Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA

Habilitationsschrift
zur
Erlangung der venia legendi
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität
zu Bonn

vorgelegt von
Wolfgang Hillert
aus
Bonn

Bonn 2000

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Die Bonner Beschleunigeranlage ELSA **3**

3 Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen **6**
3.1 Spinfilterung unpolarisierter Elektronen 6
3.1.1 Der Stern-Gerlach-Effekt bei Elektronen 6
3.1.2 Streuung von Elektronen an Atomen 7
3.2 Selbstpolarisation 7
3.3 Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen in Teilchenquellen 9
3.3.1 Ionisation von Atomen 9
3.3.2 Photo- und Feldemission aus Festkörpern 10
3.4 Vergleich der verschiedenen Methoden im Hinblick auf eine Verwendbarkeit bei ELSA . 11
3.5 Photoemission aus GaAs-ähnlichen Strukturen 12
3.5.1 Erzeugung spinorientierter Elektronen in GaAs 12
3.5.2 Die negative Elektronenaffinität 13
3.5.3 Erzeugung einer hohen Strahlpolarisation 14
3.5.4 Extraktion hoher Photoströme 15

4 Die Quelle polarisierter Elektronenstrahlen **17**
4.1 Anforderungen und grundlegende Konzepte 17
4.1.1 Anforderungen an den Elektronenstrahl 17
4.1.2 Das Vakuumkonzept 18
4.1.3 Erzeugung der negativen Elektronenaffinität 20
4.2 Die Betriebskammer 20
4.2.1 Optimierung der Elektrodenform 22
4.3 Das Schleusensystem 25
4.4 Die Strahlführung 26
4.4.1 Das Vakuumkonzept der Strahlführung 26
4.4.2 Erzeugung einer transversalen Polarisation 27
4.4.3 Das Mott-Polarimeter 28
4.4.4 Die Strahlweiche 30
4.4.5 Die Magnetoptik 30
4.4.6 Strahldiagnose 32
4.5 Die Lichtquellen 34
4.6 Erste Betriebserfahrungen 37
4.7 Vergleich mit den Quellen anderer Beschleuniger 39

5 Polarimetrie des hochenergetischen Elektronenstrahls 40
5.1 Das Møller-Polarimeter . . . 40
5.2 Das Compton-Polarimeter . . . 41
5.2.1 Meßprinzip . . . 42
5.2.2 Konzeption des Polarimeters . . . 43
5.2.3 Numerische Simulation des Streuprozesses . . . 44
5.2.4 Die Laserstrahlführung . . . 48
5.2.5 Der Detektor . . . 49
5.2.6 Erste Ergebnisse . . . 50

6 Beschleunigung polarisierter Elektronen 53
6.1 Spindynamik in Kreisbeschleunigern . . . 53
6.1.1 Depolarisierende Resonanzen . . . 54
6.1.2 Lineare Resonanzquerung . . . 55
6.1.3 Nichtlineare Resonanzquerung . . . 56
6.2 Resonanzen im Synchrotron . . . 57
6.3 Resonanzen im Stretcherring ELSA . . . 58
6.4 Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisation . . . 58
6.4.1 Imperfektionsresonanzen . . . 59
6.4.2 Intrinsische Resonanzen . . . 60
6.5 Ergebnisse . . . 60
6.5.1 Optimierung der Spinorientierung . . . 61
6.5.2 Erreichte Polarisationsgrade . . . 62
6.5.3 Energiekalibration des Stretcherrings . . . 63

7 Zusammenfassung 65

Literaturverzeichnis 67

1 Einleitung

Der Aufbau und Betrieb von Beschleunigeranlagen an der Universität Bonn läßt sich bis ins Jahr 1953 zurückverfolgen. In diesem Jahr fiel die Entscheidung zum Bau eines Elektronenbeschleunigers, der erstmalig in Europa auf dem Prinzip der starken Fokussierung basierte und in Form eines 500-MeV-Synchrotrons 1958 erfolgreich in Betrieb genommen wurde. Seit diesem Zeitpunkt bildet die experimentelle Elementarteilchenphysik einen Schwerpunkt bei den Forschungsaktivitäten des Physikalischen Instituts. Erste Untersuchungen konzentrierten sich auf das Studium der elektromagnetischen Wechselwirkung an Nukleonen. Durch den Aufbau eines größeren, vom Funktionsprinzip aber ähnlichen 2.5-GeV-Synchrotrons in den Jahren 1964 bis 1967 konnten die Studien bei höheren Energien fortgesetzt werden. Mit dieser Maschine, die noch heute Bestandteil der Beschleunigeranlage ist, ließ sich ein pulsförmiger Strahl, bestehend aus 50 Pulsen hochenergetischer Elektronen pro Sekunde mit einer Pulslänge von etwa zwei Millisekunden und einer Maximalenergie von 2.5 GeV, erzeugen. Zur Verbesserung der zeitlichen Struktur des hochenergetischen Elektronenstrahls wurde die Beschleunigeranlage durch Aufbau des Stretcherrings ELSA erweitert, der seit 1987 einen quasikontinuierlichen Strahl hochenergetischer Elektronen für Experimente zur Verfügung stellt. Durch Nachbeschleunigung der Elektronen in ELSA konnte die Elektronenenergie auf maximal 3.5 GeV gesteigert werden. Die Möglichkeit einer Speicherung des Elektronenstrahls in ELSA eröffnete eine weitere Klasse von Experimenten im Bereich der Atom- und Molekülphysik sowie der Röntgentiefenlithographie, die die vom Strahl emittierte Synchrotronstrahlung verwenden. Schwerpunkt der experimentellen Forschung an ELSA bildete weiterhin das Studium der hadronischen Struktur der Materie, wozu jedoch ausschließlich ein unpolarisierter externer Elektronenstrahl zur Verfügung stand.

In den letzten Jahrzehnten bekam die experimentelle Untersuchung der Spinstruktur der Nukleonen eine zunehmende Bedeutung. Hierfür wird ein polarisierter Teilchenstrahl als Sonde, ein polarisiertes Zielobjekt (Target) oder eine Analyse des Spinzustands der Reaktionsfragmente benötigt. Erste Experimente mit polarisierten Teilchenstrahlen nutzten Protonen, die in einer Strahlquelle bereits polarisiert erzeugt und in Protonen-Synchrotrons unter Erhaltung der Polarisation auf Energien bis zu einigen zehn GeV beschleunigt wurden. Hochenergetische polarisierte Elektronen wurden erstmals bei Experimenten am Linearbeschleuniger in Stanford verwendet. Auch hier mußte der Weg der Erzeugung polarisierter Strahlen in einer geeigneten Quelle und der polarisationserhaltenden Nachbeschleunigung gewählt werden. Weitere Experimente unter Verwendung externer Strahlen polarisierter Elektronen folgten in Stanford, Mainz und Bates. Durch den Aufbau rezirkulierender, kontinuierlich betriebener Linearbeschleuniger wie MAMI an der Universität Mainz und CEBAF am TJNAF in Newport News stehen seit Anfang bzw. Mitte der neunziger Jahre auch quasikontinuierliche polarisierte Elektronenstrahlen hoher Energie zur Verfügung. Eine entsprechende Erweiterung der experimentellen Möglichkeiten an der Bonner Beschleunigeranlage war daher wünschenswert.

Im Gegensatz zu den bisher erwähnten Beschleunigern ist die Bereitstellung eines externen polarisierten Elektronenstrahls an der Bonner Anlage mit zusätzlichen Schwierigkeiten verbunden. Auch hier muß der polarisierte Elektronenstrahl in einer geeigneten Strahlquelle erzeugt werden, jedoch stellen die bei der Bonner Anlage geforderten Strahlparameter Anforderungen, die bisher von keiner existierenden Quelle polarisierter Elektronen erfüllt wurden. Im Gegensatz zu Linearbeschleunigern (hierunter sind auch die rezirkulierenden Maschinen aufgrund der geringen Anzahl von Rezirkulationen zu zählen) treten bei Kreisbeschleunigern wie der Bonner Anlage aufgrund der Wechselwirkung der periodischen

Eigenbewegung des Spinvektors mit den periodischen horizontalen Magnetfeldern des Beschleunigers bei bestimmten Strahlenergien depolarisierende Resonanzen auf. Zur Erhaltung der Polarisation im gesamten Energiebereich sind daher weitere Maßnahmen erforderlich, deren Effektivität durch Messung der Polarisation des hochenergetischen Elektronenstrahls überprüft werden muß.

Die Erzeugung des polarisierten Elektronenstrahls ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit, in deren Rahmen insbesondere der Aufbau einer zum Einsatz an der Bonner Beschleunigeranlage geeigneten Strahlquelle polarisierter Elektronen und eines Polarimeters zur Messung der Polarisation des hochenergetischen Elektronenstrahls erfolgte. Die Konzeption, der Aufbau und erste Ergebnisse dieser Anlagen werden, nach der Erläuterung der Bonner Beschleunigeranlage und einer Diskussion der zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen geeigneten Methoden, im vierten und fünften Kapitel beschrieben. Abschließend werden die erzielten Ergebnisse bei der Beschleunigung polarisierter Elektronenstrahlen präsentiert.

2 Die Bonner Beschleunigeranlage ELSA

Abbildung 2.1 zeigt die Beschleunigeranlage des Physikalischen Instituts im Überblick. Sie besteht aus zwei Linearbeschleunigern (LINAC 1 und LINAC 2), dem 2.5-GeV-Elektronensynchrotron [6] (Booster-Synchrotron) und dem Stretcherring ELSA [7, 122, 123]. Die Beschleunigung der Elektronen erfolgt in mehreren aufeinanderfolgenden Stufen: Unpolarisierte Elektronen werden in einer thermischen Elektronenquelle erzeugt und dort auf eine Energie von 120 keV (LINAC 1) bzw. 50 keV (LINAC 2) vorbeschleunigt. Beide Quellen liefern einen pulsförmigen Elektronenstrahl einer Pulslänge von ca. 1 μs und einer Stromstärke von 1 - 2 Ampere. Dieser wird in dem jeweils folgenden 3-GHz-Wanderwellen-Linearbeschleuniger auf eine Energie von 20 MeV (LINAC 1) bzw. 26 MeV (LINAC 2) beschleunigt, wobei dem Strahl eine zusätzliche Substruktur in Form von ca. 5 - 10 ps langen Mikropulsen aufgeprägt wird. Anschließend erfolgt der Einschuß in das netzsynchron betriebene Synchrotron, das über vier Umläufe mit Elektronen gefüllt wird [84]. Die Elektronen werden auf der ansteigenden Flanke des sinusförmig mit der Netzfrequenz oszillierenden Magnetfelds auf eine Maximalenergie von bis zu 1.6 GeV beschleunigt. Die hierzu verwendeten hochfrequenten Beschleunigungsfelder einer Frequenz von 500 MHz bewirken eine Veränderung der zeitlichen Substruktur des Strahls; es bilden sich nun ca. 120 ps breite Elektronenpakete [56] im Abstand von 2 ns. Das zum Strahltransfer in den Stretcherring ELSA verwendete Extraktionsverfahren hängt vom gewählten Betriebsmodus der Beschleunigeranlage ab.

Im *Stretchermodus* (s. Abb. 2.2(a)) erfolgt die Strahlextraktion aus dem Synchrotron über drei Umläufe, um trotz der unterschiedlichen Umlaufzeiten von 232 ns im Synchrotron und 548 ns in ELSA eine möglichst homogene Füllung des Stretcherrings zu erreichen [88, 198]. Die vom Synchrotron beschleunigten Elektronen werden dabei alle 20 ms in den Stretcherring ELSA injiziert [68] und in der Zeit bis zur nächsten Füllung gleichmäßig aus ELSA extrahiert [194]. Als Extraktionsmethode findet eine langsame Resonanzextraktion in unmittelbarer Nähe einer drittelzahligen Resonanz, die durch zusätzliche Sextupolmagnete angeregt wird, Anwendung [67, 77, 194]. Auf diese Weise kann ein quasikontinuierlicher[1] externer Elektronenstrahl einer Stromstärke von 1 pA bis 50 nA erzeugt werden. Die Energie von ELSA bleibt bei dieser Betriebsart konstant.

Eine weitere Erhöhung der Strahlenergie ist im *Nachbeschleunigungsmodus* (s. Abb. 2.2(b)) möglich. Hierzu wird der Strahl über einen Umlauf aus dem Synchrotron extrahiert und in ELSA injiziert. Eine homogene Füllung des Stretcherrings läßt sich in diesem Fall über die Aneinanderreihung mehrerer Injektionen in ELSA erreichen [94, 134, 209]. Der so aus mehreren Füllungen des Synchrotrons in ELSA akkumulierte Strahl wird, nach der Beschleunigung auf die gewünschte Extraktionsenergie [94, 209], wiederum mit einer langsamen Resonanzextraktion extrahiert, wobei die Extraktionsphase, je nach angestrebter Stromstärke des externen Strahls, nun eine Länge von bis zu einer Minute erreichen kann [278]. Nach Beendigung der Strahlextraktion wird ELSA wieder auf die Injektionsenergie gebracht und neu injiziert. In diesem Betriebsmodus steht ein externer Elektronenstrahl nur in der Extraktionsphase zur Verfügung.

Der von den Nutzern der Synchrotronstrahlung gewählte *Speichermodus* (s. Abb. 2.2(c)) ähnelt dem Nachbeschleunigungsmodus; jedoch findet in dieser Betriebsart keine Strahlextraktion statt. Je nach ge-

[1] Der Elektronenstrahl hat weiterhin die erwähnte Substruktur in Form einer kontinuierlichen Folge von ca. 100 ps breiten Elektronenpaketen im Abstand von 2 ns.

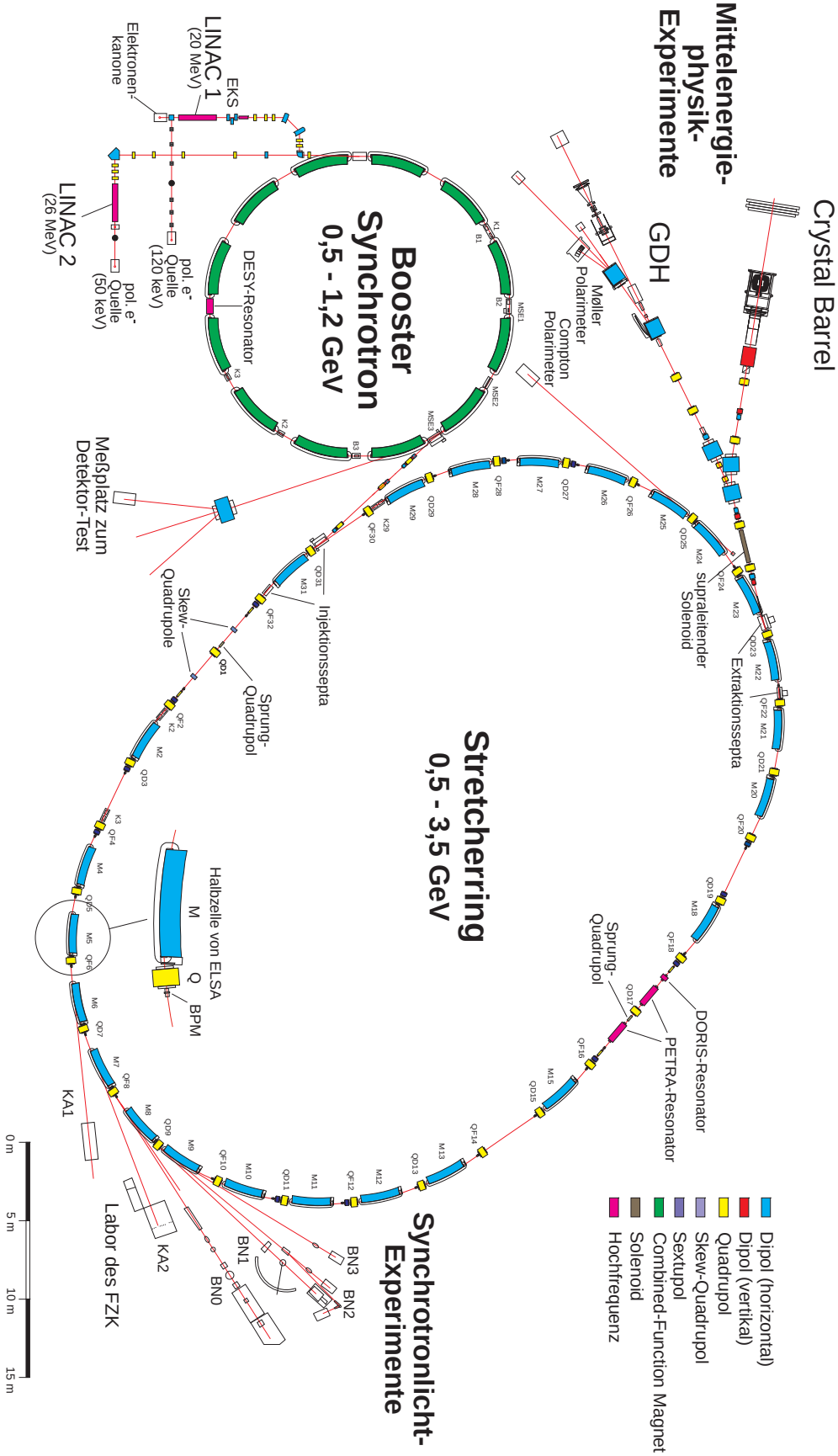
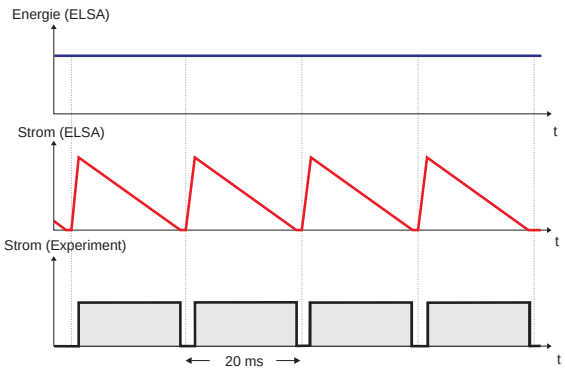
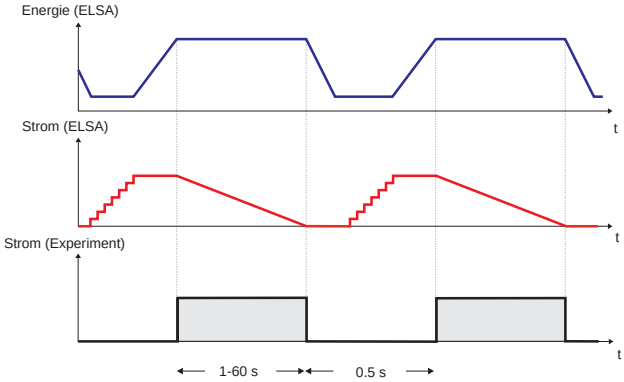


Abbildung 2.1: Die Bonner Beschleunigeranlage ELSA

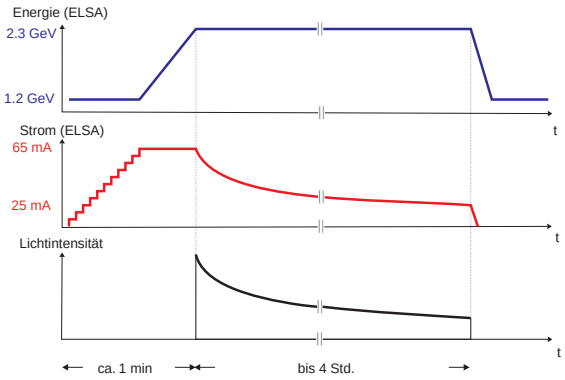
wünschtem Strahlspektrum der Synchrotronstrahlung erfolgt eine Nachbeschleunigung auf eine Energie von 2.3 GeV oder 2.7 GeV oder eine Füllung des Stretcherrings bei 1.6 GeV ohne weitere Nachbeschleunigung. Die Strahlintensität des gespeicherten Elektronenstrahls nimmt aufgrund von Stößen mit dem Restgas in der Vakuumkammer des Stretcherrings exponentiell ab, und nach Unterschreiten einer vom Nutzer festgesetzten Schwelle wird erneut injiziert. Die hierbei erreichbaren Zykluszeiten liegen bei einigen Stunden.



(a) Der Stretchermodus



(b) Der Nachbeschleunigungsmodus



(c) Der Speichermodus

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufs von Energie, internem Strom (ELSA), extrahiertem Strom (Experiment) bzw. der Lichtintensität für die drei Betriebsmodi von ELSA: Der Stretchermodus (a) und der Nachbeschleunigungsmodus (b) sind die Betriebsmodi für die Experimente der Mittelenergiephysik, der Speichermodus (c) für die Experimente mit Synchrotronstrahlung.

Im Vorgriff auf die folgenden Kapitel sind in Abbildung 2.1 bereits die 50-keV-Quelle polarisierter Elektronen (siehe Kapitel 4) und das Compton-Polarimeter (siehe Kapitel 5) aufgeführt. Die ebenfalls in Abbildung 2.1 enthaltene 120-keV-Quelle polarisierter Elektronen [190, 197, 271, 272] diente dem ersten Studium depolarisierender Resonanzen im Stretcherring ELSA [191, 256–258] und wird seit Fertigstellung der 50-keV-Quelle nicht mehr eingesetzt.

Zur Zeit nutzen zwei Experimente der Mittelenergiephysik den extrahierten, hochenergetischen Elektronenstrahl: Das *GDH*-Experiment [10] überprüft die Gültigkeit der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel [66,93], die eine Verbindung des anomalen magnetischen Moments des Nukleons und der Differenz der totalen Photoabsorptionsquerschnitte für eine parallele bzw. antiparallele Spinorientierung des Photons und des Nukleons in integraler Form herstellt. Es benötigt als erstes Experiment an ELSA einen hochenergetischen, longitudinal polarisierten Elektronenstrahl, der zur Erzeugung von zirkular polarisierten Photonen mittels eines Bremsstrahlungsradiators im Taggingsystem verwendet wird. Das zweite Experiment, der *Crystal-Barrel*-Detektor, dient dem experimentellen Studium der Anregungen des Nukleons mit reellen Photonen, wobei insbesondere der Nachweis von Multiphotonenendzuständen der neutralen Zerfallskanäle verfolgt wird [11, 97, 240, 263].

3 Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen

Zur Erzeugung von Strahlen polarisierter Elektronen existieren grundsätzlich drei verschiedene Methoden:

- die Spinfilterung unpolarisierter Elektronen,
- die Selbstpolarisation des in einem Kreisbeschleuniger gespeicherten Elektronenstrahls,
- die Erzeugung polarisierter Elektronen in Teilchenquellen.

Alle hiermit verbundenen Verfahren zur Produktion polarisierter Elektronstrahlen werden im folgenden kurz dargestellt und erläutert. Es stellt sich heraus, daß sowohl die Methode der Spinfilterung aufgrund der niedrigen Teilchenausbeuten als auch die Selbstpolarisation wegen der langen Aufbauzeiten der Polarisation zur Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls für externe teilchenphysikalische Experimente an ELSA nicht geeignet sind. Polarisierte Elektronen müssen daher in einer Teilchenquelle erzeugt und im Beschleuniger polarisationserhaltend nachbeschleunigt werden. Beim Vergleich der zur Verfügung stehenden Methoden zeigt sich, daß die Photoemission aus GaAs-ähnlichen Kristallen zur Erzeugung gepulster Strahlen hoher Intensität allen anderen Methoden überlegen ist. Sie wird abschließend ausführlicher beschrieben.

3.1 Spinfilterung unpolarisierter Elektronen

3.1.1 Der Stern-Gerlach-Effekt bei Elektronen

Nach der ersten Trennung polarisierter Atome in inhomogenen Magnetfeldern durch Stern und Gerlach [251] wurde versucht, diese Methode auch auf Elektronenstrahlen anzuwenden [51, 218]. Es konnte jedoch bereits recht früh gezeigt werden, daß eine spinabhängige Aufspaltung des Strahls in zwei Teilstrahlen beim Durchtritt durch inhomogene transversale Magnetfelder nicht stattfindet, da aufgrund der durch die Heisenbergsche Unschärferelation vorgegebenen Orts- und Impulsunschärfe der Elektronen eine Strahlaufweitung, hervorgerufen durch die Ablenkung der negativ geladenen Elektronen im Magnetfeld, auftritt, die von gleicher Größenordnung wie die Strahlaufspaltung ist [184]. Weitere Experimentiervorschläge, beruhend auf einer Strahlabbremsung in inhomogenen longitudinalen Magnetfeldern [39] bzw. einer Kompensation der Strahlablenkung durch elektrische Felder [149], wurden durch Pauli und Bohr 1930 unter Verwendung des Konzepts klassischer Teilchentrajektorien widerlegt [207, 208]. In der Folgezeit wurden vereinzelt weitere Vorschläge zu Spinfiltern von Elektronenstrahlen, basierend auf dem Stern-Gerlach-Experiment ähnlichen Anordnungen makroskopischer elektromagnetischer Felder, gemacht (vgl. hierzu [82]), die jedoch allesamt erfolglos waren. Eine Spinfilterung von Elektronenstrahlen durch makroskopische Felder wird seither in den Lehrbüchern als undurchführbar dargestellt (vgl. z. B. [28, 140, 185, 280]).

Erst die Speicherung einzelner Elektronen definierter Spineinstellung in einer Teilchenfalle [57] und die dadurch ermöglichte Präzisionsmessung des magnetischen Moments des Elektrons [59] führte zu einer erneuten kritischen Auseinandersetzung mit der Argumentation von Pauli und Bohr. Dehmelt konnte die unterschiedlichen Spinstellungen eines gespeicherten Elektrons durch eine Verschiebung der Frequenz der axialen Schwingung nachweisen [58, 76], jedoch keine Trennung von Elektronen aufgrund

ihrer Spinstellung durchführen. Dies sollte nach neueren Vorschlägen [25] durch eine Messung der Flugzeit von Elektronen in inhomogenen longitudinalen Magnetfeldern zumindest teilweise möglich sein; die erwarteten Teilchenausbeuten (ca. ein Elektron pro Sekunde) sind aber für weitergehende Anwendungen viel zu gering.

3.1.2 Streuung von Elektronen an Atomen

Bei der Streuung von Elektronen an Atomen wird der differentielle Wirkungsquerschnitt aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung von der Ausrichtung des Elektronenspins beeinflußt [184]. Hieraus resultiert, daß ein anfänglich unpolarisierter Elektronenstrahl durch diese nach ihrem Entdecker benannte Mottstreuung teilweise senkrecht zur Streuebene polarisiert wird. Die erreichbare Strahlpolarisation hängt dabei stark von der Strahlenergie, dem Streuwinkel und der Wahl des Streuzentrums ab und wird durch die sogenannte Shermanfunktion charakterisiert, die Sherman zunächst für punktförmige Kerne berechnete [234]. Sie wurde in der Folgezeit für unterschiedliche Atomkerne und Atome, bei denen die teilweise Abschirmung des elektrischen Feldes des Atomkerns durch die inneren Elektronenschalen berücksichtigt werden muß, bestimmt [40, 119, 166]. Da der Beitrag der Spin-Bahn-Wechselwirkung zum Kernpotential relativ schwach ist, tritt ein signifikanter Einfluß des Elektronenspins nur in den lokalen Minima des Wirkungsquerschnitts auf. Obwohl durch die Streuung an Elementen mit hoher Kernladungszahl Z bei geeigneter Wahl von Strahlenergie und Streuwinkel eine fast vollständige Strahlpolarisation erreichbar ist, blieben daher die erzielten Strahlströme niedrig. Unabhängig voneinander erreichten verschiedene Gruppen durch Streuung an einem Quecksilber-Atomsstrahl vergleichbare Maximalwerte des Qualitätsfaktors[1] $\mathrm{P}^2\mathrm{I} \approx 1$ nA bei einer Polarisation von $\mathrm{P} \approx 0.2$ und einer Stromstärke von $\mathrm{I} \approx 35$ nA [60, 131, 252]. Eine Erhöhung des Strahlstroms um etwa einen Faktor 10 sollte nach [50] durch eine Streuung an hochreinen Wolframoberflächen[2] möglich sein. Eine signifikante Steigerung des Qualitätsfaktors konnte jedoch nicht erreicht werden (vgl. [140]).

Neben der Streuung von Elektronen an unpolarisierten Atomen (Mottstreuung) wurde auch die Streuung an polarisierten Atomen studiert. Hier besteht die Möglichkeit des Elektronenaustauschs und damit eines vollständigen Polarisationsübertrags, falls die Energie des einfallenden, unpolarisierten Elektronenstrahls hinreichend tief (einige eV) ist. Erste Rechnungen zu Polarisationseffekten bei der Ausstauschstreuung wurden von Burke und Schey für Wasserstoffatome [43] durchgeführt. Weitergehende Betrachtungen zeigten, daß bei der Streuung an Alkali-Atomen größere Polarisationsüberträge zu erwarten sind [21, 70]. Erste Experimente verwendeten Atomstrahlen polarisierter Potassium- [45] bzw. Wasserstoffatome [156], die mit in Teilchenfallen gespeicherten Elektronen kollidierten. Nach einer Speicherzeit von ca. 20 ms wurden die Elektronen aus der Falle extrahiert. In beiden Fällen waren die maximal erzielbaren Intensitäten sehr gering: 10^4 Elektronen pro Puls mit ca. 50% Polarisation bei Potassium bzw. 10^7 Elektronen pro Puls mit ca. 20% Polarisation bei Wasserstoff. Dies führte dazu, daß dieser Effekt zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen nicht weiter verfolgt wurde.

3.2 Selbstpolarisation

Bei der Kreisbewegung von Elektronen in einem transversal zur Bahn gerichteten magnetischen Führungsfeld erzeugen diese eine elektromagnetische Strahlung, die nach ihrer Entdeckung an einem 70 MeV Synchrotron [79] Synchrotronstrahlung genannt wird. Die spektralen Eigenschaften dieser Strahlung

[1] Die in physikalischen Experimenten gemessene Asymmetrie A ist proportional zur Polarisation P, während die statistischen Fehler invers proportional zur Wurzel der Zählrate N sind. Zur Verringerung der Meßzeit muß daher das Produkt $\mathrm{P} \cdot \sqrt{\mathrm{N}}$ möglichst groß sein, was zur Definition des Qualitätsfaktors $\mathrm{P}^2\mathrm{I}$ führte.

[2] Die Streuung langsamer Elektronen an Kristallen unter Einhaltung der Braggschen Reflexionsbedingung wird auch als *low energy electron diffraction*, abgekürzt LEED, bezeichnet. Auch hier führt die Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einer Polarisation des gestreuten Elektronenstrahls [169, 200]; dies wird oft als PLEED bezeichnet.

wurden bereits viele Jahre vor deren experimenteller Entdeckung theoretisch abgeleitet [231], aber erst 1962 fanden russische Theoretiker die Rückwirkung dieser Strahlung auf die Polarisation des Elektronenstrahls [260]. Sie entdeckten, daß die Wahrscheinlichkeiten für die Emission eines Photons schwach vom anfänglichen Spinzustand des Elektrons abhängen. Sokolov und Ternov leiteten daraufhin einen vollständigen Ausdruck für die Rate der Photoemission eines Elektrons mit gegebenem Anfangs- und Endzustand des Spins bezüglich der Richtung des äußeren Magnetfeldes ab [242]. Die Übergangsraten w[3] unter Beibehaltung oder Inversion der Komponente des Elektronenspins in Richtung des Magnetfelds sind stark unterschiedlich und hängen vom Verhältnis des kritischen Photonenenergie E_c des Synchrotronlichtspektrums und der Elektronenenergie E ab (vgl. [242]):

$$\frac{w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow}}{(w_{\uparrow\uparrow} + w_{\downarrow\downarrow}) + (w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow})} = \frac{1}{3}\left(\frac{E_c}{E}\right)^2 \overset{\text{ELSA}}{\approx} 10^{-12}, \tag{3.1}$$

wodurch eine Emission hauptsächlich unter Erhaltung der Spinkomponente geschieht. Bei den Prozessen mit Inversion der Spinrichtung wird der Endzustand mit antiparalleler Ausrichtung des Spins zum Magnetfeld bevorzugt:

$$P_\infty \equiv \frac{w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}}{w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow}} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \approx 0.924. \tag{3.2}$$

Hierdurch baut sich exponentiell eine transversale Polarisation P des Elektronenstrahls antiparallel zum Magnetfeld auf, die auch als Selbstpolarisation bezeichnet wird:

$$P = P_\infty \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_P}}\right). \tag{3.3}$$

Die Zeitkonstante τ_P für die Selbstpolarisation ist durch (vgl. z. B. [42, 175])

$$\tau_P = \left(\frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{c\lambda_c r_e}{2\pi} \frac{\gamma^5}{\rho^3} \frac{\rho}{R}\right)^{-1} \tag{3.4}$$

gegeben. Der Einfluß depolarisierender Effekte aufgrund der von depolarisierenden Resonanzen (vgl. Kap. 6) hervorgerufenen Spindiffusion läßt sich durch eine Zeitkonstante τ_{Depol} charakterisieren, die sich auf den maximal erreichbaren Polarisationsgrad P_{max} und die Zeitkonstante τ des Polarisationsanstiegs folgendermaßen auswirkt [61]:

$$P_{max} = P_\infty \cdot \frac{\tau_{Depol}}{\tau_P + \tau_{Depol}}, \tag{3.5}$$

$$\tau = \left(\frac{1}{\tau_P} + \frac{1}{\tau_{Depol}}\right)^{-1}. \tag{3.6}$$

Es besteht damit eine Beziehung zwischen der Maximalpolarisation und der Aufbauzeit, die zur Kalibration eines Polarimeters, das die Polarisation des gespeicherten Elektronenstrahls mißt, ausgenutzt werden kann. Experimentell ist der Selbstaufbau der Polarisation von Elektronen- und Positronenstrahlen mittlerweile an vielen Beschleunigern beobachtet worden (für erste Resultate vgl. [19, 29, 202]). Die Aufbauzeit der Polarisation ist stark energieabhängig und liegt im Falle verschwindender Depolarisation beim Speicherring ELSA zwischen ca. 12 Minuten für eine Strahlenergie von 3.5 GeV und einigen hundert Minuten für 1.2 GeV. Zur Erzeugung eines externen Nutzstrahls polarisierter Elektronen an ELSA ist dieser Effekt aufgrund der im Vergleich zu den Extraktionszeiten (vgl. Kap. 2) sehr langen Zeitkonstanten des Polarisationsaufbaus ungeeignet.

[3] Die Pfeile, mit denen w indiziert ist, charakterisieren die Spinrichtung relativ zum Magnetfeld vor und nach der Emission eines Photons; ein Pfeil nach oben kennzeichnet dabei ein parallele Ausrichtung von Spin und Magnetfeld.

3.3 Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen in Teilchenquellen

Zur direkten Erzeugung polarisierter Elektronen ist überwiegend der Effekt der Photoemission studiert worden. Mußte in den Anfangszeiten noch auf polarisierte Atomstrahlen zurückgegriffen werden, führte in den siebziger Jahren die Ausnutzung des Fano-Effekts zu weiteren apparativen Vereinfachungen. Etwa zur gleichen Zeit begannen Untersuchungen der Auto- und Penningionisation metastabiler Atome. Anfang der achtziger Jahre konnten erstmals hohe kontinuierliche Strahlströme polarisierter Elektronen durch eine chemisch induzierte Ionisation optisch gepumpter metastabiler Heliumatome erreicht werden. Kurze Zeit nach der Entdeckung des Fano-Effekts begann die Untersuchung der Emission aus Festkörpern. Nach anfänglichen Studien der Photoemission aus Alkalimetallen und ferromagnetischen Materialien, bei denen auch vereinzelt der Effekt der Feldemission verwendet wurde, führte die Nutzbarmachung der Photoemission aus GaAs-Kristallen zu einer Steigerung der Intensität gepulster Strahlen um etwa zwei Größenordnungen.

3.3.1 Ionisation von Atomen

Bereits 1930 betrachteten Fues und Hellmann [90] unterschiedliche Verfahren zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen. Sie berechneten, daß bei einer Photoionisation polarisierter Atome durch unpolarisiertes Licht eine nahezu vollständige Polarisation der Elektronen erreichbar ist. Erste Experimente hierzu begannen jedoch erst fast vierzig Jahre später [3, 26, 121]. Ein longitudinal polarisierter Strahl von Lithiumatomen, erzeugt durch Kombination eines starken longitudinalen Magnetfelds (zur Entkopplung des Spins der Hüllenelektronen vom Kernspin) und eines magnetischen Sextupolfelds (das in Verbindung mit dem longitudinalen Magnetfeld eine longitudinale Spinausrichtung bewirkt), wurde durch Einstrahlung von ultraviolettem Licht aus einer Blitzlampe ionisiert. Die so erzeugten Pulse von Photoelektronen wurden in einem elektrischen Feld beschleunigt. Mit dieser Methode ließ sich eine maximale Strahlpolarisation von $\mathrm{P} \approx 85\%$ bei einer Intensität von ca. 2×10^9 Elektronen pro Puls erzeugen [3].

1969 sagte Fano eine Erzeugung polarisierter Elektronen unter Ausnutzung der Photoionisation unpolarisierter Atome durch zirkular polarisiertes Licht vorher [81], die wenig später bei Cäsiumatomen experimentell nachgewiesen wurde [107]. Dieser nach seinem Entdecker benannte Fano-Effekt beruht auf einer Abhängigkeit des Ionisationsquerschnitts vom Spinzustand des angeregten Elektrons, bedingt durch die Spin-Bahn-Kopplung der elektronischen Kontinuumzustände von Alkaliatomen. Durch geeignete Wahl der Wellenlänge des Pumplichts nahe des Minimums des Ionisationsquerschnitts kann eine vollständige Polarisation der Photoelektronen erreicht werden [27, 107, 196, 276]. Durch die Ausnutzung des Fano-Effekts vereinfachte sich der Bau von Teilchenquellen, da nunmehr keine Sextupolfelder und longitudinalen Magnetfelder benötigt wurden. Verschiedene Laboratorien entwickelten Teilchenquellen polarisierter Elektronen, die auf dem Fano-Effekt basieren, unter Verwendung der Elemente Cäsium [64, 275, 287] und Rubidium [65]. Die erreichten maximalen Strahlpolarisationen betrugen $\mathrm{P} \approx 90\%$ (Cäsium) und $\mathrm{P} \approx 65\%$ (Rubidium, begrenzt durch eine nicht optimale Anpassung der Wellenlänge des Pumplichts), bei maximalen Intensitäten von ca. 3×10^9 Elektronen pro Puls [64, 65] bzw. $\mathrm{I} = 25\mathrm{nA}$ [287].

Neben der Photoionisation besteht prinzipiell auch bei der Stoßionisation polarisierter Atome mit unpolarsierten Stoßpartnern die Möglichkeit der Freisetzung polarisierter Elektronen, wenn vorzugsweise das spinausgerichtete Elektron des polarisierten Atoms im Stoß ausgeschlagen wird. Dies ist bei der Stoßionisation metastabiler polarisierter Atome aufgrund des relativ lose gebundenen Elektrons zu erwarten. Erste Experimente [63] verwendeten metastabiles Deuterium, das durch Stoß eines Deuterium-Atomstrahls mit Cäsiumatomen in einer Ladungsaustauschreaktion erzeugt wurde. Beim Durchflug durch eine Kombination aus longitudinalem magnetischem und transversalem elektrischem Feld fielen die metastabilen Atome mit antiparalleler Spinausrichtung relativ zum Magnetfeld in den Grundzustand zurück. Durch Stoß der nun polarisierten metastabilen Deuteriumatome mit Wasserstoff

und Helium (hierbei bilden sich partiell polarisierte negative Deuteriumionen, die durch Autoionisation Elektronen freisetzen) konnte eine maximale Strahlpolarisation von $\mathrm{P} \approx 33\%$ (vgl. [63]) erreicht werden. In der Folgezeit konzentrierten sich die Bemühungen beim Bau von Teilchenquellen auf metastabile Heliumatome. Diese ließen sich in einer durch Hochfrequenz stimulierten Gasentladung erzeugen und durch Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht polarisieren. Da bei der sogenannten Penningionisation durch Stoß zweier metastabiler Atome nur eine vergleichsweise geringe Polarisation der emittierten Elektronen erreicht werden konnte [173] ($\mathrm{P} \approx 17\%$, aber erstmals hohe Ströme von einigen Mikroampere), begann die Untersuchung der chemisch induzierten Ionisation durch Stoß mit Kohlendioxid [138]. Aufgrund der hierdurch erreichbaren hohen Strahlpolarisation ($\mathrm{P} \geq 80\%$) fand dieser Prozeß Verwendung beim Bau einer Quelle polarisierter Elektronen [100, 139, 219], die bis Ende der neunziger Jahre für einen Einsatz am Mainzer Teilchenbeschleuniger MAMI weiterentwickelt wurde [12–14].

3.3.2 Photo- und Feldemission aus Festkörpern

Durch die Entdeckung und Nutzbarmachung des Fano-Effekts an Atomstrahlen wurde die Frage aufgeworfen, inwieweit sich nicht auch polarisierte Elektronen durch Photoemission an alkalimetallischen Festkörpern erzeugen lassen. Erste experimentelle Untersuchungen [108] ergaben erwartungsgemäß eine mit steigender Ordnungszahl zunehmende Maximalpolarisation, die jedoch bei im Vergleich zur Messung an Atomstrahlen größeren Wellenlängen auftrat und um mehr als eine Größenordnung kleiner ($\mathrm{P}_{\max} < 5\%$ bei Cäsium) war. Modellrechnungen zeigten, daß sich die Polarisation der Photoelektronen durch eine energetische Aufspaltung des Leitungs- und Valenzbandes aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung qualitativ erklären lassen [154]. Eine quantitative theoretische Beschreibung der Polarisation in Abhängigkeit von der Wellenlänge war aber aufgrund erheblicher Schwierigkeiten bei der Berechnung der radialen Wellenfunktion der Elektronen nicht möglich. Wegen der niedrigen ereichbaren Polarisationen fanden keine weitergehenden Entwicklungen statt.

Eine weitere als aussichtsreich angesehene Methode zum Bau von Teilchenquellen ist die Photo- und Feldemission polarisierter Elektronen aus magnetisierten ferromagnetischen Festkörpern. Insbesondere bei der Verwendung geeigneter Lanthaniden mit halb besetzten $4f$-Orbitalen (Eu und Gd), deren Elektronenspins in einem äußeren Magetfeld vollständig ausgerichtet werden können, ist eine hohe Polarisation der emittierten Elektronen zu erwarten. Doch bis Ende der sechziger Jahre scheiterten alle Experimente an der Präparation hinreichend sauberer Oberflächen im Ultrahochvakuum oder an den Streufeldern des zur Magnetisierung der Probe benötigten äußeren Magnetfelds. Nach der Überwindung dieser technischen Schwierigkeiten begann ein intensives Studium der unterschiedlichsten Materialien (Fe, Ni und Co [44, 78, 85], EuO und EuLaO [222, 223], Gd [170], seltene Erden und Aktinide [236], ferromagnetische Legierungen [160] und einfache Ferrite [47, 236]) hinsichtlich der erreichbaren Polarisation und deren Abhängigkeit von der Wellenlänge des eingestrahlten ultravioletten Lichts. Durch Photoemission aus EuO ließen sich eine maximale Polarisation von $\mathrm{P} \approx 60\%$ bei einer Intensität von 3×10^{9} Elektronen pro Puls erzeugen [91]. Dieses Konzept wurde jedoch nicht weiter verfolgt, da die Photoemission aus GaAs erfolgversprechender schien [211] und mit geringerem apparativen Aufwand zu realisieren war.

Die Feldemission polarisierter Elektronen aus ferromagnetischen Festkörpern ist nur unter Verwendung von EuS zum Bau einer Teilchenquelle verwendet worden [146]. Kernstück der Anordnung bildete eine Spitze aus Wolfram im Ultrahochvakuum, auf die in situ ein dünner Film von EuS aufgedampft wurde. Zur Erzeugung einer geordneten Kristallstruktur erhitzte man die Wolframspitze kurzzeitig auf über 800 K, während sie während des Betriebs der Quelle auf Temperaturen unterhalb der Curie-Temperatur (16.6 K) abgekühlt wurde. Mit dieser Anordnung ließ sich eine Strahlpolarisation von $\mathrm{P} \approx 85\%$ erreichen, die Stromstärke war mit $\mathrm{I} = 10\mathrm{nA}$ jedoch vergleichsweise gering.

Mit dem Aufkommen der Halbleitertechnologie Mitte der sechziger Jahre rückte GaAs sehr schnell ins Zentrum der Studien effizienter Photokathoden zur Erzeugung freier Elektronen. Bereits seit 1924 war durch Messungen am Wolfram [144] bekannt, daß sich durch Aufdampfen von Cäsium auf reine

Oberflächen die Austrittsarbeit signifikant verringern läßt. Scheer und van Laan zeigten, daß sich auch bei GaAs die Austrittsarbeit erheblich verringern läßt [228]. Eine ähnliche und bis heute gebräuchliche Technik - die Beschichtung der GaAs-Kristalloberfläche mit Cäsiumoxid - wurde erstmalig 1968 erfolgreich am GaAs eingesetzt [267]. Aus Messungen des nach Photoanregung von GaAs emittierten Lumineszenzlichts war seit längerer Zeit bekannt, daß die Spinausrichtung der durch Photoabsorbtion ins Leitungsband angehobenen Elektronen von der Polarisation des eingestrahlten Pumplichts abhängt (vgl. [158]). Durch die Verringerung der Austrittsarbeit wurde eine experimentelle Überprüfung möglich, die Pierce durch Erzeugung polarisierter Elektronen aus GaAs (in der zu diesem Zweck umgebauten Apparatur der EuO-Quelle) gelang [211]. Er erreichte eine Polarisation von $\mathrm{P} \approx 40\%$ bei einem Strom von ca. einem Mikroampere. In der Folgezeit wurden GaAs-Quellen in mehreren Laboratorien aufgebaut und weiterentwickelt [1, 48, 187, 215, 237, 243, 293]. Eine Verbesserung des Ultrahochvakuums auf der einen und die Entwicklung spezieller, GaAs-ähnlicher Kristallstrukturen auf der anderen Seite führten zu großen Steigerungen der Strahlintensität und -polarisation. Mitte der neunziger Jahre konnten bereits Pulse mit 10^{11} Elektronen [4] pro Puls bzw. Ströme von 20 Mikroampere [17] bei einer Polarisation von $\mathrm{P} \approx 80\%$ erreicht werden.

3.4 Vergleich der verschiedenen Methoden im Hinblick auf eine Verwendbarkeit bei ELSA

Aufgrund der Strahlinjektion in das Booster-Synchrotron über vier Umläufe müssen polarisierte Elektronen in Pulsen der Länge von etwa einer Mikrosekunde zur Verfügung gestellt werden. Bei dem Vergleich der verschiedenen Erzeugungsmethoden wird daher die in einer Mikrosekunde erzeugte Pulsladung $\mathrm{Q_{Puls}}$ verwendet. Die Berechnung des erwarteten mittleren externen Strahlstroms $\langle \mathrm{I_E} \rangle$ erfolgte unter der Annahme einer Gesamttransmission von 10^{-3} der Beschleunigeranlage[4]. Bei der Selbstpolarisation des gespeicherten Strahls wurde von den günstigsten Verhältnissen - einer Aufbauzeit von ca. 12 Minuten bei einer Strahlenergie von 3.5 GeV und einem gespeicherten Strahlstrom von 50 mA in ELSA - ausgegangen. In Tabelle 3.1 wurden nur *die* Parameter der jeweiligen Methode aufgenommen, bei denen sich ein *maximaler Qualitätsfaktor* $\mathrm{P}^2 \langle \mathrm{I_E} \rangle$ ergab[5]. Es zeigt sich, daß bei der Erzeugung externer polarisierter Elektronenstrahlen für teilchenphysikalische Experimente an der Beschleunigeranlage ELSA

Methode	$\mathrm{Q_{Puls}}$	Polarisation	$\langle \mathrm{I_E} \rangle$	$\mathrm{P}^2 \langle \mathrm{I_E} \rangle$
Elektronenstreuung an Atomstrahlen [156]	1.6 pC	20 %	80 fA	3 fA
Selbstpolarisation bei 3.5 GeV		66 %	30 pA	13 pA
Photoionisation von Atomstrahlen [64]	480 pC	90 %	24 pA	20 pA
chem. induzierte Stoßionisation von Helium [14]	1 nC	62 %	50 pA	20 pA
Photoionisation aus magnetisiertem EuO [91]	480 pC	60 %	24 pA	9 pA
Feldemission aus magnetisiertem EuS [146]	14 fC	85 %	0.5 fA	0.35 fA
Photoemission aus GaAsP [4]	26 nC	80 %	0.8 nA	0.5 nA

Tabelle 3.1: Vergleich der Erzeugungsmethoden polarisierter Elektronenstrahlen

[4] Im Rahmen dieses qualitativen Vergleichs wird nicht berücksichtigt, daß bei einigen Methoden nur kurze Elektronenpulse erzeugt werden konnten (z. B. 2 ns bei der GaAs-Quelle am SLAC [4]). Hieraus resultiert ein zum Teil inakzeptabel niedriges mikroskopisches Tastverhältnis des extrahierten Elektronenstrahls (im genannten Fall kleiner als 10%).

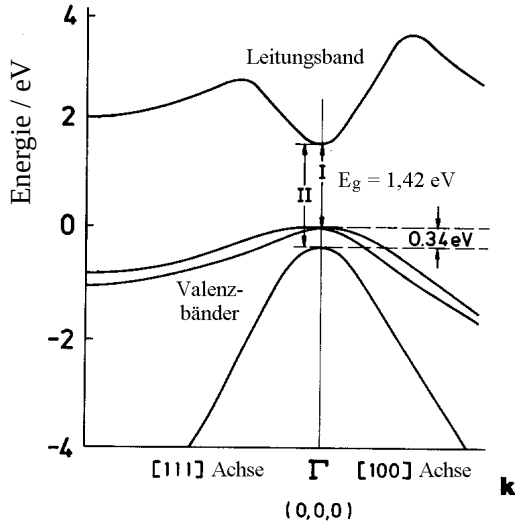
[5] Als Basis für die in Tabelle 3.1 gezeigten Werte wurde vom im Jahr 1995 erreichten Entwicklungsstand der Methoden und Quellen ausgegangen.

die Photoemission aus GaAs-ähnlichen Kristallen allen anderen Methoden um mehr als einen Faktor 20 überlegen ist. Bei keiner der bekannten Methoden ist eine Steigerung des Qualitätsfaktors um diesen Faktor durch eine spezielle Ausrichtung des Erzeugungsverfahrens auf die Erfordernisse der Bonner Beschleunigeranlage möglich. Somit ist die Photoemission aus GaAs-ähnlichen Kristallen die für einen Einsatz an ELSA am besten geeignete Methode.

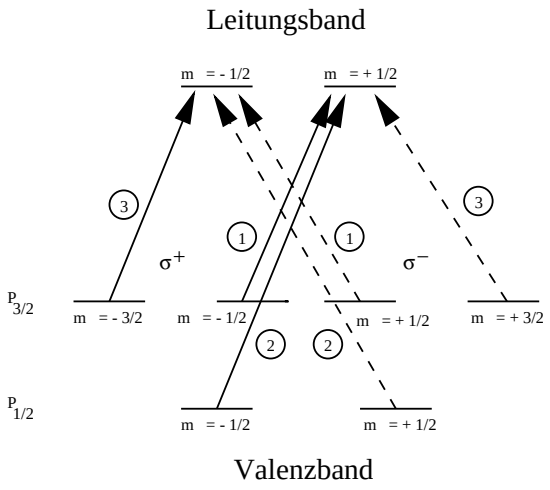
3.5 Photoemission aus GaAs-ähnlichen Strukturen

3.5.1 Erzeugung spinorientierter Elektronen in GaAs

GaAs ist ein sogenannter direkter III-V Halbleiter mit einer Kristallstruktur aus zwei ineinandergreifenden kubisch flächenzentrierten Gittern, von denen eines aus Gallium-Atomen und eines aus Arsen-Atomen besteht. Die Bandstruktur von GaAs im reziproken Gitter, berechnet unter Benutzung nichtlokaler Pseudopotentiale und Einbeziehung der Spin-Bahn-Wechselwirkung (siehe [52, 53]) ist in Abb. 3.1 dargestellt. Im Symmetriepunkt Γ (dem Ursprung der Brillouin-Zone) liegt das Valenzbandmaxi-



(a) Bandstruktur von GaAs bei Zimmertemperatur.



(b) Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronenensembles im Leitungsband durch optisches Pumpen.

Abbildung 3.1: Optisches Pumpen von GaAs

mum genau unter dem Leitungsbandminimum (was zur Namensgebung direkter Halbleiter führte), der Bandabstand beträgt hier $\mathrm{E_g} = 1.42\ \mathrm{eV}$. An dieser Stelle haben die oberen Valenzbänder P-Symmetrie und spalten aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung in ein vierfach entartetes $P_{3/2}$-Niveau und ein zweifach entartetes $P_{1/2}$-Niveau auf, die Leitungsbandunterkante hat S-Symmetrie und ist zweifach entartet [133]. Eine Spinausrichtung der angeregten Zustände läßt sich nun wie folgt erreichen: Durch Absorption von zirkular polarisierten Photonen der Energie $\hbar\omega \approx E_g$ werden ausschließlich Elektronen des $P_{3/2}$-Niveaus in das Leitungsband angeregt. Sie befinden sich in diesem Fall an der Unterkante des Leitungsbandes und werden durch depolarisierende Phononenstöße nur wenig beeinflußt. Aufgrund der Drehimpulserhaltung muß sich die magnetische Quantenzahl m_j um $+1$ bei σ^+-Licht und um -1 bei σ^--Licht ändern. Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten lassen sich aus den zugehörigen Clebsch-Gordan-Koeffizienten berechnen und sind in Abbildung 3.1 aufgeführt. Es ergibt sich daher eine

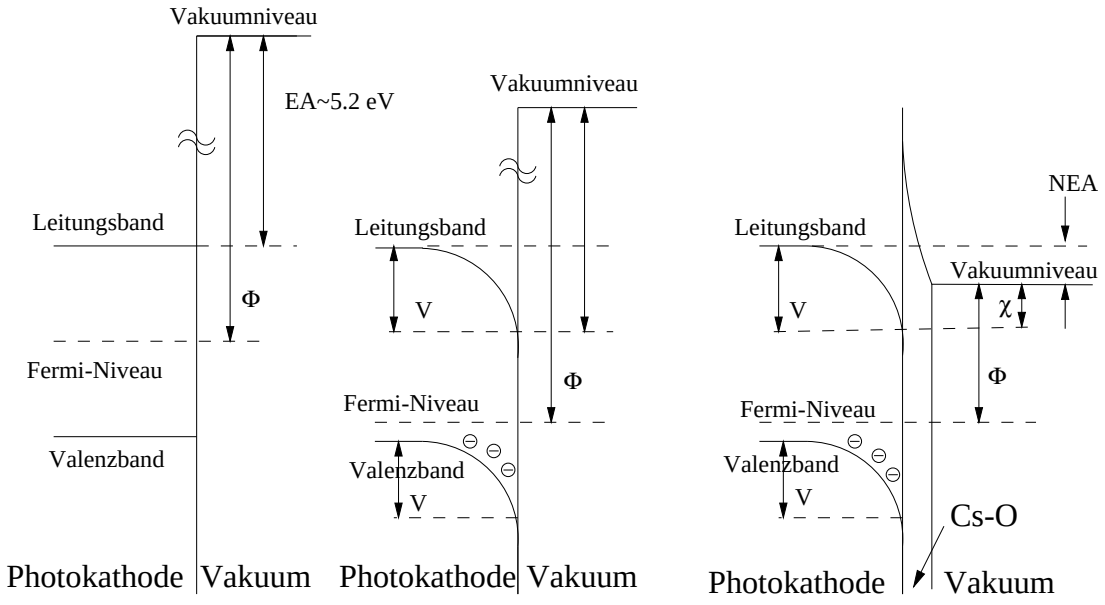
maximal mögliche Gesamtpolarisation der angeregten Elektronen von

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = \frac{1\ -\ 3}{1\ +\ 3} = -0.5, \tag{3.7}$$

begrenzt durch die Entartung des $P_{3/2}$-Niveaus im Γ-Punkt.

3.5.2 Die negative Elektronenaffinität

Durch Photoabsorption lassen sich angeregte Elektronen bis zu einer Tiefe von ca. $1\mu\mathrm{m}$, bedingt durch die Absorptionskonstante des Pumplichtes, im Kristall erzeugen [49, 157]. Diese diffundieren danach an die Oberfläche, wo die eigentliche Elektronenemission stattfindet [111, 245, 247]. Im Falle der (gewünschten) Anregung zur Leitungsbandunterkante steht jedoch nicht genügend Energie zur Überwindung der Austrittsarbeit, die durch die Potentialdifferenz zwischen der Leitungsbandunterkante und dem Vakuumpotential an der Oberfläche des Kristalls gegeben ist (sogenannte Elektronenaffinität, die ca. 5.2 eV bei GaAs beträgt, vgl. [168]), zur Verfügung. Die Elektronen können daher den Kristall nicht verlassen. Die zur Photoemission notwendige Absenkung des Vakuumniveaus unter das energetische Niveau der Leitungsbandunterkante, also die Erzeugung einer sogenannten effektiven negativen Elektronenaffinität (NEA), ist bis heute nicht vollständig verstanden. Sie beruht auf zwei unterschiedlichen Prozessen: einer Bandverbiegung an der Kristalloberfläche durch p-Dotierung und der Beschichtung der Oberfläche mit einem Adsorbat (die im folgenden als Kristallaktivierung bezeichnet wird). Als besonders geeignet hat sich hierbei die Verwendung von Cäsium in Verbindung mit Sauerstoff [267] oder Fluor [148, 268] als Oxidationsmittel erwiesen.



(a) Halbleiter (b) p-dotierter Halbleiter (c) p-dotierter Halbleiter mit Cs-O Schicht

Abbildung 3.2: Die Potentialverhältnisse an der GaAs-Oberfläche

Durch p-Dotierung werden zusätzlich zu den sogenannten Oberflächenzuständen [235] weitere Elektronenzustände in der Energielücke nahe des Valenzbandmaximums erzeugt, deren Elektronen in energetisch niedrigere Akzeptorzustände abwandern. Hierdurch kommt es zur Ausbildung einer positiven Raumladungszone und einer Bandverbiegung durch Absenkung der Valenz- und Leitungsbandkante

(und damit des Vakuumniveaus) an der Kristalloberfläche um ca. 0.9 eV [145]. Dies entsteht nach anderen Autoren jedoch erst durch die zusätzliche Anlagerung eines Adsorbats an der Oberfläche (vgl. [150, 213, 246]).

Zur Erklärung der Vorgänge beim Bedampfen der Kristalloberfläche mit Cäsium und Sauerstoff existieren zur Zeit drei Klassen unterschiedlicher Modelle: das Heterojunction-Modell (Erzeugung mehrerer Monolagen Cs_2O auf Basisschicht von einer Monolage Cäsium) [269], das Cluster-Modell (Bildung von $Cs_{11}O_3$-Clustern auf der Oberfläche mit einzelnen Cäsium-Atomen in den Zwischenräumen) [217] und das Dipol-Modell (Formierung einer $Cs^+O^{2-}Cs^+$-Dipolschicht auf mindestens einer Monolage CsO) [167, 283]. In allen Modellen verbleibt eine schmale Potentialbarriere an der Kristalloberfläche, die von den Elektronen durchtunnelt werden muß.

Die Verhältnisse bei einer Kristallaktivierung werden am ehesten vom Dipol-Modell korrekt beschrieben [54]. Hiernach bildet sich nach Aufdampfen etwa einer Monolage von Cäsiumatomen, die bei der Anlagerung an die Kristalloberfläche teilweise ein Bindungselektron abgeben, eine negative Elektronenaffinität, hervorgerufen durch die sich bildende Dipolschicht [96, 216, 270]. Eine weitere Zugabe von Cäsium führt zu Wechselwirkungen der Cäsiumatome untereinander, wodurch sich die Polarisation der Dipolschicht verringert. Zugeführte Sauerstoffmoleküle dissoziieren unter Bildung einer CsO-Schicht unterhalb der verbleibenden Cäsiumatome. Weitere Zugabe von Cäsium und Sauerstoff führt zur Ausbildung von $Cs^+O^{2-}Cs^+$-Dipolschichten. Eine optimale Aktivierung ist bei einem Überschuß von etwa einer halben Monolage Cäsiumionen gegeben [54]. In diesem Fall wird die sogenannte Quantenausbeute, die das Verhältnis aus erzeugten freien Elektronen und der Anzahl der dafür erforderlichen Photonen bezeichnet, maximal.

3.5.3 Erzeugung einer hohen Strahlpolarisation

Nach der Photoanregung von Valenzelektronen ins Leitungsband führen Depolarisationsprozesse (Streuung an ionisierten Kristallverunreinigungen [80, 289], Wechselwirkung mit dem Kernspin der Gitterionen [203], Aufhebung der Spinentartung an der Leitungsbandkante [75] und Austauschwechselwirkung mit Löchern im Valenzband [31]) zu einer exponentiellen Abnahme der Polarisation mit der Zeit, deren Zeitkonstante τ_s als Spinrelaxationszeit bezeichnet wird. Die effektive Polarisation P des emittierten Elektronenstrahls hängt damit von der mittleren Verweilzeit τ_e der angeregten Elektronen im Halbleiter ab, wodurch sich eine anfängliche Polarisation P_0 auf

$$P = \frac{\tau_s}{\tau_s + \tau_e} \cdot P_0 \tag{3.8}$$

reduziert. Dies führt bei dicken Kristallen ($d \geq 1\mu m$) zu einer signifikanten Verringerung der Polarisation (vgl. erste zeitaufgelöste Messungen hierzu durch [104, 105]) und legt die Verwendung dünner ($d \leq 0.2\mu m$) Kristallschichten auf nicht zur Photoemission beitragenden Substraten nahe. Mit solchen Kristallen konnte eine Strahlpolarisation von 49% erreicht werden [171].

Eine weitere Steigerung der Strahlpolarisation ist nur durch Aufhebung der Entartung des $P_{3/2}$-Niveaus des Valenzbandes möglich. Dies kann einerseits durch eine Aufspaltung in einem homogenen Feld (Starkeffekt), andererseits aber auch durch eine Verringerung der Rotationssymmetrie des Kristalls erfolgen. Hierzu wurden unterschiedliche Verfahren untersucht:

- die uniaxiale Deformation des Kristallgitters durch epitaktisches Aufbringen einer dünnen Halbleiterschicht auf ein dickes Substrat mit einer geringfügig größeren Gitterkonstante (sogenannte Strained-Layer-Kristalle) [238],
- die Erzeugung eines Übergitters durch Aneinanderfügen dünner Schichten aus verschiedenen Materialien gleicher Gitterkonstante (sogenannte Superlattice-Kristalle) [180],
- die Verwendung von Halbleitern mit tetragonaler Einheitszelle (Chalcopyrite) [292].

Nach langjähriger Entwicklungszeit haben sich sowohl Strained-Layer-Kristalle [172] als auch Superlattice-Kristalle [199] als geeignete Photokathoden zur Erzeugung von Elektronenstrahlen hoher Polarisation ($P \approx 70\%$) erwiesen. Mittlerweile läßt sich eine Polarisation von ca. 80% im Routinebetrieb an Beschleunigeranlagen mit GaAs-GaAsP Strained-Layer-Kristallen erreichen [4, 17]. Dies sollte bei einer Verwendung von Materialien unterschiedlicher Gitterkonstante zur zusätzlichen Deformation des Kristallgitters der Einzelschichten eines Superlattice-Kristalls (sogenannter Strained-Layer-Superlattice-Kristall) auch mit diesem möglich sein [192]. Elektronenpolarisationen größer 50% konnten bei Chalcopyriten hingegen bisher nicht erzielt werden (vgl. hierzu neuere Untersuchungen von [69]).

3.5.4 Extraktion hoher Photoströme

Bei gegebener Quantenausbeute QE einer Photokathode ist die Stromstärke I_E der durch Photoemission erzeugten Elektronen mit der Leistung P_L und der Wellenlänge λ des eingestrahlten Pumplichtes verknüpft:

$$I_E = \frac{\lambda \cdot e}{c \cdot h} \cdot QE \cdot P_L, \tag{3.9}$$

wobei e die Elementarladung des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit kennzeichnen. Bei der Extraktion kurzer Pulse hoher Intensität am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) zeigte sich jedoch erstmalig, daß die Anzahl der Photoelektronen pro Puls oberhalb eines gewissen Grenzwertes nicht weiter durch Erhöhung der Laserleistung vergrößert werden kann [285]. Dieser seither als Ladungssättigung bezeichnete Effekt läßt sich wie folgt erklären: Innerhalb der Bandbiegungszone werden die Elektronen zur Kristalloberfläche hin beschleunigt. Stöße mit Phononen führen zu Energieverlusten, wodurch die Elektronen immer tiefer in die Bandbiegungszone abfallen. Bei Unterschreitung der Emissionsschwelle können die Elektronen den Kristallverband nicht mehr verlassen und verbleiben im Leitungsband an der Kristalloberfläche bis zur Rekombination mit Löchern des Valenzbandes. Hierdurch bildet sich eine Gegenspannung, die zu einer Verringerung der NEA führt und die Diffusion weiterer photoangeregter Elektronen zur Kristalloberfläche behindert. Diese Gegenspannung ist umso höher, je geringer die Emissionswahrscheinlichkeit der Elektronen aus dem Kristall und je größer die Rekombinationszeit an der Kristalloberfläche ist. Zur Bekämpfung der Ladungssättigung müssen daher im wesentlichen zwei Maßnahmen getroffen werden:

- eine Steigerung der Emissionswahrscheinlichkeit und damit der Quantenausbeute,
- eine Verringerung der Rekombinationszeit angeregter Elektronen an der Oberfläche.

Höhere Quantenausbeuten lassen sich prinzipiell durch eine höhere p-Dotierung des Kristalls erzielen, da durch die hieraus resultierende stärkere Bandverbiegung das Vakuumniveau weiter abgesenkt und die NEA vergrößert wird. Dies führt aber gleichzeitig zu einer höheren Depolarisation der angeregten Elektronen aufgrund der höheren Konzentration von Löchern im Valenzband (s. 3.5.3). Es hat sich daher als vorteilhaft erwiesen, nur eine schmale, ca. 5 nm tiefe Schicht an der Kristalloberfläche hoch zu dotieren (Dotierungsgrad ca. $4 \times 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$, vgl. [265]). Hierdurch wird zum einen die NEA erhöht, zum anderen vergrößert sich aber auch die Tunnelwahrscheinlichkeit der Löcher im Valenzband durch die schmalere Bandbiegungszone (deren Dicke typischerweise 10 nm bei homogener Dotierung des Kristalls beträgt [246]) zur Kristalloberfläche, was kürzere Rekombinationszeiten zur Folge hat (vgl. [265]). Eine weitere Steigerung der Quantenausbeute ist beim Superlattice-Kristall durch eine unterschiedliche Dotierung der verschiedenen Schichten des Systems möglich. Sie führt zu einer effektiven Anhebung des $S_{1/2}$-Niveaus durch Ausbildung eines Mini-Bandes [265] und damit zu einer Erhöhung der NEA (s. Abb. 3.3). Dies wurde erstmalig durch die Erzeugung von Doppelpulsen hoher Intensität demonstriert: Während bei einem homogen ($5 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$) dotierten 100 nm dicken GaAs-Kristall eine Verringerung der Ladung im zweiten Puls auf weniger als 20% gemessen wurde, konnte eine Abnahme der Pulsladung beim unterschiedlich dotierten Superlattice-Kristall nicht beobachtet werden [265].

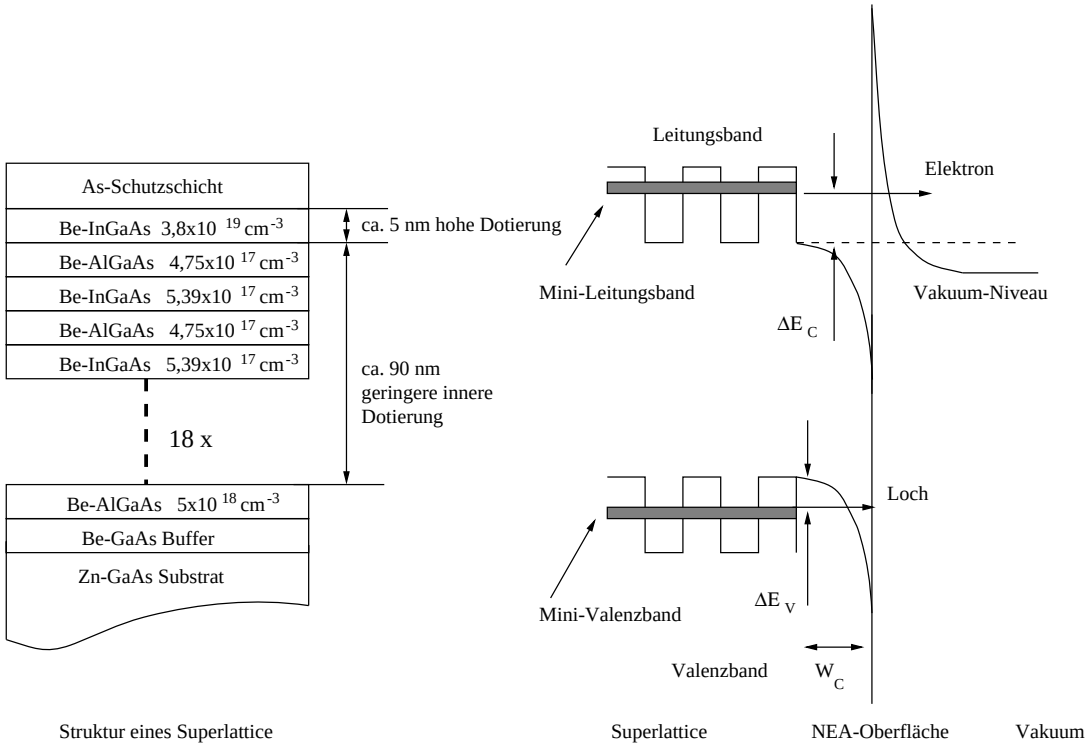


Abbildung 3.3: Schichten und Bandstruktur eines lokal gitterverzerrten Superlattice-Kristalls

4 Die Quelle polarisierter Elektronenstrahlen

Die Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen hat in Bonn eine große Tradition. Bereits 1969 konnten Baum und Koch polarisierte Elektronen durch Photoionisation polarisierter Lithiumatome erzeugen [26]. Die Strahlintensität ließ sich durch Ausnutzung des Fano-Effektes steigern, was zum Aufbau von zwei weiteren Quellen [64, 65] führte. Nach dem Studium der Nachbeschleunigung polarisierter Strahlen im Synchrotron [36, 37] begann die Entwicklung einer GaAs-Quelle, der 120-keV-Quelle am LINAC 1 [190, 197, 225, 226, 271, 272], die 1997 an der Bonner Beschleunigeranlage in Betrieb genommen wurde [191]. Diese Quelle ermöglichte ein erstes Studium der depolarisierenden Resonanzen in ELSA [191, 256–258]. Sowohl die maximal erzielte Strahlintensität von $\mathrm{I}_{\max} < 0.5\ \mathrm{nA}$ am Experiment als auch die Betriebslebensdauer der Quelle von etwa 50 Stunden waren jedoch nicht ausreichend zur Durchführung eines teilchenphysikalischen Experiments zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons.

Zur Erzeugung eines *Nutzstrahls* polarisierter Elektronen wurde daher im Rahmen dieser Arbeit eine gepulste GaAs-Quelle (im folgenden als 50-keV-Quelle bezeichnet) konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen [114, 115]. Der Einschuß in die Beschleunigeranlage erfolgt über einen neu aufgebauten Linearbeschleuniger, den LINAC 2 [35], der auf der ersten Sektion des ehemaligen Mainzer Linearbeschleunigers basiert.

4.1 Anforderungen und grundlegende Konzepte

4.1.1 Anforderungen an den Elektronenstrahl

Durch den Linearbeschleuniger und das nachfolgende Synchrotron werden die Parameter des polarisierten Elektronenstrahls vorgegeben:

- **Elektronenenergie**:
  Die Energie der Elektronen muß der Akzeptanz des Linearbeschleunigers angepaßt sein. Die Einschußenergie wurde vom Hersteller auf 50 keV festgesetzt. Bei der Konzeption der Quelle wurde daher von dieser Energie ausgegangen.

- **Pulslänge und Wiederholrate:**
  Angepaßt an die Akzeptanz des Synchrotrons sollten Elektronenpulse einer Länge von ca. einer Mikrosekunde bereitgestellt werden. Aufgrund des netzsynchronen Betriebs des Synchrotrons müssen 50 Pulse pro Sekunde erzeugt werden.

- **Stromstärke**:
  Geplante Experimente zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons benötigen einen quasikontinuierlichen hochenergetischen externen Elektronenstrahl. Während beim zuerst geplanten GDH-Experiment [10] noch eine mittlere Stromstärke von weniger als einem Nanoampere ausreichend ist, sind für zukünftige Experimente fünf Nanoampere avisiert. Dies entspricht einer Ladung von 5 nC pro Sekunde, die von 50 Pulsen der Länge einer Mikrosekunde bereitgestellt werden müssen[1].

[1] Dieser Betrachtung liegen die Verhältnisse beim Stretchermodus zugrunde. Im Nachbeschleunigungsmodus muß bei der Bestimmung der zeitlich gemittelten Stromstärke des extrahierten Elektronenstrahls noch zusätzlich die zur Strahlinjektion und Nachbeschleunigung in ELSA benötigte Zeit berücksichtigt werden. Dies führt bei hohen Extraktionsenergien

Unter Berücksichtigung der Gesamttransmission der Beschleunigeranlage von ca. 10^{-3} ergibt sich eine Stromstärke von 100 mA bzw. eine Anzahl von ca. 6×10^{11} Elektronen pro Puls, die von der Quelle geliefert werden müssen.

- **Polarisation:**
  Es wird eine höchstmögliche Polarisation des Elektronenstrahls angestrebt. Diese muß in den Kreisbeschleunigern parallel zu den Feldern der Ablenkmagnete ausgerichtet sein, da eine longitudinale Spinausrichtung aufgrund der energieabhängigen Spinpräzession nicht stabil ist. Dies bedeutet, daß einerseits die Elektronen an der Quelle transversal polarisiert sein müssen, andererseits die Ausrichtung des Polarisationsvektors so gewählt ist, daß die Wirkung spindrehender Solenoidfelder, hervorgerufen durch Solenoidmagnete über der Beschleunigungsstruktur des Linearbeschleunigers, kompensiert wird.

4.1.2 Das Vakuumkonzept

Seit dem Aufbau der ersten GaAs-Quellen war bekannt, daß eine aktivierte Kristalloberfläche nicht über einen beliebig langen Zeitraum stabil bleibt. In den meisten GaAs-Quellen wurde eine exponentielle Abnahme der Quantenausbeute mit der Zeit beobachtet, was zur Definition der sogenannten Vakuumlebensdauer über die Zeitkonstante im Exponentialgesetz führte. Dies läßt sich durch die Anlagerung von Molekülen aus dem Restgas an der Kristalloberfläche erklären, wodurch die Eigenschaften der für eine NEA benötigten Dipolschicht verändert werden. Genauere Untersuchungen zeigten, daß hierbei lediglich die Restgaskomponenten H_2O und CO_2 eine entscheidende Rolle spielen [273]. Die Lebensdauer ist in guter Näherung umgekehrt proportional zum Partialdruck dieser Gase, wobei ein Partialdruck von $P \approx 10^{-12}\ \mathrm{mbar}$ beider Gase eine Lebensdauer von ca. 200 Stunden ergibt (der Effekt ist bei beiden Gasen etwa gleich groß, vgl. [73, 74, 273]).

Zusätzlich zu dieser nur durch die Qualität des Vakuums bestimmten zeitlichen Abnahme der Quantenausbeute wurde beim Betrieb von GaAs-Quellen eine weitere Reduktion der Lebensdauer beobachtet [4,17]. Dies läßt sich auf eine Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Restgas zurückführen[2]. Beim Stoß der Elektronen mit dem Restgas werden positive Ionen erzeugt, die innerhalb der Beschleunigungsstrecke eine Beschleunigung zum Kristall hin erfahren und auf die Oberfläche des Kristalls aufschlagen. Je nach Energie der Ionen dringen diese mehr oder weniger tief in den Kristallverband ein und erzeugen Störstellen im Kristallgitter, die zu einer Verringerung der Quantenausbeute führen. Hierdurch wird die Lebensdauer im Betrieb bei unzureichendem Vakuum weiter herabgesetzt. Sie hängt vom Totaldruck, von der emittierten Gesamtladung und der Emissionsfläche der Photokathode ab.

Zum Zeitpunkt der vakuumtechnischen Konzeption der Bonner Quelle (1995) betrugen die maximal erreichten Lebensdauern typischerweise 100 Stunden [83, 189, 214, 254]; lediglich bei einer Quelle konnten vereinzelt Werte von mehr als 1000 Stunden erreicht werden (die Lebensdauern im Betrieb lagen zwischen 35 und 1200 Stunden, siehe [4]). Bei der 50-keV-Quelle wurde eine Lebensdauer im Betrieb von mindestens 1000 Stunden angestrebt. Um dies zu erreichen, muß einerseits die Summe der Partialdrücke der Restgase H_2O und CO_2 in der Betriebskammer geringer als $2 \times 10^{-13}\ \mathrm{mbar}$ sein, andererseits der Gesamtdruck etwa $1 \times 10^{-11}\ \mathrm{mbar}$ betragen [4]. Diese Bedingungen werden im folgenden als *extremes Ultrahochvakuum* (XHV) bezeichnet. Zur Erzeugung eines Vakuums dieser Qualität wurde eine vakuumtechnische Konzeption und Vorgehensweise erarbeitet, deren Kernbestandteile die folgenden sind:

($E > 3\ \mathrm{GeV}$) zu einem zusätzlichen Faktor 2, der jedoch durch die in diesem Modus höhere Extraktionseffizienz des Synchrotrons in etwa kompensiert wird.

[2] Eine weitere Ursache kann in der Freisetzung der an der Oberfläche des Vakuumrezipienten gebundenen Restgasmoleküle durch Feldemission liegen. Dieser Effekt läßt sich durch eine sorgfältige Optimierung der Elektrodengeometrie unterdrücken (siehe Kapitel 4.2.1).

- Ausglühen aller Teile der Vakuumapparatur im Hochvakuum bei 800^o C (Molybdän, Macor) bzw. 1050^o C (Edelstahl) zur Reinigung der Oberflächen und Verringerung der Konzentration des im Edelstahl gebundenen Wasserstoffs,
- Verwendung kohlenstoffarmer Edelstähle zum Rezipientenbau, um eine stabile austhenitische Metallstruktur auch nach dem Ausglühen zu erhalten,
- Einsatz von ölfreien Pumpen (magnetisch gelagerten Turbomolekularpumpen in Verbindung mit Membranpumpen, Ionengetterpumpen und NEG-Pumpen) zur Vakuumerzeugung,
- Vormontage aller Subsysteme unter Reinraumbedingungen,
- Ausheizen der fertig montierten Apparatur unter Vakuum bei einer Temperatur von etwa 250^o C (Ausheizdauer ca. 5 Tage).

Eine weitere wichtige - wenn nicht die wichtigste - Grundlage bei der vakuumtechnischen Konzeption der Quelle besteht in der Einplanung eines Schleusensystems. Dies ermöglicht einen Kristallwechsel ohne Belüften der Betriebskammer und der an diese angrenzenden Teile des Transferkanals. Da die den Druck bestimmende Desorption von auf den Wänden der Vakuumrezipienten haftenden Gasmolekülen invers proportional zur Zeit abnimmt und sich ein Gleichgewicht erst nach ca. einem halben bis einem Jahr Pumpzeit einstellt, sind die Vorteile offensichtlich. Dies soll im Vorgriff anhand eines Massenspektrums des Restgases der Betriebskammer der Quelle, aufgenommen nach einer ca. einjährigen Pumpzeit, demonstriert werden (s. Abb. 4.1). Bei einem Druck von ca. 1×10^{-11} mbar betragen die Partialdrücke

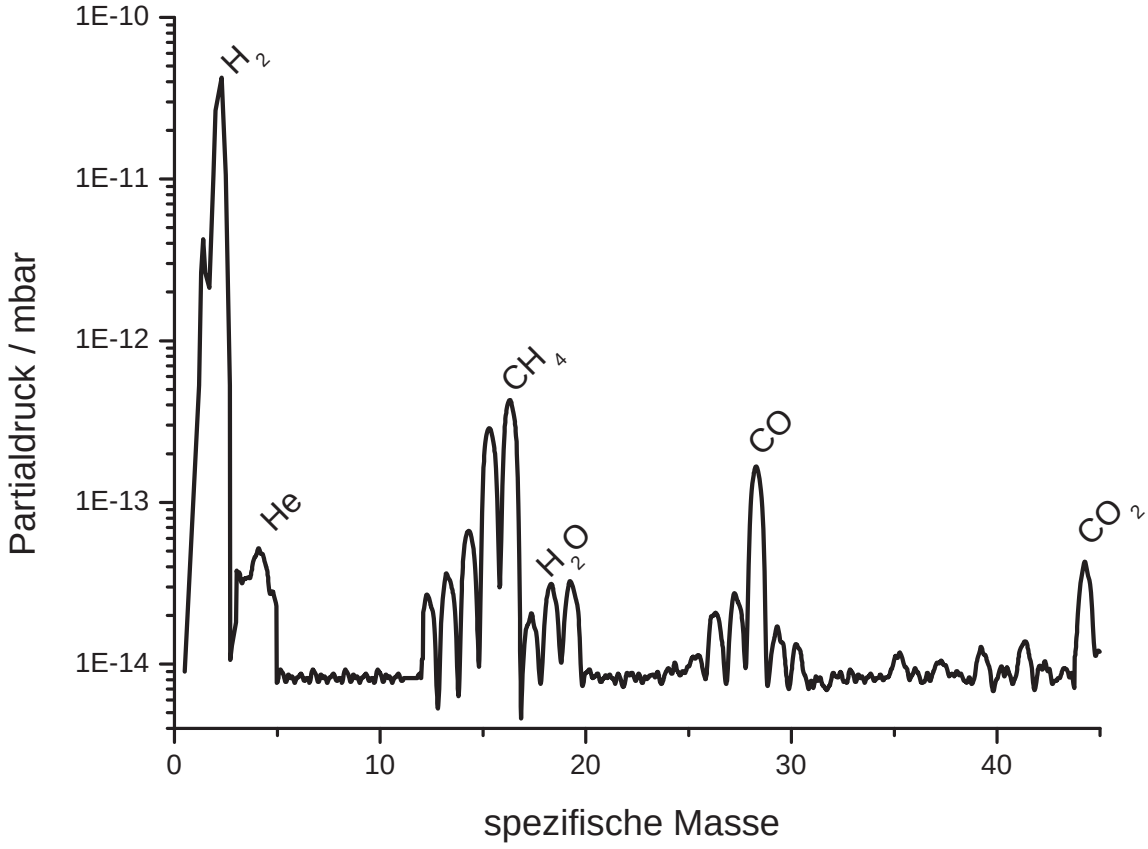


Abbildung 4.1: Massenspektrum, aufgenommen in der Betriebskammer der 50-keV-Quelle

der Restgase H_2O und CO_2 jeweils ca. $3 \times 10^{-14}\mathrm{mbar}$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit einer gemessenen Lebensdauer der in der Betriebskammer montierten Photokathode von ca. 3000 Stunden [115].

4.1.3 Erzeugung der negativen Elektronenaffinität

Alle bisher getroffenen Aussagen zur Aktivierung GaAs-ähnlicher Photokathoden basieren auf einer sauberen, störstellenfreien Oberfläche des Kristalls. Jedoch bereits geringe Konzentrationen reaktiver Gase[3] führen zu einer vollständigen Oxidation der Oberfläche und der Ausbildung von Störstellen. Zur Vermeidung dieser Oxidation hat sich seit 1981 ein Verfahren bewährt, beim dem die Kristalloberfläche nach dem Kristallwachstum mit einer etwa $1\ \mu\mathrm{m}$ dicken Schutzschicht aus Arsen bedeckt wird [153]. Diese muß nach Einbringen des Kristalls ins XHV entfernt werden, was sich durch Erhitzen des Kristalls auf Temperaturen $\mathrm{T} \approx 350^{\mathrm{o}}\mathrm{C}$ erreichen läßt [153]. Zur vollständigen Entfernung von Oxiden[4] sind hingegen noch höhere Temperaturen ($\mathrm{T} \geq 600^{\mathrm{o}}\mathrm{C}$) nahe der Zerstörschwelle von GaAs ($\mathrm{T} \approx 650^{\mathrm{o}}\mathrm{C}$) erforderlich.

Zur Heizreinigung der Photokathoden sind unterschiedliche Verfahren vorgeschlagen worden und zur Anwendung gekommen [4, 38, 72, 189, 239]. Das zur Zeit geeignetste Verfahren ist die Methode der Strahlungsheizung, bei der die Photokathode durch die Wärmestrahlung eines ca. $1 - 2\ \mathrm{cm}$ von der Kathode entfernten stromdurchflossenen Filaments erhitzt wird [189], da hiermit eine homogene Erwärmung der gesamten Photokathode mit einer geringen Heizleistung[5] erzielt werden kann. Von großer Bedeutung ist die möglichst genaue Kenntnis der Kristalltemperatur während des Ausheizvorgangs, um eine Zerstörung der Photokathode durch Überhitzung zu vermeiden. Sie läßt sich in einer berührungslosen Messung durch Verwendung eines Infrarotpyrometers auf wenige Grad Celsius genau bestimmen. Großen Einfluß hierbei hat die Auswahl des geeigneten Spektralbereichs. Eine Messung von Temperaturen ab $500^o\mathrm{C}$ schränkt diesen auf $\lambda < 1\ \mu\mathrm{m}$ ein, da für größere Wellenlängen der Kristall transparent und damit die Temperatur des heißeren Filaments gemessen wird [264].

Die Aktivierung des Kristalls erfolgt durch Bedampfen der Kristalloberfläche mit Cäsium und Sauerstoff. Als Cäsiumquelle werden sogenannte Cäsiumdispenser eingesetzt, die mehrere Milligramm Cäsiumchromat, das in $Zr_{0.84}Al_{0.16}$ gebunden ist, enthalten. Beim Heizen der Dispenser auf ca. $600^o\mathrm{C}$ wird diese Verbindung zu reinem Cäsium reduziert, welches durch eine Öffnung im Dispenser austritt. Die Zufuhr von Sauerstoff erfolgt durch Aufheizen eines dünnwandigen Silberrohres auf Temperaturen über ca. $450^o\mathrm{C}$. Hierdurch diffundiert ausschließlich Luftsauerstoff durch die Wand in die Vakuumapparatur [259].

4.2 Die Betriebskammer

In der Betriebskammer wird der polarisierte Elektronenstrahl durch laserinduzierte Photoemission erzeugt und auf die Endenergie von 50 keV beschleunigt. Hierzu bedarf es zweier Elektroden (Kathode und Anode), die auf unterschiedliches Potential gelegt werden. Die Photokathode ist Bestandteil der Kathode. Durch die Geometrie dieser Elektroden wird die Feldverteilung des elektrischen Beschleunigungsfelds maßgeblich vorgegeben, die Geometrie des die Elektroden umgebenden Vakuumrezipienten ist im allgemeinen von geringem Einfluß.

In Anlehnung an das nicht zur Funktionsreife gelangte Konzept von Breidenbach [38] wurde bei der 50-keV-Quelle eine sogenannte invertierte Anordnung gewählt, bei der die Hochspannung führende Kathode durch im Vakuum befindliche Isolatoren vom Rest der Apparatur elektrisch getrennt ist (s. Abb.

[3] Hier ist vor allem der in atmosphärischer Luft vorhandene Sauerstoff von großer Bedeutung.

[4] Dies ist auch bei einer neuen Präparation des Kristalls nach bereits erfolgter Aktivierung aufgrund des hierdurch aufgebrachten Sauerstoffs, der sich in Form von lose gebundenen CsO-Verbindungen an der Oberfläche anlagert und zu einer teilweisen Oxidation der Oberfläche führt, nötig.

[5] Es werden ca. 50 Watt elektrische Leistung zur Erzeugung einer Kristalltemperatur von 600^oC benötigt, während bei Verwendung von Mantelheizleitern oder Induktionsspulen typischerweise mehr als 200 Watt aufgewendet werden müssen.

4.2). Bei der 50-keV-Quelle erfolgt die Zuführung der Hochspannung durch einen seitlich angebrachten

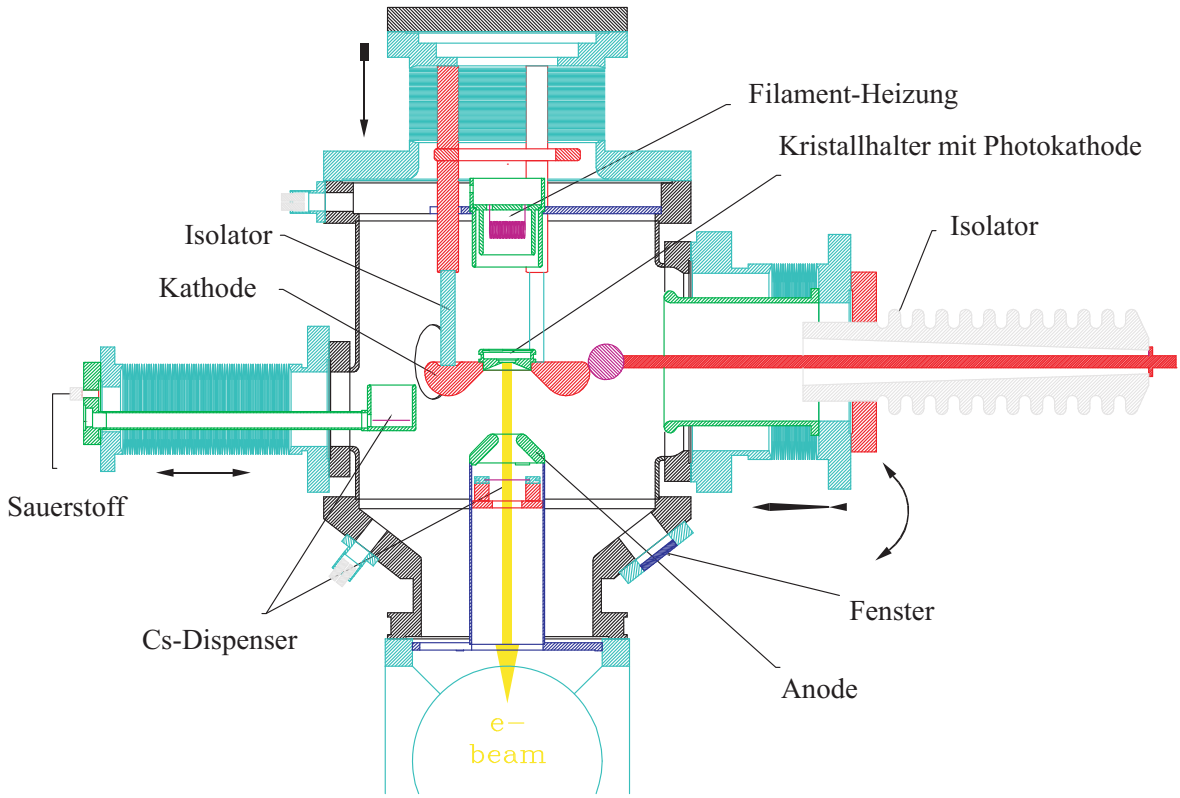


Abbildung 4.2: Die Betriebskammer der 50-keV-Quelle

Isolator. Dieses Konzept ermöglicht mit vergleichsweise einfachen Mitteln den Aufbau eines Aufzugmechanismus', mit dem sich die Kathode unter Erhaltung des Vakuums vertikal verschieben läßt. Eine Verschiebung der Kathode wird einerseits bei der Übernahme von Kristallen aus der Vakuumschleuse benötigt und erlaubt andererseits eine Einstellung der durch Elektrodengeometrie und Elektrodenabstand vorgegebenen Maximalstromstärke des Emissionsstroms. Die Photokathode ist in einem Kristallhalter befestigt, der als Untereinheit in die Kathode eingesetzt wird.

Eine Kristallaktivierung ist grundsätzlich auch in der Betriebskammer möglich, wurde aber nach Aufbau der Vakuumschleuse nur noch in dieser durchgeführt. Zur Beschichtung der Kristalloberfläche mit Cäsium und Sauerstoff kann eine Aktivierungseinheit, bestehend aus Cäsiumdispensern und einer Sauerstoffzufuhr durch ein heizbares Silberrohr, unterhalb des Kristalls positioniert werden. Die Cäsiumdispenser sind in einem Gefäß aus Molybdän montiert, um eine Bedampfung der äußeren Elektrodenflächen zu verhindern[6]. Zur Heizreinigung des Kristalls kann die Kathode unter Verwendung des Aufzugmechanismus' unter ein Tantalfilament angehoben werden. Strahlungsschilde aus Molybdän verhindern ein Aufheizen der Umgebung.

Während des Betriebs der Quelle ist eine Bedampfung der Kristalloberfläche durch weitere Cäsiumdispenser, die unterhalb der Anode angebracht sind, möglich.

[6]Bei einer Bedampfung der gesamten Kathode besteht die Gefahr, daß die Hochspannungsfestigkeit der Beschleunigungsstrecke verringert wird und eine hieraus resultierende Feldemission zu einer Verschlechterung des Vakuums führt.

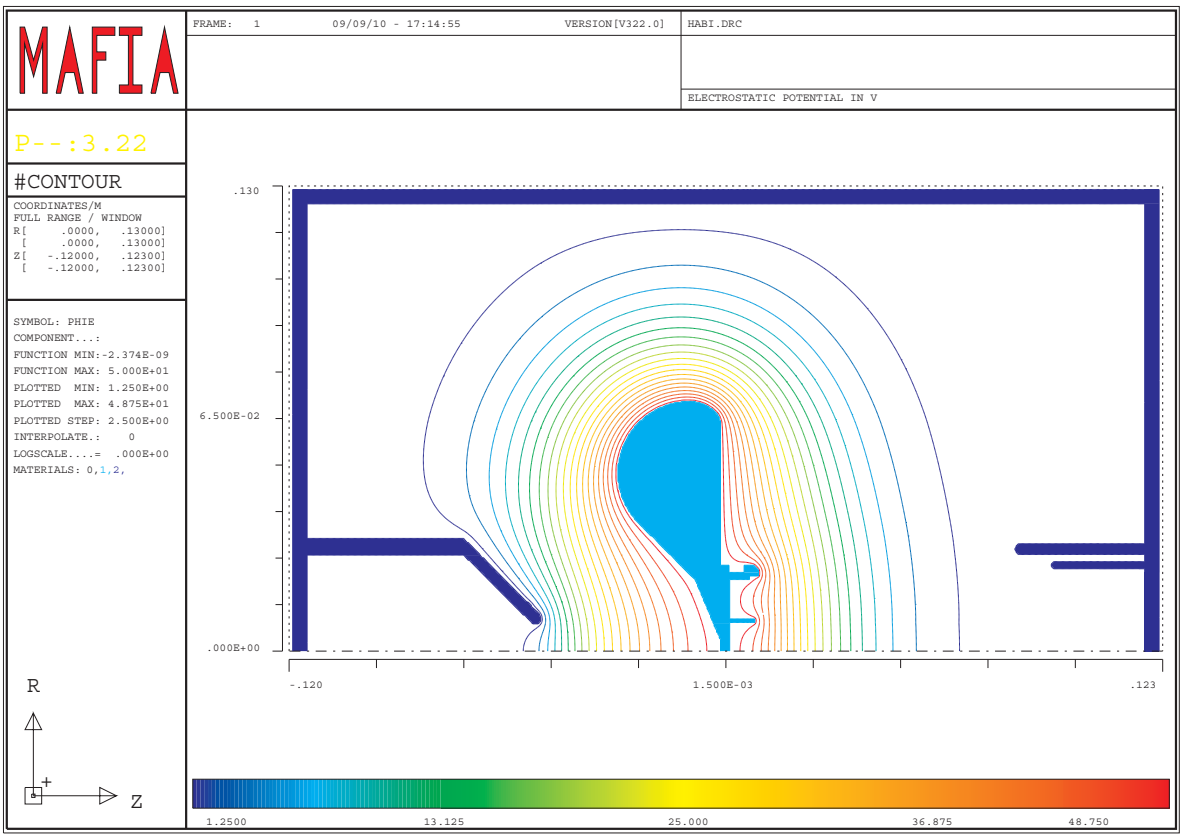


Abbildung 4.3: Simulation der elektrischen Feldstärke in der Betriebskammer der 50-keV-Quelle. Dargestellt sind die Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes. Es wird nur die Hälfte des Schnitts gezeigt, da die Anordnung rotationssymmetrisch ist.

4.2.1 Optimierung der Elektrodenform

Hohe elektrische Feldstärken führen zur Auslösung von Elektronen aus Metallen, der sogenannten Feldemission. Zur Überwindung der Austrittsarbeit sind Oberflächenfeldstärken von ca. 3 GV/m erforderlich (vgl. [161]). Bei realen Elektrodenanordnungen tritt dieser Effekt bereits bei wesentlich kleineren Feldstärken auf [132]. Es existieren unterschiedliche Modelle zur Erklärung dieses Verhaltens [5,20,128,129, 162]), aus denen sich jedoch aufgrund der mangelnden Kenntnis des mikroskopischen Zustands der Metalloberfläche (Oberflächenrauhigkeit, Verunreinigungen) keine quantitativen Aussagen ableiten lassen. Bei Quellen polarisierter Elektronenstrahlen wird die Situation durch die Notwendigkeit des XHV's verschärft, da bereits sehr geringe Feldemissionen (die bei GaAs-Quellen auch als Dunkelströme bezeichnet werden) einer hochspannungstechnisch stabilen Elektrodenanordnung zu einer Verschlechterung des Vakuums durch Freisetzung oberflächlich gebundenen Restgases führen (Ströme von wenigen Nanoampere sind ausreichend). Zur Konzeption der Elektrodensysteme von GaAs-Quellen wird daher im allgemeinen auf experimentell ermittelte Erfahrungswerte zurückgegriffen, wonach eine Feldstärke von wenigen MV/m im Fall einer polierten Metalloberfläche akzeptabel ist (vgl. [16, 71, 221]).

Ein Ziel der Elektrodenoptimierung ist die Herabsetzung der elektrischen Feldstärke an der Elektrodenoberfläche. Diese ist zum einen durch die Form der Elektrode, zum anderen durch den Abstand und die Potentialdifferenz zu benachbarten Elementen der Vakuumapparatur bestimmt. Eine analytische

Berechnung der Verhältnisse ist nur in seltenen Einzelfällen möglich. Daher wurde der Weg einer numerischen Simulation beschritten. Abbildung 4.3 zeigt die Ergebnisse der Berechnungen mit dem Softwarepaket MAFIA, das die Maxwellschen Gleichungen in diskretisierter Form auf einem Gitter löst [277]. Zugrundegelegt ist eine Beschleunigungsspannug von 50 kV. An keiner Stelle der Elektroden tritt eine höhere Feldstärke als 4 MV/m auf, wonach niedrige Dunkelströme erwartet werden. Messungen bestätigen dies: Selbst bei einer Beschleunigungsspannung von 60 kV liegen die Dunkelströme unterhalb der Nachweisgrenze von 0.1 nA. Eine Verschlechterung des Vakuums bei eingeschalteter Hochspannung sollte demzufolge nicht auftreten und wurde auch nicht beobachtet.

Ein weiteres Ziel der Elektrodenoptimierung besteht in der Kompensation der Strahlaufweitung, hervorgerufen durch die gegenseitige Abstoßung der Elektronen des Strahls. Eine geeignete Geometrie konnte von Pierce für eine planare Anordnung berechnet werden [210], die als sogenannte Pierce-Geometrie in die Literatur eingegangen ist. Bei der Pierce-Kathode werden durch Neigung der Kathodenelektrode zum Strahl die zur Kompensation der Raumladungsabstoßung benötigten radialen Feldkomponenten erzeugt; der Pierce-Winkel beträgt 67.5^o und findet auch bei der Kathode der 50-keV-Quelle Anwendung.

Geometrie und Abstand von Kathode und Anode bestimmen weiterhin die maximal erreichbare Stromstärke, die von einer Photokathode erzeugt werden kann. Dieser als Raumladungsbegrenzung bezeichnete Effekt beruht auf einer Kompensation des Beschleunigungsfeldes durch die von der Ladung des Elektronenstrahls zusätzlich erzeugten elektrischen Felder. Die Maximalstromstärke ist abhängig von der Beschleunigungsspannung U und bei spiegel- und zylindersymmetrischen Geometrien stets proportional zu $U^{3/2}$. Der Proportionalitätsfaktor wird als Perveanz bezeichnet. Sie läßt sich im allgemeinen nur durch numerische Lösung der Poissongleichung unter Berücksichtigung der Ladungsdichte des emittier-

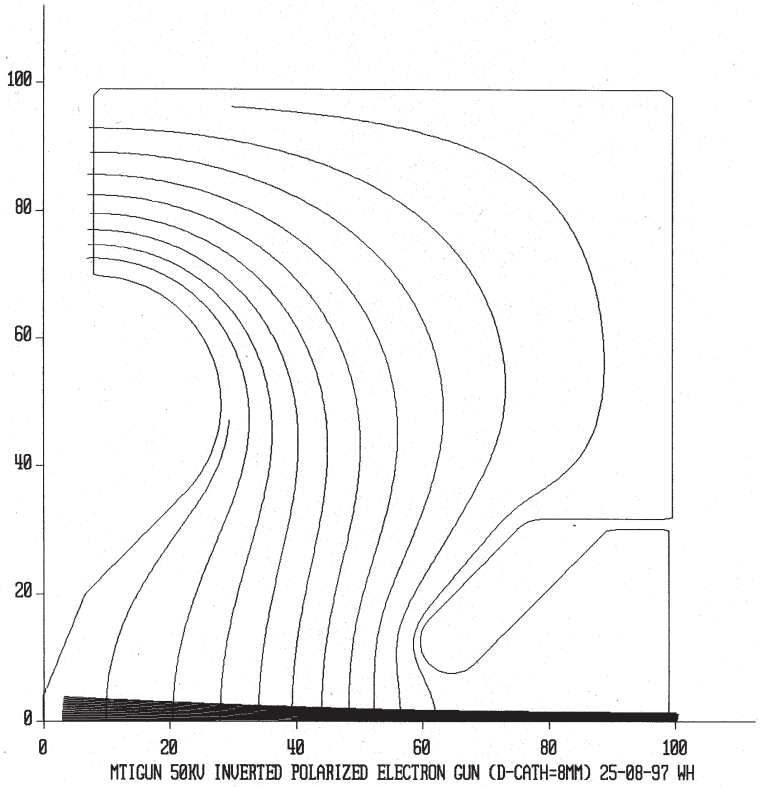


Abbildung 4.4: Raumladungsbegrenzte Strahlerzeugung in der 50-keV-Quelle, simuliert mit EGUN. Gezeigt sind die Äquipotentiallinien des beschleunigenden Feldes und die Ausdehnung des Elektronenstrahls (hier dargestellt als Strahlbündel im unteren Teil der Abbildung).

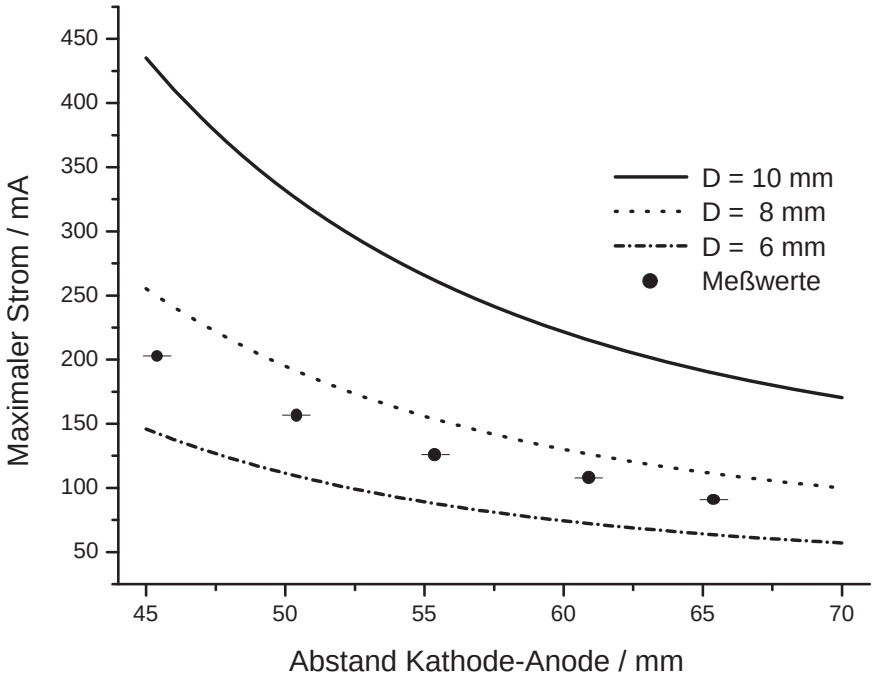


Abbildung 4.5: Raumladungsbegrenzte Maximalströme in Abhängigkeit vom Abstand der Kathode von der Anode. Die Kurven geben die Simulationen mit EGUN wieder, die Punkte repräsentieren die experimentell gewonnenen Meßwerte.

ten Elektronenstrahls berechnen. Der raumladungsbegrenzte Fall wird durch iterative Vorgehensweise gewonnen (vgl. z. B. [109]).

Zur Bestimmung der Strahlfokussierung und Raumladungsgrenze der Kathodeneinheit der 50-keV-Quelle wurden Rechnungen mit dem Simulationsprogramm EGUN [110] durchgeführt. Abbildung 4.4 zeigt eine typische Strahltrajektorie[7]. Die Ergebnisse der Simulation für drei unterschiedliche Kristalldurchmesser faßt Abbildung 4.5 zusammen. Sie legen die Verwendung eines Kristalldurchmessers von 8 mm nahe[8]. Die Punkte in Abbildung 4.5 repräsentieren die Ergebnisse der experimentellen Bestimmung der Raumladungsbegrenzung[9] unter Verwendung einer Photokathode mit einem Durchmesser von 8 mm (zur Meßmethode vgl. [99]). Sie demonstrieren, daß mit der gewählten Kathodengeometrie raumladungsbegrenzte Ströme im Bereich von 70 mA bis 200 mA erzeugt werden können. Die Abweichung der Messung von der Simulation ist darauf zurückzuführen, daß für die vom Simulationsprogramm verwendete Impulsverteilung der Elektroden an der Kathodenoberfläche die Emission einer Glühkathode zugrunde gelegt wird. Die Verhältnisse bei der Photoemission unterscheiden sich hiervon jedoch allein aufgrund der thermischen Verteilung der Elektronen beträchtlich [201, 261].

[7] Dieser Simulation liegen die beim Betrieb der Quelle eingestellten Parameter - Abstand Kathode-Anode 60 mm, Kristalldurchmesser 8 mm, zugrunde.

[8] Bei einem größeren Kristall ist die Stromdichte und damit die Auswirkung der Ladungssättigung geringer. Daher wurde der größtmögliche Kristalldurchmesser gewählt, für den sich noch eine Raumladungsbegrenzung von 100 mA einstellen läßt.

[9] Die Messungen wurden unter Verwendung einer Be-InGaAs/AlGaAs Superlattice-Kathode durchgeführt, die bisher standardmäßig zur Strahlerzeugung eingesetzt wird.

4.3 Das Schleusensystem

Das Schleusensystem besteht in der zur Zeit realisierten Ausbaustufe aus einer Präparationskammer, die über ein Ganzmetallventil mit der Betriebskammer der Quelle verbunden ist, und einer magnetischen Transferstange, die ebenfalls durch ein Ganzmetallventil von der Präparationskammer getrennt werden kann (s. Abb. 4.6). Mit einer am vorderen Ende der Transferstange angeschraubten Gabel läßt sich ein

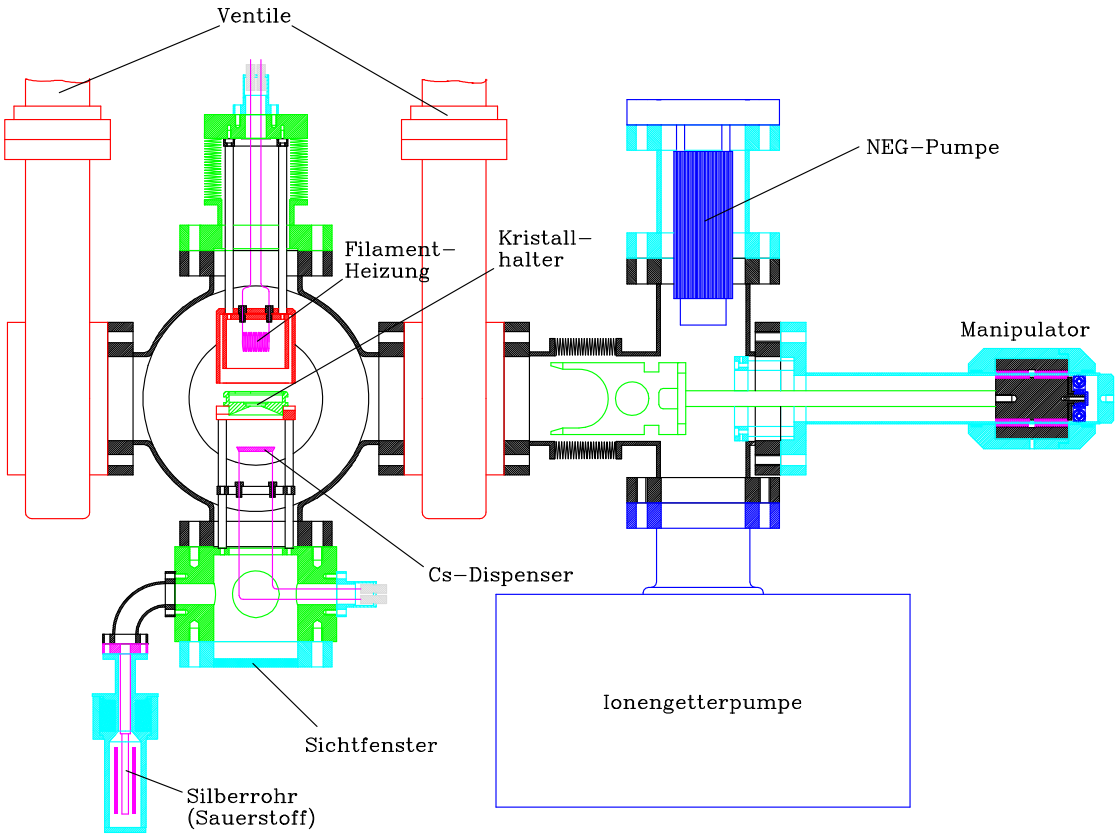


Abbildung 4.6: Das Schleusensystem der 50-keV-Quelle

hierfür konzipierter Kristallhalter, in dem die Photokathode mittels einer sternförmigen Druckfeder befestigt ist, aufnehmen und in die Betriebskammer transferieren. Zur Heizreinigung und Aktivierung der Photokathode wird der Kristallhalter auf einer ringförmigen Aufnahme in der Präparationskammer abgelegt. Eine absenkbare Strahlungsheizung, bestehend aus einem gewendelten Tantal-Filament und zwei Strahlungsschilden aus Molybdän, ermöglicht die Aufheizung der Photokathode und des Kristallhalters auf die gewünschte Ausheiztemperatur. Im abgesenkten Zustand umfassen die Strahlungsschilde den Kristallhalter. Hierdurch wird der seitliche Austritt von Strahlung und eine Aufheizung der Präparationskammer weitestgehend vermieden[10]. Ein Sichtfenster ermöglicht einerseits die Beleuchtung der Kathode mit Laserlicht, andererseits die berühungslose Messung der Kristalltemperatur durch schmalbandige Detektion der emittierten Infrarotstrahlung[11]. Zur Bedampfung des Kristalls sind unterhalb der ringförmigen Anode drei Cäsiumdispenser angebracht. Die Zufuhr von Sauerstoff erfolgt über ein seit-

[10] Lediglich am oberen Flansch konnte eine Temperaturerhöhung von ca. 10^oC bei einer Heizleistung von ca. 50 Watt beobachtet werden.

[11] Hiebei ist die Unterdrückung von Streustrahlung von großer Bedeutung. Selbst beim Einsatz einer abbildenden Optik (dieses Verfahren kommt hier zur Anwendung) wird die durch mehrmalige Reflexion zur Kristalloberfläche gelangte Streustrahlung partiell registriert, woraus Fehler bei der Temperaturmessung von 20^oC und mehr auftreten können [125] und bei nicht abgesenkter Strahlungsheizung auch beobachtet wurden.

lich montiertes dünnwandiges Silberrohr, das zu diesem Zweck von Mantelheizleitern erhitzt wird. Eine Aufheizung der Präparationskammer wird durch eine zusätzlich angebrachte Wasserkühlung der Rohrbefestigung vermieden.

Zur Zeit ist nur die Handhabung eines einzelnen Kristalls im Gesamtsystem möglich. Dieser Nachteil soll in einer zweiten Ausbaustufe durch Anbau einer zusätzlichen Vorratskammer und einer Ladekammer an die Präparationskammer vermieden werden.

4.4 Die Strahlführung

Der Transport polarisierter Elektronen von der Quelle zum Linearbeschleuniger erfordert eine Strahlführung, bei deren Konzeption und Aufbau folgende Aspekte zu berücksichtigen waren:

- das Vakuum in der Betriebskammer der Quelle ($\mathrm{P} \approx 10^{-11}\ \mathrm{mbar}$) darf nicht vom Vakuum des Linearbeschleunigers ($\mathrm{P} \approx 10^{-7}\ \mathrm{mbar}$) beeinträchtigt werden,
- die durch Photoemission erzeugte longitudinale Strahlpolarisation muß vor dem Einschuß in den Linearbeschleuniger transversal ausgerichtet werden,
- die Polarisation des Elektronenstrahls sollte vor dem Einschuß in den Linearbschleuniger gemessen werden können,
- der Einschuß unpolarisierter Elektronen aus einer thermischen Elektronenquelle in den Linearbeschleuniger muß ohne weitere Umbaumaßnahmen möglich sein,
- zur Erzeugung einer hohen Transfereffizienz muß die Strahloptik auf die Verhältnisse eines raumladungsdominierten Strahltransports angepaßt sein,
- zur Erleichterung der Optimierung des Strahltransports in der Praxis sollten geeignete Diagnosemittel in ausreichender Anzahl zur Verfügung stehen.

Die sich hieraus ergebenden Konsequenzen werden in den folgenden Kapiteln näher erläutert.

4.4.1 Das Vakuumkonzept der Strahlführung

Das Restgas in der nicht ausheizbaren Linacstruktur besteht zu einem großen Teil aus Wasserdampf. Im folgenden soll von einem Partialdruck $\mathrm{P}_{\mathrm{H_2O}} \approx 10^{-7}\ \mathrm{mbar}$ ausgegangen werden. Zur Gewährleistung einer Vakuumlebensdauer der Photokathode von ca. 1000 Stunden darf der Partialdruck in der Betriebskammer einen Druck von $\mathrm{P}_{\mathrm{H_2O}} \approx 10^{-13}\mathrm{mbar}$ nicht überschreiten. Eine sich hieraus ergebende Druckreduktion um etwa sechs Größenordnungen muß durch sogenanntes differentielles Pumpen erfolgen, bei dem durch Einbau von Strömungshindernissen (Blenden oder Rohren geringen Durchmessers) die Rückströmung von Restgas verringert und durch Verwendung leistungsfähiger Pumpen die verbleibenden Moleküle der Gasrückströmung aus der Vakuumapparatur entfernt werden. Eine hohe Transfereffizienz läßt sich nur dann erreichen, wenn die Apertur der Blenden bzw. der Rohre nicht zu klein gewählt wird. Der Einsatz von Blenden kann nur an Stellen lokaler Minima der Strahlausdehnung erfolgen, wobei die erreichbaren Strahlquerschnitte den minimalen Blendendurchmesser auf $\mathrm{d} \geq 10\ \mathrm{mm}$ einschränken (vgl. hierzu die Ergebnisse der Simulationsrechnungen aus Kapitel 4.4.5). Bei der Annahme eines effektiv zur Verfügung stehenden Saugvermögens[12] der Pumpe von ca. 100 l/s[13] ist eine Reduktion des

[12] Das Saugvermögen S einer Pumpe ist durch den Durchfluß eines Volumens V pro Zeit t durch die Ansaugöffnung der Pumpe definiert: S = V/t und wird üblicherweise in der Einheit Liter pro Sekunde angegeben, vgl. [288].

[13] Höhere Werte sind zwar prinzipiell erreichbar, erfordern jedoch bei Drücken oberhalb von $10^{-10}\ \mathrm{mbar}$, bei denen NEG-Pumpen aufgrund der hohen zu adsorbierenden Gasmenge nicht eingesetzt werden können, sehr teure und großvolumige Pumpenanordnungen.

Drucks um eine Größenordnung pro Stufe, bestehend aus Blende und nachfolgender Pumpe, zu erreichen (vgl. z. B. [288]). Etwa die gleiche Unterdrückung ergibt sich bei einer Verwendung von ca. 50 cm langen Rohren eines in der UHV-Technik standardmäßig verwendeten Innendurchmessers von 35 mm. Aus diesem Grunde wurde vom Einbau eines die Apertur zusätzlich einschränkenden Blendensystems abgesehen. Die endgültig realisierte Konfiguration und die während des Betriebs erreichten Drücke in den einzelnen Sektionen können aus Abbildung 4.7 entnommen werden.

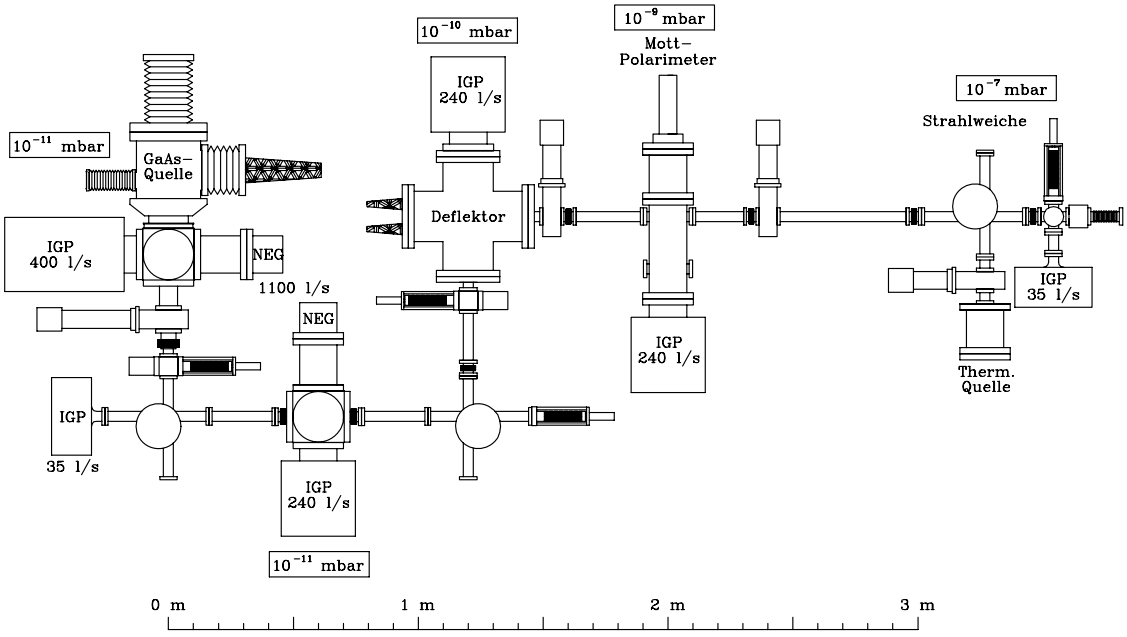


Abbildung 4.7: Das Vakuumsystem der Strahlführung

4.4.2 Erzeugung einer transversalen Polarisation

Zur Erzeugung einer senkrecht auf der Flugbahn der Elektronen stehenden Spinausrichtung eignet sich die Verwendung eines elektrischen Felds zur Strahlablenkung. Im Falle eines niederenergetischen Elektronenstrahls kann eine durch relativistische Effekte hervorgerufene Drehung des Spinvektors aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung vernachlässigt werden. Die Strahlablenkung führt lediglich zu einer Drehung des Impulsvektors. Ein vollständig longitudinal polarisierter Strahl ist demzufolge nach einer Ablenkung um 90^o in guter Näherung vollständig transversal polarisiert[14]. Die naheliegende Realisierung in Form eines zylindrischen Deflektors eignet sich nur beschränkt, da eine Strahlfokussierung nur in der ablenkenden Ebene auftritt und durch zusätzliche Quadrupolmagnete kompensiert werden muß. Eine gleich große Strahlfokussierung in beiden Ebenen läßt sich durch einen Toruskondensator geeigneter Krümmungsradien erreichen [250]. Ein ähnlicher Toruskondensator, dessen optische Eigenschaften im Hinblick auf eine Strahlenergie von 50 keV optimiert wurden, kommt in der Strahlführung der 50-keV-Quelle zum Einsatz (s. Abb. 4.8). Um den Ablenkwinkel von 90^o präzise festlegen zu können, wird das Randfeld durch Blenden, die auf Erdpotential liegen, am Ein- und Austritt des Kondensators begrenzt (vgl. [232]). Die Brennweite f des Deflektors läßt sich aus dem Ablenkradius r und der Plattenkrüm-

[14] Die Drehwinkel für den Spin S_S und den Impuls S_P sind über den Lorentzfaktor γ verknüpft; es gilt $S_P = -\gamma S_S$. Bei einer Strahlenergie von 50 keV gilt $\gamma \approx 1.1$, was bei einer Strahlablenkung um 90^o einen Spindrehwinkel von $S_S \approx 82^o$ bewirkt. Der Strahl ist demzufolge nach der Ablenkung zu 99% transversal polarisiert.

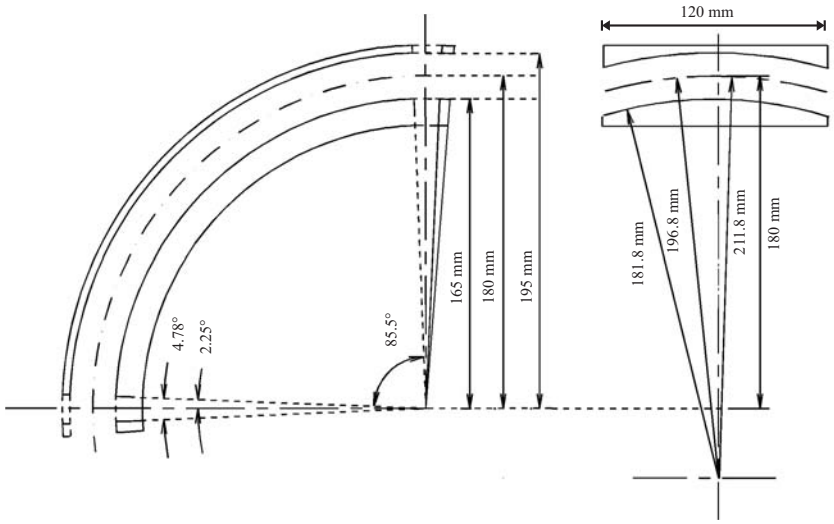


Abbildung 4.8: Der toroidale Deflektor der 50-keV-Quelle

mung R berechnen und beträgt im Falle gleicher Brennweiten für beide Ebenen

$$\frac{1}{f} = \int \frac{ds}{r \cdot R}, \quad \text{falls} \quad \frac{r}{R} = 1 - \frac{\beta^2}{2}. \tag{4.1}$$

4.4.3 Das Mott-Polarimeter

Zur Bestimmung der Polarisation des Elektronenstrahls wird die spinabhängige Mottstreuung transversal polarisierter Elektronen an unpolarisierten dünnen Goldfolien verwendet (vgl. Kap.3.1.2). Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der Polarisation des Elektronenstrahls, beschrieben durch die Shermanfunktion, äußert sich in einer von der Polarisation und vom Streuwinkel abhängigen Rate gestreuter Elektronen. Die Abhängigkeit von der Strahlpolarisation wird im Falle einer senkrecht auf der Streuebene stehenden Strahlpolarisation und einem Streuwinkel von ca. 120^o (bei einer Elektronenenergie von 50 keV) maximal [40, 119, 166]. Bei gleichzeitiger Messung der Zählrate der in der senkrecht zur Strahlpolarisation gewählten Streuebene links (N_L) und rechts (N_R) zum Strahl unter 120^o gestreuten Elektronen ist die durch

$$A = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \tag{4.2}$$

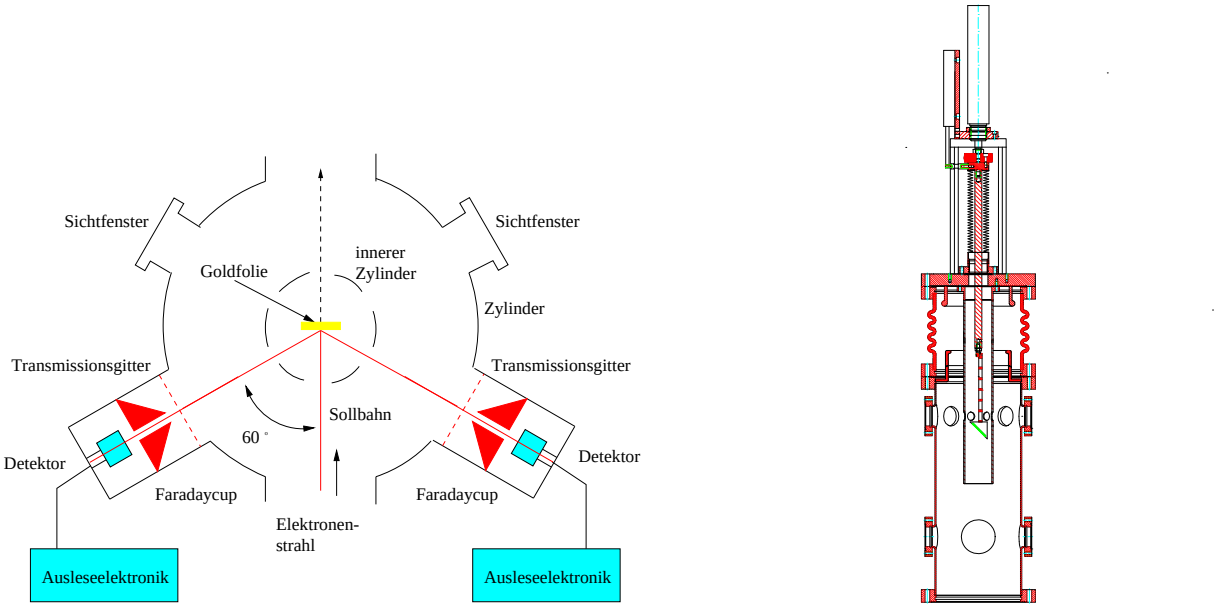
definierte Asymmetrie A direkt proportional zur Strahlpolarisation P, wobei die Proportionalitätskonstante S die Shermanfunktion ist:

$$A = S \cdot P. \tag{4.3}$$

Dies gilt nur für infinitesimal dünne Folien. Bei realen Targets tritt sowohl eine elastische Vielfachstreuung als auch eine inelastische Mehrfachstreuung um kleine Winkel auf, die zu einer Verfälschung der Messung führen und durch Einführung einer effektiven Shermanfunktion, die von der Dicke des Streutargets abhängt, berücksichtigt werden muß. Ein gängiges Verfahren besteht in der sogenannten Foliendickenextrapolation [92, 116, 151, 178], bei der durch Verwendung von Targets unterschiedlicher Dicke auf die Verhältnisse bei infinitesimal dünnen Targets durch Extrapolation zurückgeschlossen wird und sich damit die *effektive* Shermanfunktion - bei Kenntnis der Shermanfunktion - experimentell bestimmen läßt. Dieses Verfahren findet beim Mottpolarimeter der 50-keV-Quelle Anwendung. Das im

Rahmen einer Diplomarbeit erarbeitete Design [227] sieht darüber hinaus eine Nachbeschleunigung der Elektronen auf eine Energie von 100 keV vor, da die bei der Detektion der gestreuten Elektronen erreichte Energieauflösung bei Primärenergien unterhalb 90 keV zu systematischen Fehlern bei der Foliendickenextrapolation führt [227].

Abbildung 4.9 zeigt einen Querschnitt durch das Mott-Polarimeter der 50-keV-Quelle [103, 227]. Es besteht aus zwei konzentrischen Zylindern aus Edelstahl, die durch einen Keramikisolator elektrisch



(a) Schematischer Aufbau.

(b) Querschnitt durch die Mott-Kammer.

Abbildung 4.9: Das Mott-Polarimeter der 50-keV-Quelle

voneinander getrennt sind. Ein innerhalb des inneren Zylinders angebrachter beweglicher Halter kann bis zu 6 Goldfolien aufnehmen und läßt sich durch einen hydropneumatischen Antrieb vertikal verschieben. Damit können einerseits die Streufolien in den Strahl positioniert, andererseits auch das Profil und die Position des einfallenden Elektronenstrahls durch einen am unteren Ende des Halters montierten Cromox-Schirm bestimmt werden (s. Kap. 4.4.6). Das Anlegen eines Potentials von bis zu +50 keV führt zu einer Nachbeschleunigung der in die Mottkammer eintretenden Elektronen, die mit einer Energie von maximal 100 keV auf die Goldfolie treffen. Gestreute und das Target ohne Wechselwirkung durchquerende Elektronen werden anschließend im elektrischen Feld auf die Energie des Primärstrahls abgebremst. Die Detektion der gestreuten Elektronen erfolgt durch zwei Siliziumsperrschichtzähler, die bis 200°C ausgeheizt werden können. In der nachfolgenden Elektronik, bestehend aus je einem Vorverstärker, einem ladungsintegrierenden Verstärker, einem Diskriminator und einem Pulszähler pro Detektor, kann der inelastische Untergrund bis auf einen Anteil von ca. 10% abgetrennt werden (s. [99]). Der nach der Diskrimination verbleibende Untergrund wird durch Aufnahme eines Pulshöhenspektrums bestimmt (vgl. [99]) und von den ermittelten Zählraten abgezogen. Durch Wechsel der Zirkularpolarisation des Laserlichts und Aufnahme der korrespondierenden Zählraten - N_L^+ und N_R^+ für positive (rechtshändige) sowie N_L^- und N_R^- für negative (linkshändige) Zirkularpolarisation - läßt sich der Einfluß apparativer Asymmetrien, die beispielsweise durch unterschiedliche Detektoreffizienzen hervorgerufen werden kön-

nen, bei der Bestimmung der Asymmetrie A durch Bildung des Ausdrucks

$$A = \frac{\sqrt{N_L^+ N_R^-} - \sqrt{N_R^+ N_L^-}}{\sqrt{N_L^+ N_R^-} + \sqrt{N_R^+ N_L^-}} \tag{4.4}$$

eliminieren (s. [190]).

4.4.4 Die Strahlweiche

Zum Einschuß unpolarisierter Elektronen in den Linearbeschleuniger wurde ein sogenannter α-Magnet in den hinteren Teil der Strahlführung eingebaut (s. Abb. 4.7 und 4.10). In diesem Magneten erfährt der Elektronenstrahl zwar eine effektive Ablenkung von 90^o, die Bahnschleife beschreibt aber eine Gesamtablenkung von 270^o in Form eines α's, was zur Namensgebung führte. Die Vorteile dieses Magneten liegen in einer, im wesentlichen durch die Feldgeometrie bestimmten, energieunabängigen effektiven Strahlablenkung von exakt 90^o und der Möglichkeit, die fokussierenden Eigenschaften durch geeignete Wahl der Feldgeometrie zu beeinflussen. In Anlehnung an die Berechnungen von Steffens [249] wurde die Polschuhform so gewählt, daß in beiden Ebenen keine Strahlfokussierung auftritt. Dies führt allerdings zu einer unterschiedlichen effektiven Bahnlänge für die ablenkende (Vertikaloptik) und nichtablenkende (Horizontaloptik) Ebene (für eine detailliertere Diskussion vgl. [249]), was sich durch den Einbau zusätzlicher Quadrupole unmittelbar vor und hinter dem α-Magneten kompensieren läßt.

4.4.5 Die Magnetoptik

Konzeption

Bedingt durch die Notwendigkeit einer effizienten Isolation des Vakuums der Quelle von dem des Linearbeschleunigers muß die Strahlführung 6 differentielle Pumpstrecken besitzen, was zu einer Mindestlänge von 3 m führt. Zur Drehung des Polarisationsvektors ist eine 90^o-Ablenkung im elektrischen Feld eines Toruskondensators erforderlich. Zur Beleuchtung der Photokathode mit Laserlicht müssen Elektronenstrahl und Laserstrahl getrennt werden; dies erfordert eine weitere magnetische Ablenkung. Auch bei Verwendung eines α-Magneten wird die Zylindersymmetrie des Strahls durch die magnetische Ablenkung gestört, was jedoch durch eine identisch aufgebaute zweite magnetische Ablenkung vollständig kompensiert werden kann. Dieses Konzept einer Spiegeloptik findet beim Transferkanal der 50-keV-Quelle Anwendung (vgl. Abb. 4.10). Die Spiegelebene befindet sich in der Mitte zwischen den beiden α-Magneten. Hier muß der Durchmesser des Elektronenstrahls ein lokales Minimum besitzen, wodurch automatisch die benötigte Achsensymmetrie erzeugt wird. Eine weitere Spiegelebene wurde in die Mitte des Mottpolarimeters gelegt, da sich hierdurch die experimentell zu erfolgende Optimierung der Strahlführung vereinfacht (vgl. Kap. 4.4.6). Eine Strahlfokussierung wird durch longitudinale Magnetfelder, hervorgerufen durch Solenoid-Magnete, bewirkt. Um einen Strahlfokus in der Spiegelebene erzeugen zu können, ist der Einsatz zusätzlicher Quadrupole vor und hinter den beiden α-Magneten erforderlich. Nach erfolgter transversaler Ausrichtung der Strahlpolarisation werden Doppelsolenoide eingesetzt, um eine Entkopplung der Strahlfokussierung, welche proportional zum Quadrat des longitudinalen Magnetfeldes und damit unabhängig von seiner Richtung ist, und der Drehung der Spinvektoren, welche proportional zum Magnetfeld und damit abhängig von seiner Richtung ist, durch entgegengesetzte Polung der einzelnen Solenoide zu erreichen. Einen Überblick über die endgültige Konzeption gibt Abbildung 4.10.

Simulation des Strahltransports

Die transversale Dynamik eines niederenergetischen Elektronenstrahls wird in Abwesenheit äußerer Felder ausschließlich durch zwei Kenngrößen beeinflußt: die Emittanz und die generalisierte Perveanz des Strahls.

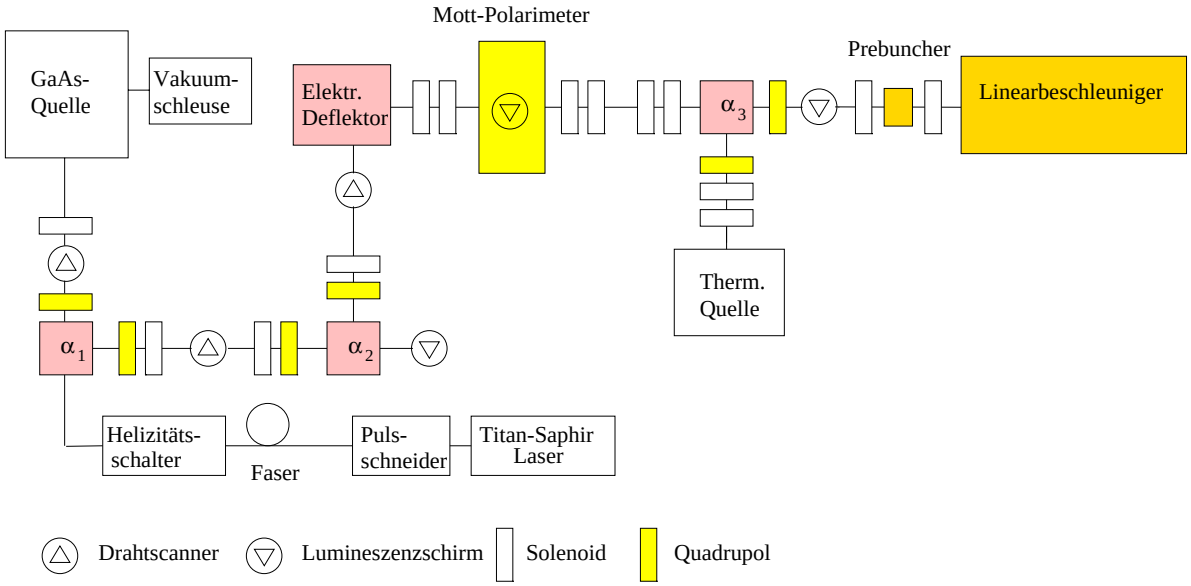


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Magnetoptik der Strahlführung von der 50-keV-Quelle zum Linearbeschleuniger

Die Strahlemittanz ε ist über die vom Strahl eingenommene Fläche im Phasenraum bestimmt; üblicherweise wird die Fläche einer Ellipse angegeben, die alle Teilchen innerhalb einer Standardabweichung der transversalen Verteilungsfunktion der Elektronen einschließt (vgl. z. B. [41]). Die Aufweitung eines frei propagierenden Elektronenstrahls der Strahlbreite $2r$, hervorgerufen durch eine Mischung verschiedener Flugrichtungen der einzelnen Elektronen im Strahl, kann bei runden Strahlen mit konstanter Ladungsverteilung durch Einwirkung einer in radialer Richtung wirkenden Scheinkraft beschrieben werden (vgl. [232]). Die strahlaufweitende Wirkung ist damit durch folgende Differentialgleichung gegeben:

$$\frac{d^2r}{ds^2} = \frac{\varepsilon^2}{r^3}. \tag{4.5}$$

Die Elektronen des Strahls stoßen sich gegenseitig ab. Die von der Ladungsdichte und damit von der Stromstärke I und Strahlbreite $2r$ abhängige Kraft führt ebenfalls zur Strahlaufweitung, wird aber mit zunehmender Strahlenergie aufgrund des vom Strahl erzeugten magnetischen Feldes, das fokussierend wirkt, schwächer. Bei einem rotationssymmetrischen Strahl mit konstanter Ladungsverteilung ist die strahlaufweitende Wirkung invers proportional zum Strahlradius; die Proportionalitätskonstante ζ wird als generalisierte Perveanz bezeichnet:

$$\frac{d^2r}{ds^2} = \frac{\zeta}{r} \quad \text{und} \quad \zeta = \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 m_e \left(\beta\gamma c\right)^3}, \tag{4.6}$$

wobei e die Elementarladung, m_e die Ruhemasse des Elektrons, ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, c die Lichtgeschwindigkeit und $\beta\gamma$ das Produkt der Lorentzfaktoren repräsentieren.

Da beide Effekte gleichzeitig wirken, müssen (4.5) und (4.6) zur sogenannten Paraxialen Differentialgleichung kombiniert werden:

$$\frac{d^2r}{ds^2} = \frac{\varepsilon^2}{r^3} + \frac{\zeta}{r}. \tag{4.7}$$

Solenoide und der Toruskondensator wirken fokussierend auf den Strahl, Quadrupole wirken in einer Vorzugsrichtung fokussierend und in der auf dieser senkrecht stehenden Richtung defokussierend. In linearer Näherung wächst die Fokussierung (bzw. die Defokussierung bei Quadrupolen) linear mit dem

Strahldurchmesser an, die Proportionalitätskonstante ist daher allein kennzeichnend für die Wirkung auf den Strahl. Es ergibt sich

$$k_x(s) = \frac{e}{p}\frac{\partial B_y(s)}{\partial x} \quad \text{und} \quad \frac{1}{f_x} = \int k_x \cdot ds, \tag{4.8}$$

$$k_y(s) = \frac{e}{p}\frac{\partial B_x(s)}{\partial y} \quad \text{und} \quad \frac{1}{f_y} = \int k_y \cdot ds \tag{4.9}$$

für Quadrupolmagnete,

$$S(s) = \left(\frac{e}{p}\frac{B_s(s)}{2}\right)^2 \quad \text{und} \quad \frac{1}{f} = \int S \cdot ds \tag{4.10}$$

für Solenoide und

$$T(s) = \frac{1}{r \cdot R} \quad \text{und} \quad \frac{1}{f} = \int T \cdot ds \tag{4.11}$$

für die Fokussierung innerhalb des Toruskondensators, außerhalb ist $T = 0$.

Die Berücksichtigung von Quadrupolen in der Paraxialen Differentialgleichung erfordert den Übergang zu einem elliptischen Strahl, dessen Halbachsen durch x bzw. y gekennzeichnet sind. Dies führt zu folgendem gekoppelten System (vgl. [232]):

$$\frac{d^2x}{ds^2} + [k_x(s) + S(s) + T(s)] \cdot x - \frac{\varepsilon^2}{x^3} - \frac{2\zeta}{x+y} = 0 \tag{4.12}$$

$$\frac{d^2y}{ds^2} + [k_y(s) + S(s) + T(s)] \cdot y - \frac{\varepsilon^2}{y^3} - \frac{2\zeta}{x+y} = 0 \tag{4.13}$$

Die Optimierung der Magnetpositionen und Fokussierstärken der Strahlführung erfolgte durch numerische Integration dieses Systems gekoppelter Differentialgleichungen. Abbildung 4.11 zeigt die Resultate für einen Strahlstrom von 100 mA. Die Startbedingungen (Strahldurchmesser und Emittanz) wurden aus der Simulation der raumladungsbegrenzten Emission mit dem Softwarepaket EGUN (s. Kap. 4.2.1) entnommen. Die schraffierten Flächen kennzeichnen die zur Verfügung stehende Apertur, die durch die Wände der Vakuumrezipienten und Rohre gebildet wird. In der oberen Hälfte der Grafik ist die Strahlausdehnung (genauer die halbe Strahlbreite) in der ablenkenden Ebene der α-Magneten und des Toruskondensators, in der unteren Hälfte die Strahlausdehnung in der nicht ablenkenden Ebene dargestellt. Die maximalen Strahlbreiten sind generell kleiner als die Hälfte der zur Verfügung stehenden Apertur A und überschreiten A/3 nur jeweils an einer Stelle signifikant. Es sollte demnach kein signifikanter Strahlverlust auftreten und eine Transfereffizienz von angenähert 100% erzielt werden können, die im Rahmen der Meßgenauigkeit auch erreicht werden konnte, allerdings bei teilweise differierenden Fokussierstärken[15]. Einen Vergleich der durch Simulation bestimmten und beim Betrieb eingestellten Brennweiten f der Solenoide gibt Tabelle 4.1[16].

4.4.6 Strahldiagnose

Eine systematische Vorgehensweise bei der Optimierung der Transfereffizienz der Strahlführung erfordert die Kenntnis der Breite und der Position des Elektronenstrahls. Diese lassen sich, bedingt durch den zum Einbau der Diagnosemittel benötigten Platz, nur an ausgezeichneten Stellen der Strahlführung

[15] Neben den durch die Magnete erzeugten Feldern wirken auch andere Magnetfelder als Störung auf den Strahl. Hier sind insbesondere die von den Magnetumschlüssen der Ionengetterpumpen und der Penning-Meßgeräte herrührenden Störfelder von Bedeutung. Diese Felder sind inhomogen und führen daher neben einer Strahlablenkung, die durch Korrekturmagnete kompensiert werden mußte, zu einer zusätzlichen Strahlfokussierung. Diese wurde in der Simulation nicht berücksichtigt.

[16] Die Brennweite des letzten, an der Struktur des Linearbeschleunigers befestigten Solenoids 6 kann aufgrund einer fehlenden Eichung nicht bestimmt werden.

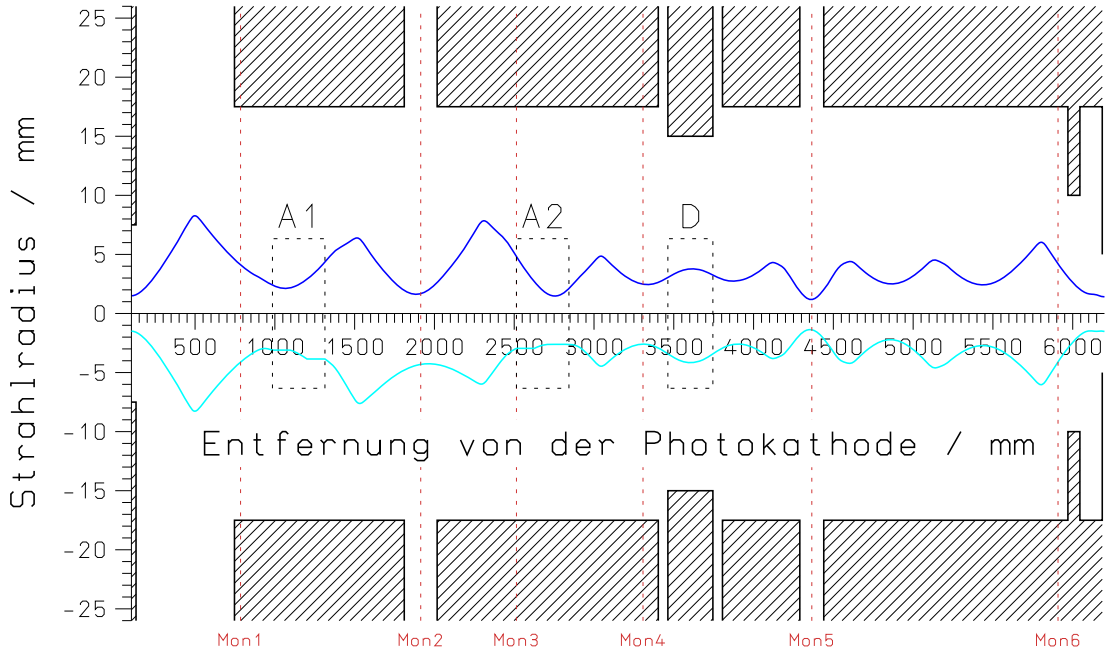


Abbildung 4.11: Numerische Simulation des Strahltransports von der Quelle zum Linearbeschleuniger. Der horizontale und vertikale Strahlradius ist in Abhängigkeit von der Entfernung von der Photokathode dargestellt. Die Position der α-Magnete (A1 und A2), des toroidalen Deflektors (D) und der Diagnosestationen (Mon1-Mon6) sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet. Die schraffierte Fläche gibt die Grenzen der geometrischen Apertur wieder.

Magnet	f aus der Simulation	f beim Betrieb
Solenoid 1	188 mm	195 mm
Solenoid 2	200 mm	215 mm
Solenoid 3	200 mm	215 mm
Solenoid 4	145 mm	172 mm
Doppelsolenoid 1	120 mm	116 mm
Doppelsolenoid 2	120 mm	118 mm
Doppelsolenoid 3	190 mm	233 mm
Solenoid 5	150 mm	186 mm
Solenoid 6	100 mm	unbekannt

Tabelle 4.1: Vergleich der durch numerische Simulation bestimmten und beim Betrieb eingestellten Brennweiten der Solenoidmagnete

bestimmen. Hier bieten sich die Stellen lokaler Strahlminima an[17]. Durch Ausnutzen der sich aus dem Konzept der Spiegeloptik ergebenden Symmetrie läßt sich die Anzahl der Diagnosestationen weiter verringern, da im Falle einer symmetrischen Anordung der magnetischen Linsen um eine Diagnoseeinheit die Brennweiten der entsprechenden Solenoide und Quadrupole identisch einzustellen sind und nicht mehr durch Messung der Strahlbreite im nächsten Minimum überprüft werden müssen.

Bei Anwendung dieses Konzepts sind sechs Diagnosestationen zur Messung der Strahlposition und -breite in der Strahlführung der 50-keV-Quelle erforderlich. Aufgrund der benötigten Abschirmung der

[17] Eine optimale Einstellung der Solenoide und Quadrupole ist dann gegeben, wenn an diesen Stellen der Elektronenstrahl eine minimale Ausdehnung hat. Dies kann durch Variation der Fokussierstärken in diesem Fall leicht verifiziert werden.

durch Strahlverlust bei der Injektion in den Linearbeschleuniger erzeugten ionisierenden Strahlung durch eine 0.5 m dicke Betonwand[18] konnten nur an fünf der sechs vorgesehenen Stellen Diagnoseeinheiten realisiert werden. Zur Untersuchung der Strahlablenkung, hervorgerufen vom magnetischen Streufeld einer strahlnah angeflanschten Ionengetterpumpe zwischen α-Magnet 1 und α-Magnet 2, wurde eine weitere Strahldiagnose im zweiten α-Magneten vorgesehen.

Zur gleichzeitigen Bestimmung der Breite und Position des Elektronenstrahls kommen Lumineszenzschirme aus Cromox [130] und sogenannte Drahtscanner zum Einsatz. Die Lumineszenzschirme lassen sich bei Bedarf pneumatisch in den Strahl fahren und erzeugen ein Bild des Elektronenstrahls, das mit einer CCD-Kamera aufgenommen wird. Beim Auftreffen des Strahls auf den Schirm werden - insbesondere bei hohen Strahlstromstärken - auf der Schirmoberfläche gebundene Moleküle freigesetzt, was zu einer Druckerhöhung um mehr als eine Größenordnung führen kann. Aus diesem Grunde kommen die Lumineszenzschirme erst im hinteren, kristallfernen Teil der Strahlführung zur Anwendung. Die Drahtscanner bestehen aus einem Bügel aus 3 mm starken Molybdänstäben, auf denen ein $50\ \mu\mathrm{m}$ dicker Wolframdraht in Form eines Dreiecks unter einem Winkel von 45^o zu den Stäben gespannt ist. Dieser Bügel kann mittels eines hydropneumatischen Antriebs langsam durch den Strahl bewegt werden, wobei die Position durch einen potentiometrischen Weggeber aus Leitplastik bestimmt wird. Ein geringer Anteil des Elektronenstrahls trifft den im Vergleich zum Strahldurchmesser dünnen Wolframdraht und deponiert eine Ladung (zur Nettoausbeute siehe [159]), die proportional zur Strahlbreite in Drahtrichtung ist. Diese Ladung wird einem auf der Stromdurchführung des Scanners montierten Vorverstärker zugeführt, der eine zur Ladungsmenge proportionale Spannung erzeugt. Durch Integration wird die Gesamtladung des Pulses gewonnen und nach erfolgter Wandlung in digitale Signale durch einen VME-Rechner ins Kontrollsystem [94, 209] des Beschleunigers aufgenommen, das eine graphische Darstellung des Strahlprofils nach Beendigung eines Zyklus' anbietet. Ein Betrieb der Drahtscanner ist aufgrund der geringen freigesetzten Gasmengen auch in kristallnahen Bereichen möglich, zumal der zur Photoemission benötige Laserstrahl den Scanner ungehindert[19] passieren kann. Aus diesem Grund kommen die Drahtscanner vorzugsweise im vorderen Teil der Strahlführung zur Anwendung.

Eine Messung des Strahlstroms ist durch Einfahren eines Strahlabsorbers unmittelbar vor dem Einschuß in den Linearbeschleuniger, dem sogenannten *Linac-Paddle*, und durch Wahl einer geeigneten Position der Targetleiter des Mottpolarimeters, bei der nicht die Goldfolien, sondern die massive Halterung der Folien vom Strahl getroffen wird, im Mott-Polarimeter möglich. Vom Strahl ausgeschlagene Sekundärelektronen verfälschen jedoch die Messung am Linac-Paddle, bei dem die Integration einer Gegenfeldelektrode[20] nicht möglich war. Beim Mott-Polarimeter kann hingegen die zylindrische Anode als Gegenfeldelektrode genutzt werden. Hierdurch ist eine präzise Messung des Strahlstroms, im wesentlichen nur noch begrenzt durch die Auflösung der verwendeten signalverarbeitenden Elektronik, möglich.

4.5 Die Lichtquellen

Zur Erzeugung der zirkular polarisierten Lichtpulse geeigneter Wellenlänge - ca. 1000 Watt Lichtleistung bei einer Pulslänge von einer Mikrosekunde und einer (von der verwendeten Photokathode abhängigen) Wellenlänge zwischen 750 und 900 nm werden benötigt - steht ein mit Blitzlampen gepumpter Titan-Saphir-Laser zur Verfügung (vgl. Abb 4.12). Das emittierte Laserlicht hat eine spektrale Breite von ca. 3 nm [99]. Durch Veränderung der Resonatorgeometrie und durch Wechsel der Resonatorspiegel ist eine Durchstimmung des Lasers im Wellenlängenbereich von 700 bis 900 nm möglich [98]. Bedingt

[18] Diese befindet sich zwischen dem Mottpolarimeter und dem α-Magneten der Strahlweiche. Der unverzichtbare dritte Doppelsolenoid mußte in diese Abschirmung eingebaut werden.

[19] Störungen durch Beugung am dünnen Wolframdraht sind nicht nachweisbar.

[20] Üblicherweise ist bei der Strommessung der Strahlabsorber von einem dünnmaschigen Netz hoher Transmision, der sogenannten Gegenfeldelektrode, umgeben, das auf ein relativ zum Absorber negatives Potential gelegt wird. Die Sekundärelektronen werden im so erzeugten Gegenfeld abgebremst und dem Absorber wieder zugeführt.

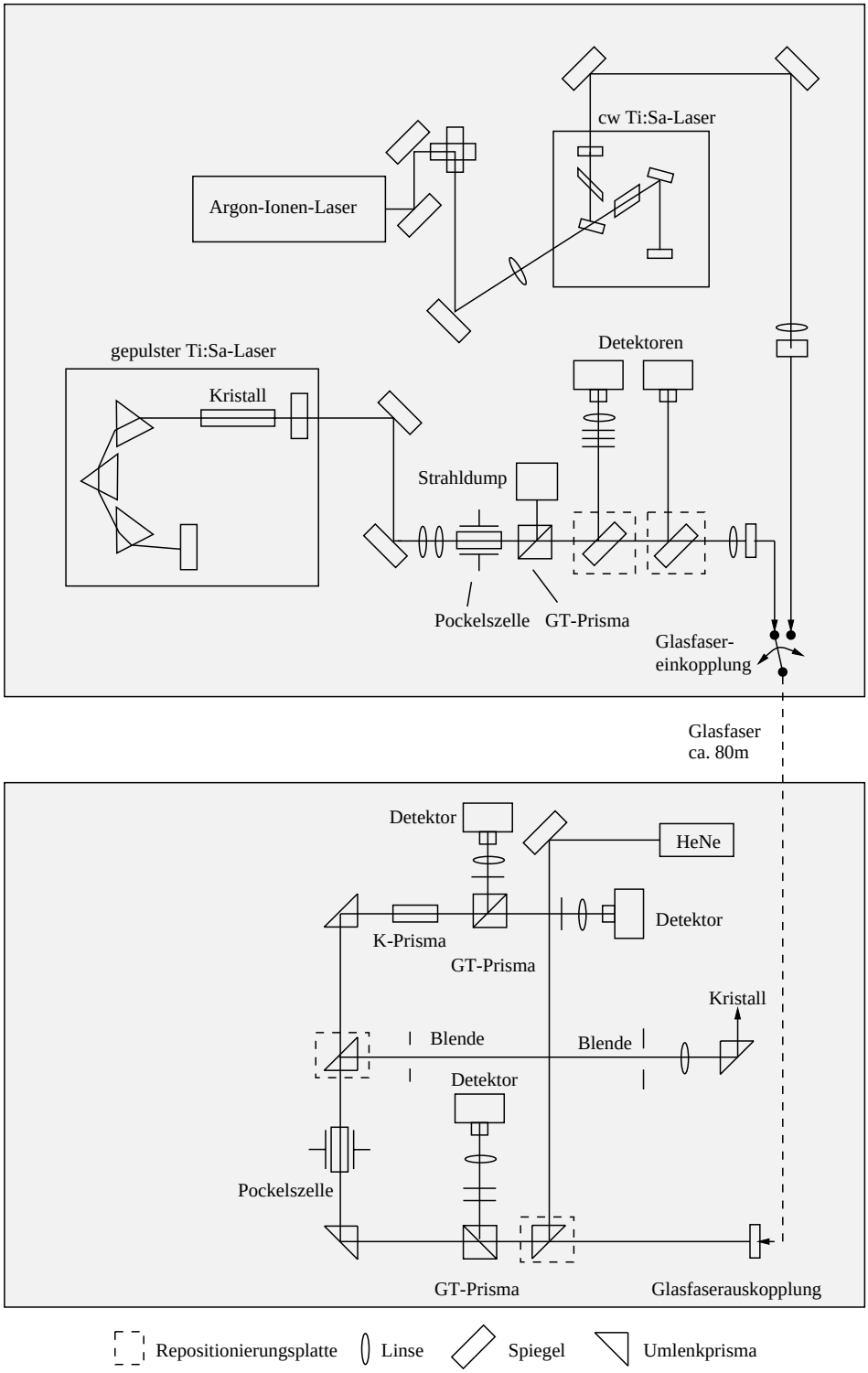


Abbildung 4.12: Aufbau der optischen Tische im Laserraum (oben) und unterhalb der 50-keV-Quelle (unten)

durch die hohe Verstärkung des Titan-Saphir-Kristalls und die kurze Fluoreszenzlebensdauer des angeregten Zustands des Titan-Ions im Saphir-Wirtsgitter (ca. $3.5\ \mu$s bei Raumtemperatur, vgl. [2]) kommt es zur Ausbildung von Relaxationsschwingungen (vgl. [147]) und der Emission einer irregulären Folge kurzer Lichtpulse, dem sogenannten *spiking*. Die Gesamtlänge des Lichtpulses wird dabei im wesentlichen vom Nachleuchten der Blitzlampen bestimmt und beträgt beim zur Verfügung stehenden Laser ca. 10 Mikrosekunden [279]. Eine Studie alternativer laseraktiver Medien und Lasersysteme zeigte, daß sich die benötigte Pulsleistung und -länge in Verbindung mit der geforderten Durchstimmbarkeit zur Zeit nur von mit Blitzlampen gepumpten Lasern erzeugen lassen, die alle eine ähnliche Pulsform erzeugen [98]. Der zur Strahlerzeugung benötigte Lichtpuls muß daher aus dem Gesamtpuls herausgeschnitten werden. Dieser Schnitt erfolgt mit Hilfe einer Pockelszelle[21] und eines polarisierenden *Glan-Thomson*-Strahlteilerwürfels (vgl. [279]). Der so geformte Puls wird in eine Multimoden-Glasfaser eingekoppelt, in dieser unter Verlust der Strahlpolarisation zur Quelle geführt und unterhalb der Betriebskammer wieder aus der Glasfaser extrahiert (vgl. [99, 279]). Ein weiterer polarisierender Strahlteiler erzeugt eine lineare Polarisation, die in einer Pockelszelle in eine - je nach Wahl der Polarität der Steuerspannung - rechtszirkulare oder linkszirkulare Polarisation transformiert wird. Unter Verwendung von Linsen, Umkehrprismen und Blenden erfolgt die Fokussierung des Laserstrahls auf die Photokathode in der Betriebskammer der Quelle. Eine weitere Anordnung, bestehend aus einem sogenannten K-Prisma[22], einem polarisierenden Strahlteiler und zwei Photodetektoren, erlaubt die Bestimmung und Optimierung des Polarisationsgrads des zirkular polarisierten Laserstrahls (s. [99]). Zur Justierung der optischen Komponenten und Erzeugung eines kontinuierlichen, unpolarisierten[23] Elektronenstrahls geringer Intensität[24] kann wahlweise das Licht eines Helium-Neon-Lasers auf den Kristall gerichtet werden.

Zur Messung der Polarisation des Elektronenstrahls durch Mottstreuung ist die Erzeugung eines kontinuierlichen Strahls *polarisierter* Elektronen geringer Intensität ($\mathrm{I} < 100\ \mathrm{pA}$) notwendig[25], um eine Überlappung der Pulse bei der ladungsintegrierenden Verstärkung der Signale der verwendeten Halbleiterdetektoren und hieraus resultierende Nichtlinearitäten zu vermeiden. Es wird daher zusätzlich ein kontinuierlicher, zirkular polarisierter Lichtstrahl mit einer im Bereich von 750 - 900 nm einstellbaren Wellenlänge benötigt, was den Aufbau eines weiteren Lasersystems erforderlich machte. Dieser Laser [98] (vgl. Abb. 4.12) basiert wiederum auf einem Titan-Saphir-Kristall, der von einem Argon-Ionen-Laser gepumpt wird. Eine Z-förmige Resonatorgeometrie ermöglicht eine Kompensation des Astigmatismus', hervorgerufen durch den Eintritt des Laserstrahls in den Kristall unter dem Brewster-Winkel. Die Durchstimmbarkeit des Lasers läßt sich durch Verwendung eines Birefringent-Filters[26] im Resonator erreichen.

[21] Die hier verwendeten Pockelszellen nutzen den elektro-optischen Effekt an hochdeuteriertem Kaliumhydrogenphosphat, der zu einer Abhängigkeit der Differenz der Brechungsindizes des ordentlichen und außerordentlichen Strahls von der Größe eines äußeren elektrischen Feldes führt. Im Fall des Pockels-Effekts ist diese Abhängigkeit linear und kann zur Einstellung der Phasenverzögerung der beiden Strahlen verwendet werden. Hierdurch ist eine Drehung der Richtung der Linearpolarisation um 90^o (durch Anlegen der sogenannten $\lambda/2$-Spannung) oder die Erzeugung zirkular polarisierten Lichts aus transversal polarisiertem Licht (durch Anlegen der sogenannten $\lambda/4$-Spannung) bei einer entsprechenden Justierung der Zelle möglich.

[22] Ein K-Prisma besteht aus einer Anordnung von vier optisch zweiachsigen Kristallen, die eine Phasenverzögerung von $\lambda/4$ zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl über einen weiten Wellenlängenbereich erzeugen. Bei entsprechender Justierung bewirkt dies z.B. die hier erwünschte Transformation einer vollständig zirkularen in eine vollständig lineare Polarisation.

[23] Aufgrund der hohen Energie der Photonen findet auch eine Anregung von Elektronen aus dem $P_{1/2}$-Niveau des Valenzbandes statt. Eine Spinausrichtung der angeregten Elektronen ist daher nicht mehr möglich.

[24] Dies wurde bei der Optimierung der Magnetoptik der Strahlführung nötig, um eine Verschlechterung des Vakuums aufgrund des hierbei unvermeidbaren Strahlverlusts zu verhindern.

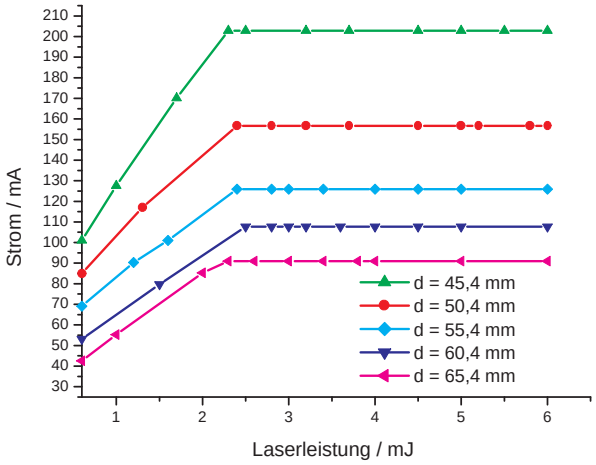
[25] Eine Abschwächung des gepulsten Laserstrahls führt aufgrund des niedrigen Tastverhältnisses - ca. $50\mu s$ Nutzstrahl in einer Sekunde lassen sich verwenden - zu unverträglich langen Meßzeiten.

[26] Als Birefringent- oder auch Lyot-Filter wird ein doppelbrechender Kristall bezeichnet, der unter dem Brewster-Winkel zum einfallenden Lichtstrahl geneigt ist. Das Licht spaltet im Kristall in einen ordentlichen und außerordentlichen Strahl auf, wobei die Phasendifferenz der beiden Strahlen durch Drehung des Filters um das Einfallslot verändert werden kann. Dies führt bei Anwesenheit eines Polarisationsanalysators - hier realisiert durch den Strahleintritt in das laseraktive Medium unter

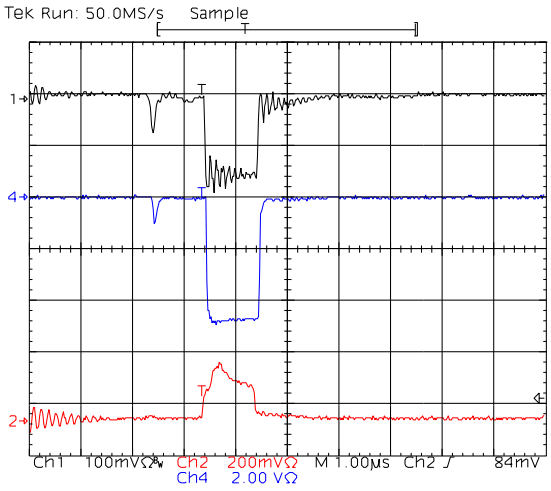
Das linear polarisierte Licht dieses Lasers kann ebenfalls in die Glasfaser eingekoppelt und damit zur Erzeugung kontinuierlicher Strahlen polarisierter Elektronen verwendet werden.

4.6 Erste Betriebserfahrungen

Die erste Inbetriebnahme der Quelle und Optimierung der Strahllage in der Strahlführung erfolgte unter Verwendung eines homogen dotierten, 300 μm dicken GaAs-Kristalls als Photokathode und eines Helium-Neon-Lasers als Lichtquelle. Im gepulsten Hochstrombetrieb ließ sich mit diesem Kristall jedoch nur ein Maximalstrom von ca. 80mA bei maximaler Laserleistung (ca. 5000 Watt) erzielen; die Raumladungsbegrenzung der Kathodenanordnung konnte nicht erreicht werden. Eine derartige Begrenzung des Emissionsstroms, hervorgerufen durch den Effekt der Ladungssättigung (vgl. Kap. 3.5.4), war aufgrund der homogenen Dotierung der Photokathode zu erwarten[27] und sollte bei Verwendung geeigneter Superlattice-Kristalle (s. Kap. 3.5.4) nicht beobachtbar sein. Deshalb wurde unter Verwendung des mittlerweile fertiggestellten Schleusensystems ein Be-InGaAs/AlGaAs Superlattice-Kristall [192] eingebracht. Mit diesem Kristall war ein raumladungsbegrenzter Betrieb bis zur geometriebedingten Maximalstromstärke von ca. 200 mA (vgl. Kap. 4.2.1) möglich. Die Raumladungsbegrenzung konnte durch Steigerung der Laserleistung bei unterschiedlichen Kathodenpositionen explizit nachgewiesen werden (vgl. Abb. 4.13(a) und [99]) und führt zu einer rechteckförmigen glatten Pulsform der Elektronenemission, die nicht die wellenförmige Pulsform des Pumplichtpulses, hervorgerufen vom *spiking*-Verhalten des Lasers, zeigt (s. Abb. 4.13(b)).



(a) Die maximal erzielten Ströme polarisierter Elektronen für unterschiedliche Abstände der Kathode von der Anode in Abhängigkeit von der Laserleistung



(b) Zeitliche Struktur des Elektronenpulses in der Betriebskammer (obere Spur) und im Mott-Polarimeter (mittlere Spur). Zum Vergleich ist die zeitliche Struktur des geschnittenen Laserpulses (untere Spur) ebenfalls dargestellt.

Abbildung 4.13: Raumladungsbegrenzte Strahlerzeugung in der Betriebskammer der 50-keV-Quelle

Die Emissionseigenschaften dieses Kristalls konnten durch Ermittlung der Quantenausbeute und

dem Brewster-Winkel - zu einer Abhängigkeit der Transmission von der wellenlängenabhängigen Phasenverschiebung und kann daher zur Durchstimmung des Lasers verwendet werden.

[27] Basierend auf den Erfahrungen beim Betrieb von GaAs-Quellen am SLAC [4] und NIKHEF [214] wurden eher noch geringere Maximalstromstärken erwartet.

Messung der Polarisation durch Mottstreuung in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmt werden und sind in Abbildung 4.14 graphisch aufgetragen. Demzufolge läßt sich eine maximale Polarisation

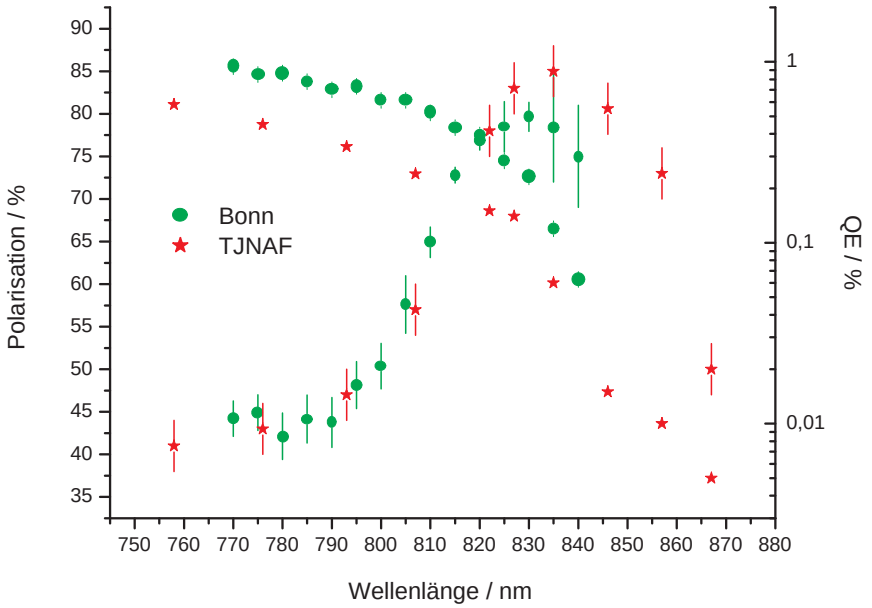


Abbildung 4.14: Das wellenlängenabhängige Verhalten des Be-InGaAs/Be-AlGaAs Superlattice-Kristalls. Das Maximum der Polarisation von etwa 80% wird bei einer Wellenlänge des Pumplichts von ca. 830 nm erreicht. Die korrespondierende Quantenausbeute beträgt ca. 0.2%. Der systematische Fehler der Polarisationsmessung beträgt 5% (s. Text).

von ca. $(80 \pm 5)\%$[28] bei einer Wellenlänge von 830 nm und einer korrespondierenden Quantenausbeute von 0.2% erreichen, was in guter Übereinstimmung mit den am TJNAF unter Verwendung eines identischen Kristalls[29] durchgeführten Messungen [193] steht.

Ein durchgehender Betrieb der Quelle über einen längeren Zeitraum ist bei der Beschleunigeranlage ELSA nur in Verbindung mit einem Experiment der Mittelenergiephysik (hier speziell dem GDH-Experiment) möglich und konnte bisher noch nicht realisiert werden. Erkenntnisse über die Lebensdauer im Betrieb konnten daher nur aus zwei jeweils ca. eine Woche dauernden Betriebszeiten, die dem Studium depolarisierender Resonanzen und der Energieeichung des Stretcherrings ELSA dienten (vgl. Kap. 6), gewonnen werden. Hieraus ergibt sich eine erste vage Abschätzung der Lebensdauer im Betrieb von mehreren 1000 Stunden, was in Anbetracht der großen Fehler[30] in guter Übereinstimmung mit der ermittelten Vakuumlebensdauer steht. In diesen Betriebszeiten konnte bereits ein mittlerer Strahlstrom hochenergetischer *polarisierter* Elektronen von 3 nA erzeugt werden. Eine weitere Steigerung auf 5 - 10 nA[31] scheint durch Erhöhung der Effizienzen der Strahlinjektion in das und der Strahlextraktion aus

[28] Beim Ausheizen des Mottpolarimeters wurden fünf der sechs eingebauten Goldfolien beschädigt. Eine Foliendickenextrapolation war daher nicht möglich. Die Mottmessung wurde bei einer Elektronenenergie von 50 keV unter Verwendung der Ergebnisse von Gellrich und Kessler [92] zur Bestimmung der effektiven Shermanfunktion durchgeführt. Aus der ungenauen Kenntnis der Shermanfunktion resultiert der große systematische Fehler der angegebenen Polarisation.

[29] Die in Bonn und am TNJAF verwendeten Kristalle stammen aus dem selben Wafer.

[30] Die Bestimmung der Lebensdauer beruht auf einem exponentiellen Abfall der Quantenausbeute mit der Zeit, was aber nur bei einer Mittelung über lange Zeiträume (2-3 Monate) auch annähernd zutrifft. Über den Zeitraum von einer Woche sind auch schon stark vom Exponentialgesetz abweichende Abfälle beobachtet worden [73].

[31] Ein externer Strom von 5 nA wurde bereits in der zweiten Strahlzeit erreicht, erfordert aber zur Zeit noch eine stetige Kontrolle und Nachoptimierung der Strahlinjektion in das Synchrotron.

dem Synchrotron möglich zu sein.

4.7 Vergleich mit den Quellen anderer Beschleuniger

GaAs-Quellen polarisierter Elektronenstrahlen kamen, neben der Quelle an ELSA, weltweit an fünf weiteren Beschleunigern zum Einsatz: Am Linearbeschleuniger des *Stanford Linear Accelerator Centers* (SLAC), dem Pulsstrechterring des *Massachusetts Institute of Technology* in Bates (MIT Bates), dem Speicherring AmPS des *Nationaal Instituut voor Kernfysica en Hoge-Energie Fysica* in Amsterdam (NIKHEF)[32], dem dreistufigen *Mainzer Microtron* (MAMI) und dem rezirkulierenden supraleitenden Linearbeschleuniger CEBAF am *Thomas Jefferson National Laboratory* (TJNAL). Mittlerweile werden alle Quellen gepulst betrieben. Bei den rezirkulierenden Beschleunigern MAMI und CEBAF muß ein quasikontinuierlicher Elektronenstrahl, bestehend aus einer Folge von Mikropulsen, deren Pulslänge und Abstand von der Hochfrequenz des Beschleunigers vorgegeben werden, bereits beim Einschuß in den Vorbeschleuniger zur Verfügung stehen. Die Länge dieser Mikropulse (und auch die der SLAC-Quelle) ist vergleichsweise klein gegenüber der Rekombinationszeit ($\tau \approx 10$ns) der sich bei der Photoemission an der Oberfläche des Kristalls sammelnden Elektronen (hieraus resultiert die Begrenzung des Maximalstroms aufgrund der Ladungssättigung, vgl. Kap. 3.5.4). Zum Vergleich der erzielten maximalen Stromdichte muß daher bei diesen Quellen die zeitlich gemittelte Stromdichte verwendet werden. Bei den restlichen Quellen ist die Pulslänge um mindestens einen Faktor 100 größer als die Rekombinationszeit. Hier werden im Puls bereits nach kurzer Zeit stationäre Verhältnisse erreicht (vgl. auch [186]), so daß die mittlere Stromdichte im Puls zum Vergleich herangezogen werden muß. Dies ist in Tabelle 4.2 berücksichtigt, die die Betriebsdaten der einzelnen Quellen auflistet [4, 17, 106, 115, 181, 266].

Parameter	MAMI	CEBAF	SLAC	ELSA	NIKHEF	MIT Bates
Elektronenenergie	100 keV	100 keV	120 keV	50 keV	100 keV	60 keV
Pulslänge	50 ps	60 ps	2 ns	1 μs	3μs	16 μs
maximale Pulsladung	8.2 fC	400 fC	11.3 nC	100 nC	45 nC	200 nC
Wiederfrequenz	2.45 GHz	1.5 GHz	120 Hz	50 Hz	1 Hz	600 Hz
Strahldurchmesser	0.24 mm	0.55 mm	20 mm	8 mm	7 mm	3 mm
mittlerer Strahlstrom	20 μA	200 μA	1.3 μA	5 μA	45 nA	120 μA
Polarisationsgrad	$\leq$80 %	$\leq$80 %	$\leq$80 %	$\leq$80 %	$\leq$80 %	$\leq$40 %
max. Stromdichte	$0.4\mathrm{mA/mm^2}$	$0.8\mathrm{mA/mm^2}$	$4\mu\mathrm{A/mm^2}$	$2\mathrm{mA/mm^2}$	$0.4\mathrm{mA/mm^2}$	$1.8\mathrm{mA/mm^2}$
Betriebs-Lebensdauer	70 h	175 h	35-1200 h	> 1000 h	500 h	200-300 h

Tabelle 4.2: Vergleich der Eigenschaften aller an Beschleunigeranlagen eingesetzten GaAs-Quellen polarisierter Elektronen

[32] Der Betrieb dieser Beschleunigeranlage wurde Ende 1998 eingestellt.

5 Polarimetrie des hochenergetischen Elektronenstrahls

Zur Optimierung der bei der Nachbeschleunigung polarisierter Elektronen notwendigen Korrekturverfahren (vgl. Kap. 6) ist eine Bestimmung des Polarisationgrads des hochenergetischen Elektronenstrahls erforderlich. Eine solche als Polarimetrie bezeichnete Messung kann sowohl am aus ELSA extrahierten Elektronenstrahl als auch am in ELSA zirkulierenden Elektronenstrahl durchgeführt werden. Beide Methoden sollen zur Anwendung kommen. Zur Polarimetrie des externen Nutzstrahls wurde ein Møller-Polarimeter von der GDH-Kollaboration aufgebaut [143,176,244,291]. Die Bestimmung der Polarisation des in ELSA gespeicherten Elektronenstrahls soll durch ein Compton-Polarimeter, das im Rahmen dieser Arbeit konzipiert und aufgebaut wurde [62,95,102,113,124,155,248], erfolgen. Mit diesem Polarimeter wird auch ein Studium der Selbstpolarisation des Strahls (s. Kap. 3.2) möglich sein.

5.1 Das Møller-Polarimeter

Die Messung des Polarisationsgrads des extrahierten Elektronenstrahls beruht auf der spinabhängigen Elektron-Elektron-Streuung (der sogenannten Møller-Streuung [182]). Die polarisierten Elektronen des Strahls streuen an polarisierten Elektronen einer magnetisierten Metallfolie und schlagen jeweils ein Elektron heraus. Beide Elektronen werden, nach Ablenkung in einem magnetischen Feld zur Abtrennung des Untergrunds, in einer Detektoranordnung nachgewiesen.

Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Møller-Streuung von der Polarisation des Strahls und des Streuzentrums wird durch sogenannte Asymmetriekoeffizienten (a_{xx}, a_{yy}, a_{zz}) parametrisiert. Im Schwerpunktsystem des einfallenden und ruhenden Elektrons gilt (vgl. [274]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cms}} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega_{cms}} \cdot \left[1 + \sum_{j=x,y,z} a_{jj}(\theta_{cms}) P_j^{Strahl} P_j^{Target} \right], \tag{5.1}$$

wobei $\frac{d\sigma_0}{d\Omega_{cms}}$ den Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen bezeichnet. Die Asymmetriekoeffizienten sind im Bereich der bei ELSA auftretenden Energien des externen Elektronenstrahls (0.8 - 3.5 GeV) energieunabhängig. Møller-gestreute Elektronen werden im von der Detektoranordnung vorgegebenen Raumwinkelbereich Ω_{Det} nachgewiesen. Bei einem Wechsel der Richtung der Strahlpolarisation (dies muß durch Änderung der Helizität des Pumplichts der Quelle polarisierter Elektronen erfolgen) und Aufnahme der korrespondierenden Raten $N_{\uparrow\uparrow}$ und $N_{\uparrow\downarrow}$ ergibt sich eine Zählratenasymmetrie

$$A = \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}}, \tag{5.2}$$

aus der sich bei Kenntnis der über die Akzeptanz des Polarimeters gemittelten Asymmetriekoeffizienten $\overline{a_{ii}}$ und der Polarisation des Targets die Polarisation des Strahls bestimmen läßt:

$$P_i^{Strahl} = \frac{A}{\overline{a_{ii}} \cdot P_i^{Target}}. \tag{5.3}$$

Je nach Wahl der Richtung der Targetpolarisation kann daher die longitudinale oder eine transversale Polarisation des Elektronenstrahls gemessen werden.

Dies ist beim von der GDH-Kollaboration aufgebauten Møller-Polarimeter durch sechs Spulen, die paarweise in einer Helmholtz-ähnlichen Anordnung um den Targetort angebracht wurden, möglich [143]. Je nach Ausrichtung des äußeren Magnetfelds werden unterschiedlich orientierte Supermendurfolien in den Elektronenstrahl eingebracht und bis zur Sättigung magnetisiert. Der Nachweis der Møller-Elektronen erfolgt durch insgesamt 14 Bleiglas-Detektoren, die in zwei Reihen von jeweils 7 Detektoren oberhalb und unterhalb der Strahlebene des einfallenden Elektronenstrahls hinter einem Ablenkmagneten angebracht sind. Ein Møller-Ereignis wird durch gleichzeitiges Ansprechen eines Detektors der oberen und eines der unteren Reihe in einer kreuzkorrelierten Koinzidenz definiert[1]. Die effektiven Asymmetriekoeffizienten $\overline{a_{ii}}$ für jedes kreuzkorrelierte Detektorpaar wurden aus einer Monte-Carlo-Simulation des Polarimeters gewonnen [176, 177]. Der Einfluß des Levchuk-Effekts[2] ist aufgrund der im Vergleich mit der Energieakzeptanz von $\frac{\Delta E'}{E'} \approx 8.7\%$ hohen Winkelakzeptanz von $\frac{\Delta\Theta}{\Theta} \approx 49.2\%$ gering (ca. 0.2%) und kann gegenüber anderen Ursachen systematischer Fehler, vor allem der Bestimmung der Folienpolarisation, vernachlässigt werden [143, 176]. Die bei zeitlich schwankenden Strahlströmen[3] erforderliche Normierung der Rate Møller-gestreuter Elektronen auf die Strahlintensität erfolgt mittles eines Farady-Bechers [174], der den Strahlstrom hinter dem Target mißt, eines Blei-Mineralöl-Detektors [244, 291], der die durch Bremsstrahlung des Elektronenstrahls am Möllertarget erzeugten Photonen detektiert, oder der mit dem Tagging-System bei im Primärstrahl befindlichen Tagging-Target möglichen Flußnormierung.

5.2 Das Compton-Polarimeter

Bei der Polarimetrie des gespeicherten Elektronenstrahls können nur Verfahren eingesetzt werden, die eine geringe Strahlzerstörung durch die Messung bewirken[4]. Zur Erzeugung bzw. Erhaltung der bei hohen Elektronenenergien notwendigen Polarisation des internen Streutargets dürfen zudem keine starken Magnetfelder, die eine Störung der Gleichgewichtsbahn des Elektronenstrahls hervorrufen würden, verwendet werden. Daher kommen als polarisiertes Streutarget entweder die Elektronen des polarisierten Strahls oder extern durch Laser erzeugte zirkular polarisierte Photonenstrahlen zum Einsatz.

Erste Messungen der Strahlpolarisation mit einem internen Polarimeter nutzten die als Touschek-Streuung bezeichnete Elektron-Elektron-Streuung der Teilchen im Strahl aus [46, 233]. Die Stoßpartner können dabei ihre Energie so weit ändern, daß sie außerhalb der Energieakzeptanz des Beschleunigers liegen und den Strahl verlassen. Aufgrund der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Spineinstellung der Stoßpartner kann aus der beobachteten Rate aus dem Strahl gestreuter Elektronen auf die Polarisation zurückgeschlossen werden [30]. Die Nachteile dieser Methode liegen in einer hohen Untergrundrate an Elektronen, hervorgerufen durch Streuung des gespeicherten Strahls am Restgas in der Vakuumkammer, sowie der unbestimmten Analysierstärke des Verfahrens.

[1] Bei einer Streuung unter einem Winkel von θ_{cms} von 90^o haben beide Streupartner die gleiche Energie und werden daher vom Magneten gleich stark abgelenkt. Hierdurch wird die Position der zentralen Detektoren über und unter der Strahlebene definiert. Bei einer Streuung unter anderen Streuwinkeln besitzen die Møller-Elektronen unterschiedliche Energien. Dies führt zu einer horizontalen Trennung der Flugbahnen im Magnetfeld und erfordert den Aufbau zusätzlicher Detektoren links und rechts der zentralen Detektoren. Diese sprechen jeweils wechselseitig an, was bei einem koinzidenten Nachweis durch Bildung einer sogenannten Kreuzkorrelation der Detektoren der oberen und unteren Reihe berücksichtigt werden muß (siehe [143]).

[2] Dieser Effekt besteht in einer Abhängigkeit der Winkelverteilung des gestreuten Elektrons von der Bindungsenergie des Targetelektrons [164].

[3] Dies ist bei der Messung an ELSA von Bedeutung, da eine Helizitätsänderung des extrahierten Strahls nur von Beschleunigungszyklus zu Beschleunigungszyklus erfolgen kann. Die Strahlintensität kann jedoch von Zyklus zu Zyklus variieren.

[4] Da der gespeicherte Strahl ein internes Streutarget ca. 2×10^6-mal pro Sekunde durchquert, würde selbst das Einbringen extrem dünner Folien einen vollständigen Strahlverlust innerhalb kürzester Zeit nach sich ziehen.

Eine Ausnutzung der Compton-Streuung zirkular polarisierter Photonen an den hochenergetischen Elektronen [179,204] wurde von Baĭer und Kohze 1969 vorgeschlagen [18]. Ein auf diesem Effekt basierendes Polarimeter kam erstmals 1979 am Speicherring SPEAR des Elektronenbeschleunigers in Stanford zum Einsatz [101]. Seither ist dies ein etabliertes Meßverfahren an mehreren Elektronenbeschleunigern der Welt [23, 188, 205, 212, 230, 286]. Die Vorteile dieser Methode bestehen in der Möglichkeit der Untergrundseparation durch eine Messung ohne Photonenstrahl und der frei wählbaren Polarisation des Streupartners, wodurch sich apparative Asymmetrien vollständig eliminieren lassen.

5.2.1 Meßprinzip

Den transversal polarisierten Elektronen in ELSA (Polarisationsgrad P_e) wird zirkular polarisiertes Laserlicht (Polarisationsgrad P_γ) entgegengestrahlt. Es kommt zur Kollision der beiden Strahlen und der Rückstreuung von Photonen. Dieser Streuvorgang zeigt eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Polarisation der Streupartner, die im Falle eines ruhenden Elektrons erstmalig von Lipps und Tolhoek angegeben wurde [165]. Für den Fall, daß die Polarisationen der Teilchen vor dem Stoß bekannt sind, die nach dem Stoß aber nicht beobachtet werden, ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für eine Streuung unter dem Polarwinkel θ^* und dem Azimut ϕ^* (die mit einem Stern versehenen Symbole bezeichnen im Ruhesystem des Elektrons definierte Größen):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(P_\gamma,P_e) = \Sigma_0 + \Sigma_2(P_\gamma,P_e), \tag{5.4}$$

mit

$$\Sigma_0 = C\left(1+\cos^2\theta^* + (K_i^* - K_f^*)(1-\cos\theta^*)\right), \tag{5.5}$$

$$\Sigma_2(P_\gamma,P_e) = -P_\gamma P_e \cdot C K_f^* \sin\theta^*(1-\cos\theta^*)\sin\phi^*, \tag{5.6}$$

$$C = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{K_f^*}{K_i^*}\right)^2, \tag{5.7}$$

wobei r_0 den klassischen Elektronenradius bezeichnet. Der auf das Produkt $m_e c$ aus Ruhemasse m_e und Lichtgeschwindigkeit c normierte Impulsbetrag des Photons nach dem Stoß (K_f^*) hängt dabei über die Compton-Formel vom entsprechend normierten Impulsbetrag K_i^* des einlaufenden Photons ab:

$$K_f^*(\theta^*) = \frac{1}{1-\cos\theta^* + \frac{1}{K_i^*}} \tag{5.8}$$

Der Zusammenhang (5.4) läßt sich durch Anwendung von zwei Koordinatentransformationen auf die Verhältnisse bei einer Streuung an einem hochenergetischen Elektronenstrahl übertragen (s. z. B. [62]):

- durch eine Lorentztransformation in das Ruhesystem des Elektrons werden die Energie und die Einfallsrichtung der Photonen vor dem Stoß bestimmt,
- im Ruhesystem des Elektrons wird durch Anwendung von (5.4) die Winkelverteilung der gestreuten Photonen errechnet,
- durch abschließende Rücktransformation werden die Energie und die Winkelverteilung der gestreuten Photonen im Laborsystem ermittelt.

Aufgrund der ϕ^*-Modulation im Wirkungsquerschnitt werden - je nach Vorzeichen des Produkts der Strahlpolarisationen $P_\gamma P_e$ - mehr Photonen in den Halbraum oberhalb bzw. unterhalb der Elektronenbahn als in den entsprechenden anderen Halbraum gestreut[5]. Es ergibt sich daher ein bezüglich der

[5] Der Spin der Elektronen steht senkrecht auf ihrer Flugbahn im Stretcherring, weist also in z-Richtung (bzw. die entgegengesetzte Richtung). Der Halbraum oberhalb der Elektronenbahn wird daher durch die Bedingung $0 \leq \Phi^* \leq 180^o$, der untere Halbraum durch $180 \leq \Phi^* \leq 360^o$ gekennzeichnet.

Bahnebene unsymmetrisches Profil rückgestreuter Photonen. Grundsätzlich bestehen zwei verschiedene Methoden zur Ermittlung der Strahlpolarisation aus der Intensitätsverteilung Compton-rückgestreuter Photonen[6]:

- die Bestimmung der Zählratenasymmetrie durch Vergleich der Raten N_o und N_u der in den Halbraum oberhalb bzw. unterhalb der Elektronenbahn gestreuten Photonen:

$$A = \frac{N_o - N_u}{N_o + N_u}, \tag{5.9}$$

- die Ermittlung der vertikalen Verschiebung $\bar{z}$ des Schwerpunkts des Profils rückgestreuter Photonen[7] (siehe [62]):

$$\bar{z} \propto P_\gamma P_e \cdot \frac{\int_0^{2\pi} d\phi^* \int_0^{\pi} d\theta^* \left\{ \frac{\partial(x,z)}{\partial(\theta^*,\phi^*)} z(\theta^*,\phi^*) \sin\phi^* \cdot CK_f^* \sin\theta^*(1-\cos\theta^*) \right\}}{\int_0^{2\pi} d\phi^* \int_0^{\pi} d\theta^* \left\{ \frac{\partial(x,z)}{\partial(\theta^*,\phi^*)} C \left(1 + \cos^2\theta^* + (K_i^* - K_f^*)(1-\cos\theta^*) \right) \right\}}. \tag{5.10}$$

Sowohl die Zählratenasymmetrie als auch die Schwerpunktverschiebung sind dem Produkt der Polarisationsgrade $P_\gamma P_e$ proportional und können daher zur Bestimmung der Strahlpolarisation herangezogen werden. Durch Wechsel der Zirkularpolarisation des Lichts läßt sich der Einfluß apparativer Asymmetrien eliminieren. In völliger Analogie zur Vorgehensweise bei der Mottstreuung (vgl. Kap. 4.4.3) ergibt sich für die Zählratenasymmetrie

$$A = \frac{\sqrt{N_o^+ N_u^-} - \sqrt{N_u^+ N_o^-}}{\sqrt{N_o^+ N_u^-} + \sqrt{N_u^+ N_o^-}} \tag{5.11}$$

und für die Schwerpunktverschiebung

$$\Delta\bar{z} = \bar{z}_+ - \bar{z}_-. \tag{5.12}$$

5.2.2 Konzeption des Polarimeters

Bei der Konzeption des Polarimeters waren folgende Punkte von Bedeutung:

- Die zu messende Asymmetrie im Profil der rückgestreuten Photonen nimmt mit ansteigender Einfallsenergie der Photonen im Ruhesystem der Elektronen zu. Es ist daher vorteilhaft, möglichst kurzwelliges Licht den Elektronen frontal entgegenzuschießen[8].

- Zur Ermittlung der Polarisation der Elektronen aus der gemessenen Asymmetrie der Photonenverteilung ist eine Kenntnis des Polarisationsgrads des eingestrahlten Lichts notwendig. Dieser sollte daher in unmittelbarer Nähe der Wechselwirkung gemessen werden.

[6] Eine weitere Möglichkeit besteht über den Nachweis der gestreuten Elektronen (vgl. [286]). Der Energieübertrag während des Stoßes ist so groß, daß die gestreuten Elektronen außerhalb der Akzeptanz des Beschleunigers liegen und dem Strahl verlorengehen. Sie werden im Dipolmagnet, der der Wechselwirkungszone folgt, nach innen abgelenkt. Ein Nachweis dieser Elektronen bei ELSA ist nur bei baulichen Veränderungen dieses Dipolmagneten möglich.

[7] Die Größe $z(\theta^*,\phi^*)$ kennzeichnet den von den Streuwinkeln θ^* und ϕ^* abhängigen vertikalen Abstand des auf einen Detektor auftreffenden Photons von der Ebene der Elektronenbahn.

[8] Der Einfallswinkel αdes Photonenstrahls relativ zur Bahn der Elektronen geht in die Lorentztransformation ins Ruhesystem der Elektronen ein. In diesem System wird die Energie der Photonen bei frontalem Einschuß ($\alpha = 0$) maximal.

- Die Rate rückgestreuter Photonen ist abhängig von der Stromdichte der kollidierenden Strahlen. Neben einer möglichst großen Stromstärke (bzw. einer hohen Strahlleistung im Falle des Photonenstrahls) ist daher auch ein möglichst geringer Strahldurchmesser beider Strahlen in der Wechselwirkungszone anzustreben[9].

- Sowohl die Breite der Intensitätsverteilung als auch die Verschiebung des Schwerpunkts bei einem Wechsel der Helizität des eingestrahlten Laserlichts vergrößern sich linear mit dem Abstand von der Wechselwirkungszone. Die Detektion der rückgestreuten Photonen sollte daher in möglichst großem Abstand von der Wechselwirkungszone erfolgen.

Dies führte zur Wahl eines Argon-Ionen-Lasers als Lichtquelle eines linear polarisierten, intensiven Photonenstrahls kleiner Strahldivergenz (siehe [62]), wobei die Emissionslinie bei einer Wellenlänge $\lambda = 514.5\ \mathrm{nm}$ (die zur Verfügung stehende Lichtleistung beträgt hier ca. 10 Watt) verwendet wurde. Der Photonenstrahl wird beim Durchtritt durch eine Pockelszelle zirkular polarisiert und durch ein System aus mehreren Spiegeln dem Elektronenstrahl unter einem Einfallswinkel von $\alpha = 3\ \mathrm{mrad}$[10] entgegengestrahlt [62]. Photonen- und Elektronenstrahl kollidieren im Quadrupol D25[11] des ELSA-Rings (vgl. Abb. 2.1). Strahlabwärts der Wechselwirkung erfolgt eine Messung der Polarisation des Photonenstrahls. Das Intensitätsprofil der rückgestreuten Photonen wird im Abstand von 15 m von der Wechselwirkungszone von einem Siliziumstreifendetektor ortsaufgelöst aufgenommen.

5.2.3 Numerische Simulation des Streuprozesses

Zur Festlegung der Größe des Detektors und der benötigten Ortsauflösung wurde eine numerische Simulation des Streuprozesses durchgeführt. Aus dieser Simulation gehen die zu erwartende Profilgröße am Ort des Detektors, die Rate gestreuter Photonen und die zu messende Zählratenasymmetrie bzw. die Schwerpunktverschiebung hervor. Das hierfür entwickelte Softwarepaket *Comptonsim* führt eine gitterförmige Zerlegung des Detektors in kleine Flächenelemente durch. Für jedes Flächenelement wird die Rate der detektierten Photonen aus einer fünffachen Integration der Wahrscheinlichkeit einer Compton-Streuung über den gesamten transversalen Phasenraum des Elektronenstrahls und die Länge der Wechselwirkungszone errechnet (s. [62, 112]).

Abbildung 5.1 zeigt ein auf diese Weise bestimmtes Profil rückgestreuter Photonen, berechnet für eine Elektronenenergie von 1.4 GeV, einem Abstand des Detektors vom Wechselwirkungspunkt von 15 m und einer Magnetoptik des Stretcherrings ELSA, die zur Speicherung eines Elektronenstrahls üblicherweise eingestellt wird [137]. Durch Summation über die Spalten bzw. Reihen der gitterförmigen Zerlegung läßt sich ein vertikales bzw. horizontales Profil der gestreuten Photonen gewinnen. Die Größe dieser Strahlprofile (FWHM) ist in Abbildung 5.2(a) in Abhängigkeit von der Elektronenenergie dargestellt. Es zeigt sich, daß eine Größe des Detektors von $4 \times 4\ \mathrm{cm}^2$ zur Aufnahme der Intensitätsverteilung bei allen Elektronenenergien ausreichend ist.

In Abbildung 5.2(b) sind die aus den Simulationsergebnissen ermittelten Werte für die Rate gestreuter Photonen, die einen Detektor der Größe $4 \times 4\ \mathrm{cm}^2$ erreichen, in Abhängigkeit von der Energie des Elektronenstrahls graphisch dargestellt. Diese Rate ist bezogen auf 1 Watt Lichtleistung des einfallenden Laserstrahls und 1 mA Strahlstrom in ELSA.

[9] Die Rate rückgestreuter Photonen wird vom größeren der beiden Strahlen bestimmt. Eine optimale Anpassung ist daher bei gleichen Strahldurchmessern gegeben. Eine weitere Verkleinerung des Durchmessers *eines* der beiden Strahlen bringt keine weiteren Verbesserungen.

[10] Eine Einstrahlung unter $\alpha = 0^o$ konnte nicht realisiert werden, da der zur Einkopplung nötige Umlenkspiegel in diesem Fall von der vom Elektronenstrahl emittierten Synchrotronstrahlung getroffen würde. Dies würde zu einer Schwärzung des Spiegels innerhalb kurzer Zeit führen [34].

[11] Im Gegensatz zu den Dipolen verläuft der Elektronenstrahl in den Quadrupolen längs einer Geraden. Laser und Elektronenstrahl überlappen sich auf einer größeren Länge als in den Dipolmagneten, was zu einer Erhöhung des Nutzsignals (der Rate gestreuter Photonen) führt. In horizontal defokussierenden Quadrupolen nimmt zudem die horizontale Strahlbreite, die bei zueinander verkippten Strahlen das Nutzsignal stärker beschränkt als die vertikale Strahlbreite, ein lokales Minimum an.

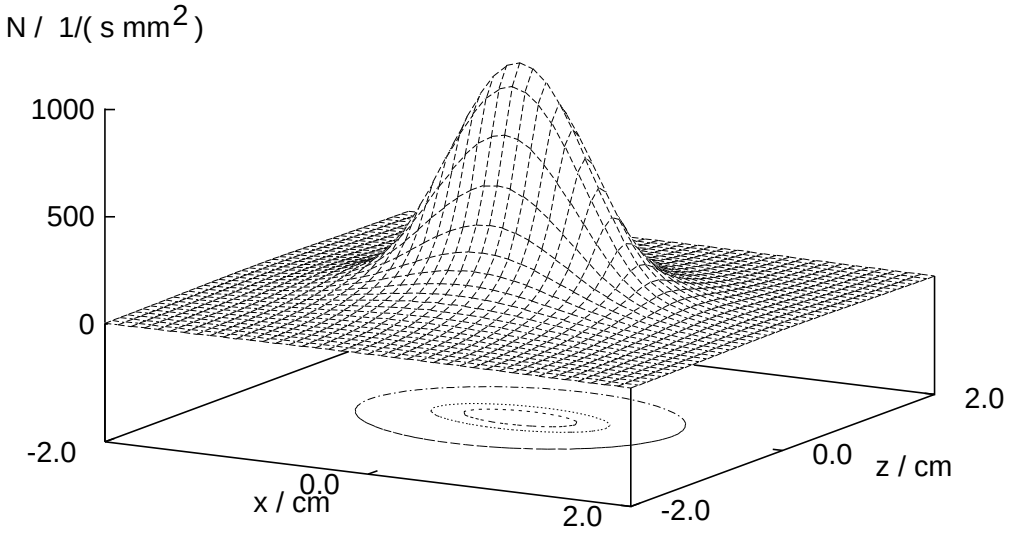
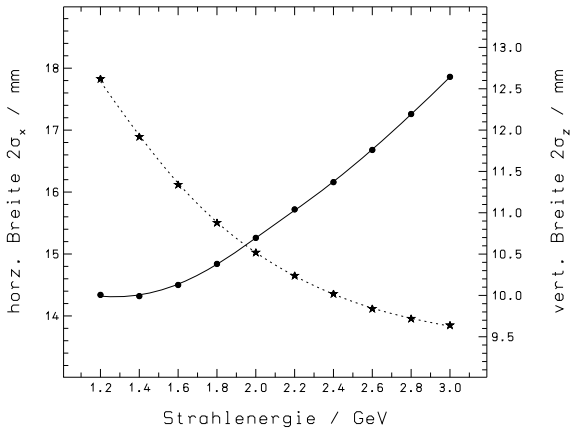
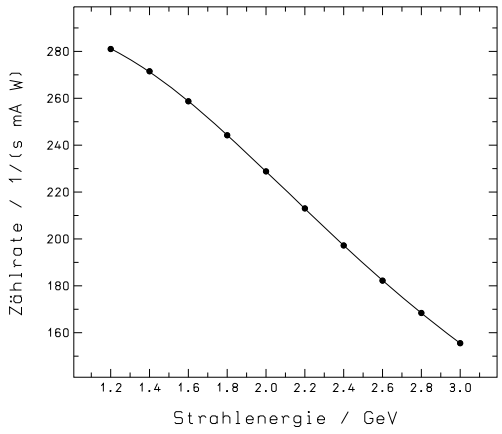


Abbildung 5.1: .Das Profil Compton-gestreuter Photonen in einer Entfernung von 15 Metern vom Wechselwirkungspunkt, bestimmt durch numerische Simulation des Streuprozesses. Die Kontourlinien sind bei einer Zählrate von 100, 500 und 800 $\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mm}^{-2}$ gezeichnet.

Eine quantitative Abschätzung des erwarteten Untergrunds ist durch Einbeziehung des Prozesses der Gasbremsstrahlung (s. [152]) in das Simulationsprogramm möglich. Hierfür wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt der relativistischen Bremsstrahlung (siehe z. B. [126]) unter Vernachlässigung des abschirmenden Effekts der Hüllenelektronen verwendet. Die Rechnungen erfolgten unter der Annahme einer mittleren Kernladungszahl $\mathrm{Z} = 5$ der Restgasatome, einer Detektion für Photonenenergien oberhalb von 0.5 MeV und eines Drucks von $\mathrm{P} \approx 10^{-7}\ \mathrm{mbar}$ in der Vakuumkammer des Stretcherrings ELSA. In Abbildung 5.3 ist das Ergebnis einer Simulation für eine Elektronenenergie von 1.2 GeV, einem Laserstrahldurchmesser in der Wechselwirkungszone von 2 mm (FWHM) und einer Lichtleistung



(a) Die Breite (FWHM) des Profils Compton-gestreuter Photonen auf dem Detektor. Die Punkte repräsentieren die horizontale, die Sterne die vertikale Profilbreite.



(b) Die Gesamtrate Compton-rückgestreuter Photonen in Abhängigkeit von der Elektronenenergie in ELSA.

Abbildung 5.2: Profilbreite und Zählrate Compton-rückgestreuter Photonen

von 10 Watt dargestellt. Die obere Kurve repräsentiert ein vertikales Profil der Rate der vom Elektro-

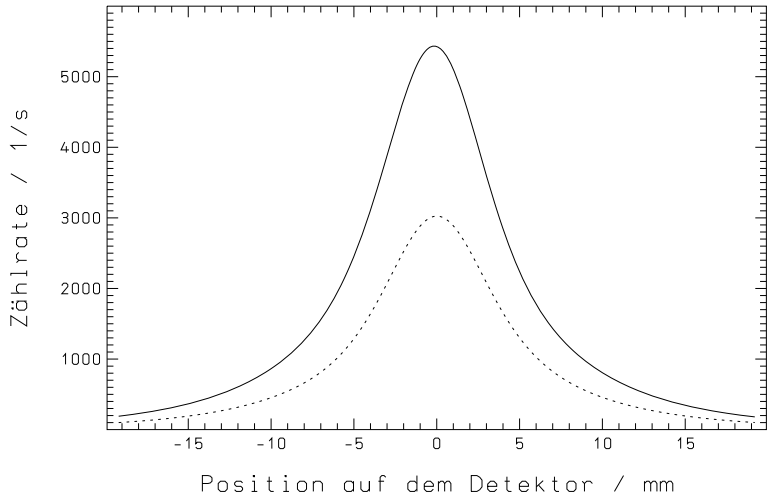
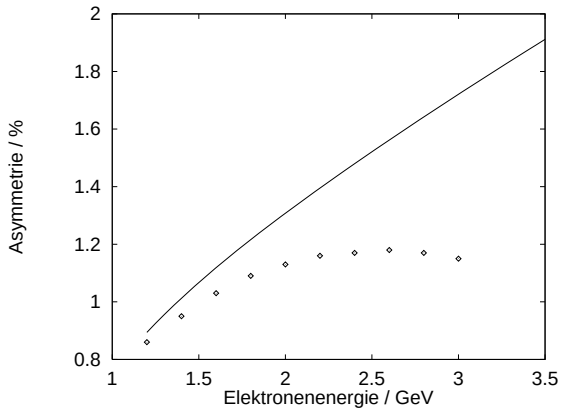
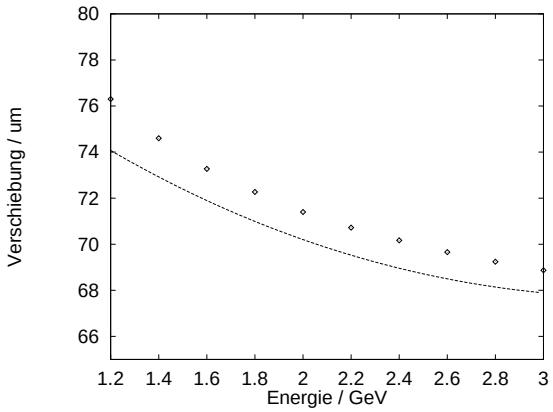


Abbildung 5.3: Das vertikale Profil gestreuter Photonen auf dem Detektor. Die durchgezogene Linie gibt die Summe aus Compton-rückgestreuten und durch Gasbremsstrahlung gestreuten Photonen wieder (Signal plus Untergrund). Das gestrichelt gezeichnete Profil repräsentiert den Anteil Compton-rückgestreuter Photonen (Signal).

nenstrahl durch Gasbremsstrahlung und Compton-Streuung erzeugter Photonen am Ort des Detektors (Signal plus Untergrund). Die untere Kurve gibt die Verteilung Compton-gestreuter Photonen wieder (Signal). Es sollte sich demnach ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von ca. 1 zu 1 bei einem Druck von 10^{-7} mbar in der Vakuumkammer des Stretcherrings erreichen lassen.



(a) Die Analysierstärke bei Messung der integralen Asymmetrie. Die Linie bezeichnet die Berechnungen für ideale Strahlen, die Punkte geben die Simulationsergebnisse für reale Strahlen wieder.



(b) Die Analysierstärke bei Messung der Schwerpunktverschiebung. Die Linie bezeichnet die Berechnungen für ideale Strahlen, die Punkte geben die Simulationsergebnisse für reale Strahlen wieder.

Abbildung 5.4: Vergleich der Analysierstärken bei Messung der integralen Asymmetrie mit denen bei Messung der Schwerpunktverschiebung

Zur Bestimmung der Zählratenasymmetrie A und Verschiebung des Profilschwerpunkts $\Delta\bar{z}$ wurden jeweils zwei Simulationsrechnungen, eine für rechtszirkular ($\mathrm{P}_\gamma = +1$) und eine für linkszirkular ($\mathrm{P}_\gamma = -1$) polarisiertes Laserlicht, durchgeführt. In beiden Rechnungen betrug die Polarisation des

Elektronenstrahls 100%. Abbildung 5.4 zeigt die unter Anwendung von (5.11) und (5.12) gewonnenen Ergebnisse [62]. Zum Vergleich sind die Werte aufgetragen, die man für ideale Laser- und Elektronenstrahlen, d. h. Strahlen verschwindender Ausdehnung und Divergenz erhält. Hieraus ergibt sich ein mit wachsender Elekronenenergie zunehmender Einfluß der Strahlbreite auf die Zählratenasymmetrie. Er läßt sich durch die Vergrößerung der Strahlbreite des Elektronenstrahls mit steigender Energie erklären, wodurch die am Detektorort beobachtete Asymmetrie stärker verwischt wird. Die Schwerpunktverschiebung ist hingegen nur schwach abhängig von der Strahlbreite des Elektronenstrahls[12] und somit besser zur Bestimmung der Polarisation des Elektronenstrahls geeignet. Sie wird daher im folgenden verwendet. Die erwartete Größe dieser Verschiebung beträgt - für eine vollständige Polarisation des Laser- und des Elektronenstrahls - ca. 70 μm.

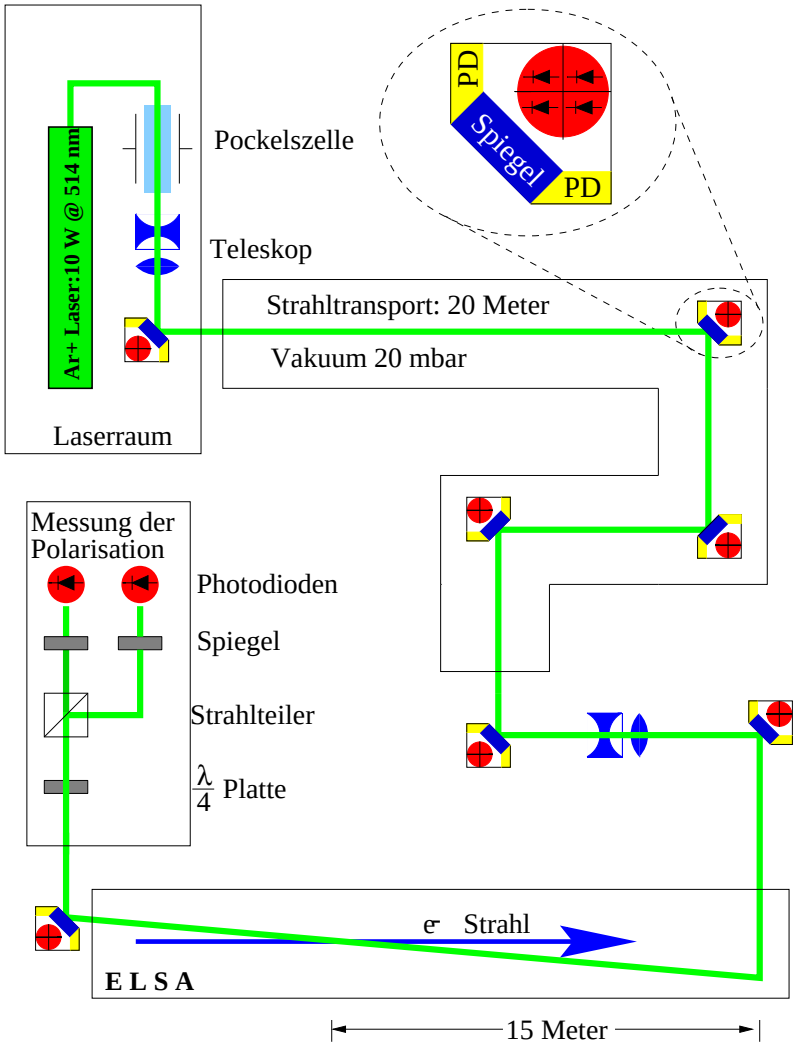


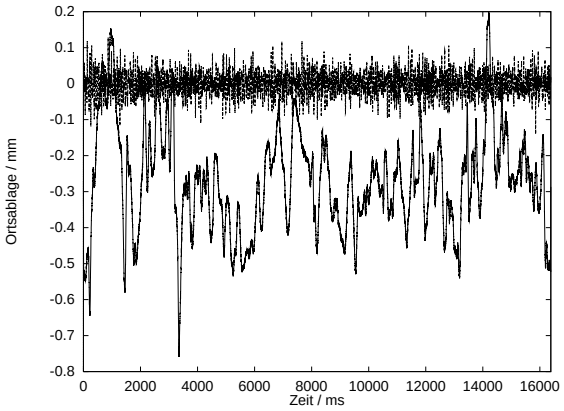
Abbildung 5.5: Die Laserstrahlführung des Compton-Polarimeters

[12] Die in Abbildung 5.4(b) zu erkennende systematische Abweichung von ca. 2 μm ist auf die bei verkippten Strahlen asymmetrische Geometrie zurückzuführen; sie verschwindet bei einem Einfallswinkel $\alpha = 0^o$.

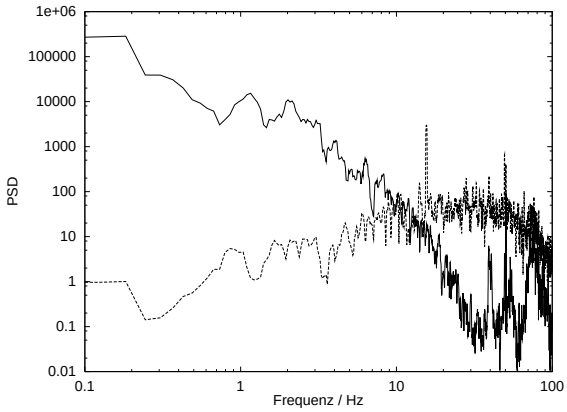
5.2.4 Die Laserstrahlführung

Der zirkular polarisierte Lichtstrahl ($P_\gamma > 96\%$, siehe [95]) wird in einer Entfernung d = 48 m von der Wechselwirkungszone erzeugt [62]. Ein Strahltransport vom Laser zum Beschleuniger durch eine Glasfaser ist aufgrund der hohen Strahlleistung nur in Multimoden-Fasern möglich, die eine Zerstörung der Strahlpolarisation und Verschlechterung der Strahlqualtität bewirken. Daher mußte hier auf ein System von Spiegeln zurückgegriffen werden. Es besteht aus insgesamt sieben Spiegeln, von denen sich der letzte im Vakuumsystem des Beschleunigers in ca. 15 m Entfernung von der Wechselwirkungszone befindet. Ein Linsensystem am Beginn der Spiegelstrecke verringert die Strahlaufweitung während des Strahltransports zum Beschleuniger, ein weiteres Linsensystem, aufgebaut auf einem weiteren optischen Tisch unmittelbar vor der Einspiegelung in das Vakuumsystem des Beschleunigers, bewirkt eine Fokussierung des Laserstrahls auf den Wechselwirkungspunkt in ELSA.

Eine durch Gebäudeschwingungen hervorgerufene Vibration der Spiegel führt zu Schwankungen der Lage des Laserstrahls in der Wechselwirkungszone. Erste Messungen ließen eine mittlere Schwankungsbreite (rms) von 0.5 mm erwarten, die zu Verschiebungen des Schwerpunkts rückgestreuter Photonen von ca. 30 μm (rms) führen würden (siehe [62]). Eine aktive Stabilisierung der Strahllage in der Wechselwirkungszone ist daher unabdingbar. Zu diesem Zweck wurde ein System zur Regelung der Strahllage entworfen und aufgebaut [62, 155] (vgl. Abb. 5.5). Kernstück dieses Systems bilden sogenannte Spiegelpositionierer, die eine elektrische Verstellung der Spiegel und eine Messung der Laserstrahllage auf den Spiegeln ermöglichen [155]. Sie bestehen jeweils aus einem piezoelektrischen Aktor zur Verkippung des Spiegels und einer unmittelbar hinter dem Spiegel montierten Vier-Quadranten-Photodiode. Aus der Intensitätsverteilung des vom Spiegel durchgelassenen Strahlanteils auf den einzelnen Segmenten (den Quadranten) der Photodiode läßt sich die Strahllage auf dem Spiegel bestimmen. Jeder der sieben Spiegel des Spiegelsystems dient auf diese Weise zugleich als Lagemonitor und Stellglied zur Justierung und Regelung. Die Lagesensoren werden von einem VME-Rechner ausgelesen, der auch die Bewegung aller Spiegel steuert. Auf diesem Rechner sind Algorithmen zur Justierung der Spiegelstrecke und zur Regelung der Strahllage auf allen Spiegeln implementiert [62, 95].



(a) Die Ablage des Laserstrahls auf der Vier-Quadranten-Photodiode hinter Spiegel 5 der Laserstrahlführung. Die durchgezogene Linie gibt die Verhältnisse bei ausgeschalteter, die gestrichelt gezeichnete Linie die bei eingeschalteter Regelung der Strahllage wieder.



(b) Die Fouriertransformierte der Strahllageschwingungen auf Spiegel 5 der Laserstrahlführung. Die durchgezogene Linie gibt die Verhältnisse bei ausgeschalteter, die gestrichelt gezeichnete Linie die bei eingeschalteter Regelung der Strahllage wieder.

Abbildung 5.6: Schwankungen der Laserstrahllage und Fouriertransformierte der Strahlschwankungen

Abbildung 5.6 zeigt die gemessenen Schwankungen der Laserstrahllage, die exemplarisch für den

fünften Spiegel der Strecke aufgenommen wurden. Die ohne Regelung beobachteten Lageschwankungen werden durch die aktive Stabilisierung auf einen rms-Wert von ca. 35 μm reduziert. Die Bandbreite der Regelung beträgt etwa 10 Hz. Bei höheren Frequenzen wird ein Anstieg der spektralen Leistungsdichten über das sich bei ausgeschalteter Regelung ergebende Rauschniveau beobachtet. Dies läßt sich durch das Verhalten der Piezoelemente, die bei einer Bewegung gedämpfte Schwingungen um ihre Sollposition ausführen (siehe [62]), erklären.

5.2.5 Der Detektor

Aus der Simulation des Streuprozesses wird eine maximale Verschiebung des Schwerpunkts des Intensitätsprofiles Compton-rückgestreuter Photonen von ca. 70 μm bei Wechsel der Helizität des zirkularpolarisierten Laserstrahls erwartet. Um die für ein systematisches Studium depolarisierender Resonanzen erforderliche Meßgenauigkeit von $\Delta P < 2\%$ erreichen zu können, muß sich daher der Schwerpunkt mit einem Fehler von etwa einem Mikrometer aus der Photonenverteilung bestimmen lassen. Studien zur Konzeption eines geeigneten Detektors zeigten, daß sich eine hohe Nachweiseffizienz und die benötigte hohe Ortsauflösung durch keinen Detektor, der die zur Signalbildung nötige Konversion der Photonen in geladene Teilchen und die Detektion derselben in einem Material kombiniert, erreichen lassen [102]. Daher findet der Nachweis der gestreuten Photonen in zwei Schritten statt: durch Konversion in geladene Teilchen durch Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers beim Durchfliegen des Konverters und durch Nachweis der durch Konversion erzeugten Elektronen und Positronen mit hoher Ortsauflösung. Als Konvertor wird eine 11.2 mm dicke Platte aus Blei verwendet. Dies hatte sich in [62] als optimaler Kompromiß für die Verwendung eines Konvertors im gesamten Energiebereich von ELSA herausge-

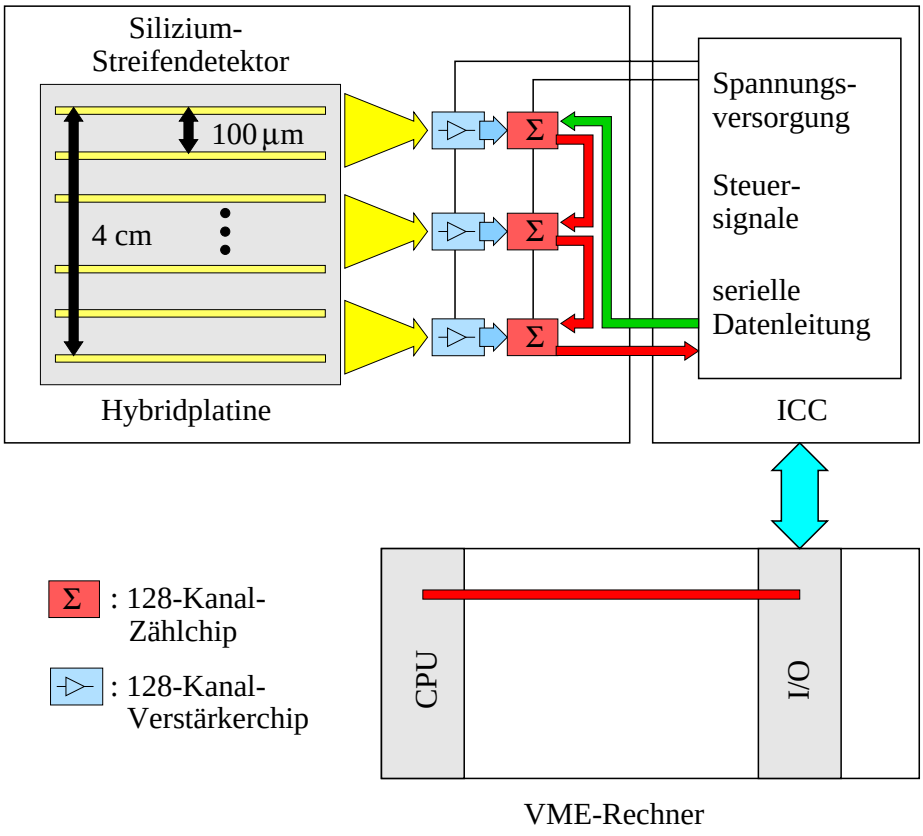


Abbildung 5.7: Überblick über den Aufbau und die Auslese des Detektormoduls

stellt[13]. Der Nachweis der Konversionselektronen findet in einem Siliziumstreifendetektor statt. Der hier verwendete doppelseitige Detektor hat eine Fläche von $42.4 \times 41.3\ \mathrm{mm}^2$ und eine Dicke von 300 μm. Der Streifenabstand beträgt auf beiden Seiten jeweils $50\ \mu\mathrm{m}$. Durch einseitige Auslese jedes zweiten Streifens wird bereits die benötigte Ortsauflösung erreicht (siehe [248]). Dieses Verfahren kommt daher im Hinblick auf eine Reduktion der zu verarbeitenden Kanäle zur Anwendung. In der nachfolgenden Elektronik werden drei 128-Kanal-Verstärkerchips[14] und drei 128-Kanal-Zählchips[15] eingesetzt, um die Signale jedes Streifens parallel zu verstärken, zu diskriminieren und die Zahl der Treffer jedes Streifens zu summieren. Die Zählchips werden seriell über eine periphere Elektronik von einem Rechnersystem auf VME-Basis ausgelesen. Ein komplettes Detektormodul, bestehend aus dem Siliziumstreifendetektor und der signalverarbeitenden Elektronik, wurde im Rahmen einer in der ATLAS/Faust-Gruppe des Physikalischen Instituts durchgeführten Diplomarbeit aufgebaut und in Betrieb genommen [248].

5.2.6 Erste Ergebnisse

Der Siliziumstreifendetektor wurde in geradliniger Verlängerung der Elektronenbahn im Quadrupol D25 in einer Entfernung von 15 Metern von der Mitte des Quadrupols aufgebaut. Dort wurde zunächst die Intensitätsverteilung der vom Elektronenstrahl erzeugten Gasbremsstrahlung aufgenommen. Zu diesem Zweck wurde die Bahn des in ELSA gespeicherten Elektronenstrahls mit einer Genauigkeit von ca. 0.2 mm im Quadrupol zentriert (siehe [137]). Die vertikale und horizontale Justierung des Detektors erfolgte durch eine Zentrierung des Maximums der gemessenen Intensitätsverteilung auf die Mitte des Detektors. Bei zusätzlicher Einstrahlung von Laserlicht, zentriert auf die geometrische Mitte des Quadrupols D25, konnte ohne weitere Maßnahmen der Effekt der Compton-Rückstreuung der eingestrahlten Photonen experimentell nachgewiesen werden. Abbildung 5.8(a) zeigt die Verhältnisse für eine Elektronenenergie von 1.2 GeV und einen Strahlstrom von ca. 30 mA. Die obere Intensitätsverteilung ergab sich bei eingestrahltem Laserlicht (Signal plus Untergrund), die untere wurde bei ausgeschaltetem Laser gemessen. Hieraus resultiert ein im Vergleich mit den Ergebnissen der Simulation (vg. Abb. 5.3) schlechteres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von etwa 1 zu 4, was auf einen höheren Druck als den bei der Simulation verwendeten Wert ($\mathrm{P} = 10^{-7}\ \mathrm{mbar}$) im Vakuumsystem des Beschleunigers zurückzuführen ist[16].

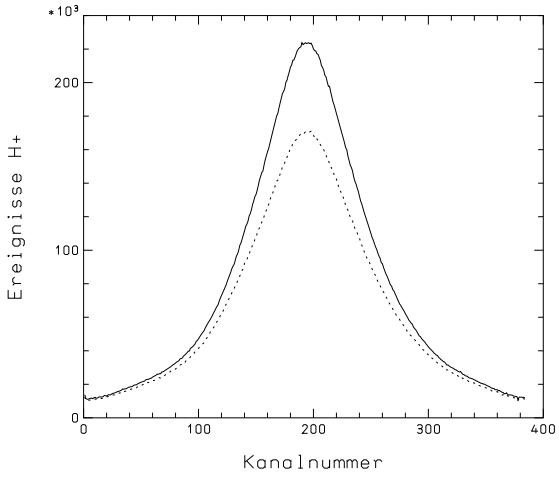
Ein Vergleich der Form des Intensitätsprofils Compton-rückgestreuter Photonen (Punkte) mit dem Ergebnis der Simulation (gestrichelte Linie) ist in Abbildung 5.8(b) gezeigt. Erwartungsgemäß ergibt sich eine große Abweichung, da in der Simulation der Effekt der Konversion rückgestreuter Photonen in geladene Teilchen nicht berücksichtigt wurde. Die Effizienz dieser Konversion ist im hier vorliegenden Bereich der Photonenenergien (0 - 50 MeV) stark energieabhängig (vgl. [87, 102]). Zur Berücksichtigung dieses Effekts wurde, basierend auf experimentell ermittelten Konversionseffizienzen für einen 1.7 Strahlungslängen dicken Bleikonverter (s. [87]), eine energieabhängige Detektoreffizienz in das Simula-

[13] Im Rahmen einer Diplomarbeit (siehe [102]) durchgeführte Studien und experimentell gewonnene Daten [241] zeigen eine Abhängigkeit der optimalen Konverterdicke - d. h. der Dicke, bei der die Konversionseffizienz maximal wird - von der Energie der auftreffenden Photonen. Bei einer Elektronenenergie von 1.2 GeV beträgt die optimale Dicke eine, bei der Maximalenergie von 3.5 GeV etwa 3.5 Strahlungslängen. In einer Strahlungslänge (ca. 5.6 mm bei Blei) werden 54% der Photonen aus dem Primärstrahl durch Paarbildung in geladene Teilchen konvertiert.

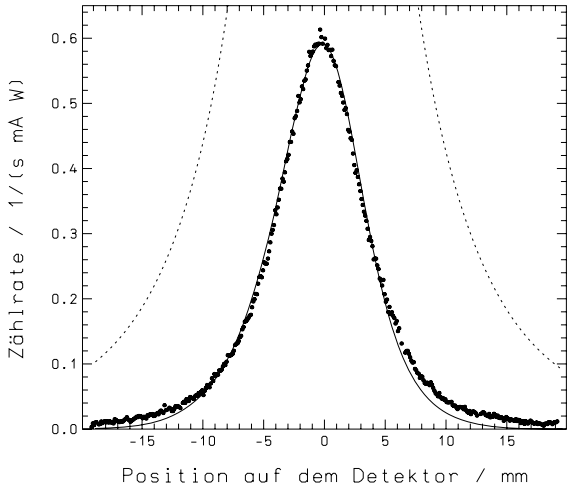
[14] Der verwendete Typ mit der Bezeichnung CA1 wurde von der norwegischen Firma IDE AS im Auftrag des Physikalischen Instituts entwickelt.

[15] Der verwendete Zählchip ist eine Entwicklung des FAUST-Labors des Physikalischen Instituts und wurde von P. Fischer konzipiert (siehe [86]). Besonderes Augenmerk lag auf dem Erreichen einer hohen Zählrate bei möglichst kleiner Fläche des Chips.

[16] Das Strahlrohr im Quadrupol D25 des ELSA-Ringes wird durch die Vakuumkammern der angrenzenden Dipolmagnete gepumpt. Es ist keine direkte Messung des Druckes im Bereich der Wechselwirkung beider Strahlen möglich. Der hier vorherrschende Druck kann nur aus den Strömen der benachbarten Pumpen über deren Saugvermögen und den Strömungsleitwerten der Dipolkammern grob abgeschätzt werden. Ein Wert von $\mathrm{P} \approx 10^{-6}\ \mathrm{mbar}$, der durchaus realistisch ist, würde aber bereits ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 1 zu 10 ergeben.



(a) Das gemessene vertikale Profil gestreuter Photonen auf dem Detektor. Die durchgezogene Linie gibt das Profil bei eingeschaltetem Laser, die gestrichelte Linie das Profil bei ausgeschaltetem Laser wieder.



(b) Vergleich der durch numerische Simulation und durch Messung Compton-rückgestreuter Photonen erhaltenen Profilformen. Die Zählraten wurden unter der Annahme einer Lichtleistung von 6.5 Watt im Wechselwirkungspunkt, eines Strahlstroms von 25 mA in ELSA und der sich aus [87] ergebenden energieabhängigen Konversionseffizienzen normiert.

Abbildung 5.8: Gemessene Profilformen Compton-rückgestreuter Photonen

tionsprogramm einbezogen (durchgezogene Linie in Abb. 5.8(b)). Die sich nun ergebende Übereinstimmung der Profile wurde durch eine Anpassung der vertikalen Emittanz des Elektronenstrahls[17] und eine geringfügige Erniedrigung der Detektoreffizienz[18] erzielt und demonstriert, daß alle Komponenten des Polarimeters den Erwartungen entsprechend funktionieren.

Das Ergebnis einer ersten vorläufigen Messungen zur Selbstpolarisation des in ELSA gespeicherten Elektronenstrahls ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Messung wurde bei einer Energie des gespeicherten Elektronenstrahls von 2.3 GeV und einer Polarisation des Laserstrahls von $\mathrm{P} \approx 95\%$ durchgeführt. Während der Messung nahm die Strahlintensität von 60 mA auf ca. 20 mA ab. Jeder Meßpunkt wurde aus einer zeitlichen Mittelung über 20 Meßzyklen der Dauer von jeweils 30 Sekunden[19] gewonnen. Der zeitliche Verlauf des Aufbaus der Polarisation ist in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage nach (3.3) und (3.4); der Einfluß depolarisierender Effekte ist vernachlässigbar ($\tau_{Depol} \gg \tau_P$, was bei einer Energie des gespeicherten Strahls von 2.3 GeV auch zu erwarten ist, vgl. [42, 258]). Aus dem Vergleich der Messung mit der theoretischen Vorhersage ergibt sich eine Analysierstärke von $\mathrm{A} = (0.6 \pm 0.15)\ \mu\mathrm{m}/\%$, die im Rahmen der Fehler mit der Vorhersage der numerischen Simulation ($\mathrm{A} \approx 0.7\ \mu\mathrm{m}/\%$, vgl. Abb. 5.4(b)) übereinstimmt. Der verhältnismäßig große Fehler der Polarisationsmessung ($\Delta\mathrm{P} \approx \pm 10\%$) wird, neben der verringerten Laserleistung von 6.5 Watt in der

[17] Das in Abb. 5.8(b) dargestellte Profil ergibt sich unter Annahme einer vertikalen Emittanz von $\varepsilon = 0.04\pi\mathrm{mmmrad}$. Diese wird bei einer Strahlenergie von 1.2 GeV maßgeblich durch die Dichte der sich durch Stoßionisation bildenden Ionen in der Vakuumkammer des Beschleunigers bestimmt, vgl. [253].

[18] Die in Abb. 5.8(b) gezeigte Übereinstimmung der Profilhöhen konnte nur durch eine Verringerung der Detektoreffizienz um einen Faktor 0.95 erreicht werden. Dies steht im Einklang mit der erwarteten geringfügig niedrigeren Konversionseffizienz des verwendeten zwei Strahlungslängen dicken Konvertors (die numerische Simulation basierte auf der Konversionseffizienz eines 1.7 Strahlungslängen dicken Konvertors) im betrachteten Energiebereich rückgestreuter Photonen ($0\ \mathrm{MeV} < \mathrm{E}_\gamma < 50\ \mathrm{MeV}$).

[19] Die Meßzyklen setzten sich aus 6 Einzelmessungen (pos. Helizität, neg. Helizität, Untergrund, Untergrund, pos. Helizität, neg. Helizität) von jeweils 5 Sekunden Dauer zusammen.

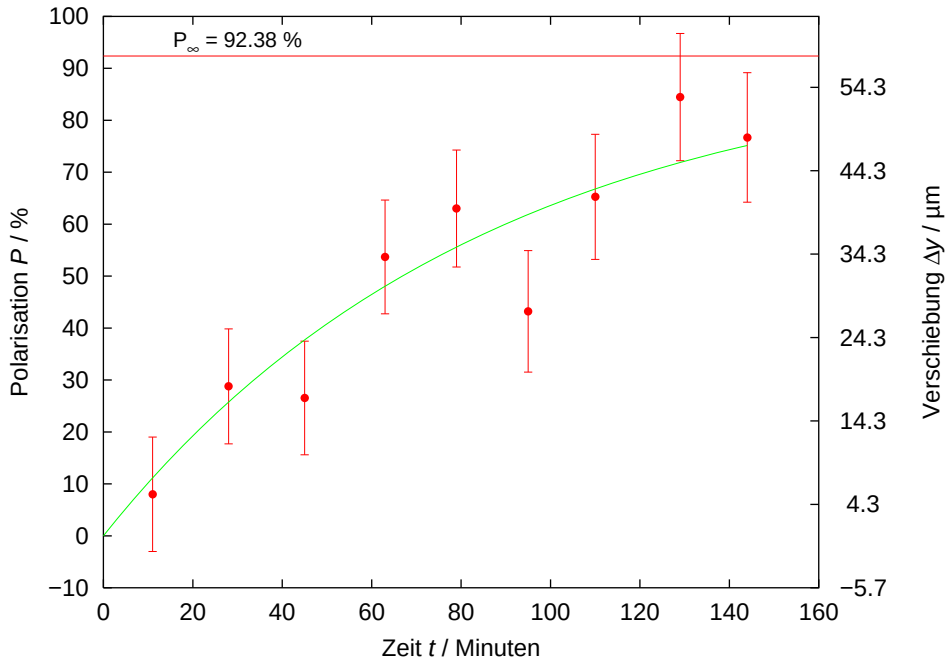


Abbildung 5.9: Erste vorläufige Messung der Selbstpolarisation in ELSA. Die Punkte repräsentieren die gemessenen Verschiebungen des Schwerpunktes des Profils Compton-rückgestreuter Photonen bei einem Wechsel der Helizität des Laserstrahls. Die durchgezogene Linie gibt die zeitliche Entwicklung des Aufbaus der Polarisation nach (3.3) und (3.4) wieder. Die Analysierstärke des Polarimeters ergab sich als Fitparameter aus der Anpassung der theoretischen Vorhersage an die Meßwerte. Sie wurde zur Umrechnung der gemessenen Verschiebung in die Strahlpolarisation verwendet.

Wechselwirkungszone (der Designwert betrug 10 Watt, vgl. [62]), vor allem durch den hohen Untergrund durch Gasbremsstrahlung hervorgerufen. Die angestrebte Genauigkeit der Polarisationsmessung von $\Delta P \approx \pm 3\%$ bei einer Meßzeit von ca. 5 Minuten (vgl. [62]) kann durch eine Erhöhung der Lichtleistung um ca. einen Faktor 1.5 und eine Verbesserung des Vakuums in der Wechselwirkungszone um etwa einen Faktor 10 erreicht werden. Dies soll in naher Zukunft durch Einsatz einer vergüteten Optik bei den Aufweitungsteleskopen der Laserstrahlführung und Einbau einer neuen, durch eine zusätzliche Ionengetterpumpe gepumpten Vakuumkammer in den Quadrupol D25 des ELSA-Rings ermöglicht werden.

6 Beschleunigung polarisierter Elektronen

Die Erzeugung eines hochenergetischen Nutzstrahls polarisierter Elektronen erfolgt in der Bonner Beschleunigeranlage durch die in Kapitel 2 dargestellte dreistufige Beschleunigung: Niederenergetische Elektronen ($\mathrm{E} \approx 50\ \mathrm{keV}$) werden zunächst im Linearbeschleuniger (Linac 2) auf eine Energie von ca. 26 MeV, danach im Synchrotron auf typischerweise 1.2 GeV[1] und zuletzt im Stretcherring ELSA auf die gewünschte Endenergie beschleunigt. Während der Beschleunigung im Linearbeschleuniger wirken zusätzlich zu den hochfrequenten Beschleunigungsfeldern die zur Strahlfokussierung benötigten longitudinalen Magnetfelder der auf der Struktur angebrachten Solenoidmagnete auf den Strahl. Diese führen zu einer Rotation des Polarisationsvektors um die Strahlachse, die durch eine betragsmäßig gleich große, aber gegensinnige Drehung in den asymmetrisch betriebenen Doppelsolenoiden der Strahlführung von der Quelle zum Linearbeschleuniger kompensiert werden muß. Eine Verringerung des Polarisationsgrads findet nicht statt. In den Kreisbeschleunigern hingegen treten bei bestimmten Strahlenergien depolarisierende Resonanzen auf, die zu einer vollständigen Zerstörung der Polarisation des Elektronenstrahls führen können. Die Ursachen dieser Depolarisation werden im folgenden kurz beschrieben. Es stellte sich heraus, daß beim Elektronenbeschleuniger ELSA nur ein Teil der an Protonenbeschleunigern erfolgreich eingesetzten Maßnahmen zur Polarisationserhaltung angewendet werden kann [127, 255, 258]. Die Realisierung dieser Korrekturverfahren bedingte eine Erweiterung der bestehenden Strahldiagnose an ELSA und den Aufbau zusätzlicher Komponenten [117, 135–137, 257, 258]. Experimentelle Studien der Nachbeschleunigung polarisierter Elektronen fanden im Rahmen mehrerer Messungen, durchgeführt in drei zeitlich auseinanderliegenden Perioden, am Beschleuniger statt. Die hierbei erzielten Ergebnisse werden abschließend präsentiert.

6.1 Spindynamik in Kreisbeschleunigern

In einem äußeren Magnetfeld $\vec{B}$ kommt es zur sogenannten Thomas-Präzession des Spinverktors $\vec{S}$

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = (1+a)\,\frac{e}{m}\vec{S}\times\vec{B}, \tag{6.1}$$

hervorgerufen durch die Wechselwirkung des mit dem Spin verbundenen magnetischen Moments $\vec{\mu} = (1+a)\,\frac{e}{m}\vec{S}$ mit dem Magnetfeld [262]. Diese Gleichung gilt im Ruhesystem des Elektrons. Die Verhältnisse bei einem Teilchenbeschleuniger müssen daher durch eine Transformation der magnetischen Führungsfelder in das Schwerpunktsystem der Elektronen des Strahls gewonnen werden. Im allgemeinen Fall eines elektromagnetischen Feldes ($\vec{E}$,$\vec{B}$) führt dies zur sogenannten BMT-Gleichung [22]

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_{BMT}\times\vec{S}, \tag{6.2}$$

$$\vec{\Omega}_{BMT} = -\frac{e}{m_0\gamma}\left\{(1+a\gamma)\vec{B_\perp} + (1+a)\vec{B_\parallel} - \left(a+\frac{1}{\gamma+1}\right)\gamma\vec{\beta}\times\frac{\vec{E}}{c}\right\}, \tag{6.3}$$

[1] Eine geringere Transferenergie wird nur dann gewählt, wenn die Endenergie des externen Strahls kleiner als 1.2 GeV betragen soll.

mit

e	: Elementarladung,	m_0	: Ruhemasse des Elektrons,
$\gamma, \vec{\beta}$	: Lorentzfaktoren,	a	: gyromagnetische Anomalie,
$\vec{E}$	: elektrisches Feld,	c	: Lichtgeschwindigkeit,
$\vec{B}_\perp$	: Magnetfeld senkrecht,	$\vec{B}_\parallel$	: Magnetfeld parallel zum Elektronenimpuls.

Bei Kreisbeschleunigern wie ELSA ist der Einfluß von elektrischen Feldern vernachlässigbar. Wie im nichtrelativistischen Fall (6.1) tritt auch hier eine Präzession des Spinvektors auf. Bei einem idealen Beschleuniger wirken nur die Dipolfelder auf den Elektronenstrahl, und die sich ergebende Gleichgewichtsbahn liegt in einer Ebene senkrecht zur Feldrichtung. Der Impulsvektor des Elektrons rotiert dann mit der Zyklotronfrequenz

$$\vec{\Omega}_c = \frac{e}{m_0 \gamma} \vec{B}_\perp \tag{6.4}$$

und der Spinvektor relativ dazu mit einer Frequenz von

$$\vec{\Omega}_a = \vec{\Omega}_{BMT} - \vec{\Omega}_c = \gamma a \cdot \vec{\Omega}_c, \tag{6.5}$$

was eine Anzahl von $Q = \gamma a$ Drehungen im mitbewegten Koordinatensystem des Elektrons ergibt. Diese Größe wird im folgenden als Spinarbeitspunkt bezeichnet. Die vertikale Polarisation ist in diesem Fall eine Erhaltungsgröße. (Im allgemeinen Fall muß eine invariante Spinachse, längs derer die Polarisation der Elektronen erhalten bleibt, definiert werden, siehe z. B. [183].) Aufgrund der Streuung der energieabhängigen Präzessionsfrequenzen der einzelnen Elektronen des Strahls[2] sind horizontal ausgerichtete Spinvektoren bereits nach einigen tausend Umläufen gleichmäßig über den ganzen Präzessionskegel verteilt. Dies führt zum vollständigen Verlust der horizontalen Polarisation innerhalb kurzer Zeit (etwa einer Millisekunde bei ELSA).

6.1.1 Depolarisierende Resonanzen

Depolarisierende Effekte treten bei realen Kreisbeschleunigern aufgrund von horizontalen Magnetfeldern auf[3]. Sie führen zu einer ortsabhängigen invarianten Spinachse, die nun nicht mehr parallel zu den magnetischen Führungsfeldern ausgerichtet ist, und zu einer vertikalen Schwingung der Elektronen um die Sollbahn, der sogenannten vertikalen Betatronschwingung. Es sind demzufolge radiale und longitudinale magnetische Störfelder $B_\perp^{pert}$ und $B_\parallel^{pert}$ vorhanden, die auf der Sollbahn verschwinden. Diese bewirken eine Änderung der Spinpräzession $\vec{\Omega}_{pert}$ und eine Aufweitung des Präzessionskegels des Teilchenspins für Elektronen, die sich nicht auf der Sollbahn befinden. Durch Transformation der BMT-Gleichung in das begleitende Dreibein der Elektronen (vgl. z. B. [281, 284]) kann $\vec{\Omega}_{pert}$ in linearer Näherung durch eine periodische, komplexe Funktion ζ ausgedrückt werden [55]:

$$\frac{d\vec{S}}{d\theta} = \vec{S} \times \vec{\Omega}, \quad \text{wobei} \quad \vec{\Omega} = \begin{pmatrix} \zeta_R \\ -\gamma a \\ \zeta_I \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \zeta = \zeta_R + i\zeta_I. \tag{6.6}$$

Eine Fourierzerlegung von ζ in Abhängigkeit von den bei Kreisbeschleunigern auftretenden charakteristischen Frequenzen ν_r[4] bzw. korrespondierenden Arbeitspunkten Q_r führt zur Definition der Stärke ε_r

[2] Die Elektronen führen longitudinale Schwingungen - die sogenannten Synchrotronschwingungen - um eine von den hochfrequenten Beschleunigungsfeldern und der Stärke des magnetischen Führungsfelds vorgegebene Sollposition aus. Hieraus resultieren eine Energieunschärfe des Strahls und eine Streuung der Präzessionsfrequenzen.

[3] Solche horizontalen Magnetfelder ergeben sich beispielsweise bei einem vertikal versetzten Durchtritt durch die Quadrupolmagnete.

[4] Hier sind, neben den Harmonischen der Umlauffrequenz, die der transversalen Schwingungen um die Sollbahn aufgrund der Fokussierung in den Quadrupolen (Betatronschwingungen) und die der longitudinalen Synchrotronschwingung von Bedeutung.

einer depolarisierenden Resonanz durch die Fourieramplitude (s. [55])

$$\varepsilon_r = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{1}{B\rho} \left[(1+\gamma a)\, B_{\perp}^{pert} + (1+a)\, B_{\parallel}^{pert} \right] e^{iQ_r\theta} d\theta, \tag{6.7}$$

wobei ρ der Ablenkradius im Magnetfeld ist. Die Stärke einer Resonanz *r* wird dann von Null verschieden, wenn $\gamma a = Q_r$, wenn also die Spinpräzessionsfrequenz einer Hamonischen aus dem Frequenzspektrum der auf der Sollbahn verschwindenden Magnetfelder entspricht. Durch Einführung der Betatronarbeitspunkte[5] Q_x und Q_z, des Synchrotronarbeitspunkts[6] Q_s und der Superperiodizität[7] P des Beschleunigers ergibt sich somit die folgende Resonanzbedingung:

$$\gamma a = j + kP + lQ_x + mQ_z + nQ_s \quad \text{mit} \quad j,k,l,m,n \in Z. \tag{6.8}$$

Es hat sich eine Untergliederung der durch (6.8) definierten Resonanzen in folgende zwei Hauptgruppen, die bei der Nachbeschleunigung polarisierter Elektronen in ELSA von Relevanz sind, als nützlich erwiesen:

- *Imperfektionsresonanzen* ($\gamma a = j$ mit $j \in Z$), die durch Feld- und Aufstellungsfehler der Magnete verursacht werden und bei denen die Präzessionsfrequenz ein Vielfaches der Umlauffrequenz beträgt,
- *intrinsische Resonanzen* ($\gamma a = jP \pm Q_z$ mit $j \in Z$), die von der vertikalen Betatronschwingung der Elektronen um die Sollbahn hervorgerufen werden und deren Stärke mit wachsender Strahlbreite (genauer: wachsender Emittanz) zunimmt.

6.1.2 Lineare Resonanzquerung

Eine analytische Berechnung der beim Überqueren einer Resonanz auftretenden Depolarisation ist nur im Fall einer konstanten Kreuzungsgeschwindigkeit, der linearen Resonanzquerung, möglich. Für die Querung einer isolierten Imperfektionsresonanz, bei der die Resonanzstärke für alle Teilchen des Strahls gleich groß ist, erhält man die sogenannte Froissart-Stora-Gleichung, die die asymptotischen Grenzwerte der Polarisation vor (P_i) und nach (P_f) der Resonanzquerung verknüpft [89]:

$$\frac{P_f}{P_i} = 2 \cdot e^{-\frac{\pi|\varepsilon_r|^2}{2\alpha}} - 1, \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{\dot{\gamma} a}{\omega_{rev}}. \tag{6.9}$$

Die Kreuzungsgeschwindigkeit α ist hierbei durch die Änderung des Spinarbeitspunkts in einem Umlauf gegeben; ω_{rev} ist die Umlaufkreisfrequenz des Strahls.

Bei intrinsischen Resonanzen ist die Resonanzstärke für alle Elektronen unterschiedlich[8]. Durch Mittelung über die Verteilung im transversalen Phasenraum läßt sich eine mittlere Resonanzstärke $|\bar{\varepsilon}|$ für ein Teilchen, dessen Betatronamplitude einer Standardabweichung der Strahlverteilung entspricht, ermitteln. Hier lautet der Zusammenhang:

$$\frac{P_f}{P_i} = \frac{2}{\frac{\pi|\varepsilon_\sigma|^2}{\alpha} + 1} - 1 \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{\dot{\gamma} a \pm \dot{Q}_z}{\omega_{rev}}. \tag{6.10}$$

Die Kreuzungsgeschwindigkeit hängt neben der Änderung des Spinarbeitspunkts auch von einer eventuellen Änderung des vertikalen Betatronarbeitspunkts Q_z ab, was zur Erhöhung von α durch gepulst betriebene Quadrupole genutzt werden kann.

[5] Der Betatronarbeitspunkt $Q_{x,z}$ bezeichnet die Anzahl der Transversalschwingungen des Elektronenstrahls (in x- bzw. z-Richtung) um die Sollbahn pro Umlauf.

[6] Der Synchrotronarbeitspunkt Q_s bezeichnet die Anzahl der Longitudinalschwingungen der Elektronen um die Sollposition.

[7] Die Superperiodizität P gibt die Anzahl der optisch identischen Strukturen eines Beschleunigers an. Für ELSA ist $P = 2$, für das Synchrotron gilt $P = 12$.

[8] Aufgrund der durch von Null verschiedenen Strahlbreite erfahren die Elektronen des Strahls unterschiedlich starke horizontale Magnetfelder in den Quadrupolen.

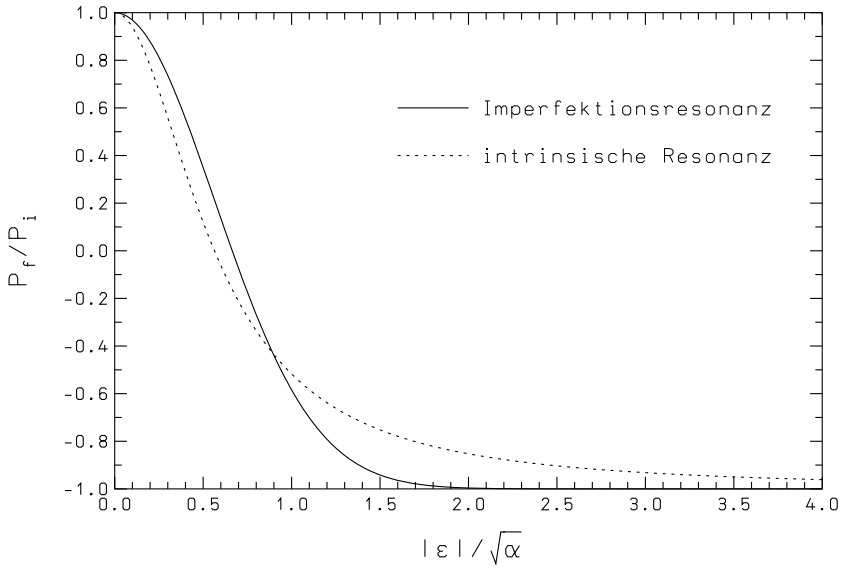


Abbildung 6.1: Änderung des Polarisationsgrads bei der linearen Querung einer isolierten Resonanz der Resonanzstärke ε mit der Kreuzungsgeschwindigkeit α

Bei beiden Resonanztypen ist das Verhalten der Polarisation bei der Resonanzquerung qualitativ ähnlich (vgl. Abb. 6.1):

- Im Falle großer Kreuzungsgeschwindigkeiten oder kleiner Resonanzstärken ($\alpha \gg |\varepsilon|^2$) bleibt die Polarisation vollständig erhalten.
- Für kleine Kreuzungsgeschwindigkeiten oder große Resonanzstärken ($\alpha \ll |\varepsilon|^2$) folgt der Spin der invarianten Spinachse adiabatisch, man spricht daher von einer adiabatischen Resonanzkreuzung. Das Vorzeichen der Polarisation kehrt sich bei der Resonanzquerung um, der Polarisationsgrad bleibt ebenfalls vollständig erhalten.
- In allen anderen Fällen führt die Resonanzquerung zu einer Depolarisation, deren Größe vom Verhältnis aus Kreuzungsgeschwindigkeit und Resonanzstärke bestimmt wird.

6.1.3 Nichtlineare Resonanzquerung

Die Näherung einer konstanten Kreuzungsgeschwindigkeit ist nur beschränkt anwendbar. Zum einen führt die Synchrotronschwingung der Teilchen im longitudinalen Phasenraum und die damit verbundene Energieoszillation zu einer nichtlinearen Resonanzquerung, wodurch auch eine mehrfache Kreuzung derselben Resonanz auftreten kann [220]. Zum anderen erzeugt die bei der Beschleunigung und Speicherung hochenergetischer Elektronen emittierte Synchrotronstrahlung - zusätzlich zur Dämpfung und Anregung der Synchrotronschwingung - eine stochastische Energieänderung der einzelnen Elektronen. Dies führt zu stochastischen Änderungen der Amplitude und Phase der Synchrotronschwingung und verursacht eine zusätzliche Diffusion der Polarisation, die bei der adiabatischen Resonanzquerung nicht vernachlässigt werden kann [290]. Diese Effekte lassen sich nicht mehr analytisch berechnen, sondern müssen durch numerische Verfahren simuliert werden. Im Rahmen einer Doktorarbeit [258] wurden zwei unterschiedliche Ansätze zur Untersuchung dieser Effekte im Hinblick auf die Verhältnisse am Stretcherring ELSA verfolgt:

- eine störungstheoretische Behandlung der Synchrotronschwingungsamplitude in der aus (6.2) und (6.3) abgeleiteten Spinorgleichung [183] und der numerischen Integration der sich hierbei ergebenden Fourierintegrale [290],

- eine Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Spinoren für ein Ensemble von Elektonen durch Multiplikation von Transfermatrizen [183, 195] (das sogenannte Spintracking). Diese Matrizen beschreiben die Änderung des Spinanteils der Wellenfunktion beim Durchtritt durch die magnetoptischen Elemente des Speicherrings unter Berücksichtigung der Synchrotronstrahlung [258].

Beide Verfahren ergaben, daß eine adiabatische Resonanzkreuzung beim Stretcherring ELSA oberhalb einer Energie von etwa 1.5 GeV zu einer nicht akzeptablen Depolarisation führt und daher nicht angewendet werden kann [255]. Abbildung 6.2 zeigt exemplarisch die Ergebnisse der störungstheoretischen

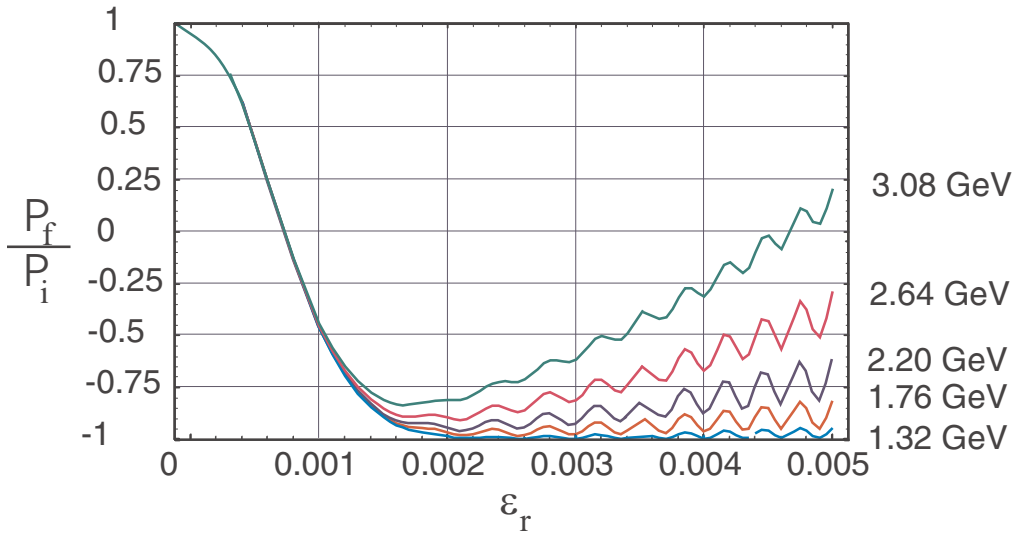


Abbildung 6.2: Änderung des Polarisationsgrads bei der linearen Querung einer isolierten Resonanz unter Berücksichtigung der Synchrotronoszillation und der Synchrotronstrahlung für verschiedene Strahlenergien [258]

Berechnungen für eine Beschleunigung von 6 GeV/s und einen Synchrotronarbeitspunkt von 0.04 [258]. Der von den Vorhersagen der Froissart-Stora-Gleichung abweichende Anstieg der Depolarisation bei zunehmender Resonanzstärke ε_r nimmt mit steigender Elektronenenergie zu und ist im Gültigkeitsbereich der Störungsrechnung proportional zu γ^7 [290].

6.2 Resonanzen im Synchrotron

Die Auswirkung depolarisierender Resonanzen im Synchrotron auf die Polarisation des extrahierten Elektronenstrahls wurde vor dem Aufbau des Stretcherrings ELSA in den achtziger Jahren experimentell studiert (siehe [37] und Abb. 6.3). Es stellte sich heraus, daß im Fall einer Strahlextraktion bei Elektronenenergien oberhalb der zweiten Imperfektionsresonanz (880 MeV) und unterhalb der dritten Imperfektionsresonanz (1.32 GeV) die Depolarisation kleiner als 5% war [37]. Bei höheren Elektronenenergien wurde jedoch eine signifikante Depolarisation des Elektronenstrahls beobachtet ($\mathrm{P_f}/\mathrm{P_i} < 0.8$, siehe [37]). Zur Vermeidung dieser Depolarisation erfolgt die Extraktion und der Transfer der Elektronen zum Stretcherring ELSA bei Energien unterhalb der dritten Imperfektionsresonanz [191, 256].

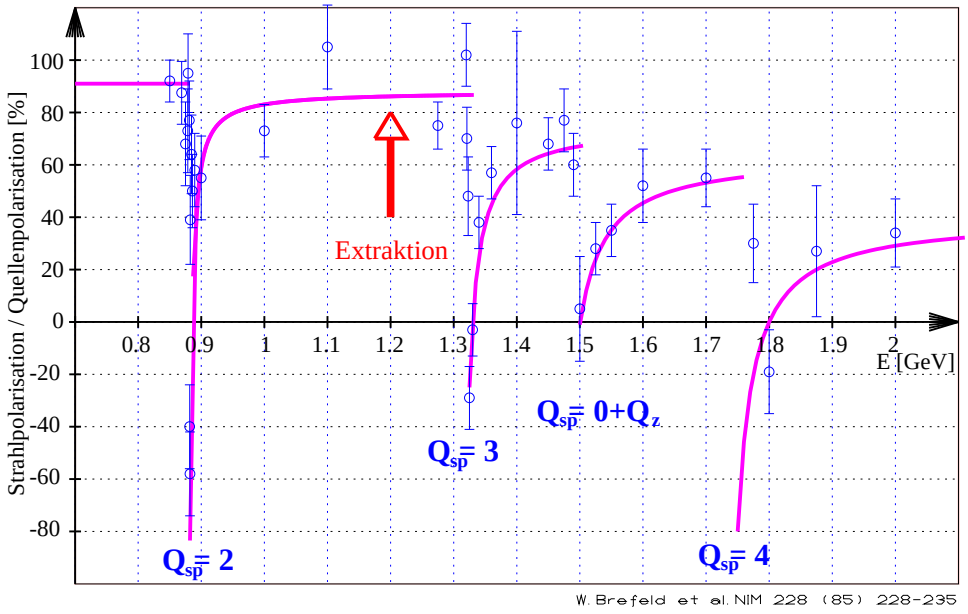


Abbildung 6.3: Polarisation des aus dem Synchrotron extrahierten Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Extraktionsenergie [37]. Aufgrund der sinusförmigen Änderung des Magnetfelds im Synchrotron wächst die Kreuzungsgeschwindigkeit mit zunehmendem Abstand der Extraktionsenergie von der durchquerten Resonanz. Dies führt zum beobachteten Wiederanstieg der gemessenen Polarisation oberhalb der jeweiligen Resonanz.

6.3 Resonanzen im Stretcherring ELSA

Für den Stretcherring ELSA wurden die zu erwartenden Resonanzstärken durch Anwendung von (6.7) berechnet [127,258]. Die Rechnungen von Steier[9] basierten auf einer Messung der Kenngrößen des Elektronenstrahls in ELSA und ergaben eine Resonanzstärke $|\varepsilon_r| > 10^{-3}$ für alle Imperfektionsresonanzen und die intrinsischen Resonanzen bei hohen Energien (s. Tab. 6.1, [258]). Eine Abschätzung der hieraus resultierenden Depolarisation des Elektronenstrahls durch Verwendung von (6.9) ergibt, daß selbst bei der in ELSA maximal möglichen Beschleunigung eine signifikante Depolarisation des Elektronenstrahls auftritt.

6.4 Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisation

Der Einfluß depolarisierender Resonanzen bei der Beschleunigung polarisierter Strahlen ist in der Vergangenheit an Protonensynchrotrons intensiv studiert worden [9, 141, 142, 224]. Viele der für diese Maschinen entwickelten Methoden zur Polarisationserhaltung können an ELSA nicht verwendet werden, da sie entweder auf einer adiabatischen Kreuzung der Resonanz beruhen oder Spinrotatoren verwenden, die bei ELSA nicht eingesetzt werden können[10] (vgl. [258]). Andere, in neuerer Zeit entwickelte Verfahren [8, 33, 120, 163] sind nur bei schwachen Resonanzen geeignet und können zudem in ELSA nur unter

[9] Diese Rechnungen basierten auf einer unkorrigierten Gleichgewichtsbahn (siehe [137]), bei der die mittlere Abweichung von den magnetischen Mitten der Quadrupole etwa 3 mm (rms) betrug. Die Stärken der intrinsischen Resonanzen wurden unter der Annahme einer Emittanzkopplung von 10% und der Verwendung von natürlichen Emittanzen bestimmt.

[10] Eine Drehung des Spinvektors ist bei hochenergetischen Elektronen ($\gamma > 2000$ bei ELSA) nur mit einem supraleitenden Solenoid (siehe z. B. [206]) oder einer magnetischen Schikane (siehe z. B. [24]) möglich. Die Feldstärke eines supraleitenden Solenoids kann nicht mit der bei ELSA erforderlichen Geschwindigkeit verändert werden. Der Einbau einer magnetischen Schikane scheitert am in ELSA zur Verfügung stehenden Platz.

Q_{sp}	Energie GeV	$\lvert\varepsilon_\sigma\rvert$ (10% der nat. Emittanz)	$\lvert\varepsilon_r\rvert$ (unkorrigierter Orbit)
$Q_z - 2$	1.14	6.8×10^{-5}	
3	1.32		1.0×10^{-3}
$-Q_z + 8$	1.50	3.9×10^{-5}	
4	1.76		1.6×10^{-3}
Q_z	2.00	8.7×10^{-4}	
5	2.20		3.7×10^{-3}
$-Q_z + 10$	2.40	8.9×10^{-5}	
6	2.64		3.0×10^{-3}
$Q_z + 2$	2.90	1.1×10^{-3}	
7	3.08		4.0×10^{-3}
$-Q_z + 12$	3.30	1.6×10^{-3}	

Tabelle 6.1: Berechnete Stärken der depolarisierenden Resonanzen in ELSA [258]

vergleichsweise großem Aufwand realisiert werden (vgl. [258]). Daher sollen im folgenden nur die an ELSA zum Einsatz kommenden Methoden kurz dargestellt werden.

6.4.1 Imperfektionsresonanzen

Bei gegebener maximaler Kreuzungsgeschwindigkeit, die bei ELSA durch die Stromversorgung der Dipolmagnete begrenzt wird, kann eine Depolarisation des Strahls bei der Kreuzung von Imperfektionsresonanzen nur durch Verringerung der Resonanzstärke $|\varepsilon_r|$ erreicht werden. Die in [258] ermittelten hohen Resonanzstärken werden durch den zur magnetischen Mitte vertikal versetzten Durchgang der Gleichgewichtsbahn durch die Quadrupolmagnete verursacht. Eine verbesserte Zentrierung dieser Bahn läßt sich durch folgende Verfahren erreichen:

- eine Verringerung der Stellfehler der Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagnete des Stretcherrings,
- eine Korrektur der verbleibenden Feldfehler durch eine Vielzahl kleiner, über den Stretcherring verteilter Korrekturmagnete.

Beide Verfahren wurden im Rahmen einer Doktorarbeit an ELSA realisiert [137]. Die aktive Korrektur basiert auf einer Messung der Strahllage in 28 der 32 Quadrupolmagnete des Stretcherrings, bei der die Strahlposition aus der Asymmetrie der Bildströme auf den in der Kammerwand des Vakuumsystems eingelassenen Elektroden bestimmt wird [15, 135, 137, 229]. Hieraus kann unter Kenntnis der Magnetoptik des Stretcherrings die benötigte Stärke der Korrekturmagnete berechnet werden [136, 137]. Durch Anwendung dieses Verfahrens ließ sich die vertikale Abweichung der Gleichgewichtsbahn von der magnetischen Mitte der Quadrupole auf weniger als 200 μm (rms) reduzieren [136, 137].

Eine weitere Verringerung der Resonanzstärke wurde in Form der sogenannten harmonischen Korrektur durchgeführt, bei der die Harmonische *k* der Verschiebung der Gleichgewichtsbahn in den Quadrupolen, die die Imperfektionsresonanz mit der Resonanzbedingung $\gamma a = k$ treibt, korrigiert wird (vgl. [32]). Dies erfolgte durch Überlagerung eines zusätzlichen Magnetfelds der Form

$$B_k = a_k sin\,(k\theta) + b_k cos\,(k\theta)\,, \tag{6.11}$$

das ebenfalls von den Korrekturmagneten erzeugt wird; θ bezeichnet hierbei die Position entlang des Rings (als Azimutwinkel). Die Koeffizienten a_k und b_k müssen hierbei empirisch bestimmt werden.

6.4.2 Intrinsische Resonanzen

Der Einfluß intrinsischer Resonanzen kann sowohl durch eine Verringerung der Resonanzstärke als auch durch eine Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit durch eine kurzzeitige Veränderung der Magnetoptik beim Queren der Resonanz verkleinert werden.

Die Resonanzstärke intrinsischer Resonanzen ist proportional zur Wurzel der vertikalen Emittanz des Elektronenstrahls. Diese wird durch die Kopplung der vertikalen und horizontalen Bewegung der Elektronen im Strahl bestimmt (siehe z. B. [281, 284]) und hängt bei realen Beschleunigern von der gewählten Magnetoptik ab. Sie kann durch zusätzliche, um 45° um die Strahlachse gedrehte Quadrupole (vgl. z. B. [282]) verringert werden, was bei ELSA aber zur Zeit nur für den statischen Betrieb des Stretcherrings im Speichermodus implementiert ist [137]. Durch Wahl einer veränderten Magnetoptik ließ sich die vertikale Emittanz jedoch um etwa einen Faktor 5 verringern [258].

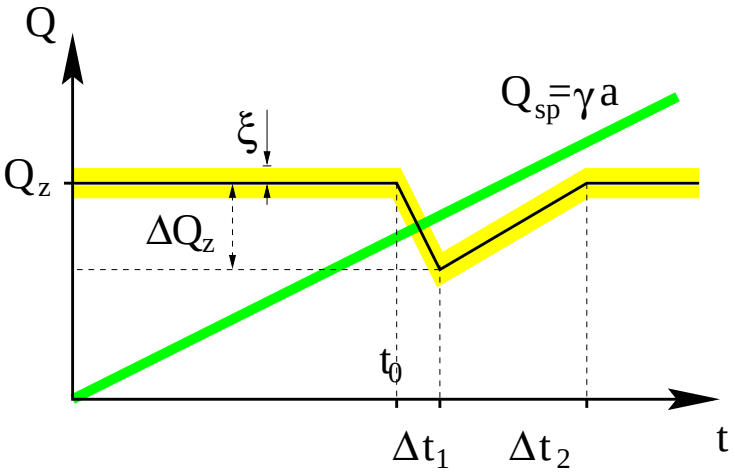


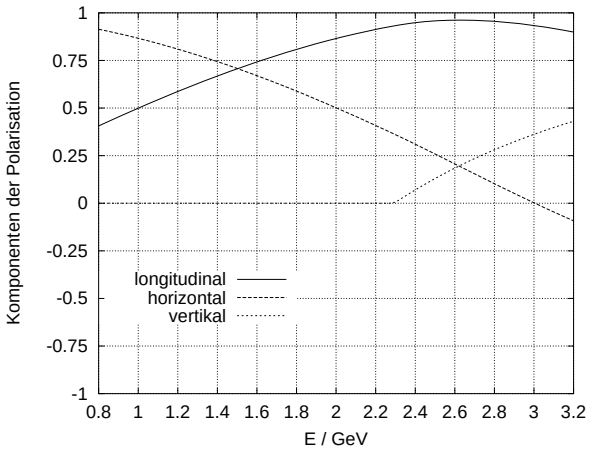
Abbildung 6.4: Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit intrinisischer Resonanzen durch sprunghafte Veränderung des vertikalen Arbeitspunkts mittles gepulster Quadrupole

Eine Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit ist durch kurzzeitige Veränderung des vertikalen Arbeitspunkts Q_z bei der Resonanzkreuzung möglich. Hierzu wird bei der Beschleunigung des Elektronenstrahls kurz vor dem Erreichen der Energie, bei der eine Resonanzkreuzung stattfinden würde, der vertikale Arbeitspunkt sprunghaft verändert. Dies führt zu einer Verschiebung der durch $\gamma a = jP \pm Q_z$ mit $j \in Z$ definierten Resonanz, die nunmehr bereits während des Arbeitspunktsprungs gekreuzt wird. Hierdurch vergrößert sich die Kreuzungsgeschwindigkeit. Nach dem Sprung wird der vertikale Arbeitspunkt wieder langsam (unter Beibehaltung eines möglichst großen Abstands des Spinarbeitspunkts zur Resonanz) auf den Anfangswert zurückgeführt. Zur Anwendung dieses Verfahrens sind zusätzliche, gepulst zu betreibende Quadrupole nötig, die im Rahmen einer Diplom- und Doktorarbeit konzipiert und in den Stretcherring ELSA integriert wurden [117, 258]. Theoretisch und experimentell durchgeführte Studien zeigten, daß zusätzliche, bei der kurzzeitigen Änderung der Magnetoptik während des Arbeitspunktsprungs auftretende Auswirkungen auf den Elektronenstrahl vernachlässigbar sind [255, 256, 258].

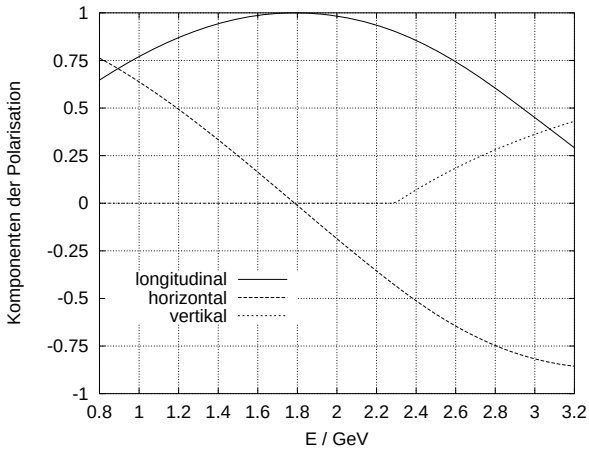
6.5 Ergebnisse

Die im folgenden vorgestellten Ergebnisse beruhen auf der Messung der longitudinalen Polarisation des extrahierten Elektronenstrahls mit Hilfe des Møllerpolarimeters der GDH-Kollaboration. Hierzu wurde der Polarisationsvektor nach der Strahlextraktion mittels eines supraleitenden Solenoids in die Bahnebene gedreht (Lamor-Präzession). Durch Strahlablenkung in den folgenden Dipolmagneten präzediert der Spin angenähert in Flugrichtung der Elektronen (Thomas-Präzession). Der Drehwinkel hängt von der

Energie ab, was zu einer Abhängigkeit der am Ort des Experiments erreichbaren longitudinalen Polarisation von der Energie des extrahierten Elektronenstrahls führt. Diese ist für den Ort der Produktion eines energiemarkierten polarisierten Photonenstrahls (das Tagger-Target) und den Ort der Polarisationsmessung (das Møller-Target) in Abbildung 6.5 graphisch dargestellt[11]. Die im folgenden stets angegebe-



(a) Die Komponenten der Strahlpolarisation in Abhängigkeit von der Extraktionsenergie am Ort des Tagger-Targets des GDH-Experiments.



(b) Die Komponenten der Strahlpolarisation in Abhängigkeit von der Extraktionsenergie am Ort des Møller-Targets des GDH-Experiments.

Abbildung 6.5: Die Orientierung des Polarisationsvektors am Tagger- und am Møller-Target der GDH-Experiments

ne *transversale* Polarisation des Elektronenstrahls am Extraktionspunkt wurde aus den Messungen der *longitudinalen* Polarisation des Strahls am Møller-Target unter Berücksichtigung der unvollständigen Spindrehung zurückgerechnet.

6.5.1 Optimierung der Spinorientierung

Zur Optimierung der Spinorientierung bei der Injektion in das Synchrotron - hier muß der Polarisationsvektor senkrecht auf der Bahnebene des Kreisbeschleunigers stehen - wurde die Polarisation des aus ELSA extrahierten Strahls in Abhängigkeit des Spindrehwinkels der asymmetrisch betriebenen Doppelsolenoide in der Strahlführung zwischen der Teilchenquelle und dem Linearbeschleuniger gemessen. Die Strahlextraktion aus dem Synchrotron erfolgte bei einer Elektronenenergie von 1.2 GeV, die in ELSA anschließend auf 1.27 GeV erhöht wurde[12], wobei aber keine nennenswerten depolarisierenden Resonanzen gekreuzt wurden.

Am extrahierten Strahl beobachtete man die erwartete sinusförmige Abhängigkeit des Polarisationsgrads vom Vordrehwinkel (siehe Abb. 6.6). Die maximale Polarisation betrug 72.4% und wurde bei einem Vordrehwinkel von 0^o erreicht. Der systematische Fehler der Messung wird im wesentlichen durch die Unsicherheit der Folienpolarisation hervorgerufen und betrug ca. 3.2% . Die Polarisation des externen Elektronenstrahls ist damit im Rahmen der Fehler und unter zusätzlicher Einbeziehung der in [37]

[11] Für Energien oberhalb von 2.3 GeV ist die erreichbare longitudinale Polarisation zusätzlich durch die maximale integrierte Feldstärke des Solenoids begrenzt. Eine vollständige Drehung des Polarisationsvektors in die Bahnebene ist dann nicht mehr möglich. Dieser Effekt ist in Abb. 6.5 berücksichtigt.

[12] Hierdurch werden einerseits die beim Injektionsvorgang angeregten Betatronschwingungen gedämpft, andererseits wird verhindert, daß bei der Strahlinjektion aus dem Ring ausfallende Elektronen durch die externe Strahlführung zum Experiment gelangen können.

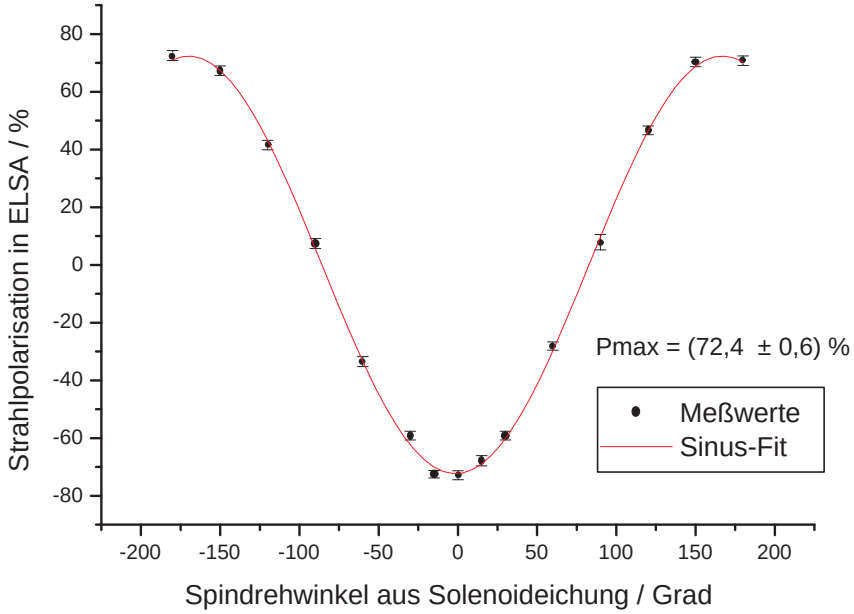


Abbildung 6.6: Abhängigkeit der transversalen Polarisation des aus ELSA extrahierten Elektronenstrahls vom Spindrehwinkel in der Strahlführung zwischen Quelle und Linearbeschleuniger

abgeschätzten Depolarisation im Synchrotron verträglich mit der Polarisation, die mittels Mottstreuung vor der Strahlinjektion in den Linearbeschleuniger gemessen wurde (s. Abb. 4.14).

6.5.2 Erreichte Polarisationsgrade

Abbildung 6.7 zeigt die unter Anwendung der in Kapitel 6.4 beschriebenen Verfahren erzielten maximalen Polarisationsgrade bei verschiedenen Extraktionsenergien [118]. Die Messungen in den Jahren 1997 und 1999 [190, 191, 256, 258] wurden unter Verwendung der 120-keV-Quelle durchgeführt; für die Mes-

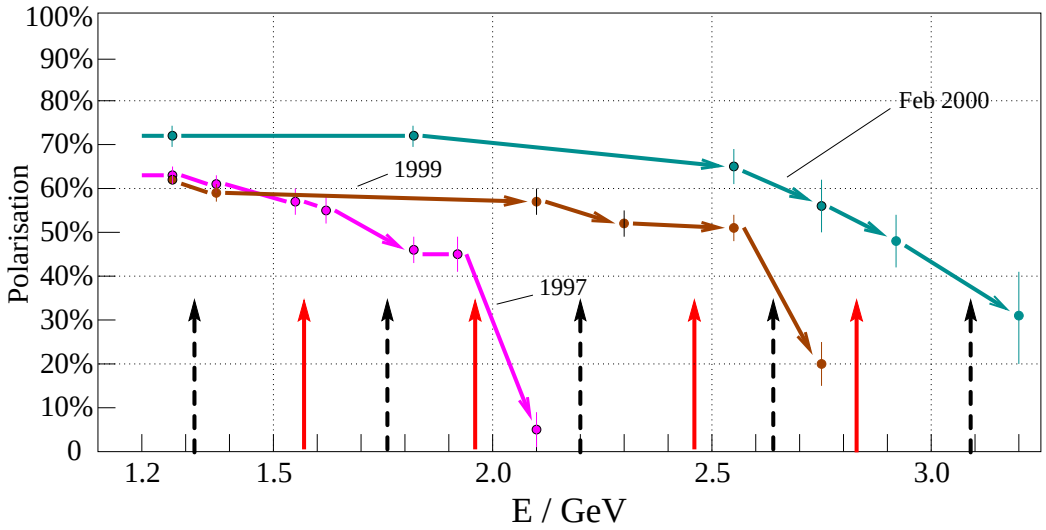


Abbildung 6.7: Erreichte Polarisation des aus ELSA extrahierten Elektronenstrahls als Funktion der Extraktionsenergie. Die gestrichelten Pfeile markieren die Lage der Imperfektionsresonanzen, die durchgezogenen Pfeile die der intrinsischen Resonanzen in ELSA.

sungen im Februar 2000 stand bereits die 50-keV-Quelle zur Verfügung. Die 1997 beobachtete, durch die intrinsische Resonanz $\gamma a = 0 + Q_z$ hervorgerufene gravierende Depolarisation konnte nach Inbetriebnahme der gepulsten Quadrupole [257] nahezu vollständig vermieden werden. Durch die verbesserte Korrektur der vertikalen Gleichgewichtsbahn ließ sich im Februar 2000 eine relative Depolarisation von weniger als 9% bis zu einer Energie von 2.55 GeV erreichen [115]. Bei höheren Extraktionsenergien treten zur Zeit noch stärkere Depolaristionen auf, die Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein werden.

6.5.3 Energiekalibration des Stretcherrings

Eine absolute Bestimmung der Energie des extrahierten Elektronenstrahls ist durch eine Messung der Energieabhängigkeit der Depolarisation beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen möglich. Diese Resonanzen treten nur dann auf, wenn die Spinpräzessionsfrequenz ein Vielfaches der Umlauffrequenz, die allein durch die Energie des Elektronenstrahls bestimmt wird, beträgt. Dies ist bei allen Vielfachen der Energie E_0 = 440.65 MeV der Fall. Abbildung 6.8 zeigt beispielhaft die gemessene Abhängigkeit der Polarisation von der Extraktionsenergie in der Umgebung der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 4$. Um die Auswirkungen der Resonanzkreuzung besser hervorzuheben, wurde hierbei keine vollständige Korrektur der Gleichgewichtsbahn durchgeführt, was zu einer relativen Depolarisation von etwa 20%, erkennbar an der Stufe in Abbildung 6.8, führt. Bei der Extraktion exakt auf der Resonanz tritt eine vollständige Depolarisation auf. Die beobachteten negativen Polarisationsgrade resultieren aus einer unvollständigen Umkehr des Spins aufgrund eines langsamen Kreuzens der Resonanz bei einer geringfügig oberhalb der Resonanz gewählten Extraktionsenergie [118]. Die Lage der Resonanz kann somit aus dem ersten Nulldurchgang der Polarisation mit einem relativen Fehler von weniger als $1 \cdot 10^{-4}$ bestimmt werden.

Durch gleichzeitige Messung des korrespondierenden Magnetfelds im Zentrum des Spalts eines Dipolmagneten mit einer NMR-Sonde konnten die Energien der Imperfektionsresonanzen auf die gemessenen Feldstärken bezogen werden. Die so gewonnene Energiekalibration des Stretcherrings (siehe Abb. 6.9) wird in Zukunft eine reproduzierbare Einstellung der Extraktionsenergie E mit einem relativen Fehler $\Delta E/E$ von weniger als 0.1% ermöglichen [118].

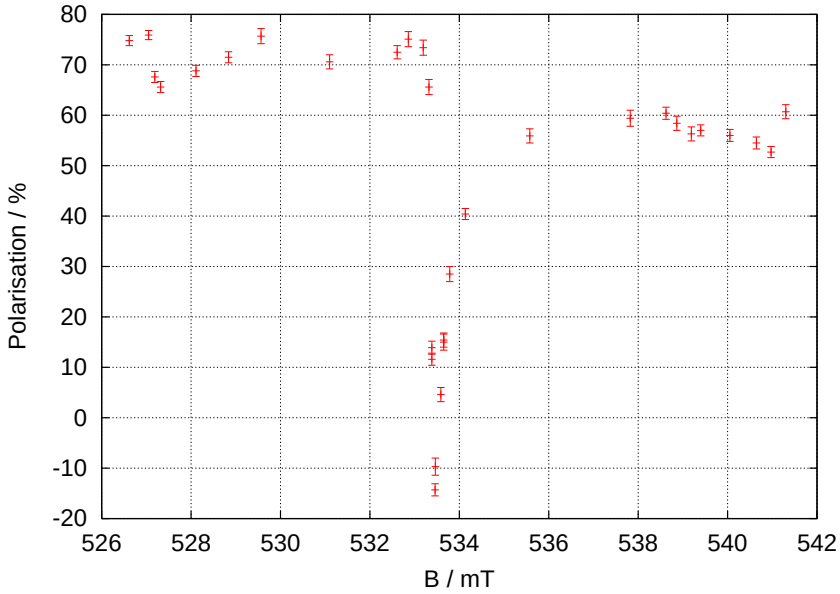


Abbildung 6.8: Energiekalibration durch Messung der Depolarisation in Abhängigkeit von der Extraktionsenergie in der Umgebung der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 4$

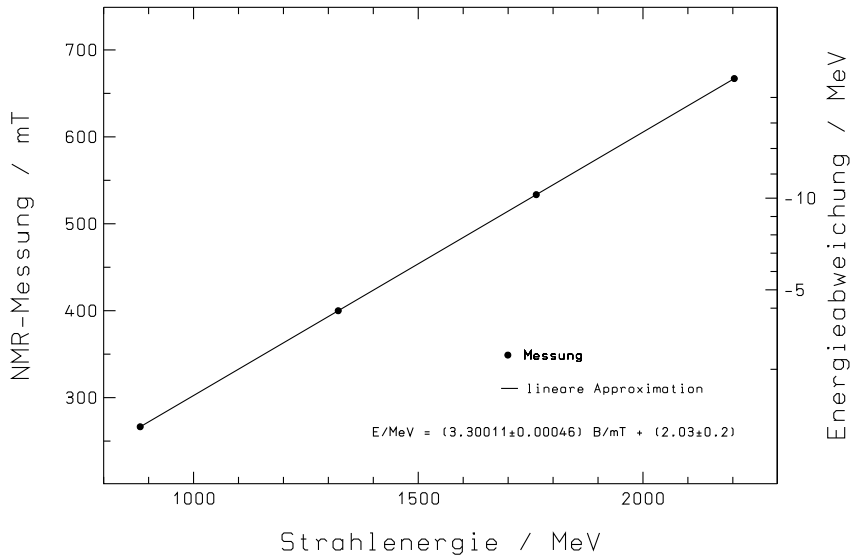


Abbildung 6.9: Magnetische Induktion eines ELSA-Dipols in Abhängigkeit von der durch Energiekalibration an Imperfektionsresonanzen bestimmten Strahlenergie. Die Abweichung der Strahlenergie von der im Kontrollsystem der Beschleunigers eingestellten Sollenergie ist auf der rechten Seite der Abbildung dargestellt.

7 Zusammenfassung

Zur Erzeugung eines Strahls spinpolarisierter Elektronen wurde eine für den Einsatz an der Bonner Beschleunigeranlage ELSA geeignete Strahlquelle konzipiert und aufgebaut. Sie basiert auf der Photoemission aus GaAs-ähnlichen Kristallen. Durch Verwendung eines lokal gitterverzerrten Superlattice-Kristalls lassen sich Elektronenpulse mit 6×10^{11} Elektronen pro Puls bei einer Pulslänge von einer Mikrosekunde erzeugen. Die gemessene Polarisation des niederenergetischen Elektronenstrahls beträgt $(80 \pm 5)\%$. Durch Verwendung einer Vakuumschleuse ist ein Kristallwechsel ohne Belüften der GaAs-Quelle möglich. Hierdurch konnte eine hohe Zuverlässigkeit der Anlage erreicht werden. Erste Abschätzungen der Lebensdauer eines präparierten Kristalls beim Betrieb der Quelle ergeben Werte von mehreren 1000 Stunden, die bisher von keiner anderen GaAs-Quelle erreicht wurden.

Der Einschuß polarisierter Elektronen in die Beschleunigeranlage erfolgt durch einen Linearbeschleuniger, der erfolgreich in Betrieb genommen wurde. Die zum Transfer polarisierter Elektronen in diesen Linearbeschleuniger notwendige Strahlführung wurde konzipiert und aufgebaut. Eine zum erfolgreichen Betrieb der Quelle erforderliche Druckreduktion um 6 Größenordungen konnte durch differentielles Pumpen erreicht werden. Die Transfereffizienz der Strahlführung beträgt angenähert 100%.

Zur Polarimetrie des in ELSA gespeicherten Elektronenstrahls wurde ein Compton-Polarimeter aufgebaut. Es basiert auf der spinabhängigen Rückstreuung zirkular polarisierter Photonen am transversal polarisierten gespeicherten Elektronenstrahl. Durch aktive Stabilisierung des Laserstrahls konnte eine helizitätsunabhängige Strahlzentrierung im Kreuzungspunkt von Elektronen- und Photonenstrahl mit einer mittleren Strahlschwankung von 35 μm (rms) erreicht werden. Zum Nachweis Compton-rückgestreuter Photonen wurde ein Siliziumstreifendetektor in Zusammenarbeit mit der ATLAS-Gruppe (Prof. Wermes) des Physikalischen Instituts konzipiert und aufgebaut. Die Detektion erfolgt durch Konversion der Photonen in geladene Teilchen. Es wurde eine Ortsauflösung von ca. 1 μm bei der Bestimmung des Schwerpunkts des Profils rückgestreuter Photonen erreicht. Die gemessene Profilform ist in guter Übereinstimmung mit der numerischen Simulation des Streuprozesses.

Polarisierte Elektronen konnten sowohl im Synchrotron als auch im Stretcherring ELSA erfolgreich auf hohe Energien beschleunigt werden. Der Einfluß depolarisierender Resonanzen, die eine vollständige Zerstörung der Polarisation bewirken können, wurde durch unterschiedliche Korrekturverfahren verringert. Durch Optimierung dieser Verfahren ließ sich ein hochenergetischer, polarisierter Elektronenstrahl einer mittleren Stromstärke von ca. 3 nA erzeugen. Die erreichte Polarisation betrug 72% bei Energien kleiner als 1.8 GeV, 65% bei Energien kleiner als 2.55 GeV und 30% bei einer Strahlenergie von 3.2 GeV. Damit steht dem Bonner Beschleunigerlabor ein Nutzstrahl spinpolarisierter Elektronen zur Verfügung, der für die Durchführung des GDH-Experiments notwendig ist und für das CB-Experiment eine in der internationalen Konkurrenz wünschenswerte Erweiterung der Experimentiermöglichkeiten darstellt.

Literaturverzeichnis

[1] V.L. Agranovich et al., *Status of the Karkhov Linac Polarized Electron Source*, Proc. High Energy Spin Physics 2 (1990), Springer Verlag, Berlin, 17.

[2] P. Albers, E. Stark und G. Huber, *Continous laser operation and quantum efficiency of titanium-doped sapphire*, J. Opt. Soc. Am. B3 (1986), 134.

[3] M.J. Alguard et al., *A Source of Highly Polarized Electrons at the Stanford Linear Accelerator Center*, Nucl. Instr. Meth. 163 (1979), 29.

[4] R. Alley et al., *The Stanford linear accelerator polarized electron source*, Nucl. Instr. Meth. A365 (1995), 1.

[5] D. Alpert et al., *Initiation of Electrical Breakdown in Ultrahigh Vacuum*, J. Vac. Sci. Tech. 1 (1964), 35.

[6] K.H. Althoff et al., *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn*, Nucl. Instr. Meth. 61 (1968), 1.

[7] K.H. Althoff, *ELSA - ein neuer Beschleuniger in der Mittelenergiephysik*, Universität Bonn, BONN-IR-87-30, 1987.

[8] V.A. Anferov et al., *Effect of a partial Siberian snake on an "rf-induced" depolarizing resonance*, Phys. Rev. A46 (1992), 7383.

[9] T. Aniel et al., *Polarized Particles at SATURNE*, Proc. High Energy Spin Physics (1984), Marseille, 499.

[10] G. Anton et al., *Proposal to measure the Drell-Hearn-Gerasimov Sum Rule*, Proposal, Bonn, 1992.

[11] G. Anton et al., *Photoproduction of η and η' mesons*, Proposal, 1999.

[12] J. Arianer et al., *The Orsay polarized electron source from a flowing helium afterglow*, Nucl. Instr. Meth. A337 (1993), 1.

[13] J. Arianer et al., *A flowing afterglow as a polarized electron source*, Nucl. Instr. Meth. A382 (1996), 371.

[14] J. Arianer et al., *Characterization of the SELPO-M polarized electron source on a 100kV plattform*, Nucl. Instr. Meth. A435 (1999), 271.

[15] O. Asvany, *Strahllagemessung in Elektronenbeschleunigern zur Korrektur der Gleichgewichtsbahn und ihre Anwendung zur Minimierung der vertikalen Strahlemittanz*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-98-11, 1998.

[16] K. Aulenbacher, *Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*, Dissertation, Universität Mainz, 1994.

[17] K. Aulenbacher et al., *The Mami source of polarized electrons*, Nucl. Instr. Meth. A391 (1997), 498.

[18] V.N. Baĭer and V.A. Kohze, *Determination of the transverse polarization of high-energy electrons*, Sov. J. Nucl. Phys. 9 (1969), 238.

[19] V.N. Baĭer, *Radiative Polarization of Electrons in Storage Rings*, Sov. Phys.-Uspeki 14 (1972), 695.

[20] R.Z. Bakhtizin und V.G. Valeev, *Microroughness field emission electron energy distribution and electron-phonon interaction spectroscopy near a metal surface.*, Phys. Stat. Sol. A108 (1988), 251.

[21] L.C. Balling, *Phase-Shift Calculation for Low-Energy Electron-Rb Scattering*, Phys. Rev. 179 (1969), 78.

[22] V. Bargman, L. Michel und V. Telegdi, *Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field*, Phys. Rev. Lett. 2 (1959), 435.

[23] D.P. Barber et al., *The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA*, Nucl. Instr. Meth. A329 (1993), 79.

[24] D.P. Barber et al., *The first achievement of longitudinal spin polarization in a high energy storage ring*, Phys. Lett. B343 (1995), 436.

[25] H. Batelaan, T.J. Gay und J.J. Schwendiman, *Stern-Gerlach Effect for Electron Beams*, Phys. Rev. Let. 79 (1997), 4517.

[26] G. Baum und U. Koch, *A Source of Polarized Electrons*, Nucl. Instr. Meth. 71 (1969), 189.

[27] G. Baum, M. Lubell und W. Raith, *Measurement of the Spin-Orbit Perturbation in the P-State Continuum of Heavy Alkali-Metal Atoms: K, Rb, and Cs*, Phys. Rev. A5 (1972), 1073.

[28] G. Baym, *Lectures on Quantum Mechanics*, Benjamin, New York, 1964.

[29] R. Belbéoch et al., Proceedings USSR Nat. Conf. Part. Accel. (1968), 129.

[30] C. Bernardini et al., *Lifetime and Beam Size in a Storage Ring*, Phys. Rev. Lett. 10 (1963), 407.

[31] G.L. Bir, A.G. Aronov und G.E. Pikus, *Spin relaxation of electrons due to scattering by holes*, Sov. Phys.-JETP 42 (1976), 705.

[32] C. Bocchetta, *Rewiev of Orbit Control*, Proc. European Particle Accelerator Conference (1998), 28.

[33] M. Böge, *Analysis of Spin Depolarizing Effects in Electron Storage Rings*, Dissertation, Universität Hamburg, 1994.

[34] K. Boller, *Kohlenstoffkontamination der Oberflächen optischer Elemente im Synchrotronlicht*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1982.

[35] H. Bongartz, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn.

[36] W. Brefeld, *Beschleunigung von polarisierten Elektronen im Bonner Synchrotron und im geplanten Stretcherring ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-81-31, 1981.

[37] W. Brefeld et al., *Measurement of the polarization degree of accelerated polarized electrons at the 2.5 GeV synchrotron in Bonn for energies between 0.85 and 2 GeV*, Nucl. Instr. Meth. A228 (1985), 228.

[38] M. Breidenbach et al., *An inverted-geometry, high-voltage polarized electron-gun with UHV-loadlock*, Nucl. Instr. Meth. A350 (1994), 1.

[39] L. Brillouin, *Peut-on déceler directement le moment magnétique de l'électron?*, Comptes rendus, Acad. Sci. (Paris) 184 (1927), 82.

[40] W. Bühring, *Elastic Scattering by Mercury Atoms*, Z. Phys. 155 (1968), 61.

[41] J. Buon, *Beam Phase Space and Emittance*, CERN Yellow Report CERN-94-01 (1994), 89.

[42] J. Buon und J.P. Koutchouk, *Polarization of Electron and Proton Beams*, CERN Yellow Report CERN-95-06 (1995), 879.

[43] P.G. Burke und H.M. Schey, *Polarization and Correlation of Electron Spin in Low-Energy Elastic Electron-Hydrogen Collisions*, Phys. Rev. 126 (1962), 163.

[44] G. Busch, M. Campagna, H.C. Siegmann, *Spin-Polarized Photoelectrons from Fe, Co, and Ni*, Phys. Rev. B4 (1971), 746.

[45] D.M. Campbell, H.M. Brash und P.S. Farago, *A Source of Polarized Electrons using Spin Exchange*, Phys. Lett. 36A (1971), 449.

[46] U. Camerini et al., *Measurement of the radiative electron polarization in a 2.4-GeV storage ring*, Phys. Rev. D12 (1975), 1855.

[47] M. Campagna et al., *Emission of polarized electrons from solids*, Adv. Electron. Electron Phys. 41 (1976), 113.

[48] M. Campagna und S.F. Alvarado, *Solid State Polarized Electron Sources*, AIP Conf. Proc. 95 (1983), 566.

[49] H.C. Casey und F. Stern, *Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs*, J. Appl. Phys. 47 (1976), 631.

[50] R.J. Celotta und D.T. Pierce, *Sources of Polarized Electrons*, Adv. Atom. Mol. Phys. 16 (1980), 101.

[51] C.T. Chase, *A Test for Polarization in a Beam of Electrons by Scattering*, Phys. Rev. 34 (1929), 1069.

[52] J.R. Chelikowsky und M.L. Cohen, *Electronic Structure of GaAs*, Phys. Rev. Lett. 32 (1974), 674.

[53] J.R. Chelikowsky und M.L. Cohen, *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors*, Phys. Rev. B14 (1976), 556.

[54] J. Clendenin, G. Mulhollan und H. Tang, *A Model for the Surface Activation of GaAs Photocathodes*, SLCPOLSOURCE TN-96-07, Stanford Linear Accelerator Center, 1996.

[55] E. Courant und R. Ruth, *Acceleration of Polarized Protons*, interner Bericht, BNL 51270 ISA 80-5, Brookhaven, 1980.

[56] F.-J. Decker, *Laufzeitmessung mit Szintillationszählern und mit Hilfe der Hochfrequenzstruktur des Synchrotronstrahls bei einem Magnetspektrometer für Teilchenimpulse bis 2 GeV/c*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-84-22, 1984.

[57] H. Dehmelt, *Radiofrequency Spectroscopy of Stored Ions I: Storage*, Adv. Atom. Mol. Opt. Phys. 3 (1967), 53.

[58] H. Dehmelt, *New continuous Stern-Gerlach effect and a hint of 'the' elementary particle*, Z. Phys. D10 (1988), 127.

[59] H. Dehmelt, *Experiments on the Structure of an Individual Elementary Particle*, Science 247 (1990), 539.

[60] H. Deichsel, E. Reichert und H. Streidel, *Elektronenpolarisation im Energiebereich unterhalb 50 eV durch Streuung an freien Hg-Atomen*, Z. Phys. 189 (1966), 212.

[61] Y.S. Derbenev und A.M. Kondratenko, *Acceleration of polarized particles*, Sov. Phys.-Doklady 20 (1973), 562.

[62] D. Doll, *Das Compton-Polarimeter an ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-98-08, 1998.

[63] B. Donnally, W. Raith und R. Becker, *Spin Polarization of Electrons ejected in Collisional Ionization of Fast, Polarized Metastable Deuterium Atoms*, Phys. Rev. Lett. 20 (1968), 575.

[64] W. v. Drachenfels et al., *Intense Pulses of Polarized Electrons produced by Fano Effect*, Z. Phys. 269 (1974), 387.

[65] W. v. Drachenfels et al., *A pulsed Source for Polarized Electrons with high Repetition Rate*, Nucl. Inst. Meth. 140 (1977), 47.

[66] S.D. Drell und A.C. Hearn, *Exact Sum Rule for Nucleon Magnetic Moments*, Phys. Rev. Lett. 16 (1966), 908.

[67] A. Dreist, *Simulationsrechnungen für eine langsame Resonanzextraktion am Speicherring ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-84-20, 1984.

[68] A. Dreist, *Das Injektionssystem des Stretcherrings ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-98-26, 1989.

[69] P. Drescher, *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III-V-Heterostrukturen*, Dissertation, Universität Mainz, 1996.

[70] G.F. Drukarev und V.D. Ob'edkov, *Slow Electron Polarization in Elastic Scattering by Alkali Metal Ions*, Sov. Phys.-JETP 34 (1972), 284.

[71] B.M. Dunham, *Investigations of the Physical Porperties of Photoemission Polarized Electron Sources for Accelerator Applications*, Dissertation, University of Illinois, UMI-93-29021, 1993.

[72] D. Durek et al., *The Degradation of a NEA Surface by Poisoning Gases*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 677.

[73] D. Durek, *Untersuchung des Einflusses von Gasen auf die Photoemission an Galliumarsenid-Kristallen - Ein Beitrag zur vakuumtechnischen Auslegung von Quellen polarisierter Elektronen*, Dissertation, Universität Bonn, 1998.

[74] D. Durek et al., *The degradation of a Gallium-Arsenide photoemitting NEA surface by water vapour*, Appl. Surf. Sci. 143 (1999), 319.

[75] M.I. D'Yakonov und V.I. Perel, *Spin Orientation of Electrons associated with the Interband Absorption of Light in Semiconductors*, Sov. Phys.-JETP 33 (1971), 1053.

[76] R. van Dyck et al., *Axial, magnetron, cyclotron and spin-cyclotron-beat frequencies measured on single electron almost at rest in free space (geonium)*, Nature 276 (1976), 776.

[77] H. Ebeling, *Konzeption, Bau und Test eisenloser Quadrupole für die Resonanzextraktion aus ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-87-35, 1987.

[78] W. Eib und B. Reihl, *Spin Polarization of Photoelectrons and Itinerant Magnetism in Iron*, Phys. Rev. Lett. 40 (1978), 1674.

[79] F.R. Elder et al., *Radiation from Electrons in a Synchrotron*, Phys. Rev. 71 (1947), 829.

[80] R.J. Elliot, *Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors*, Phys. Rev. 96 (1954), 266.

[81] U. Fano, *Spin Orientation of Photoelectrons Ejected by Circularly Polarized Light*, Phys. Rev. 178 (1969), 131.

[82] P.S. Farago, *The Polarization of Electron Beams and the Measurement of the g-Factor Anomaly of Free Electrons*, Adv. Electron. Electron Phys. 21 (1965), 1.

[83] M. Farkhondeh et al., *Status of MIT-Bates Polarized Injector System*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 680.

[84] A. Febel und P. Lüttner, *Das Einlenksystem des Bonner 2.3 GeV-Elektronensynchrotrons*, interner Bericht, Universität Bonn, 1-006, 1966.

[85] R. Feder et al., *Spin- and angle-resolved photoemission from ferromagnetic Fe(001)*, Sol. State Commun. 46 (1983), 619.

[86] P. Fischer, *An area efficient 128 channel counter chip*, Nucl. Instr. Meth. A378 (1996), 297.

[87] D.H. Fitzgerald et al., *Efficiency of a Single-Converter Detector for Monochromatic Photons between 25 and 234 MeV*, Nucl. Instr. Meth. 192 (1982), 193

[88] J. Friedl, *Bau und Test eines Ejektormagneten sowie des dazugehörigen Strompulsers für die Extraktion aus dem Bonner 2.5 GeV Elektronensynchrotron für ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-86-10, 1986.

[89] M. Froissart und R. Stora, *Depolarisation d'un faisceau des protons polarisés dans un synchrotron*, Nucl. Instr. Meth. 7 (1960), 297.

[90] E. Fues und H. Hellmann, *Über polarisierte Elektronenwellen*, Z. Phys. 31 (1930), 465.

[91] E. Garwin et al., *A Pulsed Source of Spin-Polarized Electrons by Photoemission from EuO*, Nucl. Instr. Meth. A120 (1974), 483.

[92] A. Gellrich und J. Kessler, *Precision Measurement of the Sherman Asymmetry Function for Electron Scattering from Gold*, Phys. Rev. A43 (1991), 204.

[93] S.B. Gerasimov, *A Sum Rule for Magnetic Moments and the Damping of the Nucleon Magnetic Moment in Nuclei*, Sov. J. Nucl. Phys. 2 (1966), 430.

[94] T. Götz, *Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnersystems zur Steuerung und Überwachung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung des Nachbeschleunigungsbetriebs bis 3.5 GeV*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-95-03, 1995.

[95] E. Goergen, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Bonn.

[96] B. Goldstein, *LEED-Auger characterization of GaAs during activation to negative electron affinity by the adsorption of Cs and O*, Surf. Sci. 47 (1975), 143.

[97] R.W. Gothe et al., *Inelastic Photon Scattering in the Exclusive Channels $p(\gamma,\pi^0\gamma p)$ and $(\gamma,\eta\gamma p)$*, Proposal, 1999.

[98] M. Gowin, *Analyse alternativer Lasersysteme zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-98-14, 1998.

[99] M. Gowin, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn.

[100] L.G. Gray et al., *Intense source of spin-polarized electrons using laser-induced optical pumping*, Rev. Sci. Instr. 54 (1983), 271.

[101] D.B. Gustavson et al., *A backscattered laser polarimeter for $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ storage rings*, Nucl. Instr. Meth. 165 (1979), 177.

[102] F. Hamburger, *Detektorkonzept für das Laserpolarimeter an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-95-10, 1995.

[103] W. Hanke, *Aufbau eines Mottpolarimeters für die Bonner Quelle spipolarisierter Elektronen*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-95-33, 1995.

[104] P. Hartmann et al., *Time resolved Measurement of the Spin Relaxation of Photoelectrons Emitted from a Bulk GaAs Photocathode*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 688.

[105] P. Hartmann, *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*, Dissertation, Universität Mainz, Shaker Verlag, 1998.

[106] P. Hartmann, *Overview over Polarized Guns*, Vortrag über polarisierte Quellen am TJNAF, Newport News, 2000.

[107] U. Heinzmann, J. Kessler und J. Lorenz, *Elektronen-Spinpolarisation bei der Photoionisation unpolarisierter Cäsiumatome mit zirkularpolarisiertem Licht*, Z. Phys. 240 (1970), 42.

[108] U. Heinzmann et al., *Elektronen-Spinpolarisation beim Photoeffekt mit zirkularpolarisiertem Licht an Alkalischichten*, Z. Phys. 251 (1972), 354.

[109] W.B. Herrmannsfeldt, *Electron Trajectory program*, SLAC-Report 226, 1979.

[110] W.B. Herrmannsfeldt, *EGUN, an electron optics and gun design program*, SLAC-PUB 331 UC28, 1988.

[111] A. Herrera-Gómez and W.E. Spicer, *Physics of High Intensity Nanasecond Electron Source*, SLAC-Pub 6307, Stanford Linear Accelerator Center, 1993.

[112] W. Hillert, *COMPTONSIM: Ein Programm zur Integration des Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung*, interne Dokumentation, Universität Bonn, 1995.

[113] W. Hillert et al., *The Compton Polarimeter at ELSA*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 691.

[114] W. Hillert, M. Gowin und B. Neff, *A 50 kV Inverted Polarized Gun*, Proc. Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg, 1998, 115.

[115] W. Hillert, M. Gowin und B. Neff, *A new Injector for Polarized Electrons at ELSA*, Proc. GDH2000, World Scientific, Singapur, 2000.

[116] L.A. Hodge, F.B. Dunning und G.K. Walters, *Mott Electron Spin Polarization Analysis System of Novel Design*, Rev. Sci. Instr. 50 (1979), 5.

[117] M. Hoffmann, *Bau und Test gepulster Quadrupolmagnete zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen in ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-98-10, 1998.

[118] M. Hoffmann, Dissertation in Vorbereitung.

[119] G. Holzwart und H.J. Meister, *Elastic Scattering of Relativistic Electrons by Screened Gold and Mercury Nuclei*, Nucl. Phys. 59 (1964), 56.

[120] H. Huang et al., *Overcoming Weak Intrinsic Depolarizing Resonances with Energy Jump*, Proc. Particle Accelerator Conference 1997, Vancouver, 1998.

[121] V.W. Hughes et al., *Polarized Electrons from Photoionization of Polarized Alkali Atoms*, Phys. Rev. A5 (1972), 195.

[122] D. Husmann, *The ELSA Stretcher Ring*, Lecture Notes in Physics 234 (1985), 381.

[123] D. Husmann und W.J. Schwille, *ELSA - die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Phys. Bl. Nr.2 44 (1988), 40.

[124] A. Huwer, *Ein Detektor für das Compton-Polarimeter an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1996.

[125] Ircon GmbH, *MODELINEPLUS Temperatur Mess/Regelsystem*, Betriebshandbuch, Nr.050731, 1993.

[126] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, New York, 1983.

[127] R. Jessenberger, *Erarbeitung analytischer Zusammenhänge zur Beschreibung polarisierter Teilchenstrahlen in Beschleunigern und deren Anwendung auf das Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation, Forschungszentrum Jülich, Jül-2754, 1993.

[128] M. Jimenez et al., *Electron field emission from selectively contaminated cathodes*, J. Phys. D26 (1993), 1503.

[129] M. Jimenez et al., *Electron field emission from large-area cathodes: evidence for the projection model*, J. Phys. D27 (1994), 1038.

[130] C.D. Johnson, *The Development and Use of Alumina Ceramic Flourescent Screens*, interer Bericht, CERN/PS/90-42(AR), Genf, 1990.

[131] K. Jost und J. Kessler, *Zur Polarisation langsamer Elektronen durch Streuung an Quecksilber zwischen 180 und 1700 eV*, Z. Phys. 195 (1966), 1.

[132] B. Jüttner, *Recent Development in Prebreakdown Field Emission Studies*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 691.

[133] E.O. Kane, *Band Structure of Indium Antimonide*, J. Phys. Chem. Solids 1 (1957), 249.

[134] J. Keil, *Aufbau eines breitbandigen Intensitätsmonitors zur Messung, Überwachung und Optimierung der ELSA-Füllstruktur*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-94-18, 1994.

[135] J. Keil J. Dietrich und I. Mohos, *Control and Data Processing of the Distributed 500 MHz Narrowband Beam Position Monitor System of ELSA*, Proc. 18th Particle Accelerator Conference, New York, 1999, 2054.

[136] J. Keil, J. Dietrich und I. Mohos, *Closed-Orbit Correction Using the New Beam Position Monitor Electronics of ELSA Bonn*, Proc. 4th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, Daresbury, 1999.

[137] J. Keil, *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ESLA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-2000-09, 2000.

[138] P.J. Keliher et al., *Spin conservation during chemi-ionization and surface-electron ejection by* $He(2^3S)$, Phys. Rev. A11 (1975), 1271.

[139] P.J. Keliher, R.E. Gleason und G.K. Walters, *Intense polarized electron beams from chemi-ionization reactions with optically pumped* $He(2^3S)$, Phys. Rev. A11 (1975), 1279.

[140] J. Kessler, *Polarized Electrons*, Springer, Berlin, 1985.

[141] F. Khiari et al., *Acceleration of polarized protons to 22 GeV/c and the measurement of spin-spin effects in* $p\uparrow + p\uparrow \rightarrow p + p$, Phys. Rev. D39 (1989), 45.

[142] T. Khoe et al., *Acceleration of polarized protons to 8.5 GeV/c*, Part. Acc. 6 (1975), 213.

[143] B. Kiel, *Ein Møllerpolarimeter für das Experiment zur Verifizierung der Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel an ELSA*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[144] K.H. Kingdon, *Electron emission from adsorbed films on tungston*, Phys. Rev. 24 (1924), 510.

[145] J. Kirschner, H.P. Oepen und H. Ibach, *Energy- and spin-analysis of polarized photoelectrons from NEA GaAsP*, Appl. Phys. A30 (1983), 177.

[146] E. Kisker et al., *Electron field emission from ferromagnetic europium sulfide on tungsten*, Phys. Rev. B18 (1978), 2256.

[147] W. Kleen und R. Müller, *Laser*, Springer, 1969.

[148] W. Klein, *Photoemission from Cs oxide and CsF covered GaInAs*, Bull. Am. Phys. Soc. 14 (1969), 791.

[149] F. Knauer, *Über die Möglichkeit, das magnetische Moment des freien Elektrons nachzuweisen*, Z. Phys. 59 (1930), 807.

[150] T. Kendelewicz et a., *Soft x-ray photoemission study of chemisorption and Fermi-level pinning at the Cs/GaAs(110) and K/GaAs(110) interfaces*, Phys. Rev. B38 (1988), 7568.

[151] J. van Klinken, *Double Scattering of Electrons*, Nucl. Phys. 75 (1966), 161.

[152] H.W. Koch und J.W. Motz, *Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data*, Rev. Mod. Phys. 31 (1959), 920.

[153] S.P. Kowalczyk et al., *Protection of molecular beam epitaxy grown $Al_xGa_{1-x}As$ epilayers during ambient transfer*, J. Vac. Sci. Techn. 19 (1981), 255.

[154] K. Koyama und H. Merz, *Spin Polarization of Photoelectrons from Solid Cesium by Circularly Polarized Light*, Z. Phys B20 (1975), 131.

[155] G. Krebs, *Aufbau einer rechnergestützen Strahlführung für das Comptonpolarimeter an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1996.

[156] R. Krisciokaitis und W.Y. Tsai, *Theoretical consideration of a spin-polarized electron source based on elastic electron-hydrogen spin-exchange collisions*, Nucl. Instr. Meth. 83 (1970), 45.

[157] I. Kudmann und T. Seidel, *Absorption edge in degenerate p-type GaAs*, J. Appl. Phys. 43 (1972), 3815.

[158] G. Lampel, Proceedings of the XII International Conference on the Physics of Semiconductors, M.H. Pilkuhn (ed), Teubner Verlag, Stuttgart, 1975.

[159] Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astrophysik, Geophysik*, II/6, (1959), 1004.

[160] M. Landoldt, Ph. Niedermann und D. Mauri, *Spin-Dependent Density of States in Ferromagnetic Ni-Fe-Alloys*, Phys. Rev. Lett. 48 (1982), 1632.

[161] R.V. Latham und N.S. Xu, *Electron pin-holes: the limiting defect for insulating high voltages by vacuum, a basis for new cold cathode electron sources*, Vacuum 42 (1991), 1173.

[162] R.V. Latham, *High Voltage Vacuum Insulation*, Academic Press, London, 1995.

[163] A. Lehrach, *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzeptes zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrtron COSY*, Dissertation, Forschungszentrum Jülich, 1998.

[164] L.G. Levchuk, *The intra-atomic motion of bound electrons as a possible source for the systematic error in electron beam polarization measurements by means of a Møller polarimeter*, Nucl. Instr. Meth. A345 (1994), 496.

[165] F.W. Lipps und H.A. Tolhoek, *Polarization phenomena of electrons and photons I,II*, Physica 20 (1954), 85, 395.

[166] S.R. Lin, *Elastic Electron Scattering by Screened Nuclei*, Phys. Rev. 133 (1964), 965.

[167] C.Y. Lu, W.E. Spicer und I. Lindau, *Photoelectron spectroscopic determination of the structure of (Cs,O) activated GaAs (110) surfaces*, J. Appl. Phys. 54 (1983), 1413.

[168] T.E. Madey und J.T. Yates, *Electron-Stimulated Desorption and Work Function Studies of Clean and Cesiated (110) GaAs*, J. Vac. Sci. Techn. 8 (1971), 39.

[169] D. Maison, *Electron Polarization by Diffraction*, Phys. Lett. 19 (1966), 654.

[170] D. Mauri und M. Landolt, *4f-5d Resonant Scattering in Spin-Polarized Photoemission*, Phys. Rev. Lett. 47 (1981), 1322.

[171] T. Maruyama et al., *Enhanced electron spin polarization in photoemission from thin GaAs*, Appl. Phys. Lett. 55 (1989), 1686.

[172] T. Maramuya et al., *Observation of Strain-Enhanced Electron-Spin Polarization in Photoemission from InGaAs*, Phys. Rev. Lett. 66 (1991), 2376.

[173] M.V. McCusker, L.L. Hatfield und G.K. Walters, *Cumulative Ionization in Optically Pumped Helium Discharges: A Source of Polarized Electrons*, Phys. Rev. A5 (1972), 177.

[174] W. Mehnert, *Bau und Test eines Faraday-Käfigs mit einem Uran-Absorber*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1979.

[175] A.C. Melissinos, *Energy Measurement by Resonant Depolarization*, CERN Yellow Report CERN-95-06 (1995), 1051.

[176] T. Michel, *Konzeption eines Møllerpolarimeters für das Experiment zur Überprüfung der Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1996.

[177] T. Michel, Dissertation in Vorbereitung.

[178] L. Mikaelyan, A. Borovoi und E. Denisow, *Double Mott Scattering of Electrons*, Nucl. Phys. 47 (1963), 328.

[179] R.H. Milburn, *Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field*, Phys. Rev. Lett. 10 (1963), 75.

[180] R.C. Miller, D.A. Kleinmann und A.C. Gossard, Proc. 16th International Conference on the Semiconductors, B.L.H. Wilson (ed), Edingburgh 1978, 1043.

[181] B. Militsyn et al., *Pulsed Polarized Electron Source for Nuclear Physics Experiments at NIKHEF. Current Status*, Proc. Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg, 1998, 98.

[182] C. Møller, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie*, Annalen der Physik 14 (1932), 531.

[183] B. Montague, *Elementary Spinor Algebra for Polarized Beams in Storage Rings*, Part. Acc. 11 (1981), 219.

[184] N.F. Mott, *The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei*, Proc. Roy. Soc. (London) A124 (1929), 425.

[185] N.F. Mott und S.H.S.W. Massey, *The Theory of Atomic Collisions*, Clarendon, Oxford, 1965.

[186] G. Mulhollan, *Increasing Photocathode Charge Output*, Proc. International Workshop on Polarized Sources and Targets, Erlangen-Nürnberg, 1999.

[187] T. Nakanishi und S. Nakamura, *Developement of Polarized Electron Source of GaAs-AlGaAs Superlattice and Strained GaAs*, Proc. High Energy Spin Physics 2 (1990), Springer Verlag, Berlin, 30.

[188] K. Nakajima et al., *Measurement of the equilibrium polarization in the KEK* $\mathrm{e^+e^-}$ *storage ring TRISTAN*, Phys. Rev. Lett. 66 (1991), 1556.

[189] S. Nakamura et al., *Polarized Electron Source at Bonn*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 709.

[190] S. Nakamura, *Production and Acceleration of Polarized Electrons at ELSA*, Dissertation, Department of Physics of the University of Nagoya, Bonn, Nagoya, 1998.

[191] S. Nakamura et al., *Polarized Electrons in ELSA*, Nucl. Instr. Meth. A411 (1998), 93.

[192] T. Nakanishi et al., *Highly polarized electrons for linear colliders*, Proc. Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg, 1998, 118.

[193] T. Nakanishi, private Kommunikation.

[194] M. Neckenig, *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung der Zeitstruktur des extrahierten Strahles aus dem Stretcherring ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-93-16, 1993.

[195] P. Nghiem und A. Tkatchenko, *Simulation of proton spin motion in circular accelerators using one-turn spinor transfer maps*, Nucl. Instr. Meth. A335 (1993), 349.

[196] D.W. Nocross, *Photoabsorption by Cesium*, Phys. Rev. A7 (1973), 606.

[197] H.D. Nuhn, *Konstruktion und Bau einer Quelle für freie polarisierte Elektronen durch Photoeffekt am GaAs*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-81-01, 1981.

[198] H.D. Nuhn, *Schnelle Extraktion aus dem Bonner 2.5-GeV-Synchrotron und Strahltransfer zur neuen Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-88-03, 1988.

[199] T. Omori et al., *Large Enhancement of Polarization Observed by Extracted Electrons from the AlGaAs-GaAs Superlattice*, Phys. Rev. Lett. 67 (1991), 3294.

[200] M.R. O'Neill et al., *Electron-Spin Polarization in Low-Energy Electron Diffraction from Tungsten (001)*, Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 1167.

[201] D.A Orlov und A.S. Terekhov, *Study of photoelectron escaping process from NEA-photocathodes*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 720.

[202] The Orsay Storage Ring Group, *Status Report on ACO*, Proceedings 8th Int. High Energy Accel., CERN, Genf (1971), 127.

[203] A.W. Overhauser, *Paramagnetic Relaxation in Metals*, Phys. Rev. 89 (1953), 689.

[204] L.A. Page, *Electron and Positron Polarization*, Rev. Mod. Phys. 31 (1959), 759.

[205] I. Passchier et al., *A Compton backscattering polarimeter for electron beams below 1 GeV*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 807.

[206] I. Passchier et al., *Longitudinally Polarized Electrons in a Storage Ring at $\sim$1 GeV*, Proc. International Workshop on Polarized Sources and Targets, Erlangen-Nürnberg, 1999.

[207] W. Pauli, *Diracs Wellengleichung des Elektrons und geometrische Optik*, Helv. Phys. Acta 5 (1932), 179.

[208] W. Pauli, *La méchanique quantique relativiste de l'électron*, Collected Sientific Papers 2 (1964), 544.

[209] M. Picard, *Entwurf, Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsmodus bis 3.5 GeV*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-95-01, 1995.

[210] J.R. Pierce, *Theorie and Design of Electron beams*, 2nd ed., D. van Nostrand Comp., New York, 1954.

[211] D.T. Pierce und F. Meier, *Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs*, Phys. Rev. B13 (1975), 5484.

[212] M. Placidi und R. Rossmanith, *e^+e^--polarimetry at LEP*, Nucl. Instr. Meth. A274 (1989), 79.

[213] M. Prietsch et al., *Photoemission study of alkali/GaAs(110) interfaces*, Z. Phys. B74 (1989), 21.

[214] M.J.J. van den Putte et al., *The Polarized Electron Source at NIKHEF*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 730.

[215] E. Reichert, *A Source of Polarized Electrons for a Neutral Current Experiment*, AIP Conf. Proc. 95 (1983), 580.

[216] D. Rodway, *AES, photoemission and work function study of the deposition of Cs on (100) and (111) GaAs epitaxial layers.*, Surf. Sci. 147 (1984), 103.

[217] D.C. Rodway und M.B. Allenson, *In situ surface study of the activating layer on GaAs(Cs,O) photocathodes*, J. Phys. D19 (1986), 1353.

[218] E. Rupp, *Über eine unsymmetrische Winkelverteilung zweifach reflektierter Elektronen*, Naturw. 18 (1930), 207.

[219] G.H. Rutherford et al., *Improved source of polarized electrons based on a flowing helium afterglow*, Rev. Sci. Instr. 61(5) (1990), 1460.

[220] R.D. Ruth, *The Acceleration of Polarized Protons*, interner Bericht, CERN-ISR-TH/82-21, Genf, 1982.

[221] P. Saez et al., *High voltage processing of the SLC polarized electron gun*, SLAC-PUB-6193, SLAC, 1993.

[222] K. Sattler und H.C. Siegmann, *Paramagnetic Sheet at the Surface of the Heisenberg Ferromagnet EuO*, Phys. Rev. Lett. 29 (1972), 1565.

[223] K. Sattler und H.C. Siegmann, *Spinpolarisierte Photoelektronen aus EuO*, Z. Phys. B20 (1975), 289.

[224] H. Sato et al., *Acceleration of the Polarized Proton Beam at the KEK 12-GeV PS*, Nucl. Instr. Meth. A272 (1988), 617.

[225] H.W. Schäfer, *Konstruktion und Bau einer Quelle für freie polarisierte Elektronen durch Photoeffekt am GaAs*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-81-2, 1981.

[226] H.W. Schäfer, *Messung der Ausstrahlungsasymmetrie bei der Erzeugung von Röntgenbremsstrahlung mit transversal polarisierten Elektronen im Energiebereich 50 keV bis 130 keV*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-85-42, 1985.

[227] G. Schantz, *Konstruktion einer Mott-Apparatur*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1994.

[228] J.J. Scheer und J. van Laar, *GaAs-Cs, a new type of photoemitter*, Solid State Commun. 3 (1965), 189.

[229] M. Schillo, *Das Strahldiagnosesystem von ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-91-77, 1991.

[230] R. Schmidt, *Aufbau und Test des Polarimeters an PETRA*, Dissertation, Universität Hamburg, 1980.

[231] G.A. Schott, *Electromagnetic Radiation*, Cambridge University Press, 1912.

[232] A. Septier, *Focusing of Charged Particles*, Academic Press, New York, 1969.

[233] S.I. Serednyakov et al., *Study of the radiative polarization of beams in the VEPP-2M storage ring*, Sov. Phys.-JETP 44 (1976), 1063.

[234] N. Sherman, *Coulomb Scattering of Relativistic Electrons by Point Nuclei*, Phys. Rev. 103 (1956), 1601.

[235] W. Shockley, *Electrons and holes in semiconductors*, D.v. Nostrand, Princeton, 1950.

[236] H.C. Siegmann et al., *Spin-Polarized Electrons in Solid-State Physics*, Adv. Electron. Electron Phys. 62 (1984), 1.

[237] C.K. Sinclair et al., *A High Intensity Polarized Electron Source for the Stanford Linear Accelerator*, AIP Conf. Proc. 35 (1976), 424.

[238] C.K. Sinclair, *High Intensity Polarized Electron Sources*, Experientia Supplementum 38 (1981), Birkhäuser Verlag, Basel, 27.

[239] C.K. Sinclair, B.M. Poelker und J.S. Price, *Exposure of GaAs to Atomic Hydrogen for Cleaning Prior to NEA*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 737.

[240] J. Smyrski et al., *A search for the exotic meson $\hat{\rho}(1380)$ and for new baryonic resonances in the reaction $\gamma p \to p\pi^0\eta$ using the CB-ELSA detector at ELSA*, Proposal, 1999.

[241] D.I. Sober, *A semi-empirical formula for single-converter photon detection efficiency below 500 MeV*, Nucl. Instr. Meth. 166 (1979), 555.

[242] A. Sokolov und I. Ternov, *On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation*, Sov. Phys.-Doklady 8 (1964), 1203.

[243] P. Souder et al., *Polarized Electron Source for Parity Experiments at Bates*, AIP Conf. Proc. 95 (1983), 574.

[244] T. Speckner, *Simulation eines Compton-Polarimeters sowie Konzeption, Bau und Test von Detektoren für das GDH-Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[245] W.E. Spicer, *Photoemissive, Photoconductive, and Optical Absorption Studies of Alkali-Antimony Compounds*, Phys. Rev. 112 (1958), 114.

[246] W.E. Spicer, *Negative affinity 3-5 photocathodes: Their physics and technology*, Appl. Phys. 12 (1977), 115.

[247] W.E. Spicer und A. Herrera-Gómez, *Modern theory and application of photocathodes*, SLAC-Pub 6306, Stanford Linear Accelerator Center, 1993.

[248] K. Stammschroer, *Aufbau eines Detektormoduls für das Compton-Polarimeter an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-99-14, 1999.

[249] K.H. Steffens, *Konzeption und Optimierung eines 100 keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisiertern Elektronenstrahls an MAMI*, Dissertation, Universität Mainz, 1993.

[250] K.H. Steffens et al., *A spin rotator for producing a longitudinally polarized electron beam with MAMI*, Nucl. Instr. Meth. A325 (1993), 378.

[251] O. Stern und W. Gerlach, *Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms*, Z. Phys. 8 (1922), 110.

[252] H. Steidel, E. Reichert und H. Deichsel, *Herstellung eines teilweise polarisierten Elektronenstrahles mit dem Polarisationsgrad* $P = 17\% \pm 2\%$ *bei* 10^{-9} *A Strahlstromstärke durch elastische Streuung von 300 eV-Elektronen an einem Hg-Atomstrahl*, Phys. Lett. 17 (1965), 31.

[253] C. Steier, *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu Vielteilcheneffekten bei der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-95-40, 1995.

[254] M. Steigerwald et al., *Status of the MAMI-Source of Polarized Electrons*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 743.

[255] C. Steier und D. Husmann, *Correction of Depolarizing Resonances in ELSA*, Proc. 17th Particle Accelerator Conference, Vancouver, 1997.

[256] C. Steier et al., *Acceleration of Polarized Electrons in ELSA*, Proc. 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 1998.

[257] C. Steier et al., *Crossing intrinsic Depolarizing Resonanzes in ELSA with Pulsed Betatron Tune Jump Quadrupoles*, Proc. 18th Particle Accelerator Conference, New York, 1999.

[258] C. Steier, *Polarisierte Elektronen in der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-99-07, 1999.

[259] J.B. Taylor, *A Convenient Method for Introducing Oxygen into Evacuated Systems*, Rev. Sci. Instr. 6 (1935), 243.

[260] I. Ternov, Y. Loskutov und L. Korovina, *Possibility of polarizing an electron beam by relativistic radiation in a magnetic field*, Sov. Phys.-JETP 14 (1962), 921.

[261] A.S. Terekhov et al., *Photoemitters with negative electron affinity: photoelectron escape mechanism and surface electron states*, Proc. Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg, 1998, 163.

[262] L. Thomas, *The Kinematics of an Electron with an Axis*, Phil. Mag. 3 (1927), 1.

[263] U. Thoma et al., *Study of baryon resonances decaying into* $\Delta(1232)\pi^0$ *in the reaction* $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ *with the Crystal Barrel detector at ELSA*, Proposal, 1999.

[264] P.J. Timans, *The experimental determination of the temperature dependence of the total emissivity using a new temperature measurement technique*, J. Appl. Phys. 72 (1992), 660.

[265] K. Togawa et al., *Surface charge limit in NEA superlattice photocathodes of polarized electron source*, Nucl. Instr. Meth. A414 (1998), 413.

[266] E. Tsentalovich et al., *Stability and Helicity-Correlated Asymmetries in the Polarized Electron Gun*, Proc. Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg, 1998, 94.

[267] A.A. Turnbull und G.B. Evans, *Photoemission from GaAs-Cs-O*, J. Phys. D 2 (1968), 155.

[268] J.J. Uebbing und R.L. Bell, *Improved photoemitters using GaAs and InGaAs*, Proc. IEEE 56 (1968), 1624.

[269] J.J. Uebbing und L.W. James, *Behavior of Cesium Oxide as a Low Work-Function Coating*, J. Appl. Phys. 41 (1970), 4505.

[270] G. Vergara et al., *Adsorption kinetics of cesium and oxygen on GaAs(100). A model for the activation layer of GaAs photocathodes*, Surf. Sci. 278 (1992), 131.

[271] S. Voigt, *Aufbau und Test einer Quelle für polarisierte Elektronen an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-91-33, 1991.

[272] S. Voigt, *Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen in der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-96-09, 1996.

[273] T. Wada et al., *Influence of Exposure to CO, CO_2 and H_2O on the Stability of GaAs Photocathodes*, Jap. J. Appl. Phys. 29 (1991), 2087.

[274] B. Wagner et al., *A Møller polarimeter for CW and pulsed intermediate energy electron beams*, Nucl. Instr. Meth. A294 (1990), 541.

[275] P.F. Wainwright et al., *Application of a dc Fano effect polarized electron source to low energy electron-atom scattering*, Rev. Sci. Instr. 49 (1978), 571.

[276] J.C. Weisheit, *Photoabsorption by Ground-State Alkali-Metal Atoms*, Phys. Rev. A5 (1972), 1621.

[277] T. Weiland, *MAFIA, the ECAD-system*, Darmstadt 1994.

[278] J. Wenzel, *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-94-13, 1994.

[279] M. Westermann, *Konzept und Bau einer Laserstrahlführung und Laserpulsmodulation für eine Quelle spinpolarisierter Elektronen*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1995.

[280] J.A. Wheeler und W.H. Zurek, *Quantum Theory and Measurement*, Princeton, New Jersey, 1983.

[281] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics: Basic Principles and Linear Beam Dynamics*, Springer Verlag, Berlin, 1993.

[282] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics II: Nonlinear and Higher-Order Beam Dynamics.*, Springer Verlag, Berlin, 1995.

[283] B.F. Williams und J.J. Tietjen, *Current Status of Negative Electron Affinity Devices*, Proc. IEEE 59 (1971), 1489.

[284] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1992.

[285] M. Woods et al., *Observation of a charge limit for semiconductor photocathodes*, J. Appl. Phys. 73 (1993), 8531.

[286] M. Woods, *The scanning Compton polarimeter for the SLD experiment*, Proc. 12th International Symposium on High Energy Spin Physics, World Scientific, Singapur, 1997, 843.

[287] W. Wübker, R. Möllenkamp und J. Kessler, *"Perfect" Elastic $e^- - Xe$ Scattering Experiment*, Phys. Rev. Lett. 49 (1982), 272.

[288] M. Wutz, H. Adam und W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Vieweg, Braunschweig, 1982.

[289] Y. Yafet, *g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons*, Solid State Phys. 14 (1963), 1.

[290] K. Yokoya, *Effects of Radiative Diffusion of the Spin-Flip in Electron Storage Rings*, Part. Acc. 14 (1983), 39.

[291] G. Zeitler, *Simulation, Konzeption, Bau und Test eines aktiven Kollimatorsystems sowie von Detektoren für das GDH-Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[292] P. Zürcher und F. Meier, *Spin-polarized photoelectrons from semiconductors with chalcopyrite structure: $ZnSiAs_2$ and $ZnGeAs_2$*, J. Appl. Phys. 50 (1979), 3687.

[293] S. Zwickler et al., *Photocathode Studies for an Ultracold Electron Beam Device*, Proc. High Energy Spin Physics 2 (1990), Springer Verlag, Berlin, 20.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name:	Wolfgang Hillert
Anschrift:	Im Acker 22 b
	53127 Bonn
	0228-281819 (priv.)
	0228-732235 (dienstl.)
Geburtstag, Geburtsort:	26.10.1961, Solingen
Familienstand:	verheiratet, zwei Kinder
Staatsangehörigkeit:	deutsch

Schulausbildung:

August 1968 - Juni 1972:	Städtische Grundschule Mittelhaan
August 1972 - Juni 1981:	Städtisches Gymnasium Haan
	Abschluß: *Abitur* am 27.06.1981

Universitätsausbildung:

Oktober 1981 - August 1987:	Studium der Physik an der Universität Bonn
	Abschluß: *Diplom* im Fach Physik am 11.08.1987
April 1982 - August 1987:	Stipendiat der Studienstiftung des Deutschen Volkes
August 1987 - April 1992:	Promotionsstudium der Physik an der Universität Bonn
	Abschluß: *Promotion* im Fach Physik am 30.04.1992

Weitere Ausbildungen:

Oktober 1979 - Juni 1980:	Ausbildung zum nebenberuflichen Kirchenmusiker
	Abschluß: *C-Prüfung* am 03.06.1980
März 1996:	Laser-Strahlenschutzkurs
März 1999 und September 1999:	Grund- und Spezialkurs im *Strahlenschutz*

Berufstätigkeit:

Oktober 1991 - April 1992:	wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der DLR-Projektträgerschaft FDG
Mai 1992 - September 1994:	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut
Oktober 1992 - September 2000:	wissenschaftlicher Assistent am Physikalischen Institut

Lehrtätigkeit:

Wintersemester 1993/94:	Konzeption der *Übungen zur Experimentalphysik I*
Wintersemester 1994/95:	Vorlesung *Rechenmethoden zur Physik für Nebenfächler*
Sommersemester 1995:	Vorlesung *Ergänzungen zur Physik II: Rechenmethoden*
Wintersemester 1995/96:	Vorlesung *Ergänzungen zur Physik I: Rechenmethoden*
Sommersemester 1996:	Vorlesung *Ergänzungen zur Physik II: Rechenmethoden*
Wintersemester 1996/97:	Vorlesung *Rechenmethoden zur Physik für Nebenfächler*
Sommersemester 1997:	Vorlesung *Ergänzungen zur Physik II: Rechenmethoden*
Wintersemester 1997/98:	Vorlesung *Ergänzungen zur Physik I: Rechenmethoden*
Wintersemester 1999/00:	Vorlesung *Vorkurs zur Physik*