

Aufbau und Test einer Quelle freier polarisierter Elektronen für
den geplanten Einschub in die Bonner Beschleunigeranlage

ELSA

Siegfried Voigt

18. Juni 1991

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	2
1.1	Prinzipieller Aufbau der Quelle	2
1.2	Physik mit polarisierten Elektronen	4
1.3	Problemstellung	6
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Die Photoemission am Halbleiter-Kristall	7
2.2	Die Aktivierung des Kristalls	10
3	Beschreibung der apparativen Komponenten	12
3.1	Die Ultrahochvakuum-Einheit mit Kristallhalter, Beschleunigungsstrecke und Versorgungseinheit	12
3.2	Realisierung des Ultrahochvakuums und die Ausheizereinheit	14
3.3	Der Spindreherteil	18
3.4	Die Mott-Streukammer	20
3.5	Der Transferkanal zum Linac	25
3.6	Das Lasersystem	27
4	Inbetriebnahme der Quelle	31
4.1	Erzeugung des Vakuums	31
4.2	Präparation und Aktivierung des Kristalls	32
4.3	Erzeugung eines Elektronenstrahles	35
4.4	Messung einer Asymmetrie	36
5	Zusammenfassung und Ausblick	39
6	Danksagung	40

Kapitel 1

Einführung

1.1 Prinzipieller Aufbau der Quelle

In der vorliegenden Arbeit wird der Umbau und Test einer Quelle für polarisierte Elektronen beschrieben. Die polarisierten Elektronen werden durch Photoeffekt mit zirkular polarisiertem Licht an einem GaAs-Kristall erzeugt [Pir]. Als Lichtquelle wird ein Lasersystem verwendet, das linear polarisiertes Licht liefert. Dieses wird mit einer Pockelszelle oder einem $\lambda/4$ -Plättchen in zirkular polarisiertes Licht umgewandelt. Die Elektronen sind beim Austritt aus dem Kristall in das Hochvakuum longitudinal polarisiert und werden auf eine Energie von 120 keV beschleunigt (Abb. 1.1) [Döi]. Diese Energie ist an die Einschußenergie des Linearbeschleunigers angepaßt. Im Anschluß an die Beschleunigungsstrecke durchlaufen die polarisierten Elektronen den Spindrehher, der den longitudinalen Polarisationsvektor auf transversale Polarisation dreht. Die transversale Polarisation der Elektronen ist erforderlich, um den Polarisationsgrad bei der anschließenden Beschleunigung im Synchrotron aufrechtzuerhalten. Im weiteren apparativen Aufbau befindet sich die Mott-Streukammer. Sie dient zum Nachweis des Polarisationsgrades der Elektronen durch Mott-Streuung an dünnen freitragenden Goldfolien. Nach der Mott-Streukammer wird der polarisierte Elektronenstrahl mit Hilfe von Korrekturdipolen und elektromagnetischen Linsen in einem ca. 2 m langen Transferkanal dem Linac zugeführt. Ein Dipolmagnet ermöglicht die rechtwinklige Ablenkung in den Linac und damit die Verwendung zur weiteren Beschleunigung.

Im folgenden sind die Anforderungen an die Quelle für polarisierte Elektronen zusammengestellt:

- Elektronenenergie : 120 keV, entspricht der Einschußenergie des Linearbeschleunigers
- Intensität : $\geq 1 \cdot 10^{11}$ Elektronen pro Puls; für die Experimente an ELSA wird ein mittlerer Strom von 5 nA angestrebt
- Pulsfrequenz : 50 Hz, aufgrund der Taktfrequenz des Synchrotrons
- Pulsdauer : 1 μ sec, analog zur Injektionszeit mit der thermischen Kathode
- Polarisationsgrad : möglichst hoch, transversal
- Vakuum im Rezipienten : möglichst im Bereich von 10^{-11} Torr, um eine lange Lebensdauer der Quelle zu erhalten.

Abbildung 1.1: Aufbau der Quelle für polarisierte Elektronen

1.2 Physik mit polarisierten Elektronen

An der Universität Bonn sind bereits im Jahre 1978 polarisierte Elektronen im 2,5 GeV - Synchrotron beschleunigt worden. Künftig soll dies auch in der neuen 3,5 GeV **Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA** geschehen. Elektronenstreuexperimente zur Messung von Polarisationsvariablen werden einen Schwerpunkt des Meßprogrammes an **ELSA** bilden. Um Informationen über die innere Spinstruktur des Protons und des Neutrons zu erhalten, muß man Streuexperimente mit Hilfe von polarisierten Elektronenstrahlen und polarisierten Targets durchführen. Man untersucht die Streuquerschnitte für die Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an einem ebenfalls longitudinal polarisierten Nukleon. Die Streuung im tief- inelastischen Bereich (hoher Impuls- und Energieübertrag vom Lepton auf das Nukleon) liefert eine Asymmetrie

$$A = \frac{d\sigma \uparrow\downarrow - d\sigma \uparrow\uparrow}{d\sigma \uparrow\downarrow + d\sigma \uparrow\uparrow} \quad (1.1)$$

für die differentiellen Streuquerschnitte.

Die experimentelle Messung der Asymmetrie erlaubt dann die Bestimmung der Strukturfunktionen für Proton und Neutron. Bei der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung mißt man das Nukleon-Matrixelement des Produkts zweier elektromagnetischer Ströme bei sehr kleinen Abständen. Das bedeutet, daß in den Wirkungsquerschnitten Interferenzterme von Streuamplituden auftreten, die bei herkömmlichen Messungen der Wirkungsquerschnitte zugedeckt bleiben. Es liegt ein großes Interesse in der Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_E^N . Man verspricht sich von der Messung des Interferenztermes $G_E^N \cdot G_M^N$ in einem Doppelpolarisationsexperiment eine qualifizierte Aussage über den sehr kleinen Wert von G_E^N [Fri].

Diese Ausführungen zeigen, daß die Experimentatoren am extrahierten Strahl aus **ELSA** longitudinal polarisierte Elektronen benötigen. Im folgenden werden Probleme, die bei der Beschleunigung polarisierter Elektronen auftreten können, kurz dargestellt:

In einem Linearbeschleuniger könnte man longitudinal polarisierte Elektronen beschleunigen, ohne daß sich der Polarisationsgrad verändern würde. Bei der Beschleunigung in einem Zirkularbeschleuniger, also dem 2,5 GeV-Synchrotron und der Elektronen-Stretcher-Anlage **ELSA** gibt es infolge der Präzessionsbewegung des Spins Probleme bei der Extraktion. Würde der longitudinal polarisierte Elektronenstrahl nur über einen Umlauf extrahiert werden, so könnte man polarisierte Elektronen longitudinal erzeugen, beschleunigen und dem Experiment zuführen. Die longitudinale Polarisation der Elektronen bleibt dabei erhalten. Der Extraktionsmechanismus vom Synchrotron und von **ELSA** vollzieht sich jedoch über viele Umläufe, was zur Folge hat, daß bei dieser langsamen Extraktion die longitudinale Polarisation der Elektronen völlig verloren geht. Deshalb ist es erforderlich, den Polarisationsvektor vor der Beschleunigung auf hohe Energien in die transversale Richtung zu drehen. Nach der Extraktion wird der Polarisationsvektor der Elektronen in einem Spindrehler in longitudinale Richtung zurückgedreht und dem Experiment zugeführt.

Bei der Beschleunigung transversal polarisierter Elektronen auf hohe Energien treten in einem Zirkularbeschleuniger Resonanzeffekte auf, die im folgenden kurz erläutert werden.

Die Elektronen können beim Durchqueren der sogenannten *imperfection-* und *intrinsic-*Resonanzen depolarisiert werden. Diese Effekte beruhen darauf, daß der Polarisationsvektor der Elektronen präzediert, wenn er nicht parallel oder antiparallel zum Führungsfeld steht. Variiert ein von den Elektronen zusätzlich gesehenes Magnetfeld mit der gleichen Frequenz wie der Polarisationsvektor auf dem Präzessionskegel, so handelt es sich um einen resonanten Zustand und es kommt zu einer bleibenden Veränderung des Präzessionskegels in einer solchen Resonanz [Bre](Abb 1.2) [Ehs]. Dabei verändert sich der Polarisationsgrad.

Abbildung 1.2: Aufweitung des Präzessionskegels in einer Resonanz

Die *intrinsic*-Resonanzen sind korreliert mit dem Arbeitspunkt des Beschleunigers, also der Zahl der Betatronschwingungen pro Umlauf. Die *imperfection*-Resonanzen beruhen auf Feldfehlern bzw. Fehljustierungen der Magnete. Die Depolarisation hängt zum einen von der Größe der imperfections ab und zum anderen von der Geschwindigkeit, mit der die Resonanz durchfahren wird. Durch den Einbau von zusätzlichen Dipolen und schnellen Quadrupolen kann man die Effekte der Resonanzdepolarisation verringern. Die Energien, bei denen Resonanzdepolarisation auftritt, lassen sich über folgende Beziehung bestimmen:

$$\begin{aligned}\gamma a &= kN \pm \nu_y && \text{(intrinsic-Resonanzen)} \\ \gamma a &= k && \text{(imperfection-Resonanzen)}\end{aligned}$$

mit

k = ganze Zahl
N = Periodizität des Beschleunigers
 ν_y = vertikaler Arbeitspunkt
 γ = Lorentz-Faktor
a = gyromagnetisches Verhältnis

Damit ergeben sich folgende Energien für das Auftreten von *intrinsic*- Resonanzen:
Im Synchrotron bei $E = 1,5$ GeV und in **ELSA** bei $E = 2,05$ GeV.
Die *imperfection*-Resonanzen treten in ganzzahligen Vielfachen von 440,7 MeV auf.

1.3 Problemstellung

Die vorhandene Quelle für polarisierte Elektronen wurde in ihren wesentlichen Bestandteilen übernommen und in der Westhalle neu aufgebaut (Abb.1.3) [Weh]. Der alte Standort der Quelle befand sich außerhalb der Synchrotronhalle ca. 4,30 m über dem Linac.

Ein wichtiger Grund für die Maßnahme des räumlichen Umbaus der Quelle ist die Verkürzung des Weges für den Strahltransport der polarisierten Elektronen. Von der Erzeugung der polarisierten Elektronen bis zur Einspeisung in den Linac mußten vom alten Standort aus etwa 8 m überwunden werden. Wegen der relativ geringen Elektronenenergie von 120 keV spielte der Einfluß des Erdmagnetfeldes eine entscheidende Rolle. Um Strahlverluste gering zu halten, war eine gute magnetische Abschirmung, speziell für den langen vertikalen Abstieg, notwendig. Im Bereich der Quelle war eine magnetische Abschirmung aufgrund vieler Komponenten am Strahlrohr nur teilweise möglich. Am neuen Standort in der Westhalle ist die Gesamtlänge für den Strahltransport auf etwa 4 m halbiert worden. Desweiteren benötigt man jetzt nur noch eine 90° Ablenkung, gegenüber zwei Ablenkmagneten im alten Aufbau. Aufgrund der veränderten Strahloptik wird von dem neuen Aufbau eine bessere Transmission für den Transferweg erwartet.

Abbildung 1.3: Standort der Quelle

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Die Photoemission am Halbleiter-Kristall

Unter einem polarisierten Elektronenstrahl versteht man Elektronen, die sich bevorzugt im gleichen Spinzustand befinden. Die Polarisation ist gegeben durch die Asymmetrie der Zählraten der beiden möglichen Spinzustände $+1/2$ und $-1/2$ in Bezug auf eine festgelegte Quantisierungsachse, also

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (2.1)$$

wobei N^+ die Anzahl der Teilchen mit Spinzustand $+1/2$ und N^- für $-1/2$ bezeichnet.

Für die Photoemission am GaAs-Kristall gelten folgende Regeln [Sch] (siehe auch Abb. 2.1):

- Durch die Absorption von Photonen mit genügend hoher Energie werden Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband angehoben.
- Zudem muß die Energie der eingestrahnten Photonen größer sein, als die Austrittsarbeit Φ , damit Photoemission auftritt.
- Die kinetische Energie der ins Vakuum austretenden Elektronen ist gegeben durch die Differenz der eingestrahnten Photonenenergie und der Austrittsarbeit.

Abbildung 2.1: Zur Photoemission am GaAs-Kristall

Zum Verständnis der Produktion freier Elektronen durch Photoeffekt an einem Halbleiter muß man sich mit dem Bändermodell aus der Festkörper-Physik befassen. Der reine GaAs-Kristall hat als direkter Halbleiter Zinkblende-Struktur; für einen GaAs(P)-Mischkristall gelten im wesentlichen die gleichen Betrachtungen. Das Gitter einer Zinkblende-Struktur besteht aus zwei ineinandergreifenden kubisch-flächenzentrierten Gittern. Das eine wird von Ga-Atomen,

das andere von As-Atomen besetzt [Ger]. Aufgrund der Wechselwirkung der Atome aus dem Gitterverband werden die diskreten Energieniveaus der ungestörten Einzelatome aufgeweitet, so daß die Energieniveaus in Bändern angeordnet sind. Da die Wellenfunktionen über den ganzen Kristall verbreitet sind, gibt es eine direkte Abhängigkeit der möglichen Energieniveaus vom Ausbreitungsvektor \vec{k} . Der Ausbreitungsvektor \vec{k} ist der Wellenvektor, der das reziproke Gitter eines Kristalls beschreibt. Entscheidend für die Erzeugung polarisierter Elektronen ist der Bandverlauf in der Umgebung des sogenannten Γ -Punktes. Der Γ -Punkt ist der zentrale Punkt des \vec{k} -Raumes (Ursprung des reziproken Gitters), der mit Hilfe der Miller'schen Indices ausgedrückt als $\vec{k} = (0, 0, 0)$ beschrieben werden kann [Nuh].

Abbildung 2.2: Gitterstruktur des GaAs-Kristalls

In der Abbildung 2.2 sind die Koordinatenachsen $(0,1,0)$, die Flächendiagonalen $(1,1,0)$ und die Raumdiagonalen $(1,1,1)$ eingezeichnet. Für die Produktion polarisierter Elektronen ist die Orientierung des Kristalls wichtig. Am Γ -Punkt hat der Kristallverband seinen kleinsten energetischen Abstand zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband (Abb. 2.3) [Kes].

Abbildung 2.3: Bändermodell

Bei Zimmertemperatur beträgt der energetische Abstand für GaAs 1,52 eV, für GaAs(P) 1,88 eV. Werden nun Photonen auf den Kristall eingestrahlt, die gerade diese Gap-Energie besitzen, so werden nur die Valenzelektronen in der Umgebung des Γ -Punktes angeregt, d.h. nur diese Elektronen gelangen in die energetischen Zustände des Leitungsbandes. Um eine Aussage

über die Polarisierung zu machen, ist es erforderlich, sich mit den Symmetrieeigenschaften der Wellenfunktion im Valenzband und im Leitungsband zu beschäftigen. Die Wellenfunktion hat im Valenzbandmaximum p-Symmetrie und im Leitungsbandminimum s-Symmetrie. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung spaltet das 6-fach entartete p-Niveau des Valenzbandes in ein 2-fach entartetes p 1/2-Niveau und in ein 4-fach entartetes p 3/2-Niveau auf. Das s-Niveau ist 2-fach entartet. Der Energieunterschied zwischen den Zuständen p 1/2 und p 3/2 beträgt 0,34 eV für GaAs und 0,25 eV für GaAs(P). Durch Einführen der magnetischen Quantenzahl m_j können Niveaus gleicher Energie unterschieden werden (Abb.2.4) [Pie].

Abbildung 2.4: Übergangswahrscheinlichkeit beim GaAs-Kristall

Für die Erzeugung polarisierter Elektronen ist nun die Übergangswahrscheinlichkeit ausschlaggebend:

Bestrahlt man den Kristall mit σ^+ -zirkularpolarisiertem Licht und regt nur den p 3/2-Zustand an, so sind wegen der Auswahlregeln nur Übergänge mit $\Delta m_j = +1$ möglich. Dabei wird die Quantisierungsachse des Elektronenspins durch den Drehimpuls des Lichtes definiert. Die Übergangswahrscheinlichkeit für die Erzeugung des Spinzustandes $-1/2$ ist 3 mal so groß, wie die des Spinzustandes $+1/2$. Daraus ergibt sich durch die relativen Wahrscheinlichkeiten der Übergänge mit Hilfe der Formel (2.1) folgender theoretischer Polarisationsgrad der Elektronen im Leitungsband:

$$P = \frac{1-3}{1+3} = -0,5 \quad , \text{ also maximal } 50\% \quad (2.2)$$

Bei Verwendung von σ^- -zirkularpolarisiertem Licht sind die Verhältnisse analog zu den oben beschriebenen Übergängen und führen zu $P = +0,5$. In der Abbildung 2.4 sind diese Übergänge durch gestrichelte Linien dargestellt. Aus dieser Tatsache ist ersichtlich, daß die Polarisation der Elektronen allein durch Umkehrung der Lichtpolarisation geändert werden kann, ohne daß ein anderer Parameter zusätzlich geändert werden muß. Abschließend wird noch bemerkt, daß bei der Photonenanregung auf keinen Fall Elektronen aus dem p 1/2-Niveau in das Leitungsband gelangen dürfen. Werden Photonen mit einer Energie von mehr als 1,86 eV (GaAs) bzw. 2,13 eV (GaAs(P)) eingestrahlt, sind auch Übergänge aus dem p 1/2-Niveau in das Leitungsband möglich und die Polarisation im Leitungsband geht gegen Null.

2.2 Die Aktivierung des Kristalls

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, wie polarisierte Elektronen durch Photoemission am Halbleiter-Kristall erzeugt werden können. Damit die Elektronen den Kristall verlassen können, muß noch die Affinität überwunden werden. Unter der Affinität versteht man die Energiedifferenz zwischen dem Vakuumniveau und der Leitungsbandunterkante (Abb. 2.5). Die Elektronenaffinität beträgt für einen GaAs-Kristall etwa 4 eV. Durch Adsorption von Metalloxiden an der Halbleiteroberfläche gelingt es, die Affinität nicht nur zu geringeren Energien zu verschieben, sondern sie sogar negativ zu machen. Nach Aufbringen von Cäsium auf den Kristall erreicht man eine Elektronenaffinität von Null. Dies beruht auf der Tatsache, daß die Leitungsbandunterkante, bedingt durch die Bandkrümmung am Rand ungefähr auf dem energetischen Niveau des Vakuums liegt. Eine weitere Verformung der Energiebänder und damit die oben beschriebene negative Elektronenaffinität wird durch zusätzliches Aufdampfen von Sauerstoff erreicht. Dann können die Elektronen ohne Energiezufuhr von außen ins Vakuum austreten [Sch].

Abbildung 2.5: Verformung der Energiebänder beim Aktivieren

Neben dem energetischen Aspekt ist die sogenannte *Quantenausbeute* von großer Bedeutung bei der Herstellung einer Kristalloberfläche mit negativer Elektronenaffinität. Thermische Elektronen, die noch aus tieferen Schichten die Kristalloberfläche erreichen, können aufgrund der negativen Elektronenaffinität den Kristall verlassen und damit zu einer wesentlichen Erhöhung der Quantenausbeute beitragen.

Die *Quantenausbeute* Y ist für eine Kathode mit negativer Elektronenaffinität durch folgende Beziehung gegeben:

$$Y = \frac{P_{esc}}{1 + \frac{1}{\alpha L}} \quad (2.3)$$

mit P_{esc} = Entweichwahrscheinlichkeit
 α = Absorptionskoeffizient ($1/\alpha$ = Eindringtiefe)
 L = Diffusionslänge

Für den aktivierten GaAs-Kristall kann man mit gemessenen Werten für

$$P_{esc} = 0.18, L = 1,573 \mu\text{m}, 1/\alpha = 1\mu\text{m}$$

eine maximale *Quantenausbeute* $Y = 0,11$ erhalten. Dieser Wert wurde von L.W.James und J.L.Moll durch Messungen am aktivierten Kristall gewonnen [Jam].

Man sieht, daß theoretisch eine Quantenausbeute von ca. 10% möglich ist; realistisch ist jedoch eine Quantenausbeute im Bereich um 1%.

Eine maximale Entweichwahrscheinlichkeit wird erreicht, wenn etwa 5 Lagen aus Cäsium und Sauerstoff auf den Kristall aufgebracht sind. Das sind ca. 10 Å Beschichtung. Dagegen hat die Elektronenpolarisation nach Aufdampfen der ersten Cs-O-Lage bereits ihr Maximum. Der theoretische Polarisationsgrad von 50% wird weiter reduziert durch folgende Depolarisationseffekte:

1. Bei der Diffusion der Elektronen zur Kristalloberfläche wird die Polarisation durch Stöße erniedrigt.
2. Weitere Depolarisation erleiden die Elektronen bei der Diffusion im Bereich der aufgedampften Cs-O-Schicht.

Es ergeben sich durch Rekombination bzw. Photoemission begrenzte Lebensdauern der Elektronen im Kristall. Das liegt daran, daß die Elektronen eine endliche Zeit brauchen, bis sie die Kristalloberfläche verlassen. Der real erreichbare Polarisationsgrad beträgt aufgrund dieser Depolarisationserscheinungen etwa 43%. Zur Berechnung dieses real erreichbaren Polarisationsgrades kann man das Diffusionsmodell von D.T.Pierce verwenden. Die Formel berücksichtigt die endliche Eindringtiefe des Lichtes und die Diffusion der angeregten Elektronen an die Kristalloberfläche [Pie]:

$$P = P_0 \cdot \frac{\alpha + \frac{1}{\sqrt{D\tau}}}{\alpha + \frac{1}{\sqrt{DT}}} \quad (2.4)$$

mit

- α = Absorptionskoeffizient
- D = Diffusionskoeffizient
- τ = Lebensdauer der Elektronen im Kristall
- $T = \frac{\tau_s \tau}{\tau_s + \tau}$
- τ_s = Spinrelaxationszeit .

Aus Photolumineszenzmessungen erhält man die Werte für:

$$\begin{aligned} \alpha &= 1 \mu\text{m} \\ \sqrt{D\tau} &= 0,5 \mu\text{m} \\ \sqrt{DT} &= 0,31 \mu\text{m} . \end{aligned}$$

Damit ergibt sich der oben erwähnte Polarisationsgrad von 43%.

Kapitel 3

Beschreibung der apparativen Komponenten

3.1 Die Ultrahochvakuum-Einheit mit Kristallhalter, Beschleunigungsstrecke und Versorgungseinheit

Der UHV-Teil setzt sich zusammen aus dem Kristallhalter, der Beschleunigungsstrecke und der darunter angebrachten Versorgungseinheit [Sch] (Abb. 3.1).

Abbildung 3.1: Aufbau der Ultrahochvakuum-Einheit

Der Kristallhalter befindet sich auf einem CF-150 Flansch. Auf diesem sind die nachfolgenden Elemente mit Durchführungen installiert. Der Kristall ist auf einer UHV-Schiebedurchführung in einer Edelstahlfassung untergebracht. Die UHV-Schiebedurchführung ermöglicht zum einen die Positionierung des Kristalls an den Anfang der Beschleunigungsstrecke und zum anderen das Zurückziehen des Kristalls in die sogenannte Präparationskammer, die durch einen Kathodenschirm von der Beschleunigungsstruktur getrennt wird. Die UHV-Schiebedurchführung besteht atmosphärenseitig aus einem Rohr. Nach einer gründlichen Reinigung des Kristalls - darauf wird in Kapitel 4.2 ausführlich eingegangen - und dem Einsetzen in den Kristallhalter muß der Kristall auf eine Temperatur von ca. 600°C erwärmt werden. Auf diese Weise gelingt es, den Kristall von letzten Verunreinigungen zu befreien. Zum Ausheizen des Kristalls dient ein schraubenförmig gewickelter Thermokoax-Mantelheizleiter. Dieser wird von außen in das Rohr der UHV-Schiebedurchführung eingeführt und auf diese Weise in Wärmekontakt mit dem Kristall gebracht. Zur Messung der Temperatur dient ein Thermoelement (NiCrNi), das ebenfalls in das Rohr gesteckt wird. Um eine gute Wärmeleitung zwischen dem Mantelheizleiter und Thermoelement auf der Atmosphärenseite und dem Kristall im UHV-Teil zu erzielen, ist das Rohr mit Indium gefüllt. Der Schmelzpunkt von Indium liegt bei $156,6^{\circ}\text{C}$. Beim Ausheizprozeß, der etwa 3 Stunden dauert, ist darauf zu achten, daß die Temperatur nicht auf Werte von mehr als 630°C ansteigt. Bei höheren Temperaturen findet eine Veränderung der Kristallstruktur statt. Damit würden sich auch die energetischen Niveaus von Valenz- und Leitungsband verschieben und es wäre unmöglich, aus dem Kristall polarisierte Elektronen zu erzeugen.

Zur Erzeugung einer Kristalloberfläche mit negativer Elektronenaffinität muß der Kristall vor Inbetriebnahme der Quelle aktiviert werden. Dazu befinden sich auf dem CF-150 Flansch die notwendigen Aktivierungselemente, eine Cäsium- und eine Sauerstoffquelle.

Die Cäsiumquelle ist realisiert durch einen Cäsiumdispenser, der es ermöglicht, aus einer Entfernung von etwa 20 bis 30 mm reines Cäsium auf den Kristall aufzudampfen. Das Cäsium wird aus der chemischen Verbindung Cs-Chromat gewonnen, das sich im Dispenser befindet. Dazu wird der Dispenser elektrisch auf 550°C bis 750°C geheizt; die erforderlichen Stromanschlüsse befinden sich auf dem Flansch. Die Sauerstoffquelle besteht aus einem beheizbaren Silberröhrchen. Man nutzt dabei die Tatsache aus, daß Silber bei steigenden Temperaturen ein deutliches Diffusionsvermögen für Sauerstoff zeigt. Der Sauerstoff wird also selektiv aus der Atmosphäre gewonnen und über ein VIIA-Röhrchen (das sich im UHV-Bereich befindet) dem Kristall zugeführt. Um den Diffusionseffekt zu erzielen, wird das Silberröhrchen mit einem Thermokoax-Mantelheizleiter auf etwa 450°C erhitzt. Die benötigte Heizleistung liegt bei ca. 30 Watt [Gai].

Die Beschleunigungsstrecke ist fünfstufig aus Keramikisolatoren aufgebaut. Die verwendeten Keramikisolatoren stammen aus Wasserstoff-Thyratrons und sind an den metallischen Übergängen zu der Struktur zusammengeschweißt worden. Die Struktur wurde an ihren Enden mit CF-150 Flanschen bestückt, damit sie UHV-gerecht an die Versorgungseinheit angeflanscht, sowie der Kristallhalter darüber befestigt werden kann. Im Inneren der Beschleunigungsstruktur befindet sich ein ebenfalls fünfstufiges, trichterartiges Rohrlinsensystem, das den Elektronenstrahl durch die Beschleunigungsstrecke führt. Der Durchmesser eines Keramikisolators beträgt 104 mm, er ist 50 mm lang und hat mit Metallübergang eine Länge von 65 mm. Die Trichter-Öffnung für den Strahldurchgang beträgt 34 mm. Die Konstruktion der trichterartigen Rohrlinsen wurde so gewählt, daß Oberflächenladungen auf den Keramikisolatoren keine nennenswerten Instabilitäten des Elektronenstrahls zur Folge haben.

Die Rohrlinsen werden mit dem erforderlichen Beschleunigungs-Potential über eine Spannungsteilerschaltung versorgt. Der Spannungsteiler besteht aus fünf Kolloidwiderständen mit je $300\text{ M}\Omega$ und ist für eine Spannungsfestigkeit von 30 kV pro Sektion ausgelegt. Zur Verminderung von sogenannten Korona-Effekten sind die Widerstände innerhalb von Sprühschutzringen aus Aluminium angebracht [Gai].

Die zur Beschleunigung auf 120 keV notwendige Hochspannung wird von einem hochstabil-

sierten Netzgerät der Firma Hilo-Test erzeugt. Im Verlauf der Beschleunigungszeit von 1 μ sec sinkt die Hochspannung um weniger als 10 V, das heißt, die pro Puls erzeugten Elektronen haben eine große Energieschärfe, die in der Größenordnung von $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-4}$ liegt. Die geforderte Energieschärfe wird verständlich bei der Diskussion der Strahlführung, speziell durch den Spindrehher. Schon kleine Energieänderungen des Elektronenstrahls führen zu größeren Strahlablenkungen und somit Abweichungen von der Sollbahn.

Im Anschluß an die Beschleunigungsstrecke folgt die Versorgungseinheit, deren Auslegung den Anschluß verschiedener Versorgungselemente über entsprechende Flanschverbindungen ermöglicht. An dem Topf befindet sich ein Rechteck-Ganzmetall-Ventil für den Anschluß des Vorvakuumsystems, ferner ist über einen CF-150 Flansch eine Ionengetterpumpe angeflanscht, die das Ultrahochvakuum erzeugt. Desweiteren ist ein Massenspektrometer eingebaut, mit dem im UHV-Bereich das Restgas analysiert und somit die Güte des Vakuums beurteilt werden kann. Im Normalfall ist bei einem Druck von weniger als $1 \cdot 10^{-10}$ Torr im Massenspektrum nur noch das Signal für Wasserstoff ausgeprägt; alle anderen Elemente des Restgases machen sich aufgrund der Dominanz des Wasserstoffsignals im Massenspektrogramm nur durch ein schwaches Signal bemerkbar. Es gibt noch ein Fenster, das die visuelle Beobachtung des Laserstrahls erlaubt und auch einen Blick in die Ionengetterpumpe ermöglicht. Ein weiterer Flansch nimmt den Anschluß für die Meßstation des Vakuums auf.

3.2 Realisierung des Ultrahochvakuums und die Ausheizzeit

Bevor die weiteren apparativen Komponenten der Quelle beschrieben werden, soll in diesem Abschnitt die Herstellung des Ultrahochvakuums erläutert werden. Die Erzeugung von polarisierten Elektronen stellt hohe Anforderungen an das Vakuum der gesamten Apparatur. Um lange Lebensdauern der Quelle zu erzielen, muß im Kristallbereich bei Drücken von weniger als $1 \cdot 10^{-10}$ Torr gearbeitet werden. Dies ist erforderlich, damit die negative Elektronenaffinität des Halbleiterkristalls erhalten bleibt. Mit anderen Worten heißt das, daß man Ablagerungen von Fremdatomen, insbesondere von kohlenwasserstoffhaltigen Partikeln, vermeiden muß. Diese würden die Oberfläche des Kristalls „vergiften“, die Quantenausbeute stark herabsetzen und der Kristall müßte nach kurzer Zeit neu aktiviert werden. Die Zeit, die benötigt wird, bis sich eine monomolekulare Schicht auf der Kristalloberfläche aufgebaut hat, wird *Mono-Zeit* genannt und errechnet sich nach folgender Formel [WAW] :

$$t_{mono} = \frac{n_{mono}}{pN_A} \cdot \sqrt{2\pi M_{molar}RT} \quad [sec] \quad (3.1)$$

mit n_{mono} = flächenbezogene Anzahldichte $\approx 10^{19} \text{ m}^{-2}$
 p = Druck in Torr
 N_A = Avogadro - Zahl = $6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
 $M_{molar} \approx 29$
 R = allgemeine Gaskonstante = $8,314 \text{ J K}^{-1}\text{mol}^{-1}$
 T = Temperatur.

Vereinfachend erhält man für Zimmertemperatur die Abschätzungsformel

$$t_{mono} = \frac{2,7 \cdot 10^{-6}}{p} \quad \text{in sec} \quad . \quad (3.2)$$

Damit wird deutlich, daß man bei sehr niedrigen Drücken arbeiten muß, wenn während der Betriebszeit nur eine geringe Oberflächenbedeckung stattfinden darf. Die Bedeckungszeit beträgt bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-8}$ Torr etwa 4,5 Minuten, bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-10}$ Torr ca. 7,5

Stunden und bei $1 \cdot 10^{-11}$ Torr mehr als 3 Tage.

Um die Anforderungen an ein sehr gutes Vakuum zu erfüllen, ist es erforderlich, sämtliche Flanschverbindungen im Bereich der Quelle in *Conflat-Technik* auszulegen. Das Dichtungsprinzip der Conflat-Technik ist in der Abbildung 3.2 dargestellt und sieht wie folgt aus [GPT]:

Mit einem Dichtring aus weichem Kupfer wird die Flanschverbindung zentriert. Durch gleichmäßiges Anziehen der Flanschschrauben wird der Dichtring zwischen den Schneiden eines CF-Flanschpaares verspannt. Dabei wird das Dichtungsmaterial axial verformt und radial nach außen zum Flansch gepreßt. Die optimale Anpassung der Dichtung an die Schneidenfläche bewirkt eine hohe Dichtigkeit und aufgrund der Pressung kann das Dichtungsmaterial auch bei Ausheiztemperaturen bis 450°C nicht fließen. Die Verwendung der Conflat-Technik ist gegenüber anderen metallischen Dichtungsverfahren, wie z.B. Aluminium-, Blei- oder Indium-Dichtungen wegen der Ausheizbarkeit bis etwa 450°C vorzuziehen. Nicht anwendbar sind gummigedichtete Flanschverbindungen, da sie stärker ausgasen und nur bis ca. 150°C ausheizfähig sind.

Abbildung 3.2: Dichtungsprinzip der Conflat-Technik

Um das Ultrahochvakuum in der Apparatur zu erzeugen, benutzen wir *Sorptionspumpen*, da diese der Anforderung nach kohlenwasserstofffreiem UHV am besten gerecht werden. Das Vorvakuum wird mit drei Adsorptionspumpen hergestellt. Die Adsorptionspumpen arbeiten nach dem Prinzip der physikalischen Adsorption von Gasen an der Oberfläche von Molekularsieben. Als Adsorptionsstoff verwendet man Zeolith; die Pumpen nennt man daher auch *Zeolithfallen*. Aufgrund der Ölfreiheit eignet sich dieser Pumpentyp besonders gut für Vakuumprozesse, bei denen ein hohes Maß an Reinheit gefordert wird.

Zum Betrieb dieser Adsorptionspumpen wird der Pumpenkörper in ein mit flüssigem Stickstoff gefüllten Styroporbehälter getaucht und so auf eine Temperatur von -196°C gekühlt. Dadurch wird der Adsorptionseffekt wesentlich erhöht. Nach dem Pumpprozeß erwärmt sich die Pumpe durch fehlenden flüssigen Stickstoff von selbst auf Zimmertemperatur und das adsorbierte Gas wird über ein zusätzliches Ventil an die Atmosphäre abgegeben. Zur völligen Regenerierung des Zeoliths empfiehlt es sich, nach einigen Pumpprozessen die Pumpenkörper bei einer Temperatur von etwa 150°C mit einer Heizmanschette über einige Stunden auszuheizen [Ley].

Zur Erzeugung des Ultrahochvakuums benutzen wir vier Ionenzerstäuberpumpen, wovon jede Pumpe eine apparative Komponente der Quelle auf Vakuum hält.

Im UHV-Teil mit der Beschleunigungsstruktur verwenden wir eine IZ-Pumpe mit einer Saugleistung von 220 l/sec. Der Spindreherteil wird von einer IZ-Pumpe mit 110 l/sec versorgt. Diese beiden Pumpen sind Triodenpumpen. Die Mott-Streukammer wird von einer IZ-Pumpe mit 80 l/sec Saugvermögen evakuiert und der Transferkanal ist mit einer IZ-Pumpe von 110 l/sec Saugleistung ausgestattet. Die beiden letztgenannten Pumpen sind Diodenpumpen.

An dieser Stelle soll ein kurzer Überblick über die Wirkungsweise von Ionenzerstäuberpumpen gegeben werden. Die Ionenzerstäuberpumpen arbeiten mit einer Kaltkathoden-Gasentladung nach dem Penning-Prinzip. Unter dem Penning-Prinzip versteht man die Pumpwirkung durch

Sorption. Ein Magnetfeld dient dazu, die elektrische Gasentladung zu verstärken, indem die durch den Entladungsraum sich bewegenden Elektronen auf Schraubenbahnen gezwungen werden. Das erhöht die Häufigkeit von Zusammenstößen mit den Gasatomen [Pup]. Das Elektrodensystem, bestehend aus vielen Penning-Zellen, befindet sich im homogenen Magnetfeld eines Permanentmagneten mit großen Polflächen.

Man unterscheidet, wie oben schon angedeutet, zwischen Dioden- und Triodenpumpen [Ley]:

Abbildung 3.3: Unterschied zwischen Diodenpumpe und Triodenpumpe

Bei Diodenpumpen besteht das Elektrodensystem aus einer wabenartigen Anordnung von Anodenzellen. Die Anode ist isoliert zwischen zwei Platten aus Gettermaterial aufgehängt, die allen Anodenzellen gemeinsam als Kathode dienen. Die Anode liegt auf einem Potential von +4 bis +6,2 kV je nach Saugleistung der Pumpe.

Bei Triodenpumpen sind die Kathodenplatten gitterförmig ausgebildet. In einem Abstand hinter diesem Gitter sind als dritte Elektrode sogenannte Auffänger-Platten angeordnet, die mit der Gehäusewand der Pumpe identisch sind. Für diesen Pumpentyp liegen die Anode und die Gehäusewand auf Erdpotential, die Kathode auf -4 bis $-6,2$ kV je nach Pumpengröße.

Der direkte Vergleich beider Pumpentypen liefert für die Triodenpumpe ein sehr gutes Saugvermögen für Edelgase, ein Startverhalten bei Drücken im Bereich von einigen 10^{-3} Torr und einen unbedeutenden Erinnerungseffekt. Das liegt daran, daß die Oberfläche, auf der Gettermaterial abgelagert werden kann, durch die zusätzlichen Auffänger-Elektroden größer ist. Unter dem Erinnerungseffekt ist zu verstehen, daß im Restgasspektrum einer Pumpe Gase auftreten, die früher einmal von der Pumpe sorbiert wurden und erst nach langer Zeit wieder freigesetzt werden, z.B. nach einer Erwärmung des Elektrodenmaterials. Die Diodenpumpen zeichnen sich durch eine noch längere Lebensdauer aus [WAW] [Ley].

Die Druckmessung erfolgt im UHV-Bereich (also Kristallregion und Spindrehler) mit Hilfe von Ionisationsvakuummetern der Firma Leybold-Heraeus. Die zur Erzeugung des druckproportionalen Ionenstromes erforderlichen Elektronen stammen aus einer durchbrennsicheren Glühkathode aus Iridium mit Thoriumoxid-Belag. Das Vakuum in den übrigen apparativen Komponenten der Quelle wird mit Meßröhren gemessen, die nach dem Penning-Prinzip arbeiten [Pup].

Um den Einfluß der Magnetfelder, die die Ionenzerstäuberpumpen erzeugen, so gering wie möglich zu halten, sind die Pumpengehäuse aus magnetisch gut leitenden Materialien, sogenanntem μ -Metall, umgeben. Desweiteren besteht die Möglichkeit, die IZ-Pumpe, die den UHV-Teil evakuiert, mit einer Ausheizeinrichtung bis zu ca. 200°C auszuheizen.

Die apparativen Komponenten sind voneinander durch Ganzmetall-Durchgangsventile getrennt. Damit besteht die Möglichkeit jeden Teil einzeln und unabhängig voneinander zu belüften und

über das Vorvakuumsystem wieder zu evakuieren. In diesem Aufbau wird das Prinzip des *differentiellen Pumpens* realisiert. Im Bereich der Ventile, die die einzelnen Komponenten trennen, hilft der kleine Querschnitt der Ventile, so daß ein differentielles Pumpen von der Quelle bis zum Linac möglich ist. Man will unter Idealbedingungen im Quellenbereich bei einem Druck von einigen 10^{-11} Torr arbeiten; im Spindreherteil liegt der Druck etwa eine Größenordnung darüber, also einige 10^{-10} Torr. Die Mott-Streukammer sollte ein Vakuum von einigen 10^{-9} Torr aufweisen und im Transferkanal zum Linac reicht dann ein Vakuum von 10^{-8} Torr. Der Linac ist auf einige 10^{-8} Torr evakuiert. Auf diese Weise kann in einem möglichst kleinen Volumen im Kristallbereich mit viel Aufwand ein Vakuum von einigen 10^{-11} Torr über längere Zeit aufrechterhalten bleiben.

Das Ende dieses Abschnitts beschreibt die Ausheizeinrichtung für den UHV-Teil mit Kristallhalter, Beschleunigungsstruktur und Versorgungseinheit. Auch wenn alle eingebauten Teile der Apparatur einer gründlichen Reinigung unterzogen wurden, bleibt doch auf den Oberflächen der gefertigten Teile noch eine nicht unerhebliche Gasquelle übrig. Auf der Oberfläche haftet eine dünne Wasserhaut von molekularer Schichtdicke, die durch starke Bindungskräfte festgehalten wird und daher nur langsam desorbiert [Gai]. Um den Desorptionsvorgang zu beschleunigen, heizt man die Apparatur bei Temperaturen von 300°C bis 400°C aus. Für diese Prozedur wird eine Ausheizeinheit verwendet. Um ca. 400°C zu erreichen, wurde ein kastenförmiger Stahlrahmen gebaut, dessen Wände 4-lagig mit Stahlplatten besetzt sind und der zum Ausheizen auf die Apparatur gesetzt wird. Der Rahmen hat eine Dimension von 60 cm mal 90 cm mal 80 cm; die Stahlplatten haben eine Dicke von 1 mm und sind auf einem Abstand von etwa 1,5 mm je Platte miteinander verschraubt. Das gleiche gilt für die Bodenplatte, die sich zwischen der Versorgungseinheit und dem Spindreherteil befindet. Auf der Bodenplatte liegen 3 Heizstäbe, der Kasten enthält an den 4 Seitenelementen je einen Heizstab. Es stehen also insgesamt 7 Heizstäbe mit einer Heizleistung von etwa 1 kW pro Stab zur Verfügung. Abschätzungen ergeben, daß man mit dieser Ausheizeinrichtung eine Temperatur von etwa 400°C erreichen kann:

$$P = \sigma \cdot \epsilon \cdot A \cdot (T_1^4 - T_2^4) \quad . \quad (3.3)$$

Dabei bedeuten:

- P = Strahlungsleistung, hier Heizleistung = 7 kW
- σ = Strahlungs-Konstante = $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
- ϵ = Emissionsgrad, für VA ist $\epsilon \simeq 0,2$
- A = Fläche, die zur Wärmestrahlung beiträgt, etwa 3 m^2
- T_1 = erreichbare Endtemperatur
- T_2 = Zimmertemperatur .

Entscheidend für die erreichbare Endtemperatur ist die Abdichtung der noch offenen Stellen durch Aluminium-Folie, z.B. der Ausschnitt am Flansch für die IZ-Pumpe oder am Kristallhalter-Flansch mit der Schiebedurchführung.

Vor der Ausheizprozedur müssen die Kolloidwiderstände, die Aluminium-Sprühchutzringe und die Fokusserspulen von der Beschleunigungsstruktur entfernt werden. Beim Ausheizen ist ferner darauf zu achten, daß die Keramikisolatoren nicht zu schnell einem großen Temperaturgradienten ausgesetzt werden. Zu diesem Zweck existiert ein Zweipunktregler, der den Ausheizvorgang zeitlich steuert. Er ist so ausgelegt, daß für eine Temperaturerhöhung von 1°C eine Zeit von etwa einer Minute vergeht. Um die Maximaltemperatur zu erreichen, vergehen also ca. 4 bis 5 Stunden. Die Temperatur wird an 3 Stellen im UHV-Bereich mit Thermoelementen kontrolliert; diese dienen zugleich für die Steuerung des Zweipunktreglers.

3.3 Der Spindreherteil

Die polarisierten Elektronen haben nach ihrer photoelektrischen Auslösung eine longitudinale Spinorientierung bezüglich des eingestrahlten Lichtes, d.h. der Spin ist parallel oder antiparallel zur Impulsrichtung ausgerichtet. Folgende Aspekte erfordern nun eine Umwandlung der longitudinalen Polarisation in eine transversale Polarisation:

1. Die Messung des Polarisationsgrades wird durch Mott-Streuung gemessen.
2. Bei der Beschleunigung polarisierter Elektronen im Synchrotron und in **ELSA** bleibt nur die transversale Komponente erhalten, wenn man vom Auftreten von Resonanzen absieht.

In *einem* Bauteil, dem *Spindreherteil*, wird die Spindrehung von longitudinaler auf transversale Orientierung und zugleich die notwendige Bahnumlenkung um 90° aus der Vertikalen in die Horizontale durchgeführt. Für die GaAs-Quelle ist diesbezüglich ein Spindreher von H.D.Nuhn im Rahmen seiner Diplomarbeit entwickelt und gebaut worden [Nuh]. Im folgenden werden nur die wesentlichen Grundlagen der Konzeption dieses Elementes vorgestellt und bei weitergehenden Fragestellungen auf die oben genannte Diplomarbeit verwiesen.

Die Spindrehung wird in einem elektrostatischen Zylinderkondensator erreicht, dem zur Korrektur relativistischer Effekte ein schwaches Magnetfeld überlagert wird. Anschaulich kann man sich den Spindreher als ein gekrümmtes Wien-Filter vorstellen, bei dem der Impulsvektor der Elektronen und die angelegten elektrischen und magnetischen Felder jeweils senkrecht zueinander stehen, also

$$\vec{E} \perp \vec{B} \perp \vec{p}.$$

Die Drehfrequenz Ω_s des Spinvektors relativ zum Impuls ist durch nachstehende Formel gegeben:

$$\Omega_s = \frac{eE}{mv} \left[\left(\frac{g}{2} - 1 \right) - \frac{g}{2\gamma^2} \right] + \frac{eB}{m} \left(\frac{g}{2} - 1 \right) \quad . \quad (3.4)$$

Für die Drehfrequenz Ω_p des Impulsvektors gilt folgende Beziehung:

$$\Omega_p = -\frac{eE}{m\gamma v} - \frac{eB}{m\gamma} \quad . \quad (3.5)$$

Setzt man $B=0$ und bildet das Verhältnis für die Drehfrequenzen, so erhält man diesen Ausdruck:

$$\Omega_p = \Omega_s \frac{g}{\frac{g}{2}(1 - \gamma^2) + \gamma^2} \quad . \quad (3.6)$$

Dabei bedeuten:

- e = Elementarladung
- m = Masse des Elektrons
- E = elektrische Feldstärke
- v = Geschwindigkeit der Elektronen
- g = g-Faktor
- γ = Lorentzfaktor
- B = magnetische Feldstärke .

Für eine Energie von 120 keV und damit für ein $\gamma = 1,235$ ergibt sich, daß der Spin der polarisierten Elektronen in einem 90° Zylinderkondensator nicht um 90° gedreht werden kann. Bei einer Impulsablenkung von 90° würde der Spin nur um $73,2^\circ$ gedreht werden; die geforderte 90° Spindrehung ergibt eine Impulsablenkung von 111° . Um die Impulsablenkung ebenfalls auf 90° einzustellen, wird dem elektrischen Feld ein magnetisches Feld überlagert, das den Spin auf

eine Sollbahn durch den Zylinderkondensator zwingt. Bei einem Radius der Elektronenbahn von 0,15 m , einem Plattenabstand der Elektroden von 16 mm und einer Elektronenenergie von 120 keV arbeitet man mit einer Ablenkspannung $U = \pm 14,32$ kV und einem Korrekturmagnetfeld $B = 19,4$ G.

Die Abbildung 3.4 zeigt den mechanischen Aufbau des Spindreherteils. Die 80 mm breiten Zylinderflächen für den Zylinderkondensator sind aus 4 mm dicken hochpolierten Edelstahlblechen gefertigt. Sie werden durch Isolatoren aus Macor-Glaskeramik spannungsfrei durch Strahlblenden auf Abstand gehalten. Die Strahlblenden sind ihrerseits an einen ringförmigen VIIA-Halter geschraubt, mit dem die Zylinderflächen mittels Klemmschrauben in einem Rohrbogen befestigt sind, der dem Sollbahnradius entspricht. Die Ablenkspannung wird über isolierte Spannungsdurchführungen angelegt. Die Rohrstützen im Bogen des Spindrehers dienen als Einschubloch für den Laserstrahl (CF-35 Fenster) und zum Anflanschen einer zweiten Quelle (CF-16 Flansch) [Nuh].

Abbildung 3.4: Mechanischer Aufbau des Spindrehers

3.4 Die Mott-Streukammer

Unter der Mott-Streuung versteht man die elastische Streuung von Elektronen im Coulomb-Potential von schweren Kernen. Die Polarisationsabhängigkeit ist in der Spin-Bahn-Wechselwirkung begründet. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist gegeben als Kopplung des magnetischen Momentes des Elektrons mit dem magnetischen Moment des Kerns, die durch die Bewegung im elektrischen Feld des Kerns auftritt. Das magnetische Moment $\vec{\mu}$ des Elektrons ist über den g -Faktor als Proportionalitätsfaktor mit dem Spin \vec{S} verknüpft und wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\vec{\mu} = -g \frac{e}{2mc} \cdot \vec{S} \quad . \quad (3.7)$$

Das durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung entstehende Magnetfeld bewirkt eine repulsive oder attraktive Kraft auf das Elektron und äußert sich in einer polarisationsabhängigen Winkelverteilung der gestreuten Elektronen. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 3.5 dargestellt [Scr].

Abbildung 3.5: Mott-Streuung im Laborsystem und im Ruhesystem

Abbildung 3.6: Anschauliche Begründung der Asymmetrie

Die attraktive bzw. repulsive Komponente tritt auf, wenn das magnetische Moment $\vec{\mu}$ parallel bzw. antiparallel zum Magnetfeld des Kerns steht. Daraus folgt, daß die Wechselwirkungsenergie

$$E_{LS} = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} \quad (3.8)$$

unterschiedlich ist und es wird klar, daß man eine Zählratenasymmetrie A erhält (siehe Abb. 3.6).

$$A = \frac{N_l - N_r}{N_l + N_r} = P_l \cdot S(\Theta, Z, E) \quad . \quad (3.9)$$

N_l und N_r bezeichnen die Zählraten für die nach links und rechts unter dem Winkel Θ gesteuerten Elektronen. P_l ist die transversale Polarisierung des Elektronenstrahls und $S(\Theta)$ ist die sogenannte *Sherman-Funktion*. Die Zählratenasymmetrie erreicht ein Maximum, wenn der Polarisationsvektor der Elektronen senkrecht zum Impulsvektor und senkrecht zur Streuebene steht.

Abbildung 3.7: Sherman-Funktion für verschiedene Elektronenenergien

Abbildung 3.8: Sherman-Funktion in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ

Die Sherman-Funktion ist die Asymmetriefunktion und zeigt eine Abhängigkeit vom Winkel der gestreuten Elektronen unter Berücksichtigung der Elektronenenergie (siehe dazu Abb. 3.7). Bei Elektronenenergien von 120 keV erreicht die Sherman-Funktion die größten Werte bei einem Streuwinkel von 120° (Abb. 3.8).

Der polarisierte Elektronenstrahl wird an freitragenden Goldfolien gestreut. Die verwendeten Goldfolien haben eine Masse von $200 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$, das entspricht einer Dicke von $1 \cdot 10^{-7} \text{m} = 1/10 \mu\text{m}$. Aufgrund der endlichen Foliendicke tritt bei der Polarisationsmessung Kleinwinkel- und Mehrfachstreuung auf, die durch Einführen einer *effektiven* Sherman-Funktion S_{eff} berücksichtigt werden muß. Es gibt zwei Möglichkeiten, diese Korrektur durchzuführen. Ein *theoretischer* Ansatz wurde von H.Wegener entwickelt und ermöglicht Rechnungen bei senkrechtem Strahlungseinfall und Verwendung dünner Goldfolien [Weg]. *Experimentell* läßt sich die effektive Sherman-Funktion nach dem von A.R.Brosi entwickelten Extrapolationsverfahren ermitteln [Bro]. Dabei wird die gemessene Streuasymmetrie (oder $\frac{1}{\sqrt{A}}$) gegen die Dicke der Streufolie aufgetragen. Aus der Extrapolationskurve kann man für verschiedene Foliendicken den Wert der zugehörigen effektiven Sherman-Funktion ablesen (vergl. Abb. 3.9). Die aufgetragenen Werte sind aus dem theoretischen Ansatz von H.Wegener berechnet worden [Gai].

Abbildung 3.9: Effektive Sherman-Funktion in Abhängigkeit der Dicke der Goldfolien

Der Nachweis der Polarisation erfolgt durch Streuung an Goldfolien, die sich auf einem Folienrad befinden. Eine Leerposition auf dem Folienrad erlaubt den ungehinderten Durchgang des polarisierten Elektronenstrahls, eine weitere Position ist mit einem Szintillator bestückt, um die Lage und Intensität des Elektronenstrahls zu justieren. Die restlichen Positionen können mit Goldfolien besetzt werden; möglichst mit Folien verschiedener Dicke, um eine Extrapolation auf die Foliendicke Null durchführen zu können (Abb. 3.10). Das Folienrad ist auf einer Drehdurchführung befestigt, so daß jede Position einstellbar ist. Zwei Flansche, die mit einem Fenster ausgestattet sind und unter einem Winkel von 40° angeordnet sind, erlauben eine optimale Justierung der Goldfolie. Die Zähl Elektronik wird unter einem Winkel von 120° aufgebaut (Abb. 3.11).

Abbildung 3.10: Folienrad mit Leerposition, Szintillator und Folienträgern

Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau der Mott-Streukammer

Zum Nachweis der gestreuten Elektronen werden Halbleiter-Detektoren, sogenannte Oberflächensperrschicht-Zähler verwendet, deren Arbeitsweise man analog zu der einer gasgefüllten Ionisationskammer beschreiben kann. Eine ausführliche Darstellung des Betriebsverhaltens des Detektor-Systems findet man in der Diplomarbeit von R.Schaefer [Scr](Abb. 3.12).

Abbildung 3.12: Aufbau eines Oberflächensperrschichtzählers

3.5 Der Transferkanal zum Linac

Mit der Komponente *Mott-Streukammer* ist der unmittelbare Aufbau der Quelle für polarisierte Elektronen abgeschlossen. Von der Mott-Streukammer strahlabwärts wird der polarisierte Elektronenstrahl in einem ca. 2 m langen Strahlrohr dem Linearbeschleuniger zugeführt. Am Ende des Transferkanals befindet sich ein Dipolmagnet, der die rechtwinklige Ablenkung des Strahls erlaubt und damit die Injektion in den Linac ermöglicht. Zur Fokussierung des Strahls sind auf dem Strahlrohr kurze magnetische Linsen angebracht. Diese Fokussierelemente befinden sich nicht nur auf dem Transfer-Abschnitt, sondern auch an fast jeder freien Stelle zwischen den einzelnen Komponenten der Quelle. Im Feld einer magnetischen Linse findet Larmor-Präzession statt. Bezüglich einer Raumebene, in der der Impulsvektor liegt, wird die Polarisation verändert. Die Fokussierelemente sind jeweils paarweise angeordnet und werden von einem Netzgerät gegensinnig erregt. Das ist erforderlich, um Beeinflussungen des Polarisationsvektors beim Durchlaufen eines Fokussierelementes sofort mit dem *anderen* gegensinnig erregten Element zu kompensieren. Zur Messung der Strahlintensität und zur visuellen Kontrolle der Strahlage dienen mit Zinksulfid beschichtete Leuchtschirme. Diese Leuchtschirme, die auch als Faraday-Cups benutzt werden können, sind zwischen dem UHV-Teil und dem Spindreherteil, zwischen dem Spindreherteil und der Mott-Streukammer und am Anfang und am Ende des Transferkanals eingebaut.

Während der Beschleunigung im Linac wird der Polarisationsvektor beim Durchlaufen von magnetischen Fokussierlinsen, die sich auf dem Linac-Rohr befinden, in der Art beeinflusst, daß der Polarisationsvektor Larmor-Präzession ausführt. Um eine maximale transversale Polarisation bezüglich der Synchrotronebene bei der Beschleunigung im Synchrotron und in **ELSA** zu erhalten, wird ein *Solenoid* verwendet. Dieses 40 cm lange Solenoid wurde über das Transfer-Rohr geschoben und befindet sich in der Betonbohrung zwischen dem Linacraum und der Synchrotronhalle.

Im folgenden wird kurz die Nutzungsweise des Solenoids erläutert:

Nach der Extraktion aus **ELSA** werden die transversal polarisierten Elektronen auf longitudinale Polarisationsrichtung gedreht, und der Polarisationsgrad wird mit Møller-Streuung (elastische Elektron-Elektron-Streuung) gemessen (siehe auch Abb. 3.13).

Aufgrund des gemessenen longitudinalen Polarisationsgrades ist auch der transversale Polarisationsgrad aus dem Beschleuniger bekannt. Um ein Maximum des transversalen Polarisationsgrades zu erreichen, wird der Strom im Solenoid variiert, bis im sinusförmigen Verlauf der Kurve des Polarisationsgrades ein Maximum erreicht ist (Abb. 3.14) [Hus].

3.6 Das Lasersystem

Von der Strahlqualität des verwendeten Lasers hängt die Güte des polarisierten Elektronenstrahls ab. Die speziellen Anforderungen an ein Lasersystem sind im wesentlichen von den gegebenen Parametern des Beschleunigers und der Quelle für polarisierte Elektronen abhängig und sind nachfolgend zusammengestellt:

- Wiederholrate : 50 Hz
- Wellenlänge : 700 - 800 nm
- Pulslänge : 250 nsec bis 1 μ sec
- Pulsenergie : ca. 10 mJ
- Pulsleistung : ca. 10 kW
- Strahlquerschnitt am Kristall : ≤ 3 mm
- Puls-zu-Puls-Stabilität : ≤ 5 %
- Polarisation : linear, $\geq 99\%$.

Für die Quelle existiert ein Dye-Laser-System von der Firma Candela, bei dem es sich um einen gepulsten Farbstoff-Laser handelt. Als Farbstoff wird Oxazin 720 verwendet, der mit Blitzlampen gepumpt wird. Das linear polarisierte Licht wird mit einer Brewster-Platte erzeugt, die sich innerhalb des Resonators befindet. Die zirkulare Polarisation wird im externen Strahl mit einem $\lambda/4$ -Plättchen oder einer Pockelszelle realisiert. Die Nachteile dieses Lasersystems sind folgende:

1. Hoher Verbrauch von Farbstoff; der Farbstoff setzt sich zusammen aus einer $2,8 \cdot 10^{-4}$ molaren Methanol-Verbindung, d.h. 8 Liter Methanol enthalten 1 g Oxazin. Der Vorratsbehälter für einen Tag Betrieb hat ein Fassungsvermögen von 20 Litern.
2. Die Blitzlampen haben eine Lebensdauer von 4 bis 5 Millionen Schuß, das entspricht etwa einem Tag.

Für die ersten Messungen an der neu aufgebauten Quelle, also die Justierung der Strahlführung bis zum Linac und die Messung des Polarisationsgrades, wurde ein HeNe-Laser verwendet. Dabei handelt es sich um eine Dauerstrich-Lichtquelle, die bei einer Wellenlänge von 633 nm linear polarisiertes Licht emittiert. Um polarisierte Elektronen erzeugen zu können, mußte aufgrund dieser Wellenlänge für die Testmessung ein GaAs(P)-Kristall verwendet werden (siehe auch Kapitel 2.1). Die Leistung des HeNe-Lasers beträgt ca. 1 mW.

In der Zukunft soll das alte Lasersystem durch ein neues System ersetzt werden. Hierfür kommen in Frage:

- Krypton-Ionen-Laser
- Alexandrit-Laser
- Titan-Saphir-Laser .

Der Krypton-Ionen-Laser steht im Institut zur Verfügung und soll nach Abschluß der Testmessungen mit dem HeNe-Laser für den gepulsten Betrieb der Quelle eingesetzt werden. Es handelt sich dabei um ein Dauerstrich-Lasersystem, das wegen der oben genannten Anforderungen in ein gepulstes System verändert werden muß. Der Laser emittiert bei einer für unsere Anforderungen geeigneten Wellenlänge von 650 nm linear polarisiertes Licht. Die Leistung des Strahls beträgt

etwa 2 Watt. Um einen gepulsten Laserstrahl zu erhalten, werden in den externen Strahlengang ein Glan-Thomson-Prisma und zwei Pockelszellen eingebaut. Mittels einer Pockelszelle, die im 50 Hz-Takt getriggert wird, dreht man den linear polarisierten Laserstrahl um 90° . Das Glan-Thomson-Prisma ist so orientiert, daß es nur für den um 90° gedrehten Laserstrahl für die Zeit von $1 \mu\text{sec}$ durchlässig ist. Während der restlichen Zeit wird der Laserstrahl in einen Sumpf abgelenkt. Die zweite Pockelszelle wandelt durch Anlegen einer geeigneten Spannung das linear polarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht um, analog zum $\lambda/4$ -Plättchen. Je nach Vorzeichen der angelegten Spannung an der Pockelszelle können rechts bzw. links zirkular polarisierte Photonen erzeugt werden. Somit kann eine beliebige Pulsfolge von rechts und links zirkular polarisiertem Licht je nach Wunsch erzeugt werden.

Um den Strahlstrom weiter zu erhöhen, wird ein leistungsstärkeres Lasersystem erforderlich. Deshalb ist man an einem gepulsten Lasersystem interessiert, bei dem nicht durch nachträgliches Pulsen viel Energie aus dem Strahl ausgeblendet wird. Es wurden intensive Studien bezüglich der Verwendung eines Alexandrit-Lasers und eines Titan-Saphir-Lasers angestellt. Die kontaktierten Firmen haben Systeme nach unseren Spezifikationen aufgebaut. Dabei zeigte sich, daß der Alexandrit-Laser in der Puls-zu-Puls-Stabilität (40%) völlig unzulänglich für den Einsatz an der Quelle ist. Recht vielversprechend ist zur Zeit die Entwicklung eines gepulsten Titan-Saphir-Lasers, der mit 4 Blitzlampen gepumpt wird und der eine Pulslänge von ca. $3 \mu\text{sec}$ hat. Die Lebensdauer der Blitzlampen soll bei ca. 50 Millionen Schuß liegen, entsprechend etwa 11 Tagen.

Zum Schluß dieses Kapitels wird auf die Anforderungen an die Wellenlänge einer Lichtquelle eingegangen. Die nachfolgenden Betrachtungen gelten numerisch nur für die Verwendung eines GaAs-Kristalls; die grundlegenden Annahmen haben natürlich auch bei Verwendung eines GaAs(P)-Kristalls ihre Gültigkeit. Die Abbildung 3.15 zeigt die Änderung des Polarisationsgrades in Abhängigkeit von der Energie der eingestrahnten Photonen. Man sieht, daß die Photonenenergie im Bereich von 1,55 eV bis 1,8 eV variieren darf, das entspricht einer Wellenlänge von 800 nm bis 685 nm. Dadurch ist eine Grenze für die Auswahl einer Lichtquelle vorgegeben. Es gibt einen optimalen Bereich, in dem die Güte Q (= figure of merit) einen großen Wert annimmt. Mathematisch ist die Güte mit dem Polarisationsgrad P und der Intensität I über folgende Beziehung verbunden:

$$Q = P \cdot \sqrt{I} \quad . \quad (3.10)$$

In der Abbildung 3.16 ist die Änderung der Quantenausbeute in Abhängigkeit von der Photonenenergie dargestellt. Der Vergleich von Abb. 3.15 mit Abb. 3.16 zeigt einerseits ein Ansteigen des Polarisationsgrades mit wachsender Photonenenergie, andererseits jedoch ein Absinken der Quantenausbeute bei Erhöhung der Photonenenergie. Man erkennt, daß der Polarisationsgrad reziprok mit der Quantenausbeute des Elektronenstrahls gekoppelt ist. Dazu wurden im Rahmen der Diplomarbeit von T.Gaitanzis Messungen durchgeführt [Gai].

Abbildung 3.13: Beschleunigung polarisierter Elektronen

Abbildung 3.14: Einfluß des Solenoids auf den Polarisationsgrad

Abbildung 3.15: Polarisationsgrad

Abbildung 3.16: Quantenausbeute

Kapitel 4

Inbetriebnahme der Quelle

4.1 Erzeugung des Vakuums

Nachdem alle Komponenten am neuen Standort aufgebaut waren, wurde mit dem Evakuieren der vier Bereiche begonnen. Da Diodenpumpen erst bei sehr gutem Vakuum zu starten sind, wurde zunächst in diesen Bereichen das Vakuum über die Vorvakuum-Umweg-Leitung mit Hilfe einer Triodenpumpe verbessert. Zusätzlich wurde eine Turbomolekularpumpe in die Vorvakuumanordnung aufgenommen, die magnetgelagert ist und daher ein ölfreies Ultrahochvakuum ermöglicht. Diese Turbomolekularpumpe ist dazu vorgesehen, daß während des Ausheizens des UHV-Teiles die ausgasenden Partikel von dieser Pumpe abgesaugt werden und sich somit nicht länger im System befinden. Darüberhinaus ist diese Turbomolekularpumpe eingebaut worden, um das erforderliche Vakuum zum Start der Diodenpumpen zu erzeugen.

Der Test des UHV-Bereichs und der neuen Ausheizereinheit sah wie folgt aus:

Im ersten Pumpversuch befand sich auf der Beschleunigungsstrecke noch nicht der Flansch mit dem Kristallhalter, sondern nur ein Blindflansch. Man wollte zunächst an der Apparatur eine allgemeine Lecksuche durchführen, ohne dabei den Kristall über längere Zeit zu kontaminieren. Der Druck erreichte Werte von etwa $1 \cdot 10^{-9}$ Torr. In einem Test über einige Stunden wurde der UHV-Teil bei Temperaturen von maximal 260°C ausgeheizt. Nach Abkühlen der Apparatur lag am nächsten Tag bereits ein Druck von $3 \cdot 10^{-10}$ Torr im Rezipienten vor. Um den Druck um eine weitere Größenordnung zu senken, wurde die Ausheizprozedur verschärft. Der Druck lag danach nur bei $2 \cdot 10^{-8}$ Torr. Es wurden schließlich Lecks gefunden, da es einige Probleme mit den Kupferdichtungen der CF-Technik gab. Beim Umbau der Quelle wurde nicht die gesamte Apparatur aufgetrennt; es gab daher noch viele Flansche in der Apparatur, die bereits etliche Ausheizzyklen bestanden hatten. Desweiteren wurden Lecks an der Beschleunigungsstruktur gefunden. Daraufhin wurde diese gegen eine (neue) Reserveeinheit ausgetauscht. Im folgenden werden die gewonnenen Erkenntnisse anhand der aufgetretenen Schwierigkeiten zusammengestellt:

1. Die Kupferdichtungen haben bei Anwendung der Conflat-Technik eine sehr geringe Dichtfläche. Wird die Apparatur mehrmals bei Temperaturen bis 400°C ausgeheizt, so oxidiert nicht nur der äußere Kupferdichtring, sondern es besteht eine große Wahrscheinlichkeit dafür, daß auch die Einkerbung langsam oxidiert. Damit läßt die Wirkung des metallischen Verschlusses nach und im Rezipienten können nicht mehr niedrige Enddrücke erreicht werden. Nach ca. 20 bis 30 Ausheizprozeduren sollten daher die Kupferdichtungen ausgetauscht werden.
2. Durch einen Nachteil in der konstruktiven Auslegung der Vorvakuumleitung gibt es ein erhöhtes Risiko für ein Leck: Auf die Dichtung des Ganzmetall-Eckventils wirken Kräfte in radialer Richtung, die zum einen durch das Vorvakuum hervorgerufen werden, zum anderen beim Öffnen und Schließen des Ventils mit dem Drehmomentschlüssel auftreten.

Nach entsprechender Betriebszeit lockert sich der feste Sitz der Dichtung und verhindert damit ein gutes Vakuum in der Apparatur.

3. Im Verlauf der mehrmaligen Ausheizprozeduren auf Temperaturen von 350°C bis 400°C entstanden immer wieder Lecks an den verschiedensten Stellen im UHV-Bereich. Daraufhin wurde bei den letzten Ausheizprozeduren *nur* noch bis etwa 250°C geheizt. Mit dieser Ausheiztemperatur konnte ein Druck von $1 \cdot 10^{-10}$ Torr erreicht werden.
4. Es sollte darauf geachtet werden, daß der Werkstoff der Flansch-Schrauben aus einheitlichem VA-Stahl besteht, da sonst unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten dazu beitragen können, daß sich die Verschraubung nach mehrmaligem Ausheizen lockert.
5. Häufiger trat das Problem auf, daß beim Ausheizen bei hohen Temperaturen die Lötungen am Keramik-Metall-Übergang der Beschleunigungsstruktur geöffnet wurden oder daß die Schweißnaht zwischen zwei Metallübergängen undicht wurde.

Nachdem die beschriebenen Probleme erkannt und deren Ursachen beseitigt waren, wurde für die Testmessungen im UHV-Bereich ein Vakuum von $3 \cdot 10^{-11}$ Torr erreicht. Der Druck im Spindreherteil lag bei $1 \cdot 10^{-9}$ Torr; hier gibt es aufgrund der apparativen Konstruktion das Problem der *Nicht*-Ausheizbarkeit. Der Spindreherteil kann lediglich mit einem Föhn lokal erwärmt werden. In der Mott-Streukammer wurde ein Druck von $1 \cdot 10^{-8}$ Torr erzielt. Der Transferkanal wurde in kurzer Zeit auf $3 \cdot 10^{-9}$ Torr evakuiert. In diesem Abschnitt braucht das Vakuum nicht besser zu werden, weil der Druck im Linac nochmal eine Größenordnung schlechter ist. Nach Öffnen des Ventils zwischen Transferkanal und Linac würde das schlechte Vakuum des Linac die apparativen Komponenten der Quelle strahlaufwärts sowieso verschmutzen.

4.2 Präparation und Aktivierung des Kristalls

4.2.1 Präparation des Kristalls

Bevor der Halbleiter-Kristall in den Kristallhalter eingesetzt wird, muß er einer gründlichen Reinigung unterzogen werden. Dies erfolgt durch *Ätzen* in einer chemischen Lösung, die aus 95 - 98%iger Schwefelsäure (H_2SO_4), 30%igem Wasserstoffperoxid (H_2O_2) und bidestilliertem Wasser (H_2O) besteht und im Verhältnis von 8 : 1 : 1 hergestellt wird. Der Ätzvorgang darf nicht länger als 15 Sekunden dauern, da sonst die p-dotierte Schicht des GaAs(P)-Mischkristalls, die nur ca. 1 μ m dick ist, entfernt wird. Bei Verwendung eines GaAs-Kristalls findet das gleiche Ätzverfahren statt; allerdings ist hier die Dauer des Ätzvorganges unkritisch. Mit Hilfe einer Glaspinzette wird der Kristall aus der Lösung herausgenommen und im bidestillierten Wasser gespült. Danach wird der Kristall im Argonstrahl getrocknet. Nach der Trocknung wird der Kristall auf dem Kristallhalter befestigt und dieser möglichst schnell auf der Beschleunigungsstrecke angeflanscht. Man strebt eine schnelle Evakuierung im Kristallbereich an, um die Kontamination mit Fremdatomen auf dem Kristall so gering wie möglich zu halten. Zwischen dem Trocknen im Argonstrahl und dem Evakuieren auf ein Vakuum von einigen 10^{-6} Torr vergehen etwa 20 Minuten.

4.2.2 Die Aktivierung des Kristalls

Um Lebensdauern der Quelle zu erreichen, die im Bereich einiger Stunden liegen, sollte eine Aktivierung des Kristalls bei einem Druck von einigen 10^{-10} Torr (oder besser) durchgeführt werden. Die Erzeugung des Ultrahochvakuums ist in Kapitel 4.1 beschrieben worden. Nachdem ein Druck von $3 \cdot 10^{-11}$ Torr im Kristallbereich erreicht war, wurde mit der Aktivierung des Kristalls begonnen. Im ersten Schritt wurde der Kristall bis auf eine Temperatur von ca. 500°C ausgeheizt, damit Verunreinigungen auf der Kristalloberfläche entfernt werden. Dieser Ausheizprozeß - der mit dem in Kapitel 2.2 beschriebenen Thermokoax-Mantelheizleiter durchgeführt wird - dauert ungefähr eine Stunde. Nach einer ca. zweistündigen Abkühlzeit wird der Kristall mittels der UHV-Schiebedurchführung in die Präparationskammer gezogen und die Aktivierungselemente (Cs-Dispenser und Silberröhrchen) elektrisch angeschlossen. In der Abbildung 4.1 ist die Verschaltung der Aktivierungselemente dargestellt. Der Cs-Dispenser wird mit einem Strom von ca. 5,5 A und einer Ziehspannung von 85 V betrieben. Zusätzlich wird eine Gegenspannung von 30 V angelegt, um zu vermeiden, daß durch Richardson-Effekt erzeugte Elektronen (aus dem Cs-Dispenser) zum Photostrom beitragen. Das Silberröhrchen wird mit einem Strom von etwa 2,5 A betrieben. Während der Aktivierung wird der Kathodenschirm auf positives Potential gelegt und dient somit als Anode. Um überhaupt einen Photostrom zu erhalten, wird der Kristall während der Aktivierung mit einer Lichtquelle angestrahlt; in unserem Fall war es der HeNe-Laser. Man kann eine höhere Quantenausbeute beim anschließenden Betrieb der Quelle erzielen, wenn der Kristall während der Aktivierung mit der gleichen Lichtquelle angestrahlt wird, die auch für den Einsatz der Quelle verwendet wird. Der Photostrom bewirkt einen Spannungsabfall, der über einen Widerstand ($47\text{ k}\Omega$) gemessen wird. Dieser Widerstand befindet sich in der Zuleitung zum Kathodenschirm. Der gesamte zeitliche Verlauf der Aktivierung wird mit einem (x,t)-Kompensationsschreiber aufgezeichnet.

Abbildung 4.1: Verschaltung der Aktivierungselemente

Die Abbildung 4.2 zeigt den Aufdampfprozeß, der im folgenden beschrieben wird: Beim Aufdampfen von Cäsium setzt nach etwa einer Minute der Photostrom ein. Nach Erreichen eines Maximums, das man als Sättigung der Kristalloberfläche mit Cs-Atomen ansehen kann, wird der Cs-Dispenser ausgeschaltet und die Heizung des Silberröhrchens eingeschaltet. Dabei beobachtet man zuerst einen Abfall des Photostroms, der darauf zurückzuführen ist, daß das Silberröhrchen nicht sofort Sauerstoff abgibt. Erst nach Erreichen der zur Diffusion erforderlichen Temperatur steigt der Photostrom kurz an, bei längerem Oxidieren fällt der Photostrom jedoch wieder ab. Dieses Phänomen kann man damit erklären, daß der Sauerstoff die hochreaktive Cäsium-Schicht neutralisiert, indem sich eine Cs_2O -Schicht auf dem Kristall ausbildet [Cas]. Weitere Cäsier-Prozesse erhöhen den Photostrom noch ein wenig; nach etwa 5 Aufdampfprozessen ist allerdings ein Maximum des Photostroms erreicht und die Aktivierung wird beendet. Bei dieser Aktivierung wurde ein Photostrom von $14 \mu A$ erreicht, damit ergibt sich eine Quantenausbeute von knapp 3%.

Abbildung 4.2: Photostrom während der Aktivierung des Kristalls

4.3 Erzeugung eines Elektronenstrahles

Nach der in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Aktivierung des Kristalls wurde der Kristallhalter mittels der UHV-Schiebedurchführung an den Beginn der Beschleunigungsstrecke gebracht. Die erforderliche Beschleunigungsspannung wird angelegt, indem auf den CF-150 Flansch mit dem Kristallhalter eine kupferne Halbkugel gesetzt wird, an der das Hochspannungskabel befestigt ist. Die Halbkugel sitzt in einer Nut des obersten Aluminium-Sprühschutzringes. Zwischen dem UHV-Teil und dem Spindreherteil befindet sich der erste Leuchtschirm, der eine visuelle Beobachtung des Elektronenstrahls ermöglicht. Nach dem Spindreherteil gibt es vor dem Eintritt des Strahls in die Mott-Streukammer einen zweiten Leuchtschirm, der eine Strahlagebeurteilung erlaubt. Zunächst ist eine vernünftige Fokussierung des Elektronenstrahls auf diese beiden Leuchtschirme notwendig. Der Strahlfleck soll bei Verwendung des HeNe-Lasers rund und punktförmig sein. Dazu dienen die in Kapitel 3.5 erwähnten magnetischen Linsen, mit denen der Strahl in seiner Lage beeinflusst werden kann.

Bei der Inbetriebnahme der Quelle zeigte sich, daß der Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Strahlführung nicht unerheblich ist. Zur Berechnung der Strahlablenkung s im Einfluß des Erdmagnetfeldes dient folgende Beziehung [Sch]:

$$s = \frac{e \cdot B \cdot l^2}{2 \cdot m \cdot \gamma \cdot v} \quad . \quad (4.1)$$

mit

- e = Elementarladung
- B = magnetisches Erdfeld,
 - Horizontalkomponente = $1,49 \cdot 10^{-5}$ Vsec/m
 - Vertikalkomponente = $4,26 \cdot 10^{-5}$ Vsec/m
- l = Weglänge des Elektronenstrahls, hier auf 1 m bezogen
- m = Masse des Elektrons = $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg
- γ = Lorentzfaktor = 1,2348
- v = Geschwindigkeit der Elektronen .

Bei einem Strahltransport von einem Meter in der Horizontalen erfährt der Strahl eine Ablenkung von etwa 17 mm; in der Vertikalen beträgt die Ablenkung ca. 6 mm.

Der Einfluß des Erdmagnetfeldes läßt sich nur verringern, indem fast das gesamte Strahlführungssystem der Quelle mit dem in Kapitel 3.2 erwähnten μ -Metall abgeschirmt wird.

Als störender Effekt wurde ferner der Einfluß der Synchrotronmagnete erkannt. Die Quelle steht jetzt in der Westhalle nicht sehr weit entfernt von den Ablenkmagneten 10 und 11 des 2,5 GeV-Synchrotrons. Diese magnetischen Felder beeinflussen den Elektronenstrahl der Quelle zusätzlich zum Erdmagnetfeld. Da in der Testphase der Quelle noch nicht ausreichend μ -Metall vorhanden war, mußten die Fokussierelemente (die zum Teil als Aluminium-Spulen realisiert sind) mit hohen Stromstärken belastet werden, damit ein Fokussiereffekt erzielt werden konnte. Nachteilig wirkt sich die Tatsache aus, daß auch die Fokussierelemente selbst eine ungewünschte Ablenkung des Strahls hervorrufen. Dabei wurde ein weiterer unerwünschter Effekt beobachtet:

Die hohe Erregung der Spulen führt bei Betriebszeiten von mehr als 2 Stunden zu einer starken Erwärmung der Spulen, die ihrerseits das Strahlrohr auf Temperaturen aufheizen, die mit einem Ausheizprozeß zu vergleichen sind. Dadurch verschlechterte sich das Vakuum im UHV-Bereich auf $2 \cdot 10^{-9}$ Torr und im Spindreherteil auf $1 \cdot 10^{-7}$ Torr.

Nachdem der Strahl auf den zweiten Schirm fokussiert war, wurde das Ventil zur Mott-Streukammer geöffnet und der Strahl zunächst auf dem Szintillator beobachtet. Danach wurden die beiden Kollimatoren in den Elektronenstrahl gefahren. Die Kollimatoren reduzieren einerseits die Intensität des Elektronenstrahls und sorgen andererseits dafür, daß der Strahl einen parallelen Verlauf bekommt und somit senkrecht auf das Target trifft.

4.4 Messung einer Asymmetrie

Zur Polarisationsmessung wurde das $\lambda/4$ -Plättchen in den Laserstrahl gebracht und sein Winkel in Schritten von 10° variiert. Dies war notwendig, damit man die Extrema findet, bei denen die zirkulare Polarisation maximal wird (alle 90°). Die Zähl Elektronik der Mott-Streukammer wurde dazu wie folgt in Betrieb genommen:

Zum Nachweis von Elektronen wird mittels eines Diskriminators eine Schwelle gesetzt, die den inelastischen Anteil der Streuung vom elastischen Signal trennt. Da *freitragende* Goldfolien als Target benutzt werden, ist es möglich, den inelastischen Anteil der Streuung gering zu halten. Würde man zum Beispiel als Trägermaterial eine dünne Kunststoff-Folie (z.B. Mylar) verwenden, wären die wahren Zählraten durch den inelastischen Anteil stark verfälscht und es müßte eine große Korrektur, die auch mit einem größeren Fehler behaftet wäre, auf elastische Streuung vorgenommen werden. Für beide Zähler wird nun ein Impulshöhenspektrum aufgenommen, das man sich mit einem Vielkanalanalysator ansehen kann. Die Betrachtung des Impulshöhenspektrums erlaubt eine Festlegung der Diskriminatorschwellen, sowie eine Korrektur des inelastischen Anteils im elastischen Signal des Streuspektrums (Abb. 4.3).

Abbildung 4.3: Impulshöhenspektrum

Zur Auswertung werden die gemessenen Zählraten der beiden Zähler bezüglich der Intensität normiert, in dem man die Zählrate N_l bzw. N_r durch die gesamte Intensität I dividiert. Die so gebildeten Verhältnisse N_l^0 und N_r^0 werden in einem Diagramm gegen den Winkel aufgetragen. Aus beiden Kurven werden graphisch die Mittelwerte für die normierten Zählraten ermittelt, also \bar{N}_l^0 bzw. \bar{N}_r^0 . Nun werden die Zählraten bezüglich des inelastischen Untergrundes (etwa 4%) korrigiert, in dem die Mittelwerte mit den aus den Impulshöhenspektren gewonnenen Größen gewichtet werden. Die korrigierten Zählraten nennen wir im folgenden $N_{k,l}$ und $N_{k,r}$. Subtrahiert man die gewichteten Größen von den Zählraten, besteht die Möglichkeit, die Asymmetrie wie folgt zu berechnen:

$$A = \frac{(N_l^0 - N_{k,l})/(\bar{N}_l^0 - N_{k,l}) - (N_r^0 - N_{k,r})/(\bar{N}_r^0 - N_{k,r})}{(N_l^0 - N_{k,l})/(\bar{N}_l^0 - N_{k,l}) + (N_r^0 - N_{k,r})/(\bar{N}_l^0 - N_{k,l})} \quad (4.2)$$

Anschließende Division durch die effektive Sherman-Funktion (bei einer Foliendicke von 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ hat S_{eff} den Wert 0,2754) liefert den Polarisationsgrad, der graphisch gegen den Winkel aufgetragen wird (Abb. 4.4). Der statistische Fehler berechnet sich wie folgt [Kes]:

$$\Delta P = \frac{1}{\sqrt{I} \cdot S_{eff}} \quad (4.3)$$

Man sieht, daß im sinusförmigen Verlauf 2 Minima und 2 Maxima auftreten. Bei diesen Winkeleinstellungen des $\lambda/4$ -Plättchens gibt es eine maximale Polarisation des Elektronenstrahls. Aus der vorliegenden Meßreihe wurde ein Polarisationsgrad von 18% abgelesen. Bei dieser Meßreihe handelt es sich um die erste Datenerfassung an der neu aufgebauten Quelle. Der Polarisationsgrad liegt etwa um einen Faktor 2 unter dem erwarteten Wert. Zur Erklärung dieses Wertes und zur Erhöhung des Polarisationsgrades wurden folgende Untersuchungen durchgeführt:

Der polarisierte Elektronenstrahl wurde in seiner Lage und in der Intensität variiert; der Polarisationsgrad veränderte sich dabei nicht. Alle fokussierenden Elemente wurden auf ihre gegensinnige Erregung überprüft; danach konnte eine Steigerung des Polarisationsgrades auf ca. 25% gemessen werden. Die Position des Lasers wurde variiert, um den Kristall an verschiedenen Stellen zu treffen. Es konnte aber keine signifikante Abhängigkeit zum Polarisationsgrad festgestellt werden. Schließlich gab es die Überlegung, daß eine ungünstige Position des Kristallhalters in Bezug auf den Beginn der Beschleunigungsstrecke die Produktion von Sekundärelektronen ermöglichen kann. Daraufhin wurde der Kristallhalter in der Vertikalen um mehr als 10 mm um die Ausgangsposition verändert. Auch diese Anordnung brachte keine Veränderung des Polarisationsgrades.

Abschließend wurde nach Optimierung aller Parameter ein Polarisationsgrad von 30% gemessen. Dieser Wert ist mit einem statistischen Fehler von etwa 4% behaftet. Weitere Untersuchungen, den Polarisationsgrad zu erhöhen, sind für die Zukunft geplant. Insbesondere eine sorgfältige Messung der maximalen zirkularen Polarisation des $\lambda/4$ -Plättchens könnte noch zu einer Veränderung des Polarisationsgrades führen.

Abbildung 4.4: Messung des Polarisationsgrades

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird der Umbau und die anschließende Inbetriebnahme der Quelle für polarisierte Elektronen beschrieben. Mit dem Aufbau am neuen Standort in der Westhalle stellten sich einige Probleme. Diese werden in der Arbeit dargestellt und entsprechende Lösungsvorschläge diskutiert. Bei der Aktivierung der Quelle war die Erzeugung des Ultrahochvakuums im Kristallbereich sehr langwierig. Desweiteren wurde die Strahlführung des polarisierten Elektronenstrahls noch durch störende Magnetfelder (Beschleuniger und Erdmagnetfeld) beeinflusst, die demnächst durch μ -Metall abgeschirmt werden.

Mit den durchgeführten Asymmetriemessungen wurde gezeigt, daß die neu aufgebaute Quelle mit einem GaAs(P)-Kristall polarisierte Elektronen liefert.

Um diese Quelle über eine längere Zeit betriebssicher einsetzen zu können, muß nach den ersten Tests mit dem HeNe-Laser nun die Quelle an die Anforderungen des Beschleunigers angepaßt werden. Dazu ist ein gepulster Betrieb bei 50 Hz und einer Pulslänge von etwa 1 μ sec erforderlich. Die Lasersysteme, die diesen Anforderungen gerecht werden können, sind in Kapitel 3.6 diskutiert worden. Zur Zeit wird ein Krypton-Ionen-Laser auf Pulsbetrieb umgerüstet.

Abschließend soll hier betont werden, daß die Quelle für polarisierte Elektronen dem heutigen Stand der Physik und Technik gerecht wird. Diese Erkenntnis beruht im wesentlichen auf der im September 1990 in Bonn abgehaltenen Spin-Konferenz und dem vorangegangenen Workshop über Quellen für polarisierte Elektronen.

Schon seit vielen Jahren gibt es weltweit intensive Studien, Kristallstrukturen zu entwickeln, die einen theoretischen Polarisationsgrad von 100% erreichen und gleichzeitig einen hohen Strom liefern. Erst in jüngster Zeit ist es gelungen, durch Einsatz von strained-GaAs oder superlattice einen Polarisationsgrad von deutlich mehr als 50% zu erzielen [Nak]. Diese Strukturen sind für den Einsatz am Beschleuniger aber noch nicht tauglich, weil die Quantenausbeute ($2 \cdot 10^{-4}$) und damit der Strom viel zu gering sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurden beim Umbau einige Verbesserungen an der vorhandenen Apparatur vorgenommen; darüberhinaus diente die Inbetriebnahme der Quelle zu Vorstudien für den Aufbau einer neuen Quelle, die mit einer Beschleunigungsspannung von 50 kV an einen weiteren Linearbeschleuniger angeflanscht werden soll. Dieser Linac wird in Zukunft parallel zum bisherigen Linac aufgebaut und soll als Vorbeschleuniger für polarisierte Elektronen dienen. Die gewonnenen Erkenntnisse werden in den Aufbau der neuen Quelle einfließen.

Kapitel 6

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Husmann für das interessante Thema der Diplomarbeit, die gute Zusammenarbeit in allen Phasen der Arbeit und das stets freundliche Arbeitsklima. Ferner bedanke ich mich bei Herrn Dr. W. von Drachenfels für die tatkräftige Unterstützung und Hilfe beim Umbau der Quelle, sowie für die vielen anregenden Diskussionen. Herrn Dipl. Phys. S. Nakamura danke ich in freundschaftlicher Verbundenheit für seinen großartigen Einsatz bei der Aktivierung und Inbetriebnahme der Quelle. Herrn Dipl. Phys. D. Wehrmeister danke ich für seine Mitarbeit an der Quelle, sowie für viele interessante Diskussionen. Ein besonderer Dank gilt Frau S. Zigann für ihre Hilfe beim Aufbau der Quelle, sowie für die Anfertigung vieler Zeichnungen für diese Arbeit. Herrn Dipl. Phys. J. Wenzel danke ich für seine Hilfsbereitschaft bei Problemen der Erstellung des Textes im Computer.

Desweiteren bedanke ich mich bei den Werkstattleitern des Physikalischen Instituts und der Zentralwerkstatt, Herrn Liers und Herrn Roßrucker, die alle Aufträge zuverlässig und schnell bearbeitet haben. Schließlich danke ich allen Technikern des Physikalischen Instituts für ihre Unterstützung und die guten Ratschläge bei den verschiedensten Problemstellungen.

Literaturverzeichnis

- [Bre] Brefeld, W.: *Beschleunigung von polarisierten Elektronen im Bonner Synchrotron und im geplanten Stretcherring ELSA*, Dissertation, (Bonn-IR-81-31), Bonn 1981
- [Bro] Brosi, A.R. et al.: *A precision measurement of the longitudinal polarization of Betas following P^{32} decay*, Nuclear Physics, Band 33, 1962
- [Cas] Castro: *persönliche Mitteilung*, März 1991
- [Döi] Döing, R.: *Kurzbeschreibung der Bonner Beschleunigeranlage*, Bonn, 1991
- [Ehs] Ehse, E.: *Der polarisierte Elektronenstrahl am 2,5 GeV- Synchrotron*, Dissertation, (Bonn IR-79-45), Bonn 1979
- [Fri] Fritzsche, H.: *Chirale Symmetrie und die innere Spinstruktur des Nukleons*, Physikalische Blätter, 46 (1990) Nr.10, 1990
- [Gai] Gaitanzis, T.: *Optimierung und Test einer Quelle polarisierter Elektronen durch Photoeffekt am GaAs*, Diplomarbeit, (Bonn IR-85-11), Bonn 1985
- [Ger] Gerthsen, Kneser, Vogel: *Physik*, Springer-Verlag, 14.Auflage, 1982
- [GPT] Gesellschaft für physikalische Technik m.b.H.: *Vakuum-Komponenten*, GPT-Katalog, 1982
- [Hus] Husmann, D. et al.: *Measurement of the polarization degree of polarized electrons at the 2.5 GeV Synchrotron in Bonn for energies between 0.85 and 2 GeV*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 228, 1985
- [Jam] James, L.W., Moll, J.L.: *Transport properties of GaAs obtained from photoemission measurements*, Physical Review, Band 183,1 (3), 1969
- [Kes] Kessler, J.: *Polarized Electrons*, Springer Series on Atoms and Plasmas, Second Edition, 1985
- [Ley] Leybold-AG : *Vakuumtechnik*, Leybold-Katalog HV 200, 1990
- [Mad] Madelung, O.: *Festkörpertheorie*, Heidelberger Taschenbücher Band 1, 1972
- [Nak] Nakanishi, T.: *Large enhancement of spin polarization observed by photoelectrons from the strained GaAs layer*, DPNU-91-23, April 1991
- [Nuh] Nuhn, H.D.: *Konstruktion und Bau einer Quelle für frei polarisierte Elektronen durch Photoeffekt am GaAs*, Diplomarbeit, (Bonn IR-81-1), Bonn 1981
- [Pie] Pierce, D.T. et al.: *GaAs spin polarized electron source*, The Review of Scientific Instruments, Band 51 (4), 1980
- [Pup] Pupp, W.: *Vakuumtechnik*, Thiemig-Taschenbücher, Band 43, 1972

- [Pir] Pierce, D.T. et al.: *Direct observation of spin dependent electronic structure of GaAs using spin polarized photoemission*, Physics Letters, Band 51 A, 1975
- [Sch] Schäfer, H.H.: *Konstruktion und Bau einer Quelle für freie polarisierte Elektronen durch Photoeffekt am GaAs*, Diplomarbeit, (Bonn IR-81-2), Bonn 1981
- [Scr] Schaefer, R.: *Bau und Test einer Mott-Streuapparatur*, Diplomarbeit, (Bonn IR-76-15), Bonn 1976
- [Weg] Wegener, H.: *Mott-Streuung an Streufolien endlicher Dicke*, Zeitschrift für Physik, Band 151, 1958
- [Weh] Wehrmeister, D.: *Invited talk at the workshop on polarized beams and targets*, NIKHEF-Amsterdam, Mai 1991
- [WAW] Wutz, Adam, Walcher: *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Vieweg, 1982