

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 46 (1973)
Heft: 5

Artikel: Proton-Proton Streuung im Energiegebiet von 500 bis 2000 keV : experimentelle Technik
Autor: Mühry, H. / Wassmer, H. / Baumgartner, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114497>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 19.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Proton-Proton Streuung im Energiegebiet von 500 bis 2000 keV: Experimentelle Technik

von H. Mühry, H. Wassmer und E. Baumgartner

Physikalisches Institut der Universität Basel

(30. IV. 73)

Abstract. A scattering chamber has been built in order to measure precise differential proton-proton cross-sections at energies between 500 and 2000 keV at three fixed angles of 12° , 25° , and 45° in the laboratory system. Effects which determine the shape and character of observed spectra and which affect the absolute value of the measured cross-sections are investigated experimentally. Methods of correction and values of the observed and calculated effects are presented.

1. Einführung

Die genauesten Werte von Proton-Proton Streuquerschnitten im Energiegebiet zwischen 500 keV und 2000 keV entstammen einer Messreihe von Knecht et al. [1] aus dem Jahre 1959, deren Resultate im Jahre 1966 revidiert wurden [2].

In letzter Zeit fordern theoretische Arbeiten, die sich mit der Auswertung aller bekannten Niederenergiedaten der Proton-Proton Streuung beschäftigen [3-7], präzise Messungen von Streuquerschnitten bei niedrigen Energien.

Das vorliegende Experiment soll die früheren Messungen durch Erweiterung des Energiebereiches ergänzen. Dabei wird eine bestmögliche Messgenauigkeit angestrebt. Die Fehler liegen, wie im Folgenden gezeigt wird, in der Promille-Gegend. Neben einer kurzen technischen Beschreibung der Streukammer werden die möglichen Fehlerquellen diskutiert und experimentelle Methoden zur Bestimmung von Korrekturen angegeben.

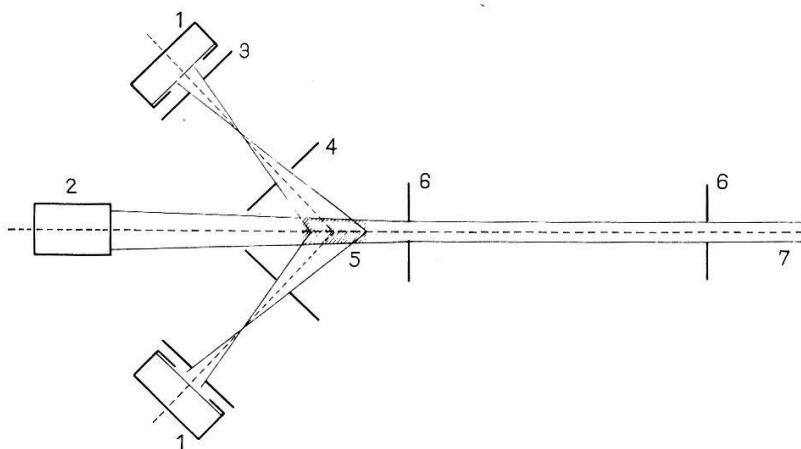
2. Der Aufbau der Streukammer

2.1. Das Prinzip der Messanordnung

Die Messung der Wirkungsquerschnitte erfolgt mit Hilfe einer differentiell gepumpten Gastarget, deren Arbeitsdruck 3 bis 10 Torr H_2 beträgt. Ihr Aufbau geht aus Fig. 1 hervor.

Der einfallende Protonenstrahl variabler Energie wird vom 3 MV Kaskadengenerator des Physikalischen Instituts der Universität Basel erzeugt. Er durchläuft den Kollimator, die Gastarget und wird in einem Faradaykäfig aufgefangen.

Rechteckige Spalte definieren drei symmetrisch zum einfallenden Strahl angeordnete Winkelpaare von 12° , 25° und 45° . Die gestreuten Protonen werden gleichzeitig unter allen sechs Winkeln von Halbleiterdetektoren registriert.



Figur 1

Schematischer Aufbau der Streugeometrie (nicht masstäblich).

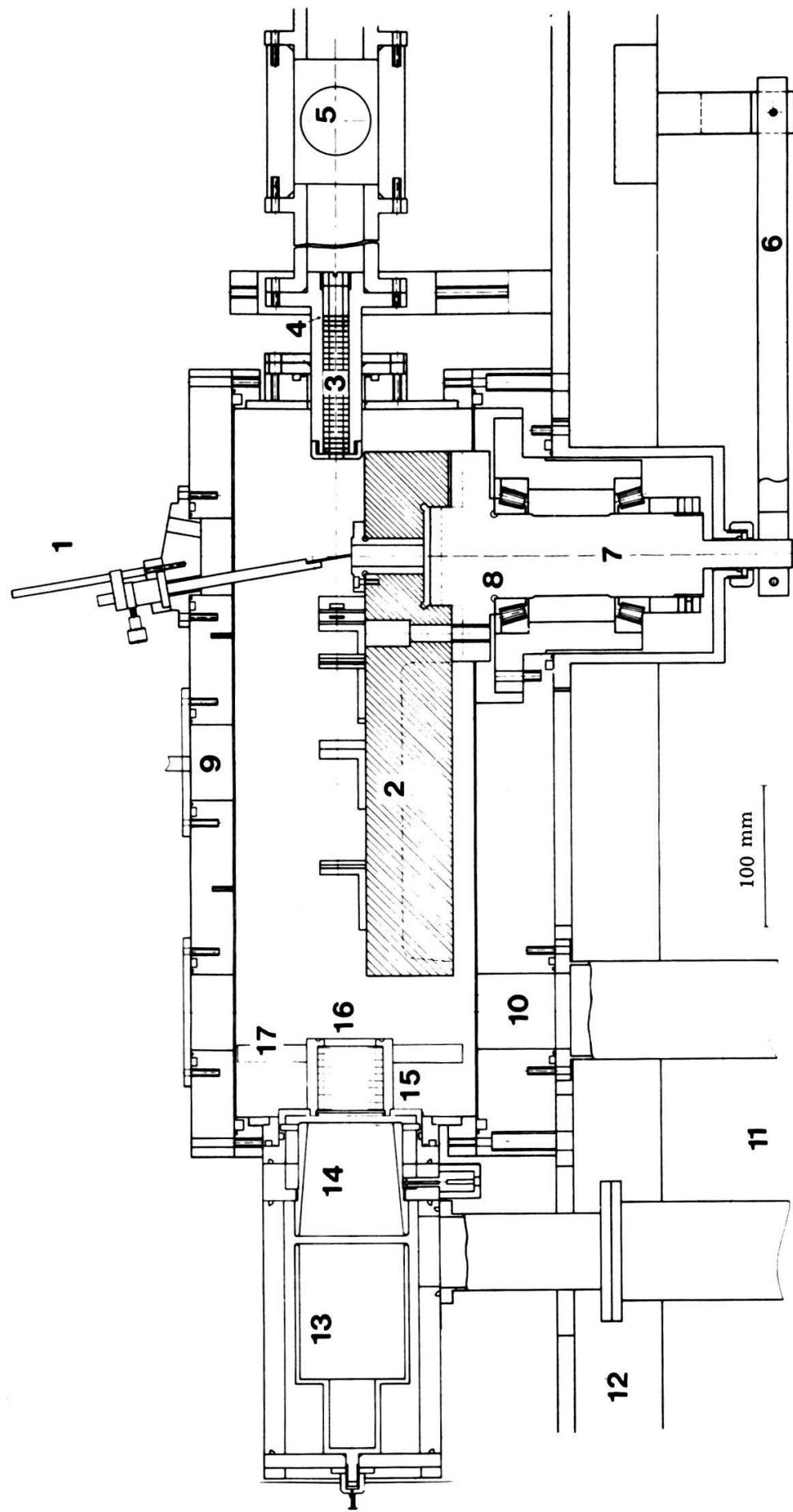
1 Detektor; 2 Faradaybecher; 3 hinterer Spalt; 4 vorderer Spalt; 5 Targetzone; 6 strahldefinierende Blenden; 7 einfallender Strahl.

Der Uebersicht wegen ist nur ein Winkelpaar eingezeichnet.

2.2. Technische Beschreibung der Einzelteile

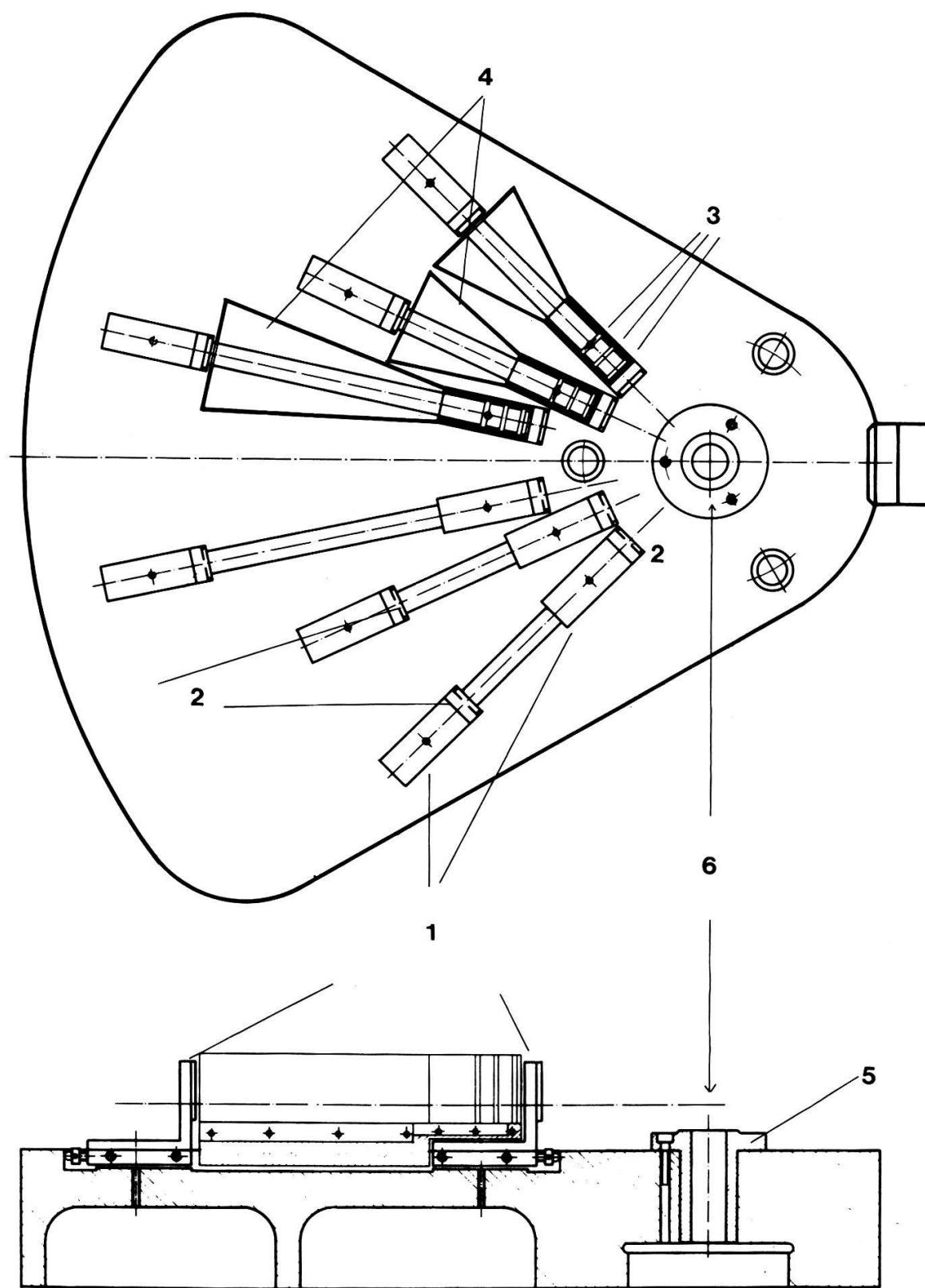
Die Streukammer (Fig. 2) besteht aus einem rostfreien Stahlzylinder, welcher mit einem Boden aus rostfreiem Stahl und einem Deckel aus Aluminium verschlossen wird. Der Boden weist eine vakuumdichte, von aussen drehbare Durchführung auf, auf welcher der Träger des Spaltsystems montiert wird. Deckel und Kammerwände enthalten Durchführungen für BNC Kabel. Zudem kann ein Festkörpertarget zur Energieeichung an den Ort des Streuzentrums gebracht werden. In der Kammer befindet sich der Träger des Spaltsystems, im Weiteren 'Streutisch' (Fig. 3) genannt. Der Ort des Streuzentrums ist durch eine Präzisionsbohrung markiert und dient als Ausgangspunkt für die Vermessung der Geometrie des Spaltsystems (vgl. 4.1), sowie zur Justierung der gesamten Anordnung. Der Streutisch ist, mit dem Streuzentrum als Drehachse, um wenige Winkelgrade drehbar gelagert, so dass die Symmetriearchse des Winkelsystems eingestellt werden kann. Die einzelnen Spalten sitzen, mittels Stellschrauben justierbar, in eingefrästen Nuten. Jeder Winkel des Spaltsystems wird von einem separaten Gehäuse umschlossen, welches das Eindringen störender Protonen verhindert.

Kollimator und Strahlführung: Der einfallende Protonenstrahl gelangt durch ein differentiell gepumptes Kollimatorsystem in die Streukammer. Drei Pakete mit je 20 Messingblenden von 1,75 mm Lochdurchmesser sorgen für den nötigen Pumpwiderstand und bilden die drei Stufen des differentiellen Pumpsystems. Das erste Paket wird aus Figur 2 ersichtlich. Die strahldefinierenden Blenden bestehen aus Tantalblech, weisen einen Lochdurchmesser von 1 mm auf und sind 1000 mm voneinander entfernt. Die Richtung des einfallenden Strahles wird mit Hilfe von Elektromagneten auf das Zentrum des Faradaybechers optimiert. Um die Strahldivergenz möglichst klein zu halten wird der Strahl durch eine Quadrupollinse auf einen Durchmesser von ca. 10 mm aufgeblätzt. Der dadurch entstehende Intensitätsverlust von ungefähr einem Faktor 100 wird in Kauf genommen. Durch diese fast parallele Ausleuchtung des Kollimators kann eine Winkeldivergenz von <0,5 mrad angenommen werden.



Figur 2
Querschnitt durch die Streukammer.

1 Beweglicher Targethalter; 2 Streutisch mit Spaltsystem; 3 Kollimator 1. Stufe; 4 Strahldefinierende Blende; 5 Anschluss Wälzkolbenpumpe; 6 Drehhebel zur Justierung des Streutisches; 7 Drehachse durch Streuzentrum; 8 drehbare Durchführung; 9 Anschluss zu Bourdonröhre; 10 Gaseinlass; 11 Diffusionspumpen (130 Liter/s); 12 U-Schiene; 13 Faradaybecher; 14 Gegenspannungsselektrode; 15 Antistreublenden; 16 Nickelfolie; 17 Permanentmagnete.



Figur 3

Der Streutisch.

1 Spalthalterungen; 2 Raumwinkeldefinierende Blenden des Spaltsystems; 3 Antistreublenden; 4 Abdeckung; 5 Zentrierbuchse für Vermessung; 6 Streuzentrum.

Die linke Seite wurde ohne Abdeckungen gezeichnet.

Faraday-Becher: Der einfallende Protonenstrahl wird von einem Faradaybecher aufgefangen und mit Hilfe eines elektronischen Integrators registriert. Der Faradaybecher befindet sich unter Hochvakuum in einem separaten Gehäuse, welches durch eine $0,5 \mu\text{m}$ dicke Nickelfolie von der Streukammer getrennt ist. Die aus der Nickelfolie emittierten Sekundärelektronen werden von einem senkrecht zur Strahlrichtung stehenden Magnetfeld (*ca.* 80 Gauss) abgelenkt. Eine ringförmige Elektrode verhindert mit einem elektrostatischen Potential von -1000 V das Austreten von im Faradaybecher erzeugten Sekundärelektronen. Diese Elektrode wird mit Hilfe von Kreisblenden von direkten Protonentreffern geschützt.

Gas-System: Das aus der Vorratsflasche stammende chemisch reine Wasserstoffgas wird in einem Auffanggefäß auf einen Druck von $0,5 \text{ atü}$ entspannt und von dort mit Hilfe eines Nadelventils in die Kammer strömen gelassen. Auf eine Druckregulierung wurde verzichtet. Bei Beginn der Messungen wird abgewartet bis sich ein Druckgleichgewicht zwischen einströmenden und abgepumpten Wasserstoff einstellt.

Der Druck in der Streukammer wird mit Hilfe eines Quarz-Bourdonrohres fortlaufend registriert.

2.3. Montage und Justierung

Streukammer und Kollimator sind auf einer eisernen U-Schiene montiert. Diese drei Bestandteile bilden eine starre Einheit die an zwei Auflagepunkten an der Decke des Messraumes beweglich aufgehängt wird. Der Drehpunkt befindet sich am Ort der Eintrittsblende des Kollimators. Mit Hilfe von Stellschrauben lässt sich das System sowohl horizontal als auch vertikal um diesen Drehpunkt bewegen. Bei der Montage der Apparatur wird in einem ersten Justierschritt die Kollimatoraxe relativ zur Streukammer ausgerichtet. Bei dieser Vermessung werden Toleranzen $<\pm 0,1 \text{ mm}$ eingehalten. In einem zweiten Justierschritt wird die Kollimatoraxe der auf der U-Schiene montierten Apparatur mit der Strahlaxe des Strahlführungssystems zur Deckung gebracht. Diese Einstellung wird grob mit Hilfe eines Laserstrahls durchgeführt. Die Feineinstellung erfolgt mit dem Protonenstrahl durch optimieren des Faradaykäfigstromes. Zuletzt wird das Spaltsystem symmetrisch zum Protonenstrahl ausgerichtet. Man vergleicht zu diesem Zweck die bei der $\bar{p}p$ -Streuung auftretenden Zählraten zweier Detektoren, die in zwei symmetrisch zueinander liegenden Winkeln angebracht sind. Durch Drehen des Streutisches werden die beiden Zählraten einander angeglichen.

3. Fehlerquellen bei Messungen in der Gastarget

3.1. Vorteile der gleichzeitigen Messung unter verschiedenen Winkeln

Die Methode der gleichzeitigen Messung der gestreuten Protonen mit symmetrisch angeordneten Zählerpaaren wurde gewählt, weil sie eine Anzahl Vorteile bietet, die die Messgenauigkeit der Streuquerschnitte erhöhen:

- einfache mechanische Vermessung der Winkelanordnung;
- der einfallende Protonenstrahl kann auf einfache Weise mit der festgelegten Symmetrieachse zur Deckung gebracht werden;
- kleinere Empfindlichkeit der Zählrate auf Winkel- und Lagefehler des einfallenden Strahles da sich die linearen Terme der links-rechts Asymmetrien bezüglich der

- idealen Symmetrieachse der Winkelanordnung gegenseitig aufheben. Asymmetriefehler, die von Größen zweiter Ordnung herrühren, heben sich nicht auf und müssen korrigiert werden (vgl. Abschnitt 4.3.2 Mehrfachstreuung);
- Verkürzung der Messdauer bis zum Erreichen der durch die Statistik verlangten Stosszahlen;
 - Möglichkeit von Koinzidenzmessungen unter 45 Grad zur Analyse der Energieverteilung der gestreuten Protonen;
 - Korrektur der Gasverunreinigungen auf Grund der gleichzeitig gemessenen Stosszahlen verschiedener Winkel und der Streukinematik.

3.2. Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Der Wirkungsquerschnitt im Laborsystem errechnet sich aus der gemessenen Anzahl gestreuter Protonen wie folgt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{y \cdot \sin \theta_L}{n \cdot N \cdot G}. \quad (1)$$

Dabei bedeutet:

- θ_L Streuwinkel im Laborsystem
- n Anzahl Protonen pro cm^3 in der Target
- N Anzahl einfallender Protonen
- y Anzahl gestreuter Protonen

Unter G wird der durch die Spaltanordnung gegebene Geometriefaktor (Raumwinkel) verstanden. Dieser lautet in erster Näherung:

$$G_{00} = \frac{4b_1 b_2 l}{R_0 h} \quad (2)$$

mit b_1 = halbe Breite des vorderen Spaltes

b_2 = halbe Breite des hinteren Spaltes

l = Höhe des hinteren Spaltes

R_0 = Abstand: Targetzentrum-hinterer Spalt

h = Abstand: Vorderer Spalt-hinterer Spalt

Zur exakten Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird der erweiterte Ausdruck nach Silverstein [8] verwendet. Diese Arbeit diskutiert Korrekturglieder zu G_{00} , die infolge der endlichen Breite des Streuwinkelintervall und der endlichen Strahldicke auftreten. Die Größe der Korrekturen (vgl. Tabelle 2) wurde auf Grund der aus früheren Experimenten bekannten Winkel- und Energieabhängigkeit der $p\bar{p}$ Wirkungsquerschnitte berechnet.

3.3. Uebersicht über Korrekturen und Messungenauigkeiten

Bei der Bestimmung der nach Gleichung (1) notwendigen Größen sind die in Tabelle 1 zusammengestellten Effekte berücksichtigt worden. Im Sinne einer Uebersicht wurden typische Korrekturen samt ihrem Fehlerbeitrag zum Streuquerschnitt eingetragen. Eine detaillierte Diskussion erfolgt in Abschnitt 4.

Tabelle 1
Zusammenstellung aller Korrekturen und Messungenauigkeiten

	Typischer Wert der Korrektur \pm Fehlerbeitrag zum Querschnitt (%)	Bemerkungen zur Bestimmungsmethoden
1. Anzahl gestreute Protonen		
1.1 Gas Kontamination	<5% (12°) \pm 0,4	Korr. durch Analyse der Spektren
1.2 Mehrfachstreuung	1‰/Torr (1 MeV, 12°) \pm 0,3	Korr. durch Extrapolation der druckabhängigen $d\sigma/d\Omega$ auf Druck = 0
1.3 Spaltstreuung	0,6‰ (1 MeV, 12°) \pm 0,15	Korr. durch Rechnung; Kontrolle durch Koinzidenzspektrum
1.4 Streuung an den Kollimatorblenden	\pm 0,05	Korr. unnötig; Kontrolle durch Koinzidenzspektrum
1.5 Ladungsverluste im Detektor	0,15‰ \pm 0,1	Korr. durch Koinzidenzspektrum
1.6 Untergrund	«	Im Spektrum sichtbar
1.7 Impulsüberlagerung	0,3–1‰ \pm 0,2	Im Spektrum sichtbar; Korr. mit 3,2
1.8 Totzeit	1‰–2% \pm 0,2	Hauptkorr. während Messung mit Testpulser bestimmt; Restkorr. mit 3,2
1.9 Zählstatistik	\pm 0,3	
2. Anzahl Einfallende Protonen		
2.1 Sekundärelektronen	\pm 0,15	keine Korr. erforderlich
2.2 Verluste vor Folie	0,15‰ (1 MeV, 3 Torr) \pm (fällt unter 1,2)	Korr. erfolgt gemäss mit 1,2
2.3 Verluste in Folie	2% (500 keV) \pm 0,3	Korr. durch Folie ein/aus Messung
2.4 Umladung	5‰ (500 keV) \pm (fällt unter 2,3)	Korr. erfolgt gleichzeitig mit 2,3
2.5 Restgasionisation	1–3‰ zw. 2 und 0,5 MeV \pm 0,3	Strom der Gegenspannungselektrode im Integrator
2.6 Integration elektronisch	\pm 0,25	
3. Anzahl Protonen im Target		
3.1 Temperaturmessung	\pm 0,1	
3.2 Targetaufheizung	\pm 0,2	Extrapolation der stromabhängigen $d\sigma/d\Omega$ auf Strom = 0
3.3 Druckmessung	\pm 0,3–0,4	
4. Geometriefaktor	\pm 0,15	
5. Winkelgenauigkeit	\pm 0,01 (in $\Delta\theta/\theta$)	Genauigkeit erhöht durch links/rechts Messung der Zählraten
6. Energie	(1 MeV, 12°) 3 Torr \pm 0,35	

4. Experimentelle und rechnerische Bestimmung der Korrekturen

4.1. Geometrie: Spaltsystem und Streuwinkel

4.1.1. Allgemeines. Die zur Berechnung der Geometriefaktoren notwendigen Korrekturen wurden im Zusammenhang mit der Diskussion der Formel (1) aufgeführt. Die Messungenauigkeit der Wirkungsquerschnitte hängt von der Präzision der Vermessung der einzelnen geometrischen Größen ab.

Bestimmend für die Auslegung des Spaltsystems wird die Forderung im Druckgebiet von 3 bis 10 Torr H₂ mit einem Protonenstrom von 100 bis 200 nA elektronisch gut zu verarbeitende Zählraten (100 bis 1000 s⁻¹) zu erhalten. Die Berechnung der erforderlichen Geometrietoleranzen geschieht mit Hilfe der aus früheren Messungen bekannten Winkel- und Energieabhängigkeiten der $p\bar{p}$ Wirkungsquerschnitte unter der Annahme des verlangten relativen Fehlers der zu messenden Wirkungsquerschnitte von $\pm 1\%$. Diese Bedingungen führen zu den in Tabelle 2 aufgeführten charakteristischen Abmessungen und zulässigen Toleranzen des Spaltsystems.

Tabelle 2

Charakteristische Abmessungen und zulässige Toleranzen des Spaltsystems

θ_L	$\Delta\theta_L$	Spalthöhe (mm)	Spaltbreite (mm)	Abstand der Spalte (mm)	Abstand: hint. Spalt Streuzentrum (mm)
$12^\circ \pm 3,6''$	$3 \pm 0,7 \mu\text{m}$	$3 \pm 0,7 \mu\text{m}$	$150 \pm 15 \mu\text{m}$	$225 \pm 20 \mu\text{m}$	
$25^\circ \pm 4''$	$10 \pm 1 \mu\text{m}$	$4 \pm 1 \mu\text{m}$	$100 \pm 10 \mu\text{m}$	$150 \pm 15 \mu\text{m}$	
$45^\circ \pm 18''$	$10 \pm 1 \mu\text{m}$	$4 \pm 1 \mu\text{m}$	$100 \pm 10 \mu\text{m}$	$150 \pm 15 \mu\text{m}$	

4.1.2. Herstellung und Vermessung. Die Herstellung des Spaltsystems wurde in Zusammenarbeit mit der Firma SIP¹⁾ durchgeführt:

Jeder Spalt wird aus 4 Beryllium-Bronze Lamellen von 5/100 mm Dicke zusammengesetzt und mit Hilfe eines Spezialwerkzeuges, welches eine Montagegenauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$ garantiert, auf seine Halterung montiert. Die Wahl des Lamellenmaterials erfolgte auf Grund von Überlegungen zur Streuung von Protonen an Spalten (vgl. 4.3.4.3). Die Vermessung der Anordnung wird mit einer Präzisionsmessmaschine (TRIOPTIC der Firma SIP) durchgeführt. Dabei wird das Spaltsystem als Ganzes relativ zum markierten Streuzentrum ausgemessen. Die Spalthalterungen werden mit Hilfe von Stellschrauben solange justiert bis die Winkelabweichungen und die

Tabelle 3

Streuwinkel in Bezug zur Symmetriearchse des 12° Winkelpaares und typische Werte der Geometriefaktoren und ihrer Fehler

θ_L	G_{00} (mm)	G bei 1 MeV (mm)	$\Delta G/G$
$12^\circ 0' 0,6''$	$0,799 \cdot 10^{-3}$	$0,81393 \cdot 10^{-3}$	$\pm 0,17\%$
$25^\circ 0' 0,2''$	$0,1067 \cdot 10^{-1}$	$0,10672 \cdot 10^{-1}$	$\pm 0,12\%$
$25^\circ 0' 6,7''$			
$45^\circ 0' 3,1''$			
$45^\circ 0' 8,0''$	$0,1067 \cdot 10^{-1}$	$0,10660 \cdot 10^{-1}$	$\pm 0,12\%$

¹⁾ Société Genovoise d'Instruments de Physique, Genève.

Abstände der Spalte untereinander innerhalb der geforderten Toleranzen (vgl. Tabelle 2) liegen. Die Genauigkeit der Distanzmessung lag innerhalb $\pm 0,4 \mu\text{m}$.

In Tabelle 3 werden die auf Grund der Vermessung errechneten Streuwinkel angegeben, wobei als Bezugslinie die Winkelhalbierende der 12° Winkelpaare angenommen wurde. Ein Vergleich der ‘erreichten’ Toleranzen mit den ‘verlangten’ zeigt, dass insbesondere die Symmetrie der Winkelanordnung gewährleistet ist.

4.2. Die Messung der Anzahl einfallender Protonen

4.2.1. Die Sammlung von Protonen im Faradaykäfig. Die Messung der Anzahl einfallender Protonen mit dem (vgl. Abschnitt 3.1) Faradaykäfig muss infolge Verluste durch Streuung, Sekundärelektronen und Umladung in der Nickelfolie korrigiert werden. Während die Störungen infolge Sekundärelektronen durch konstruktive Massnahmen genügend unterdrückt werden können, erreichen die Streuverluste, die Umladungseffekte und die Gasionisation bei niedrigen Energien Größenordnungen die die verlangte Absolutgenauigkeit der Messung übersteigen und daher korrigiert werden müssen.

Die Sammelverluste vor der Nickelfolie: Durch Mehrfachstreuung der einfallenden Protonen im Targetgas wird der Querschnitt des einfallenden Strahles vergrössert. Ein Teil der Protonen wird auf dem Weg von der Target zum Faradaybecher aus dem vor der Oeffnung der Nickelfolie aufgespannten Raumwinkel gestreut und geht verloren. Eine Abschätzung der Größenordnung dieser Verluste, liefert für das Vehältnis ϵ der verlorengehenden zu den einfallenden Protonen einen Wert von $\sim 0,15\%$ bei einer Einfallsenergie von 1000 keV und einem Kammerdruck von 3 Torr. Zur Bestimmung einer experimentellen Korrektur benützt man die Tatsache, dass ϵ linear mit dem Kammerdruck anwächst: Schreibt man $\epsilon = \beta p$ (p = Kammerdruck) und berechnet mit Hilfe der Formel (1) den Einfluss dieser Verluste auf die experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte σ^* so gelangt man zu folgender Darstellung

$$\sigma^* = \sigma_0 \left(\frac{1}{1 - \beta p} \right) = \sigma_0 (1 + \beta p + \dots) = \sigma_0 + \beta \sigma_0 p \quad (3)$$

wobei das erste Glied der Taylorentwicklung infolge $\beta p = 10^{-3}$ bis 10^{-4} genügend ist. Damit werden die Sammelverluste vor der Nickelfolie ein linearer Bestandteil der ‘druckabhängigen’ Messreihe’ der $p\bar{p}$ Wirkungsquerschnitte. Sie werden bei der im Abschnitt 4.3.4.4 beschriebenen linearen Extrapolation auf Kammerdruck = 0 zusammen mit den Verlusten der Mehrfachstreuung in der Gastarget korrigiert.

Die Streuung und Umladung in der Nickelfolie: In der Nickelfolie unterliegen die einfallenden Protonen der Coulombstreuung und können infolge der dadurch hervorgerufenen Ablenkung den Faradaybecher teilweise nicht erreichen. Bei Energien unterhalb 1000 keV muss zudem der Ladungszustand der die Folie verlassenden Protonen berücksichtigt werden, da ein Teil der Protonen von H^+ zu H^0 umgeladen wird. Beide Effekte bewirken eine Verleinerung der Anzahl einfallender Protonen und müssen korrigiert werden. Abschätzungen der zu erwartenden Größenordnungen sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Die exakten Werte der Korrektur für die Verluste in der Nickelfolie wurden experimentell folgendermassen bestimmt:

Die fest montierte Nickelfolie der ‘normalen’ Messanordnung (vgl. Figur 2) wird durch einen beweglichen Folienträger ersetzt. Die Folie, deren Dicke durch

Wägung bestimmt wurde, wird bei evakuiertem Streukammer in den Strahl eingeschwenkt und nach einiger Zeit wieder aus dem Strahl entfernt. Man misst auf zwei getrennten Zähleinrichtungen die vom Stromintegrator gelieferte Zählrate mit und ohne Nickelfolie im Strahl und die jeweilige Messdauer. Bei längeren Messreihen können auf diese Weise sowohl statistische Intensitätsschwankungen als auch Intensitätsdrifts des Protonenstrahles eliminiert werden. In bestimmten Zeitintervallen wird die Grösse

$$(Zählrate_{\text{mit Folie}} - Zählrate_{\text{ohne Folie}})(Zählrate_{\text{ohne Folie}})$$

gebildet und am Ende einer Serie Messungen statistisch ausgewertet. Der Mittelwert dieser Grösse gibt den zu korrigierenden Protonenverlust als Bruchteil der einfallenden Intensität an.

Tabelle 4

Die Protonenverluste in der Nickelfolie

Experimentelle Resultate bei verschiedenen Protonenenergien durchgeföhrter Messungen an einer $0,5 \mu\text{m}$ dicken Ni Folie. Bei einer mittleren Strahlintensität von 100 nA wurden für jede Energie insgesamt 800 ein/aus Zustände von 5 sec Dauer registriert. Die berechneten Werte entstammen einer Integration des Coulomb-Wirkungsquerschnittes für (p, Ni) , wobei der Energieverlust der Protonen in der Folie berücksichtigt wurde.

E_p bezeichnet die Energie der Protonen am Ort der Ni Folie nach dem Durchlaufen der Gastarget. Die Zahlenwerte für die Umladungseffekte wurden der Arbeit von Allison [9] entnommen.

E_p	exp. Werte %	berechnet Werte %	zu erwartende Umladung %
486 keV	$25,2 \pm 0,2$	22,8	5–10
970 keV	$4,8 \pm 0,3$	4,8	—
1867 keV	$1,2 \pm 0,2$	1,3	—

Die Methode liefert sowohl die Verluste an gestreuten, wie auch an umgeladenen Protonen. Die Erfahrung zeigte, dass wenn die Intensitätsschwankungen des Protonenstrahles unterhalb 10% lagen, mit gut reproduzierbaren Werten gerechnet werden konnte. Die Tabelle 4 vergleicht die experimentellen Resultate mit den berechneten. Die Resultate stimmen bei Berücksichtigung der, allerdings wenig genau bekannten, Umladungseffekte gut miteinander überein. Die experimentelle Anordnung zur Messung der Wirkungsquerschnitte unterscheidet sich von der vorliegenden Anordnung zur Messung der Nickelfolienvverluste darin, dass der Strahl vor dem Auftreffen auf die Folie nicht ein unter Hochvakuum stehendes Gebiet sondern eine Wasserstoffatmosphäre unter einem Druck von 3 bis 10 Torr durchquert. Dies führt infolge Mehrfachstreuung der Protonen im Wasserstoff zu einem Aufblähen des einfallenden Strahls und damit zu andern Randbedingungen beim Auftreffen auf die Folie. Der Einfluss dieser Effekte wurde studiert und als klein befunden. Ihre Grösse ist zudem vom Kammerdruck abhängig und wird daher bei der Auswertung der Messreihe der Wirkungsquerschnitte in Funktion des Druckes mitkorrigiert. Auf Grund der statistischen Schwankungen der Messresultate der Nickel ein/aus Methode wird diesen Korrekturen eine mittlere Messgenauigkeit von $\pm 0,2$ bis $0,3\%$ zugeordnet.

Sekundärelektronen und Gasionisation: Das Auftreffen von Protonen auf die Metallwände, die Nickelfolie oder auf Restgasatome verursacht die Bildung von Sekundärelektronen, die, je nach ihrer Flugrichtung den Betrag des zu messenden

Protonenstromes vergrössern oder verkleinern. Sekundärelektronen werden durch die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Massnahmen weitgehend unterdrückt. Eine Kontrolle dafür liefert die Messung von Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit der Gegenspannung an der Ringelektrode und in Abwesenheit des Mangetfeldes. Eine Korrektur ist nicht erforderlich. Die Restgasionisation wird durch ein Hochvakuum von $1\text{--}2 \mu$ Torr im Faradaykäfig minimalisiert. Die Messung des von der Ringelektrode gegen Erde fliessenden Stroms zeigt die Stärke des Restgasionisation an. Dieser Strom steigt mit dem Druck im Faradaykäfig und mit sinkender Protonenergie an. Er wird mit einem Pico-Ampèremeter gemessen und zur Korrektur der Anzahl einfallender Protonen verwendet. Die Grössenordnung der Korrektur steigt von etwa $0,75\%/\mu$ Torr bei 2 MeV auf etwa $2\%/\mu$ Torr bei 500 keV an. Die Unsicherheit dieser Korrektur beträgt rund $\pm 0,3\%$.

4.2.2. Die elektronische Ladungsintegration. Der zur Integration der im Faradaybecher gesammelten Ladungen eingesetzte Integrator²⁾ liefert über einen Digitalausgang Rechteckimpulse deren Frequenz stromproportional ist. Er weist eine Reproduzierbarkeit von $\pm 0,1\%$ auf und wird vor den Messungen absolut geeicht.

Mit Hilfe eines Spannungsteilers aus Präzisionswiderständen wird aus einer Eichspannungsquelle ($U = 10$ V), die mit einem auf $\pm 0,1\%$ absolut geeichten⁴⁾ Normalelement verglichen wurde, eine Spannung von 1 V erzeugt, welche über einen Messwiderstand ($10 \text{ M}\Omega \pm 0,2\%$)⁵⁾ einen Eichstrom fliessen lässt. Die durch den Eichstrom hervorgerufene Integratorfrequenz wird mit einem elektronischen Zähler und einer Quarzuhr gemessen. Elektronisch bedingte Schwankungen des Eingangspotentials am Integrator verfälschten die Stromanzeige des Eichstroms. Aus diesem Grunde wird das Eingangspotential während der Eichung mit einem Elektrometer überwacht und eine eventuelle Potentialverschiebung korrigiert. Die Grösse dieser Korrektur überstieg nie den Wert von $0,5\%$. Der Integrator weist eine Temperaturabhängigkeit seiner Anzeige von etwa $0,5\%/\text{Grad C}$ auf und wird daher in einem wärmeisolierten Gehäuse untergebracht, dessen Temperatur registriert wird. Eine Verfälschung der Integrationsanzeige infolge von Leckströmen konnte nicht nachgewiesen werden.

Die Genauigkeit der verwendeten Präzisionswiderstände und die Unsicherheit der Potentialschwankungen am Eingang limitieren zusammen mit der Eichungsgenauigkeit der Spannungsquellen die Messgenauigkeit der Absoluteichung auf $\pm 0,25\%$.

Die in Abschnitt 4.2 erwähnten Unsicherheiten in der Bestimmung der Korrekturen der Verluste bei der Protonensammlung führen, zusammen mit dem Eichfehler des Stromintegrators, zu einem Gesamtfehler in der Anzahl einfallender Protonen von $\sim \pm 0,5\%$.

4.3. Messung der Anzahl gestreuter Protonen

4.3.1. Detektoren und Elektronik. Die Energieverteilung der gestreuten Protonen werden unter jedem der sechs Winkel mit Halbleiterdetektoren gemessen. Die Zählerfläche beträgt 200 mm^2 und die aktive Schichtdicke $100 \mu\text{m}$. Die Zählerimpulse

²⁾ 'Current Digitizer', Mod. 439, Ortec USA.

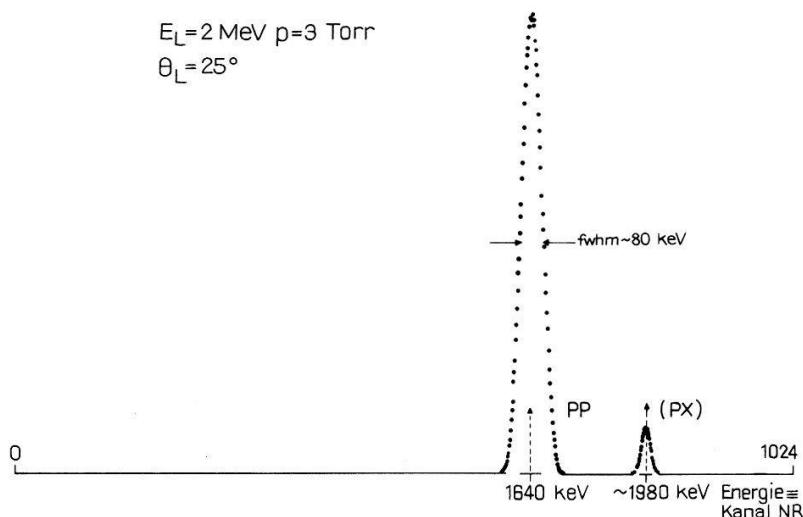
³⁾ General Radio Company, USA.

⁴⁾ Eidg. Amt für Mass und Gewicht, Bern.

⁵⁾ Rivlin Ltd., London.

werden nach erfolgter Verstärkung sowohl über einen Analog-Digital-Umwandler einem PDP-8I 'on line computer', als auch via Diskriminatoren schnellen Zählern zugeführt.

4.3.2. Die Energieverteilung der gestreuten Protonen. Fig. 4 zeigt ein typisches Spektrum. Man erkennt in erster Linie die Energieverteilungen der Streuung von Protonen an Protonen sowie der Streuung von Protonen an Kernen mit $Z > 1$.



Figur 4
Typisches PP Spektrum.
PP: Proton-Proton Energieverteilung. PX: Streuung von Protonen an Gasverunreinigungen.

Die Maßstäbe sind in beiden Koordinatenachsen linear; der Energienullpunkt fällt mit dem Kanal 0 zusammen.

Eine Vergrößerung der Ordinate der Figur 4 auf einen Maßstab bei dem Einzelimpulse sichtbar werden zeigt die Ereignisse einer Anzahl von Störeffekten, welche im einzelnen analysiert werden müssen damit die Summationsgrenzen für die Bestimmung des Inhaltes der PP Verteilung festgelegt werden können.

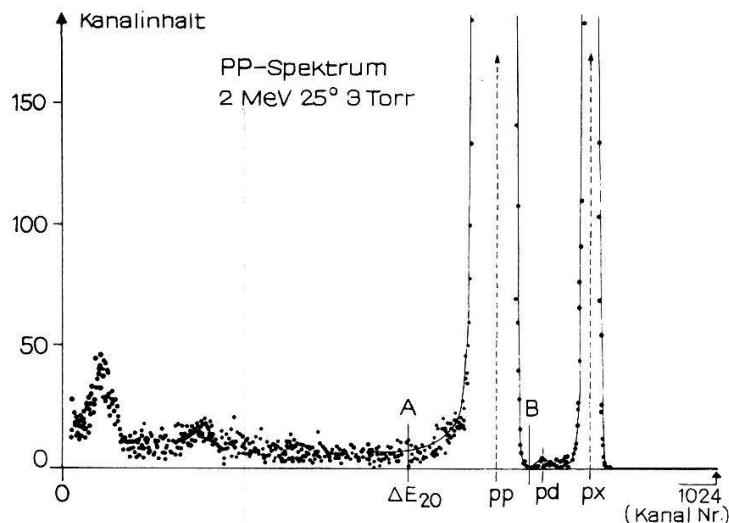
Diese Grenzen werden im nachfolgenden Text in % der Energie E_0 (vgl. Fig. 5) angegeben.

Für die Form des $\rho\rho$ Spektrums (vgl. Fig. 5) sind folgende Störeffekte verantwortlich:

- a) Verbreiterung der Halbwertsbreite der $\rho\rho$ Verteilung durch:
 - elektronisches Rauschen
 - Energieverschmierung der einfallenden Protonen in der Gastarget
- b) Asymmetrie der $\rho\rho$ Verteilung gegen kleinere Energie durch niederenergetische Protonen infolge
 - Mehrfachstreuung im Targetgas
 - Streuung von Protonen an Spalten
 - niederenergetische Protonen im einfallenden Strahl
 - Impulshöhenverlust der Halbleiterdetektoren
- c) Zusätzliche elastische Streuereignisse, verursacht durch
 - Anwesenheit von Kernen mit höherem Z im Targetgas

- d) Elektronische Effekte, wie
 - Impulsüberlagerung

Im Folgenden wird gezeigt, wie die Herkunft der Ereignisse im $p\bar{p}$ Spektrum ermittelt werden kann.



Figur 5

Ausschnitt aus einem PP Spektrum.

Die Figur zeigt ein 1024 Kanal Spektrum von in Wasserstoff gestreuten Protonen. Der Abbildungsmaßstab ist in beiden Koordinaten linear und der Energienullpunkt fällt mit dem Kanal 0 zusammen. Der Inhalt der PP Verteilung beträgt innerhalb der angegebenen Summationsgrenzen (A, B) 510 000 Ereignisse.

Man erkennt neben der $p\bar{p}$ Energieverteilung diejenige für Streuung an schweren Kernen (p, χ) sowie für Streuung an Deuterium (p, d). Deutlich sichtbar wird die Asymmetrie der PP Verteilung gegen niedrige Energien, welche von Protonen herrührt, die Mehrfachbzw. Spaltstreuung unterworfen waren.

Eingetragen sind ferner die Summationsgrenzen. Die Energieverteilung wird gegen kleine Energien bei einem Energieverlust der gestreuten Protonen von 20% der Ausfallsenergie E_0 abgeschnitten. Alle Korrekturen werden bezüglich dieser unteren Grenze bestimmt.

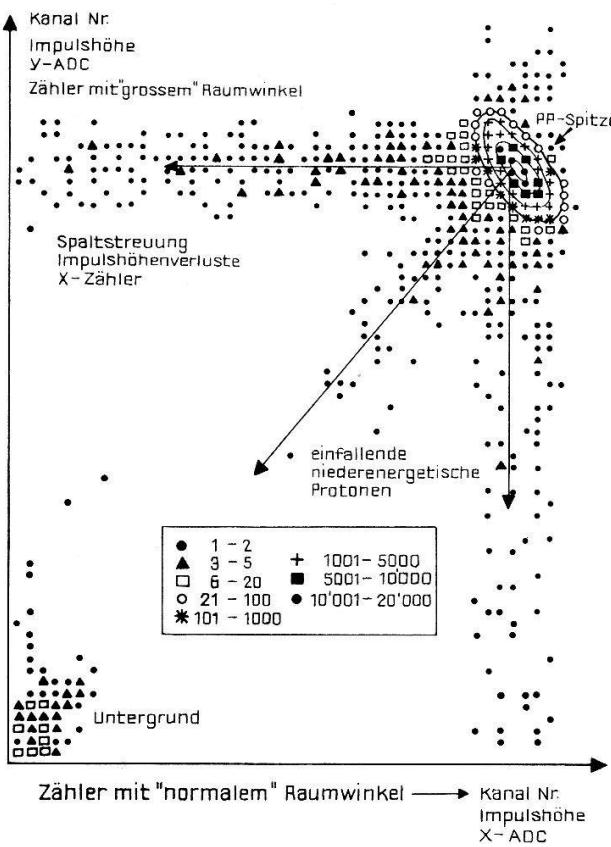
4.3.3. Die Analyse der Energieverteilung mit Hilfe von Koinzidenzspektren. Unter dem Laborstreuwinkel von 45° tritt das 'Rückstossproton' in Koinzidenz mit dem gestreuten Proton auf.

Die Koinzidenzimpulse der beiden unter 45° arbeitenden Halbleiterzähler werden zwei getrennten ADC's zugeführt und mit beiden Impulshöhenadressen versehen als ein Ereignis gespeichert.

Um bei einem Zähler möglichst alle in Koinzidenz auftretenden Randeffekte (z.B. Spaltstreuung) zu erfassen, wird der diesem gegenüberliegende Zähler mit einem Spaltsystem aus runden Löchern von 13 mm Durchmesser versehen, welches einen grösseren Raumwinkel zulässt.

Auf diese Weise erhält man Spektren deren Konturdarstellung für ein Beispiel von 2 MeV Protonen in Figur 6 dargestellt ist.

Die Summation aller Kanalinhalte in Richtung der Ordinate der in Fig. 6 gezeigten Konturdarstellung liefert ein zweidimensionales Energiespektrum aller koinzidenzfähigen Ereignisse. Die Methode erlaubt quantitative Rückschlüsse über die Grösse



Figur 6

Ausschnitt aus einer 64 mal 64 Kanal Konturdarstellung von 2 MeV Protonen gestreut an 3 Torr H₂ unter 45° Grad im LS.

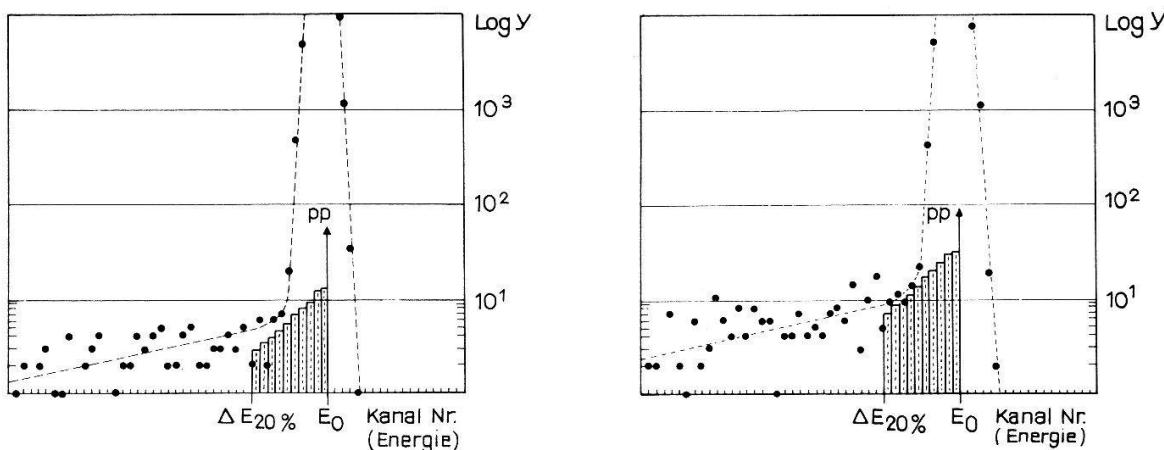
Man erkennt auf den von der $p\bar{p}$ Spalte ausgehenden axenparallelen Geraden die im zugehörigen Zähler auftretenden niedrigergetischen Impulse, die entweder der Spaltstreuung oder den Impulshöhenverlusten der Detektoren zugeschrieben werden können. Die in der Diagonalen zu erwarten Ereignisse, die von niedrigergetischen Protonen herrühren würden, um den Effekt zu zeigen, experimentell absichtlich erhöht. Dieser Anteil ist im Normalfall verschwindend klein. Der sichtbare Untergrund röhrt von elektronischen Störimpulsen auf den Zuleitungen zwischen Detektor und Vorverstärker her.

der Beiträge der oben erwähnten Störeffekte zum Anteil der niedrigergetischen Protonen. Die folgende Figur 7 zeigt Beispiele solcher Spektren:

4.3.4. Diskussion von Effekten, die die Gestalt des Energiespektrums beeinflussen.

4.3.4.1. Korrektur für einfallende Protonen mit zu kleiner Energie. Protonen mit zu kleiner Energie im einfallenden Strahl werden durch Streuung an den Kollimatorblenden oder durch Streuung an Sinterprodukten von Oelrückständen in den Blendenoöffnungen des Kollimators verursacht. Durch anfräsen aller Blendenoöffnungen bis auf eine Materialdicke von 5/100 mm und durch periodische Kontrollen der Blenden auf Verunreinigungen mittels Messungen zweidimensionaler PP Spektren kann der Anteil der niedrigergetischen Protonen im Strahl so klein gehalten werden, dass sich eine Korrektur erübriggt.

4.3.4.2. Korrektur für Impulshöhenverluste in den Halbleiterzählern. Verschiedene Autoren [10, 11] untersuchen in ihren Arbeiten die Ansprechwahrscheinlichkeit von Oberflächensperrsichtzählern für schwere Ionen. Diese Ansprechwahrscheinlichkeit wird je nach Energie und Ionenart kleiner als 100%.



Figur 7

Energieverteilung koinzidenzfähiger Ereignisse, gewonnen durch Auswertung von Koinzidenzspektren. Energie 1881 keV; Druck 3 Torr. Die Spektren wurden mit zwei verschiedenen Spaltsystemen, die sich durch ihre Lamellendicken unterschieden, registriert. Die berechnete Spaltstreuung ist als Histogramm eingetragen.

Für die vorliegenden Messungen stellte sich die Frage, für wieviele der registrierten Protonen der Zähler eine zu kleine Impulshöhe liefert, welche das betreffende Ereignis unterhalb der festgelegten Summationsgrenze des Energiespektrums erscheinen lässt. Abschätzungen auf Grund der oben erwähnten Arbeiten ergaben, dass Impulshöhenverluste, die infolge Kernreaktionen oder Streuung aus der aktiven Schicht des Zählers verursacht werden, für Protonen im Energiebereich von 500 keV bis 2000 keV vernachlässigbar klein werden.

Inhomogenitäten im Detektormaterial können jedoch Anlass zu vereinzelten niedrigen Impulsen geben. Diese lassen sich nicht direkt von den durch Spaltstreuung verursachten unterscheiden.

Eine Trennung erfolgt durch die in Figur 7 dargestellte Auswertung der Koinzidenzspektren, welche mit verschiedenen Spaltlamellendicken registriert wurden. Man erkennt die Zunahme des Anteils der niederenergetischen Impulse bei grösserer Lamellendicke sofort.

Die numerische Auswertung ergibt die folgenden Resultate:

$$\left. \begin{array}{l} 5/100 \text{ mm Lamellendicke } 0,5\% \\ 15/100 \text{ mm Lamellendicke } 1,3\% \end{array} \right\} \text{Anteil der Impulse unterhalb } \Delta E 20\% \text{ in \%}$$

$$\left. \begin{array}{l} 5/100 \text{ mm Lamellendicke } 0,5\% \\ 15/100 \text{ mm Lamellendicke } 1,3\% \end{array} \right\} \text{des Inhaltes der PP Verteilung.}$$

Aus dem Vergleich mit dem berechneten Anteil der zu erwartenden Spaltstreuung (vgl. 4.3.4.3) erhält man einen Beitrag der von Impulshöhenverlusten des Zählers herrührenden Ereignisse von 0,15% ($\pm 50\%$) aller PP Ereignisse. Diesem Messresultat wird, der schlechten Statistik wegen, ein Fehler von 50% zugeordnet.

Im Verlaufe der Experimente hat sich gezeigt, dass einige der Detektoren mit der Zeit eine, durch Wasserstoffgas verursachte, Qualitätseinbusse erleiden. Der Effekt zeigt sich im Auftreten zusätzlicher niederenergetischer Impulse und einer Vergrösserung der Halbwertsbreite der PP Energieverteilung.

Eine sorgfältige Auswahl der Detektoren, sowie eine Oberflächenbehandlung⁶⁾ bringt diesen Effekt zum Verschwinden.

⁶⁾ Durchgeführt von Firma Ortec GmbH, München.

4.3.4.3. Korrektur für die Streuung von Protonen an Spalten. Der Anteil durch Spaltstreuung verursachter niedrigerenergetischer Protonen kann rechnerisch durch eine scheinbare Vergrößerung der Spaltöffnung erfasst werden, deren Betrag vom registrierten Energiebereich des Zählers abhängt. Die Rechnungsmethode und die Kriterien für die Wahl des Spaltmaterials gehen auf Arbeiten von Courant [12] und Burge et al. [13] zurück.

Als Grundlage der Rechnung dienen die von Courant erwähnten drei Typen von Streuung im Spaltmaterial. Die von ihm verwendete, auf eine Arbeit von Rossi et al. [14] zurückgehende Diffusionsgleichung von Protonen im Spaltmaterial liefert für jeden Einfallswinkel und jeden Ausfallswinkel eine Energieverteilung der aus dem Spaltmaterial austretenden Protonen. Diese Energieverteilung wird als Funktion des vom Proton im Spaltmaterial zurückgelegten Weges angegeben. Als Resultat der Integration über die durch die Geometrie gegebenen Winkelgebiete erhält man für jeden der drei Streutypen die scheinbaren Spaltbreitenerweiterungen aus welchen der prozentuale Anteil der spaltgestreuten Protonen bezüglich der einfallenden Intensität berechnet werden kann.

Diese Integrationen wurden mit Hilfe eines FORTRAN Programmes [15] für alle im Spaltsystem vorkommenden Spalte und Antistreublenden durchgeführt. Ungenauigkeiten in der Rechnung werden durch eine sorgfältige Überprüfung der numerischen Integrationsmethode im Gebiet der kleinen Streuwinkel wo grosse Fehler entstehen könnten, verhindert.

Experimentell kann der Anteil der spaltgestreuten Protonen aus den Koinzidenzspektren entnommen werden. Vergleichsmessungen zur Kontrolle der Korrekturen sind in Fig. 7 dargestellt. Die berechnete Energieverteilung für die jeweilige Spaltdicke ist als Histogramm in die Figur eingetragen worden. Das Experiment zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Rechnung. Der Vergleich mit dem Experiment zeigt

Tabelle 5

Spaltstreuung: Berechnete Anteile spaltgestreuter Protonen in %, welche im Energieintervall ΔE liegen (vgl. Fig. 5)

E_L	12°	25°	45°	ΔE
2000 keV	0,71	0,52	0,49	20%
1000 keV	0,62	0,57	0,54	20%
1000 keV	0,91	0,87	0,68	50%
500 keV	0,49	0,49	0,49	20%

weiterhin, dass als Unsicherheit der Rechnung 10% bis 20% angenommen werden kann. Diese Annahme führt bei der grössten verwendeten Korrektur von ~0,7% zu einem Fehler von ±0,15%.

4.3.4.4. Korrektur der Mehrfachstreuung in der Gastarget. Mehrfachstreuung in der Gastarget verursacht Verluste sowohl bei den im Spaltsystem zu registrierenden Protonen als auch bei der Sammlung der einfallenden Protonen im Faradaykäfig (vgl. 4.2.1).

Die Mehrfachstreuung im Spaltsystem verursacht einen Verlustprozess, indem einfach gestreute Protonen auf dem Weg vom Streuzentrum zum Detektor aus dem Raumwinkel des Spaltsystems gestreut werden und verloren gehen. Andererseits tritt

ein Gewinnprozess auf, indem Protonen aus der Umgebung des Raumwinkels durch Mehrfachstreuung in die Richtung zum Detektor gebracht werden. In einer Arbeit von Worthington [16] werden diese Gewinn- und Verlustprozesse diskutiert. Dabei werden Formeln hergeleitet, die es erlauben die Größenordnung der anzubringenden Korrekturen abzuschätzen und die Abmessungen des Spaltsystems im Hinblick auf die optimale Kompensation auszulegen.

Die Resultate zeigen, dass sich das Verhältnis der Anzahl verlorener zur Anzahl registrierter Protonen proportional zum Druck (p) und umgekehrt proportional zur Energie im Quadrat ändert. Die Größenordnung der nicht kompensierten Verluste bei 1 MeV und 10 Torr liegt je nach Streuwinkel bei einigen ‰.

Eine rein rechnerische Korrektur kann infolge der Komplexität der geometrischen Randbedingungen nicht mit genügender Genauigkeit angebracht werden. Die Bestimmung der Mehrfachstreuverluste wird daher experimentell durch Messung der Wirkungsquerschnitte σ^* bei verschiedenem Kammerdruck durchgeführt. Es ergibt sich eine Druckabhängigkeit. Diese kann aus der Überlagerung von vier Effekten verstanden werden:

$$\sigma^* = \sigma_0 + \sum_{i=1}^4 \Delta\sigma_i. \quad (4)$$

a) *Sammelverluste vor dem Faradaykäfig*. Dieser Effekt wurde in Abschnitt 4.2.1 beschrieben [vgl. Formel (3)] und führt zu einer linearen Druckabhängigkeit nach der Form

$$\Delta\sigma_1 = \beta\sigma_0 p. \quad (4a)$$

b) *Mehrfachstreuung im Targetgebiet*. Eine Abschätzung unter Verwendung von Doppelstreuoprozessen im Gebiet des Streuzentrums führt zu einer der obigen Form ähnlichen linearen Beziehung

$$\Delta\sigma_2 = -\alpha\sigma_0 p. \quad (4b)$$

Dabei wird angenommen, dass das Verhältnis

$$\epsilon = \frac{\text{Anzahl doppeltgestreute Protonen}}{\text{Anzahl registrierte Protonen}} = \alpha p \quad \text{sei.}$$

c) *Winkelasymmetrie durch Strahldivergenz im Streuzentrum*. Die durch Mehrfachstreuung hervorgerufene Vergrößerung der Strahldivergenz im Streuzentrum führt zu Asymmetriefehlern zweiter Ordnung in der links/rechts Messung (vgl. 3.1). Der Fehler wird proportional dem Kammerdruck und kann ebenfalls als lineare Funktion dargestellt werden

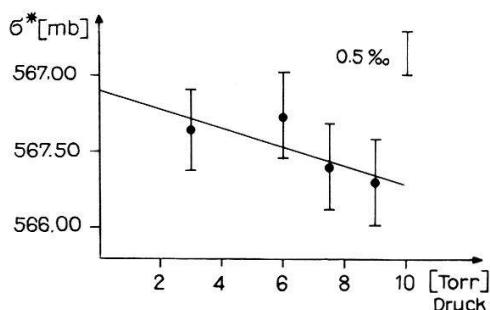
$$\Delta\sigma_3 = \gamma\sigma_0 p. \quad (4c)$$

d) *Elektronische Effekte*. Verluste durch Totzeit und Impulsüberlagerung werden nach 4.3.4.5 weitgehend korrigiert. Eine vollständige Korrektur wird durch die dort beschriebene Methode jedoch nicht erreicht. Die übrigbleibenden Verluste sind proportional zur Stossrate des Zählers; d.h.

$$\Delta\sigma_4 = \delta\sigma_0 I \cdot p \quad (4d)$$

wobei I die Stromstärke des einfallenden Protonenstrahles bedeutet.

Figur 8 zeigt ein Beispiel einer gemessenen Druckabhängigkeit.



Figur 8
 $p\bar{p}$ Wirkungsquerschnitt als Funktion des Kammerdruckes.
 Die gemessenen Wirkungsquerschnitte σ^* werden linear auf $p = 0$ extrapoliert, woraus der korrigierte Wirkungsquerschnitt σ_0 resultiert. σ^* sind Messwerte bei 1 MeV und 25 Grad, aufgenommen bei konstantem Strom. Die Werte sind noch nicht absolut geeicht.

Fehlerbestimmend wird bei der Extrapolation der durch die Reproduzierbarkeit und die Statistik gegebene Fehler der Einzelmessung sowie die Anzahl und Lage der Messpunkte [17]. Für das in Figur 8 gezeigte Beispiel wird der Fehler des extrapolierten Wirkungsquerschnittes etwa 1,3 mal grösser als derjenige der einzelnen Messung. Dies führt zu dem in Tabelle 1 erwähnten von der Korrektur der Mehrfachstreuung herrührenden Fehlerbeitrag zum Querschnitt.

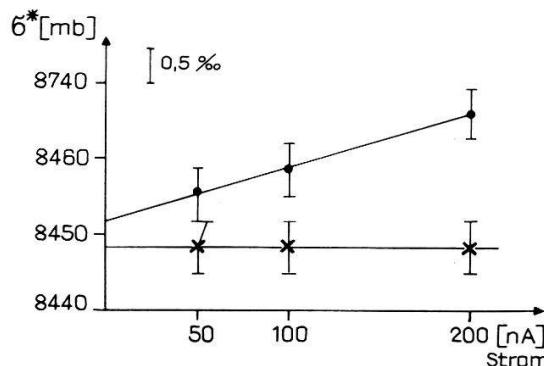
4.3.4.5. Elektronische Effekte: Totzeit und Impulsüberlagerung. Die *Totzeitverluste*, die einige % betragen können, werden korrigiert indem Testimpulse eines Impulsgenerators sowohl auf dem Impulshöhenpektrum, als auch auf einem elektronischen Untersteller mitgezählt werden. Diese Methode ist nur dann genau genug, wenn die Intensitätsschwankungen des einfallenden Strahles weniger als $\pm 10\%$ betragen. Die ausserhalb des Summationsbereich der $p\bar{p}$ Spektren liegenden Impulse, die infolge *Impulsüberlagerung* auftreten, erreichen Werte bis $1,5\%$ der registrierten $p\bar{p}$ Impulse. Sie werden in einem Zusatzexperiment bestimmt und später als Korrektur abgebracht. Eine Kontrolle dieser Korrekturen wird durch die Messung von Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit der Stromstärke der einfallenden Protonen ermöglicht.

Die Stromabhängigkeit wird durch drei Effekte verursacht:

- ungenügende Totzeitkorrektur
- ungenügende Korrektur der Impulsüberlagerung
- Aufheizung des Targetgases durch die einfallenden Protonen (vgl. dazu 4.4.1)

Zum Verständnis dieser Vorgänge werden sowohl die Zählraten der elektronischen Untersteller als auch die Resultate der Summation über die Impulshöhenanalysator gelieferte Energieverteilung zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwendet. Eine stromabhängige Darstellung dieser Werte wird linear auf Strom = 0 extrapoliert und liefert damit für die drei oben erwähnten Effekte korrigierte Resultate (Fig. 9).

Für den Fehler dieser Extrapolation gilt das unter 4.3.4.4 zur Extrapolation der 'druckabhängigen Wirkungsquerschnitte' gesagte. Die separate Darstellung 'druckabhängiger' bzw. 'stromabhängiger Wirkungsquerschnitte' ist nur für die Beurteilung



Figur 9

$p\bar{p}$ Wirkungsquerschnitt als Funktion der Stromstärke der einfallenden Protonen.

Beispiel einer Messung mit 1 MeV Protonen bei 3 Torr Kammerdruck unter einem Winkel von 12 Grad. ● PDP Resultate, × Untersteller Resultate. Die Neigungen der Geraden weisen auf unterschiedliche Güte der Korrektur elektronischer Effekte hin. Der gemeinsame Schnittpunkt bei Strom = 0 zeigt, dass durch die lineare Extrapolation mangelhafte Korrekturen eliminiert werden.

der besprochenen. Effekte von Bedeutung. Zu der von Wassmer et al. [18] beschriebenen Auswertung vollständiger Messreihen wird eine Darstellung der Wirkungsquerschnitte in einem dreidimensionalen Koordinatensystem verwendet. Dies führt zu globalen Fehlerangaben, die sich nicht mehr einzelnen Effekten zuordnen lassen.

4.3.4.6. Gasverunreinigungen. Gasverunreinigungen inklusive Deuterium geben Anlass zu elastischer Streuung von Protonen. Diese zusätzlichen Streuereignisse können für den 12° Streuwinkel nicht mehr genügend gut von der $p\bar{p}$ Energieverteilung getrennt werden. Die gleichzeitige Messung unter allen drei Winkeln erlaubt den von Gasverunreinigungen herrührenden Stosszahlbeitrag $N_v(12^\circ)$ auch bei 12° zu ermitteln:

$$N_v(12^\circ) = \frac{N'_v(12^\circ)}{N'_v(25^\circ)} N_v(25^\circ). \quad (5)$$

Das Verhältnis der Stosszahlen $N'_v(12^\circ)/N'_v(25^\circ)$ wird durch Messung von Protonenstreuung an Verunreinigungen ohne H_2 Füllung in der Streukammer bestimmt. Eine Berechnung der zugehörigen Streuquerschnitte mit einem Potentialmodell nach Beccetti [19] stimmt gut mit den experimentellen Resultaten überein.

Die Korrektur der 12° Stosszahlen beträgt etwa 4% aller (p, p) Streuereignisse mit einem Fehlerbeitrag zum Wirkungsquerschnitt von $\pm 0,4\%$.

4.4. Die Messung der Protonendichte in der Gastarget

Die Anzahl Kerne pro ccm im Gastarget wird durch Messung der Temperatur und des Druckes in der Streukammer bestimmt. Die Verwendung der Beziehungen für ideale Gase ist genügend genau.

4.4.1. Die Temperaturmessung. Zur Messung der Temperatur wird ein absolut geeichter Thermistor und eine Präzisionsmessbrücke⁷⁾ verwendet. Der hohe Widerstand der Messsonde von ca. 10 kOhm verhindert eine Selbstaufheizung infolge

⁷⁾ Knauer Apparatebau Berlin.

mangelnder Wärmeabfuhr bei kleinen Drucken. Messonden befinden sich in der Nähe der Kammerwand und Kontrollthermometer weisen direkten Wärmekontakt mit der Kammer auf. Die Lufttemperatur im Targetareal wird ebenfalls laufend mitregistriert. Die Temperaturmessung weist eine relative Genauigkeit von $\pm 0,1\%$ auf.

Die Aufheizung der Gastarget: Die so gemessene Gastemperatur gibt keine verlässliche Auskunft über das Verhalten der Temperatur in der Targetzone. Aufheizeffekte infolge des Energieverlustes der einfallenden Protonen im Targetgas können dort die Temperaturwerte verändern. Gemäss den Abschätzungen über die Größenordnung solcher Effekte und den Resultaten einer experimentellen Arbeit [20] führen Aufheizungseffekte der Gastarget zu einem linear mit der Stromstärke abnehmenden Wirkungsquerschnitt. Bei der Interpretation der oben erwähnten stromabhängigen Darstellung der Wirkungsquerschnitte gestattet es die gleichzeitige Messung unter allen Winkeln zwischen elektronischen und Aufheizungseffekten zu unterscheiden, da letztere winkelunabhängig sind. Im Verlaufe der Experimente konnte keine eindeutige Targetaufheizung innerhalb der durch die Messungenauigkeit gegebenen Grenzen beobachtet werden.

4.4.2. Die Druckmessung. Die Messung des Gasdruckes erfolgte mit einem absolut geeichten Quarz-Bourdonrohr⁸⁾ (vgl. 2.2), dessen Referenzseite unter 2μ Torr gehalten wird. Die Genauigkeit dieses Instrumentes erreicht bei sorgfältiger Bedienung eine untere Grenze von $\pm 0,3$ bis $\pm 0,4\%$. Die Berechnung der Partialdrucke der Gasverunreinigungen ergab, dass auf eine Korrektur verzichtet werden kann. Die Eichung des Quarz-Bourdonrohrs wurde mit einem selbstgebauten Oel Manometer überprüft und mit einer Messgenauigkeit von $\pm 0,3\%$ [21] bestätigt.

Die hauptsächliche Messgenauigkeit in der Targetdichtebestimmung wird durch die Nullpunkteinstellung und die Reproduzierbarkeit des Druckmessgerätes gegeben. Damit wird dem Wert der Anzahl Targetkerne pro ccm eine Messungenauigkeit von $\pm 0,4\%$ zugeordnet.

5. Bemerkungen zur Energieeichung

Die Energie der einfallenden Protonen wird durch einen doppelfokussierenden Analysatormagneten, dessen Feld mit einer Kernresonanzeinrichtung kontrolliert wird, bestimmt. Er wird mit Hilfe von aus der Literatur [22] bekannten (p, γ) und (p, n) Reaktionen, die im Gebiet der in Aussicht genommenen Messenergien liegen, geeicht. Die Eichmethode ist von Wassmer et al. [18] beschrieben worden. Der Energiefehler im Streuzentrum wird hervorgerufen durch:

- die Unsicherheit des Energieverlustes im Gas
- die Absolutgenauigkeit des Energieeichpunktes
- die relativen Änderungen der Streuquerschnitte mit der Energie (vgl. Tabelle 6)

Ableitungen der aus der Literatur [2] bekannten Formel für (p, p) Wirkungsquerschnitte nach der Energie liefern die in Tabelle 6 aufgeführten Empfindlichkeiten der Wirkungsquerschnitte auf Energiegenauigkeiten.

⁸⁾ Precision Pressure Gauge Mod. 144, Texas Instruments, USA.

Tabelle 6

Relative Wirkungsquerschnittesänderung für Energiegenauigkeiten. Eingetragen sind die Zahlenwerte in ‰/keV.

Laborstreuwinkel	12°	25°	45°
Energie			
500 keV	4,4	4,6	12,9
991 keV	2,2	<0,1	1,0
1880 keV	0,96	<0,1	<0,1

Der Fehlerbeitrag zum Streuquerschnitt ist für die Messungen bei 2000 keV und 1000 keV $< 0,6\%$ während für Messungen bei 500 keV die Promille-Grenze wesentlich überschritten wird. Dies röhrt von der Ungenauigkeit des Energieeichpunktes und den grossen Ableitungen der Streuquerschnitte nach der Energie her [18].

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde grosses Gewicht darauf gelegt mit Hilfe moderner Experimentierausrüstung (Halbleiterzähler und Impulshöhenanalysatoren) die Herkunft der Ereignisse in den Energiespektren zu analysieren und verlässliche Korrekturen anzubringen. Aus der nachfolgenden Arbeit [18] ist die erreichte Messgenauigkeit ersichtlich. Wir verzichten an dieser Stelle auf eine Darstellung, möchten aber einige Bermerkungen zur erreichten Genauigkeit anbringen:

Die Erfahrung zeigte, dass auch im Energiegebiet oberhalb 500 keV eine $\pm 1\%$ Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte eine untere Grenze darstellt.

Für Energien in der Gegend von 500 keV wird der Einfluss der Energiegenauigkeit dominierend. Dieser kann jedoch durch präzisere Messungen des Energieeichpunktes und bessere Bestimmung des Energieverlustes in der Gastarget verkleinert werden. Die gebaute Streukammer wurde so ausgelegt, dass mit kleinen Änderungen der Energiebereich der einfallenden Protonen bis zu einer unteren Grenze von etwa 300 keV ausgedehnt werden kann. Vorexperimente bestätigten die Durchführbarkeit solcher Messungen, wobei die Fehler der Wirkungsquerschnitte bei einigen ‰ liegen würden. Die $F^{19}(\rho, \alpha\gamma) O^{16}$ Reaktion bei $340,46 \pm 0,04$ keV liefert einen genügend guten Energieeichpunkt.

Die vorliegende Arbeit wurde durch den verstorbenen Vorsteher des physikalischen Institutes der Universität Basel, Herrn Prof. Dr. P. Huber sehr gefördert. Ebenso danken die Verfasser den technischen Mitarbeitern des Instituts: den Herren H. Weyeneth und P. Brogle, sowie den Konstrukteuren der Firma SIP: Ch. Peitsch und M. Schmid.

Der Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung hat die Arbeit finanziell unterstützt.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] D. J. KNECKT, S. MESSELT, E. D. BERNERS and L. C. NORTHCLIFFE, Phys. Rev. 114, 550 (1959).
- [2] D. J. KNECKT, P. F. DAHL und S. MESSELT, Phys. Rev. 148, 1301 (1966).
- [3] H. P. NOYES, Phys. Rev. Letters 12, 171 (1964).

- [4] R. J. SLOBODRIAN, Nuovo Cimento **40**, 413 (1965).
- [5] J. E. BROLLEY, Australian J. Phys. **22**, 327 (1969).
- [6] M. S. SHER, P. SIGNELL und L. HELLER, Ann. Phys. **58**, 1 (1970).
- [7] R. J. SLOBODRIAN, Nouvo Cimento **9A**, 340 (1972).
- [8] E. A. SILVERSTEIN, Nucl. Instr. and Meth. **4**, 53 (1959).
- [9] B. ALLISON, Rev. Mod. Phys. **30**, 1137 (1958).
- [10] M. Q. MAKINO und C. N. WADDELL, Nucl. Instr. and Meth. **60**, 109 (1968).
- [11] T. KARCHER und N. WOTHERSPOON, Nucl. Instr. and Meth. **93**, 519 (1971).
- [12] E. D. COURANT, Rev. Sci. Instr. **22**, 1003 (1951).
- [13] E. J. BURGE und D. A. SMITH, Rev. Sci. Instr. **33**, 1371 (1962).
- [14] B. Rossi und K. Greisen, Rev. Mod. Phys. **13**, 262 (1941).
- [15] H. BRUNNER, unveröffentlichte Diplomarbeit (Universität Basel) (1968).
- [16] H. R. WORTHINGTON, unveröffentlichte Dissertation (University of Wisconsin, USA) (1952).
- [17] DRAPPER und SMITH, *Applied Regression Analysis* (Wiley, New York 1966).
- [18] H. WASSMER und H. MÜHRY, Helv. Phys. Acta **46**, 602 (1973).
- [19] F. D. BECCHETTI, JR., und G. W. GREENLESS, Phys. Rev. **182**, 1190 (1969).
- [20] L. P. ROBERTSON, B. L. WHITE und K. L. ERDMAN, Phys. Rev. **116**, 1405 (1961).
- [21] A. LABHARDT, unveröffentlichte Diplomarbeit (Universität Basel).
- [22] J. B. MARION, Rev. Mod. Phys. **38**, 666 (1966).