

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00055828

D I S S E R T A T I O N

ELASTISCHE STREUUNG VON ANTIPROTONEN AN
POLARISIERTEN PROTONEN

Thesis-1969-Steuer

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften

eingereicht an der Technischen Hochschule in Wien

von

Manfred Steuer

Wien 1, Schuberttring 9

Wien, den 30. Mai 1969

Herrn Prof.Dr. W. Kummer und Herrn Prof.Dr. G. Ortner danke ich herzlich für das rege Interesse und für die stete Förderung dieser Arbeit.

Herrn Prof.Dr. J.C. Sens danke ich für die Möglichkeit der Durchführung meiner Arbeit im Rahmen der CERN-Holland Gruppe. Für die freundliche Aufnahme und für viele nützliche Diskussionen möchte ich den Mitgliedern der CERN-Holland Gruppe, Dr. C. Daum, Dr. F.C. Ern , Dr. J.P. Lagnaux und Dr. F. Udo danken.

Mein Dank gilt ebenfalls den Leitern der Nuclear Physics Division des CERN, Herrn Prof.Dr. G. Cocconi und Herrn Prof.Dr. P. Preiswerk für ihre Gastfreundschaft und für die stete Förderung dieses Experiments.

KURZFASSUNG

Es wurden der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Winkelverteilung des Polarisationsparameters P in der elastischen Streuung von Antiprotonen an polarisierten Protonen gemessen. Das Experiment wurde am CERN-Protonensynchrotron durchgeführt. Der m_4b -Strahl war auf Antiprotonen mit Impulsen von 1,75, 2,15, 2,40 und 3,00 GeV/c eingestellt. Die Verwendung eines Targets mit polarisierten Protonen erlaubte erstmals die Bestimmung der Winkelabhängigkeit des Polarisationsparameters. Dies ist von besonderer Bedeutung, da mit Hilfe des Regge-Pol-Modells Vorhersagen über den Verlauf dieses Parameters gemacht wurden.

Die Messapparatur bestand aus einem kreisförmig um das Target herum angeordneten Szintillationszählerhodoskop, das den Polar- und Azimutwinkel des gestreuten Antiprotons und des Rückstossprotons registrierte. Mit Hilfe eines Magnetfeldes konnten Proton und Antiproton unterschieden werden. Sobald die Elektronik anzeigte, dass ein Antiproton eine Wechselwirkung im Target gehabt hatte und dass das Hodoskop zwei und nur zwei Sekundärteilchen feststellte, wurden die zur Identifizierung des Ereignisses notwendigen Daten auf ein Magnetband geschrieben, um dieses später im zentralen CERN Rechner auszuwerten.

Regelmässig wurde die Richtung der Protonen-Spins des Targets, die parallel oder antiparallel zum die Streuebene definierenden Vektor war, um 180° gedreht. Die Differenz der so erzielten Winkelverteilungen mit zwei entgegengesetzten Protonen-Spin Richtungen ergab die Asymmetrie, die dem Polarisationsparameter P proportional ist, während man von der Summe den differentiellen Wirkungsquerschnitt bekam.

Die Messapparatur erfasste im Schwerpunktsystem einen Bereich von $0,9 \geq \cos \Theta_{CM} > -0,9$. Brauchbare Werte ergaben sich wegen des bei grösseren Winkeln stark abfallenden elastischen Wirkungsquerschnittes nur bei $\cos \Theta_{CM} \geq -0,7$ im Fall des Wirkungsquerschnittes und $\cos \Theta_{CM} \geq -0,4$ im Fall der Polarisationsverteilung.

Die Resultate der Messungen zeigen bei allen Energien eine von der Diffraktionsstreuung her bekannte Struktur mit einem ausgeprägten Maximum in der Vorwärtsrichtung, gefolgt von mehreren kleineren Maxima.

Auch die Polarisierung zeigt ein deutliches Maximum, das sich im Bereich des Diffraktionsmaximums befindet. Ausserdem ist die Polarisierung über den gesamten gemessenen Bereich vorwiegend positiv, während von einem einfachen Regge-Pol-Modell negative Polarisierung vorhergesagt worden war.

Diese Tatsache und die ausgeprägte Diffraktionsstruktur liess es zweckmässig erscheinen, ein auf der Diffraktionsstreuung basierendes Modell zu entwickeln.

Es wurde ein bei der Beschreibung von Nukleon-Kern Streuung erfolgreiches Modell dahingehend modifiziert, dass die Streuung zweier Spin $\frac{1}{2}$ - Teilchen beschrieben werden konnte. Mit nur fünf energieunabhängigen Parametern war es möglich, die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisierung für den gemessenen Bereich mittlerer Energien darzustellen.

INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	5
2. Aufbau und Durchführung des Experimentes	7
2.1 Allgemeines Prinzip des Experimentes	7
2.2 Der m4b-Strahl	7
2.3 Das polarisierte Protonen-Target	14
2.4 Aufbau der Szintillationszähler	18
2.5 Trigger Logik	22
2.6 Daten-Erfassung	23
3. Auswertung der Daten	25
3.1 Allgemeines Verfahren	25
3.2 Die Koplanaritäts-Bedingung	25
3.3 Der Untergrund	28
3.4 Bestimmung der elastischen Reaktion	29
4. Ergebnisse	31
5. Interpretation der Daten	37
5.1 Überblick	37
5.2 Ableitung der Streuamplitude für Spin $\frac{1}{2}$ - Spin $\frac{1}{2}$ Streuung	38
5.3 Diffraktionsstreuung	44
5.4 Streuung und Polarisation als Diffraktionseffekt	46
5.5 Numerisches Verfahren zur Bestimmung der Parameter des Diffraktionsmodells	50
5.6 Ergebnisse für $\bar{p}p$ -Streuung	51
5.7 Ergebnisse für pp -Streuung	57
5.8 Folgerungen	60

1. EINLEITUNG

Die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes und des Polarisationsparameters P wurde in der elastischen Streuung von Antiprotonen an polarisierten Protonen gemessen. Der Antiprotonenstrahl hatte Impulse von 1,75, 2,15, 2,40 und 3,00 GeV/c: Die von der Messapparatur erfasste Winkelverteilung war $0,9 \geq \cos \Theta_{CM} \geq -0,9$, wobei bei den 3 niedrigeren Energien nur bis $\cos \Theta_{CM} \simeq -0,7$ in der Rückwärtsrichtung gemessen werden konnte. Die Winkelverteilung des Polarisationsparameters P ergab nur im Bereich $\cos \Theta_{CM} \gtrsim -0,4$ akzeptable Werte, da auf Grund des starken Absinkens des elastischen Wirkungsquerschnittes bei grösseren Streuwinkeln der statistische Fehler keine hinreichend genaue Bestimmung der Polarisation mehr erlaubte.

Die Messung der Winkelverteilung der betrachteten Reaktion wurde mit Hilfe von kreisförmig um das Target angeordneten Szintillationszählern durchgeführt. Auf einem Magnetband wurden alle zur Rekonstruktion eines Ereignisses notwendigen Daten festgehalten. Diese Daten wurden im zentralen Rechner ausgewertet und mit den Ergebnissen einer Monte-Carlo-Rechnung, die das Experiment simulierte, verglichen. Dies ergab dann zwei Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes. Eine davon wurde mit einem Spin der Target-Protonen parallel zum die Streuebene definierenden Normalenvektor gemessen, während der Spin bei der zweiten Winkelverteilung antiparallel war. Durch Addition der beiden Winkelverteilungen bekam man den differentiellen Wirkungsquerschnitt am unpolarisierten Target, während die Differenz die Asymmetrie ergab, die dem Polarisationsparameter P proportional ist.

Die so erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen neben dem Diffraktionsmaximum in der Vorwärtsrichtung zwei Minima und ein mögliches Maximum nach dem zweiten Minimum, während die Polarisation vorwiegend positiv ist und mit zunehmender Gesamtenergie abnimmt. Auch die Polarisation zeigt ein deutliches Maximum, das sich im Bereich des ersten Diffraktionsmaximums befindet.

Da die Form der differentiellen Wirkungsquerschnitte näherungsweise einer Fraunhoferschen Streuung an einer schwarzen Scheibe entspricht und solche Modelle schon erfolgreich für Proton-Proton und Antiproton-Proton

Streuung verwendet wurden, lag es nahe, einen die Polarisation einschliessenden Formalismus zu entwickeln. Es wurde erstmals bei Streuung von zwei Spin- $1/2$ Teilchen ein Diffraktionsmodell auch auf die Bestimmung des Polarisationsparameters erweitert. Das Resultat zeigt, dass die Annahme einer Diffraktionsstreuung und eines Spin-Bahndrehimpuls-Anteils zu dieser Streuung genügt, um mit einer den experimentellen Fehlern angepassten Genauigkeit die Daten zu erklären, und zwar sowohl für Antiproton-Proton als auch für Proton-Proton Streuung mittlerer Energien.

2. AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTES

2.1 Allgemeines Prinzip des Experimentes

Das Experiment wurde am CERN-Protonensynchrotron durchgeführt [1]. Der m4b-Strahl [2] lieferte Antiprotonen im Impulsbereich von 1,75 GeV/c bis 3,00 GeV/c. Dieser Strahl traf auf ein Target von polarisierten Protonen auf [3]. Da es sich um elastische Streuung handelte, wurden Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen im Endzustand akzeptiert und der Polar- und Azimuthwinkel dieser Teilchen in rechts und links von der Strahlrichtung aufgestellten Szintillationszählerhodoskopen gemessen. Es wurde verlangt, dass nur je ein Szintillationszähler für die beiden Koordinaten eines gestreuten Teilchens sowohl links als auch rechts von einer Symmetrie-Achse, die durch den Primärstrahl gegeben war, ansprechen durfte. Um nur elastische Reaktionen zu bekommen, wurde dann bei der Auswertung der Ereignisse verlangt, dass die Teilchen im Endzustand koplanar oder nahezu koplanar sind, wobei die nicht-koplanaren Ereignisse zur Bestimmung des Untergrundes benutzt wurden.

2.2 Der m4b-Strahl

Die Antiprotonen wurden vom m4b-Strahl [2] geliefert, der vom internen Target Nr. 1 des CERN Protonensynchrotrons ausging. Dieser Strahl lieferte Kaonen und Antiprotonen hoher Intensität und war, um den Pionen-Fluss zu reduzieren, mit einem elektrostatischen Separator [4] ausgestattet. Diese Separation ist notwendig, da sonst der Pionen-Fluss um zwei Grössenordnungen höher als der Kaonen- oder Antiprotonenfluss liegt [5]. Das Resultat wäre dann eine Überlastung der Zähler und der Elektronik, was zu vielen falschen Ereignissen führen würde.

Um einen hohen Fluss zu bekommen, soll der Produktionswinkel des Strahles beim internen Target so klein als möglich sein, was besonders bei hohen Energien ausschlaggebend ist. Ausserdem soll der Sekundärteilchenstrahl möglichst kurz sein, um auch Teilchen mit kurzer Lebensdauer, wie K-Mesonen, mit genügender Intensität zu bekommen. Für Antiprotonen ist die Strahllänge nicht kritisch. Die chromatischen Abberationen sollen möglichst klein gehalten werden, da dann gute Separation über ein grösseres Impulsintervall erzielt werden kann [6]. Schliesslich soll der Strahl eine grosse Impuls- und Winkelakzeptanz haben, um einen grossen

Energiebereich überstreichen zu können. Die maximalen Akzeptanzen werden in der Ebene der Separation, die meistens die Vertikalebene ist, durch den Separator festgelegt, während in der dazu normal gelegenen Ebene die Öffnung der Quadrupole ausschlaggebend ist. Die Verwendung spezieller Quadrupole mit grosser Öffnung [7] und einem möglichst nahe beim internen Target gelegenen Aufstellungsplatz des ersten Quadrupols führt zu einer Verbesserung der Akzeptanz. Es ist allerdings zu beachten, dass der Produktionswinkel des Sekundärstrahles hinreichend klein bleibt.

Der m_{4b} -Strahl (Abb. 2.2.1 und 2.2.2) wurde unter den oben erwähnten Gesichtspunkten geplant. Der Strahl kommt von Target 1 des Protonensynchrotrons (PS) unter einem Produktionswinkel von 111 mrad. Als erstes durchlaufen die Teilchen den Magneten BM1, wobei sie in der horizontalen Ebene 106 mrad vom PS weg abgelenkt werden. Dann folgt ein Quadrupol-Dublett, in dem spezielle Quadrupole mit besonders grosser Öffnung verwendet werden, um eine horizontale Akzeptanz von ± 32 mrad und eine Gesamtakzeptanz von 0,62 msterad zu bekommen. Danach kommt ein 1 m langer Ablenkmagnet, der den Strahl um 163 mrad ablenkt. Hauptsächlich mit diesem Magneten wird der Impuls der Teilchen definiert. Danach kommt ein 9 m langer elektrostatischer Separator mit einem in vertikaler Richtung liegenden Feld von 45-50 kV/cm. Damit wird, wenn der Separator auf Antiprotonen eingestellt ist, der Pionen- und Kaonenfluss stark reduziert (Abb. 2.2.3). Vor und nach dem Separator ist je ein vertikaler Ablenkmagnet angebracht, der die Wirkung des elektrostatischen Feldes auf die gewünschten Teilchen kompensiert. Danach kommt ein weiteres Quadrupol-Dublett, in dem sich der Massen- und Impulsspalt befindet. Diese bestehen aus Kupfer-Blöcken, die vom Strahl sowohl horizontal als auch vertikal einen Spalt freilassen. Damit wird beim vertikalen Spalt die Impulsbandbreite bestimmt, während beim horizontalen Spalt nur mehr die gewünschten Teilchen hindurchkommen, da die anderen durch den Separator zu viel oder zu wenig in vertikaler Richtung abgelenkt werden. Schliesslich kommt ein dritter Magnet, der die Dispersion des Impulses kompensiert, und ein Quadrupol-Triplett, das eine Punkt zu Punkt Abbildung vom Brennpunkt im Massenspalt zur Experimentierzone bewirkt.

Der gesamte Strahl war 37 m lang und lieferte zwischen 3000 und 10000 Antiprotonen pro PS-Puls, der 200 msec lang andauerte und alle 2,3 sec erfolgte. Der Separator brachte eine Verringerung des Verhältnisses der Pionen zu den Antiprotonen um einen Faktor 70 bei 1,75 GeV/c und 4 bei 3,0 GeV/c Impuls der Strahl-Teilchen und einer Impulsbandbreite $\frac{\Delta p}{p} = 1\%$ (Tab. 2.2.1 und 2.2.2).

Der Strahl wurde auf ein polarisiertes Protonen-Target fokussiert, das sich in einer Entfernung von 2,5 m nach dem letzten Quadrupol befand. Dort war die Winkeldivergenz $\pm 1^\circ$ in der horizontalen und $\pm 0,3^\circ$ in der vertikalen Ebene. Die totale Halbwertsbreite des Strahles beim Target war 7 mm in der vertikalen und 10 mm in der horizontalen Richtung, wobei die Intensitätsverteilung die Form einer Gausschen Verteilung hatte. Die Vielfachstreuung in den den Strahl definierenden Szintillationszählern und $\check{C}$ -Zählern vergrösserte den Strahl, sodass schliesslich zwischen 55% bis 75% aller Strahlteilchen auf das Target auftrafen.

Tabelle 2.2.1

Für den m4b-Strahl errechnete Teilchenintensitäten

Impuls des Sekundärteilchens [GeV/c]	Anzahl der Sekundärteilchen				Verhältnis der Intensitäten beim Experimentiertarget	
	beim Produktionstarget	$\bar{p}$	K^-	beim Experimentiertarget	π^-/K^-	$\pi^-/\bar{p}$
1,75	$1,01 \times 10^7$	$3,08 \times 10^4$	$3,95 \times 10^5$	$7,04 \times 10^6$	$2,55 \times 10^4$	276
2,15	$1,17 \times 10^7$	$4,20 \times 10^4$	$4,69 \times 10^5$	$8,69 \times 10^6$	$5,04 \times 10^4$	172
2,40	$1,23 \times 10^7$	$4,83 \times 10^4$	$5,00 \times 10^5$	$9,43 \times 10^6$	$6,79 \times 10^4$	139
3,00	$1,28 \times 10^7$	$5,74 \times 10^4$	$5,51 \times 10^5$	$1,02 \times 10^7$	$8,86 \times 10^4$	115

Die Werte wurden für eine Strahlänge von 37m, einer Anzahl von $7,5 \times 10^{11}$ Primärprotonen, einem Impulsband von $\pm 1\%$, einem Produktionswinkel von 111mrad und einer Akzeptanz von $0,62\text{msterad}$ errechnet. Der elektrostatische Separator wurde nicht berücksichtigt.

Tabelle 2.2.2

Am m4b-Strahl gemessene Teilchenintensitäten

Impuls des Sekundärteilchens [GeV/c]	Zählrate beim Experimentiertarget		Verhältnis der Intensitäten beim Experimentiertarget	
	$\pi^- + K^-$	$\bar{p}$	$(\pi^- + K^-)/\bar{p}$	
1,75	$4,34 \times 10^4$	$1,32 \times 10^4$	3,3	
2,15	$1,02 \times 10^5$	$1,41 \times 10^4$	7,2	
2,40	$2,84 \times 10^5$	$1,96 \times 10^4$	14,5	
3,00	$6,65 \times 10^5$	$1,47 \times 10^4$	45,3	

Die Werte wurden bei $3,2 \times 10^{11}$ Primärprotonen, einem Impulsband von $\pm 2\%$ und eingeschaltetem elektrostatischen Separator gemessen.

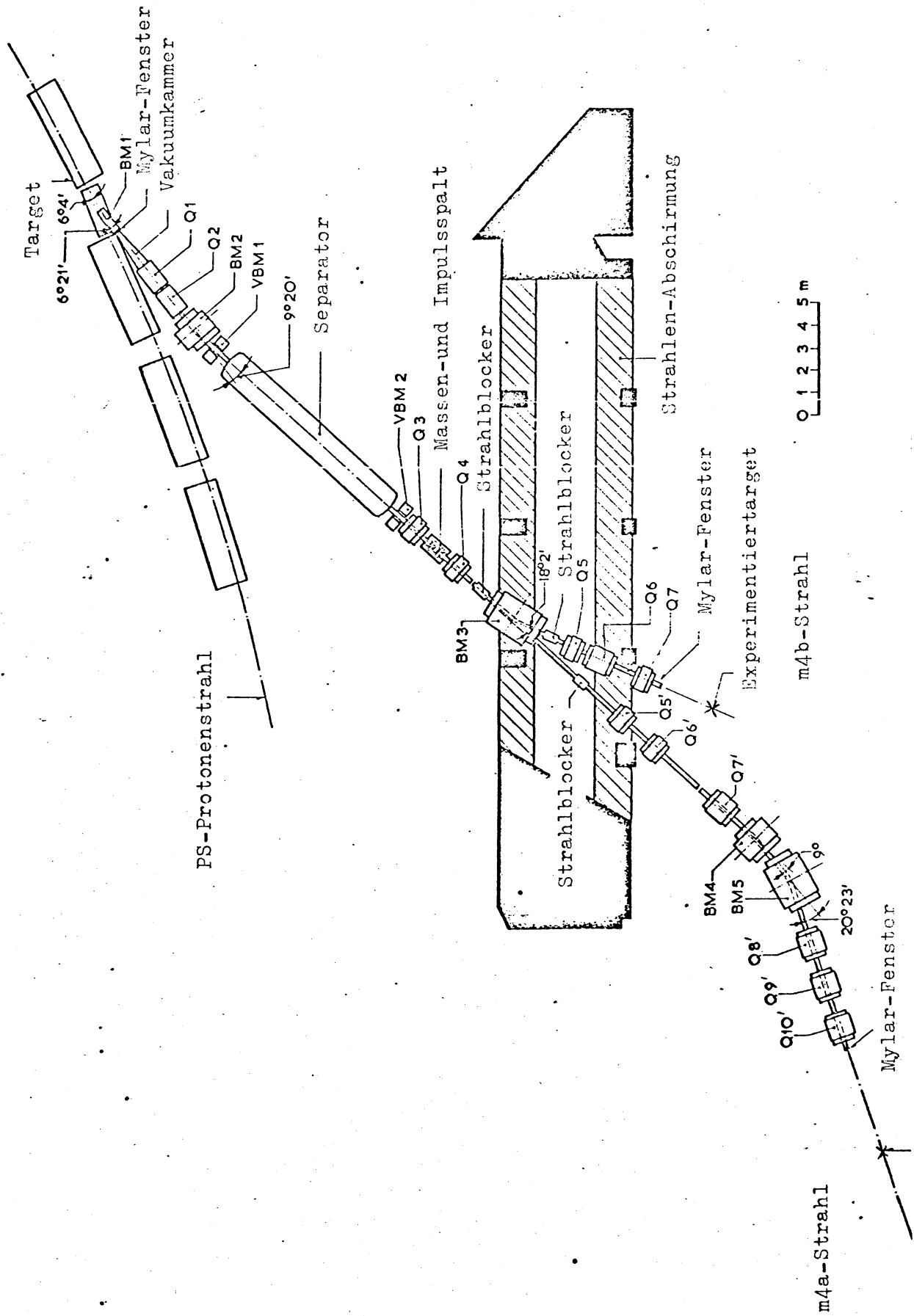


Abb.2.2.1 Geometrischer Aufbau der m4a- und m4b-Strahlen

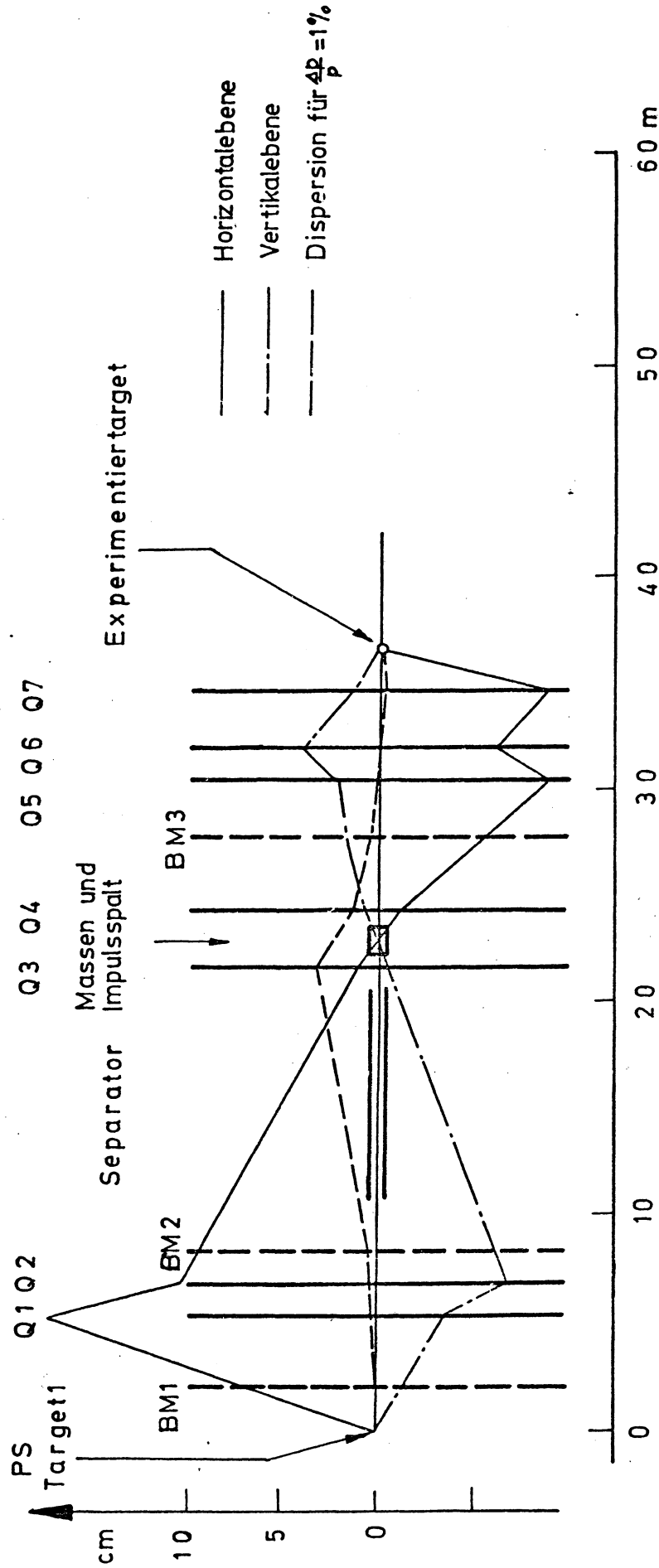


Abb.2.2.2.2 m4b-Strahloptik

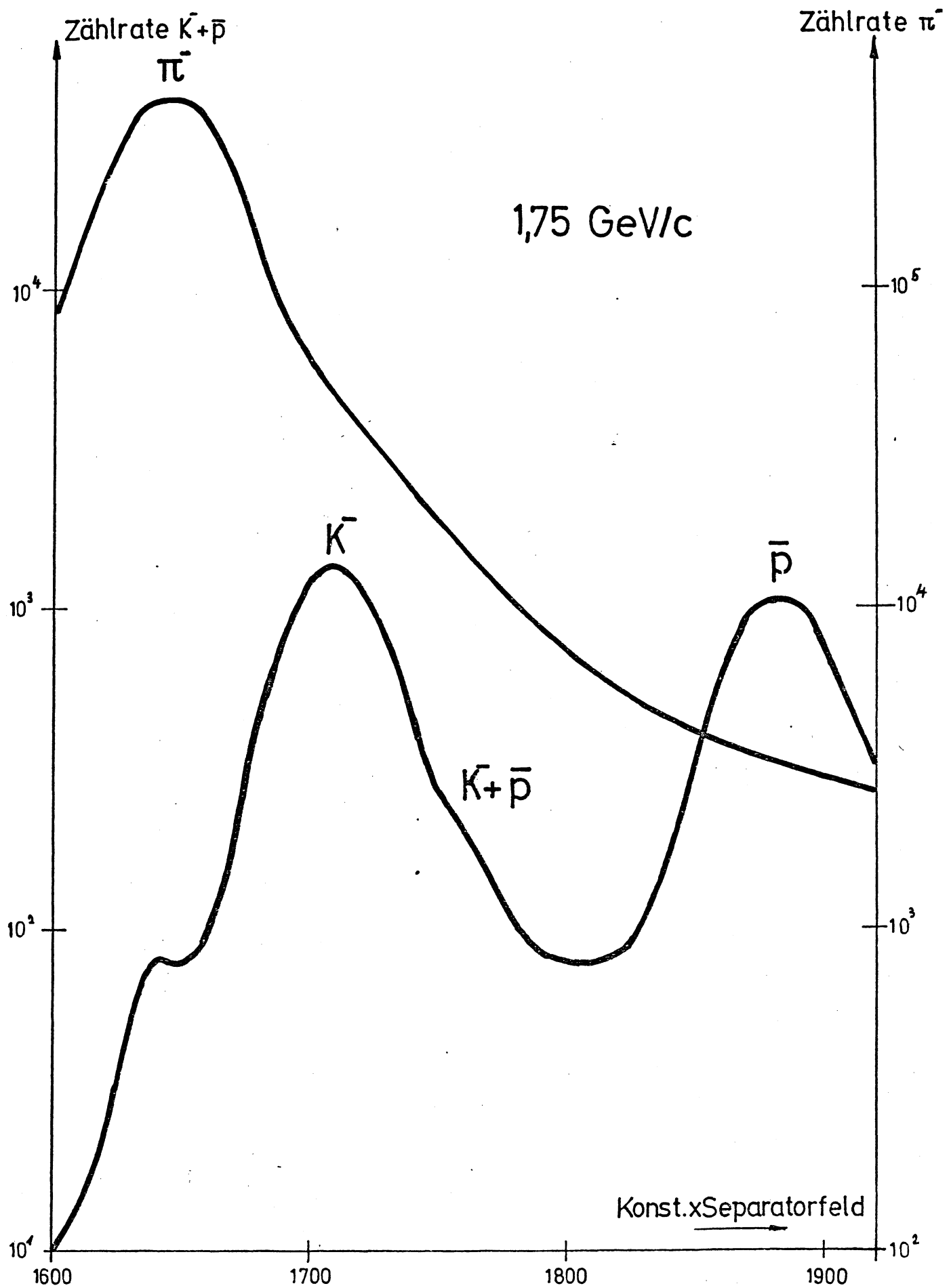


Abb.2.2.3 Teilchenfluss in Abhängigkeit vom Separatorfeld

2.3 Das polarisierte Protonen-Target

Die Antiprotonen wurden an polarisierten Protonen gestreut. Die Richtung der Protonen-Spins war normal zur Streuebene und die durchschnittliche Polarisierung der Protonen betrug 65%, erzielt durch die Anwendung der dynamischen Polarisierung [3,8]:

Das Targetmaterial war Lanthan-Magnesium-Nitrat ($\text{La}_2 \text{Mg}_3 (\text{NO}_3)_{12} \times 24 \text{H}_2\text{O}$), dem 1% Neodym beigelegt wurde. Das Kristallwasser macht etwa 25 Gewichtsprozent des Kristalls aus, wobei die Wasserstoffatome nur 3% des Gesamtgewichtes ergeben. Die Protonen dieser Atome werden polarisiert. Die Polarisierung wird durch eine Kopplung der Protonen-Spins mit dem Grundzustand des äussersten Elektrons des Neodym-Ions bewirkt. Ein Prozent der Lanthan-Ionen wird im Kristallgitter durch Neodym-Ionen ersetzt. Da das Neodym-Ion mit einer ungeraden Anzahl von Elektronen ein Dublett als Grundzustand besitzt, der sich, falls man nur den Spin betrachtet, wie ein freies Elektron verhält, kann man dieses Ion als ein an einen festen Platz gebundenes Elektron ansehen. Die paramagnetischen Neodym-Ionen haben einen stark anisotropen g-Wert:

$$g = \sqrt{g_{\perp}^2 \sin^2 \theta + g_{\parallel}^2 \cos^2 \theta} \quad (2.3.1)$$

mit θ als Winkel zwischen der z-Achse des Kristalls (gegeben durch die Normale auf die breiteste Ebene des Kristalls) und dem magnetischen Feld H_0 und den Werten $g_{\perp} = 2,70$, $g_{\parallel} = 0,36$. Bei günstiger Orientierung des Kristalls im Magnetfeld bekommt man daher einen um 1,35 mal grösseren g-Wert als bei freien Elektronen. Der Kristall wird in einem Magnetfeld von etwa 18,5 kGauss so ausgerichtet, dass $\theta = 90^\circ$ ist. Ausserdem wird die Temperatur auf 1°K reduziert. Das Magnetfeld und die niedrige Temperatur bewirken eine starke Polarisierung der "Elektronen", die man mit Hilfe des Boltzmann-Faktors als

$$P_{\max} = \tanh\left(\frac{h\nu_e}{2kT}\right) \quad (2.3.2)$$

mit $\nu_e = 3,78 \times 10^6 H_0$ für Nd^{3+} im LMN-Kristall erhält (Abb. 2.3.1). Man sieht, dass eine Polarisierung von $\geq 90\%$ ein Verhältnis $\frac{H_0}{T} > 16,500$ Gauss/°K verlangt. Da das magnetische Moment des Protons wesentlich geringer als das des Elektrons ist, sind die Protonen des Kristallwassers

nur zu 0,15% polarisiert. Wenn aber nun ein Hochfrequenzfeld so angewendet wird, dass die Boltzmann-Verteilung der Energiezustände in einer bestimmten Weise gestört wird, kann theoretisch die Polarisation der Protonen gleich stark werden wie die der Elektronen. Dieser Mechanismus wird in Abb. 2.3.2 erläutert. Die Spinzustände des Elektrons und des Protons sind gekoppelt. Von den vier möglichen Energiezuständen sind im thermodynamischen Gleichgewicht die beiden untersten wesentlich wahrscheinlicher, da die Distanz d_1 um einen Faktor 10^3 grösser ist als d_2 . Das Elektron ist also stark polarisiert, das Proton kaum. Wenn nun ein Hochfrequenzfeld auf einen der beiden Werte eingestellt wird, die einen verbotenen Übergang, nämlich die gleichzeitige Umkehr von Protonen- und Elektronenspin hervorrufen, so wird die Grösse der Polarisation der Protonen gleich der der Elektronen.

Technische Schwierigkeiten, wie die Erzielung eines zeitlich und räumlich bis auf einige Zehntel Gauss konstanten Magnetfeldes, gleichmässiger Temperatur im Inneren des Targets und genügender Hochfrequenzleistung, bedingen, dass der theoretische Maximalwert nicht ganz erreicht wird. Mit einem Feld von 18,57 kGauss, einer Temperatur von 1°K und einer Hochfrequenzleistung von 0,5 Watt beim Target bei 70 GHz ist es möglich eine maximale Polarisation von 75% zu erzielen, während über Zeiträume von Monaten hinweg eine durchschnittliche Polarisation von 65% erreicht wurde.

Das Target selbst bestand aus zwei Kristallen, die zusammen einen Quader mit den Dimensionen $12,5 \times 12,5 \times 45 \text{ mm}^3$ ergaben, wobei die Längsachse des Quaders parallel zum Strahl ausgerichtet war, um eine möglichst grosse Zählrate zu bekommen. Die Protonen-Spins waren entweder parallel oder anti-parallel zur Richtung des Magnetfeldes und die Umkehr der Spins wurde durch eine Veränderung der Frequenz im Hochfrequenzfeld bewirkt. Die Zeitdauer einer Umkehr der Polarisation betrug zwanzig Minuten. Die Messung der Polarisation hatte einen Fehler von 3%.

Es wurde ein zweites Target verwendet, das gleiches spezifisches Gewicht und gleiches mittleres Atomgewicht wie das polarisierte Target hatte, ohne aber freie Protonen zu enthalten. Damit konnte der Untergrund bestimmt werden, der hauptsächlich aus an Protonen der Atomkerne elastisch gestreuten Antiprotonen bestand.

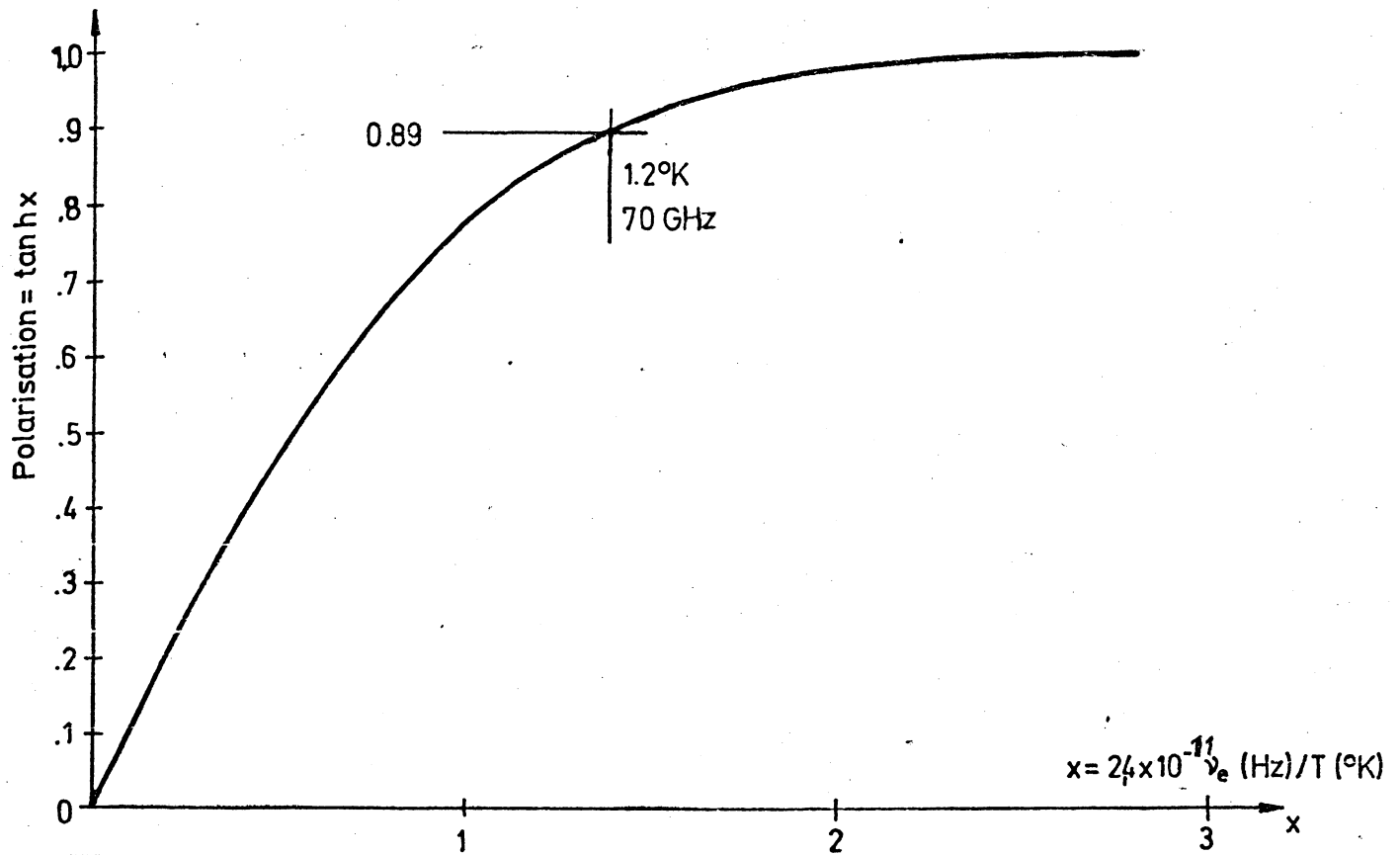


Abb.2.3.1 Theoretische Elektron-Polarisation für Nd^{3+} im LMN-Kristall

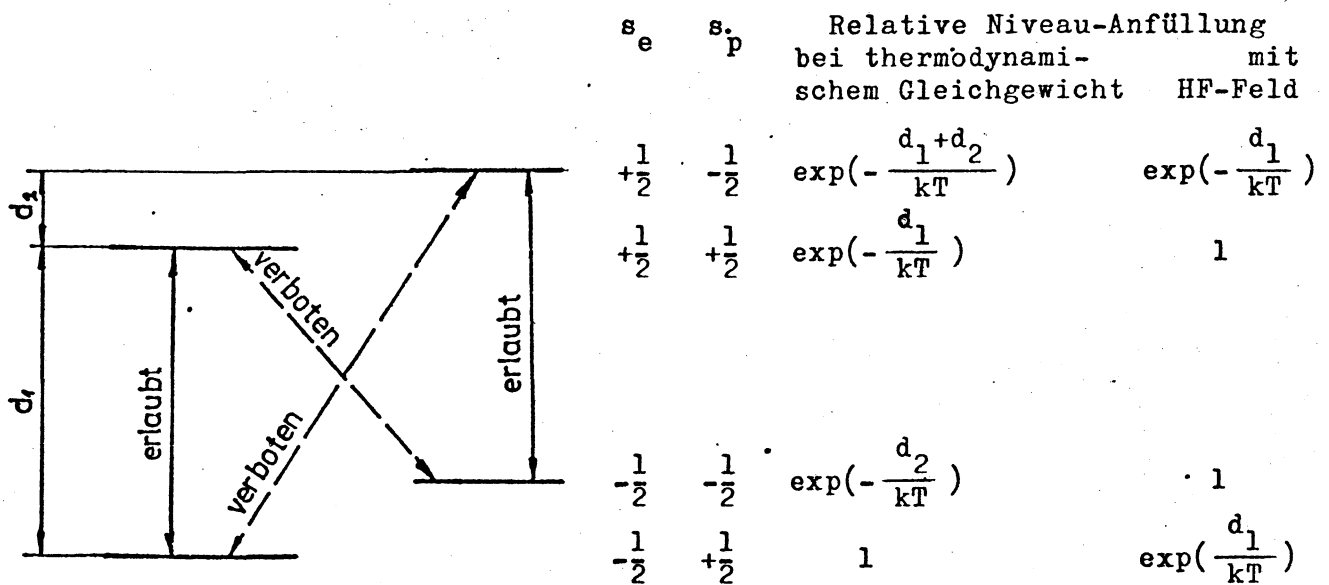


Abb.2.3.2 Energieniveaus bei Kopplung von Proton- und Elektron-Spin

Die Dichte der freien polarisierten Protonen betrug $0,067 \text{ g/cm}^3$, während die Gesamtdichte bei $2,0 \text{ g/cm}^3$ lag. Die mittlere freie Weglänge für elastische Streuung von Antiprotonen an freien Protonen betrug 1550 cm , während sich für elastische Streuung der Antiprotonen an Protonen im übrigen Targetmaterial ein Wert von 289 cm ergab. Es gab daher etwa 5,2 mal soviel elastische Ereignisse an gebundenen Protonen wie an freien, ein Verhältnis, das durch die Einführung der Koplanaritätsbedingung wesentlich verringert wurde.

Der gesamte Impulsverlust des Antiprotonenstrahles im Target betrug 40 MeV/c im betrachteten Impulsbereich. Das Target befand sich in einem Magneten (Abb. 2.3.3) mit einem Luftspalt von $7,0 \text{ cm}$ Höhe und kreisförmigen Polschuhen mit 18 cm Durchmesser. Diese Ausführung des Magneten erlaubte einen freien Zugang von 300° in der Horizontalebene und $\pm 22^\circ$ in der Vertikalebene. Es war daher bei den höheren Energien kinematisch möglich, auch die extreme Rückwärtsstreuung zu messen.

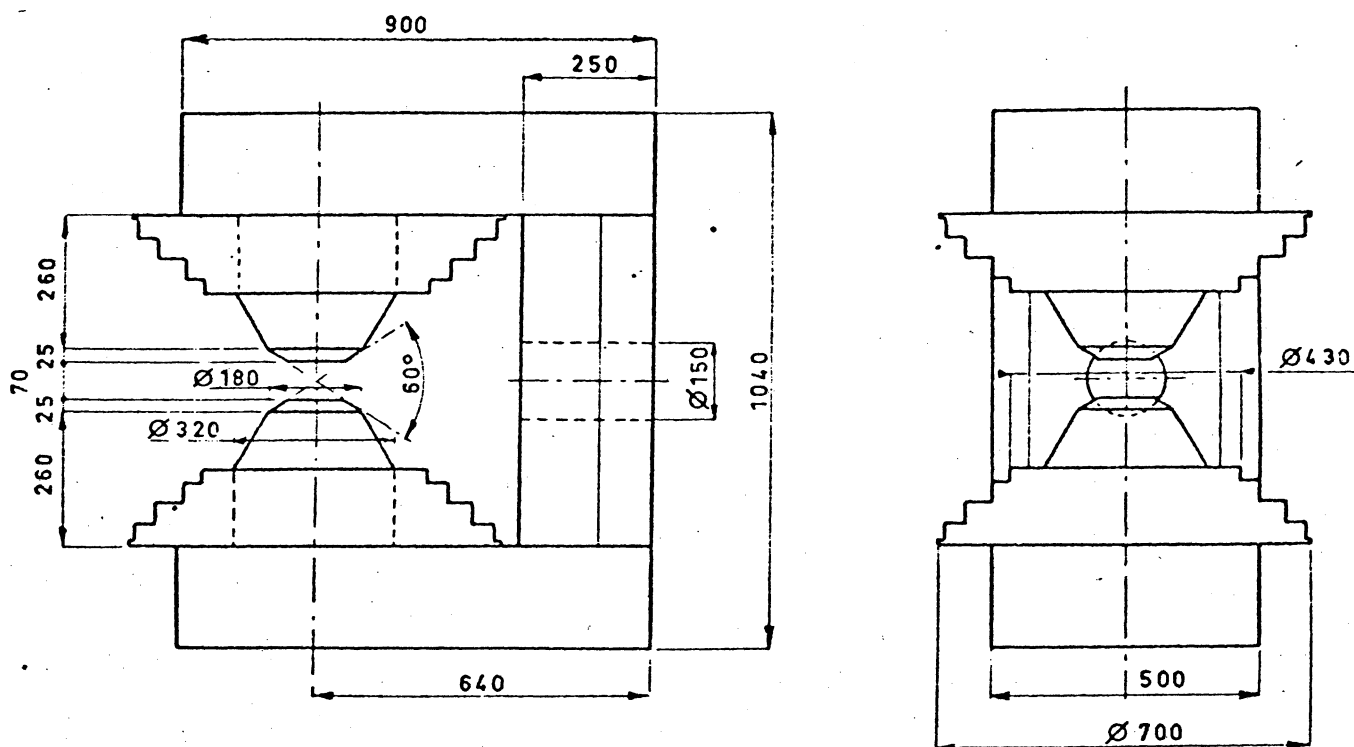


Abb. 2.3.3 Der Experimentiertarget-Magnet

2.4 Aufbau der Szintillationszähler

Die Anordnung der Teilchendetektoren und des Targets, das sich im Zentrum des Magneten befand, kann aus Abb. 2.4.1 - 2.4.3 ersehen werden. Der einfallende Strahl wurde durch zwei Szintillationszähler, B_1 und B_2 , definiert. Die Zähler C_1 und C_2 waren Schwellen-Gas-Čerenkov-Zähler [9] mit einer Länge von 46 cm, einem inneren Durchmesser von 11 cm und mit Äthylen als Füllgas. Da nicht alle Pionen und Kaonen vom elektrostatischen Separator entfernt wurden, war es die Aufgabe der Č-Zähler, die Aufzeichnung eines Ereignisses zu verhindern, sobald sie auf Kaonen oder leichtere Teilchen ansprachen. Es wurden abwechselnd zwei verschiedene Č-Zähler verwendet, um die durch das Zählgas und dem sich im Strahl befindenden Material verursachte Vielfachstreuung möglichst klein zu halten. Č-Zähler C_2 wurde bei 3,0 GeV/c Teilchenimpuls benutzt, während bei 2,4 und 2,15 GeV/c der Č-Zähler C_1 verwendet wurde, da der Druck von C_2 nicht mehr ausreichte, um auf die Kaonen anzusprechen (Abb. 2.4.4). Bei 1,75 GeV/c wurde wieder C_1 verwendet, aber auf die Feststellung der Kaonen verzichtet, da bei diesem niedrigen Impuls die elektrostatische Separation genügend stark war. Die Wirkungsgrade beider Č-Zähler lagen über 99,98%, was beim Auslösen des Triggers zu einem Anteil von weniger als 1% anderer Teilchen als Antiprotonen führte.

Zähler B_3 war ein kreisrunder 2 mm breiter Szintillator mit einem Durchmesser von 15 mm. Er befand sich nur 9 cm vor dem Target, um die Zahl der auf das Target fokussierten Teilchen zu messen. Da dieser Zähler 0,02 g/cm² freie Protonen enthielt, die mit 0,3 g/cm² im Target zu vergleichen sind, war es notwendig, die Hodoskope von in B_3 gestreuten Teilchen abzuschirmen. Dafür wurde ein Antizähler (B_4) verwendet, bei dem für den einfallenden Strahl ein Loch freigelassen wurde. Ein weiterer Antizähler B_5 wurde nach dem Target in derselben Entfernung wie das Szintillationszählerhodoskop aufgestellt, um auf diejenigen Teilchen anzusprechen, die keine Wechselwirkung im Target hatten.

Die im Target gestreuten Teilchen wurden von Szintillationszählern registriert, die kreisförmig mit einem Radius von 56 cm um das Target herum angeordnet waren. Sie nahmen im Laborsystem einen Winkel von 300° in der Horizontalebene ein. Diese Szintillationszähler wurden

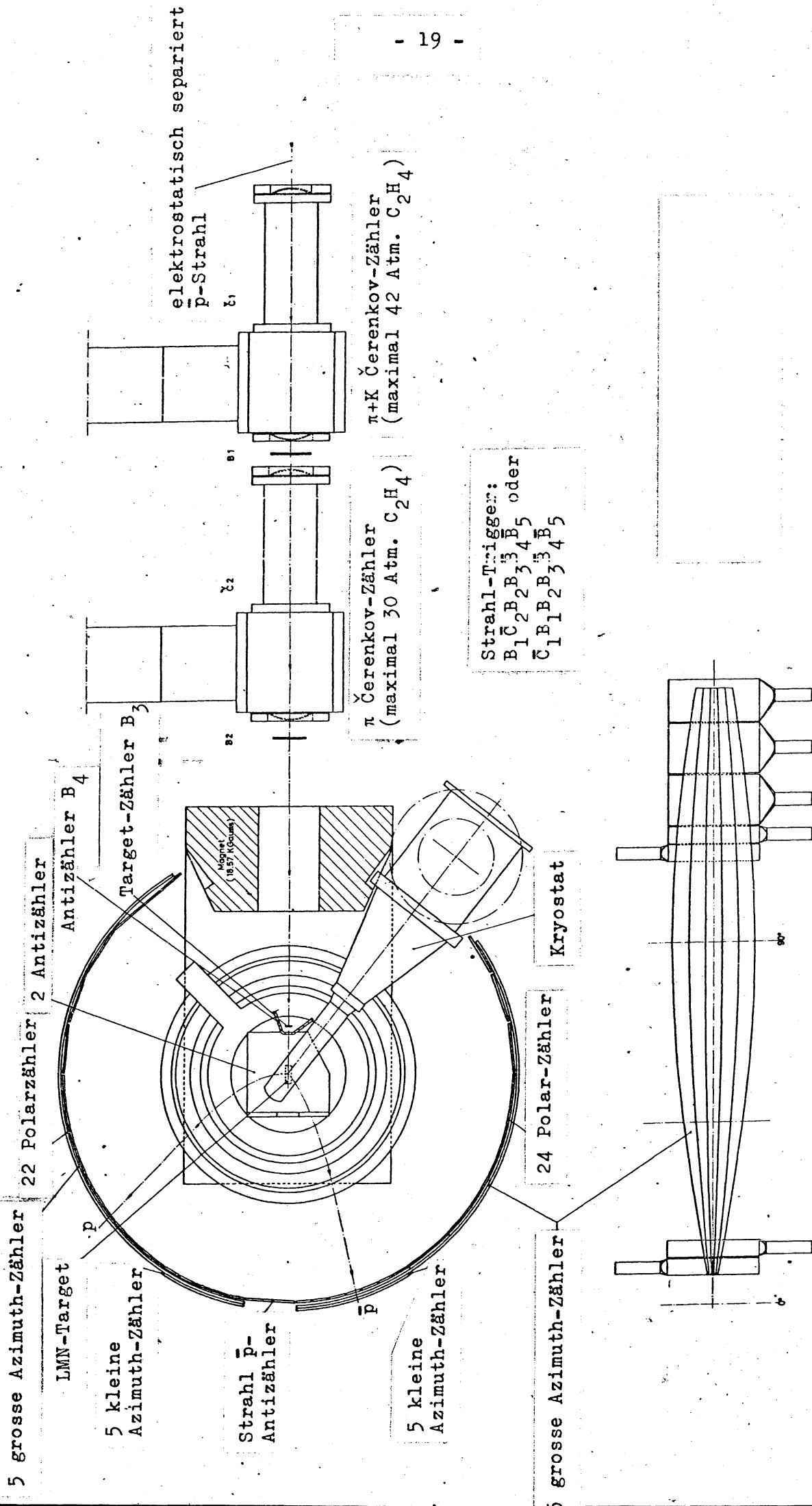


Abb.2.4.1 Experimenteller Aufbau zur Messung der elastischen $\bar{p}p(\uparrow)$ -Streuung

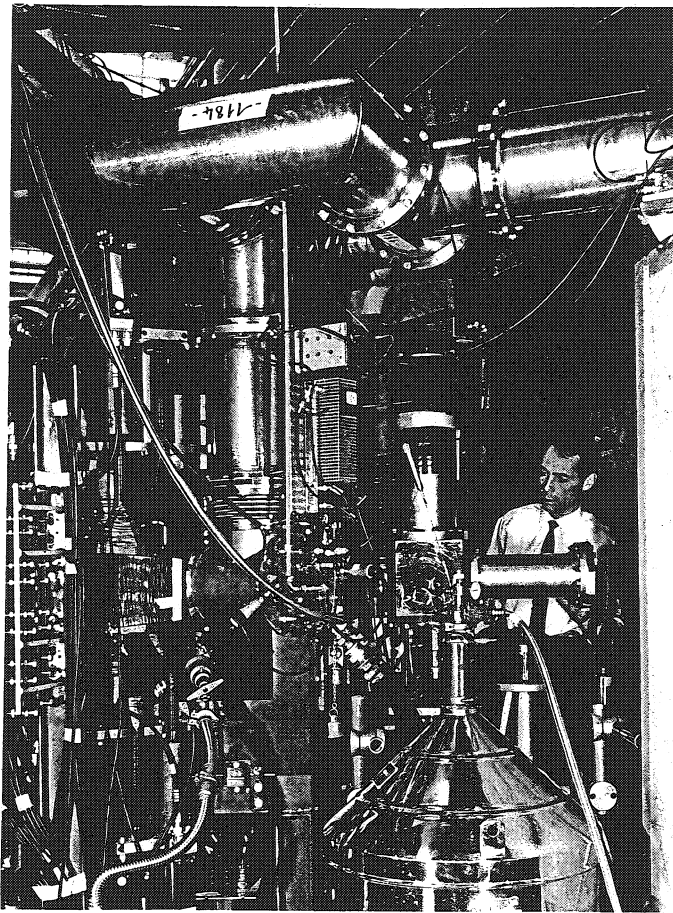


Abb.2.4.2 Cerenkov-Zähler C_2 und Kryostat des polarisierten Targets

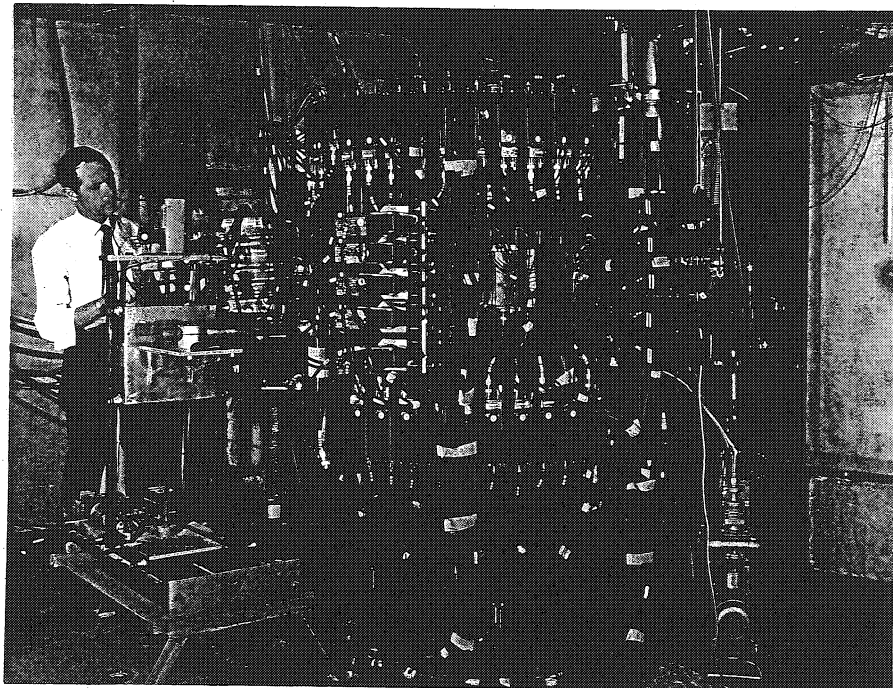


Abb.2.4.3 Polar-und Azimuth-Zähler mit den dazugehörigen Photoelektronenvervielfachern und Spannungsversorgungsgeräten

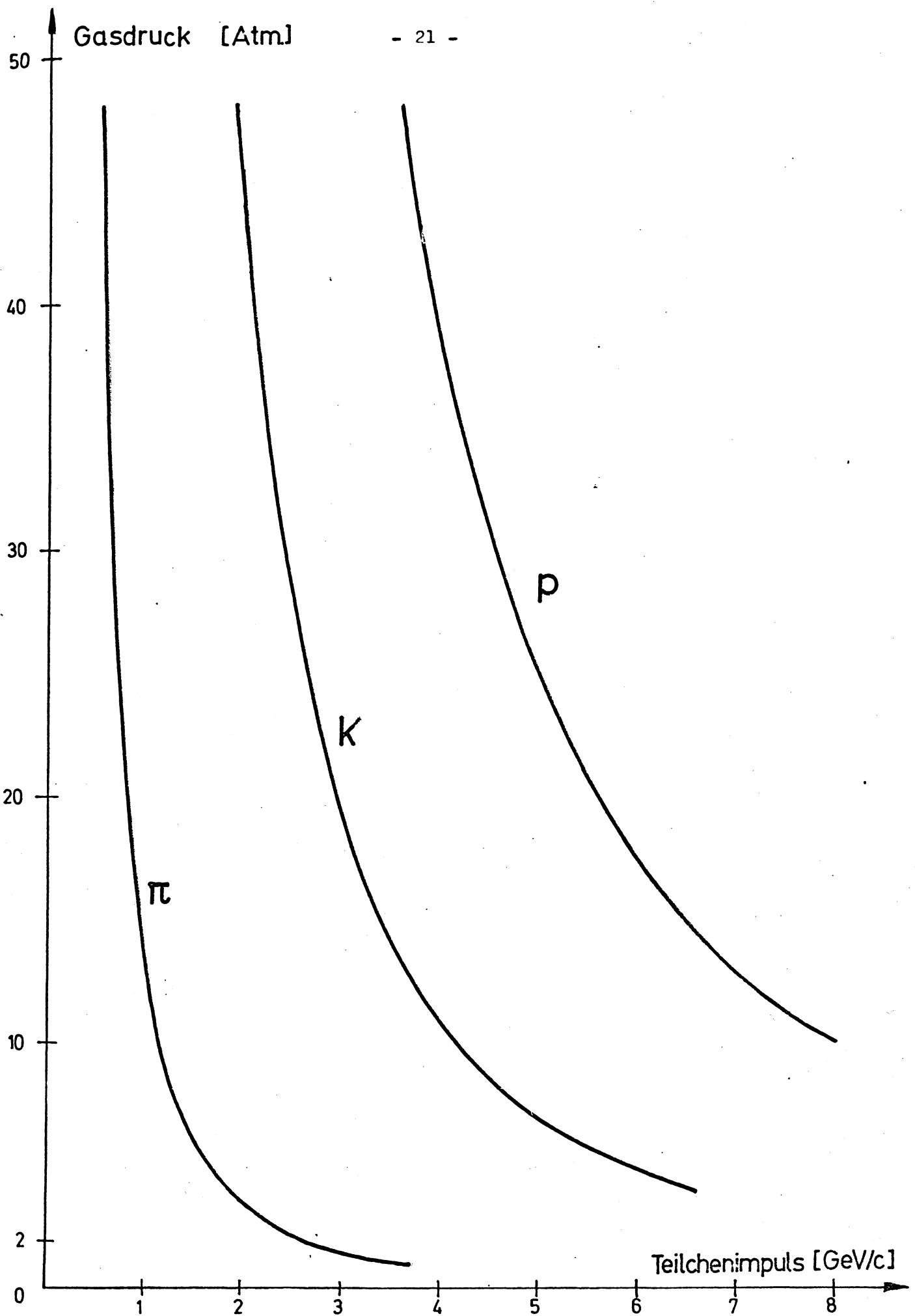


Abb. 2.4.4 Grenzkurven für $\dot{C}$ -Strahlung.

zur Bestimmung der Polar-Winkel der gestreuten Teilchen verwendet. 24 Zähler waren links, 22 rechts vom Strahl angeordnet, wenn man als Symmetrieachse die Strahlrichtung annimmt. Die Szintillatoren waren 4 cm breit, 21 cm hoch und 5 mm dick, bis auf einige Zähler in der Region der Rückwärtsstreuung, die breiter waren. Allerdings bedeckten auch diese Zähler den gleichen Winkel im Schwerpunktsystem.

Die für die Messung des Azimuthwinkels verwendeten Szintillatoren wurden so geformt, dass die Winkelakzeptanz unabhängig vom Polarwinkel Θ war. Sie hatten also eine Höhe, die proportional $\sin\Theta$ bei jedem Winkel Θ war. Rechts und links von der Symmetrieachse waren je fünf dieser Szintillatoren mit einer Länge von 155 cm, einer maximalen Höhe von 4 cm und einer Dicke von 5 mm angebracht. Den fünf möglichen koplanaren Kombinationen entsprach jeweils eine Rotation der Streuebene von 4° um die Strahlrichtung. Die Gesamtakzeptanz des azimuthalen Bereichs war daher $\pm 10^\circ$ um die horizontale Streuebene. Es war nicht möglich, die äussersten, nahe bei der Strahlrichtung gelegenen Enden der Azimuthzähler mit einem Wirkungsgrad von 100% zu betreiben, sodass im Bereich bis zu 30° von der Strahlrichtung weg ein zweiter Satz von Szintillationszählern verwendet werden musste, der aber in den übrigen Abmessungen gleich war.

Zwei Zähler waren direkt ober- und unterhalb des Targets angebracht, um möglichst viel von dem Raumwinkel, der nicht von den Hodoskopen eingenommen wurde, zu überdecken.

In Antikoinzidenz verwendet vermieden diese Zähler die Aufzeichnung von Ereignissen, bei denen zusätzliche Teilchen zu den zwei in der horizontalen Ebene verlangten erzeugt wurden.

2.5 Trigger Logik

Damit ein Ereignis auf Magnetband aufgezeichnet wurde, mussten folgende Bedingungen erfüllt sein:

- 1) Die Zähler im Strahl mussten ein Antiproton anzeigen und es wurde eine Wechselwirkung im Target verlangt. Die dazu notwendige Koinzidenzbedingung war durch $B_1 \bar{C}_2 B_2 B_3 \bar{B}_4 \bar{B}_5$ gegeben, wobei bei 2,15 GeV/c und 2,40 GeV/c $\bar{C}_1$ statt $\bar{C}_2$ verwendet wurde.

- 2) Das Zähler-Hodoskop durfte nur je ein Teilchen rechts und links vom Primärstrahl anzeigen, und zwar sowohl in den polaren wie auch in den azimuthalen Zählern.
- 3) Keiner der beiden ober- und unterhalb des Targets angeordneten Szintillatoren durfte ansprechen, was mit 2) einer Bedingung von nur zwei Teilchen im Endzustand entsprach.

Die Koplanarität des Ereignisses und die Identifizierung der gestreuten Teilchen wurden nicht als Bedingung zur Aufzeichnung eines Ereignisses verlangt. Dies wurde bei der Analyse durch den elektronischen Rechner berücksichtigt.

Die Aufzeichnung auf Magnetband [10], die bei Erfüllung der Bedingungen (1) - (3) erfolgte, enthielt die Identifikation der von Teilchen getroffenen Szintillationszähler, die Zahl der seit dem letzten Ereignis auf das Target fokussierten Antiprotonen, die Polarisation des Targets und Parameter zur Identifizierung der Daten. Während des Auslesens dieser Daten auf Magnetband, das etwa 20 msec pro Ereignis dauerte, wurde die gesamte Elektronik gestoppt, um Totzeitkorrekturen zu vermeiden.

2.6 Daten-Erfassung

Bei der Daten-Aufnahme wurde darauf geachtet, dass der gesamte Teilchenfluss des Strahles, der zu mehr als 95% Pionen enthielt und auf Grund des Betriebes des Protonensynchrotrons eine Zeitdauer von 200 msec hatte, nicht mehr als $2,0 \times 10^6$ pro Sekunde betrug. Die Ursache für diese Beschränkung war durch Totzeitverluste gegeben, die bei den den einfallenden Strahl definierenden Teilchendetektoren etwa 10% betrugen. Ausserdem musste beachtet werden, dass das Szintillationszählerhodoskop nach Ansprechen auf ein Ereignis noch 30 nsec lang für weitere Teilchen aufnahmebereit war. Das ergab die Möglichkeit des Zählens zusätzlicher Teilchen, die dann ein Ereignis unbrauchbar machten. Etwa 4% der elastischen Reaktionen zeigten diesen Effekt, der bei höherer Strahlintensität stark anstieg.

Mit einer oberen Grenze von $4,0 \times 10^5$ einfallenden Teilchen pro PS-Puls erhielt man bis zu 10000 Antiprotonen, was einer durch-

schnittlichen Zählrate zwischen einem bis drei Ereignissen pro Puls entsprach, wobei die Anzahl der Antiprotonen bei den höchsten Energien am grössten war. Da aber der elastische Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Energie geringer wird, blieb die Zahl der Ereignisse ungefähr konstant. Bei jeder der vier Energien wurden Daten in einem Zeitraum von etwa 20 Stunden gesammelt. Die Polarisierung des Targets wurde nach je 5 Stunden umgekehrt, um Asymmetrien auf Grund sich langsam verändernder Wirkungsgrade der Szintillationszähler zu vermeiden. Pro Energie wurde eine Gesamtzahl von etwa 35.000 Ereignissen auf Magnetband aufgezeichnet.

Während der Datenerfassung wurde regelmässig das Funktionieren der Szintillationszähler überprüft, indem man die aufsummierten Koinzidenzen aller linken Polar-Zähler gegenüber den rechten auf dem Schirmbild eines "kick-sorters" betrachten konnte. Die elastische Streuung an den freien Protonen war leicht als Maximum in der Winkelverteilung zu erkennen und das Fehlen einer solchen Struktur zeigte einen Fehler in der Elektronik oder bei den Szintillationszählern an. In regelmässigen Abständen, etwa alle 12 Stunden, wurde das die Daten enthaltende Magnetband im zentralen CERN Rechner mit einem Programm ausgewertet, das weitere Angaben über das Funktionieren der 72 Teilchendetektoren machte. Diese ständige Überprüfung war für das Experiment unentbehrlich.

3. AUSWERTUNG DER DATEN

3.1 Allgemeines Verfahren

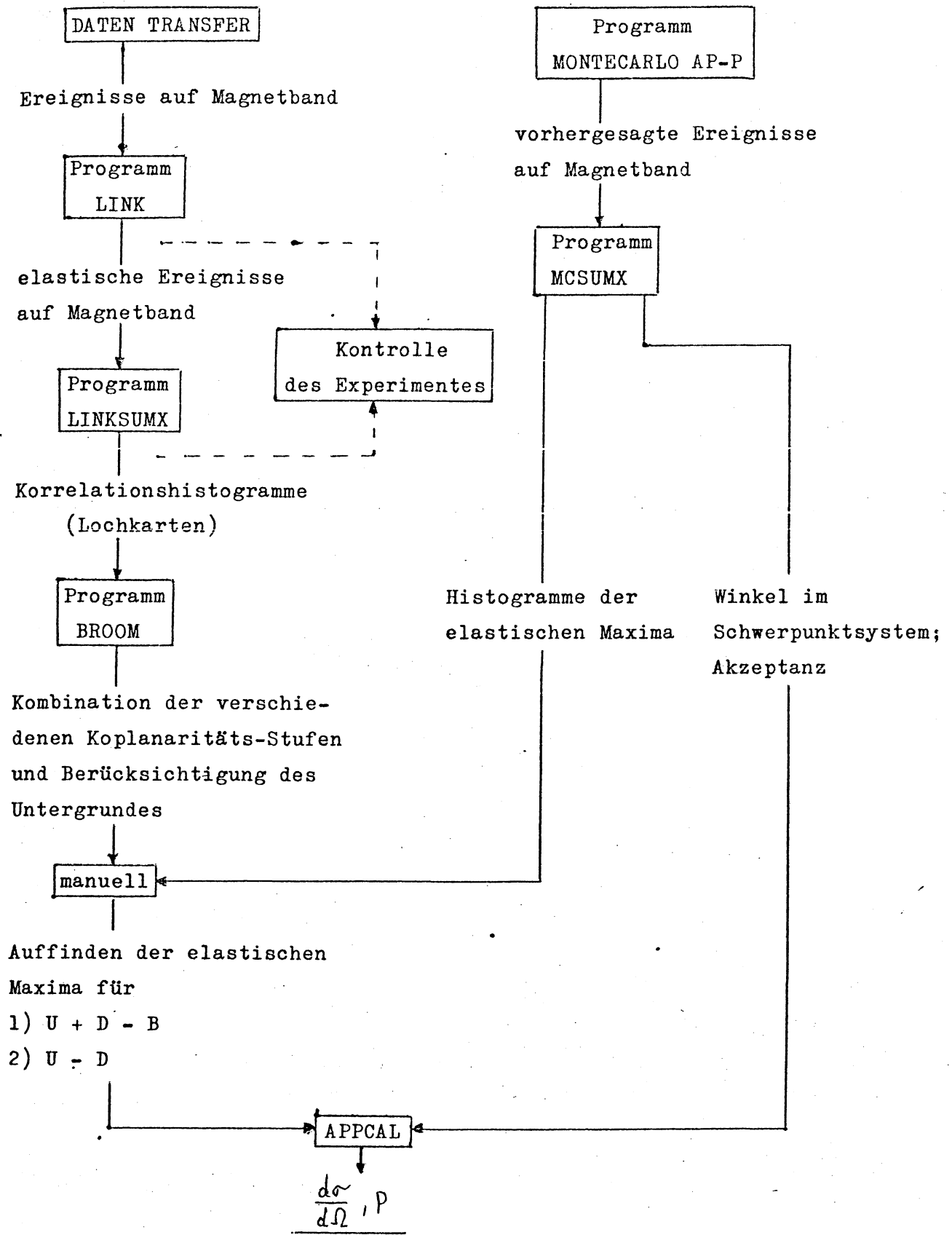
Mehrere Programme wurden verwendet, um die auf Magnetband aufgezeichneten Daten zu analysieren (Abb. 3.1.1).

Als erstes wurden die Daten in eine für die weitere Verarbeitung günstigere Form gebracht, indem die elastischen Reaktionen, die als Ereignisse mit zwei und nur zwei Teilchen im Endzustand definiert waren, von allen anderen Ereignissen, die obige Bedingung nicht erfüllten und entweder durch Fehler in der Trigger-Logik oder durch Zufallskoinzidenzen zustandekamen, aussortiert und in komprimierter Form auf ein neues Magnetband aufgezeichnet wurden. Ausserdem errechnete diese Programm den Wirkungsgrad aller Szintillationszähler.

Ein weiteres Programm analysierte die elastischen Ereignisse und hielt die Ergebnisse auf Lochkarten fest. Diese Ergebnisse wurden mit den Resultaten einer das Experiment simulierenden Monte-Carlo-Rechnung verglichen und man bekam schliesslich, unter Berücksichtigung des Untergrundes, die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisation.

3.2 Die Koplanaritäts-Bedingung

Die 4 Koordinaten, die ein Ereignis charakterisieren, nämlich je ein Polar- und ein Azimuthwinkel für die beiden Teilchen des Endzustandes, ergeben eine Matrix von $5 \times 5 \times 22 \times 24$ Einheiten, also 13.200 Möglichkeiten. Da aber die Neigung der Streuebene gegenüber der Spinrichtung der Target-Protonen vernachlässigt werden kann, genügt zur Beschreibung der Ergebnisse eine $5 \times 22 \times 24$ Matrix, wobei die erste Koordinate die fünf möglichen Unterschiede im Azimuthwinkel des gestreuten Antiprotons und des Rückstoss-Protons angibt, die mit der verwendeten experimentellen Anordnung definiert werden konnten. Die so erhaltenen Werte wurden ausgedruckt und ausserdem auf Lochkarten zur weiteren Auswertung festgehalten. Abb. 3.2.1 zeigt als Erläuterung die Korrelations-Histogramme des links vom Strahl gelegenen Polar-Zählers 4 als Funktion der rechts vom Strahl gelegenen Zähler für die fünf möglichen Unterschiede im Azimuth-Winkel, angefangen bei der für ein elastisches



U ... Wirkungsquerschnitt bei positiver Targetpolarisation
 D ... Wirkungsquerschnitt bei negativer Targetpolarisation
 B ... Untergrund

Abb.3.1.1. Bei der Datenauswertung verwendete Programme

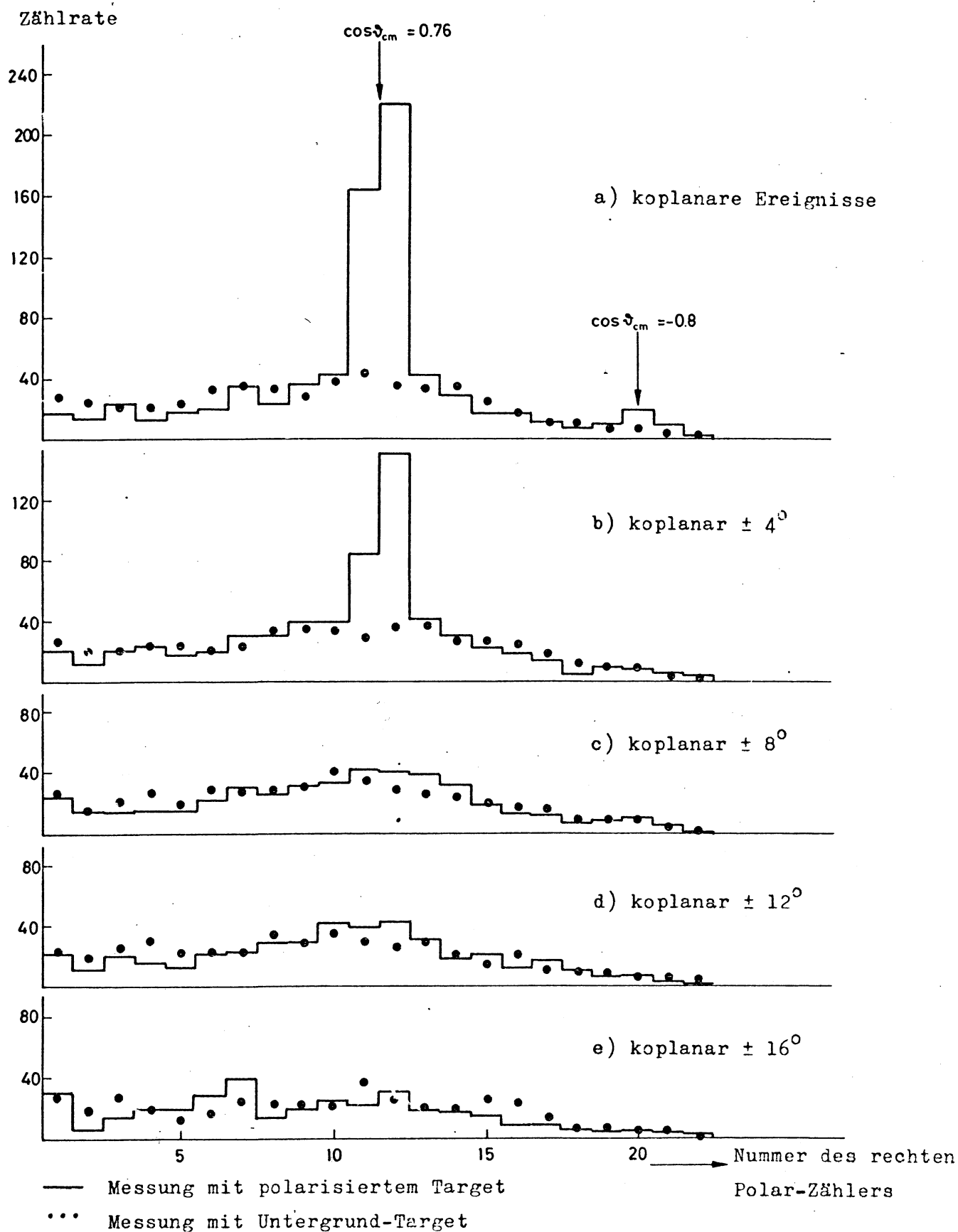


Abb.3.2.1 Korrelations-Histogramme von Polar-Zähler LH4 gegen die rechten Polar-Zähler

Ereignis typischen koplanaren Kombination bis zu einer Abweichung von $\pm 16^\circ$ davon. Das Maximum, das einer elastischen Streuung an freien Protonen entspricht und bei einer mit Hilfe der Kinematik des Ereignisses vorausberechenbaren Position auftritt, ist im koplanaren Fall klar ersichtlich. Aber auch in der nächsten Möglichkeit mit einer Abweichung von $\pm 4^\circ$ von der Koplanarität kann man die elastische Streuung noch klar erkennen. Die Ursache dieser scheinbaren Abweichung von der Koplanarität eines elastischen Ereignisses an freien Target-Protonen resultiert hauptsächlich aus der endlichen Grösse des Targets und zum Teil auch aus der Vielfachstreuung der Teilchen nach der Reaktion. Bei den koplanaren Ereignissen kann man noch ein zweites Maximum feststellen. Das erste der beiden Maxima entspricht dem nach links von der Symmetrieachse in den Polarzähler L4 gestreuten Antiproton mit dem Rückstossproton in den rechten Zählern, während beim zweiten Maximum die Richtungen von Antiproton und Proton vertauscht sind. Im Schwerpunktsystem ergibt der erste Fall eine Vorwärts-, der zweite eine Rückwärtsstreuung. Diese Struktur folgt aus der Trigger-Logik, da keine Entscheidung über die Natur der Teilchen verlangt wird. Da aber Antiproton und Proton ein Magnetfeld durchqueren müssen, kann man auf Grund ihrer entgegengesetzten Ladung eine eindeutige Zuordnung der Ereignisse treffen.

3.3 Untergrund

Da, wie in 2.3 beschrieben, ein spezielles Target zur Messung des Untergrundes existierte, wäre es die einfachste Methode gewesen, bei jeder Energie dieses Target zu verwenden und dann die Differenz der Daten mit einem Target, das freie Protonen enthält, zu bilden (Abb. 3.2.1). Da aber dieselbe Messgenauigkeit für beide Target-Typen notwendig ist, entspräche das einer Verdoppelung der Strahlzeit. Es wurden daher die nichtkoplanaren Ereignisse der Daten, die man mit dem polarisierten Target bekam, verwendet, um den Untergrund zu bestimmen. Diese Methode wurde dann mit Hilfe des speziellen Targets zur Untergrundbestimmung überprüft.

Es wurden die beiden Verteilungen, die der koplanaren Bedingung und einer Abweichung von $\pm 4^\circ$ davon entsprechen, aufsummiert und davon die drei übrigen Verteilungen abgezogen. Der Vergleich mit den direkt aufgenommenen Untergrundwerten ergab bei dem geometrischen Faktor, mit

dem die nichtkoplanaren Daten multipliziert wurden, um für die geringeren Kombinationsmöglichkeiten der nicht in der Horizontalebene liegenden Azimuth-Detektoren zu kompensieren, eine Korrektur von 10%. Da sich die Winkelverteilung des Untergrundes kaum änderte, war es möglich, mehrere Energien zusammenzuzählen und dadurch die Statistik zu verbessern. Trotzdem blieb die untere Grenze der Wirkungsquerschnitte bei 80 μb , hauptsächlich wegen der kurzen zur Verfügung stehenden Strahlzeit.

Um die einzelnen Gruppen von Daten zu kombinieren war eine Normalisierung notwendig. Es wurde dafür die Anzahl der elastischen Ereignisse verwendet.

3.4 Bestimmung der elastischen Reaktion

Um die Position der elastisch gestreuten Teilchen für jede der oben erwähnten Polar-Zähler-Kombinationen zu bekommen, wurde das Experiment mit einer Monte-Carlo-Rechnung simuliert. Ausserdem wurden gleichzeitig der Streuwinkel im Schwerpunkt-System und die Akzeptanz der entsprechenden Zähler bestimmt. Die Rechnung berücksichtigte Vielfachstreuung und Energieverlust im Target, die räumliche Verteilung der Wechselwirkungen im Target, die Impuls- und Winkelverteilung des einfallenden Antiprotonen-Strahls und den Einfluss des Magnetfeldes auf die gestreuten Teilchen. Die Absorption der Antiprotonen im Target wurde getrennt berücksichtigt.

Die Berechnungen ergaben, dass es im ganzen Winkelbereich möglich ist, die Reaktionen, in denen sich ein Proton links von der Symmetrieachse befindet, von der entgegengesetzten Möglichkeit, mit einem Proton rechts von der Symmetrieachse, zu unterscheiden (Abb.3.4.1). Dies wurde durch das Magnetfeld ermöglicht und erlaubte eine zweifache Messung der Winkelverteilung. Man konnte daher aus einer Asymmetrie der beiden Verteilungen auf eine eventuelle vertikale Polarisierung des einfallenden Strahles schliessen. Eine solche Polarisierung wurde nicht gefunden.

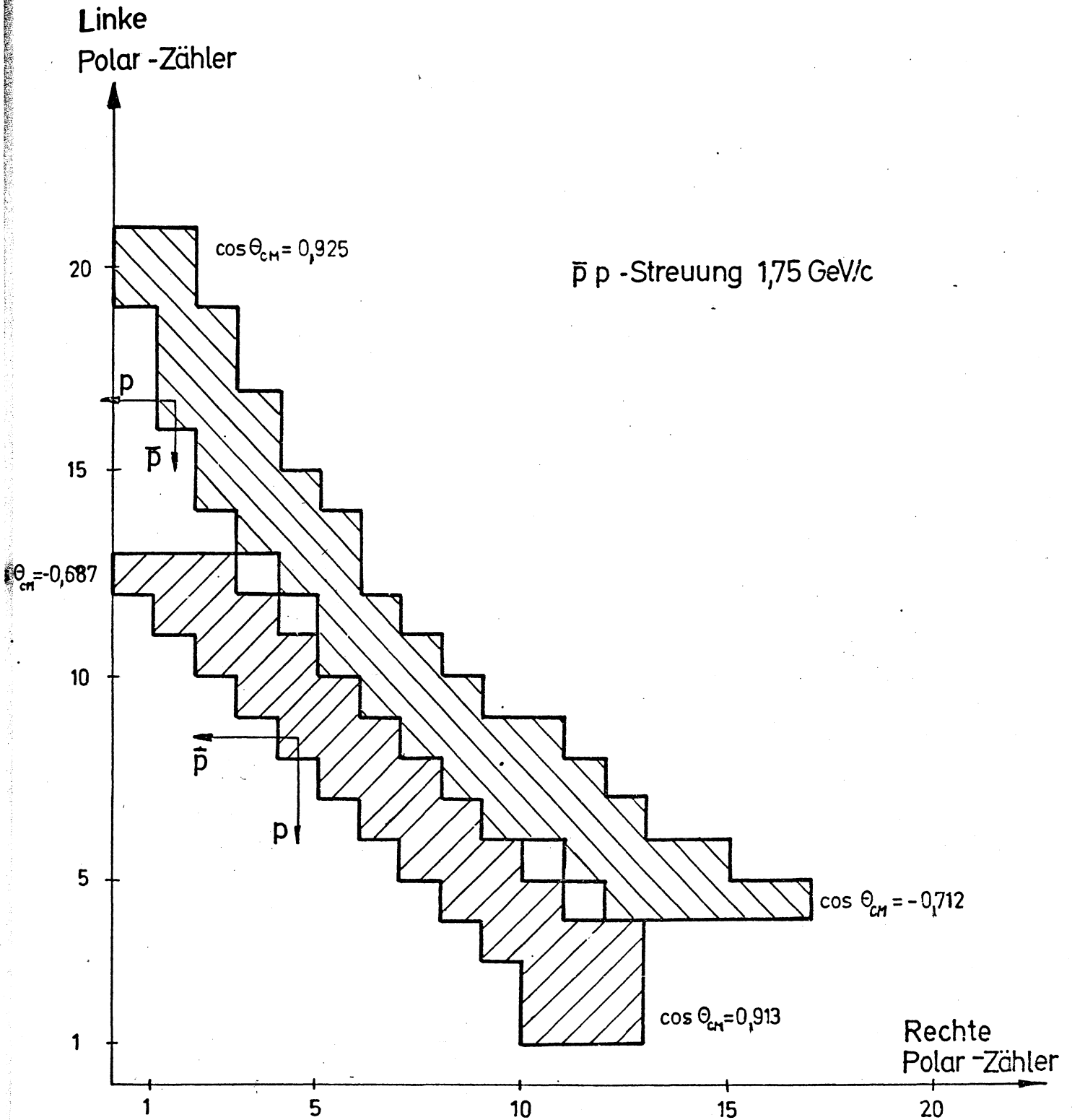


Abb.3.4.1 Korrelationsmatrix der Polar-Zähler bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung

4. ERGEBNISSE

Tabellen 4.1 - 4.4 und Abb. 4.1 - 4.4 zeigen die Ergebnisse für die vier untersuchten Strahlpulse von 1,73, 2,13, 2,37 und 2,97 GeV/c im Target, was im Schwerpunktsystem den Energien 2,33, 2,47, 2,56 und 2,77 GeV entspricht. Es wird der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Winkelverteilung des Polarisationsparameters P der elastischen Streuung von Antiprotonen an Protonen dargestellt. Als Abszisse wurde der Streuwinkel im Schwerpunktsystem gewählt, aber auch der Viererimpuls-Transfer

$$t = -2 |\vec{p}_{cm}|^2 (1 - \cos \theta_{cm}) \quad (4.1)$$

angegeben, um eine energieunabhängige Abszisse zu haben. Punkte mit weniger als $\cos \theta_{cm} = 0,35$ Differenz wurden in den Abbildungen zusammengefasst und durch den gewichteten Mittelwert ersetzt. Die Polarisation wurde für jeden Winkel mit Hilfe der Formel

$$\vec{P} \cdot \vec{P}_T = \frac{U - D}{U + D - B} \quad (4.2)$$

ermittelt [11,12]. Obiger Wert stellt die Asymmetrie der Winkelverteilung dar. U und D sind die normalisierten Zählraten im von der Monte-Carlo-Rechnung angegebenen Bereich. Bei U ist der Spin der polarisierten Target-Protonen in Richtung des die Polarisation hervorrufenden Magnetfeldes, bei D hat der Spin die entgegengesetzte Richtung. B ist der Untergrund, $\vec{P}_T$ ein Vektor zur Bezeichnung der Target-Polarisation und $\vec{P}$ der die Polarisation des Endzustandes bezeichnende Vektor, der normal zur Streuebene ausgerichtet ist. Zur bestimmung des Vorzeichens von $\vec{P}$ wurde die Basel-Konvention beachtet, die besagt, dass die Polarisation des Endzustandes positiv ist, wenn für positive Target-Polarisation die einfallenden Teilchen vorzugsweise nach links gestreut werden, wenn man stromabwärts blickt.

Die absolute Eichung der Wirkungsquerschnitte wurde mit Hilfe des optischen Theorems durchgeführt. Wenn man einen vernachlässigbar kleinen Realteil der Streuamplitude bei $\cos \theta_{cm} = 1$ annimmt, so bekommt man

$$\sigma_{tot}^2 = \left(\frac{4\pi}{k} \right)^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta_{cm}=0} \quad (4.3)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt wurde aus dem differentiellen bei 0° errechnet und mit den gemessenen Werten [13] verglichen. Die Korrekturen betrugen nicht mehr als 50%. Da dieses Experiment nur wenige Punkte in der Vorwärtsregion lieferte, wurden andere Veröffentlichungen [14-21] zu Hilfe genommen, um den Anstieg der Vorwärtsregion zu bestimmen, die einen exponentiellen Verlauf zeigt:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \cdot e^{At} \quad (4.4)$$

mit $A = 13,0 \pm 0,3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ im betrachteten Energiebereich. Durch Anpassen dieses Verlaufs der Vorwärtsregion an die vorhandenen Messpunkte bekam man schliesslich $\frac{d\sigma}{d\Omega} (0^\circ)$ und daraus mit (4.3) die Normalisierungskonstante. Diese Methode ergab einen Fehler von $\pm 15\%$ in der absoluten Normalisierung, der nicht in dem auf den Tabellen angegebenen Fehler enthalten ist.

Die Daten zeigen bei allen vier Energien eine überwiegend positive Polarisierung mit Maximalwerten von 15-35% nahe der Region der Vorwärtsstreuung. Danach folgen ein Minimum und ein leichtes zweites Maximum bei $|t| \simeq 1,0 \text{ (GeV/c)}^2$. Es kann keine bedeutende negative Polarisierung festgestellt werden, wie sie von einem einfachen Regge-Pol-Modell vorhergesagt wurde [22]. Im Bereich $\cos \Theta_{CM} < -0,4$ kann man wegen zu schlechter Statistik keine Aussage über die Polarisierung machen. Obwohl über die Vorwärtsrichtung gemittelte Polarisationswerte schon vorhanden waren [17], wurden bei diesem Experiment erstmalig Aussagen über die Winkelverteilung des Polarisationsparameters P gemacht.

Bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten sieht man ein den Diffraktionsstreuungen ähnliches Bild [50] mit einer stark betonten Vorwärtsstreuung, einem leichten Minimum, einem weiteren Maximum und einer Andeutung weiterer Struktur, die sich aber in zu grossen Messfehlern verliert. Das erste Minimum stimmt gut mit dem Minimum in der Polarisationsverteilung überein. Das erste Maximum nach der Vorwärtsstreuung ist, unabhängig von der Energie, bei $|t| = 0,5 - 0,6 \text{ (GeV/c)}^2$. Dieses Verhalten kann auch in den bereits publizierten differentiellen Wirkungsquerschnitten [14-21] gesehen werden, von denen die meisten aber nur bis zum ersten Minimum gehen.

Resultate für differentiellen Wirkungsquerschnitt und Polarisationsparameter P
bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung

Tabelle 4.1

Laborimpuls = 1,73 GeV/c Impuls im Schwerpunktsystem = 0,695 GeV/c

COS	POL	DPOL	SIGMA(1)	DSIGMA(1)
0.899	0.27	0.08	57.453	27.536
0.889	0.12	0.06	28.214	7.285
0.847	0.33	0.04	11.196	0.809
0.824	0.28	0.04	7.715	0.553
0.746	0.34	0.07	2.313	0.188
0.596	0.66	0.62	0.144	0.071
0.563	0.55	0.17	0.310	0.045
0.501	0.29	0.17	0.446	0.064
0.409	0.45	0.15	0.360	0.048
0.393	0.11	0.14	0.472	0.061
0.271	0.26	0.12	0.572	0.062
0.244	0.19	0.16	0.328	0.046
0.141	0.62	0.17	0.337	0.050
0.069	0.33	0.21	0.226	0.041
0.000	0.45	0.19	0.234	0.037
-0.099	0.52	0.23	0.172	0.032
-0.153	0.18	0.21	0.189	0.035
-0.267	0.57	0.50	0.054	0.022
-0.301	-0.25	0.40	0.064	0.022
-0.422	-0.32	0.65	0.060	0.035
-0.452	-0.33	0.41	0.074	0.027
-0.570	1.16	1.13	0.048	0.035
-0.596	-0.82	0.61	0.060	0.029
-0.727	0.49	0.71	0.056	0.033

Tabelle 4.2

Laborimpuls = 2,13 GeV/c Impuls im Schwerpunktsystem = 0,807 GeV/c

COS	POL	DPOL	SIGMA(1)	DSIGMA(1)
0.902	0.12	0.04	17.056	3.452
0.896	0.18	0.04	17.442	2.616
0.829	0.18	0.03	7.782	0.578
0.706	0.24	0.10	0.841	0.093
0.635	0.29	0.16	0.557	0.081
0.555	0.11	0.11	0.497	0.056
0.546	0.02	0.12	0.602	0.073
0.441	0.14	0.12	0.557	0.064
0.393	0.23	0.11	0.496	0.054
0.321	-0.01	0.13	0.376	0.046
0.223	0.27	0.13	0.299	0.037
0.196	0.25	0.20	0.208	0.037
0.055	0.29	0.17	0.185	0.028
0.050	-0.10	0.21	0.163	0.031
-0.094	0.07	0.28	0.110	0.028
-0.121	-0.02	0.32	0.091	0.026
-0.249	0.03	0.35	0.075	0.024
-0.281	-0.07	0.32	0.095	0.027
-0.407	0.06	0.28	0.093	0.023
-0.430	0.19	0.48	0.066	0.028
-0.562	-0.16	0.29	0.105	0.027
-0.568	0.69	0.55	0.084	0.037
-0.694	-0.39	0.75	0.057	0.038
-0.699	-0.82	0.81	0.041	0.026

Resultate für differentiellen Wirkungsquerschnitt und Polarisationsparameter P
bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung

Tabelle 4.3

Laborimpuls = 2,37 GeV/c Impuls im Schwerpunktsystem = 0,870 GeV/c

COS	POL	DPOL	SIGMA(1)	DSIGMA(1)
0.903	0.22	0.04	20.165	4.398
0.889	0.19	0.04	13.929	1.978
0.791	0.22	0.09	1.966	0.242
0.702	0.19	0.13	0.740	0.102
0.660	-0.21	0.14	0.687	0.100
0.549	0.01	0.11	0.752	0.093
0.380	0.29	0.11	0.661	0.082
0.352	0.35	0.18	0.460	0.077
0.227	0.44	0.26	0.242	0.055
0.207	-0.15	0.15	0.395	0.058
0.088	0.09	0.30	0.171	0.045
0.034	-0.29	0.36	0.118	0.036
-0.062	-0.26	0.51	0.079	0.035
-0.135	0.09	0.32	0.130	0.036
-0.218	-0.07	0.26	0.151	0.035
-0.296	0.09	0.31	0.145	0.040
-0.580	14.88	218.88	0.003	0.049
-0.704	19.88	156.98	0.007	0.068

Tabelle 4.4

Laborimpuls = 2,97 GeV/c Impuls im Schwerpunktsystem = 1,011 GeV/c

COS	POL	DPOL	SIGMA(1)	DSIGMA(1)
0.923	0.09	0.03	24.571	5.225
0.828	0.17	0.05	6.336	0.570
0.741	0.13	0.16	0.820	0.136
0.691	-0.09	0.11	0.992	0.116
0.618	0.03	0.15	0.893	0.121
0.526	-0.05	0.10	0.955	0.109
0.525	0.17	0.15	0.857	0.120
0.417	0.13	0.21	0.343	0.063
0.344	0.14	0.17	0.376	0.058
0.294	0.05	0.22	0.357	0.068
0.165	-0.52	0.38	0.171	0.054
0.161	-0.12	0.23	0.293	0.059
0.012	-0.42	0.38	0.150	0.048
-0.011	-0.09	0.27	0.190	0.044
-0.146	0.44	0.66	0.074	0.042
-0.319	-2.23	2.66	0.037	0.041
-0.336	-0.08	1.04	0.057	0.054
-0.480	-0.71	1.23	0.043	0.041
-0.483	0.92	0.62	0.068	0.031
-0.606	0.40	1.31	0.073	0.084
-0.640	0.29	1.06	0.046	0.043
-0.783	1.21	3.24	0.026	0.053
-0.893	0.76	2.93	0.040	0.091

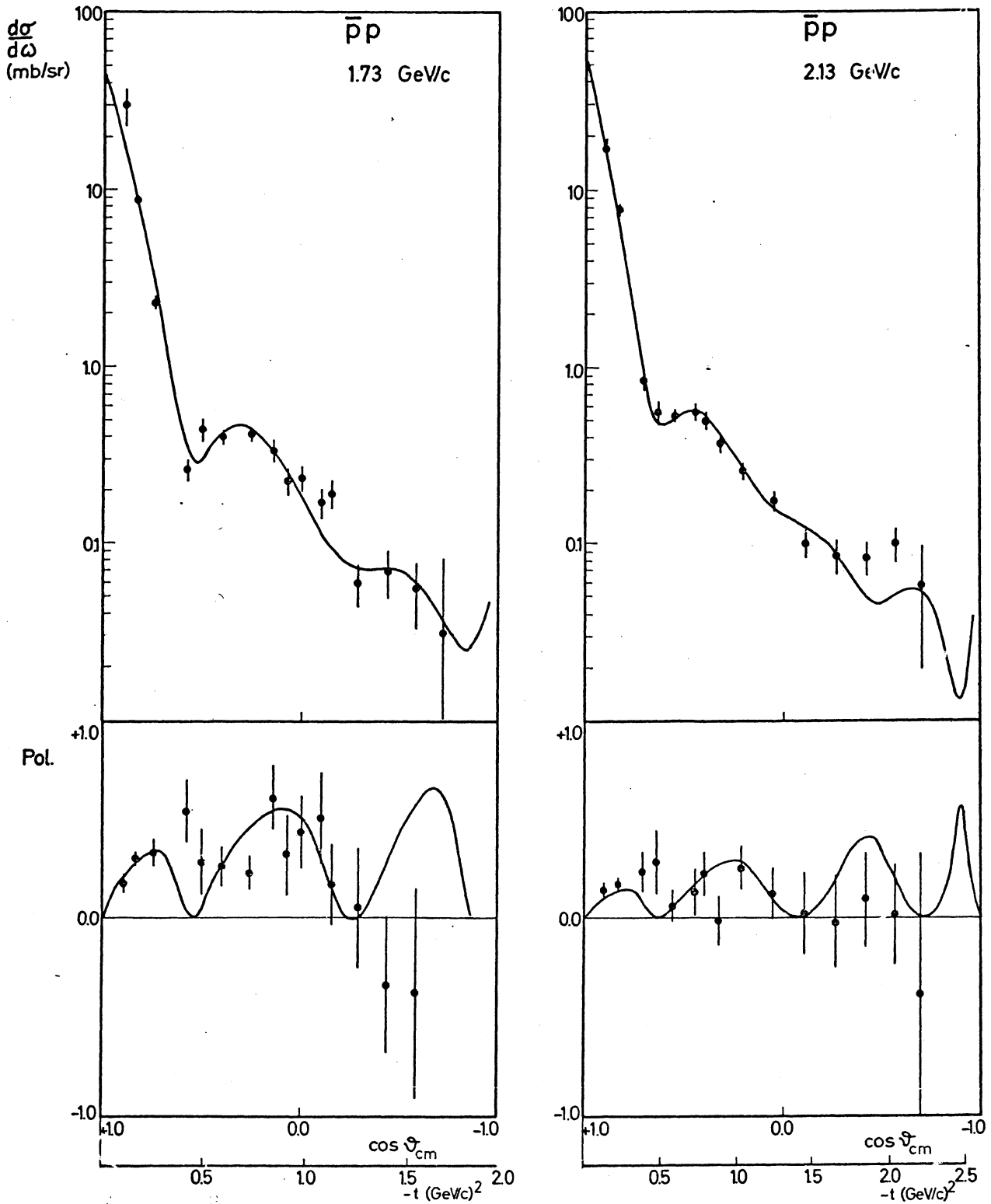


Abb.4.1 und 4.2 Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisation bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung mit $\bar{p}$ -Impulsen im Laborsystem von 1,73 und 2,13 GeV/c. Die durchgehenden Linien stellen die für jede Energie einzeln errechnete Lösung des in 5.4 entwickelten Diffraktionsmodells dar (siehe auch Tab.5.6.1 auf S.52)

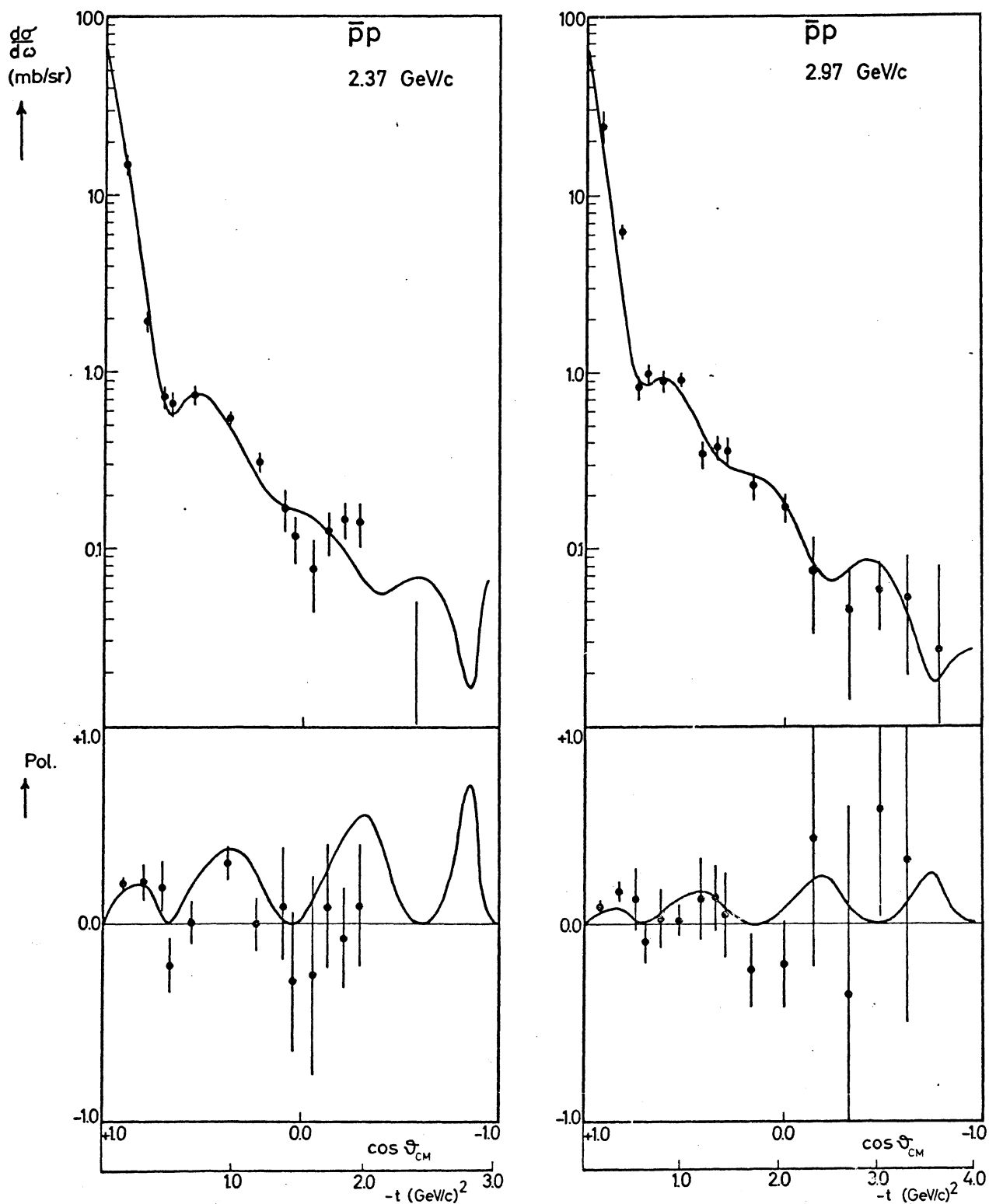


Abb.4.3 und 4.4 Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisation bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung mit $\bar{p}$ -Impulsen im Laborsystem von 2,37 und 2,97 GeV/c. Die durchgehenden Linien stellen die für jede Energie einzeln errechnete Lösung des in 5.4 entwickelten Diffraktionsmodells dar (siehe auch Tab.5.6.1 auf S.52)

5. INTERPRETATION DER DATEN

5.1 Überblick

Es gibt mehrere theoretische Modelle, die Vorhersagen über die elastische Streuung von Antiprotonen an Protonen treffen, wie das Regge-Pol-Modell [22], das Pion- und Boson-Austausch-Modell und Modelle, die den Stossparameter oder ein optisches Potential zur Beschreibung benutzen [24-30]. Viele dieser Modelle berücksichtigen nicht den Spin der Teilchen, sodass naturgemäss keine Vorhersage über die Polarisierung getroffen werden kann.

Da die Form der differentiellen Wirkungsquerschnitte sehr einer Diffraktionsstreuung ähnlich ist, wurde ein semiphenomenologisches Modell entwickelt, das sowohl die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes als auch die der Polarisierung als Diffraktionseffekt zu erklären versucht. Dies war umso mehr notwendig, da die Vorhersagen des Regge-Pol-Modells [22] nicht in Einklang mit den experimentellen Daten gebracht werden konnten.

Dieselbe Tendenz kann auch bei Proton-Proton Streuung beobachtet werden. Genaue Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei hohen Energien zeigen eine diffraktionsähnliche Struktur. Dies führte zu einer Reihe von Modellen, die meistens die Eikonal-Approximation benutzen und die elastische Streuung auf Grund der Transmission des gestreuten Teilchens durch das Streuzentrum erklären [31-34]. Die Hadronen werden also als räumlich ausgedehnte Objekte mit einer bestimmten Dichteverteilung angenommen, ähnlich der Glauber-Theorie bei der Streuung an Kernen [35]. Die Dichteverteilung wird der Ladungsverteilung gleichgesetzt, die für Protonen aus Elektron-Proton Streuexperimenten ermittelt werden kann. Man bekommt schliesslich einen differentiellen Wirkungsquerschnitt, der in seiner einfachsten Form lautet:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{pp} \sim [G_E^P(t)]^4 \quad (5.1.1)$$

Diese Abhängigkeit vom elektromagnetischen Formfaktor des Protons $G_E^P(t)$ ergibt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, wenn man die oben erwähnten Vielfachstreuungsterme, die aus der

räumlichen Ausdehnung der Hadronen folgen, berücksichtigt. Bei kleinen $|t|$ Werten überwiegt die Einfachstreuung, während mit zunehmendem $|t|$ die Vielfachstreuung an Bedeutung gewinnt. Da die Anteile zur Streuamplitude bei Einfach-, Zweifach-, Dreifach-Streuung, usw. im Vorzeichen abwechseln, bekommt man tiefe Minima im differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die Einbeziehung eines Realteiles zur Streuamplitude macht diese Minima weniger tief und mit den experimentellen Werten mehr verträglich [36,37].

Da Modelle dieser Art wenig über den Verlauf des Wirkungsquerschnittes im endlichen Energiebereich aussagen, sondern hauptsächlich für den asymptotischen Bereich gedacht sind, wurde versucht, die Regge-Pol-Theorie zur Beschreibung der Energieabhängigkeit der Reaktionen bei den Diffraktionsmodellen zu Hilfe zu nehmen. Das führte zu den Hybrid-Modellen mit einem energieabhängigen Absorptionskoeffizienten der Streuzentren [38]. Auch Antiproton-Proton Streuung wurde damit beschrieben.

Die experimentellen Fakten, die eine Verwendung der Diffraktionsmodelle nahelegen, sind im Fall der Antiproton-Proton Streuung die Abwesenheit negativer Polarisierung und eine leicht an Nukleon-Kern-Streuung erinnernde Form der Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnittes und der Polarisierung [39 - 41].

5.2 Ableitung der Streuamplitude für Spin $1/2$ - Spin $1/2$ Streuung

Der Spinvektor eines Teilchens ist als der Erwartungswert des Pauli-Spin-Operators gegeben:

$$\vec{\sigma} = \vec{i} \sigma_x + \vec{j} \sigma_y + \vec{k} \sigma_z \quad (5.2.1)$$

Wenn sich ein Teil f_i der Teilchen in einem Quanten-Zustand $|\psi_i\rangle$ befindet, ist der Erwartungswert von einem Operator A gleich

$$\langle A \rangle = \sum f_i \langle \psi_i | A | \psi_i \rangle \quad (5.2.2)$$

Man kann auch

$$\langle A \rangle = \text{Spur}(\rho A) \quad (5.2.3)$$

schreiben, wobei ρ eine hermitesche Matrix, die Dichtematrix, ist [42]. Sie beschreibt ein Teilchensystem zu einer bestimmten Zeit. Wenn nun eine Wechselwirkung stattgefunden hat und die Wellenfunktionen vor und nach der Streuung mit Hilfe der Streumatrix S in folgender Weise zusammenhängen

$$\psi_e = S \psi_a \quad (5.2.4)$$

dann gilt für die Dichtematrix

$$\rho_e = S \rho_a S^* \quad (5.2.5)$$

Falls nur die aus dem einfallenden Strahl herausgestreuten Teilchen gemessen werden, was bei fast allen Streuexperimenten zutrifft, dann verwendet man besser die Matrix

$$R = S - 1 \quad (5.2.6)$$

und für die nun nur gestreute Teilchen enthaltende Dichtematrix ergibt sich

$$\rho_s = R \rho_a R^* \quad (5.2.7)$$

Da in Experimenten mit geladenen Teilchen im allgemeinen der Impuls der Teilchen bekannt ist, kann man den Operator A als Produkt eines Operators A_s im Spin-Raum und eines Operators $P(\vec{k})$, der die Projektion auf einen bestimmten Impuls durchführt, darstellen.

Der Erwartungswert des Spin-Operators A_s bei einem fixierten Impuls ist

$$\langle A_s \rangle_{\vec{k}} = \frac{\langle P(\vec{k}) A_s \rangle}{\langle P(\vec{k}) \rangle} = \frac{\text{Spur}(\rho(\vec{k}) A_s)}{\text{Spur}(\rho(\vec{k}))} \quad (5.2.8)$$

$\langle P(\vec{k}) \rangle$ bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen mit dem Impuls $\vec{k}$ zu finden. Gleichung (5.2.8) definiert $\rho(\vec{k})$, die Dichtematrix im Spin-Raum, allerdings nur bis auf einen konstanten Faktor. Mit Hilfe des vierdimensionalen Spin-Raumes der zwei Teilchen und der darin enthaltenen 16 unabhängigen Matrizen $\sigma_{\mu}^{(1)} \sigma_{\nu}^{(2)}$, die folgendermassen definiert sind:

$$\langle m, n | \sigma_{\mu}^{(1)} \sigma_{\nu}^{(2)} | m', n' \rangle = (\sigma_{\mu})_{mm'} (\sigma_{\nu})_{nn'} \quad , \quad (5.2.9)$$

wobei m und n die Spin-Eigenzustände des ersten und zweiten Teilchens sind und $\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ die Pauli-Einheitsmatrix und die drei Pauli-Spin-Matrizen darstellen, bekommt man

$$f(\vec{k}) = \frac{1}{4} \text{Spur} [f(\vec{k})] \sum_{\mu, \nu} \langle \sigma_{\mu}^{(1)} \sigma_{\nu}^{(2)} \rangle_{\vec{k}} \sigma_{\mu}^{(1)} \sigma_{\nu}^{(2)} \quad (5.2.10)$$

unter Zuhilfenahme der Orthogonalitätsrelation

$$\text{Spur} [\sigma_{\mu}^{(1)} \sigma_{\nu}^{(2)} \sigma_{\mu}^{(1)} \sigma_{\nu}^{(2)}] = 4 \delta_{\mu\lambda} \delta_{\nu\beta} \quad . \quad (5.2.11).$$

Es wird nun eine Matrix $M(\vec{k}, \vec{k}')$ im Spin-Raum definiert, deren Elemente den Streuamplituden entsprechen, die für fixierte Anfangszustände im Spin-Raum zu den möglichen Endzuständen führen. Mit einer neuen Schreibweise von Gleichung (5.2.7)

$$f_s(\vec{k}) = M(\vec{k}, \vec{k}') f_{\alpha}(\vec{k}) M^*(\vec{k}, \vec{k}') \quad (5.2.12)$$

fixiert man die Normalisierungskonstante für $\rho(\vec{k})$ und bekommt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{Spur}(f_s)}{\text{Spur}(f_{\alpha})} = \frac{\text{Spur} [M(\vec{k}, \vec{k}') f_{\alpha}(\vec{k}) M^*(\vec{k}, \vec{k}')]}{\text{Spur} [f_{\alpha}(\vec{k})]} \quad . \quad (5.2.13)$$

Da im Schwerpunktsystem $\vec{k}'$ und $\vec{k}$, die Impulse vor und nach der Streuung, die einzigen Vektoren sind, von denen die Matrixelemente des Operators im Spin-Raum

$$M(\vec{k}, \vec{k}') = \sum_{\mu, \nu} M^{\mu\nu}(\vec{k}, \vec{k}') \tilde{\sigma}_{\mu}^{(1)} \tilde{\sigma}_{\nu}^{(2)} \quad (5.2.14)$$

abhängen können, schreibt sich die allgemeinste Form von (5.2.14), die invariant unter Raum-Drehungen und Reflexionen ist, als

$$\begin{aligned} M(\vec{k}, \vec{k}') = & \alpha + b \cdot (\tilde{\sigma}^{(1)} - \tilde{\sigma}^{(2)}) \cdot \vec{N} + c \cdot (\tilde{\sigma}^{(1)} + \tilde{\sigma}^{(2)}) \cdot \vec{N} + \\ & + d \cdot (\tilde{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{N}) \cdot (\tilde{\sigma}^{(2)} \cdot \vec{N}) + e \cdot [(\tilde{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{P}) \cdot (\tilde{\sigma}^{(2)} \cdot \vec{P}) + \\ & + (\tilde{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{K}) \cdot (\tilde{\sigma}^{(2)} \cdot \vec{K})] + f \cdot [(\tilde{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{P}) \cdot (\tilde{\sigma}^{(2)} \cdot \vec{P}) - \\ & - (\tilde{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{K}) \cdot (\tilde{\sigma}^{(2)} \cdot \vec{K})] + g \cdot (\tilde{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{P}) \cdot (\tilde{\sigma}^{(2)} \cdot \vec{K}) + \\ & + h \cdot (\tilde{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{K}) \cdot (\tilde{\sigma}^{(2)} \cdot \vec{P}) \end{aligned} \quad (5.2.15)$$

$$\text{mit } \vec{N} = \frac{\vec{k}' \times \vec{k}}{|\vec{k}' \times \vec{k}|}, \quad \vec{P} = \frac{\vec{k}' + \vec{k}}{|\vec{k}' + \vec{k}|}, \quad \vec{K} = \frac{\vec{k} - \vec{k}'}{|\vec{k} - \vec{k}'|},$$

während die Koeffizienten a bis h skalare Funktionen der Vektoren $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ sind [43].

Für Proton-Proton Streuung muss $b = 0$ und $g = h$ sein, da beide Teilchen identisch sind. Das gleiche gilt für Antiproton-Proton Streuung, hier aber wegen der Ladungskonjugations-Invarianz. Ausserdem muss, wenn Zeitumkehr-Invarianz angenommen wird, $g = h = 0$ sein.

Es bleiben dann fünf skalare Parameter übrig, die nur von $\vec{k}, \vec{k}'$ abhängen oder, falls man eine fixierte Energie des Schwerpunktsystems betrachtet, vom Streuwinkel im Schwerpunktsystem und nicht von der Polarisierung der Teilchen im Anfangs- oder Endzustand, die durch die Dichtematrizen $\rho_a(\vec{k}')$ und $\rho_s(\vec{k})$ bestimmt ist.

Im Prinzip besteht beim Spin $1/2$ - Spin $1/2$ System die Möglichkeit von 256 unabhängigen Experimenten, da die Dichtematrix des Endzustandes im Spin-Raum von 16 unabhängigen realen skalaren Parametern abhängt, die wiederum jeder für sich über (5.2.12) von den 16 realen

skalaren Parametern der Dichtematrix des Anfangszustandes abhängen:

$$Z_{M, \nu, \lambda, \xi}(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{1}{4} \text{Spur} [\sigma_M^{(1)} \sigma_\nu^{(2)} M(\vec{k}, \vec{k}') \sigma_\lambda^{(1)} \sigma_\xi^{(2)} M^*(\vec{k}, \vec{k}')] \quad (5.2.16)$$

Diese 256 experimentell unabhängigen Grössen sind allerdings auf Grund theoretischer Annahmen zum grössten Teil voneinander abhängig. Aus der Quantenmechanik allein folgen bereits 224 Beziehungen, während wegen der Invarianz bei Zeitumkehr alle pseudoskalaren Z-Werte verschwinden müssen. Es bleiben schliesslich nur 9 unabhängige Experimente übrig, die durch die oben erwähnten fünf komplexen Parameter vollständig beschrieben werden können, wobei eine absolute Phasenverschiebung frei wählbar ist. Diese Parameter sind allerdings Funktionen des Streuwinkels und der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem.

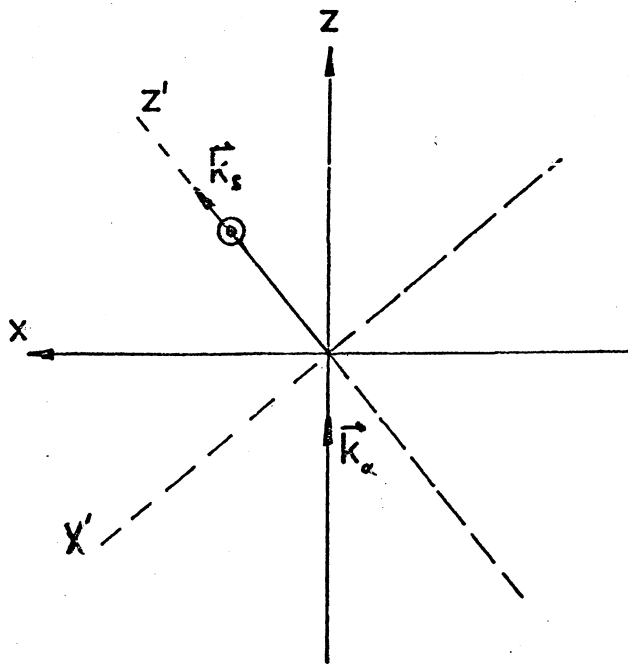
Der differentielle Wirkungsquerschnitt und der die in der Normalen zur Streuebene herrschende Ausrichtung der Teilchenspins angegebende Polarisationsparameter P ergeben sich mit den in (5.2.15) definierten Parametern zu

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) &= |\alpha|^2 + 2|\epsilon|^2 + |\epsilon|^2 + 2|\epsilon|^2 + 2|f|^2 \\ P(\theta_{cm}) &= \frac{2 \text{Re}[\epsilon^*(\alpha + d)]}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm})} \end{aligned} \quad (5.2.17)$$

Die Parameter a bis f beschreiben die elastische Streuung von Spin $1/2$ - Spin $1/2$ Teilchen unter Berücksichtigung der Spins der Teilchen im Anfangs- und im Endzustand.

Solange man den Spin nicht misst, bekommt man nur den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die Messung eines Spins in der Normalen zur Streuebene, entweder im Anfangs- oder im Endzustand, ergibt den Polarisationsparameter P (Abb. 5.2.1). Die Messung des Spins ein- und desselben Nukleons im Anfangs- wie auch im Endzustand fixiert den Depolarisationstensor, während die Messung der Spins von

im Anfangs- und Endzustand verschiedenen Nukleonen den Polarisations-
transfertextensor ergibt. Weitere Möglichkeiten bekommt man aus der
Messung von mehr als einem Spin im Anfangs- oder Endzustand oder in
beiden Zuständen [44,45].



$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow\uparrow} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 \pm |\vec{P}| |\vec{P}_T|)$$

$$\vec{P} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\downarrow}}{2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0} \cdot \frac{1}{|\vec{P}_T|}$$

- $\vec{P}$ Polarisation des gestreuten Teilchens.
- $\vec{P}_T$ Target-Polarisation.
- $\odot$ Spin in pos. y-Richtung.

Abb.5.2.1 Bestimmung des Polarisationsparameters P aus der Kenntnis der Polarisation des Anfangszustandes und der elastischen Wirkungsquerschnitte des Endzustandes

5.3 Diffraktionsstreuung

Die Diffraktions-Modelle versuchen den Streuprozess analog zur Optik zu erklären. Die verwendeten Modelle werden manchmal auch optische Modelle genannt. Im allgemeinen wird aber diese Bezeichnung nur dann angewandt, wenn die Streuung mit Hilfe eines komplexen Potentials, dem optischen Potential, erklärt wird [29, 46-47]. Diffraktionsmodelle verwenden kein Potential zur Ableitung der Streuamplitude, sondern treffen eine Annahme über den Verlauf der Partialwellenamplituden. Diesem Verlauf kann aber eine anschauliche Deutung in Form einer Wechselwirkungsregion gegeben werden [48,49].

Das erste der Diffraktionsmodelle wurde ursprünglich zur Beschreibung der Streuung von Neutronen an Atomkernen ausgearbeitet, fand aber später mit kleinen Änderungen Anwendung in pp - und $\bar{p}p$ -Streuung [50].

Die Streuung der einfallenden Welle wird durch eine schwarze Scheibe mit einem Radius R und einer Dicke D verursacht. Eine solche Annahme entspricht in der Optik der Fraunhoferschen Beugung. Für die Streuamplitude erhält man

$$f(\theta) = k \int_0^R (1-\alpha) J_0(k \rho \sin \theta) \rho d\rho = (1-\alpha) R \frac{J_1(k R \sin \theta)}{\sin \theta} \quad (5.3.1)$$

mit α als dem durch die Scheibe hindurchgehenden Teil der einfallenden Welle, während k deren Impuls angibt.

Der gesamte elastische Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\sigma_{el} = \pi R^2 |1-\alpha|^2 \quad (5.3.2)$$

und der differentielle elastische Wirkungsquerschnitt als

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 = \frac{\sigma_{el}}{\pi} \left[\frac{J_1(k R \sin \theta)}{\sin \theta} \right]^2 \quad (5.3.3)$$

Man sieht, dass eine elastische Streuung nur dann zustande kommen kann, wenn ein Teil der einfallenden Welle absorbiert wird. Daher nennt man diese Streuung auch "Schattenstreuung". Weiters ist eine ausgeprägte Struktur in der Winkelverteilung zu erwarten, da die Besselfunktion eine oder mehrere Nullstellen im betrachteten Winkelbereich haben kann.

Um die quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zu verbessern, wurde statt der Scheibe ein absorbierendes Kugelvolumen eingeführt. Weitere Verbesserungen erzielt man mit einem graduellen Übergang von maximaler Absorption zu verschwindender und mit der Annahme nicht vollständiger Absorption, also eines grauen Körpers, von dem die einfallende Welle absorbiert wird [51-54].

Diese Modelle haben aber den Nachteil, dass sie nur für kleine Winkel gültig sind, denn nur dann kann die Partialwellendarstellung durch ein Integral ersetzt werden, denn es gilt

$$J_0 \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) \sin \theta \right] \approx P_l(\cos \theta) \quad (5.3.4)$$

für grosse l und kleine Winkel.

Da die ausführlichsten, die Spin-Effekte einschliessenden Modelle [55-58] zur Beschreibung der Nukleon-Kern Streuung gearbeitet wurden, war obige Bedingung gut erfüllt. Dies trifft im Falle der Antiproton-Proton Streuung nicht zu, sodass es notwendig war, ein der Spin $1/2$ - Spin $1/2$ Streuung angepasstes Modell zu entwickeln.

5.4 Streuung und Polarisation als Diffraktionseffekt

Antiproton-Proton Streuung im Bereich zwischen 1 - 3 GeV/c hat, mit etwa $\ell_{\max} = 5$ für signifikante Beiträge der Partialwellen, eine zu hohe Zahl von Parametern, wenn man die komplexen Amplituden der einzelnen Partialwellen bestimmen will, da nicht genügend experimentelle Daten vorhanden sind. Andererseits ist aber $\ell_{\max}$ nicht gross genug, um über die Partialwellenverteilung integrieren zu können. Es wurde daher ein Modell ausgearbeitet, das sich einer von Frahn und Venter [57,58] für die Nukleon-Kern Streuung vorgeschlagenen Verteilung der komplexen Streuamplituden bedient. Die wesentlichsten Unterschiede bestehen in der Erweiterung der Streuung auf Spin $\frac{1}{2}$ - Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen und der Beibehaltung der Partialwellenentwicklung der Streuamplitude, was eine Beschreibung der experimentellen Daten über den gesamten Winkelbereich erlaubt.

Da sowohl differentieller Wirkungsquerschnitt wie auch die Winkelverteilung der Polarisation eine Ähnlichkeit mit der Nukleon-Kern Streuung [39-41] zeigen, wurde versucht, die Daten nur mit Hilfe von Spin-Bahndrehimpuls Wechselwirkungen zu erklären und Spin-Spin Wechselwirkungen zu vernachlässigen. Diese Vereinfachung führt mit (5.2.15) zu folgender Streumatrix

$$M = \alpha + c \cdot (\vec{\sigma}^{(1)} + \vec{\sigma}^{(2)}) \cdot \vec{N} \quad (5.4.1)$$

Aus (5.2.17) erhält man dann

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) = |\alpha|^2 + 2|c|^2 \quad (5.4.2)$$

$$P(\theta_{cm}) = \frac{2 \operatorname{Re}(c^* \alpha)}{|\alpha|^2 + 2|c|^2}$$

Die Amplituden a und c können als Funktion der Triplet- und Singlett-Partialwellenamplituden dargestellt werden [42]

$$a(\theta) = \frac{1}{2k} \sum_l \left[\frac{2l+3}{2} R_{l,l+1}^T + \frac{2l+1}{2} R_{l,l}^T + \frac{2l-1}{2} R_{l,l-1}^T + \frac{2l+1}{2} R_{l,l}^S \right] P_l(\cos \theta)$$

$$c(\theta) = \frac{i}{4k} \sum_l \left[\frac{2l+3}{l+1} R_{l,l+1}^T - \frac{2l+1}{l(l+1)} R_{l,l}^T - \frac{2l-1}{l} R_{l,l-1}^T \right] P_l^1(\cos \theta) \quad (5.4.3)$$

Man kann bereits erkennen, dass im Fall

$$R_{l,l+1}^T \equiv R_{l,l}^T \equiv R_{l,l-1}^T$$

keine Polarisationszustände kommen kann. Da Spin-Spin Wechselwirkungen vernachlässigt werden, dürfen für jeden l -Wert nur zwei der vier Amplituden unabhängig sein, wie es in der Spin $1/2$ - Spin 0 Streuung mit zwei unabhängigen Amplituden der Fall ist. Man kann daher R schreiben als

$$R_{l,j} = p_l + q_l \langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle \quad (5.4.4)$$

mit p_l und q_l als Funktionen von l . Die Matrixelemente

$$\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle = \langle l, s, j, m | \vec{L} \cdot \vec{S} | l, s, j, m \rangle \quad (5.4.5)$$

ergeben

$$\begin{aligned} \langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle &= l & \text{für } j &= l+1 \\ \langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle &= -1 & \text{für } j &= l \\ \langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle &= -(l+1) & \text{für } j &= l-1 \\ \langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle &= 0 & \text{für } j &= l \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Triplet} \\ \\ \text{Singlett} \end{array} \quad (5.4.6)$$

Man erhält damit

$$\begin{aligned}
 R_{l,l}^S &= p_l \\
 R_{l,l+1}^T &= p_l + l \cdot q_l \\
 R_{l,l}^T &= p_l - q_l \\
 R_{l,l-1}^T &= p_l - (l+1) \cdot q_l
 \end{aligned}
 \tag{5.4.7}$$

Ein Vergleich mit Spin 0 - Spin $1/2$ Streuung legt nahe, $R_{l,l\pm 1}^T$ als die beiden unabhängigen Streuamplituden zu wählen, da diese bis auf einen Faktor $1/2$ im spinabhängigen Term mit den Amplituden der Spin 0 - Spin $1/2$ Streuung übereinstimmen. Man bekommt dann mit (5.4.3) und (5.4.7)

$$\begin{aligned}
 a(\theta) &= \frac{1}{k} \sum_l [(l+1) R_{l,l+1}^T + l R_{l,l-1}^T] P_l(\cos \theta) \\
 c(\theta) &= \frac{i}{2k} \sum_l [R_{l,l+1}^T - R_{l,l-1}^T] P_l^1(\cos \theta)
 \end{aligned}
 \tag{5.4.8}$$

Die beiden Triplett-Partialwellenamplituden können auch mit Hilfe der Phasen-Parameter $\eta_{l,3}$ ausgedrückt werden:

$$R_{l,l\pm 1}^T = \frac{\eta_{l,l\pm 1}^T - 1}{2i}
 \tag{5.4.9}$$

Die Parametrisierung der $\eta_{l,l\pm 1}^T$ wird nun von Frahn und Venter übernommen:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re} \eta_{l,l\pm 1} &= \operatorname{Re} \eta_l = h(t) + \varepsilon [1 - h(t)] \\
 \operatorname{Im} \eta_{l,l\pm 1} &\equiv \operatorname{Im} \eta_l^\pm = \mu^\pm \frac{dh}{dt}
 \end{aligned}
 \tag{5.4.10}$$

mit $h(t)$ als kontinuierlicher Funktion von $t = l + 1/2$, die eine Einheits-Stufenfunktion bei $kR = l_{\max} + 1/2$ annähert. R ist der Radius der Wechselwirkung. Die Resultate hängen kaum von der Form von $h(t)$ ab, so dass

$$h(t) = \left[1 + \exp\left(\frac{kR-t}{d}\right) \right]^{-1} \quad (5.4.11)$$

gewählt wurde (Abb. 5.4.1). Die Parameter $\mu^{\pm}$ ergeben den Anteil beider Spin-Zustände zum Realteil der Streuamplitude. Der Parameter ϵ erlaubt eine Transparenz des Nukleons für Partialwellen mit niedrigem ℓ , während d die Breite des Überganges von maximaler zu verschwindender Absorption beschreibt. Der Verlauf von $\text{Re } \eta_{\ell}$ und $\text{Im } \eta_{\ell}$ gegen ℓ entspricht der Form nach dem Zentral- und Spin-Drehimpuls-Teil des ursprünglichen Potential-Modells von Fermi [59]. Die Form des Imaginärteiles von η bedingt, dass die Polarisation auf Grund einer spinabhängigen Diffraktionsstreuung an der Oberfläche der Wechselwirkungszone entsteht.

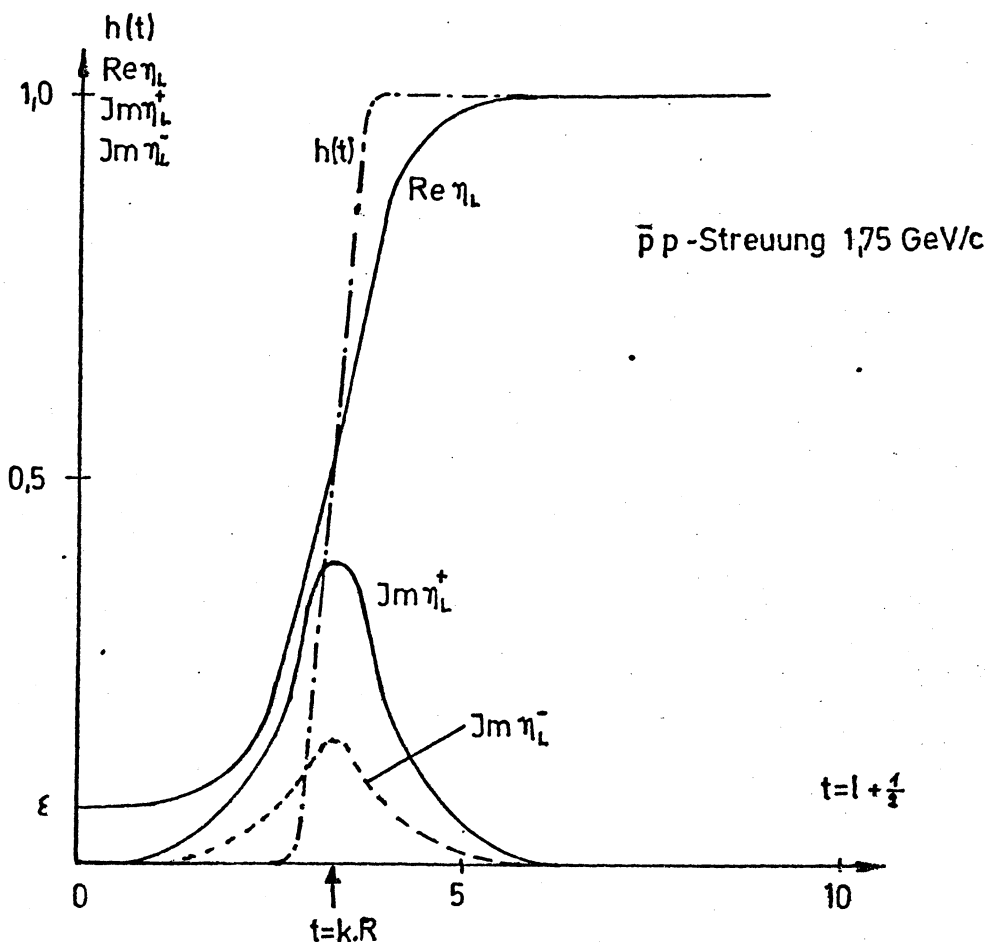


Abb. 5.4.1 Die Funktionen $\text{Re } \eta_{\ell}$, $\text{Im } \eta_{\ell}^{+}$ und $h(t)$

5.5 Numerisches Verfahren zur Bestimmung der Parameter des Diffraktionsmodells

Mit Hilfe eines Minimalisierungsprogrammes [60] wurden die Parameter R , d , μ^+ , μ^- und ϵ so lange variiert, bis die errechneten Winkelverteilungen und Polarisationen mit den gemessenen übereinstimmen. Die Übereinstimmung der Daten mit den errechneten Werten wurde mit Hilfe der χ^2 -Funktion überprüft [63].

Um die Minimalisierung durchzuführen, wird eine Funktion

$$f(\vec{x}) = \sum_i (A_i(\vec{x}))^2 = \sum_i \left(\frac{W_i^{th}(\vec{x}) - W_i^{exp}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.5.1)$$

gebildet, mit $\vec{x}$ als dem Parameter-Vektor und $A_i(\vec{x})$ als den einzelnen, für jeden Messpunkt errechneten χ -Werten, wobei W_i^{th} die für jeden experimentellen Wert W_i^{exp} (Wirkungsquerschnitt und Polarisierung) errechnete theoretische Vorhersage ist. σ_i ist die Varianz des statistischen Fehlers der einzelnen Messpunkte. $f(\vec{x})$ ist also dann die χ^2 -Funktion, die minimalisiert werden soll. Jeder Iterationsschritt besteht aus drei Teilen. Zuerst wird ein Minimum mit Hilfe der Lösung eines linearen Gleichungssystems gefunden. Das ist möglich, da die Funktionen $A_i(\vec{x})$ lokal linearisiert wurden. Dann wird untersucht, ob alle Parameter in einer vorher angegebenen erlaubten Region liegen. Wenn das nicht der Fall ist, wird dieser Parameter als an der Grenze der erlaubten Region liegend angenommen und das Programm kehrt zum Beginn zurück. Nachdem nun eine Lösung $\vec{x} = \vec{x}_0 + \delta \vec{x}$ gefunden wurde, wird eine Anzahl von Werten $f(\vec{x})$ in der Richtung $\delta \vec{x}$ ausgerechnet und ein Vektor $\vec{x}_1$, der dem Minimum dieser $f(\vec{x})$ -Verteilung entspricht, als Startpunkt für den nächsten Iterationsschritt fixiert. Das Programm wählt mit zunehmenden Iterationsschritten immer kleinere Intervalle zur Bestimmung der Verteilung $f(\vec{x})$. Die Iteration wird beendet, wenn in etwa 15 Schritten entlang der Richtung $\delta \vec{x}$ die Differenz der $f(\vec{x})$ -Werte nicht grösser als 1,0 ist. Da $f(\vec{x})$ hier eine χ^2 -Funktion ist, entspricht das einer Variation der Parameter innerhalb ihrer Fehlergrenzen.

Die Minimalisierung wurde sowohl für jede der Winkel- und Polarisationsverteilungen getrennt, als auch für alle Energien zusammen durchgeführt. Von den fünf Parametern wurde verlangt, dass sie in folgenden

Bereichen waren:

$$R \geq 0$$

$$0 \leq \alpha \leq R \quad (5.5.2)$$

$$0 \leq \varepsilon \leq 1$$

μ^+ und μ^- hatten keine Grenzen.

Als Resultat bekam man die fünf Parameter, die individuellen χ^2 -Werte aller einzelnen Messpunkte und die Verteilung von Real- und Imaginärteil von $\eta^T_{\ell, \ell \pm 1}$ als Funktion von ℓ . Besonders die individuellen χ^2 -Werte waren sehr nützlich, da man daraus sofort erkennen konnte, wo die theoretischen Vorhersagen schlecht mit den experimentellen Werten übereinstimmten. Das Programm druckte noch die Verteilung des Wirkungsquerschnittes und der Polarisation in Kurvenform aus. Insgesamt wurden etwa zehn Stunden am CDC-6400 Rechner des CERN verbraucht, um alle Ergebnisse zu erzielen.

5.6 Ergebnisse für $\bar{p}p$ - Streuung

Die durch das Iterationsprogramm fixierten Parameter sind in Tab. 5.6.1 enthalten. Ausserdem findet man noch den mit Hilfe des optischen Theorems errechneten totalen Wirkungsquerschnitt und den experimentell gemessenen. χ^2 und die Anzahl der Freiheitsgrade geben Auskunft über die Qualität dieses Modells bei der Erklärung der experimentellen Daten. Wie aus der Tabelle zu ersehen ist, wurden die Parameter sowohl für die Wirkungsquerschnitte einzeln, unter Einbeziehung der im betrachteten Energiebereich publizierten Daten [16,18] bestimmt, als auch für Polarisation und Wirkungsquerschnitt zusammen. Schliesslich wurde versucht, alle vier gemessenen Verteilungen durch eine Parametergruppe darzustellen. Die errechneten Winkelverteilungen können mit den Messwerten in Abb. 4.1 - 4.4 und Abb. 5.6.1 - 5.6.3 verglichen werden.

Man bemerkt bei allen Ergebnissen, dass die Verteilung bei 1,73 GeV/c am schlechtesten angenähert werden kann. Eine Möglichkeit der Erklärung ergibt sich aus der Tatsache, dass man bei 1,76 GeV/c

Tabelle 5.6.1

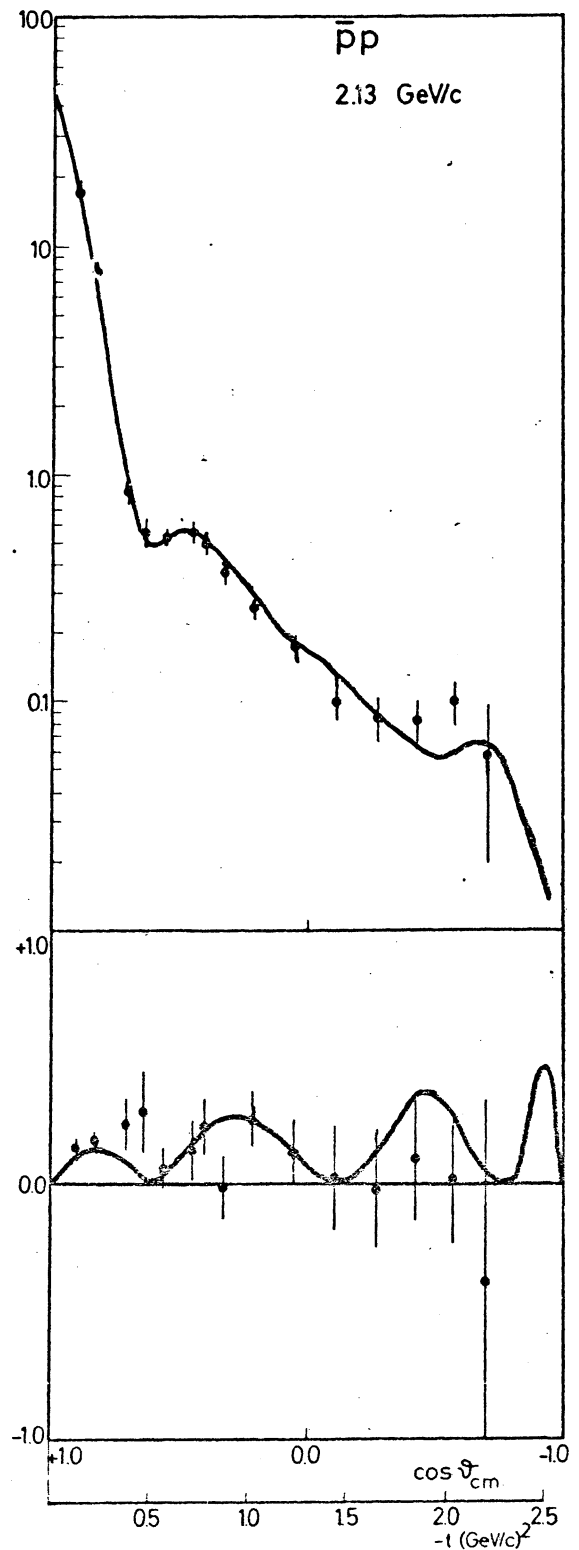
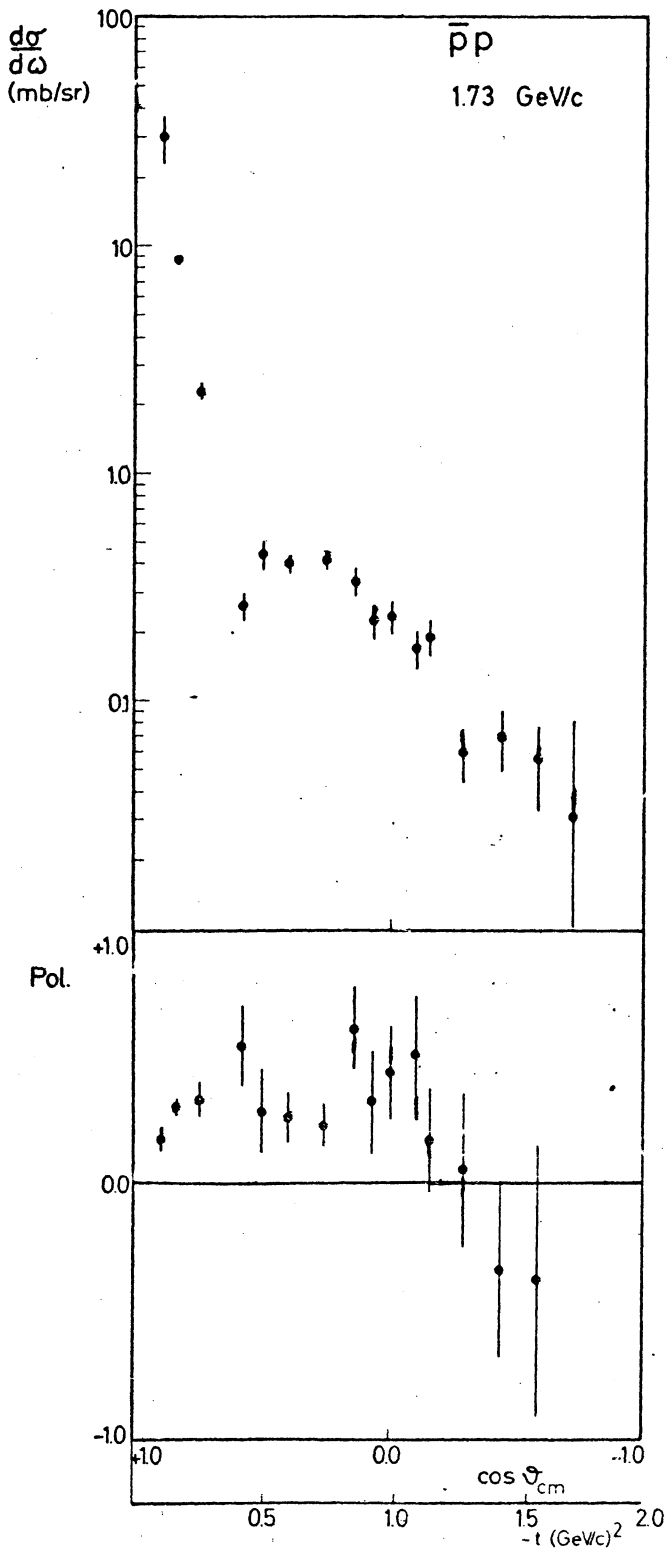
Parameter des Diffraktionsmodells für $\bar{p}p$ -Streuung

Daten	R [f _m]	d [f _m]	μ^+	μ^-	ϵ	σ_T^{th} [mb]	σ_T^{exp} [mb]	χ^2	Freiheits- grade
1,73W	1,09	0,13	0,65	0,24	0,08	72,3	95,5	56	20
2,13W	1,04	0,12	0,86	0,41	0,06	66,4	87	17	18
2,37W	1,04	0,11	1,00	0,22	0,21	55,7	83	27	13
2,97W	0,97	0,10	0,75	0,71	0,10	54,5	76	15	17
2,70W	1,06	0,11	0,35	0,47	0,28	53	79	32	16
3,66W	1,00	0,12	-0,09	0,92	0,44	37	71	11	13
1,73W+P	1,08	0,13	0,86	0,00	0,07	71,6	95,5	87	45
2,13W+P	1,03	0,11	0,82	0,41	0,04	66,9	87	38	41
2,37W+P	1,03	0,11	0,93	0,34	0,00	64	83	50	31
2,97W+P	0,97	0,09	0,98	0,73	0,00	53	76	27	39
2,13+2,37+ 2,97W+P	1,03	0,10	0,69	0,51	0,09			149	121
1,73+2,13+ 2,37+2,97 W+P	1,07	0,10	0,61	0,37	0,12			373	171

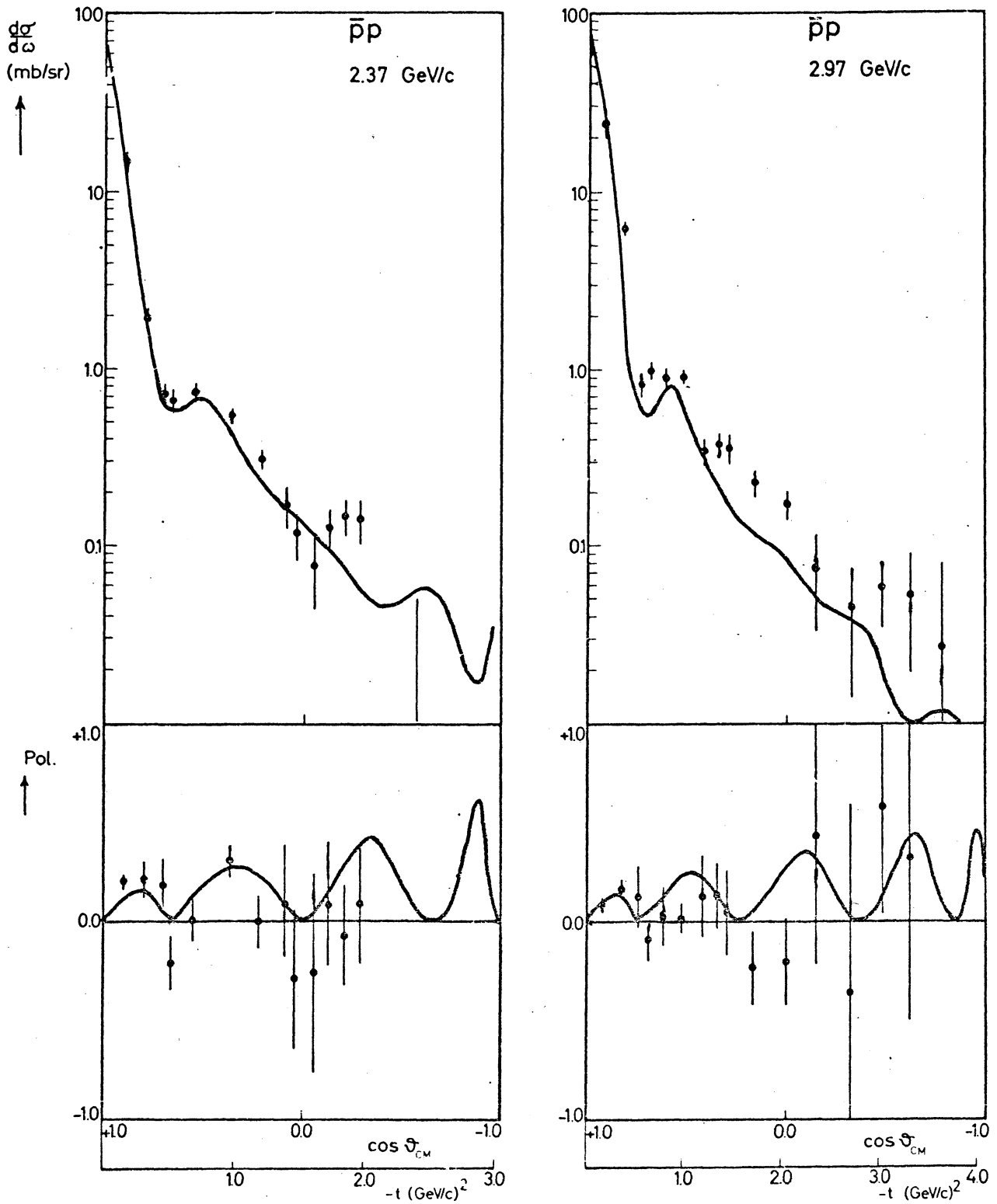
W Differentieller Wirkungsquerschnitt

P Polarisation

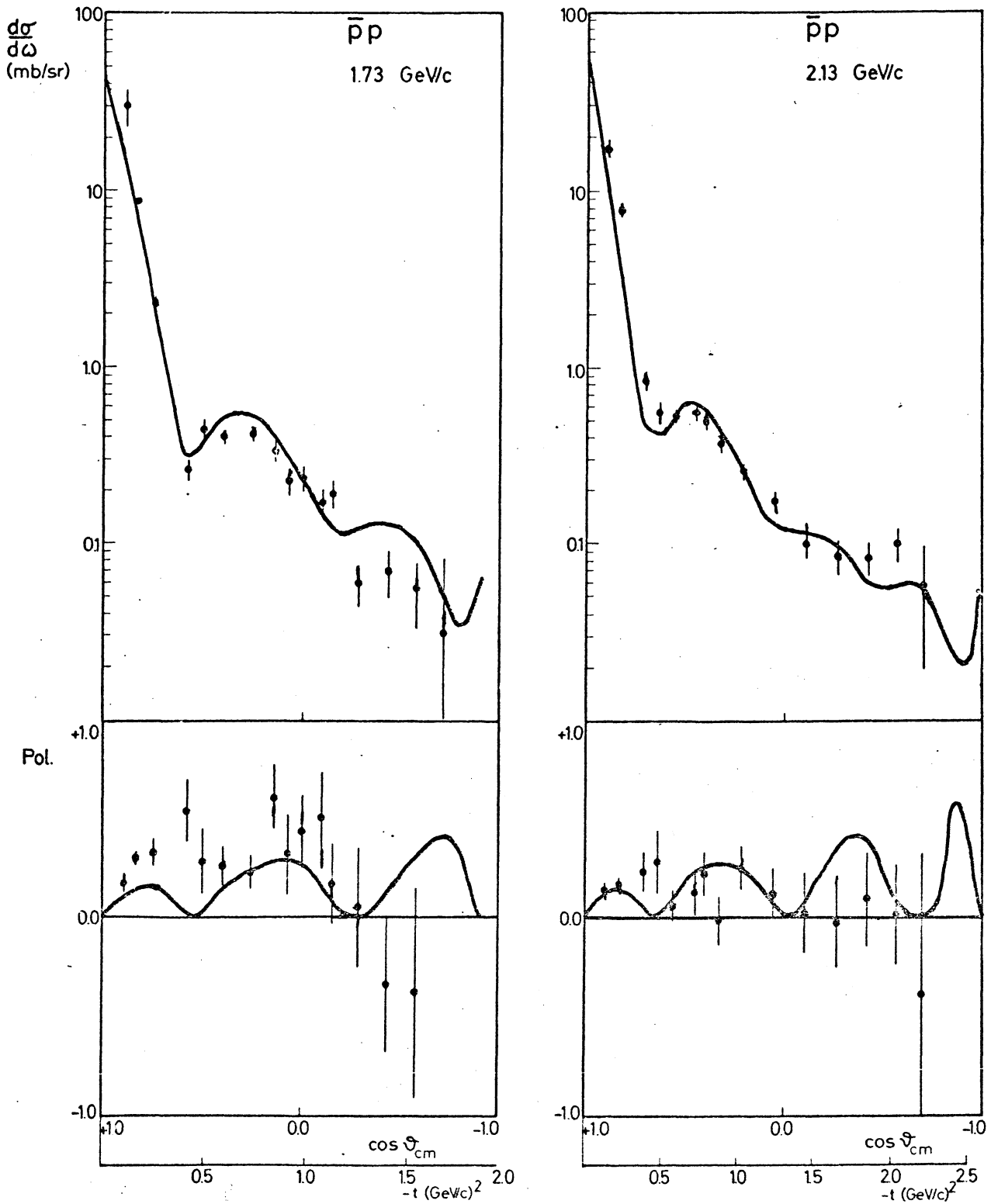
Die typischen Fehler betragen für R 2%, d 5%, μ^+ 7%, μ^- 10% und ϵ 50%.



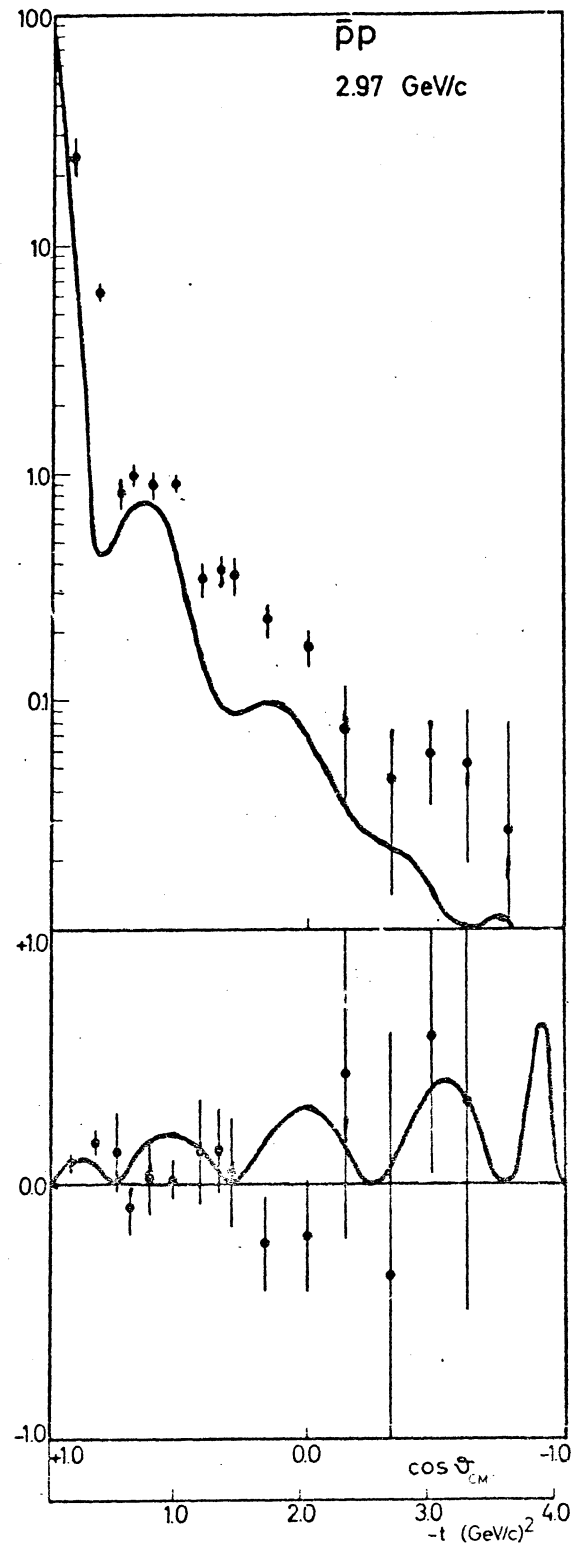
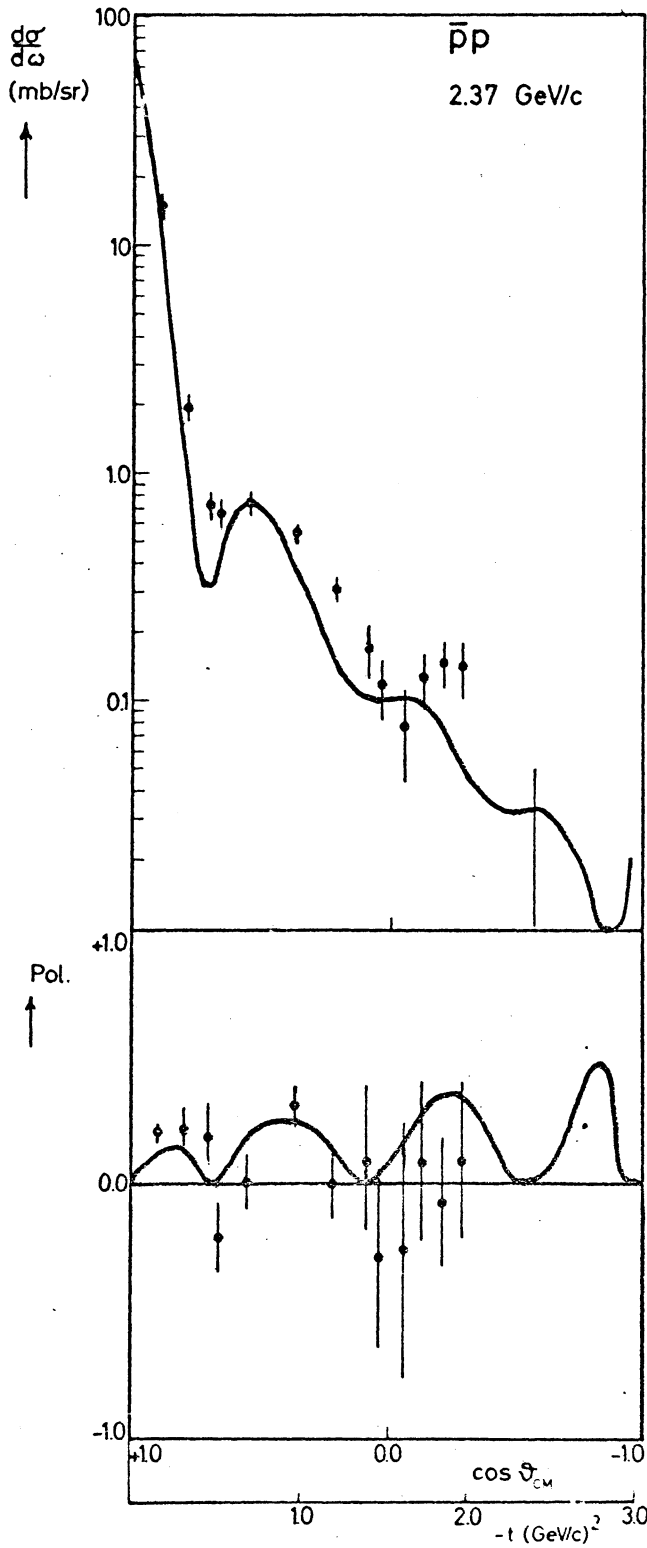
5.6.1a,b Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisation bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung. Die durchgehenden Linien stellen die aus den Daten bei 2,13, 2,37 und 2,97 GeV/c mit Hilfe von fünf realen konstanten Parametern errechnete Lösung des in 5.4 entwickelten Diffraktionsmodells dar.



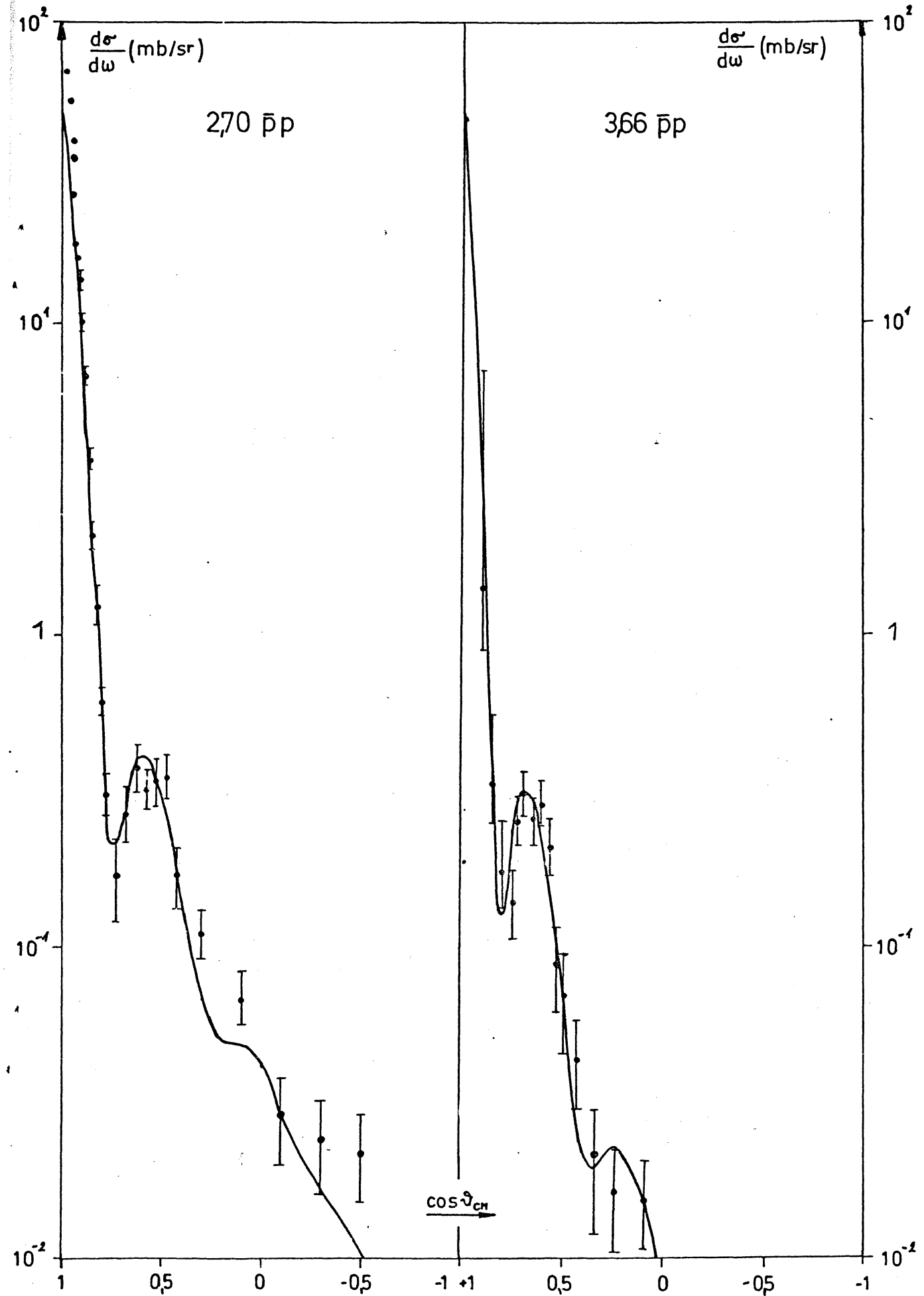
5.6.1c,d Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisation bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung. Die durchgehenden Linien stellen die aus den Daten bei 2,13, 2,37 und 2,97 GeV/c mit Hilfe von fünf realen konstanten Parametern errechnete Lösung des in 5.4 entwickelten Diffraktionsmodells dar.



5.6.2a,b Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisation bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung. Die durchgehenden Linien stellen die aus den Daten bei 1,73, 2,13, 2,37 und 2,97 GeV/c mit Hilfe von fünf realen konstanten Parametern errechnete Lösung des in 5.4 entwickelten Diffraktionsmodells dar.



5.6.2c.d Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisation bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung. Die durchgehenden Linien stellen die aus den Daten bei 1,73, 2,13, 2,37 und 2,97 GeV/c mit Hilfe von fünf realen konstanten Parametern errechnete Lösung des in 5.4 entwickelten Diffraktionsmodells dar.



5.6.3a,b Resultate des Diffraktionsmodells für den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei elastischer $\bar{p}p$ -Streuung im Bereich von 2,70 GeV/c [16] und 3,66 GeV/c [18].

eine Struktur im totalen $\bar{p}p$ - Wirkungsquerschnitt sieht, die auch in einem Missing-Mass Experiment gesehen und als U-Resonanz bezeichnet wurde [13,61]. Die Überlagerung einer solchen Resonanz auf die vorherrschende Diffraktionsstruktur kann natürlich Winkelverteilung und Polarisierung erheblich beeinflussen. Denselben Effekt sieht man bei dem alle vier Energien einschliessenden Ergebnis, das wesentlich schlechter ist, als wenn nur der Bereich zwischen 2,13 GeV/c und 2,97 GeV/c genommen wird. Weiters hat man eine erhebliche Diskrepanz zwischen den experimentellen und den berechneten totalen Wirkungsquerschnitten. Die Ursache liegt in dem bei kleinen Winkeln zu wenig stark ansteigendem Imaginärteil der Streuamplitude. Das zeigt sich auch aus der Tatsache, dass alle Diffraktionsmodelle, die die bisher meistens nur in der Vorwärtsrichtung vorhandenen Daten beschrieben haben, einen Radius der Wechselwirkungsregion $R \simeq 1,3$ fermi ergeben [14-21], während hier $R \simeq 1,0$ fermi ist. Betrachtet man nur den Bereich der Vorwärtsstreuung, so bekommt man auch mit dem oben abgeleiteten Modell einen Wechselwirkungsradius von 1,3 fermi. Neuere Daten [62], die den differentiellen Wirkungsquerschnitt bis zu grossen Winkeln angeben, zeigen eine Diffraktionsstruktur mit einem Radius $R \simeq 1,1$ fermi.

Es ist also sehr wahrscheinlich, dass man auch in $\bar{p}p$ - Streuung die von Krusch [64] für hochenergetische pp -Streuung gezeigte Struktur von mehreren Wechselwirkungsradien findet. Für die Vorwärtsstreuung bis etwa $\cos \Theta_{CM} = 0,95$ im betrachteten Energiebereich gilt ein $R \simeq 1,3$ fermi, während der übrige Bereich mit $R \simeq 1,0$ fermi erklärt werden kann.

Man ersieht aus den Werten, dass R und d nahezu konstant sind, also auch die Form der Funktion $\text{Re } \eta(\ell)$ für verschiedene Impulse annähernd gleich bleibt. Das bedeutet, dass der Imaginäranteil der Streuamplitude nicht mit zunehmender Energie anwächst.

Für die sich über mehrere Energien erstreckenden Ergebnisse wurde auch eine vom Gesamtimpuls k abhängige Parametrisierung von R und ϵ versucht, indem $R' = R + \frac{1}{k}$ und/oder $\epsilon' = \epsilon \cdot k$ gesetzt wurde, um der Tendenz zu kleineren Radien bei höheren Energien zu entsprechen. Die Form von ϵ' ergab eine grössere Durchlässigkeit des Streuzentrums mit zunehmender Energie. Die Resultate brachten aber keine Verbesserung

der χ^2 -Werte und sind deshalb nicht angeführt.

Die Werte von μ^+ und μ^- sind starken Schwankungen unterworfen, da sie nur schwach zu den genauer bestimmten Wirkungsquerschnitten beitragen und die Polarisierung nur von der Differenz dieser beiden Werte abhängt. Da die experimentell gemessene Polarisierung überwiegend positiv ist, bekommt man $\mu^+ > \mu^-$. Es gibt aber noch eine zweite Lösung für μ^+ und μ^- , bei der beide Werte negativ sind, aber wieder $\mu^+ > \mu^-$ ist. Die Ursache dafür ist ausser der oben erwähnten Abhängigkeit der Polarisierung von der Differenz der $\mu^\pm$ die Tatsache, dass die differentielle Winkelverteilung dem Quadrat des Absolutbetrages der Streuamplitude entspricht und daher nicht vom Vorzeichen von $\mu^\pm$ abhängt.

ϵ selbst ist äusserst klein, was eine starke Absorption bedeutet, wie sie bei $\bar{p}p$ -Streuung auf Grund der Annihilation auch zu erwarten ist.

5.7 Ergebnisse für pp -Streuung

Da das oben abgeleitete Diffraktionsmodell das $\bar{p}p$ -System gut beschreiben konnte, wurde versucht, auch pp -Streuung damit zu erklären. Da man bei elastischer pp -Streuung die Winkel θ_{CM} und $\pi - \theta_{CM}$ auf Grund der Identität der beiden Teilchen nicht unterscheiden kann, sind nur Winkel im Schwerpunktsystem bis 90° sinnvoll. Das wurde im Rechenprogramm berücksichtigt. Abb. 5.7.1 und Tab. 5.7.1 zeigen die Resultate, die mit den in [51,65-68] angegebenen Werten erzielt wurden. Die Energien lagen im selben Bereich wie bei der $\bar{p}p$ -Streuung, um einen Vergleich zu erleichtern.

Man erkennt, dass R wesentlich kleiner ist, was zur Folge hat, dass der Wirkungsquerschnitt zu grösseren Winkeln hin schwächer abfällt als bei $\bar{p}p$ -Streuung. d ist etwas grösser, das wichtige Verhältnis d/R , das anzeigt, wie gut der differentielle Wirkungsquerschnitt von einem konventionellen Diffraktionsmodell beschrieben werden kann, ist hier wesentlich grösser, also ungünstiger. Ausserdem ist ϵ um eine Grössenordnung stärker, was einer schwächeren Absorption entspricht. Da die Polarisierung wieder durchwegs positiv ist, hat die Differenz $\mu^+ - \mu^-$ dasselbe Vorzeichen wie bei $\bar{p}p$ -Streuung. Man bekommt die pp -Streuung

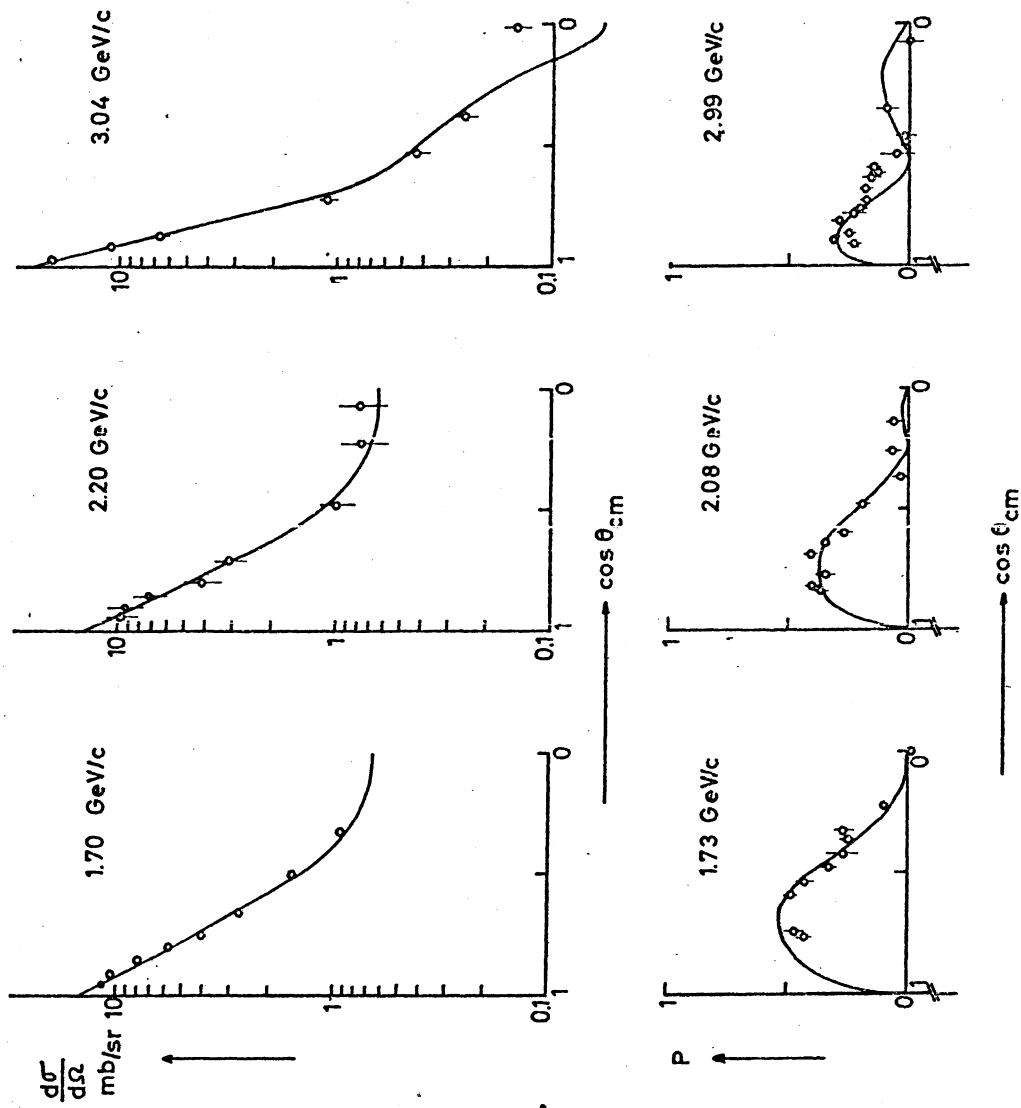


Abb.5.7.1.1 Lösungen des in 5.4 entwickelten Diffraktionsmodells für elastischen pp-Wirkungsquerschnitt und Polarisationsparameter P (siehe auch Tab.5.7.1 auf S.59)

Tabelle 5.7.1

Parameter des Diffraktionsmodells für pp - Streuung

Daten	R [f _m]	d [f _m]	μ^+	μ^-	ϵ	σ_T^{th} [mb]	σ_T^{exp} [mb]	χ^2	Freiheits- grade
1,70W 1,73P}	0,62	0,19	3,42	- 0,95	0,37	47	48	66	20
2,20W 2,08P}	0,64	0,15	3,57	- 1,24	0,54	29	47	25	14
3,04W 2,99P}	0,73	0,18	5,01	- 1,57	0,72	23	44	103	22

W Differentieller Wirkungsquerschnitt

P Polarisation

Die typischen Fehler betragen für R 2%, d 5%, μ^+ 7%, μ^- 10% und ϵ 50% .

also von einer kleineren, nicht so gut definierten und schwächer absorbierenden Wechselwirkungsregion.

Bei den beiden höheren Impulsen tritt wieder eine Diskrepanz zwischen den gemessenen und errechneten totalen Wirkungsquerschnitten auf.

Das Modell kann wiederum die Daten gut beschreiben, wenngleich χ^2 pro Freiheitsgrad höher als bei $\bar{p}p$ - Streuung liegt.

5.8 Folgerungen

Das verwendete Modell steht zwischen den optischen Modellen, die von einem Potential ausgehen, und der Phasen-Analyse der Partialwellen, wo keine Annahmen über die Form der Wechselwirkung zwischen den Teilchen gemacht werden. Im oben abgeleiteten Diffraktionsmodell wird den komplexen Amplituden der Partialwellen auf Grund von Analogien mit den optischen Modellen ein bestimmter Verlauf gegen l vorgeschrieben. Dieser Verlauf wird durch fünf Parameter fixiert, wie es auch in der einfachsten Version des von Frahn und Venter entwickelten Modells zur Beschreibung der spinabhängigen Nukleon-Kern Streuung der Fall ist, während deren allgemeinste Form eigene Parameter R , d , μ und ϵ für jeden der Spinzustände und für Real- und Imaginärteil der Partialwellenamplitude hat. Die vorliegende Vereinfachung wird durch den Mangel an Daten und durch die experimentelle Tatsache einer vorwiegend positiven Polarisierung bestimmt. Der Nachteil dieser Vereinfachung liegt in der Unmöglichkeit, die Vorwärtsstreuung und die Streuung unter grossem Winkel gleichzeitig zu erklären. Hier würde die Einführung eines zusätzlichen spinabhängigen Radius wahrscheinlich helfen, obgleich die Polarisationswerte dann um die O-Achse oszillieren würden. Da nur kleine Unterschiede in den Radien mit den experimentell erhaltenen Polarisationsdaten verträglich wären, wurde auf eine Erweiterung des Modells in dieser Richtung verzichtet. Einige Erfolge zeigte dieses ein wenig abgeänderte Modell [69] in der Erklärung der $\bar{p}p$ -Streuung bei $\Theta_{CM} = 180^\circ$ im Bereich von 0,5 GeV/c bis 2,0 GeV/c. Die Rückwärtsstreuung lieferte einen Radius von 0,9 fermi in guter Übereinstimmung mit den hier erzielten Werten.

Man kann daher dieses relativ einfache Diffraktionsmodell für eine Interpretation von spinabhängiger pp - und $\bar{p}p$ -Streuung im Bereich mittlerer Energien und bei allen Winkeln ausser der extremen Vorwärtsregion benutzen.

LITERATUR

1. CERN CPS User's Handbook, CERN, Genf.
2. G. Brautti et al., Nuovo Cimento 38 (1965), 1861.
3. M. Borghini, P. Roubeau and C. Ryter, Nucl.Instr. 49 (1967), 248, 259.
4. A. Minten in Lectures on Beam Optics, CERN 66-21.
5. R. Hagedorn and J. Ranft, Suppl.Nuovo Cimento 2 (1968), 169.
6. S. van der Meer: Achromatic Beam Optics for Particle Separator, CERN 60-22.
7. G.F. Danby and J.W. Jackson, Brookhaven Internal Report GFD/JWJ-1, Sept. 63.
8. H.H. Atkinson: The Technology of Present High-Energy Polarized Targets, RPP/N9.
9. J.V. Jelley: Čerenkov Radiation p. 188.
10. F. Iselin, A. Lang, A. Maurer and P. Ponting: A Flexible Data Acquisition System for Counter Experiments, CERN-NP/661 (1966).
11. M. Borghini et al., Phys. Lett. 21 (1966), 114.
12. L. Wolfenstein and J. Ashkin, Phys.Rev. 85 (1952), 947.
13. R.J. Abrams et al., Phys.Rev.Letters 18 (1967), 1209.
14. B. Barish et al., Phys.Rev.Letters 17 (1966), 720.
15. G.R. Lynch et al., Phys.Rev. 131 (1963), 1276.
16. V. Domingo, G.P. Fisher, L. Marshall Libby and R. Sears, Phys.Letters 24B (1967), 642.
17. B. Escoubes et al., Phys.Letters 5 (1963), 132;
J. Button and B. Maglič, Phys.Rev. 127 (1966), 1297;
L. Dobrzynski et al., Phys.Letters 23 (1966), 614.
18. W.M. Katz et al., UR-875-201.
19. R. Armenteros et al., Phys.Rev. 119 (1960), 2068.
20. O. Czyzewski et al., Phys.Letters 15 (1965), 188.
21. T. Ferbel et al., Phys.Rev. 137B (1964), 1250.
22. W. Rarita, R.J. Ridell, C.B. Chiu and R.J.N. Phillips, UCRL 17523.

23. R.J.N. Phillips: Antinuclear Forces, Rev.Mod.Phys. 39 (1967), 681.
24. R.A. Bryan: Nucleon-Nucleon Scattering UCRL 7435.
25. M.M. Islam: Impact Parameter Description of High-Energy Scattering, NYO 2262-165.
26. Y. Hama: Proton-Proton Interaction in the GeV Region, Progress of Theoretical Physics 35 (1966), 261.
27. R. Wilson: The Nucleon-Nucleon Interaction, Interscience Tracts on Physics and Astronomy, Vol. 16 (1963).
28. N. Austern: Selected Topics in Nuclear Theory, IAEA, Vienna 1963.
29. P.B. Jones: Optical Model in Nuclear and Particle Physics.
30. R.J. Glauber: Lect. in Theoret.Physics Vol.I, Interscience, New York 1969.
31. T.T. Chou and C.N. Yang, Phys.Rev. 170 (1968), 1591.
32. H.D.I. Arbarbanel, S.D. Drell and F.J. Gilman: Phys.Rev.Letters 20 (1968), 280.
33. T.T. Wu and C.N. Yang, Phys.Rev. 137 (1965), B708.
34. N. Byers and C.N. Yang, Phys.Rev. 142 (1966), 976.
35. R.J. Glauber, Proc.Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure (G. Alexander, etitor), North-Holland, Amsterdam 1967.
36. L. Durand III and R. Lipes, Phys.Rev.Letters 20 (1968), 637.
37. T.T. Chou and C.N. Yang, Phys.Rev.Letters 20 (1968), 1213.
38. C.B. Chiu and J. Finkelstein, N. Cimento 57A (1968), 649.
39. A. Johansson, U. Svanberg and P.E. Hodgson, Ark.Phys. 19 (1961), 541.
40. A. Johansson, U. Svanberg and O. Sundberg, Ark.Phys. 19 (1961), 527.
41. J.M. Dickson et al., Proc.Phys.Soc. (London) A68 (1955), 361.
42. M.H. MacGregor, M.J. Moravcsik and H.P. Stapp, Ann.Rev.Nucl.Science 10 (1960), 291.
43. L. Wolfenstein, Ann.Rev.Nucl.Science 6 (1956), 43.
44. H. Steiner: Spin Dependent Effects in πN and NN Interactions UCRL-17903 (1967).

45. S.M. Bilen'kii, L.I. Lapidus and R.M. Ryndin, Usp.Fiz.Nauk.84 (1964), 243.
46. A. Baiquni, Phys.Rev. 137B (1965), 1009.
47. R.J.N. Phillips: Reports on Progress in Physics 22 (1959), 562.
48. B.E.Y. Svensson: High-Energy Phenomenology, CERN 67-24.
49. G. Costa: Topics on Elementary Theory of Scattering, CERN 64-13.
50. S. Fernbach, R. Serber and T.B. Taylor, Phys.Rev. 75 (1949), 1352.
51. B. Cork, W.A. Wenzel and C.W. Causey, Phys.Rev. 107 (1957), 859.
52. G.E. Brown, Phys.Rev. 111 (1958), 1178.
53. B. Conforto, G.M. Fidecaro, INFN-AE 67/10.
54. G.A. Smith et al., Phys.Rev. 123 (1961), 2160.
55. K.R. Greider and A.E. Glassgold, Ann.of Phys. 10 (1960), 100.
56. J.A. McIntyre, K.H. Wang and L.C. Becker, Phys.Rev. 117 (1960), 1337.
57. W.E. Frahn and R.H. Venter, Ann. of Phys. 24 (1963), 243.
58. W.E. Frahn and R.H. Venter, Ann. of Phys. 27 (1964), 135, 385, 401.
59. E. Fermi, Nuovo Cimento 11 (1954), 407.
60. Private Mitteilung von F.C. Erne, CERN.
61. M.N. Focacci et al., Phys.Rev.Letters 17 (1966), 892.
62. A. Ashmore et al., BNL 12521.
63. J. Orear: Notes on Statistics for Physicists, UCRL 8417.
64. A.D. Krisch, Phys.Rev.Letters 19 (1967), 1149.
65. M.J. Longo, M.A. Neal and O.E. Overseth, Phys.Rev.Letters 16 (1966), 536.
66. J.D. Dowell et al., Nuovo Cimento 18 (1960), 818.
67. S.P. Kushinin et al., Sov.J.Nucl.Phys. 1 (1965), 225.
68. M.J. Longo and B.J. Moyer, Phys.Rev. 125 (1962), 701.
69. Private Mitteilung von J. Yok, Cal.Institute of Technology.

LEBENS LAUF

Ich, Dipl.Ing. Manfred Franz Steuer, wurde am 18. Dezember 1941 als Sohn des Dr. Franz Steuer und seiner Ehefrau Editha in Wien geboren. Danach wohnte ich in Wien und besuchte von 1948 bis 1952 die Volksschule in Wien 1, Hegelgasse 10. Im Herbst 1952 begann mein Mittelschulstudium am Bundesrealgymnasium in Wien 1, Stubenbastei 6-8. Dort maturierte ich am 4. Juli 1960.

Im Studienjahr 1960/61 begann mein Studium der Technischen Physik an der Technischen Hochschule in Wien. Die erste Staatsprüfung legte ich am 22. November 1962 ab. Das Studienjahr 1963/64 verbrachte ich an der Brandeis University in Waltham, Mass. in den Vereinigten Staaten. Danach studierte ich an der Technischen Hochschule in Wien, wo ich am 2. Dezember 1965 die zweite Staatsprüfung ablegte.

Am 1. September 1966 wurde ich vom Institut für Hochenergiephysik der Österreichischen Akademie der Wissenschaften angestellt. Mein Arbeitsplatz und Aufenthaltsort ist seit diesem Zeitpunkt das europäische Kernforschungszentrum CERN in Genf, wo ich auch meine Dissertation durchführte.