ETH zürich

ETH Library

Paritätsverletzung in der Proton-Proton Streuung bei 45 MeV

Doctoral Thesis

Author(s):
Nessi-Tedaldi, Francesca

Publication date:
1985

Permanent link:
https://doi.org/https://doi.org/10.3929/ethz-a-000343457

Rights / license:
In Copyright - Non-Commercial Use Permitted

This page was generated automatically upon download from the ETH Zurich Research Collection.
For more information, please consult the Terms of use.

DISS. ETH Nr. 7825

Paritätsverletzung in der Proton-Proton Streuung bei 45 MeV

ABHANDLUNG

Zur Erlangung des Titels eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE
ZÜRICH

Vorgelegt von

FRANCESCA NESSI-TEDALDI
dipl.Phys.ETH
geboren am 13.Mai 1957
von Muralto

Angenommen auf Antrag von

Prof. Dr. J. Lang, Referent
Dr. M. Simonius, Korreferent

1985

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung 1

Abstract 2

1. Einleitung 3

2. Das Experiment 7

2.1 Prinzip des Experimentes 7

2.2 Die Streukammer. Wahl einer optimalen Geometrie 9

2.3 Die Strahlprofilmonitoren 12

2.4 Datenerfassung und Messablauf 13

2.5 Datenverarbeitung 17

3. Behandlung systematischer Fehler 19

3.1 Einleitung 19

3.2 Behandlung systematischer Fehler 21

3.2.1 Transversale Polarisationskomponenten 21

3.2.2 Intensitätsmodulationen 26

3.2.3 Lagemodulationen 27

3.2.4 Emittanzmodulationen 30

3.2.5 Energiemodulationen 36

3.2.6 Doppelstreuung 38

3.2.7 Untergrund- und Absorptionseffekte 47

3.2.8 Elektronischer cross-talk 49

3.2.9 β-Zerfall 50

4. Der β-Zerfall 51

4.1 Einleitung 51

4.2 Berechnung der geometrischen Faktoren 54

4.2.1 Geometrische Faktoren für den Primärstrom 56

4.2.2 Geometrische Faktoren für den Sekundärstrom 57

4.2.2 a) Bestimmung des Stromfaktors χ 58

4.2.2 b) Bestimmung des Polarisationsfaktors Γ 61

4.3 Das Experiment zur Messung von σ und a_{eff} 67

4.3.1 Prinzip des Experimentes 67
4.3.2 Das Experiment 68
4.4 Multiscaling-Messung von σ und τ 74
4.5 Direkte Messung der β-Ströme in der Kammer 78
4.6 Theoretische Berechnung der β-Asymmetrie 81
4.7 Resultate fuer R_β 84
4.7.1 Obere Grenzen aus den Aktivierungsmessungen 84
4.7.2 Obere Grenzen aus den Strommessungen 85
4.7.3 Resultate 87

5. Resultate und Konklusionen 89
5.1 Zusammenstellung der Resultate. Statistische Tests 89
5.2 Statistischer Vergleich mit anderen Resultaten 96
5.3 Analyse der Resultate in Zusammenhang mit theoretischen Voraussagen. Konklusionen 96

Anhang A 100

Anhang B : Der β-Zerfall im pα-Experiment 101

Literatur 109

Verdankungen 114

Lebenslauf 115

Zusammenfassung

Die Paritätsverletzung in der Proton-Proton Wechselwirkung wurde durch die Streuung longitudinal polarisierter Protonen bei einer mittleren Energie von 45 MeV untersucht.
Die Messapparatur bestand aus einem 100 bar H_2-Gastarget, aus einer dazu koaxialen, zylindrischen Ionisationskammer und aus einem Faradaycup.
Die gemessene Grösse ist das longitudinale Analysationsvermögen $A_z = (\sigma^+ - \sigma^-)/(\sigma^+ + \sigma^-)$, wobei $\sigma^+(\sigma^-)$ der über den akzeptierten Winkelbereich integrierte Wirkungsquerschnitt für einlaufende Protonen mit positiver (negativer) Helizität ist.
Sie wurde aus $3{,}6 \cdot 10^6$ Einzelmessungen von $p_z \cdot A_z$ bestimmt (wobei $p_z \sim 0{,}82$ die Strahlpolarisation ist), in welchen die Ströme von Faradaycup und Ionisationskammer während 20 ms langen Intervallen integriert wurden.
Besondere Sorgfalt wird der Behandlung systematischer Fehlerquellen gewidmet; insbesondere wird der mögliche Effekt paritätsverletzender β-Zerfälle aktivierter Kerne in den Kammermaterialien eingehend untersucht.
Das Resultat $A_z = -(1{,}49 \pm 0{,}42) \cdot 10^{-7}$ ist mit einem Fehler behaftet, der sich zusammensetzt aus einer statistischen Ungenauigkeit von $0{,}40 \cdot 10^{-7}$ und einer Summe systematischer Unsicherkeiten die sich zu einem Gesamtwert von $0{,}12 \cdot 10^{-7}$ aufaddieren.
Zusammen mit früheren Messungen im selben System [Bal84], ergibt sich daraus ein Wert für die Helizitätsabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes $A_z^{TOT} = -(1{,}71 \pm 0{,}40) \cdot 10^{-7}$.
Die Aussagen dieses Resultates werden schliesslich mit theoretischen Voraussagen verglichen.

Abstract

Parity nonconservation in the pp interaction has been studied by scattering of longitudinally polarized protons at a mean energy of 45 MeV. The scattering chamber consisted of a 100 bar H_2 gas target, surrounded by a cylindrical ionization chamber in an axially symmetric arrangement, and a Faraday cup. The measured quantity ist the longitudinal analyzing power $A_z = (\sigma^+ - \sigma^-)/(\sigma^+ + \sigma^-)$, where $\sigma^+(\sigma^-)$ is the cross section integrated over the accepted angular range for incoming protons with positive (negative) helicity. It was deduced from $3.7 \cdot 10^6$ individual measurements of $p_z \cdot A_z$ (were $p_z \sim 0.82$ is the beam polarization) taken by integrating the Faraday cup and the detector current over 20 ms intervals.

The emphasis is here on quantitative treatment of systematic error sources. Possible effects which are caused by parity violating β-decays of activated nuclei in the chamber materials are treated with particular care.

The result $A_z = -(1.49 \pm 0.42) \cdot 10^{-7}$ has an error which is composed by a statistical error of $0.40 \cdot 10^{-7}$ and a sum of systematic uncertainties which give together a value $0.12 \cdot 10^{-7}$. Together with earlier measurements [Bal84], this new result leads to a longitudinal analyzing power in the total cross section $A_z^{TOT} = -(1.71 \pm 0.40) \cdot 10^{-7}$.

The consequences of the result are compared to theoretical predictions.

1. EINLEITUNG

Nach dem Beweis der paritätsverletzenden Eigenschaften der schwachen Wechselwirkungen im β-Zerfall von ^{60}Co [Wu57], wurden durch zahlreiche Experimente auch rein hadronische, strangeness-erhaltende schwache Prozesse in Kernen nachgewiesen, wofür eine ausfürliche Zusammenfassung von F.Boehm [Boe75] vorliegt.
Die zugrundeliegenden Wechselwirkungen zwischen Quarks werden durch das Glashow-Weinberg-Salam Modell [Wei67, Sal68, Gla70] beschrieben, aber der Weg von dieser fundamentalen Formulierung bis zum quantitativen Verständnis der experimentellen Resultate ist schwierig, wegen der Komplexität der teilnehmenden, stark wechselwirkenden Systeme (von den Nukleonen als gebundene Quarkzustände bis zu schweren Kernen). Nach der ersten experimentellen Phase hat sich darum das Interesse der Physik mehr und mehr auf Experimente konzentriert, die nicht Resultate eindrücklicher Grössenordnung liefern, wie es bei einigen schweren Kernen (wie ^{180}Hf) der Fall ist, die aber dank ihrer einfachen Struktur interpretierbare Resultate liefern. Versuchen wir nun den Weg zu diesem Verständnis zu verfolgen.
Die schwache Wechselwirkung entsteht durch den Austausch schwerer Bosonen (W^+,W^- und Z^0), deren Existenz bereits nachgewiesen wurde [UA183, UA283, UA183a]; die Beschreibung im Rahmen vom Nukleon-Nukleon System oder in Kernen bringt aber schwierige Probleme mit sich, die mit dem Einfluss der starken Wechselwirkung zusammenhängen.
Wegen ihrer sehr kleinen Compton-Wellenlänge ($\sim 3\cdot 10^{-3}$ fm) müssen die schweren Bosonen direkt zwischen den Quarks ausgetauscht werden: bei hohen Energien kann ein solcher Austausch direkt durch das Quarkmodell in QCD Rechnungen gemacht werden, aber bei niedrigen Energien pflegt man die schwache Wechselwirkung, ähnlich wie die starke, durch Mesonenaustausch zu beschreiben; einer der Vertices dieses Austausches enthält dabei die schwache Wechselwirkung, und das zugehörige NN-Potential wird durch sogenannte "schwache" Meson-Nukleon Kopplungskonstanten charakterisiert.
Die Herausforderung richtet sich an diesem Punkt an die Theorie; der heutige Stand ist der, dass man unter einigen Annahmen aus dem Glashow-Weinberg-Salam-Modell Abschätzungen für die Kopplungskonstanten berechnen kann. Die bisher verständlichste und vollständigste solche

Rechnung wurde durch das Quarkmodell zusammen mit Symmetrieüberlegungen von B.Desplanques, J.F. Donoghue and B.R.Holstein [Des80] gemacht, die theoretische Wertebereiche ("best guesses", "reasonable range") für die Kopplungskonstanten angeben, die den Unsicherheiten der Theorie Rechnung tragen (eine neuere Rechnung wurde von V.M.Dubovik und S.V.Zankin [Dub83] gemacht: ihre Ergebnisse für die Kopplungskonstanten liegen zum Teil innerhalb den "reasonable ranges' von [Des80]).
Aus dem schwachen NN-Potential kann anderseits die Abhängigkeit der paritätsverletzenden Observablen von den Kopplungskonstanten durch DWBA-Rechnungen bestimmt werden. Von der Seite der Kernphysik verlangen die Berechnungen der Observablen eine genaue Kenntnis der starken Wellenfunktionen des betrachteten Systems, was nur in einigen Fällen (leichte Systeme) und zum Teil dank grossen experimentellen und theoretischen Leistungen möglich war. Damit lassen sich aus den Resultaten der Experimente die Meson-Nukleon Kopplungskonstanten bestimmen. Hier trifft sich nun der Weg mit der Theorie, weil die theoretischen Werte an dieser Stelle mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden können.
Eine zuverlässige Bestimmung der Kopplungskonstanten aus den experimentellen Resultaten erlaubt es, die QCD-Rechnungen einem empfindlichen Test zu unterziehen bezüglich ihrem Weg zur Berechnung niederenergetischer Prozesse (gebundene Zustände, usw.).
Darum werden heute bei den Experimenten Systeme bevorzugt, bei denen eine theoretisch zuverlässige Interpretation möglich ist: die wichtigsten davon, die von der experimentellen wie von der theoretischen Seite her verbindliche Resultate liefern, zusammen mit Beispielen zur Bestimmung der Kopplungskonstanten, sind z.B. in [Lan85, Hae84, Don85] zusammengestellt.
Unter all diesen Experimenten befasst sich die Untersuchung der Paritätsverletzung in der pp-Streuung, die das Thema dieser Arbeit ist, mit einem System, bei dem die kernphysikalischen theoretischen Unsicherheiten sehr klein sind. Da nur die elastische Streuung zweier Nukleonen untersucht wird, sind hier keine Kenntnisse über die Kernstruktur notwendig, und die Abhängigkeit der Observable von den schwachen Kopplungskonstanten lässt sich sehr einfach ausrechnen. Das Experiment, das von M.Simonius 1972 [Sim72] vorgeschlagen wurde, untersucht die Asymmetrie des totalen Wirkungsquerschnittes für die Streuung longitudinal polarisierter Protonen A_z^{TOT} (auch "longitudinales Analysationsvermögen")

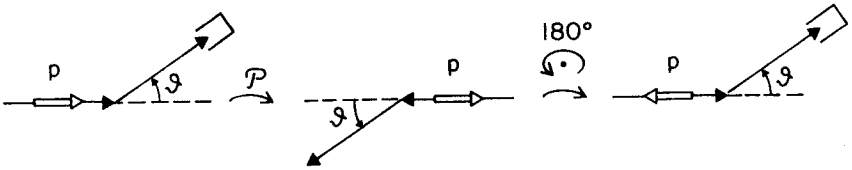

Fig.1.1 : (a) Streuung longitudinal polarisierter Protonen mit positiver Helizitaet. Die Raumspiegelung (b), zusammen mit einer Rotation von 180° in der Streuebene (c) enspricht einer Streuung longitudinal polarisierter Protonen negativer Helizitaet.

$$A_z^{TOT} = (\sigma^+_{TOT} - \sigma^-_{TOT}) / (\sigma^+_{TOT} + \sigma^-_{TOT}) \qquad (1.1.1)$$

Durch die Skizze von Fig.1.1 kann man sich leicht überzeugen, wieso diese Grösse Ausdruck einer Verletzung der Raumspiegelungssymmetrie ist.
Da keine Verstärkung des Effektes vorhanden ist, handelt es sich dabei um eine Observable der Grössenordnung $\sim 10^{-7}$; die einfache Interpretierbarkeit der Observable muss also durch eine sehr anspruchvolle experimentelle Leistung bezahlt werden.
Die Abhängigkeit von den Meson-Nukleon Kopplungskonstanten wurde von M.Simonius [Sim74,Sim83] mit dem Reid soft-core Potential berechnet, wobei er nur den Beitrag der niedrigsten Partialwellen in der Streuung berücksichtigte. Experimentell gab es schon mehrere Messresultate für diese Grösse, bei 15 MeV [Nag74], 46 MeV [Ros81] und das Resultat einer ersten Messung von uns bei 45 MeV [Bal84].
Die Grenzen, die dadurch für die schwachen Kopplungskonstanten gesetzt wurden [Lan85], waren noch mit einer sehr grossen Unsicherheit behaftet, wenn man sie mit einer theoretischen Abschätzung verglich:

$h_\rho^2 = -(55 \pm 27)10^{-7}$ (theoretisch [Des80]: $-(9.5^{+1.9}_{-1.5})10^{-7}$
[Dub83]: $-6.7 \cdot 10^{-7}$)

was eine genauere Messung nützlich machte.
Nach demselben Prinzip und mit einem ähnlichen experimentellen setup haben wir aber das longitudinale Analysationsvermögen in der $p\alpha$-Streuung

gemessen [Lan85]: die damit verbundenen Verbesserungen der Messapparatur und die neu errungenen Kenntnisse in der Behandlung systematischer Fehlerquellen haben uns ermuntert, in Anbetracht der Relevanz eines genaueren Resultates, die Messungen im pp-System wieder aufzunehmen, um zu einer höheren Genauigkeit im Resultat zu gelangen.

2. DAS EXPERIMENT

2.1 Prinzip des Experimentes

Am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN) haben wir, bei einer mittleren Laborenergie von 45 MeV, die paritätsverletzende Abhängigkeit A_z des Wirkungsquerschnittes der elastischen pp Streuung von der Helizität der Strahlprotonen untersucht:

$$A_z = (\sigma^+ - \sigma^-) / (\sigma^+ + \sigma^-) \qquad (2.1.1)$$

wobei $\sigma^+(\sigma^-)$ der über dem akzeptierten Winkelbereich integrierte elastische pp-Wirkungsquerschnitt für einen voll longitudinal polarisierten Strahl mit positiver bzw. negativer Helizität ist. Die Messung wurde mit dem experimentellen Aufbau realisiert, der in Fig.2.1 skizziert ist. Der transversal polarisierte Strahl einer Atomstrahlquelle wird im SIN-Injektorzyklotron auf 50.7 MeV beschleunigt. Der Spin, der am Ausgang

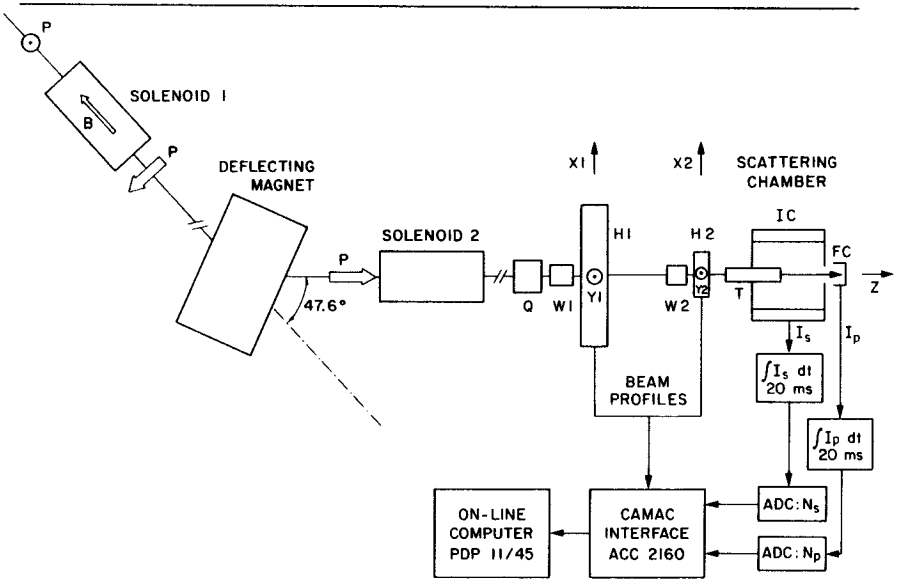

Fig.2.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaues.

des Injektors senkrecht zur Beschleunigerebene steht, wird durch ein Solenoid (Solenoid 1) und einen 47.6°-Ablenkmagneten in Strahlrichtung gedreht. Die zwei möglichen Helizitätszustände des Strahles (= "Vorzeichen" der Polarisation) werden durch das selektive Erregen zweier Hochfrequenzfelder in der Ionenquelle produziert. Dabei entspricht, bei positiver Richtung des Magnetfeldes im Solenoid 1 (Feld parallel zur Strahlrichtung), die Erregung des Starkfeld-Ueberganges einer positiven, und diejenige des Schwachfeld-Ueberganges einer negativen Helizität. Dies ist im Gegensatz zum ersten pp-Experiment [Bal84], weil dort das Feld des Ionisators bei der Quelle in die umgekehrte Richtung schaute.
Der experimentelle Aufbau ist mit einem Monitorsystem versehen (H1 und H2), das es ermöglicht, Polarisations- und Intensitätsprofile in zwei parallelen Ebenen, je entlang zweier senkrechter Achsen aufzunehmen, und deren genaue Beschreibung in [Hae79] zu finden ist.
Nach dem Durchgang durch diese Monitoren trifft der Strahl auf ein Wasserstoffgas-target: der durchgehende Strahl wird in einem Faraday-cup aufgefangen und gemessen, während die gestreuten Protonen in einer zum Target koaxialen, zylindrischen Ionisationskammer detektiert werden. Der über einem Winkelbereich von 23° bis 51.3° integrierte elastische Wirkungsquerschnitt ist proportional zum Verhältnis der Ströme, die man in Faraday-cup (Primärstrom) und Ionisationskammer (Sekundärstrom) misst. Die Ströme werden jeweils durch die Integration und Digitalisierung der in 20 ms Intervallen akkumulierten Ladungen gemessen (dazwischen, während den 10 ms langen Totzeiten, werden die Strahlprofile mit den "H1" und "H2" Monitoren aufgenommen). Die schnelle Datenerfassung wird dabei durch einen CAMAC-Prozessor (ACC 2160) übernommen, während ein PDP-11 Computer für eine on-line Auswertung und die Abspeicherung der Daten auf Magnetband und diskfile sorgt (s.dafür Kap.2.4).

Eine elementare Messung ergibt sich aus den Strömen von Faraday-cup und Ionisationskammer, die in zwei aufeinanderfolgenden 20 ms Intervallen zu positiver bzw. negativer Helizität integriert werden. Die Digitalisierung der in diesen Intervallen akkumulierten Ladungen liefert vier Zahlen $N_S{}^S$, $N_P{}^S$, $N_S{}^W$ und $N_S{}^W$ (unterer Index: S=Sekundärstrom, P=Primärstrom, oberer Index: S (strong field) = Starkfeldübergang erregt, W (weak field)

= Schwachfeldübergang erregt).
Die elementare Asymmetrie, die man bildet ist:

$$R^{+/-} = [\ (N_S{}^S/N_P{}^S) - (N_S{}^W/N_P{}^W)\ ]\ /\ [\ (N_S{}^S/N_P{}^S) + (N_S{}^W/N_P{}^W)\ ] \qquad (2.1.2)$$

wobei der Index + bzw. - angibt, ob man bei positivem bzw. negativem Vorzeichen des Feldes in Solenoid 1 gemessen hat.
Das Verhältnis kann geschrieben werden als:

$$R^{+/-} = (R_Z + R_I)^{+/-} \qquad (2.1.3)$$

Dabei enthält $R_Z{}^{+/-}$ die paritätsverletzende Observable A_Z:

$$R_Z{}^{+/-} = p_Z{}^{+/-} \cdot A_Z \qquad (2.1.4)$$

wobei

$$p_Z = p_Z{}^+ = 1/2\ (p_Z{}^{S,+} - p_Z{}^{W,+}) = -p_Z{}^- = 1/2\ (p_Z{}^{W,-} - p_Z{}^{S,-}). \qquad (2.1.5)$$

A_Z ist dabei die über dem akzeptierten Winkelbereich integrierte longitudinale Analysierstärke $A_Z(\Theta)$. $R_I{}^{+/-}$ ist gegeben durch die systematischen Effekte, die von der Apparatur und von den Strahleigenschaften bedingt sind; die Behandlung dieser Effekte erfolgt in Kap.3.

2.2 Die Streukammer. Wahl einer optimalen Geometrie

Die Streukammer ist in Fig.2.2 dargestellt. Das Wasserstofftarget besteht aus H_2-Gas bei 100 atm Druck, das in einem zylindrischen Behälter (T) enthalten ist; für den Behälter wurde eine Al-Legierung [Pe205] verwendet. Dabei hat das Eintrittsfenster (EF) des Behälters 0.3 mm Dicke und das Austrittsfenster (AF) 1 mm; die Zylinderwandstärke beträgt 0.97 mm und hat eine relative Homogenität über die ganze Oberfläche von ±0.007 mm. Die gestreuten Teilchen werden in einer Ionisationskammer detektiert, die im Wesentlichen aus einem mit hochreinem Wasserstoffgas (1 atm) gefülltem Volumen besteht, das durch eine auf 10 kV Hochspannung gesetzte, 0.035 mm dicke Al-Folie (F) und eine geerdete Kollektorelektrode (KO) definiert wird; die Homogenität des elektrischen Feldes wird durch zwei guard-rings gewährleistet.

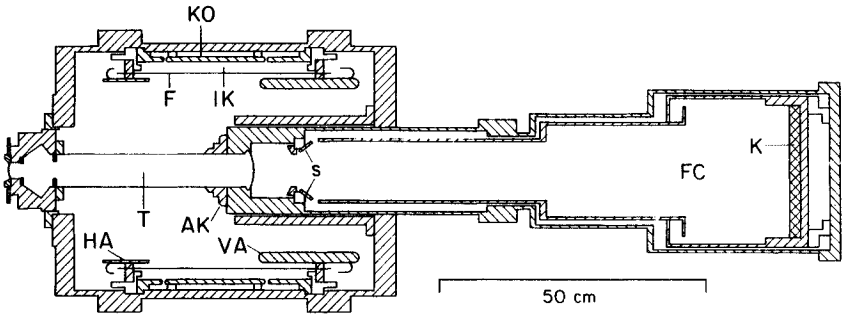

Fig.2.2 : Schnitt durch die Streukammer.

Der durchgehende Strahl wird in einem Faraday-cup (FC) mit Graphit-Boden (K) gestoppt und gemessen. Anders als beim ersten pp-Experiment [Bal84], wo der beamstop aus Wolfram bestand, wurde Graphit gewählt, weil die Aktivitäten, die darin durch die auftreffenden Protonen verursacht werden, gut bekannt sind; der Faraday-cup wurde, aus Gründen die in Kap.4 geschildert werden, so gebaut, dass β-Teilchen, die aus Aktivitäten kommen, die von Strahlprotonen verursacht werden, nicht daraus entweichen können. Ausserdem wurde der beamstop weiter weg von der Streukammer aufgestellt als beim ersten Experiment, um den Untergrund von darin erzeugten γ's und Neutronen in der Ionisationskammer zu verringern (s.Kap. 3.2.8).
Die Geometrie der Anordnung Target-Ionisationskammer (Targetlänge, Gasdruck, akzeptierter Winkelbereich) wurde in Hinblick auf zwei Eigenschaften optimiert: einerseits hat man versucht, das Target lang zu wählen, um durch die grosse Anzahl gestreuter Protonen eine hohe statistische Genauigkeit der Messung zu erreichen; anderseits hat man, durch die Wahl des akzeptierten Winkelbereiches, versucht, die systematischen Effekte transversaler Polarisationskomponenten im Strahl zu verringern.
Solch systematische Effekte kommen sogar bei einer perfekt zylindersymmetrischen Anordnung und zentriertem Strahl vor, wegen der Verteilung der residualen Transversalpolarisation über das Strahlprofil [Bal84] zusammen mit dem regulären Analysationsvermögen der pp Streuung. Da aber das Analysationsvermögen für Laborwinkel grösser als 45° umgekehrtes Vor-

zeichen hat als für Winkel kleiner 45°, kann dieser Effekt durch geschickte Wahl des akzeptierten Winkelbereiches verringert werden.
Die Rechnungen wurden mit einem Computerprogramm durchgeführt [Ros84, Bal84]; die Daten für Energieverluste und Reichweiten wurden aus [And77] entnommen, während Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken aus den Streudaten von [Arn83] berechnet wurden.
Das Ergebnis war, dass die optimale Geometrie weitgehend durch die Dimensionen gegeben ist, die man beim ersten pp-Experiment hatte [Bal84]: das Ende der Targetwand wurde um 7 mm, und das Austrittsfenster um 34 mm in Strahlrichtung versetzt.
Dabei hat man folgendes berechnet: bei einer rotationssymmetrischen Kammer und einem vollständig in y-Richtung polarisierten Strahl ist der Effekt der Transversalpolarisation proportional zur Auslenkung des Strahles von der Symmetrieachse und ist gegeben durch

$$R_T = a_Y^{X1} \cdot x_1 + a_Y^{X2} \cdot x_2 \qquad (2.2.1)$$

wobei mit den Koordinaten x_1 und x_2 des Durchstosspunktes in der H1- bzw. H2-Ebene die Auslenkung der Strahles angegeben wird.
Die Koeffizienten a_Y^{X1} und a_Y^{X2} wurden minimiert, unter der Bedingung, den statistischen Fehler klein zu halten.
Die Resultate sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt, zusammen mit dem Vergleich zwischen Berechnung und Messung der wichtigsten Grössen, die

Groesse :	*Rechnung*	*Messung*
mittlere Energie [MeV]	45.1 ± 1.6	-
I_S/I_P	2.9	2.24
$\Delta R(20)$ $[\mu A^{-1}]$	$3.0 \cdot 10^{-7}$	$4.4 \cdot 10^{-7}$
a_Y^{X1} $[10^{-7} ch_1^{-1}]$	-4 ± 10	19
a_Y^{X2} $[10^{-7} ch_2^{-1}]$	-43 ± 10	-66
a_E $[10^{-8} eV^{-1}]$	-3.3	-

***Tab.2.1** :Zusammenstellung berechneter und gemessener Groessen bei der gewaehlten Kammergeometrie.*

rechnerisch zugänglich sind: mittlere Strahlenergie, Verhältnis I_S/I_P von Ionisationskammerstrom zu Strahlstrom, statistischer Fehler $\Delta R^{(20)}$ eines 20-Minuten runs (s.Abschn.2.5), Empfindlichkeit a_E auf Modulationen der mittleren Energie im Strahl.
Die berechneten Werte entsprechen ziemlich gut den gemessenen, wenn man berücksichtigt, dass ein Teil der Ungenauigkeit in der Rechnung von der numerischen Instabilität herrührt und der andere durch die Unsicherheit gegeben ist, mit der man stopping power und Ionisationsprozesse im H_2-Gas kennt.
Abgesehen von der reinen Wahl der Geometrie, wurden weitere Verbesserungen an der Apparatur im Gaszirkulationssystem des Targets angebracht. Um nämlich temperaturbedingte vertikale Dichtegradienten im Targetgas zu eliminieren (die durch die Aufheizung beim Durchgang des Strahles verursacht werden und zu einem systematischen Effekt führen könnten, der mit Lagemodulationen des Strahles zusammenhängt), lässt man das Gas mithilfe eines Gebläses ständig zirkulieren und kühlt und reinigt es mit einer auf Raumtemperatur eingestellten Kühlfalle. Der Gaseinlass erfolgt an vier symmetrisch hinter dem Eintrittsfenster verteilten Leitungen, der Auslass wird durch vier ebenfalls symmetrisch rund um das Austrittsfenster verteilten Leitungen gewährleistet: das System ist so gebaut, dass man im Experiment bei 100 atm Druck einen Durchfluss von 4.2 l/s erreichen kann.

2.3 Die Strahlprofilmonitoren

Um bei der Messung der Asymmetrie systematische Fehler bestimmen zu können, die von kohärenten Aenderungen der Strahleigenschaften in Phase mit dem Polarisationswechsel herrühren, muss man diese Eigenschaften auch genau monitorieren können. Dies wird durch ein System [Hae79] von zwei Monitoren ("H1" und "H2") realisiert, die es erlauben, Strahlprofile auf zwei parallelen Ebenen aufzunehmen; hier soll nur das Wesentliche dieses Apparates zusammengefasst werden, und die Unterschiede zum früheren Aufbau sollen unterstrichen werden.
Die Achsen (x_1, y_1) bzw. (x_2, y_2), entlang derer man die Strahlprofile in zwei Ebenen aufnimmt, und eine z-Achse, die nahe bei der Symmetrieachse der Kammer (in Strahlrichtung) liegt, bilden ein rechtshändiges Koordinatensystem; die y-Richtung gibt dabei die Vertikale an. Die Profilmonitoren

sind, zusammen mit der Streukammer, starr auf einem Eisentisch montiert, der gegenüber dem Boden beweglich ist. Damit kann man das System Kammer + Monitore, innerhalb gewisser Grenzen (~40 mm insgesamt in jede Richtung) in eine beliebige Position bezüglich Strahl bringen, was zur Bestimmung der Empfindlichkeiten notwendig ist (s.Kap.3).
Zur Aufnahme der Strahlprofile werden die an Graphitstreifen elastisch gestreuten Protonen, wie schon früher, unter einem Laborwinkel von 50.4° (beim Maximum der Analysierstärke von $^{12}C(p,p)^{12}C$, das für unsere Strahlenergie den Wert $A_C = 0.93 \pm 0.02$ hat [Kat80]) von je vier Plastik-Szintillatoren detektiert, die links, rechts, unten und oben bei jedem Monitor rund um die z-Achse aufgestellt sind. Anders als beim ersten pp-Experiment [Bal84, Hae79], hat man hier im Monitor H2 Kohlenstoffstreifen mit 0.25 mm Breite benützt (die Dicke ist unverändert 0.5 mm); dies um den Unterschied in der mittleren Energie und in der Energieverschmierung zu vermindern, den man bei den gestreuten Protonen zwischen x- und y-Targetdurchgang infolge des Energieverlustes im Graphit im selben Detektor sieht.
Der Raumwinkel, unter dem die Detektoren die Graphit-targets sehen, wurde mittels Kupferblenden auf $1.1 \cdot 10^{-3}$ sr für die H1- bzw. $2.3 \cdot 10^{-3}$ sr für die H2-Detektoren festgelegt. Dies erwies sich als notwendig, weil die verbesserte Strahlfokussierung und der höhere erhältliche Strahlstrom (typisch 1.4 μA gegenüber dem früheren Wert von ~0.9 μA) bei gleichbleibendem Detektorraumwinkel zu grosse Peakstossraten ergeben hätten; diese führen, wegen der Totzeitverluste, zu einer Fehlbestimmung der Polarisation. Mit den gewählten Targetbreiten und Raumwinkeln ergibt sich somit bei beiden Monitoren eine ungefähr gleich grosse maximale Stossrate in den Detektoren von ~0.2 MHz bei transversal polarisiertem Strahl und 1.4 μA Strom.

2.4 Datenerfassung und Messablauf

Die prinzipielle Struktur der Datenerfassung ist in diesem Experiment im Wesentlichen dieselbe geblieben wie in der ersten Messung der Paritätsverletzung im pp-System [Bal84,Jac81,z.T.Hae79], doch wurden die meisten Teile des elektronischen Aufbaues anders realisiert. In diesem Abschnitt soll zuerst kurz erwähnt werden, was die wesentlichen Aenderungen sind,

was die Gründe dafür waren, und dann soll die zeitliche Struktur der Messung geschildert werden (was auch die Funktionsweise der Bestandteile des Aufbaues miterläutert). Eine schematische Darstellung des elektronischen Aufbaues ist in Fig 2.3 zu finden.

Die Steuerung der Messung in sich wiederholenden Zyklen von 29.955±0.015 ms Länge (20 ms lange Integrationszeit, 9.96 ms lange "Totzeit", in der

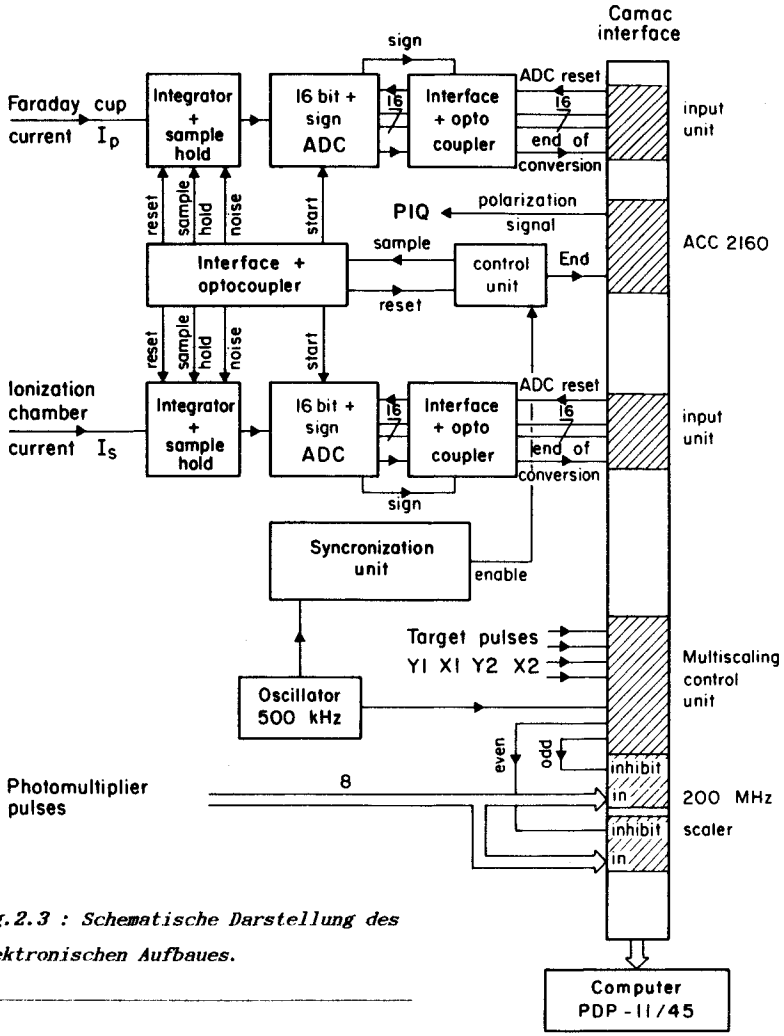

Fig. 2.3 : Schematische Darstellung des elektronischen Aufbaues.

die Strahlprofile aufgenommen werden) wird von einem autonomen CAMAC - Prozessor (ACC 2160 von CES, Creative Electronic Systems) gemacht, der auch die Steuerung der polarisierten Ionenquelle und die schnelle Erfassurng der Monitorspektren übernimmt.
Eine PDP-11/45 vermittelt die Anfangsparameter einer Messung, führt während der Messung alle 2.88 s (d.h. alle 96 Zyklen) eine on-line Auswertung durch und speichert einerseits die Rohdaten auf ein Magnetband und die wichtigsten ausgewerteten Daten auf ein random access diskfile.
Der CAMAC-Prozessor ersetzt den früher benützten [Hae79] buffer interface und entlastet gleichzeitig den PDP-Computer von gewissen Funktionen, wie von der Steuerung des 30 ms Zyklus.
Die Integratoren, die zur Messung des Faraday-cup- und des Ionisationskammerstromes dienen, werden nicht nur am Anfang und am Ende der 20 ms langen Messzeit, sondern auch in der Mitte davon abgelesen: dies erlaubt, 50 Hz Modulationen im Strahlstrom zu überwachen. Die Uebertragung der digitalisierten Stromablesungen geschieht nun über eine 16-bit Parallelleitung; die früher verwendeten fiber optic interfaces wurden hauptsächlich wegen der Unzuverlässigkeit der Stecker ersetzt.
Zur Aufnahme der Strahlprofile werden die Photomultipliersignale der von den Kohlenstofftargets gestreuten Protonen durch Einkanalanalysatoren aussortiert; im Fall einer elastischen Streuung wird ein Puls produziert, der dann in einem 200 MHz scaler gezählt wird. Der ACC-Prozessor liest alle 60 μs die scaler aus und speichert den Wert als Inhalt eines Kanals ab; die Strahlprofile werden in 128 Kanäle breiten Spektren aufgenommen, wobei im vorhandenen Aufbau ein Kanal 0.31 mm im H1-Monitor und 0.1 mm im H2-Monitor entspricht.
Im Prozessor werden insgesamt 32 Monitorspektren (8 Detektoren x 2 Helizitätszustände x 2 Targetdurchgangsrichtungen) aufgebaut; es werden separate scaler für die Akquisition der Kanäle gerader und ungerader Nummer benützt, um keine Totzeiten zu haben, während ein scaler abgelesen wird.

Ein wichtiger Punkt des Akquisitionssystems ist, dass die Messung der Ströme, die Steuerung der polarisierten Ionenquelle und die Aufnahme der Strahlprofile miteinander synchronisiert sein müssen und in dauernd aufeinanderfolgenden Zyklen ablaufen.
Die zeitliche Struktur eines Zyklus ist in Figur 2.4 dargestellt: die

Steuersignale darin sind auch in Figur 2.3 zu finden.
Die ganze Messung wird durch ein 500.75±0.25 kHz-Oszillatorsignal gesteuert (die Frequenz wird festgelegt als (10015±5)·Netzfrequenz):
eine Synchronisationseinheit produziert daraus durch Untersetzung ~0.5 ms lange Pulse (ENABLE) mit 30 ms Periode, deren Anstiegsflanken jeweils den Beginn einer Strommessung auslösen. Die Signale, die den echten Beginn steuern, werden mit einer festen Verzögerung (t_1) gegenüber dem ENABLE-Puls durch eine Kontrolleinheit produziert: ein RESET-Signal lässt die Integrationszeit beginnen, ~500 µs später beginnt die Messzeit, und der erste von 3 in 10 ms Abstand aufeinanderfolgenden SAMPLE-Pulsen wird

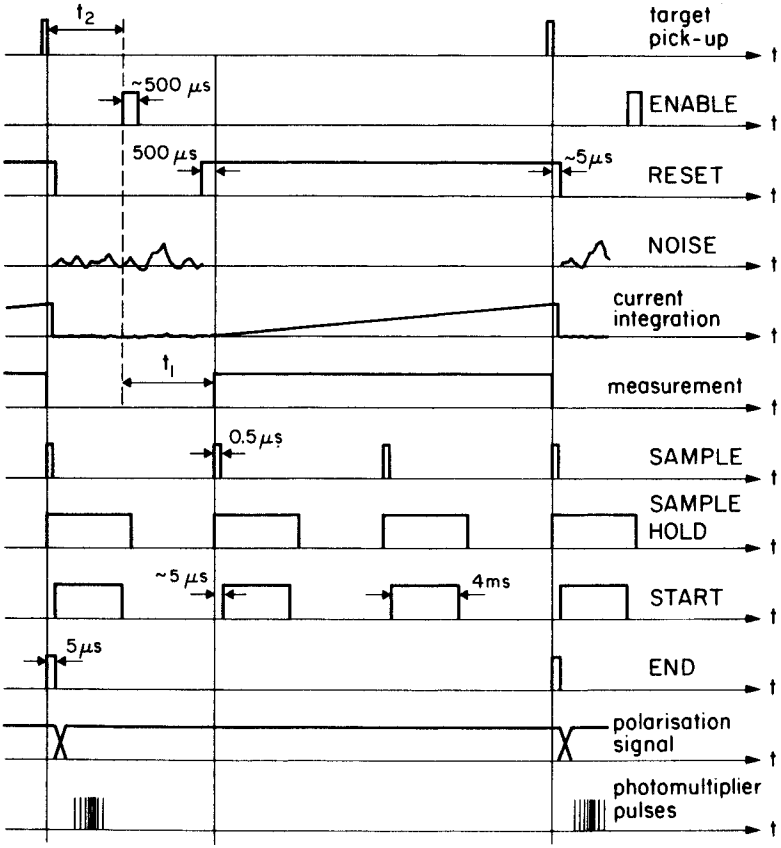

Fig.2.4 : zeitliche Struktur eines Messzyklus.

produziert; jeder SAMPLE-Puls wird einerseits in ein Signal umgewandelt, das der SAMPLE-HOLD Einheit erlaubt, die Spannung des Integrators so lange festzuhalten, dass der ADC sie ablesen kann, anderseits wird er in ein START-Signal für die Konversion des ADC's umgewandelt.
Durch die drei aufeinanderfolgenden SAMPLE-Pulse wird die Spannung des Integrators kurz nach Beginn, in der Mitte, und kurz vor Ende der Integrationszeit abgelesen.
Nach Ende der Messzeit (gegeben durch die Flanke des letzten SAMPLE - Pulses) wird der Integrator durch das RESET-Signal wieder auf 0 V Spannung gestellt; die Kontrolleinheit produziert ein END-Signal, worauf der ACC - Prozessor ein neues Polarisationssignal an die polarisierte Ionenquelle (PIQ) sendet.
Gleichzeitig zum Ende der Messzeit empfängt die multiscaling control unit die pick-up pulse ,die den Durchlauf eines Monitortargets angeben.
Darauffolgend beginnt ein neuer Zyklus, indem ein neues ENABLE-Signal produziert wird. Die Verzögerung (t_2) des ENABLE-Signals gegenüber den Targetpulsen kann durch die Synchronisationseinheit so eingestellt werden, dass die Zeit zwischen Ende einer Messzeit und Beginn einer neuen (=Totzeit) genau 9.96 ms ergibt: der ACC-Prozessor kontrolliert diese Zeit und garantiert damit das timing des ganzen Messablaufes.
Man beachte, dass während einer Totzeit, nach dem Umschalten der Polarisation, jeweils ein Strahlprofil aufgenommen wird; in dieser Zeit wird der RESET-Spannung des Integrators weisses Rauschen (NOISE) zugeführt, sodass die Anfangsspannung beim Beginn der Integrationszeit innerhalb einigen mV einen Zufallswert hat; dies dient dazu, systematische Digitalisierungsfehler zu vermeiden.

2.5 Datenverarbeitung

Verschiedene elementare Messungen der Ströme folgen aufeinander in Achtergruppen, entsprechend folgendem Muster des Helizitätswechsels:

+ - + - + - + - - + - + - + - + oder - + - + - + - + + - + - + - + -

wobei die anfängliche Helizität pseudostatistisch gewählt wird. Aus

jeder Achtergruppe wird eine mittlere Asymmetrie $R^{(16)}$ gebildet. Für eine 20 Minuten lange Messung ("run") wird die Asymmetrie $R^{(20)}$ aus dem gewichteten Mittel der $R^{(16)}$ bestimmt, und der Fehler $\Delta R^{(20)}$ dieser Grösse aus der Varianz der $R^{(16)}$: dieser Wert ist eine Abschätzung des statistischen Fehlers der Messung, und wird mit der Bezeichnung "statistischer Fehler" im Folgenden benützt.
Die paritätverletzende Observable wird aus den Asymmetrien $(R - R_I)^+$ bzw. $(R - R_I)^-$ bestimmt, die sich aus der separaten Mittelung der korrigierten run-Asymmetrien für positives bzw. negatives Feld in Solenoid 1 ergeben:

$$A_z = \{ R - R_I \} / p_z \tag{2.5.1}$$

wobei

$$R = \{ R^+ - R^- \}/2 \quad , \quad R_I = \{ R_I^+ - R_I^- \}/2 \tag{2.5.2}$$

Man beachte, dass in diesem Mittel diejenigen systematischen Effekte verschwinden, die invariant unter dem Wechsel des Vorzeichens des Feldes in Solenoid 1 sind (z.B. Effekte von Energiemodulationen im Strahl). Für die detaillierte Behandlung der systematischen Fehler, sei auf Kap.3 verwiesen.

3. BEHANDLUNG SYSTEMATISCHER FEHLER

3.1 Einleitung

Der anspruchvollste und wichtigste Teil der Arbeit bei der Messung der paritätsverletzenden longitudinalen Analysierstärke besteht aus der sorgfältigen Behandlung systematischer Fehler, da die gesuchte Grösse sehr klein ist (Grössenordnung 10^{-7}).
Wie in Kap.2.1 und 2.5 erwähnt wurde, enthält die "rohe" gemessene Asymmetrie R einen systematischen Effekt R_I: dieser setzt sich zusammen aus der Summe $\Sigma_i R_i$ verschiedener einzelner Effekte R_i, bei deren Behandlung sich zwei Kategorien aufdrängen, die im Folgenden geschildert werden.

Die Messungen, die hier behandelt werden, sind in vier Blöcke aufgeteilt:
(I) Messungen vom Dezember 1984, 51 runs,
(II) Messungen vom Januar 1985, 84 runs,
(III) Erster Teil der Messungen vom März 1985, 32 runs,
(IV) Zweiter Teil der Messungen vom März 1985, 16 runs.
(I), (II), (III)+(IV) entsprechen drei Strahlzeitperioden; zwischen Block (II) und (III) wurde das Target ausgebaut um eine Inspektion der Ionisationskammer zu ermöglichen, nachdem sie einen Hochspannungsdurchschlag erlitten hatte. Block (III) und (IV) wurden unter der einzigen unterschiedlichen Bedingung gemessen, dass dazwischen die mittlere Strahlposition geändert wurde.

(1) Zur ersten Kategorie gehören diejenigen Effekte, die mit Modulationen der Strahleigenschaften und der Apparatureigenschaften zusammenhängen, die im Schritt mit dem Polarisationswechsel gehen, die aber nicht direkt mit der longitudinalen Polarisation zusammenhängen. Es sind diejenigen Effekte, die entstehen durch kleine Modulationen der Intensitäts- und der transversalen Polarisationsverteilung im Strahl, der mittleren Strahlenergie, und durch elektronische Kopplung zwischen dem Detektionssystem und den Signalen, die den Polarisationswechsel bei der Quelle bestimmen.
Grösstenteils können diese Effekte genau bestimmt werden, einerseits durch eine sorgfältige Bestimmung der Empfindlichkeiten des Systems auf

die obigen Modulationen, und anderseits durch eine genaue Monitorierung der Modulationen selbst während des Experimentes. Aus der Kenntnis dieser Grössen kann ein systematischer Effekt bestimmt werden, worauf dann die gemessene "rohe" Asymmetrie korrigiert werden kann.
Die Empfindlichkeiten werden durch Spezialmessungen bestimmt, bei denen die untersuchte Modulation künstlich vergrössert wird, sodass ihr Effekt dominant wird, wobei das Datenerfassungssystem der Normalmessungen beibehalten wird. Die meisten effektiven Modulationen die man bei der Messung hat, werden mit den Strahlprofilmonitoren aufgenommen, und zwar in den 10 ms langen Totzeiten, die man zwischen zwei aufeinanderfolgenden Integrationsintervallen der Ströme hat.
Die Korrekturen auf eine bestimmte Art von Modulation werden für jeden 20 Minuten run bestimmt, indem man die Empfindlichkeiten, die man durch separate Messungen bestimmt hat, mit den effektiven mittleren Modulationen multipliziert, die man im run hatte. Dieses Verfahren beruht darauf, dass die Empfindlichkeiten, unter gleichbleibenden Eigenschaften der Messanordnung, konstant bleiben. Es gibt Ausnahmen von diesem Verfahren, die man anders behandelt; dafür sei auf die Diskussion der einzelnen Effekte verwiesen. Die Gesamtkorrektur zum Resultat eines Blocks (s. obige Aufteilung) ergibt sich aus dem mit dem Fehler auf $R^{(20)}$ gewichteten Mittel der Korrekturen zu jedem run.

(2) Zur zweiten Kategorie zählen diejenigen Effekte, deren Grösse direkt proportional zur longitudinalen Polarisation p_z ist: der Effekt paritätsverletzender Reaktionen im Faraday-cup und in den Kammermaterialien (Asymmetrie vom Untergrund, Asymmetrie von β-Zerfällen) und der Effekt von Doppelstreuung der Protonen in Zusammenhang mit einer Abweichung der Kammer von der Rotationssymmetrie.
Obere Grenzen für diese Beiträge müssen aufgrund von separaten Messungen und Berechnungen festgelegt werden, da die Empfindlichkeiten der Kammer darauf nicht bestimmt werden können: diese systematischen Effekte haben nämlich dieselbe Proportionalität zur Longitudinalpolarisation wie die paritätsverletzende Asymmetrie der pp Streuung und können darum nie bei gleichbleibenden Kammereigenschaften absepariert werden.

3.2 Behandlung der einzelnen systematischen Fehler

3.2.1 Transversale Polarisationskomponenten

Ein Strahl, der eine residuale mittlere Transversalpolarisation hat, verursacht eine links-rechts asymmetrische Streuung, wegen des regulären, paritätserhaltenden Analysationsvermögens der pp-Streuung. Anderseits hängt die Effizienz der Ionisationskammer von der Energie der Teilchen ab, die man detektiert: man bekommt also einen systematische Effekt, falls der Strahl nicht zentriert ist (was zu unterschiedlichen Wegen im Target für links- bzw. rechtsgestreute Protonen führt) und falls die transversale Polarisationskomponente ihr Vorzeichen in Phase mit dem Helizitätswechsel ändert.

Dieser Effekt ist in erster Ordnung proportional zur Strahlexzentrizität und zur Grösse der erwähnten Modulation. Nun hat der Strahl eine endliche Breite, und somit erhält man, wegen der Polarisationsverteilung über das Strahlprofil (die man durch Polarisationsmomente formulieren kann), einen Effekt, sogar falls er zentriert ist. Der Effekt transversaler Polarisationskomponenten, R_T, kann also in guter Näherung durch folgende Formel beschrieben werden, in der man Komponenten bis zur 1.Ordnung berücksichtigt :

$$\begin{aligned} R_T = {} & a_y^0\langle p_y\rangle + a_y^{x1}(\langle p_y\rangle\langle x_1\rangle + \langle p_y\xi_1\rangle) + a_y^{x2}(\langle p_y\rangle\langle x_2\rangle + \langle p_y\xi_2\rangle) \\ & + a_y^{y1}(\langle p_y\rangle\langle y_1\rangle + \langle p_y\eta_1\rangle) + a_y^{y2}(\langle p_y\rangle\langle y_2\rangle + \langle p_y\eta_2\rangle) \\ + {} & a_x^0\langle p_x\rangle + a_x^{y1}(\langle p_x\rangle\langle y_1\rangle + \langle p_x\eta_1\rangle) + a_x^{y2}(\langle p_x\rangle\langle y_2\rangle + \langle p_x\eta_2\rangle) \\ & + a_x^{x1}(\langle p_x\rangle\langle x_1\rangle + \langle p_x\xi_1\rangle) + a_x^{x2}(\langle p_x\rangle\langle x_2\rangle + \langle p_x\xi_2\rangle) \end{aligned} \qquad (3.2.1)$$

wobei

$\langle x_i\rangle, \langle y_i\rangle$: mittlere Strahlkoordinaten in den zwei Strahlmonitoren,

$\langle p_x\rangle, \langle p_y\rangle$: mittlere Strahlpolarisation,

$\langle p_y\xi_i\rangle, \langle p_x\eta_i\rangle, \langle p_y\eta_i\rangle, \langle p_x\xi_i\rangle$: 1.intrinsische Polarisationsmomente im i-ten Monitor (i=1,2) sind.

Diese Formel enspricht der Entwicklung von [Sim80,Gl.47], mit Hinzunahme der Terme zu den Empfindlichkeiten a_y^{y1}, a_y^{y2}, a_x^{x1}, a_x^{x2}, da diese, entgegen der Erwartung bei perfekter Achsialsymmetrie der Kammer, nicht genau identisch 0 sind.

Es ist zu beachten, dass überall in diesem Abschnitt die angegebene Pola-

	Block I	Block II	Block III + IV
a_y^0 $[10^{-7}]$	-68.5 ± 2.6	-56.5 ± 3.1	-455.1 ± 2.3
a_y^{X1} $[10^{-7}ch_1^{-1}]$	20.2 ± 0.3	20.4 ± 0.4	20.6 ± 0.3
a_y^{X2} $[10^{-7}ch_2^{-1}]$	-64.4 ± 0.3	-64.8 ± 0.2	-65.9 ± 0.3
a_y^{Y1} $[10^{-7}ch_1^{-1}]$	0.1 ± 0.2	-0.1 ± 0.2	-0.2 ± 0.3
a_y^{Y2} $[10^{-7}ch_2^{-1}]$	-0.7 ± 0.3	-0.9 ± 0.2	-0.6 ± 0.3
a_x^0 $[10^{-7}]$	-440.6 ± 2.5	-442.3 ± 5.1	-321.0 ± 10.0
a_x^{Y1} $[10^{-7}ch_1^{-1}]$	-19.6 ± 0.3	-20.7 ± 0.2	-20.5 ± 0.3
a_x^{Y2} $[10^{-7}ch_2^{-1}]$	66.0 ± 0.3	65.7 ± 0.3	65.3 ± 0.3
a_x^{X1} $[10^{-7}ch_1^{-1}]$	0.9 ± 0.3	-0.2 ± 0.2	0.5 ± 0.4
a_x^{X2} $[10^{-7}ch_2^{-1}]$	-0.6 ± 0.3	-0.9 ± 0.2	-0.4 ± 0.4

Tab. 3.1 : Empfindlichkeiten auf 0.te und 1.te Transversalpolarisationsmomente.

risation der mit dem Wert der ^{12}C-Analysierstärke (s.Kap.2.3) multiplizierten "wahren" Polarisation entspricht, und dementsprechend die Dimension der Empfindlichkeiten festgelegt ist; 100% Polarisation enspricht also einem Wert p_Z=0.93. In Tabelle 3.1 sind die Ergebnisse der Bestimmung dieser Empfindlichkeiten zusammengestellt.
Für Block (I) wurden sie aus 34 Messungen von je 8 Minuten bestimmt; der Fit hatte dabei ein χ^2 pro Freiheitsgrad von 1.26, was einem confidence level von 18% enspricht; die Unsicherheiten auf den Empfindlichkeiten entsprechen den mit $\sqrt{(\chi^2/24)}$ multiplizierten statistischen Fehlern.
In Block (II) hat man die Empfindlichkeiten in drei verschiedenen Messserien von je 34, 34, und 37 Messungen bestimmt. Diese geben jede für sich ein χ^2 pro Freiheitsgrad von 1.67, 1.27 bzw. 1.70, was einem confidence level von 2.2%, 16.7% bzw. 1.3% entspricht, während ein fit aller Messungen zusammen ein χ^2 pro Freiheitsgrad von 2.6 ergibt.
Dies ist auf die unterschiedlichen Werte für a_y^0 und a_x^0 zurückzuführen, die man bei den drei Serien bekommt. Die Erklärung dieser Diskrepanz ist nicht ganz einfach; sie könnte mit thermischen Verformungen der Kammer zusammenhängen: in dieser Messzeit lag die Aussentemperatur teilweise um 15°C, was zu starken Schwankungen der

Temperatur im Experimentierareal führte.
Mittelt man die Empfindlichkeiten aus den drei Serien, so bekommt man Werte, die kompatibel sind mit den Empfindlichkeiten, die man aus einem Fit aller Messungen zusammen erhält. Wir verwenden also Werte aus diesem letzten Fit; die Varianzen aus dem Mittel über die drei fits werden als Unsicherheiten benützt, dort wo sie einen Wert aufweisen, der grösser ist als der statistische Fehler.
Für Block (III)+(IV) hat man die Empfindlichkeiten zwei mal gemessen: das erste Mal mit sechzehn Messungen von je 8 Minuten ($\chi^2/6=0.74$, CL=62%), das zweite Mal mit 32 solche Messungen ($\chi^2/22=0.83$, CL=68%). Der Fit all dieser Messungen zusammen liefert aber ein schlechtes χ^2 pro Freiheitsgrad (2.3), was wieder von einer Aenderung von $a_x{}^0$ herrührt.
Da alle anderen Empfindlichkeiten in diesen zwei Serien kompatible Werte haben, benützen wir die Resultate aus dem Fit aller Messungen zusammen, als Unsicherheit darauf den mit dem $\sqrt{(\chi^2/(N-10))}$ des Fits vergrösserten statistischen Fehler, aber als Unsicherheit für den Wert von $a_x{}^0$ dessen Streuung von $10\cdot 10^{-7}$.
Aus den Werten der Tabelle ist ersichtlich, dass die "Steigungen" ($a_y{}^{x1}$, usw.) zwischen den drei Strahlzeitperioden, wie erwartet, sehr gut übereinstimmen, und ebenfalls die Beziehungen, die sich theoretisch aus der Rotationssymmetrie ergeben [Sim80,Gl.33], gut erfüllt sind:

$$a_x{}^{yi} = - a_y{}^{xi} \qquad (i = 1,2)$$

Die zwischen den Blöcken I+II und III+IV verschiedenen Werte für $a_y{}^0$ und $a_x{}^0$ rühren vor allem davon her, dass die Symmetrieeigenschaften der Anordnung durch das Ausbauen und wieder Einbauen des Targets zwischen Block II und Block III etwas verändert worden sind (s.Einleitung zu diesem Kapitel).
Die Korrektur R_T auf die gemessene Asymmetrie R ergibt sich für einen run aus der Summe der Produkte von Empfindlichkeit mal die mittlere entsprechende Modulation; dabei kommt ein erster Fehlerbeitrag zu R_T aus der statistischen Genauigkeit, mit der man die Momente gemessen hat, und wird aus der quadratischen Summe der Produkte der Empfindlichkeiten mit den statistischen Fehlern der ensprechenden Strahlgrössen berechnet.
Bei der Bestimmung des Effektes muss man zudem berücksichtigen, dass die

	Block I	*Block II*	*Block III+IV*
a_y^{Y1Y1} $[10^{-10}ch_1^{-2}]$	−47 ± 26	2 ± 23	
a_y^{Y2Y2} $[10^{-10}ch_2^{-2}]$	−2 ± 30	−28 ± 28	
a_x^{X1X1} $[10^{-10}ch_1^{-2}]$	−37 ± 28	−11 ± 23	
a_x^{X2X2} $[10^{-10}ch_2^{-2}]$	2 ± 28	−53 ± 28	
a_y^{X1X1} $[10^{-10}ch_1^{-2}]$	−43 ± 28	5 ± 24	8 ± 19
a_y^{X2X2} $[10^{-10}ch_2^{-2}]$	38 ± 24	6 ± 20	−14 ± 18
a_x^{Y1Y1} $[10^{-10}ch_1^{-2}]$	−51 ± 27	−21 ± 23	−33 ± 26
a_x^{Y2Y2} $[10^{-10}ch_2^{-2}]$	1 ± 32	−37 ± 34	−3 ± 26
a_y^{X1X1X1} $[10^{-10}ch_1^{-3}]$			2.3 ± 2.2
a_y^{X1X1X2} $[10^{-10}ch_1^{-2}ch_2^{-1}]$			−2.1 ± 5.2
a_y^{X1X2X2} $[10^{-10}ch_1^{-1}ch_2^{-2}]$			2.8 ± 4.9
a_y^{X2X2X2} $[10^{-10}ch_2^{-3}]$			1.1 ± 2.3

Tab. 3.2 : Empfindlichkeiten auf 2. unkorrelierte und auf einige 3. Polarisationsmomente.

Empfindlichkeiten selbst mit Unsicherheiten behaftet sind: dies gibt einen Beitrag zum Fehler auf R_T, den man aus der quadratischen Summe der Produkte der über den Block gemittelten Modulationen mit dem Fehler auf der ensprechenden Empfindlichkeit bekommt.

Aus der Entwicklung der Empfindlichkeit der Streukammer nach den Koordinaten des Strahles in H1 und H2 Monitor erwartet man [Sim80,Gl.15], dass Empfindlichkeiten auf höhere Momente der Polarisation klein sind. In den verschiedenen Messerien wurden die Messungen bei vielen verschiedenen Verschiebungen gegenüber der Symmetrieachse durchgeführt, um eine Bestimmung von Empfindlichkeiten auf 2. (in Block III+IV auch auf 3.) Polarisationsmomente zu ermöglichen. Die Resultate, die man dabei bekommt, wenn man im Fit die entsprechenden Terme berücksichtigt, sind in Tabelle 3.2 aufgeführt; da diese Empfindlichkeiten mit 0 kompatibel sind, berücksichtigt man ihren Effekt als Fehlerbeitrag zu R_T.

Der Effekt der Polarisationsmomente, zu denen man Empfindlichkeiten bestimmt hat, wird gemäss Anhang A berechnet (damit ist der Beitrag darin enthalten, der vom statistischen Fehler auf den Polarisationsmomenten

Beitrag von	*Block I*	*Block II*	*Block III*	*Block IV*
0.+1.Momenten :				
R_T^+	-3.62±0.11	0.97±0.08	3.60±0.15	5.89±0.22
R_T^-	-1.37±0.11	-0.34±0.08	2.20±0.13	3.01±0.20
R_T	-1.13±0.08	0.66±0.06	0.70±0.10	1.44±0.15
Fehlern der Empfindlichkeiten				
auf 0.+1.Momente :	±0.030	±0.078	±0.070	
2.Momenten :*	±0.037	±0.027	±0.032	
3.Momenten :*	±0.043	±0.056	±0.059	

Tab. 3.3: *Zusammenstellung systematischer Effekte transversaler Polarisationskomponenten. (*) inklusive Fehler, der von der Unsicherheit auf den Empfindlichkeiten kommt.*

kommt, und ebenfalls der Beitrag vom Fehler auf den Empfindlichkeiten); Der totale Fehlerbeitrag 2. und 3.Polarisationsmomente wird dann bestimmt, indem man das obige Resultat mit der Wurzel aus dem Verhältnis der Anzahl aller Momente zur Anzahl berücksichtigter Momente multipliziert (d.h. mit $\sqrt{(20/8)}$ für Blöcke I und II, $\sqrt{(20/4)}$ für Blöcke III+IV bei 2.Momenten und mit $\sqrt{(40/2)}$ für 3.Momente); man kann nämlich mit den Strahlmonitoren nur "unkorrelierte" Momente, d.h. Momente der Art $\langle p_y \xi_i^2 \rangle$ bzw. $\langle p_y \xi_i^3 \rangle$ bestimmen. Für jeden Block werden die darin gemessenen Empfindlichkeiten auf 2.Momente benützt, zusammen mit den Empfindlichkeiten auf 3.Momente, die man in Block III + IV gemessenen hat, multipliziert mit den mittleren Polarisationsmomenten. Die Korrekturen R_T^+ und R_T^- für positives bzw. negatives Feld in Solenoid 1, die Gesamtkorrektur R_T auf R und die zusätzlichen Unsicherheiten die zu ΔR_T beitragen sind für die verschiedenen Blöcke in Tabelle 3.3 zusammengestellt.
Die Unsicherheit bei den Messungen, die von 2. und 3. Momenten herrührt, könnte vermindert werden durch eine genauere Messung der Empfindlichkeiten (4 mal längere Messungen sollten einen Faktor 2 mal genauere Empfindlichkeiten liefern).

3.2.2 Intensitätsmodulationen

Eine zum Helizitätswechsel korrelierte Intensitätsmodulation des Strahles lässt sich schreiben als

$$M_0 = (N_P^S - N_P^W) / (N_P^S + N_P^W) \qquad (3.2.2)$$

wobei

$N_P^{S,W}$ zum mittleren Primärstrom proportionale Zahlen (s.Kap.2.1) bei erregtem Starkfeld- (S) bzw. Schwachfeldübergang (W) an der Ionenquelle sind.

Solch eine Intensitätsmodulation kann zu einem systematischen Effekt führen, der sich angeben lässt als

$$R_0^+ = K_0 \cdot M_0^+ \quad \text{bzw.} \quad R_0^- = K_0 \cdot M_0^- \qquad (3.2.3)$$

je nach Solenoid 1 - Feldvorzeichen, wobei K_0 die Empfindlichkeit des Apparates auf diese Art von Modulation ist.

Die Quellen eines solchen Effektes können bei Nichtlinearitäten des Detektionssystems (Integratoren + analog to digital converters), bei Untergrundströmen in Faraday-cup oder Ionisationskammer, und in der endlichen Sammelzeit der Ladungsträger in der Ionisationskammer liegen. Abschätzungen über die Grössenordnung der Beiträge zur Empfindlichkeit K_0 bei den verschiedenen Mechanismen sind in [Jac81,III-21] zu finden,

	Block I	*Block II*	*Block III*	*Block IV*
M_0^+ $[10^{-7}]$	-560 ± 9	-406 ± 8	-389 ± 9	-410 ± 11
M_0^- $[10^{-7}]$	-560 ± 8	-399 ± 7	-388 ± 7	-404 ± 12
$(M_0^+-M_0^-)/2$ $[10^{-7}]$	0 ± 6	-4 ± 5	0 ± 6	-3 ± 8
K_0 $[10^{-7}]$	-1079 ± 101	-528 ± 162	75 ± 22	
R_0^+ $[10^{-7}]$	0.06 ± 0.00	0.02 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
R_0^- $[10^{-7}]$	0.06 ± 0.00	0.02 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
R_0 $[10^{-7}]$	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00

Tab. 3.4: *Mittlere Intensitaetsmodulationen M_0^+ (M_0^-) fuer positives (negatives) Feld in Solenoid 1, mittlere Modulation in einem Block von Paritaetsmessungen $(M_0^+ - M_0^-)/2$, Empfindlichkeit K_0 darauf und resultierende systematische Effekte R_0^+, R_0^-, R_0.*

während die Ursache für die Intensitätmodulationen selbst in [Bal84] diskutiert ist.

In unserem Experiment hat man die Empfindlichkeit K_0 periodisch durch Messungen bestimmt, bei denen man den Strahlstrom in Phase mit dem Helizitätswechsel moduliert hat, indem man ein Drahtnetz durch den Atomstrahl bei der Ionenquelle rotiert hat (dies ergibt Modulationen von 10%). Die Intensitätsmodulationen, die man während den eigentlichen Messungen hat, sind in Tabelle 3.4 für die verschiedenen Blöcke aufgeführt, zusammen mit den gemessenen Empfindlichkeiten, den Korrekturen R_0^+ (R_0^-) für positives (negatives) Solenoid 1-Feld und der resultierenden Korrektur R_0, die sich gemäss Gl.(2.4.2) aus M_0^+ und M_0^- ergibt:

$$R_0 = K_0 \cdot (M_0^+ - M_0^-)/2. \qquad (3.2.4)$$

Es sei bemerkt, wie gut der Effekt dieser Modulation durch die Solenoid 1-Feldumkehr unterdrückt wird; der Grund dafür liegt in der Konstanz der Modulation über die Zeit.

Durch Messungen, bei denen man nur einen Hochfrequenzübergang an der Quelle erregt, erhält man ebenfalls Intensitätsmodulationen, die, mit ihrem Wert von $\sim 10^{-3}$, der Realität bei den Paritätsmessungen besser entsprechen. Eine Bestimmung der Empfindlichkeiten daraus liefert, wegen der kleinen Modulationen, sehr ungenaue Werte, aber das auf systematische Effekte (insbesondere Intensitätsmodulationen) korrigierte und mit $p_z/2$ dividerte Resultat dieser Testmessungen sollte ein Resultat liefern, das kompatibel ist mit dem Ergebnis A_z unseres Experimentes.

Aus den Tests in den vier Blöcken zusammen erhält man im Mittel einen Wert von $-(8.0 \pm 3.2)\cdot 10^{-7}$, der innerhalb 2σ mit dem Ergebnis unseres Paritätsexperimentes (Vgl. Kap. 5.1) verträglich ist.

3.2.3 Lagemodulationen

Falls der Strahl seine Lage in Phase zum Helizitätswechsel ändert, kann dies zu einem systematischen Effekt führen. Dies, weil sich einerseits durch die Lageänderung der Raumwinkel verändert, unter dem die Ionisationskammer die gestreuten Teilchen sieht, und anderseits weil die Protonen je nach Strahllage mit unterschiedlicher Energie den Detektor erreichen. Beschreibt man den Strahl durch seine Koordinaten x_1, y_1,

x_2, y_2 in den zwei Monitorebenen, so wird die Lagemodulation beschrieben durch die vier Lagemodulationsmomente M_{xi}, M_{yi} (i=1,2), wobei z.B.

$$M_{x1} = (\langle x_1\rangle^S - \langle x_1\rangle^W)/2 \qquad (3.2.5)$$

Der Effekt ist in erster Ordnung linear in den Momenten und in den Strahlkoordinaten, und ist gegeben [Jac81] durch:

$$\begin{aligned} R_M = \; & M_{x1}(r_{x1} + \langle x_1\rangle r_{x1}{}^{x1} + 2\langle x_2\rangle r_{x1}{}^{x2}) \qquad (3.2.6)\\ & + M_{x2}(r_{x2} + \langle x_2\rangle r_{x2}{}^{x2} + 2\langle x_1\rangle r_{x2}{}^{x1})\\ & + M_{y1}(r_{y1} + \langle y_1\rangle r_{y1}{}^{y1} + 2\langle y_2\rangle r_{y1}{}^{y2})\\ & + M_{y2}(r_{y2} + \langle y_2\rangle r_{y2}{}^{y2} + 2\langle y_1\rangle r_{y2}{}^{y1}). \end{aligned}$$

Für seine Bestimmung aus den mittleren Lagemodulationen, die man mit den Monitoren während den Paritätsruns misst, muss man die Empfindlichkeiten r bestimmen: dabei verlangt die Kommutativität der Ableitungen, dass $r_{x1}{}^{x2} = r_{x2}{}^{x1}$ und $r_{y1}{}^{y2} = r_{y2}{}^{y1}$, und die Zylindersymmetrie der Kammer, dass $r_{x1}{}^{x1} = r_{y1}{}^{y1}$ und $r_{x2}{}^{x2} = r_{y2}{}^{y2}$.

Die Empfindlichkeiten werden durch spezielle Messungen bestimmt, in denen man, durch Anregen der Ablenkmagnete W1 und W2 (Fig.2.1), künstlich grosse Lagemodulationen in Phase mit dem Helizitätswechsel produziert.

Durch Tests mit verschiedenen Strahllagen und verschiedenen Modulationen kann man durch einen linearen Fit die Empfindlichkeiten bestimmen.

Man hat die Empfindlichkeiten in den vier Blöcken mehrmals vollständig bestimmt; dabei hat man beobachtet, dass, während Koeffizienten der Art $r_{xi}{}^{xj}$ überall kompatible Resultate liefern, die Koeffizienten r_{xi}, r_{yi} sich von einer Bestimmung zur anderen ändern, was aber auf den systematischen Effekt einen vernachlässigbaren Einfluss hat.

Durch Testmessungen mit unterschiedlich eingestellter Targetgaskühlung konnte man zeigen, dass Temperaturgradienten von einigen °C zwischen Target und Ionisationskammer zu Aenderungen in den Empfindlichkeiten führen, die in der Grössenordnung der von Messzeit zu Messzeit beobachteten Schwankungen liegen; die Umgebungstemperatur war nämlich in Block II so tief, dass der Kühlkreis das Targetgas nicht hinreichend kühlen konnte.

Deswegen ist es zweckmässig, r_{xi} und r_{yi} (i=1,2) für jeden Block aus Messungen zu bestimmen, die zwischen den Paritätsruns gemacht wurden, und bei denen die Strahllage um die Achse moduliert wurde, auf der jeweils auch die Paritätsmessungen erfolgten (darum hat man für Block III und IV separat diese Empfindlichkeiten bestimmt). Die Resultate sind in Tabelle

	Block I	*Block II*	*Block III*	*Block IV*
r_{x1}	62.5 ± 16.8	57.8 ± 13.4	161.7 ± 27.1	161.8 ± 48.0
r_{x2}	-70.4 ± 6.9	-79.8 ± 5.7	-224.5 ± 11.2	-236.7 ± 19.8
r_{y1}	-51.0 ± 16.5	101.8 ± 14.1	196.1 ± 27.6	211.5 ± 19.4
r_{y2}	65.0 ± 7.3	-109.0 ± 5.8	-204.9 ± 11.4	-290.3 ± 20.6
$r_{x1}{}^{x1}$	-4.6 ± 1.3	-4.0 ± 1.1	-3.8 ± 2.5	
$r_{x2}{}^{x2}$	-14.0 ± 0.5	-13.0 ± 0.4	-12.6 ± 0.9	
$r_{x1}{}^{x2}$	16.6 ± 1.0	16.7 ± 0.8	17.9 ± 1.8	
$r_{y1}{}^{y1}$	-2.0 ± 1.2	-5.2 ± 1.2	-2.9 ± 2.4	
$r_{y2}{}^{y2}$	-14.7 ± 0.5	-15.4 ± 0.5	-15.2 ± 0.9	
$r_{y1}{}^{y2}$	18.8 ± 0.9	18.0 ± 0.9	15.9 ± 1.9	

Tab. 3.5 : Empfindlichkeiten auf Lagemodulationen. Einheit: 10^{-7}, Dimensionen gemaess Gleichung (3.2.6): $[r_{zi}]=ch_i^{-1}$, $[r_{zi}{}^{zj}]=ch_i^{-1}ch_j^{-1}$, $(z=x,y)$, $(i,j=1,2)$.

3.5 zusammengestellt.

Der Beitrag zu R ergibt sich aus der Summe der Beiträge von Empfindlichkeit mal die entsprechende Grösse M_{x1}, $M_{x1}\langle x_1\rangle$, usw.

In Tabelle 3.6 sind die Beiträge aufgeführt, die man aus solchen Effekten erhält; die zur Korrektur angegebene Unsicherheit enthält, ausser dem statistischen Fehler, auch die systematische Unsicherheit, die von einer fehlerhaften Bestimmung der Momente kommt; die Gründe für die Fehlbestimmung sind in [Jac81, Anhang A] ausführlich diskutiert, und das Verfahren, durch das sie berücksichtigt wurde, ist das folgende: Man kann die Momente jeweils aus zwei verschiedenen Detektorpaaren (links-rechts, unten-oben) bestimmen; unter der Annahme, dass sich systematische Effekte bei der Bestimmung in beiden Detektorpaaren unabhängig manifestieren, haben wir diesen Fehlerbeitrag folgendermassen bestimmt:

Wir haben den Mittelwert aus den Momenten zu jedem Detektorpaar bestimmt; dort, wo bei der Mittelung $\sqrt{\chi^2} > 1$ war, haben wir den statistischen Fehler des Mittelwertes damit vergrössert.

Der zweite in Tab.3.6 aufgeführte Fehlerbeitrag ΔR_M' stammt von der Unsicherheit, mit der die bestimmten Empfindlichkeiten behaftet sind. Im

	Block I	*Block II*	*Block III*	*Block IV*
R_M^+	0.14 ± 0.17	-0.13 ± 0.19	0.22 ± 1.04	0.88 ± 0.71
R_M^-	0.01 ± 0.22	-0.18 ± 0.13	-0.50 ± 0.41	-0.78 ± 0.82
$\Delta R_M'$	± 0.008	± 0.014	± 0.045	± 0.18
R_M	0.06 ± 0.14	0.03 ± 0.12	0.36 ± 0.56	0.83 ± 0.57

Tab. 3.6: *Zusammenstellung der Effekte R_M von Lagemodulationen. [Einheit: 10^{-7}]. Der Fehler zu R_M^+ bzw. R_M^- kommt von statistischen und systematischen Fehlern in der Bestimmung der Momente; $\Delta R_M'$ kommt von der Ungenauigkeit, mit der man die Empfindlichkeiten bestimmt.*

Schlussresultat sind dann beide Fehler quadratisch addiert.

3.2.4 Emittanzmodulationen

In der Messung muss man zwei Arten von Effekten erwarten, die von Atemmodulationen des Strahles kommen:

(I) einen Beitrag zum Effekt R_B, der dieselbe Begründung hat (s. Abschnitt 3.2.3) wie derjenige der durch Lagemodulationen verursacht wird. Dies kann anschaulich dadurch erklärt werden, dass man eine Atemmodulation darstellen kann als Lagemodulation einer Strahlhälfte kombiniert mit einer spiegelsymmetrischen Lagemodulation der anderen Hälfte.

Dieser Atemeffekt wird also von den Empfindlichkeiten auf Lagemodulation bestimmt, und zwar als

$$R_B = r_{x1}^{x1} \cdot M_{x1x1} + r_{x2}^{x2} \cdot M_{x2x2} + r_{x1}^{x2} \cdot M_{x1x2} \qquad (3.2.7)$$
$$r_{y1}^{y1} \cdot M_{y1y1} + r_{y2}^{y2} \cdot M_{y2y2} + r_{y1}^{y2} \cdot M_{y1y2}$$

wobei M_{xixj} und M_{yiyj} intrinsische Atemmodulationsmomente (für die Berechnung s. [Jac81,Anhang C]) und r_{xi}^{xj} bzw. r_{yi}^{yj} Empfindlichkeiten auf Lagemodulationen sind; "intrinsisch" bedeutet, dass dabei das Atmen, das von Intensitätsmodulationen simuliert wird, schon abgezogen wurde.

(II) Der Strahl verursacht aber auch eine lokale Erhitzung des Targetgases, die zu einem Dichtegradienten führt. Falls der Strahl atmet, ändert sich die Streuwahrscheinlichkeit je nach Strahlbreite, und man

erhält somit einen systematischen Effekt R_H, der in erster Näherung proportional zu den Atemmodulationen M_{XOXO} bzw. M_{YOYO} des Strahles am Ort vom Target ist:

$$R_H = r_H^X \cdot M_{XOXO} + r_H^Y \cdot M_{YOYO} \qquad (3.2.8)$$

Dabei sind $r_H^{X,Y}$ effektive thermische Atemempfindlichkeiten, die nicht eine Konstante der Apparatur sind, sondern auch noch von Intensität und Strahlform und somit von der Strahlführung abhängig sind: man wird sie also neu für jede Strahlführung bestimmen müssen.
Wie die Behandlung dieser einzelnen Effekte vor sich geht, wird in den nächsten Abschnitten 3.2.4.I) und 3.2.4.II) einzeln geschildert; sie ist von Block zu Block etwas anders, einerseits weil wir das Verfahren dafür im Laufe der Zeit entwickelt haben, und anderseits weil dieses Verfahren an die jeweiligen Strahlbedingungen angepasst wurde. Am Ende des Abschnittes sind dann die Resultate für die verschiedenen Blöcke zusammengestellt.

3.2.4.I) Zur Behandlung von Atemeffekten, die aufgrund des Effektes von Lagemodulationen erklärt werden können, ist die Kenntnis der Atemmomente des Strahles erforderlich: dies ist aber, mit unserem Monitorsystem, nicht ohne weiteres möglich. Momente der Art M_{X1X2} (sogenannte "korrelierte" Atemmomente) können nur indirekt bestimmt werden, durch eine Messung der Momente der Art M_{X1X1} in einer 3.Ebene [Jac81, Anhang D].
Aus einer zusätzlichen Messung der Momente M_{X3X3} in einer Ebene im Abstand Z_3 in z-Richtung hinter dem H2-Monitor ergibt sich:

$$M_{X1X2} = \{ \alpha M_{X1X1}/(1+\alpha) + (1+\alpha)M_{X2X2}/\alpha - M_{X3X3}/(\alpha+\alpha^2)\}/2 \qquad (3.2.9)$$

wobei $\alpha = Z_3/h$
und $h = 850$ mm der Abstand zwischen H1 und H2 Monitor ist.
Durch diese Beziehung lässt sich der Atemeffekt R_B rein durch Momente der Art M_{X1X1} ("unkorrelierte" Atemmomente) ausdrücken, als:

$$R_B = q_{X1} \cdot M_{X1X1} + q_{X2} \cdot M_{X2X2} + q_{X3} \cdot M_{X3X3} \qquad (3.2.10)$$
$$q_{Y1} \cdot M_{Y1Y1} + q_{Y2} \cdot M_{Y2Y2} + q_{Y3} \cdot M_{Y3Y3}$$

wobei $q_{X1} = r_{X1}^{X1} + r_{X1}^{X2} \cdot \alpha/\{2(1+\alpha)\}$ (3.2.11)

$q_{x2} = r_{x2}^{x2} + r_{x1}^{x2}(1+\alpha)/(2\alpha)$

$q_{x3} = -r_{x1}^{x2}/\{2\alpha(1+\alpha)\}$ und analog für die y-Koeffizienten.

Nun stellt sich das Problem, mit der statistischen Genauigkeit, mit der man während den Paritätsmessungen die Momente aufnimmt, den Effekt so genau zu bestimmen, dass die Unsicherheit, die man darauf hat, nicht zu gross wird. Dies ist nur lösbar, falls man die Position der 3.Ebene so wählt, dass der Beitrag zum Fehler auf R_B, der von den Momenten aus H1- und H2-Monitor kommt, klein ist, und falls man zugleich die Momente in der 3.Ebene sehr genau misst.

Die optimale Wahl der 3.Ebene kann einfach durch Minimierung des Fehlerbeitrages von X-Atemmomenten, d.h. von $\{(q_{x1}\cdot\Delta M_{x1x1})^2+(q_{x2}\cdot\Delta M_{x2x2})^2\}$ erreicht werden. Dies ist möglich, weil die Zylindersymmetrie der Anordnung verlangt, dass $r_{x_ix_j} = r_{y_iy_j}$ (i,j=1,2) ist, was innerhalb der Genauigkeit, mit der die Koeffizienten bestimmt worden sind, zutrifft. Durch die Wahl von Z_3 für den X-Beitrag bekommt man damit gleichzeitig die optimale Lage auch für den Y-Anteil.

Aus einer vorläufigen Auswertung der Resultate von Block I ergab sich schon beim Experiment ein Optimalwert $Z_3 \sim 18$ cm, was während allen Blöcken als Einstellung beibehalten wurde. Man bemerke, dass dieser Abstand praktisch dem Targetzentrum entspricht: somit dürfen die Messungen in dieser Ebene auch als Momente im Zentrum vom Target (s. Punkt II) benützt werden. Die Empfindlichkeiten q, die man für diese Einstellung bekommt, sind in Tabelle 3.7 zusammengestellt.

Messungen des Strahlatmens auf einer Blende liefern Werte, die statistisch

	Block I	*Block II*	*Block III + IV*
q_{x1} $[ch_1^{-2}]$	-0.27 ± 1.34	0.13 ± 1.05	0.12 ± 1.61
q_{x2} $[ch_2^{-2}]$	1.91 ± 1.04	2.52 ± 1.29	4.92 ± 1.01
q_{y1} $[ch_1^{-2}]$	2.90 ± 1.28	-0.17 ± 1.10	-1.46 ± 1.69
q_{y2} $[ch_2^{-2}]$	3.26 ± 0.97	1.04 ± 0.94	1.54 ± 1.05
q_{x3} $[ch_2^{-2}]$	-10.46 ± 0.60	-10.39 ± 0.77	-11.42 ± 0.65
q_{y3} $[ch_2^{-2}]$	-11.83 ± 0.56	-11.14 ± 0.54	-10.45 ± 0.60

Tab. 3.7 : Empfindlichkeiten auf Atemmodulationen, die sich aus dem Effekt von Lagemodulationen ergeben [Einheit: 10^{-7}].

genauer sind als diejenigen, die die Monitoren während den Intervallen zwischen den Strommessungen liefern: darum wurden die Atemmomente in der 3.Ebene mit zusätzlichen Messungen von je 10 min Dauer durchgeführt, die man alle 8 runs normaler Paritätsmessung wiederholte; die Modulation der Atemmomente ergibt sich dabei aus der Messung der Modulation des auf einer Blende gestoppten Stromes [Jac81, Anhang C]. Die Blenden wurden jeweils in den H2-Monitor eingeführt und die ganze Apparatur wurde um den Abstand Z_3 in Strahlrichtung gefahren; dabei wurde der auf der Blende gestoppte Strahlstrom anstelle des Ionisationskammerstromes integriert, während der durchgehende Strahl wie üblich im Faraday-cup gemessen wurde.
Die Messung auf einer Blende mit einem runden Loch liefert, unter der Annahme, dass der Strahl isotrop atmet, die Modulation des radialen Atemmomentes $M_{R3R3} = M_{X3X3} + M_{Y3Y3}$; solche Messungen wurden in allen Blöcken mit Blenden von 1 mm und 2 mm Durchmesser gemacht.
In den Blöcken III und IV wurden zusätzlich Schlitzblenden gebraucht (Breite des Schlitzes : 1.2 mm); dies erlaubt es, das Strahlatmen in X- und in Y-Richtung getrennt zu bestimmen, und zwar liefert die Messung auf einer Blende mit vertikalem Schlitz das Atemmoment in X-Richtung, und die auf einer mit horizontalem Schlitz, das Moment in Y-Richtung.

3.2.4.II) Zur Untersuchung eventueller Temperatureffekte hat man alle 8 Paritätruns eine Messung (10 min) gemacht, in der man den Strahl mit einem Quadrupol in Phase mit dem Helizitätswechsel atmen liess.
Falls der dabei resultierende Atemeffekt allein durch die Empfindlichkeiten auf Lagemodulationen erklärt würde, könnte man daraus schliessen, dass Temperaturbedingte Atemeffekte vernachlässigbar sind. Dies trifft aber nicht zu: nachdem man die Messwerte für R aus diesen Atemtests auf den Effekt von Abschnitt 3.2.4.I) korrigiert hat, bleibt ein Effekt übrig, der eindeutig von 0 verschieden ist (je nach Strahlführung $-(7\div20 \pm1)10^{-6}$ in 10 min). Dass der übrigbleibende Effekt temperaturabhängig ist, konnte bewiesen werden, indem man ihn bei verschiedenen Strahlstromintensitäten gemessen hat: die Targetaufheizung ist nämlich direkt proportional zum Strahlstrom. Es hat sich erwiesen, dass die Empfindlichkeit $r_H{}^R$ ebenfalls in sehr guter Näherung proportional zu I_P ist: mit der Strahlführung, die man bei diesem Test hatte, ergab sich

	Block I	*Block II*	*Block III + IV*
$r_H{}^{X-}$			35.4 ± 7.2
$r_H{}^{Y-}$			-9.4 ± 18.7
$r_H{}^{R}$	6.2 ± 0.3	23.2 ± 0.9	21.3 ± 0.8

Tab. 3.8 : Empfindlichkeiten auf thermische Atemmodulationen [Einheit: $10^{-7} ch_2{}^{-2}$] wie sie aus Quadrupolmessungen bestimmt wurden. Das Vorzeichen "-" bezieht sich auf Empfindlichkeiten, die nur zum Strahl bei positiv geschaltenem Solenoid 1 gehoeren; $r_H{}^{R}$ bei Block III+IV bezieht sich nur auf die Strahlfuehrung mit positivem Feld in Solenoid 1.

$r_H{}^{R} = (7.0 \pm 0.6)10^{-7}\ ch_2{}^{-2}\mu A^{-1} \cdot I_P$.

Das Vorzeichen entspricht, wie man sich leicht überlegen kann, der Erwartung, die man durch die angegebene Interpretation des Effektes erhält.

Aus den Effekten bei Atemtests zur Strahlführung, die man für die Paritätruns benützte, hat man die effektiven Empfindlichkeiten bestimmt, die man mit der jeweiligen Strahlführung hatte; die Resultate sind in Tabelle 3.8 zusammengefasst. Da man beim häufigen Wechsel des Vorzeichens des Feldes in Solenoid 1 immer zwischen denselben Strahlführungen wechselte, muss man also eine "+" und eine "-" Empfindlichkeit bestimmen.

Auch bei diesen Testmessungen stellte sich wieder das Problem, die korrelierten Momente zu bestimmen: in diesem Fall ergeben sie sich daraus, das am Ort des Quadrupols die Atemmomente verschwinden.

In den Blöcken III und IV waren die Atemmomente bei den Tests für die zwei Strahlführungen zu verschiedenem Vorzeichen des Feldes in Solenoid 1 und zu gleicher Quadrupolerregung untereinander sehr unterschiedlich, und darum hat man die Empfindlichkeit getrennt für beide Strahlführungen bestimmt. Nur bei negativem Feld hat man bei den Tests von Messung zu Messung unterschiedliche Atemmomente erhalten, durch verschiedenes Erregen der Quadrupols; bei den Messungen mit positivem Feld, und bei denen in Block I und II hat man den Quadrupol immer gleich erregt, und somit eine konstante Atemmodulation erhalten: dies erlaubt natürlich nicht, mehr als eine Empfindlichkeit zu bestimmen. Darum hat man hier die Empfindlichkeit $r_H{}^{R}$ auf das radiale Atemmoment bestimmt, gemäss

	Block I	*Block II*	*Block III + IV*
M_{X1X1} $[ch_1^2]$	-8.4 ± 11.6	-12.4 ± 13.3	9.1 ± 19.6
Effekt	2.3 ± 18.3	-1.6 ± 19.8	1.1 ± 34.9
M_{X2X2} $[ch_2^2]$	-2.0 ± 11.3	2.5 ± 9.2	-12.6 ± 7.9
Effekt	-3.8 ± 24.8	6.3 ± 21.9	-62.0 ± 41.7
M_{Y1Y1} $[ch_1^2]$	-8.6 ± 7.6	-3.4 ± 9.4	-10.2 ± 14.9
Effekt	-24.9 ± 26.1	0.6 ± 10.7	14.9 ± 37.5
M_{Y2Y2} $[ch_2^2]$	18.1 ± 10.9	-3.1 ± 6.0	20.2 ± 13.4
Effekt	59.0 ± 39.9	-3.2 ± 10.1	31.1 ± 32.8
M_{R3R3}^{+} $[ch_2^2]$			0.1 ± 0.3
Effekt			0.0 ± 0.0
M_{X3X3}^{-} $[ch_2^2]$			0.0 ± 0.1
Effekt			0.0 ± 2.5
M_{Y3Y3}^{-} $[ch_2^2]$			0.0 ± 0.2
Effekt			-0.4 ± 6.5
M_{R3R3} $[ch_2^2]$	-1.7 ± 1.8	-0.2 ± 0.7	
Effekt	8.6 ± 8.8	-2.7 ± 9.0	
obere Grenze $\lvert R_B + R_H \rvert$	71	34	75

Tab. 3.9 : Atemmomente $\cdot 10^3$ und deren Beitrage zum Atemeffekt $[10^{-10}]$ $\lvert R_B + R_H \rvert$ ist die 1σ obere Grenze fuer die Atemeffekte, die man aus der quadratischen Summe des Gesamteffektes und aller Unsicherheiten erhaelt.

$$R_H = r_H^R \cdot M_{R3R3} \quad \text{,wobei } M_{R3R3} = M_{X3X3} + M_{Y3Y3} \qquad (3.2.12)$$

Die Werte der Momente bei den Messungen mit Quadrupolatmen waren aber im Mittel

$M_{X3X3}^{+/-} = -48$, $M_{Y3Y3}^{+/-} = 96$ in Block I,

$M_{X3X3}^{+/-} = -15$, $M_{Y3Y3}^{+/-} = 12$ in Block II,

$M_{X3X3}^{+} = -21$, $M_{Y3Y3}^{+} = 8$ in Block III+IV,

sodass sie sich in M_{R3R3} teilweise aufgehoben haben; dadurch bekommt man eine konservative obere Grenze für die radiale Atemempfindlichkeit.

Die mittleren Atemmomente, die man während den Paritätsmessungen hatte, und ihre Beiträge zum Atemeffekt sind in Tab. 3.9 aufgeführt. Der Fehler

der H1- und H2-Momente enthält, ausser der statistischen Unsicherheit, auch den systematischen Effekt, der von einer Fehlbestimmung kommen kann. Dieser Effekt wurde in ähnlicher Weise wie bei den Lagemodulationen berücksichtigt: da man die Momente getrennt mit dem links-rechts oder mit dem unten-oben Detektorpaar bestimmen kann, hat man den Mittelwert dieser zwei Messungen benützt, und als Fehler (falls grösser als der statistische Fehler) die Varianz des Mittelwertes über die zwei Detektorpaare genommen.

Am Ende der Tabelle 3.9 sind die oberen Grenzen für den gesamten Atemeffekt $R_B + R_H$ aufgeführt.

Die dominierenden Beiträge kommen dabei von den Momenten in der H1- und H2-Ebene; eine extremere Optimierung der Z_3-Ebene ist kaum möglich, um diese Beiträge zu reduzieren, da sich dann die leichten Unterschiede zwischen X- und Y-Richtung bemerkbar machen, aber mit einem schmäleren Strahl würde man eventuell etwas gewinnen, da der Fehler auf dem Moment im Wesentlichen proportional zum Quadrat der Strahlbreite ist.

3.2.5 Energiemodulationen

Eine auch nur leichte Modulation der Strahlenergie zwischen Starkfeld- und Schwachfelderregung in der Ionenquelle, kann zu einem systematischen Effekt $R_E^{+/-}$ führen, wofür man (s.Kap.2.2) eine Empfindlichkeit von $-0.33 \cdot 10^{-7}$ eV^{-1} berechnet. Nur kann diese Modulation mit unserer Apparatur nicht monitoriert werden; wenn ihre Amplitude aber konstant bleibt, ist ihr Effekt unabhängig vom Vorzeichen des Feldes in Solenoid 1 (d.h. $R_E^+ \sim R_E^-$), und somit kann man, durch ein häufiges Umpolen dieses Feldes, den Effekt unterdrücken.

Man kann diese Unterdrückung durch einen Faktor ρ_E beschreiben, der folgendermassen definiert ist:

$$R_E = \rho_E \cdot (R_E^+ + R_E^-)/2 \qquad (3.2.13)$$

wobei $R_E = (R_E^+ - R_E^-)/2$ der Beitrag von Energiemodulationen zu R ist.

Um diese Unterdrückung zu bestimmen, haben wir zu jedem 20 min Paritätsrun eine Testmessung von einer Minute Dauer gemacht, bei der man in Phase mit dem Helizitätswechsel Energiemodulationen via Phasenraummodulationen vor dem Einschuss ins Zyklotron produziert hat, mithilfe einer elektrostatischen Linse zwischen Ionenquelle und Beschleuniger. Dabei hat man die

	Block I	Block II	Block III	Block IV
R^+	-4.48 ± 0.78	-0.68 ± 0.59	1.38 ± 1.00	6.88 ± 1.40
$(R_{I\,1})^+$	-3.42 ± 0.20	0.86 ± 0.21	3.82 ± 1.05	6.77 ± 0.74
R^-	-1.53 ± 0.76	1.43 ± 0.62	2.44 ± 1.08	3.01 ± 1.54
$(R_{I\,1})^-$	-1.30 ± 0.25	-0.50 ± 0.15	1.70 ± 0.43	2.23 ± 0.84
$(R_E{}^+ + R_E{}^-)/2$	-0.65 ± 0.57	0.19 ± 0.45	-0.36 ± 0.73	
$(R_{E,L}{}^+ - R_{E,L}{}^-)/2$	-13.1 ± 4.0	-0.8 ± 2.0	-4.9 ± 2.9	
$(R_{E,L}{}^+ + R_{E,L}{}^-)/2$	-68.8 ± 4.0	-135.4 ± 2.0	109.7 ± 2.9	
ρ_E	0.19 ± 0.06	0.006 ± 0.015	0.044 ± 0.026	
R_E	-0.12 ± 0.12	0.001 ± 0.008	-0.016 ± 0.038	
1σ obere Grenze	±0.17	±0.008	±0.041	

Tab. 3.10: *$R^+(R^-)$: "rohe" gemessene Asymmetrie fuer positives (negatives) Feld in Solenoid 1. $(R_{I\,1})^+$ bzw. $(R_{I\,1})^-$ ist die Korrektur auf alle helizitaetsabhaengigen Effekte, ausser dem Energiemodulationseffekt. Fuer $(R_E{}^+ + R_E{}^-)/2$ s. Gl.(3.2.15).*
$R_{E,L}$: Effekte von Energiemodulationen aus Messungen mit einer elektrostatischen Linse; ρ_E: Unterdrueckungsfaktor fuer Energiemodulationen, den man daraus bestimmt.
R_E ist die obere Grenze fuer den systematischen Effekt von Energiemodulationen auf das Messresultat R. Alle Groessen (ausser ρ_E, dimensionslos) sind in Einheiten von 10^{-7}.

Asymmetrie $R = R_{E,L}$ gemessen, die, nach der Korrektur auf die anderen systematischen Effekte (Intensität- und Lagemodulationen) praktisch nur noch den Energiemodulationseffekt enthält.
Die Unterdrückung des Effektes, die man durch das Umpolen des Feldes erhält, ergibt sich in einem Block aus den Resultaten der Messungen mit Linsenmodulationen zu verschiedenem Vorzeichen des Solenoid 1-Feldes, $R_{E,L}{}^+$ und $R_{E,L}{}^-$:

$$\rho_E = (R_{E,L}{}^+ - R_{E,L}{}^-)/(R_{E,L}{}^+ + R_{E,L}{}^-) \qquad (3.2.14)$$

Um R_E bestimmen zu können, müsste man alle Grössen kennen, die in

Gleichung (3.2.13) vorkommen. Dies ist nicht direkt moeglich, aber man kann annehmen, dass:

$$(R_E^+ + R_E^-)/2 = \{(R - R_I^1)^+ + (R - R_I^1)^-\}/2 \qquad (3.2.15)$$

In R_I^1 sind alle Effekte enthalten, die man von Abschnitt 3.2.1 bis 3.2.4 bestimmt hat; die Werte sind zusammen mit den Resultaten für R_E in der Zusammenstellung von Tab.3.10 aufgeführt.
Natürlich gelten diese Ueberlegungen nur, falls die Amplitude der Energiemodulation sich langsamer aendert als die typische Zeit zwischen zwei Wechseln zum selben Vorzeichen des Feldes in Solenoid 1. Falls die Amplitude waehrend einem run moduliert, wäre das im Fehler auf $R^{(20)}$ imbegriffen; falls sich die Amplitude von run zu run aendert, waere das in einem schlechten χ^2 des Mittelwertes über die runs ersichtlich, der Effekt würde aber anderseits von selbst herausgemittelt.

3.2.6 Doppelstreuung

Die am Wasserstoff gestreuten Protonen haben eine Polarisationskomponente senkrecht zum Impuls, die ihr Vorzeichen mit der Helizität des Strahles ändert. Ist (x',y'(Streunormale),z') das Helizitätskoordinatensystem für das gestreute Teilchen im Labor, so ist diese Komponente gegeben durch:

$$\{p^{EL}(\Theta_{LAB})\}_{x'} = K_z^{x'}(\Theta_{LAB}) \cdot p_z \qquad (3.2.16)$$

mit $K_z^{x'}(\Theta_{LAB})$: Polarisationsübertrag der pp-Streuung im Laborsystem.
Eine zweite Streuung in der Targetwand kann wegen des regulären Analysationsvermögen eine links-rechts Asymmetrie aufweisen.
Angenommen, der Strahl ist zentriert, so kann ein systematischer Effekt R_D zustandekommen, falls sowohl das Target als auch die Ionisationskammer eine Abweichung von der Zylindersymmetrie aufweisen.
Wie man sich leicht überlegen kann, bewirkt nämlich eine asymmmetrische Ionisationskammer, dass die Protonen, die zu einer Seite hin gestreut werden, mit einer anderen Effizienz detektiert werden, als diejenigen, die zur anderen Seite hin fliegen. Solange die Anordnung mindestens eine Symmetrieebene besitzt, kommt noch kein Effekt zustande, aber sobald diese Symmetrie gebrochen ist, ergibt sich ein systematischer Effekt. Da dieser Effekt proportional zur longitudinalen Polarisation p_z des Strahles ist, kann er nur verstärkt werden, indem man seine apparativen Ursachen

vergrössert.

Betrachten wir also zuerst die dominierenden Asymmetrien der Streukammer. Die Homogenität der Targetwanddicke wurde mit einer Ultraschallsonde untersucht; die Asymmetrie des Targetrohrs, die man dabei beobachtet hat, kann folgendermassen vereinfacht beschrieben werden: das Targetrohr besteht aus zwei Halbzylindern, wobei die Wandstärke des einen ~ 2 μm dicker als diejenige des anderen ist. Die Vereinfachung liegt darin, dass längs des Umfanges der Uebergang von kleinerer zu grösserer Wandstärke eigentlich stetig ist, und dass der angegebene Wert einer mittleren Verdickung entspricht, die man aus der Differenz zwischen maximaler und minimaler Wandstärke erhalten hat. Solch eine Asymmetrie entspricht einem Volumen ΔV_T von 50 mm^3.

Die Ionisationskammer hat ihre dominante Asymmetrie dort, wo die 35 μm dicke Al-Folie zusammengeklebt ist; es handelt sich dabei um zwei Klebstellen entlang zweier benachbarter Stahldrähte. Die Folie hat dort eine Inhomogenität im Abstand von Kollektor, die man durch Kontrollmessungen bei der Konstruktion auf maximal von ±0.1 mm gemessen hat; die dadurch verursachte Effizienzänderung ist proportional zur Volumenabweichung von der Zylinderzymmetrie ΔV_{IK}, welche sich damit als höchstens ±~380 mm^3 ergibt. Berücksichtigt man auch die Schattenzone, die bei den Klebstellen durch die Verdickung der Folien entsteht, so erhält man einen zustätzlichen Volumenverlust von 530 mm^3. Die darauf auftreffenden Protonen werden zwar nur zum Teil gestoppt; der angegebene Volumenverlust ist darum etwas überschätzt, aber er beinhaltet damit die Möglichkeit, dass an der Klebstelle abgebremste Protonen etwas mehr ionisieren können.

Man muss zudem berücksichtigen, dass die Ionisationskammer nicht perfekt zylindrisch ist; genaue mechanische Messungen ergaben, dass man sie, ähnlich wie das Targetrohr, vereinfacht als zwei Hohlzylinder darstellen kann, wovon einer eine ~ 10 μm grössere Dicke hat als der andere hat.

Das Volumen dieser Asymmetrie beträgt ~ 1100 mm^3.

Damit ergibt sich insgesamt eine effektive Volumenasymmetrie von ~ 2000 mm^3.

Versuchen wir nun, anhand der Streudaten für die erste Streuung (p+p) und für die zweite (p+Al), zu verstehen, aus welchen Streuwinkelbereichen man den grössten Beitrag solcher Kammerasymmetrien zum Doppelstreueffekt R_D erwarten kann.

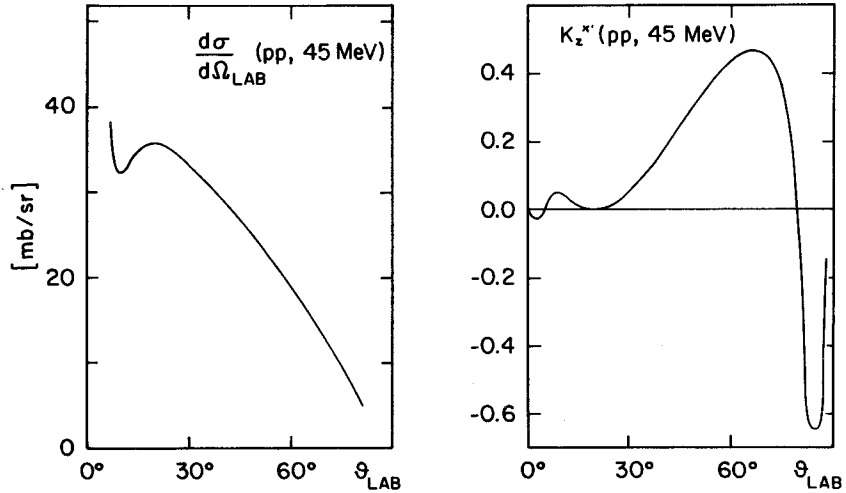

Fig.3.1 : Differentieller Wirkungsquerschnitt (a) und Polarisations-Uebertrag $K_z^{x'}$ (b) fuer pp-Streuung bei 45 MeV, gemaess [Arn83].

Der pp-Wirkungsquerschnitt (s. Fig.3.1a) nimmt mit zunehmendem Streuwinkel ab; man muss zudem berücksichtigen, dass Protonen, die über 54° gestreut werden, wegen ihrer geringen Energie praktisch nicht aus dem Target entweichen können: damit ist die Beleuchtung der Zylinderhälfte zum Eintrittsfenster hin viel kleiner als die der anderen Hälfte. Aus Fig. 3.1b ist ersichtlich, dass für alle Streuwinkel $7° < \vartheta_{LAB} < 80°$ der Polarisationsübertrag ($K_z^{x'}$) für pp-Streuung dasselbe Vorzeichen hat, und besonders grosse Werte für Laborwinkel zwischen 40° und 75° annimmt.
Die vorwärtsgestreuten Teilchen, durch die die Targetwand hauptsächlich beleuchtet wird, haben also eine nicht allzu grosse Transversalpolarisation in der Streuebene, die aber für den in Frage kommenden Streuwinkelbereich überall dasselbe Vorzeichen hat.
Für die zweite Streuung sieht man aus Fig.3.2.a, für den Fall einer elastischen $^{27}Al(p,p)^{27}Al$-Streuung, dass der Wirkungsquerschnitt vorwärtsgepeakt ist. Aus Fig.3.2.b ist zudem ersichtlich, dass für kleine Winkel ($\vartheta < 35°$) die Analysierstärke für elastische + inelastische Streuung konstantes Vorzeichen hat; man sieht aber auch, dass ab ~35° eine

Region beginnt, in der das Analysationsvermögen das Vorzeichen ändert; diese Streuwinkel haben aber für den betrachteten Effekt nur ein kleines Gewicht, weil dort der Wirkungsquerschnitt ziemlich klein ist.
Aus all dem darf man schliessen, dass der dominierende Effekt von einer zweiten Streuung unter einem kleinem Winkel aus der Wandhälfte in Richtung Faraday-cup herrühren muss.
Um den Effekt dieser Asymmetrien zu untersuchen, wurden verschiedene Testmessungen gemacht, bei denen die vorhandenen Asymmetrien künstlich verstärkt wurden durch das Einführen von Gegenständen in die Kammer.
Die Testmessungen, die man damit gemacht hat, sind im folgenden beschrieben. Eine Messung mit künstlich grossen Asymmetrien in den

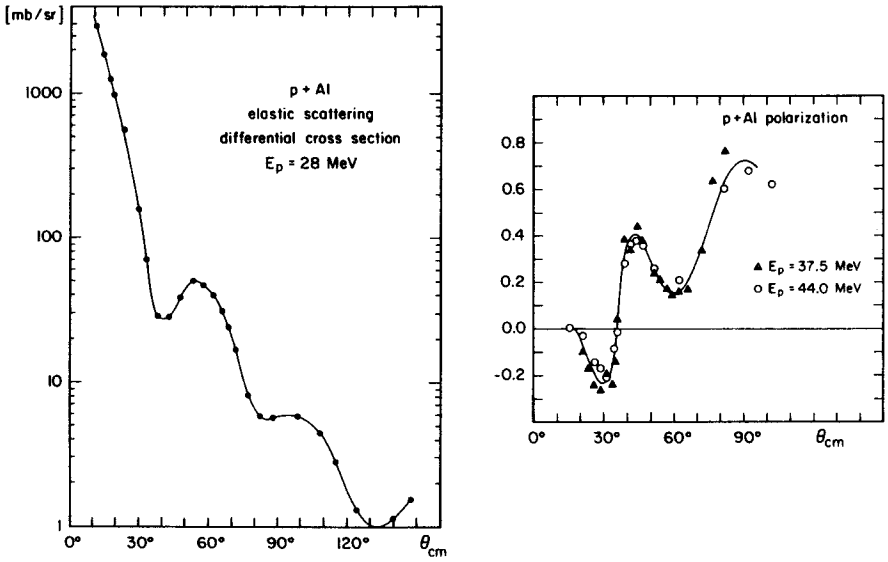

***Fig. 3.2** : differentieller Wirkungsquerschnitt (a) fuer elastische p+Al Streuung [Dit69] und Polarisation (b) der Protonen nach einer elastischen oder inelastischen Streuung an Aluminium bei 37.5 MeV [Hwa63] und bei 44.0 MeV [Cah66].*

'gefährlichen' Regionen, die wir gerade identifiziert haben, sollte einen Effekt ergeben, aus dessen Skalierung wir eine sichere obere Grenze bekommen können. Die Messungen wurden realisiert, (Fig.3.3) indem man eine 0.2 mm dicke, 20 mm breite und 110 mm in z-Richtung lange Al-Folie auf die Targetwand gelegt hat; die Folie wurde an einem Träger befestigt von der Faraday-cup Seite eingeführt. Gleichzeitig hat man eine grosse

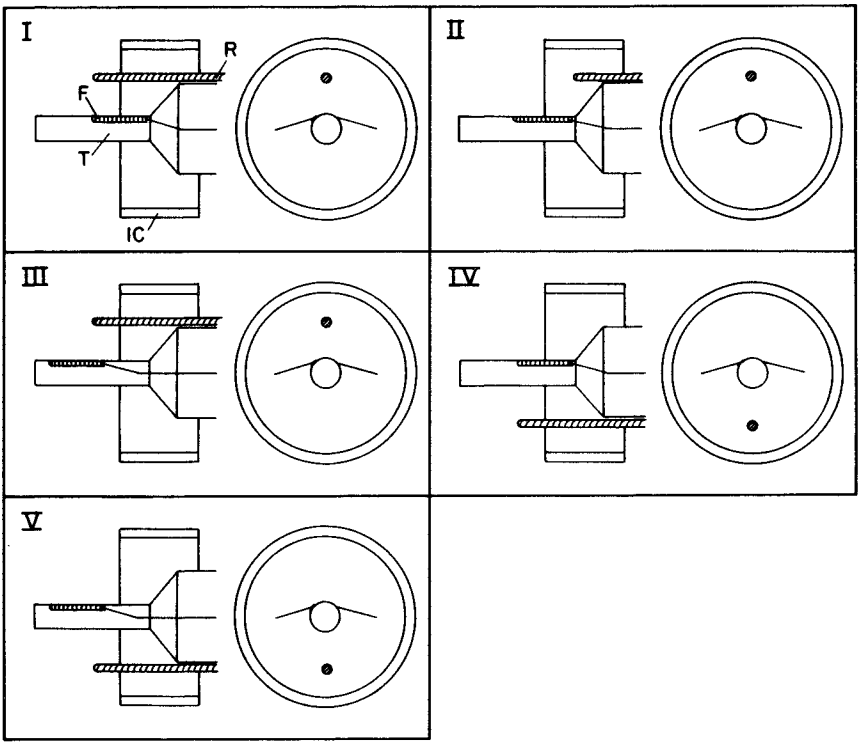

Fig. 3.3 : Konfigurationen (I bis V) der kuenstlichen Asymmetrien, die man fuer Testmessungen zum Doppelstreueffekt in die Kammer eingefuehrt hat. In der schematischen Darstellung sieht man einen Schnitt durch die Ionisationskammer (IC), den Stab (R) und die Folie (F) die auf dem Targetrohr (T) aufliegt.

Ionisationskammerasymmetrie durch einen 20 mm dicken Stab produziert, der ebenfalls von hinten eingeführt wurde; durch diesen Stab entsteht eine Schattenzone, in die keine Protonen eintreffen können, und bei der die Effizienz der Kammer also 0 ist.
Die Anwesenheit der Folie verursacht eine Volumenänderung der Targetwand von $\Delta V_F = 440\ mm^3$, womit eine Verstärkung des Effektes um mindestens einen Faktor $\varepsilon_1 = \Delta V_F/\Delta V_T \sim 8.8$ erwartet wird. Dieser Faktor ist eher konservativ, da die Asymmetrie der Targetwand auf einem Halbkreis verteilt ist, und somit nicht überall in gleichem Masse zum Effekt beitragen kann.
Anderseits ändert sich die Effizienz der Ionisationskammer proportional zum Volumen ΔV_S der Schattenzone; dieses beträgt $\sim 660\ mm^2 \cdot L$, wobei L die Länge in Z-Richtung der Schattenzone ist, die durch den Stab verursacht wird. Also erwartet man durch die Anwesenheit des Stabes eine weitere Verstärkung des Effektes um mindestens einen Faktor ε_2 der gegeben ist durch $\Delta V_S/\Delta V_{IK} \sim 0.33\ mm^{-1} \cdot L$.
Nimmt man an, dass der Effekt nur durch Beiträge gleichen Vorzeichens und immer derselben Grössenordnung für alle Winkelbereiche herrührt, erwartet man bei Messungen mit diesen künstlichen Asymmetrien eine maximale totale Verstärkung des Effektes

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \sim 2.9\ mm^{-1} \cdot L$$

Dies entspricht aber nicht ganz der Wirklichkeit, und man wird bei der Diskussion der einzelnen Testmessungen sehen, wie das Resultat zu interpretieren ist und unter welchen Einschränkungen der Verstärkungsfaktor für eine Skalierung verwendet werden darf, um eine obere Grenze für den Effekt von Doppelstreuung zu bekommen.

Um Anhaltspunkte für Vergleiche und für die Bestätigung der obigen Ueberlegungen zu haben und praktisch um den Beitrag verschiedener Streuwinkelbereiche zu untersuchen, wurde mit verschiedenen Konfigurationen (I bis V, Fig.3.3.) die Asymmetrie nach der gewohnten Methode (Kap.2) gemessen; die Resultate der Messungen sind in Tabelle 3.11 zusammengestellt.
Man beachte, dass es dabei notwendig war, für alle Konfigurationen Empfindlichkeiten auf Transversalpolarisation und Lagemodulationen zu

bestimmen, und das Resultat der Messungen darauf zu korrigieren; dies, weil die Anwesenheit grosser Asymmetrien in der Kammer zu jeder Konfiguration diese Werte ändert. Der Effekt von Lagemodulationen wurde als Fehlerbeitrag bestimmt, mit den jeweiligen Empfindlichkeiten aber den mittleren Lagemodulationsmomente aus den normalen Paritätsmessungen von Block III.

Die Resultate der Messungen enthalten auch die paritätsverletzende Asymmetrie $R_Z = A_Z \cdot p_Z$; um den Effekt der Doppelstreuung R_{DS} der Testanordnung alleine zu bekommen, haben wir vom Messresultat diese Grösse abziehen müssen. A_Z ist dabei das Resultat aus allen Blöcken zusammen (s. Tab.5.1), und p_Z = 83% ist die mittlere Strahlpolarisation, die man in Block III+IV hatte, denn mit diesem Strahl wurden auch diese Testmessungen gemacht hat.

Im Folgenden sollen die einzelnen Konfigurationen kurz diskutiert werden, insbesondere im Hinblick auf ihre Aussagekraft und im Vergleich untereinander. Es sollen zudem die Resultate für die Asymmetrie diskutiert werden, die man dabei bekommt, zusammen mit den oberen Grenzen, die man

Konfig.	*I*	*II*	*III*	*IV*	*V*
R	-0.78±1.25	-4.96±1.63	-1.09±1.68	-10.25±1.64	-7.75±1.66
R_O	0.00±0.00	0.00±0.00	0.00±0.00	0.00±0.00	0.00±0.00
R_T	0.35±0.18	-1.08±5.30	0.01±0.23	-7.49±0.35	-4.87±0.33
R_M	±2.02	±1.05	±1.27	±0.51	±1.16
$R - R_I$	-1.13±2.39	-3.89±1.96	-1.09±2.11	-2.76±1.75	-2.88±2.05
$A_Z \cdot p_Z$			-1.24±0.35		
R_{DS}	0.10±2.40	-2.66±1.99	0.14±2.14	-1.53±1.78	-1.65±2.08

***Tab. 3.11** : Resultate der Testmessungen mit den verschiedenen Konfigurationen von kuenstlichen Asymmetrien (alle Groessen sind in Einheiten von 10^{-7} angegeben).*
'Rohe' Asymmetrie R, Effekt von Intensitaetsmodulationen R_O, von transversalen Polarisationskomponenten R_T, Unsicherheit R_M, die von Lagemodulationen herruehrt, korrigierte Asymmetrie ($R - R_I$), Beitrag der Paritaetsverletzung $A_Z \cdot p_Z$, und resultierender Effekt der Doppelstreuung mit der Testanordnung R_{DS}.

daraus für den Effekt der Doppelstreuung in der Messung von A_z erhält (s.Tab.3.12).
Aus den Skizzen von Fig. 3.3 ist ersichtlich, dass bei jeder Konfiguration ein spiegelsymmetrischer Träger in die Kammer eingeführt wurde, der keine Folie trug. Dies aus folgendem Grund: beim Experiment zur Messung der Paritätsverletzung im $p\alpha$-System hat man bei ähnlichen Untersuchungen festgestellt, dass ein Träger sehr grosse Effekte ergab, die es verunmöglichten, gemäss dem einfachen Modell von Folie + Ionisationskammerasymmetrie, wie gewünscht, Konklusionen zu ziehen [Ros84, Lan84].
Da aber der Effekt einer Asymmetrie verschwindet, wenn die Anordnung spiegelsymmetrisch ist, wurde die vom Träger eingeführte Asymmetrie durch einen zweiten Träger kompensiert.

Konfiguration I. Diese Konfiguration entspricht ziemlich gut der Verstärkung einer gleichmässig verteilten Asymmetrie der Ionisationskammerfolie. Sie entspricht dem Fall, dass die Inhomogenität des Abstandes vom Kollektor konstantes Vorzeichen hat. Der Stab bedeckt einen Detektorstreifen entlang seiner ganzen Länge, in ähnlicher Weise wie der Verlauf der Klebstelle der Ionisationskammerfolie. Die Folie liegt dort auf der Targetwand auf, wo sie am meisten beleuchtet ist. Der gemessene Effekt ist mit 0 kompatibel; die obere Grenze für R_D die man daraus bekommt liegt um $4 \cdot 10^{-10}$; dieser Wert könnte aber zustandekommen

Konfiguration	ε_1	ε_2	R_{DS}	R_D
I	8.8	63	0.10 ± 2.40	0.2 ± 4.3
II	8.8	21	-2.66 ± 1.99	-14.4 ±10.8
III	8.8	63	0.14 ± 2.14	0.3 ± 3.9
IV	8.8	63	-1.53 ± 1.78	-2.8 ± 3.2
V	8.8	63	-1.65 ± 2.08	-3.0 ± 3.8

Tab.3.12 : *Resultate fuer die verschiedenen Konfigurationen: Verstaerkungsfaktor fuer die Targetasymmetrie (ε_1) und fuer die Ionisationskammerasymmetrie (ε_2), gemessener Effekt R_{DS} [Einheit: 10^{-7}] und daraus skalierte obere Grenze R_D [10^{-10}] fuer den Effekt bei Normalmessungen.*

durch Beiträge verschiedenen Vorzeichens aus den Bereichen für kleine bzw. grosse Streuwinkel der zweiten Streuung, und ist somit mit einer Unsicherheit behaftet, die davon herkommt, dass die Klebstelle der Ionisationskammerfolie nicht der ganzen Länge nach homogen asymmetrisch ist.
Es ist hier zudem diejenige Asymmetrie nicht verstärkt, die die Targetwand in der Nähe des Eintrittsfensters aufweist; wegen der kleinen Wandbeleuchtung kann man aber diesen Beitrag vernachlässigen.

Konfiguration II. Diese Konfiguration testet diejenige Art von Asymmetrie der Streukammer, von der man den grösstmöglichen Doppelstreueffekt erwartet.
Es wurden Asymmetrien (Folie + Stab) dort angebracht, wo man grosse Effekte erwartet: hauptsächlich bei Vorwärtswinkeln bei der pp-Streuung und ebenfalls bei Vorwärtswinkeln für die zweite Streuung. Der nur zur Hälfte eingeführte Stab soll vermeiden, dass Protonen, die unter einem grossen Winkel gestreut werden, einen kompensierenden Beitrag mit anderem Vorzeichen geben.
Man hat den Effekt statistisch nicht sehr genau gemessen: er ist innerhalb 1.3σ mit 0 kompatibel und liefert gleichzeitig eine obere Grenze für den Doppelstreueffekt von $1.8 \cdot 10^{-9}$. Nimmt man an, dass der gemessene Effekt reell ist, und vergleicht man ihn mit dem Resultat aus Konfiguration I, so bestätigt er die Vermutung, dass wegen der vorhandenen Inhomogenitäten der Effekt von Doppelstreuung durch Interferenz von Beiträgen verschiedenen Vorzeichens zustandekommt.
Der Effekt R_D wird deswegen jedenfalls kleiner als die hier bestimmte obere Grenze sein.

Konfiguration III. Eine Asymmetrie auf der Targetwandhälfte, die zum Eintrittsfenster hin schaut, sollte schon wegen der kleinen Wahrscheinlichkeit, dass dort Protonen auftreffen, einen vernachlässigbaren Effekt ergeben, was auch der Fall ist.

Konfiguration IV. Diese Konfiguration entspricht Vorwärtswinkeln bei der ersten Streuung und in der zweiten Streuung Ruckwärtsstreuwinkeln, bei denen ja für $p+^{27}Al$ sowohl das Analysationsvermögen als auch

der Wirkungsquerschnitt klein sind; man erwartet deswegen einen jedenfalls viel kleineren Effekt als bei I oder II. Das Resultat widerspricht dieser Erwartung nicht.

Konfiguration V. Hier muss, in Vergleich zur Konfiguration IV, der Effekt von Protonen herrühren, die unter einem grossen pp-Streuwinkel gestreut werden, was nochmals eine Unterdrückung des Effektes bedeutet: innerhalb der Messgenauigkeit findet diese Aussage keinen Widerspruch.

Mittelt man die Resultate für R_D, so sieht man, dass der Mittelwert $-(1.9 \pm 1.8)\cdot 10^{-10}$ ($V(\chi^2/4)=0.7$) innerhalb 1σ mit 0 kompatibel ist.
Aus den durchgeführten Tests geht hervor, dass der Effekt von Doppelstreuung, der von den nachgewiesenen Kammerasymmetrien herrührt, nicht grösser als $1.8\cdot 10^{-9}$ für 83% Polarisation sein kann (Resultat aus Konfiguration II).
Damit erhält man, für 100% Strahlpolarisation, eine 1σ obere Grenze für die Unsicherheit, die von Doppelstreuung der Protonen herrührt, von $2\cdot 10^{-9}$.

3.2.7 Untergrund- und Absorptionseffekte

Neutronen und γ's aus dem Faraday-cup und aus den Targetfenstern führen in der Ionisationskammer zu einem Untergrundstrom; dieser kann einen helizitätsabhängigen Anteil haben, falls die detektierten Teilchen aus Prozessen herrühren, die paritätsverletzend sind.
Dieser Untergrundstrom wurde in Abwesenheit des Targetgases gemessen: das target wurde ausgepumpt, sodass der Ionisationskammerstrom nur durch Untergrund zustande kommen konnte, und die Ströme von Faraday-cup und Ionisationskammer wurden mit unserem normalen Acquisitionssystem gemessen.
Die Messung wurde sowohl bei 50 MeV als auch mit einem 40 MeV Strahl gemacht, weil der Strahl bei vorhandenem target mit ~40 MeV auf Austrittsfenster und Faraday-cup auftrifft.
Die Resultate sind wenig verschieden, und ergeben bei 40 MeV (bzw. 50 MeV) ein Verhältnis von Untergrundstrom I_U zu Faraday-cup Strom I_P

$$I_U / I_P = 0.78\% \quad \text{bzw.} \quad 0.87\%$$

Aus dem gemessenen Verhältnis $I_S/I_P=2.24$ (s.Tab.2.1), ergibt sich daraus

ein Verhältnis Untergrundstrom zu Ionisationskammerstrom von 0.35% bei 40 MeV.

Im Vergleich zum ersten Experiment im pp-System [Bal84], wo man einen Wert für I_U/I_S von 2.7% hatte, ist nun der Untergrundstrom anteilmässig fast eine Grössenordnung kleiner (dank dem besser abgeschirmten und weiter entfernten Faraday-cup).

Kennt man die Asymmetrie dieses Untergrundes, so ergibt sich dessen systematischer Beitrag R_U zu R als Produkt davon mit (I_U/I_S).

Nimmt man an, wie in [Bal84], dass der Untergrund im Mittel über alle Reaktionen, aus denen er stammt, eine Asymmetrie von 10^{-6} hat, so ergibt sich als obere Grenze für R_U ein Wert von $3.5 \cdot 10^{-9}$.

Wir haben die Asymmetrie des Untergrundes mehrmals gemessen (was eine normale Messung der Asymmetrie aber ohne Targetgas bedeutet), um eine relevante statistische Genauigkeit zu erreichen, und zwar mit der Anordnung, die man fürs $p\alpha$ Experiment hatte (Messung A), und mit fast der jetzigen Anordnung (Messung B); es ist rechtfertigt, die Resultate zu gebrauchen, die man mit der $p\alpha$ Anordnung gewonnen hat, weil für diese Messung der einzige relevante Unterschied zum jetzigen Aufbau darin besteht, dass das Eintrittsfenster etwas weiter (~8 cm) in Faraday-cup Richtung liegt, was praktisch keinen Einfluss aufs Resultat haben kann.

Die Resultate der Messungen, zusammen mit den Korrekturen auf den Effekt

	Messung A	*Messung B*
R	-20.45 ± 51.35	24.79 ± 35.18
R_O	-0.51 ± 0.85	-1.37 ± 1.54
R_T	-1.40 ± 3.62	-2.14 ± 0.54
$R - R_I$	-18.54 ± 51.37	28.29 ± 35.22
Mittelwert:	13.3 ± 29.0	
	$\sqrt{\chi^2} = 0.752$	
I_U/I_S	$3.5 \cdot 10^{-3}$	
R_U	0.047 ± 0.102	

Tab.3.13 : Resultate der Messungen ohne Targetgas: mit $p\alpha$-Kammergeometrie [Lan85, Ros84] (A), und mit pp-Kammergeometrie (B). Die Asymmetrien sind in Einheiten von 10^{-7}.

R_T von Transversalpolarisation- und R_O von Intensitätsmodulationen, sind in Tab.3.13 zusammengestellt. Man beachte, dass auch hier die Empfindlichkeiten eigens bestimmt werden mussten.
Die Asymmetrie wurde statistisch nicht genauer gemessen, weil der kleine Untergrundstrom lange Messzeiten verlangt. Bei der erreichten Genauigkeit ist der Effekt des Untergrundes innerhalb des Fehlers mit 0 kompatibel, und die 1σ obere Grenze, die sich daraus ergibt ist $R_U = 0.11 \cdot 10^{-7}$; wir werden diese Grenze als Unsicherheit im Resultat benützen.
Eine genauere Messung der Untergrundasymmetrie wäre natürlich nützlich um diesen Wert experimentell zu bestätigen.
Der Untergrund bringt aber noch einen weiteren Effekt mit sich: der in der Ionisationskammer gemessene Strom I_S entspricht der Summe von I_U und vom durch die elastisch gestreuten Protonen verursachte Strom $I_{p\alpha}$.
Damit entspricht die gemessene Asymmetrie, abgesehen von systematischen Korrekturen, der Grösse

$$(I_{p\alpha}/I_S)\,|p_z|\,A_z = 0.9965\ |p_z|\,A_z$$

Ein im Vorzeichen entgegengesetzter Effekt wird durch die Absorption des Strahles im Target verursacht. Der Strom, der im Faraday-cup gemessen wird, ist nämlich kleiner als der einfallende Protonenstrom: aus dem totalen pp Wirkungsquerschnitt, der zwischen 40 und 50 MeV ~50 mb beträgt, erhält man eine gesamte Streuwahrscheinlichkeit der Protonen im Target von $8 \cdot 10^{-3}$. Der durchgehende Strahl vermisst also einen mit $|p_z|\,A_z$ modulierten Anteil, und liefert also einen systematischen Effekt im gemessenen R von $8 \cdot 10^{-3}\ |p_z|\,A_z$.
Aus diesen beiden Effekten erhält man also, dass R der Grösse $1.0045|p_z|\,A_z$ entspricht. Wir vernachlässigen hier diese Korrektur, die irrelevant ist im Vergleich zur totalen Unsicherheit auf das Resultat.

3.2.8 Elektronischer cross-talk

Falls die Signale, die zur Steuerung des Helizitätswechsels zur Quelle polarisierter Ionen geführt werden, auf die Elektronik übersprechen, mit der die Datenerfassung gemacht wird, können sie einen systemati-

schen Effekt in der gemessenen Asymmetrie erzeugen.
Zur Untersuchung dieses Effektes wurden Testmessungen mit zwei elektronischen Stromquellen gemacht, die zusammen mit den Ausgängen von Faraday cup und Ionisationskammer mit dem jeweiligen Integratoreingang verbunden wurden. Die rein elektronische Asymmetrie wurde damit durch 58 runs von je 60 Minuten zu $R_C = (0.06 \pm 0.08) \cdot 10^{-7}$ bestimmt.
Der Wert ist innerhalb einer Standardabweichung mit 0 kompatibel und jedenfalls kleiner als $0.10 \cdot 10^{-7}$; da zudem ein solcher Effekt durch die Solenoidumkehr unterdrückt wird, ist die daraus resultierende Unsicherheit auf A_Z viel kleiner als 10^{-8} und damit vernachlässigbar.

3.2.9 β-Zerfall

Der Effekt paritätsverletzender β-Zerfälle aus Aktivitäten, die von Strahlprotonen oder gestreute Teilchen verursacht werden, wird eingehend in Kap.4 behandelt. Die obere Grenze, die wir für diesen Effekt bestimmt haben, ist bei 100% Strahlpolarisation $3.6 \cdot 10^{-9}$.

4. DER β – ZERFALL

4.1 Einleitung

Wenn Kerne mit Drehimpuls $\vec{J}$ und Polarisation $\langle J_z \rangle / J$ durch β-Emission zerfallen [s. Fig. 4.1], so ergibt sich die Winkelverteilung der β's [Mor73], in 1.Ordnung in cos Θ_β, als

$$w(\Theta_\beta) = 1 + a \cdot (\langle J_z \rangle / J)(v/c) \cos \Theta_\beta \qquad (4.1.1)$$

wobei

Θ_β : Winkel zwischen Kerndrehimpuls und β-Emissionsrichtung

a : Asymmetrieparameter des Zerfalls, $|a| < 1$.

v : Geschwindigkeit des emittierten β-Teilchens

c : Lichtgeschwindigkeit

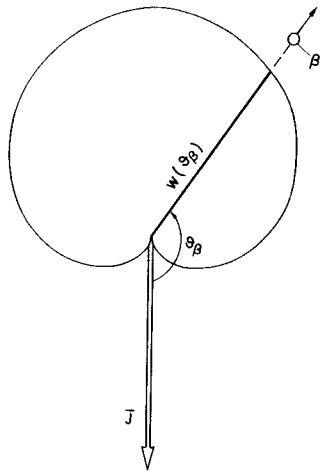

Fig. 4.1: Winkelverteilung der β-Emission bei vollstaendiger Kernpolarisation und av/c=1.

Im Experiment zur Messung der Paritätsverletzung wird das Vorzeichen der Helizität der Protonen im direkten Strahl, gemäss einem pseudo-random Pattern (s. Kap. 2.5) gewechselt, und damit auch das Vorzeichen des Anteiles der Polarisation, der auf die gestreuten Protonen übertragen wird. Wenn die Strahlprotonen oder die gestreuten Protonen auf Bestandteile der Apparatur auftreffen und eindringen, können sie durch eine Reaktion β-aktive Kerne produzieren und ihnen einen Teil ihrer Polarisation übertragen; gleich nach der Aktivierungsreaktion ist

natürlich die Polarisation dieser Kerne mit dem Vorzeichen der Strahlpolarisation korreliert. Im Augenblick des Zerfalls, der viel später (ms, Tage, Jahre ...) erfolgen kann, ist aber diese Polarisation nur beschränkt korreliert mit der Strahlpolarisation; dies hat seine Ursache im schnellen Strahlpolarisationswechsel in der Zeit zwischen Aktivierung und Zerfall, in Relaxationsprozessen im Material, und in der Einwirkung äusserer Magnetfelder.
Die Winkelverteilung, gemäss der β-Teilchen in einer 20 ms Integrationszeit emittiert werden, ist dann für vollständig polarisierte aktivierende Protonen gegeben durch

$$w^{+/-} = w_0 \cdot (1 \pm a_{eff} \cdot \cos \Theta_\beta) \qquad (4.1.2)$$

Die zwei Vorzeichen beziehen sich auf die Helizität des Strahles, Θ_β ist der Winkel bei positiver Strahlhelizität, aber a_{eff} ist eine effektive Asymmetrie, die aus den speziellen Bedingungen des Experimentes resultiert: a_{eff} enthält ausser dem üblichen Asymmetrieparameter a und den anderen Faktoren des β-Zerfalles (von Gl.4.1.1), die Polarisationstransferkoeffizienten der Aktivierungsreaktion, die Relaxation der Polarisation des aktivierten Kernes und den zeitlichen Mittelwert über das pattern des Helizitätswechsels.
Wegen der Helizitätsabhängigkeit dieser Winkelverteilung führt der Nachweis der emittierten β's in Faraday-cup oder Ionisationskammer zu einem systematischen Effekt R_β in der gemessenen Asymmetrie R. Wenn man nämlich die im Experiment gemessene Asymmetrie R nach den Beiträgen der verschiedenen Stromanteile entwickelt, so sieht man, dass der obige Prozess einen Effekt R_β liefert, der gegeben wird durch

$$\begin{aligned} R_\beta &= |p_z| \{\Sigma_i A_{\beta,s^i} \cdot I_{\beta,s^i}/I_s - \Sigma_i A_{\beta,p^i} \cdot I_{\beta,p^i}/I_p\} \qquad (4.1.3) \\ &= R_{\beta,s} - R_{\beta,p} \end{aligned}$$

Die Summen erstrecken sich dabei über Beiträge (diese Aufteilung wird später erläutert werden) verschiedener "β-Ströme" I_{β,p^i} bzw. I_{β,s^i} in Faraday-cup bzw. Ionisationskammer.
Da man diesen systematischen Effekt nicht, wie viele andere [z.B. Bal84], künstlich verstärken kann, um dann den effektiven Beitrag daraus zu

skalieren, muss man ihn exakt formulieren und durch die Kenntnis aller einzelnen physikalischen Grössen (oder oberer Grenzen dazu) die darin eingehen, ausrechnen.

Asymmetrie $A_\beta{}^i$ und Strom $I_\beta{}^i$ eines einzelnen Beitrages zu $R_{\beta,P}$ oder $R_{\beta,S}$ können aus messbaren Grössen durch folgende kinematisch-geometrische Umrechnung erhalten werden :

$$I_\beta{}^i \;/\; I = \gamma^i \cdot \sigma^i \tag{4.1.4}$$

und

$$A_\beta{}^i = \Gamma^i \cdot a_{eff}{}^i \tag{4.1.5}$$

Messbare Grössen sind dabei σ^i und $a_{eff}{}^i$, wobei σ^i der Wirkungsquerschnitt für die Produktion der β-Teilchen ist; σ^i enthält implizit auch die energieabhängige Emissionswahrscheinlichkeit aus dem aktivierten Material; $a_{eff}{}^i$ ist die oben definierte Grösse.

Als Umrechnungsfaktoren sind γ^i und Γ_i definiert, wobei

γ^i enthält einerseits die Beleuchtung des aktivierten Teiles durch Protonen, anderseits die effektive Materialdicke und die relative Detektionswahrscheinlichkeit der emittierten β's gegenüber jener der Protonen.

Γ^i enthält die Polarisation der aktivierenden Protonen (bei Aktivierung durch gestreute Teilchen also den Polarisationstransfer bei der elastischen pp Streuung) und die mittlere Winkelverteilung, bezüglich Kernpolarisationsrichtung, der produzierten β's.

Damit ist der Effekt einerseits in Faktoren aufgeteilt, die man aus Kammergeometrie, Streudaten und Materialeigenschaften (Abbremsvermögen, Dichte, usw.) berechnen kann (γ, Γ) und anderseits in Grössen, die gemessen werden können (a_{eff},σ).

Die Berechnungen werden im Kapitel 4.2 im Detail beschrieben, während Kapitel 4.3 die Beschreibung des Experimentes zur Messung von σ und a_{eff} (der Index i wird nun allgemein weggelassen) enthält. Kapitel 4.4 enthält die Beschreibung und die Resultate einer multiscaling Messung von β-Produktionsquerschnitten und zugehörigen Zerfallszeiten. Im Kapitel 4.5 sind Messungen der β-Ströme in der Apparatur nach Abstellen des Strahles beschrieben und deren Ergebnisse mit den Resultaten aus 4.2 und 4.3 verglichen. Kapitel 4.6 enthält eine theoretische Berechnung der

β-Asymmetrie a_{eff} für langlebige Aktivitäten, und in Kap.4.7 sind Resultate und Konklusionen für R_β zusammengefasst.

4.2 Berechnung der geometrischen Faktoren

Man betrachte die experimentelle Anordnung die in Fig. 2.2 dargestellt ist; man beachte dabei, dass der gesamte Aufbau zylindersymmetrisch ist. Wie ersichtlich, erwartet man im direkten Strom Beiträge von β-Aktivitäten aus Targeteintrittsfenster (EF), -austrittsfenster(AF) und aus dem Faraday-cup Boden (K) selbst. Im Sekundärstrom werden β-Ströme detektiert, die aus Targetwand (TW), Ionisationskammerelektrode (KO), vordere (VA) und hintere (HA) Abschirmung, Abdeckungskeil (AK) kommen. Abgesehen vom Boden des Faraday-cups, der aus Graphit besteht, sind alle diese Teile aus einer Aluminiumlegierung (Anticorrodal) hergestellt. Bevor aber auf die Rechnungen eingegangen wird, die die Asymmetriebeiträge, die man aus all diesen Teilen erwarten kann, zu bestimmen erlauben soll, sei folgendes bemerkt:

(a) Im Allgemeinen enthalten die Rechnungen komplizierte Integrale über die Kammergeometrie, die alle eingehenden physikalischen Grössen enthalten; diese Integrale von Produkten werden in diesem Kapitel immer auch als Produkte von Faktoren (Mittelwerten) geschrieben: die Mittelwerte werden so definiert, dass diese zwei Formulierungen mathematisch äquivalent werden, und man hat dabei den Vorteil, dass die meisten Faktoren praktisch "von Auge" direkt kontrollierbar und durch einfache Abschätzungen interpretierbar sind.

$$\langle f_n \rangle = (\int f_n \cdot f_{n-1} \cdot \ldots \cdot f_1)/(\int f_{n-1} \cdot \ldots \cdot f_1)$$

(b) Die Additivität der Beiträge erlaubt deren beliebige Aufteilung (s.Gl.4.1.3). Aus Gründen der Uebersichtlichkeit in der Berechnung der Faktoren wird eine erste Aufteilung nach Kammerregionen beibehalten, wobei die Berechnungen für einen beliebigen Teil mit Bezeichnung "j" beschrieben werden.
Zudem werden die Aktivitäten, je nach Region, von Protonen verschie-

dener Energie verursacht, da diese im Target selbst, ev. in der Streuung, und in den Kammermaterialien Energie verlieren. Man muss erwarten, dass σ und a_{eff} abhängig von der Protonenenergie sind, was in einer Messung geprüft werden muss.
In Hinsicht solch einer Abhängigkeit wurden also alle Faktoren auch aufgeteilt nach Energieintervallen der einfallenden Protonen berechnet.

Es ist leicht ersichtlich, dass die Ströme eines Beitrages folgendermassen faktorisiert werden können:

$$I_\beta = W \cdot d \cdot (\Omega_\beta/4\pi) \cdot \varepsilon_\beta \cdot \sigma \qquad (4.2.1)$$

wobei W : Auftreffwahrscheinlichkeit eines Protons auf die betrachtete Kammerregion pro Strahlproton.
d : effektive Materialdicke, in der die Aktivierung stattfindet (bei gestoppten Protonen die Reichweite bis zur Schwelle).
Ω_β : Raumwinkel unter dem die β's detektiert werden
ε_β : Detektionseffizienz der β's [Coulomb/Teilchen]
σ : Produktionswirkungsquerschnitt für die β's

und der Protonenstrom als

$$I = W_P \cdot \varepsilon_P \qquad (4.2.2)$$

wobei
I : I_S oder I_P
W_P : Eintreffwahrscheinlichkeit eines Protons im betrachteten Detektor (FC bzw. IK für Beiträge in $R_{\beta,P}$ bzw. $R_{\beta,S}$)
ε_P : Detektionseffizienz der Protonen [Coulomb/Teilchen]

Damit ergibt sich für γ :

$$\gamma = (W/W_P) \, d \, (\Omega_\beta/4\pi) \, (\varepsilon_\beta/\varepsilon_P) \qquad (4.2.3)$$

Die Asymmetrie A_β eines Beitrages ist erstens proportional zur Polarisation des zerfallenden Kernes. Diese ergibt sich aus der Polarisation p,

die das aktivierende Proton bei voller Strahlpolarisation hat, mal den Polarisationstransfer K_A vom Proton zum Kern bei der Aktivierung. Definitionsgemäss ist K_A in a_{eff} enthalten, während p für gestreute Protonen aus den pp Streuphasen berechnet werden muss. A_β ist zudem (entsprechend Gl.4.1.1) proportional zu einem mittleren cos Θ_β, wobei der Winkel zwischen Emissionsrichtung und Kernpolarisationsrichtung liegt. Somit faktorisiert Γ zu

$$\Gamma = p \cdot \cos \Theta_\beta \qquad (4.2.4)$$

4.2.1 Geometrische Faktoren für den Primärstrom

Für EF und AF ist Ω_β der Raumwinkel, unter dem der FC gesehen wird, während für Aktivitäten aus dem FC-Boden selbst, Ω_β der Raumwinkel

	Eintrittsfenster	*Austrittsfenster*	*Faraday-cup-Boden*
Material	Al	Al	C
Dichte [g/cm³]	2.7	2.7	2.26
Protonenenergie	50 MeV	~40 MeV	~40 MeV
W/W_P	1	1	1
d [mm]	0.3	1.0	7.7
$\Omega_\beta/4\pi$	$8.6 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$\lvert\varepsilon_\beta/\varepsilon_P\rvert$	1	1	1
γ [$10^{-7}mb^{-1}$]	0.015	2.4	0.97
p	1	1	1
$\cos \Theta_\beta$	1.00	0.96	1.00
$(\gamma\Gamma)_z$ [$10^{-7}mb^{-1}$]	0.015	2.3	0.97

Tab. 4.1 *: Geometriedaten der durch den Strahl beleuchteten Teile. Relative Beleuchtung W/W_P, effektive Dicke d, Raumwinkel Ω_β, unter dem der Faraday-cup gesehen wird, relative Detektionseffizienz der β's $\lvert\varepsilon_\beta/\varepsilon_P\rvert$, Stromfaktor γ (wobei $I_\beta/I_P = \gamma\sigma$), Polarisation der aktivierenden Protonen p, Winkelverteilung der β's ($\cos \Theta_\beta$), und Asymmetriefaktor ($\gamma\Gamma$) (wobei $A_\beta = (\gamma\Gamma)\sigma a_{eff}$).*

ist, unter dem β's entweichen können. Der Faraday-cup wurde eigens so gebaut, dass auch β's hoher Energie (~16 Mev [Led78]) nicht durch die Wände, sondern nur durch die Oeffnung in Richtung Target entweichen können.

Da im Faraday-cup der Strom gegeben ist durch die Ladung der einfallenden bzw. entweichenden Teilchen, ist $| \varepsilon_\beta / \varepsilon_P | = 1$.

Da die Protonenpolarisation mit der z-Achse (Symmetrieachse) übereinstimmt, bezieht sich der Winkel Θ_β bei der Emission auf diese Richtung, und somit ist

$$p = 1$$

$$\cos \Theta_\beta = (1/\Omega_\beta) \cdot \int \cos \Theta_\beta \, d\Omega_\beta$$

Die Geometriedaten und die Werte der "geometrischen" Faktoren für diese drei Teile, die mit β-Strömen zum Primärstrom beitragen können, sind in Tab 4.1 zusammengefasst.

4.2.2 Geometrische Faktoren für den Sekundärstrom

Man betrachte ein laborfestes Koordinatensystem, in dem die z-Achse mit der Strahlachse (=Symmetrieachse der Kammer) übereinstimmt (s. Fig 4.2).

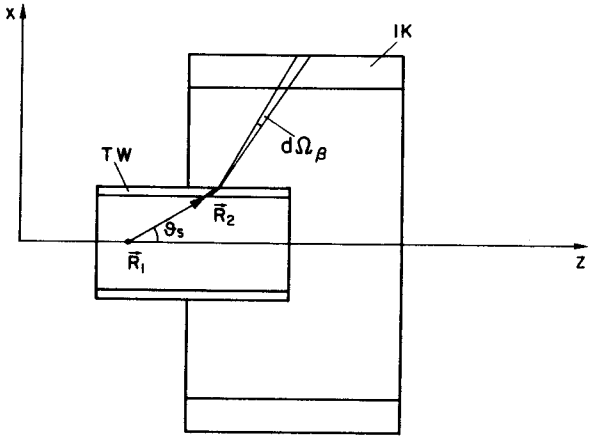

Fig.4.2: Schematische Darstellung einer Aktivierung in der Targetwand (TW) und der darauffolgenden β-Emission. (Bezeichnungen: s.Text).

Die Strahlprotonen haben längs dem Target eine ortsabhängige Energie $E(\vec{R}_1)$. Ein Proton das am Orte $\vec{R}_1(0,0,z_1)$ im Target elastisch gestreut wird, trifft mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit am Orte $\vec{R}_2$ auf einen Teil j der Kammer auf, und zwar unter einem Winkel $\Theta_S(\vec{R}_1,\vec{R}_2)$ und mit einer Energie $E_{HIT}(\vec{R}_1,\vec{R}_2)$, die ausser von der Streukinematik, auch vom Energieverlust in den durchquerten Stoffen (Targetgas, Targetwand) abhängt. Beim Durchgang wird es entweder gestoppt, kann eine Kernreaktion verursachen oder es kann mit vermindeter Energie entfliehen. Falls ein β-aktiver Kern dabei produziert wird, emittiert dieser nach einiger Zeit ein β-Teilchen in den Raumwinkel $d\Omega_\beta$, das bei $\vec{R}_3$ in die Ionisationskammer eintrifft.

4.2.2 a) <u>Bestimmung des Stromfaktors γ</u>

Die Faktoren, die nach Gl.(4.2.1) und (4.1.5) den Stromkoeffizienten γ definieren, sind für einen Teil j folgendermassen gegeben:
Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Proton auf den Teil j auftrifft, ist

$$W = \int_{TARGET} dz \int_{TEIL\ j} d\Omega_{12} \{ (d\sigma/d\Omega)\ n \} \qquad (4.2.5)$$

wobei

$(d\sigma/d\Omega)$: Wirkungsquerschnitt der pp Streuung
n : Teilchendichte im Targetgas
dz : Längenelement längs der Targetachse
$d\Omega_{12}$: Raumwinkel, unter dem man ein Flächenelement bei $\vec{R}_2$ von $\vec{R}_1$ aus sieht

Die effektive Dicke $D_i(\vec{R}_1,\vec{R}_2)$ in der eine Aktivierung stattfinden kann, wird für Energieintervalle (E_i,E_{i-1}) der aktivierenden Protonen separat bestimmt. Ausser der Targetwand, sind alle Kammerteile so dick, dass sie die auftreffenden Protonen stoppen, und für all diese Teile ist die effektive Dicke D_i gegeben durch :

$$D_i = R\ [\ \min(E_{HIT},E_i)\ ] - R\ [\ \min(E_{HIT},E_{i-1})\ ] \qquad (4.2.6)$$

wobei

R (E) : Reichweite eines Protons mit Energie E, materialspezifisch

E_{HIT} : Energie des Protons beim Auftreffen auf das Material

Im Spezialfall der Targetwand, wo die Protonen mit einer Energie austreten können, die grösser ist als E_{i-1}, ist D_i gegeben durch

$$D_i = \min\left(d_{WAND}\ ,\ \left(R\,[\min(E_{HIT},E_i)] - R\,[\min(E_{HIT},E_{i-1})]\right)\right) \qquad (4.2.7)$$

wobei

$d_{WAND}(\vec{R}_1,\vec{R}_2)$: Targetwanddicke längs der Trajektorie von $\vec{R}_1$ zu $\vec{R}_2$

Die mittlere Materialdicke d_i, die das Proton mit einer Energie zwischen E_i und E_{i-1} im Teil j durchquert, ist

$$d_i = (1/W) \int_{TARGET} dz_1 \int_{TEIL\ j} d\Omega_{12}\ \{ D_i\ (d\sigma/d\Omega)\ n \} \qquad (4.2.8)$$

Ein bei $\vec{R}_2$ produzierter β-aktiver Kern kann dann ein β emittieren, das in der Ionisationskammer am Orte $\vec{R}_3$ unter dem Raumwinkel $d\Omega_\beta(\vec{R}_2,\vec{R}_3)$ detektiert werden kann. Der mittlere Raumwinkel, unter dem die β's aus Teil j in der Ionisationskammer detektiert werden, ist :

$$\Omega_\beta = 1/(W\ d_i\ n) \int_{TARGET} dz \int_{TEIL\ j} d\Omega_{12} \int_{IK} d\Omega_\beta \{ D_i\ (d\sigma/d\Omega)\ n \} \qquad (4.2.9)$$

wobei $d\Omega_\beta$ der Raumwinkel ist, unter dem man ein Flächenelement bei $\vec{R}_3$ von $\vec{R}_2$ aus sieht.

Die Detektionseffizienz der aus Teil j emittierten β's ist im Mittel

$$\varepsilon_\beta = 1/(W d_i n \Omega_\beta) \int_{TARGET} dz \int_{TEIL\ j} d\Omega_{12} \int_{IK} d\Omega_\beta \{\varepsilon\ D_i (d\sigma/d\Omega)\ n\}. \qquad (4.2.10)$$

dabei ist $\varepsilon(\vec{R}_2,\vec{R}_3)$ die Anzahl Ionenpaare, die längs der Trajektorie von $\vec{R}_2$ zu $\vec{R}_3$ produziert wird.
Um ε zu bestimmen, muss man wissen, in welchem Energiebereich die produzierten β's liegen. Nun ist die maximale β-Endpunktenergie, die bei den bekannten Zerfällen vorkommt, [Led78] 16.3 MeV, beim Zerfall von $^{12}_{7}N$ ($\tau_{1/2}$=11 ms). Als untere Grenze kann man sich darauf beschränken, β-Energien grösser als 0.5 MeV zu betrachten, und zwar aus folgenden Gründen :

a) Niedrige Endpunktsenergien kommen bevorzugt bei langsamen Zerfällen vor (0.5 MeV <-> 5 min), und ihr Beitrag wird durch das switching pattern der Polarisation herausgemittelt.

b) Niederenergetische β's haben eine kleine Emissionswahrscheinlichkeit aus dem Material.

c) Bei einer Messung der Aktivierungsquerschnitte und -asymmetrien können tieferenergetische β's gar nicht erfasst werden, und deren Beitrag muss also auf andere Weise bestimmt werden (s.Kap 4.6).

	TW	*KO*	*VA*	*HA*	*AK*
Material	Al	Al	Al	Al	Al
Dichte [g/cm³]	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7
Protonenenergie	*0–40 MeV*	*0–30 MeV*	*0–30 MeV*	*0–30 MeV*	*0–30 MeV*
W	0.015	0.0036	0.0013	0.0002	0.0021
d $[10^{-7}mb^{-1}]$	100	78	150	32	100
		hochenergetische β's :			
$\Omega_\beta/4\pi$	0.28	0.58	0.20	0.22	0.41
$\varepsilon_\beta/(\varepsilon_P W_P)$	11.4	24.3	19.9	18.5	10.3
γ $[10^{-7}mb^{-1}]$	4.7	4.0	0.8	0.02	0.9
		niederenergetische β's:			
$\Omega_\beta/4\pi$	0.16	0.58	0.08	0.17	0.39
$\varepsilon_\beta/(\varepsilon_P W_P)$	11.4	24.3	20.0	19.8	10.3
γ $[10^{-7}mb^{-1}]$	2.8	4.0	0.3	0.02	0.9

Tab. 4.2 *: Geometriedaten der durch gestreute Protonen beleuchtete Teile der Ionisationskammer: Targetwand (TW), Kollektor (KO), vordere Abschirmung (VA), hintere Abschirmung (HA), Abschirmungskeil (AK). Beleuchtung W, effektive Dicke d, und je fuer hochenergetische und fuer niederenergetische β's separat gerechnet, Raumwinkel Ω_β, unter dem die β's die Ionisationskammer sehen, Detektionseffizienz der β's relativ zum Protonenstrom ($\varepsilon_\beta/\varepsilon_P W_P$), und Stromfaktor γ (wobei $I_\beta/I_S = \gamma\sigma$).*

Im betrachteten β-Energiebereich, 0.5 MeV $< E_\beta <$ 16.3 MeV, ist der Energieverlust in H_2 annähernd konstant (3.8÷4.5 MeV cm^2/g)[Ber64], sodass bei Atmosphärendruck die Reichweite der niederenergetischsten Teilchen viel grösser ist als die längste Strecke die sie in der Ionisationskammer zurücklegen können ($\sim<$ 50 cm). Somit ist der Energieverlust, und mit ihm ε, proportional zu ihrem Weg in der Ionisationskammer: mit einem Energieverlust ΔE pro Längeneinheit von $\sim 3.6 \cdot 10^{-4}$ MeV/cm und einem Ionisationspotential von 37 eV [Ful58] ergibt sich

$$\varepsilon = (10 \text{ Ionenpaare/cm}) \cdot l \qquad (4.2.11)$$

wobei $l(\vec{R}_2, \vec{R}_3)$ die Länge des Weges, im aktiven Detektorvolumen, eines β's ist, das bei $\vec{R}_2$ emittiert wird uns bei $\vec{R}_3$ in die Ionisationskammer ankommt.

Der Protonenstrom $I_S = W_P \cdot \varepsilon_P$ wird im Experiment gemessen, und ist bei der aktuellen Kammergeometrie gleich $2.2 \cdot I_P$. Die Resultate der Rechnungen sind, zusammen mit den Geometriedaten für die einzelnen Kammerteile, in Tab. 4.2 zusammengefasst.

4.2.2 b) Bestimmung des Polarisationsfaktors Γ

Die Asymmetrie der Winkelverteilung bei der β-Emission bezieht sich auf die Richtung der Polarisation des zerfallenden Kernes und ist proportional zu ihrer Grösse; diese Polarisation ist wiederum durch die Polarisation des einfallenden Protons bestimmt , welche aus den Streuphasen exakt berechenbar ist. Die Polarisation des Protons ist eine Funktion des Streuwinkels Θ_S und der Energie $E(\vec{R}_1)$bei der Streuung, bzw. eine Funktion von $\vec{R}_1$ und $\vec{R}_2$. Die Streuung sei durch folgende Koordinatensysteme (s.Fig. 4.3) definiert:

(x ,y ,z) Laborsystem (z - Richtung: Strahlrichtung - Symmetrieachse der Kammer), wie bei Abschnitt 4.2.2 a)

(x',y',z') Helizitäts-Laborkoordinatensystem des gestreuten Protons
(z' - Richtung: Richtung des gestreuten Protons
y' = y - z x z' : Streunormale)

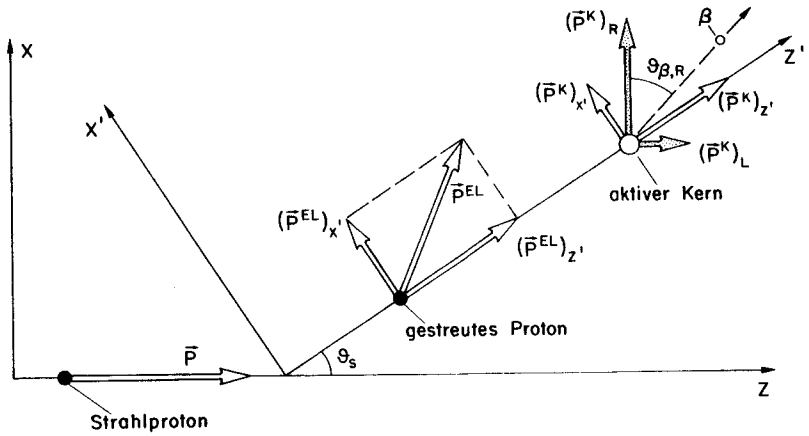

Fig. 4.3 : Polarisation der Strahlprotonen ($\vec{P}$), der gestreuten Protonen ($\vec{P}^{EL}$) und der aktivierten Kerne ($\vec{P}^K$) bei einer pp Streuung unter einem Winkel ϑ_s.

Ein Proton, das von $\vec{R}_1$ aus nach $\vec{R}_2$ gestreut wird, hat dann eine Polarisation $\vec{p}^{EL}$, deren Komponenten die folgenden sind:

$$\begin{aligned} \{p^{EL}(\vartheta_s,E)\}_{x'} &= K_z^{x'}(\vartheta_s,E) \cdot p_z \\ \{p^{EL}(\vartheta_s,E)\}_{y'} &= P\ (\vartheta_s,E) \\ \{p^{EL}(\vartheta_s,E)\}_{z'} &= K_z^{z'}(\vartheta_s,E) \cdot p_z \end{aligned} \qquad (4.2.12)$$

mit

$K_z^{x'}$, $K_z^{z'}$: Polarisationsüberträge bei der elastischen pp Streuung

p_z : Strahlpolarisation

dabei ist die Komponenete $\{p^{EL}\}_{y'}$ nicht korreliert zum Helizitätswechsel der einlaufenden Protonen, sondern sie entsteht aufgrund des paritätserhaltenden Analysationsvermögens der Streuung, und kann somit in den Rechnungen weggelassen werden.

Der aktivierte Kern bekommt eine Polarisation $\vec{p}^K$, dessen Komponenten

$$\{p^K(\Theta_S,E)\}_{x'} = (K_A)_x{}^x \cdot \{p^{EL}(\Theta_S,E)\}_{x'}$$

und (4.2.13)

$$\{p^K(\Theta_S,E)\}_{z'} = (K_A)_z{}^z \cdot \{p^{EL}(\Theta_S,E)\}_{z'}$$

sind, mit

$(K_A)_x{}^x$, $(K_A)_z{}^z$: Polarisationstransfer bei der Aktivierung

Wenn man annimmt, das der zerfallende Kern am selben Ort implantiert bleibt, wo die Aktivierungsreaktion stattgefunden hat (was gleichbedeutend zu einer Mittelung über alle Rückstossrichtungen ist), können nämlich nur Polarisationstransfer der Art $(K_A)_x{}^x$ und $(K_A)_z{}^z$ zu einem Effekt führen, was aus Symmetriegründen leicht ersichtlich ist.

Diese Transferkoeffizienten können in einer Messung der Asymmetrie nur einzeln bestimmt werden, und somit wird man dafür separate Beiträge bestimmen durch die Berechnung von Koeffizienten $(\gamma\Gamma)_x$ und $(\gamma\Gamma)_z$.

Wegen den Eigenschaften des Skalarproduktes (s.Gl.4.1.1) kann man allgemein einzelne Asymmetriebeiträge für verschiedene linear unabhängige Polarisationskomponenten der gestreuten Protonen (unterer Index x und z) und der aktivierten Kerne berechnen: wegen der Zylindersymmetrie der Anordnung drängt sich eine Aufteilung nach einer radialen $\{p^K\}_R$ und einer longitudinalen $\{p^K\}_L$ Komponente der Kernpolarisation auf.

β-aktive Kerne, die bei $\vec{R}_2$ durch Protonen produziert wurden, die bei $\vec{R}_1$ eine Streuung erfahren hatten, bekommen gemäss dieser Zerlegung dann eine Polarisation mit Komponenten:

$$\{p^K\}_R = \{p^K\}_{z'} \sin(\Theta_S) + \{p^K\}_{x'} \cos(\Theta_S) \qquad (4.2.14)$$
$$\{p^K\}_L = \{p^K\}_{z'} \cos(\Theta_S) - \{p^K\}_{x'} \sin(\Theta_S)$$

Die Asymmetrie A_β in der Winkelverteilung, gemäss der diese Kerne β's in Richtung $\vec{r}_\beta$ (von $\vec{R}_2$ nach $\vec{R}_3$) emittieren können, ist proportional zu

$$\{p^K\}_R \cdot \cos(\Theta_{\beta,R}) + \{p^K\}_L \cdot \cos(\Theta_{\beta,L}) \qquad (4.2.15)$$

wobei

$\Theta_{\beta,L}$ $(\Theta_{\beta,R})$: Winkel zwischen radialer (longitudinaler) Richtung und β-Emissionsrichtung

Betrachtet man den Beitrag, den man bei reinem $(K_A)_x{}^x$ bzw. $(K_A)_z{}^z$ Polari-

sationstransfer zwischen Proton und Kern hat, bekommt man:

$$(A_\beta)_x = \Gamma_x \cdot p_z \cdot (a_{eff})_x \qquad \text{bzw.} \qquad (A_\beta)_z = \Gamma_z \cdot p_z \cdot (a_{eff})_z \qquad (4.2.16)$$

wobei, mit Gl.(4.2.12) bis (4.2.14):

$$\Gamma_x(\Theta_s, E, r_\beta) = K_z^{x'}\{\cos(\Theta_s)\cos(\Theta_{\beta,R}) - \sin(\Theta_s)\cos(\Theta_{\beta,L})\}$$

und (4.2.17)

$$\Gamma_z(\Theta_s, E, r_\beta) = K_z^{z'}\{\sin(\Theta_s)\cos(\Theta_{\beta,R}) + \cos(\Theta_s)\cos(\Theta_{\beta,L})\}$$

mit

$E = E(\vec{R}_1)$: Energie des Protons vor der Streuung

Der mittlere Koeffizient Γ_x für einen Teil j ist gegeben durch

$$\Gamma_x = 1/(W\ d\ n\ \Omega_\beta\ \varepsilon_\beta) \int_{TARGET} dz_1 \int_{TEIL\ j} d\Omega_{12} \int_{IK} d\Omega_\beta \cdot \{\ \Gamma_x(\Theta_s, E, \varepsilon_\beta)\ \varepsilon\ D\ (d\sigma/d\Omega)\ n\ \} \qquad (4.2.18)$$

und entsprechend für Γ_z.

Um die Abhängigkeit der Koeffizienten von der Energie der β's zu untersuchen (weil diese nach der Emission, je nach Energie, von den Teilen in der Kammer, die sie auf dem Weg zur Ionisationskammer durchqueren, gestoppt werden können) wurden die Rechnungen für zwei Extremfälle gemacht:

a) Hochenergetische β's. Der Fall, wo die β's alle Teile durchdringen, die ihnen im Weg stehen.

b) Niederenergetische β's. Fall, wo β's gestoppt werden, sobald ihnen nach der Emission etwas im Wege steht (H_2-Gas und Ionisationskammerfolie vernachlässigt).

Die Energieabhängigkeit der Emission von β's aus tieferen Schichten auf der durch Protonen beleuchteten Seite, wurde bei dicken Teilen nicht berücksichtigt. Zur Erfassung dieser Art von β-Energieabhängigkeit wurde in der Messung von Aktivierungsquerschnitten vorgesehen, teilweise mit dicken Targets zu arbeiten (=Targets, die die auftreffenden Protonen stoppen), so dass der gemessene effektive Wirkungsquerschnitt die Emis

sionswahrscheinlichkeit enthält.
Nun können die Polarisationskoeffizienten einen kleinen Wert erhalten durch Addition annähernd gleich grosser Beiträge verschiedenen Vorzeichens im Integral, wegen dem Winkelverhalten des Polarisationsübertrages bei der pp Streuung.
Weil aber die β's je nach Richtung eine andere Wahrscheinlichkeit haben, aus dem Material emittiert zu werden, muss man mit etwas Vorsicht vorgehen, und somit wurden der negative und der positive Anteil der Koeffizienten separat bestimmt, und als obere Grenze für den Koeffizienten wurde als Wert der Betrag des grössten Anteiles genommen.
Wegen der geringen Energieabhängigkeit zwischen 40 und 50 MeV wurden die

Hochenergetische β's

E_P	0 - 10 MeV		10 - 20 MeV		20 - 30 MeV		30 - 40 MeV		40 - 50 MeV	
TW	250	-3	1100	-11	3100	-22	2400	-19	12	0
KO	150	-1500	150	-2200	3	-600	0	0	0	0
VA	26	-420	45	-970	23	-620	0	0	0	0
HA	18	-4	7	-1	0	0	0	0	0	0
AK	98	-66	180	-140	29	-36	0	0	0	0

Niederenergetische β's

E_P	0 - 10 MeV		10 - 20 MeV		20 - 30 MeV		30 - 40 MeV		40 - 50 MeV	
TW	330	0	1200	0	2700	0	1800	0	8	0
KO	150	-1500	150	-2200	3	-600	0	0	0	0
VA	1	-190	1	-410	0	-260	0	0	0	0
HA	15	-4	7	-1	0	0	0	0	0	0
AK	120	-61	210	-130	31	-34	0	0	0	0

Tab. 4.3 *: Positive und negative Beitraege zu den Werten fuer* $(\gamma\Gamma)_z$ $[10^{-8}\ b^{-1}]$ *, d.h* $\gamma\Gamma$ *fuer* $(K_A)_z{}^z$ *Uebertrag, zu verschiedenen Energiebereichen der Energie* E_P *der aktivierenden Protonen (beachte:* $A_\beta = (\gamma\Gamma)\sigma_{Aeff}$*). Die Rechnung wurde fuer die verschiedenen Teile der Ionisationskammer (Targetwand (TW), Kollektor (KO), vordere und hintere Abschirmung (VA und HA), Abschirmungskeil (AK)) separat fuer hochenergetische und fuer niederenergetische β's durchgefuehrt.*

Wirkungsquerschnitte und die Polarisationsüberträge bei der elastischen Streuung nur im Winkel, aus Daten [Arn83] für 45 MeV (mittlere Strahlenergie im Target) durch ein kubisches Spline-Verfahren interpoliert. Energieverluste für Protonen in H_2 und in Aluminium wurden aus Reichweitetabellen [Wil66] bestimmt. Die Integrale wurden numerisch ausgeführt, und die ganze Rechnung für den Sekundärstrom auf einer PDP-11 von Digital Equipment Corporation ausgeführt.
Die Resultate der Rechnung für die verschiedenen Kammerteile sind für verschiedene Intervalle der Protonenenergie in Tab. 4.3 und 4.4 jeweils mit positivem und negativem Anteil dargestellt.
Aus den Resultaten der Berechnungen ist ersichtlich, dass, abgesehen von der Targetwand, bei allen Teilen, die zu Aktivitäten im Sekundärstrom

Hochenergetische β's

E_P	0 - 10 MeV		10 - 20 MeV		20 - 30 MeV		30 - 40 MeV		40 - 50 MeV	
TW	34	-600	47	-720	19	-290	4	-34	0	0
KO	110	-950	110	-930	20	-110	0	0	0	0
VA	48	0	54	-1	10	0	0	0	0	0
HA	0	-27	0	-7	0	0	0	0	0	0
AK	23	0	21	0	1	0	0	0	0	0

Niederenergetische β's

E_P	0 - 10 MeV		10 - 20 MeV		20 - 30 MeV		30 - 40 MeV		40 - 50 MeV	
TW	290	-360	440	-440	220	-170	46	-20	0	0
KO	110	-950	110	-930	20	-110	0	0	0	0
VA	18	-7	18	-10	3	-2	0	0	0	0
HA	0	-23	0	-7	0	0	0	0	0	0
AK	25	0	24	0	1	0	0	0	0	0

***Tab. 4.4** : Positive und negative Beitraege zu den Werten fuer $(\gamma\Gamma)_X$ $[10^{-8}\ b^{-1}]$,d.h $\gamma\Gamma$ fuer $(K_A)_X$ ^{X} Uebertrag, zu verschiedenen Energiebereichen der Energie E_P der aktivierenden Protonen (beachte: $A_\beta = (\gamma\Gamma)\sigma_{Aeff}$). Fuer die Rechnung gelten dieselben Bemerkungen wie bei Tab. 4.3.*

beitragen können, die Protonen meistens mit einer Energie von 25÷30 MeV auftreffen und dann gestoppt werden. In der Targetwand kommen in ungefähr gleichem Anteil Protonenenergien von 0÷25 MeV wie auch von 25÷40 MeV vor. Eintrittsfenster und Austrittsfenster sind dünn und werden durch Strahlprotonen mit 50 resp. ~40 MeV beschossen.
Darum wurde vorgesehen, Aktivitäten in dünnen und dicken Al Targets bei 25,40 und 50 MeV Protonenenergie zu messen. Zudem dienen Messungen in dickem Graphit und Wolfram bei 40 MeV der Untersuchung von Aktivitäten im jetzigen und in einem früher verwendeten [Bal84] Faraday-cup.

4.3 Das Experiment zur Messung von σ und a_{eff}

4.3.1 Prinzip des Experimentes

Wirkungsquerschnitte σ und insbesondere Asymmetrien a_{eff} für β-Produktion [s. Kap. 4.1] müssen unter gleichen zeitlichen Verhältnissen gemessen werden wie man sie im Paritätsexperiment hat, insbesondere ohne eine Totzeit zwischen Aktivierung und Messung der Ströme [Vgl. Kap. 2.3].
Dies wurde nach folgender Methode realisiert:

In einer Streukammer wird ein Target aufgestellt, das aus demselben Material besteht, wie der Kammerteil, dessen Beitrag man untersucht. Man beschiesst es mit einem Protonenstrahl, der die entsprechende Energie hat wie die Protonen im Material und der die Polarisationsrichtung parallel oder senkrecht zur Einfallsrichtung hat; das Polarisationsvorzeichen wird dabei nach demselben pseudorandom-pattern gewechselt, wie bei den Paritätsmessungen.
Durch zwei β-Detektoren, die unter einem Winkel θ bzw. $-\theta$ aufgestellt sind (links und rechts von der Strahlachse wenn man in Strahlrichtung schaut), können die durch β-Zerfall der aktivierten Kerne produzierten β's und die Polarisationsabhängigkeit ihrer Rate bestimmt werden. Die Polarisation wird entweder parallel zur Strahlrichtung (z-Richtung) oder senkrecht dazu (in x-Richtung, nach links) gewählt.
Seien L^+ oder R^+ (L^- oder R^-) die β-Zählraten im linken oder rechten Detektor die in gleich langen Zeitintervallen mit Polarisation in

positiver (negativer) Richtung akkumuliert wurden, und NL^+ oder NR^+ (NL^- oder NR^-) Zahlen, die proportional zum Strahlstrom sind, der in dieser Zeit eingefallen ist.
Gemäss Kap.4.1, ist es leicht ersichtlich, dass bei longitudinaler Strahlpolarisation

$$(L/NL)^{+/-} \text{ und auch } (R/NR)^{+/-} \text{ proportional zu } w^{+/-} \text{ sind} \qquad (4.3.1)$$

Damit ergibt sich für die Asymmetrie

$$(a_{eff})_z = 1/2 \{ ((R/NR)^+-(R/NR)^-)/((R/NR)^++(R/NR)^-) +((L/NL)^+-(L/NL)^-)/((L/NL)^++(L/NL)^-) \} / \cos\theta \qquad (4.3.2)$$

Entsprechend ergibt sich für die Asymmetrie bei Strahlpolarisation in x-Richtung:

$$(a_{eff})_x = 1/2 \{ ((L/NL)^+-(L/NL)^-)/((L/NL)^++(L/NL)^-) -((R/NR)^+-(R/NR)^-)/((R/NR)^++(R/NR)^-) \} / \sin\theta \qquad (4.3.3)$$

Allgemein ist die Beziehung zwischen dem Wirkungsquerschnitt für die Produktion der detektierten β's und die gesamte Zählrate, bei symmetrisch aufgestellten Detektoren:

$$R^+ + L^+ + R^- + L^- = \Delta\Omega/2\pi \cdot d \cdot I \cdot \Delta t \cdot \sigma \qquad (4.3.4)$$

wobei $\Delta\Omega$: Raumwinkel eines Detektors
d : Targetdicke [Teilchen / Flächenelement]
I : Strahlstrom
Δt : effektive Zeit, in der die β's detektiert werden
σ : der gesuchte β-Produktionsquerschnitt ist

4.3.2 Das Experiment

Die experimentelle Anordnung, mit der die unter Abschnitt 4.3.1 beschriebene Messung realisiert wurde, ist in Fig. 4.4 dargestellt. Die Targets wurden in einer Streukammer [Mül83] aufgestellt, die am selben Strahlweg

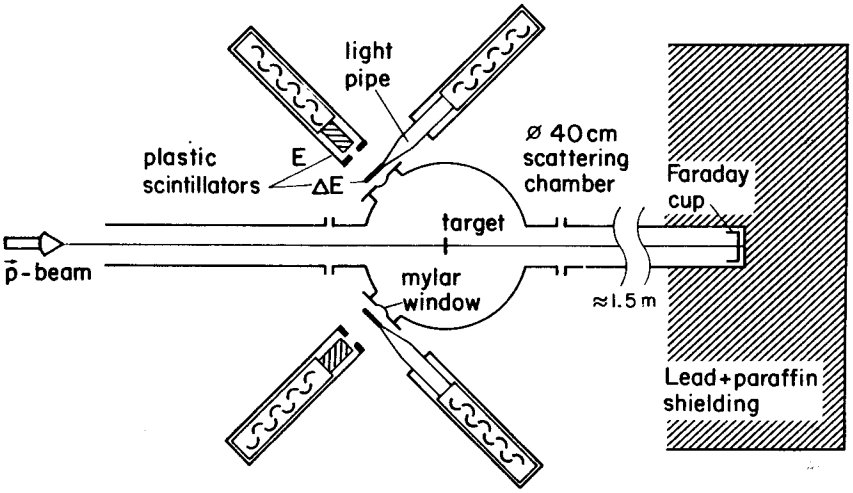

Fig. 4.4 : Experimentelle Anordnung zur Messung von β-Produktionsquerschnitten und -asymmetrien.

wie das Paritätsexperiment (direkt davor) steht. Unter einem Winkel von 135° links und rechts der Strahlachse, hinter einem Mylar Fenster ausserhalb der Kammer wurden je ein E-ΔE Teleskop aufgestellt, bestehend aus NE-102 Szintillatoren, mit Lichtleitern zu Photomultipliern gekoppelt. Dabei war der zylindrische E_{REST}-Detektor so dick (75 mm), dass auch die energiereichsten β's (16 MeV) darin gestoppt werden konnten, um eine Diskriminierung der Teilchen nach Energie zu ermöglichen. Der Raumwinkel war durch Tantalblenden auf 0.00785 sr festgelegt, und Szintillator + Photomultiplier waren durch zusätzliche Bleiabschirmungen vom Raumuntergrund abgeschirmt.

Direkt vor dem E_{REST}-Detektor war ein ΔE-Detektor aufgestellt, der aus einer Szintillatorscheibe bestand, die seitlich ebenfalls zu einem Photomultiplier gekoppelt war; die Nähe war notwendig wegen der Aufstreuung der Teilchen im Szintillatormaterial und die Dicke (1 mm) wurde aus folgenden Gründen gewählt:

Das Abbremsvermögen im ΔE-Zähler für β's mit Energie grösser als 100

Teilchenart	Energieverlust in 1 mm NE-102	rel.Lichtausbeute in 1 mm NE-102
50 MeV Protonen	1.1 MeV	9.4
30 MeV Protonen	1.7 MeV	11.1
10 MeV Protonen	~5 MeV	15
β's	0.22 MeV	1

Tab. 4.5 : Energieverlust beim Durchgang durch den 1mm dicken ΔE-Detektor und relative Lichtausbeute (Normierung so, dass sie fuer β's 1 ist) [Cra70].

keV ist praktisch konstant (≃ 4.5 mm/MeV). Bei einer Dicke von 1 mm ergibt sich damit ein Energieverlust für β's von ~200 keV, was den Nachweis von Teilchen mit Energie oberhalb 500 keV im E_{REST}-Detektor erlaubt.

Tabelle 4.5 zeigt, dass anderseits die Lichtausbeute von Protonen mit Energie zwischen 10 MeV und 50 MeV im ΔE-Szintillator mindestens neun mal grösser ist als für β's: da die Pulshöhe beim Teilchennachweis proportional dazu ist, erlaubt dies die Diskriminierung zwischen β's und elastisch bzw. inelastisch gestreuten Protonen.

In Fig. 4.5 ist das Schema der Elektronik und Datenerfassung für einen E-ΔE Detektor dargestellt; der zweite Kanal ist identisch. Die Pulse aus dem E-Detektor wurden in Koinzidenz mit den ΔE-Pulsen gemessen, um die β's von anderen Teilchen zu diskriminieren; eine weitere Koinzidenz mit dem Zyklotronsignal (15, 13 und 11 MHz für Strahlenergien von 50, 40 und 25 MeV) erlaubte es, nur in der Zeit zwischen zwei Strahlpulsen zu messen, sodass alle prompten Reaktionsprodukte ausgegated wurden: dies ergab bei der Messung eine Totzeit von ~ 50%. Acht scaler erfassten die β's oberhalb 4 verschiedenen Energieschwellen (0.5, 1, 2 und 4 MeV) je bei + und bei - Polarisationsvorzeichen; zudem wurden mit einem scaler alle Pulse gezählt, die aus dem E-Detektor oberhalb der niedrigsten Schwelle lagen. Die tiefste Schwelle (0.5 MeV) erlaubt es, β's aus einem Zerfall mit Endpunktenergie $E_{\beta,MAX}$ von 1 MeV ungefähr zur Hälfte zu erfassen, wobei dies bei übererlaubten Zerfällen einer Lebensdauer der Kerne von ~20 s entspricht. Effekte aus Zerfällen mit grösserer Lebensdauer

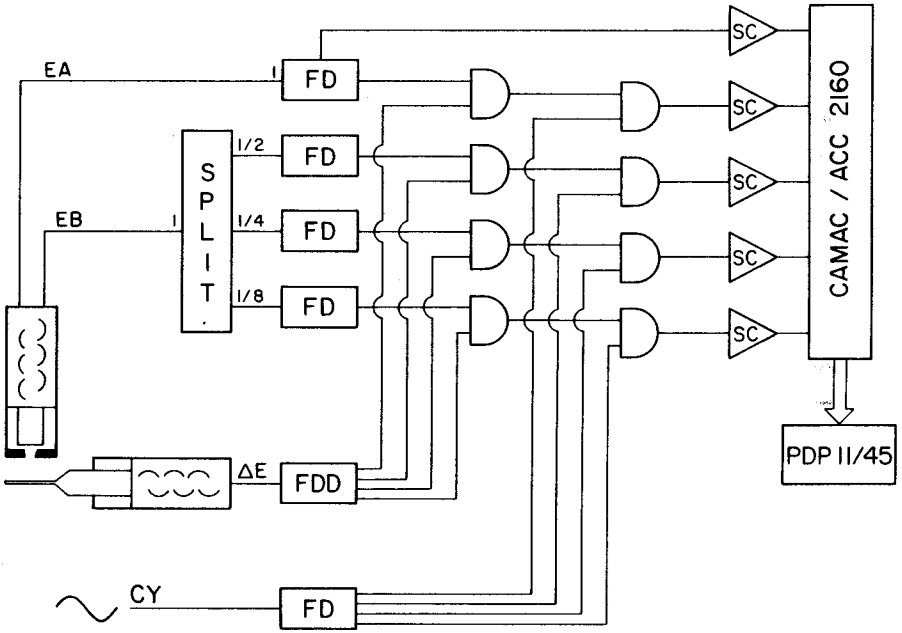

***Fig. 4.5** : Schematische Darstellung der Elektronik fuer die Datenerfassung bei der Messung der β-Produktionsquerschnitten und -aymmetrien.*
EA, EB: identische Ausgaenge des E_{REST}-Detektors, ΔE: Ausgang des ΔE-Detektors, FD: schnelle Diskriminatoren, FDD: schneller differentieller Diskriminator, SC: 200 MHz scaler, CY : Zyklotronsignal.

sind durch theoretische Ueberlegungen [s. Kap. 4.6] schon zu genügender Genauigkeit festgelegt; anderseits erlaubt die Erfassung von β's aus Zerfällen mit Lebensdauer von 0.5 s bis zu 10 s (und zum Teil auch für längere Lebensdauern) einen Vergleich mit den Ergebnissen aus Messungen der Ströme in der Kammer nach Abstellen des Strahles. Die Erfassung der β's bei höheren Schwellen (1,2,4 MeV) sollte erlauben, aus den Wirkungsquerschnitten und in Zusammenhang mit der Form des β Spektrums eine angenäherte Angabe zu gewinnen über die dominierenden Zerfälle, d.h. maximale β Energie, Lebensdauer und totalen Wirkungsquerschnitt.

Energie	Θ_M	*A*	*p*
50 MeV	50°	0.92	.85
40 MeV	55°	0.80	.82
25 MeV	65°	0.58	.65

Tab. 4.6 : *Maximale Analysierstaerke A fuer $^{12}C(p,p)^{12}C$ und entsprechender Streuwinkel Θ_M [Kat80, Cra66], zusammen mit der im Experiment gemessenen Strahlpolarisation p.*

Die Asymmetrien entsprechend Formel (4.3.2) und (4.3.3) wurden nach jeder Minute der Messung bestimmt: für das Endergebnis einer mehrminütigen Messung wurde ein mit statistischer Fehler über die Minuten gemittelter Wert bestimmt. Es wurde zudem die Varianz der Minutenwerte bestimmt, und mit dem statistischen Fehler verglichen, was kompatible Resultate lieferte.

Die Asymmetrien wurden auf zwei Arten bestimmt: bei der einen wurde als Normierung für beide Zähler der integrierte und dann digitalisierte FC-Strom verwendet, bei der anderen wurde bei jedem Zähler als Normierung die gesamte Zählrate verwendet, die man ohne Koinzidenzen bei der niedrigsten Schwelle hatte. Wegen der sehr guten Uebereinstimmung wurden dann nur die mit Zahlen aus der Stromdigitalisierung normierten Zählraten verwendet, da das ohne weiteren Annahmen die Proportionalität zum FC-Strom enthält.

Die Polarisation p der Strahlprotonen wurde an einer 200 $\mu g/cm^2$ Kohlenstofffolie gemessen, die in einer Streukammer [Gys83] vor dem Ablenkmagneten (Fig. 2.1) aufgestellt war: die elastisch gestreuten Protonen wurden je mit einem NaI-Szintillator links und rechts der Strahlachse gemessen (der Strahl war in y-Richtung polarisiert) bei einem Winkel Θ_M, der dem Maximum der Analysierstärke A entspricht; man betrachte dazu Tab. 4.6.

Bei den Messungen der β-Aktivitäten wurde zusätzlich durch zwei Helmholtzspulen am Ort vom Target ein Magnetfeld von 15 Gauss erzeugt, das in dieselbe Richtung zeigte, wie die Strahlpolarisation, um eine allfällige Relaxation der Polarisation aktivierter Kerne zu verzögern.

Der Grund liegt darin, dass am Ort der Kammer zur Messung der Paritätsverletzung die Felder (Erdfeld ,~ 0.4 Gauss + Umgebungsfeld) nicht verschwinden und somit bestimmte Polarisationskomponenten "halten" können.

Zudem hatte man, im ersten pp-Experiment, ein transversales Magnetfeld von

target, Dicke	E_{BEAM}	*Schwellenenergie der β's*			
		0.5 MeV	*1.0 MeV*	*2.0 MeV*	*4.0 MeV*
Al, 1mm	25 MeV	26.8	16.4	3.2	0.04
	50 MeV	17.9	15.5	8.9	1.5
Al, dick	25 MeV	11.1	6.5	1.1	0.02
	40 MeV	5.6	3.4	2.0	0.4
C , dick	40 MeV	2.9	2.5	2.4	2.1
W , dick	40 MeV	12.4	1.0	0.4	0.09

***Tab. 4.7** : effektive Produktionsquerschnitte [mb] fuer β's mit kinetischer Energie oberhalb der angegebenen Schwellenenergie, im angegebenen Material, durch Protonen mit Strahlenergie E_{BEAM}.*

~10 Gauss über der Kammer angelegt, um durch Präzession der Longitudinalkomponente der Polarisation den Effekt von β-Zerfällen zu unterdrücken; dies hätte aber einen "Halteeffekt" auf transversale Komponenten verursachen können.

Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 4.7 und 4.8 zusammengestellt. In Tabelle 4.7 findet man die Produktionsquerschnitte für β's mit kinetischer Energie höher als die angegebenene Schwellenenergie. Aus den Werten für die Wirkungsquerschnitte bei den verschiedenen Schwellen zeigt sich, dass es im Aluminium eine dominierende Aktivität mit Endpunktenergie $E_{\beta,MAX} \sim 2 \div 3$ MeV hat. In Kohlenstoff ist aus der Konstanz der Wirkungsquerschnitte ersichtlich, dass die Endpunktenergie des dominierenden Zerfalles weit über 4 MeV liegt.

In Tabelle 4.8 sind die Werte für a_{eff} bei 100% Strahlpolarisation zusammengestellt, die man für die β's mit kinetischer Energie höher als die angegebene Schwelle erhält. Man sieht, dass die Werte für die verschiedenen Schwellen bei einer bestimmten Messung innerhalb dem Fehler kompatibel sind. Für Al sind die Werte bei der niedrigsten Schwelle

target Dicke	E_{BEAM}	p	Schwellenenergie der β's 0.5 MeV	1.0 MeV	2.0 MeV	4.0 MeV
Al 1 mm	25 MeV	x	2.2 ± 2.2	0.0 ± 2.6	-8.7 ± 7.0	-60 ± 57
	50 MeV	x	3.3 ± 1.3	3.0 ± 1.3	3.0 ± 1.7	6.6 ± 6.7
		z	-1.2 ± 1.7	0.3 ± 1.8	0.2 ± 2.0	0.3 ± 5.3
Al dick	25 MeV	x	-3.0 ± 1.7	-4.1 ± 2.4	-9.4 ± 5.9	-26 ± 40
		z	-0.6 ± 1.3	-0.4 ± 1.7	7.2 ± 4.8	6.5 ± 30
	40 MeV	x	2.6 ± 1.2	2.2 ± 1.7	4.5 ± 2.2	12 ± 8.4
		z	2.9 ± 1.4	1.4 ± 1.7	-0.5 ± 2.2	3.4 ± 6.7
C dick	40 MeV	z	0.0 ± 2.2	1.4 ± 2.4	1.4 ± 2.4	1.7 ± 2.6
W dick	40 MeV	z	-8.8 ± 6.6	5.7 ± 16	9.1 ± 25	21 ± 51

Tab. 4.8 : Asymmetrien [10^{-4}] der β's die mit einer kinetischen Energie oberhalb der angegebenen Schwellenenergie produziert werden durch Strahlprotonen der Energie E_{BEAM} und Polarisation in Richtung p im angegebenen Material.

innerhalb 1σ kleiner als $3.5 \cdot 10^{-4}$ und innerhalb 2σ überall mit 0 kompatibel.

4.4 Multiscaling - Messung von σ und τ

Mit derselben Anordnung wie das im Kap.4.2.2 beschriebene Experiment wurde eine zusätzliche Messung von effektiven Aktivierungsquerschnitten σ und zugehörigen Zerfallszeiten τ durchgeführt. Dazu wurde für eine bestimmte Zeit mit dem Strahl aufs Target geschossen, dann wurde mit einem

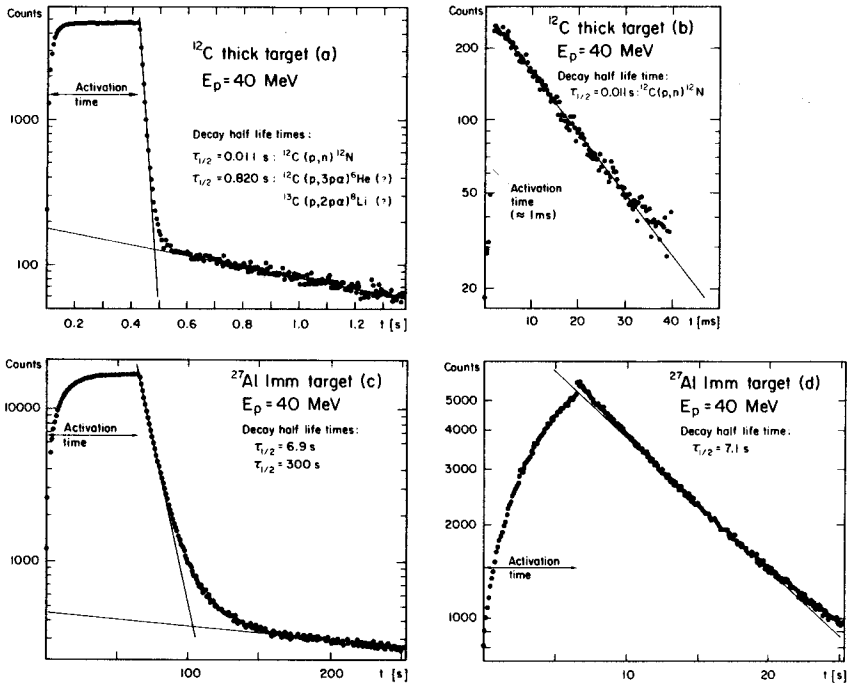

Fig. 4.6 : Ergebnisse einiger Aktivierungsmessungen in dickem Kohlenstoff (a,b) und in einem 1mm dicken Al target (c,d). Die Messungen dauerten jeweils (a) 6.4, (b) 2.5, (c) 6.4 und (d) 3.8 min. Die durchgezogenen Linien deuten die Zerfaelle zu den angegebenen $\tau_{1/2}$ an.

Magneten vor dem Einschuss in das Zyklotron der Strahl innert ~0.5 ms abgestellt und die Aktivitäten nach dem Abstellen durch Detektion der β's als Funktion der Zeit mit einer Multiscaling-Acquisition gemessen.
Die Aktivierungszeit wurde in der Grössenordnung der Zerfallszeit gewählt, die man untersuchen wollte, und die Zeit, während der gemessen wurde, gross im Vergleich dazu; unter diesen Bedingungen konnte man durch mehrfache Wiederholung der Aktivierungsmessungen die statistische Genauigkeit der Messung verbessern.
Aus dem exponentiellen Abfall der Zählrate als Funktion der Zeit konnte

man die dominierende Zerfallszeit bestimmen und, unter Berücksichtigung der endlichen Aktivierungszeit, die β-Produktionswirkungsquerschnitte "während Strahl" extrapolieren, wobei, wegen der nicht registrierten

E_{BEAM}	τ	*Schwellenenergie der β's*			
		0.5 MeV	*1.0 MeV*	*2.0 MeV*	*4.0 MeV*
Al , 1mm					
25 MeV	6÷9 s	27.0	17.2	3.7	0.04
40 MeV	8÷10 s	17.2	13.2	9.3	3.4
	~0.04 s	-	<0.008	<0.008	<0.004
50 MeV	6÷11 s	17.2	14.2	8.2	1.1
	~0.04 s	-	-	<0.012	<0.008
25-50 MeV	200÷600 s	<6	<2	<0.3	<0.2
Al , dick					
25 MeV	6÷8 s	11.5	6.7	1.1	0.02
	~0.04 s	-	<0.005	<0.003	<0.002
40 MeV	7÷10 s	4.8	3.8	2.1	0.4
	~0.04 s	-	<0.004	<0.004	<0.004
25-40 MeV	140÷700 s	<0.6	<0.2	<0.03	<0.01
C , dick					
40 MeV	16÷20 ms	2.8	2.6	2.4	2.2
	1.1÷1.2 s	0.23	0.19	0.17	0.16
W , dick					
40 MeV	~0.04 s	-	<0.02	<0.01	<0.01
	650÷1000 s	<2	<1	<0.3	<0.1

Tab. 4.9 : *Zerfallszeiten und Produktionswirkungsquerschnitte [mb] fuer β's mit Energie hoeher als die angegebene Schwellenenergie, durch Protonen mit Strahlenergie E_{BEAM}. Aktivitaeten um ~9 s in Al, 11 ms in C sind gut identifiziert; fuer Zerfallszeiten um ~0.04 s und 200÷1000 s erlaubt stattdessen die Qualitaet der Daten nur die Angabe oberer Grenzen, und die Werte koennen einen Fehler bis zu 50% haben.*

Vorgeschichte zum Teil erhebliche Unsicherheiten bestehen, die im Fehler auf den bestimmten Werten mitberücksichtigt werden. Die Ergebnisse zweier solcher Messungen sind in Fig. 4.6 dargestellt.

Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tab. 4.9 dargestellt. Es ist daraus ersichtlich, dass man in Al eine dominierende Aktivität mit $\tau \sim 8.5 \pm 2.5$ s und Endpunktenergie von 2÷3 MeV hat. Diese ist sehr wahrscheinlich durch β^+ mit $E_{\beta,MAX}$ =3.2 MeV gegeben und dem Zerfall von ^{26}Al (τ=9.4s) zuzuschreiben (Reaktion $^{27}Al(p,pn)^{26}Al$ mit Q-Wert -13.1 MeV); wenn man die Ungenauigkeit der Energiebestimmung in unserer Messung berücksichtigt, könnte in zweiter Linie auch der β^+-Zerfall von ^{27}Si (τ=6.2s) mit $E_{\beta,MAX}$ = 3.85 MeV nach der Reaktion $^{27}Al(p,n)^{27}Si$ (Q= 5.6 MeV) in Frage kommen.

In Graphit sieht man eine dominierende Aktivität von 16÷20 ms, die sehr wahrscheinlich von β^+ mit Endpunktenergie 16.38 MeV aus dem Zerfall

target, Dicke	E_{BEAM}	τ	σ *[mb]*
Al	25 MeV	6÷9 s	32 ± 3
1 mm	40 MeV	8÷10 s	20 ± 2
	50 MeV	6÷11 s	20 ± 2
	25-50 MeV	200÷600 s	5 ÷ 10
Al	25 MeV	6÷8 s	15 ± 2
dick	40 MeV	7÷10 s	6 ± 1
	25-40 MeV	140÷700 s	< 1
C	40 MeV	16÷20 ms	3.0 ± 0.2
dick		1.1÷1.2 s	0.3
W	40 MeV	650÷1000 s	4 ± 3
dick			

Tab. 4.10 : Dominante β Produktionswirkungsquerschnitte.

von $^{12}{}_{7}N$ (τ=16 ms) stammen, nach der Reaktion $^{12}C(p,n)^{12}N$ (Q=-18.1 MeV). Wenn man diese Resultate mit denen aus der Messung während Strahl vergleicht (Kap.4.2.2), so sieht man, dass praktisch der ganze Wirkungsquerschnitt dort durch die ~9s Aktivität in Al und die 16 ms Aktivität in Kohlenstoff dominiert ist.
Die Abnahme des Wirkungsquerschnittes bei höheren Energieschwellen bei der β-Detektion erlaubt es, die gemessenen Wirkungsquerschnitte aus Tab. 4.9 auf den cut-off bei 0.5 MeV β-Energie zu korrigieren, was die Werte in Tab. 4.10 ergibt.

4.5 Direkte Messung der β-Ströme in der Kammer.

Die Messung der Ströme als Funktion der Zeit in Faraday-cup und Ionisationskammer nach Abstellen des Strahles mit einem schnellen beamstop erlaubt es, einen Teil der durch β's verursachten Ströme direkt nachzuweisen.
Dies wurde mit dem normalen Acquisitionssystem der Paritätsmessung durchgeführt, was den mittleren Strom in aufeinanderfolgenden 20 ms Integrationen liefert. Durch einen graphischen Fit der Daten mit der Funktion

$$I(t) = \Sigma_i \; I_i \cdot \exp(-t/\tau_i)$$

wobei

t : Zeit, nach Abstellen des Strahles

I_i : Amplitude bei t=0 der i-ten β-Stromkomponente

τ_i :Abfallszeit (Zeitkonstante) der i-ten β-Stromkomponente

konnten die Stromamplituden und zugehörigen Abfallszeiten der Stromkomponenten bestimmt werden für die $\tau_i \gg$ 20 ms ist.
Diese Messung, deren Ergebnisse schon der Startpunkt aller Forschung im Gebiet der β-Aktivitäten war, dient zwei Zwecken:

(1) Der Vergleich der gemessenen Ströme für die dominierenden Zerfälle mit denen, die man aus der Rechnung + Messung der Aktivierungsquerschnitte erhält, ermöglicht einerseits die Ueberprüfung der Rechnungen und anderseits die Kontrolle, ob weitere (z.B. durch Neutronen induzierte) Aktivitäten vorhanden sind, die durch die Rechnung nicht erfasst sind.

(2) Langzeitige Aktivitäten werden durch die Messung der β-Produktionsquerschnitte nicht erfasst, da diese Zerfallszeiten β-Endpunktenergien entsprechen, die unterhalb der Energieschwelle liegen, bei der die Messung möglich ist. Für diese Aktivitäten kann die Grenze für A_β angegeben werden, falls man I_β/I kennt und für die Asymmetrie den schlimmsten Fall annimmt (s.Kap.4.6).

Diese Messung wurde zudem mit einem 40 MeV Strahl und ohne H_2-targetgas durchgeführt, um zu sehen, ob irgendwelche Aktivitäten in der Ionisationskammer nicht durch die gestreuten Protonen verursacht werden, sondern durch andere Prozesse. Die Energie wurde so gewählt, weil die Protonen gerade mit 40 MeV den beamstop erreichen.
Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tab. 4.11 angegeben, zusammen mit den Resultaten, die man aus der Rechnung+Messung der β-Querschnitte erhält, durch Benützung der Werte aus Tab. 4.1,4.2 und 4.10; in Fig. 4.7 ist der Verlauf des Stromes als Funktion der Zeit nach Strahlabstellen in

		Primaerstrom		
τ	$(I_\beta/I_P)_{GEM}$			$(I_\beta/I_P)_{BER}$
$600s < \tau$	$(1. \div 5.)10^{-5}$			
$200s \div 600\ s$	$(2.1\pm0.5)10^{-6}$			$(1.2\div2.4)10^{-6}$
$9s$	$(2.8\pm0.5)10^{-5}$			$(4.3\div5.3)10^{-6}$
		Sekundaerstrom		
τ	$(I_\beta/I_S)_{GEM}$	$(I_\beta/I_S)_{GEM}$	$(I_\beta/I_S)_{GEM}$	$(I_\beta/I_S)_{BER}$
	50 MeV mit target	***40 MeV ohne t.***	***nur von Protonen***	
$600s < \tau$	$(1. \div 2.)10^{-5}$		$(1 \div 2)10^{-5}$	
$200s \div 600s$	$(3. \div 5.)10^{-6}$	$(4. \div 5.)10^{-6}$	$(0 \div 1)10^{-5}$	$(2.0\div5.4)10^{-6}$
$9s$	$(9.5\pm1.0)10^{-5}$	$(5.0\pm1.0)10^{-6}$	$(4.5\pm1.5)10^{-5}$	$(1.3\div2.5)10^{-5}$

Tab. 4.11 : *Vergleich gemessener (GEM) und berechneter (BER) Verhaeltnisse von β-induziertem Strom I_β zu Protoneninduziertem Strom (waehrend Strahl) in Faraday cup (I_P) und in Ionisationskammer (I_S) fuer Aktivitaeten mit 1/e Zerfallszeit τ.*

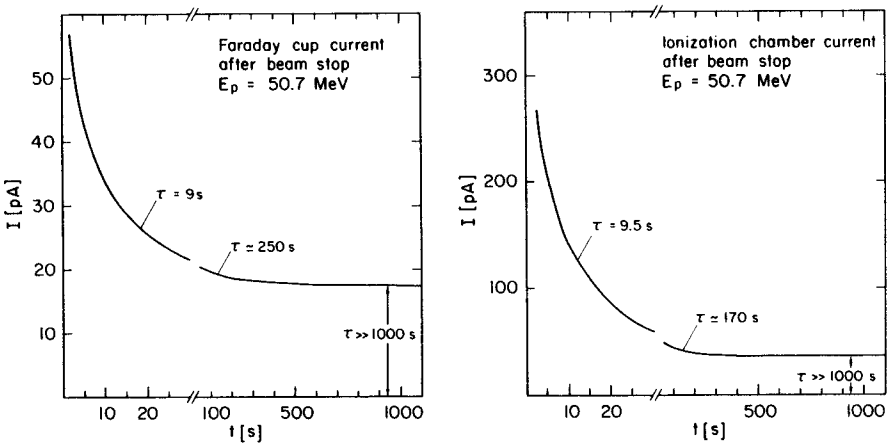

Fig. 4.7 : Verlauf des Stromes in Faraday-cup und Ionisationskammer nach Abstellen des Strahles.

Faraday cup und Ionisationskammer, wie man in in der Messung bestimmt, gezeichnet.

Man sieht, dass abgesehen von einem sehr langlebigen Untergrund, zwei dominierende Stombeiträge vorhanden sind, einer mit $\tau \sim 9$ s und einer mit ungefähr 200 s $\lesssim \tau \lesssim$ 600 s .

Aus der Messung ohne Targetgas ist ersichlich, dass in der Ionisationskammer ein Teil dieser zwei Aktivitäten nicht durch die elastisch gestreuten Protonen produziert wird: sie ist auf Neutronen und γ's zurückzuführen, die im Faraday-cup produziert werden. Der systematische Beitrag, den sie zur gemessenen Asymmetrie liefern, muss hier nicht näher untersucht werden, da er schon direkt in den Messungen bei leerer Target gemessen wird (s.Abschn. 3.2.7 "Asymmetrie vom Untergrund"). Im folgenden wird nur der Teil im Vergleich mit der Rechnung aus gemessenen Querschnitten betrachtet, der auf protoneninduzierte Aktivität zurückzuführen ist.

Der Untergrund mit $\tau >> 600$ s besteht aus Aktivitäten, die sich im Laufe der Messzeit(en) aufbauen, und seine Amplitude ist von deren Länge und

Verteilung übers Jahr abhängig; die β-Produktionsquerschnitte wurden in der Messung, wie bei (2) erwähnt, nicht erfasst. Stattdessen konnte man in der Messung eine Aktivität mit 200 s < τ < 600 s nachweisen, bei der die Umrechnung auf Kammergeometrie eine ziemlich gute Uebereinstimmung mit dem gemessenen Strom liefert. Für diese beiden Aktivitäten wird eine obere Grenze für die β-Asymmetrie, die sie verursachen könnten, in Kap. 4.6 angegeben.

Man sieht zudem in der Kammer eine Aktivität mit $\tau \sim 9$ s, die man auch bei der Messung der β-Querschnitte als dominanter Beitrag im Strom identifiziert; für die Ionisationskammer ergibt die Umrechnung auf die gegebene Geometrie eine sehr gute Uebereinstimmung mit der direkten Messung des Stromes. Im Faraday-cup sieht man wieder eine gute Uebereinstimmung zwischen direkte Messung und Rechnung aus β-Querschnitten für die Aktivität mit Lebensdauer um 400 s. Durch diese Vergleiche bestätigt sich die Richtigkeit der Messung der β-Produktionswirkungsquerschnitte und der Umrechnungen, und es ist darum begründet, zur Angabe des β-Zerfallsasymmetriebeitrages, dieser Resultate Gebrauch zu machen.

Beim grossen Beitrag aus der 9 s Aktivität ergibt die Rechnung einen um einen Faktor ~6 zu kleinen Wert; die Vermutung, dieser Strom könne aus neutroneninduzierten Aktivitäten im Faraday-cup-Boden kommen, wurde durch eine Messung bestätigt: mit einem Szintillationszähler hinter dem Faraday-cup, ausserhalb der Kammer, wurde die β-Zählrate als Funktion der Zeit gemessen (ähnlich wie im Kap.4.4 beschrieben); das Ergebnis zeigte eine deutliche Aktivität mit $\tau \sim 9$ s. Da der Faraday-cup so gebaut ist, dass β's aus protoneninduzierten Aktivitäten (d.h heisst aus dem Inneren des Aufbaues) nach aussen nicht entweichen können, kann dies nur auf Aktivitäten zurückgeführt werden, die von Sekundärteilchen (Neutronen) induziert werden. Der Beitrag dieses Stromes wird in Kap. 4.7 dann berücksichtigt.

4.6 Theoretische Bestimmung der β-Asymmetrie

Für β-Aktivitäten, bei denen eine Messung der Asymmetrie nicht möglich ist, erweist es sich als notwendig, die "worst case" Asymmetrie theoretisch abzuschätzen. Wie in den vorhergehenden Kapiteln ersichtlich ist, ist dies notwendig für Zerfallszeiten τ > 9 s, im Faraday cup.

Dabei muss man annehmen, dass die Polarisation der Kerne eine Relaxation erleiden könnte mit 1/e Zeitkonstante τ_P; man hat zudem eine Unterdrückung des Effektes der β-Zerfallsasymmetrie, die vom Polarisationswechsel während der Messung herrührt.
Dies kommt folgendermassen zustande: wenn ein Kern, der bei positiver Strahlhelizität produziert wurde, während einem Zyklus zerfällt, bei dem der Strahl negative Helizität hat, so tragen die β's aus diesem Zerfall zum gemessenen Strom mit einer Asymmetrie der Winkelverteilung bei, die das entgegengesetzte Vorzeichen hat als Kerne, die während demselben Zyklus entstanden sind. Durch diese Kompensation, die davon herrührt, dass Kerne aus Zyklen mit verschiedenem Helizitätsvorzeichen, engegengesetzte Polarisation haben, wird die effektiv "wirksame" Asymmetrie verringert, und zwar um einen Faktor, der im Folgenden berechnet wird.

Man lege den Nullpunkt der Zeit bei einem Polarisationswechsel fest (willkürliche Wahl). Die nächste Integration erfolgt dann von t_d (=10 ms) bis t_t (=30 ms), und dauert also $t_I = t_t - t_d = 20$ ms.
Wenn man annimt, das während der Messung der Strahlstrom konstant geblieben ist (was in sehr guter Näherung stimmt) und das also N_0 Kerne mit einer Zerfallskonstante λ pro Sekunde in der Zeit $-\infty \leqslant t' \leqslant t$ erzeugt wurden, so ist zu einer beliebigen Zeit t die Anzahl N der bis dorthin erzeugten und noch nicht zerfallenen Kerne gegeben durch

$$N = N_0 \int_{-\infty}^{t} \exp\left(-\lambda(t-t')\right) dt' = N_0 / \lambda \qquad (4.6.1)$$

Der "Unterdrückungfaktor" der Asymmetrie durch das pattern des Helizitätswechsels ist gegeben durch das Verhältnis R des mittleren Betrages der Polarisation der β-aktiven Kerne, das man während der Messung hat, zum Betrag der Polarisation bei der Entstehung.
Zur Zeit t ist dieses Polarisationenverhältnis :

$$r = (1/N)\, N_0 \int_{-\infty}^{t} \exp\left(-\lambda'(t-t')\right) S(t')\, dt' \qquad (4.6.2)$$

wobei

$\lambda' = \lambda + \lambda_P = 1/\tau + 1/\tau_P$

$S(t') = \pm 1$, das pattern ist, das den Polarisationswechsel im

Strahl angibt.

Der Unterdrückungsfaktor R ist dann gegeben durch das Mittel über eine Integrationszeit von r, also:

$$R = (1/t_I) \int_{t_d}^{t_t} r(t)\, dt \qquad (4.6.3)$$

Für ein rein periodisches pattern kann die Rechnung analytisch durchgeführt werden, und ergibt:

$$R = (\lambda/\lambda')\{1 - 2/(\lambda' t_I)(\exp(-\lambda' t_d)-\exp(-\lambda' t_t))/(1+\exp(-\lambda' t_t))\} \qquad (4.6.4)$$

Für $(\lambda' t_I) \ll 1$ ergibt sich als Grenzwert

$$R = (\lambda \cdot t_d) / 2 \qquad (4.6.5)$$

Da aber die Relaxationszeit der Polarisation einen beliebigen Wert haben kann, kann auch λ' beliebig gross sein, und man muss somit als obere Grenze das Maximum von R als Funktion von λ' benützen.

Wenn man zudem berücksichtigt, dass man in den Messungen einen Schrittwechsel alle acht Zyklen (s. Kap. 2.5) hat, liefert eine numerische Rechnung, dass die Grösse R/λ maximal ist für $\lambda' = 52\ s^{-1}$, und dort den Wert $R/\lambda = 8.0 \cdot 10^{-3}$ s annimmt.

Falls der Polarisationsübertrag vom aktivierenden Proton auf den β-aktiven Kern unbekannt ist, muss man ihn gleich 1 setzen, und mit dieser zusätzlichen Annahme muss man als "schlimmste" obere Grenze für die effektive β-Asymmetrie a_{eff} den Wert

$$R = (8.0 \cdot 10^{-3}\ s)/\tau \qquad (4.6.7)$$

benützen.

Was hier nicht berücksichtigt wurde, ist, dass man während den Messungen das Polarisationsvorzeichen alle 16 Zyklen pseudostatistisch wählt, sodass eine zusätzliche Unterdrückung einer allfälligen Asymmetrie vorhanden ist. Damit kann die hier angegeben obere Grenze als sehr konservativ angesehen werden.

4.7 Resultate für R_β

4.7.1 Obere Grenzen aus den Aktivierungsmessungen

Die Aktivierungsmessungen erlauben es, die obere Grenze für den β-Effekt für Protoneninduzierte Aktivitäten anzugeben, für einen Zerfallszeiten-

	Primaerstrom			*Sekundaerstrom*		
	EF	*AF*	*FC*	*IK-Wand*	*Targetwand*	
Material	Al duenn	Al duenn	C, dick	Al dick	Al duenn	Al duenn
Protonenenergie	50 MeV	~40 MeV	~40 MeV	0-25 MeV	0-30 MeV	30-40 MeV
γ $[10^{-7}mb^{-1}]$	~0.015	2.4	0.97	5.2÷6.5	2.8÷4.7	
$(\gamma\Gamma)_x$ $[10^{-7}mb^{-1}]$	-	-	-	-0.20	-0.16	0.005
$(\gamma\Gamma)_z$ $[10^{-7}mb^{-1}]$	0.015	2.3	0.97	-0.66	0.44	0.24
σ $[mb]$	20	20	3	15	32	20
$(a_{eff})_x$ $[10^{-4}]$	-	-	-	-3.0 ± 1.7	2.2 ± 2.2	±3.5
$(a_{eff})_z$ $[10^{-4}]$	-1.2±1.7	±3.2	0.0±2.2	-0.6 ± 1.3	±3.2	±3.2
$(R_\beta)_x$ $[10^{-11}]$	-	-	-	9.0 ± 5.1	-11±11	±0.3
$(R_\beta)_z$ $[10^{-11}]$	-0.4±0.5	±150	0.0±6.4	5.9 ±12.9	±45	±15

Tab. 4.12: *Zusammenstellung der geometrischen Faktoren zur Bestimmung des β-Stromes (γ, wobei $I_\beta/I=\gamma\sigma$) und der Asymmetrie ($\gamma\Gamma$, wobei $R_\beta=\Sigma(\gamma\Gamma)\sigma\cdot a_{eff}$) bei $(K_A)_x{}^x$ und $(K_A)_z{}^z$ Polarisationsuebertrag der Protonen auf die aktivierten Kerne, und der zugehoerigen gemessenen effektiven Wirkungsquerschnitte σ und Asymmetrien a_{eff}.*
$(R_\beta)_x$ bzw. $(R_\beta)_z$ sind die oberen Grenzen fuer die Beitraege zu R_β bei x bzw. z Polarisationsuebetrag fuer 100% Strahlpolarisation.
Die Werte sind fuer getrennte Beitraege verschiedener Kammerteile aufgefuehrt: Eintrittsfenster (EF), Austrittsfenster (AF) und Faraday-cup-Boden (FC) tragen zu den Aktivitaeten im Primaerstrom bei, waehrend die Targetwand und die restlichen Teile der Ionisationskammer (IK-Wand) zum Sekundaerstrom beitragen.

bereich 0 s $\lesssim \tau \lesssim$ 9 s. Die gemessenen β Produktionsquerschnitte und -asymmetrien, die man dazu benötigt und aus den Messungen extrahiert, sind zusammen mit den Umrechnungsfaktoren auf Kammergeometrie in Tab. 4.12 zusammengestellt.

Ein Beitrag R_β zum β-Effekt ist (s.Gl.4.1.3 bis 4.1.5) gegeben durch

$$R_\beta = (\gamma \cdot K) \cdot \sigma \cdot a_{eff} \qquad (4.7.1)$$

Die Werte in der Tabelle für $(\gamma\Gamma)_x$ und $(\gamma\Gamma)_z$ für $(K_A)_x{}^x$ bzw. $(K_A)_z{}^z$ Polarisationsübertrag vom Proton auf den produzierten Kern (s.Kap.4.2) wurden folgendermassen bestimmt: die positiven und die negativen Anteile der Koeffizienten für die verschiedenen Kammerteile zum jeweiligen angegebenen Protonenenergiebereich (s.Tab. 4.3 und 4.4) wurden je für den Grenzfall hochenergetischer und den Grenzfall niederenergetischer β's aufsummiert; als obere Grenze für den Koeffizienten wurde dann der Anteil mit dem grössten Betrag aller vier verwendet.

Die verwendeten Werte für die β-Produktionswirkungsquerschnitte ergeben sich aus denen bei niedrigster Schwelle von Tab. 4.7, wenn man sie auf den cut-off bei 0.5 MeV korrigiert. Dies ist schon durch den Verlauf als Funktion der Schwellenenergie dieser Wirkungsquerschnitte ermöglicht, wird aber zudem durch die Ergebnisse der Messung von σ und zugehörigen Zerfallszeiten τ bestätigt (s.Kap.4.3).

Als Wert für die Asymmetrien werden die Ergebnisse aus der Aktivierungsmessung bei der niedrigsten Energieschwelle (0.5 MeV) verwendet (Tab. 4.8).

4.7.2 Obere Grenzen aus den Strommessungen.

Für Aktivitäten mit Zerfallszeit 9 s $\lesssim \tau \lesssim \infty$ reicht die Bestimmung der grösstmöglichen β-Zerfallsasymmetrie a_{eff}, die man wegen der Unterdrückung durch den Strahlpolarisationswechsel hat (s.Kap.4.6), zusammen mit den Strömen, die man in Faraday-cup und Ionisationskammer nach Abstellen des Strahles misst (s.Kap.4.5), um eine weitgehend ungefährliche obere Grenze des β-Effektes anzugeben. Diese Werte sind in Tab. 4.13 angegeben.

Der Effekt wird berechnet als

$$R_\beta = (I_\beta / I) \cdot (\gamma\Gamma)/\gamma \cdot a_{eff} \qquad (4.7.2)$$

Dabei wurden für den Primärstrom und für den Sekundärstrom der Effekt jeweils so bestimmt, wie wenn er auf den Beitrag mit maximalem Wert für $(\gamma\Gamma)/\gamma$ zurückzuführen wäre.
Man muss auch noch eine Aktivität berücksichtigen, die man im Faraday-cup mit $\tau \simeq 9$ s im Strom gesehen hat, und die sehr wahrscheinlich auf Neutronenaktivierung zurückzuführen ist (s.Kap.4.6).
Wenn man berücksichtigt, dass die Aktivität im Faraday-cup Boden stattfindet, ergibt sich für die Winkelverteilung dieser β's, die aus der Apparatur in den externen Halbraum (Halbkugel) entweichen, ein Wert $\cos\Theta_\beta \sim 0.5$.
Zudem kann man den maximalen Polarisationsübertrag, den man bei der Produktion dieser Neutronen durch Protonen erreichen kann, abschätzen, wenn man annimmt, dass sie durch eine quasifreie pn-Streuung zustande kommt. Bei pn-Streuung erreicht der Polarisationsübertrag, für Energien zwischen 40 und 50 MeV, gerade bei Rückwärtsstreuung der Protonen (d.h. bei den Winkeln, die einer (p,n) Reaktion entsprechen mit vorwärts-emittierten Neutronen) den Maximalwert von 30% [Arn83]. Daraus ergibt sich für die aktivierenden Neutronen eine Polarisation von maximal 0.30.
Damit ergibt sich für neutroneninduzierte Aktivitäten ein Asymmetrie-

Primaerstrom

τ	I_β/I_P $[t\to 0]$	$(\gamma\Gamma)/\gamma$	a_{eff}	R_β
$600\ s < \tau$	$(1. \div 5.)10^{-5}$	1	$1.3\cdot 10^{-5}$	$(1.3 \div 6.5)10^{-10}$
$200\ s \div 600\ s$	$(2.1 \pm 0.5)10^{-5}$	1	$4.0\cdot 10^{-5}$	$(8.2 \pm 2.0)10^{-10}$
$9\ s$	$(2.3 \pm 0.5)10^{-5}$	0.15	$8.8\cdot 10^{-4}$	$(3.0 \pm 0.7)10^{-9}$

Sekundaerstrom

τ	I_β/I_S $[t\to 0]$	$(\gamma\Gamma)/\gamma$	a_{eff}	R_β
$600\ s < \tau$	$(1. \div 2.)10^{-5}$	0.16	$1.3\cdot 10^{-5}$	$(2.1 \div 4.2)10^{-10}$
$200\ s \div 600\ s$	$(0. \div 1.)10^{-5}$	0.16	$4.0\cdot 10^{-5}$	$(0.0 \div 6.4)10^{-11}$

Tab. 4.13 : *β-Stroeme aus Messungen nach Strahlabstellen und Asymmetrien aus theoretischer Berechnung (Kap.4.6); obere Grenzen fuer R_β bei 100% Strahlpolarisation.*

koeffizient Γ (= $(\gamma\Gamma/\gamma)$) = 0.15. Die Resultate dieser Beiträge sind in Tab. 4.13 zusammengestellt.

4.7.3 Resultate

Die obere Grenze für den Effekt wurde nach einigen Prinzipien bestimmt. Wir wollen sie hier kurz diskutieren, zusammen mit ihrer praktischen Anwendung.

(1) Wie schon bei Abschnitt 4.2.2 b und 4.3.1 gesagt, wurden positiver und negativer Anteil der Asymmetriekoeffizienten ($\gamma\Gamma$) separat bestimmt, und als obere Grenze für den Koeffizient wurde der Anteil mit grösserem Betrag verwendet.

(2) Asymmetriebeiträge, die eindeutig dasselbe Vorzeichen haben, müssen kohärent addiert werden. Auch wegen der bei (1) diskutierten Methode, ist dies nur in einem Fall möglich:
in der Targetwand haben die für 0-30 MeV bzw. 30-50 MeV gerechneten Koeffizienten für den z-Beitrag (Vgl. Tab.4.3) ein eindeutig positives Vorzeichen. Für a_{eff} benützt man bei beiden Beiträgen dieselbe obere Grenze von $\pm 3.2 \cdot 10^{-4}$ (Tab.4.12), und somit werden diese zwei Beiträge linear summiert.

(3) Beiträge mit voraussichtlich umgekehrtem Vorzeichen im Koeffizient werden quadratisch addiert.

(4) Beiträge mit nur voraussichtlich demselben Vorzeichen werden im Betrag addiert. Dies wir z.B. gemacht bei der Summe von Targetwandbeitrag + Beitrag der anderen Kammerteile bei z-Polarisationsübertrag, bei Targetwandbeitrag für 0-30 MeV + Beitrag anderer Kammerteile für x-Polarisationsübetrag in $R_{\beta,s}$, bei Targetwandbeitrag + Austrittsfensterbeitrag für z-Polarisationsübertrag.

(5) Beiträge die untereinander kein definiertes Vorzeichen haben werden quadratisch addiert.
Beispiele: x-Beitrag + z-Beitrag + Beitrag aus Strommessungen für die Ionisationskammer. Beamstop-Beitrag + Targetfensterbeiträge im Faraday-cup. Beiträge aus Aktivierungsmessungen + Beiträge aus Strommessungen. Ionisationskammerbeitrag + Faraday-cup Beitrag.

(6) Dort, wo es entscheidend ist, und man für die Werte von a_{eff} zu verschiedenen Energien und selben Polarisationsübertrag in der

Aktivierung nur eine obere Grenze hat, nimmt man überall gleiches Vorzeichen an, und entscheidet dann gemäss Punkte (1) bis (5).
Beispiel: x-Beitrag in der Targetwand, bei 0-30 MeV im Vergleich zum Beitrag der anderen Kammerteile.
(7) Alle Fehler, die von der statistischen Ungenauigkeit herrühren, mit der a_{eff} gemessen wurde, werden quadratisch addiert. Dies bedeutet, dass die obere Grenze sich durch die quadratische Hinzunahme all dieser Fehler ergibt.

Damit ergibt sich insgesamt eine obere Grenze für den Effekt von β-Zerfällen bei 100% Strahlpolarisation von

$$R_\beta = 3.7 \cdot 10^{-9}$$

5. RESULTATE UND KONKLUSIONEN

5.1 Zusammenstellung der Resultate, statistische Tests

In Tabelle 5.1 sind die Resultate und die systematischen Effekte für die Bestimmung von A_z zusammengestellt, die vom Helizitätswechsel abhängig sind (Typ (1), Abschn.3.1).

	Block I	*Block II*	*Block III*	*Block IV*
Anzahl 20-Minuten runs	51	84	32	16
"rohe" Asymmetrie R	-1.47±0.54	-1.06±0.43	-0.53±0.74	1.94±1.04
Korrekturen:				
transv. Pol.Komponenten				
R_T	-1.13±0.08	0.66±0.06	0.70±0.10	1.44±0.15
Intensitaetsmodulationen				
R_O	0.00±0.00	0.00±0.00	0.00±0.00	0.00+0.00
Lagemodulationen				
R_M	0.06±0.14	0.03±0.12	0.36±0.56	0.83±0.57
Korrigierte Asymmetrie				
R_Z	-0.41±0.56	-1.74±0.45	-1.12±0.74	
Unsicherheiten von:				
Empf. auf 0. und 1.				
Polarisationsmomente	±0.030	±0.078	±0.070	
2.Polarisationsmomenten	±0.037	±0.027	±0.032	
3.Polarisationsmomenten	±0.043	±0.056	±0.059	
Emittanzmodulationen				
$R_B + R_H$	+0.071	±0.034	±0.075	
Energiemodulationen R_E	±0.17	±0.008	±0.042	
p_Z	0.82	0.81	0.83	
A_Z	-0.50±0.73	-2.15±0.57	-1.35±0.90	
Mittelwert		-1.49 + 0.40		
	$V(\chi^2/2)$ = 1.27		CL = 20.1%	

Tab. 5.1 : Zusammenstellung der Resultate und der systematischen Effekte zur Bestimmung von A_z [Einheit: 10^{-7}].

Die "rohen" Asymmetrien R sind die gewichteten Mittelwerte (Gewicht: $(1/\Delta R^{(20)})^2$, s.Kap. 2.5) der unkorrigierten Asymmetrien der 20-Minuten runs. Die Korrekturen auf transversale Polarisationskomponenten R_T, Intensitätsmodulationen R_O und Lagemodulationen R_M wurden ebenfalls, gemäss Gl.(2.4.2), aus den gewichteten MittelwerteN der Korrekturen zu den einzelnen Runs bestimmt, wie man sie aus Tab.3.3, 3.4 und 3.6 für R_T, R_O bzw. R_M entnimmt.

Die Resultate für R_Z aus Block III und IV sind gemittelt, weil die zusätzlichen Unsicherheiten, die man darauf bestimmt hat, korreliert sind (s. Kap.3.1). Diese sind den Tabellen 3.3, 3.6, 3.9 und 3.10 entnommen.

Die mittlere Strahlpolarisation wurde mit ausgeschaltetem Solenoid-1-Feld (also Polarisation in y-Richtung) gemessen; sie ist mit einem Fehler behaftet, der von der Unsicherheit im Analysationsvermögen der $^{12}C(p,p)^{12}C$ Streuung (s.Kap. 2.3) herrührt. Der Effekt dieses Fehlers ist in Tabelle 5.2 zu finden. Das Schlussresultat ergibt sich aus dem Mittelwert der drei Resultate für A_Z, durch Hinzunahme der quadratisch addierten oberen Grenzen für die Effekte von Doppelstreuung (Abschnitt 3.2.6), von Asymmetrien im Untergrund (Abschn. 3.2.7), von β-Zerfällen (Abschn.3.2.9) und des gerade beschriebenen Fehlers in der Bestimmung von p_Z; man betrachte dazu Tab. 5.2.

Man erhält, aus all unseren Messungen dieser vier Blöcke, ein Resultat für die über den akzeptierten Winkelbereich integrierte longitudinale Analysierstärke der pp Streuung

β-Zerfall	± 0.04
Untergrund	± 0.11
Doppelstreuung	± 0.02
Strahlpolarisation	± 0.04
Resultat fuer A_Z	-1.49 ± 0.42

***Tab. 5.2** : Zusammenstellung der fuer alle Bloecke korrelierten systematischen Unsicherheiten auf A_Z, und Schlussresultat [10^{-7}].*

$$A_z = -(1.49 \pm 0.42) \cdot 10^{-7}$$

Als erstes scheint es mir notwendig, die grössten Fehlerquellen zu untersuchen: die wichtigsten Beiträge zum Fehler auf A_z kommen von der statistischen Ungenauigkeit der Korrekturen auf die Effekte von Lagemodulationen und transversalen Polarisationskomponenten des Strahles (s. Tab.5.1). Eine Verbesserung der statistischen Genauigkeit in der Messung der ensprechenden Strahlgrössen ist mit der vorhandenen Apparatur kaum möglich (Vgl. Kap.2.3), weil grössere Zählraten in den Strahlprofilmonitoren zu anderen systematischen Effekten (Totzeitverluste) führen würden. Hingegen würde eine Verbesserung der Symmetrieeigenschaften der Kammer vorteilhaft sein, weil sie notwendigerweise eine Verkleinerung der Empfindlichkeiten auf die mittlere transversale Strahlpolarisation und auf Lagemodulationen mit sich bringen würde.
Als weitere grosse Unsicherheit muss man die ungenaue Messung der Asymmetrie des Untergrundes ansehen. Diese obere Grenze könnte durch eine weitere zweitägige reine Paritätsmessung um ungefähr einen Faktor 2 verbessert werden (die statistische Genauigkeit nimmt bei konstantem Strahlstrom umgekehrt proportional zur Wurzel der investierten Messzeit zu).
Zuletzt ist natürlich noch eine statistische Verbesserung unseres Resultates durch weitere Paritätsmessungen möglich.

Nun wollen wir zuerst eine statistische Analyse der Daten vornehmen, aus denen unser Resultat bestimmt wurde; insbesondere wollen wir die Konsistenz der Daten in Hinblick auf systematische (kurzfristige oder langfristige) Schwankungen prüfen. Dafür haben wir die Daten auf drei Arten analysiert.

(I) Das Verhältnis der Varianzen der Minutenresultate zu $\Delta R^{(20)}$ (s. dafür Kap.2.5) für die einzelnen runs, sollte einer $\sqrt{(\chi^2/19)}$ - Verteilung mit 19 Freiheitsgraden folgen. In Fig.5.1 ist die Verteilung der Werte in verschiedene Intervalle dargestellt. Die eingezeichneten Punkte entsprechen der erwarteten Verteilung, die man aus der χ^2-Verteilung für N=19 Freiheitsgrade bekommt [Agu84]; sie sind gegeben durch:

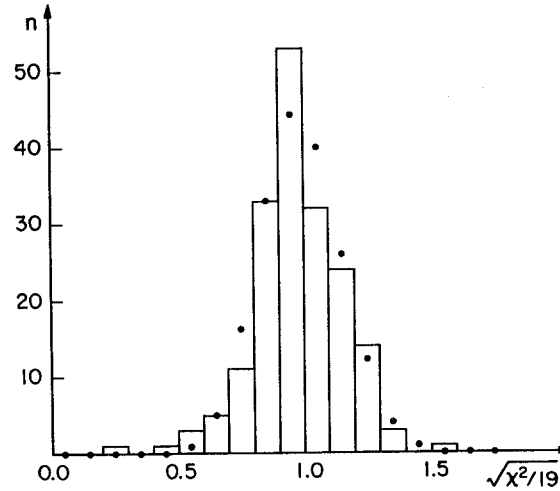

Fig. 5.1 : Verteilung der Verhaeltnisse der Varianzen der Minutenresultate zu $\Delta R^{(20)}$. Die Punkte entsprechen den aufgrund der χ^2 Verteilung erwarteten Werten.

$$n(\xi,\Delta\xi) = N_0/(2^h\cdot\Gamma(h))\cdot(\chi^2)^{h-1}\cdot\exp(-\chi^2/2)\cdot 2\xi\Delta\xi \qquad (5.1.1)$$

wobei

$\xi = \sqrt{(\chi^2/19)}$

N_0 = Anzahl 20-minuten runs (= 183)

$\Delta\xi$ = Breite des Intervalls (= 0.2)

$h = N/2 = 19/2$

Man beobachtet in der Werteverteilung der 183 runs, dass 44, 16 bzw. 3 runs einen confidence level haben, der kleiner ist als 30%, 10% bzw. 1%, was sich gut mit der theoretischen Erwartung vergleicht (58, 18 bzw. 2 runs). Damit sind systematische Schwankungen von Minute zu Minute, innerhalb der einzelnen runs, ausgeschlossen.

(II) Die Ergebnisse für die paritätsverletzende Asymmetrie $A_{z,i}$ der 20-min runs sollten normalverteilt sein, und zwar: Die Ergebnisse $A_{z,i}^+$ aus runs mit positivem Feld in Solenoid 1, um ihren Mittelwert A_z^+, und die Ergebnisse aus Messungen bei negativem Feld in Solenoid 1, um A_z^-. Die Werte $(A_{z,i} - A_z)^+/\Delta A_{z,i}$ bzw. $-(A_{z,i} - A_z)^-/\Delta A_{z,i}$ sollten dementsprechend um 0 herum normalververteilt sein, und sind in Fig. 5.2 dargestellt, ebenfalls in Vergleich zur theoretischen Erwartung.

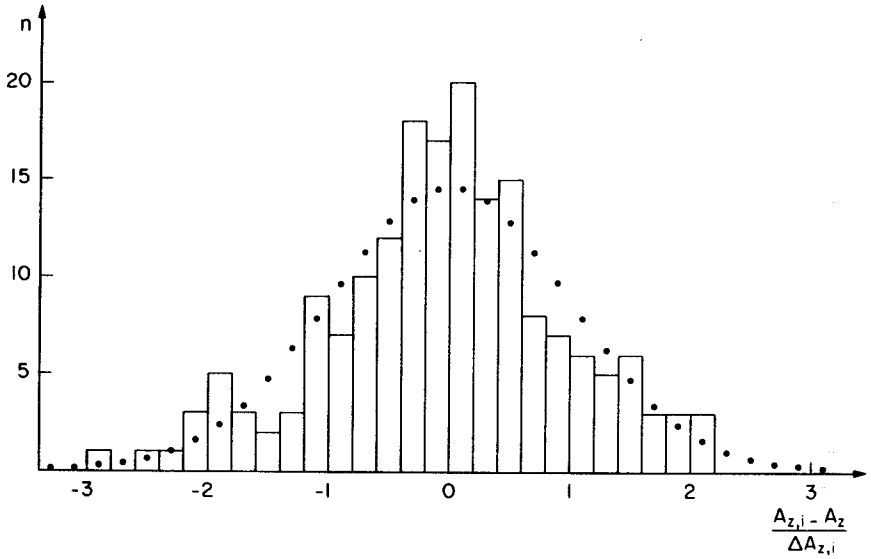

***Fig. 5.2 :** Verteilung der Verhaeltnisse zwischen Abweichung des Resultates $A_{z,i}$ einer 20-Minuten Messung vom Mittelwert und statistischem Fehler der Messung: $(A_{z,i} - A_z)^+/\Delta A_{z,i}$ bzw. $(A_{z,i} - A_z)^-/\Delta A_{z,i}$ fuer positives bzw. negatives Feld in Solenoid 1.*

Die Mittelwerte für A_z^+ bzw. A_z^-, die man bekommt, wenn man die Resultate der runs separat für positives bzw. negatives Feld in Solenoid 1 mittelt, sind

$$A_z^+ = -(1.68 \pm 0.55) \cdot 10^{-7} \qquad \text{bzw.} \qquad A_z^- = -(1.24 \pm 0.54) \cdot 10^{-7}$$

Der dabei benützte Fehler $\Delta A_{z,i}$ ist rein statistisch, und entspricht also nur den Fehlern der Messung und der Korrekturen, die man in der oberen Hälfte der Tabelle 5.1 findet.

Die theoretische Erwartung (Punkte in der Figur) für ein Werteintervall zwischen ρ und $\rho + \Delta\rho$ ergibt sich aus

$$n(\rho, \Delta\rho) = N_0/\sqrt{(2\pi)} \cdot \exp(-\rho^2/2) \cdot \Delta\rho \qquad (5.1.2)$$

wobei

$\rho = (A_{z,i} - A_z)^{+/-}/\Delta A_{z,i}$

$N_0 = 183$, die Anzahl runs

$\Delta\rho = 0.2$, die Breite des Intervalls ist

Man erhält für die gemessene Verteilung ein χ^2 pro Freiheitsgrad von 171/181, was einem sehr guten confidence level von 69.4% entspricht. Man beobachtet 53 runs mit $|(A_{z,i} - A_z)/\Delta A_{z,i}|$ grösser als 1 (Erwartung:58), 9 runs oberhalb 2 (Erwartung: 8) und keinen oberhalb 3 (Erwartung: 2), was sehr befriedigend ist. Dieser Test erlaubt es, systematische Schwankungen der 20-Minuten Runresultate auszuschliessen.

(III) Sind die Resultate der Messungen mit positivem Feld in Solenoid 1 mit denen aus Messungen mit negativem Feld kompatibel, so äussert sich das in einem mit 0 verträglichen Wert der Grösse $(A_z^+ - A_z^-)$.
Mit den Werten für die Grösse von Gl. (3.2.15) aus Tab. 3.10 und den Polarisationswerten aus Tab. 5.1 ergibt sich im Mittel

$$(A_z^+ - A_z^-) = -(0.22 \pm 0.39)\cdot 10^{-7}$$

was sehr gut mit 0 kompatibel ist.
Ein weiterer Test dieser Aussage besteht in der Verteilung der Resultate $A_{z,i}$ der 20-Minuten Messungen. Diese sollten normalverteilt um das Resultat A_z unseres Experimentes sein; die Werte für jedes Intervall sollten folgender Gleichung folgen

$$n(\rho,\Delta\rho) = N_0/\sqrt{(2\pi)}\cdot\exp(-(\rho-\bar{\rho})^2/(2\sigma^2))\cdot\Delta\rho/\sigma \qquad (5.1.3)$$

wobei

$\rho = A_{z,i}$

$\bar{\rho} = A_z = -(1.46\pm0.39)\cdot 10^{-7}$ der Mittelwert der Resultate aller vier Blocks für A_z ist, falls man nur den statistischen Fehler der Messung und der Korrekturen berücksichtigt (1. Hälfte von Tab. 5.1).

$\sigma = \sqrt{N_0}\cdot\Delta A_z = \sqrt{183}\cdot 0.39\cdot 10^{-7}$, der mittlere Fehler eines runs ist

$N_0 = 183$, die Anzahl runs

$\Delta\rho = 1\cdot 10^{-7}$, die Intervallbreite in Fig. 5.3 ist.

Für diese Verteilung erhält man ein χ^2 pro Freiheitsgrad von 174/181, was ebenfalls einem guten confidence level von 63.8% entspricht. Es haben

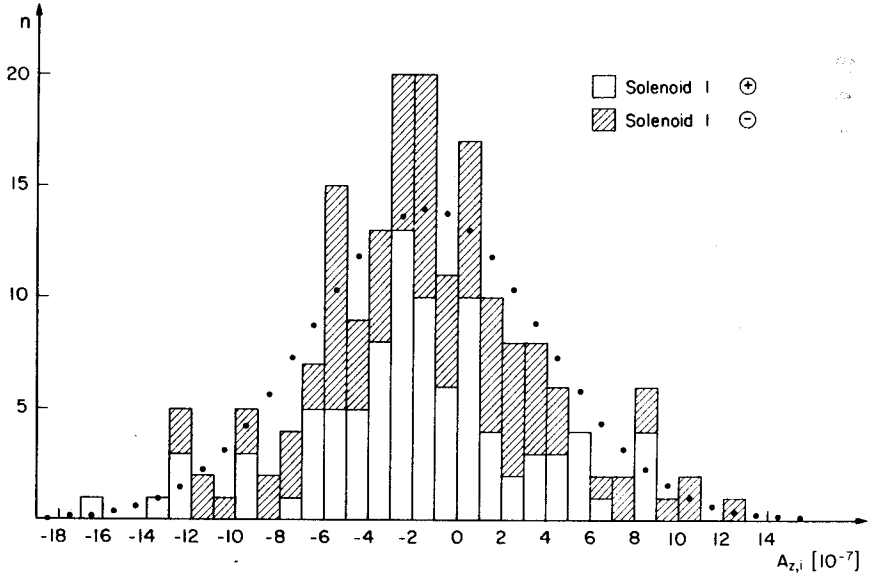

Fig. 5.3 : *Verteilung der Ergebnisse $A_{z,i}$ der 20-Minuten Messungen, und aufgrund der Normalverteilung erwartete Werte (Punkte).*

dabei 46, 11 bzw. kein run ein Resultat, das mehr als eine, zwei bzw. drei Standardabweichungen entfernt von A_z liegt. Dies ist gut mit der theoretischen Erwartung von 53,9 bzw. 2 runs kompatibel. Die Verteilung ist in Fig. 5.3 zu sehen.

(IV) Der Mittelwert der drei Resultate für A_z von Block I, II und III+IV hat einen X^2 pro Freiheitsgrad von 3.21/2, was einem confidence level von 20.1% entspricht. Damit sind auch langfristige (von Messzeit zu Messzeit) nichtstatistische Schwankungen der Resultate ziemlich gut ausgeschlossen, wenn man berücksichtigt, dass die zusätzlichen Unsicherheiten auf A_z darin noch nicht inbegriffen sind.

5.2 Statistischer Vergleich mit anderen Resultaten

Die frühere Messung [Bal84] ergab für A_z zwei Resultate: (I) -3.16±1.30 und (II) -1.60±1.04 (korrelierte systematische Unsicherheiten noch nicht inbegriffen), die ebenfalls bei 45 MeV und derselben Geometrie (s. dafür Kap.2.2) gemessen wurden. Damit ergeben sie die über demselben Winkelbereich integrierte longitudinale Analysierstärke, und können mit unseren Resultaten gemeinsam analysiert werden.
Der gemeinsame Mittelwert der zwei alten Resultate zusammen mit denen von Tab. 5.1 (ohne Hinzunahme systematischer Unsicherheiten) liefert für A_z einen Wert von -1.63±0.36, mit einem $\chi^2/4$ von 4.71/4 (confidence level: 31.8%). Die Uebereinstimmung erweist sich damit als gut.

5.3 Analyse der Resultate in Zusammenhang mit theoretischen Voraussagen. Konklusionen.

Wir wollen hier die Resultate dieses Experimentes gemeinsam mit denen aus unserem ersten Experiment [Bal84] analysieren; dies ist möglich, da man

	*Serie 1**	*Serie 2**	*Block I*	*Block II*	*Block III+IV*
A_z	-3.16±1.30	-1.60±1.04	-0.50±0.73	-2.15±0.57	-1.35±0.90
Mittelwert	-2.21±0.81			-1.49±0.40	
Untergrund	±0.2			±0.11	
Doppelstreuung	-\#			±0.02	
A_z	-2.21±0.83			-1.49±0.41	
Mittelwert			-1.63±0.37		
β-Zerfall			±0.036		
Strahlpolarisation			±0.036		
Resultat fuer A_z			-1.63±0.37		

Tab.5.3: Zusammenstellung der Resultate (*) fuer das erste Experiment [Bal84] und fuer die jetzigen Messungen. Alle Werte sind in Einheiten von 10^{-7}. (\#) Der Effekt ist schon separat bei Serie 1 und 2 inbegriffen.

dieselbe Grösse gemessen hat.
Die Bestimmung des Mittelwertes für A_z aus den Resultaten unseres ersten Experimentes [Bal84] und aus den neuen Resultaten muss etwas anders gemacht werden als bei der Konsistenzanalyse von Kap. 5.2. Die Zusammenstellung ist in Tab. 5.3 zu finden. Die Unsicherheit wegen Doppelstreuung musste separat für Serie 1, Serie 2 und zum jetzigen Experiment bestimmt werden, weil zwischen den zwei Serien die Ionisationskammer umgebaut wurde (Einspannen einer neuen Hochspannungsfolie), und von Serie 2 zum jetzigen Experiment das Target gewechselt wurde. Die Unsicherheit aus Asymmetrien im Untergrund wurde separat für das erste und das zweite Experiment bestimmt. Dies, weil die wichtigste Untergrundquelle, der Faraday-cup, zwischen den beiden Experimenten umgebaut wurde: beim ersten bestand der beamstop aus Wolfram, und wurde für das zweite dann aus Kohlenstoff gebaut. Der Effekt von β-Zerfällen wird zum Schlussresultat quadratisch dazugezählt, weil zumindest ein Teil dieser Unsicherheit korreliert ist für alle Messungen.
Damit ergibt sich aus all unseren Messungen ein Wert

$$A_z = -(1.63 \pm 0.37) \cdot 10^{-7}$$

Die Beziehung zwischen unserem Messreultat und der Asymmetrie A_z^{TOT} im totalen Wirkungsquerschnitt longitudinal polarisierter Protonen ist gegeben [Bal84, Gl.6.1)] durch

$$A_z^{TOT}\ (45\ \mathrm{MeV}) = (1.05 \pm 0.05) A_z \qquad (5.3.1)$$

Gemäss dieser Gleichung erhalten wir aus dem Resultat für A_z aus all unseren Messungen, einen Wert

$$A_z^{TOT} = -(1.71 \pm 0.40) \cdot 10^{-7}$$

Eine ältere Rechnung für $A_z(E_p, \theta)$ [Sim72] (deren Unsicherheiten sich in Gl.(5.3.1) bemerkbar machen), liefert folgende Beziehung zwischen dem longitudinalen Analysationsvermögen A_z^{TOT} und den schwachen Meson-Nukleon Kopplungskonstanten, wie sie in [Des80] definiert werden:

$$A_z^{TOT} = 0.074\cdot(h\rho^0 + h\rho^1 + h\rho^2/\sqrt{6}) + 0.065(h\omega^0 + h\omega^1) \qquad (5.3.2)$$

Ein Teil der vorkommenden Kopplungskonstanten lässt sich durch andere Experimente bestimmen; eine solche Analyse ist in [Lan85] zu finden, bei der die Resultate aus den Experimenten von elastischer $p\alpha$ Streuung und paritätsverletzender γ-Uebergänge in ^{18}F, ^{19}F und ^{21}Ne untersucht werden [Ade83, Els84], und sie ergibt:

$$h\rho^0 + 0.60h\omega^0 = -(9.7 \pm 2.7)\cdot 10^{-7}$$

Benützt man diesen Wert, zusammen mit den theoretischen "best guesses" [Des80] für $h\omega^0$, $h\rho^1$ und $h\omega^1$, die einen zusätzlichen praktisch vernachlässigbaren Beitrag zum Resultat liefern:

$$h\omega^0 = -(1.9 \pm 7.6)\cdot 10^{-7}$$
$$h\rho^1 = -(0.19 \pm 0.19)\cdot 10^{-7}$$
$$h\omega^1 = -(1.14 \pm 0.8)\cdot 10^{-7}$$

so lässt sich aus A_z^{TOT} die Isotensor-Kopplungskonstante $h\rho^2$ bestimmen; mit dem Wert aus unseren Messungen von Gl.(5.3.1) ergibt sich:

$$h\rho^2 = -(28.0 \pm 15.8)\cdot 10^{-7}$$

Verglichen mit dem früher erhaltenen Wert $(-55 \pm 27)\cdot 10^{-7}$ [Bal84], hat das neue Resultat eine um einen Faktor 1.7 kleinere Unsicherheit und es ist innerhalb 1.17 Standardabweichungen mit der theoretischen Voraussage von Desplanques, Donoghue und Holstein [Des80]

$$h\rho^2 \text{ (theoretisch)} = -(9.5 \pm^{1.9}_{1.5})\cdot 10^{-7}$$

kompatibel; die Voraussage von Dubovik und Zenkin [Dub83]

$$h\rho^2 \text{ (theoretisch)} = -6.7\cdot 10^{-7}$$

ist 1.34σ von unserem Resultat entfernt.
Dieses Ergebnis ist ein wichtiger Test der Quarkmodellrechnungen für

gebundene Quarksysteme, und zeigt eine ziemlich gute Konsistenz zwischen Theorie und Experiment. Einige Anstrengungen von der experimentellen Seite her wären nützlich, um zu einer Genauigkeit im Resultat zu gelangen, die es erlaubt, die theoretische Voraussage schärfer zu prüfen.

Vom Standpunkt der theoretischen Interpretation unseres Resultates wäre eine revidierte Berechnung der Abhängigkeit von $A_z(E_p,\Theta)$ von den Meson-Nukleon Kopplungskonstanten nützlich, unter Berücksichtigung der verschiedenen nicht hinreichend untersuchten Effekte wie Beiträge höherer Partialwellenübergänge oder Abhängigkeit von der Wahl des paritätserhaltenden Nukleon-Nukleon Potentials.

Anhang A :

Es sei

$$\langle F(x,y)\rangle = \int F(x,y)\ p_1(x)\ p_2(y)\ dx\ dy \tag{A.1}$$

wobei

p_1 , p_2 Gewichtsfunktionen.

Für den Fall, dass $F(x,y) = x \cdot y$, möchte man den Fehler auf $\langle F(x,y)\rangle$ bestimmen. Dieser ist durch die mittlere quadratische Abweichung gegeben,

$$\Delta^2\langle F\rangle = \langle F^2\rangle - \langle F\rangle^2 \tag{A.2}$$

Nun ist

$$\langle F^2\rangle = \langle x^2\rangle\langle y^2\rangle \tag{A.3}$$

und also

$$\langle F^2\rangle - \langle F\rangle^2 = \langle x^2\rangle\langle y^2\rangle - \langle x\rangle^2\langle y\rangle^2 \tag{A.4}$$

Ensprechend Gl. (A.2), ist

$$\langle x^2\rangle = \langle x\rangle^2 + \Delta^2\langle x\rangle \quad \text{bzw.} \quad \langle y^2\rangle = \langle y\rangle^2 + \Delta^2\langle y\rangle \tag{A.5}$$

Falls man die Beziehungen (A.5) in Gl. (A.4) einsetzt, so erhält man

$$\Delta^2\langle F\rangle = \langle x\rangle^2\Delta^2\langle y\rangle + \langle y\rangle^2\Delta^2\langle x\rangle + \Delta^2\langle x\rangle\Delta^2\langle y\rangle$$

Anhang B:
Der β-Zerfall im pα-Experiment

Vor unserem Experiment haben wir die analoge Messung der paritätsverletzenden longitudinalen Analysierstärke in der elastischen pα-Streuung durchgeführt. Auch dort musste man untersuchen, was für einen Effekt der β-Zerfall aktivierter Kerne auf die gemessene Grösse haben kann.
Hier soll nur geschildert werden, welche die Unterschiede gegenüber dem pp-Experiment in der Bestimmung des Effektes sind, was die Resultate sind, und wie sich die Rechnungen mit den Messungen vergleichen.
Im pα-Experiment wurde eine fast identische Anordnung benützt: das Target bestand aber aus He-Gas bei 110 atm, der akzeptierte Winkelbereich bei der Streuung war durch die Länge und die Position des Targetbehälters etwas verschieden und die Dicke der Targetwand war 2 mm [Ros84, Lan85a].

	Eintrittsfenter	*Austrittsfenster*	*Faraday Cup-Boden*
Material	Al	Al	C
Dichte [g/cm³]	2.7	2.7	2.26
Protonenenergie	50 MeV	~40 MeV	~40 MeV
W/W_P	1	1	1
d [mm]	0.2	1.0	7.7
$\Omega_\beta/4\pi$	$1.5\cdot 10^{-3}$	$4.0\cdot 10^{-2}$	$1.1\cdot 10^{-3}$
$\lvert\varepsilon_\beta/\varepsilon_P\rvert$	1	1	1
γ [$10^{-7}mb^{-1}$]	0.018	2.4	0.97
p	1	1	1
$\cos\vartheta_\beta$	1.00	0.96	1.00
$(\gamma\Gamma)_z$ [$10^{-7}mb^{-1}$]	0.018	2.3	0.97

Tab. B.1 *: Geometriedaten der durch den Strahl beleuchteten Teile fuer pα Streuung: Relative Beleuchtung W/W_P, effektive Dicke d, Raumwinkel Ω_β, unter dem der Faraday Cup gesehen wird, relative Detektionseffizienz der β's $\lvert\varepsilon_\beta/\varepsilon_P\rvert$, Stromfaktor γ (wobei $I_\beta/I_P = \gamma\sigma$), Polarisation der aktivierenden Protonen p, Winkelverteilung der β's $\cos\vartheta_\beta$, und Asymmetriefaktor $(\gamma\Gamma)$ (wobei $A_\beta = (\gamma\Gamma)\sigma a_{eff}$.*

Die Berechnungen wurden vollständig analog zu den Beschreibungen in Kap.4 gemacht; dabei wurden für den elastischen Wirkungsquerschnitt und für die Polarisationsüberträge Werte für 39.75, 44.95 und 47.7 MeV [Hou78] in 1°-Schritte benützt und in der Energie mit einem kubischen Spline-Verfahren interpoliert.

In Tab. B.1 sind die Strom- und Asymmetriekoeffizienten für die Bestimmung des β-Effektes $R_{\beta,P}$ im Primärstrom zusammengefasst, während in Tab. B.2 die Stromfaktoren gesammelt, die man für die Bestimmung des β-Effektes $R_{\beta,S}$ im Sekundärstrom benötigt.

Dabei ist aus Tabelle B.2 ersichtlich, dass die Faktoren für den Sekundärstrom im Allgemeinen, im Vergleich zu den pp-Ergebnissen, ungefähr um

	TW	*KO*	*VA*	*HA*	*AK*
Material	Al	Al	Al	Al	Al
Dichte [g/cm³]	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7
Protonenenergie	*0-50 MeV*	*0-30 MeV*	*0-30 MeV*	*0-30 MeV*	*0-30 MeV*
W	0.0078	0.0016	0.0015	0.0002	0.0027
d $[10^{-7}mb^{-1}]$	280	230	230	160	150
		hochenergetische β's :			
$\Omega_\beta/4\pi$	0.25	0.58	0.45	0.25	0.30
$\varepsilon_\beta/(\varepsilon_P W_P)$	78.9	165.7	110.8	124.2	71.4
γ $[10^{-7}mb^{-1}]$	42	35	17	1	9
		niederenergetische β's:			
$\Omega_\beta/4\pi$	0.13	0.55	0.06	0.13	0.29
$\varepsilon_\beta/(\varepsilon_P W_P)$	80.9	169.1	117.0	129.2	70.7
γ $[10^{-7}mb^{-1}]$	23	34	3	1	8

Tab. B.2 : Geometriedaten der durch gestreute Protonen beleuchteten Teile der Ionisationskammer beim pα Experiment: Targetwand (TW), Kollektor (KO), vordere Abschirmung (VA), hintere Abschirmung (HA), Abschirmungskeil (AK). Beleuchtung W , effektive Dicke d, und je fuer hochenergetische und fuer niederenergetische β's separat gerechnet, Raumwinkel Ω_β, unter dem die β's die Ionisationskammer sehen, Detektionseffizienz der β's relativ zum Protonenstrom $(\varepsilon_\beta/\varepsilon_P W_P)$, und Stromfaktor γ (wobei $I_\beta/I_S = \gamma\sigma$).

einen Faktor 6 grösser sind: dies kommt hauptsächlich davon her, dass beim $p\alpha$-Experiment das Verhältnis Strom in der Ionisationskammer zu Strom im Faraday-cup (I_S/I_P) ~.38 ist, während es bei unserem Experiment gleich 2.2 ist.

In Tabelle B.3 und B.4 sind die Koeffizienten für die **Bestimmung von** $R_{\beta,s}$ zusammengefasst; diese sind, aus demselben oben erwähnten Grund, grösser als bei der pp-Messung; ausserdem sieht man, dass insbesondere bei der Targetwand auch Protonen höherer Energie (40÷50 MeV) einen Beitrag geben können. Dies kommt daher, dass im Gegensatz

Hochenergetische β's.

E_P	0 - 10 MeV		10 - 20 MeV		20 - 30 MeV		30 - 40 MeV		40 - 50 MeV	
TW	1700	-129	7300	-340	34500	-1500	77900	-1300	28800	-130
KO	2500	-4100	6600	-12200	4000	-16600	0	-240	0	0
VA	1700	-4700	4300	-12300	5700	-14500	0	0	0	0
HA	57	-280	150	-730	70	-510	0	0	0	0
AK	4600	0	10400	0	5500	0	0	0	0	0

Niederenergetische β's.

E_P	0 - 10 MeV		10 - 20 MeV		20 - 30 MeV		30 - 40 MeV		40 - 50 MeV	
TW	1200	-140	5200	-280	24200	-2100	56400	-1100	19800	0
KO	2400	-3800	6500	-11500	3900	-15700	0	-234	0	0
VA	0	-1300	0	-3400	0	-4200	0	0	0	0
HA	150	-140	380	-350	200	-250	0	0	0	0
AK	4000	0	8900	0	4600	0	0	0	0	0

***Tab.B.3** : positive und negative Beitraege zu den Werten fuer $(\gamma\Gamma)_z$ [10^{-8} b^{-1}], d.h. $\gamma\Gamma$ fuer $(K_A)_z{}^z$ Uebertrag bei $p\alpha$ Streuung (beachte: $A_\beta = (\gamma\Gamma)\sigma a_{eff}$).*

Die Rechnung wurde fuer die verschiedenen Teile der Ionisationskammer (Targetwand (TW), Kollektor (KO), vordere Abschirmung (VA) und hintere Abschirmung (HA), Abschirmungskeil (AK)) nach der Energie E_P der aktivierenden Protonen aufgeteilt und separat je fuer hochenergetische und fuer niederenergetische β's durchgefuehrt.

Hochenergetische β's.

E_P	0 - 10 MeV		10 - 20 MeV		20 - 30 MeV		30 - 40 MeV		40 - 50 MeV	
TW	400	-120	100	-1200	11000	-3000	42000	-4500	8400	-840
KO	13000	-2000	37000	-5800	47000	-7500	500	-60	0	0
VA	30	-6700	90	-17000	70	-22000	0	0	0	0
HA	40	-280	1200	-340	1200	-20	0	0	0	0
AK	1000	-2500	2600	-6100	1800	-4000	0	0	0	0

Niederenergetische β's.

E_P	0 - 10 MeV		10 - 20 MeV		20 - 30 MeV		30 - 40 MeV		40 - 50 MeV	
TW	360	-300	660	-2000	6000	-11600	22300	-31300	4400	-7800
KO	12300	-2000	35200	-5600	44600	-7300	450	-60	0	0
VA	690	-800	1800	-2100	2200	-2700	0	0	0	0
HA	280	-120	730	-160	720	-8	0	0	0	0
AK	860	-2200	2100	-5400	1400	-3500	0	0	0	0

***Tab.B.4** : positive und negative Beitraege zu den Werten fuer $(\gamma\Gamma)_X$ [10^{-8} b^{-1}], d.h. $\gamma\Gamma$ fuer $(K_A)_X{}^X$ Uebertrag bei pα Streuung (beachte: $A_B = (\gamma\Gamma)\sigma_{aeff}$).*
Die Rechnung wurde fuer die verschiedenen Teile der Ionisationskammer (Targetwand (TW), Kollektor (KO), vordere Abschirmung (VA) und hintere Abschirmung (HA), Abschirmungskeil (AK)) nach der Energie E_P der aktivierenden Protonen aufgeteilt und separat je fuer hochenergetische und fuer niederenergetische β's durchgefuehrt.

zur pp-Streuung, beim pα-System die Protonen nach der Streuung wesentlich mehr Energie besitzen.
In Tabelle B.5 ist der Vergleich der β-Ströme aufgeführt, die man aus den Resultaten der Aktivierungsmessungen bekommt und die man direkt nach Strahlabstellen in Faraday-cup und Ionisationskammer misst.
Man sieht Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Strommessung bei einer dominierenden Aktivität mit τ = 200÷600 s, die man sowohl im Faraday-cup als auch im Ionisationskammerstrom sieht. Im Primärstrom misst man, wie auch im pp-Experiment, eine 9 s-Aktivität die grösser ist als das,

	Primaerstrom	
τ	$(I_\beta/I_P)_{GEM}$	$(I_\beta/I_P)_{BER}$
$600\ s < \tau$	$\sim 6. \cdot 10^{-5}$	
$200\ s \div 600\ s$	$3.8 \cdot 10^{-6}$	$(1.2 \div 2.4)10^{-6}$
$9\ s$	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$(4.3 \div 5.3)10^{-6}$

	Sekundaerstrom	
τ	$(I_\beta/I_S)_{GEM}$	$(I_\beta/I_S)_{BER}$
$600\ s < \tau$	$(1. \div 2.)10^{-5}$	
$200\ s \div 600\ s$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$(1.6 \div 4.8)10^{-5}$
$9\ s$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$(1.1 \div 2.3)10^{-4}$

Tab. B.5 : *Vergleich gemessener (GEM) zu berechneten (BER) Verhaeltnisse von β-induziertem Strom I_β zu Protoneninduziertem Strom in Faraday-cup (I_P) und Ionisationskammer (I_S) im pα Experiment fuer Aktivitaeten mit 1/e Zerfallszeit τ.*

was man rechnet, und die man hier auch (da der Strahl praktisch mit derselben Energie ankommt) nach denselben Ueberlegungen von Kap. 4.5 neutroneninduzierten Aktivitäten zuschreiben kann.
Im Sekundärstrom sieht man eine 9s - Aktivität, die um ~40% grösser ist, als das was man rechnet. Es gibt verschiedene mögliche Erklärungen dafür, die wir kurz diskutieren wollen, insbesondere in Hinblick auf ihren möglichen Einfluss auf die β-Asymmetrie.

(I) Man kann nicht ausschliessen, dass diese β-Aktivierung zustandekommt durch Fragmente aus dem pα-Aufbruch. Dabei können Neutronen die ganze Kammer aktivieren, aber andere Aufbruchprodukte (Deuteronen, inelastische Protonen,...) werden in der Targetwand gestoppt.
Die Aufbruchprodukte werden aber bei der Reaktion nur einen sehr kleinen Polarisationsübertrag erleiden, und ihre Energie ist ebenfalls klein im Vergleich zu elastisch gestreuten Protonen (der Q-Wert für den α-Aufbruch beträgt -19.8 MeV). Um die obere Grenze für den β-Effekt in diesem Fall zu bestimmen, nehmen wir einen Polarisationsübertrag von 10% an und

benützen den grössten Asymmetriekoeffizienten $(\gamma\Gamma)/\gamma$, der sich in der Berechnung ergibt. Dieser entspricht dem Fall einer Aktivierung in der Targetwand durch Teilchen mit einer Energie von 0 ÷ 30 MeV und reinem $(K_A)_Z{}^Z$-Polarisationsübertrag (Vgl. auch Tab. B.6). Nimmt man zudem für (I_β/I_S) den 9s - Stromanteil, der sich nicht aus der Berechnung ergibt, und als a_{eff} den Wert, den man theoretisch berechnet ($a_{eff} = 9\cdot 10^{-4}$ für τ=9s), so bekommt man als obere Grenze für diesen Beitrag den Wert $3.8\cdot 10^{-9}$.

(II) Der Strom könnte durch γ's und Neutronen induziert werden, die im Faraday-cup produziert werden. Falls dies zutrifft, so ist dieser Asymmetriebeitrag schon bei Untergrundmessungen (Vgl. Abschnitt 3.2.7) erfasst, wie man sie auch im pα-Experiment gemacht hat, und man muss sich bei der Behandlung des β-Effektes nicht weiter darum kümmern.

(III) Man muss sich schliesslich im Klaren sein, dass die Berechnung der β-Ströme in der Ionisationskammer wohl mit einer Unsicherheit behaftet sein kann, die der beobachteten Grössenordnung von ~40% entsprechen kann. Wenn man die Berechnung und die Messung des protoneninduzierten Stromes vergleicht (s. Tab. 2.1), so beobachtet man einen Unterschied von 30%; man darf sicher nicht erwarten, einen β-induzierten Strom genauer rechnen zu können. Wenn man diesen Fall betrachtet, so muss man, um die obere Grenze für den Effekt zu bestimmen, den effektiv gemessenen Strom zusammen mit der zugehörigen, in Aktivierungsmessungen gemessenen Asymmetrie benützen. Aus dem Vergleich von Tab. 4.7 und 4.9 sieht man, dass bei Messungen im Aluminium der totale effektive β-Produktionsquerschnitt weitgehend durch den Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Kernen mit 9s Zerfallszeit dominiert ist. Also werden wir die obere Grenze, die wir aus Aktivierungsmessungen für den Sekundärstrom bekommen (und die aus der oberen Grenze für den Aktivierungsquerschnitt bestimmt wurde) mit dem Verhältnis $(I_\beta/I_S)_{GEM}/(I_\beta/I_S)_{BER}=(3.2\cdot 10^{-4})/(2.3\cdot 10^{-4})=1.4$ multiplizieren. Wir werden dieses Resultat in der Bestimmung der oberen Grenzen benützen.

Die Faktoren für die Beiträge zu R_β, die man aus den Aktivierungsmes-

	Primaerstrom			*Sekundaerstrom*		
	EF	*AF*	*FC*	*IK-Wand*	*Targetwand*	
Material	Al duenn	Al duenn	C, dick	Al dick	Al duenn	Al duenn
Protonenenergie	50 MeV	~40 MeV	~40 MeV	0-25 MeV	0-30 MeV	30-50 MeV
γ $[10^{-7}mb^{-1}]$	~0.018	2.4	0.97	46÷62	23÷42	
$(\gamma\Gamma)_x$ $[10^{-7}mb^{-1}]$	-	-	-	10.5	-1.4	5.0
$(\gamma\Gamma)_z$ $[10^{-7}mb^{-1}]$	0.018	2.3	0.97	-6.6	4.3	10.7
σ $[mb]$	20	20	3	15	32	20
$(a_{eff})_x$ $[10^{-4}]$	-	-	-	-3.0±1.7	2.2±2.2	±3.5
$(a_{eff})_z$ $[10^{-4}]$	1.2±1.7	±3.2	0.0±2.2	-0.6±1.3	±3.2	±3.2
$(R_\beta)_x$ $[10^{-9}]$	-	-	-	-4.7±2.7	-1.0±1.0	±3.5
$(R_\beta)_z$ $[10^{-9}]$	0.0±0.0	±1.5	0.0±0.1	0.6±1.3	±4.4	±6.8

Tab.B.6: *Zusammenstellung der geometrischen Faktoren beim $p\alpha$ Experiment fuer die Bestimmung des β-Stromes (γ, wobei $I_\beta/I=\gamma\sigma$) und der Asymmetrie ($\gamma\Gamma$, wobei $R_\beta=(\gamma\Gamma)\sigma\cdot a_{eff}$) bei $(K_A)_x{}^x$ und $(K_A)_z{}^z$ Polarisationsuebertrag der Protonen auf die aktivierten Kerne, und der zugehoerigen gemessenen effektiven Wirkungsquerschnitte σ und Asymmetrien a_{eff}. Die Werte sind fuer getrennte Beitraege verschiedener Kammerteile aufgefuehrt: Eintrittsfenster (EF), Austrittsfenster (AF) und Faraday cup Boden (FC) tragen zu den Aktivitaeten im Primaerstrom bei, waehrend die Targetwand und die restlichen Teile der Ionisationskammer (IK-Wand) tragen zum Sekundaerstrom bei.*

sungen bekommt (protoneninduzierte Aktivitäten mit $\tau < 9$ s), sind in Tab.B.6 aufgeführt. Aus den obigen Ueberlegungen werden wir diese Beiträge bei der Bestimmung der oberen Grenze für R_β mit 1.4 multiplizieren.

Für Aktivitäten mit längerer Zerfallszeit, bekommt man eine obere Grenze, für ihren paritätsverletzenden Beitrag, aus den Strommessungen und aus der theoretischen Berechnung der Asymmetrie gemäss Kap. 4.6.

	Primaerstrom			
τ	I_β/I_P $[t\to 0]$	$(\gamma K)/\gamma$	a_{eff}	R_β
$600\ s < \tau$	$(9.2)10^{-5}$	1	$1.3\cdot 10^{-5}$	$(1.2)10^{-9}$
$200\ s \div 600\ s$	$(3.8)10^{-6}$	1	$4.0\cdot 10^{-5}$	(1.5)10-10
$9\ s$	$(2.1)10^{-5}$	0.15	$8.8\cdot 10^{-4}$	(2.8)10-9

	Sekundaerstrom			
τ	I_β/I_S $[t\to 0]$	$(\gamma K)/\gamma$	a_{eff}	R_β
$600\ s < \tau$	$(2.2)10^{-5}$	0.46	$1.3\cdot 10^{-5}$	$(1.3)10^{-10}$
$200\ s \div 600\ s$	$(3.6)10^{-5}$	0.46	$4.0\cdot 10^{-5}$	$(6.6)10^{-10}$

***Tab.B.7** : β-Stroeme aus Messungen nach Strahlabstellen beim $p\alpha$ Experiment und Asymmetrien aus theoretischer Berechnung (Kap.4.6); obere Grenzen fuer R_β bei 100% Strahlpolarisation.*

Die Faktoren und die Resultate sind in Tabelle B.7 aufgeführt. Dabei haben wir für die mutmassliche neutroneninduzierte Aktivität im Faraday-cup dieselben Ueberlegungen wie in Abschnitt 4.7.1 verwendet.
Für die langlebigen Aktivitäten ($\tau \gg 9$ s) in der Ionisationskammer haben wir die schlimmsten geometrischen Faktoren verwendet, die man für die Targetwand bekommt.
Die Summe der einzelnen oberen Grenzen wurde auch hier gemäss den Prinzipien (1) bis (7) von Abschnitt 4.7.3 gemacht.
Die obere Grenze für den Effekt von β-Zerfällen ergibt sich damit insgesamt, für 100% Strahlpolarisation, als

$$R_\beta = 2.1\cdot 10^{-8}$$

Literatur

Ade83 E.G.Adelberger, M.M.Hindi, C.D.Hoyle, H.E.Swanson, R.D.Von Lintig, W.C.Haxton, Phys.Rev. **C 27** (1983) 2833

Agu84 Particle Data Group, M.Aguilar-Benitez et al., Particle Properties Data Booklet, April 1984, from "Review of Particle Properties", Rev.Mod.Phys. **56** (1984)

And77 H.H.Anderson, J.F.Ziegler, Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements (Pergamon, New York, 1977)

Arn83 R.A.Arndt, L.D.Roper, R.A.Bryan, R.B.Clark, B.J.VerWest, P.Signell, Phys.Rev. **D 28** (1983) 97

Bal84 R.Balzer, R.Henneck, Ch.Jacquemart, J.Lang, F.Nessi-Tedaldi, Th.Roser, M.Simonius, W.Haeberli, S.Jaccard, W.Reichart, Ch.Weddigen, Phys.Rev.**C 30** (1984) 1409

Ber64 M.J.Berger & S.S.Seltzer, Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons, NASA SP-3012

Boe75 F.Boehm, in High Energy Physics and Nuclear Structure-1975, Santa Fe, eds. D.E.Nagle et al., AIP Conf.Proc. Nr.**26**, (American Institute of Physics, New York, 1975)

Cah66 T.A.Cahill, J. Reginald Richardson and R.P.Haddock Phys.Rev. **144** (1966) 932

Cra70 R.L.Craun, D.L.Smith, Nucl.Intr. and Meth.**80** (1970) 239

Cra66 R.M.Craig, J.C.Dore, G.W.Greenlees, J.Lowe and D.L.Watson, Nucl.Phys. **83** (1966) 493

Des80 B.Desplanques, J.F.Donoghue and B.R.Holstein, Ann.Phys. N.Y.**124** (1980) 449

Dit69 R.Dittman, H.S.Sandhu, R.K.Cole and C.N.Waddell
Nucl.Phys. **A 126** (1969) 592

Don85 J.F.Donoghue and B.R.Holstein, Phys.Rev. **D31** (1985) 70

Dub83 V.M.Dubovik and S.V.Zenkin, JINR Communication E2-83-922,
(Joint Institute for Nuclear Research) Dubna, 1983.
V.M.Dubovik, I.T.Obukhovsky, S.V.Zenkin, Particles and Nuclei-
Tenth International Conference, Heidelberg 1984, Her. F.Gütter,
B.Povh, G. zu Putlitz (Post deadline abstracts - N15)

Els84 K.Elsener, W.Grüebler, V.König, P.A.Schmelzbach, J.Ulbricht,
D.Singy, C.Forstner, W.Z.Zhang, B.Vuaridel, Phys.Rev.Lett.
52 (1984) 1476 und K.Elsener, Doktorarbeit Nr.7577, ETH-Zürich

Ful58 H.W.Fulbright, in "Handbuch der Physik", Vol. **45**, Her. S.Flügge,
Springer Verl. Berlin 1958

Gla70 S.L.Glashow, J.Iliopulos, L.Maiani, Phys.Rev. **D2** (1970) 1285

Gys83 Das benützte Polarimeter wurde in der Diplomarbeit von Ch.Gysin,
Physikinstitut der Universität Basel, entworfen.

Hae79 W.Haeberli, R.Henneck, Ch.Jacquemart, J.Lang, R.Müller,
M.Simonius, W.Reichart und Ch.Weddigen,
Nucl. Inst. and Meth.**163** (1979) 403

Hae84 W.Haeberli, in Intersection between Particle and Nuclear Physics,
Steamboat Springs, 1984, Ed. R.E.Mischke, AIP Conf.Proc. Nr.**123**,
(American Institute of Physics, New York, 1984)

Hou78 A.Houdayer, N.E.Davison, S.A.Elbakr, A.M.Sourkes, W.T.H.van Oers,
A.D.Bacher, Phys.Rev. **C 18** (1978) 1985

Hwa63 C.F.Hwang, G.Clausnitzer, D.H.Nordby, S.Suwa, J.H.Williams

Phys.Rev. **131** (1963) 2602

Jac81 Ch.Jacquemart, Analyse der Messungen zur Paritätsverletzung in der Proton-Proton-Streuung bei 45 MeV, Doktorarbeit Nr. 6833, ETH Zürich (1981)

Kat80 S.Kato, K.Okada, M.Kondo, A.Shimizu, K.Hosono, T.Saito, N.Matsuoka, S.Nagamachi, K.Nisimura, N.Tamura, K.Imai, K.Egawa, M.Nakamura, T.Noro, H.Shimizu, K.Ogino und Y.Kadota Nucl.Instr. and Meth. **169** (1980) 589

Lan85 J.Lang, Th.Maier, R.Müller, F.Nessi-Tedaldi, Th.Roser, M.Simonius, J.Sromicki, W.Haeberli, Phys.Rev.Lett. **54** (1985) 170

Lan85a J.Lang, Th.Maier, R.Müller, F.Nessi-Tedaldi, Th.Roser, M.Simonius, J.Sromicki, W.Haeberli, to be published

Led78 Tables of isotopes, 7th edition, ed.by C.M.Lederer & V.S.Shirley

Mül83 Die von Herrn Stephan Steiner entworfene Streukammer wurde freundlicherweise von Prof. H.H.Müller, Physikinstitut der Universität Zürich, uns zur Verfügung gestellt.

Nag78 D.E.Nagle, J.D.Bowman, C.Hoffmann, J.L.McKibben, R.E.Mischke, J.M.Potter, H.Frauenfelder and L.B.Sorenson, in High Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets (Argonne 1978), Proc. 3rd Int.Symp. on High Energy Phys. with Pol.Beams and Pol. Targets, Ed.G.H.Thomas, AIP Conf.Proc. Nr.51(American Institute of Physics, New York 1979) 218

Pe205 Das Material (Perunal 205) wurde von Alusuisse, Chippis, Schweiz, und vom Deutschen Metallhandel, 4300 Essen, Bundesrepublik Deutschland, geliefert.

Ros80 P.von Rossen, H. von Rossen and H.E.Conzett, in Polarization Phenomena in Nuclear Physics-1980 (5th Int.Symp. Santa Fe),

Proc. of the 5th Int.Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, AIP Conf. Proc Nr.**69**, Ed. G.G.Ohlson et al. (American Institute of Physics, New York, 1981) 1442

Ros84 T.Roser, Paritätsverletzung in der elastischen pα Streuung, Doktorarbeit Nr. 7487, ETH Zürich (1984)

Sal68 A.Salam, in Elementary particle theory: Relativistic Groups and Analyticity, Proc. 8th Nobel Symp., ed. N.Svartholm (Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968) 367

Sim72 M.Simonius, Phys.Lett. **41B** (1972) 415

Sim74 M.Simonius, Nucl.Phys. **A 220** (1974) 269

Sim80 M.Simonius, R.Henneck, C.Jacquemart, J.Lang, W.Haeberli, C.Weddigen, Nucl.Instr.and Meth. **177** (1980) 471

Sim83 M.Simonius, in High Energy Spin Physics-1982, Brookhaven, Ed. G.M.Bunce, AIP Conf.Proc. Nr.**95**(American Institute of Physics, New York, 1983) 139

UA183 UA1 Collab., G.Arnison et al., Phys. Lett. **122B** (1983) 103

UA183a UA1 Collab., G.Arnison et al., Phys. Lett. **126B** (1983) 398

UA283 UA2 Collab., M.Banner et al., Phys. Lett. **122B** (1983) 476

Wei67 S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 1264

Wil66 C.F.Williamson, J.P.Boujout, J.Picard, Tables of ranges and stopping power of chemical elements for charged particles of energy 0.05 to 500 Mev, Rapport CEA-R 3042, Departement de Physique Nucleaire, Service de Physique Nucleaire a Basse Energie

Wu57 C.S.Wu, E.Ambler, R.W.Hayward, D.D.Hoppes and R.F.Hudson,

Phys.Rev. **105** (1957) 1413

Wu66 C.S.Wu, S.A.Moszkowski, Beta Decay, Interscience Publishers, John Wiley & Sons, New York 1966

Verdankungen

An dieser Stelle möchte ich allen, die durch ihren Beitrag die vorliegende Arbeit ermöglicht haben, meinen Dank aussprechen.
Prof. Dr. J.Lang möchte ich herzlich für die Aufnahme in seine Forschungsgruppe und für die Unterstützung während der Ausführung dieser Arbeit danken.
Dr. M. Simonius danke ich insbesondere für die engagierte Betreuung und für die vielen anregenden Diskussionen.
Ich möchte meine Dankbarkeit auch den weiteren Mitgliedern der Forschungsgruppe und allen ausdrücken, die mit ihrem Einsatz zum Experiment beigetragen haben : Dr. Richard Balzer, Prof. Dr. W. Haeberli, Dr. Reinhold Henneck, Dr. Samuel Jaccard und den SIN-Operateuren, Jürg Liechti, Thomas Maier, Dr. Richard Müller, Dr. Thomas Roser, Jurek Smyrski, Dr. Jurek Sromicki, Othmar Züger und Johannes Weber.

J.Häfliger und H.Oschwald verdanke ich viele einfallsreiche Ideen und Ratschläge; dem technischen Personal an der ETH und am SIN, das durch seine Arbeit einen manchmal unentbehrlichen Beitrag zum Experiment geleistet hat, möchte ich ebenfalls meinen herzlichen Dank aussprechen.

H.J.Hofmann danke ich für das sorgfältige Durchlesen der vorliegenden Arbeit.

Frau G.Kägi möchte ich herzlich für den graphischen Beitrag in der Verfassung dieser Arbeit danken.

Meinem Mann Marzio danke ich trotz seiner bescheidenen Aeusserung, dies sei nicht notwendig.

Diese Arbeit konnte nur dank der finanziellen Unterstützung durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung durchgeführt werden.

Lebenslauf

1957	Am 13. Mai in Locarno TI geboren, Tochter von Pino und Johanna Tedaldi
1963 - 1968	Primarschule in Muralto TI
1968 - 1973	Ginnasio Cantonale in Locarno
1973 - 1976	Liceo des Collegio Papio, Ascona TI
Juli 1976	Eidgenössische Matura Typus B
1976 - 1981	Physikstudium an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich
1981	Abschluss mit Diplom; Spezialgebiet 'Kernphysik'
1981 - 1985	Wissenschaftliche Mitarbeiterin und Assistentin am Institut für Mittelenergiephysik der ETH-Zürich.

Zürich, 9. Juni 1985

Francesca Nessi-Tedaldi