. Die Richtung des magnetischen Feldes ist entgegengesetzt in diesen zwei Bereichen. Dies vermeidet Bild Drehungen und minimiert den transversalen Impulsübertrag auf den Strahl. Feldabschlüsse sind an den Enden der Driftröhre angebracht, um den Austritt des Magnetfeldes außerhalb der Röhre möglichst gering zu halten. In der Mitte des Driftröhres ist ein weiterer Feldabschluß angebracht, um die beiden Bereiche zu verbinden. Die ferromagnetischen Teile bestehen aus hochreinem Eisen, die Isolatoren aus MACOR. Das Führungsfeld wirkt als dicke optische Linse: Bei richtigem Abgleich des magnetischen Feldes wird das Bild am Eintritt der Driftröhre an der Ausgangsblende abgebildet [46]. Bevor der moderierte Positronenstrahl die Driftröhre erreicht, wird er auf 22 eV kinetische Energie beschleunigt. Die Driftröhre mit eingekoppelter sägezahnähnlicher Spannung (4 V Spitze-Spitze,

$f = 50 \text{ MHz}$) wirkt als Vorbuncher. Der Vorbuncher hat zwei Beschleunigungsspalte, wobei der erste Spalt zur Strahlkomprimierung beiträgt. Am Austritt des Bunchers werden die Positronen sofort auf 800 keV Energie beschleunigt. Der zweite Spalt moduliert auch die Geschwindigkeiten der Positronen, aber wegen der zu hohen mittleren Energie der Positronen wirkt diese Modulation nicht mehr komprimierend. Der kontinuierliche Strahl wird auf etwa 2 ns Pulsbreite am Ausgang des Bunchers komprimiert. Der Vorteil des Bunchens mit angelegter Sägezahnspannung gegenüber der Sinusspannung ist das größere Zeitintervall, indem die Teilchen gebuncht werden können. Mit dem Sägezahnbuncher werden bis zu 70% des kontinuierlichen Positronenstrahles in Pulse mit einer Halbwertsbreite von etwa 2 ns komprimiert, im Vergleich dazu können mit angelegter Sinusspannung nur 25% des kontinuierlichen Strahles komprimiert werden [47]. Für eine detailliertere Beschreibung des Sägezahnbunchers verweise ich auf [48].

5.4 Blanker und Hauptbuncher

In Abb. 5.5 ist die Einheit Blanker und Hauptbuncher gezeigt. Der Blanker besteht aus zwei Ablenklplatten, die mit einem rechteckähnlichem Signal (50 MHz) betrieben werden.

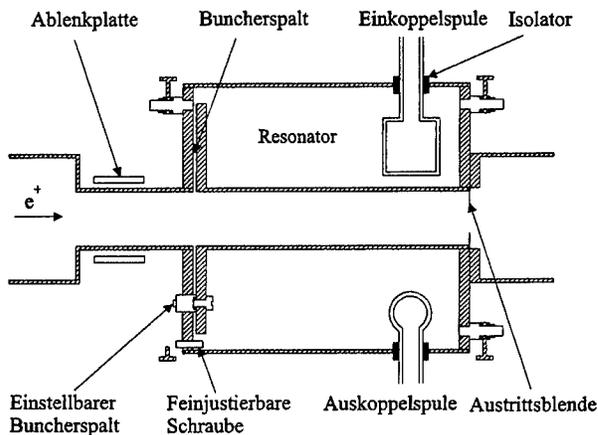


Abbildung 5.5: Blanker und Hauptbuncher

Der Blanker dient zur Reduzierung des unerwünschten Untergrundes zwischen den vorgebunchten Pulsen. In der Durchlaßphase liegt keine Transversalspannung an den Platten. Der Blanker sperrt dadurch, daß 6 V Transversalspannung anliegen, welche die Positronen am Ende des Hauptbunchers um 4 mm seitlich versetzen und auf die Austrittsblende lenken. Die Hochfrequenz (100 MHz) wird am kurzgeschlossenen Ende des Hauptbunchers induktiv eingekoppelt, während das andere Ende offen bleibt, bzw. in unserem Fall mit dem Buncherspalt als kapazitive Last abgeschlossen ist. Bei der induktiven Einkopplung wird das Magnetfeld angeregt; die Einkoppelspule ist deshalb an einer Stelle anzubringen, wo der magnetische Anteil am Gesamtfeld hoch ist. Bei dem coaxialen Leitungsresonator ist dies in der Nähe des kurzgeschlossenen Endes [49]. Der Resonanzfall tritt bei offenem Leitungsende ohne die kapazitive Last genau dann ein, wenn die Leitungslänge einem Viertel der verwendeten Wellenlänge entspricht. Die kapazitive Last bewirkt eine Verkürzung der notwendigen Leitungslänge, deshalb wird auch oft die Bezeichnung verkürzter $\lambda/4$ -Buncher benutzt. Um die Resonanzfrequenz nachträglich einzustellen, ist zur Grobjustierung eine Schraube vorgesehen, mit der man den Abstand des Buncherspalt verstellen kann. Für die Feinabstimmung stehen noch zusätzliche justierbare Schrauben zur Verfügung. Die Abstimmung der Amplitude und Phase des Resonators während des Betriebes erfolgt über die Auskoppelspule. Hierdurch läßt sich z.B. das thermische Driften der Resonanzfrequenz im Betrieb ausgleichen. Mit dem Hauptbuncher lassen sich die vorgebunchten Positronen auf eine Pulsbreite von etwa 200 ps am Remoderator komprimieren.

5.5 Strahlweiche

Die Strahlweiche (siehe Abb. 5.6) dient dazu, den einfallenden moderierten Positronenstrahl von dem auslaufenden remodierten Strahl zu separieren. Dabei wird die unterschiedliche Flugrichtung und kinetische Energie (5 keV beim moderierten Strahl bzw. 200 eV beim remodierten Strahl) ausgenützt. Die magnetischen Ablenkspulen wurden in dieser Arbeit neu entwickelt. Für die Ablenkung der moderierten Positronen wirken beide Ablenkspulen, während für die Ablenkung der remodierten Positronen Richtung Probe nur die Spule 1 wirkt, da die Stärke des Magnetfeldes der Spule 2 an den Stellen der Trajektorienbahn des remodierten Strahles vernachlässigbar ist. Gezeigt in Abb. 5.6 ist auch die Flugrichtung der von der Elektronenkanone emittierten Elektronen. Mit den ursprünglich benutzten eisenfreien Spulen gelang es nur, den Positronenstrahl auf den Remoderator zu lenken, nicht aber den remodierten Strahl Richtung Probe durchzufädeln. Dies lag wahrscheinlich in der zu großen Ausdehnung des Magnetfeldes der ursprünglichen Ablenkspulen. Deshalb wurde ein neuer Satz von

Ablenkspulen (siehe Abb. 5.7) mit ferromagnetischem Kern konstruiert, die aus einer Kombination von Toroidal- und Sattelspulen bestehen.

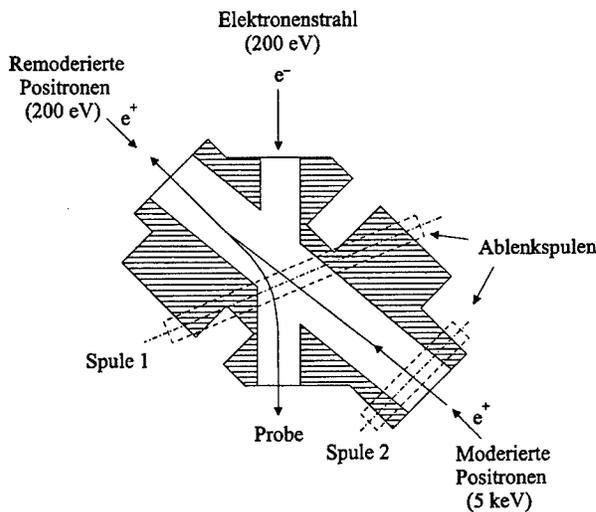


Abbildung 5.6: Strahlweiche

Durch diese Kombination wird die Ausdehnung des Feldes gering gehalten (siehe Abb. 5.8 und 5.9). Für die berechnete Trajektorienbahn der remodierten Positronen (siehe Abb. 5.12) zeigt sich, daß an der engsten Stelle zwischen Vakuumwand und Positronenstrahl nur ein Abstand von etwa 3 mm besteht. In einem ausgedehnten Ablenkkfeld weicht die Teilchenbahn stärker von der Symmetrieachse der Strahlrohre ab, als bei einer lokalen Ablenkung. Um nicht mit dem Strahl an die Vakuumwand zu stoßen, muß deshalb die Ausdehnung des magnetischen Feldes möglichst klein sein.

Außerdem sollte die Beschleunigung des Strahles im wesentlichen abgeschlossen sein bevor er in das Ablenkkfeld eintritt, da sonst die Strahldivergenz zunimmt.

Der Spulenkörper für die Toroidalspulen besteht aus einem 2 mm dicken Mu-Metallblech, der aus zwei U-förmigen Teilen zusammengesetzt ist. Dies ist notwendig, da die Spulen nicht einfach über ein Rohr geschoben werden können. Die beiden Spulenteile müssen vielmehr getrennt über das Rohr gelegt und nachträglich verschraubt werden. Die Sattelspulen werden seitlich installiert.

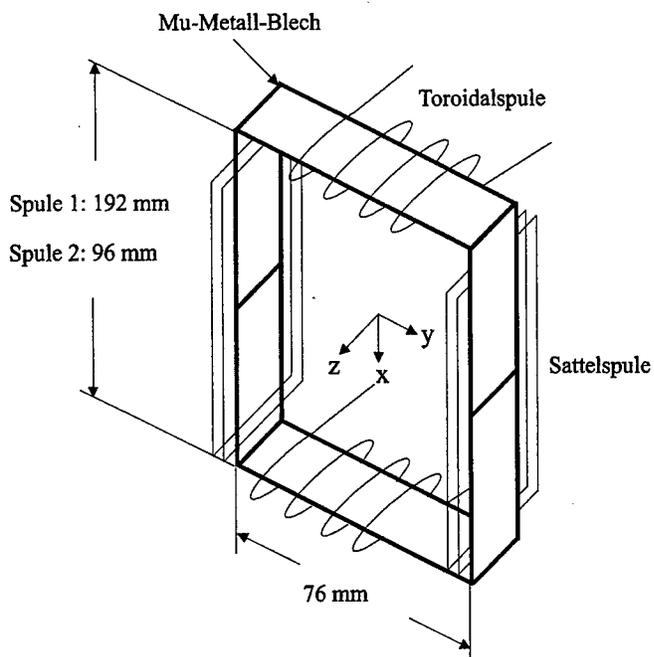


Abbildung 5.7: Ablenkspule

Nachfolgend sind die Daten der beiden Spulen angegeben.

Spule 1:

Breite: 76 mm

Höhe: 192 mm

Anzahl der Windungen je Toroidalspule: 8.5

Anzahl der Windungen je Sattelspule: 15

Spule 2:

Breite: 76 mm

Höhe: 96 mm

Anzahl der Windungen je Toroidalspule: 4.5

Anzahl der Windungen je Sattelspule: 20

In der Abb. 5.8 und 5.9 ist die gemessene magnetische Induktion (y-Komponente) in Abhängigkeit von der z-Richtung ($x = y = 0$) wiedergegeben. Der Erregerstrom der in Serie geschalteten Teilspulen beträgt hierbei 2.5 A. Für die Messung der magnetischen Induktion der Spule 1 wurde die Symmetrieachse um 22.5° gegenüber der y-Achse gekippt (siehe Abb. 5.10).

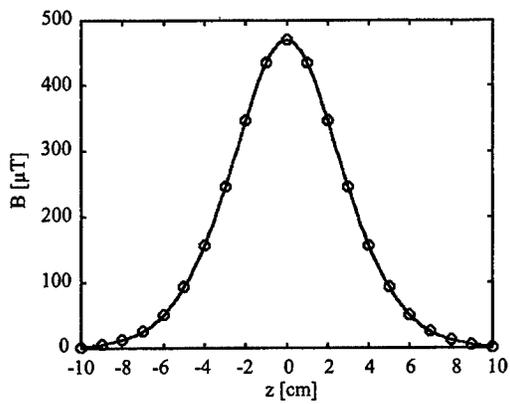


Abbildung 5.8: Magnetische Induktion der Spule 1, \circ gemessene Werte

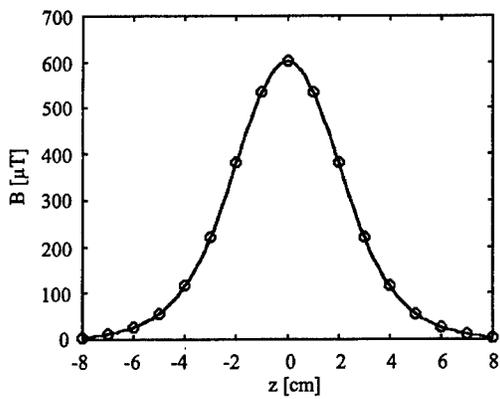


Abbildung 5.9: Magnetische Induktion der Spule 2, \circ gemessene Werte

In Abb. 5.10 ist der Strahlverlauf der Positronen gezeigt. Die größere Spule ist um 22.5° gekippt, so daß der remodernierte Strahl diese symmetrisch durchläuft.

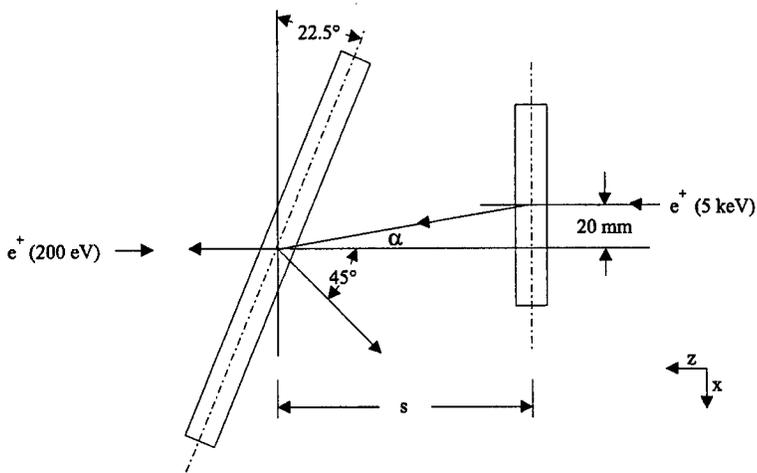


Abbildung 5.10: Strahlverlauf

Um eine gewisse Vorstellung für die benötigte Stärke der magnetischen Induktion zu erhalten, wird diese abgeschätzt. Für die Lorentz-Kraft gilt:

$$\vec{F} = q (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.1)$$

Wir betrachten nur die y-Komponente des B-Feldes in der x-z-Ebene. Die Komponenten des Magnetfeldes in Richtung von x und z werden vernachlässigt. Deshalb kann man obige Formel schreiben als:

$$m \, dv_x/dt = q \, v_z \, B_y(x, z) \quad (5.2)$$

Somit erhält man für die Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung:

$$v_x = q/m \int B_y(x, z) \, dz \quad (5.3)$$

Der Tangens des Ablenkwinkels α ergibt sich aus Abb. 5.10 zu:

$$\tan(\alpha) = \frac{2 \text{ cm}}{s} \quad (5.4)$$

Der Versatz von 2 cm ist fest vorgegeben, die Strecke s kann zwischen 11 cm und 14 cm verschoben werden. Für $s = 12 \text{ cm}$ ergibt sich $\tan(\alpha) = 0.165$. Da $\tan(\alpha) = v_x/v_z$ und $v_z = 4.163 \cdot 10^7 \text{ m/s}$ ($E = 5 \text{ keV}$) ergibt sich für die aufintegrierte magnetische Induktion:

$$\int B_y(x, z) dz \approx 3.90 \text{ mT cm} \quad (5.5)$$

Entsprechend erhält man für die remodierten Positronen mit einer Energie von 200 eV ($v_z = 8.386 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ und $\alpha = 45^\circ$) die aufintegrierte magnetische Induktion:

$$\int B_y(x, z) dz \approx 3.75 \text{ mT cm} \quad (5.6)$$

Mit dieser Kenntnis wurden die Spulen mit den genannten Windungen versehen, so daß die Forderungen in Formel 5.5 und 5.6 näherungsweise in der Symmetrieachse, bei einem Spulenstrom von $I = 2.5 \text{ A}$ und Abstand der Spulen von $s = 11.7 \text{ cm}$, erfüllt werden. Nach diesem Vorgang wurde die magnetische Induktion in der x-z-Ebene (mit einer Schrittweite von 1 cm) ausgemessen. Mit einem Simulationsprogramm wird dann die in der x-z-Ebene verlaufende Trajektorie berechnet. Die magnetische Induktion wird dabei durch kubische Splines in der x-z-Ebene interpoliert. Für die optimierten Werte von $s = 11.7 \text{ cm}$ und $I = 2.5 \text{ A}$ sind die berechneten Trajektorien für die modierten (5 keV) und remodierten (200 eV) Positronen in Abb. 5.11 und 5.12 gezeigt. In Abb. 5.11 erkennt man, daß die Positronen nach Passieren der Spule 1 einen Versatz von 2 cm aufweisen und parallel zur z-Achse auslaufen. Da die Spule 2 nur eine geringe Ausdehnung des magnetischen Feldes aufweist, beeinflusst sie nicht die remodierten Positronen in ihrem Strahlengang. Deshalb wurde bei der Simulationsrechnung der remodierten Positronen nur das Feld der Spule 1 berücksichtigt.

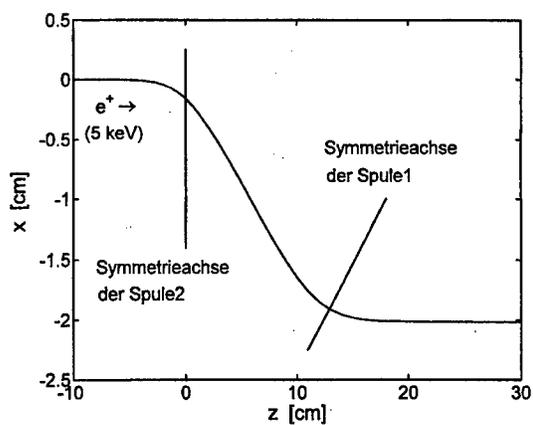


Abbildung 5.11: Trajektorie der Positronen durch die Spule 1 und 2

In Abb. 5.12 zeigt sich, daß die Positronen um 45° zur z -Achse abgelenkt werden und Richtung Probe laufen. Als optimaler theoretischer Wert ergibt sich demnach ein Abstand der Spulen von 11.7 cm und ein Erregerstrom von 2.50 A . In der Praxis mußte der Strom auf 2.57 A nachjustiert werden.

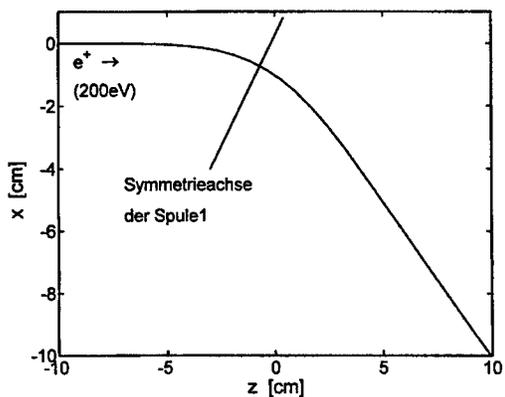


Abbildung 5.12: Trajektorie der Positronen durch die Spule 1

5.6 Remoderatoreinheit

Die Remoderatoreinheit besteht aus einer magnetischen Einzelpollinse und einer elektrostatischen Linse. Die Einzelpollinse ist außerhalb des Vakuumsystems montiert und befindet sich nahe hinter dem Remoderator (siehe Abb. 5.13). Wie auch die Objektivlinse besteht der Polschuh aus weichmagnetischem Material (FeSi).

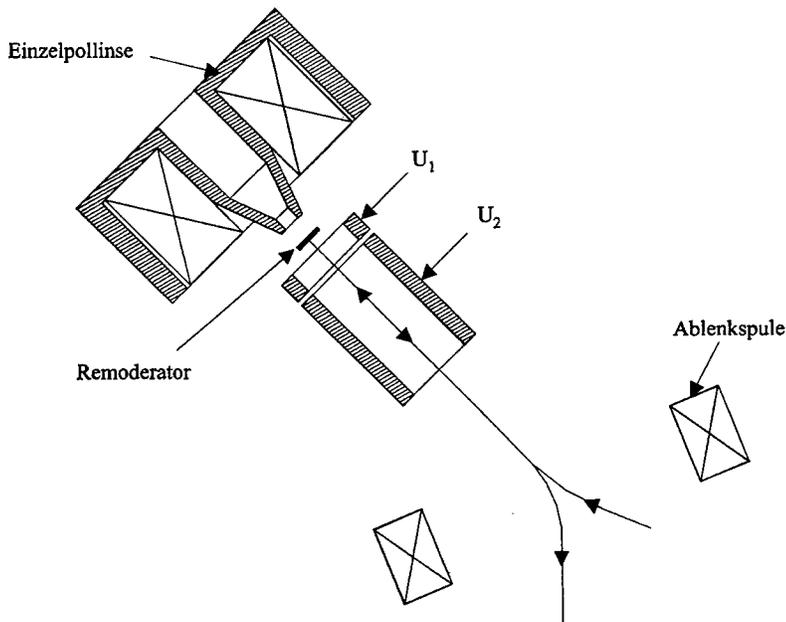


Abbildung 5.13: Remoderatoreinheit

Die Schwierigkeit besteht nun darin, den Positronenstrahl mit 5 keV Energie auf den Remoderator zu fokussieren und den remodierten Positronenstrahl mit etwa 2.7 eV Energie in dem gleichen Linsenfeld zu extrahieren. Zusätzlich zur magnetischen Linse wird deshalb eine Rohrlinse mit zwei Elektroden verwendet, welche die Positronen auf 200 eV kinetischer Energie beschleunigt. Das erste Rohr und der Remoderator werden mit einer Spannung von $U_1 = 200\text{ V}$ und das zweite Rohr mit $U_2 = 148\text{ V}$ betrieben.

5.7 Nachbuncher

In Abb. 5.14 ist der Nachbuncher gezeigt. Dieser wird mit einem Sinussignal versorgt, wobei die Amplitude (Spitze-Spitze) 12 V und die Frequenz 100 MHz beträgt. Die Pulsform der Positronen, die den Remoderator verlassen, wird durch den Nachbuncher auf etwa 150 ps am Probenort komprimiert. Im Unterschied zur Driftröhre tragen hier beide Beschleunigungsspalte zur zeitlichen Kompression der Pulse bei, weil die mittlere Energie der Positronen auch nach Verlassen des Nachbunchers konstant bleibt. Die Flugzeit zwischen den Spalten (10 ns) entspricht einer halben Hochfrequenzperiode. Ein Sägezahnbuncher wäre wegen des größeren ausnutzbaren Zeitintervalles besser geeignet, aber der Betrieb mit einer Amplitude von etwa 12 V ist derzeit mit einem Sägezahngenerator nicht möglich.

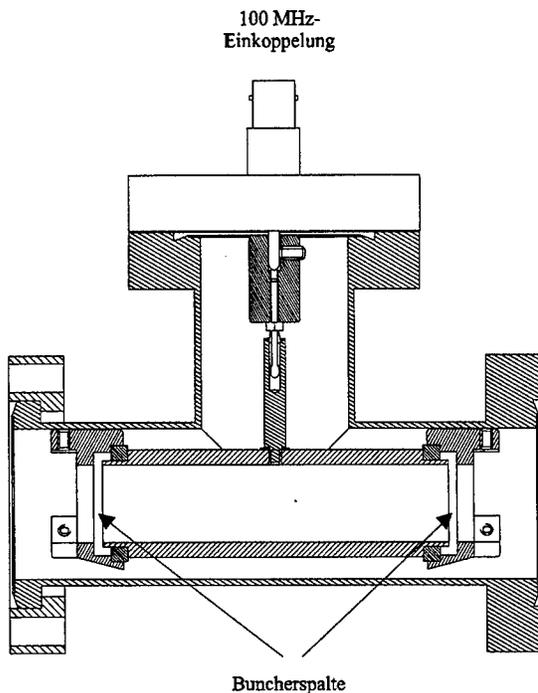


Abbildung 5.14: Nachbuncher

5.8 Beschleunigungsstrecke zwischen Moderator und Remoderator

Die Abb. 5.15 zeigt den Verlauf des Positronenstrahles durch die einzelnen coaxialen Beschleunigungselemente. In der Tabelle 5.2 sind die jeweiligen Potentialbelegungen explizit angegeben. Die Positronenquelle sowie der Moderator liegen wie das Element 1 auf 5 keV positiver Hochspannung. In der ersten Beschleunigungsstufe werden die Positronen auf eine Energie von 145 eV (Element 5) beschleunigt.

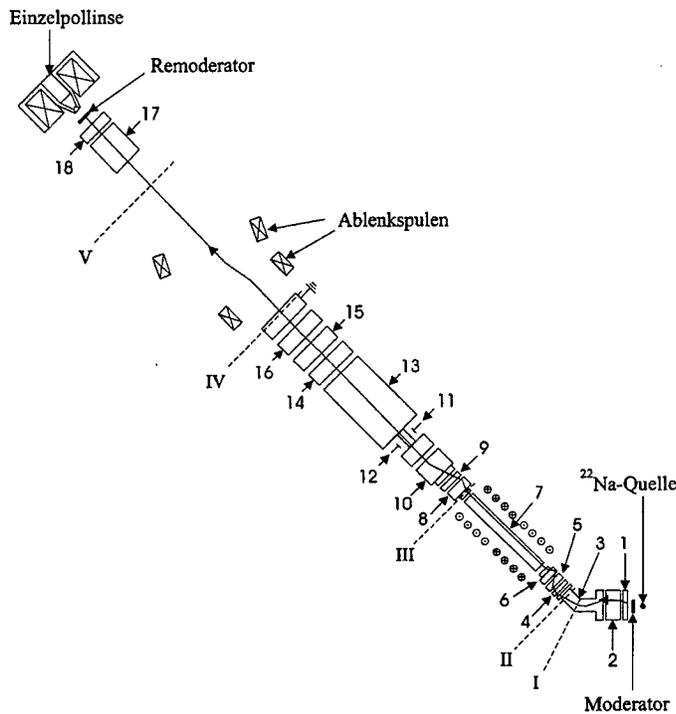


Abbildung 5.15: Potentialbelegungen der Beschleunigungsstrecke

Eigentlich sollte die Potentialdifferenz der ersten Stufe bei 22 V liegen und mit Element 6 eingestellt werden. Es wurde aber festgestellt, daß das Driftrohr (Element 7) mit dem Element 6 einen Kontakt aufweist. Somit haben die Spannungen an den

1	2	3	4	5	6/7	8	9
5000 V	4870 V	4290 V	4870 V	4855 V	4978 V	4978 V	4755 V
10	11	12	13/14	15	16	17	18
4880 V	4201.5 V	4198.5 V	4200 V	4190 V	3262 V	148 V	200 V

Tabelle 5.2: Potentialbelegung der Beschleunigungsstrecke

Elementen 6 und 7 den gleichen Wert. Aufgrund der schlechten Fixierung des Driftrohres glitt dieses sehr wahrscheinlich nach unten und berührt nun das Rohr an der Stelle 6. Der Nachteil besteht nun darin, daß die Positronen nicht an den Spalten zwischen den Elementen 7-8 und 7-6, sondern an 7-8 und 6-5 gebuncht werden. Der Durchmesser an Element 6 Richtung Driftröhre beträgt 8 mm und 14 mm in Richtung zu Element 5. Da die Ausdehnung des elektrischen Feldes ungefähr der Größenordnung des Rohrdurchmessers entspricht, ist durch das Bunchen am falschen Spalt die Transitzeit der Positronen größer. Außerdem hat man an diesem Spalt eine starke Linsenwirkung infolge der Verzögerung der Positronen von 145 eV auf 22 eV kinetischer Energie. Die Linsenwirkung wird zudem noch mit der Hochfrequenz überlagert. Nach Wiederherstellung des ursprünglichen Zustandes kann deshalb eine Verbesserung in der zeitlichen und räumlichen Struktur des Strahles erwartet werden. Der ursprüngliche Zustand wurde bis jetzt nicht wieder hergestellt, da der Ausbau des Driftrohres sowie die erneute Inbetriebnahme eine Verzögerungszeit von mindestens zwei Monaten bedeuten würde. In der zweiten Stufe werden die Positronen auf eine Energie von 800 eV beschleunigt bevor sie die Einheit Blanker und Buncher (Element 13) erreichen. Die von dem Rechtecksgenerator erzeugten Pulse sind nicht symmetrisch in der Durchlaß- bzw. Sperrphase. Deshalb wird an den Ablenkplatten (11' und 12) jeweils eine zusätzliche Gleichspannung von 1.5 V angelegt. Das Buncherrohr ist mit dem Element 14 intern verbunden, so daß die beiden Spannungen an den Elementen 13 und 14 gleich sind. Bevor die Positronen die Ablenkspulen erreichen, werden sie auf 5 keV Energie beschleunigt. Der Remoderator befindet sich wie Element 18 auf 200 eV positiver Spannung, so daß die Positronen mit einer Energie von 4.8 keV auf den Remoderator treffen.

Um den Positronenstrahl um 45° zwischen den Elementen 2 und 4 abzulenken, ist an der Stelle I eine Spule angebracht, die wie die Ablenkspulen, aus einer Kombination von Toroidal- und Sattelspule besteht. An den Stellen II bis V sind als Korrekturlemente jeweils zwei Sattelspulenpaare angebracht, um den Strahl axial durch die einzelnen Beschleunigungselemente zu führen. Das Spulenpaar an der Stelle V dient hauptsächlich zur Korrektur der Bahn der remoderierten Positronen, da diese eine Energie von 200 eV aufweisen, im Gegensatz zu den mit 5 keV eintreffenden Positronen.

5.9 Hochfrequenzversorgung und Erzeugung des Stopp-Signales für die Lebensdauermessung

Die Abb. 5.16 zeigt eine Übersicht der Hochfrequenzversorgung zu den einzelnen Pulungskomponenten, sowie die für die Lebensdauermessung verwendete Nachweiselektronik. Ein quarzstabilisierender 100 MHz Masteroszillator dient als gemeinsame Quelle für alle Hochfrequenzsignale, die dann mit individuell geregelten Verstärkern erzeugt werden.

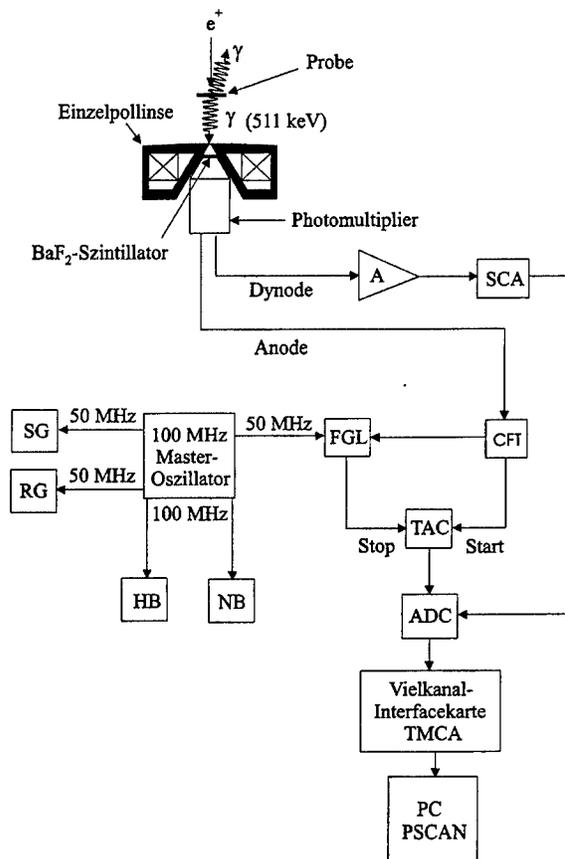


Abbildung 5.16: Blockschaubild der Hochfrequenzelektronik

Insgesamt stehen vier Ausgänge mit einer Frequenz von 100 MHz und zwei Ausgänge mit einer Frequenz von 50 MHz zur Verfügung. Die 50 MHz-Signale werden durch eine interne Teilerschaltung ermöglicht. Zwei der 100 MHz-Ausgänge können extern in der Amplitude verstellt werden. Die beiden in der Amplitude regelbaren Ausgänge werden für die Versorgung des Haupt- und Nachbunchers herangezogen. Für die anderen Ausgänge steht eine Amplitude von 1 V zur Verfügung. Neben der Versorgung der Pulsungskomponenten wie Sägezahngenerator (SG), Rechteckgenerator (RG), Hauptbuncher (HB) und Nachbuncher (NB) dient die Hochfrequenz auch zur Gewinnung des Stopp-Signales für die Lebensdauerermessung. Die Pulsungsfrequenz mit 50 MHz ist zu hoch, als daß mit dem Hochfrequenz-Signal direkt der Start- oder Stopp-Eingang eines Zeit-Amplituden-Konverters (TAC) gesteuert werden könnte. Aus diesem Grund wird eine spezielle Koinzidenzschaltung (FGL) aufgebaut, welche die direkte Verwendung des 50 MHz-Signales zur Steuerung des TAC's erlaubt. Wie aus Abb. 5.16 ersichtlich, treffen die Positronen auf die Probe und annihilieren mit einem Elektron überwiegend in zwei 511 keV γ -Quanten. Die 511 keV Annihilationsstrahlung wird von einem BaF_2 -Szintillator mit nachgeschaltetem Photomultiplier registriert. Das schnelle Ausgangssignal von der Anode wird dem Constant-Fraction-Trigger (CFT) zugeführt, dessen Ausgang das Startsignal für den Zeit-Amplituden-Konverter (TAC) liefert. Die bereits angesprochene Koinzidenzschaltung Fast-Gate-Logic (FGL) besitzt zwei Eingänge, an welche die 50 MHz Sinusspannung von der Hochfrequenzversorgung und der zweite Ausgang des CFT angeschlossen sind. Diese Schaltung erzeugt nur dann aus dem HF-Signal ein Stoppsignal für den TAC, wenn neben dem HF-Signal auch vom CFT ein Ausgangspuls vorliegt, d.h. wenn auch wirklich ein γ -Quant nachgewiesen wurde. Für eine genaue Beschreibung der FGL siehe [50]. Mit Hilfe eines Analog-Digital-Konverters (ADC) und einem angeschlossenen Vielkanalanalysator erfolgt die Aufsummierung der einzelnen Ereignisse zu einem Lebenszeitspektrum. Das Ausgangssignal der Dynode des Photomultipliers wird verstärkt (A) und einem Einkanalanalysator (SCA) zugeführt. Das Ausgangssignal des SCA's steuert den Gate-Eingang des ADC's. In dem Einkanalanalysator wird ein Fenster gesetzt, das nur Spannungspulse bestimmter Höhe zur Verarbeitung zuläßt. Damit läßt sich der Energiebereich um die Photolinie der 511 keV γ -Quanten einschränken.

5.10 Pulsung des Positronenstrahles

Die zeitliche Strahlkomprimierung wird durch elektrische Wechselfelder (Bunchen) erzeugt. Dabei wird die Geschwindigkeit der Positronen in einem Zeitintervall von 20 ns so moduliert, daß sie nahezu gleichzeitig am Probenort eintreffen.

In diesem Abschnitt werden die bereits behandelten Eigenschaften der Strahlungspulsung (Einleitung zu Kapitel 5 und Kapitel 5.3, 5.4, 5.7) nochmals detailliert zusammengefaßt. Die Abb. 5.17 zeigt den Spannungsverlauf an den Pulsungskomponenten sowie die zugehörige zeitliche Strahlkomprimierung nach den jeweiligen Komponenten.

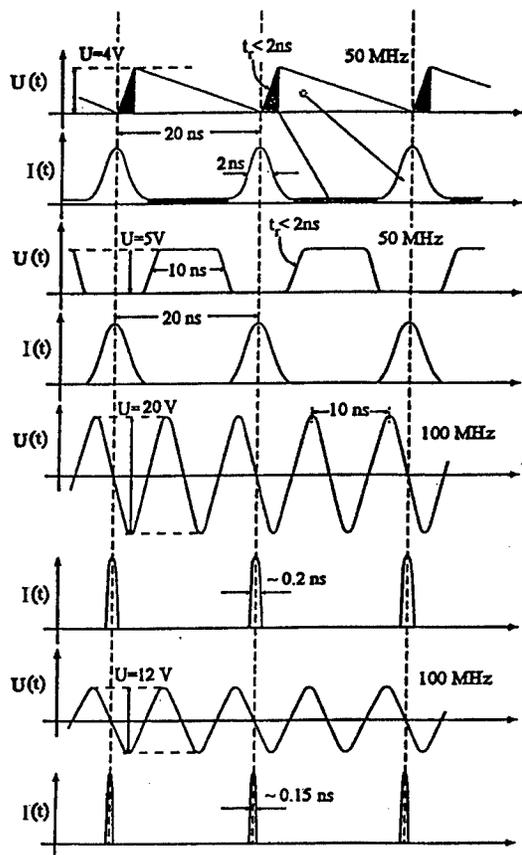


Abbildung 5.17: Angelegte Hochfrequenzsignale und Zeitstruktur des Positronenstrahles

In dem ersten Diagramm ist der Verlauf des angelegten Sägezahnspannungssignales an der Driftröhre dargestellt. Die Amplitude beträgt 4 V (Spitze-Spitze), die Frequenz 50 MHz. Dies komprimiert die Positronen zu Pulsen mit einer Halbwertsbreite von etwa 2 ns am Ausgang der Driftröhre. Die endliche Anstiegszeit von etwa 3 ns der

Sägezahnspannung bewirkt einen Untergrund zwischen den Pulsen. Deshalb wird ein Blanker eingesetzt, der mit einem bipolaren Signal von je 3 V Amplitude und einer Frequenz von 50 MHz betrieben wird. Dieser reduziert den Untergrund der nicht im vorgebunchten Zeitintervall liegenden Positronen (siehe viertes Diagramm). Im fünften und siebten Diagramm ist der Spannungsverlauf des Haupt- und Nachbunchers gezeigt. Beide Buncher werden mit einer Frequenz von 100 MHz Sinusspannung betrieben. Die Amplitude des Hauptbunchers beträgt 20 V, die des Nachbunchers 12 V. Der Hauptbuncher komprimiert die Positronen zu Pulse von ungefähr 200 ps Halbwertsbreite am Remoderator und der Nachbuncher korrigiert die remodierten Positronenpulse zu etwa 150 ps Halbwertsbreite am Probenort.

5.11 Vakuumsystem

Eine Übersicht des Vakuumsystems zeigt Abb. 5.18. Das Rasterpositronenmikroskop wird von vier Ionengetterpumpen evakuiert, um das System von Wasserstoff- und Kohlenstoff-Verbindungen frei zu halten. Zusätzlich zu den Ionengetterpumpen werden zwei Turbomolekularpumpen mit den notwendigen Vorvakuumpumpen dort eingesetzt, wo es auf hohe Abpumpgeschwindigkeit ankommt. Außerdem benötigt man die Turbomolekularpumpen, um das notwendige Vorvakuum für die Ionengetterpumpen zu erreichen. Das Vakuum kann an sieben verschiedenen Stellen gemessen werden. Dies sind die Ausheizkammer, Moderatorokammer, Remoderatorokammer, Elektronenkanone, Probenkammer, Probenschleuse und das Strahlrohr. Das gesamte Vakuumsystem kann durch Absperrschieber in fünf separat evakuierbare Systeme aufgeteilt werden. Diese Systeme sind im einzelnen:

- 1.) Die Probenschleuse wird mit einer Turbomolekularpumpe (Leybold Turbovac 340 M) mit einem Saugvermögen von 340 l/s in Verbindung mit einer Drehschiebervorpumpe (Leybold Trivac D16B) evakuiert. Nach etwa einer halben Stunde Abpumpzeit erreicht man in der Probenschleuse einen Druck von 3×10^{-7} mbar. Der Grenzdruck liegt bei ca. 10^{-7} mbar, da die Probenschleuse mit einem Neopren O-Ring gedichtet wird. Dies wurde so geplant, um einen schnellen Proben transfer gewährleisten zu können. Alle anderen Flansche sind CONFLAT-Flansche und werden mit Kupfer-O-Ringen gedichtet.

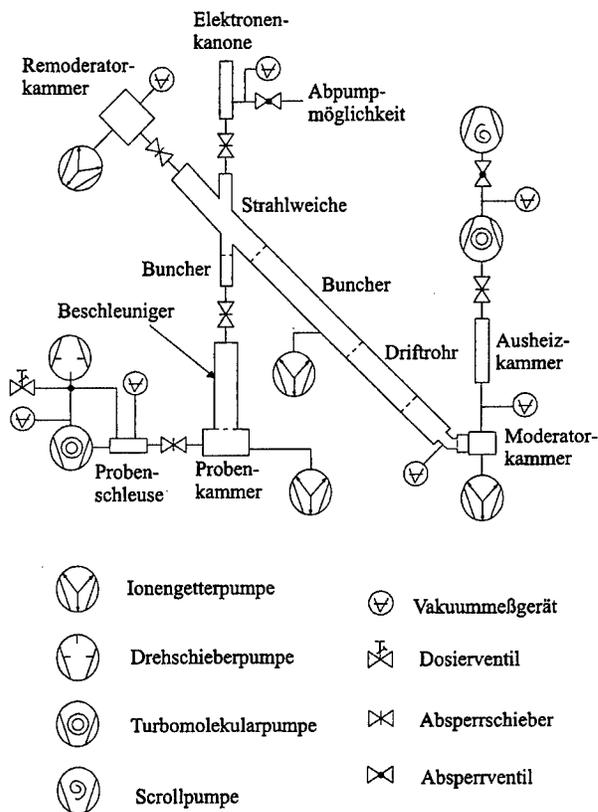


Abbildung 5.18: Vakuumsystem des Rasterpositronenmikroskopes

2.) Die optische Säule (Beschleuniger und Probenkammer) wird durch die Ionengetterpumpe (Varian StarCell) mit einem Saugvermögen von 230 l/s evakuiert.

3.) Die Remoderator-kammer wird durch die Ionengetterpumpe (Varian StarCell) mit einem Saugvermögen von 120 l/s evakuiert. Dieses Teilsystem wird bei dem Ausheiz-betrieb des Remoderators geschlossen, um die anderen Teilbereiche nicht zu kontaminieren.

4.) An der Elektronenkanone ist ebenfalls eine Abpumpmöglichkeit vorgesehen.

5.) Das Strahlrohr (Moderatorkammer, Driftrohr, Buncher, Strahlweiche) und die Ausheizkammer werden mit zwei Ionengetterpumpen (Varian StarCell) mit einem Saugvermögen von je 45 l/s und einer Turbomolekularpumpe (Turbo EXC 120 Edwards) mit einem Saugvermögen von 120 l/s in Verbindung mit einer ölfreien Scrollvorpumpe (Edwards) evakuiert. Während des Ausheizvorganges am Moderator wird eine Blende zwischen Ausheizkammer und Moderatorkammer geschlossen, so daß die Turbopumpe den Hauptbeitrag bei dem Abpumpen der Ausheizkammer leistet. Die Blende sorgt dafür, daß die Moderatorkammer nicht unnötig kontaminiert wird.

Kapitel 6

Inbetriebnahme der Pulsungskomponenten

Für die Inbetriebnahme der Pulsungskomponenten wird zuerst der ungepulste kontinuierliche Strahl von der ^{22}Na -Quelle zum Probenort geführt. Hierfür stehen mehrere Sattelspulenpaare in Flugrichtung der Positronen zur Verfügung, die es ermöglichen den Strahl axial durch die einzelnen Pulsungskomponenten und Blenden zu lenken. Außerdem sind an der Strahlweiche zwei Ablenkspulen angebracht, die dazu dienen, den Positronenstrahl auf den Remoderator zu lenken und die remodierten Positronen Richtung Probe zu führen. Nachdem der Strahl auf die Probe gelenkt wurde, können die einzelnen Pulsungskomponenten zugeschaltet werden. Nachfolgend werden die Pulsprofile der einzelnen HF-Komponenten gezeigt. Als Probe wird SiC mit p-Dotierung verwendet. Es hat sich herausgestellt, daß diese Probe besonders gut zur Bestimmung der Auflösungsfunktion geeignet ist, da auch bei niedrigen Implantationsenergien nur ein geringer Teil von Annihilationen aus einem Oberflächenzustand herrühren. Die Probe ist mit Aluminium dotiert und hat einen Dotierungsgrad von $N_A - N_D = 3.3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Hierbei stellt N_A die Akzeptor- und N_D die Donatorkonzentration dar.

In Abb. 6.1 ist das ungebunchte Spektrum gezeigt. Die Zählrate liegt in diesem Zustand bei etwa 220 Ereignissen pro Sekunde. Zum Vergleich sind alle nachfolgenden Spektren bei der gleichen Meßdauer von 500 Sekunden aufgenommen. Die Implantationsenergie der Positronen beträgt 5 keV.

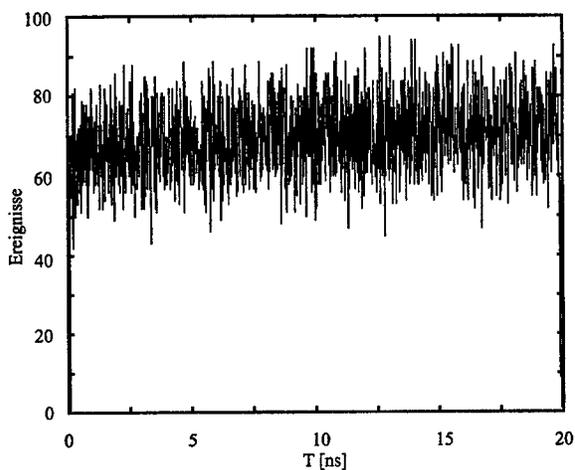


Abbildung 6.1: Zeitspektrum des kontinuierlichen Strahles („weißes Spektrum“)

Die beste zeitliche Komprimierung eines geladenen Teilchenstrahles mit der Modulationsenergie E_{Mod} ist von der Form [51]:

$$E_{Mod} = E_S \left[\left(1 - t/t_0\right)^{-2} - 1 \right] \quad (6.1)$$

Hierbei ist E_{Mod} die ideale Modulationsenergie, E_S die Strahlenergie, t der Eintrittszeitpunkt in den Buncher und t_0 die Laufzeit bis zur Probe für das Teilchen mit $E_{Mod} = 0$. Wegen der praktischen Schwierigkeit, diesen idealen Modulationsverlauf zu erhalten, wird als sehr gute Annäherung an diese Kurvenform ein Sägezahnsignal verwendet [52].

Deshalb wird der DC-Strahl zunächst mit einem Sägezahnsignal vorkomprimiert. Der verwendete Sägezahnbuncher ist in Kap. 5.3 beschrieben. Die Abb. 6.2 zeigt den vorgebunchten Puls am Probenort. Der Nebenpeak in dem Spektrum ist auf reflektierte Positronen zurückzuführen.

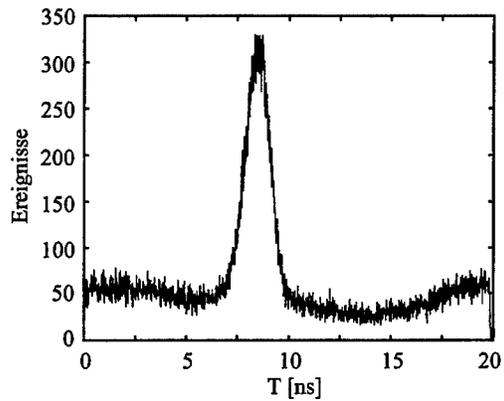


Abbildung 6.2: Zeitspektrum des Vorbunchers

Um den Puls auf den Hauptbuncher vorzubereiten, wird der störende Untergrund links und rechts vom Maximum des Pulses unterdrückt. Dies geschieht mit Hilfe des in Abschnitt 5.4 beschriebenen Blankers. Die Abb. 6.3 zeigt die Auswirkung des Blankers auf den DC-Strahl.

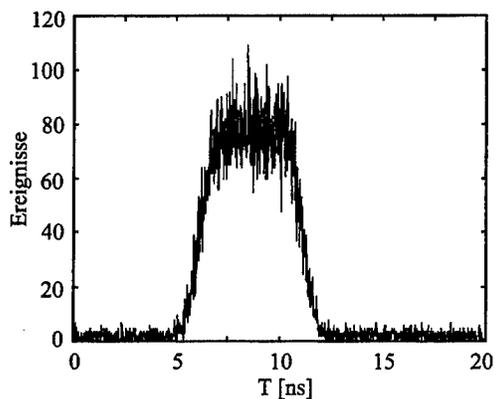


Abbildung 6.3: Zeitspektrum des Blankers

Das Durchlaßzeitfenster ist auf etwa 6 ns eingestellt. Die Breite des Zeitfensters kann durch Erhöhen der Blankeramplitude, bei gleichzeitigem Erhöhen der beiden DC-Level an den Blankerplatten, reduziert werden. Die erhaltene Zählrate hängt natürlich vom eingestellten Zeitfenster ab. Bei Betrieb des Blankers ohne Vorbuncher und dem gewählten Zeitfenster liegt die Zählrate bei etwa 70 Ereignissen pro Sekunde.

Derzeit arbeiten Sägezahngeneratoren in einem Spannungsbereich von bis zu 8V Spitze-Spitze. Mit dieser Amplitude können nur Teilchenstrahlen gebuncht werden, die mit nicht zu hoher kinetischer Energie einlaufen. Deshalb wird der vorgebunchte Puls weiter mit einem Sinusresonator (siehe Kap. 5.4) komprimiert, da die Energie der einlaufenden Positronen zu hoch ist, als das sie mit einem Sägezahn gebuncht werden könnten. Die Abb. 6.4 zeigt die Wirkung des Hauptbunchers auf den DC-Strahl.

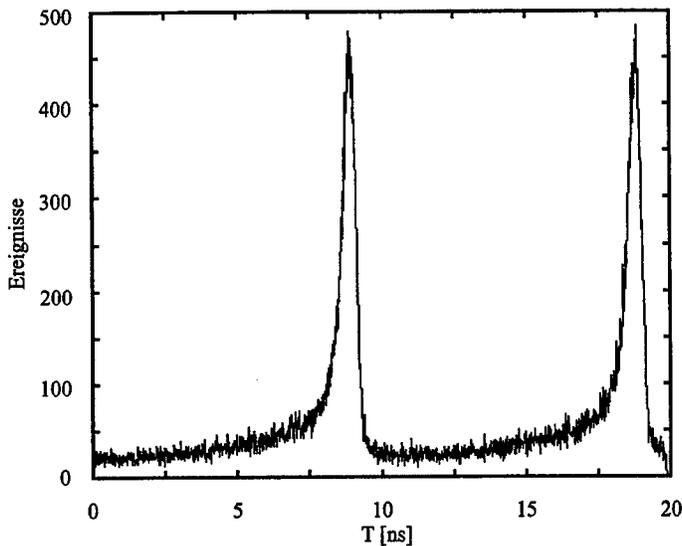


Abbildung 6.4: Zeitspektrum des Hauptbunchers

Man erkennt in obiger Abbildung den steilen Anstieg rechts vom Maximum und den relativ lang auslaufenden Abfall links davon. Die charakteristische Form ergibt sich durch den Anteil an niederenergetischen Positronen, die aufgrund einer Oberflächenbelegung des Moderators einen Teil ihrer kinetischen Energie, die sie ursprünglich beim Austritt aus dem Moderator haben, verlieren.

Der durch den Vorbuncher und Hauptbuncher komprimierte Positronenstrahl trifft nach richtiger Einstellung der Kompensations- und Ablenkspulen auf den Remoderator. Um den remodierten Positronenpuls nachträglich zu korrigieren wird ein 100 MHz Nachbuncher (siehe Kap. 5.7) eingesetzt. In Abb. 6.5 ist die Wirkung des Nachbunchers auf den DC-Strahl gezeigt.

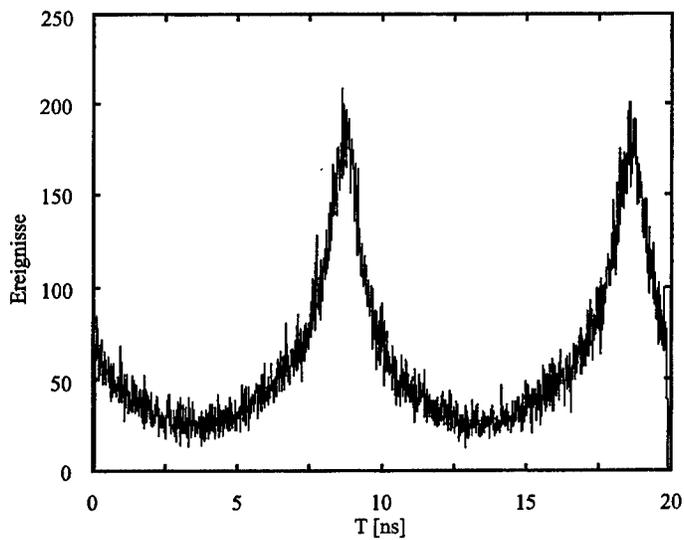


Abbildung 6.5: Zeitspektrum des Nachbunchers

Der Nachbuncher ist nicht dafür ausgelegt, den DC-Strahl zu komprimieren. Deshalb zeigt sich die breite Pulsform im obigen Spektrum. Die endgültige Form des Pulses erhält man dadurch, daß man alle Pulsungskomponenten in richtiger Phase zusammenschaltet. Das Einstellen der Phasen der einzelnen Komponenten zueinander geschieht durch die in den HF-Verstärkern integrierten Phasenschiebern oder durch Veränderung der Kabellängen.

Die Abb. 6.6 zeigt das an der p-SiC-Probe aufgenommene Spektrum, wobei nun alle HF-Komponenten zugeschaltet sind.

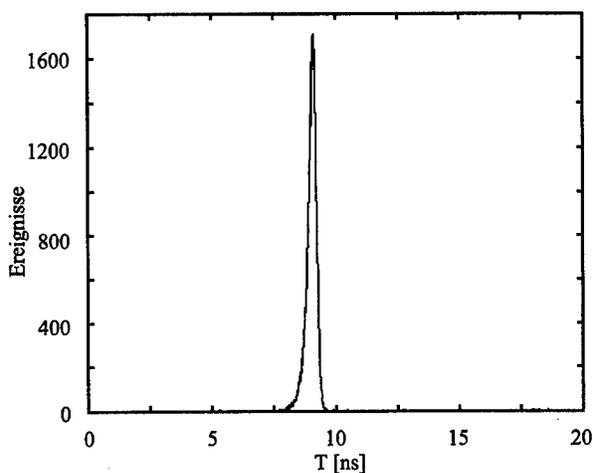


Abbildung 6.6: Gesamtzeitspektrum

Die Daten der zuvor gezeigten Spektren sind so dargestellt, wie sie von dem Datenerfassungsprogramm (WinTMCA) geliefert werden. Das Startsignal zur Lebensdauerermessung wird von der HF-Versorgung generiert, während das Stoppsignal von dem Annihilations-Gammaquant stammt. Deshalb ist das aufgenommene Spektrum eigentlich seitenverkehrt dargestellt. Die übliche Darstellung des Spektrums ist in Abb. 6.7 gezeigt (invertiertes Spektrum in halblogarithmischer Darstellung). Die Abb. 6.7 zeigt das an p-SiC-aufgenommene Spektrum, jedoch bei einer Implantationsenergie der Positronen von 8 keV . Zur Bestimmung der Auflösungsfunktion wurde zudem eine höhere Meßdauer von 5000 Sekunden gewählt. In dem Spektrum liegt die integrale Ereigniszahl bei $6 \cdot 10^5$. Das Verhältnis Pulsmaximum zu Untergrund beträgt etwa 700 zu 1. Im folgenden wird kurz auf die zur Bestimmung der Auflösungsfunktion notwendige Prozedur eingegangen. Das aufgenommene Lebensdauerspektrum kann mit einem Fitprogramm (PROMPTAN) unter Vorgabe der Bulklebensdauer (bei p-SiC $\approx 145\text{ ps}$ [53]), eines Quellterms sowie der Angabe des Untergrundes, entfaltet werden. Dabei zeigt sich, daß die entfaltete Funktion eine Ähnlichkeit mit einer Gaußfunktion aufweist. Deshalb wird die entfaltete Funktion durch eine Gaußfunktion, bzw. drei

oder fünf Gaußfunktionen interpoliert. Die Gaußfunktionen entsprechen der gesuchten Auflösungsfunktion des Gesamtsystems. Ob man sich für ein, drei oder fünf Gaußfunktionen entscheidet, hängt von der Varianz des Fits ab. Üblicherweise wird der Fit mit drei Gaußfunktionen verwendet. Anschließend wird das Spektrum mit der erhaltenen Auflösungsfunktion mit dem Programm POSFIT gefittet. Liefert der Fit die Bulklebensdauer sowie den Quellterm, den man anfänglich zur Bestimmung der Auflösungsfunktion verwendet hat, ist die richtige Auflösungsfunktion zur Bestimmung der Lebensdauern gefunden.

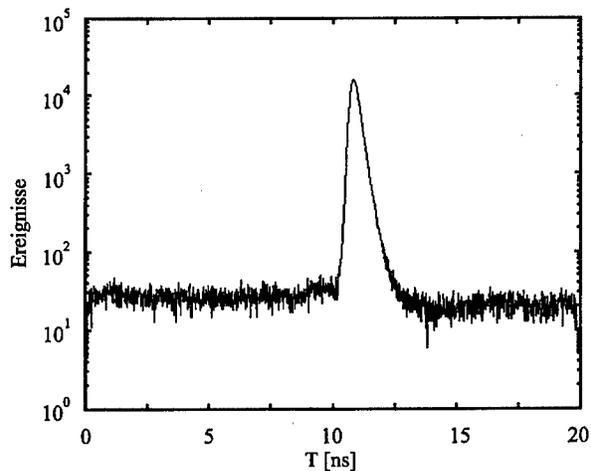


Abbildung 6.7: Gesamtzeitspektrum in halblogarithmischer Darstellung

Die mit dem Programm PROMPTAN gefittete Auflösungsfunktion liefert 255ps Zeitauflösung (FWHM) für das Gesamtsystem (Strahl und Detektor). Für eine bessere Auflösung muß das Energiefenster am Single Channel Analyzer auf den Bereich um die 511 keV-Linie eingeschränkt, oder ein kleinerer Szintillatorkristall verwendet werden. Beide Vorgehensweisen sind aber nur unter Einbuße der Zählrate zu erreichen.

Kapitel 7

Meßwerterfassung im RPM

Da es sich um ein Rasterpositronenmikroskop handelt, werden verschiedene Punkte auf der Probe angefahren, um dann jeweils das Lebensdauerspektrum zu messen. Zu diesem Zweck wurde das Visual-Basic-Programm PSCAN geschrieben, das sowohl die Steuerung für die Abrasterung der Probe übernimmt als auch die Meßdauer bei der Aufnahme der Lebensdauerspektren vorgibt.

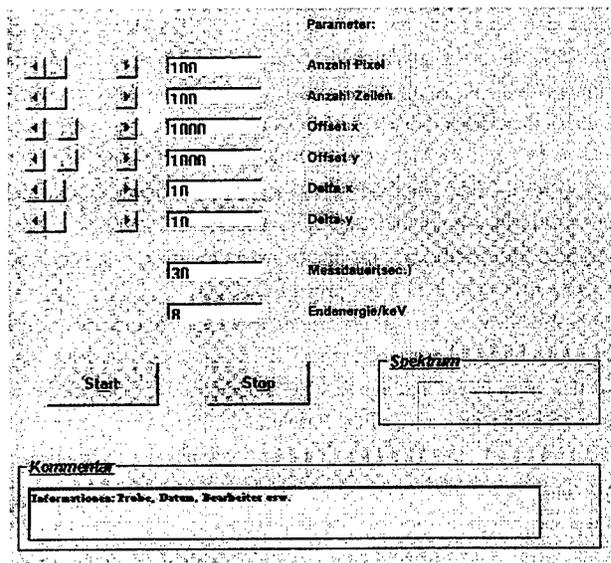


Abbildung 7.1: Bedienoberfläche zur Steuerung des Positronenstrahles

Anzahl Pixel	Anzahl der Pixel pro Zeile (x-Richtung)
Anzahl Zeilen	Anzahl der Zeilen pro Bild (y-Richtung)
Offset x	Offset in x-Richtung
Offset y	Offset in y-Richtung
Delta x	Schrittweitereinstellung in x-Richtung
Delta y	Schrittweitereinstellung in y-Richtung
Meßdauer	Meßzeit für das Lebensdauerspektrum
Endenergie/keV	Endenergie der Teilchen auf der Probe
Kommentar	Informationen können eingegeben werden
Spektrum	Aktuelle Spektrennummer wird angezeigt
Start	Messung wird gestartet
Stop	Messung wird beendet

Tabelle 7.1: Einstellmöglichkeiten im PSCAN-Programm

Das Programm PSCAN ermöglicht dem Anwender den gewünschten Bereich der zu untersuchenden Probe auszuwählen. Dies geschieht durch die Parametereingaben unter dem Feld Parameter (siehe Abb. 7.1). Die Beschreibung der einzelnen Steuerungsbe-
fehle ist der Tabelle 7.1 zu entnehmen.

Zum Ansteuern der Ablenkspulen benötigt man die PEARLBOX (gestrichelter Be-
reich in Abb. 7.2), die die Digitalbefehle vom PSCAN-Programm in analoge Span-
nungswerte umwandelt und somit die Aufgabe der analogen Abrasterung übernimmt.
Die Kommunikation zwischen der PEARLBOX und dem PC geschieht mit dem IEEE-
Bus [36]. Auf der PC- und PEARLBOX-Seite wird deshalb jeweils eine Interfacekarte
mit Treibersoftware (GPIB: General-Purpose-Interface-Bus von Mailhouse und PPIB:
PEARL-Prozess-Interface-Bus) benötigt. Zum anderen wird mit dem Programm PS-
CAN der Start und Stoppzeitpunkt für das Lebensdauerspektrum vorgegeben. Hierfür
ist noch die Meßzeit in dem Feld Meßdauer anzugeben.

Das Programm WinTMCA von Target nimmt das Lebensdauerspektrum auf. Dieses
Programm mit zugehöriger Interfacekarte (TMCA) ist nichts anderes als ein Vielka-
nalanalysator den man mit der Maus des PC's bedient. Der Vorteil des WinTMCA-
Programmes besteht darin, daß es eine Batchdatei (TMCA.bat) besitzt, in die man
eine Reihe von mitgelieferten Befehlen hineinschreiben kann, wie etwa Angabe der
Spektrumlänge und Spektrumnummer vergeben.

Dateien mit der Endung exe oder bat starten Anwendungsprogramme. Zum Beispiel
startet die Datei TMCA.exe das WinTMCA-Programm. Das WinTMCA-Programm
wiederum ruft die Batchdatei TMCA.bat auf. Nun werden die in der Batchdatei ste-
henden Befehle Zeile für Zeile abgearbeitet. Mit Hilfe der Batchdatei und der exe-Datei

kann das WinTMCA-Programm von einem externen Programm (z.B. mit dem Visual-Basic-Programm PSCAN) gesteuert werden:

Schreibt man von dem VB-Programm aus Befehle in die Batchdatei (TMCA.bat), z.B. Spektrumlänge=1800 und startet ebenfalls von dem VB-Programm aus die exe-Datei (TMCA.exe), so wird das WinTMCA-Programm aktiviert. In diesem Fall würde nur die Spektrumlänge auf 1800 eingestellt.

In dem Blockschaltbild in Abb. 7.2 ist der generelle Ablauf der Steuerung gezeigt.

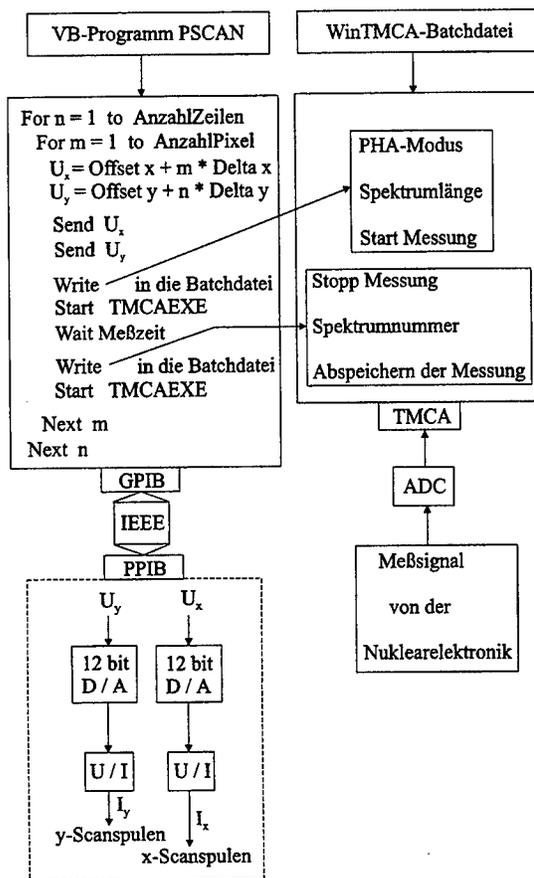


Abbildung 7.2: Blockschaltbild zur Steuerung des Positronenstrahles sowie zur Aufnahme des Lebensdauerspektrums

In dem PSCAN-Programm werden nach dem Start-Befehl die digitalen Spannungswerte U_x und U_y berechnet und zur PEARLBOX gesendet (Send U_x, U_y). Diese beiden Werte werden in analoge Signale umgewandelt und über einen Strom-Spannungswandler den Scanspulen zugeführt. Somit hat man einen bestimmten Punkt auf der Probe angefahren. Als nächstes werden vom PSCAN-Programm die notwendigen Befehle in die Batch-Datei geschrieben (Write ...) und die oben genannte exe-Datei gestartet (Start TMCAEXE).

Daraufhin wird die Batch-Datei folgendermaßen abgearbeitet:

- 1.) Der Meßmodus (PHA: Pulse Height Analysis) wird eingestellt
- 2.) Die Spektrumlänge wird eingestellt
- 3.) Die Messung wird gestartet

Nun wird im PSCAN-Programm solange gewartet (Wait Meßzeit), wie in Meßdauer angegeben. Während dieser Zeit wird das Lebensdauerspektrum aufgenommen. Nach der Meßzeit wird vom PSCAN-Programm aus die Batchdatei mit neuen Befehlen überschrieben (Write ...) und das Programm TMCA.exe gestartet. Somit wird die Batch-Datei wie folgt abgearbeitet:

- 1.) Messung anhalten
- 2.) Spektrumnummer vergeben
- 3.) Messung abspeichern

Dieser Ablauf wird („Anzahl Zeilen“ * „Anzahl Pixel“)-Mal wiederholt, womit ebenso viele Lebensdauerspektren vorhanden sind.

Eine genaue Anleitung zur Anwendung des Programmes sowie eine Beschreibung für die Vorgehensweise bei Programmänderungen ist als Manual vorhanden.

Kapitel 8

Testmessungen mit dem Rasterpositronenmikroskop

Anhand von Testmessungen an der bekannten Struktur des Testchips wird das Auflösungsvermögen des Rasterpositronenmikroskopes demonstriert. Der Chip, der in der Nähe der Probenstation eingebaut ist, besteht aus einem Silizium-Wafer mit einer aufgedampften Platin- und Siliziumdioxid-Schicht. Der Chip eignet sich somit hervorragend als Testobjekt, aufgrund der unterschiedlichen Positronenlebensdauern in diesen Materialien.

Bei der Aufnahme von Abb. 8.1 wurde die Einstellung $U_{BL} = -4.80 \text{ kV}$, $U_{EL} = -1.00 \text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erdpotential}$ und $I_{OL} = 3.515 \text{ A}$ vorgenommen. Die Positronen werden nach dem Remoderationsprozeß auf 200 eV beschleunigt. Somit ist die Endenergie des Strahls am Probenort $E = 5 \text{ keV}$. Der maximale Rasterbereich des Positronenstrahles bei 5 keV Endenergie beträgt $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$. Die eingestellte Meßdauer pro Pixel beträgt 140 Sekunden. Das Bild besteht aus 20×20 Punkten. Somit benötigt man für das Lebensdauerbild eine Meßdauer von etwa 16 Stunden. Um eine bessere laterale Auflösung des Strahles zu erreichen wurde das Blendensystem² auf 1 mm eingestellt. Die Zählrate geht dadurch von 200 Ereignissen pro Sekunde (Blendensystem² bei 4 mm -Blende) auf etwa 40 Ereignisse pro Sekunde zurück. Man muß je nach Experiment entscheiden, ob man mit einer besseren Auflösung, oder aber mit einer schlechteren Auflösung aber dafür kürzeren Meßzeit arbeiten will. Die Scanschrittweite beträgt in x und y-Richtung $7.5 \mu\text{m}$.

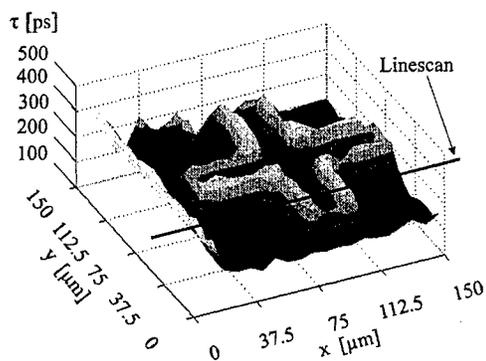


Abbildung 8.1: Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild bei $E = 5 \text{ keV}$

Die mittlere Lebensdauer ($E = 5 \text{ keV}$) von Platin liegt bei ca. 190 ps , die von SiO_2 bei 320 ps . Die Abb. 8.2 zeigt einen Linescan durch den in Abb. 8.1 gekennzeichneten Bereich.

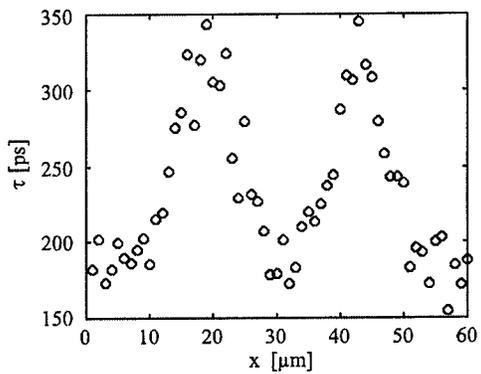


Abbildung 8.2: Linescan durch den in Abb. 8.1 gekennzeichneten Bereich bei $E = 5 \text{ keV}$

Für die Aufnahme des Linescans mit 60 Pixel benötigt man eine Stunde, bei einer Meßdauer von 60 Sekunden pro Pixel. Dem Linescan entnimmt man eine Auflösung des Strahls von ca. $2 \mu\text{m}$.

Bei der Aufnahme von Abb. 8.3 wurde die Einstellung $U_{BL} = -7.80 \text{ kV}$, $U_{EL} = -0.83 \text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erddpotential}$ und $I_{OL} = 4.405 \text{ A}$ vorgenommen. Der maximale Rasterbereich des Positronenstrahles bei 8 keV Endenergie beträgt $800 \mu\text{m} \times 800 \mu\text{m}$. Um mit einer kleineren Schrittweite von $4 \mu\text{m}$ zu arbeiten, wurde das Blendensystem² auf die 4 mm -Blende gefahren. Die Zählrate beträgt etwa 200 Ereignisse pro Sekunde. Die Meßdauer für ein Pixel wurde auf 27 Sekunden eingestellt. In x-Richtung werden 40 Punkte, in y-Richtung 50 Punkte abgerastert. Somit ergibt sich eine Meßdauer des Bildes zu 15 Stunden.

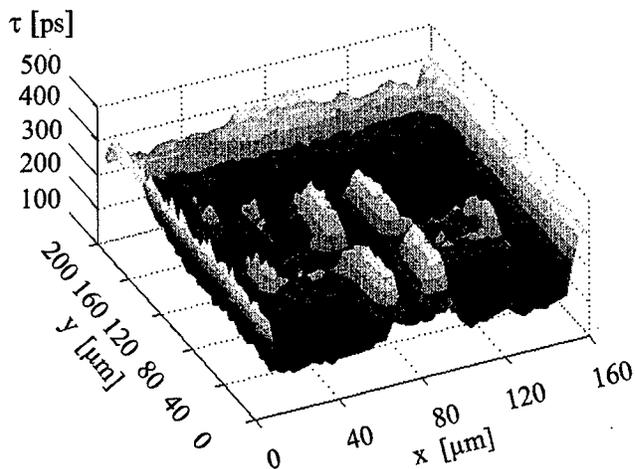


Abbildung 8.3: Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild bei $E = 8 \text{ keV}$

An dem obigen Bild erkennt man deutlich die Auswirkung der 4 mm -Blende anstatt der 1 mm -Blende. Das Bild ist wesentlich verrauschter als die anderen aufgenommenen Bilder mit der 1 mm -Blende. Zur Verdeutlichung wurde ein Teil des Kreuzes mit der 1 mm -Blende aufgenommen (siehe Abb. 8.4). Um zugleich die Langzeitstabilität des RPM's auf Temperaturdrift, Spannungs- und Stromschwankungen zu testen wurde eine Meßdauer von 350 Sekunden pro Pixel eingestellt. Es werden in x und y-Richtung jeweils 30 Punkte angefahren. Somit muß man 900 Lebensdauerspektren auswerten. Die Meßzeit für das Bild beträgt demnach etwa 3.5 Tage. Die Scanschrittweite beträgt $2 \mu\text{m}$.

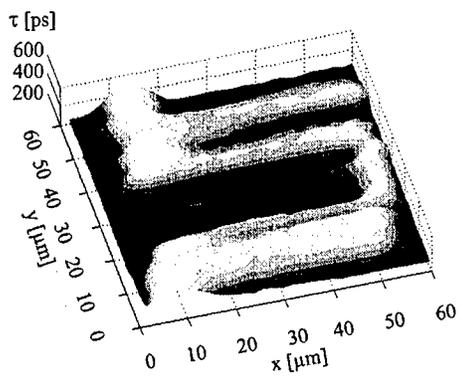


Abbildung 8.4: Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild bei $E = 8 \text{ keV}$

Die mittlere Lebensdauer ($E = 8 \text{ keV}$) von Platin liegt bei ca. 190 ps , die von SiO_2 bei 400 ps . Die Abb. 8.5 zeigt einen Linescan durch den in Abb. 8.1 gekennzeichneten Bereich.

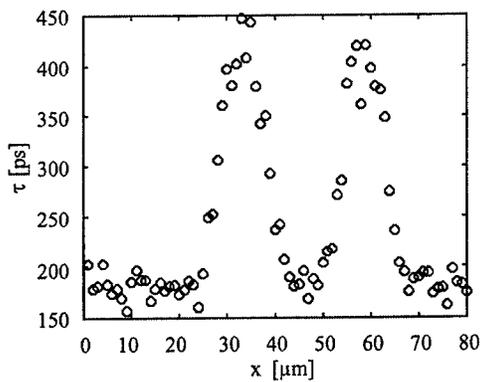


Abbildung 8.5: Linescan bei $E = 8 \text{ keV}$

Die Meßdauer pro Pixel beträgt 60 Sekunden. Die Anzahl der Pixel beträgt 80, somit benötigt man für die Aufnahme des Linescans 80 Minuten. Man erhält eine Auflösung des Strahls von ca. $2 \mu\text{m}$.

Bei der Aufnahme von Abb. 8.6 wurde die Einstellung $U_{BL} = -11.80 \text{ kV}$, $U_{EL} = -0.75 \text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erddpotential}$ und $I_{OL} = 5.345 \text{ A}$ vorgenommen. Der maximale Rasterbereich des Positronenstrahles bei 12 keV Endenergie beträgt etwa $650 \mu\text{m} \times 650 \mu\text{m}$. In x-Richtung werden 20 Punkte, in y-Richtung 25 Punkte abgerastert. Somit ergibt sich eine Meßzeit des Bildes zu 14 Stunden, bei einer Meßdauer von 100 Sekunden pro Pixel. Die Scanschrittweite beträgt $6.4 \mu\text{m}$ in beiden Richtungen.

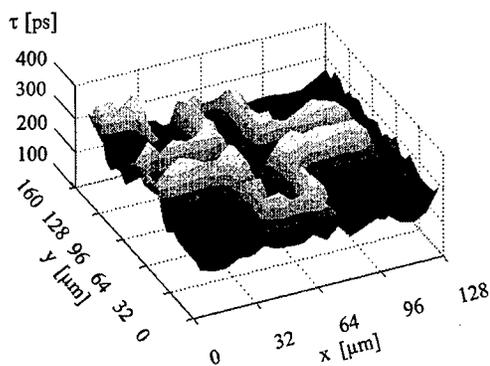


Abbildung 8.6: Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild bei $E = 12 \text{ keV}$

Die mittlere Lebensdauer ($E = 12 \text{ keV}$) von Platin liegt bei ca. 215 ps , die von SiO_2 bei 320 ps . Die Abb. 8.7 zeigt einen Linescan durch den in Abb. 8.1 gekennzeichneten Bereich.

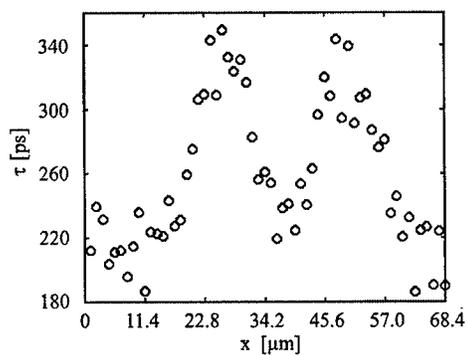


Abbildung 8.7: Linescan bei $E = 12 \text{ keV}$

Die Meßdauer pro Pixel beträgt 60 Sekunden, die Anzahl der Pixel 60. Somit benötigt man für die Aufnahme des Linescans eine Stunde. Man erhält eine Auflösung des Strahls von ca. $2 \mu m$.

Zusammenfassend kann man sagen, daß in dem betrachteten Energiebereich von $5 keV$ bis $12 keV$ eine Auflösung des Strahls von $2 \mu m$ erreicht wurde. Wird das Blenden-system² auf die $4 mm$ -Blende gefahren, so wird nur eine Auflösung von $4 \mu m$ erzielt, dafür ist die Zählrate um einen Faktor fünf besser.

Unter der der Platin- und Siliziumdioxid-Schicht liegt ein Siliziumwafer. Da die Platin-Schicht aufgedampft und deshalb defekt behaftet ist, ergeben sich im Gegensatz zur Bulklebensdauer von reinem Platin ($120 ps$ [55]) etwas höhere mittlere Lebensdauern von etwa $200 ps$ (siehe Abb. 8.2, 8.5 und 8.7). Außerdem werden je nach Eindringtiefe der Positronen gemäß dem Implantationsprofil (siehe Kap. 1.3) andere Kombinationen der schichtspezifischen Lebensdauern mit der mittleren Lebensdauer erfaßt.

Kapitel 9

GaAs-Probe mit angeritzter Oberfläche

GaAs ist ein bei besonders schneller Mikroelektronik eingesetztes Halbleitermaterial. Üblicherweise werden die GaAs-Wafer von GaAs-Einkristallstäben mit einer Diamantsäge abgeschnitten. Das Absägen erzeugt aber Defekte unter der Oberfläche, die bis etwa $10\ \mu\text{m}$ unter die Oberfläche reichen [56]. Um eine ausreichende Oberflächenqualität der Wafer zu erreichen, wird die gestörte Schicht nachträglich durch chemisch-mechanisches Polieren entfernt. Eine von der Universität Halle zur Verfügung gestellte Probe ist ein solch vergüteter GaAs-Wafer, wobei zusätzlich mit einer Diamantnadel eine Linie eingeritzt wurde (siehe Abb. 9.1). Der angeritzte Bereich ist etwa $1.2\ \text{mm}$ lang und $60\ \mu\text{m}$ breit.

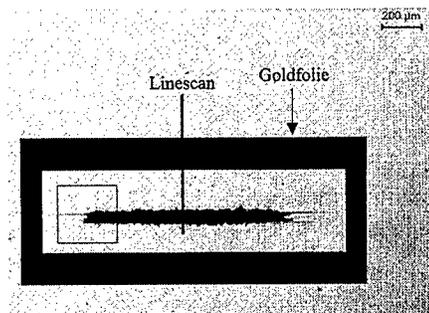


Abbildung 9.1: Lichtmikroskopische Aufnahme von poliertem GaAs mit Ritz

Als erstes Beispiel zur Anwendung des RPM's wurde versucht, die Art und Verteilung der Defekte in der Umgebung eines geschädigten Oberflächenbereiches zu bestimmen.

9.1 Positronenmikroskopische Aufnahmen in der Umgebung der GaAs-Probe mit angeritzter Oberfläche

Um den Ritz wurde ein Goldfolie mit rechteckiger Aussparung gelegt, um diesen mit dem REM zu finden. An der Gold-GaAs-Kante werden mit dem Elektronenstrahl für die verschiedenen Endenergien des Strahls die zur Fokussierung notwendigen Parameter bestimmt. Mit der Kenntnis dieser Parameter wird der Positronenstrahl ebenfalls an der Gold-GaAs-Kante fokussiert. Nach Feinjustierung der Objektivlinse wird an dieser Kante eine Auflösung von etwa $7 \mu\text{m} - 10 \mu\text{m}$ erreicht. Da die Goldfolie nur aufgelegt ist, erhält man aufgrund der Schärfentiefe keine bessere Auflösung. Die Linescans wurden etwa an der in Abb. 9.1 eingezeichneten Stelle aufgenommen.

Für die nachfolgenden Linescans wurde eine Meßzeit von 1000 Sekunden pro Pixel eingestellt. Die Zählrate liegt bei etwa 140 Ereignissen pro Sekunde bei einer Blendenöffnung von vier Millimetern. Die 4-mm Blendeneinstellung wurde gewählt, da es bei der Untersuchung dieser Probe nicht so sehr auf laterale Auflösung ankommt, als auf Zählrate.

Bei der Aufnahme in Abb. 9.2 wurde die Einstellung $U_{BL} = -4.80 \text{ kV}$, $U_{EL} = -1.00 \text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erddpotential}$ und $I_{OL} = 3.600 \text{ A}$ vorgenommen. Der Linescan besteht aus 80 Punkten. Somit benötigt man eine Meßdauer von etwa 22 Stunden. Die Scanschrittweite beträgt $4.00 \mu\text{m}$.

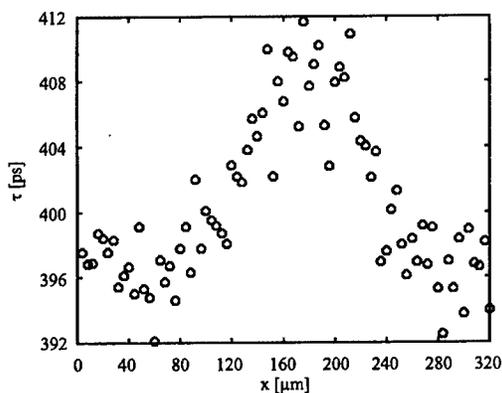


Abbildung 9.2: Linescan über den GaAs-Ritz bei $E = 5 \text{ keV}$

Bei der Aufnahme in Abb. 9.3 wurde die Einstellung $U_{BL} = -7.80 \text{ kV}$, $U_{EL} = -0.82 \text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erdepotential}$ und $I_{OL} = 4.480 \text{ A}$ vorgenommen. Der Linescan besteht aus 80 Punkten. Somit benötigt man eine Meßdauer von etwa 22 Stunden. Die Scanschrittweite beträgt $4.00 \mu\text{m}$.

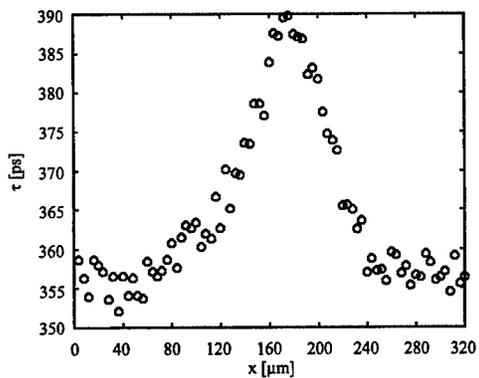


Abbildung 9.3: Linescan über den GaAs-Ritz bei $E = 8 \text{ keV}$

Bei der Aufnahme in Abb. 9.4 wurde die Einstellung $U_{BL} = -11.80 \text{ kV}$, $U_{EL} = -0.75 \text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erdepotential}$ und $I_{OL} = 5.400 \text{ A}$ vorgenommen. Der Linescan besteht aus 100 Punkten. Somit benötigt man eine Meßdauer von etwa 28 Stunden. Die Scanschrittweite beträgt $3.23 \mu\text{m}$.

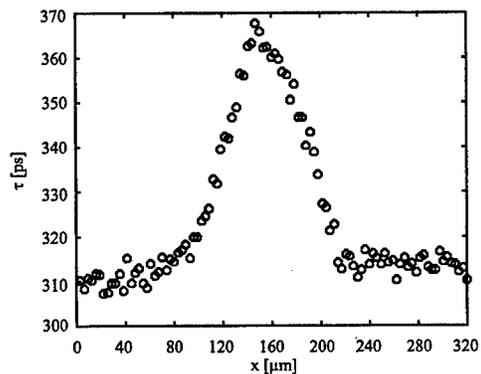


Abbildung 9.4: Linescan über den GaAs-Ritz bei $E = 12 \text{ keV}$

Bei der Aufnahme in Abb. 9.5 wurde die Einstellung $U_{BL} = -14.80 \text{ kV}$, $U_{EL} = -0.72 \text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erddpotential}$ und $I_{OL} = 6.040 \text{ A}$ vorgenommen. Der Linescan besteht aus 74 Punkten. Somit benötigt man eine Meßdauer von etwa 21 Stunden. Die Scanschrittweite beträgt $4.33 \mu\text{m}$.

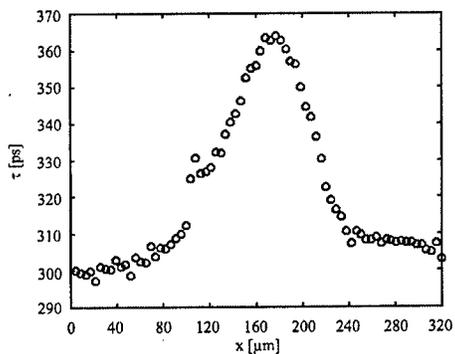


Abbildung 9.5: Linescan über den GaAs-Ritz bei $E = 15 \text{ keV}$

Bei der Aufnahme in Abb. 9.6 wurde die Einstellung $U_{BL} = -11.80 \text{ kV}$, $U_{EL} = -0.75 \text{ kV}$, $U_{IL} = \text{Erddpotential}$ und $I_{OL} = 5.400 \text{ A}$ vorgenommen. Es werden in x-Richtung 50 und in y-Richtung jeweils 20 Punkte angefahren. Somit muß man 1000 Lebensdauerspektren auswerten. Bei einer Meßzeit von 200 Sekunden pro Pixel beträgt die Meßdauer für das Bild etwa 2.3 Tage. Die Scanschrittweite beträgt in x-Richtung $6.5 \mu\text{m}$ und in y-Richtung $16.3 \mu\text{m}$.

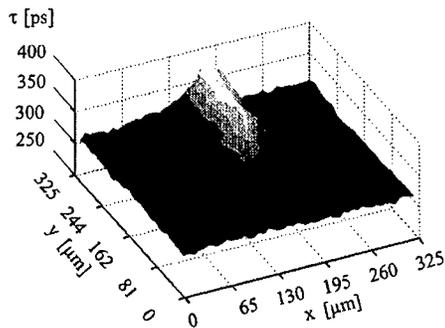


Abbildung 9.6: Ortsabhängiges Positronenlebensdauerbild von dem GaAs-Ritz bei $E = 12 \text{ keV}$. Abgerasterter quadratischer Bereich siehe Abb. 9.1

Ein Vergleich der lichtmikroskopischen Aufnahme in Abb. 9.1 mit der Abb. 9.6 zeigt sofort, daß die Defekte nur innerhalb des voll angeritzten Bereiches vorhanden sind. Die in der Abb. 9.1 sichtbaren Kratzer, die beim Ansetzen der Diamantnadel verursacht wurden, führen in Bild 9.6 zu keiner gegenüber der unverletzten Fläche erhöhten Lebensdauer.

9.2 Diskussion der Ergebnisse

Bei der Interpretation der Bilder in Abb. 9.2-9.5 ist der unterschiedliche Maßstab der Lebensdauern zu beachten. Der wirkliche Trend der Lebensdauern mit der Implantationstiefe wird daher aus Abb. 9.7, in der alle Linescans im gleichen Maßstab dargestellt sind, leichter erkennbar.

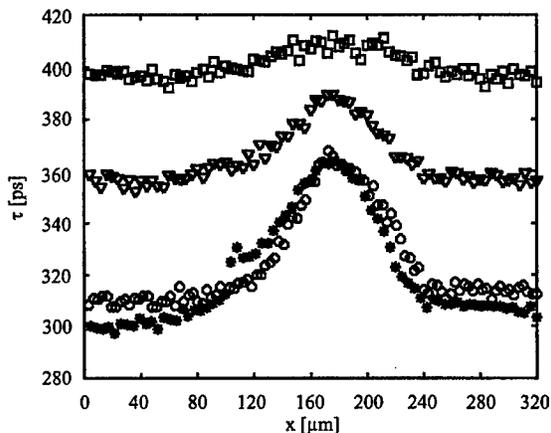


Abbildung 9.7: Alle Linescans mit den Energien $E = 5 \text{ keV}$ (\square), 8 keV (∇), 12 keV (o) und 15 keV ($*$) im gleichen Maßstab dargestellt

Außerhalb von dem Ritz erhält man mittlere Lebensdauern von etwa 397 ps , 356 ps , 310 ps und 300 ps nach aufsteigender Implantationsenergie der Positronen betrachtet. Mit höherer Einschußenergie der Positronen nähert man sich der Bulklebensdauer von GaAs, die bei ca. 230 ps liegt [56].

Innerhalb von dem Ritz erhält man mittlere Lebensdauern von etwa 410 ps , 390 ps , 367 ps und 364 ps nach aufsteigender Implantationsenergie der Positronen betrachtet.

In der Abb. 9.8 ist die mittlere Lebensdauer des angeritzten Bereiches sowie des nicht geschädigten Bereiches in Abhängigkeit von der Implantationsenergie gezeigt. Zusätzlich ist die zugehörige mittlere Eindringtiefe \bar{z} angegeben.

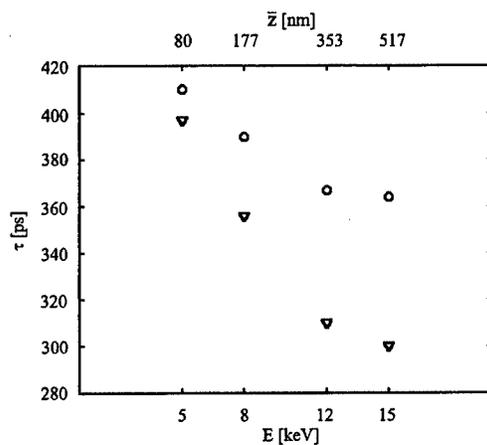


Abbildung 9.8: Mittlere Lebensdauern im angeritzten (o) und im nicht geschädigten Bereich der GaAs-Probe (∇)

Bei einer Implantationsenergie der Positronen von 5 keV , entsprechend 80 nm mittlere Eindringtiefe, zeigt obige Abbildung im Wesentlichen die Oberflächenlebensdauer mit etwa 397 ps aufgrund der zur Oberfläche rückdiffundierenden Positronen sowie eine mittlere Defektlebensdauer von etwa 410 ps im Ritz. Somit hat man einen Unterschied von nur 3% in den beiden Lebensdauern detektiert.

Bei den erhaltenen Defektlebensdauern handelt es sich nicht um Einfachleerstellen, da diese in GaAs bei etwa 260 ps liegen ($\tau_{\text{Ga}} = 264\text{ ps}$, $\tau_{\text{As}} = 261\text{ ps}$) [57]. Aufgrund der höher gemessenen Defektlebensdauern muß es sich um Meerfachleerstellen oder noch größere offene Volumen handeln. Außerdem nehmen die Defekte mit der Tiefe ab, da die Defektlebensdauern mit zunehmender Implantationsenergie abnehmen. Die Basisbreite des gestörten Bereiches der Linescans liegt bei etwa $160\text{ }\mu\text{m}$. Da der Ritz ca. $60\text{ }\mu\text{m}$ breit ist, breiten sich die Defekte etwa $50\text{ }\mu\text{m}$ von der Kante des Ritzes nach außen aus.

In der Referenz [56] werden GaAs-Wafer untersucht, die mit einer Diamantsäge mit unterschiedlichen Vorschubgeschwindigkeiten von GaAs-Einkristallstäben abgeschnitten wurden. Dabei stellte sich heraus, daß am meisten Defekte bei der schnellsten Vorschubgeschwindigkeit erhalten werden. Die ermittelte Defektlebensdauer beträgt

336 ps. Da der mit der Diamantnadel verursachte Ritz ruckartig erfolgte (d.h. mit größerer „Vorschubgeschwindigkeit“) erwartet man eine höhere Defektlebensdauer als bei den Messungen mit der Diamantsäge. Dies wurde experimentell bestätigt.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Das gepulste Rasterpositronenmikroskop erlaubt erstmals eine dreidimensionale orts aufgelöste, zerstörungsfreie Identifikation der Defekte vom Leerstellentyp. Dabei wird die mittlere Eindringtiefe der Positronen, die sich aus dem Implantationsprofil ergibt, mit Hilfe der Endenergie gesteuert. In dieser Tiefe kann nun der gewünschte Bereich abgerastert werden. Die Größe des ohne mechanisches Verschieben abgerasterten Bereiches bewegt sich im Bereich von $1.5\text{ mm} \times 1.5\text{ mm}$ ($E = 2\text{ keV}$) bis $0.5\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$ ($E = 20\text{ keV}$). Mit dem Mikroskop wird derzeit eine laterale Auflösung von $2\ \mu\text{m}$ erreicht, die zeitliche Gesamtauflösung (Strahl und Detektor) liegt bei 255 ps . Die mit einem BaF_2 -Detektor registrierten Ereignisse liegen bei etwa 200/Sekunde.

Um eine Auflösung des Positronenstrahles von $2\ \mu\text{m}$ zu erhalten, wurden die Komponenten in der senkrecht stehenden optische Säule mit dem Elektronenstrahl getestet. Nachdem die Fehler des teilchenoptischen Systems gefunden und beseitigt wurden, erhält man mit dem Elektronenstrahl eine Auflösung von $0.5\ \mu\text{m}$. Die Elektronenquelle wird mit 200 eV betrieben. Das abgebildete teilchenoptische Elektronenbild hat etwa den gleichen Abstand zur Probe, wie das aus dem Remoderator extrahierte Positronenzwischenbild. Da die Positronen nach Verlassen des Remoderators ebenfalls auf 200 eV beschleunigt werden, können die mit dem Elektronenstrahl bestimmten Parameter zur Fokussierung auch für den Positronenstrahl übernommen werden. Es hat sich gezeigt, daß nur noch mit der Objektivlinse nachfokussiert werden muß. Ein weiterer großer Vorteil ergibt sich dadurch, daß Elektronen- und Positronenbild nach Umpolung der jeweiligen Komponenten, innerhalb von $30\ \mu\text{m}$ übereinstimmen. Somit kann ein mit dem Elektronenstrahl erfaßter Bereich schnell mit dem Positronenstrahl gefunden und fokussiert werden.

Mit einer besseren Elektronenquelle und einer zusätzlichen magnetischen Feldlinse sollte, wie in Kap. 2.9 dargelegt, eine Auflösung des Elektronenstrahles von $0.1\ \mu\text{m}$ erreicht werden.

Bei dem Positronenstrahl ist die Primärquelle eine ^{22}Na -Quelle mit einem Durchmesser von etwa 3mm . Diese wird durch eine Kobalt-Quelle (^{58}Co) mit einem Durchmesser von etwa 1mm ersetzt. Mit dieser neuen Quelle und einer zusätzlichen Feldlinse sollte dann eine Auflösung von unter $1\ \mu\text{m}$ erreicht werden. Eine weitere Verbesserung in der zeitlichen und räumlichen Struktur des Strahls kann erreicht werden, indem die Störung (siehe Kap. 5.8) am Driftrohr behoben wird.

Um das RPM effektiver nutzen zu können, wird es nach Fertigstellung des Forschungsreaktors in München (FRM II) dort aufgebaut. Mit einem erwarteten Primärstrahl von etwa 10^9 langsamen Positronen pro Sekunde wird ein Betrieb ähnlich dem eines Elektronenmikroskopes möglich. Es sind dann auch dynamische Untersuchungen wie etwa die zeitliche Entwicklung von Ausscheidungsvorgängen in Legierungen denkbar.

Defekte vom Leerstellentyp treten bei der Herstellung, Bearbeitung und Beanspruchung von Objekten in verschiedenster Art auf. Daher steht mit der erfolgreichen Inbetriebnahme des ersten RPM's überhaupt, nun eine neue Methode zur Verfügung, deren Potential in dieser Arbeit nur zu einem verschwindenden Teil erprobt werden konnte. Erst nach dem Umzug an den FRM II werden die Möglichkeiten mit dem RPM erst richtig ausgeschöpft.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Schödlbauer, Aufbau und Inbetriebnahme einer gepulsten Positronenquelle für Lebensdauermessungen, Dissertation, Universität der Bundeswehr München (1987)
- [2] W. Bauer-Kugelman, Technische Weiterentwicklung am gepulsten Positronenstrahlensystem PLEPS, Dissertation, Universität der Bundeswehr München (2000)
- [3] W. Stoeffl, P. Asoka-Kumar, R. Howell, The positron microprobe at LLNL, Appl. Surf. Sci. 149, S. 1-6 (1999)
- [4] C. Hugenschmidt, G. Kögel, K. Schreckenbach, P. Sperr, M. Springer, B. Straßer, W. Triftshäuser, High intense positron beam at the new Munich research reactor FRM-II, Appl. Surf. Sci. 149, S.7-10 (1999)
- [5] P. J. Schultz, K. G. Lynn, Interaction of positron beams with surfaces, thin films, and interfaces, Rev. of Modern Physics Vol. 60, No. 3, S.709 (1988)
- [6] R. Krause-Rehberg, H. S. Leipner, Positron Annihilation in Semiconductors, Springer Verlag, S. 52-54 (1999)
- [7] Paul Willutzki, Verbesserung und Erweiterung des gepulsten Positronenstrahlensystems für temperaturabhängige Lebensdauermessungen von Positronen in Festkörpern, Dissertation, Universität der Bundeswehr München, S.41 (1994)
- [8] G. Kögel, SPM-Group, The München Scanning positron microscope, Appl. Surf. Sci. 116, S. 108-113 (1997)
- [9] siehe [6], S. 33
- [10] A. F. Makhov, Sov. Phys. Solid State 2, S. 1934 (1960)
- [11] A. Vehanen, K. Saarinen, P. Hautojärvi, H. Huomo, Phys. Rev. B 35, S. 4606 (1987)

- [12] J. Gebauer, S. Eichler, R. Krause-Rehberg, H. P. Zeindl, Appl. Surf. Sci. 116, S.247 (1997)
- [13] V. J. Ghosh, Appl. Surf. Sci. 85, S.187 (1995)
- [14] S. Valkealahti, R. M. Nieminen, Appl. Phys. A 32, S. 95 (1983)
- [15] siehe [6], S. 55
- [16] G. Kögel, Mat. Sci. Forum 175-178, S. 107 (1995)
- [17] G. Kögel, Appl. Phys. A 63, S.227 (1996)
- [18] E. Soininen, J. Mäkinen, D. Beyer, P. Hautojärvi, A. Vehanen, Phys. Rev. B 41, S. 6227 (1992)
- [19] G. Kögel, pers. Mitteilung
- [20] L. Reimer, Scanning Electron Microscopy, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, S.16 (1998)
- [21] H. Hanssum, The magnetic field of saddle-shaped coils, J. Phys. D: Appl. Phys., Kap. 3 und 5 (1984)
- [22] T. Grondei und J. H. Wintgens, Berechnung und Konstruktion von Ablenkspulen für die verzerrungsfreie Abbildung des Positronenrastermikroskopes der Universität der Bundeswehr München, Diplomarbeit, Universität der Bundeswehr München (1997)
- [23] M. Szilagy, Electron and Ion Optics, Plenum Press, New York, S.151 (1988)
- [24] siehe [23], S.155
- [25] P. W. Hawkes, E. Kasper, Principle of electron optics, Vol. 1, Academic Press, S.85-87 (1989)
- [26] siehe [23], S.223
- [27] siehe [23], S.232
- [28] siehe [23], S.255
- [29] siehe [23]. S.237
- [30] P. W. Hawkes, E. Kasper, Principle of electron optics, Vol. 2, Academic Press, S.629 (1989)

- [31] D. A. Dahl u. J. E. Delmore: Programmpaket SIMION, Idaho National Engineering Laboratory (1988)
- [32] siehe [25], S.354
- [33] O. Höffing, Physik, Band II, Teil 2, Dümmler Verlag, S. 504 (1983)
- [34] M. von Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik, Band 1, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, S.381 (1973)
- [35] R. Saal, Handbuch zum Filterentwurf, AEG-Telefunken (1979)
- [36] A. Piotrowski, IEC-Bus, Franzis-Verlag GmbH (1987)
- [37] RTOS PEARL, Verlag Heinz Heise GmbH (1989)
- [38] Stanley L. Flegler, John W. Heckman Jr., Karen L. Klomparens, Elektronenmikroskopie, Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg, S.58 (1995)
- [39] G. Schatz, A. Weidinger, Nukleare Festkörperphysik, B. G. Teubner, Stuttgart, S. 217 (1985)
- [40] A. Kauffmann, P. Sperr, G. Kögel and W. Triftshäuser, Mat. Sci. Forum Vols. 255-257, S. 680-682 (1997)
- [41] C. Michael Lederer and Virginia S. Shirley, Table of Isotopes, John Wiley and Sons, S. 168 (1978)
- [42] A. Kauffmann, Herstellung einer ^{58}Co -Quelle am Institut für Nukleare Festkörperphysik an der Universität der Bundeswehr München
- [43] siehe [5], S. 713
- [44] G. Triftshäuser, Moderation von Positronen in einer neutroneninduzierten Quelle, Diplomarbeit, TU München (1994)
- [45] siehe [7], S.38-41
- [46] A. Zecca, R. S. Brusa, M. P. Duarte-Naia, G. P. Karwasz, J. Paridaens, A. Piazza, G. Kögel, P. Sperr, D. T. Britton, K. Uhlmann, P. Willutzki and W. Triftshäuser, A Pulsed Positron Microbeam, *Europhys. Lett.* 29 (8), S. 617-622 (1995)
- [47] P. Sperr, P. Willutzki and M. R. Maier, On the electronic design and the performance of a ramp generator for a pulsed low energy positron beam, *Mat. Sci. Forum*, Vols. 175-178, S. 993-996 (1995)

- [48] P. Willutzki, J. Störmer, G. Kögel, P. Sperr, D. T. Britton, R. Steindl and W. Triftshäuser, An upgraded version of a pulsed positron beam, Mat. Sci. Forum, Vols. 175-178, S. 237-240 (1995)
- [49] siehe [1], S.76
- [50] siehe [1], S.95-96
- [51] F. J. Lynch, R. N. Lewis, L. M. Bollinger, W. Henning, O. D. Despe, Nucl. Instr. Meth. 159, S. 245 (1979)
- [52] siehe [7], S.19-20
- [53] W. Bauer-Kugelman, G. Kögel, P. Sperr and W. Triftshäuser, Positron Lifetimes and Positron Moderation of 4H-SiC Subjected to Various Treatments, Mat. Sci. Forums, Vols. 255-257, S. 663 (1997)
- [54] siehe [36]
- [55] W. Bauer-Kugelman, pers. Mitteilung
- [56] F. Börner, S. Eichler, A. Polity, and R. Krause-Rehberg, Determination of defect depth profile after saw cutting of GaAs wafers measured by positron annihilation, Journal of Appl. Phys., Vol. 84, Nr. 4 (1998)
- [57] S. Pöykkö, M. J. Puska, M. Alatalo, R. M. Nieminen, Phys. Rev. B 54, S. 7909 (1996)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Triftshäuser danke ich für die Möglichkeit, an seinem Institut ein sehr interessantes Thema bearbeiten zu können, für die Unterstützung bei der Bereitstellung der Mittel sowie den großen Freiheiten bei der Bearbeitung meines Themas.

Herrn Dr. Kögel danke ich für die wertvollen Anregungen und Diskussionen bei theoretischen Fragestellungen, die wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Dr. Sperr danke ich für die Unterstützung bei allen nuklearelektronischen Problemen einschließlich der Einstellung der Elektronikkomponenten der Meßanlage.

Bei Herrn Ing. Junker bedanke ich mich für die nützlichen Hinweise bei elektronischen Fragestellungen.

Herrn Wieczorek, Herrn Ernst und Herrn Engl danke ich für die Ausführung der mechanischen Arbeiten.

Herrn Prof. Dr. Uhlmann danke ich für die Bereitstellung von Konstruktionszeichnungen des Rasterpositronenmikroskopes.

Herrn Funke danke ich für die Ausführung von Schweißarbeiten.

Mein freundschaftlicher Dank gilt Herrn Werner Bauer-Kugelman und Herrn Arne Kauffmann für die kollegiale Zusammenarbeit.

Vor allem möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mich in jeder Hinsicht unterstützten, und somit zur Verwirklichung meiner Doktorarbeit sehr geholfen haben. Ebenso bedanke ich mich bei meiner Freundin Tanja für die aufmunternden Worte.