

+++++++ Deckblatt ++++++

Michael Steigerwald

Version vom 22. Mai 1998



Aufbau einer Quelle polarisierter  
Elektronen am Injektorlinac  
und  
Untersuchungen zur Spindynamik im  
MAMI

Dissertation zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“

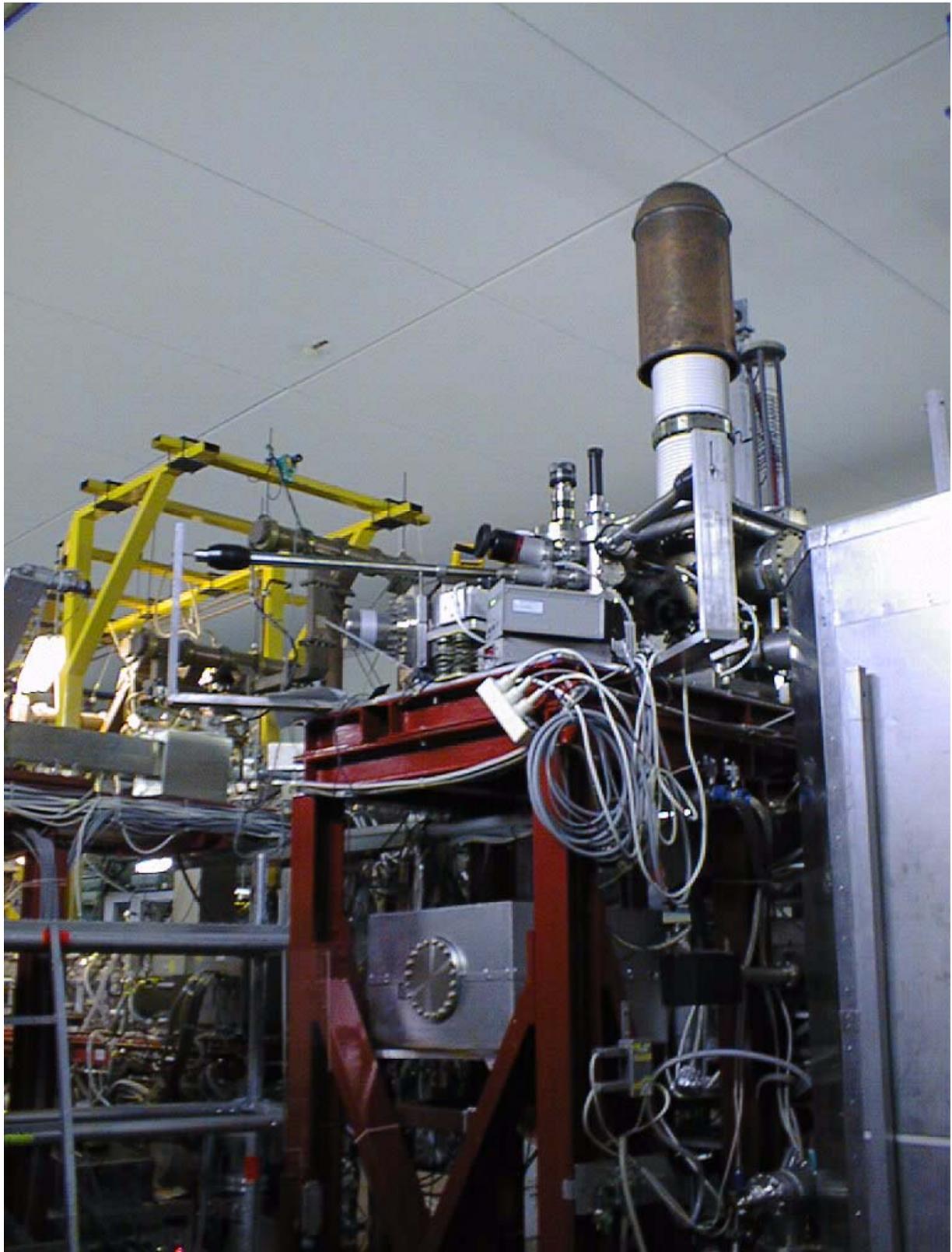
am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität

von  
Michael Steigerwald  
geboren in Bocholt (Westf.)

Mainz 1998



*Für Ina und Helen*



Titelbild : Aufbau der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 in der Beschleunigerhalle MAMI A (vom Eingang aus betrachtet)

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Experimente am MAMI</b>	<b>3</b>
2.1	Der Beschleuniger . . . . .	3
2.2	Transmissionssteigerung . . . . .	5
2.2.1	Modifikation des Bunchers . . . . .	5
2.2.2	Erzeugung von Elektronenpulsen . . . . .	6
2.3	Umbau des Injektionssystems . . . . .	7
2.4	Experimente mit spinpolarisierten Elektronen . . . . .	8
2.4.1	A1 - Kollaboration . . . . .	9
2.4.2	A2 - Kollaboration . . . . .	9
2.4.3	A3 - Kollaboration . . . . .	10
2.4.4	A4 - Kollaboration . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Spinpolarisierte Elektronen</b>	<b>11</b>
3.1	Methoden zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen . . . . .	11
3.2	Der III - V Halbleiter . . . . .	12
3.2.1	Optisches Pumpen und Spinpolarisation im Leitungsband .	13
3.2.2	Uniaxial deformierte Kristalle . . . . .	16
3.2.3	Weitere Kristallstrukturen . . . . .	18
3.2.4	Depolarisationseffekte . . . . .	19
3.3	Negative Elektronenaffinität . . . . .	20
3.4	Reinigung der Kristalloberfläche . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>23</b>
4.1	Die Quelle . . . . .	24
4.1.1	Elektrodenkonfiguration . . . . .	24
4.1.2	Vakuumbedingungen . . . . .	27
4.1.3	Quellenkomponenten . . . . .	28
4.2	Vakuumschleuse . . . . .	31
4.2.1	Vorteile . . . . .	31
4.2.2	Funktionsweise . . . . .	32
4.2.3	Präparation einer Photokathode . . . . .	34
4.2.4	Die Standardkathode X-1111 . . . . .	38
4.2.5	Automatisierung . . . . .	40
4.3	Die Strahlführung der PKA1 . . . . .	41
4.3.1	Vakuumkonzept . . . . .	43

4.3.2	Elektronenoptik . . . . .	47
4.4	Die Strahlführung der PKA2 . . . . .	58
4.4.1	Der Strahlversatz . . . . .	58
4.4.2	Elektronenoptik der EKAN . . . . .	61
4.5	Lichtquellen . . . . .	62
4.5.1	Der Ti:Saphir - Laser . . . . .	62
4.5.2	Optischer Verstärker . . . . .	63
4.5.3	Optische Bank . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Betriebserfahrungen</b>	<b>69</b>
5.1	Eigenschaften der Photokathoden . . . . .	69
5.1.1	Lebensdauereffekte . . . . .	71
5.2	Betrieb mit Quelle PKA1 . . . . .	72
5.2.1	Qualität des Elektronenstrahls . . . . .	73
5.3	Betrieb mit Quelle PKA2 . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Spindynamik</b>	<b>81</b>
6.1	Polarisationsmessung . . . . .	81
6.1.1	Die Mottpolarimeter . . . . .	81
6.1.2	Das Møllerpolarimeter . . . . .	91
6.1.3	Das Comptonpolarimeter . . . . .	92
6.1.4	Das Protonpolarimeter . . . . .	93
6.2	Spinpräzession im MAMI . . . . .	95
6.2.1	RTM 1 . . . . .	98
6.2.2	RTM 2 . . . . .	104
6.2.3	RTM 3 . . . . .	106
6.2.4	A2-Strahlführung . . . . .	116
6.3	Depolarisation . . . . .	120
6.3.1	Simulationsrechnung - Poltrace . . . . .	120
6.3.2	Ergebnisse . . . . .	128
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>135</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>137</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>139</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>141</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Sonderforschungsbereich 201 „Mittelenergiephysik mit Elektromagnetischer Wechselwirkung“ beschäftigt sich mit der Aufklärung der Struktur der Materie. Mit dem **Mainzer Mikrotron** (MAMI) [Her76] steht ein Dauerstrich - Elektronenbeschleuniger zur Verfügung, dessen Elektronenstrahl mit seiner hohen Strahlqualität und der wohldefinierten Endenergie die Voraussetzung für Koinzidenzexperimente geringer Ereignisrate bietet. Der Einsatz eines spinpolarisierten Elektronenstrahls erlaubt die Untersuchung spinabhängiger Streuquerschnitte. Häufig enthält der spinabhängige Anteil der Wirkungsquerschnitte Interferenzterme, die das Produkt aus großen und kleinen Amplituden sind. So wird die kleine Amplitude meßbar, da die große sie verstärkt.

Alle Quellen spinpolarisierter Elektronen an großen Beschleunigerzentren (SLAC, TJNAF, MIT, NIKHEF) basieren auf der Photoemission aus III - V - Halbleitern ([CAF97], [Sin97], [FBD97], [PJK97]) – so auch in Mainz ([Aul94], [Nac96], [ANA+97]). Während der Aufbau - und Testphasen der Quelle polarisierter Elektronen mußte die Apparatur ständig zugänglich sein, unabhängig von den Wartungstagen des Beschleunigers. Deswegen wurde die Quelle zunächst im Erdgeschoß des Kontrollgebäudes aufgebaut und der Elektronenstrahl durch eine 25 Meter lange  $100\text{ keV}$  - Strahlführung mit integriertem Spinrotator [Ste93] von der Quelle zum Injektor transportiert. Sowohl die Wartung als auch die Justierung des Elektronenstrahls durch diese Strahlführung während des Betriebs nahm einen großen Teil der Arbeits- und Ausfallzeit in Anspruch. Des weiteren verschlechtert sich die Qualität des Elektronenstrahls beim Transport erheblich, besonders, wenn Elektronenpulse hoher Stromdichten erzeugt werden, die durch Raumladung auseinanderdriften.

Der Hauptanteil dieser Arbeit bestand deshalb in der Installation einer Quelle spinpolarisierter Elektronen am Injektionspunkt von MAMI, um die Problematik der niederenergetischen Strahlführung zu umgehen. Damit die für die zukünftigen Experimente erforderlichen Strahlströme (bisher  $2\ \mu\text{A}$ ) von  $20\ \mu\text{A}$  bzw. der Maximalstrom des Beschleunigers von  $100\ \mu\text{A}$  zur Verfügung gestellt werden können, ist es notwendig, die Transmission durch den Beschleuniger (bisher 10 % – 15 %) zu erhöhen. Dies ist notwendig, da die Quelle polarisierter Elektronen nicht in der Lage ist, beliebig hohe Ströme zu erzeugen, ohne daß ihre Stabilität darunter leidet.

Der Aufbau der Quelle in der Beschleunigerhalle und die daraus resultierende

kurze  $100\text{ keV}$  - Strahlführung erlaubt es, bereits beim Photoemissionsprozeß aus dem Halbleiter Elektronenpulse zu erzeugen, die der MAMI - Frequenz entsprechen. Dadurch kann theoretisch eine Transmission von 100 % erzielt werden. Hierzu werden mit MAMI - Frequenz repetierende Lichtquellen benutzt, die bei geeigneter Wellenlänge genügend kurze Pulse erzeugen und ausreichend Leistung zur Verfügung stellen. Diese Lichtquellen wurden im Rahmen der B2 - Kollaboration konstruiert und mit Erfolg eingesetzt [Hof98], [Zal98].

Im nächsten Kapitel befindet sich eine ausführliche Motivation der Installation der Quelle spinpolarisierter Elektronen am Injektor sowie eine Zusammenfassung des Experimentierprogramms mit spinpolarisierten Elektronen. Ein Abschnitt über den Photoemissionsprozeß schließt sich an. Der Aufbau der neuen Quelle polarisierter Elektronen am Injektor wird in Kapitel 4 beschrieben. Ihm folgt ein Abschnitt mit der Beschreibung der nach dem Umbau erzielten Betriebsparameter.

Die meisten Experimente benötigen eine longitudinale Spinstellung am Targetort. Das wurde in der Vergangenheit durch einen Spinrotator bewerkstelligt. In der Konzeption des Aufbaus der Quelle in der Beschleunigerhalle konnte dieser aus Platzgründen nicht integriert werden. Statt dessen wird in Zukunft die Spinorientierung am Targetort durch Feinabstimmung der MAMI - Endenergie eingestellt. Zu diesem Thema wurden Rechnungen und Messungen (Kap. 6) vorgenommen, die die richtige Spineinstellung garantieren. Darüber hinaus wurden Depolarisationseffekte des Beschleunigers auf den Elektronenstrahl untersucht.

# Kapitel 2

## Spinpolarisierte Elektronen am MAMI

Die Planung der nächsten Jahre sieht für mindestens 30 % (2000 h/a) der zur Verfügung stehenden Strahlzeit Experimente mit polarisierten Elektronen vor. Im folgenden werden die Ziele der Experimente mit spinpolarisierten Elektronen beschrieben. Zum einen werden Ströme von wenigen nA mit maximaler Elektronenpolarisation, zum anderen hohe Ströme von  $20 \mu A$  mit 75 % – 80 % Polarisation benötigt. Zusätzlich werden hohe Ansprüche an Betriebsstabilität und Strahlqualität gestellt. Zunächst wird die prinzipielle Funktionsweise des Beschleunigers erklärt. Darauf folgt die Darstellung des Konzeptes zur Erhöhung der Elektronenstromtransmission, woraus die Motivation zum Quellenumzug abgeleitet wird. Danach wird ein kurzer Überblick über das Experimentierprogramm mit polarisierten Elektronen und die Anforderungen an die Quelle spinpolarisierter Elektronen gegeben.

### 2.1 Der Beschleuniger

Das Mainzer Mikrotron (Abb. 2.1) ist ein Dauerstrich - Elektronenbeschleuniger [Her76], der aus einem  $4 MeV$  - Linearbeschleuniger und einer Kaskade von drei Race - Track - Mikrotronen (RTM) besteht, die den Strahl bis auf eine Endenergie von  $855 MeV$  (maximal konnten sogar  $880 MeV$  erreicht werden) beschleunigen. Durch frühzeitiges Verlassen des letzten RTMs können im Standardbetrieb Energien zwischen  $180 MeV$  und  $855 MeV$  in  $15 MeV$  Schritten für die Experimente zur Verfügung gestellt werden. Eine thermische Elektronenkanone EKAN befindet sich vor dem Injektorlinac. Alternativ können polarisierte Elektronen mit der PKA1 oder über eine 25 Meter lange  $100 keV$  - Strahlführung mit PKA2 in den Beschleuniger eingeschossen werden. Nach Durchlaufen der drei Mikrotrone wird der Elektronenstrahl über verschiedene Strahlführungen in die Experimentierhallen transportiert.

Ein RTM besteht aus zwei  $180^\circ$  Umlenkdiplomagneten und einem Linearbeschleuniger, der sich zwischen beiden Dipolen befindet. Das Elektron wird nach der Beschleunigung durch beide Dipole zurückgeführt, um erneut beschleunigt zu werden. Es handelt sich um einen S - Band - Beschleuniger ( $2.45 GHz$ ). Die zeitli-

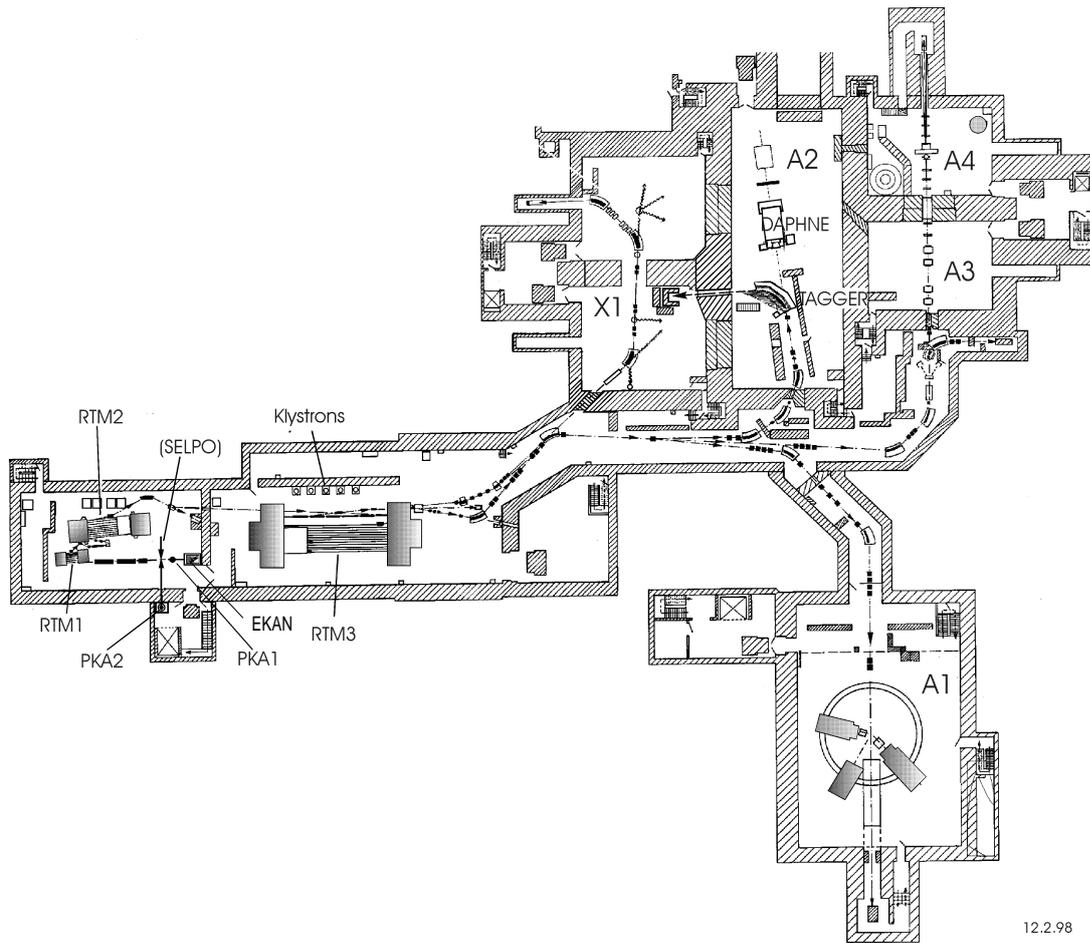


Abbildung 2.1: Grundriß des Mainzer Mikrotrons

che Struktur der Beschleunigung fordert, daß die Elektronen zu einer bestimmten Phase des Beschleunigungsfeldes zum Linearbeschleuniger zurückkehren. Deshalb existieren für ein RTM die sog. Mikrotronbedingungen (Abschn. 6.2).

Der Vorteil dieses cw - Beschleunigers liegt in der extrem hohen Strahlqualität hinsichtlich Emittanz, Halo, Strahlschwankungen und Energiestabilität. Diese Strahlgüte wird erzielt, indem nur auf  $2^\circ$  der Periode der beschleunigenden Hochfrequenz Elektronen transportiert werden. Dabei durchläuft der Elektronenstrahl den Beschleuniger nicht auf dem maximalen elektrischen Feld, sondern ist um einen Phasenwinkel von  $16^\circ$  versetzt. Hierdurch entsteht eine „selbstfokussierende Wirkung“ des Mikrotrons [Her76].

Um die Einfangeffizienz eines kontinuierlichen Elektronenstrahls von  $2^\circ$  zu erhöhen, stellt man dem Beschleuniger ein Chopper - Buncher - System [BHS88] (Abb. 2.2) voran, das den dc - Strahl zunächst zerhackt (Chopper) und anschließend einen longitudinalen Fokus (Buncher) auf der richtigen Phase des elektrischen Feldes erzeugt. Der maximal theoretisch mögliche Einfangbereich beträgt dann  $\pm 40^\circ$ .

## 2.2 Transmissionssteigerung durch das Chopper - Buncher System

Trotz der Anpassung der zeitlichen Struktur an den Beschleuniger gehen im Chopper - Buncher - System [BHS88] immer noch 80 % bis 90 % des eingeschossenen dc Elektronenstrahls verloren. Während dies für die thermische Elektronenkanone EKAN kein Problem darstellt, da diese keine Lebensdauerverkürzung durch Elektronenstromerhöhung besitzt, kann die Photoemission aus der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 nicht beliebig gesteigert werden, da hier die Betriebsstabilität sinkt. Zur Erhöhung der Transmission durch das Chopper - Buncher - System existieren zwei sich ergänzende Konzepte.

### 2.2.1 Modifikation des Bunchers

Eine Transmission von 50 % läßt sich erzielen, indem zum bestehenden Buncher eine zweite Kavität hinzugefügt wird, die mit der ersten Harmonischen der MAMI - Frequenz (4.9 GHz) arbeitet [SIE+96]. Hierdurch wird der Energiegewinn aus beiden Kavitäten auf einem weiteren Phasenbereich linearisiert, wodurch auch Elektronen, die sich sehr weit vorn oder hinten im Bunch befinden, auf den longitudinalen Fokus abgebildet werden. Für die Geschwindigkeitsmodulation des

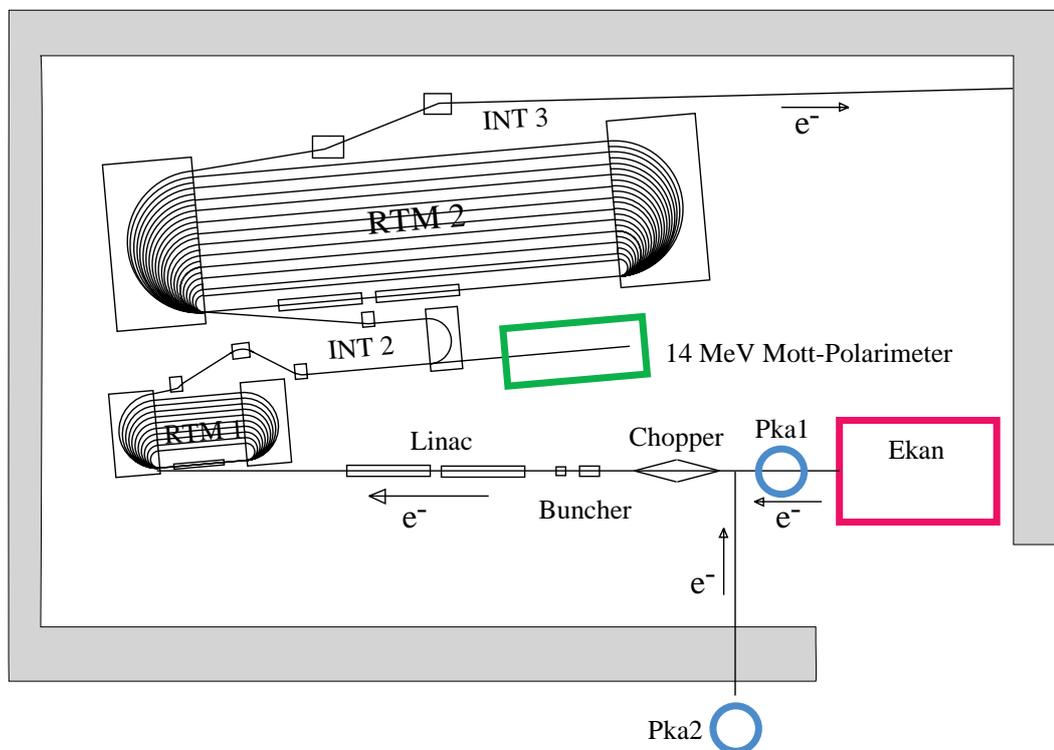


Abbildung 2.2: Grundriß der Halle A nach dem Umbau der Injektion

Elektronenstrahls gilt

$$\Delta\beta(\varphi) \approx \beta_0\alpha_1(1 + \alpha_2\theta) \cdot \left( \sin(\varphi) - \frac{\alpha_2}{\alpha_1(1 + \alpha_2\theta)} \sin(2\varphi) + \frac{\alpha_2\theta}{1 + \alpha_2\theta} \sin(3\varphi) \right)$$

wobei  $\theta$  den Abstand der beiden Resonatoren  $\theta = 0.168$  m und  $\alpha_i$  die RF - Amplituden darstellen. Ein 3f - Seitenband in der Geschwindigkeitsmodulation  $\Delta\beta$  wird erzeugt.

Das Bunchersystem wird an die longitudinale Phasenraumakzeptanz angepaßt,

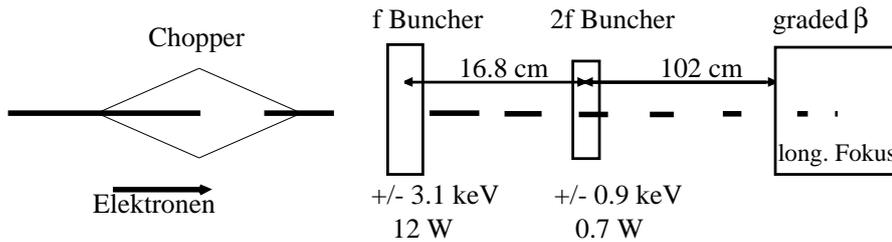


Abbildung 2.3: Prinzipielle Funktionsweise des Chopper - Buncher - Systems. Der Chopper vernichtet periodisch ( $2.45$  GHz) einen Teil des Elektronenstrahls. Der andere Teil, der den Chopper passiert, wird durch die beiden Buncher - Kavitäten auf einen longitudinalen Fokus in der graded  $\beta$  abgebildet.

die in umfangreichen Messungen bestimmte wurde [Ihm96]. Aus der Berechnung folgt nicht nur die Position, Amplitude und Phase des neuen 2f - Bunchers, sondern auch eine Vergrößerung der Drift zwischen Buncher und „graded  $\beta$ “ um 60 cm, um den longitudinalen Fokus im Injektorlinac richtig zu positionieren. Durch die Modifikation des Bunchers wurde der Phaseneinfangbereich von  $\pm 40^\circ$  auf  $\pm 90^\circ$  vergrößert.

## 2.2.2 Erzeugung von Elektronenpulsen

Gelingt es, die Quelle polarisierter Elektronen im Pulsmodus so zu betreiben, daß nur dann Elektronen produziert werden, wenn diese vom Beschleuniger akzeptiert werden, ist theoretisch eine Transmission zwischen Quelle und Target von 100 % zu erzielen. Hierzu wird ein mit MAMI - Frequenz (2.45 GHz) repetierender Laser benötigt, der eine Pulslänge von  $30$  ps (ohne 2f - Buncher) bzw.  $80$  ps (mit 2f - Buncher) besitzt. In einer Dissertation [Har97] wurde das Kurzzeitverhalten von Elektronenpulsen bei der Photoemission aus GaAsP - Halbleiterkristallen untersucht. Es wurde festgestellt, daß die Antwortzeit der Elektronen beim Austritt aus dem Kristallverband je nach Dicke der aktiven Schicht im ps - Bereich liegt und ein Pulsbetrieb der Quelle polarisierter Elektronen prinzipiell möglich ist. Deshalb werden in unserer Arbeitsgruppe zwei unterschiedliche Konzepte zur Realisierung eines Lasers mit der benötigten Zeitstruktur verfolgt [Zal98][Hof98] (siehe Kap. 4.5). Kommerziell sind solche Systeme nicht zu erwerben.

## 2.3 Umbau des Injektionssystems

Die Quellen polarisierter Elektronen befanden sich vor dem Umbau im Erdgeschoss des MAMI - Kontrollgebäudes. Der Elektronenstrahl wurde durch eine 25 m lange 100 keV - Strahlführung mit integriertem Spinrotator von den Quellen zum Injektionspunkt des Beschleunigers transferiert (Abb. 4.28, Abb.4.1). Im folgenden wird gezeigt, daß sich die Quellen polarisierter Elektronen nur dann im Pulsmodus betreiben lassen, wenn die danach folgende 100 keV - Strahlführung kurz ist und sie keinen Spinrotator besitzen. Aus dieser Tatsache folgt die Notwendigkeit des Umbaus einer der Quellen direkt am Injektionspunkt von MAMI.

### Transfer von Pulsen polarisierter Elektronen durch die 100 keV - Strahlführung

In der Vergangenheit hat sich gezeigt, daß die Elektronenpulse von 25 fC ( $I = 500 \mu A$ , Pulslänge = 50 ps) sich nicht durch die 25 m lange 100 keV - Strahlführung transportieren lassen. Während das Auseinanderdriften der Elektronen durch Raumladung kaum Einfluß auf die transversalen Strahleigenschaften hat, vergrößern sich die Elektronenpulse in der longitudinalen Richtung und erweitern sich ihre Energieverteilungen. Dies macht sich in den Toruskondensatoren des Spinrotators bemerkbar, die stark dispersiv sind und für eine nicht akzeptable Phasenraumaufweitung des gepulsten Elektronenstrahls nach dem Spinrotator sorgen (Abb. 2.3 aus [Har97]). Das bedeutet, daß das Transportieren von Elektronenpulsen von der Quelle bis zum Beschleuniger bei der benötigten Pulslä-

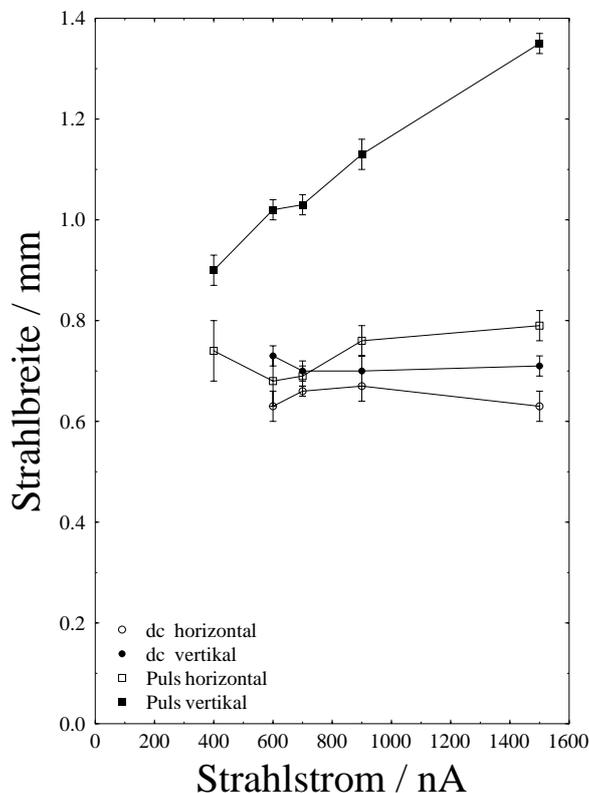


Abbildung 2.4: Strahlbreitenmessungen mit einem Linear-scanner hinter dem Spinrotator für einen kontinuierlichen und einen gepulsten Elektronenstrahl. Die Dispersion des Toruskondensators weitet den vertikalen Phasenraum des gepulsten Strahls so stark auf, daß die transversale Transmission durch die Chopperblenden begrenzt wird. Aus [Har97]

derung nicht möglich ist. Hinzu kommt, daß auch im dc - Betrieb eine Verdreifachung des Phasenraumvolumens während des Transfers durch die niederenergetische Strahlführung beobachtet wurde. Außerdem entstand durch Streufelder und Nichtlinearitäten der Linsen und Wedler ein Strahlhalo, der im Beschleuniger aufgrund von Strahlverlusten für hohen Strahlungspegel sorgte. Um die oben beschriebenen Anforderungen der Experimentatoren trotzdem zu erfüllen, war es notwendig, eine Quelle polarisierter Elektronen in der Beschleunigerhalle, in der Nähe des Injektors, aufzubauen (diese wird in Zukunft PKA1 genannt). Hierdurch läßt sich die 100 keV - Strahlführung stark verkürzen und alle oben beschriebenen elektronenoptischen Nachteile eliminieren.

### Installation der PKA1 am Injektionspunkt von MAMI

Um die Länge der niederenergetischen Strahlführung zu minimieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Quelle PKA1 direkt über der Linac - Achse installiert. Durch einen einzigen Alphamagneten wird der Elektronenstrahl in den Injektorlinac eingeschossen. Zum Einbau der PKA1 mußte die thermische Kanone EKAN so weit wie möglich an die Hallenwand verschoben werden, um auch den Raum freizugeben, der für das neue Bunckerkonzept benötigt wurde. Der gesamte Umbau mußte so vorbereitet werden, daß lediglich eine Unterbrechung des Strahlbetriebes von vier Wochen stattfand. Für das Design, die Finanzierung und die Lieferung bzw. Herstellung der einzelnen Komponenten stand ein Zeitraum von 12 Monaten zur Verfügung.

Aus Platzgründen konnte kein 100 keV - Mottpolarimeter integriert werden. Deshalb wurde an der ersten möglichen Position hinter dem RTM 1 ein 14 MeV - Mottpolarimeter [Leb98] installiert.

## 2.4 Experimente mit spinpolarisierten Elektronen

Die in unmittelbarer Zukunft geplanten und im folgenden beschriebenen Experimente am MAMI (Tab. 2.1) nutzen die Spinabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bei der Streuung polarisierter Elektronen an verschiedenen zum Teil polarisierten Targetmaterialien. Durch Helizitätswechsel der einlaufenden Elektronen werden räumliche Stromasymmetrien der auslaufenden Teilchen oder der Polarisationstransfer auf die Reaktionspartner bestimmt, die nach einer zweiten Streuung ebenfalls eine räumliche Asymmetrie aufweisen. Der relative Fehler  $\Delta W$  eines durch eine Asymmetriemessung bestimmten Wirkungsquerschnittes  $W$  ist durch  $\Delta W \propto \frac{1}{P\sqrt{I \cdot t}}$  gegeben. Wobei  $P$  die Elektronenpolarisation und  $I \cdot t$  die Ladung am Targetort darstellt. Deswegen ist das Integral

$$\int_0^{t_{Exp}} P^2 I_e dt = P^2 \cdot Q$$

zu maximieren.

### 2.4.1 A1 - Experimente mit virtuellen Photonen

Ein Gruppe der A1 - Kollaboration beschäftigt sich mit der Messung zur Bestimmung der Quadrupolkomponenten in der  $N \rightarrow \Delta$  Resonanz, die auf eine mögliche Deformation des Nukleons und/oder des Deltas schließen lassen [Sch97a]. Hierzu wird der Polarisationstransfer auf das auslaufende Proton nach der Reaktion  $^1H_l(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$  mit Hilfe des Protonpolarimeters (Abschn. 6.14) gemessen. Bis Anfang 1998 fanden bereits zwei Strahlzeiten (à 100 h) statt, in denen mit der PKA1, die zu diesem Zeitpunkt bereits in der Beschleunigerhalle installiert war, bis zu  $18 \mu A$  Targetstrom mit einer Elektronenpolarisation von 75 % zur Verfügung gestellt wurden. Weitere 700 Stunden Strahlzeit mit gleichen Anforderungen sind für die kommenden Jahre geplant [Sch93].

Ein weiteres Projekt der A1 - Kollaboration stellt die Vermessung des elektrischen Formfaktors des Neutrons bei einem Impulsübertrag von  $\bar{Q}^2 = 17/fm^2$  durch die Vermessung der Reaktion  $^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  dar. Das Experiment wird in Analogie zur Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons der A3 - Kollaboration (bis 1996) durchgeführt (siehe unten). Ein spinpolarisierter Elektronenstrahl wird an einem polarisiertem  $^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  - Hochdruck - Target (6 bar) quasi elastisch gestreut. Der Elektronennachweis geschieht mit Spektrometer A. Es wurde ein Pilotexperiment [RBB97] mit einem Elektronenstrom von bis zu  $10 \mu A$ , einer Spinpolarisation von 75 % und einer Heliumpolarisation von durchschnittlich 30 % erfolgreich durchgeführt. Insgesamt konnte eine Ladung von  $384 \mu Ah$  am Targetort genutzt werden. Zur Senkung des statistischen Fehlers werden weitere 600 Stunden Strahlzeit mit polarisierten Elektronen benötigt [Hei95].

### 2.4.2 A2 - Experimente mit reellen Photonen

Die A2 - Kollaboration führt Experimente mit energiemarkierten Photonen durch. Die zirkular polarisierten Bremsstrahlungsphotonen werden durch die Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an einer dünnen Eisenfolie (dient auch als Møllertarget) erzeugt. Eines der Ziele der A2 - Kollaboration besteht in der

Koll.	Ziel	Reaktion	Durchgeführt			Geplant		
			$\bar{P}$	$\bar{I}_t$	$Q\bar{P}^2$	$\bar{P}$	$\bar{I}_t$	$Q\bar{P}^2$
A1	$N \rightarrow \Delta$	$^1H_l(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$	75	10	4	75	10	12
A1	$G_E^n, \bar{Q}^2 = 17 fm^{-2}$	$^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$	75	4	0.7	75	10	10
A2	GDH	$\vec{H}_f(\vec{\gamma}, X)$				75	$10^{-3}$	$10^{-3}$
A3	$G_E^n, \bar{Q}^2 = 7 - 11 fm^{-2}$	$^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$	52	7	2.2			
A3	$G_E^n, \bar{Q}^2 = 3 - 5, 7 - 11 fm^{-2}$	$^2D(\vec{e}, e'\vec{n})$	75	2	2.1			
A4	Strangeness	$H_l(\vec{e}, e')$				80	20	70

Tabelle 2.1: Durchgeführte und geplante Experimente an MAMI. Mit P wird die Elektronenpolarisation in Prozent angegeben, mit  $\bar{I}_t$  ist der über die Experimentierzeit gemittelte Strom in  $\mu A$  gemeint und  $Q\bar{P}^2$  bezeichnet die am Targetort genutzte Ladung polarisierter Elektronen in C. Die Angaben der geplanten Experimente stellen die Anforderungen an die Quelle polarisierter Elektronen dar.

Überprüfung der Summenregel von Gerasimov, Drell und Hearn (GDH) [DH66], die eine Aussage über die Helizitätsabhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte bei der Absorption von polarisierten Photonen durch polarisierte Protonen macht. Als Target polarisierter Protonen dient ein „frozen Spin - Butanoltarget“. Dieses Experiment läßt aufgrund der Zählratenlimitierung lediglich einen Strom bis  $1 nA$  zu. Um die Meßzeit zu minimieren, ist die Spinpolarisation der Elektronen zu maximieren. Dieses Experiment soll nach Abschluß der Messungen in Mainz bei einer höheren Elektronenenergie in Bonn (ELSA) fortgesetzt werden [NT95].

### 2.4.3 A3 - Experimente zum elektrischen Formfaktor des Neutrons

Die A3 - Kollaboration bestimmte den elektrischen Formfaktor des Neutrons mit einer Genauigkeit von besser als 10 %. Hierzu wurden in insgesamt 1500 Stunden Strahlzeit die Reaktionen  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  [MEF<sup>+</sup>94][BAA<sup>+</sup>97] und  ${}^2D(\vec{e}, e'\vec{n})$  [Sch96b] untersucht. Im ersten Experiment wurden longitudinal polarisierte Elektronen an polarisiertem Helium ( $P_{3\vec{H}e} = 50\%$ , Gaszellendruck = 1bar) gestreut und anschließend mit Bleiglas - Detektoren nachgewiesen. Bei einem Impulsübertrag von  $\vec{Q}^2 = 9/fm^2$  wurde  $G_E^n = 0.029 \pm 0.002 (stat.) \pm 0.005 (sys.)$  bestimmt [BAA<sup>+</sup>97]. Hierzu wurde am Targetort eine Ladung von 8 C (mittlere Polarisation 52 %) genutzt (Produktionsquelle PKA2). In einem zweiten Experiment wurde das Gastarget durch ein unpolarisiertes Deuteriumtarget ersetzt. Deswegen wurde die Neutronpolarisation bestimmt. Ein Elektronenstrom von  $2 \mu A$  mit 75 % Spinpolarisation stand für etwa 600 Stunden zur Verfügung. Das Experiment befindet sich momentan in der Phase der Auswertung [Her98][Ost98].

### 2.4.4 A4 - Messung der Asymmetrie in der elastischen Elektronstreuung am Proton zur Bestimmung des Beitrages der Strangeness zum Formfaktor

Die A4 - Kollaboration plant ein Experiment zur Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der elastischen Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen [MAA<sup>+</sup>96]. Die erwartete Asymmetrie liegt bei  $8 \cdot 10^{-6}$ . Diese soll mit einer Genauigkeit von 3 % gemessen werden. Hierzu wird eine Ladung von über 100 C mit 80 % Spinpolarisation auf dem flüssigen Wasserstoff - Target benötigt. Aufgrund der hohen Datenrate ist die maximale Stromstärke auf etwa  $20 \mu A$  beschränkt. Dies hat einen Strahlzeitaufwand von etwa 1500 Stunden reiner Meßzeit zur Folge. Die Anforderungen an den Strahl polarisierter Elektronen und an den Beschleuniger sind in Hinblick auf Energiestabilität des Beschleunigers, Stromstabilität der emittierten Elektronen und Lagestabilität des Elektronenstrahls die höchsten aller an MAMI geplanten Experimente. Da dieses Experiment sehr empfindlich gegenüber instrumentellen Asymmetrien ist, darf die Photokathode keine Abhängigkeit der Stromproduktion oder der Polarisation vom Helizitätswechsel des Laserlichtes besitzen.

# Kapitel 3

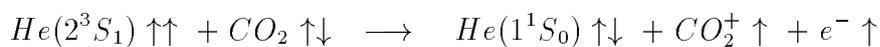
## Spinpolarisierte Elektronen

Die Trennung der beiden Spinzustände aus dem Ensemble freier, unpolarisierter Zustände ist bei Elektronen im Gegensatz zum Stern - Gerlach - Experiment mit Atomstrahlen nicht möglich [MM65]. Daher versucht man, die gewünschten Spinzustände aus gebundenen Systemen zu extrahieren. Zur Zeit werden an Beschleunigern nur zwei Methoden zur Erzeugung polarisierter Elektronen angewandt. Es handelt sich um den Sokolov - Ternov - Effekt und die Photoemission aus III - V Halbleitern. Eine weitere Methode, die Helium - Afterglow - Quelle, befindet sich in der Entwicklung.

### 3.1 Methoden zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen

#### Helium - Afterglow - Quelle

Die Quelle basiert auf der chemischen Ionisation zwischen polarisierten Helium - Atomen im metastabilen  $He(2^3S_1)$  Zustand und  $CO_2$ . Die metastabilen Atome werden durch eine Gasentladung mit anschließender optischer Anregung produziert. Polarisierte Elektronen ergeben sich dann aus der Reaktion mit Kohlendioxid :



Die Pfeile deuten die Spinorientierung der Elektronen an. Eine solche Quelle wird derzeit am Institut für Kernphysik in Orsay (Frankreich) [ACE<sup>+</sup>96][ABE<sup>+</sup>93] gebaut und soll in einer Kollaboration mit Mainz am MAMI eingesetzt werden. Die Helium - Afterglow - Quelle verspricht Polarisationsgrade von bis zu 85 % und hohe Stromstärken (bis mehrere 100  $\mu A$ ) bei hoher Betriebsstabilität. Derzeit sind die für einen Beschleunigereinsatz wichtigen Daten, wie zum Beispiel die Strahlqualität oder die Polarisation bei der Einschußenergie von 100 keV, noch nicht vermessen worden. Der Einsatz der SELPO - Quelle (Source d'électrons polarisés d'Orsay) ist frühestens für die zweite Jahreshälfte 1998 geplant.

### Sokolov - Ternov - Effekt

In Speicherringen bildet sich durch den Sokolov - Ternov - Effekt [ST64] eine transversale Polarisation aus. Bei der Emission von Synchrotronstrahlung existiert eine geringe Wahrscheinlichkeit für einen Spinflip. Diese besitzt eine Asymmetrie, die eine Orientierung des magnetischen Moments des Teilchens in Richtung des magnetischen Führungsfeldes bevorzugt. In manchen Speicherringen werden so Polarisationsgrade von mehr als 70 % erreicht. Allerdings werden zum Aufpolarisieren etwa drei Stunden benötigt (abhängig vom jeweiligen Beschleuniger). Die Zeit, die zum Aufpolarisieren benötigt wird, muß jedoch kürzer sein als die Lebensdauer eines Elektrons im Speicherring. Am HERA - und am LEP - Speicherring wird der Sokolov - Ternov - Effekt mit Erfolg angewandt [Blo91]. Beschleuniger, an denen dies nicht möglich ist, bedienen sich zur Produktion von polarisierten Elektronen der Photoemission aus III - V Halbleitern.

### Spinpolarisierte Elektronen aus III - V Halbleiter - Photokathoden

Die MAMI - Quellen polarisierter Elektronen beruhen auf der Photoemission aus III - V Halbleitern. Dies ist die Methode, die in der Praxis am häufigsten zur Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls angewandt wird. Die erste Polarisationsmessung mit photoemittierten Elektronen wurde 1975 von Pierce, Meier und Zürcher mit GaAs durchgeführt [PMZ75]. Die Standardkathoden der MAMI - Quellen sind zur Zeit sog. uniaxial deformierte GaAsP - Kristalle, deren Termeschema und Elektronenemissionsprozeß im folgenden beschrieben werden.

## 3.2 Der III - V Halbleiter $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$

$\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  - Kristalle gehören zur Gruppe der III - V Halbleiter. Sie sind Verbindungen von Elementen der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems mit vergleichbaren Eigenschaften wie Halbleiter der vierten Gruppe. Unabhängig vom Phosphorgehalt, der durch den Parameter  $x$  angegeben wird, ist ihr Aufbau ähnlich. Sie kristallisieren in Form einer Zinkblendestruktur (Abb. 3.1 links), die aus zwei gegeneinander verschobenen, kubisch flächenzentrierten Gittern (fcc) zusammengesetzt ist. Das eine Gitter besteht hier aus Ga - Atomen, das andere aus As - bzw. P - Atomen, die um ein Viertel des Gitterabstandes auf der Raumdiagonalen verschoben sind. Das reziproke Gitter des Kristalls weist eine kubisch raumzentrierte Struktur (bcc) auf. Die erste Brillouinzone dieses Gitters im  $\vec{k}$  - Raum ist in Abbildung 3.1 (rechts) zu sehen. Dort sind die Standardbezeichnungen für ihre Symmetriepunkte und -achsen eingetragen. Die Zonenmitte liegt bei  $\Gamma$  mit  $k = \frac{2\pi}{a}(0, 0, 0)$ . Die Gitterkonstante  $a$  liegt bei etwa zwei bis drei Atomradien [Bla82]. Die Energiebänder und der energetisch verbotene Bereich für GaAs ( $x = 0$ ) und GaP ( $x = 1$ ) sind im Überblick in Abbildung 3.2 dargestellt. Man erkennt, daß die Bandstrukturen selbst für die beiden Grenzfälle ähnlich sind. Ein wesentlicher Unterschied liegt in der Lage des Leitungsbandminimums. Bei GaAs fallen beide Extrema am  $\Gamma$  Punkt zusammen. Man spricht hier

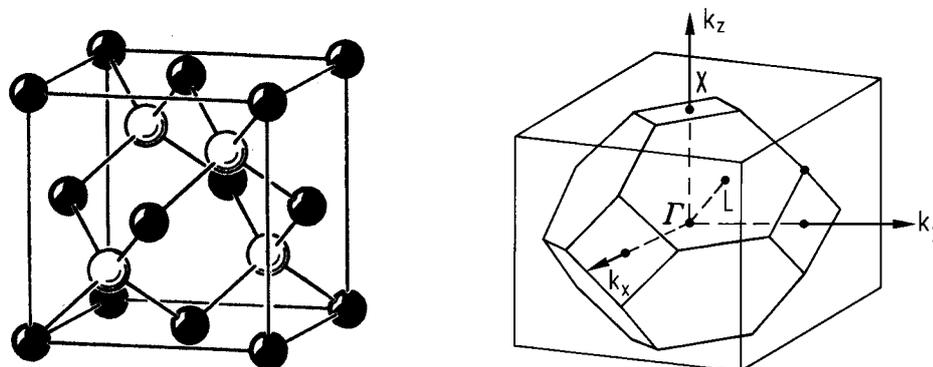


Abbildung 3.1: Kristallgitter der Zinkblendstruktur und die erste Brillouinzone

von einem direkten Halbleiter, da ein Elektron durch einen einstufigen, direkten Prozeß ins Leitungsband angehoben werden kann. Es gibt fünf binäre Verbindungen, also Verbindungen, die nur aus zwei Elementen bestehen, die direkte III - V Halbleiter bilden [Plü94]. Dagegen liegt bei GaP zwar das Valenzbandmaximum auch am  $\Gamma$  Punkt, aber das Leitungsbandminimum am X - Punkt  $k = \frac{2\pi}{a}(1, 0, 0)$ . Deshalb ist hier aus Gründen der Impulserhaltung ein direkter Übergang nicht möglich. In diesem Fall muß ein Phonon bei der Photoanregung in das Leitungsband mitwirken. Dies wird indirekte Anregung genannt. GaP wird deshalb auch als indirekter Halbleiter bezeichnet. Der Anteil  $0 \leq x \leq 1$  der As - Atome, die in GaAs durch P - Atome ersetzt werden, bestimmt die genaue Lage der Energiebänder für einen ternären Mischkristall  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ . Mit steigendem Phosphorgehalt nimmt der energetische Abstand zwischen Leitungs - und Valenzband, das sog. Energiegap, kontinuierlich zu. Der Übergang vom direkten zum indirekten Halbleiter erfolgt bei  $x = 0.48$ . Es lassen sich aber auch Elemente der dritten Hauptgruppe teilweise durch andere derselben Gruppe ersetzen. Dadurch gelangt man zu einer quaternären Verbindung, z.B.  $\text{In}_{1-y}\text{Ga}_y\text{As}_{1-x}\text{P}_x$ . Es wird deutlich, daß durch Variation der Mischverhältnisse der Elemente das Energiegap und somit die spektrale Ansprechwahrscheinlichkeit für die Anregung ins Leitungsband veränderbar ist. Des weiteren kann die Gitterkonstante in gewissen Grenzen variiert werden. Für bestimmte Intervalle von  $x$  und  $y$  erhält man direkte Halbleiter, die sich zur Produktion von polarisierten Elektronen eignen (indirekte Halbleiter besitzen kleinere Polarisationsgrade [RZ82]).

### 3.2.1 Optisches Pumpen und Spinpolarisation im Leitungsband

Die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen mit III - V Photokathoden basiert auf geeigneter optischer Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband. Hierbei ist die Aufspaltung  $\Delta$  des Valenzbandes durch die Spin -

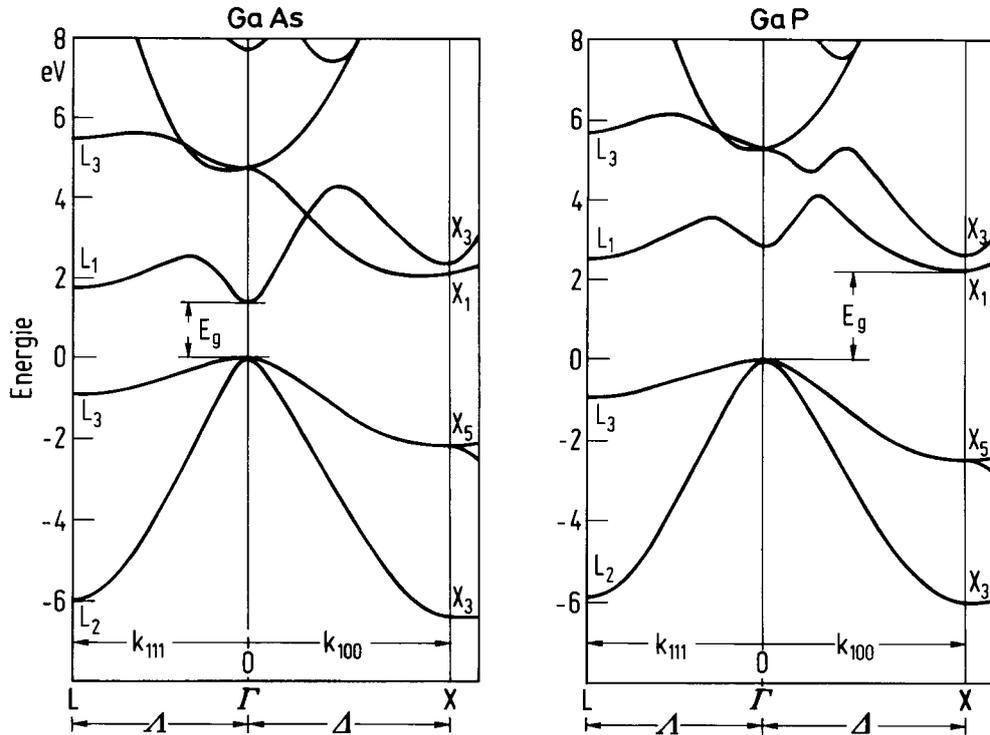


Abbildung 3.2: Termschema von GaAs und GaP ohne Spin - Bahn - Wechselwirkung aus [BS82]

Bahn - Wechselwirkung am  $\Gamma$  Punkt von entscheidender Bedeutung. Abbildung 3.3 zeigt deshalb detailliert den Bereich um den  $\Gamma$  Punkt von GaAs, stellvertretend für direkte III - V Halbleiter mit Zinkblendestruktur. Für die GaAsP - Standardkathoden oder die an der Quelle polarisierter Elektronen am MAMI ehemals verwendeten Kristalle wie InGaP [ABPT94][DPR<sup>+</sup>96] ändern sich zwar die Werte der Gap - Energie  $E_{gap}$  und die der Aufspaltung im Valenzband  $\Delta$ , die grundsätzlichen Überlegungen zur optischen Anregung können aber übertragen werden.

Die Symmetrie der Kristallstruktur spiegelt sich in den Wellenfunktionen der Elektronenzustände wider. Diesen Elektronenzuständen kann man irreduzible Darstellungen der Symmetriegruppe des Kristalls zuordnen. Diese irreduziblen Darstellungen bezeichnet man im Falle der Zinkblendestruktur mit  $\Gamma_7$ ,  $\Gamma_8$  und  $\Gamma_6$  (siehe Abb. 3.3). Eine ausführliche gruppentheoretische Argumentation findet sich in [Plü94]. Hier soll die Behandlung in Anlehnung an die aus der Atomphysik bekannten S - und P - Wellenfunktionen erfolgen, die sowohl das gleiche Transformationsverhalten als auch den gleichen Entartungsgrad wie die durch die irreduziblen Darstellungen  $\Gamma_7$ ,  $\Gamma_8$  und  $\Gamma_6$  klassifizierten Energiezustände besitzen. Deshalb gelten unter dem Dipoloperator dieselben Auswahlregeln, und es folgen identische, relative Übergangswahrscheinlichkeiten wie bei der gruppentheoretischen Rechnung. Nach der Zuordnung ( $\Gamma_7 \leftrightarrow P_{1/2}$ ,  $\Gamma_8 \leftrightarrow P_{3/2}$  und  $\Gamma_6 \leftrightarrow S_{1/2}$ )

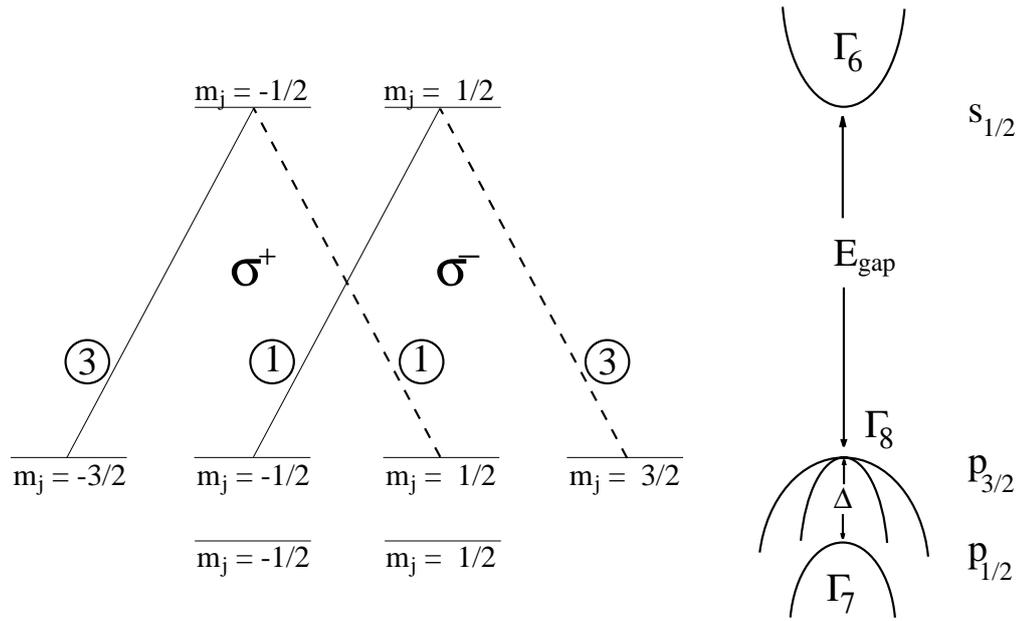


Abbildung 3.3: Bandstruktur eines GaAs - Kristalls am  $\Gamma$  Punkt. In den Kreisen befinden sich die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten bei der Anregung mit zirkularpolarisiertem Licht. Die aus der Atomphysik bekannten Energieniveaus werden den irreduziblen Darstellungen zugeordnet.  $\Delta$  bezeichnet die Aufspaltung des Valenzbandes und  $E_{gap}$  den energetischen Abstand von Valenz - und Leitungsband.

läßt sich im folgenden analog zur Atomphysik argumentieren: das Valenzband ist aufgrund der Spin - Bahn - Wechselwirkung in ein  $P_{3/2}$  - und ein  $P_{1/2}$  - Niveau aufgespalten. Der  $P_{3/2}$  - Zustand ist, wie in Abb. 3.3 gezeigt, vierfach entartet, der  $P_{1/2}$  - Zustand und der  $S_{1/2}$  - Zustand des Leitungsbandes sind zweifach entartet. Mit Photonen, die mindestens die Gap - Energie besitzen, ist es möglich, Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuregen. Wie oben erläutert, können die Auswahlregeln angewendet werden, die aus der Atomphysik für optische Übergänge bekannt sind. Strahlt man zirkular polarisiertes Licht ein, gilt die Auswahlregel  $\Delta m_j = \pm 1$ . Die erlaubten Übergänge für  $\sigma^+$  - Licht sind in Abb. 3.3 mit durchgezogenen Linien dargestellt, die für  $\sigma^-$  - Licht mit gestrichelten. Die eingekreisten Zahlen geben die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten an. Man erhält sie mit Hilfe der Störungsrechnung, indem man die  $\langle f | H_D | i \rangle$  bestimmt. Hierbei stehen f und i für den End - und den Anfangszustand und  $H_D$  für den Wechselwirkungsoperator des Dipolüberganges. Aus den Clebsch - Gordon - Koeffizienten ergeben sich die eingezeichneten Zahlenwerte. Wählt man die Wellenlänge des Lichtes so, daß nur aus dem  $P_{3/2}$  - Niveau Elektronen in das Leitungsband angeregt werden, dann gelangen mit  $\sigma^+$  - Licht mehr Elektronen in das  $m_j = -\frac{1}{2}$  - Niveau als in das  $m_j = +\frac{1}{2}$  - Niveau. Man erhält ein Ungleichgewicht in den Besetzungszahlen  $N_{\uparrow}(m_j = +\frac{1}{2})$  und  $N_{\downarrow}(m_j = -\frac{1}{2})$

$$\frac{|\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | H_D | \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \rangle|^2}{|\langle \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} | H_D | \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \rangle|^2} = \frac{3}{1}$$

Setzt man in die Definition des Polarisationsgrades

$$P := \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$$

die Werte der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten aus Abb. 3.3 ein, ergibt sich ein Polarisationsgrad von -50%. Die Impulsrichtung der Photonen legt die Quantisierungsachse fest. Die emittierten Elektronen sind also longitudinal bezüglich der Impulsrichtung der Photonen polarisiert. Wird die Photonenenergie des eingestrahlt Lichtes erhöht, dann findet die Anregung nicht mehr nur am  $\Gamma$ -Punkt statt, sondern, wie das Bandschema zeigt, an Punkten mit  $\vec{k} \neq \vec{0}$ . Die dargestellten Überlegungen zu den Übergangswahrscheinlichkeiten gelten aber nur am  $\Gamma$ -Punkt. Erreicht die Photonenenergie den Wert  $E_{Gap} = +\Delta$ , dann werden zusätzlich Elektronen aus dem  $P_{1/2}$ -Niveau in das Leitungsband angeregt. Es wird deutlich, daß diese Elektronen die Polarisation im Leitungsband verringern, da sie den unterbesetzten  $m_j = \frac{1}{2}$ -Zustand bevölkern.

### 3.2.2 Uniaxial deformierte Kristalle

Wie oben erwähnt, ist die Bandstruktur eines Kristalls eine Konsequenz aus der Symmetrie des Kristallgitters. Verringert man die Symmetrie eines Kristalls zum Beispiel dadurch, daß man ihn in einer Richtung deformiert, so kann man eine teilweise Aufhebung der vierfachen Entartung des  $P_{3/2}$ -Niveaus erreichen (siehe Abb. 3.4). Bei einer Dehnung des Kristallgitters in der Richtung senkrecht zur

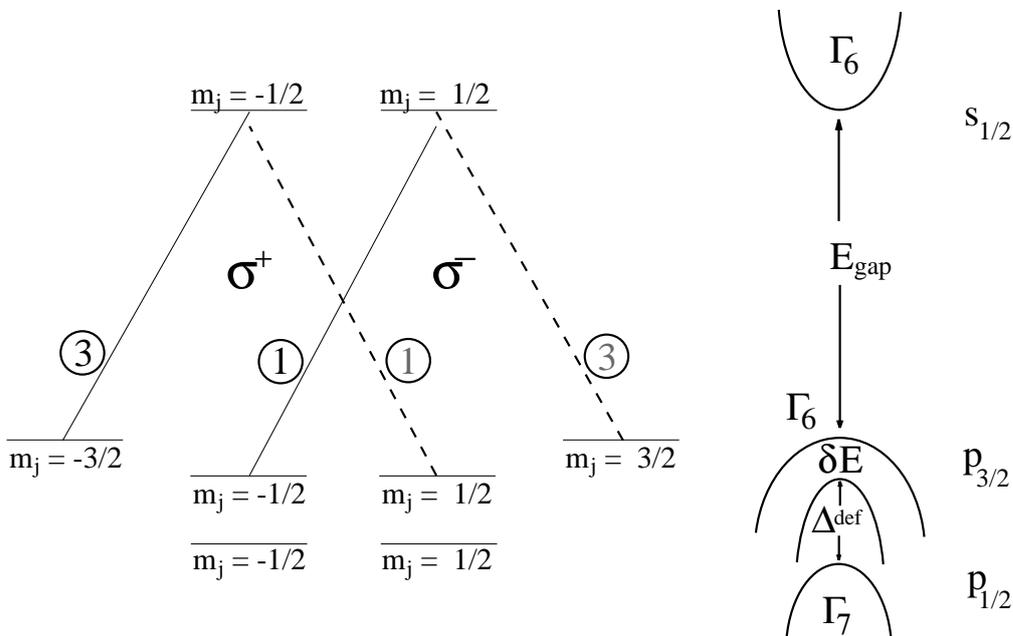


Abbildung 3.4: Bandstruktur einer GaAs - Photokathode mit uniaxial deformiertem Gitter am  $\Gamma$  Punkt.  $\delta E$  bezeichnet die Energiedifferenz des nicht mehr vollständig entarteten  $p_{3/2}$ -Niveaus.

Kristalloberfläche liegen die Niveaus mit  $|m_j| = 3/2$  (heavy hole band) energetisch höher als die Niveaus mit  $|m_j| = 1/2$  (light hole band). Strahlt man nun z.B.  $\sigma^+$  - Licht mit der Gap Energie ein, dann finden ausschließlich Übergänge von

$$P_{3/2, m_j = -3/2} \rightarrow S_{1/2, m_j = -1/2}$$

statt. Dies führt im Leitungsband theoretisch zu einer Polarisation von 100 %. Die Deformation erreicht man dadurch, daß man auf ein Substrat mit der Gitterkonstanten  $a'$  durch ein epitaktisches Verfahren eine Kristallschicht aufbringt, die ebenfalls in Zinkblendestruktur kristallisiert, aber eine um etwa 1 % größere Gitterkonstante  $a$  besitzt. Wenn die Dicke der aufgetragenen Schicht nicht größer als etwa 150 nm ist, dann paßt sich die Gitterkonstante der Schicht der Gitterkonstanten des Substrates in Netzebenen parallel zur Grenzfläche zwischen Substrat und Schicht an (Abb. 3.5). Die relative Verzerrung der aufgetragenen Schicht  $\Delta a$  bezeichnet man als „lattice mismatch“.

$$\Delta a = \frac{a - a'}{a}$$

Man erreicht so bei einem  $\Delta a$  von 1 % eine Aufspaltung des obersten Valenzbandes bei GaAs von 70 meV [Plü94]. Dies entspricht auf der Wellenlängenskala für einen GaAs - Kristall (Gap = 860 nm) etwa 42 nm. Diese Aufspaltung ist so groß, daß es mit einem handelsüblichen Laser ( $\Delta\lambda < 1$  nm) kein Problem ist, nur Elektronen aus dem  $|m_j| = 3/2$  - Zustand ins Leitungsband anzuregen. Übliche Verfahren zur Herstellung solcher Kristalle sind z.B. „Liquid Phase Epitaxy“, „Molecular Beam Epitaxy“ oder „Metalorganic Chemical Vapour Deposition“. An Kristallschichten, die auf diese Art uniaxial deformiert sind, wurde erstmals

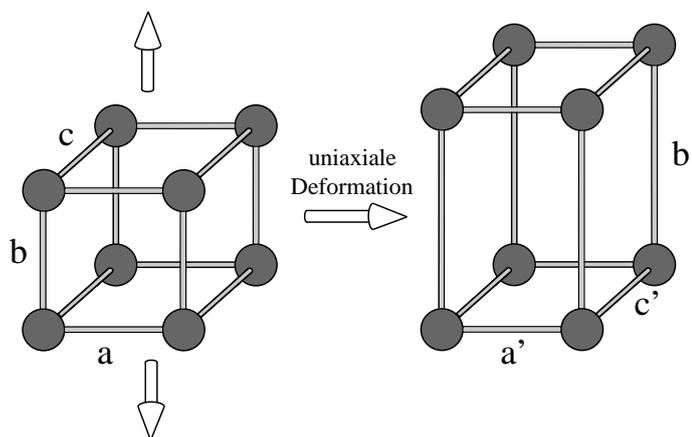


Abbildung 3.5: Gitterverzerrung (engl. „strain“) in der Dimension  $b \rightarrow b'$ . Die Gitterkonstanten  $a'$  und  $c'$  verändern sich ebenfalls.

1991 ein Spinpolarisationsgrad von mehr als 50 % gemessen [MGP<sup>+</sup>91]. Die erste Anwendung von uniaxial deformierten Schichten an einem Beschleuniger ist 1993 am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center, USA) gelungen [Kla94]. Es wurde von einer Polarisation von mehr als 80 % berichtet.

### 3.2.3 Weitere Kristallstrukturen

#### Superlattice

Die uniaxiale Deformation eines Kristallgitters ist nicht die einzige Möglichkeit, eine teilweise Aufhebung der Entartung des Valenzbandes zu erreichen. Man kann den Kristall aus mehreren Schichten aufbauen, die alternierend z.B. aus AlGaAs und GaAs (mit nahezu gleichen Gitterkonstanten) bestehen. Dann ist in einer Richtung die Symmetrie der Zinkblendestruktur zerstört, was zu einer teilweisen Aufhebung der Entartung des Valenzbandes führt. Einen solchen Kristall nennt man Superlattice. Auf diese Weise sind Polarisationsgrade von über 80 % erreicht worden [KOI+92].

Bei uniaxial deformierten Schichten wurde eine Abhängigkeit der Quantenausbeute (bis zu 10 %) vom Winkel zwischen der Gitterorientierung und der Linearpolarisation des Laserlichtes beobachtet [MGM+96]. Da das eingestrahlte Laserlicht in der Praxis nie ganz zirkular polarisiert werden kann, also immer ein Teil des Lichtes linear polarisiert ist, wird beim Umpolen der Zirkularpolarisation durch eine Pockelszelle die Linearpolarisation mitgedreht, so daß eine schaltkorrelierte Intensitäts - und Polarisationsasymmetrie ( $10^{-4}$  Bereich) erzeugt wird, die für einige Experimente (z.B. Paritätsexperimente) nicht akzeptabel ist. Dieser Effekt sollte bei ungestreßten Superlattice Kristallen nicht beobachtet werden.

#### Distributed Bragg Reflector

Da das Laserlicht nur zu 20 % in der emittierenden 150 nm dicken Kristallschicht (uniaxial deformiert) absorbiert wird, ist es von Vorteil, diese Schicht durch zwei Spiegel zu begrenzen, so daß das Licht mehrmals den Weg durch den Kristall nimmt und eine sogenannte „resonante Absorption“ erzielt wird. Dieses Prinzip wurde durch einen mehrschichtigen Bragg - Spiegel („distributed Bragg reflector“) verwirklicht [SKN+93], der das Laserlicht im Innern des Kristalls zu mehr als 90 % reflektiert und dabei die Zirkularpolarisationsorientierung erhält. Der  $\lambda/4$  DBR besteht aus 30 Paaren von  $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$  und  $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ . Den zweiten Spiegel des Resonators bildet die GaAs - Oberfläche des Kristalls. Die maximale Verstärkung der Quantenausbeute wird für die Bedingung

$$2nL = m\lambda_R$$

erreicht. Dabei sind  $n$  der Brechungsindex und  $L$  die Resonatorlänge. Durch die richtige Wahl dieser Parameter kann also die Quantenausbeute bei der Gapenergie gesteigert werden. Mit dieser Kristallstruktur wurde eine Spinpolarisation von 85 % erreicht.

#### Chalcopyrite

Die Chalcopyrite (z.B.  $CdSiAs_2$  und  $AgGaSe_2$ ) besitzen Symmetrieeigenschaften, bei denen das Valenzband bezüglich des Betrages der magnetischen Unterzustände nicht entartet ist [ZM79]. Solche Kristalle wurden von P.Drescher [Dre96] untersucht. Es wurden lediglich Polarisationsgrade von unter 10 % gemessen. Die Schwierigkeiten liegen in der Herstellung dieser Kristalle in ausreichender Qualität und in der Reinigung der Oberfläche.

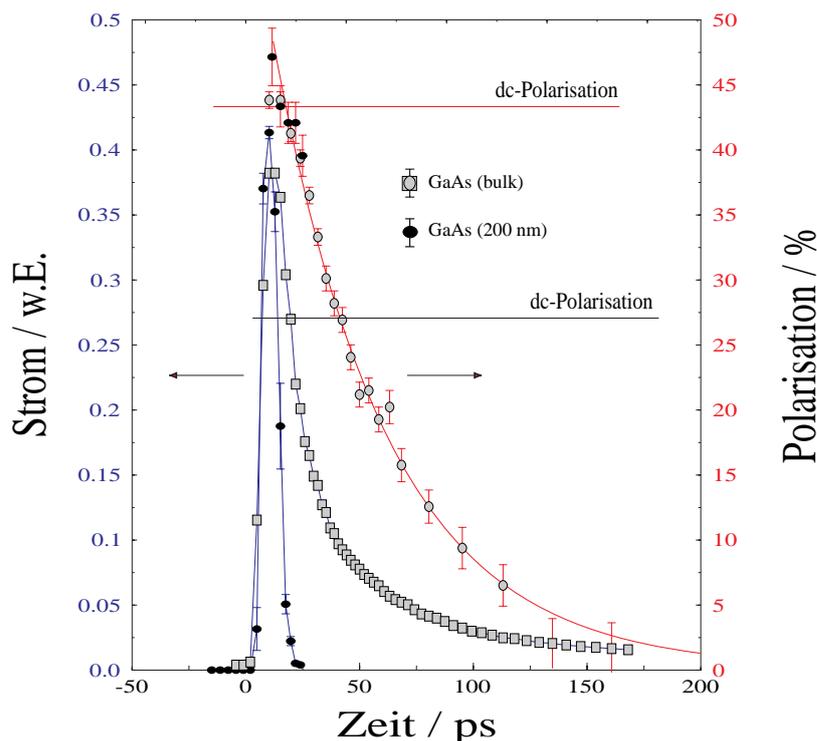


Abbildung 3.6: Strom- und Polarisationsverlauf der Pulse aus nicht deformierten GaAs-Kristallen. Der Elektronenpuls der Kathode mit einer  $0.2\ \mu\text{m}$  dicken aktiven Schicht ist wesentlich kürzer als der eines bulk Kristalls. Der Elektronenpuls eines deformierten GaAsP-Kristalls, Typ X-1111 (nicht im Graph) besitzt ebenfalls Pulsbreiten im 20 ps-Bereich [Har97].

### 3.2.4 Depolarisationseffekte

Die erreichbare Polarisation von 50 % bzw. 100 % bei uniaxial deformierten Schichten wird durch Spinrelaxationsprozesse herabgesetzt, so daß die zur Kristalloberfläche transportierten und anschließend emittierten Elektronen eine kleinere Polarisation als die theoretisch erreichbare besitzen. Dabei spielt nach FISHMAN und LAMPEL [FL77] die elastische Elektron-Loch-Streuung mit Spinaustausch eine wesentliche Rolle. Die Spinrelaxation läßt sich durch die Spinrelaxationszeit  $\tau_S$  quantitativ beschreiben. Sie gibt den exponentiellen Abfall der Differenz der Besetzungszahlen „Spin up“  $N_\uparrow$  und „Spin down“  $N_\downarrow$  an

$$\Delta N(t) = N_\uparrow(t) - N_\downarrow(t) = \Delta N(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_S}}$$

Für den erreichbaren Polarisationsgrad ist auch die mittlere Rekombinationsdauer  $\tau_R$  der Elektronen im Leitungsband wichtig, denn nur in dieser Zeit kann eine Depolarisation stattfinden. Sie bestimmt den exponentiellen Schwund der in das Leitungsband angeregten Elektronen durch Rekombination, wenn die Lichtquelle abgeschaltet wird. Berücksichtigt man noch zusätzlich die Elektronenemission, besitzen die emittierten Elektronen eine kürzere Verweildauer  $\tau_E$  im Leitungsband und verlassen somit den Kristall, bevor sie rekombinieren. Man erhält den

Ausdruck für den Polarisationsgrad der emittierten Elektronen  $P_e$

$$P_e = \frac{\tau_S}{\tau_E + \tau_S} \cdot P_0$$

$P_e$  wird um so weniger von  $P_0$  abweichen, je kleiner  $\tau_E$  im Verhältnis zu  $\tau_S$  ist. Dieses Verhältnis variiert von Probe zu Probe stark. Es zeigt sich aber, daß  $\tau_R$  und  $\tau_S$ , und damit auch  $\tau_E$  und  $\tau_S$ , innerhalb der gleichen Größenordnung von  $10^{-11}$  s liegen. Die Diffusionslänge im Leitungsband beträgt in dieser Zeit etwa  $1 \mu m$  [Bel73],[FL77]. Deshalb kann man  $\tau_E$  verkürzen, indem man die Schichtdicken, aus denen Elektronen emittiert werden, kleiner als  $1 \mu m$  wählt. Dies wird in [PM76] diskutiert. Die Schichtdicke der Standardkathode der MAMI - Quellen beträgt  $150 nm$ . Die Vermessung des Zerfalls der Elektronenpolarisation wird zum ersten Mal in der Arbeit von P. Hartmann anhand der emittierten Elektronen dargestellt [Har97][HBHK96]. Seine Untersuchungsmethode basiert auf der Erzeugung von polarisierten Elektronenpulsen aus nicht deformierten GaAs - Photokathoden mittels eines ps - Lasers. Sowohl der Strom als auch die Polarisation der Elektronenpulse wurden zeitaufgelöst bestimmt. Abbildung 3.6 zeigt das Ergebnis einer Messung an GaAs mit einer aktiven Schicht von  $200 nm$ . Es wurde gezeigt, daß sich „dünne“ GaAs - Kristalle als Photokathoden zur Erzeugung kurzer Elektronenpulse ( $< 100 ps$ ) eignen. Während bei „dicken“ Schichten die Polarisation der zu Beginn des Emissionsprozesses austretenden Elektronen viel größer ist als die über den gesamten Puls gemittelten Polarisation, tritt dieser Effekt bei dünnen Schichten weniger stark auf.

### 3.3 Freisetzung spinpolarisierter Elektronen ins Vakuum

Nach der optischen Anregung befinden sich die polarisierten Elektronen im Leitungsband des Halbleiters. Um in das Vakuum zu gelangen, müssen sie noch eine Energiebarriere überwinden, die sie im Kristallinneren hält. Diese wird als Elektronenaffinität  $\chi$  bezeichnet. Sie ist definiert als

$$\chi = E_V - E_L$$

Für eine reine GaAs - Oberfläche ist sie positiv und liegt bei etwa  $4 eV$ . Um Photoemission zu erzielen, senkt man nun diese Barriere bis auf negative Werte. Negative Elektronen Affinität (**NEA**) wird erreicht durch zwei Maßnahmen:

1. starke p - Dotierung
2. Adsorption von Alkalimetallen mit geringer Elektronegativität

Durch einen typischen Dotierungsgrad von  $10^{18}$  -  $10^{19}$  Atomen pro  $cm^3$  eines GaAs - Kristalls mit Magnesiumatomen wird eine Bandbiegung nach unten bewirkt. Die effektive Elektronegativität wird, wie in der Abbildung 3.7 dargestellt, um etwa  $0.5 eV$  kleiner. Eine Erklärung findet dieser Effekt im sog. „fermi - level - pinning“. Das Fermi - Niveau im GaAs wird durch die p - Dotierung gesenkt. Dies bewirkt eine Entvölkerung der zahlreichen Oberflächenzustände, die

energetisch in der verbotenen Zone liegen. Dadurch entsteht bei den Akzeptoren an der Oberfläche unkompenzierte Ladung. Wegen der hohen Dichte der Ober-

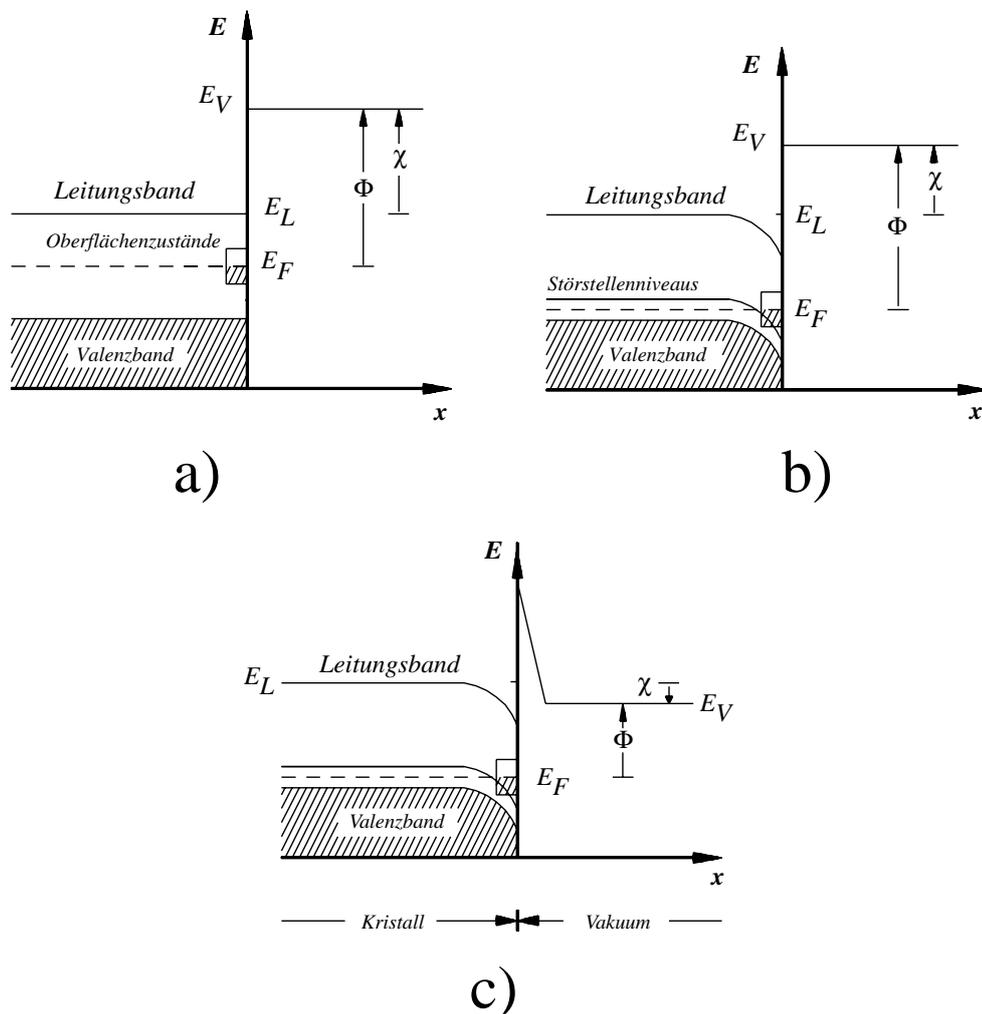


Abbildung 3.7: Hier sind die Potentialverhältnisse an der Kristalloberfläche dargestellt: a) undotiert, b) p - dotiert und c) mit Cäsium bedampft. Die effektive Elektronenaffinität  $\chi$  wird bis hin zu negativen Werten abgesenkt, so daß sich das Vakuumniveau energetisch unterhalb des Leitungsbandniveaus des Kristalls befindet.

flächenzustände ändert das Fermi - Niveau an der Oberfläche seine Position nur unwesentlich. Die Ladungstrennung über die obersten Kristallschichten bewirkt eine elektrische Dipolschicht und diese wiederum eine Bandbiegung von  $1 \text{ eV}$  bis in Tiefen von etwa  $10 \text{ nm}$  [Spi77]. Bringt man zusätzlich ein Alkalimetall auf, welches sein Valenzelektron leicht an die Oberflächenatome des Kristalls abgibt (geringe Elektronegativität), so bildet sich an der Oberfläche eine elektrische Dipolschicht, die das Vakuumniveau bis unter das Leitungsbandniveau ziehen kann - **NEA** ist erreicht. Abbildung 3.7 zeigt die Verhältnisse schematisch. Durch zusätzliches Adsorbieren von Sauerstoff wird die Dipolschicht modifiziert, so daß die Elektronen leichter ins Vakuum austreten können. Am Übergang Festkörper

- Vakuum tritt eine Potentialspitze auf, die wegen ihrer geringen Breite von den Elektronen durchtunnelt werden kann. Für eine detaillierte Betrachtung empfiehlt sich [SSL83].

Die Quantenausbeute  $Y$  gibt an, wieviele Elektronen pro einfallendem Photon emittiert werden. Sie wird nach folgender Formel aus der Lichtleistung  $P_L$ , der Photonenenergie  $hc/\lambda$  und dem Photostrom  $I_p$  berechnet

$$Y = \frac{I_p h c}{e P_L \lambda} \quad (3.1)$$

Die Quantenausbeute wird manchmal auch einfach als wellenlängenabhängiger Quotient aus Emissionsstrom und eingestrahelter Laserleistung angegeben, so auch in dieser Arbeit.

Bei der Präparation der Kristalle auf diese Weise ist auf äußerste Reinheit der Umgebung zu achten, da schon Verunreinigungen der Oberfläche von weniger als einer atomaren Lage die **NEA** - Schichten so stark beeinträchtigen, daß keine Photoemission mehr stattfindet [FDR94].

### 3.4 Reinigung der Kristalloberfläche

Grundvoraussetzung für die Präparation einer **NEA** - Photokathode ist ein hoher Reinheitsgrad der Umgebung des Kristalls. In der Praxis befinden sich die Kathoden in **UltraHochV**akuumkammern, die aus Edelstahl bestehen. Ihre Flansche werden metallgedichtet und enthalten ausschließlich ausheizbare (mindestens  $250^\circ\text{C}$ ) Materialien. In solchen **UHV** - Kammern werden Restgasdrucke von weniger als  $10^{-11}$  mbar erzielt. Wenn keine größere Leckrate durch eine undichte Stelle der Apparatur vorliegt, wird der Enddruck durch das Verhältnis der von den Wänden desorbierten Gase zu der Saugleistung der Vakuumpumpen limitiert.

Um eine saubere Oberfläche (z.B. die Kristalloberfläche) mit einer Monolage an Restgasatomen zu belegen, wird die Zeit  $t_{mono}$  benötigt :

$$t_{mono} = 3.8 \cdot 10^{-27} \cdot \frac{n_{mono}}{p} \cdot \sqrt{mT} \approx \frac{3.6 \cdot 10^{-6}}{p} \text{ mbar}$$

$n_{mono}$  = Zahl der Teilchen pro Fläche, die eine Monolage bilden  $\approx 10^{19}/\text{m}^2$

$p$  = Druck / mbar

$m$  = Massenzahl der Teilchen im Restgas  $\approx 29$

$T$  = Temperatur  $\approx 300$  K

Für einen Druck von  $1 \cdot 10^{-11}$  mbar ergibt sich daraus ein  $t_{mono}$  von 100 Stunden. Oberflächenuntersuchungen ergaben sogar einen zehnfach kleineren Wert. Somit ist ein Druck von  $10^{-11}$  mbar eine Mindestanforderung für die zuverlässige Präparation von Photokathoden. Im folgenden wird deutlich, daß auch aufgrund von anderen Effekten die Reinheit die wichtigste Voraussetzung für den Betrieb von Quellen polarisierter Elektronen ist.

# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau

### Geschichte der Quellen

Die Quelle spinpolarisierter Elektronen PKA1 am MAMI wurde ursprünglich von K. Aulenbacher konzipiert und aufgebaut [Aul94]. Damit wurden bis 1993 erfolgreich Teststrahlzeiten zur Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons durchgeführt. Im Sommer 1993 wurde die gesamte Anlage im Quellenlabor (Abb.4.1) abgebaut, um anschließend zusammen mit einer zusätzlichen dupli-

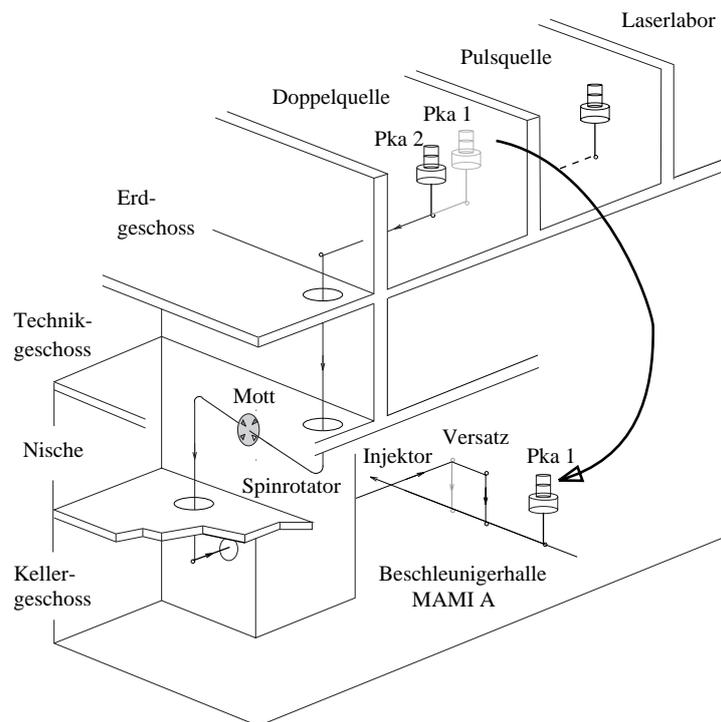


Abbildung 4.1: Die 100 keV - Strahlführung. Diese verbindet die Quellen polarisierter Elektronen (Erdgeschoß) mit dem Injektor des Beschleunigers (Halle A). In der Nische befindet sich der Spinrotator mit einem Mott - Elektronenpolarimeter.

zierten Quelle PKA2 wieder aufgebaut zu werden (bis Sommer 1994). Mit dieser Anordnung versprach man sich eine höhere Nutzbarkeit. Im Frühjahr 1995 wurde eine Vakuumschleuse der neuere der beiden Quellen PKA2 hinzugefügt [Nac96]. Dadurch wurde eine wesentliche Verbesserung der Stabilität und Flexibilität bei der Benutzung des Systems erzielt. In den folgenden zwei Jahren wurde der elektrische Formfaktor des Neutrons in den Reaktionen  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  und  ${}^2D(\vec{e}, e'\vec{n})$  in etwa 1500 Stunden Strahlzeit bestimmt [BAA<sup>+</sup>97] (siehe Kap. 2.4.3). Als Produktionsquelle diente die PKA2. Quelle PKA1, die kein Schleusensystem besaß, wurde nicht mehr benötigt. Im folgenden wird der im November 1996 vollzogene Umzug der PKA1 in die Beschleunigerhalle A beschrieben, wo sie, komplettiert durch ein Vakuumschleusensystem, wieder aufgebaut wurde (Abb. 4.1). Im Umbaukonzept mußte die im Quellenraum verbleibende PKA2 berücksichtigt werden, deren  $100\text{ keV}$  - Elektronenstrahl nach wie vor über die 25 Meter Strahlführung in den Beschleuniger injiziert werden sollte. Hierzu war eine Modifikation des letzten Abschnitts der bestehenden Strahlführung notwendig.

## 4.1 Die Quelle

Die MAMI - Quellen polarisierter Elektronen basieren auf dem Prinzip der Photoemission von Elektronen aus GaAsP - Halbleiterkristallen bei der Beleuchtung mit zirkular polarisiertem Laserlicht (Kap. 4.5). Im folgenden werden die Eigenschaften der PKA1 nach dem Umbau beschrieben. Details des Doppelquellenkonzeptes und des Schleusensystems finden sich in den Arbeiten [AN<sup>+</sup>97], [Aul94] und [Nac96].

### 4.1.1 Elektrodenkonfiguration

Abbildung 4.2 zeigt eine Quelle ohne angebautes Schleusensystem. Sie besteht aus einer  $-100\text{ keV}$  Zentralelektrode, deren Ende speziell geformt ist, um die elektrische Feldstärke auf der Elektrode gering zu halten. Der Kristall befindet sich am Ende der  $100\text{ keV}$  Elektrode, eingebettet in einen Konus ( $18^\circ$  gegen die Kristalloberfläche), der für eine Fokussierung des emittierten Elektronenstrahls sorgt. Eine weitere Elektrode, die ein Potential von  $-50\text{ keV}$  besitzt, verringert zusätzlich die elektrische Feldstärke auf der Zentralelektrode, wodurch die Wahrscheinlichkeit der Feldemission sinkt. Die Elektroden sind durch Keramikisolatoren (Nennweite  $D = 200\text{ mm}$ ) voneinander elektrisch isoliert.

Abbildung 4.3 aus [Har97] zeigt das Ergebnis einer MAFIA [Mul] - Rechnung. Helle und dunkle Bereiche symbolisieren schwache bzw. starke Feldstärken. Die Pfeile deuten auf Areale der Zentralelektrode, wo die höchsten Feldstärken vorliegen (etwa  $3.6\text{ MV/m}$ ). An der Oberfläche dieser Gebiete kann Feldemission stattfinden, vor allem wenn die Austrittsarbeit des polierten Metalls durch Cäsium, das zur Regeneration auf den Kristall gebracht wird, herabgesetzt ist [FN28] oder sich Staub auf der Oberfläche befindet. Bei der Feldemission werden Elektronen aus dem Material gelöst, die durch die anliegende Spannung auf den Kammerboden (Erddpotential) beschleunigt werden und dort Gase desorbieren. Dadurch werden

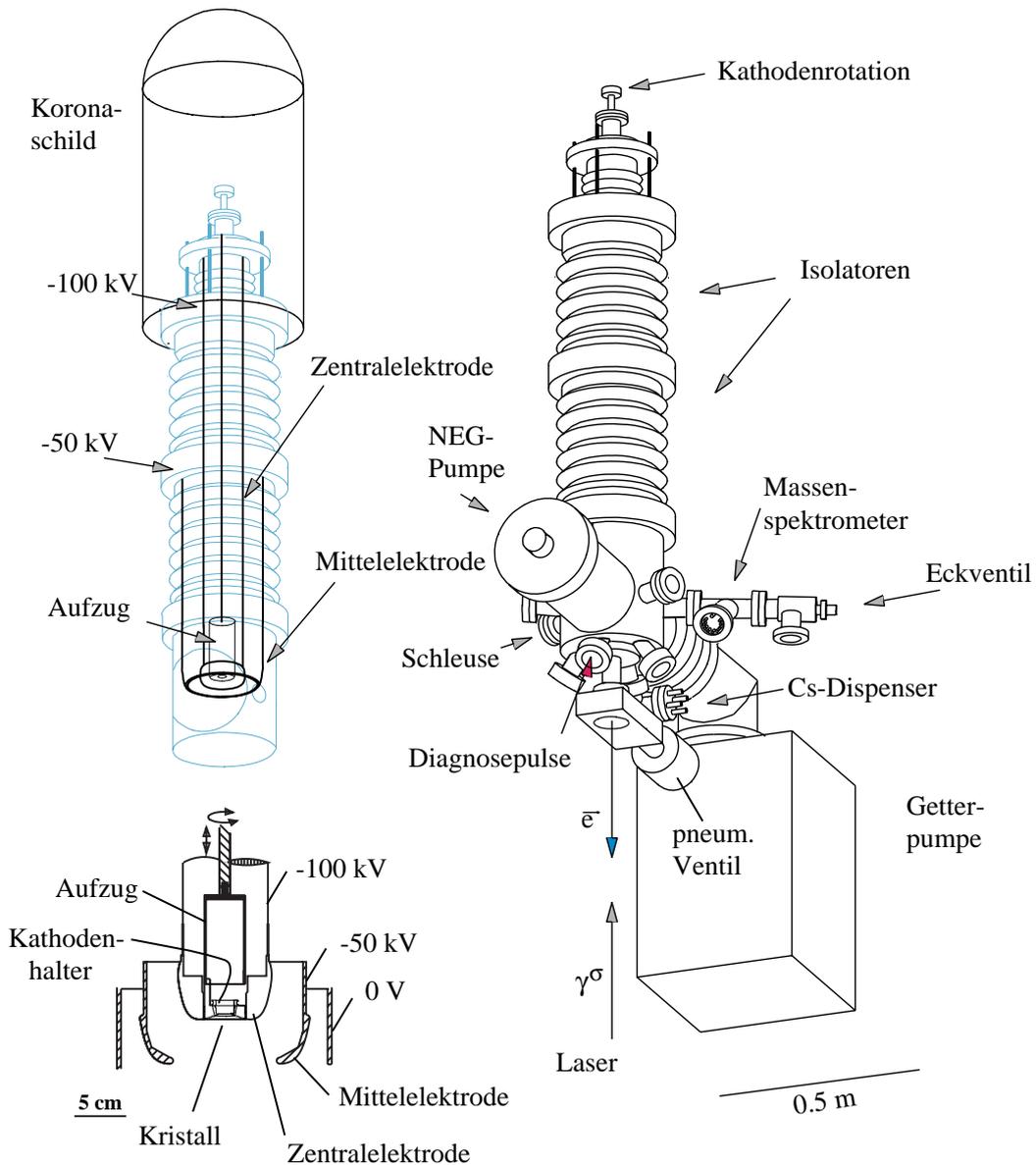


Abbildung 4.2: Die Quelle polarisierter Elektronen PKA1. Rechts sind die von außen erkennbaren Komponenten dargestellt. Links erkennt man die sich im Innern der Quelle befindenden Mittel (-50 kV) - und Zentralelektrode (-100 kV). Unten links wird ein vergrößerter Ausschnitt der Kathodenregion gezeigt. Außen, auf dem oberen Teil der Apparatur, schützt ein Koronaschild die Quelle.

die Vakuumbedingungen so weit verschlechtert ( $10^{-13} \text{ mbar/nA}$ ), daß die NEA der Kathode schnell zerstört wird und keine akzeptablen Lebensdauern zustande kommen. Tritt der seltene Fall von Feldemission auf, kann diese im allgemeinen durch Hochspannungskonditionierung beseitigt werden. Während dieses Vorgangs befindet sich kein Kristall in der Quelle.

Die Quelle wird mit einem spannungsstabilisierten 100 kV - Netzgerät versorgt.

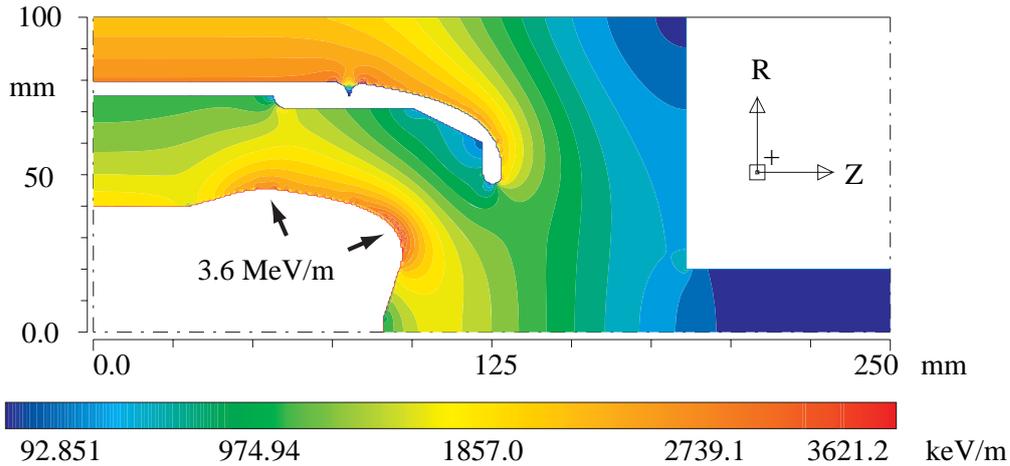


Abbildung 4.3: Berechnung der Feldstärke in der Kristallregion am unteren Ende der Zentralelektrode. Es wird nur die Hälfte des Schnitts gezeigt, da die Anordnung rotationssymmetrisch ist. Im oberen Teil der Abbildung ist die 50 kV Elektrode zu erkennen. Der rechte Winkel stellt den Quellenrezipienten (Erdepotential) dar.

Über eine Widerstandskette erhält die Mittelelektrode ein Potential zwischen  $-30\text{ kV}$  und  $-70\text{ kV}$ . Ein Digitalvoltmeter, das sich auf Hochspannungspotential befindet, zeigt den emittierten Photostrom an. Die Anzeige wird mit einer Kamera beobachtet. Ein Strom - Frequenz - Wandler mißt den gesamten Strom, der durch die Isolierstange der Kathodenrotation, die Lichtleiter und durch die Luft (Korona, St. Elms Feuer) abfließt. Lichtleiter werden benötigt, um den Strom - Frequenz - Wandler anzusteuern und auszulesen. Ein Koronaschild schirmt Kanten und Spitzen im oberen Bereich der Quelle ab, um Entladungen durch die Luft zu verhindern. Eine Möglichkeit, die Feldemission gering zu halten, ist das langsame, über Stunden verzögerte Steigern der Elektrodenspannung, besonders nach einer längeren Strahlpause. Ein abruptes Anlegen der vollen Spannung hat sich als sehr schädlich herausgestellt.

In [Har97] wird Auskunft gegeben über das Raumladungsverhalten eines in der Quelle erzeugten und beschleunigten Elektronenstrahls. Danach beträgt die Energiebreite des Elektronenstrahls bei  $1.3\text{ mA}$  etwa  $300\text{ eV}$ . Ein mit MAMI - Frequenz ( $2.45\text{ GHz}$ ) repetierender Elektronenstrahl mit einer Bunchlänge von  $30\text{ ps}$  (FWHM) und einem mittleren Strom von  $100\text{ }\mu\text{A}$  ( $40\text{ fC}$  pro Bunch) besitzt einen Pulsstrom von  $1.3\text{ mA}$ . Daraus folgt, daß die Elektrodenkonfiguration für einen Pulsbetrieb (100 % Transmission) bei voller Auslastung von MAMI geeignet ist. Da das neue Buncherkonzept eine Einfangeffizienz von 50 % (dies entspricht einer Zeitdauer von  $200\text{ ps}$ , also einer Strahltransmission von 99 % bei einer Pulslänge von  $60\text{ ps}$  FWHM) besitzt und die Energiebreite mit der Pulslänge abnimmt (bei konstantem mittlerem Strom), stellen die Angaben eine obere Abschätzung dar.

### 4.1.2 Vakuumbedingungen

Die gesamte Quelle ist in **Ultrahochvakuum** - Technologie aufgebaut. Es werden hauptsächlich unmagnetischer Edelstahl (1.4429, 1.4471) und Keramik verwendet. Die Flansche entsprechen der üblichen **ConFlat** - Norm (CF) und werden durch versilberte OFHC<sup>1</sup> - Kupferringe gedichtet. Das Vakuum wird durch eine Kombination einer 110 l/s - Ionengetterpumpe<sup>2</sup> und einer 500 l/s - NEG - Pumpe<sup>3</sup> erzeugt. Der angezeigte Totaldruck des Quadrupol - Massenspektrometers<sup>4</sup> beträgt weniger als  $10^{-11}$  mbar. Ein solches Massenspektrometer besitzt einen Heizdraht, dessen emittierte und beschleunigte Elektronen die zu detektierenden Atome bzw. Moleküle durch Stoß ionisieren und durch einen nachfolgenden Quadrupol nach

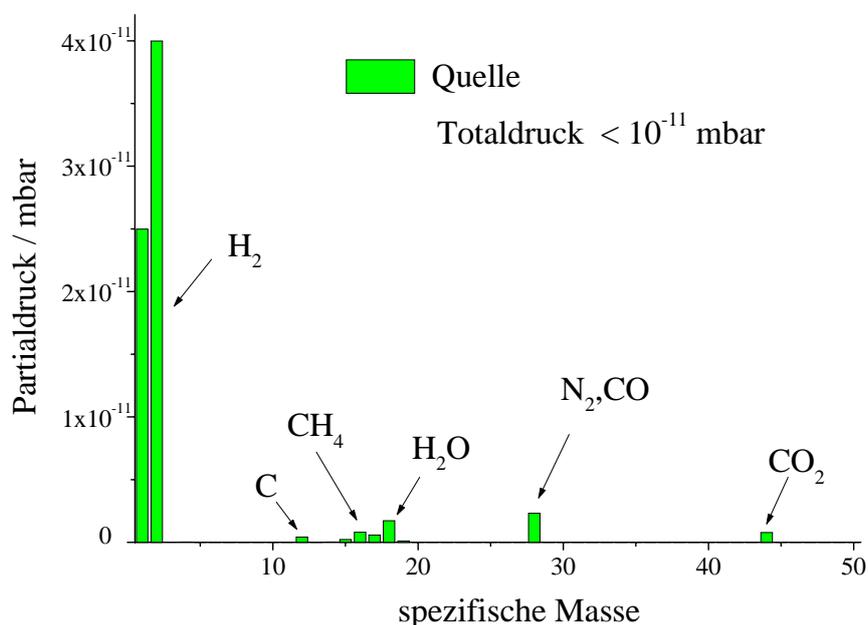


Abbildung 4.4: Massenspektrum der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 nach dem Ausheizen. Alle Partialdrücke (außer  $H$  und  $H_2$ ) befinden sich im  $10^{-12}$  mbar - Bereich. Die Totaldruckanzeige des Meßgerätes liegt unter  $10^{-11}$  mbar.

der spezifischen Masse sortiert. Dieses Filament erzeugt Licht, das unter anderem auch auf die Kathodenoberfläche trifft, wodurch ein unpolarisierter Elektronenhalo produziert wird. Deswegen wurde ein Sichtschutz vor das Massenspektrometer plaziert, der vom Restgas in der Quellenkammer überwunden wird (Leitwert etwa 70 %), vom Licht jedoch nur durch Vielfachreflexion passiert werden kann. Dadurch kann das Massenspektrometer auch während der Elektronenstrahlproduktion betrieben werden. Die Stabilität des Strahlbetriebes hängt entscheidend

<sup>1</sup>oxygen free high conductivity

<sup>2</sup>Varian

<sup>3</sup>non evaporable getter, Typ GP 500 MK4 St707, SAES GETTERS, Mailand

<sup>4</sup>Hiden Hal201

von der Qualität des Vakuums ab. Deshalb muß der Sauberkeit der verwendeten Bauteile oberste Priorität geschenkt werden. In der Vorbereitungszeit des Umbaus wurden deshalb alle Teile gründlich mit Azeton im Ultraschallbad gereinigt. Um einen Totaldruck von weniger als  $10^{-11}$  mbar zu erreichen, muß die gesamte Quelle für etwa zehn Tage ausgeheizt werden. Bei dieser Prozedur wird die Temperatur sukzessive auf den Maximalwert von  $250^\circ C$  erhöht. Die Endtemperatur wird solange aufrechterhalten, bis sich der Druck in 24 Stunden um nicht mehr als 10 % erniedrigt. Danach wird die Heizung abgeschaltet. Es ist sehr wichtig, vor dem Ausheizen bei einem Druck von etwa  $10^{-7}$  mbar sowohl das Massenspektrometer (Degas - Funktion) als auch die Cäsium - Dispenser (Kap. 4.1.3) in Betrieb zu nehmen, um diese zu reinigen. Die Elemente werden dabei stärker erwärmt als später während des Quellenbetriebs üblich, so daß dann der Druckanstieg so gering wie möglich ist. In Abbildung 4.4 ist das Massenspektrum nach dem Ausheizen dargestellt.

### 4.1.3 Quellenkomponenten

#### Cäsium

Fällt die Quantenausbeute während des Experimentierbetriebes ab, ist es unter Umständen möglich, den Kristall durch Cäsiumbedampfen zu regenerieren. Hierzu befinden sich an einem seitlichen Stutzen des Quellenrezipienten vier Cäsi-

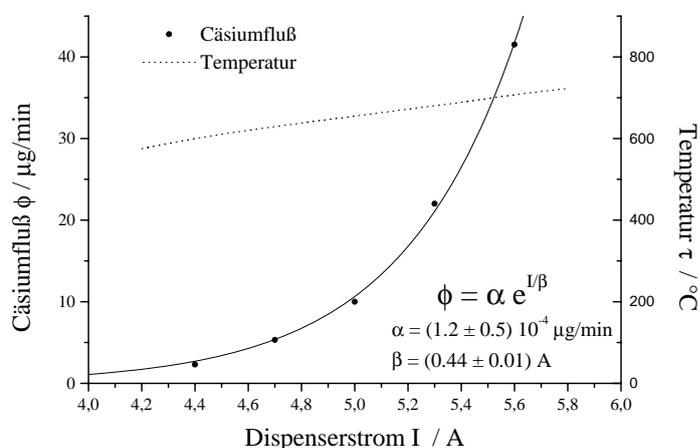


Abbildung 4.5: Abhängigkeit des Cäsiumflusses vom Dispenserstrom aus [SCF85]. Die gepunktete Linie gibt die Temperatur des Dispensers an.

umdispenser<sup>5</sup>. Sie bestehen aus einem Nickel - Chrom - Mantel, der ein Gemisch aus  $Cs_2CrO_4$  und einer Legierung aus  $ZrAl$  umgibt. Letzteres dient nicht nur als Reduktionsmittel zur Cäsiumproduktion, sondern auch als Gettermaterial, um die chemisch aktiven Gase zu absorbieren, die bei diesem Prozeß entstehen.

<sup>5</sup>Cs/NF/25/FT10+10, SAES GETTERS, Mailand

Es ist das gleiche Material, das auch in den NEG - Pumpen Verwendung findet. Zur Cäsium - Produktion werden die Dispenser durch Stromfluß geheizt, wobei das Alkalimetall den Dispenser durch einen kleinen Spalt in der Ummantelung verlassen kann und relativ ungerichtet in den Halbraum diffundiert. In Abbildung 4.5 erkennt man neben der Temperatur - auch die Cäsiumfluß - Abhängigkeit vom Heizstrom [SCF85]. Die verwendeten Dispenser enthalten etwa  $10.8\text{ mg}$  Cäsium, wovon etwa 10 % zu Beginn durch das thermische Reinigen verlorengehen. Es verbleibt soviel Cäsium, um bei einem Heizstrom von  $4\text{ A}$  eine Cäsium - Menge von  $2\text{ }\mu\text{g}/\text{min}$  für einen Zeitraum von etwa 80 Stunden produzieren zu können. Versuche mit einer Cäsiumquelle, die das Cäsium direkt auf die Fläche des Kristalls lenken sollte, schlugen fehl [Har92].

### Ventile

An der Quelle befinden sich drei Ventile. Das Eckventil ist an einem seitlichen Stutzen befestigt. Es dient zum Anschluß einer Turbopumpe, über die die Quelle kontrolliert, zum Beispiel mit trockenem Stickstoff belüftet oder evakuiert werden kann.

Bei dem zweiten handelt es sich um ein fernsteuerbares pneumatisches Ganzmetallventil, durch das die Quelle von der Strahlführung getrennt werden kann. Dadurch kann die Strahlführung separat von der Quelle belüftet werden. Eine wichtige Funktion des Ventils liegt im Schutz der Quelle gegen Vakuumeinbruch im weiteren Verlauf der Strahlführung oder im Beschleuniger.

Das dritte Ventil dient zur Abtrennung der Schleusenkammer. Es wird nur zum Kristallwechsel geöffnet.

### Kathodenrotation

Nimmt die Quantenausbeute während des Strahlbetriebes lokal ab (5.1.1), wäre es wünschenswert, den Emissionsort auf der Kathode möglichst ohne Nachjustieren des Elektronenstrahls zu wechseln. Deshalb ist die Kathodenhalterung rotierbar gelagert und während des Strahlbetriebes ferngesteuert drehbar. Da der Laserspot den Kristall azentrisch trifft, verändert sich der Emissionsfleck auf der Photokathode. Die Kathodenhalterung in der Zentralelektrode ist bis auf ein Spiel von etwa drei Hundertstel Millimeter eingepaßt. Deshalb muß der Elektronenstrahl, wenn überhaupt, nur wenig korrigiert werden. Mit dieser Methode konnte die Betriebsdauer einer Photokathode (Typ *InGaP*) verdoppelt werden [Nac96]. Die Kathodenrotation ist zusätzlich sehr hilfreich beim Finden des lokalen Quantenausbeutemaximums des Kristalls.

### Diagnosepulse

Die transversale Strahlposition auf der Beschleunigerachse der Mikrotrone wird durch empfindliche Hochfrequenz - Lagemonitore vor und hinter den Beschleunigersektionen festgelegt [Mer80][Kre81]. Zur horizontalen und vertikalen Korrektur kleiner Winkelfehler bei der Umlenkung des Elektronenstrahls sind auf den Rückführungsbahnen der Mikrotrone Wedler angebracht. Diese Korrekturmagnete werden beim Optimieren von MAMI so eingestellt, daß der Strahl in

jedem Umlauf mit einer Abweichung von weniger als  $\pm 0.1 \text{ mm}$  durch die elektrische Mitte der HF - Monitore tritt. Bei den Strahllagemonitoren handelt es sich um  $TM_{110}$  - Resonatoren. Tritt der Elektronenstrahl nicht durch die Mitte der Kavität, werden Schwingungen angeregt. Eine Antenne detektiert die zur Strahl-ablage proportionale HF - Leistung.

Um die Strahllage für die einzelnen Umläufe auf der Beschleunigerachse kontrollieren zu können, wird der MAMI - Strahl in der Optimierungsphase vom Dauerstrich - auf Pulsbetrieb mit  $10 \text{ ns}$  langen Pulsen umgeschaltet. Da die Pulsdauer kürzer als die benötigte Zeitdauer für einen Umlauf im Mikrotron ist, erscheint der injizierte Strahlpuls mit guter zeitlicher Trennung nach jedem Umlauf erneut auf der Beschleunigerachse. Folglich wird auf einem Oszilloskop, das die Signale der HF - Monitore darstellt, der Puls jeder Umlaufbahn in chronologischer Reihenfolge sichtbar (Abb. 4.6). Das untere Oszillogramm in Abbildung

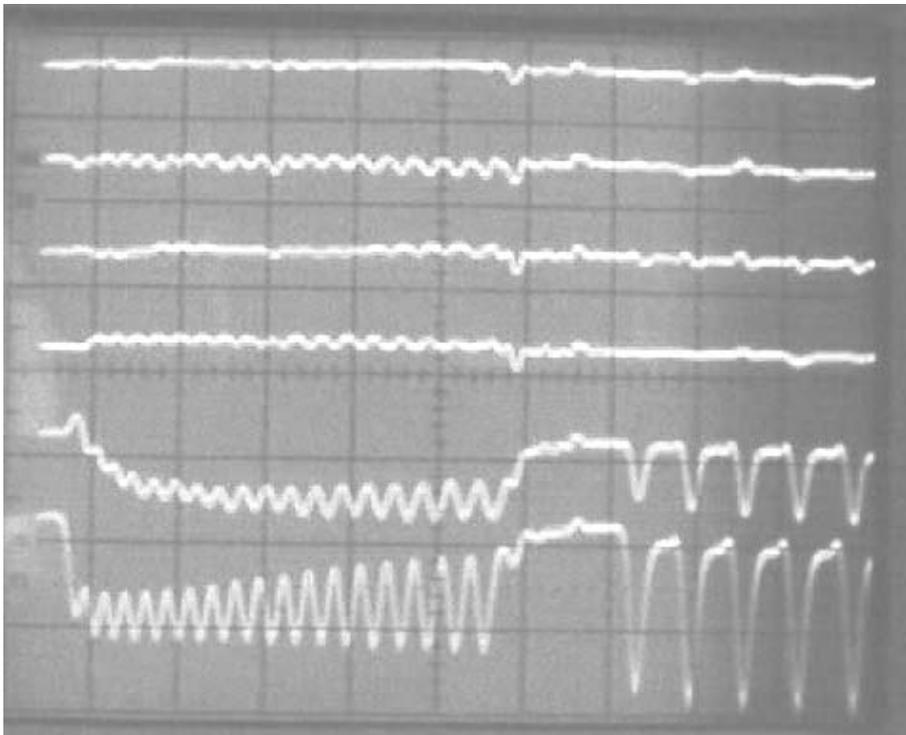


Abbildung 4.6: Photographie der Signale der HF - Monitore von RTM 1 (18 Umläufe) und RTM 2 (5 Umläufe), dargestellt auf einem Oszilloskop.

4.6 zeigt den Mikrotronstrom als Funktion der Zeit auf der Beschleunigungsachse des RTM 1 und des RTM 2 (nur die ersten fünf Umläufe). Die übrigen in Abbildung 4.6 gezeigten Oszillogramme geben Aufschluß über Orts- und Phasenablagen des Elektronenstrahls. Bei der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 in Abbildung 4.2 werden  $10 \text{ ns}$  lange Diagnosepulse mit einer separaten Laserdiode erzeugt, deren Licht über ein seitliches Fenster auf die Kathode gestrahlt wird. Die GaAsP - Standardkathoden besitzen im kurzen Wellenlängenbereich höhere Quantenausbeuten als an der Bandlücke (Abb.4.13). Dadurch ist es möglich,

mit einer bei  $680\text{ nm}$  arbeitenden Laserdiode<sup>6</sup>, die lediglich eine Laserleistung von  $30\text{ mW}$  besitzt, einen Elektronenstrom von  $1$  bis  $1.5\text{ mA}$  zu erzeugen. Der große Vorteil dieser Diode ist die direkte Ansteuerbarkeit mit einem gepulsten Netzgerät, so daß die Laserdiode Elektronenpulse von  $10\text{ ns}$  Länge mit einer Repetitionsrate von bis zu  $2\text{ MHz}$  produzieren kann. Dies entspricht einem mittleren Strom von  $100\text{ nA}$  (Peakstrom  $1\text{ mA}$ ). Die Repetitionsrate kann ferngesteuert variiert werden, um die Ladung im Beschleuniger zu verändern (z.B. kann es bei der Optimierung des Beschleunigers unter Umständen zu hohen Strahlungswerten in den Beschleunigerhallen kommen. In diesem Fall kann die Repetitionsrate der Laserdiode gesenkt werden, um den Elektronenstrom zu senken). Der Diodenlaser befindet sich an einem seitlichen Stutzen der Quellenkammer (Abb. 4.2), so daß sein Lichtstrahl relativ einfach auf die Kristalloberfläche fokussiert werden kann, denn die Entfernung zwischen Diodenlaser und Kristall beträgt lediglich  $250\text{ mm}$ . Außerdem sorgen zwei Verstellerschrauben an der Halterung der Diode für eine Justiermöglichkeit, womit der Spot des Diodenlasers mit dem des Laser, der zur Erzeugung der polarisierten Elektronen verwendet wird, zur Deckung gebracht werden kann, wodurch auch die Elektronenstrahlen übereinander liegen.

## 4.2 Vakuumschleuse

Durch den Anbau eines UHV - Schleusensystems an die Quelle PKA2 polarisierter Elektronen wurde ein entscheidender Schritt zum Erreichen eines zuverlässigeren Betriebes der Quelle PKA2 getan. Deshalb wurde dieses System für die Quelle PKA1 nachgebaut.

### 4.2.1 Vorteile

Einige Vorteile der Installation einer Schleuse werden kurz beschrieben :

- Es ist möglich, einen Kristall innerhalb weniger Stunden zu präparieren und in die Quelle zu transferieren, ohne das UHV der Quelle zu brechen. Ohne Schleuse wird die maximale Betriebszeit einer polarisierten Quelle durch die Quantenausbeute, die Lebensdauer und die maximal zur Verfügung stehende Lichtleistung vorgegeben (siehe Kap. 5), da ein Kristallwechsel ohne Schleuse eine Betriebspause von mindestens zwei Wochen erzwingt.
- Die Präparation findet in einer eigenen Präparationskammer statt. Dadurch gelangt nicht unnötig Cäsium in die Quellenkammer, wodurch Feldemission auf den Elektroden vermieden wird (siehe Kap. 4.1.1).
- Das Einbringen einer völlig neuen Kathode von außen in die Quelle kann in 24 Stunden durchgeführt werden.
- Falls doch Feldemissionen an den Elektroden oder Isolationsströme an den Keramikisolatoren auftreten, können diese durch Hochspannungskonditionierung beseitigt werden. Zu dieser Zeit befindet sich der Kristall in der Präparationskammer.

---

<sup>6</sup>z.B. Toshiba TOLD 9150 ( $50\text{ mW}$ ,  $680\text{ nm}$ )

### 4.2.2 Funktionsweise

Der Gesamtaufbau des Schleusen - Systems ist in Abbildung 4.7 schematisch dargestellt. Die gesamte Apparatur ist in UHV - Technologie ausgeführt. Sie besteht aus Schleusen -, Präparations - und Quellenkammer, die voneinander durch Ganzmetallventile (NW 40) getrennt werden können.

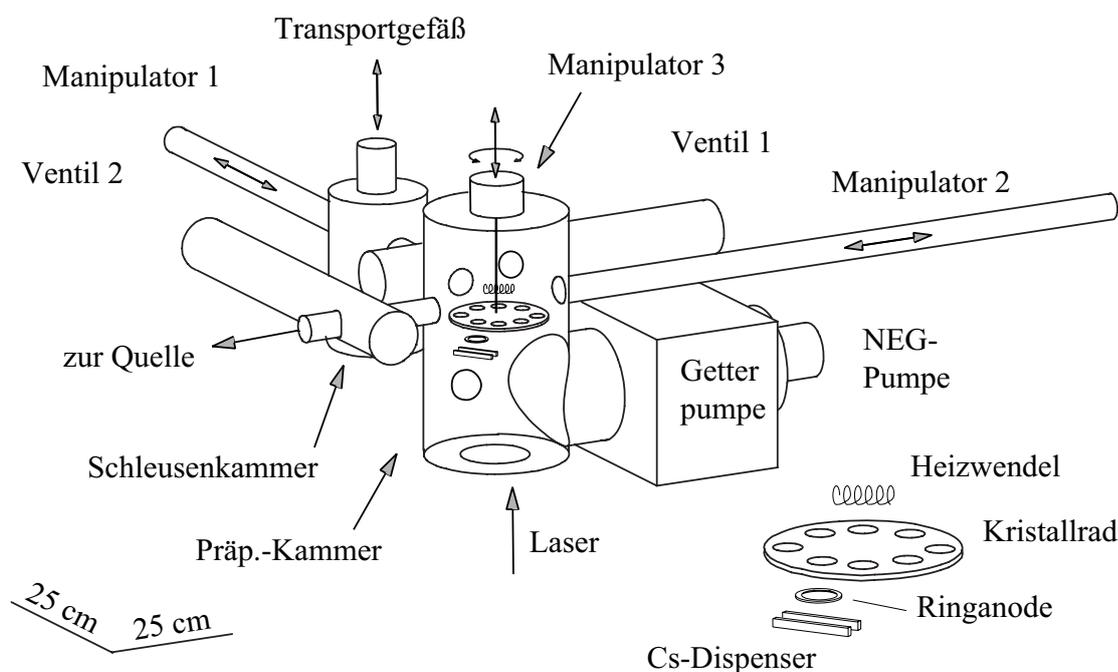


Abbildung 4.7: Aufbau des Schleusen - Präparations - Systems. Rechts unten sind die Innenteile der Präparationskammer vergrößert dargestellt.

Die Schleusen- und Präparationskammer besitzt eine  $60\text{ l/s}$  - Turbopumpe mit einer vorgeschalteten ölfreien Membranpumpe, die das Volumen der Kammer von etwa einem Liter innerhalb einiger Stunden bis auf einen Restdruck von  $10^{-7}\text{ mbar}$  evakuieren. Um einen sog. „closed cycle“ (Abschn. 4.2.3) aufrecht zu erhalten, wurde die Kammer so konstruiert, daß ein Transportgefäß aufgesetzt werden kann, das erst dann zur Kammer hin geöffnet wird, wenn gute Vakuumbedingungen vorliegen. Dadurch wird die Kontamination des Kristalls verhindert. Der Kristall ist in einem konischen Molybdän - Puck<sup>7</sup> mit Hilfe eines Wolframdrahtes befestigt. Nach Bepumpen der Schleusen- und Präparationskammer auf  $10^{-7}\text{ mbar}$  (üblicherweise 12 Stunden) wird das Ventil 1 zur Präparationskammer geöffnet und der Kristall mittels einer Magnetschiebedurchführung (Manipulator 1) in das Kristallrad eingesetzt. Das Aufnehmen und Absetzen der Kristallpucks geschieht mit Hilfe einer Edelstahlgabel (Abb. 4.8), die an der Spitze des Manipulators befestigt ist und mit geringem

<sup>7</sup>Molybdän ist ein besonders reines Material, das beim Heizen des Kristalls wenig Verschmutzungen freisetzt

Kraftaufwand über einen kleinen Widerstand hinweg in die Nut des Kristallhalters rutschen kann.

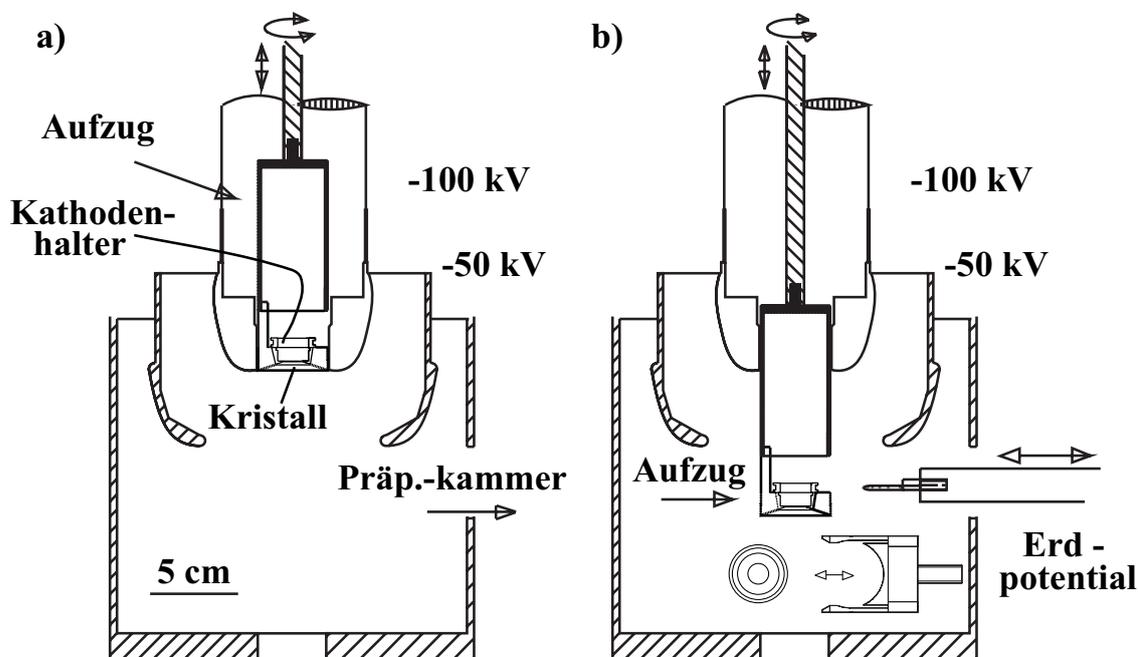


Abbildung 4.8: Querschnitt durch die Quellenkammer. Detailzeichnung zur Kristallübergabe zwischen Präparations- und Quellenkammer. Rechts ist zusätzlich die Spitze des Manipulators eingezeichnet, mit dem der Kristallpuck von der Präparations- in die Quellenkammer transportiert wird. Die Aufgreifgabel und der Puck sind rechts in der Seitenansicht und der Draufsicht dargestellt.

Die Präparationskammer besteht aus einem gewinkelten Rohr (NW 150), an dessen horizontalem Flansch eine 60 l/s Ionengetterpumpe<sup>8</sup> und eine 300 l/s NEG - Pumpe<sup>9</sup> angebracht sind. Zur Überwachung des Drucks und Bestimmung der Partialdrücke ist ein Massenspektrometer<sup>10</sup> an einem der Stutzen der Kammer angebracht. Zentrales Element der Präparationskammer ist das Kristallrad aus Titan (geringe Wärmeleitfähigkeit), in dem bis zu acht Kristallhalter gelagert werden können. Das Rad ist drehbar gelagert und in der Höhe verstellbar. Unterhalb des Kristallrades befinden sich zwei Cäsiumdispenser und eine aus Nickeldraht gebogene Ringanode von 2 cm Durchmesser, die über eine Vierfach - Stromdurchführung von der Präparationskammer galvanisch entkoppelt sind. Des Weiteren ist ein Feindosierventil mit einem  $NF_3$  - Reservoir angebracht. Dispenser,

<sup>8</sup>differentielle Ionengetterpumpe der Firma Perkin&Elmar

<sup>9</sup>Capacitorr, SAES, Mailand

<sup>10</sup>Masstor, Fisons

Anode und  $NF_3$  werden für die Aktivierung der Kathoden benötigt<sup>11</sup>.

Der Transfer (Abb. 4.8) von Kristallen zwischen Quelle und Präparationskammer wird nach dem gleichen Prinzip wie zuvor mittels einer Magnetschiebedurchführung vorgenommen. Der „Aufzug“ ist durch eine 80 cm lange Edelstahlstange an einer Kombination aus einer Höhenverstellung und einer Drehdurchführung am oberen Ende der Quelle befestigt. Zum Transfer wird dieser herabgelassen, so daß der Kristallhalter in die konische, auf Paß gearbeitete Öffnung abgesetzt werden kann.

### 4.2.3 Präparation einer Photokathode

#### Der „closed cycle“

„Closed cycle“ ist die Bezeichnung für ein Verfahren, bei dem die Kristalle während und nach einer Reinigung der Oberfläche durch Ätzen bzw. beim Einbau in den Kristallhalter nicht mehr mit Laborluft in Berührung kommen. Dies wird mit Hilfe von „glove - bags“ erreicht, die ein Arbeiten unter einer trockenen Stickstoffatmosphäre erlauben. Durch das an der Schleusenkammer anzufanschende Transfergefäß ist es möglich, die Kristalle von einem glove - bag zur Apparatur zu transportieren, so daß weder die Kristalle noch die Innenseite des Gefäßes durch Luft kontaminiert werden [Sch95].

#### Reinigung der Kristalloberfläche durch Ätzen

In der Vergangenheit wurde eine Vorreinigung der Kristalloberfläche durch Ätzen des Kristalls vorgenommen. Dazu gibt es verschiedene Ansätze von Gemischen aus z.B. Schwefelsäure, Wasserstoffperoxid und doppelt destilliertem Wasser im Mischungsverhältnis  $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O = 8 : 1 : 1$ , die die Kristalloberfläche (etwa  $20\text{ nm/s}$ ) abtragen. Andere Lösungen aus Salzsäure und Isopropanol ( $HCl : C_3H_7OH = 1 : 5$ ) sollen nur die Oberflächenverunreinigungen beseitigen, ohne den Kristall zu beschädigen [ABPT94]. Diese Vorreinigungen werden bei Kristallen mit einer dünnen ( $150\text{ nm}$ ) photoemittierenden Schicht nicht angewendet, da zu befürchten ist, daß die aktive Schicht zu sehr oder unregelmäßig abgetragen wird. Diese Kristalle erhalten während des Produktionsprozesses eine äußere Arsenschicht, die deren Oberfläche schützt, und werden deshalb nicht geätzt. Die Arsenschutzschicht wird vor der ersten Präparation im UHV thermisch beseitigt.

#### Thermische Reinigung

Während die Wasserstoffreinigung eine spezielle Behandlung der Photokathoden darstellt und auf Ätzen der Kristalle im Normalfall verzichtet wird, werden zur Herstellung einer NEA Photokathode alle Kristalle in der Präparationskammer 30 bis 60 Minuten bei  $560^\circ\text{ C}$  bis  $600^\circ\text{ C}$  mit Hilfe einer Wolframwendel von hinten geheizt. Dadurch werden Adsorbate wie Kohlenstoff oder Sauerstoff desorbiert und die Oberfläche des Kristalls im Maßstab von atomaren Monolagen gesäubert

<sup>11</sup>Im Verlauf der Arbeit wurde das  $NF_3$  durch  $O_2$  ausgetauscht

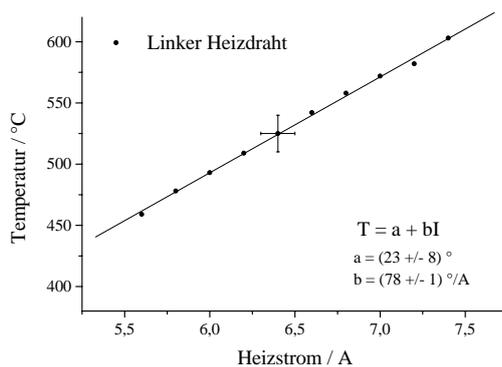


Abbildung 4.9: Temperatureichung eines Heizwendels der Präparationskammer

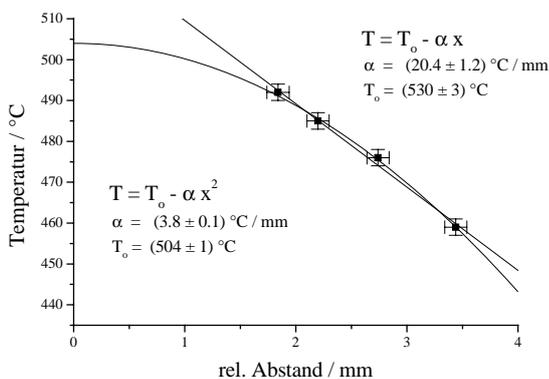
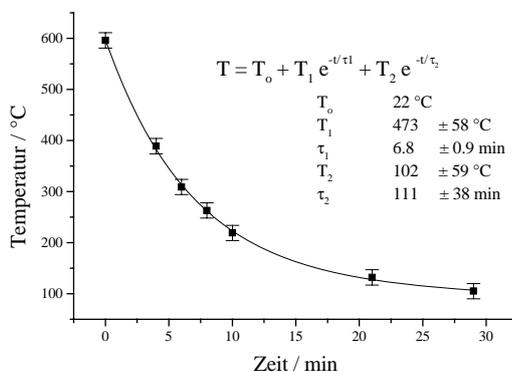


Abbildung 4.10: Zur thermischen Reinigung der Oberfläche einer Photokathode wird der Kristall für etwa 30 Minuten erhitzt. Anschließend muß der Kristall abkühlen, bevor mit der Präparation begonnen werden kann. Im oberen Graph ist das Abkühlen eines Kristalls mit einer Anfangstemperatur von 600° C dargestellt. Unten : Abhängigkeit der Endtemperatur von der Entfernung zwischen Heizwendel und Puck während des Ausheizvorgangs.

[Fis94]. Die Höhe der Ausheiztemperatur hängt von der thermischen Stabilität des verwendeten Kristallmaterials ab. Der Heizstrom wird schrittweise auf den benötigten Wert erhöht. Dabei wird darauf geachtet, daß der Druck einen Wert von etwa  $3 \cdot 10^{-9}$  mbar nicht übersteigt. Bei ganz neu eingeschleusten Kristallen kann der Prozeß mehrere Stunden in Anspruch nehmen oder muß in mehreren Etappen geschehen, da die Kristallhalter durch das Einsetzen eines Kristalls leicht verunreinigt sein können. Dieses Problem kann gemindert werden, indem der Kristallhalter zuerst ausgeheizt wird und die Photokathode danach im closed cycle in den Halter eingebaut wird. Nach mehrmaligem Heizen kann der Heizstrom üblicherweise innerhalb weniger Minuten auf den Endwert eingestellt werden. Der Graph 4.9 zeigt die Abhängigkeit der Endtemperatur vom Heizstrom des Wolframfadens. Nach dem Heizprozeß kühlt der Kristall innerhalb von 40 Minuten (Abb. 4.10 oben) von anfänglich  $600^\circ C$  auf  $100^\circ C$  ab. Nach dieser Zeit findet im allgemeinen die Präparation des Kristalls statt, der zu diesem Zeitpunkt also noch leicht erhitzt ist. Die Zeitdifferenz zwischen dem Abschalten der Heizung und dem Beginn der Präparation stellt jedoch erfahrungsgemäß keine kritische Größe dar. Das Abkühlen wird durch eine Exponentialfunktion beschrieben, die

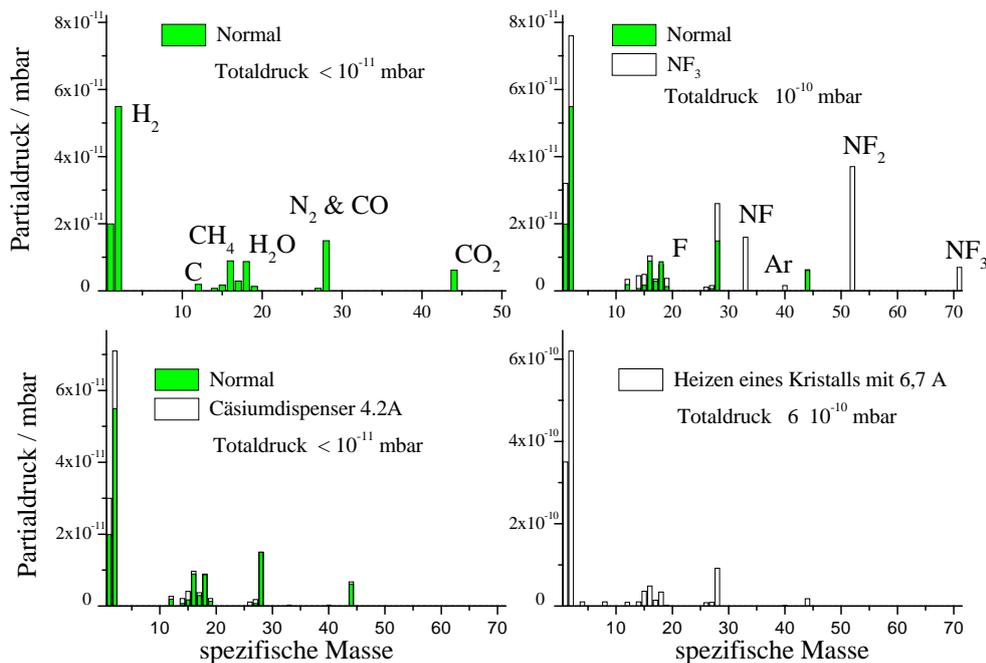


Abbildung 4.11: Massenspektrum während verschiedener Phasen der Präparation. Links oben: Druckverhältnisse in der Präparationskammer nach dem Ausheizen der Apparatur. Rechts oben: Einlassen von  $NF_3$ , bis der Totaldruck auf  $10^{-10}$  mbar angestiegen ist. Links unten: Druckverhältnisse bei Inbetriebnahme des Cäsiumdispensers mit 4.2 A. Rechts unten: Massenspektrum während der thermischen Reinigung einer Photokathode.

zwei Zeitkonstanten ( $T_1$ ,  $T_2$ ) enthält, die der Region des Pucks und die der gesamten Kammer. Die Abhängigkeit der Heiztemperatur vom Abstand des Pucks zur Heizwendel zeigt Abbildung 4.10 unten. Befindet sich der Puck in der Nähe des Heizwendels (der Abstand zwischen Oberkante und dem Wolframdraht beträgt etwa  $1\text{ mm}$ ), so ändert sich die Temperatur um etwa  $20^\circ\text{ C/mm}$ .

### Standard NEA - Präparation

Zur Präparation wird das Licht einer Laserdiode ( $\lambda = 828\text{ nm}$ ) durch das untere Fenster der Präparationskammer, durch die Ringanode an den Dispensern vorbei auf die Kristalloberfläche gerichtet. Die Anode wird über ein  $\mu\text{A}$ -Meter auf eine Spannung von  $+125\text{ V}$  angehoben. Danach wird der Cäsiumdispenser mit etwa  $4.2\text{ A}$  geheizt. Nach etwa 25 Minuten setzt die erste meßbare Photoemission ein. Überschreitet die Quantenausbeute ihr Maximum, so wird der Emissionsstrom auf die Hälfte des Maximalwertes fallen gelassen, bevor  $\text{NF}_3$  über ein Feindosierventil in die Präparationskammer eingelassen wird. Der Partialdruck von  $\text{NF}_3$  sollten einen Wert von  $10^{-9}\text{ mbar}$  nicht übersteigen, da dieses Gas die Pumpleistung von Getterpumpen negativ beeinflusst. Das Massenspektrum während verschiedener Phasen der Präparation zeigt Abbildung 4.11. Ist das Maximum der Quantenausbeute erreicht, wird die  $\text{NF}_3$ -Zufuhr sofort gestoppt, so daß der Kristall wieder in die Phase der Cäsierung gelangt. Ist der Kristall „übercäsirt“, beginnt wieder die Gaszugabe. Während der gesamten Präparation ist der Dispenserstrom konstant. Der Prozeß wird solange weitergeführt, bis sich die Quan-

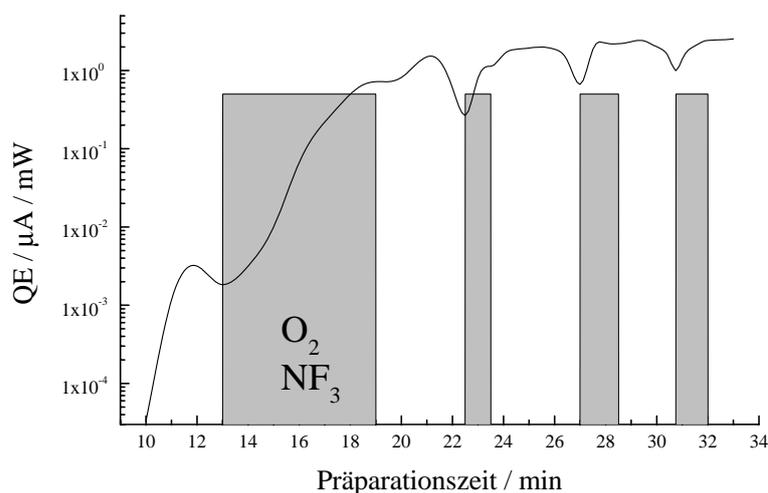


Abbildung 4.12: Verlauf einer Präparation. Der Cäsiumdispenser ist während der gesamten Zeit der Präparation in Betrieb. Nachdem die Quantenausbeute ihr erstes Maximum überschritten hat, wird  $\text{NF}_3$  bzw.  $\text{O}_2$  bis zum Erreichen des nächsten Maximums eingelassen. In diesem Fall ist das absolute Maximum der Quantenausbeute nach etwa einer halben Stunde erreicht. Die Präparation ist beendet.

tenausbeute nicht mehr steigern läßt. Dies ist üblicherweise nach etwa einer halben Stunde der Fall (Abb. 4.12 zeigt den Verlauf einer Präparation). Erfahrungen unserer Arbeitsgruppe haben gezeigt, daß verschiedene Präparationsmethoden - unterschiedliche Zugabe von  $NF_3$  und Cäsium in verschiedenen Phasen der Präparation - zu keinen signifikant unterschiedlichen Resultaten führen. Dennoch sollte die Präparation in Zukunft durch Automatisierung (Kap. 4.2.5) standardisiert werden.

#### 4.2.4 Die Standardkathode X-1111

Die in der MAMI Quelle polarisierter Elektronen verwendeten Standardkathoden werden am Ioffe Institut (St. Petersburg) in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Mamaev (Staatl. Technische Universität St. Petersburg) her-

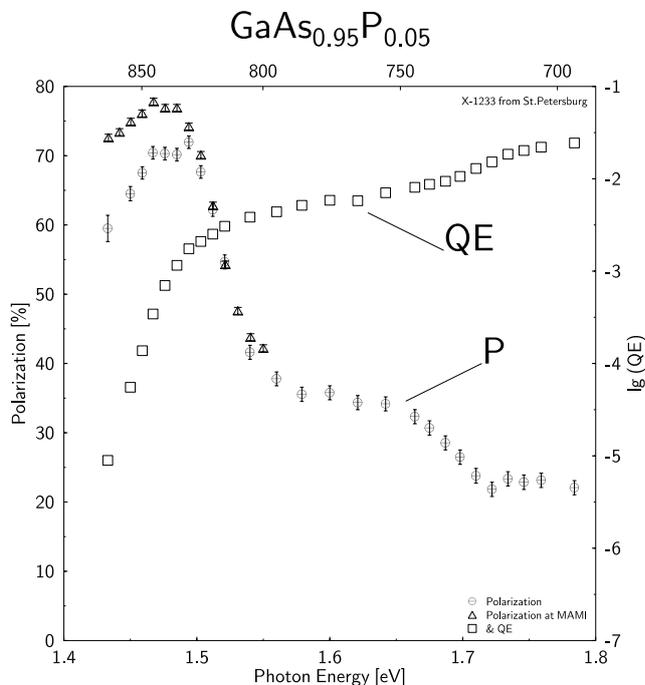


Abbildung 4.13: Typisches Spektrum eines  $GaAs_{0.95}P_{0.05}$ , Typ X-1111. Das Maximum der Polarisation liegt bei einer Wellenlänge von 830 nm zwischen 75 % und 80 %. Die Quantenausbeute erreicht hier Werte im Promillebereich.

gestellt. Es handelt sich um vielschichtige uniaxial deformierte  $GaAs_{0.95}P_{0.05}$  - Kristalle, die mit Hilfe der MOCVD Technik produziert wurden und im letzten Arbeitsgang eine Arsenschicht erhalten, die die Kristalloberfläche schützen soll. Zahlreiche Präparationen verschiedener Kathoden dieses Typs führten in unterschiedlichen Apparaturen zu reproduzierbaren Ergebnissen [Sch98a]. Abbildung 4.13 zeigt das Spektrum eines typischen Vertreters dieser Serie. Die maximale Polarisation liegt im allgemeinen bei einer Wellenlänge von 832 nm zwischen

70 % und 80 %. An diesem Arbeitspunkt werden Quantenausbeuten zwischen 0.1 % bis 0.5 % erreicht. Eine Liste sämtlicher durchgeführter Messungen findet sich in [Sch98].

In der Arbeitsgruppe von Prof. Adrian, Institut für Physik Mainz, wurde mit Unterstützung von W. Westerburg die Oberflächenrauhigkeit eines  $GaAs_{0.95}P_{0.05}$  vom Typ X-1111 (Reihe 1298) mit einem Kraftmikroskop [Eck96] untersucht. Die Messung ergab eine durchschnittliche Rauigkeit von 500 Å. Das Ätzen des Kri-

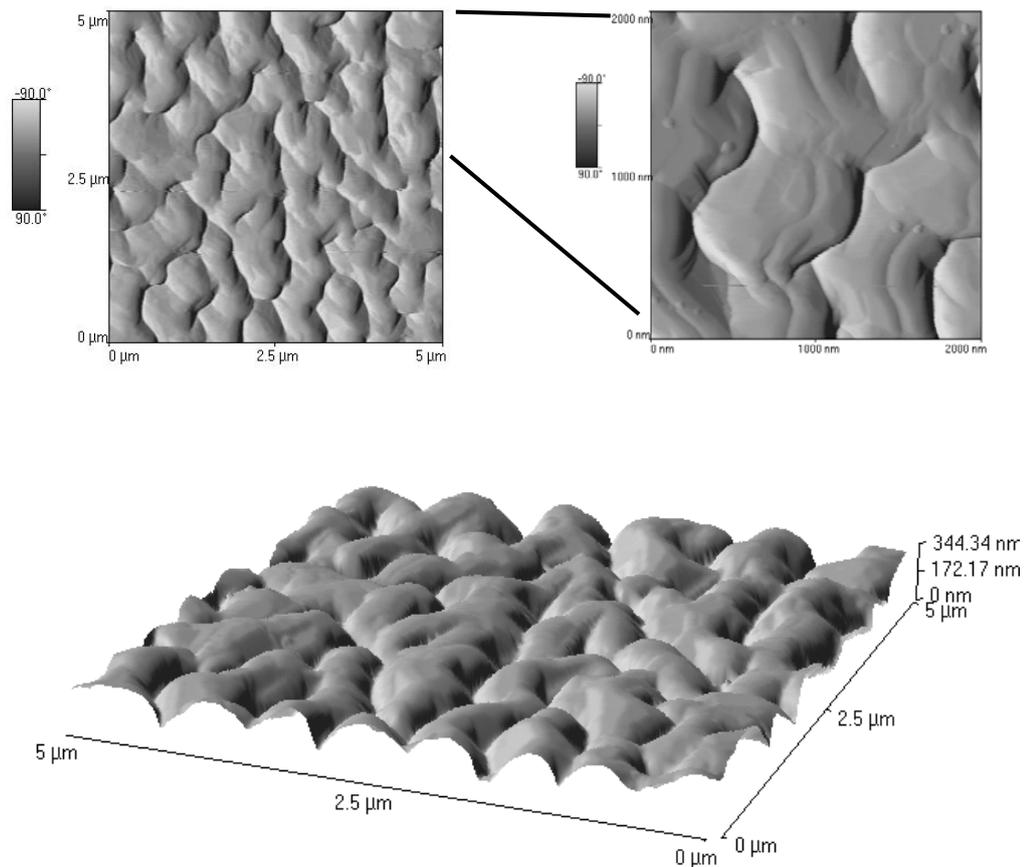


Abbildung 4.14: Oberflächenplots einer  $GaAs_{0.95}P_{0.05}$  (X-1111) - Kathode

stalls (etwa 20 Sekunden) in einer zehnpromzentigen Salzsäure, das zum Auflösen der Arsenschutzschicht dient, verschlechterte die Oberfläche nicht. Die effektive Oberfläche ist etwa 25 % größer als die geometrische, so daß ein Kristall mit 10 mm Durchmesser knapp  $1 \text{ cm}^2$  Fläche besitzt. Abbildung 4.14 zeigt links oben einen Scanbereich von  $25 \mu\text{m}^2$ , rechts oben einen Ausschnitt von  $4 \mu\text{m}^2$ . Durch die Schattierung ist die Oberflächenstruktur zu erkennen. Ein 3D - Plot (unten) gibt ebenfalls einen Eindruck von der Rauigkeit. Die Oberfläche der Unterseite (Substrat) hat etwa ein Zehntel der Rauigkeit der aktiven Schicht.

### 4.2.5 Automatisierung

Nach der Präparation (Zeitaufwand etwa 60 Minuten) wird der Kristall so schnell wie möglich in die Quelle gebracht, wobei sich meistens noch eine alte Kathode in der Quelle befindet, die zuvor ins Kristallrad gesetzt werden muß. Der Austausch einer alten Kathode durch eine neue erfordert einen Zeitaufwand von 15 Minuten. Hierbei sind aufgrund der räumlichen Gegebenheiten zwei Personen nötig. Deshalb sollten in Zukunft einige Prozesse automatisiert bzw. halbautomatisiert werden.

#### Präparation

Relativ leicht würde sich die computergesteuerte Präparation einer Kathode verwirklichen lassen. Dazu benötigt man eine computergesteuerte Motorsteuerung für die Dreh- und Hubvorrichtung des Kristallrades. Hinzu kommt der Einbau eines Sauerstoffdispensers, der genau wie der Cäsiumdispenser mit einem ferngesteuerten Netzgerät betrieben werden kann oder alternativ der Anbau eines Schrittmotors an das Feindosierventil. Der Gaseinlaß muß regelbar sein und durch ein Druckmeßgerät kontrolliert werden. Ferngesteuerte Netzgeräte und fernlesbare Strommessgeräte vervollständigen den Aufbau. Der Strahlbetrieb muß für die Zeit der Präparation einer Kathode unterbrochen werden, da sich hierzu eine Person in der MAMI - Halle A aufhält. Die automatische Präparation würde deshalb einen Zeitgewinn von etwa 1 bis 1.5 Stunden bedeuten. Ein weiterer Vorteil liegt in der Standardisierung des Präparationsprozesses.

#### Transfer Quelle - Präparationskammer

Die Vollautomatisierung des Transfers zwischen Präparationskammer und Quelle würde eine Neukonstruktion des Rutschmechanismus zwischen Gabel und Kristallhalter erfordern, da dieser Vorgang sehr genau und gefühlvoll vonstatten gehen muß. Desweiteren wäre eine Vollautomatisierung über eine komplizierte Bilderkennung im Industriestandard denkbar. Eine mittelfristig durchführbare Lösung des Problems besteht in einem halbautomatischen Prozeß. Dabei beobachtet eine Person über Kameras den Transferprozeß, während sie über eine Fernsteuerung die Magnetschiebedurchführung, den Aufzug und das Kristallrad bewegen kann. Hierzu müssen insgesamt sechs Motorsteuerungen installiert werden (wobei zwei Steuerungen für die Kristallpräparation bereits vorhanden sein können), drei Translationsbewegungen und drei Rotationsbewegungen. Da sich die Motoren des Aufzugs während des Strahlbetriebes auf  $-100\text{ kV}$  befinden, muß die Stromversorgung entweder mit einem  $100\text{ kV}$  tauglichen Trenntrafo erfolgen oder solartechnisch gelöst werden.

### 4.3 Die Strahlführung der Pka 1

Mit den Betriebserfahrungen der PKA2 - Strahlführung und den räumlichen Gegebenheiten waren dem Design der Strahlführung in der Beschleunigerhalle A enge Grenzen gesetzt. Neben dem Umzug der polarisierten Quelle PKA1 sollte gleichzeitig eine Veränderung des Bunchersystems vorgenommen werden und die Möglichkeit des Einschusses durch die alte Strahlführung von Quelle PKA2 bestehen bleiben. Da man sich nicht zu einer wesentlichen Umgestaltung des Hot-decks der unpolarisierten Kanone EKAN (z.B. drehen um  $90^\circ$ ) entschließen wollte, blieb für alle Komponenten nur eine horizontale Einbaulänge von  $2804\text{ mm}$ , wovon  $600\text{ mm}$  für eine Drift im Bunchersystem benötigt wurden. Desweiteren entschied man sich für das Konzept, die polarisierte Quelle über die Injektorachse zu plazieren, um mit nur einer Umlenkung durch einen Alphamagneten die kürzest mögliche  $100\text{ keV}$  - Strahlführung zu erhalten. Dadurch werden die Einflüsse von Störfeldern minimiert, die die Strahlqualität des relativ niederenergetischen Elektronenstrahls negativ beeinflussen können. Dieses Konzept erfordert jedoch eine aufwendige Entkopplung des Quellen - Ultrahochvakuums vom übrigen Vakuumssystem des Beschleunigers durch zwei differentielle Pumpstufen. In Abbildung 4.15 ist das Gesamtkonzept des Aufbaus zu erkennen. Vom Eingang der Halle A (siehe auch Titelbild) aus betrachtet befindet sich die EKAN in ihrem Hochspannungskäfig so weit wie möglich rechts. Etwa  $625\text{ mm}$  in Richtung des Injektors befindet sich die PKA1 samt Schleuse oberhalb der EKAN. Die höchste Stelle des Koronaschildes der PKA1 ragt bis in eine Höhe von etwa 4.5 Metern (die minimale Höhe des fest an der Hallendecke installierten Krans beträgt 5 Meter, so daß der Abstand zwischen Quelle und Kranhaken lediglich  $50\text{ cm}$  beträgt). Die Schleuse befindet sich auf einer Höhe von 2.7 Metern. Für den Umbau des Bunchers und die Installation eines Linearscanners [Dom92] mußte der Alphamagnet der  $100\text{ keV}$  - Strahlführung  $764\text{ mm}$  in Richtung EKAN verschoben werden, um weiterhin den Einschub von PKA2 zu gewährleisten. Für das Design der neuen Strahlführung sind zwei wesentliche Kriterien zu berücksichtigen: zum einen muß die elektronenoptische Konzeption die Bedingungen für einen optimalen Einschub in den Beschleuniger erfüllen, zum anderen ist ein Druck von  $10^{-11}\text{ mbar}$  in der Strahlführung in der Nähe der Quelle Pflicht, um die Voraussetzung für die Funktion der Quelle zu schaffen.

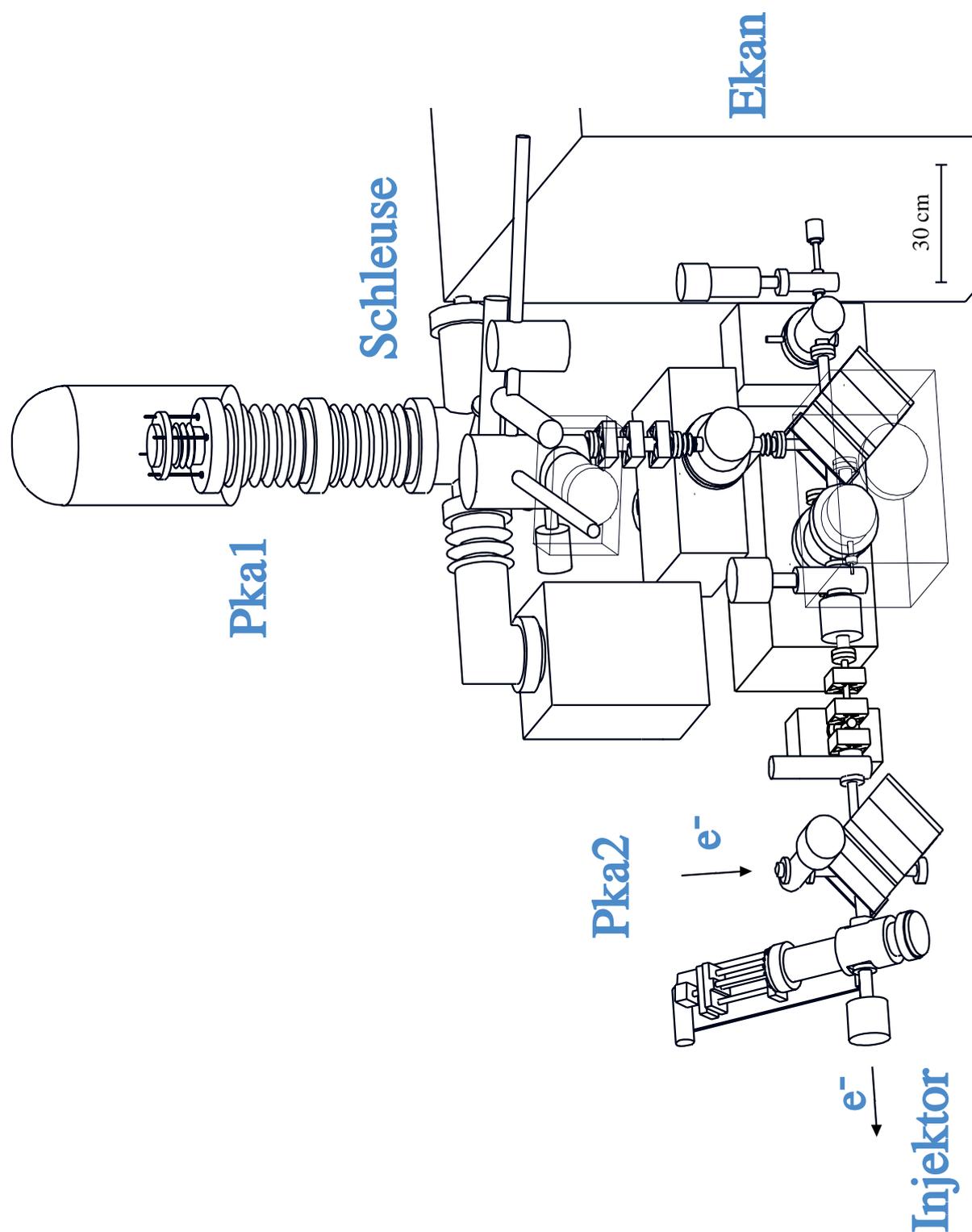


Abbildung 4.15: Gesamtaufbau der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 in der Beschleunigerhalle A in der Seitenansicht

### 4.3.1 Vakuumkonzept

Die Endkonfiguration des Vakuumsystems der Strahlführung (Abb. 4.16) besteht aus zwei Abschnitten. Der ausheizbare Teil beginnt direkt unter der PKA1 und

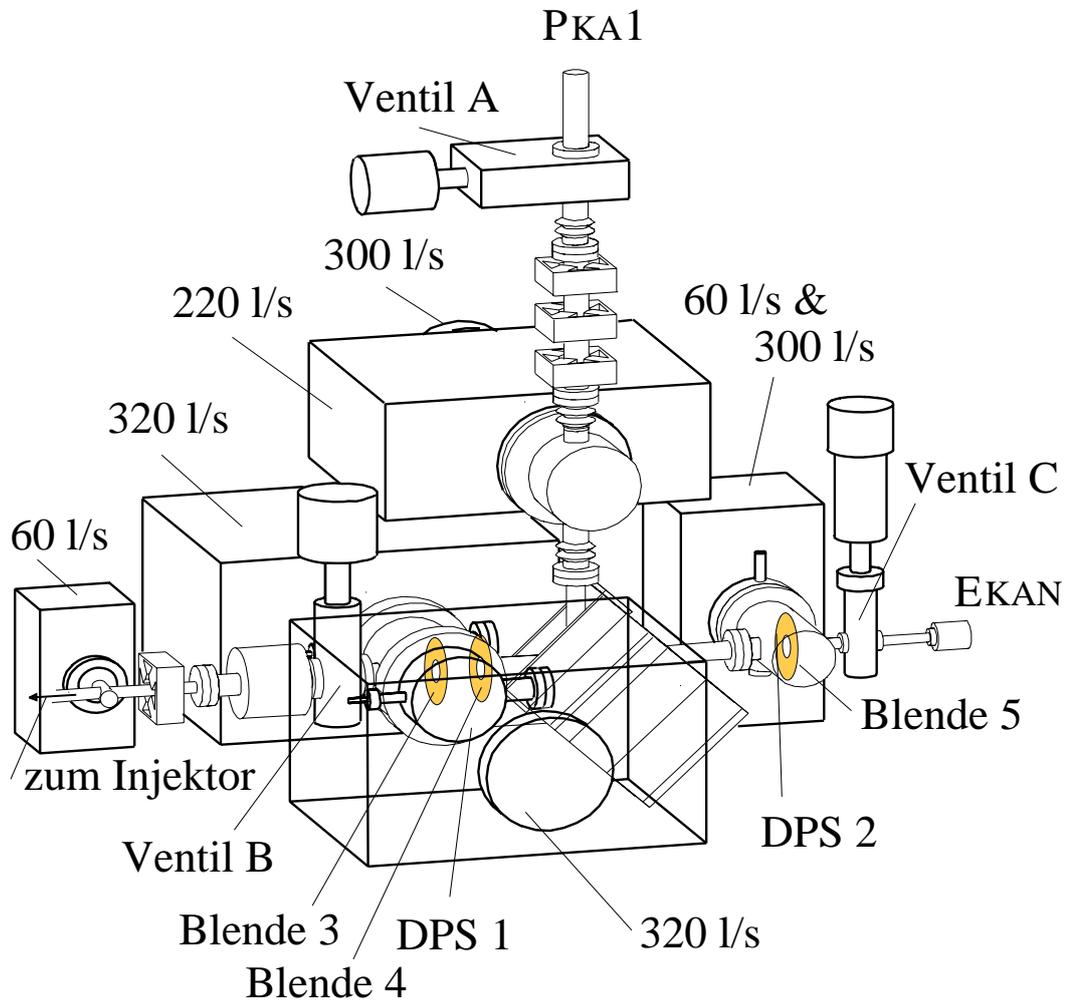


Abbildung 4.16: Darstellung der Strahlführung mit den für das Vakuum bedeutsamen Komponenten

ist von ihr durch ein pneumatisches Ganzmetallventil (Ventil A) getrennt. Die gesamte Vertikale besteht aus Komponenten, die aus V2A - Stahl (1.4471) gefertigt sind. Das gleiche gilt für die Elemente der Horizontalen, die in beide Richtungen durch je eine differentielle Pumpstufe vom nichtausheizbaren Teil getrennt sind. Jenseits der differentiellen Pumpstufen befindet sich jeweils ein pneumatisches Ganzmetallventil (Ventil B & C). Dadurch können die nichtausheizbaren Komponenten belüftet und modifiziert werden, ohne daß die Apparatur erneut ausgeheizt werden muß. Die Gestaltung der Strahlführung im Hinblick auf das Vakuum basiert auf einer Totaldruckangabe im Injektorlinac von  $10^{-6} \text{ mbar}$ . Deshalb muß die Pumpenkonfiguration auf der linken Seite eine Druckuntersetzung von  $10^5$  erzeugen. Dies wird durch die abwechselnde Installation von Vakuumbauteilen mit

n	$P_n/\text{mbar}$	$L_n/\frac{\text{l}}{\text{s}}$	$JL_n/\frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$	$Jo_n/\frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$	$S_{\text{eff } n}/\frac{\text{l}}{\text{s}}$	$P_{n+1}/\text{mbar}$
1	$1 \cdot 10^{-6}$	1	$10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-7}$	25	$6 \cdot 10^{-8}$
2	$6 \cdot 10^{-8}$	1	$6 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-9}$	250	$3 \cdot 10^{-10}$
3	$3 \cdot 10^{-10}$	10	$3 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$	250	$2 \cdot 10^{-11}$
4	$2 \cdot 10^{-11}$	30	$6 \cdot 10^{-10}$			
5	$5 \cdot 10^{-9}$	0.4	$2 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$	150	$1.5 \cdot 10^{-11}$
6	$1.5 \cdot 10^{-11}$	40	$6 \cdot 10^{-10}$			
7			$1 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-9}$	400	$1.5 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 4.1: Berechnung der Vakuumverhältnisse für einen Linacdruck von  $P_1 = 10^{-6}$  mbar

niedrigen Leitwerten (Blenden oder dünnen Rohren) und Pumpen mit hohen Saugleistungen erreicht (siehe Tab. 4.1 und Abb. 4.17). Das vom Injektor einströmende Gas, das ein Vakuumrohr mit einer Apertur von  $14\text{ mm}$  und einem Leitwert von  $L_1 = 1\text{ l/s}$  passiert, wird von einer Getterpumpe<sup>12</sup> (Saugleistung  $S_1$ ) so weit abgepumpt, daß an dieser Stelle ein Druck von  $P_2 = 6 \cdot 10^{-8}$  mbar erreicht wird.

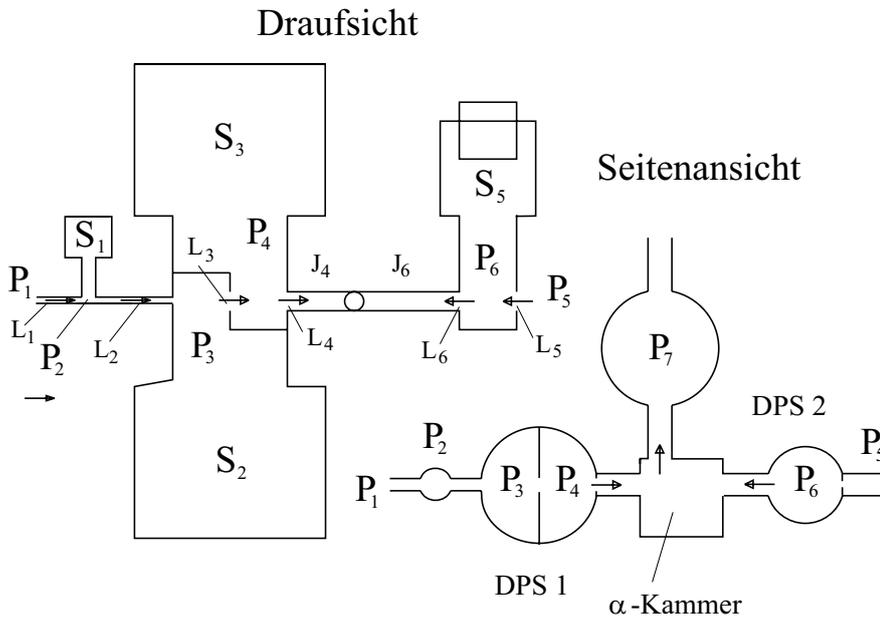


Abbildung 4.17: Vakuumkonzeption in der Seiten- und Draufsicht. Das vom Linac strömende Gas wird durch die Leitwerte  $L_1, L_2, L_3$  und die Saugleistungen  $S_1, S_2$  reduziert. Der Gasstrom der EKAN wird auf der rechten Seite durch  $L_5, L_6$  und  $S_5$  minimiert. Durch  $P$  wird der jeweils an dieser Stelle herrschende Druck symbolisiert.

<sup>12</sup>60 l/s Starcell, Varian

Zusammen mit einem weiteren Vakuumrohr ( $D = 14 \text{ mm}$ ) bildet die nachfolgende Anordnung eine doppelt differentielle Pumpstufe. Die Abbildung 4.16 beinhaltet unter anderem den Aufbau einer Kammer, die als solche ausgebaut wurde. Sie besitzt zwei Blenden (3, 4) mit unterschiedlichen Leitwerten  $L_3, L_4$  für das Restgas. Dazwischen befinden sich zwei Kammern, in denen das Restgas durch je eine differentielle Ionengetterpumpe<sup>13</sup>  $S_2$  und  $S_3$  beseitigt werden soll. Die Größe der Blenden muß so gewählt werden, daß zum einen die Leitwerte für das Gas minimiert werden, zum anderen die Transmission des polarisierten Elektronenstrahls maximiert wird (mindestens  $6\sigma$ ). In der Vergangenheit hat sich gezeigt, daß Transmissionsverluste von Elektronen an Blenden oder Kammerwänden durch stimulierte Desorption Gase freisetzen, die unter Umständen das Vakuum so verschlechtern, daß die sensible NEA - Schicht der Kathoden zerstört wird. Deshalb ist es sinnvoll, die kleinere Blende (3 :  $D = 10 \text{ mm}$ ) im schlechten Druckbereich (Zentrum der Pumpstufe) und die größere (4 :  $D = 18 \text{ mm}$ ) im guten Druckbereich zu plazieren. Möglicher Gasanfall durch Transmissionsverluste an Blende 3 wird noch in der DPS 1 vernichtet. Die Form des Elektronenstrahls muß so eingestellt werden, daß keine Transmissionsverluste stattfinden (siehe nächster Abschnitt 4.3.2). EKAN - seitig wird das UHV - System durch eine weitere differentielle Pumpstufe DPS 2 mit einer Blende (5 :  $D = 4 \text{ mm}$ ) geschützt. Hier ist eine Kombination aus einer differentiellen Ionengetter<sup>14</sup> - und einer NEG - Pumpe<sup>15</sup> installiert, die für eine Saugleistung von insgesamt  $360 \text{ l/s}$  sorgen. Die Drucke  $P_n$ , die Leitwerte  $L_n$  sowie die Gasströme  $Jl_n$  durch die Blenden als auch die Desorptionsrate  $Jo_n$  von den Kammerwänden finden sich in Tabelle 4.1 und in der zugehörigen Abbildung 4.17. Die Leitwerte berechnen sich nach den Formeln

$$L_{Blende} = 12 \cdot d^2 \quad \left[ \frac{\text{l}}{\text{s}} \right] \quad d = \text{Blendendurchmesser [cm]}$$

$$L_{Rohr} = 9 \cdot \frac{d^3}{l} \cdot \Psi \quad \left[ \frac{\text{l}}{\text{s}} \right] \quad l = \text{Rohrlänge [cm]}, \Psi = \text{Korrekturfaktor}$$

und die effektive Saugleistung an einem Ort, der von der Pumpe durch den Leitwert L getrennt ist, durch

$$S_{eff} = \frac{S_0}{1 + \frac{S_0}{L}}$$

Hiermit ergeben sich die Saugleistungen  $S_{eff n}$ . Die Desorptionsrate  $Jo_n$  der Gase von den Wänden der Kammern hängt vom Reinheitsgrad der Apparatur ab. Für eine ausgeheizte Apparatur sind Werte von etwa  $10^{-11} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  typisch. In Tabelle 4.1, Zeile 4 (6) befindet sich der Wert des von der linken (rechten) Seite in die Alphakammer strömenden Gases  $Jl_4$  ( $Jl_6$ ). Das vertikal nach oben strömende Gas wird von einer weiteren Kombination von Getter - und NEG - Pumpe (Pumpleistung  $500 \text{ l/s}$ ) vernichtet, so daß ein Enddruck von etwa  $1.5 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$  erwartet wird. Auffällig ist, daß bereits in der zweiten Stufe der DPS 1, respektive in der DPS 2, der Druck durch die Desorptionsrate von den Kammerwänden bestimmt

<sup>13</sup>320 l/s diff. Ionengetterpumpe, Perkin & Elmer 320

<sup>14</sup>60 l/s diff. Ionengetterpumpe, Perkin & Elmer

<sup>15</sup>300 l/s Capacitorr, SAES GETTERS

wird und nicht durch das vom unausgeheizten Vakuumbereich einströmende Gas. Die Meßwerte der Druckanzeigergeräte entsprachen den Berechnungen aus Tabelle 4.1.

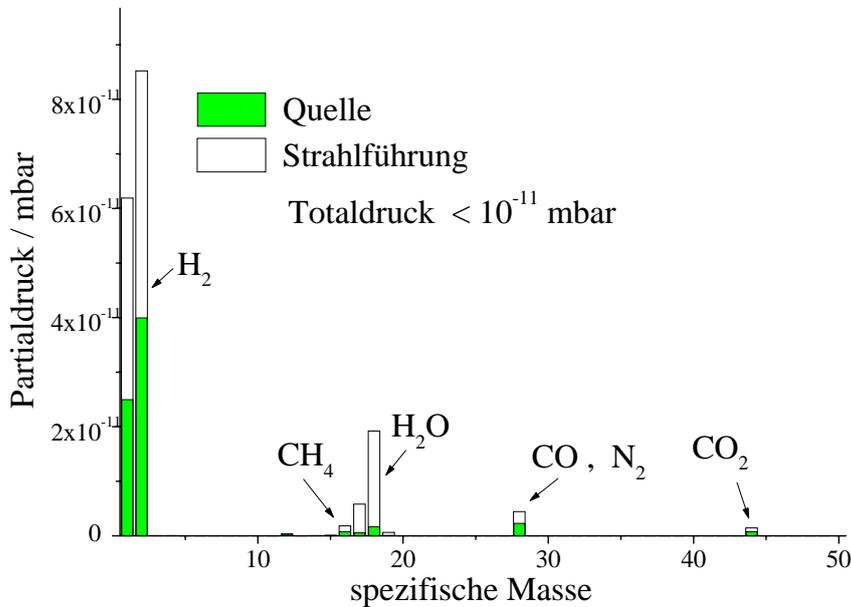


Abbildung 4.18: Massenspektrum der Strahlführung (DPS 1) nach dem Ausheizen

### Vorbehandlung der Vakuumkomponenten

Die Stabilität des Strahlbetriebes setzt ein exzellentes Vakuum voraus. Deshalb wurde auch hier auf besonders hohe Sauberkeit der verwendeten Bauelemente geachtet. Nach dem gründlichen Reinigen der Bauteile in Azeton wurden alle neuen Vakuumkomponenten mit einem Testaufbau mit Hilfe einer intern angebrachten Quarzlampe (1000 W) bei etwa 350° C ausgeheizt und mit Stickstoff belüftet [Jüh96]. In der Endkonfiguration wurde nach dem Ausheizen der Strahlführung ein Totaldruck von unter 10<sup>-11</sup> mbar erzielt. Abbildung 4.18 enthält das Massenspektrum des Restgases.

### Aktivierung der NEG - Pumpen

Wichtiger Bestandteil des Vakuumkonzeptes sind die NEG - Pumpen [SAE94]. Sie werden nur einmal aktiviert, um danach ohne Netzgerät ihren Betrieb passiv aufrecht zu erhalten. Es handelt sich um Absorberpumpen, die Module enthalten, an deren sauberer Oberfläche Restgasmoleküle durch Chemisorption haften bleiben. Die Saugkapazität einer 500 l/s Pumpe beträgt 7.5 mbar · l. Dies

entspricht einer Betriebsdauer von 6.5 Jahren bei einem Druck von  $10^{-11}$  mbar. Erfahrungsgemäß wird eine Vakuumanlage geöffnet, bevor die Kapazität der Pumpe erschöpft ist. Nach dem Schließen einer Vakuumanlage wird diese mit Hilfe von Turbomolekularpumpen und Ionengetterpumpen auf einen Druck von  $10^{-7}$  mbar evakuiert. Im Inneren der Pumpe befinden sich Heizelemente, die bei einer Heizleistung von 500 W eine Temperatur von  $400^\circ\text{C}$  erzeugen. Bei der Aktivierung wird diese Temperatur für etwa 60 Minuten eingestellt. Die auf der Oberfläche haftenden Moleküle diffundieren ins Innere des Absorbermaterials<sup>16</sup>, so daß die Oberfläche des Moduls wieder aktiv ist und die Pumpe ihre volle Saugleistung erhält. Da während der Aktivierung auch die Umgebung der Pumpe geheizt wird, ist der Gasanfall so groß, daß dieser mit einer Turbopumpe bewältigt werden muß, wobei die Getterpumpen ausgeschaltet werden. Wird die Vakuumanlage zum Belüften mit Stickstoff geflutet, besitzen NEG - Pumpen laut Hersteller nach 30 Aktivierungen immer noch über 90 % ihrer Ausgangspumpleistung. Bei der Benutzung von NEG - Pumpen wird der Totaldruck durch den Wasserstoffpartialdruck limitiert, da dieses Gas am schlechtesten absorbiert wird und sich ein Gleichgewicht des Wasserstoffflusses einstellt. Anhand des Wasserstoffpartialdruckes wird die Notwendigkeit eines Modulwechsels erkennbar.

### 4.3.2 Elektronenoptik

Ein Elektronenstrahl besteht aus einer Vielzahl von Teilchen, deren Kinematik nur wenig voneinander abweicht. Anstatt den Strahl durch viele diskrete Punkte zu charakterisieren, betrachtet man ein Volumen im Phasenraum des Elektronenstrahls. Entsprechend des Liouvillschen Theorems [Ste65] bleibt dieses Phasenraumvolumen, im allgemeinen ein sechs - dimensionales Ellipsoid, in einfachen Strahlführungssystemen ohne Beschleunigung konstant<sup>17</sup>. Dagegen ändert sich die Gestalt während der Transformation durch das System entsprechend den Eigenschaften der magnetischen Komponenten. Als Koordinatensystem wird ein mit den Sollteilchen mitbewegtes Koordinatensystem gewählt. In vielen Fällen läßt es sich so orientieren, daß die Transformation des Ellipsoiden in die drei kartesischen Raumrichtungen unabhängig voneinander betrachtet werden kann, wenn die optischen Komponenten (Quadrupole, Wedler, Alphamagnete) nach den kartesischen Koordinaten ausgerichtet sind<sup>18</sup>. Das sechs - dimensionale Phasenraumvolumen läßt sich dann in drei entsprechende Phasenunterräume separieren, wodurch sich das Ellipsoid zu drei einzelnen zweidimensionalen Phasenellipsen aufspaltet. Die Beschreibung der Phasenraumellipsen in einer Ebene kann durch die sogenannten Twissparameter [CS58] erfolgen. Die Ellipse läßt sich durch folgende Gleichung darstellen :

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \epsilon_F$$

---

<sup>16</sup>Zr - Al Legierung

<sup>17</sup>Auch bei der Beschleunigung wird der Liouvillsche Satz nicht verletzt, wenn der geometrische Phasenraum entsprechend mit den relativistischen Faktoren (nicht Twissparameter)  $\beta\gamma$  auf den Sollimpuls der Teilchen normiert wird

<sup>18</sup>Für Solenoide gilt dies nicht, da sie den Phasenraum drehen. Deswegen sorgt man am Ort dieser Elemente nach Möglichkeit für einen rotationssymmetrischen Phasenraum

Abbildung 4.19 gibt eine geometrische Anschauung und die Bestimmungsgleichungen der in der Ellipsengleichung verwendeten Twissparameter  $\alpha, \beta, \gamma$ . Die Fläche der Ellipse, die Emittanz, berechnet sich nach

$$\epsilon = \pi ab = \pi x_{max} x'_{int} = \pi x_{int} x'_{max} \quad \text{a,b Halbachsen}$$

### Konzeption

Für die Entwicklung eines elektronenoptischen Konzeptes spielen zum einen die Aperturen der Vakuumkammern, zum anderen der Sollphasenraum am Eintritt in den Chopper eine große Rolle. Ausgehend von den Twissparametern des Startphasenraums am Quellentopfausgang (siehe Seite 51) wurde mit Hilfe eines Computerprogramms das Aussehen des Elektronenstrahls im weiteren Verlauf der Strahlführung simuliert. Dieses von K.H. Steffens entworfene Programm (Beamoptik) basiert auf der Matrixdarstellung der einzelnen elektronenoptischen Komponenten und berechnet durch Matrixmultiplikation sowohl die Einhüllende (Envelope) eines Elektronenensembles als auch verschiedene Einteilchentrajektorien (Sinus und Cosinus-Lösung). In Abbildung 4.20 sind die elektronenoptischen Elemente dunkel hervorgehoben. Das vertikale Quadrupoltripllett hat die Aufgabe, den leicht divergenten Elektronenstrahl zu fokussieren, so daß in der vertikalen Strahlführung keine Strahlverluste stattfinden. Das Tripllett wurde aufgrund seiner stigmatischen Eigenschaften dem Dublett vorgezogen. Ein Alpha - Dipolmagnet lenkt den Strahl um  $270^\circ$  in die Injektorachse ein. Ihm folgt ein Solenoidendublett und ein weiteres Quadrupoltripllett, die den Strahl bündeln und auf

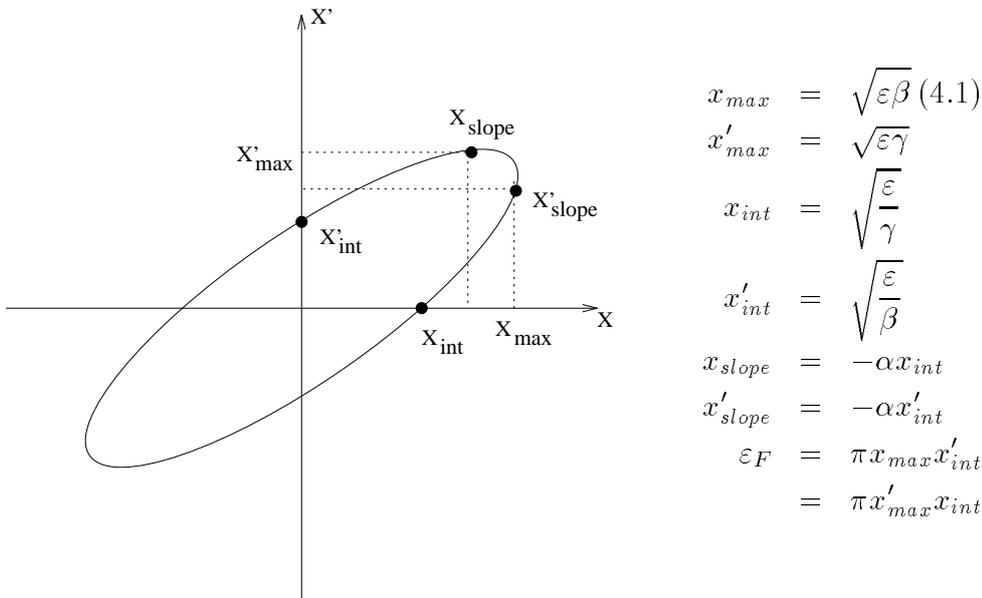


Abbildung 4.19: Transversale Phasenraumellipse mit den Definitionen der Twissparameter.  $\epsilon$  gibt das das Phasenraumvolumen an.  $\alpha$  gibt Aufschluß über die Neigung der Ellipse.  $\beta$  und  $\gamma$  beinhalten Information über Breite und Divergenz des Teilchenensembles.

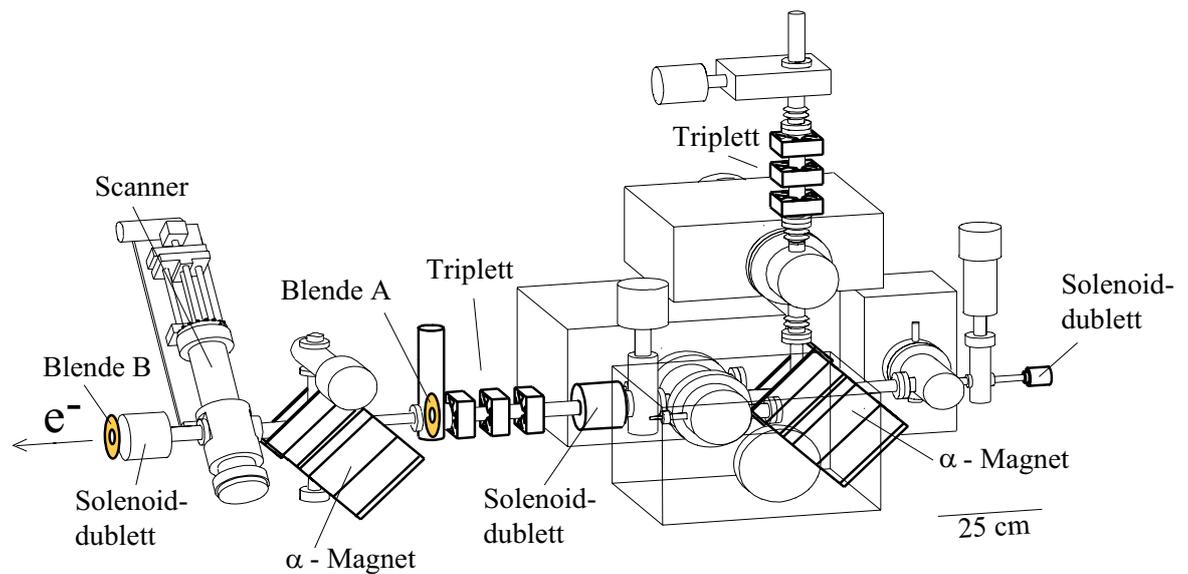


Abbildung 4.20: Strahlführung der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 mit den für die Elektronenoptik wichtigen Elementen.

die richtigen Einschubparameter einstellen sollen. In die differentielle Pumpstufe ist eine Stromkammer (siehe Seite 54) integriert. Elektronenstromverluste an der mittleren Blende 3 ( $r = 5 \text{ mm}$ , Abb. 4.16) der Pumpstufe produzieren Röntgenstrahlung, die mit dieser Stromkammer detektiert werden kann. Mit dieser Methode kann nicht nur die optimale, auf Transmission orientierte Fokussierung gefunden, sondern auch der Elektronenstrahl auf die Mittelachse des Injektors justiert werden. Abbildung 4.21 zeigt vier Enveloppen des Elektronenstrahls für eine Emittanz zwischen  $0.2 \pi \text{ mm mrad}$  und  $1 \pi \text{ mm mrad}$ . Zusätzlich sind die Einteilchentrajektorien für die kleinste Emittanz dargestellt. Unten sind die elektronenoptischen Elemente zu erkennen (Quadrupol: Kreuz, Solenoid: S und Alphamagnet:  $\alpha$ ), oben die Phasenraumellipsen am Choppereintritt. Die senkrechten Linien geben die Position der verschiedenen Blenden sowie deren Radien an. Der Graphik ist zu entnehmen, daß der Elektronenstrahl an der engsten Stelle der ausheizbaren Strahlführung (Blende 3 der DPS 1,  $r = 5 \text{ mm}$ ) so fokussiert werden kann, daß noch acht Sigma (99.994 %) des Strahls die Blende passieren können. Am Emittanzfilter (51), einer wassergekühlten, stromauslesbaren Blende ( $r = 1.25 \text{ mm}$ ), ist mit einem Strahlstromverlust von etwa 1 % zu rechnen. Da hier ein besonders hoher Druckanstieg erwartet wird (die Komponenten sind nicht ausheizbar), kann die Blende computergesteuert aus dem Strahlengang entfernt werden. An den ersten beiden Blenden ( $r = 1.25 \text{ mm}$ ) des Choppersystems gehen noch einmal etwa 1.5 % verloren. Die transversale Transmission des Elektronenstrahls sollte also etwa 97 % betragen. Die Quelle polarisierter Elektronen soll in Zukunft auch von studentischen Operateuren bedient werden. Deswegen wurde großer Wert auf zahlreiche Diagnoseelemente gelegt. Neben der Strom-

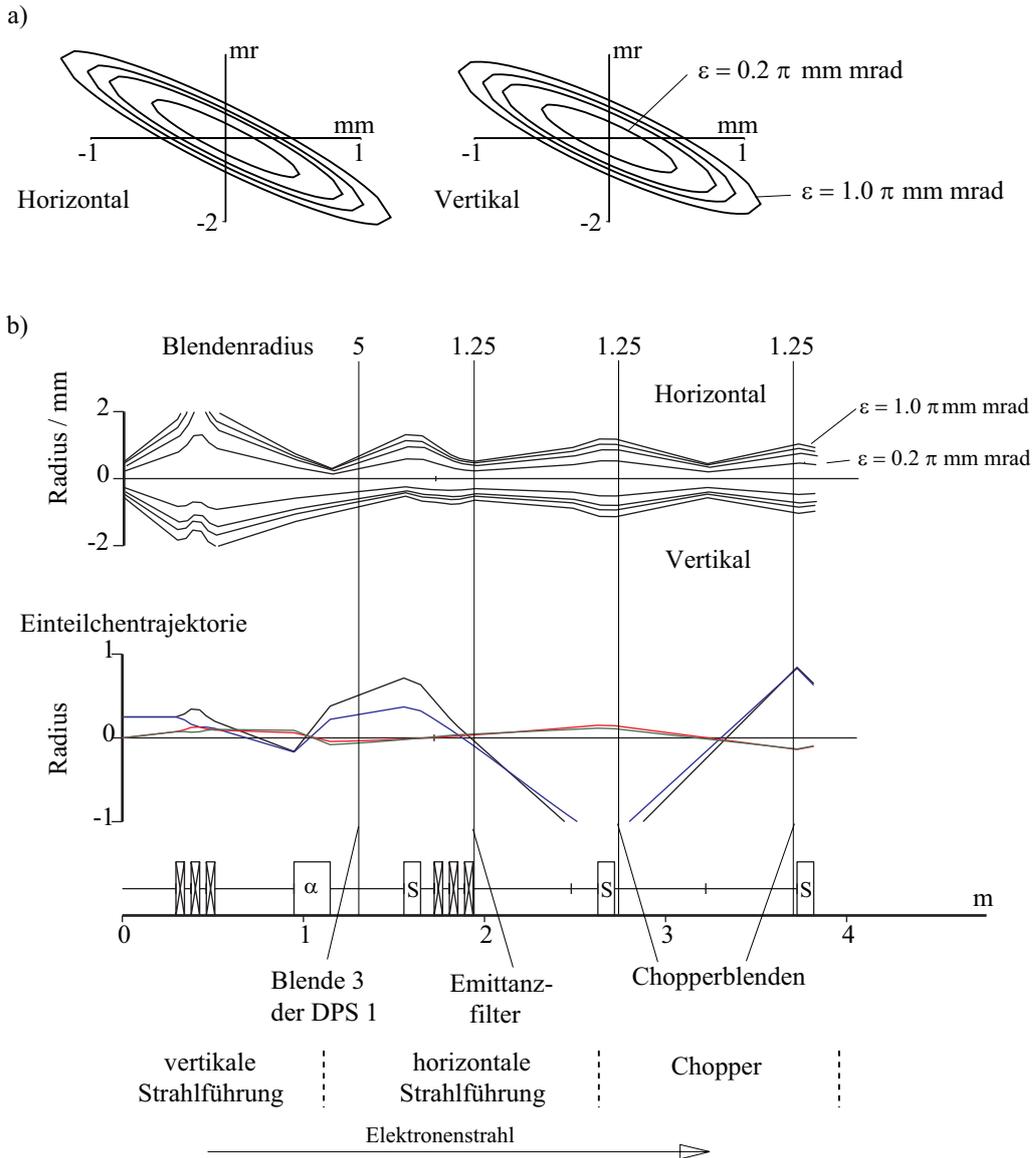


Abbildung 4.21: Enveloppe des Elektronenstrahls. Der inneren Ellipse entspricht eine Emittanz von  $0.2 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$  ( $2\sigma = 68.26\%$ ), der äußeren Ellipse  $1 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

kammer befindet sich zur optischen Kontrolle ein Chromoxschirm in der differentiellen Pumpstufe. Chromox ist ein UHV - taugliches Material, das beim Auftreffen von Elektronen Fluoreszenzleuchten produziert, das mit einer Kamera beobachtet werden kann. Wegen seiner nichtleitenden Eigenschaft muß es mit Gold bedampft werden, damit die auftreffenden Elektronen gegen Masse abfließen können. Zur weiteren Strahldiagnose wurde ein Linearscanner eingebaut, der einen ZnS-Schirm, einen Faradycup sowie einen dünnen Wolframfaden besitzt, mit dem Strahlbreiten in horizontaler und vertikaler Richtung abgetastet werden können [Dom92].

Zur Optimierung beobachtet der Operateur den Elektronenstrahl auf einem Schirm und „wobbelt“ die elektronenoptischen Linsen, die sich vor diesem Schirm befinden. „Wobbeln“ bedeutet dabei die durch den Computer ausgeführte rhythmische Änderung der Brennweite der Linsen. Liegt der Elektronenstrahl nicht auf der optischen Achse des Elementes, entsteht durch Variation der Brennweite eine Ablage. Der Operateur kann mit Hilfe von Wedlern, die sich vor den Linsen befinden, den Elektronenstrahl auf die Sollachse legen („schlagfrei machen“). Für das korrekte Einjustieren des Elektronenstrahls bis zum Chopper (2.6 m) stehen insgesamt sieben Linsen, zwei Blenden und zwei Schirme zur Verfügung. Die Fokussierung der Linsen wird durch den Operateur nicht verändert.

### Startphasenraum

Die Beschreibung des Startphasenraums am Ausgang der Anode gestaltet sich schwierig. Sowohl die longitudinale [DHL85][ZHK<sup>+</sup>90] als auch die transversale Impulsverteilung [RA86] der Elektronen beim Austritt aus dem Kristall sind abhängig vom Zustand der NEA. Besitzt die NEA einen Wert von  $-0.5 eV$ , beträgt die mittlere longitudinale kinetische Energie nach diesen Arbeiten  $200 meV$ . Die mittlere Energie, die in den transversalen Impulskomponenten enthalten ist, hat danach einen Wert von  $70 meV$  (die Verteilung ist unbekannt). In [Aul93] werden einige Trajektorien für Elektronen mit diesen energetischen Eigenschaften für die Beschleunigung von  $-100 kV$  auf Erdpotential mit Hilfe des Herrmannsfeldt - Programms [Her79] ausgerechnet. Mit den Endparametern wurde der Startphasenraum für einen Elektronenstrahl abgeschätzt, der von einem Laserstrahl mit einem Durchmesser von einem Millimeter erzeugt wird. Experimentell lassen sich die Twissparameter dadurch finden, daß man mit der Kenntnis der Größe des Laserstrahls bei ausgeschalteten Linsen die Größe des Elektronenstrahls nach einer Drift bestimmt. Daraus läßt sich die Divergenz gewinnen und mit der Messung der Emittanz  $\epsilon$  die Parameter  $\gamma$  und  $\beta$  mit den Relationen aus Abbildung 4.19 berechnen. Für einen Laserspot mit einem Durchmesser von  $300 \mu m$  ergibt sich ein Startphasenraum

$$\begin{aligned}\epsilon &= (0.3 \pm 0.05) \pi \cdot mm \cdot mrad \\ \beta &= (0.3 \pm 0.1) m \\ \gamma &= (20 \pm 6) 1/m \\ \alpha &= -2.2 \pm 0.8\end{aligned}$$

Diese Parameter dienen als Grundlage für die Enveloppe-Berechnungen (Abb. 4.21).

### Emittanzfilter

Ein Emittanzfilter besteht aus mindestens zwei Blenden, die so angeordnet sind, daß sich die Phasenraumellipse des Elektronenstrahls während der Drift zwischen den beiden Blenden idealerweise um  $90^\circ$  gedreht hat (Abb. 4.22). Damit ist es möglich, je nach Verhältnis zwischen Strahl- und Blendendurchmesser nur den

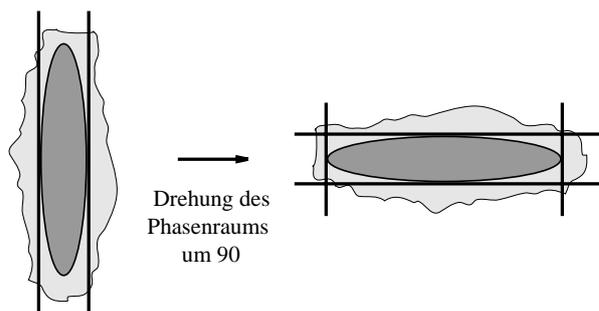


Abbildung 4.22: Prinzipielle Funktionsweise eines Emittanzfilters. Im optimalen Fall hat sich der Phasenraum zwischen zwei Blenden gerade um  $90^\circ$  gedreht.

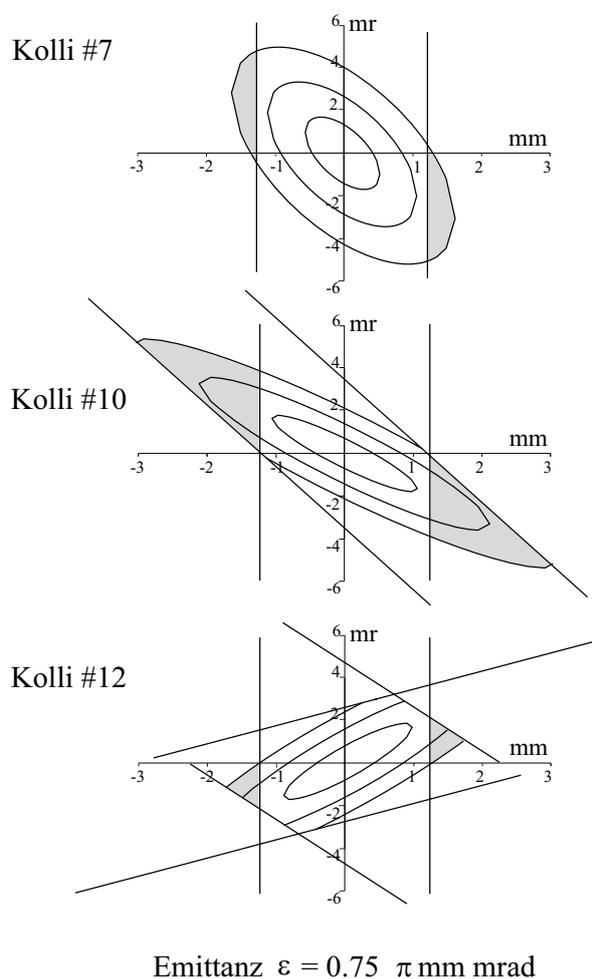


Abbildung 4.23: Funktionsweise der Blenden in der 100 keV - Strahlführung als Emittanzfilter. Für eine Strahlemittanz von  $0.75 \pi \text{ mm mrad}$  sind die  $4\sigma$  (innen), die  $6\sigma$  und die  $8\sigma$  (außen) - Umgebung dargestellt. Hierdurch lassen sich die Transmissionsverluste erkennen.

„Halo“ abzuschneiden und so den Strahl von unerwünschten, nicht zum Hauptstrahl gehörigen Elektronen zu befreien oder auch Teile des Hauptstrahls zu vernichten, um den Phasenraum in gewünschter Weise an ein anderes Element (z. B. Chopper) anzupassen. Da polarisierte Elektronen nicht in beliebiger Stromstärke produziert werden können, versucht man eine Anordnung zu finden, in der eine Phasenraumanpassung durch die elektronenoptischen Linsen zustande kommt (s.u.) und der Emittanzfilter lediglich den Elektronenhalo eliminiert.

Hierzu wurde eine stromauslesbare, wassergekühlte und vertikal fahrbare Blende (Kolli #7,  $r = 1.25 \text{ mm}$ ) gebaut, die zusammen mit dem ersten Chopperkolli-mator (Kolli #10,  $r = 1.25 \text{ mm}$ ) einen Emittanzfilter bildet. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 4.23 dargestellt. Man erkennt, daß der Abstand der beiden Blenden (#7 und #10) nicht optimal ist. Mit eingezeichnet sind auch die im weiteren Verlauf existierende Blende (Kolli #12) des Choppers und ihre Auswirkung auf den Phasenraum. Der Einfluß dieser Blende ist jedoch kritisch zu betrachten, denn die Rechnung gilt nur für den ausgeschalteten Chopper.

### Notwendigkeit einer Wasserkühlung

Es kann vorkommen, daß durch Fehlbedienung oder durch Ausfall eines Netzgerätes der gesamte Elektronenstrahl auf eine der Blenden trifft. Im folgenden wird diskutiert, wie stark sich die Blenden erwärmen und ob der Einsatz einer Wasserkühlung aus Sicherheitsgründen sinnvoll ist. Wendet man die Theorie der Elektrostatik auf die Wärmeentwicklung einer von einem Elektronenstrahl erhitzten Kupfer-Ronde an, ergibt sich die Temperaturverteilung (Abbildung 4.24)

$$\Delta T = -\frac{\eta}{\lambda} \quad \eta = \frac{3P}{2\pi R^3} \quad T_0 = 300 \text{ K} \quad (4.2)$$

Die Lösung des Anfangswertproblems lautet

$$T_{\text{innen}}(r) = -\frac{3P}{4\pi\lambda \cdot R} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{3R^2}\right) + T_0 \quad T_{\text{außen}}(r) = \frac{P}{2\pi\lambda \cdot r} + T_0$$

$$\lambda_{Cu} = 0.39 \frac{W}{\text{mm} \cdot K} \quad \lambda_{Wo} = 0.185 \frac{W}{\text{mm} \cdot K}$$

Näherungsweise wird davon ausgegangen, daß die Wärmequelle die Form einer Halbkugel aufweist. Außerdem wird angenommen, daß die gesamte Leistung des Elektronenstrahls in Wärme umgesetzt wird. Es wird vom schlechtesten Fall ausgegangen. Wird MAMI voll ausgelastet, so befindet sich in der Strahlführung vor dem Chopper ein Elektronenstrom von  $2 \text{ mA}$  ( $100 \text{ kV}$ , also  $200 \text{ W}$ ). Abbildung 4.24 zeigt die Korrelation zwischen Temperatur und Strahlradius. Es wurden ebenfalls die Schmelztemperaturen von Kupfer und Wolfram markiert. In der oberen Gleichung 4.2 geht man davon aus, daß die Elektronenstrahlleistung abfließen kann und sich somit ein Temperaturgleichgewicht einstellt. Dies ist dadurch gewährleistet, daß die Zwischenwand in der großen differentiellen Pumpstufe aus OFHC Kupfer gebaut wurde. Der Leistungsverlust durch Wärmeabstrahlung und die Wärmeableitung auf die Außenwände sorgen dafür, daß die Temperatur bei  $200 \text{ W}$  Eingangsleistung nicht höher als auf  $250^\circ \text{ C}$  steigt. Der kritische Radius

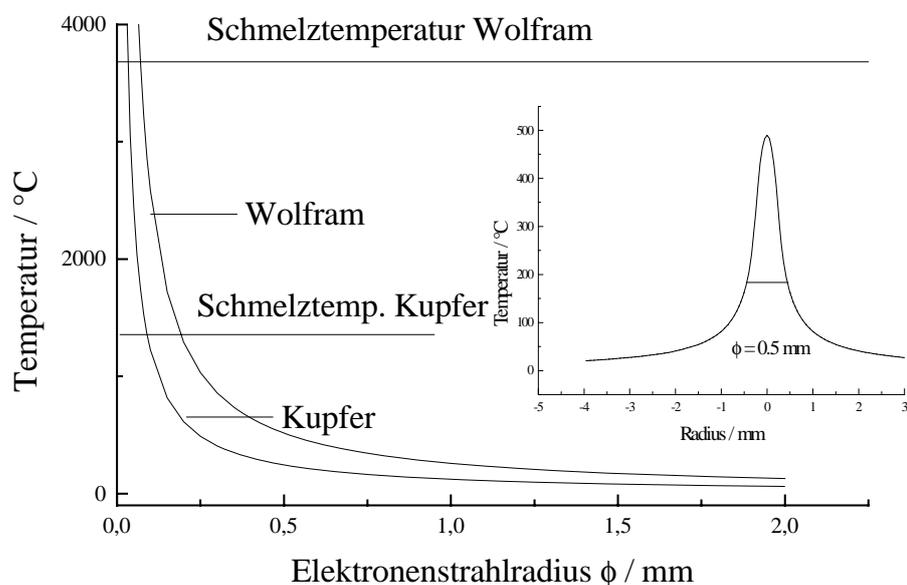


Abbildung 4.24: (Links) Maximaltemperatur in Abhängigkeit des Elektronenstrahlradius. (Rechts) Temperaturverlauf in Abhängigkeit von  $r$ .

bei dieser Elektronenleistung beträgt  $0,15$  mm (für Wolfram  $0,1$  mm). Es ist also nicht nötig, eine Wasserkühlung zu benutzen. Darüber hinaus würde eine Wasserkühlung das Durchschmelzen einer Blende auch nicht verhindern, denn die Kühlung müßte sich konstruktionsbedingt mindestens  $5$  mm vom Auftreffpunkt des Elektronenstrahls entfernt befinden. Als Schutz für die Blende würde sich ein elektronisches Interlock eignen, das an die Stromkammer angeschlossen werden könnte.

## Stromkammern

Um in der differentiellen Pumpstufe DPS 1 eventuelle Elektronenstrahlverluste zu detektieren, wurde in einer Vertiefung der Vakuumwand eine Stromkammer installiert. Treffen Elektronen auf die Blende der differentiellen Pumpstufe, so erzeugen sie Bremsstrahlung, die in der Lage ist, das  $2$  mm dicke Stahlblech der Vakuumkammer zu durchdringen und in der I - Kammer Luft zu ionisieren. Die I - Kammer besteht aus einem Zylinder (Erdpotential) und einem zentralen Anodendraht. Wird der Arbeitswiderstand so groß gewählt, daß das Produkt von Kapazität der Kammer und Widerstand größer als die Driftzeit der positiven Ionen zur Kammerwand ist, so wird das Spannungssignal proportional zur Primäriodionisation. Bei einer konstanten Rate der einfallenden Photonen erhält man einen mittleren Gleichstrom. Mit der I - Kammer, in der sich Luft befindet, sind Elektronenstromverluste bis hinab zu  $0,5$  nA detektierbar.

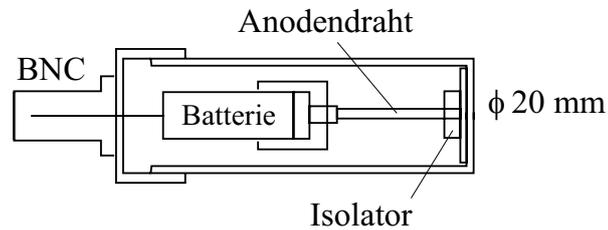


Abbildung 4.25: Prinzip einer Stromkammer

### Phasenraummessungen mit dem Linearscanner

Zur optimalen transversalen Anpassung des Elektronenstrahls befinden sich zahlreiche Scanner in den verschiedenen MAMI - Strahlführungssystemen, mit denen der transversale Phasenraum des Elektronenstrahls an diesen Stellen bestimmt werden kann. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise der MAMI - Scanner und der Meßmethode befindet sich in [Auf81]. Diese Scanner besitzen stromauslesbare dünne Wolframdrähte (etwa  $20 \mu m$ ), die durch den Elektronenstrahl bewegt werden. Hierdurch kann die horizontale und vertikale Strahlbreite des Strahls bestimmt werden. Durch Variation einer elektronenoptischen Linse vor dem Drahtmonitor wird eine Elektronenstrahltaile über den Ort des Scanners hinweg verschoben. Mit der Kenntnis der jeweiligen Brechkraft der Linse  $b_i$ , der Drift  $L$  zwischen Linse und Scanner und den Strahlradien  $x_i$  lassen sich Tangenten  $x'_0$  der Phasenraumellipse des Elektronenstrahls berechnen [Auf81][Ste65]:

$$x'_0 = -\left(\frac{1}{L} + b_i\right) \cdot x_0 \pm \frac{x_i}{L}$$

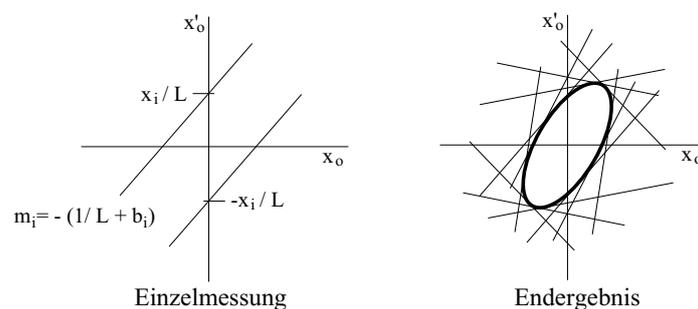


Abbildung 4.26: Veranschaulichung einer Phasenraummessung. Links wird die Bildung zweier Phasenraumtangente gezeigt. Rechts erkennt man die Umschreibung der Phasenraumellipse durch sechs Messungen mit verschiedenen Linsenbrechkraften.

Mit der geeigneten Wahl von 10 bis 15 verschiedenen Linsenbrechkräften lassen sich die transversalen Phasenraumellipsen hinreichend gut beschreiben, um einen Fit der Twissparameter vorzunehmen. Diese Meßmethode ist automatisiert und besitzt eine Reproduziergenauigkeit im Prozentbereich. Über den absoluten Fehler der Messung läßt sich keine zuverlässige Aussage machen. Um das frühere Problem der Anpassung des polarisierten Elektronenstrahls an den Sollphasenraum des Beschleunigers [Ste93] zu beseitigen, wurde ein zusätzlicher Linearscanner [Dom92]  $82\text{ mm}$  vor dem Choppersystem installiert. Hierbei handelt es sich um einen vielseitigeren Scannertyp, mit dem der transversale Phasenraum aber nach dem oben beschriebenen Prinzip bestimmt wird. Er wurde für die  $100\text{ keV}$  Strahlführung zwischen Quellenlabor (Abb. 4.1) und Injektor entwickelt.

### Magnetische Abschirmung

Da die Ionengetterpumpen große Permanentmagneten besitzen, liegen in der Nähe der Strahlführung Streumagnetfelder vor. Ein Magnetfeld von einem Gauß-Meter erzeugt eine Abweichung eines  $100\text{ keV}$  Elektronenstrahls von etwa  $50\text{ mrad}$ . Das ist der Bereich, den man mit Wedlern gerade noch kompensieren kann. Die Permanentmagnete der Getterpumpen erzeugen auf den Außenseiten der Pumpe ein Feld von mehreren Gauß. Deswegen eignet sich ein Metall wie Weicheisen mit einer relativ kleinen Permeabilitätskonstante zum Bau von möglichst geschlossenen Abschirmkästen. Die Abschirmung muß geschlossen sein, damit der gesamte Fluß innerhalb des Kastens gehalten wird. Dabei muß darauf geachtet werden, daß das Metall dick genug ist, um nicht in die Sättigung zu geraten und somit die Abschirmwirkung verloren geht. Aus diesem Grund darf auch die Permeabilitätskonstante keinen zu großen Wert besitzen. Abbildung 4.27 oben zeigt die einzelnen Magnetfeldkomponenten und den Magnetfeldbetrag einer  $320\text{ l/s}$  Diodengetterpumpe auf der Elektronenstrahlachse ohne Abschirmung. Die Ionengetterpumpen sind an der großen differentiellen Pumpstufe angebracht und etwa  $20\text{ cm}$  vom Strahlrohr entfernt. Im unteren Teil der Abbildung erkennt man das Ergebnis der Feldmessung für die Konfiguration von zwei  $320\text{ l/s}$  Ionengetterpumpen, die sich (wie auch an der differentiellen Pumpstufe DPS 1) gegenüberstehen. Beide Pumpen besitzen in dieser Feldbestimmung bereits ihre Abschirmkästen. Eine der beiden Pumpen ist um  $180^\circ$  um die Verbindungsachse der Flansche gedreht, um eine optimale Auslöschung einzelner Magnetfeldkomponenten zu erzielen. Während ohne Abschirmung noch eine maximale Feldstärke von  $1.2\text{ Gauß}$  vorliegt, wurde sie in der unteren Konfiguration soweit gesenkt, daß kein signifikanter Unterschied zum Erdfeld bzw. zu Magnetfeldern der Umgebung zu erkennen war. Im Verlauf dieser Messung hat sich gezeigt, daß die Streufelder der Strahlführungsträger (Doppel - T - Träger) und die Halterung des EKAN - Isolators größer sind als die der Pumpen. Wesentlich unvorteilhafter ist die Feldkonfiguration der  $60\text{ l/s}$  Ionengetterpumpe (DPS 2), die ein starkes, seitlich aus der Pumpe ragendes Magnetfeld ( $3 - 4\text{ Gauß}$ ) hervorruft, das die Elektronentrajektorie der ersten Beschleunigungsstufe der EKAN (hier haben die Elektronen nur etwa  $12\text{ keV}$ ) negativ beeinflussen kann. Auch hier bewirkte ein Abschirmkasten aus  $3\text{ mm}$  dickem Weicheisen und eine zusätzliche Abschirmung der EKAN - Haube eine Reduktion des Magnetfeldes in der Nähe des Elektronenstrahls. Auf das

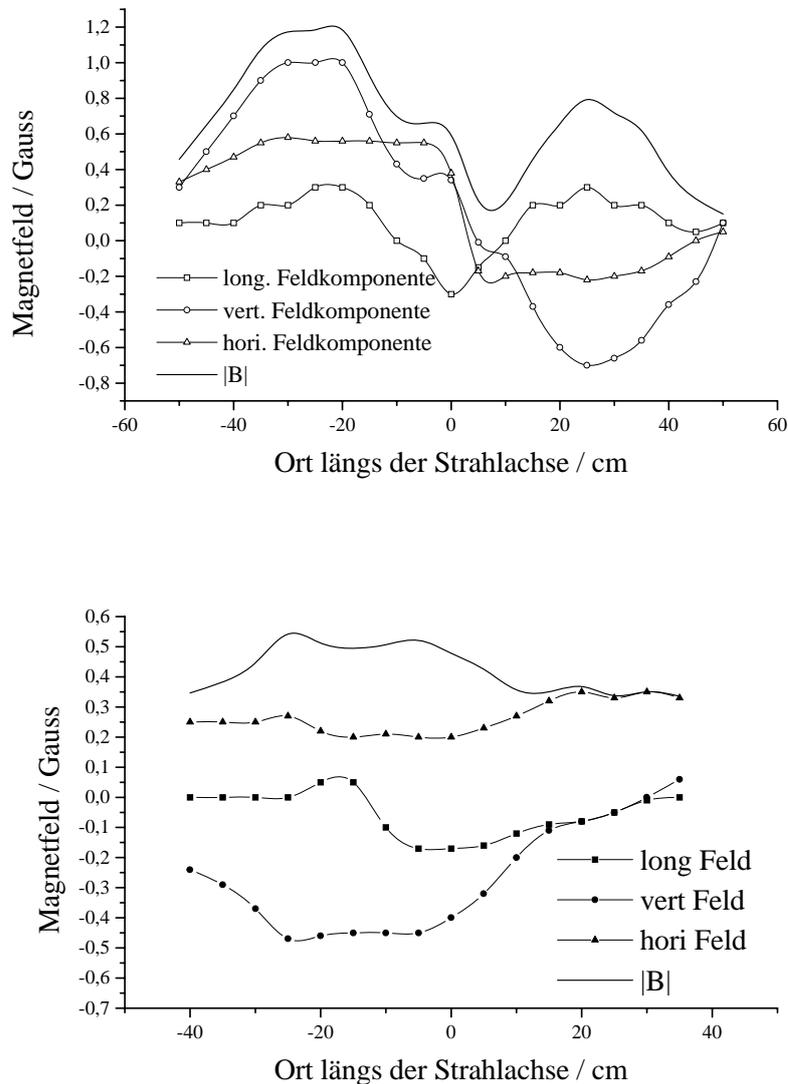


Abbildung 4.27: Streumagnetfelder einer 320 l/s Ionengetterpumpe ohne Abschirmung (Oben : Alle drei Magnetfeldkomponenten und der Feldbetrag einer 320 l/s Ionengetterpumpe auf der Elektronenstrahlachse. Unten : Die gleiche Messung zweier gegenüberstehender 320 l/s Ionengetterpumpen (eine um  $180^\circ$  um die Flanschachse gedreht) mit Abschirmkästen. Das Magnetfeld ist bei der Messung praktisch nicht mehr vom Erdmagnetfeld bzw. von Magnetfeldern der Umgebung zu unterscheiden.

Ausglühen der Abschirmkästen zur Beseitigung von Remanenzen wurde verzichtet. Zusätzlich wurde das Strahlrohr, soweit es aus Platzgründen möglich war, abgeschirmt. Da in der Nähe des Strahlrohrs keine großen Magnetfelder mehr vorliegen, wird hier  $\mu$ -Metall (Hyperm 766,  $\mu = 10^5$ ) verwendet.

## 4.4 Die Strahlführung der PKA 2

Die 25 Meter lange  $100\text{ keV}$  - Strahlführung verbindet die Quelle PKA2 mit dem Beschleuniger (Abb. 4.28). Sie wurde von K.H. Steffens [Ste93] konzipiert. Während Quadrupole und Solenoide zur Fokussierung des Elektronenstrahls verwendet werden, dienen Wedler und Alphamagnete zur Strahlablenkung. Zur Diagnose der Strahleigenschaften werden Linearscanner [Dom92] benutzt, die mit Leuchtschirmen, Faradycups und dünnen Wolframfäden ausgestattet sind. Die ersten drei Meter der Strahlführung bestehen aus ausheizbaren Materialien. Hier liegt ein Vakuum von  $10^{-10}\text{ mbar}$  vor. Dieser Teil der Strahlführung wird durch eine doppelt differentielle Pumpstufe von den restlichen nichtausheizbaren 22 Metern getrennt, wo ein Druck von  $5 \cdot 10^{-8}\text{ mbar}$  herrscht. Da ein exzellentes Vakuum die wichtigste Voraussetzung für lange Lebensdauern ist, muß die Elektronentransmission durch die ausheizbare Strahlführung maximiert werden. Unter Zuhilfenahme eines Simulationsprogramms, das unter Vorgabe der Emittanzstartparameter und Kenntnis der elektronenoptischen Elemente die Enveloppe des Strahls berechnet, wurde unter großem Aufwand eine akzeptable Einstellung gefunden. Im Rahmen der Meßgenauigkeit der Strommessung der Scanner von 2 % bei  $1\text{ }\mu\text{A}$  beträgt die Transmission bis zu einem Faradaykäfig hinter der differentiellen Pumpstufe 99% – 100%. Weitere Schwierigkeiten stellen der rotationssymmetrische Einschub in den Spinrotator [Ste93], mit dem der Winkel zwischen Impuls und Spin in jede beliebige Richtung eingestellt werden kann, und der Einschub in den Beschleuniger dar. Der immense Arbeitsaufwand für die Wartung der komplizierten Strahlführung und die Strahlverschlechterung durch Störfelder auf den niederenergetischen Elektronenstrahl waren wichtige Gründe für den Umbau von Quelle PKA1.

### 4.4.1 Der Strahlversatz

Auf die Quelle polarisierter Elektronen PKA2 kann auch in Zukunft nicht verzichtet werden, da nur sie in Verbindung mit ihrem nachgeschalteten Spinrotator Elektronen mit senkrecht zur Beschleunigerebene gerichteter Polarisation zur Verfügung stellen kann. Außerdem wurde der Spinrotator für die Messung der Spindynamik und die Eichung des  $14\text{ MeV}$  - Polarimeters gebraucht. In der neuen Strahlführung (Abb. 4.29) mußte also der Alphamagnet, der den Strahl der PKA2 in den Beschleuniger injiziert, erhalten bleiben. Aufgrund des neuen Buncherkonzeptes und des zusätzlichen Scanners konnte dieser seine Position nicht beibehalten, sondern mußte um  $733\text{ mm}$  versetzt werden. Die entstehende Lücke wurde durch ein waagrechtes Stück Strahlführung samt eines zusätzlichen Quadrupoldoublets geschlossen. Das elektronenoptische Konzept findet sich in Abbildung 4.30. Dieses stützt sich auf einen Startphasenraum an Scanner *pinkscan11* [Sch97b].

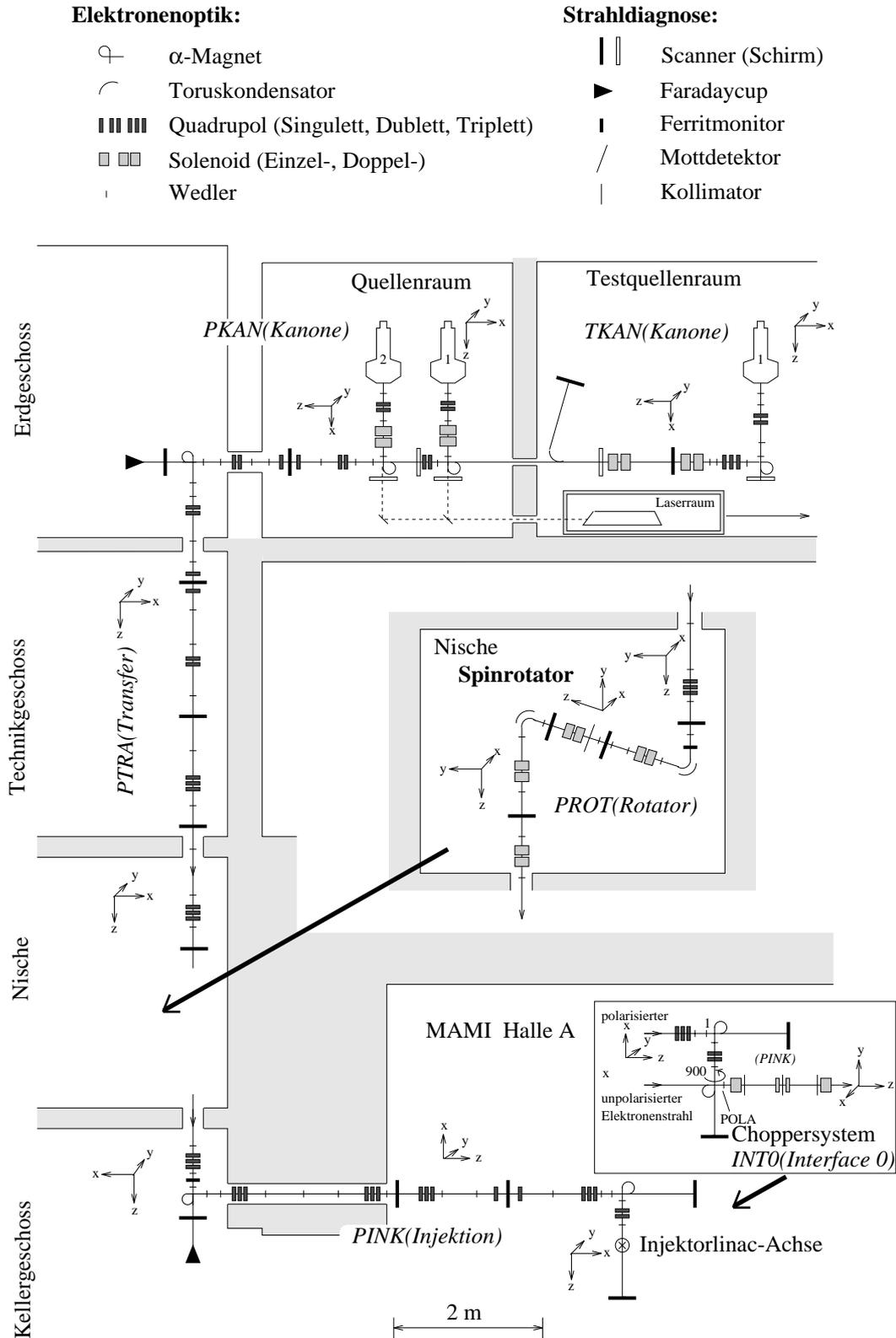


Abbildung 4.28: Die 25 m lange 100 keV Strahlführung der PKA2

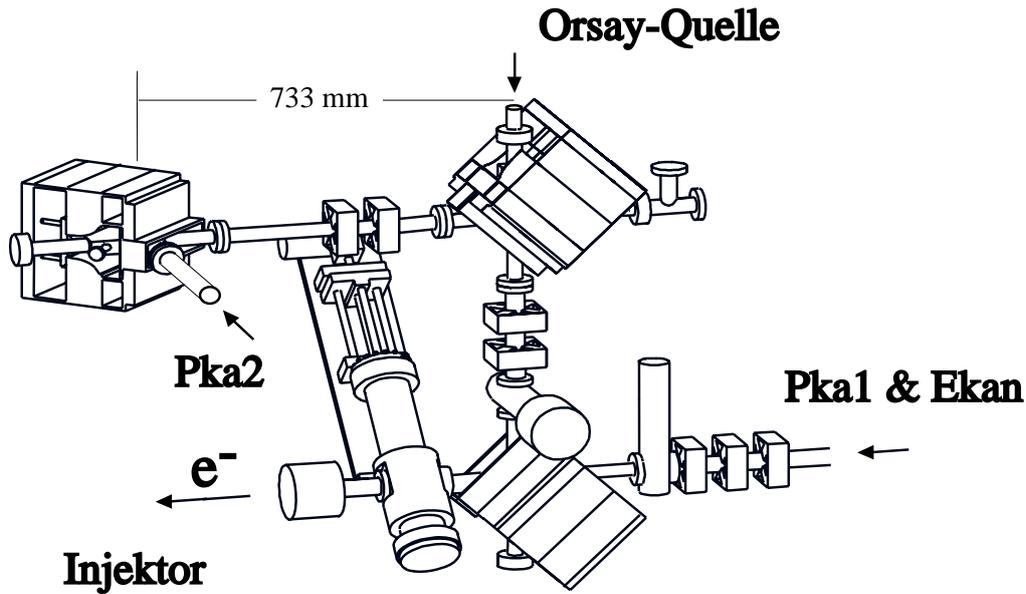


Abbildung 4.29: Der Strahlversatz besteht im wesentlichen aus drei Alphas magneten, die die Injektion des Elektronenstrahls der PKA2 um 733 mm im Bild nach rechts verschieben. Zwei Quadrupoldubletts fokussieren den Elektronenstrahl in geeigneter Weise (Abb. 4.30).

Darüber hinaus ist ebenfalls eine Einschubmöglichkeit der Orsay - Quelle (Heliumafterglow, Kap 3) gegeben. Bei PKA1 - oder EKAN - Betrieb ist der untere Alphas magnet ausgeschaltet.

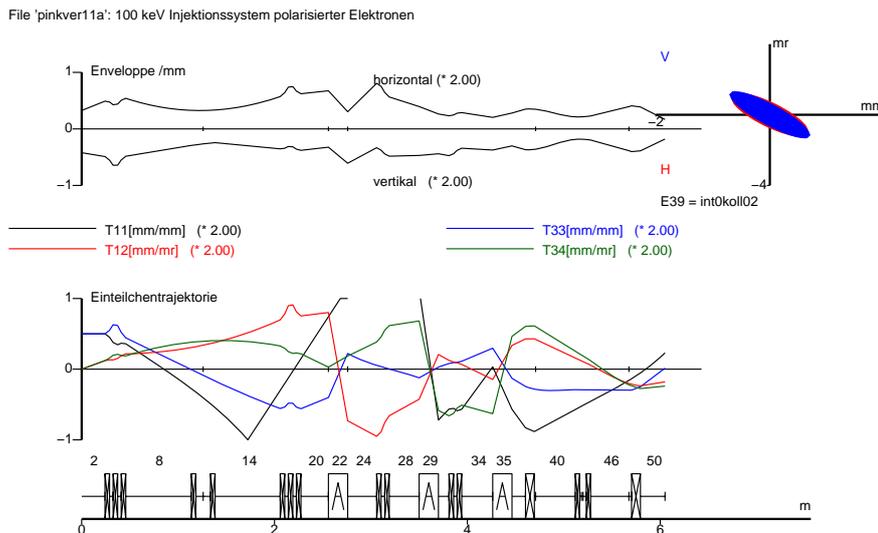


Abbildung 4.30: Die Elektronenoptik des Strahlversatzes. Diese basiert auf einer Phasenraummessung aus [Sch97b].

### 4.4.2 Elektronenoptik der EKAN

Ein Teil der konzeptionellen Problematik des Umbaus bestand darin, die Elektronenoptik der EKAN und der PKA1 in Einklang zu bringen. Da die EKAN um etwa zwei Meter vom Linac weg nach hinten versetzt werden sollte, wurde ein elektronenoptisches Konzept entworfen [Ihm96]. Der divergent von der EKAN

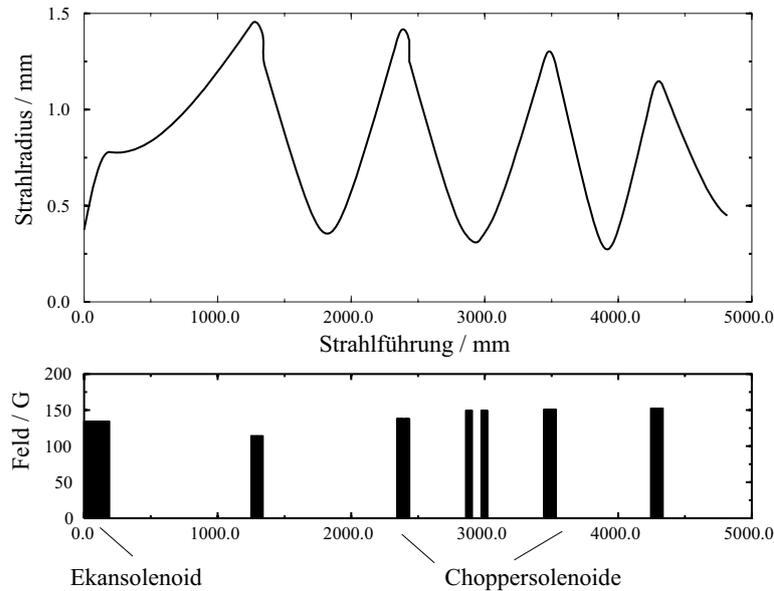


Abbildung 4.31: Enveloppe der EKAN [Ihm96]. Oben ist der Elektronenstrahlradius im Verlauf der Strahlführung eingezeichnet. Die schwarzen Balken symbolisieren die Magnetfelder der einzelnen Solenoide. Die Höhe entspricht der Feldstärke und die Breite der effektiven Feldausdehnung.

emittierte Elektronenstrahl wird vom Kanonensolenoid fokussiert und passiert die Blende ( $D = 4\text{ mm}$ ) der differentiellen Pumpstufe DPS 2 (Abb. 4.16). Da zu befürchten ist, daß unter Umständen der gesamte Elektronenstrahl auf der Blende deponiert wird, besteht diese aus einem großen Kupferblock, der an einer Stromdurchführung ( $D = 16\text{ mm}$ ) befestigt ist. Diese wird von außen gekühlt. Nach ungefähr einem Meter beträgt der Strahldurchmesser etwa  $3\text{ mm}$  und wird erneut fokussiert. Der hierfür verwendete Doppelsolenoid wird auch für den polarisierten Strahl benutzt, besitzt dann aber eine andere Brechkraft. Im weiteren Verlauf wird der Elektronenhalo am Emittanzfilter und am ersten Chopperkollimator beseitigt. Am Einschub in den Chopper besitzt der Elektronenstrahl die Sollemittanz, um optimal vom Beschleuniger akzeptiert zu werden. Zur Justierung des Elektronenstrahls stehen neben den oben besprochenen Wedlern zur Optimierung des polarisierten Strahls zwei weitere Wedler auf den ersten  $40\text{ cm}$  zur Verfügung.

## 4.5 Lichtquellen

### Anforderungen

Die Anforderungen an die Lichtquellen für die Quelle polarisierter Elektronen sind in der folgenden Liste aufgezählt:

- Zirkularpolarisation  $> 99.5\%$
- Laserleistung minimal  $150\text{ mW}$ , um Quantenausbeuteabfall ausreichend kompensieren zu können
- Wellenlänge  $832\text{ nm}$  bei  $\text{GaAs}_{.95}\text{P}_{.05}$
- Langzeitstabilität der Laserleistung
- Kurzzeitstabilität  $< 0.1\%$  der Laserleistung
- hohe Strahlqualität ( $TEM_{00}$ )
- Für Puls laser :
  - Repetitionsrate  $f = 2.45\text{ GHz}$
  - Pulslänge FWHM  $\rho = 60\text{ ps} \pm 30\text{ ps}$
  - kein Jitter

Diese Anforderungen werden momentan von zwei verschiedenen Laserkonzepten erfüllt. Zum einem steht ein Halbleiter - Lasersystem [Zal98], zum anderen ein Argonionenlicht gepumpter Ti:Saphir - Laser [Tra95][Hof98] zur Verfügung. Beide Konzepte existieren jeweils in einer gepulsten und ungepulsten Ausführung.

### 4.5.1 Der Ti:Saphir - Laser

In der Dissertation von J. Hoffmann [Hof98][HHZ+96][ZVH+95] wurde ein mit Argonionenlicht gepumpter Ti:Saphir - Laser konzipiert und aufgebaut. Es handelt sich um einen passiv modegelockten Laser, der mit einer  $2.45\text{ GHz}$  getakteten Laser - Diode („Seed - Diode“) zum Pulsbetrieb angeregt wird. Die Resonatorlänge beträgt genau  $6.1\text{ cm}$  und entspricht damit einer halben Wellenlänge einer  $2.45\text{ GHz}$  Schwingung. In Abbildung 4.32 ist der Aufbau des Lasers zu erkennen. Der Resonator wird durch das verspiegelte Ende des Ti:Saphir - Kristalls und den Auskoppelspiegel gebildet. Der Pumpstrahl wird durch den Einkoppelspiegel (Durchlässigkeit ist wellenlängenabhängig) hindurch im Ti:Saphir - Kristall fokussiert. Die Eintrittsfläche des Kristalls steht im Brewsterwinkel zum Strahlengang, um Reflexionen zu verhindern. Dort erzeugt das Argonlicht einen Inversionszustand, der, stimuliert durch die Seed - Laserdiode, abgerufen wird. Die Seed - Diode, die sich durch eine dc - Spannung über der Laserschwelle befindet, wird mit dem verstärkten MAMI - Standardsignal zum Pulsen angeregt. Hierdurch repetiert die Diode stets phasenstabil zur Beschleunigungsphase von MAMI und somit auch der Ti:Saphir - Laser. Das Laserlicht wird dann über ein

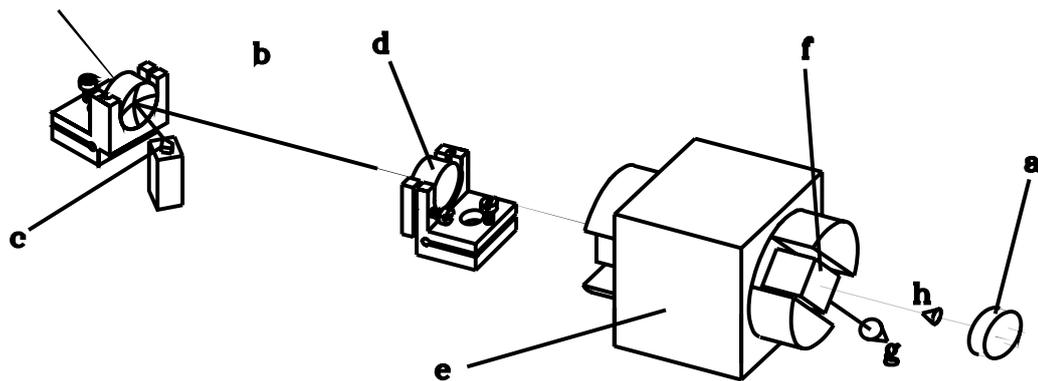


Abbildung 4.32: Aufbau des Ti:Saphir - Lasers. a: Seed - Diode, b: Argonstrahl, c: Ti:Saphir - Kristall, d: Auskoppelspiegel, e: Faradayisolator, f: Glan - Thompson - Prisma, g: Fasereinkopplung

Glan - Thompson - Prisma in eine Faser eingekoppelt. Der Faradayisolator sorgt dafür, daß kein Licht des Ti:Saphir - Lasers zurückreflektiert und gleichzeitig das Seed - Licht eingekoppelt werden kann.

Das Licht wird schließlich über eine 40 Meter lange Monomodefaser in die Beschleunigerhalle A transportiert und in die optische Bank eingekoppelt. Der Laser erzielt eine Ausgangsleistung von  $300\text{ mW}$ . Die Pulslänge beträgt etwa  $80\text{ ps}$ , wodurch eine Elektronentransmission zwischen Quelle PKA1 und Target von  $88\%$  erzielt wird. Bei diesem Laser handelt es sich um eine völlige Neukonstruktion, die wegen ihrer Komplexität einen Spezialisten benötigt, der die Spiegel und Abstände der einzelnen Komponenten von Zeit zu Zeit nachjustiert.

## 4.5.2 Optischer Verstärker

Ein einfacheres System - es enthält keinen externen optischen Resonator, der abgestimmt werden muß - stellt das System aus Seed - Laserdiode und optischem Verstärker dar (**M**aster **O**scillator - **P**ower **A**mplifier MOPA). Dieser Laser wurde dem System am TJNAF<sup>19</sup> nachempfunden [Poe95]. Abbildung 4.33 zeigt den Aufbau. Das Licht der Seed - Laserdiode wird über zwei Spiegel in den optischen Verstärker fokussiert, wo durch Stromfluß eine Inversion erzeugt wird, die, stimuliert von der Pulsdiode, zur Emission (single pass Verstärkung bis 70) von kohärentem Licht führt. Nachdem das Licht noch asphärische Komponenten passiert hat, die dem Strahl eine runde Form geben, wird es durch eine Monomodelichtfaser zur Quelle polarisierter Elektronen transportiert. Die Wellenlänge des Lichtes wird durch die Seed - Diode bestimmt. Die Ausgangsleistung des Systems beträgt bis zu  $300\text{ mW}$  und die Pulslänge  $40\text{ ps}$ . Mit diesem Laser wird eine Elektronentransmission durch den Beschleuniger von  $93\%$  erreicht. Er wurde bereits bei seinem ersten Einsatz in einer einwöchigen Strahlzeit verwendet und zeichnete sich durch seine Einfachheit und seine hohe Stabilität aus [Zal98].

<sup>19</sup>Thomas Jefferson National Accelerator Facility

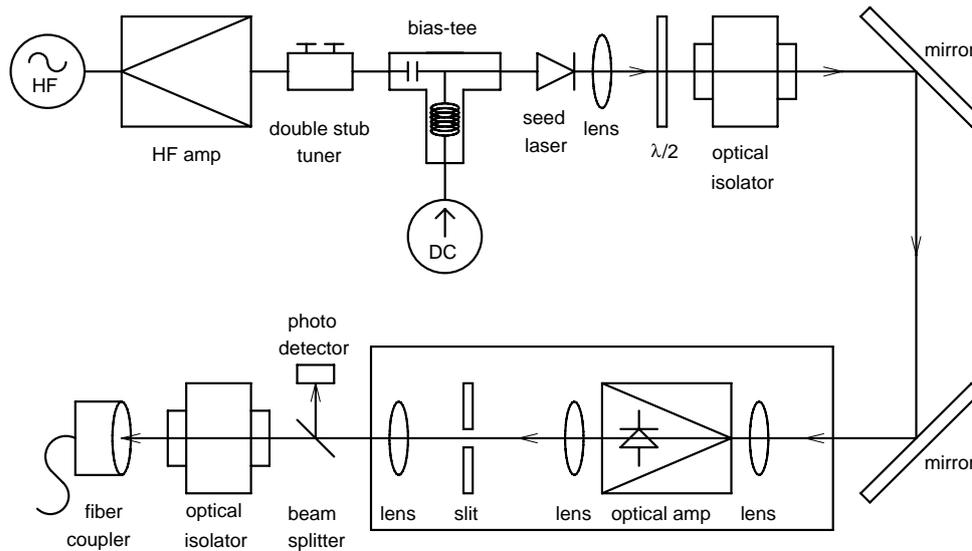


Abbildung 4.33: Aufbau eines Dioden - verstärkten, mit 2.45 GHz repetierenden Pulsasers

### 4.5.3 Optische Bank

Das Laserlicht wird von unten über ein Fenster in der Vakuumkammer des ersten Alhamagneten (Abb. 4.15, 4.16) in die Quelle eingestrahlt. Hier ist eine makrooptische Bank<sup>20</sup> montiert, in die verschiedene optische Komponenten in Flanschen variabel eingebaut werden können. Nachdem das Licht die Faser verlassen hat (Auskoppelobjektiv), bildet es einen Parallelstrahl. Zur Leistungsabschwächung befindet sich anschließend ein Flüssigkristall im Strahlengang, der abhängig von der anliegenden Spannung (0 – 1V) die Polarisationsellipse des Lichtes verändert. Zusammen mit einem nachfolgenden Glan - Thompson - Prisma erfährt der Laserstrahl eine Abschwächung im Bereich 1 : 1000, wenn die Richtung der Polarisation vom LCD - Abschwächer und Analysator nicht übereinstimmen. Wird ein Diodenlaser als Lichtquelle benutzt, könnte die Leistung auch am Steuergerät der Diode geregelt werden. Dies hat jedoch eine Variation der Lichtwellenlänge und damit eine Änderung der Elektronenspinpolarisation zur Folge. Das soll während eines Experimentes vermieden werden. Leider gehen am LCD - Abschwächer, auch wenn er in Durchlaßrichtung steht, etwa 20 % der Lichtleistung verloren. Ein dünnes Glasplättchen reflektiert einige Prozent des Laserlichtes in eine Photodiode. Hierdurch ist eine Laserleistungsmessung möglich. Die Reflexion hängt jedoch von der Stellung des Glases zur Linearpolarisation ab. Die Kalibration muß also bei einer Drehung der Glan - Thompson - Prismen aktualisiert werden. Die nächsten Elemente dienen der Zirkularpolarisierung des Lichtes. Hierzu befindet sich zunächst ein weiteres Glan - Thompson - Prisma im Strahlengang, das eine nahezu vollständige Linearpolarisation (1:10000) des

<sup>20</sup>Spindler & Hoyer

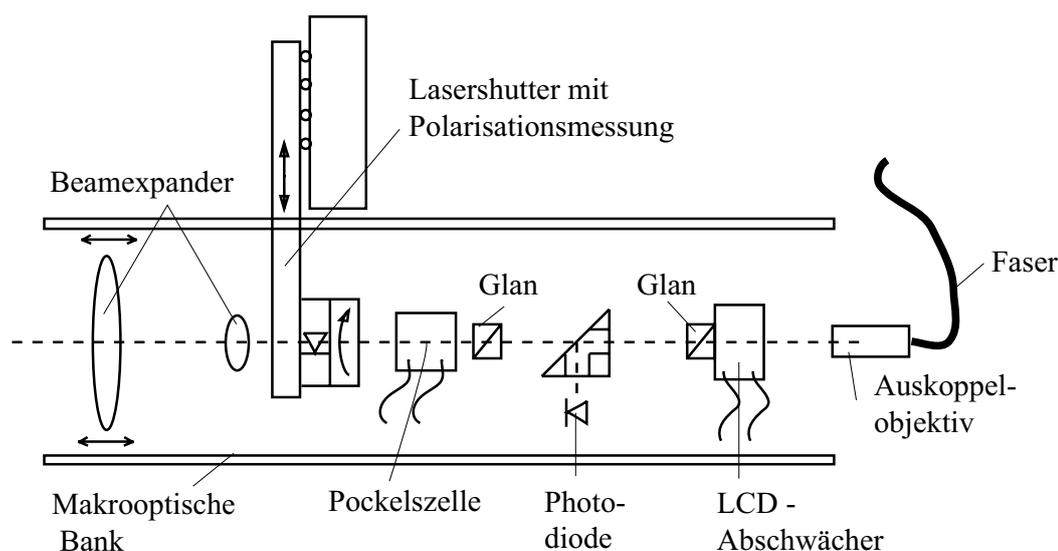


Abbildung 4.34: Aufbau der optischen Bank

Laserlichtes sicherstellt. Im zweiten Schritt wandelt eine Pockelszelle das Licht in zirkularpolarisiertes Licht um. Die Pockelszelle wirkt als  $\lambda/4$  - Plättchen. Die Helizität des Lichtes wird durch Umpolen der Spannung, die an der Pockelszelle anliegt, gewechselt. Jene muß beim Aufbau der optischen Bank sehr sorgfältig justiert werden, um einen zufriedenstellenden Polarisationsgrad zu erzielen. In der Praxis werden Werte von typischerweise 99.5 % bis 99.9 % erreicht. Da für die Lichtpolarisationen gilt,

$$P_{zirk}^2 + P_{long}^2 = 1$$

ergibt sich bei den oben genannten Werten eine Linearpolarisation von 5 % bis 10 %. Die Schaltzeit einer Pockelszelle kann beim Umpolen der Spannung, je nach Elektronik, bis auf den  $ns$  - Bereich herabgesetzt werden. Bei zu kurzen Schaltvorgängen wird die Zelle aufgrund des piezoelektrischen Effektes an die Zerstörschwelle gebracht. Die Wellenlängenabhängigkeit der Pockelszelle wird mit Hilfe der Spannung kompensiert.

Sowohl aus Sicherheitsgründen als auch wegen des Bedienungskomforts, wurde zusätzlich ein Shutter in die optische Bank integriert, um den Laserstrahl unterbrechen zu können. Im geschlossenen Zustand ist die Zirkularpolarisation des Laserlichtes messbar. Dies geschieht mit Hilfe eines Analysators, der sich vor einer Photodiode dreht und damit in einer Position das linearpolarisierte Licht filtert (Leistungsminimum  $L_1$ ) und  $90^\circ$  versetzt dazu durchlässig ist (Leistungsmaximum  $L_2$ ). Die Zirkularpolarisation berechnet sich dann nach

$$P_{zirk} = \frac{2\sqrt{L_1 L_2}}{L_1 + L_2}$$

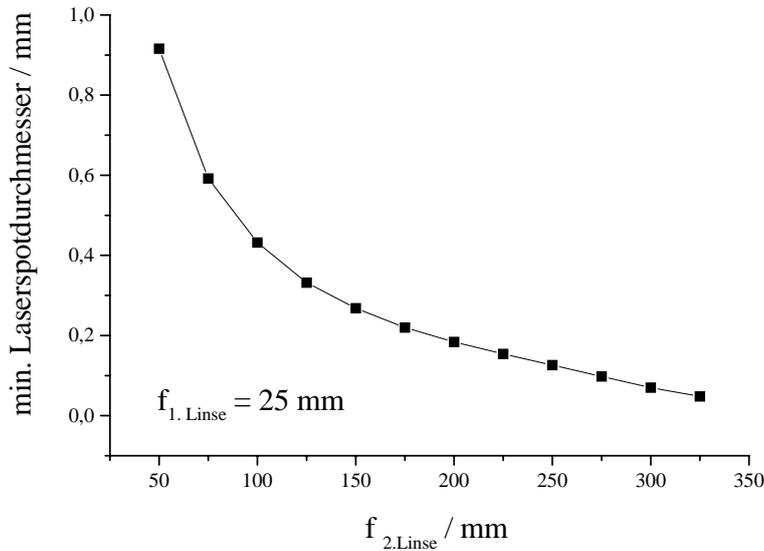


Abbildung 4.35: Abhängigkeit der Laserfleckgröße vom Beamexpanderverhältnis

Der Beamexpander dient zur Fokussierung des Laserstrahls auf die Kristalloberfläche. Der Strahl muß zunächst aufgeweitet werden. Er kann dann mit einer größeren Divergenz auf einen kleineren Spot abgebildet werden (Phasenraumerhaltung). Da der Strahl hier einen Durchmesser von etwa  $2\text{ cm}$  besitzt, wird eine 2 - Zoll Linse ( $f = 150\text{ mm}$ ) eingesetzt. Bei einer kleineren Linse geht man das Risiko von Beugungserscheinungen am Rand der Linse ein. Da es einen Zusammenhang zwischen Laserspotdurchmesser und Elektronenstrahlemittanz (Abb. 5.4) gibt, wird in Abbildung 4.35 der rechnerische Zusammenhang zwischen Beamexpanderverhältnis und Laserspotgröße dargestellt. Da das Laserlicht durch ein Fenster<sup>21</sup> in der Alphakammer der vertikalen Strahlführung hindurchtritt und an dieser Stelle die Apertur nur etwa  $35\text{ mm}$  ist, besteht eine obere Grenze für das Beamexpanderverhältnis. Je größer die Brennweite der zweiten Linse, desto größer ist der Abstand der beiden Linsen und desto größer ist der Strahldurchmesser an dieser engen Stelle. Mit einem Verhältnis von  $25\text{ mm} : 150\text{ mm}$  wird ein minimaler Laserspot von  $280\text{ }\mu\text{m}$  erreicht. Der Lichtstrahl hat in der Alphakammer einen Durchmesser von  $15\text{ mm}$  ( $4\sigma$ ), d. h., etwa  $8\sigma$  des Lichtes können das Strahlrohr frei passieren. Die zweite Beamexpanderlinse ist in eine Drehfassung eingebaut ( $1\text{ mm}$  Hub pro Umdrehung). Hierdurch kann der Abstand der beiden Beamexpanderlinsen variiert und somit die Spotgröße beeinflusst werden (4.36). Die Lichtfleckgröße auf der Kristalloberfläche wurde mit dem gleichen Programm berechnet, mit dem auch die Enveloppe des Elektronenstrahls simuliert wurde. Die durchgezogene Linie im unteren Graph gibt das Ergebnis der Rechnung für die Linsenpositionen um die Nullage an. Dabei ist die Nullage die Position der beiden Linsen, bei der ein minimaler Laserspot produziert wird. Die Ergebnisse

<sup>21</sup>Das Fenster der Alphakammer wurde von außen Breitband entspiegelt.

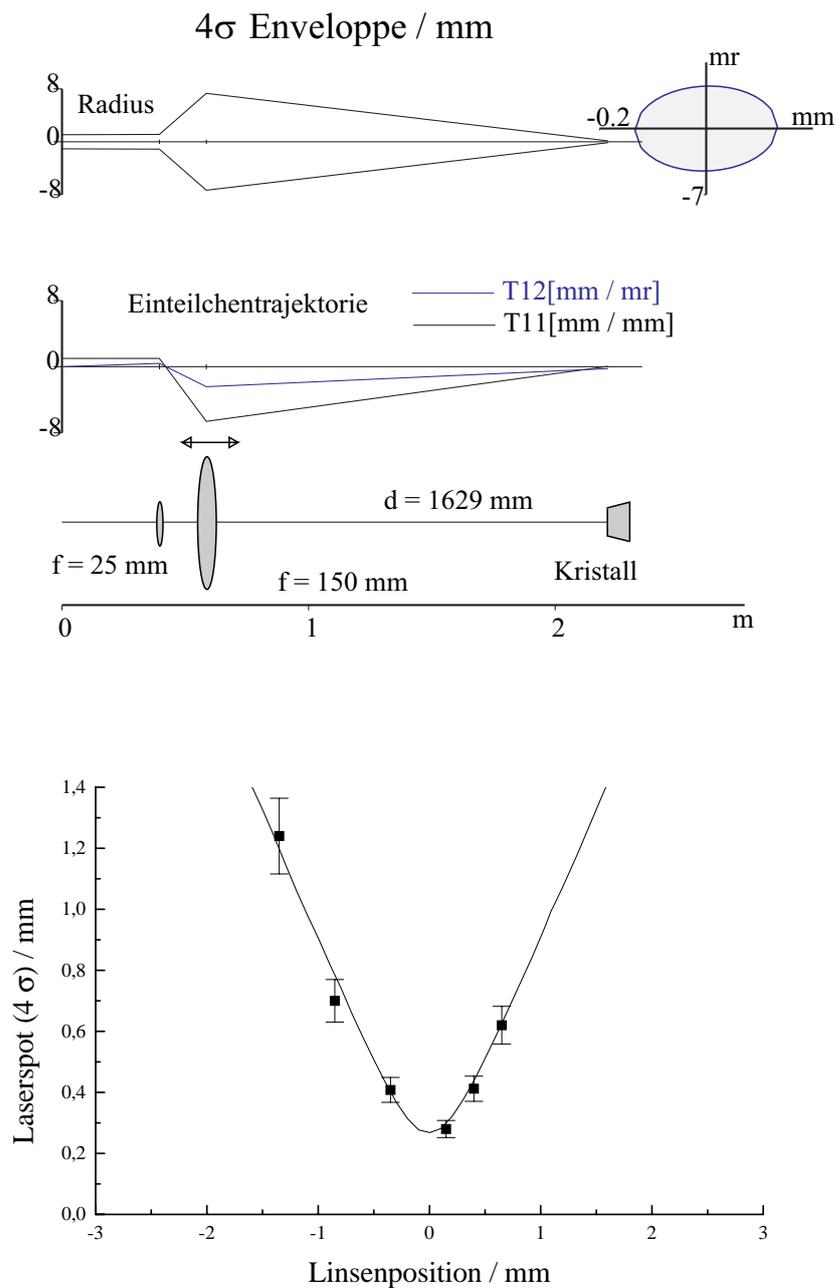


Abbildung 4.36: Enveloppe des Laserstrahls vom Beamexpander bis zum Kristall. Unten: Abhängigkeit der Laserfleckgröße von der Stellung der zweiten Beamexpanderlinse. Durchgezogene Linie: Simulation; Quadrate: Messwerte

der Vermessung der Lichtfleckgröße mit einem Pinhole sind in den Graph eingefügt. Die Messpunkte stimmen mit der theoretischen Kurve überein.

Die gesamte optische Bank hat eine Baulänge von  $60 \text{ cm}$  und ist in eine stabile Justierhalterung eingebaut, mit deren Hilfe der Lichtfleck auf der Kristalloberfläche versetzt werden kann.



# Kapitel 5

## Betriebserfahrungen

### 5.1 Eigenschaften der Photokathoden

Für den Einsatz eines Kristalls als Photokathode zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen ist die Quantenausbeute im Wellenlängenbereich des Polarisationsmaximums ein wichtiges Kriterium. Weiterhin ist die Lebensdauer einer Photokathode von entscheidender Bedeutung. Die Lebensdauer ist die Zeit, in der die Quantenausbeute auf  $1/e$  des Anfangswertes abgesunken ist. Man unterscheidet die sogenannte Dunkellebensdauer, die vorliegt, wenn kein Photostrom emittiert wird, wenn kein Photostrom emittiert wird, und die Betriebslebensdauer, die sich bei der Photoemission einstellt. Da

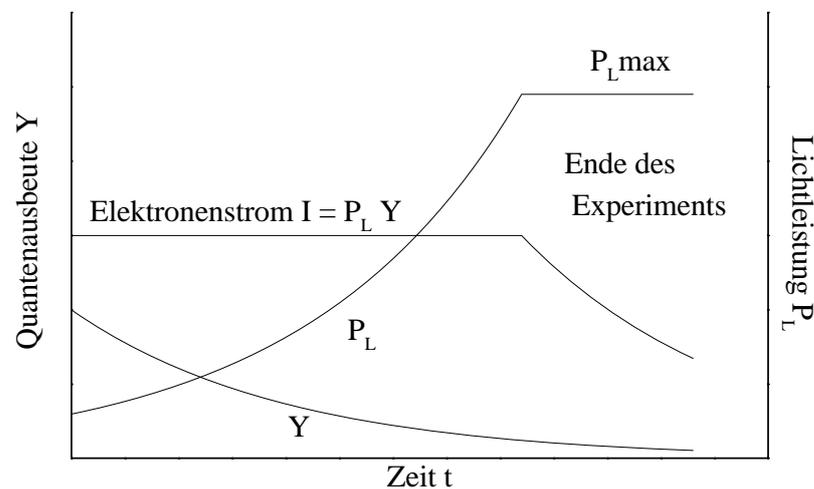


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Bedingungen bei einer Strahlzeit. Die Quantenausbeute nimmt exponentiell ab. Dieser Abfall kann durch Erhöhen der Laserleistung kompensiert werden, so daß der Elektronenstrom konstant ist. Wird die maximale Lichtleistung erreicht, kann der Abfall des Stromes nicht mehr kompensiert werden.

der relative Fehler  $\Delta W$  eines durch eine Asymmetriemessung bestimmten Wirkungsquerschnittes  $W$  durch  $\Delta W \propto \frac{1}{P\sqrt{I \cdot t}}$  gegeben ist, wird die Größe

$$\int_0^{t_{Exp}} P^2 I_e dt = P^2 \cdot Q$$

maximiert. Man spricht deshalb auch von der Güte  $G = P^2 \cdot Y$  der Kathode.

Die meisten Experimente besitzen jedoch ein oberes Limit für den Elektronenstrom, da zum Beispiel die Zahl von zufälligen Koinzidenzen quadratisch von der Ereignisrate abhängt oder die Detektoren aufgrund von Totzeitverlusten ausgelastet sind. Wieder andere benutzen ein Kryotarget, das bei zu hohen Strömen Blasen bildet. Es ist evident, daß die größtmögliche Polarisation zu wählen ist, um die Meßzeit zu minimieren.

Die Erfahrung hat gezeigt, daß zwischen der Lebensdauer  $\tau_{exp}$  der Kathoden und der Stärke des Emissionsstroms  $I_{exp}$  in etwa ein antiproportionaler Zusammenhang besteht

$$\tau_{exp} \approx \frac{q_0}{I_{exp}} \quad (5.1)$$

Dabei ist  $q_0$  die Ladung, die bei diesem Präparationszustand der Kathode und den ganz speziellen Bedingungen der Apparatur für ein Experiment zur Verfügung steht. Diese Größe kann über einige Zehnerpotenzen variieren und hängt zum Beispiel von der Qualität des Vakuums ab. Typische Werte liegen im Bereich von  $100 \mu Ah - 2000 \mu Ah$ . Mit Zuständen, in denen  $q_0$  unter diesen Werten liegt, ist kein Experimentierbetrieb mit Emissionsströmen von  $10 \mu A$  aufrecht zu erhalten. Dies verdeutlicht folgende Rechnung:

Die Quantenausbeute  $Y(t)$  zur Zeit  $t$  ist

$$Y(t) = Y_0 \cdot e^{-t/\tau}$$

Die für den Experimentierstrom  $I_{exp}$  benötigte Laserleistung  $L(t)$  ist :

$$L(t) = I_{exp}/Y(t)$$

Das bedeutet, daß das Experiment dann beendet werden muß ( $t_{exp}$ ), wenn die Quantenausbeute soweit abgefallen ist, daß die maximale Laserleistung  $L_{max}$  eingestellt wird.

$$\frac{I_{exp}}{L_{max}} = Y_0 \cdot e^{-t_{exp}/\tau} \implies t_{exp} = \tau \cdot \ln \frac{Y_0 L_{max}}{I_{exp}} = \frac{q_0}{I_{exp}} \cdot \ln \frac{Y_0 L_{max}}{I_{exp}} \quad (5.2)$$

Der Zusammenhang zwischen Experimentierstrom und der maximalen Experimentierzeit ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Es sind drei verschiedene Kombinationen von  $q_0 = 200 \mu Ah$  und  $600 \mu Ah$ ,  $L_{max} Y_0 = 50 \mu A$  und  $100 \mu A$  eingezeichnet. Wenn eine minimale Betriebszeit von 24 Stunden angestrebt wird, ist der maximale Experimentierstrom an der waagerechten Linie abzulesen. Es ist zu erkennen, daß es sinnvoller ist, für eine Lebensdauererhöhung zu sorgen, als die Laserleistung zu vergrößern. Leider ist ersteres nicht leicht zu bewerkstelligen, da die Lebensdauer von vielen Parametern abhängt und die Vorgehensweise nicht eindeutig ist. Die Verbesserung der Vakuumbedingungen ist der erste Schritt.

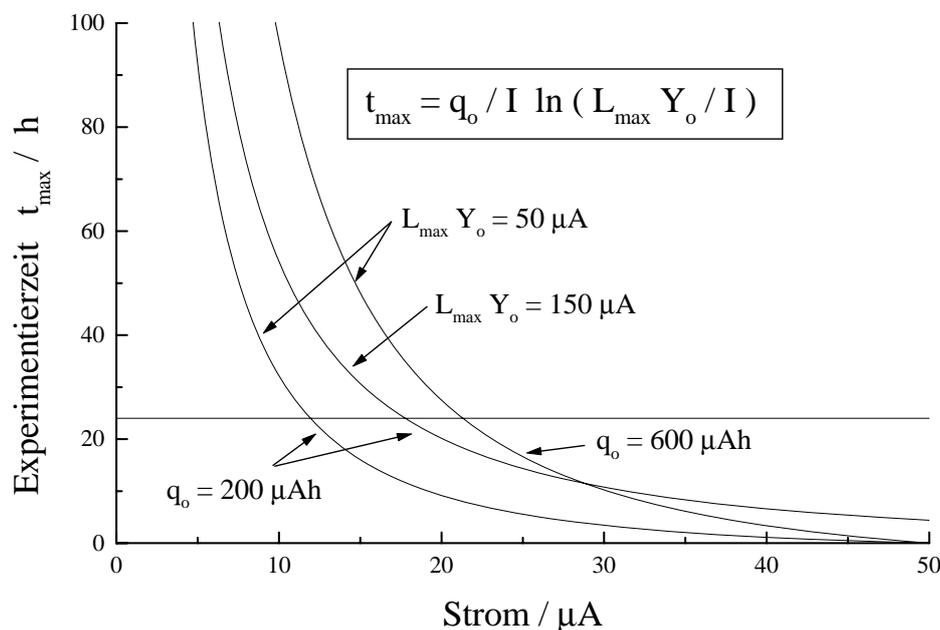


Abbildung 5.2: Darstellung der maximalen Experimentierzeit  $t_{max}$  in Abhängigkeit der Anfangsbedingungen Quantenausbeute zu Beginn  $Y_0$ , maximaler Laserleistung  $L_{max}$ , Lebensdauer  $\tau_{exp}$  und dem Experimentierstrom  $I_{exp}$ . Typische Werte für  $q_0$  liegen im Bereich von  $100 \mu Ah - 2000 \mu Ah$ .

### 5.1.1 Lebensdauerereffekte

Die Problematik der Abnahme der Quantenausbeute von Photokathoden wird im wesentlichen durch zwei Effekte erklärt. Die Abnahme der NEA der gesamten Kathodenregion (auch wenn keine Elektronen emittiert werden: Dunkellebensdauer) wird nach [FDR94] durch Aufwachsen von Sauerstoff auf der Kristalloberfläche hervorgerufen. Hierdurch ändert sich das stöchiometrische Verhältnis von Cäsium zu Sauerstoff. Um lange Lebensdauern zu erzielen, sollte der Sauerstoffpartialdruck also möglichst gering sein. Außerdem darf während des Quellenbetriebes kein Elektronenstromverlust an den Kammerwänden stattfinden, da hierdurch unter anderem auch Sauerstoff desorbiert werden kann.

Der zweite Grund für eine degressive NEA ist das Bombardement des Kristalls mit positiven Ionen, die durch Elektronenstoßionisation erzeugt und in entgegengesetzter Richtung auf die Kathode beschleunigt werden [Nac96]. Da ihre Masse größer ist als die der Elektronen, entsteht ein lokaler „Graben“ („hole burning“) niedriger Quantenausbeute zwischen dem Emissionsort (Laserspot) der Elektronen und dem Zentrum des Kristalls (Abb. 5.3). Die Ionisation der Restgasatome und Moleküle findet bereits wenige Millimeter vor der Kathode statt, so daß elektromagnetische Felder (z. B. Wienfilter) zum Ablenken der Ionen nicht benutzt werden können. Auch aufgrund dieses Effektes ist das bestmögliche Vakuum in der Kristallregion (Quellenrezipienten) anzustreben.

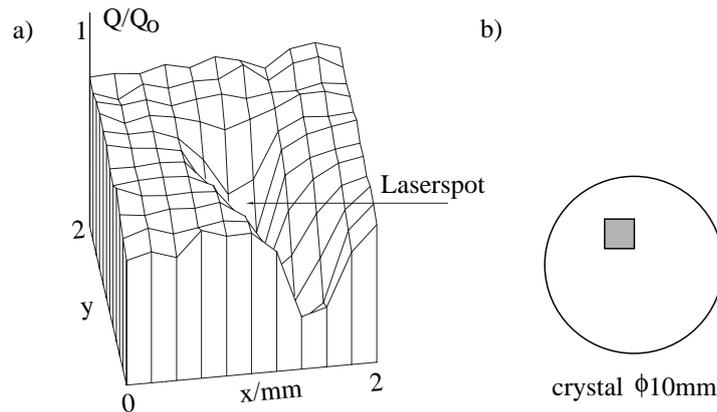


Abbildung 5.3: Links: Quantenausbeute in einer  $4 \text{ mm}^2$  Region um den Emissionsfleck einer mehrstündigen Strahlzeit, in der hohe Ströme produziert wurden. Die Quantenausbeute  $QE$  wurde auf den Anfangswert  $QE_0$  normiert. Rechts: Der Kreis stellt eine Photokathode ( $D = 10 \text{ mm}$ ) dar. Der Laserspot befand sich etwa  $3 \text{ mm}$  außerhalb des Zentrums. Die graue Fläche stellt die linke Region dar (aus [AN<sup>+</sup>97]).

Inwieweit sich die Quantenausbeuteabnahme durch Nachcäsieren kompensieren läßt, hängt sehr von den Umständen ab und ist grundsätzlich nicht vorhersehbar. Es wurden Betriebszustände beobachtet, in denen die Quantenausbeute vollständig wiederherstellbar war und solche, in denen Nachcäsieren keinerlei Erfolg brachte. Es gibt Hinweise darauf, daß die Anwesenheit von Cäsium im Quellenrezipienten (der Partialdruck ist jedoch unterhalb der Meßgrenze von  $5 \cdot 10^{-14} \text{ mbar}$ ) die Lebensdauer verbessern kann. Dieser Effekt könnte als ständiges Nachcäsieren der Photokathode gedeutet werden. Es ist aber auch möglich, daß das Cäsium als Gettermaterial wirkt und die Vakuumbedingungen verbessert. Dies konnte jedoch nicht anhand der Druckverhältnisse bestätigt werden. Schließlich muß festgestellt werden, daß die Abnahme der Quantenausbeute einer Photokathode von vielen Betriebsparametern abhängt und noch nicht vollständig verstanden ist.

## 5.2 Betrieb mit Quelle PKA 1

Nach dem Umzug der PKA1 vom Erdgeschoß des MAMI - Gebäudes in die Beschleunigerhalle im November 1996 konnte im darauffolgenden Januar die Quelle das erste Mal in Betrieb genommen werden. Relativ schnell stellte sich heraus, daß die Strahlqualität besser war als in der alten Konfiguration der  $25 \text{ m}$  langen Transportstrecke der PKA2, obwohl zu diesem Zeitpunkt die Strahlführung der PKA1 noch keine magnetische Abschirmung besaß. Es fanden eine Reihe von kurzen Strahltests statt, in denen die Fokussierung des Elektronenstrahls auf den ersten Metern hinsichtlich der Transmission und der Anpassung des transversalen Phasenraums an den Beschleuniger optimiert wurde. Desweiteren wurden die Parameter des longitudinalen Phasenraums [NEHS88] (Feinjustierung der  $100 \text{ kV}$  Spannungsversorgung; Bunchersystem) eingestellt.

In den folgenden Monaten traten einige Schwierigkeiten in den ersten 50 cm der EKAN - Strahlführung (bis zum Alphamagneten) auf, die behoben wurden. Wegen der Verkopplung beider Strahlführungen konnte die PKA1 in dieser Zeit nicht betrieben werden, da das Vakuum der Strahlführungen gebrochen wurde.

Anfang Juli '97 stand die Quelle zur Produktion polarisierter Elektronen wieder zur Verfügung. In einer ersten Strahlzeit der A1 - Kollaboration (Kap. 2.4.1,  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$  [RBB97]) konnten mit Einsatz des 2f - Bunchers (Transmission 45 % - 50 %) bis zu  $10 \mu A$  (Spinpolarisation: 75 %) in der Spektrometerhalle zur Verfügung gestellt werden. Der Primärstrom der stabil funktionierenden Quelle betrug bis zu  $22 \mu A$ .

### 5.2.1 Qualität des Elektronenstrahls

In der Vergangenheit stellten die hohen Strahlungswerte in den Beschleunigerhallen ein großes Problem dar, da mit einer Aufaktivierung von Beschleunigerkomponenten gerechnet werden mußte. Die Strahlung entsteht durch Elektronenverluste an den Vakuumkammern. Je weniger Halo ein Elektronenstrahl besitzt und je kleiner seine Emittanz, desto niedriger sind die Strahlverluste und desto weniger Strahlung wird produziert. Deshalb wird die Qualität eines Elektronenstrahls unter anderem an seinem Phasenraumvolumen gemessen.

#### Transversale Emittanz

Die transversale Emittanz (Abschn. 4.3.2) hängt von der Spotgröße des Laserlichts auf der Kristalloberfläche ab. Abbildung 5.4 verdeutlicht den Zusammenhang. Die Emittanz wird mit Hilfe eines Scanners hinter dem Choppersystem gemessen. Dieses ist während der Messung nicht aktiv. Bei einem minimalen Laserspotdurchmesser von  $280 \mu m$  ( $4\sigma$ ) beträgt das Phasenraumvolumen (Abb. 5.5)

$$\epsilon_{hor} = 0.24 \pi \text{ mm mrad} \quad \epsilon_{vert} = 0.21 \pi \text{ mm mrad}$$

Durch Verstellen der zweiten Beamexpanderlinse wurde zur Messung der Kurven in Abbildung 5.4 der Lichtfleck auf der Kathode vergrößert. Der gesamte Elektronenstromverlust an allen Blenden hatte im Fall des größten Laserflecks einen Wert von 8 %. Bei noch größeren Transmissionsverlusten würde sich allmählich die Messung verfälschen, da die Blenden dann massiv als Emittanzfilter wirken. Mit der Aufweitung des Laserspots wächst das Phasenraumvolumen. Es wird ein quadratischer Zusammenhang (Glg. 4.1) erwartet, der jedoch von der Charakteristik der Elektrodenkonfiguration der Quelle überlagert ist. Daß die Emittanzkurven nicht durch Null gehen, liegt möglicherweise an der endlichen Dicke der Drähte, mit denen die Strahldurchmesser abgetastet werden (Kap. 5.5). Da der Beschleuniger eine Akzeptanz von etwa  $0.8 \pi \text{ mm mrad}$  hat, sollte ein Lichtstrahl bis zu  $2 \text{ mm}$  Durchmesser ( $4\sigma$ ) verwendbar sein. Es gibt Hinweise darauf, daß die Lebensdauer bei kleineren Stromdichten steigt. Bei der Produktion von Elektronenpulsen hoher Ladung werden Raumladungskräfte herabgesetzt, wenn ein großer Laserspot verwendet wird. Im Standardbetrieb wird ein Lichtspot von  $400 - 500 \mu m$  Durchmesser benutzt.

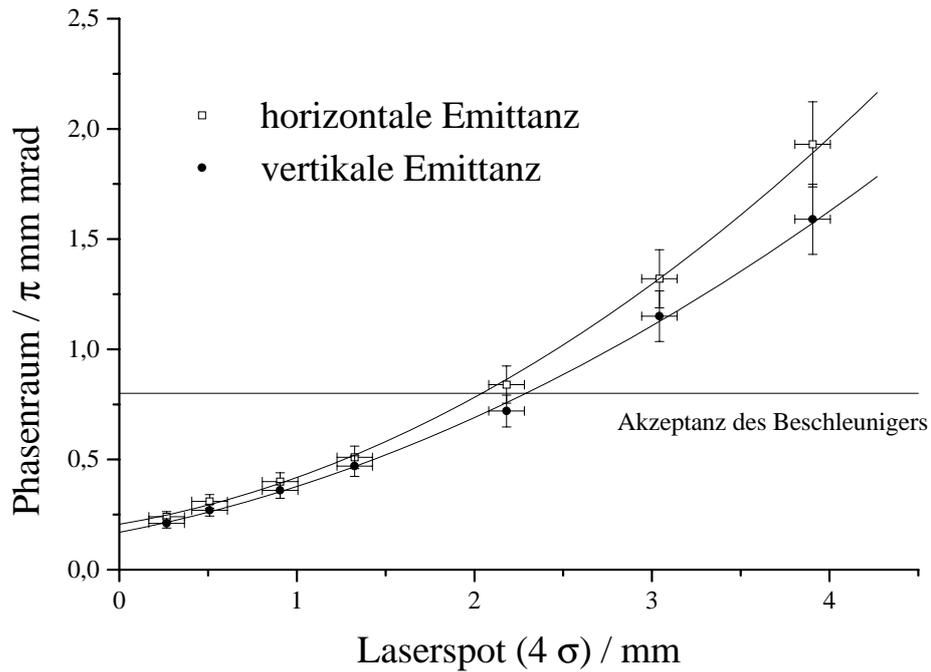
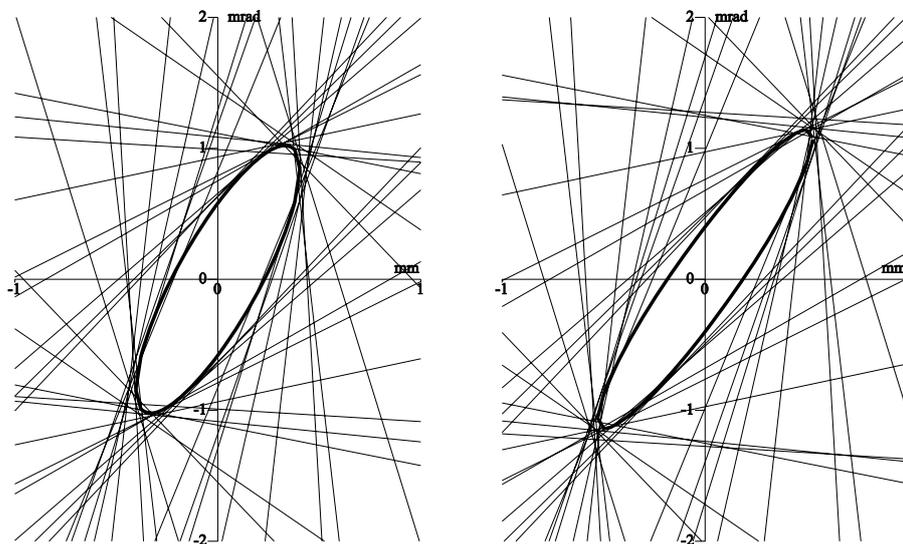


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der Elektronenstrahlemittanz von der Laserfleckgröße



HORI: Beta: 0.7 m/r Alpha: -1.45 Gamma 4.46 r/m Emit: 0.24 pi mm mrad  
 VERT: Beta: 1.3 m/r Alpha: -2.67 Gamma 6.13 r/m Emit: 0.21 pi mm mrad

Abbildung 5.5: Phasenraummessung mit Scanner „Int0scan12“ bei Betrieb mit kleinstem Laserspotdurchmesser

### Longitudinale Strahlparameter

Während aufgrund des 2f - Bunchers direkt nach dem Umbau die Transmission zwischen Quelle PKA1 und Target von ehemals 10 – 15 % auf maximal 50 % angehoben werden konnte, ließ sich durch die Verwendung des Puls laser fast der theoretische Wert von 100 % erreichen. Im Januar '98 ging der Puls - Dioden - Verstärker (Kap. 4.5) in Betrieb, wodurch in Verbindung mit dem 2f - Buncher eine Totaltransmission von 93 % erzielt wurde. Hierdurch konnte der A1 - Kollaboration ein polarisierter Elektronenstrahl (75 %) mit einer Stromstärke von bis zu  $20 \mu A$  auf dem Target angeboten werden. In 100 Stunden Strahlzeit wurde eine Ladung von  $5 C$  produziert. Ohne die Verwendung des 2f - Bunchers sinkt die Transmission auf etwa 70 – 75 %.

Auch der gepulste Ti:Saphir - Laser erreicht eine Totaltransmission von 88 %. Da seine Pulslänge aber etwa doppelt so groß ist wie die des Diodenlaser, sinkt die Transmission ohne 2f - Buncher auf etwa 50 %. Da die Strahlführung zwischen Quelle PKA2 und Beschleuniger keine Pulsstruktur des Elektronenstrahls zuläßt (Kap. 2), muß diese mit einem kontinuierlichen Laser betrieben werden. Aus diesem Grund und wegen der schlechteren Strahlqualität wurde mit dieser Quelle die Transmission (mit Hilfe des 2f - Bunchers) nur auf 25 – 30 % gesteigert.

Der longitudinale Phasenraum kann auf einer Diagnoseeinheit hinter dem Injektorlinac bei  $4 MeV$  beobachtet werden. Diese Anzeige gibt Aufschluß darüber, ob der Elektronenstrahl vom Beschleuniger akzeptiert wird. Hier sollte die Energiebreite  $\Delta E$  nicht größer als  $\pm 2 keV$  und die Phasenbreite  $\Delta \phi$  nicht größer als  $\pm 2^\circ$  sein [NEHS88].

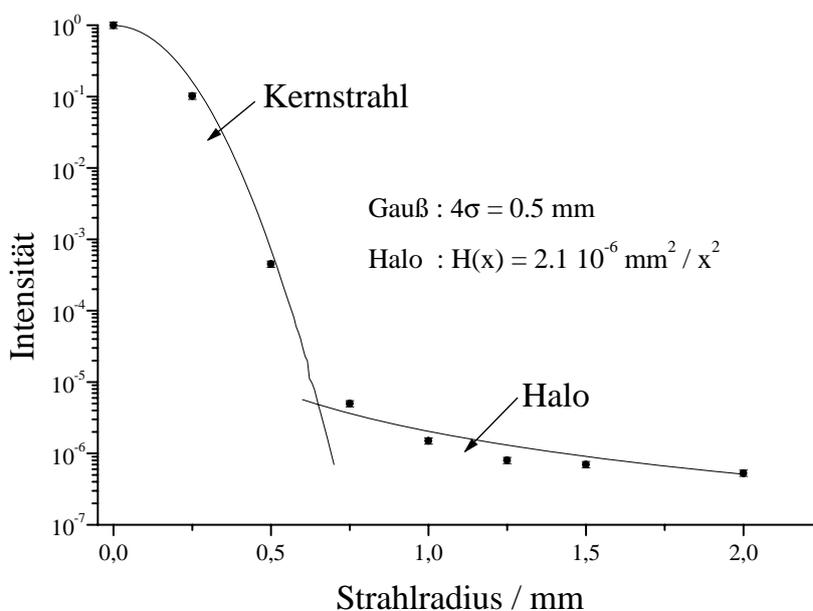


Abbildung 5.6: Elektronenstrahlprofil der PKA1 hinter dem RTM 3 bei  $855 MeV$ .

### Strahlungspegel in den Beschleunigerhallen

Wie oben erwähnt, hat sich die Strahlqualität durch den Umzug stark verbessert. Abbildung 5.6 zeigt eine Messung des Elektronenstrahlprofils hinter dem RTM 3 bei  $855 \text{ MeV}$ . Zur Messung wird ein Blech in den Strahlengang gefahren, das Löcher verschiedener Durchmesser enthält. Elektronenstrahlverluste werden durch Messung der Bremsstrahlung mit einer Ionisationskammer detektiert, die sich in der direkten Verlängerung des Strahls befindet. Der Elektronenstrahl wird durch einen Dipolmagneten vorher umgelenkt; je kleiner die Blende, desto höher die Strahlungsrate. Eine Normierung der Strahlung auf den Elektronenstrom findet dadurch statt, daß ein bestimmter Strom auf das massive Blech gelenkt wird. Abwechselnd werden verschiedene Blenden in den Strahlengang gefahren. Diese werden so eingestellt, daß die detektierte Strahlung minimal ist, d.h. der Elektronenstrahl das Loch möglichst gut passieren kann. Grundvoraussetzung ist ein runder Strahlfleck an der Position der Blenden, um den tatsächlichen Strahlhalo zu messen. Die Strahlungsraten werden gegen den Blendendurchmesser aufgetragen. Es ergibt sich ein integratives Bild des Elektronenstrahls. Es ist möglich, den Hauptstrahl und den Strahlhalo zu unterscheiden. In logarithmischer Auftragung

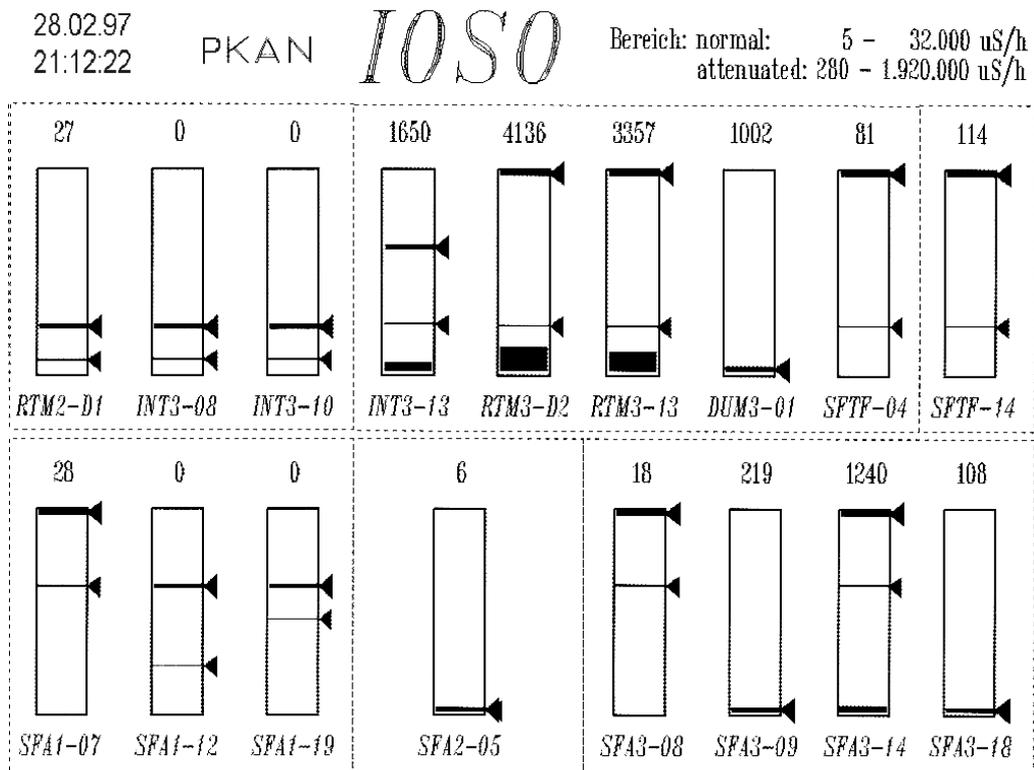


Abbildung 5.7: Strahlungswerte in den Beschleunigerhallen im PKA1 - Betrieb bei einem Strahlstrom von  $14 \mu\text{A}$ . Es handelt sich um eine mindestens hundertfache Verbesserung gegenüber dem Betrieb mit Quelle PKA2.

wird das gaußsche Strahlprofil durch eine nach unten offene Parabel beschrieben. Der Halo, der durch die Restgasstreuung hervorgerufen wird [Her82], ist proportional  $1/r^2$  :

$$\frac{dn}{n} = 2\pi Z^2 r_0^2 \cdot \left(\frac{\beta}{\gamma}\right) \cdot \frac{1}{x_g^2} \cdot \nu N_L l \frac{P}{P_0}$$

$$x_g = 0.5 \quad \implies \quad \frac{dn}{n} = 1.7 \cdot 10^{-5}$$

Das Ergebnis bezieht sich auf einen Restdruck  $P = 10^{-7} \text{ torr}$  an Stickstoffgas  $Z = 7$ ,  $\nu = 2$ .  $\beta$  und  $\gamma$  sind Eigenschaften des Mikrotrons,  $N_L$  die Loschmidtzahl,  $P_0$  der Normdruck,  $l$  Länge des Mikrotrons und  $r_0$  der klassische Elektronenradius. Die relative Anzahl Elektronen, die sich außerhalb des Elektronenstrahls befinden, ergibt sich aus dem Integral des Halos

$$\text{Halo} = 8 \cdot 10^{-6}$$

Dieser Wert stimmt recht gut mit dem oben berechneten Wert [NT95] überein. Durch die hervorragende Strahlqualität gehen nur wenige Elektronen an den Kammerwänden verloren, so daß die Strahlung in den Hallen sehr gering ist (Abb. 5.7). Da der Strahl der PKA2 einen größeren Halo [Sch97b] besitzt, sind die Strahlungswerte mit dieser Quelle wesentlich höher (Faktor 100 - 1000). Dies stellte in der Vergangenheit ein großes Problem dar, das mit dem Umzug von Quelle PKA1 behoben wurde. Der Maximalstrom an spinpolarisierten Elektronen, der bisher den gesamten Beschleuniger durchlaufen hat, ist  $25 \mu A$ . Hierbei steigt die Strahlung in den Hallen jedoch erheblich. Dies ist jedoch keine Eigenschaft der PKA1, sondern ein Effekt, der „Ion - trapping“ genannt wird. Bei einer gewissen Stromstärke ist das elektrische Feld des Elektronenstrahls (besonders auf der Beschleunigungsbahn des RTM 3, die der Strahl 90 Mal passiert) so groß, das positive Ionen die Strahlregion nicht mehr verlassen können und sich dort ansammeln. Dadurch findet eine Aufstreuung des Elektronenstrahls statt. Mit einer „Clearing - Elektrode“ sollen die positiven Ionen abgesaugt werden [NT97].

### Aktueller Status der PKA 1

Der aktuelle Status der Quelle spinpolarisierter Elektronen PKA1 am Injektor vom MAMI wird in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Im Moment werden ausschließlich Photokathoden des Typs X - 1111 verwendet. Diese besitzen im allgemeinen eine Spinpolarisation von 75 % bei einer Wellenlänge von  $832 \text{ nm}$ . Typische Quantenausbeuten liegen bei dieser Wellenlänge im Bereich zwischen 1 und  $1.5 \mu A/mW$ . Produziert die Quelle einen Elektronenstrom von  $20 \mu A$ , fällt die Quantenausbeute mit einer Lebensdauer von etwa 100 Stunden ( $q_0 = 2000 \mu Ah$ ). Die Totaltransmission zwischen Quelle und Target beträgt 93 %, wenn der Dioden - Verstärker - Laser im Pulsbetrieb als Lichtquelle dient. Mit kontinuierlichem Licht wird standardmäßig eine Transmission von 45 % bis 50 % erreicht. Erzeugt ein Laserspot mit einem Durchmesser von  $400 \mu m$  einen Elektronenstrom von  $20 \mu A$ , so liegt eine Stromdichte von  $20 \text{ mA/cm}^2$  vor. Der transversale Phasenraum liegt dann im Bereich von  $0.4 \pi \text{ mm mrad}$ . Eine Grundvoraussetzung für die

<i>GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub></i> , Typ X - 1111	
Polarisation	73 % – 77 %
Quantenausbeute	(1 – 1.5) $\mu A/mW$
Wellenlänge	832 nm
Dunkellebensdauer	> 1000 h
Lebensdauer bei 20 $\mu A$	$\approx$ 100 h
Transmission gep.	93 %
Transmission d.c.	50 %
Stromdichte	20 mA/cm <sup>2</sup>
transvers. Phasenraum	0.4 $\pi$ mm mrad
Vakuumbedingungen	$H, H_2 = 4 \cdot 10^{-11}$ mbar $Rest < 10^{-11}$ mbar

Tabelle 5.1: Aktueller Status der Quelle spinpolarisierter Elektronen PKA1 am Injektor vom MAMI

Verwendung von Photokathoden dieser Art ist das gute Vakuum. Dieses wird vom Wasserstoffpartialdruck limitiert ( $4 \cdot 10^{-11}$  mbar). Die Partialdrücke der übrigen Gase liegen im  $10^{-12}$  mbar - Bereich. Wenn sich der Zustand der Quelle PKA1

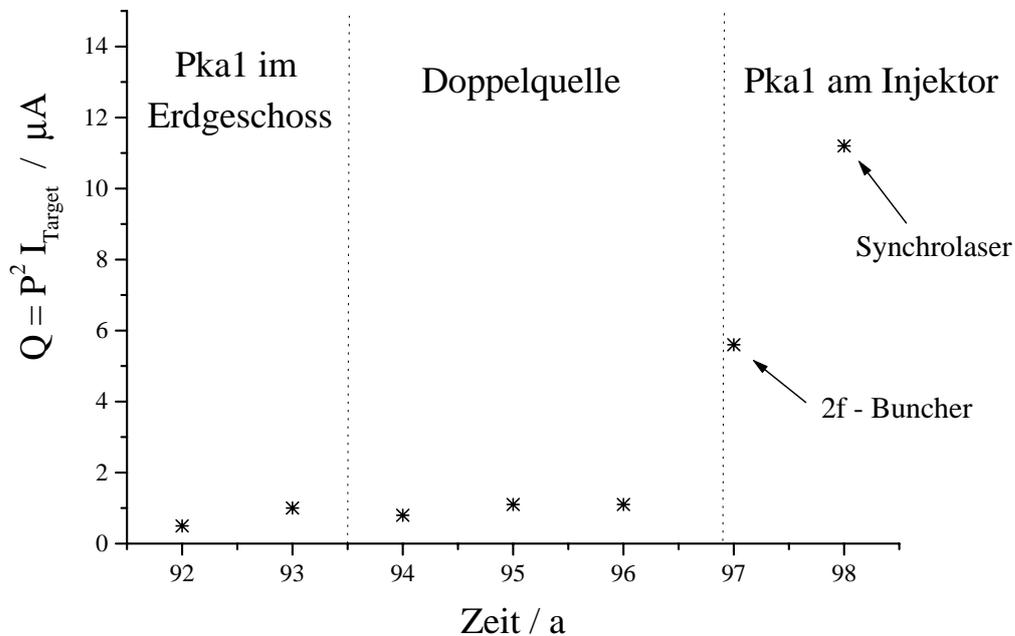


Abbildung 5.8: Positive Entwicklung des am Targetort angebotenen polarisierten Elektronenstromes  $Q = P^2 \cdot I$  nach dem Umbau der PKA1 in die Beschleunigerhalle.

nicht mehr wesentlich verschlechtert, sind alle geplanten Experimente an MAMI in Hinsicht auf die Produktion polarisierter Elektronen durchführbar. Abbildung 5.8 verdeutlicht die günstige Entwicklung des Betriebes der Quelle polarisierter Elektronen an MAMI. Diese ist durch den Bau einer Schleuse (1996) und vor allem durch die Transmissionssteigerung zwischen Produktionsquelle PKA1 und Targetort zu begründen. Dies ist nur durch die Installation der Quelle PKA1 am Injektionspunkt von MAMI möglich geworden.

Mittelfristig ist an eine volle Auslastung des Beschleunigers mit  $100\ \mu A$  zu denken. Hierzu muß die Lebensdauer um einen Faktor 10 vergrößert werden. Eine weitere Verbesserung des Vakuumbedingungen scheint unumgänglich. Dies ist möglicherweise durch einfache Steigerung der Saugleistung der Vakuumpumpen zu erreichen (Ring aus NEG - Modulen in Kristallnähe) oder durch Kryotechnologie zu bewerkstelligen. Weiterhin sind die Auswirkungen des Kühlens von Photokathoden zu untersuchen. Experimente hierzu sind für die Zukunft geplant.

### 5.3 Betrieb mit Quelle PKA 2

Im Sommer '97 wurde auch die Quelle PKA2 und der Strahlversatz in Betrieb genommen. Mit dieser Quelle fanden Ende '97 und Anfang '98 Messungen zur Spindynamik im Beschleuniger statt (Kap. 6).

In Zukunft wird die Quelle PKA2 wahrscheinlich nur noch für Experimente benötigt, für die der Elektronenspin aus der Beschleunigerebene hinausragen soll.



# Kapitel 6

## Spindynamik

Wegen der Unterdrückung transversaler Polarisationskomponenten in hadronischen Observablen um den relativistischen Faktor ( $\gamma^{-1} = m/E$ ) werden am Targetort in der Regel nur longitudinal spinpolarisierte Elektronen mit einem möglichst hohen Polarisationsgrad benötigt. Da der Polarisationsvektor infolge der g - Faktor - Anomalie der Elektronen in den Magnetfeldern der MAMI - Dipole relativ zum Impulsvektor präzediert, benutzt man für die PKA2 einen in die 100 keV Strahlführung integrierten Spinrotator [Ste93], um den Spin am Targetort longitudinal einzustellen. Aus Platzgründen war es nicht möglich, einen Spinmanipulator in die Strahlführung zwischen der PKA1 und den Chopper zu installieren. Das Einstellen der longitudinalen Spinstellung wird stattdessen durch Feineinstellung des RTM 3 vorgenommen. Das folgende Kapitel gliedert sich in drei Teile. Zunächst werden einige Polarimetertypen beschrieben (Abschn. 6.1), die zur Messung (Abschn. 6.2) der Spinorientierung an verschiedenen Positionen von MAMI benutzt worden sind. Zur Spinpräzession in MAMI werden Rechnungen durchgeführt, aus denen die Spinstellung für alle möglichen MAMI - Endenergien in den verschiedenen Experimentierhallen resultieren. Außerdem wird der Korrekturfaktor der Endenergie des RTM 3 angegeben, bei der der Spin longitudinal zum Impuls steht. Im dritten Teil soll eine Simulationsrechnung Aufschluß über Depolarisationseffekte im Beschleuniger geben.

### 6.1 Polarisationsmessung

#### 6.1.1 Die Mottpolarimeter

##### Mottstreuung

Für die elastische Streuung eines Elektrons (Spin 1/2) an einem Atomkern ohne Spin ergibt sich durch Lösen der Dirac - Gleichung mit Coulomb - Wechselwirkung ein von der Elektronenspinpolarisation abhängiger differentieller Wirkungsquerschnitt [MM65].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = I_0 \cdot [1 + \vec{P} \cdot \hat{n} S(\vartheta)] \quad (6.1)$$

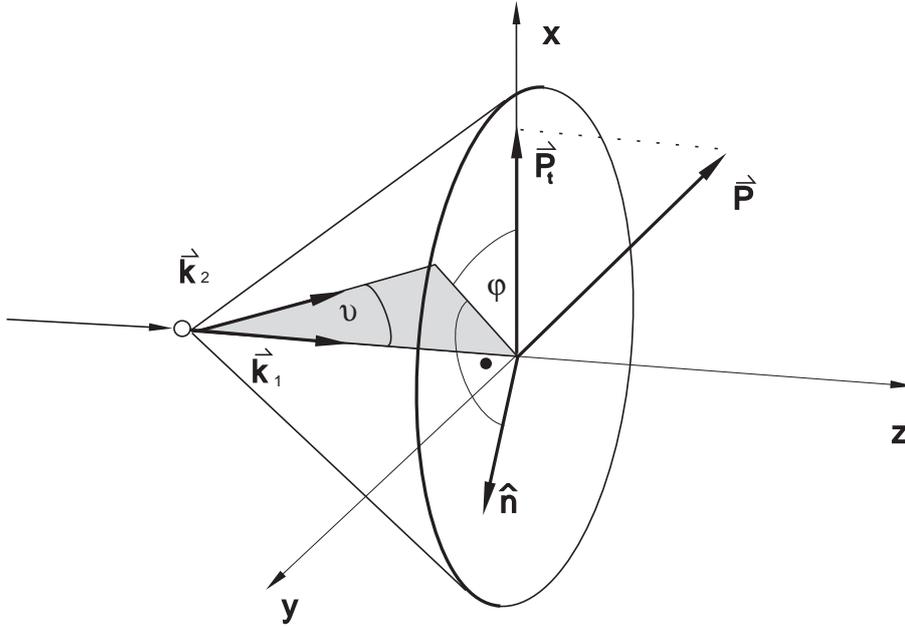


Abbildung 6.1: Streugeometrie des Elektrons am Targetkern: die Impulsvektoren vom ein- und ausfallenden Elektron spannen die Streuebene auf, zu der  $\hat{n}$  der Normalen-einheitsvektor ist.  $\vartheta$  symbolisiert den Streuwinkel.

$$\vec{P} \cdot \hat{n} = -P_t \sin \varphi \quad (6.2)$$

Abbildung 6.1 verdeutlicht die Streugeometrie.  $\hat{n}$  symbolisiert den Normalenvektor auf der Streuebene,  $P_t = |\vec{P}_t|$  die zum Eingangsimpuls  $\vec{k}_1$  des Elektrons transversale Polarisationskomponente,  $\varphi$  den Winkel zwischen Streuebene und  $\vec{P}_t$  und  $\vartheta$  stellt den Streuwinkel dar.  $I_0$  ist der Mottsche Streuquerschnitt und  $S(\vartheta)$  die sog. Shermanfunktion. Die longitudinale Komponente der Polarisation leistet keinen Beitrag zum differentiellen Wirkungsquerschnitt. Nun wird deutlich, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt eine Abhängigkeit vom Azimutwinkel  $\varphi$  besitzt. Folgerichtig definiert man die Asymmetrie als Differenz der Extremwerte, normiert auf deren Summe :

$$A := \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(270^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(270^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)}$$

Setzt man Gl.6.1 ein, so erhält man :

$$A = P_t \cdot S(\vartheta)$$

Dies bedeutet, daß ein direkter Zusammenhang zwischen der meßbaren Asymmetrie und der nicht direkt feststellbaren Polarisation besteht, wenn es möglich ist, die zugehörige Shermanfunktion zu berechnen. Die Shermanfunktion ist eine reelle Funktion, die aus den Streuamplituden, die wiederum Funktionen der Streuphasen der beiden Spinzustände sind, errechnet werden kann. Mit Hilfe eines Hartree - Fock - Verfahrens wurde die Shermanfunktion für verschiedene Energien

und Kernladungszahlen numerisch ermittelt. Die Winkelabhängigkeit der Shermanfunktion für die elastische Streuung von  $100\text{ keV}$  Elektronen an Gold ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Es ist ein breites Betragsmaximum bei  $\vartheta \simeq 120^\circ$  zu

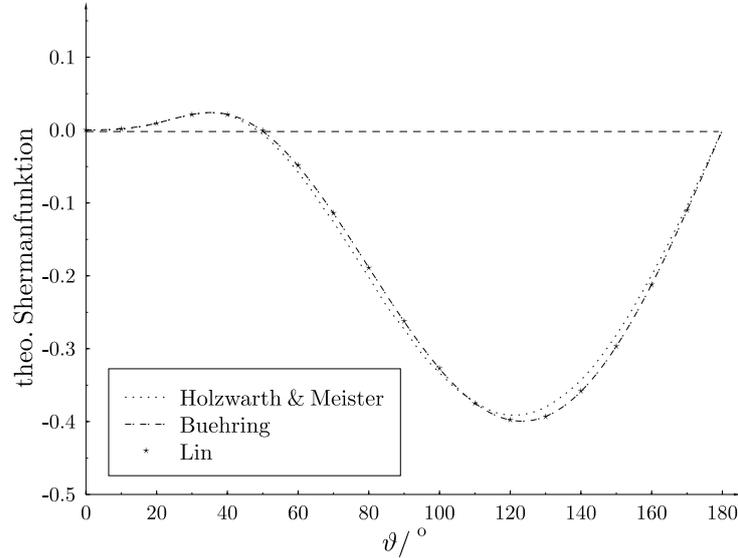


Abbildung 6.2: Winkelabhängigkeit der theoretischen Shermanfunktion. Als Quelle dienen die Daten von [HM64], [Büh94], [Lin63]

erkennen. Deshalb wird man bei einer Streuung unter diesem Winkel die größte Asymmetrie erwarten. Die Kalkulationen der Shermanfunktion unterscheiden sich jedoch und sind mit Ungenauigkeiten behaftet, da bei der Berechnung der Streuphasen unendliche Reihen mit einer endlichen Anzahl von Summanden genähert werden. Die theoretische Shermanfunktion für die Streuung von  $100\text{ keV}$  Elektronen an Gold unter  $120^\circ$  beträgt [HM64],[RF88],[Büh94],[Lin63]

$$S_{th, 100\text{ keV}, 79, 120^\circ} = -0.3975 \pm 0.004$$

Bei der theoretischen Berechnung der Shermanfunktion geht man ausschließlich von elastischen Einzelstreuungen eines Elektrons aus. Bei der Verwendung von Targetfolien endlicher Dicke kommt es jedoch zu Mehrfachstreuungen. Da die Shermanfunktionen der Einzelstreuwinkel kleiner sind als die des resultierenden Gesamtwinkels, sinkt der Betrag der effektiven Shermanfunktion  $S_{eff}$ . Je dicker eine Folie ist, desto wahrscheinlicher werden Mehrfachstreuungen und einen desto kleineren Wert erwartet man für  $S_{eff}$ . Eine analytische Rechnung [Weg58] führt auf folgende Dickenabhängigkeit der Shermanfunktion [GKB<sup>+</sup>92]:

$$S_{eff}(d) = S_0(1 - ad) \approx \frac{S(0)}{1 + \alpha d}$$

Die zweite Funktion wurde in einem hochpräzisen Doppelstreu - Experiment [Gel89] bei  $120\text{ keV}$  und in einer Polarimetereichung [SCN<sup>+</sup>96] bei  $14.86\text{ MeV}$

favorisiert. In der Literatur finden sich Hinweise auf andere funktionelle Zusammenhänge [FG86]. Um die effektive Shermanfunktion einer Targetfolie zu ermitteln, kann je nach Polarimetertyp zum Beispiel eine Foliendickenextrapolation vorgenommen werden (siehe Abschn. 6.4 und 6.10).

### Das 100 keV - Polarimeter

Das 100 keV - Polarimeter dient zur Messung des Spinpolarisationsgrades des Elektronenstrahls, der von den im Erdgeschoß platzierten Quellen produziert wurde. Da die Polarisationsrichtung in der Mitte des Spinrotators (Abschn. 6.1.1)

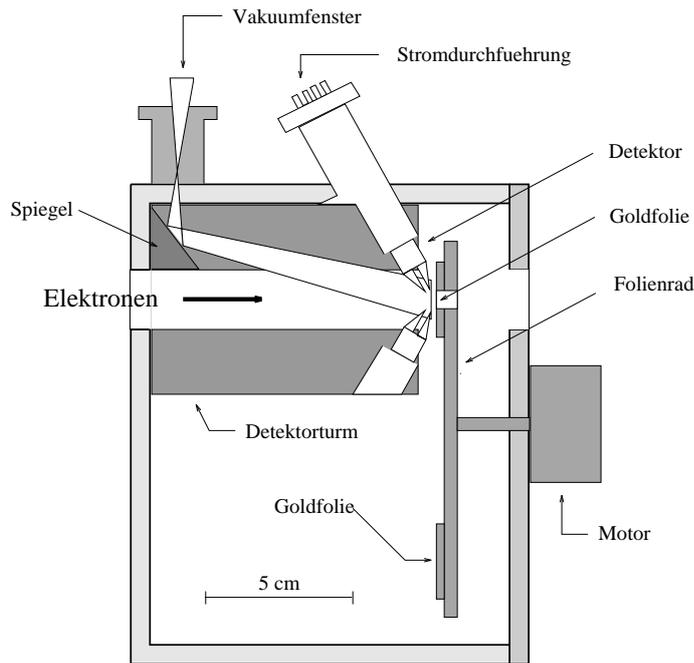


Abbildung 6.3: Querschnitt durch das im Spinrotator integrierte 100 keV - Mottpolarimeter. Der von links eintreffende Elektronenstrahl trifft auf die am Folienrad befestigte Goldfolie und wird zum Teil unter  $120^\circ$  in die Detektoren gestreut. Handelt es sich um senkrecht zur Streuebene polarisierte Elektronen, so ist eine Zählratenasymmetrie der beiden Detektoren meßbar. Unter - und oberhalb der Blattebene befinden sich zwei weitere Detektoren (nicht im Bild), so daß die transversal zum Impuls gerichtete Polarisation bestimmt werden kann.

stets senkrecht zum Elektronenimpuls orientiert ist, eignet sich diese Position für den Mottanalysator (Mottpolarimeter sind nur empfindlich für Spinkomponenten, die senkrecht zur Streuebene orientiert sind. Abschn. 6.1.1). In der Seitenansicht des Analysators (Abb.6.3) erkennt man das aus Aluminium<sup>1</sup> gedrehte Gehäuse ( $D = 200 \text{ mm}$ , Höhe =  $150 \text{ mm}$ ) und den exzentrisch angeordneten Detektorturm, den die Elektronen passieren, bevor sie auf die Goldfolien treffen. An der dazugehörigen metallgedichteten Abdeckung (es herrscht ein Vakuum von  $10^{-7} \text{ mbar}$ )

<sup>1</sup>Nach [BS63] liegt der Anteil der rückgestreuten Elektronen bei nur 14%. Da der mittlere Energieverlust dabei 40% [Kan57] beträgt, stören diese Elektronen die Messung nicht.

ist ein Motor befestigt, der über eine Vakuumdurchführung das Folienrad bewegt. Für eine zuverlässige Foliendickenextrapolation wurden acht Goldfolien benutzt, die auf eine freitragende Formvarschicht (Dicke  $d = 400 \text{ \AA}$ , Massenbelegung  $\rho = 4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ,  $Z_F = 6$ ) aufgedampft wurden [Ste94]. Die minimale Foliendicke liegt bei  $92 \text{ \AA}$ . Wie aus Abschnitt 6.1.1 hervorgeht, besitzt die Shermanfunktion ihr Maximum für  $100 \text{ keV}$  Elektronen bei etwa  $120^\circ$ . Deshalb sind die Detektoren mit ihren kegelförmigen Blenden in diesem Winkel angeordnet. Da die Polarisation einen beliebigen Winkel senkrecht zur Ausbreitungsrichtung besitzen kann, wird die Asymmetrie in zwei im  $90^\circ$  Winkel zueinanderstehenden Raumrichtungen gemessen. Man benötigt also vier Detektoren, deren Signale über eine Stromdurchführung nach außen gelangen (Abb.6.3).

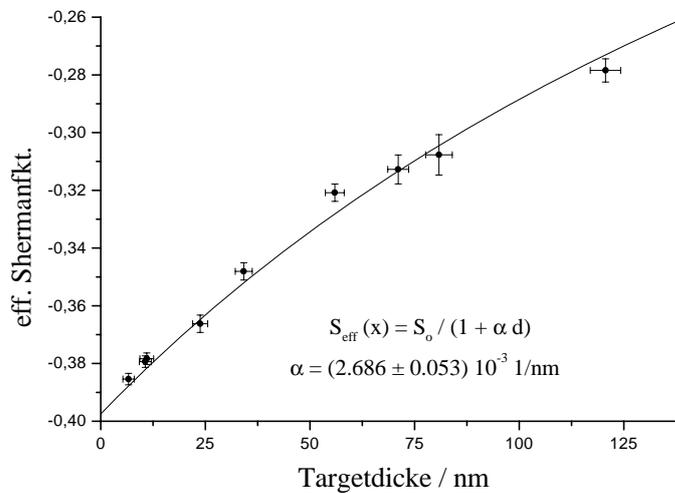


Abbildung 6.4: Foliendickenextrapolation mit dem  $100 \text{ keV}$  - Mottpolarimeter

Das Ergebnis der Foliendickenextrapolation des  $100 \text{ keV}$  - Mottpolarimeters wird in Abbildung 6.4 dargestellt. Auch in dieser Eichmessung beschreibt der vorgestellte funktionelle Zusammenhang zwischen effektiver Shermanfunktion und Foliendicke die Abhängigkeit am genauesten. Der relative statistische Meßfehler einer Polarisationsmessung ist unter anderem durch die Streuwahrscheinlichkeit (Verhältnis des einfallenden  $I_0$  und auf die Detektoren gestreuten  $I$  Stromes)  $I/I_0$  und die effektive Shermanfunktion des Mottanalysators gegeben. Deshalb definiert man die Güte eines Mottpolarimeters

$$G = S_{\text{eff}}^2(\vartheta, d, E) \cdot \frac{I}{I_0}$$

Aufgrund von Totzeitverlusten wird der Elektronenstrom auf den nA - Bereich beschränkt. Diese Stromstärke ist von den Quellen polarisierter Elektronen leicht zu produzieren, so daß die Meßzeit durch Verwendung der Folie mit der größten Analysierstärke minimiert wird. Diese beträgt bei der dünnsten Goldfolie  $S_{\text{eff}} = -0.385$ . Dies entspricht 97 % der theoretisch möglichen Shermanfunktion.

## Der Spinrotator

Der Spinrotator wurde von K.H. Steffens [Ste93][SAW<sup>+</sup>93] konzipiert und aufgebaut. Die eigentliche Aufgabe besteht darin, ihn als Element zur Erzeugung longitudinal polarisierter Elektronen an MAMI einzusetzen. Wie im nächsten Kapitel beschrieben wird, präzediert der Spin beim Durchlaufen der drei Mikrotrone in der Beschleunigerebene um etwa  $118 \cdot 2\pi$ . Die genaue Spinstellung am Targetort war jedoch nicht exakt vorherzusagen. Deswegen wurde die Spinstellung bei der MAMI - Endernergie am Targetort mit Hilfe eines Polarimeters bestimmt. Hierzu stand zunächst nur ein Møllerpolarimeter [WAS<sup>+</sup>90] in der A3 - Strahlführung zur Verfügung. Der Differenzwinkel zur longitudinalen Spinorientierung wurde mit dem Spinrotator kompensiert. Seine Funktionsweise beruht auf der Verwendung zweier Toruskondensatoren und vier Doppelsolenoiden (Abb. 6.5). Nach dem ersten elektrostatischen Umlenker ( $107.6^\circ$ ) steht der Spin senkrecht zum Impuls. Diese Position eignet sich besonders gut für ein Mottpolarimeter. Zwei Doppelsolenoiden können durch asymmetrische Einstellung ihrer Magnetfelder den Spin in der Ebene, die senkrecht zum Impuls steht, drehen, ohne die Enveloppe des Elektronenstrahls wesentlich zu verändern. Durch eine zweite Kombination von Toruskondensator und Doppelsolenoiden kann eine Spinmanipulation in der zwei-

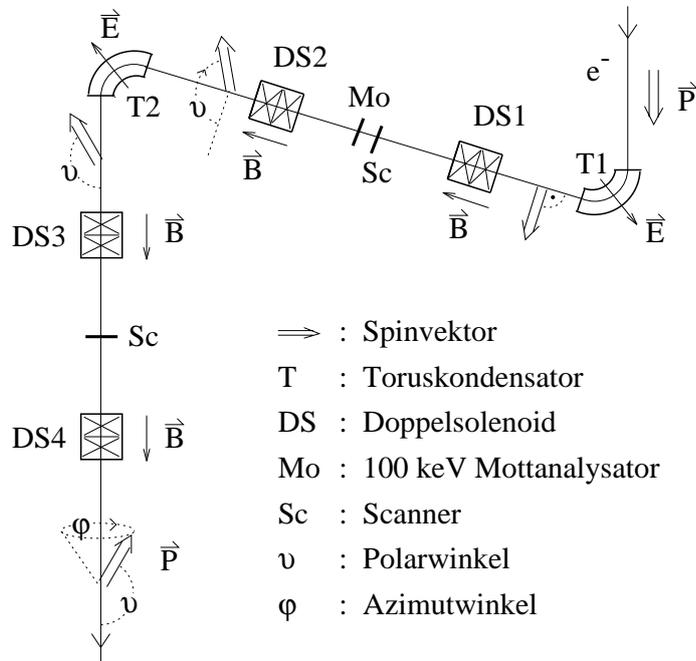


Abbildung 6.5: Der Spinrotator mit beiden Toruskondensatoren und den vier Doppelsolenoiden. Das Mottpolarimeter befindet sich zwischen den Toruskondensatoren. Dort steht der Spin immer senkrecht zum Impuls.

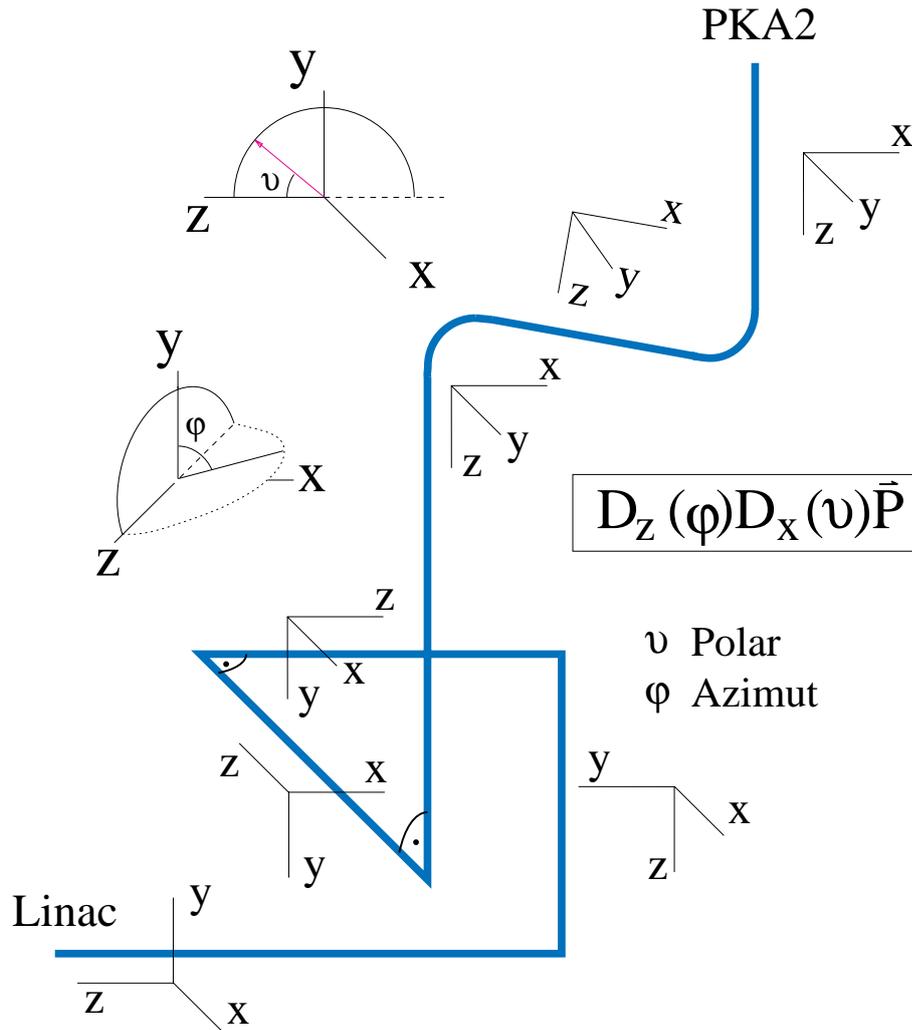


Abbildung 6.6: Die Wirkung des Spinrotators nach dem Umbau mit Strahlversatz. Eingezeichnet sind die Koordinatensysteme des Spinvektors.

ten Raumrichtung vorgenommen werden.

Durch den Strahlversatz wurde eine Drehung des Koordinatensystems zwischen Spinrotator und Injektorlinac vorgenommen, so daß die ersten zwei Doppelsolenoiden den Spin aus der Beschleunigerebene heraus um die x - Achse um den Winkel  $\theta$  rotieren, während das zweite Paar eine Drehung  $\phi$  um die z - Achse hervorruft (Abb. 6.6).

In einer ersten Messung (Abb. 6.7) wurde das erste Solenoidendublett mit Hilfe des 100 keV - Mottpolarimeters geeicht. Es sind die Asymmetriekurven der beiden Polarimerebenen in Abhängigkeit der Spinrotatoreinstellung zu erkennen. Als Ergebnis bleibt festzuhalten, daß der Spin etwas schneller rotiert als der aus den Solenoidendaten berechnete Winkel  $\theta_{mess} = 180/171 \cdot \theta_{nom}$ . Des weiteren liegt eine Phasenverschiebung von  $2^\circ$  vor, die aber auch durch eine Fehljustierung des Mottpolarimeters hervorgerufen werden kann.

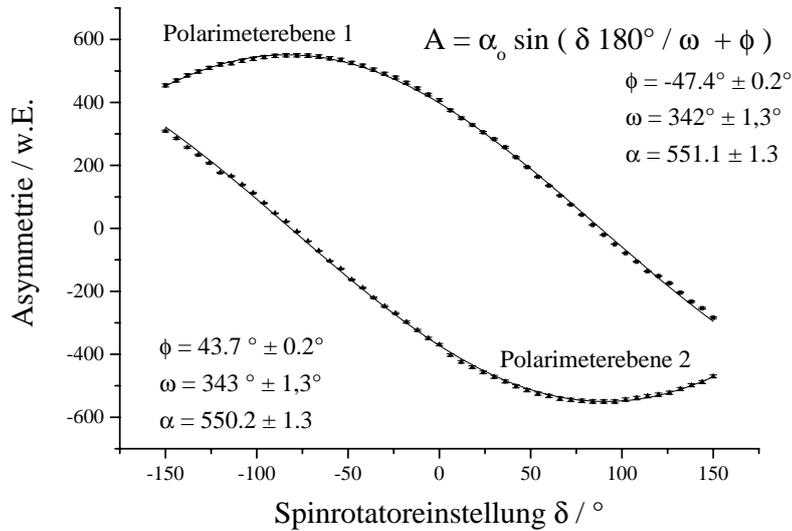


Abbildung 6.7: Eichung des ersten Solenoidendubletts des Spinrotators mit Hilfe des 100 keV - Mottpolarimeters. Zu erkennen sind die Asymmetrien der beiden Polarimeterebenen in Abhängigkeit des aus den Solenoidendaten berechneten Spindrehwinkels. Die Periode beträgt  $171^\circ$ . Es liegt eine Verschiebung von  $2^\circ$  vor, die auch auf die Fehljustierung des Polarimeters zurückgeführt werden kann.

### Das 14 MeV - Polarimeter

Da aufgrund der Enge im INT0 - System nach dem Umbau der Quelle PKA1 kein Niederenergie - Mottpolarimeter aufgebaut werden konnte, entschied man sich, ein Mottpolarimeter an der erstmöglichen Position hinter dem RTM 1 zu installieren [Leb98]. An dieser Stelle steht der Polarisationsvektor des Elektronenstrahls nicht mehr longitudinal, sondern unter einem Winkel von etwa  $140^\circ$  zum Impuls (Abb. 2.2). Der Nachteil des Betriebes eines Mottpolarimeters bei dieser Energie ist, daß das Betragsmaximum der theoretischen Shermanfunktion (Abb.6.9,[Büh97]) bei großen Rückwärtswinkeln liegt und sehr schmal ist. Außerdem nimmt der differentielle Wirkungsquerschnitt<sup>2</sup> für große Streuwinkel sehr stark ab. Nach dem Vorbild der Polarimeteranordnung von J.Sromicki [SCN+97] wurde ein 14 MeV Mottpolarimeter gebaut. Da der Polarisationsvektor in der Beschleunigerebene liegt, mußte die Streuebene des Polarimeters vertikal ausgerichtet werden<sup>3</sup>. In Abbildung 6.8 erkennt man den Aufbau des Polarimeters. Zu erkennen sind zwei Detektorarme, an deren Ende sich jeweils ein Stoppdetektor S befindet, mit dem die elastisch gestreuten Elektronen energieaufgelöst nachgewiesen werden können. Um die Flugbahn der Elektronen zu rekonstruieren

<sup>2</sup>Bei diesen Energien muß das Kernvolumen berücksichtigt werden. Die Berechnung zur Modifikation des Mottschen Streuquerschnitts und der theoretischen Shermanfunktion hat dankenswerterweise Herr W.Bühning für uns angefertigt

<sup>3</sup>Im Aufbau von Herrn Sromicki konnte die Polarisation mit Hilfe des Spinrotators aus der Beschleunigerebene herausgeklappt werden.

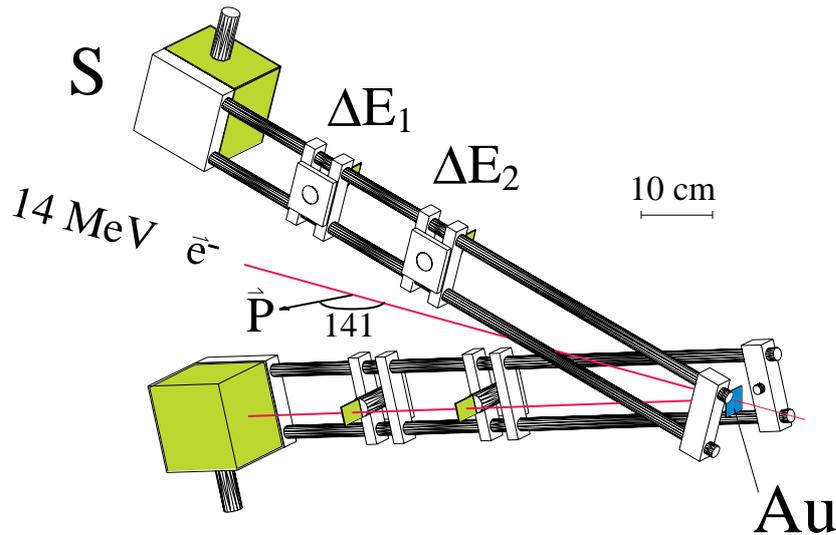


Abbildung 6.8: Das 14 MeV - Mottpolarimeter. An den beiden Detektorarmen sind jeweils zwei Delta - Detektoren und ein Stoppdetektor angebracht. Mit dem Stoppdetektor können einzelne Elektronen energieführend nachgewiesen werden. Alle drei Detektoren sind in einer Koinzidenzschaltung verschaltet. Der Elektronenstrahl trifft von links auf die Goldfolie.

ren und sicherzustellen, daß es sich um Elektronen handelt, die am Goldtarget gestreut wurden, sind zwei  $\Delta E$  - Detektoren für eine Koinzidenzbestimmung angebracht. Genau wie beim 100 keV Mottpolarimeter wird aufgrund der Spin - Bahn - Kopplung eine „oben - unten - Asymmetrie“ in der Zählrate erzeugt und diese berechnet sich

$$A = \frac{1 - Q}{1 + Q} \quad Q^2 = \frac{N_{oben \uparrow} N_{unten \downarrow}}{N_{oben \downarrow} N_{unten \uparrow}}$$

Die Detektorarme sind drehbar gelagert, so daß flexibel unter verschiedenen Streuwinkeln zwischen  $155^\circ - 175^\circ$  gemessen werden kann. Wie beim 100 keV Mottanalysator kann das Polarimeter mit Hilfe einer Foliendickenextrapolation geeicht werden. Exemplarisch für Foliendickenextrapolationen unter verschiedenen Winkeln wird hier das Ergebnis für einen Streuwinkel von  $172^\circ$  gezeigt. Die Ergebnisse stehen im Einklang mit den Messungen von J.Sromicki. Der systematische Fehler des Polarimeters beträgt momentan etwa 10%. Dieser Fehler entsteht durch die Unsicherheit in der Extrapolation und kann in Zukunft durch Verwendung einer noch dünneren Goldfolie oder durch die Eichung mit einem zweiten Polarimeter reduziert werden. Das Polarimeter besitzt seine beste Güte  $G$  bei einer Foliendicke von  $d = 75 \mu\text{m}$  und einem Streuwinkel von  $\vartheta = 155^\circ$ . Bei einem Targetstrom von 200 nA und einer Elektronenstrahlpolarisation von 75 % reicht eine Meßzeit von fünf Minuten aus, um einen statistischen Fehler von fünf Prozent zu erzielen. Da lediglich ein Dipol im INT 2 ausgeschaltet und ein kurzes Stück Strahlführung optimiert werden muß, wird ein Experiment voraussichtlich für nur etwa 30 Minuten unterbrochen, um eine Polarisationsmessung vorzunehmen.

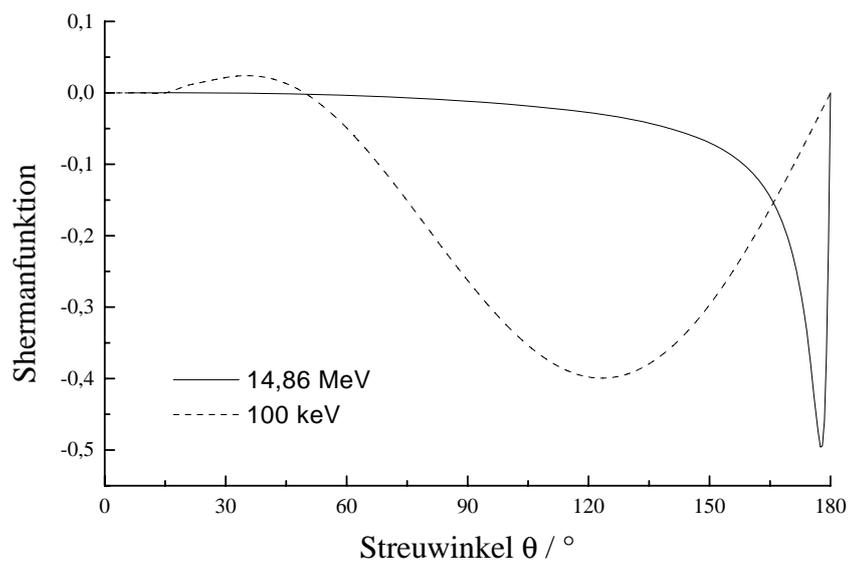


Abbildung 6.9: Winkelabhängigkeit der theoretischen Shermanfunktion für 100 keV und 14 MeV Elektronen

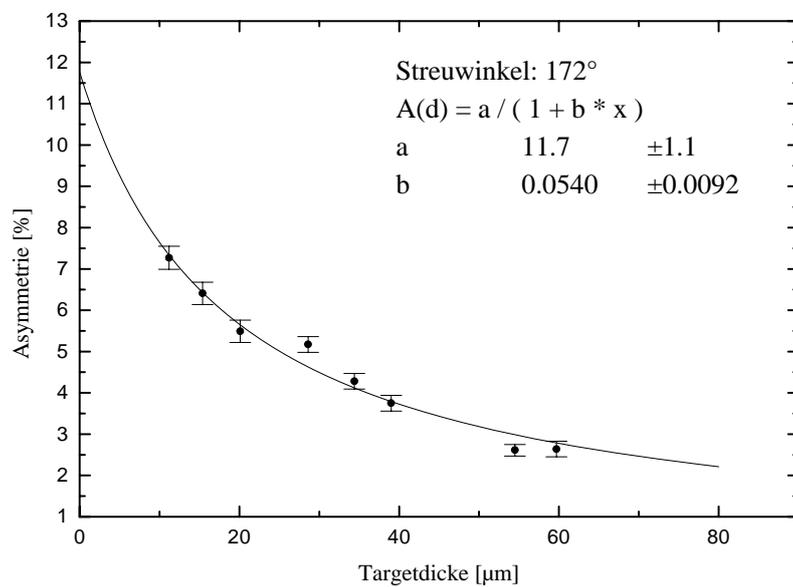


Abbildung 6.10: Foliendickenextrapolation mit dem 14 MeV - Mottpolarimeter

### 6.1.2 Das Møllerpolarimeter

Auf der hochenergetischen Seite des Beschleunigers steht am Targetort der A2 - Kollaboration ein Møllerpolarimeter zur Verfügung. Der Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung (elastische Elektron - Elektron Streuung) ist von der Spinrichtung der beteiligten Elektronen abhängig [WAS<sup>+</sup>90]. Da der Wirkungsquerschnitt von allen drei Spinkomponenten der Target- und Strahlelektronen abhängt, ist es prinzipiell möglich, in drei unterschiedlichen Messungen alle drei Komponenten der Strahlpolarisation  $\vec{P}^S$  zu bestimmen, wenn die Targetpolarisation  $\vec{P}^T$  bekannt ist. Ein Møllerpolarimeter besteht aus einer dünnen ferromagnetischen Targetfolie, auf die der polarisierte Elektronenstrahl gelenkt wird, und aus einer Koinzidenzanordnung von Detektoren, welche die beiden am Streuprozess beteiligten Elektronen energieaufgelöst nachweisen kann. Der Zusammenhang zwischen Asymmetrie der Zählraten und Polarisation kann sehr genau berechnet werden. Im Hochenergielimes vereinfachen sich die Gleichungen der Asymmetriekoeffizienten, so daß gilt:

$$A = \frac{\frac{d\sigma^+}{d\Omega} - \frac{d\sigma^-}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^+}{d\Omega} + \frac{d\sigma^-}{d\Omega}} = a_{xx} P_x^S P_x^T + a_{yy} P_y^S P_y^T + a_{zz} P_z^S P_z^T \quad (6.3)$$

$$a_{xx} \longrightarrow -\frac{\sin^4 \vartheta_{cm}}{(4 - \sin^2 \vartheta_{cm})^2} \quad \vartheta_{cm} \xrightarrow{90^\circ} -\frac{1}{9} \quad (6.4)$$

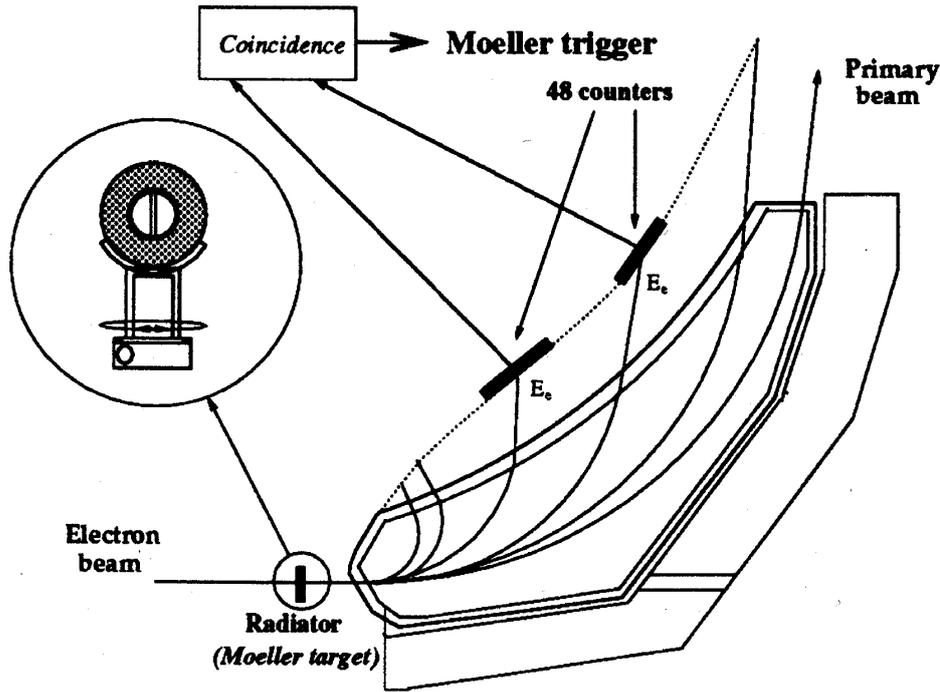
$$a_{yy} \longrightarrow -a_{xx} \quad \vartheta_{cm} \xrightarrow{90^\circ} \frac{1}{9}$$

$$a_{zz} \longrightarrow -\frac{\sin^2 \vartheta_{cm} (8 - \sin^2 \vartheta_{cm})}{(4 - \sin^2 \vartheta_{cm})^2} \quad \vartheta_{cm} \xrightarrow{90^\circ} -\frac{7}{9}$$

wobei  $\vartheta_{cm}$  der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ist. Das Møllerpolarimeter eignet sich also besonders zur Messung der longitudinalen Strahlpolarisation. Für die Berechnung der Strahlpolarisation aus der Asymmetrie ist die Kenntnis der Targetpolarisation nötig. Wird eine dünne Eisenfolie verwendet, ist eine maximale Targetpolarisation von 2/26 zu erreichen. Hierzu wird diese in einen starken Solenoiden gestellt. Da die Folie mit einem Magnetfeld von 0.1 T nur entlang ihrer Fläche polarisiert werden kann, befindet sie sich unter einem Winkel  $\alpha$  zur Strahlrichtung. Für die Asymmetrie ergibt sich

$$A = -7/9 P_z^S P_z^T \cdot \cos \alpha$$

Der Aufbau des Møllerpolarimeters der A2 - Kollaboration wird in Abbildung 6.11 gezeigt. Hier dient der Tagger, ein Dipolmagnet mit 352 Elektronendetektoren, als Koinzidenznachweis der Møller - Elektronen, deren Gesamtenergie der Strahlenergie entspricht. Es werden jeweils 48 Zählkanäle berücksichtigt, deren Ereignisse zur Asymmetrieberechnung benutzt werden. Zweiarmlige Møllerpolarimeter arbeiten auf die gleiche Art und Weise. In Mainz ist ein weiteres Møllerpolarimeter der A1 - Kollaboration in Planung [Sch96a]. Da der Elektronenstrahl an der Targetfolie sehr stark aufgestreut wird, eignet sich das Møllerpolarimeter nicht als internes Target, sondern es handelt sich vielmehr um destruktive Polarimeter, bei denen für die Zeit der Polarisationsmessung das Experiment unterbrochen werden muß.

Abbildung 6.11: Møllerpolarimeter aus [PAA<sup>+</sup>96]

### 6.1.3 Das Comptonpolarimeter

Zur Beobachtung der Polarisation während des Experimentierbetriebs kommen Laserpolarimeter (Comptonrückstreupolarimeter) zum Einsatz [PHJ<sup>+</sup>96][PR89]. Bei diesen wird die Spinabhängigkeit der Comptonstreuung von zirkular polarisierten Photonen an polarisierten Elektronen ausgenutzt. Hierzu benötigt man jedoch sehr hohe Laserleistungen und eine große Überlappung von Laser- und Elektronenstrahl (Luminosität). Im Comptonpolarimeter, das ebenfalls zur Polarisationsanalyse von Elektronen dient, findet die spinabhängige Comptonstreuung ihre Anwendung durch eine andere Methode. Werden Elektronen z.B. auf eine Nickelfolie geschossen, so entsteht Bremsstrahlung, die in einem kontinuierlichen Spektrum emittiert wird. Die Energie eines Photons ist gleich dem Energieverlust des gestreuten Elektrons, so daß eine maximale Energie in Höhe der Energie der einlaufenden Elektronen erreicht wird. Handelt es sich um longitudinal polarisierte Elektronen, so werden zirkularpolarisierte Photonen produziert. Für den Polarisationstransfer gilt näherungsweise nach Olsen [OM59] (Abb. 6.12)

$$P_p^{zirk}(k) = P_e^{long} \cdot \frac{k}{E_0} \cdot \frac{1 + \frac{1}{3}(1 - \frac{k}{E_0})}{1 - \frac{2}{3}(1 - \frac{k}{E_0}) + (1 - \frac{k}{E_0})^2}$$

Der Helizitätsübertrag an der Bremsspektrumsante ist demnach vollständig. Im folgenden wird nun die Zirkularpolarisation des Photonenstrahls gemessen, indem das unterschiedliche Absorptionsverhalten für beide Helizitäten der Photonen beim Durchgang durch einen polarisierten Eisenblock ausgenutzt wird. Dabei wird der Photonenstrom vor und hinter dem Eisenabsorber bestimmt und dar-

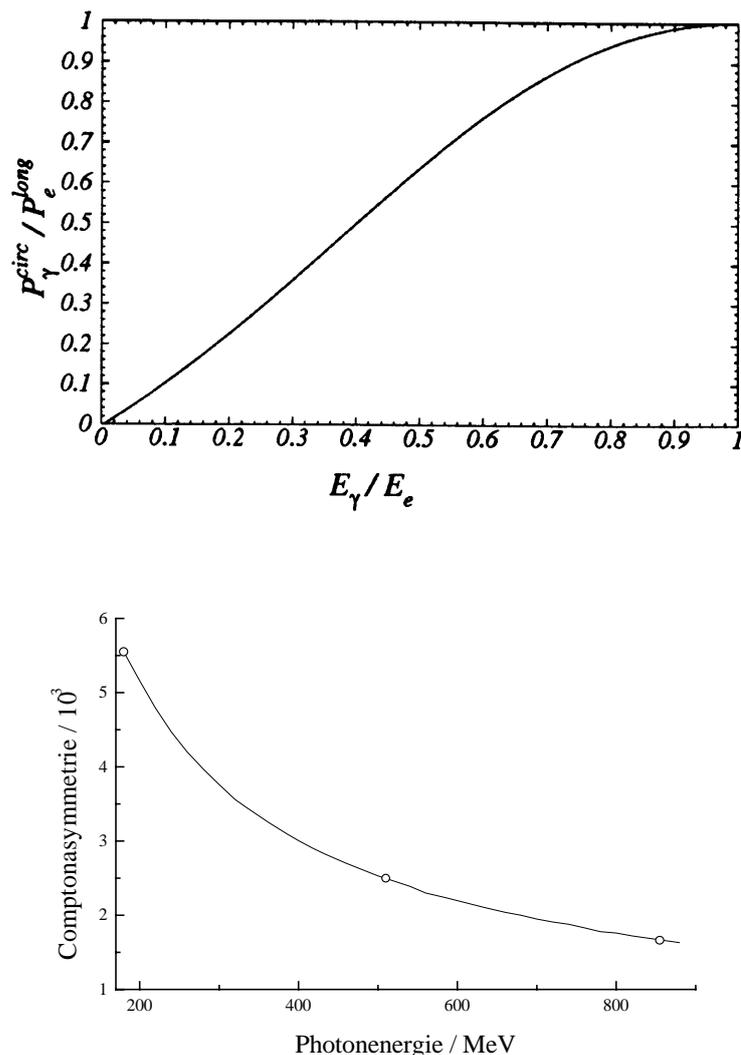


Abbildung 6.12: Oben: Energieabhängigkeit des Helizitätstrfers bei der Elektronenbremsstrahlung. Unten: berechnete Analysierstärke des Comptonpolarimeters [Pre98]

aus die Asymmetrie zwischen beiden Helizitäten errechnet. Aufgrund der komplizierten Mittelungsprozesse und Untergrundverhältnisse ist die Analysierstärke des Polarimeters nur schwer kalkulierbar, so daß das Comptonpolarimeter nur als relativer Polarisationsmonitor verwendbar ist, wenn es nicht durch ein zweites Polarimeter geeicht wird. Das Comptonpolarimeter kann allerdings in den Strahlfänger eingebaut werden und deshalb während des Experimentes „online“ betrieben werden.

#### 6.1.4 Das Protonpolarimeter

Bei der Streuung polarisierter Elektronen am Proton (Wasserstoff - Kryotarget) beobachtet man einen Polarisationstransfer des Elektrons auf das Proton. Die Transversalkomponenten des rückgestreuten Protons sind dann durch Streuung an Kohlenstoff bestimmbar [GHH<sup>+</sup>83]. Hierzu wurde in das Abschirmgehäuse

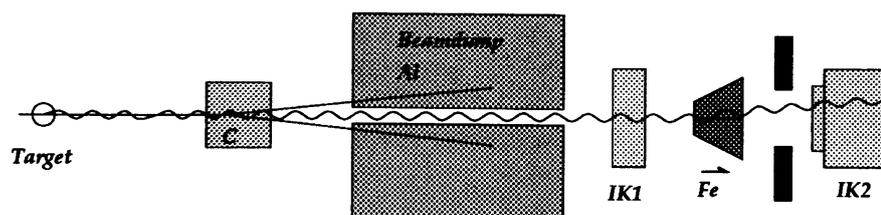


Abbildung 6.13: Comptonpolarimeter [Sch96a]

des Spektrometers A (Abb. 6.14) eine Kohlenstoffplatte ( $600 \cdot 2000 \text{ mm}^2$ , variabler Dicke) eingebaut. Mit vier Driftkammern ist die Kinematik der Protonen vor der Kohlenstoffstreuung bestimmbar. Aufgrund der Spin - Bahn - Kopplung in der starken Wechselwirkung tritt bei dieser Streuung eine azimuthale Modulation des Wirkungsquerschnitts auf. Es ergibt sich eine winkelabhängige Häufigkeitsverteilung der Protonen, aus der die zwei senkrecht zum Impuls stehenden Polarisationskomponenten des Protons nach Durchlaufen des Spektrometers bestimmt werden können. Durch eine aufwendige Rechnung [Pos98] der Protontrajektorie durch das Spektrometer kann die Präzession des Protonspins im Magnetfeld berechnet werden, womit eine Bestimmung der Elektronenstrahlpolarisation möglich wird.

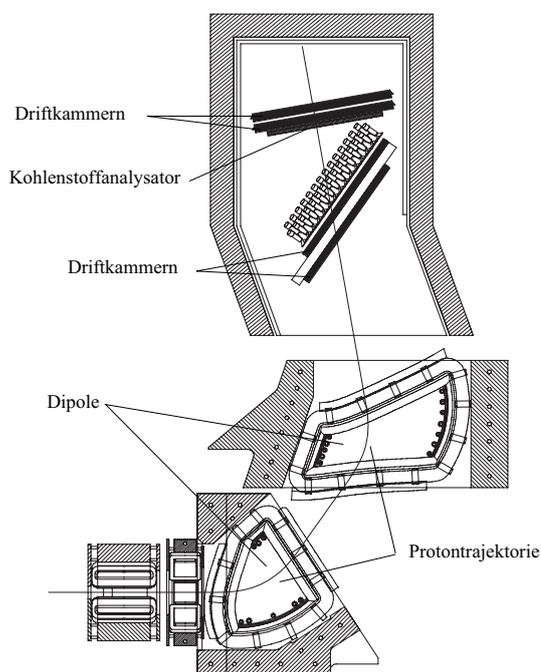


Abbildung 6.14: Das Spektrometer A mit eingebautem Kohlenstoffabsorber zur Messung der transversalen Protonpolarisation.

## 6.2 Spinpräzession im MAMI

Das Mainzer Mikrotron ist ein Dauerstrich - Elektronenbeschleuniger, der aus einem  $4\text{ MeV}$  - Linearbeschleuniger und einer Kaskade von drei Race - Track - Mikrotronen (RTM) besteht, die den Strahl im Standardbetrieb bis auf eine Endenergie von  $855\text{ MeV}$  beschleunigen. Durch frühzeitiges Verlassen des letzten RTMs können Energien zwischen  $180\text{ MeV}$  und  $855\text{ MeV}$  in  $15\text{ MeV}$  - Schritten für die Experimente zur Verfügung gestellt werden. Nach Durchlaufen der drei Mikrotrone wird der Elektronenstrahl über verschiedene Strahlführungen in die Experimentierhallen transportiert.

Im folgenden Abschnitt werden die Berechnung der Spindynamik, die Meßmethoden und die Resultate beschrieben. Die Rechnungen und Spinwinkelmessungen wurden für jedes einzelne Mikrotron getrennt dargestellt. Tabelle 6.1 gibt eine Übersicht der durchgeführten Experimente. Der Ort, das Meßinstrument und die Elektronenenergie werden angegeben. Die Zahlen der ersten Spalten finden sich (eingekreist) in Abbildung 6.15 und geben den Ort des gemessenen bzw. berechneten Spinwinkels an. Die letzte Spalte enthält die Seitenzahl, auf der das Experiment beschrieben wird.

Aus Messung 1 hinter dem RTM 1 folgt die Eichung des Spinrotators. Diese wird dann für die übrigen Messungen benutzt.

Messungen 4, 5 und 6 dienen zum Verständnis der Spindynamik im RTM 3. Die Berechnungen und Meßergebnisse stimmen im Rahmen der Fehler überein, so daß eine Prognose des Spinwinkels für alle MAMI - Endenergien (jede zweite Bahn) in den Experimentierhallen mit einer Genauigkeit von  $3^\circ$  gegeben werden kann. Die Berechnungen der Spindynamik wurden zunächst, unter Annahme homogener Dipolfelder, sehr einfach gestaltet. Trotz später vorgenommener Korrekturen, die den realistischen Bedingungen in einem Mikrotron Rechnung tragen, konnte keine zufriedenstellende Genauigkeit erzielt werden. Deshalb wurde ein Trajektorienprogramm (*Ptrace*), das für das Design der Mikrotrone benutzt wurde, im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt (dann *Poltrace*), so daß dieses auch

N	Ort	Polarimeter	Energie	Seite
1	Halle A	Mott	$14\text{ MeV}$	100
2	Halle A	aus 5	$180\text{ MeV}$	
3	Halle B	aus 4	$855\text{ MeV}$	
4	Halle A1	Protonpol.	$855\text{ MeV}$	108
5	Halle A2	Møllerpol.	$180\text{ MeV}$	105
6	Halle A2	Comptonpol.	$510\text{ MeV}$	110
7	Halle A2	aus 4	$855\text{ MeV}$	
8	Halle A3	Comptonpol.	$855\text{ MeV}$	111

Tabelle 6.1: Spindynamikmessungen am MAMI. Die Nummern der Messung sind in Abbildung 6.15 eingetragen. Der Ort, das Polarimeter und die Elektronenenergie werden angegeben. Die Beschreibung des Experimentes befindet sich auf der Seitenzahl der letzten Spalte

die Spindynamik der Elektronen berechnen kann. *Poltrace* dient im letzten Abschnitt auch zur Berechnung der Depolarisation des Elektronenstrahls in MAMI. Weiterhin gibt eine Rechnung Aufschluß über die Spindynamik in einem neu geplanten Beschleunigerabschnitt (DSM oder MAMI C). Schließlich wird die Präzession des Spins in der sehr komplizierten A2 - Strahlführung beschrieben.

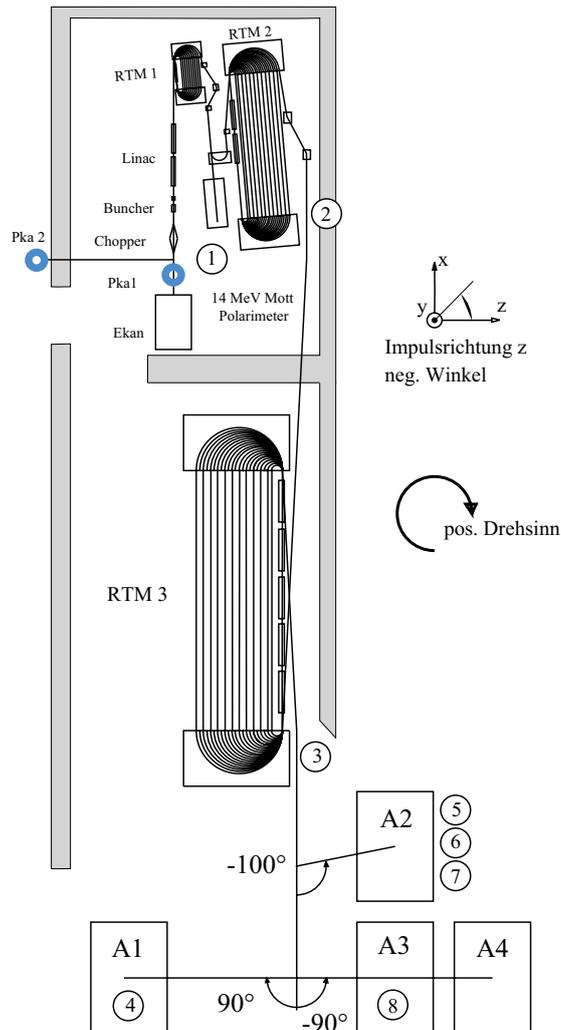


Abbildung 6.15: Schematischer Grundriß vom MAMI. Die Ziffern in Kreisen geben die Experimentnummer der Tabelle 6.1 an.

Oben ist Halle A zu erkennen. Dort befinden sich das RTM 1 (Endenergie: 14 MeV) und das RTM 2 (Endenergie: 180 MeV). Darunter ist die Halle B eingezeichnet, wo das RTM 3 aufgebaut ist. Die Experimentierhallen A1, A2, A3, A4 sind nur angedeutet (vergl. Abb. 2.1).

### Mikrotronbedingungen

Ein RTM besteht aus zwei  $180^\circ$  Umlenkdiplomagneten und einem Linearbeschleuniger, der sich zwischen beiden Dipolen befindet. Das Elektron wird nach der Beschleunigung durch beide Dipole zurückgeführt, um erneut beschleunigt zu werden. Es handelt sich um einen S - Band - Beschleuniger ( $2.45 \text{ GHz}$ ). Die zeitliche Struktur der Beschleunigung fordert, daß die Elektronen zu einer bestimmten Phase des Beschleunigungsfeldes zum Linearbeschleuniger zurückkehren. Deshalb existieren für ein Mikrotron Stabilitätsbedingungen, die von der Einschubenergie  $\gamma_{in}$  und dem Energiegewinn pro Umlauf  $\Delta\gamma$  erfüllt werden müssen

$$\begin{aligned}\gamma_{in} &= \frac{eB}{2\pi m_0 c} ((m-1)\lambda - 2D) \\ \Delta\gamma &= \frac{eB}{2\pi m_0 c} \cdot \lambda\end{aligned}\quad (6.5)$$

- B : Magnetfeld des Mikrotrons  
 $\lambda$  : Wellenlänge des Beschleunigers  $= \frac{c}{2.449 \text{ GHz}} = 12.24 \text{ cm}$   
 m : Strecke des ersten Umlaufs in Vielfachen der Wellenlänge  
 D : Abstand beider Dipole

Um die Endenergie eines Mikrotrons zu variieren, muß das Magnetfeld der Dipole verändert werden. Das hat zur Folge, daß in erster Näherung sowohl die Einschubenergie  $\gamma_{in}$  als auch der Energiegewinn pro Umlauf  $\Delta\gamma$  angepaßt werden müssen. Die Einschubenergie kann mit Hilfe einer sogenannten „Vernier-Sektion“ variiert werden. Schließlich muß auch die Feldstärke des Linearbeschleunigers im Mikrotron proportional zum Magnetfeld variiert werden, damit beide Stabilitätsbedingungen erfüllt werden.

### Die BMT - Formel

Die Präzession des Polarisationsvektors  $\vec{P}$  der Elektronen in elektromagnetischen Feldern wird in relativistischer Darstellung durch die BMT - Gleichung [BMT59] beschrieben :

$$\vec{\omega} = \frac{e}{m_e \gamma} \left( (1+a) \vec{B}_{\parallel} + (1+a\gamma) \vec{B}_{\perp} - \left( a + \frac{1}{1+\gamma} \right) \frac{\gamma}{c^2} (\vec{v} \times \vec{E}) \right) \quad (6.6)$$

$$= \frac{e}{m_e \gamma} \left( (1+a\gamma) \vec{B} - \frac{a\gamma^2}{\gamma+1} (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) \vec{\beta} - \left( a + \frac{1}{1+\gamma} \right) \frac{\gamma}{c} (\vec{\beta} \times \vec{E}) \right) \quad (6.7)$$

Die beiden Gleichungen sind äquivalent, da

$$\frac{\gamma^2}{\gamma+1} = \frac{\gamma^2(\gamma-1)}{(\gamma+1)(\gamma-1)} = \frac{\gamma-1}{\beta^2}$$

Hierbei stellen  $e$  die Ladung,  $m_o$  die Masse,  $\vec{v}$  ( $\vec{\beta}$ ) die Geschwindigkeit,  $\gamma$  den Lorentzfaktor und  $a = \frac{g-2}{2} = 1.16 \cdot 10^{-3}$  die g - Faktor - Anomalie des Elektrons dar. Unter  $\vec{B}_{\parallel}$  und  $\vec{B}_{\perp}$  sind die Magnetfeldkomponenten parallel und senkrecht zur Impulsrichtung zu verstehen.  $\vec{E}$  ist die elektrische Feldstärke. Die elektromagnetischen Felder  $\vec{B}, \vec{E}$  sind ebenso wie die Zeit  $t$  im Laborsystem definiert.

Für einen homogenen Dipolmagneten ( $\vec{B}_{\parallel} = 0, \vec{E} = 0$ ) reduziert sich die Gleichung für die Präzessionsfrequenz zu:

$$\vec{\omega} = \frac{e}{m_o \gamma} (1 + a\gamma) \vec{B}_{\perp} = \vec{\omega}_c (1 + a\gamma) \quad (6.8)$$

wobei  $\vec{\omega}_c$  als Zyklotronfrequenz bezeichnet wird. Daraus folgt, daß der Polarisationsvektor schneller präzediert als der Impuls. Für den Betrag der Differenz der Präzessionsfrequenzen folgt:

$$|\vec{\omega}_{\perp} - \vec{\omega}_c| = a\gamma\omega_c$$

Bei einer Strahlablenkung um den Winkel  $\phi$  dreht sich der Polarisationsvektor  $\vec{P}$  also um den Winkel

$$\phi_S = a\gamma\phi_{Impuls}$$

relativ zum Impuls. Die „magischen“ Energien werden definiert durch  $a\gamma = n$  ( $n \in \mathbb{N}$ ), also für Gesamtenergien von  $E_n = n \cdot 440.67 \text{ MeV}$ . Bei diesen Energien präzediert der Spin genau  $n$  Mal so schnell wie der Teilchenimpuls.

### 6.2.1 RTM 1

In Abbildung 2.2 sind die wichtigsten Komponenten der Halle A nach dem Quellenumzug vergrößert dargestellt. Der Elektronenstrahl entsteht in einer der Elektronenquellen am linken oberen Bildrand, wird im Chopper an die Zeitstruktur des Beschleunigers angepaßt und im Injektor - Linac auf die Einschubenergie des RTM 1 vorbeschleunigt. Im RTM 1 vollführt der Strahl 18 Rezirkulationen<sup>4</sup>, in denen er jeweils um etwa  $600 \text{ keV}$  beschleunigt wird, bevor er nach einer weiteren halben Umdrehung das RTM 1 verläßt. Die Elektronen besitzen dann eine Energie von etwa  $15 \text{ MeV}$ . Idealerweise soll sich die Polarisationsrichtung eines Elektronenstrahls auf dem Weg zum RTM 1 nicht verändern, da keine transversalen Magnetfelder vorliegen. Das gleiche gilt für die longitudinalen Felder der Doppelsolenoiden, wenn ihre Felder genau antisymmetrisch sind oder der Spin im Injektor in Impulsrichtung zeigt. Wie später gezeigt wird, gilt diese Idealvorstellung nur bedingt und führt zu einer Korrektur der Einstellung des Spinrotators. Für die Spinpräzession im RTM 1 gilt für den  $n$ -ten Umlauf :

$$\begin{aligned} 0. \text{Umlauf} & \quad \Delta\phi_0 = 2\pi a\gamma_0 \\ & \quad \vdots \\ & \quad \vdots \\ 17. \text{Umlauf} & \quad \Delta\phi_{17} = 2\pi a (\gamma_0 + 17 \cdot \Delta\gamma) \\ 18. \text{Umlauf} & \quad \Delta\phi_{18} = \pi a (\gamma_0 + 18 \cdot \Delta\gamma) \end{aligned}$$

---

<sup>4</sup>Da zwischen RTM 1 und Injektor ein Winkel von  $5^\circ$  existiert, vollführt der Elektronenstrahl beim 0. Umlauf nur eine  $355/360$  Drehung. Dies führt zu einer vernachlässigbaren Winkeländerung von  $0.04^\circ$

$$\Delta\phi = \sum_{i=0}^N \Delta\phi_i = a\pi \left( (2N+3)\gamma_0 + (N+1)^2 \Delta\gamma \right) \quad (6.9)$$

$$\stackrel{N \equiv 17}{=} a\pi (37\gamma_0 + 324\Delta\gamma)$$

$$\left. \begin{array}{l} \gamma_0 = 7.75 \pm 0.02 \\ \Delta\gamma = 1.249 \pm 0.0017 \\ a = 0.0011596 \end{array} \right\} \Rightarrow (0.389 \pm 0.004) \text{ Umdrehungen}$$

Zwischen Spin und Impuls besteht also ein Winkel von  $\phi = 140^\circ$ .

Da die Elektronen zu Beginn des RTM 1 noch recht niederenergetisch sind, laufen sie nicht wie in RTM 2 und RTM 3 phasenstabil auf dem Beschleunigungsfeld, sondern wandern vom Maximalfeld ( $\eta = -90^\circ$ ) zu Anfang allmählich auf die Endphasenlage von  $\eta = -106.7^\circ$  zu kleineren Feldstärken. In Abbildung 6.16 ist im oberen Teil der Energiegewinn pro Umlauf zu erkennen (Dreiecke: pha-

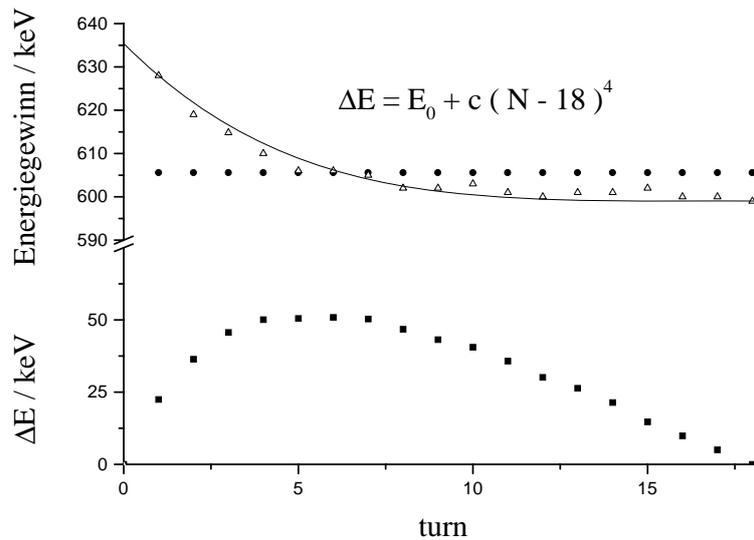


Abbildung 6.16: Oben: Energiedifferenz zwischen phasenabhängigem und kontinuierlichem Energiegewinn pro Umlauf. Unten: Unterschied in der Gesamtenergie zwischen beiden Rechnungen.

senabhängiger Energiegewinn  $E(\phi)$ ; Punkte: mittlerer Energiegewinn  $E_{const}$ ). Im unteren Teil ist die Summe der Unterschiede zwischen dem phasenabhängigen und dem mittleren Energiegewinn dargestellt. Dies verdeutlicht, daß die Elektronen stets mehr (im letzten halben Umlauf gleichviel) Energie besitzen als in der einfachen Rechnung. Wird der phasenabhängige Energiegewinn  $E(\phi)$  durch ein Polynom vierten Grades genähert, so ergibt sich ein korrigierter Spinwinkel nach dem RTM 1 von

$$\phi_{theo} = 140.6^\circ.$$

### Messung der Spinpräzession im RTM 1

Die Messung des Spinwinkels wurde mit Hilfe der Quelle PKA2, des Spinrotators und des 14 MeV - Polarimeters durchgeführt. Sie gliedert sich in zwei Abschnitte. Zunächst sollte die Polarwinkeldrehung  $\vartheta$  (Drehung aus der Beschleunigerebene heraus) geeicht werden. Dazu wurde der Azimutwinkel auf  $\varphi = 0^\circ$  eingestellt. Bei der Variation des Polarwinkels wird der Spin nun aus der Beschleunigerebene heraus über den Zenit (Spin senkrecht auf der Beschleunigerebene,  $\vartheta \approx 90^\circ$ ;  $S_x = S_z = 0$ ;  $S_y = \max$ ) und wieder in die Beschleunigerebene ( $\vartheta \approx 0^\circ$ ) hinein gedreht. Durch Messen der Asymmetrie mit dem 14 MeV Polarimeter, das sich in paralleler Verlängerung des RTM 1 - Ausgangs befindetet, ergibt sich eine Sinusabhängigkeit (Abb. 6.17). Die Asymmetrie ist maximal, wenn sich der

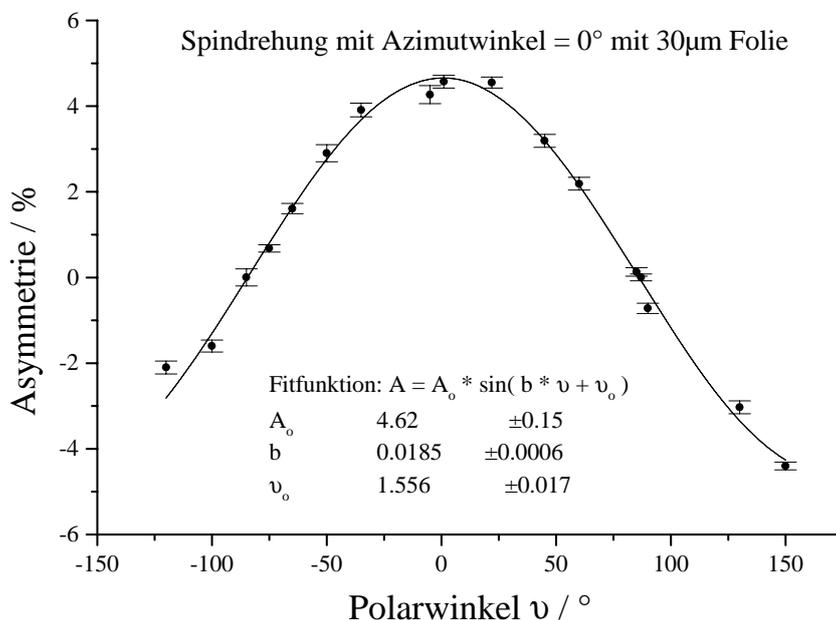


Abbildung 6.17: Asymmetriemessung mit dem 14 MeV - Polarimeter. Variiert wird der Polarwinkel  $\vartheta$ . Der Azimutwinkel hat den Wert  $\varphi = 0^\circ$ .

Spin in der Beschleunigerebene befindetet. Das Mottpolarimeter mißt genau dann keine Asymmetrie, wenn der Spin genau in der Streuebene ( $y - z$  - Ebene) des Polarimeters liegt, d. h.  $S_x = 0$ . Hieraus ergibt sich die Eichung des Polarwinkels

$$\begin{aligned} \text{Fitfunktion} \quad A &= A_0 \cdot \sin(b \cdot \vartheta + \vartheta_0) \\ \vartheta' &= \frac{180^\circ}{171^\circ} \cdot \vartheta + 0.4 \end{aligned}$$

Die Abweichung der Periode von  $180^\circ$  läßt sich auf eine Fehleichung der Strom - Feldabhängigkeit der Solenoide um 5% zurückführen.

In der zweiten Messung beträgt die Einstellung des Azimutwinkels  $\varphi = 90^\circ$ . Jetzt

wird beim Verstellen des Polarwinkels der Spin in der Ebene des Beschleunigers gedreht. Eine maximale Asymmetrie wird genau dann erwartet, wenn der Spin senkrecht zur Streuebene des Polarimeters steht ( $S_y = S_z = 0; S_x = max$ ), d.h., wenn die Spinpräzession im RTM 1 bis auf  $90^\circ$  kompensiert ist. Das Ergebnis der Messung findet sich in Abbildung 6.18. Mit der gleichen Fitfunktion wie in der

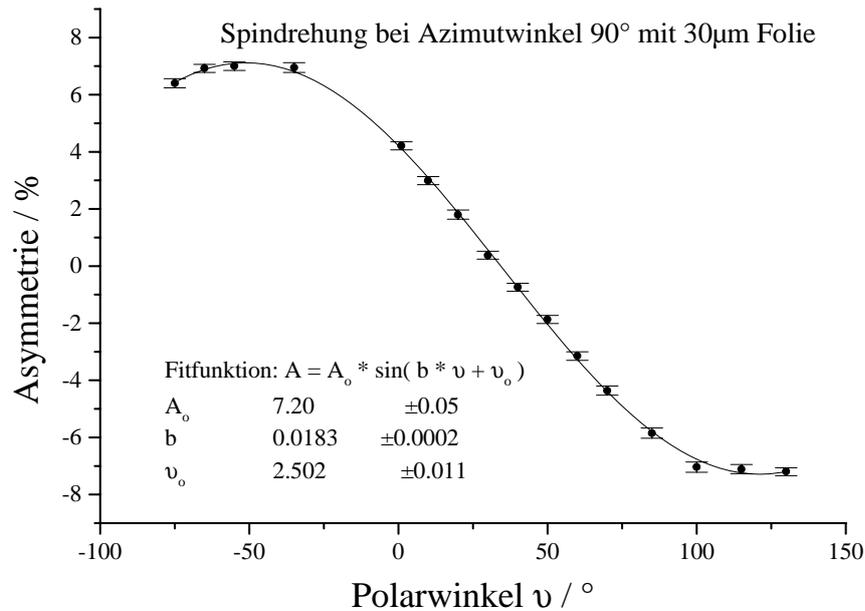


Abbildung 6.18: Asymmetriemessung mit dem 14 MeV - Polarimeter. Variiert wird der Polarwinkel  $\vartheta$ . Der Azimutwinkel hat den Wert  $\varphi = 90^\circ$ . Aus dieser Messung wird der Spinwinkel nach dem RTM 1 bestimmt.

ersten Messung ergibt sich für die Spinpräzession des RTM 1 ein Wert von

$$\phi_{mess} = 144.2^\circ \pm 1.2^\circ$$

Es liegt also eine Diskrepanz zwischen theoretischer Berechnung und dem Meßwert vor, die im folgenden diskutiert wird.

### Neueichung des Spinrotators

In Abbildung 6.19 erkennt man die Lösungen der Gleichung 6.9 für eine Gesamspinpräzession von  $144.2^\circ$ . Auf der Abszisse befindet sich die Einschubenergie  $\gamma_{in}$ , auf der Ordinate ist die resultierende Endenergie des Mikrotrons abzulesen. Die Gerade spiegelt alle Energiekombinationen wider, für die die Spinpräzession  $144.2$  ist. Der Punkt, an dem zusätzlich die Mikrotronbedingungen 6.5 (ausgehend von den angegebenen Werten in (Gl.6.9) gelten, wurde besonders hervorgehoben. Danach müßte der Nominalwert des Dipolfeldes vom RTM 1 um  $2.6\%$  niedriger liegen als der tatsächliche Wert. Dies ist praktisch nicht möglich und kommt als

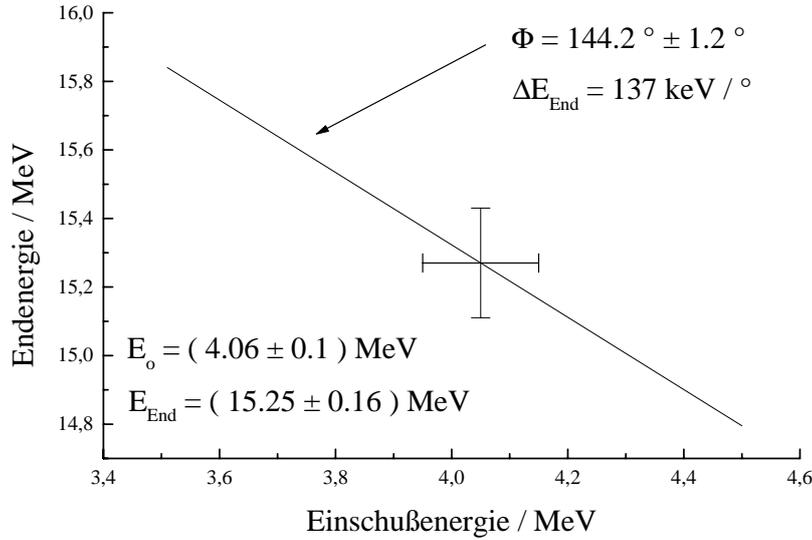


Abbildung 6.19: Graphische Darstellung der möglichen Endenergien in Abhängigkeit der Einschubenergie von RTM 1, für die eine Spinpräzession von  $\phi = 144.2^\circ$  erreicht wird. Besonders wurde der Punkt markiert, für den die Mikrotronbedingungen Glg. 6.5 gelten.

Erklärung für die Diskrepanz zwischen Messung und berechnetem Wert nicht in Frage. Eine Erklärung würde sich in der Fehleinschätzung finden, daß der Azimutwinkel  $\vartheta$  bei der ersten Eichmessung nicht Null war. Dies läßt sich erkennen, wenn man die Spinstellung  $\vec{S}'$  ausgehend vom longitudinalen Einschub in den Rotator bis hinter das RTM 1 berechnet

$$\vec{S}' = D_y(\phi)D_z(\varphi)D_x(\vartheta) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \vartheta = \text{Polarwinkel} \\ \varphi = \text{Azimutwinkel} \\ \phi = \text{Spinpräzessionswinkel des RTM 1} \end{array}$$

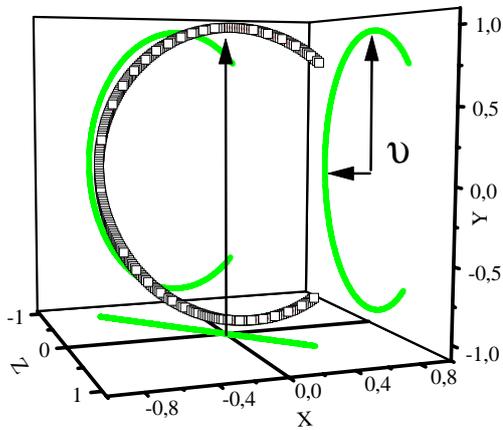
$$= \begin{pmatrix} \cos(\phi) \sin(\vartheta) \sin(\varphi) - \cos(\vartheta) \sin(\phi) \\ \cos(\varphi) \sin(\vartheta) \\ \cos(\phi) \cos(\vartheta) + \sin(\vartheta) \sin(\phi) \sin(\varphi) \end{pmatrix}$$

Da das 14 MeV Mottpolarimeter genau dann keine Asymmetrie mißt, wenn  $S_x = 0$  ist, der Spin also in der Streuebene liegt, setzt man die  $x$ -Komponente von  $\vec{S}'$  gleich Null. Daraus folgt

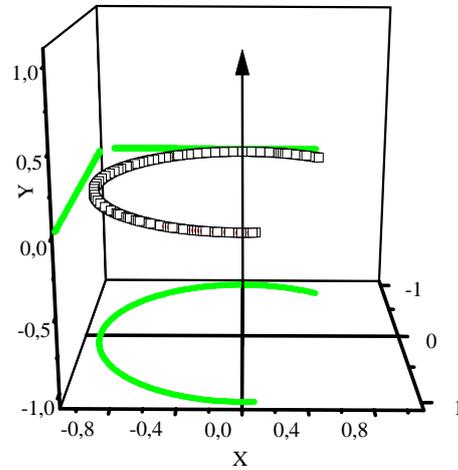
$$\sin(\varphi) = \frac{\tan(\phi)}{\tan(\vartheta)}$$

d.h., daß bei  $\phi = 140.6^\circ$  eine Fehlstellung des Azimutwinkels  $\vartheta = 3^\circ$  ausreicht, um die Diskrepanz des Polarwinkels von  $\varphi_{\text{mess}} - \varphi_{\text{theo}} = 3.6^\circ$  zu erklären. Abbildung 6.20 verdeutlicht diesen Zusammenhang graphisch. Durch die Fehleinstellung des

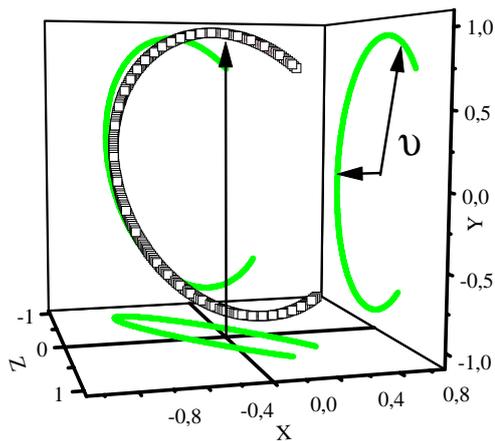
## 1. Messung



## 2. Messung



## Fehler



## Fehler

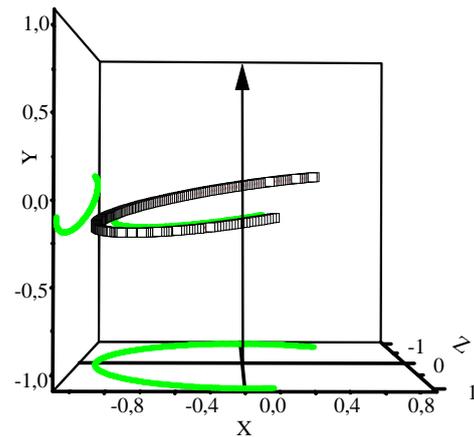


Abbildung 6.20: Graphische Veranschaulichung der Winkelfehler. In der ersten Messung ( $\varphi = 0^\circ$ ) ist die Asymmetrie dann Null, wenn  $\vartheta = 90^\circ$  ist. Ist die Drehebene um  $\varphi = 3^\circ$  verkippt, so ist die Asymmetrie erst bei  $\vartheta = 93.6^\circ$  gleich Null. In der zweiten Messung ( $\varphi = 90^\circ$ ) verursacht ein Fehler von  $\Delta\varphi = 3^\circ$  einen zu vernachlässigenden Fehler in  $\vartheta$ .

Azimutwinkels  $\vartheta$  wird die Ebene, in der der Polarwinkel  $\varphi$  den Spin dreht, gekippt, so daß der Zenit der Drehung nicht in der  $y$ -Achse ( $x = z = 0$ ) liegt. Bei der zweiten Messung ist bei einem Azimutfehler von  $\vartheta = 3^\circ$  der Fehler des Polarwinkels lediglich  $\varphi = 0.04^\circ$  und ist zu vernachlässigen. Für die Neueichung

des Spinrotators, die auf der Richtigkeit der RTM 1 - Endenergie basiert, gilt nun

$$\begin{aligned}\vartheta_{real} &= \frac{180}{171} \cdot \vartheta_{rot} - 3.6^\circ \\ \varphi_{real} &= \frac{180}{171} \cdot \varphi_{rot} - 3.0^\circ\end{aligned}\quad (6.10)$$

Als Erklärung für diesen Effekt kommen mehrere Ursachen in Frage, die in ihrer Summe die Winkelfehler ausmachen :

- Um eine Fehlorientierung des Polarwinkels von  $3^\circ$  bei einer Elektronenenergie von  $100\text{ keV}$  hervorzurufen, ist ein longitudinales Magnetfeld von  $0.6\text{ G}$  auf einer Strecke von einem Meter nötig. Dies kann sowohl durch Streufelder (z.B. Erdmagnetfeld) in der Nähe der  $100\text{ keV}$  Strahlführung hervorgerufen werden, als auch durch unsymmetrisch eingestellte Doppelsolenoiden, zumal deren Strom - Feld - Eichung einen Fehler von  $5\%$  besitzt.
- In der  $100\text{ keV}$  - Strahlführung befinden sich Alphasolenoiden, deren Spinpräzessionen ( $0.37^\circ$  pro Alphasolenoid) sich nicht vollständig kompensieren. Der Winkelfehler, der hierdurch entsteht, beträgt in zwei Dimensionen  $0.37^\circ$ .
- Ein Drehwinkelfehler der Kugelkondensatoren von  $1^\circ$  erzeugt einen Spinwinkelfehler von  $0.8^\circ$ .

Spinstellungsmessungen in der A2-Strahlführung (Abschn. 6.2.4) bestätigen die Neueichung des Spinrotators.

## 6.2.2 RTM 2

Die Rechnung der Spinpräzession im RTM 2 vollzieht sich analog zum RTM 1. Im RTM 2 vollführen die Elektronen 51 Rezirkulationen und ebensoviele Beschleunigungen. Um die halbe Drehung des Interfaces INT 2 zwischen RTM 1 und RTM 2 zu kompensieren, wird der nullte Umlauf nur zur Hälfte gerechnet. Nach der 51. Beschleunigung passieren die Elektronen noch einmal einen Dipolmagneten, bevor sie das RTM 2 verlassen. Damit der Impuls parallel zum RTM 3 ist, macht das INT 3 die  $5^\circ$  Drehung des INT 1 vor RTM 1 rückgängig. Für die Spinpräzession ergibt sich:

$$\begin{aligned}0.\text{Umlauf} & \quad \Delta\phi_0 = 1\pi a\gamma_0 \\ 1.\text{Umlauf} & \quad \Delta\phi_0 = 2\pi a(\gamma_0 + \Delta\gamma) \\ & \quad \vdots \\ & \quad \vdots \\ 50.\text{Umlauf} & \quad \Delta\phi_{50} = 2\pi a(\gamma_0 + 50 \cdot \Delta\gamma) \\ 51.\text{Umlauf} & \quad \Delta\phi_{51} = 185/180 \cdot \pi a(\gamma_0 + 51 \cdot \Delta\gamma)\end{aligned}$$

$$\Delta\phi = \sum_{i=0}^N \Delta\phi_i = a\pi \left( \left(2N + \frac{365}{180}\right) \gamma_0 + \left(N^2 + \frac{365}{180}N + \frac{185}{180}\right) \Delta\gamma \right)$$

$$\stackrel{N \equiv 50}{=} a\pi (102.0\gamma_0 + 2604.2\Delta\gamma) \quad (6.11)$$

$$\left. \begin{array}{l} \gamma_0 = 29.08 \pm 0.39 \\ \Delta\gamma = 6.34 \pm 0.013 \\ a = 0.0011596 \end{array} \right\} \Rightarrow (11.29 \pm 0.06) \text{ Umdrehungen}$$

Zusammen mit dem RTM 1 werden 11.68 Umdrehungen vollzogen. Bei longitudinalem Spineinschuß in den Injektor ist der Winkel zwischen Spin und Impuls nach dem RTM 2 (parallel zum Linac des RTM 3)  $\phi_{RTM2theo} = 245^\circ$ .

### Messung der Spinstellung nach dem RTM 2

Zur Messung des Spinwinkels nach dem RTM 2 fand in Zusammenarbeit mit der Polarimetergruppe der A2 - Kollaboration eine 36 - stündige Strahlzeit statt. Die longitudinale Spinkomponente des Elektronenstrahls wurde in der A2 - Experimentierhalle mit Hilfe eines Comptonpolarimeters gemessen. Der Spin des von der PKA2 erzeugten Elektronenstrahls wurde mit Hilfe des Spinrotators manipuliert. Die Polarisation während dieser Zeit betrug  $52\% \pm 2\%$  (100 keV Mottpolarimeter). In der ersten Messung wurde der Spin bei 180 MeV aus der Beschleunigerebene herausgedreht. In der zweiten wurde der Polarisationsvektor bei 180 MeV

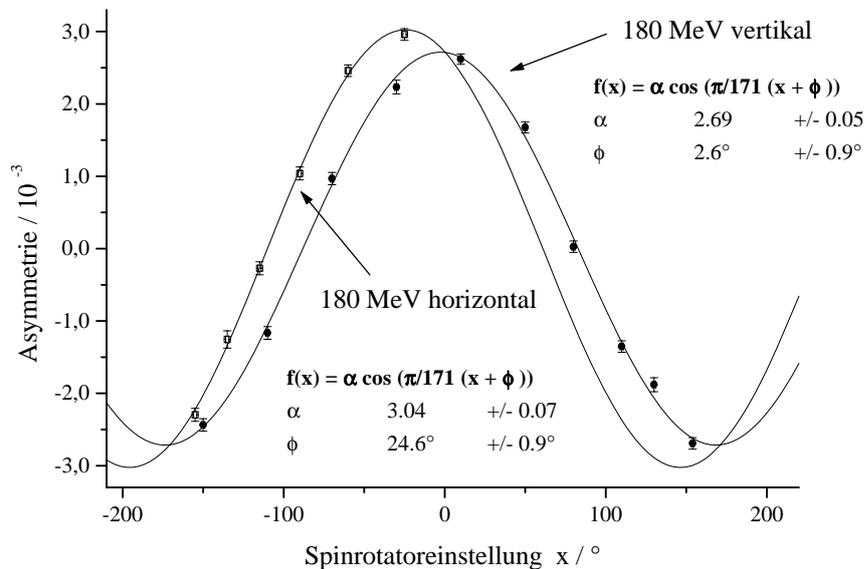


Abbildung 6.21: Messung des Spinwinkels in der A2 - Experimentierhalle mit Hilfe des Comptonpolarimeters. Als Produktionsquelle diente die PKA2. Der Spin wurde mit dem Spinrotator manipuliert

in der Beschleunigerebene gedreht, um schließlich den Spinwinkel in der A2 - Halle zu bestimmen. Die Analyse der Daten (es wurde die Neueichung aus Glg. 6.10 benutzt) in Abbildung 6.21 ergibt einen Spinwinkel in der A2 - Halle von  $208.2^\circ \pm 1^\circ$ . Aus den beiden Maxima der  $180 \text{ MeV}$  Messungen errechnet sich ein Winkel von  $207.8^\circ \pm 3^\circ$ . Der Spinwinkel bei  $180 \text{ MeV}$  in der A2 - Halle wird demnach mit

$$\phi_{A2 \text{ } 180 \text{ MeV}} = 208^\circ \pm 1^\circ$$

angenommen. Berücksichtigt man noch den horizontalen Ablenkwinkel in die A2 - Experimentierhalle von  $99.9^\circ$ , so ergibt sich für den Winkel nach dem RTM 2 bzw. vor dem RTM 3

$$\phi_{RTM2} = 249^\circ \pm 1^\circ$$

Die sehr komplizierte Extraktion (beam-bump) des RTM 2 auf den letzten zwei Umläufen fließt nicht exakt in den berechneten Wert ein. Trotzdem ist die Abweichung der Rechnung und des Meßwertes mit  $4^\circ$  ( $\phi_{RTM2 \text{ theo}} - \phi_{RTM2}$ ) klein, so daß die für die Rechnung angenommenen Energiewerte bis auf ein Promille genau sein müssen.

### 6.2.3 RTM 3

Die Spinpräzession im RTM 3 läßt sich durch 90-malige Rezirkulation inklusive Beschleunigung beschreiben. Nachdem der Elektronenstrahl den Linac das letzte Mal passiert hat, wird er noch einmal durch beide Dipolmagnete gelenkt, bevor er auf die Strahlführung der jeweiligen Experimentierhalle geführt wird. Für die Spinpräzession ergibt sich

$$\begin{array}{ll} 0. \text{ Umlauf} & \Delta\phi_0 = 2\pi a \gamma_0 \\ & \vdots \\ & \vdots \\ 90. \text{ Umlauf} & \Delta\phi_{90} = 2\pi a (\gamma_0 + 90 \cdot \Delta\gamma) \end{array}$$

$$\Delta\phi = \sum_{i=0}^N \Delta\phi_i = 2\pi a \left( \gamma_0 (N+1) + \left( \frac{N(N+1)}{2} \right) \Delta\gamma \right) \quad (6.12)$$

$$\stackrel{N=90}{\equiv} 2a\pi (91\gamma_0 + 4095\Delta\gamma) \quad (6.13)$$

$$\left. \begin{array}{l} \gamma_0 = 352.25 \pm 0.39 \\ \Delta\gamma = 14.677 \pm 0.0044 \\ a = 0.0011596 \end{array} \right\} \implies (106.87 \pm 0.05) \text{ Umdrehungen}$$

Auch hier muß zur Rechnung mit konstantem Energiegewinn eine Korrektur vorgenommen werden. Aufgrund der Gegenfeldstreifen der RTM 3 - Dipolmagnete weichen die Elektronen von der Idealbahn ab. Für die Endenergie der N-ten Bahn gilt

$$E_N = E_{in} + N \cdot \Delta E + k \cdot N^2 \quad k = -3.5 \cdot 10^{-5}$$

Dieses Ergebnis wurde mit Hilfe des Programmes (*Ptrace* Abschn. 6.3.1) gewonnen, mit dem die Mikrotrone entworfen wurden, und sollte deshalb sehr gut mit der Realität übereinstimmen. In Abbildung 6.22 sind die Phasenszillationen des RTM 3 zu erkennen. Die genaue Rechnung führt auf die Gesamtdrehung aller drei Mikrotrone von 118.6 Umdrehungen. Der Spinwinkel beträgt nach dem RTM 3

$$\phi_{RTM3\text{ges theo}} = 215^\circ \pm 17^\circ$$

Der große Fehler ist auf die ungenaue Kenntnis der Energiewerte zurückzuführen.

### Spinausrichtung durch Energieänderung des RTM 3

Da die Spinrichtung nach dem RTM 3 empfindlich von der Endenergie abhängt, ist es möglich, durch Energievariation des RTM 3 die Spinrichtung am Targetort zu manipulieren. Dabei müssen die Mikrotronbedingungen erfüllt werden. Für die relative Endenergieänderung  $k$  gilt

$$\frac{dE}{E} = k = \frac{d\gamma_0}{\gamma_0} = \frac{d\Delta\gamma}{\Delta\gamma}$$

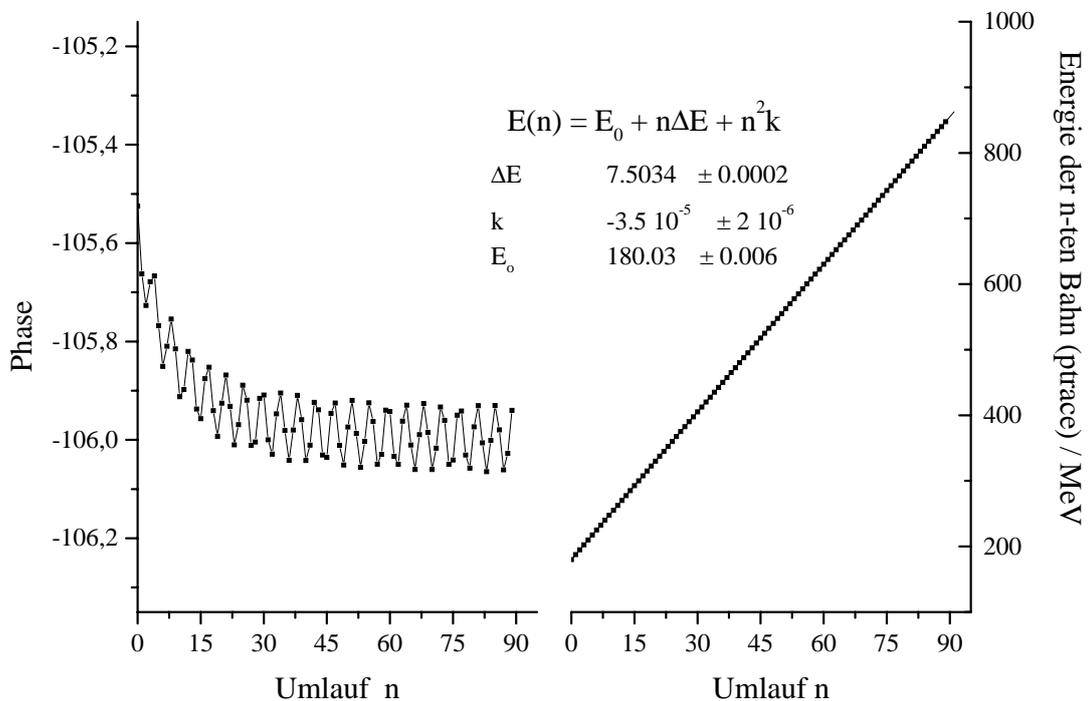


Abbildung 6.22: Links: Phasenschwingungen im RTM 3. Rechts: Energie der  $n$ -ten Bahn. Der zu  $n^2$  proportionale Term entsteht durch die Gegenfeldstreifen der Dipolmagnete.

Setzt man dies in Gl. 6.12 ein, folgt

$$d\Delta\phi_N = k \cdot 2\pi a \left( (N+1)\gamma_0 + \left( \frac{N(N+1)}{2} \right) \Delta\gamma \right) \quad (6.14)$$

$$d\Delta\phi_{90} = dE_{90} \cdot 45.0^\circ / \text{MeV} \quad (6.15)$$

$$d\Delta\phi_{44} = dE_{44} \cdot 24.9^\circ / \text{MeV} \quad (6.16)$$

### Messung der Spinorientierung in der A1 - Halle durch Energievariation des RTM 3 bei 855 MeV

Abbildung 6.23 zeigt das Ergebnis der Polarisationsmessung mit Energievariation des RTM 3 nach 90 Umläufen in der Experimentierhalle A1 (Spektrometerhalle). Dabei wurde das in Abschnitt 6.1.4 beschriebene Protonpolarimeter benutzt. Die Parameter einer angepaßten Sinusfunktion geben Auskunft über die Spinorientierung  $\phi_{stand.}$  bei der Standardeinstellung des RTM 3, die Polarisation P des Kristalls und die Abhängigkeit der Änderung des Spinwinkels  $\Delta\phi(E)$  von der Endenergie:

$$\phi_{stand.} = (29 \pm 2)^\circ \quad (6.17)$$

$$P = (84 \pm 1)\%$$

$$\Delta\phi(E) = (46 \pm 2)^\circ / \text{MeV}$$

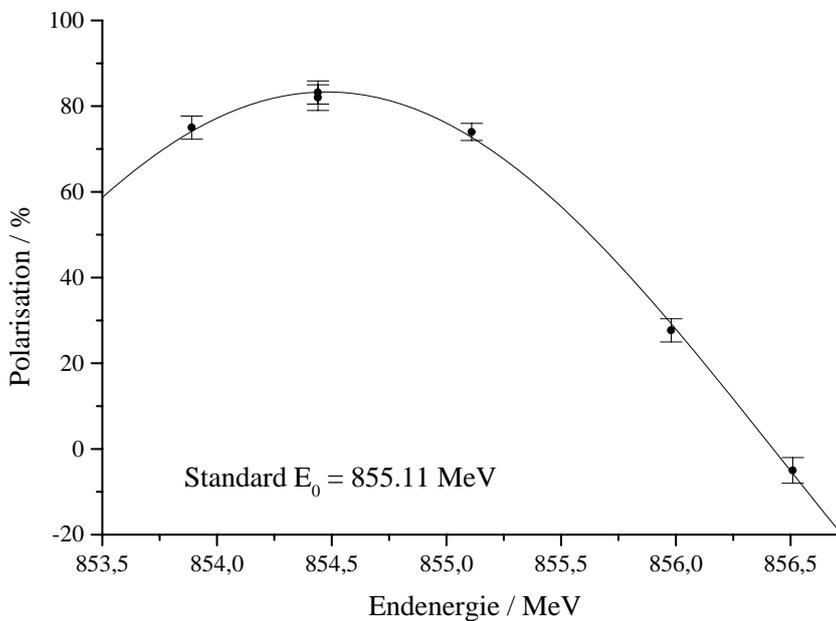


Abbildung 6.23: Bestimmung des Spinwinkels in der Spektrometerhalle bei etwa 855 MeV (90. Umlauf). Das Drehen des Spins wurde durch Energievariation des RTM 3 hervorgerufen. Die Polarisation wurde mit dem Protonpolarimeter gemessen.

Zum einen stimmt die Periode von  $46^\circ$  sehr gut mit dem theoretischen Wert aus Glg. 6.15 überein, zum anderen ist die Spinorientierung bei der Standardeinstellung des RTM 3 der Meßwert mit der höchsten Präzession, der in der Zeit dieser Arbeit gewonnen werden konnte<sup>5</sup>. Deswegen werden sich die Rechnungen zur Vorhersage der Spinorientierungen für andere Endenergien ( $180 \text{ MeV}$  bis  $855 \text{ MeV}$ ) auf diesen Wert stützen. Da die Strahlführung in die A1 - Halle in einem  $90^\circ$  Winkel zum RTM 3 aufgebaut ist, muß eine Rückrechnung vorgenommen werden, um die Spinorientierung hinter dem RTM 3 zu gewinnen. Als Resultat für die Gesamtpinpräzession vom MAMI bei der Standardeinstellung erhält man

$$\phi_{RTM3ges} = 214.5^\circ \pm 2^\circ \quad (6.18)$$

Die Rückrechnung in die anderen Experimentierhallen ergibt

$$\phi_{A2} = 20.5^\circ \pm 2^\circ \quad (6.19)$$

$$\phi_{A3} = 40.0^\circ \pm 2^\circ \quad (6.20)$$

Der Fehler der Rückrechnung ist wegen der genauen Kenntnis der Endenergie ( $\Delta E_{End} = 180 \text{ keV}$ ) mit  $d\phi = 0.1^\circ$  zu vernachlässigen. Das gleiche gilt für die Rückrechnung in die A2 - und die A4 - Halle.

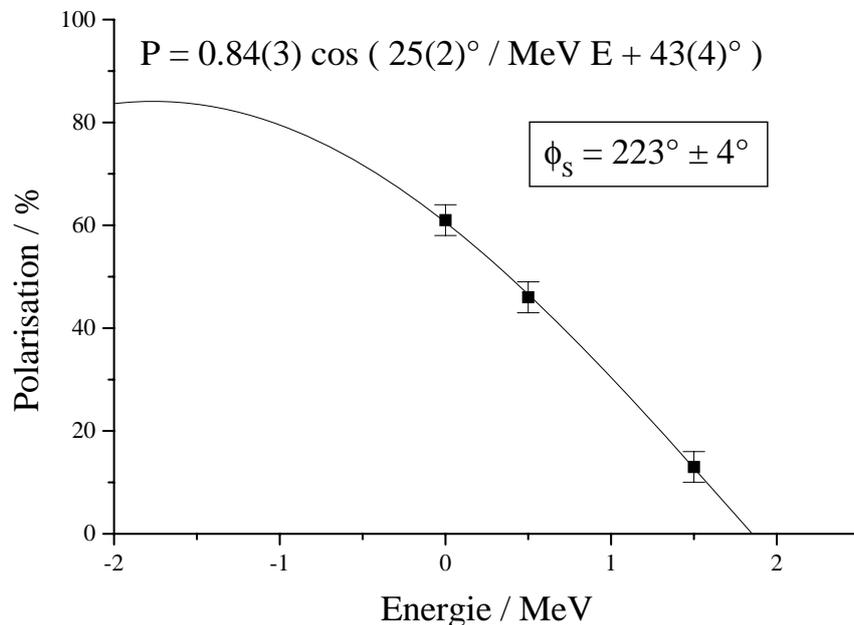


Abbildung 6.24: Messung der Spinorientierung in der A2 - Halle bei einer MAMI-Endenergie bei 510 MeV (44.Umlauf). Als Meßgerät diente das Møllerpolarimeter.

<sup>5</sup>An dieser Stelle sei der Polarimetergruppe der A1 - Kollaboration besonders gedankt

### Messung der Spinorientierung in der A2 - Halle durch Energievariation des RTM 3 bei 510 MeV

Das Ergebnis der Messung der Spinorientierung in der Experimentierhalle A2 bei einer Endenergie von 510 MeV findet sich in Abbildung 6.24. Die Polarisation wurde mit einem Møllerpolarimeter gemessen. Leider liegen dieser Messung nur drei Punkte zugrunde, so daß die Periode der Sinusfunktion nicht als Fitparameter benutzt wurde. Da die Berechnung der Abhängigkeit der Spinwinkeländerung von der Energievariation bei 855 MeV mit der Messung übereinstimmt, wird der Wert aus Gleichung 6.16 in die Funktion eingesetzt und ein Fehler von  $2^\circ$  angenommen. Daraus folgt, daß eine Spinpolarisation der Elektronen von  $(84 \pm 3)\%$  (systematische Fehler des Polarimeters unbekannt) vorgelegen hat. Die Bestimmung des Spinwinkels in der A2 - Halle bei der Standardeinstellung des RTM 3 führt auf einen Winkel von  $\phi = (223 \pm 4)^\circ$ . Dies ist der zweite Basispunkt für die Vorhersage der Spinstellung in den einzelnen Experimentierhallen bei allen MAMI - Endenergien<sup>6</sup>.

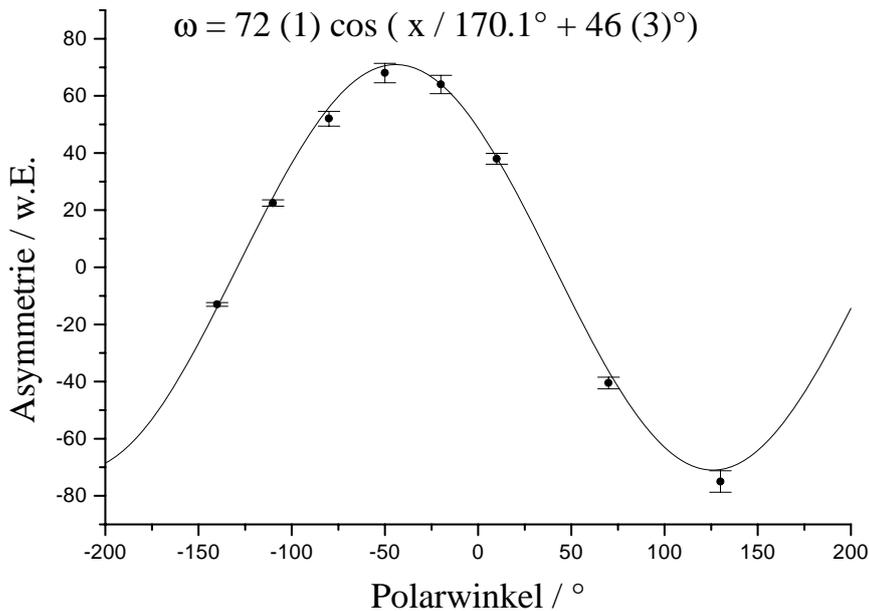


Abbildung 6.25: Messung der Spinorientierung in der A3 - Halle bei einer MAMI-Endenergie von 855 MeV (90.Umlauf). Als Meßgerät diente das Comptonpolarimeter.

<sup>6</sup>Dank gilt der Polarimetergruppe der A2 - Kollaboration

### Messung der Spinorientierung in der A3 - Halle mit Hilfe des Spinrotators bei 855 MeV

Eine dritte Messung stammt aus dem Experimentierprogramm zur Messung der Neutron - Formfaktoren im Jahre 1994 (Abschn. 2.4.3). Zu dieser Zeit wurde für die Produktion polarisierter Elektronen Quelle PKA2 benutzt. Mit Hilfe eines Comptonpolarimeters wurde der Spinwinkel in der A3 - Halle bestimmt. Dabei wurde der Spin mit Hilfe des Spinrotators in der Beschleunigerebene gedreht. Das Resultat der Messung findet sich in Abbildung 6.25. Zwischen Impuls- und Polarisationsvektor ergibt sich ein Spinwinkel von  $(42 \pm 2.5)^\circ$ . Auch hier ist die Neueichung des Spinrotators berücksichtigt. Die Ergebnisse der A1 - und A3 - Messung stimmen unter Berücksichtigung des Winkels von  $180^\circ$  zwischen den beiden Hallen innerhalb der Fehlergrenzen und unter Berücksichtigung der Spinrotatoreichnung überein.

### Zusammenfassung

Mit den Berechnungen und Experimenten dieses Abschnitts wird eine Prognose für die Spinstellungen in den verschiedenen Experimentierhallen für alle möglichen Endenergien erstellt. Tabelle 6.2 faßt zunächst die Meßergebnisse des Kapitels zusammen. Die Werte 2, 3 und 8 sind tatsächlich aus 5 und 4 berechnet und nur der Vollständigkeit halber dargestellt. Den experimentellen Resultaten sind die berechneten Werte gegenübergestellt. Die Berechnung fand auf zwei verschiedene Weisen statt. Eine Rechnung mit den Gleichungen 6.9, 6.11, 6.12 und eine zweite mit einem Programm (*Ptrace*), mit dem das Design der Mikrotrone vorgenommen wurde (siehe Kap 6.3.1). Wie später gezeigt wird, hängt der Spinwinkel am Ende des Beschleunigers in der Praxis nur wenig von den Ablagen und Divergenzen der Elektronen ab, da die Phasenräume des MAMI - Elektronenstrahls sehr klein sind. Vielmehr ist die genaue Kenntnis der Energie bei jedem Umlauf maßgeblich für die exakte Berechnung der Spinstellung. Da die Phasenschwingungen in den Mikrotronen zwar berücksichtigt, aber nur genähert sind, ergibt sich in der einfachen Rechnung ein Fehler, besonders auf den ersten Umläufen des RTM 3. So führt die genaue Rechnung mit *Ptrace* zu dem Ergebnis, daß die

N	Ort	Energie	Experiment	Rechnung
1	nach RTM 1	14.86 MeV	$144.2^\circ \pm 1.2^\circ$	$140.6^\circ$
2	nach RTM 2    RTM 3	180.03 MeV	$249^\circ \pm 1^\circ$	$245^\circ$
3	nach RTM 3    RTM 3	855.15 MeV	$215^\circ \pm 2^\circ$	$215^\circ$
4	A1 - Halle	855 MeV	$29^\circ \pm 2^\circ$	$29^\circ$
5	A2 - Halle	180 MeV	$208^\circ \pm 1^\circ$	$204^\circ$
6	A2 - Halle	510 MeV	$223^\circ \pm 4^\circ$	$222^\circ$
7	A2 - Halle	855 MeV	$21^\circ \pm 2^\circ$	$21^\circ$
8	A3 - Halle	855 MeV	$42^\circ \pm 3^\circ$	$40^\circ$

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Spindynamik. Mit || RTM 3 ist die Richtung gemeint, die parallel zur Linacachse des RTM 3 ist.

wenigen Meßwerte mit den RTM 3 Standardenergiewerten [DEK96] verträglich sind:

$$E_0 = 180.03 \text{ MeV} \pm 0.13 \text{ MeV}$$

$$E_{End} = 855.15 \text{ MeV} \pm 0.18 \text{ MeV}$$

Die Fehler der experimentellen Daten und die Unsicherheit des Modells führen zu einem etwas kleineren Fehler von  $\Delta E = \pm 100 \text{ keV}$ . Um die Mikrotronbedingungen zu erhalten, wäre eine relative Änderung der Einschußenergie von  $10^{-4}$  gleichbedeutend mit einer Änderung des Dipolabstandes von etwa  $1.2 \text{ mm}$ . Eine Variation der Endenergie um den gleichen Anteil würde einer Abweichung des Magnetfeldes der Dipole von etwa  $1.3 \text{ G}$  entsprechen.

Für eine Einschußenergie von  $180.03 \text{ MeV}$  und eine Endenergie von  $855.15 \text{ MeV}$  ergeben sich die Spinstellung (Abb. 6.26) relativ zum Impuls (Ordinate) in Abhängigkeit der Extraktionsenergie (N-ter Umlauf, Abzisse). Da am Targetort meist eine longitudinale Spinstellung benötigt wird, sind die Bereiche besonders markiert, in denen durch Energievariation des RTM 3 eine solche eingestellt werden kann. Diese berechnen sich nach Gleichung 6.14 unter der Annahme, daß eine maximale

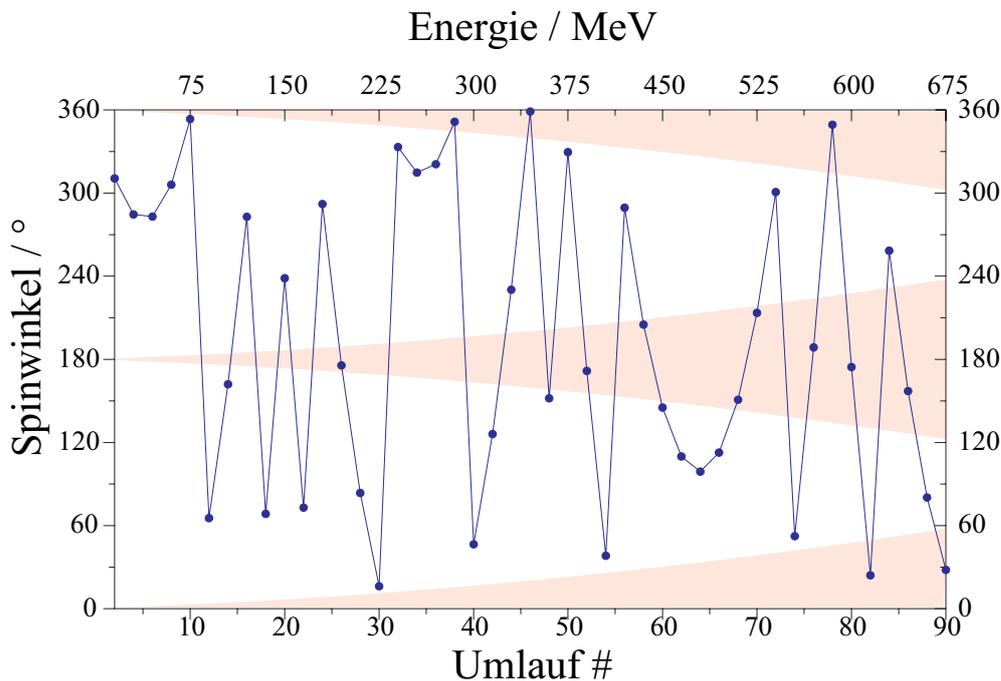


Abbildung 6.26: Berechnung der einzelnen Spinstellungen in der A1 - Halle für die möglichen Ausschußenergien des RTM 3 bei Standardbetrieb (Endenergie  $855 \text{ MeV}$ ). Die in den grau unterlegten Bereichen liegenden Spinwinkel sind durch Abstimmung des RTM 3 auf  $0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  korregierbar.

Umlauf	Energie / MeV	A1 Halle		A2 Halle		A3 Halle	
		$\phi/^\circ$	$E_{korr}$	$\phi/^\circ$	$E_{korr}$	$\phi/^\circ$	$E_{korr}$
2	195,08	30		306		310	
4	210,09	10		279		284	
6	225,09	14		277		283	
8	240,1	44		300		306	
10	255,11	98		348		353	
12	270,11	176	270,58	59		65	
14	285,12	279		156		162	
16	300,13	46		277		283	
18	315,13	198		62		69	
20	330,14	14		232		239	
22	345,14	215		66		74	
24	360,15	80		285		293	
26	375,15	330		169		177	375,33
28	390,15	245		77		85	
30	405,16	184	404,96	9	404,66	18	
32	420,16	147		326		336	
34	435,17	135		308		317	
36	450,17	146		314		324	
38	465,17	185	464,96	344	465,89	355	465,41
40	480,17	246		39		50	
42	495,18	332		119		130	
44	510,18	83		223		234	
46	525,18	218		351	525,51	3	525,05
48	540,18	17	539,53	145		157	
50	555,18	201	554,4	322		335	
52	570,18	50		164	570,73	177	570,28
54	585,18	283		31		44	
56	600,18	181	600,16	282		296	
58	615,18	103		198	614,63	212	
60	630,18	50		138		152	631,05
62	645,18	21	644,55	103		117	
64	660,18	16	659,7	92		107	
66	675,18	36	674,13	105		121	
68	690,18	81		144	691,2	159	690,76
70	705,18	150	706	206	704,46	222	
72	720,18	244		294		310	
74	735,17	2	735,12	45		62	
76	750,17	145	751,07	181	750,13	198	749,7
78	765,17	312	766,38	342	765,62	359	765,19
80	780,17	144	781,059	167	783,26	185	780,05
82	795,16	0	795,16	17	794,75	35	794,32
84	810,16	241		251		270	
86	825,15	146	825,94	150	825,84	169	825,41
88	840,15	75		73		92	
90	855,15	29	854,49	21	854,68	40	854,25

Tabelle 6.3: Liste der Spinwinkel in den einzelnen Experimentierhallen und der korrigierten Endenergie, für die eine longitudinale Spinstellung erreicht wird

Energieänderung von 0.15% möglich ist. Für Punkte außerhalb dieser Bereiche ist die longitudinale Spinorientierung am Targetort ohne zusätzliche Maßnahmen (Energieänderung des RTM 2) nicht möglich. Tabelle 6.3 stellt das Endresultat der Berechnungen dar. Dort werden die Spinwinkel für alle MAMI -Endenergien in allen Experimentierhallen angegeben und die korrigierten Endenergien für eine longitudinale Spinstellung. Der Fehler der Winkelangabe beträgt etwa  $3^\circ$ .

## Das DSM

Für einen neuen Sonderforschungsbereich nach 1998 wird ein sogenanntes doppelseitiges Mikrotron (DSM oder MAMIC) geplant (Abb. 6.27). Die Endenergie des Elektronenstrahls kann damit auf  $1.5\text{ GeV}$  gesteigert werden. In 42 Umläufen wird der Elektronenstrahl jeweils zweimal um etwa  $7.7\text{ MeV}$  beschleunigt und zwischendurch um  $180^\circ$  umgelenkt. Das Interface nach dem RTM 3 sowie die Extraktion zur bestehenden Strahlführung wird jeweils durch eine  $270^\circ$  Umlenkung

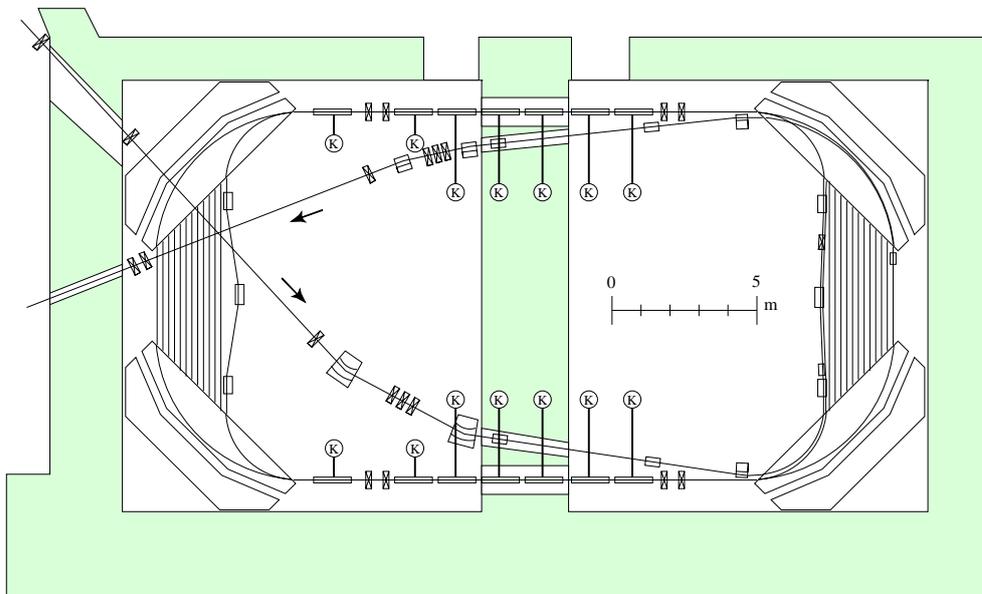


Abbildung 6.27: Grundriß des DSM aus [Rat98]

beschrieben. Für die Spinpräzession ergibt sich

$$\begin{aligned}
 \text{Int.} \quad & \Delta\phi_{int} = -\frac{3}{2}\pi a \gamma_0 \\
 1. \text{Umlauf} \quad & \Delta\phi_1 = -\pi a (\gamma_0 + \Delta\gamma) - \pi a (\gamma_0 + 2\Delta\gamma) \\
 & : \\
 & : \\
 42. \text{Umlauf} \quad & \Delta\phi_{42} = -\pi a (\gamma_0 + 83 \cdot \Delta\gamma) - \pi a (\gamma_0 + 84 \cdot \Delta\gamma) \\
 \text{Extr.} \quad & \Delta\phi_{ext} = -\frac{1}{2}\pi a (\gamma_0 + 84 \cdot \Delta\gamma)
 \end{aligned}$$

$$\Delta\phi = \sum_{i=0}^N \Delta\phi_i = -\pi a (\gamma_0 (2N + 2) + (2N(N + 1)) \Delta\gamma) \quad (6.21)$$

$$\stackrel{N=42}{=} -a\pi (86\gamma_0 + 3612\Delta\gamma) \quad (6.22)$$

$$\left. \begin{array}{l} \gamma_0 = 1673.2 \pm 0.35 \\ \Delta\gamma = 14.99 \\ a = 0.0011596 \end{array} \right\} \implies -114.8 \text{ Umdrehungen}$$

Diese Rechnung gilt aber nur näherungsweise, da die Umlenkmagneten des DSM einen Feldgradienten enthalten. Das hat zur Folge, daß der Energiegewinn von Umlauf zu Umlauf immer kleiner wird. Genauere Rechnungen ergeben bei einer Endenergie von  $1498.59 \text{ MeV}$  eine Spinpräzession von  $-115.75$  Umdrehungen.

Da die mittlere Energie des Elektronenstrahls etwa doppelt so hoch ist wie die des RTM 3, aber nur etwa halb so viele Umläufe stattfinden, befindet sich die Spinpräzession des DSM in der gleichen Größenordnung wie die des RTM 3. Das Spindrehen mit dem DSM findet auf die gleiche Art statt wie mit den anderen Mikrotronen. Auch hier müssen die Mikrotronbedingungen (Gl. 6.5) erfüllt werden. Analog Gl. 6.14 gilt

$$\frac{dE}{E} = k = \frac{d\gamma_0}{\gamma_0} = \frac{d\Delta\gamma}{\Delta\gamma}$$

$$d\Delta\phi_N = -k \cdot \pi a \left( \gamma_0 \left( 2N + \frac{3}{2} \right) + (2N(N - 1)) \Delta\gamma \right) \quad (6.23)$$

$$d\Delta\phi_{42} = -dE_{42} \cdot 27.0^\circ / \text{MeV} \quad (6.24)$$

Um den Spin am Targetort beliebig einstellen zu können, also  $d\Delta\phi = \pm 90^\circ$ , muß die Energie des DSM um etwa  $0.2\%$  variiert werden. Das bedeutet einen Hub der Einschubenergie von  $\pm 1.7 \text{ MeV}$ . Eine Kombination mit einer Energieänderung des RTM 3 ist unmöglich, da beide Mikrotrone einen unterschiedlichen Drehsinn besitzen und den Spin, bei einer notwendig gleichen relativen Energieänderung, um den gleichen Betrag verändern. Deswegen soll die Endenergie (Felder der Umlenkmagnete) des DSM so angepaßt werden, daß der Spin in der Standard-einstellung des DSM in der Spektrometerhalle longitudinal zum Impuls steht. Dieser Energiewert liegt bei einer Einschubenergie von  $855.0 \text{ MeV}$  bei

$$E_{DSM} = 1501.10 \text{ MeV}$$

Da aber auch eine longitudinale Spinstellung bei anderen Energien und in den anderen Experimentierhallen von Interesse ist, wird eine Verniersektion ( $\pm 1.7 \text{ MeV}$ ) vor dem DSM benötigt.

### 6.2.4 A2-Strahlführung

Die A2 - Strahlführung stellt eine Besonderheit des MAMIs dar. Um den Höhenunterschied zwischen der Experimentierhalle A2 und dem Strahlführungstunnel auszugleichen, wird der Elektronenstrahl um  $3.3^\circ$  aus der Beschleunigerebene herausgelenkt (Abb.6.28). Gleichzeitig wird er um  $99.9^\circ$  nach links (Flugrichtung der Elektronen) in Richtung des A2 Experiments abgelenkt. Diese kombinierte Drehung wird durch drei in einer Ebene liegende  $33.3^\circ$  - Dipole bewerkstelligt, die zu einer  $99.9^\circ$  Drehung zusammengefaßt werden können. Diese Ebene ist um  $3.3^\circ$  um die Impulsrichtung (z-Achse) der Elektronen gedreht. Da der Elektronenimpuls nach diesen Drehungen eine positive Y - Komponente besitzt, muß er mit einem gekippten Dipolmagneten wieder in eine zur Beschleunigerebene parallele Ebene zurückgelenkt werden. Im folgenden wird die Spinpräzession des Elektronen-

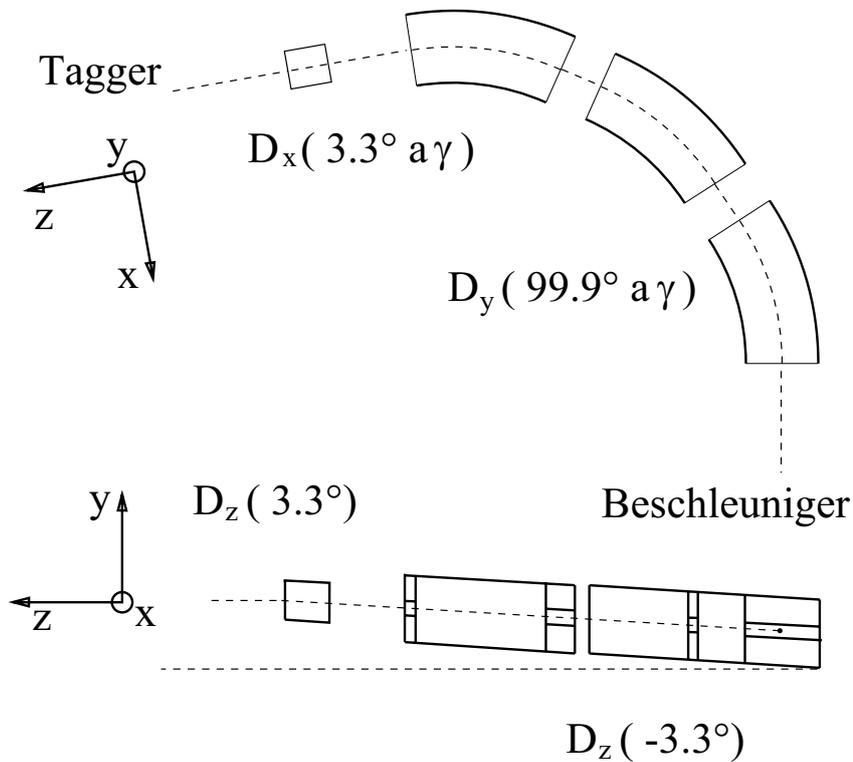


Abbildung 6.28: Die A2 Strahlführung in der Seiten -(unten) und Draufsicht (oben)

strahls für die A2 Strahlführung berechnet. Diese läßt sich durch Kombinationen von Koordinatentransformationen und Drehungen beschreiben.

$$\vec{S}_{A2} = D_x(3.3^\circ(1 + a\gamma))D_y(-99.9^\circ)D_z(3.3^\circ)D_y(99.9^\circ(1 + a\gamma))D_z(-3.3^\circ)\vec{S}_r$$

Mit  $\vec{S}_r$  ist die Spinstellung nach RTM 3 und vor der A2 - Strahlführung gemeint. Diese ergibt sich durch Multiplikation der Drehmatrizen des Spinrotators ( $\varphi, \vartheta$ ) und der Drehung im MAMI ( $\phi$ ).

$$\vec{S}_r = D_y(\phi_{RTM3(Bahn)}) D_z(\varphi) D_x(\vartheta) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$\vec{S}_{A2}(\alpha, \phi, \vartheta, \varphi) =$$

$$\left( \begin{array}{l} \cos(\varphi) \sin(\vartheta) [0.0098 - 0.0098 \cos(1.744 \alpha) + 0.0558 \sin(1.744 \alpha)] - \\ [\cos(\phi) \sin(\vartheta) \sin(\varphi) + \cos(\vartheta) \sin(\phi)] [-0.00056 - 0.172 \cos(1.744 \alpha) + 0.983 \sin(1.744 \alpha)] + \\ [\cos(\vartheta) \cos(\phi) - \sin(\vartheta) \sin(\varphi) \sin(\phi)] [-0.985 \cos(1.744 \alpha) - 0.172 \sin(1.744 \alpha)] \\ \cos(\varphi) \sin(\vartheta) \cdot \\ \cdot [0.996 \cos(0.0576 \alpha) + 0.0557 \sin(0.0576 \alpha) - 0.0098 \sin(0.0576 \alpha) \sin(1.744 \alpha)] + \\ \cos(1.744 \alpha) [0.0032 \cos(0.0576 \alpha) - 0.0557 \sin(0.0576 \alpha)] - \\ [\cos(\phi) \sin(\vartheta) \sin(\varphi) + \cos(\vartheta) \sin(\phi)] \cdot \\ \cdot [-0.0565 \cos(0.0576 \alpha) - 0.0032 \sin(0.0576 \alpha) - 0.172 \sin(0.0576 \alpha) \sin(1.744 \alpha) + \\ \cos(1.744 \alpha) [0.0566 \cos(0.0576 \alpha) - 0.981 \sin(0.0576 \alpha)]] + \\ [\cos(\vartheta) \cos(\phi) - \sin(\vartheta) \sin(\varphi) \sin(\phi)] \cdot \\ \cdot [0.173 \cos(1.744 \alpha) \sin(0.0576 \alpha) + \sin(1.744 \alpha) [0.0567 \cos(0.0576 \alpha) - 0.983 \sin(0.0576 \alpha)]] \\ \cos(\varphi) \sin(\vartheta) \cdot \\ \cdot [-0.0556 \cos(0.0576 \alpha) + 0.996 \sin(0.0576 \alpha) + 0.0098 \cos(0.0576 \alpha) \sin(1.744 \alpha)] + \\ \cos(1.744 \alpha) [0.0558 \cos(0.0576 \alpha) + 0.0032 \sin(0.0576 \alpha)] - \\ [\cos(\phi) \sin(\vartheta) \sin(\varphi) + \cos(\vartheta) \sin(\phi)] \cdot \\ \cdot [0.0032 \cos(0.0576 \alpha) - 0.0566 \sin(0.0576 \alpha) + 0.1724 \cos(0.0576 \alpha) \sin(1.744 \alpha) + \\ \cos(1.744 \alpha) [0.981 \cos(0.0576 \alpha) + 0.0566 \sin(0.0576 \alpha)]] + \\ [\cos(\vartheta) \cos(\phi) - \sin(\vartheta) \sin(\varphi) \sin(\phi)] \cdot \\ \cdot [-0.173 \cos(0.0576 \alpha) \cos(1.744 \alpha) + \sin(1.744 \alpha) [0.983 \cos(0.0576 \alpha) + 0.0567 \sin(0.0576 \alpha)]] \end{array} \right)$$

Dabei bedeutet  $\alpha = 1 + a \cdot \gamma$  die energieabhängige Spinpräzessionsverstärkung des jeweiligen Winkels. Für die Energien, bei denen Meßwerte vorliegen, ergeben sich folgende Resultate.

$$180 \text{ MeV} \quad \vec{S}(1.41, 248^\circ, \vartheta, \varphi) =$$

$$\begin{pmatrix} 0.053 \cos \varphi \sin \vartheta + 0.452 \cos \vartheta + 0.890 \sin \vartheta \sin \varphi \\ 0.999 \cos \varphi \sin \vartheta - 0.034 \cos \vartheta - 0.041 \sin \vartheta \sin \varphi \\ -0.012 \cos \varphi \sin \vartheta - 0.891 \cos \vartheta + 0.453 \sin \vartheta \sin \varphi \end{pmatrix}$$

$$\stackrel{\varphi = -3^\circ}{=} \begin{pmatrix} 0.452 \cos(\vartheta) + 0.006 \sin(\vartheta) \\ -0.036 \cos(\vartheta) + 0.999 \sin(\vartheta) \\ -0.891 \cos(\vartheta) - 0.036 \sin(\vartheta) \end{pmatrix} \quad \text{max}(S_z) \text{ für } \vartheta = 2.3^\circ$$

$$510 \text{ MeV} \quad \vec{S}(2.16, 337^\circ, \vartheta, \varphi) =$$

$$\begin{pmatrix} -0.015 \cos \varphi \sin \vartheta + 0.657 \cos \vartheta + 0.754 \sin \vartheta \sin \varphi \\ 0.9998 \cos \varphi \sin \vartheta + 0.022 \cos \vartheta - 0.0001 \sin \vartheta \sin \varphi \\ 0.016 \cos \varphi \sin \vartheta - 0.754 \cos \vartheta + 0.657 \sin \vartheta \sin \varphi \end{pmatrix}$$

$$\stackrel{\varphi = -3^\circ}{=} \begin{pmatrix} 0.657 \cos(\vartheta) - 0.055 \sin(\vartheta) \\ 0.022 \cos(\vartheta) + 0.998 \sin(\vartheta) \\ -0.754 \cos(\vartheta) - 0.019 \sin(\vartheta) \end{pmatrix} \quad \text{max}(S_z) \text{ für } \vartheta = -1.4^\circ$$

$$855 \text{ MeV} \quad \vec{S}(2.94, 214^\circ, \vartheta, \varphi) =$$

$$\begin{pmatrix} -0.045 \cos \varphi \sin \vartheta - 0.343 \cos \vartheta - 0.938 \sin \vartheta \sin \varphi \\ 0.991 \cos \varphi \sin \vartheta - 0.135 \cos \vartheta + 0.001 \sin \vartheta \sin \varphi \\ 0.116 \cos \varphi \sin \vartheta + 0.930 \cos \vartheta - 0.315 \sin \vartheta \sin \varphi \end{pmatrix}$$

$$\stackrel{\varphi = -3^\circ}{=} \begin{pmatrix} -0.343 \cos(\vartheta) + 0.004 \sin(\vartheta) \\ -0.135 \cos(\vartheta) + 0.989 \sin(\vartheta) \\ 0.930 \cos(\vartheta) + 0.131 \sin(\vartheta) \end{pmatrix} \quad \text{max}(S_z) \text{ f\"ur } \vartheta = 8.0^\circ$$

Die Werte für  $\phi$  ergeben sich aus den Meßdaten bzw. Rechnungen der vorangegangenen Kapitel. Für den Azimutwinkel  $\varphi$  wurde die Spinrotator Korrektur (Glg. 6.10) eingesetzt.

$\vartheta$  ist der Winkel des Spinrotators, für den die z - Komponente des Spins ihren maximalen Wert erreicht. Manipuliert der Spinrotator den Polarisationsvektor nicht, steht dieser im allgemeinen nicht in der Beschleunigerebene. Im Betrieb mit Quelle PKA1 hat man daher in den meisten Fällen eine kleine Spinkomponente senkrecht zur Beschleunigerebene in Halle A2.

In Tabelle 6.4 werden die Meßdaten einer Spindynamikmessung mit Hilfe der PKA2 und des Spinrotators, in der der Spin aus der Beschleunigerebene gedreht wurde, den berechneten Werten gegenübergestellt. Die Meßwerte sind mit der Neueichnung des Spinrotators (Glg. 6.10) korrigiert. Wird auf die Neueichnung verzichtet, sind die Meßwerte systematisch um mehr als zwei Standardabweichungen verschoben.

### Auswirkungen der A2 - Strahlführung auf das DSM

Da die Endenergie des DSM noch nicht vollständig feststeht, kann auch keine genaue Aussage über die Spinstellung vor der A2 - Strahlführung in der Beschleunigerebene gemacht werden. Man kann aber bei ungefährem Kenntnis der Energie (1501 MeV) das Maximum der vertikalen Spinkomponente nach dem Höhenversatz berechnen. Ist  $\phi$  der Winkel zwischen Spin und Impuls vor dem Höhenversatz und liegt der Spin vor der A2 - Strahlführung in der Beschleunigerebene (auch keine Manipulation des Spinrotators), so ergibt sich für den Spin am Ort des Taggers

$$\vec{S}' = \begin{pmatrix} -0.939 \sin \phi - 0.338 \cos \phi \\ 0.131 \sin \phi - 0.182 \cos \phi \\ -0.318 \sin \phi + 0.923 \cos \phi \end{pmatrix}$$

Der Spin steht also maximal  $13^\circ$  oberhalb oder unterhalb der Beschleunigerebene.

Energie / MeV	180	510	855
vert. Messung	$-1.6^\circ \pm 1.3^\circ$	$1.0 \pm 1.6^\circ$	$-6.6^\circ \pm 1.7^\circ$
Rechnung	$-2.3^\circ$	$1.4^\circ$	$-8.0^\circ$

Tabelle 6.4: Vergleich der Meßergebnisse mit der Rechnung

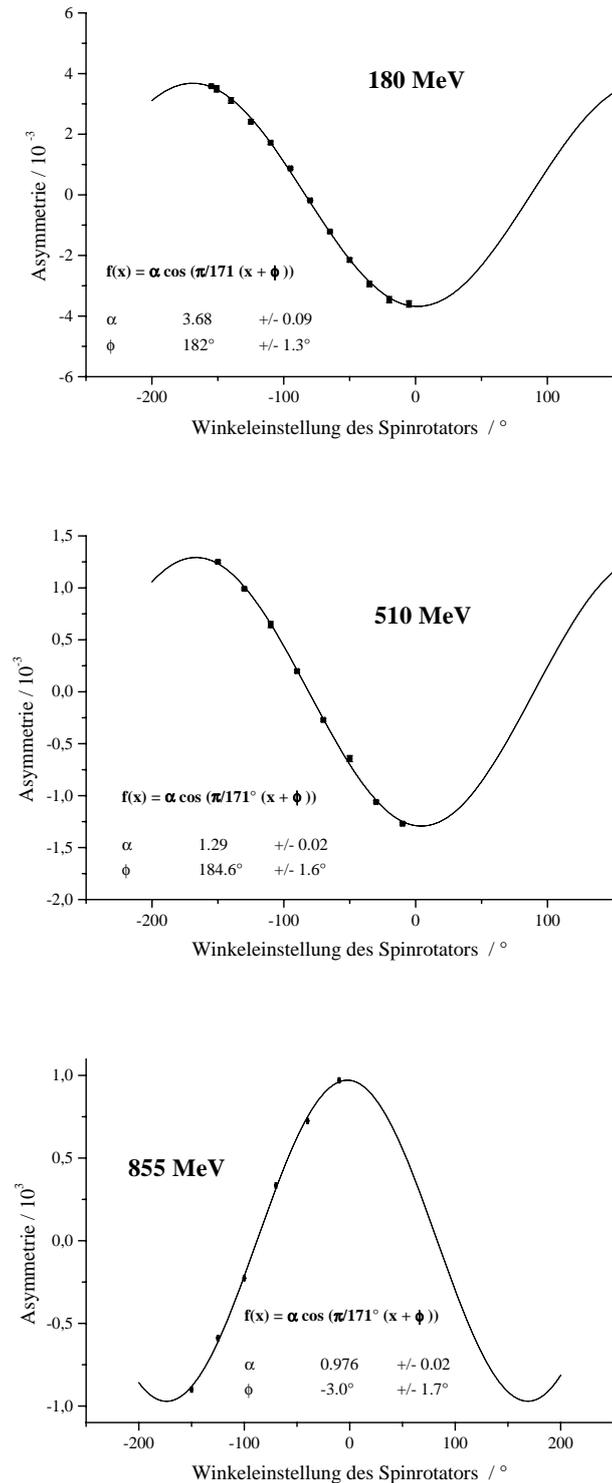


Abbildung 6.29: Asymmetriemessung bei 180 MeV, 510 MeV und 855 MeV. Der Spin wurde mit Hilfe des Spinrotators in der vertikalen Ebene (senkrecht zur Beschleuniger Ebene) gedreht. Zur Elektronenproduktion wurde Quelle PKA2 benutzt. Als Polarimeter diente das A2 - Comptonpolarimeter.

## 6.3 Depolarisation

Bisher war nicht bekannt, inwieweit der Beschleuniger depolarisierend auf den Elektronenstrahl wirkt. Es gibt im wesentlichen zwei Effekte, die dazu führen, daß der Elektronenspin nicht kohärent in den elektromagnetischen Feldern präzediert. Dies ist zum einen der endliche transversale Phasenraum, der in einem inhomogenen Magneten dafür sorgt, daß die Teilchen mit unterschiedlichen Trajektorien unterschiedlichen Feldern ausgesetzt sind und der Spin dadurch unterschiedlich stark präzediert. Je kleiner der transversale Phasenraum und je homogener die Magnetfelder, desto kleiner ist der Depolarisationseffekt. Die zweite Ursache von Polarisationsverlusten stellen Phasenoszillationen dar. Diese werden sowohl durch den endlichen longitudinalen Phasenraum am Einschub des Mikrotrons hervorgerufen als auch durch stochastische Energieverluste verursacht, die durch Synchrotronstrahlung hervorgerufen werden. Sind die Elektronen energiemoduliert, so präzediert der Spin der Elektronen unterschiedlich stark. Aufgrund der „selbstfokussierenden“ Wirkung der Mikrotrone ist dieser Effekt jedoch nicht sehr groß, denn verliert ein Elektron Energie, legt es einen kürzeren Weg bei der Rezirkulation zurück, um anschließend bei der nächsten Beschleunigung einen stärkeren Energiegewinn zu verzeichnen.

### 6.3.1 Simulationsrechnung - Poltrace

Zur Untersuchung von Depolarisationseffekten in MAMI wurde ein bereits existierendes Programm *Ptrace* [Kai86] weiterentwickelt (*Poltrace*). Es basiert auf einem Fortrancode *Raytrace* [KE87], der mittels eines Runge - Kutta - Verfahrens 4. Ordnung und bei genauer Kenntnis der elektromagnetischen Felder und Dimensionen der Beschleunigerkomponenten den Ort und Impuls der beschleunigten Teilchen berechnet. Punktweise angegebene Randfelder (z.B. das Randfeld eines RTM Dipolmagneten) werden durch Polynome 8. Ordnung genähert. *Poltrace* berücksichtigt ebenfalls Synchrotronstrahlungsverluste. Dieses Programm wurde so erweitert, daß bei einer Angabe des Startphasenraums des Elektronenstrahls die Koordinaten und Impulse von bis zu zehntausend Elektronen zu Beginn gewürfelt werden. Darüber hinaus wurde die BMT - Gleichung in den Code integriert, so daß zu jedem Zeitpunkt des Programmablaufs die Spinorientierung eines jeden Elektrons bekannt ist. Das elektrische Feld der Kavitäten wird zunächst nicht in dieses Verfahren eingeschlossen, und ein Beschleunigungselement wird nur als Energiegewinn betrachtet. Dieses einfache Element wird durch ein komplizierteres ersetzt [Ihm96]. Es zeigt sich, daß die genauere Berechnung einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Spinpräzession des Sollteilchens besitzt, jedoch den stärksten Depolarisationseffekt hervorruft.

### Bewegungsgleichung

Die Bewegung eines Elektrons wird durch die Lorentz - Kraft beschrieben

$$m_e \ddot{\vec{x}} = -e \cdot \dot{\vec{x}} \times \vec{B}$$

Dieses Anfangswertproblem wird mittels einer schrittweisen Integration gelöst, wobei  $t$  die unabhängige Variable ist. Als Integrationsroutine wird ein Runge - Kutta - Verfahren 4. Ordnung benutzt. Dabei werden zwei halbe Zeitschritte ausgeführt und die berechneten Geschwindigkeiten und Beschleunigungen rekursiv eingesetzt und gewichtet addiert [EMR93]

$$\begin{array}{l}
 \text{Anfangswerte } \vec{x}_0, \dot{\vec{x}}_0 \\
 1. \quad \vec{x}_1 = \vec{x}_0 + \frac{\Delta t}{2} \dot{\vec{x}}_0 \quad \dot{\vec{x}}_1 = \dot{\vec{x}}_0 + \frac{\Delta t}{2} \ddot{\vec{x}}_0 \quad \ddot{\vec{x}}_0 = -\frac{e}{m} \dot{\vec{x}}_0 \times \vec{B} \\
 2. \quad \vec{x}_2 = \vec{x}_0 + \frac{\Delta t}{2} \dot{\vec{x}}_1 \quad \dot{\vec{x}}_2 = \dot{\vec{x}}_0 + \frac{\Delta t}{2} \ddot{\vec{x}}_1 \quad \ddot{\vec{x}}_1 = -\frac{e}{m} \dot{\vec{x}}_1 \times \vec{B} \\
 3. \quad \vec{x}_3 = \vec{x}_0 + \frac{\Delta t}{2} \dot{\vec{x}}_2 \quad \dot{\vec{x}}_3 = \dot{\vec{x}}_0 + \frac{\Delta t}{2} \ddot{\vec{x}}_2 \quad \ddot{\vec{x}}_2 = -\frac{e}{m} \dot{\vec{x}}_2 \times \vec{B} \\
 4. \quad \vec{x}_4 = \vec{x}_0 + \left( \frac{\Delta t}{2} \dot{\vec{x}}_0 + \Delta t \dot{\vec{x}}_1 + \Delta t \dot{\vec{x}}_2 + \frac{\Delta t}{2} \dot{\vec{x}}_3 \right)
 \end{array}$$

Werden hinreichend kleine Integrationsschritte (0.2 mm) gewählt, ist die Genauigkeit durch die Kenntnis der elektromagnetischen Felder begrenzt. Rundungsfehler sind zu vernachlässigen, da die Variablen vom Typ „double precision“ sind. Das Programm enthält Routinen, die Feldbeiträge verschiedener Elemente durch deren charakteristische Größen beschreiben. Die wichtigste Routine für die Berechnung eines RTMs stellt die Dipolroutine dar. In dieser bewegt sich das Elektron in drei Phasen durch den Magneten (Abb. 6.30). Zunächst tritt es in das Eingangsrandfeld (von A nach B) ein, durchfliegt das homogene Feld (von C nach B), um schließlich durch das Ausgangsrandfeld (von C nach D) den Magneten zu verlassen. In Abbildung 6.30 sind die wichtigen Größen und das Koordinatensystem in den verschiedenen Phasen definiert.

### Integration der BMT - Gleichung

*Ptrace* bildet eine gute Grundlage, um die BMT - Formel zu integrieren, denn alle Parameter, die benötigt werden, sind zu jeder Phase des Programmablaufs bekannt. Benötigt werden die elektromagnetischen Feldkomponenten, die Wirkzeit, sowie die Energie und die Impulskordinaten des Teilchens. Die Schwierigkeit der Integration der BMT - Gleichung liegt in den häufigen Koordinatentransformationen an verschiedenen Punkten des Programmablaufs. Bei jeder Drehung oder Spiegelung des Ortsraumes muß auch die Spinrichtung einer Transformation unterzogen werden.

Zur Berechnung der Spinrichtung nach einem Integrationsschritt wird zunächst die Präzessionsfrequenz  $\vec{\omega}$  nach Gleichung 6.7 kalkuliert. Anschließend wird das Koordinatensystem von  $\vec{\omega}$  und  $\vec{P}$  so gedreht, daß  $\vec{\omega}$  in Richtung der z-Koordinate zeigt. Nun rotiert der Spinvektor um den Winkel  $|\vec{\omega}|\Delta t$  um die z - Achse, bevor die Rücktransformation stattfindet (Abb.6.31). Die für die Berechnung wichtigen Gleichungen sind

$$\vec{\omega}||z = D_x(\alpha)D_z(\beta)\vec{\omega} \quad \Rightarrow \quad \vec{P}' = D_x(\alpha)D_z(\beta)\vec{P}_i$$

$$\vec{P}_f = D_z^{-1}(\beta) D_x^{-1}(\alpha) D_z(\omega \Delta t) D_x(\alpha) D_z(\beta) \vec{P}_i$$

$$\cos(\beta) = \frac{\omega_y}{\sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}} \quad \sin(\beta) = \frac{\omega_x}{\sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}}$$

$$\cos(\alpha) = \frac{\omega_z}{|\vec{\omega}|} \quad \sin(\alpha) = \frac{\sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}}{|\vec{\omega}|}$$

Die Rotationsmatrix hat folgende Gestalt

$$\prod_{\alpha, \beta, \omega \Delta t} D_i = \begin{pmatrix} \sin^2(\alpha) \sin^2(\beta) + \cos(\omega t) (\cos^2(\beta) + \cos^2(\alpha) \sin^2(\beta)) \\ \cos(\alpha) \sin(\omega t) + \sin(\beta) \cos(\beta) (\cos^2(\alpha) \cos(\omega t) + \sin^2(\alpha)) - \cos(\beta) \sin(\beta) \cos(\omega t) \\ \sin(\omega t) \sin(\alpha) \cos(\beta) + \sin(\alpha) \cos(\alpha) \sin(\beta) (1 - \cos(\omega t)) \\ - \cos(\alpha) \sin(\omega t) + \sin(\beta) \cos(\beta) (\cos^2(\alpha) \cos(\omega t) + \sin^2(\alpha)) - \cos(\beta) \sin(\beta) \cos(\omega t) \\ \sin^2(\alpha) \cos^2(\beta) + \cos(\omega t) (\sin^2(\beta) + \cos^2(\alpha) \cos^2(\beta)) \\ \sin(\omega t) \sin(\alpha) \sin(\beta) + \sin(\alpha) \cos(\alpha) \cos(\beta) (1 - \cos(\omega t)) \\ \sin(\omega t) \sin(\alpha) \cos(\beta) + \sin(\alpha) \cos(\alpha) \sin(\beta) (1 - \cos(\omega t)) \\ - \sin(\omega t) \sin(\alpha) \sin(\beta) + \sin(\alpha) \cos(\alpha) \cos(\beta) (1 - \cos(\omega t)) \\ \sin^2(\alpha) \cos(\omega t) + \cos^2(\alpha) \end{pmatrix}$$

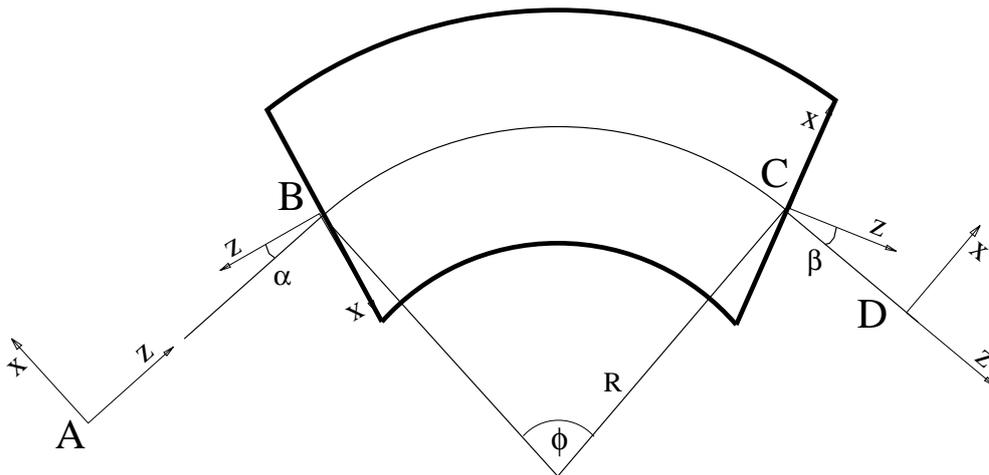


Abbildung 6.30: Die wichtigen Größen bei der Berechnung einer Trajektorie durch einen Dipolmagneten. Das Elektron durchfliegt das Eingangsfeld (A nach B). Anschließend durchquert es den homogenen Bereich des Magneten (C nach B) rückwärts und passiert das Ausgangsfeld (C nach D).



### Startparameter

Eine praktikable Definition der Emittanz eines Elektronenstrahls stellt die Gleichgewichtsverteilung aller Teilchen dar. Eine Gaußverteilung beschreibt deshalb in guter Näherung die transversale Ladungsverteilung (aus Übersichtsgründen nur eine Dimension)  $\rho(x)$  für einen Elektronenstrom  $I$  :

$$\rho(x) = \frac{I}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}}$$

Wird auch die Geschwindigkeit der Elektronen als normalverteilt angenommen, so wird der zweidimensionale Phasenraum  $\chi$  in einer transversalen Raumrichtung durch

$$\chi(x, x') = \frac{I}{2\pi\sigma_x\sigma'_x} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{x'^2}{2\sigma'^2_x}}$$

beschrieben. Da man den Standard der  $\pm 2\sigma$  Umgebung (95%) gewählt hat, folgt mit der Definition der Twissparameter aus Abb. 4.19 für eine aufrechtstehende (Parallelstrahl oder Taille,  $\alpha = 0$ ) Phasenraumellipse

$$2\sigma_x = \sqrt{\epsilon\beta} \quad 2\sigma'_x = \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta}}$$

$$\chi(x, x') = \frac{2I}{\pi\epsilon} e^{-\frac{2x^2}{\epsilon\beta} - \frac{2x'^2}{\epsilon\beta}}$$

Hat man umgekehrt die Absicht, aus der Kenntnis der Twissparameter (z.B. aus einer Phasenraummessung) die Impuls- und Ortskoordinaten der Elektronen eines solchen Ensembles zu simulieren, besteht das Problem, daß im allgemeinen die Phasenraumellipse nicht aufrecht steht ( $\alpha \neq 0$ ). Das bedeutet, daß der Elektronenstrahl konvergent oder divergent ist. Solche Phasenräume lassen sich konstruieren, indem der Strahl eine Pseudodriftstrecke durchläuft.

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & D \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \beta' \\ \alpha' \\ \gamma' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -2D & D^2 \\ 0 & 1 & -D \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_0 \\ 0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix}$$

Daraus folgt :

$$\gamma' = \gamma_0 \quad D = \frac{\alpha'}{\gamma'}$$

$$x' = x'_0 \quad x = x_0 + Dx'_0$$

Indem nun die Startkoordinaten  $x_0, x'_0$  eines Teilchens normalverteilt erwürfelt werden, können bis zu 10000 Elektronen  $(x, x')$  erzeugt werden, die in ihrer Gesamtheit einem Strahl mit der gewünschten Phasenraumellipse  $(\alpha', \beta', \gamma')$  entsprechen :

$$x' = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot \gamma}{4}} \cdot z_1$$

$$x = \sqrt{\frac{\epsilon}{4\gamma}} \cdot z_2 + D \cdot x'_0$$

Hierbei sind  $z_i$  die normalverteilten Zufallszahlen auf dem Intervall  $[-1;1]$ . In Abbildung 6.32 (oben) erkennt man das Ergebnis der Simulation des Startphasenraums der  $x$  - Koordinate. Es ist zu erkennen, daß die  $2\sigma$  - Breite des Elektronenstrahls in diesem Beispiel etwa  $2\text{ mm}$  groß ist. Der statistische Fehler des generierten Phasenraums ist proportional  $1/\sqrt{N}$ . Dies verdeutlicht Abbildung 6.34 (unten).

Die zweite transversale Koordinate  $y$  wird auf die gleiche Weise behandelt. Bei der longitudinalen Koordinate  $z$  werden der Ort durch eine Phase  $\varphi$  relativ zum beschleunigenden Feld und der Impuls durch die Startenergie substituiert.

Umgekehrt lassen sich die Twissparameter aus den Orts- und Impulskoordinaten von  $N$  Teilchen berechnen [Lap71]

$$2\sigma_x = 2\sqrt{\overline{x^2}} = 2\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} = \sqrt{\beta\epsilon}$$

$$2\sigma_{x'} = 2\sqrt{\overline{x'^2}} = 2\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x'_i - \bar{x}')^2} = \sqrt{\gamma\epsilon}$$

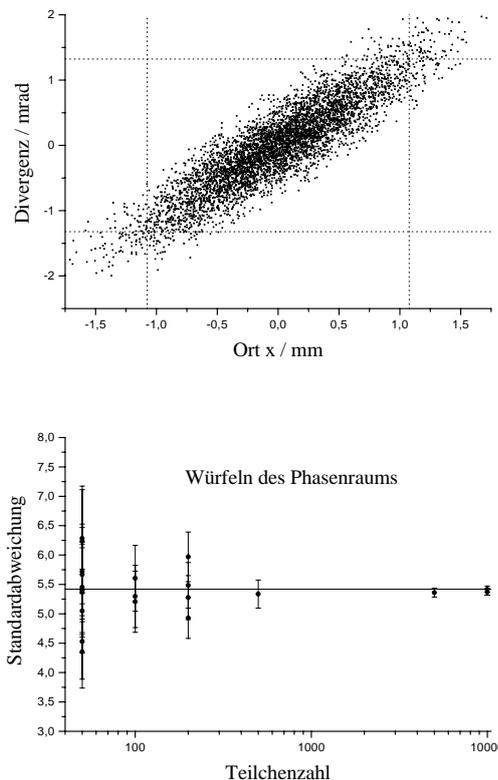


Abbildung 6.32: Oben: Ergebnis der Simulation eines Phasenraums. Die Strahlbreite beträgt etwa  $2\text{ mm}$ . Unten: Abschätzung des Fehlers beim Würfeln des Phasenraums in Abhängigkeit der Teilchenzahl. Der Fehler ist proportional  $1/\sqrt{N}$ .

$$4\sigma_x\sigma_{x'} = 4\bar{x}\bar{x}' = \frac{4}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(x'_i - \bar{x}') = -\alpha\epsilon$$

$$\gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta}$$

### Synchrotronstrahlung

Aufgrund fundamentaler Regeln der klassischen Elektrodynamik strahlt jede beschleunigte Ladung Energie in Form von elektromagnetischen Wellen ab. Während im nichtrelativistischen Fall die Abgabe von sogenannter Synchrotronstrahlung praktisch keine Rolle spielt, ändern sich die Verhältnisse, wenn sich die Teilchengeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nähert. Die Strahlungsleistung ist in relativistisch invarianter Form gegeben durch

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 m_0^2 c^4} \left( \left( \frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left( \frac{dE}{d\tau} \right)^2 \right)$$

Hierbei stellen  $\vec{p}$  den Impuls,  $E$  die Energie des Teilchens und  $\tau$  die Zeit da. Für die lineare Beschleunigung (Linac  $\frac{dE}{dx} \approx 15 \text{ MeV}/m$ ) ist der Energieverlust durch Strahlung im Vergleich zum Energiegewinn des Beschleunigers zu vernachlässigen. Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn Teilchen senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung abgelenkt werden und somit auf einer kreisförmigen Bahn laufen. In diesem Fall reduziert sich die Strahlungsformel ( $\frac{dE}{d\tau} \approx 0$ ) und es ergibt sich bei hochrelativistischen Geschwindigkeiten  $\beta \approx 1$

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{\beta^4 \gamma^4}{r^2}$$

Es ist zu erkennen, daß diese Strahlung praktisch nur für Teilchen mit kleiner Ruhemasse (Elektronen) von Bedeutung ist. Die Art der elektromagnetischen Strahlung verdankt ihren Namen den Synchrotronkreisbeschleunigern, mit denen erstmals Energien erreicht wurden, bei denen diese Phänomene beobachtet werden konnten ( $E > 10 \text{ MeV}$ ).

### Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung

Im Laborsystem nimmt die Winkelverteilung der Photonen einen scharf nach vorn gebündelten Kegel an, der parallel zum Impuls in der Ebene der Ablenkung liegt. Der halbe Öffnungswinkel des Kegels beträgt bei 855 MeV etwa  $0.034^\circ$ . Diese Eigenschaft macht man sich bei der Beurteilung der Elektronenstrahlqualität zunutze. Die Energieverteilung der Synchrotronstrahlung errechnet sich mit der Spektralfunktion

$$S(\xi) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \xi \int_{\xi}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi$$

Diese ist unabhängig von der Energie des Elektrons.  $K_{\frac{5}{3}}$  ist eine modifizierte Besselfunktion. Der Parameter  $\xi = \omega/\omega_c$  ist in Einheiten der sog. kritischen Frequenz

$$\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2r}$$

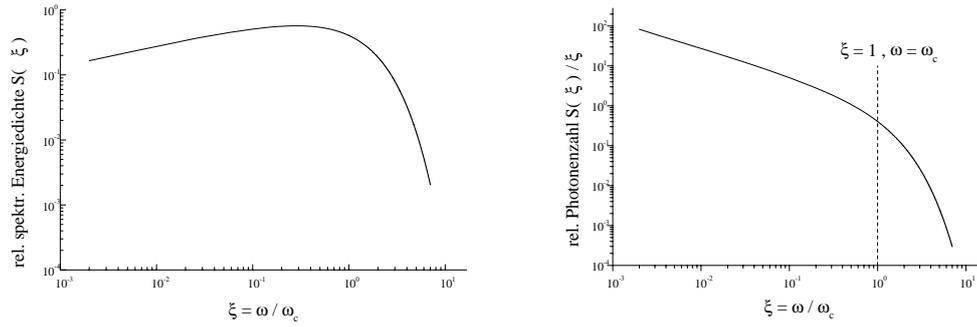


Abbildung 6.33: Spektralfunktion und relative Photonenzahl in Abhängigkeit von der Energie

definiert.

Die Anzahl der emittierten Photonen pro Elektron und Sekunde ist

$$N = \int \frac{P_s}{\hbar \omega_c^2} \frac{S(\xi)}{\xi} = \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 \hbar} \frac{\gamma}{r}$$

respektive pro Umlauf

$$N \cdot \frac{2\pi r}{c} = \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{e^2}{2\epsilon_0 \hbar} \frac{\gamma}{c} = 1.05 \cdot 10^{-2} \cdot \gamma$$

Bei 855 MeV werden 17.6 Photonen pro Elektron und Umlauf emittiert. Der mittlere Energieverlust bei einem Umlauf ist dabei

$$\Delta E [keV] = \frac{e^2}{3\epsilon_0} \frac{\beta^3 \gamma^4}{r} = 88.5 \frac{E^4 [GeV]}{r [m]}$$

$$\frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \cdot \int_{\xi/1000}^{10\xi} K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi = 113.08 \cdot E [GeV]$$

Die Abweichung der Photonenzahl ist stochastisch um die mittlere Anzahl poissonverteilt. Mit Hilfe eines „hit and miss“ - Verfahrens wird entschieden, ob ein Photon abgestrahlt wird. Danach werden die Energie der abgestrahlten Photonen mit Hilfe von  $S(\xi)$  errechnet sowie die Energie und der Impuls der Elektronen geändert.

### Beschleunigung

Die Bewegungsgleichung für eine Beschleunigungssektion werden mit den Maxwellgleichungen und dem Ansatz eines periodisch in  $z$  - Richtung schwingenden elektrischen Feldes beschrieben :

$$\vec{E} = \vec{e}_z \cdot E_z = \vec{e}_z \cdot \hat{E}_z \cos(-\omega t) \quad (6.25)$$

$$B_\phi = \frac{\pi r}{c\lambda} \hat{E}_z \sin(-\omega t) \quad (6.26)$$

$$E_r = -\frac{r}{2} \partial_z \hat{E}_z \cos(-\omega t) \quad (6.27)$$

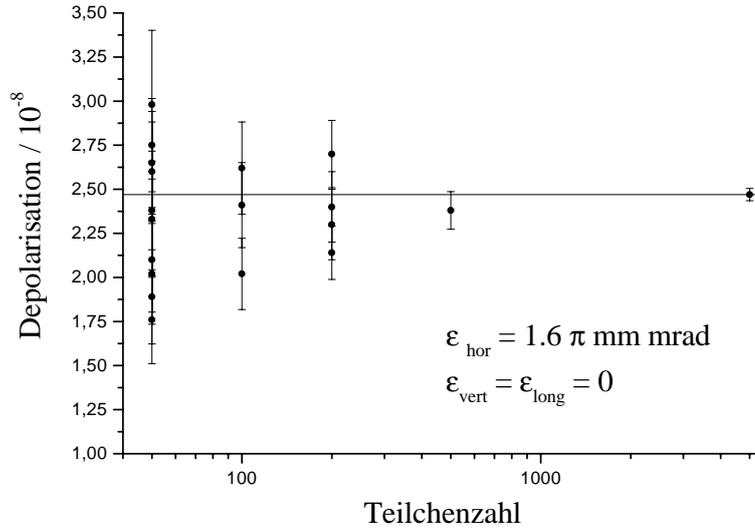


Abbildung 6.34: Fehler der Depolarisationsberechnung in Abhängigkeit der Teilchenzahl. Der Fehler ist proportional  $1/\sqrt{N}$ .

Auf das Elektron wirkt die Lorentzkraft (in Zylinderkoordinaten)

$$F_r = -eV_z \frac{\pi r}{c\lambda} \hat{E}_z \sin(-\omega t) - e \frac{r}{2} \partial_z \hat{E}_z \cos(-\omega t) \quad (6.28)$$

$$F_z = eV_r \frac{\pi r}{c\lambda} \hat{E}_z \sin(-\omega t) - e \hat{E}_z \cos(-\omega t) \quad (6.29)$$

### 6.3.2 Ergebnisse

Im folgenden soll die Depolarisation eines Elektronenstrahls im RTM 1 und RTM 3 berechnet werden. Mit der Kenntnis der Twissparameter der Mikrotrone werden zunächst die Startkoordinaten und Impulse für  $N$  Teilchen generiert. Die Spinvektoren aller Teilchen zeigen zu Beginn in dieselbe Richtung, d. h., der Polarisationsgrad ist Eins. Der statistische Fehler des Phasenraums überträgt sich in gleicher Weise auf die Depolarisation (Abb. 6.34).

Die Trajektorien und die Polarisationsrichtung werden, wie in Kapitel 6.2 beschrieben, mit *poltrace* berechnet. Die Depolarisation berechnet sich anschließend

$$D = 1 - P = 1 - \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N P_{xi}\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N P_{yi}\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N P_{zi}\right)^2}$$

Um Depolarisationseffekte, die von der Synchrotronstrahlung herrühren, von denen zu unterscheiden, die durch den endlichen Phasenraum hervorgerufen werden, kann die Simulation mit und ohne Synchrotronstrahlung arbeiten. Im folgenden werden die Ergebnisse für das RTM 1 und das RTM 3 dargestellt. Die Simulation wird immer mit 1000 Teilchen durchgeführt. Der relative Fehler, der durch das

Generieren der Phasenräume entsteht, beträgt ungefähr 3%. Rechnungen mit einer größeren Teilchenzahl müßten auf schnelleren Rechnern<sup>7</sup> (Parallelrechner) stattfinden, um nicht den zeitlichen Rahmen zu sprengen.

### RTM 1

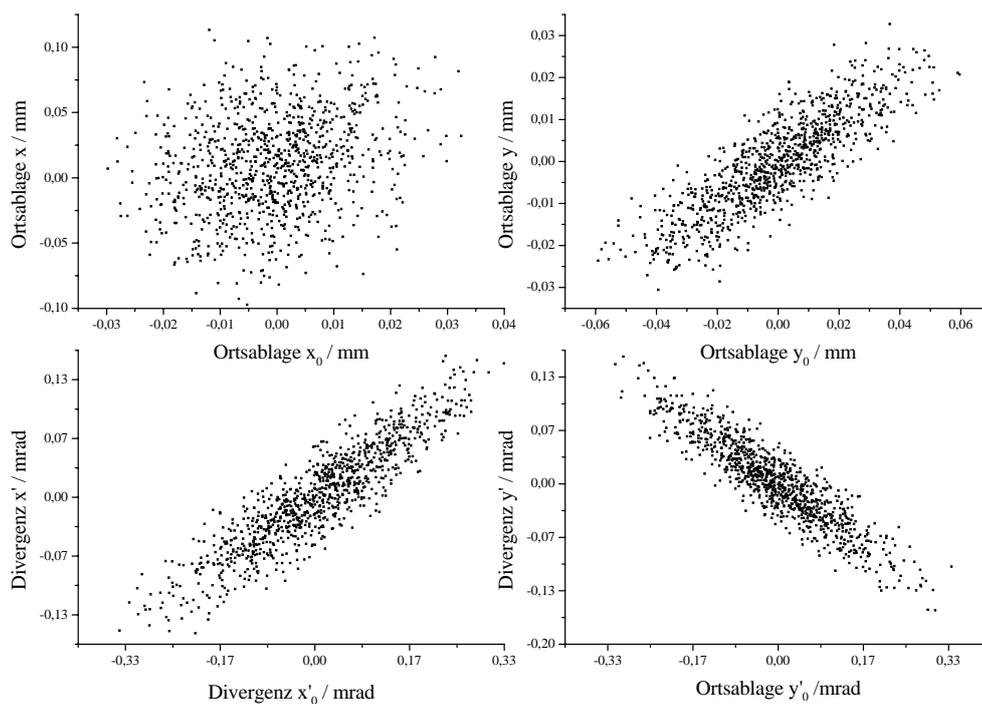


Abbildung 6.35: Endphasenräume in Abhängigkeit der Startparameter. In der horizontalen  $x$  Ortsablage gibt es keine Korrelation zwischen Start - und Endwert. Außerdem sind die Ablagen drei mal so groß wie in der Vertikalen.

Die Emittanzen für das RTM 1 lauten [NT93]

$$\epsilon_H = 0.043 \pi \text{ mm mrad} \quad \epsilon_V = 0.043 \pi \text{ mm mrad} \quad \epsilon_Z = 0.004 \text{ MeV}^\circ$$

Die Depolarisation berechnet sich zu

$$D = 1.6 \cdot 10^{-4}$$

Da die Elektronen im RTM 1 noch niederenergetisch sind, wird keine Depolarisation durch Synchrotronstrahlung hervorgerufen. Während auch der vertikale Phasenraum nur einen kleinen Einfluß auf den Polarisationsverlust hat, lassen

<sup>7</sup>Für diese Arbeit wurden Workstations vom Typ DEC-Alpha benutzt

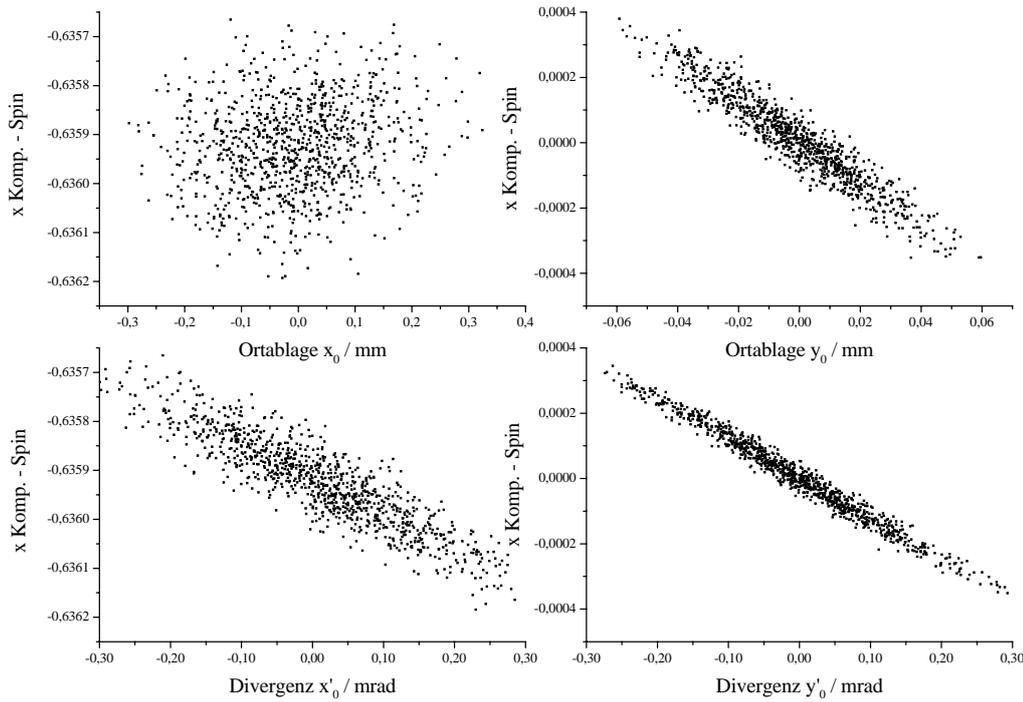


Abbildung 6.36: Abhängigkeit der Polarisationskomponenten von den Startparametern. Auch hier fällt die fehlende Korrelation in der horizontalen Ortsablage auf.

sich 90 % des Effektes auf den horizontalen Phasenraum zurückführen. Dies erkennt man, wenn die Korrelation zwischen Start- und Endphasenräumen bzw. die Korrelation zwischen Startphasenraum und den Polarisationskomponenten aufgetragen (Abb. 6.35 und 6.36) wird. Während in der Vertikalen ( $y$ -Komponente) die Elektronen mit Ablage oder Divergenz das Mikrotron relativ kohärent durchlaufen und somit kaum Depolarisation hervorrufen, vermischen sich diejenigen Elektronen, die horizontal von der Solltrajektorie abweichen. Abbildung 6.37 faßt schließlich noch die Abhängigkeit der Depolarisation der drei Phasenraumvolumina zusammen. In der Simulation wird immer nur eine Emittanz variiert, während die beiden anderen Raumrichtungen kein Phasenraumvolumen besitzen.

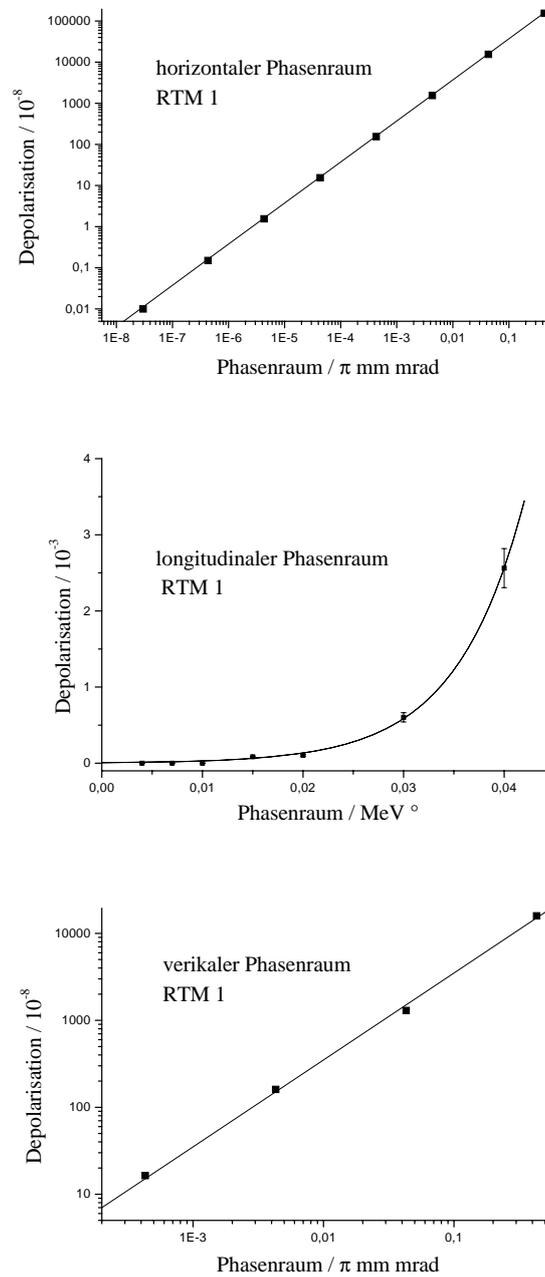


Abbildung 6.37: Depolarisation im RTM 1 in Abhängigkeit vom Phasenraumvolumen. Die jeweils anderen beiden Phasenraumvolumina sind Null. Synchrotronstrahlungsverluste können im RTM 1 vernachlässigt werden.

**RTM 3**

Im RTM 3 sind die Verhältnisse anders als im RTM 1. Da die Magnetfelder der Dipole sehr homogen und zusätzlich die transversalen Phasenraumvolumina noch kleiner als im RTM 1 sind, wird praktisch keine Depolarisation hervorgerufen. Die Startemittanzen lauten [EHH<sup>+</sup>94]

$$\epsilon_H = 0.016 \pi \text{ mm mrad} \quad \epsilon_V = 0.004 \pi \text{ mm mrad} \quad \epsilon_Z = 0.05 \text{ MeV}^\circ$$

Es sind lediglich folgende Polarisationsverluste zu beobachten

$$D_{trans} = 8.5 \cdot 10^{-8}$$

$$D_{sync} = 1.3 \cdot 10^{-8}$$

Dabei ist  $D_{trans}$  die Depolarisation, die durch die drei endlichen Phasenräume hervorgerufen wird, ohne daß man Synchrotronstrahlung berücksichtigt.  $D_{sync}$  ist der Effekt, der nur durch Synchrotronstrahlung entsteht. Die gesamte Depolarisation unter Berücksichtigung aller Effekte beträgt

$$D_{ges} = 1.2 \cdot 10^{-7}$$

Diese Werte sind jedoch sehr klein und liegen an der Simulationsgrenze. Der Vollständigkeit halber sind wieder die Abhängigkeiten zwischen Phasenraumvolumina und Depolarisation abgebildet (Abb. 6.38). Hier sind jeweils die Kurven

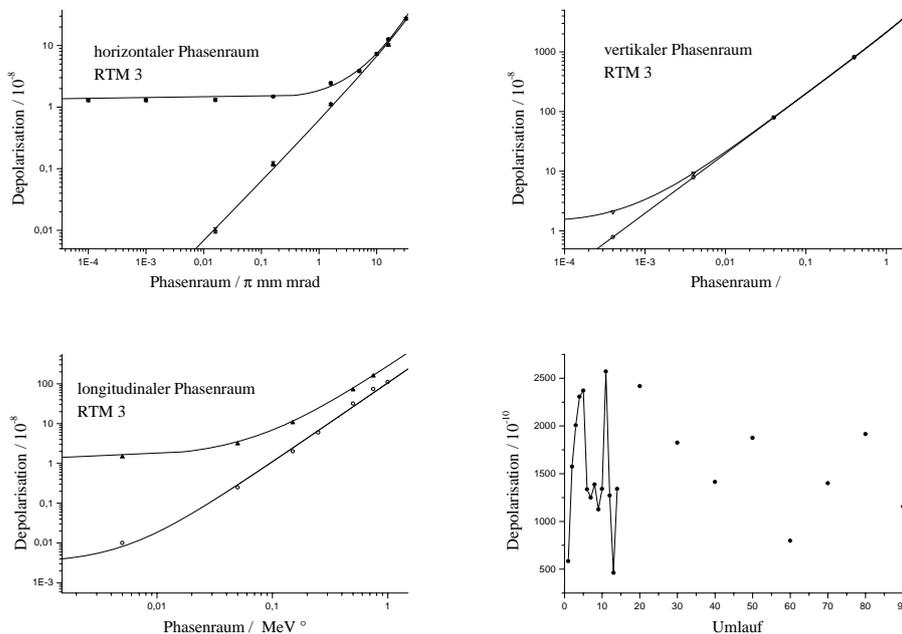


Abbildung 6.38: Depolarisation im RTM 3 in Abhängigkeit vom Phasenraumvolumen. Die jeweils anderen beiden Phasenraumvolumina sind Null. Die oberen Kurven stellen den Polarisationsverlust mit zusätzlicher Berücksichtigung von Synchrotronstrahlungsverlusten dar. Unten rechts: Depolarisation in Abhängigkeit des Umlaufs

mit und ohne Synchrotronstrahlung eingezeichnet. Wenn der Elektronenstrahl zu Beginn nur aus Sollteilchen besteht, sorgt die Synchrotronstrahlung dafür, daß ein endlicher Phasenraum entsteht und eine Depolarisation hervorgerufen wird. Die Depolarisation von Umlauf zu Umlauf (Abb. 6.38, unten rechts) weist Abweichungen des Polarisationsverlustes in verschiedenen Umläufen von bis zu einem Faktor fünf auf.

### Beschleunigung

Aufgrund der Feldkonfiguration in den Beschleunigungsstrukturen kann es auch zu Depolarisationseffekten kommen. Diese treten jedoch nur dann auf, wenn ein endliches Phasenraumvolumen vorliegt. Befinden sich alle Elektronen zu Beginn des RTM 3 auf der Sollbahn, so weitet sich der Elektronenstrahl durch Synchrotronstrahlungsverluste in horizontaler Richtung auf. Liegt der Polarisationsvektor zu Beginn in der Beschleunigerebene, so treten keine vertikalen Spinkomponenten auf. Die Depolarisation wurde zu

$$D = 4.3 \cdot 10^{-5}$$

errechnet. Besitzt der Elektronenstrahl den Startphasenraum wie im vorangegangenen Abschnitt angegeben, so findet ein Polarisationsverlust von

$$D = 1.4 \cdot 10^{-4}$$

statt. Die Depolarisation des RTM 3 wird also hauptsächlich durch die Magnetfelder der Kavitäten des Linearbeschleunigers hervorgerufen.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigte sich mit der Konzeption und Installation einer Quelle spinpolarisierter Elektronen in unmittelbarer Nähe des Injektionslinearbeschleunigers des Mainzer Mikrotrons MAMI. Die Quelle polarisierter Elektronen basiert auf der Photoemission aus III - V Halbleitern durch Beleuchtung mit zirkularpolarisiertem Laserlicht geeigneter Wellenlänge. Mit der Verwendung von  $GaAs_{.95}P_{.05}$  - Photokathoden können dauerhaft Elektronenströme bis etwa  $25 \mu A$  mit einer Spinpolarisation von 75 % produziert werden.

Durch die Installation einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektor konnte die niederenergetische Strahlführung zwischen Quelle und Beschleuniger auf ein Minimum ( $2.5 m$ ) reduziert werden. Dadurch verbesserte sich die Strahlqualität erheblich. Der transversale Phasenraum konnte auf ein Drittel verkleinert werden. Der Elektronenstrahlhalo reduzierte sich auf ein Hundertstel, wodurch die Strahlung in den Beschleunigerhallen, die durch Elektronenstrahlverluste an den Vakuumkammern hervorgerufen wird, ebenfalls um einen Faktor Hundert bis Tausend reduziert werden konnte. Damit besitzt der Elektronenstrahl der Quelle polarisierter Elektronen eine höhere Qualität als der der Standardquelle unpolarisierter Elektronen.

Mit der neuen Anordnung können Diagnosepulse erzeugt werden, die das Optimieren des Beschleunigers mit der Quelle polarisierter Elektronen ermöglichen. Strahlzeitunterbrechungen aufgrund des Nachjustierens der Strahlführung wurden so stark verringert.

Während der Installationsarbeiten der Quelle wurde auch das Bunchersystem erweitert [SIE+96], so daß die Einfangkazität des Injektionslinearbeschleunigers auf 50 % gesteigert wurde. Mit zwei unterschiedlichen Lasersystemen [Hof98, Zal98], die mit MAMI - Frequenz repetierend bereits beim Emissionsprozeß einen gepulsten Elektronenstrahl erzeugen, wurde die Totaltransmission sogar bis auf über 90 % angehoben.

In dieser Konstellation genügt die Quelle spinpolarisierter Elektronen den Anforderungen aller am MAMI geplanten Experimente in Hinblick auf Stromstärke und Polarisationsgrad.

Weil der Spin der Elektronen aufgrund der  $g$  - Faktor - Anomalie im Beschleuniger stärker präzediert als der Impuls, liegt im allgemeinen keine longitudinale Spinstellung am Experimentierort vor. Da aus Platzgründen und aufgrund des geplanten Pulsbetriebs der Quelle kein Spinrotator in die Strahlführung inte-

griert werden konnte, wird der Spinwinkel in den jeweiligen Experimentierhallen durch Variation (maximal  $1.5 \cdot 10^{-3}$ ) der Endenergie des RTM 3 eingestellt. Zu diesem Thema wurden Rechnungen vorgenommen, die zu einer Voraussage über die Spinstellungen aller Extraktionsenergien MAMIs für die verschiedenen Experimentierhallen führen. Die Rechnungen werden durch Messungen der Spinorientierung, die mit Unterstützung der Polarimetergruppen der A1 - und der A2 - Kollaboration durchgeführt wurden, bestätigt. Die aus den Spindynamik - Berechnungen resultierende Einschub - und Endenergie des RTM 3 deckt sich innerhalb der Fehler mit den Literaturwerten.

Des weiteren zeigt eine Simulationsrechnung, daß die Depolarisation in MAMI nicht wesentlich größer als  $10^{-4}$  und damit unmeßbar klein ist.

# Abbildungsverzeichnis

0.1	Aufbau der Quelle polarisierter Elektronen . . . . .	6
2.1	Grundriß des Mainzer Mikrotrons . . . . .	4
2.2	Grundriß der Halle A nach dem Umbau der Injektion . . . . .	5
2.3	Das Chopper - Buncher - System . . . . .	6
2.4	Strahlbreitenmessung in der 100 keV - Strahlführung . . . . .	7
3.1	Kristallgitter und 1.Brillouinzone . . . . .	13
3.2	Termschema von GaAs und GaP ohne Spin - Bahn - Wechselwirkung aus [BS82] . . . . .	14
3.3	Bandstruktur und Nomenklatur eines GaAs - Kristalls am $\Gamma$ Punkt . .	15
3.4	Bandstruktur einer GaAs - Photokathode mit uniaxial deformiertem Gitter am $\Gamma$ Punkt . . . . .	16
3.5	Gitterverzerrung (engl. „strain“) in einer Dimension $b \rightarrow b'$ . . . . .	17
3.6	Strom - und Polarisationsverlauf von emittierten Elektronenpulsen . .	19
3.7	Stufenweise Absenkung der Elektronenaffinität hin zu negativen Werten	21
4.1	Die 100 keV - Strahlführung . . . . .	23
4.2	Die Quelle polarisierter Elektronen PKA1 . . . . .	25
4.3	Berechnung der Feldstärke in der Kristallregion am unteren Ende der Zentralelektrode . . . . .	26
4.4	Massenspektrum der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 . . . . .	27
4.5	Abhängigkeit des Cäsiumflusses vom Dispenserstrom . . . . .	28
4.6	Photographie der Signale der HF - Monitore von RTM 1 und RTM 2 .	30
4.7	Aufbau des Schleusen - Präparations - Systems . . . . .	32
4.8	Querschnitt durch die Quellenkammer . . . . .	33
4.9	Temperatureichung eines Heizwendels der Präparationskammer . . . .	35
4.10	Abkühlen des Kristalls, bzw. der Apparatur und Abhängigkeit der End- temperatur von der Kristallposition . . . . .	35
4.11	Massenspektrum während verschiedener Phasen der Präparation . . . .	36
4.12	Verlauf einer Präparation . . . . .	37
4.13	Typisches Spektrum eines $GaAs_{0.95}P_{0.05}$ , Typ X-1111 . . . . .	38
4.14	Oberflächenplots einer $GaAs_{0.95}P_{0.05}$ (X-1111) - Kathode . . . . .	39
4.15	Gesamtaufbau der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 . . . . .	42
4.16	Darstellung der Strahlführung mit den für das Vakuum bedeutsamen Komponenten . . . . .	43
4.17	Vakuumkonzeption in der Seiten - und Draufsicht . . . . .	44
4.18	Massenspektrum der Strahlführung (DPS 1) nach dem Ausheizen . . .	46

4.19	Transversale Phasenraumellipse . . . . .	48
4.20	Strahlführung der Quelle polarisierter Elektronen PKA1 mit den für die Elektronenoptik wichtigen Elementen. . . . .	49
4.21	Envelope des Elektronenstrahls . . . . .	50
4.22	Prinzipielle Funktionsweise eines Emittanzfilters . . . . .	52
4.23	Funktionsweise der Blenden in der 100 keV - Strahlführung als Emittanzfilter . . . . .	52
4.24	(Links) Maximaltemperatur in Abhängigkeit des Elektronenstrahlradius. (Rechts) Temperaturverlauf in Abhängigkeit von $r$ . . . . .	54
4.25	Prinzip einer Stromkammer . . . . .	55
4.26	Veranschaulichung einer Phasenraummessung . . . . .	55
4.27	Streumagnetfelder von Getterpumpen . . . . .	57
4.28	Die 25 m lange 100 keV Strahlführung der PKA2 . . . . .	59
4.29	Der Strahlversatz . . . . .	60
4.30	Die Elektronenoptik des Strahlversatzes . . . . .	60
4.31	Envelope der EKAN . . . . .	61
4.32	Aufbau des Ti:Saphir - Lasers . . . . .	63
4.33	Aufbau eines Dioden - verstärkten, mit 2.45 GHz repetierenden Pulsasers . . . . .	64
4.34	Aufbau der optischen Bank . . . . .	65
4.35	Abhängigkeit der Laserfleckgröße vom Beamexpanderverhältnis . . . . .	66
4.36	Envelope des Laserstrahls vom Beamexpander bis zum Kristall . . . . .	67
5.1	Schematische Darstellung der Bedingungen bei einer Strahlzeit . . . . .	69
5.2	Darstellung der maximalen Experimentierzeit $t_{max}$ . . . . .	71
5.3	Veranschaulichung des Holeburning - Effekts . . . . .	72
5.4	Abhängigkeit der Elektronenstrahlemittanz von der Laserfleckgröße . . . . .	74
5.5	Phasenraummessung mit Scanner „Int0scan12“ . . . . .	74
5.6	Elektronenstrahlhalo der PKA1 . . . . .	75
5.7	Strahlungswerte in den Beschleunigerhallen . . . . .	76
5.8	Positive Entwicklung seit dem Quellenumbau . . . . .	78
6.1	Streugeometrie des Elektrons am Targetkern . . . . .	82
6.2	Winkelabhängigkeit der theoretischen Shermanfunktion . . . . .	83
6.3	Querschnitt durch das im Spinrotator integrierte 100 keV - Mottpolarimeter . . . . .	84
6.4	Foliendickenextrapolation mit dem 100 keV - Mottpolarimeter . . . . .	85
6.5	Der Spinrotator . . . . .	86
6.6	Die Wirkung des Spinrotators nach dem Umbau mit Strahlversatz. Eingezeichnet sind die Koordinatensysteme des Spinvektors. . . . .	87
6.7	Eichung des Spinrotators . . . . .	88
6.8	Das 14 MeV - Mottpolarimeter . . . . .	89
6.9	Winkelabhängigkeit der theoretischen Shermanfunktion für 100 keV und 14 MeV Elektronen . . . . .	90
6.10	Foliendickenextrapolation mit dem 14 MeV - Mottpolarimeter . . . . .	90
6.11	Møllerpolarimeter . . . . .	92
6.12	Helizitätstransfer und Analysierstärke . . . . .	93

6.13	Comptonpolarimeter . . . . .	94
6.14	Das Spektrometer A . . . . .	94
6.15	Schematischer Grundriß vom MAMI . . . . .	96
6.16	Energiedifferenz zwischen phasenabhängigem und kontinuierlichem Energiegewinn . . . . .	99
6.17	Asymmetriemessung mit dem 14 MeV - Polarimeter. Variiert wird der Polarwinkel $\vartheta$ . Der Azimutwinkel hat den Wert $\varphi = 0^\circ$ . . . . .	100
6.18	Messung zur Bestimmung der Spinpräzession im RTM 1 . . . . .	101
6.19	Graphische Darstellung der möglichen Endenergien . . . . .	102
6.20	Graphische Veranschaulichung der Winkelfehler . . . . .	103
6.21	Messung des Spinwinkels in der A2 - Experimentierhalle mit Hilfe des Comptonpolarimeters. Als Produktionsquelle diente die PKA2. Der Spin wurde mit dem Spinrotator manipuliert . . . . .	105
6.22	Phasenschwingungen im RTM 3 . . . . .	107
6.23	Bestimmung des Spinwinkel in der A1 - Halle . . . . .	108
6.24	Messung der Spinorientierung in der A2 - Halle . . . . .	109
6.25	Messung der Spinorientierung in der A3 - Halle . . . . .	110
6.26	Berechnung der einzelnen Spinstellungen . . . . .	112
6.27	Grundriß des DSM aus [Rat98] . . . . .	114
6.28	Die A2 Strahlführung in der Seiten -(unten) und Draufsicht (oben) . . . . .	116
6.29	Messung der vertikalen Spindynamik in der A2 - Strahlführung bei 180 MeV, 510 MeV und 855 MeV . . . . .	119
6.30	Die wichtigen Größen bei der Berechnung einer Trajektorie durch einen Dipolmagneten. . . . .	122
6.31	Definition der Winkel bei der Präzession des Polarisationsvektors . . . . .	123
6.32	Fehlerabschätzung bei der Simulation des Phasenraums . . . . .	125
6.33	Spektralfunktion und relative Photonenzahl in Abhängigkeit von der Energie . . . . .	127
6.34	Fehlerabschätzung bei der Simulation . . . . .	128
6.35	Korrelation zwischen Start - und Endparametern . . . . .	129
6.36	Abhängigkeit der Polarisationskomponenten von den Startparametern . . . . .	130
6.37	Depolarisation im RTM 1 in Abhängigkeit vom Phasenraumvolumen . . . . .	131
6.38	Depolarisation im RTM 3 in Abhängigkeit vom Phasenraumvolumen . . . . .	132



# Tabellenverzeichnis

2.1	Experimente mit polarisierten Elektronen an MAMI . . . . .	9
4.1	Berechnung der Vakuumverhältnisse für einen Linacdruck von $P_1 = 10^{-6}$ mbar . . . . .	44
5.1	Aktueller Status der Quelle spinpolarisierter Elektronen PKA1 am Injektor vom MAMI . . . . .	78
6.1	Spindynamikmessungen am MAMI . . . . .	95
6.2	Zusammenfassung der Ergebnisse zur Spindynamik . . . . .	111
6.3	Liste der Spinwinkel in den einzelnen Experimentierhallen und der korrigierten Endenergie, für die eine longitudinale Spinstellung erreicht wird	113
6.4	Vergleich der Meßergebnisse mit der Rechnung . . . . .	118



# Literaturverzeichnis

- [ABE<sup>+</sup>93] J. Arianer, I. Brissaud, S. Essabaa, H. Humblot und W. Zerhouni. The Orsay polarized electron source from a flowing Helium afterglow. *Nucl. Instr. Meth. A*, 337, 1, 1993. See also: <http://ipninfo.in2p3.fr/ipn/projet/selpo-fr.html>.
- [ABPT94] V.L. Alperovich, Yu.B. Bolkhovityanov, A.G. Paulish und A.S. Terekhov. New material for photoemission electron source: semiconductor alloy InGaAsP grown on GaAs substrate. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 340, 429 – 435, 1994.
- [ACE<sup>+</sup>96] J. Arianer, S. Cohen, S. Essabaa, R. Frascaria und O. Zerhouni. Development of a flowing He afterglow source for application to a cw machine. In V. Suller und Ch. Petit-Jean-Genaz, Hrsg., *Spin96*, Seiten 661–665, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
- [AHC<sup>+</sup>95] R. Alley, H. Aoyagi, J. Clendenin, J. Frisch, C. Garden, E. Hoyt, R. Kirby, L. Klaisner, A. Kulikov, R. Miller, G. Mulhollan, C. Prescott, P. S ez, D. Schultz, H. Tang, J. Turner, K. Witte, M. Woods und A.D. Yeremian M. Zolotorev. The Stanford linear accelerator polarized electron source. *Nucl. Instr. Meth. A*, 365, 1, 1995.
- [AN<sup>+</sup>97] K. Aulenbacher, Ch. Nachtigall et al. The MAMI source of polarized electrons. *Submitted to Nucl. Instr. Meth.*, 1997.
- [Auf81] H. Aufhaus. *Automatisierte Strahldiagnose und Phasenraumanpassung für das Mainzer Mikrotron MAMI*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1981.
- [Aul94] K. Aulenbacher. *Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [BAA<sup>+</sup>97] J. Becker, H. G. Andresen, J. Annand K. Aulenbacher, K. Beuchel, J. Blume Werry, T. Dombo, P. Drescher, M. Ebert, D. Eyl, P. Grabmayr, T. Großmann, H. Fischer, A. Frey, D. v. Harrach, P. Hartmann, S. Hall, T. Hehl, W. Heil, C. Herberg, J. Hoffmann, D. Ireland, J. Kellie, F. Klein, M. Leduc, M. Meyerhoff, G. Miller, H. Möller, C. Nachtigall, A. Natter, M. Ostrick, E. W. Otten, R. O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, H. Schmieden, R. Sprengard, K.-H.

- Steffens, R. Surkau, T. Walcher, R. Watson und E. Wilms. Determination of the Neutron Electric Formfactor  $G_{EN}$  in Double Polarized Electron Scattering from  ${}^3\text{He}$ . In M. A. Miller R. J. Holt, Hrsg., *Polarized Gas Targets and Polarized Beams*, Seiten 36–40, Woodbury, New York, 1997. Aip.
- [BAP76] G. L. Bir, A. G. Aronov und G. E. Pikus. Spin relaxation of electrons due to scattering by holes. *Sov. Phys.-JETP*, 42, 705, 1976.
- [Bel73] R. L. Bell. *Negative electron affinity devices*. Clarendon Press, Oxford, 1973.
- [BHS88] H. Braun, H. Herminghaus und A. Streun. The Gun/Chopper System for the Mainz Microtron. In *Proc. of the 1988 European Particle Accelerator Conference, Rome*, 1988.
- [Bla82] J. S. Blakemore. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *J. Appl. Phys.*, 53, R123, 1982.
- [Blo91] A. Blondel. Polarization at LEP. In W. Meyer, E. Steffens und W. Thiel, Hrsg., *High energy spin physics, Vol. 1*, Seiten 128–152, Berlin, Heidelberg, New York, 1991. Springer.
- [BMT59] V. Bargman, L. Michel und V. L. Telegdi. Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 2, 435–437, 1959.
- [BS63] J.K. Bienlein und G. Schlosser. Rückstreuung von Elektronen im Energiebereich von 60 bis 100 keV. *Zeitschrift f. Physik*, 174, 91–101, 1963.
- [BS82] Bergmann und Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 4*. de Gruyter, 1982.
- [Büh84] W. Bühring. An Approximate Phase Shift Formula Applied to Elastic Scattering of Electrons by Mercury Atoms. *Zeitschrift f. Physik A*, 317, 241, 1984.
- [Büh94] W. Bühring. Private Mitteilung, 1994.
- [Büh97] W. Bühring. Private Mitteilung, 1997.
- [CAF97] J.E. Clendenin, R. Alley und J. Frisch. The SLAC Polarized Electron Source. In M. A. Miller R. J. Holt, Hrsg., *Polarized Gas Targets and Polarized Beams*, Seiten 36–40, Woodbury, New York, 1997. Aip.
- [CHM<sup>+</sup>89] G. D. Cates, V. W. Hughes, R. Michaels, H. R. Schäfer, T. J. Gay, M. S. Lubell, R. Wilson, G. W. Dodson, K. A. Dow, S. B. Kowalski, K. Isakovich, K. S. Kumar, M. E. Schulze, P. A. Souder und D. H. Kim. The BATES polarized electron source. *Nucl. Instr. Meth.*, A278, 293–317, 1989.

- [CS58] E.D. Courant und H.S. Snyder. Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron. *Annals of Physics* 3, 1, 1, 1958.
- [DEK96] T. Doerk, H. Euteneuer und K.-H. Kaiser. Methods for High-Precision Beam Energy Monitoring at MAMI. In S. Meyers, A. Pacheco, C. Petit Jean Genaz und J. Poole, Hrsg., *EPAC96, Vol. 2*, Seiten 1405–1407, Bristol and Philadelphia, 1996. Institute of Physics Publishing.
- [DH66] S. D. Drell und A. C. Hearn. Exact Sum Rule for Nucleon Magnetic Moments. *Phys. Rev. Lett.*, 16, 908–911, 1966.
- [DHL85] H. J. Drouhin, C. Hermann und G. Lampel. Photoemission from activated Gallium Arsenide. *Phys. Rev. B*, 31(6), 3859–3871, 1985.
- [Dom92] T. Dombo. Das neue Linearscannersystem zur Strahldiagnose in der 100-keV-Beamline polarisierter Elektronen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1992.
- [DPR<sup>+</sup>96] P. Drescher, S. Plützer, E. Reichert, M. Schemies, V. L. Alperovich, Yu. B. Bolkhovityanov, A. S. Jaroshevich, A. G. Paulish, H. E. Scheibler und A. S. Terekhov. Emission of spin-polarized electrons from strained InGaP and InGaAsP photocathodes. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 381, 169, 1996.
- [Dre96] P. Drescher. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III-V-Heterostrukturen*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [Eck96] S. Eckert. Untersuchungen der Wachstumsmechanismen dünner Filme von Hochtemperatursupraleitern, Schwere-Fermionen-Supraleitern und Dielektrika mittels Rasterkraftmikroskopie. Diplomarbeit, Institut für Festkörperphysik, Technische Hochschule Darmstadt, 1996.
- [EHH<sup>+</sup>94] H. Euteneuer, F. Hagenbuck, R. Herr, J. Herrmann, K. Herter, M.O. Ihm, K.-H. Kaiser, Ch. Klümper, H.-P. Krahn, H.-J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, G. Stephan und Th. Weis. Beam Measurements and Operating Experience at MAMI. In *Proc. of the 1994 European Particle Accelerator Conference, London*, 1994.
- [EMR93] G. Engelen-Müllges und F. Reutter. *Numerik-Algorithmen mit Fortran 77-Programmen*. Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1993.
- [FBD97] M. Farkhondeh, D. Barkhuff und G. Dodson. Polarized Electrons at MIT - Bates. In M. A. Miller R. J. Holt, Hrsg., *Polarized Gas Targets and Polarized Beams*, Seiten 36–40, Woodbury, New York, 1997. Aip.
- [FDR94] H. Fischer, P. Drescher und E. Reichert. Thermal stability of Cs on NEA III-V-cathodes and its effect on quantum efficiency. In M. Chatwell, J. Clendenin, T. Maruyama und D. Schultz, Hrsg.,

- Proceedings of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, Stanford, September 8 – 10, 1993; SLAC-report 432*, Seiten 248–260, Stanford, USA, 1994. SLAC.
- [FG86] G.D. Fletcher und T.J. Gay. New insights into Mott - scattering electron polarimetry. *Phys. Rev. A*, 34,2, 911, 1986.
- [Fis94] H. Fischer. *Untersuchungen zur Korrosion der (Cs,O)-Aktivierungsschicht von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit Hilfe der Röntgenphotoelektronenspektroskopie*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Fis95] H. Fischer. *Untersuchungen zur Korrosion der (Cs,O)-Aktivierungsschicht von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit Hilfe der Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie*. PhD-thesis, Institut für Physik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1995.
- [FL77] G. Fishman und G. Lampel. Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide. *Phys. Rev. B*, 16, 820–831, 1977.
- [FN28] R. H. Fowler und L. Nordheim. Electron emission in intense electric fields. *Proc. R. Society London*, A 119, 173–181, 1928.
- [Gel89] A. Gellrich. *Absolute Präzisionsbestimmung der Shermanfunktion von Gold*. Dissertation, Universität Münster, 1989.
- [GHH<sup>+</sup>83] E. Aprile Giboni, R. Hausammann, E. Heer, R. Hess, C. Lechanoine-Leluc, W. Leo und S. Morenzoni. Proton-carbon effective analysing power between 95 and 570 MeV. *Nucl. Instr. Meth.*, 215, 147–157, 1983.
- [GKB<sup>+</sup>92] T.J. Gay, M.A. Khakoo, J.A. Brand, J.E. Furst und W.V. Meyer. Extrapolation procedures in Mott electron polarimetry. *Rev. Sci. Instrum.*, 63(1), 114, 1992.
- [Har92] R. Hartmann. Bau und Test einer Cäsium-Atomstrahlquelle zur Präparierung von Halbleiterphotokathoden. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1992.
- [Har97] P. Hartmann. *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1997.
- [HBHK96] P. Hartmann, J. Bermuth, J. Hoffmann und S. Köbis. *Nucl. Instr. Meth.*, Seite 15, 1996.
- [Hei95] W. Heil. Measurement of the neutron electric form factor via  ${}^3\vec{H}e(\vec{e}, e'n)$ . Proposal, MAMI A1/4-95, 1995.

- [Her76] H. Herminghaus. The design of a cascaded 800 MeV, normal conducting c.w. racetrack microtron. *Nucl. Instr. Meth.*, 138, 1 – 12, 1976.
- [Her79] W. B. Herrmannsfeldt. *Electron trajectory program*. SLAC report 166, Stanford, USA, 1979.
- [Her82] H. Herminghaus. Interne Notiz MAMI 2/82, 1982.
- [Her98] C. Herberg. . Dissertation in Vorbereitung, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1998.
- [HHZ+96] J. Hoffmann, P. Hartmann, C. Zimmermann, D. v. Harrach, E. Reichert, K. Aulenbacher, H. Euteneuer, K.-H. Kaiser, S. K bis, M. Schemies, M. Steigerwald, H. Trautner, K. Grimm, Th. Hammel, H. Hofmann, E.-M. Kabu , A. Lopes-Ginja, F. E. Maas, P. Piatosa und E. Schilling. Selfstarting modelocked Ti:sapphire laser at a repetition rate of 1.039 GHz. *Nucl. Instr. Meth.*, A383, 624, 1996.
- [HM64] G. Holzwarth und H.J. Meister. Tables of Asymmetry [...] for Mott Scattering of Electrons by Screened Gold [...]. Technical report, Institut f. theo. Physik Universität München, München, 1964.
- [Hni72] V. Hnizdo. Plural and multiple mott scattering by monte carlo method. *Nuclear Ins. Meth.*, 109, 503, 1972.
- [Hof98] J. Hoffmann. *Entwicklung eines hochrepetierenden, leistungsstarken Pulslasers zur Steigerung der Transmission des Strahles polarisierter Elektronen durch MAMI*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1998.
- [Ihm96] M.O. Ihm. Private Mitteilung, 1996.
- [Jüh96] Kernforschungszentrum Jülich. Private Mitteilung, 1996.
- [Kai86] K.H. Kaiser. Ptrace - Bedienungsanleitung. MAMI 8/86, 1986.
- [Kan57] H. Kanter. Zur Rückstreuung von Elektronen im Energiebereich von 10 bis 100 keV. *Annalen d. Physik*, 6(20), 144, 1957.
- [KE87] S. Kowalski und H.A. Enge. Raytrace, 1987.
- [Kla94] L. Klaisner. Polarized Electron Source for the Stanford Linear Collider. In M. Chatwell, J. Clendenin, T. Maruyama und D. Schultz, Hrsg., *Proceedings of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, Stanford, September 8 – 10, 1993; SLAC–report 432*, Seiten 101–121, Stanford, USA, 1994. SLAC.
- [KOI+92] Y. Kurihara, T. Omori, K. Itoga, Y. Takeuchi, M. Yoshioka, T. Nakanishi, H. Aoyagi, M. Tsubata, S. Nakamura, T. Baba und M. Mizuta.

- Development of Polarized Electron Source Using AlGaAs-GaAs Superlattice. In T. Hasegawa, N. Horikawa, A. Masaike und S. Sawada, Hrsg., *Frontiers of High Energy Spin Physics, Proceedings of the Symposium on High Energy Spin Physics, Nagoya, 1992*, Seiten 795–811, Tokio, 1992. Universal Academy Press.
- [Kre81] H.J. Kreidel. Das System zur selbsttätigen Optimierung der Strahl-lage im Mainzer Mikrotron, seine Entwicklung und Erprobung an der 14 MeV - Stufe. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1981.
- [Lap71] P.M. Lapostolle. *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18*, 3, 1101, 1971.
- [Leb95] M. Leberig. Konstruktion und Bau eines 14 MeV Mottpolarimeters. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1995.
- [Lin63] S.R. Lin. Elastic electron scattering by screened nuclei. *Phys. Rev.*, 133, 4a, 1963.
- [MAA+96] F. E. Maas, P. Achenbach, I. Altarev, K. Aulenbacher, K. Grimm, D.v. Harrach, H. Hofmann, J. Hoffmann, P. Hartmann, T. Hammel, E. Kabuš, S. Köbis, A. Lopes Ginja, E. Schilling, H. Ströher und V. Lobashev. The New Parity Violation Experiment at MAMI. In *Proceedings of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics (Spin96)*, Amsterdam, 1996. World Scientific.
- [MEF+94] M. Meyerhoff, D. Eyl, A. Frey, H. G. Andresen, J. R. M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, J. E. Ducret, H. Fischer, P. Grabmayr, S. Hall, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, J. Hoffmann, J. D. Kellie, F. Klein, M. Leduc, H. Möller, Ch. Nachtigall, M. Ostrick, E. W. Otten, R. O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, L. D. Schearer, H. Schmieden, K.-H. Steffens, R. Surkau und Th. Walcher. First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized  $^3\text{He}$ . *Phys. Lett. B*, 327, 201–207, 1994.
- [Mer80] B. Mertin. Das Hochfrequenz - Strahlmonitorsystem für die 14 MeV - Stufe des MAMI - Projektes. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1980.
- [MGM+96] R. Mair, E.L. Garwin, T. Maruyama, G. Mulhollan, R. Prepost und H. Tang. Anisotropies in strain and quantum efficiency of strained GaAs grown on GaAsP. *Phys. Lett. A*, 212, 231–236, 1996.
- [MGP+91] T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost, G. H. Zapalac, J. S. Smith und J. D. Walker. Observation of Strain-Enhanced Electron-Spin Polarization in Photoemission from InGaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 66, 2376–2379, 1991.

- [MM65] N. F. Mott und H. S. W. Massey. *The Theory of Atomic Collisions*. Clarendon, Oxford, 1965.
- [Mul] Muller. MAFIA. Gesellschaft für Computer-Simulationstechnik m.B.H., D-64289 Darmstadt.
- [Nac96] Ch. Nachtigall. *Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahles für MAMI unter Ausnutzung der Photoelektronenemission von uniaxial deformierten III-V-Halbleitern*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [NEHS88] K.W. Nilles, H. Euteneuer, H. Herminghaus und H. Schöler. Fast longitudinal phase space diagnostics for the injector linac of MAMI. In *Proc. of the European Particle Accelerator Conference*, Seite 1149, Rome, 1988.
- [NT93] R. Neuhausen und L. Tiator, Hrsg. *Jahresbericht 1992–1993 des Instituts für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz*. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz, D-55099 Mainz, 1993.
- [NT95] R. Neuhausen und L. Tiator, Hrsg. *Jahresbericht 1994–1995 des Instituts für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz*. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz, D-55099 Mainz, 1995.
- [NT97] R. Neuhausen und L. Tiator, Hrsg. *Jahresbericht 1996–1997 des Instituts für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz*. Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz, D-55099 Mainz, 1997.
- [OM59] H. Olsen und L.C. Maximon. Photo and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening. *Phys.Rev*, 114(3), 887 – 904, 1959.
- [Ost98] M. Ostrick. . Dissertation in Vorbereitung, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [PAA<sup>+</sup>96] I. Preobrazhensky, J. Ahrens, H.-J. Arends, R. Beck, B. Dolbikin, E. Heid, R. Leukel, A. Polonski und U. Stockter. A Møller Polarimeter for Experiments with Tagged Photons at MAMI. In C. W. Jäger, T. J. Ketel, P. J. Mulders, J. E. J. Oberski und M. Oskam-Tamboezer, Hrsg., *High energy spin physics*, Seiten 816–818, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
- [PHJ<sup>+</sup>96] I. Passchier, D.W. Higinbotham, C.W.d. Jäger, N.H. Papadakis und N.P. Vodinas. A Compton Backscattering Polarimeter for Electron Beams below 1 GeV. In V. Suller und Ch. Petit-Jean-Genaz, Hrsg., *Spin96*, Seiten 807–809, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.

- [PJK97] van den M. J. J. Putte, C.W. Jager und S.G. Konstantinov. The Polarized Electron Source at NIKHEF. In M. A. Miller R. J. Holt, Hrsg., *Polarized Gas Targets and Polarized Beams*, Seiten 36–40, Woodbury, New York, 1997. Aip.
- [Plü94] S. Plützer. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP-Kristallschichten*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [PM76] D. T. Pierce und F. Meier. Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs. *Phys. Rev. B*, 13, 5484–5510, 1976.
- [PMZ75] D. T. Pierce, F. Meier und P. Zürcher. Negative electron affinity GaAs: A new source of spinpolarized electrons. *Appl. Phys. Letters*, 26, 670, 1975.
- [Poe95] M. Poelker. High power gain-switched diode laser master oscillator and amplifier. *Appl. Phys. Lett.*, 67, 2762, 1995.
- [Pos98] T. Pospischil. . Dissertation in Vorbereitung, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [PR89] M. Plaidi und R. Rossmanith. *Nuclear Instruments and Methods A*, 274, 79, 1989.
- [Pre98] I. Preobrazhensky. Private Mitteilung, 1998.
- [RA86] D.C. Rodway und M.B. Allenson. In situ surface study of the activating layer on GaAs(Cs,O) photocathodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 19, 1353–1371, 1986.
- [Rat98] S. Ratschow. . Dissertation in Vorbereitung, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [RBB97] D. Rohe, P. Bartsch und D. Baumann. Polarized high pressure  ${}^3\vec{H}e$  at MAMI. In M. A. Miller R. J. Holt, Hrsg., *Polarized Gas Targets and Polarized Beams*, Seiten 36–40, Woodbury, New York, 1997. Aip.
- [RF88] A.W. Ross und M. Fink. Atomic Scattering Factor And Spin - Polarization Calculation. *Phys. Rev. Ins.*, 38, 6055, 1988.
- [RZ82] E. Reichert und K. Zähringer. Electron spin polarization in the photoemission of NEA GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>. *Appl. Phys. A*, 29, 191–193, 1982.
- [SAE94] Fa. SAES. *Bedienungsanleitung zur Capacitorr 300 NEG-Pumpe*. Milano, 1994.
- [San55] M. Sands. Synchrotron Oscillations Induced by Radiation Fluctuations. *Phys.Rev*, 97, 470–473, 1955.

- [SAW<sup>+</sup>93] K. H. Steffens, H. G. Andresen, J. Blume Werry, F. Klein, K. Aulenbacher und E. Reichert. A spinrotator for producing a longitudinally polarized electron beam with MAMI. *Nucl. Instr. Meth.*, A325, 378–383, 1993.
- [SCF85] M. Succi, R. Canino und B. Ferrario. Atomic absorption evaporation flow rate measurements of alkali metal dispensers. *Vacuum*, 35, 579, 1985.
- [Sch93] H. Schmieden. Measurement of E2/C2 contributions in  $N \rightarrow \Delta$  transition through the  $(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$  reaction. Proposal, MAMI A1/3-93, 1993.
- [Sch95] M. Schemies. Untersuchung der Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus InGaAsP. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1995.
- [Sch96a] H. Schmieden. Elektron Polarimetry at MAMI. In C. W. Jager, T. J. Ketel, P. J. Mulders, J. E. J. Oberski und M. Oskam-Tamboezer, Hrsg., *High energy spin physics*, Seiten 819–821, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
- [Sch96b] H. Schmieden. Polarization Experiments at MAMI. In C. W. Jager, T. J. Ketel, P. J. Mulders, J. E. J. Oberski und M. Oskam-Tamboezer, Hrsg., *High energy spin physics*, Seiten 538–542, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
- [Sch97a] H. Schmieden. Proton Polarisation in the  $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$  Reaction and the Measurement of Quadrupole Components in the N to  $\Delta$  Transition. accepted for publication in *Z. Phys. A*, 1997.
- [Sch97b] J. Schuler. Optimierung der Strahlführung der Quelle polarisierter Elektronen an MAMI. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1997.
- [Sch98] M. Schemies. *Entwicklung und Test von neuen Halbleitermaterialien für Photokathoden der MAMI - Quelle spinpolarisierter Elektronen*. Doktorarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1998.
- [SCN<sup>+</sup>97] J. Sromicki, D. Conti, S. Navert, K. Bodek, W. Haeberli, S. Kistryn, J. Lang, O. Naviliat, E. Reichert, M. Steigerwald, E. Stephan und J. Zejma. Spin Dependence in Mott Scattering of 14 MeV Electrons from Heavy Nucleons. In R.J. Holt und M.A. Miller, Hrsg., *Proceedings of the VII. International Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, University of Illinois at Urbana–Champaign, 1997*. AIP Press, 1997.
- [SIE<sup>+</sup>96] V.I. Shvedunov, M.O. Ihm, H. Euteneuer, K.-H. Kaiser und Th. Weis. Design of a prebuncher for increased longitudinal capture efficiency

- of MAMI. In *Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference (EPAC96)*, 1996.
- [Sin97] C.K. Sinclair. Polarized Electrons at Jefferson Laboratory. In M. A. Miller R. J. Holt, Hrsg., *Polarized Gas Targets and Polarized Beams*, Seiten 36–40, Woodbury, New York, 1997. Aip.
- [SKN+93] T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi, M. Tsubata, K. Kishino, H. Horinaka, Y. Kamiya, S. Okumi, Y. Tanimoto, H. Takahashi, M. Tawada, K. Togawa, H. Aoyagi und S. Nakamura. New-Type Photocathode for Polarized Electron Source with Distributed Bragg Reflector. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32, 1837–1840, 1993.
- [Spi77] W. E. Spicer. Negative affinity 3-5 photocathodes: Their physics and technology. *Appl. Phys.*, 12, 115, 1977.
- [SSL83] C.Y. Su, W.E. Spicer und I. Lindau. Photoelectron spectroscopic determination of the structure of (Cs,O) activated GaAs (110) surfaces. *J. Appl. Phys.*, 54(3), 1413, 1983.
- [ST64] A.A. Sokolov und I.M. Ternov. Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation. *Sov. Phys. Doklady*, 8, 1203, 1964.
- [Ste65] K.G. Steffen. High Energy Beam Optics. Interscience, 1965.
- [Ste93] K.-H. Steffens. *Konzeption und Optimierung eines 100keV-Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahles an MAMI*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [Ste94] M. Steigerwald. Bestimmung der Spinpolarisation des Elektronenstrahles der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen mittels Mott-Streuung. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [TAA+94] H. Tang, R. K. Alley, H. Aoyagi, J. E. Clendenin, J. C. Frisch, G. A. Mulhollan, P. J. Saez, D. C. Schultz und J. L. Turner. Experimental studies of the charge limit phenomenon in NEA GaAs photocathodes. In *Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference (EPAC94)*, 1994.
- [Tra95] H. Trautner. Konzeption und Aufbau eines kompakten c.w. – Ti:saphir – Lasers für die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1995.
- [WAS+90] B. Wagner, H. G. Andresen, K.-H. Steffens, W. Hartmann, W. Heil und E. Reichert. A Møller-polarimeter for c.w. - and pulsed intermediate energy electron beams. *Nucl. Instr. Meth.*, A294, 541, 1990.

- [Weg58] H. Wegener. Mott - Streuung an Streufolien endlicher Dicke. *Zeitschrift f. Physik*, 151, 252, 1958.
- [Zal98] Ch. Zalto. Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden zur Erzeugung polarisierter Elektronen am MAMI. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [ZHK<sup>+</sup>90] S. Zwickler, D. Habs, P. Krause, R. Neumann, D. Schalm und A. Wolf. Photocathode Studies for an Ultracold Electron Beam Device. In W. Meyer, E. Steffens und W. Thiel, Hrsg., *High Energy Spin Physics, Volume 2*, Seiten 20 – 24, Berlin Heidelberg, 1990. Springer - Verlag.
- [ZM79] P. Zürcher und F. Meier. *J. Appl. Phys.*, 50, 3687, 1979.
- [ZVH<sup>+</sup>95] C. Zimmermann, V. Vuletic, A. Hemmerich, L. Ricci und T. W. Hänsch. A Novel Design for a Compact Tunable Ti:Sapphire Laser. *Optics Letters*, 20(3), 297–299, 1995.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Herrn Professor Dr. E. Reichert für die Themenstellung und vor allem für das immer gleichbleibend hohe Interesse am Fortgang meiner Arbeit, gerade in Zeiten, die durch Rückschläge geprägt waren, herzlich danken.

Ein weiterer Dank geht an die Gesamtheit der Mitglieder der wissenschaftlichen Arbeitsgruppe Atomare Stoßprozesse, in der ein Arbeitsklima vorherrschte, bei dem sich motiviert forschen ließ.

Besonderer Dank gilt Yuri Yashin und Willi Westerburg, die mir im November 1996 bei der Installation der Quelle polarisierter Elektronen in der Beschleunigerhalle halfen.

In diesem Zusammenhang gilt mein Dank auch den Ingenieuren und den wissenschaftlichen Mitarbeitern der B1 Kollaboration.

Den mechanischen Werkstätten des Institutes für Physik und des Institutes für Kernphysik sei für die enormen Anstrengungen bei der Fertigung zahlreicher für den Umbau notwendiger Komponenten gedankt. Besonders zu erwähnen ist die flexible Unterstützung von Herrn Luzius und seinen Mitarbeitern während der Umbauphase.

Weiterhin danke ich allen Gruppenmitgliedern, die mich im weiteren Verlauf der Arbeit unter Einsatz ihrer Gesundheit bei meinem Projekt unterstützten und wesentlichen Anteil am Gelingen der Arbeit hatten.

Besondere Freude machte mir die Zusammenarbeit mit Herrn Leberig während des Aufbaus des in seiner Diplomarbeit verwirklichten 14 MeV Mottpolarimeters. Den Polarimetergruppen der A1 und A2 Kollaboration sei Dank für die Messungen zur Spindynamik.

Allen, die dem Fehlerteufel auf die Schliche kamen, sei Dank: Michael, Christoph, Rüdiger, Ina, Mario, Aule, Christian und Jörg.

Des weiteren möchte ich noch einmal meinen Eltern danken, die mir durch die Möglichkeit des Physikstudiums erst den Weg für eine Promotion ebneten.

Meiner Frau Ina und meiner Tochter Helen sei für ihre Liebe, Geduld und die geistige Erfrischung vom Physikeralltag gedankt, die sie mir zu Hause schenkten. Diese Arbeit wurde im Rahmen der B2 - Kollaboration durchgeführt und im SFB 201 'Mittelenenergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung' mit Personal - und Sachmitteln unterstützt.

# Lebenslauf:

---

## Persönliche Daten

Name	Michael D. G. Steigerwald
Anschrift	Eibenweg 18, 55128 Mainz
Geburtsdatum	19.8.67
Familienstand	verheiratet, 1 Kind

## Schulbildung

---

1974 - 1976	Pestalozzi Grundschule in Bocholt
1976 - 1978	Feldberg Grundschule in Mainz
1978 - 1987	Gymnasium am Kurfürstlichen Schloß Mainz, Abitur

## Studium

---

10.87 - 04.90	Physik - Grundstudium an der Johannes Gutenberg - Universität Mainz bis zum Vordiplom
03.90 - 08.94	Hauptstudium bis zum Diplom in Physik, experimental- physikalische Arbeit auf dem Gebiet der Physik polari- sierter Elektronen
11.94 - dato	Promotionsstudium in Mainz mit Prüfungsnebenfach Informatik

## Universitäre Tätigkeiten

---

08.93 - 06.95	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Physik der Universität Mainz
seit 07.95	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Physik der Universität Mainz bei Prof. Dr. E. Reichert Aufgaben: Betreuung von Übungsgruppen und Durchführung von Praktika für Studienanfänger und Fortgeschrittene vor dem Diplom, Anleitung zu Diplomarbeiten