

Interner Bericht
DESY F1-76/02
April 1976

DESY-Bibliothek
14. JUNI 1976

Inklusive Teilchenerzeugung in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen
bei 12 GeV/c Strahlimpuls

von

Paul-Dieter Gall

Inklusive Teilchenerzeugung in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen
bei 12 GeV/c Strahlimpuls

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Paul-Dieter Gall
aus Neuenbürg, Kreis Calw

Hamburg 1976

Genehmigt vom Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

Referent : Prof. Dr. P. Söding

Korreferent : Prof. Dr. P. Stähelin

Mündliche Prüfung : 13. 2. 1976

Prof. Dr. G. Kramer
(Sprecher des Fachbereichs Physik)

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
<u>Zusammenfassung</u>	1
I <u>Einleitung</u>	5
II <u>Experimentelles Verfahren</u>	7
1. Strahl und Blaskammer	7
2. Durchmustern und Vormessen	8
3. Ausmessen und geometrische Rekonstruktion der Ereignisse	9
4. Kinematische Anpassung und Hypothesenauswahl	10
5. Strahlkontamination und totaler Wirkungsquerschnitt	11
III <u>Technische Untersuchungen der inklusiven Reaktionen</u>	13
1. Aufbau der inklusiven Verteilungen	13
1-1 π^+/p^- und π^-/\bar{p}^- -Trennung	13
1-2 Bestimmung der Wahrscheinlichkeitskoeffizienten α_+ und α_-	17
1-3 Ergebnisse des Trennungsverfahrens	18
1-4 Korrekturen	19
A) Verluste bei kleinen Laborimpulsen	19
B) Topologie-abhängige Gewichte	20
C) Ambiguitätengewicht α	21
1-5 Systematischer Fehler des π^+/p^- (π^-/\bar{p}^-)-Trennungsverfahrens	21
2. Technische Untersuchungen der inklusiven Erzeugung seltsamer Teilchen	22
2-1 Kinematische Analyse neutraler seltsamer Teilchen	22
2-2 Ambiguitäten bei neutralen seltsamen Teilchen	22
2-3 Mehrdeutigkeiten bei geladenen seltsamen Teilchen	24
2-4 Akzeptanzverluste und Verluste bei kleinen Zerfallslängen der neutralen seltsamen Teilchen	24
2-5 Musterungsverluste durch Verwechslung der V^0 mit Elektronenpaaren	25
2-6 Korrektur auf die nicht sichtbaren neutralen Zerfälle	27
3. Bestimmung der π^0 -Anzahlen aus Elektronenpaaren	28

	<u>Seite</u>
4. Abtrennung der Anihilationsendzustände in der $\bar{p}p$ - Reaktion	30
4-1 Ambiguitäten geladener Teilchen in Endzuständen ohne seltsame Teilchen	30
4-2 Ambiguitäten geladener Teilchen in Endzuständen mit seltsamen Teilchen	36
4-3 Ambiguitäten zwischen neutralen Teilchen	36
5. Inklusive K^* - und Σ^* -Erzeugung	39
IV <u>Terminologie bei inklusiven Reaktionen</u>	41
V <u>Integrierte Wirkungsquerschnitte und Multiplizitäten</u>	44
1. Integrierte Wirkungsquerschnitte	44
2. Multiplizitäten und Erzeugungswirkungsquerschnitte	47
A) Multiplizitätsverteilungen	47
B) Teilchenmultiplizitäten	51
VI <u>Differentielle Wirkungsquerschnitte</u>	58
1. Inklusive Teilchen-Erzeugung in Non-Anihilations- prozessen	58
A) Mesonen-Spektren in den longitudinalen Variablen	58
B) Baryonen-Spektren in den longitudinalen Variablen	61
C) Masse des Restsystems (Missing mass)	64
2. Erzeugung geladener Pionen und neutraler K_S^0 -Mesonen in Anihilationsprozessen	65
VII <u>Transversalimpulsverhalten</u>	68
1. p_T^2 -Verteilungen	68
2. Korrelationen in p_T^2 und x bzw. y^*	69
3. Mittlere Transversalimpulse	71
4. Überblick über die Ein-Teilchen-Spektren	75
VIII <u>s-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte und Test auf Faktorisierung</u>	76
1. s-Abhängigkeit	77
2. Test auf Faktorisierung	80

	<u>Seite</u>
IX <u>Danksagungen</u>	84
X <u>Literaturverzeichnis</u>	85
XI <u>Abbildungsverzeichnis</u>	88
XII <u>Abbildungen</u>	98

ZUSAMMENFASSUNG

Die Bestimmung der totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte inklusiver Mesonen- (π^{\pm} , π^0 , K_S^0 , $K^{*\pm}$ (890)) und Baryonenerzeugung (p , \bar{p} , Λ , $\bar{\Lambda}$, $\Sigma^{*\pm}$ (1385)) in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen in der CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer bei 12 GeV/c wird anhand von etwa 28 000 Ereignissen durchgeführt.

Ausgehend von der PC-Invarianz des $\bar{p}p$ -Anfangszustandes, wird eine statistische Methode zur Auflösung nicht eindeutiger Teilchen-zu-Spur-Zuordnungen angegeben und zur Zusammenstellung inklusiver Ein-Teilchen-Spektren von p , \bar{p} , π^+ und π^- im gesamten kinematischen Bereich benutzt. Für das gesamte Trennungsverfahren wird ein systematischer Fehler von ca. 3% bestimmt.

Die Ambiguitäten sowohl bei den neutralen als auch bei den geladenen seltenen Teilchen lassen sich aufgrund des Transversalimpulsverhaltens der geladenen Zerfallsprodukte nahezu eindeutig auflösen.

Basierend auf einem Verfahren von Everett et al. (EVE 74/1) zur Abtrennung der Annihilationskomponente in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei 4.6 und 9.1 GeV/c, wird eine modifizierte Methode zur Abtrennung der Baryonen-Annihilationsendzustände bei 12 GeV/c- $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen angegeben. Die Modifikationen werden notwendig, weil bei dieser Energie die p/π^+ -Ambiguitäten nicht mehr vernachlässigbar klein sind. Der systematische Fehler dieser Methode beträgt ca. 10%. Damit wird die Untersuchung inklusiver Mesonen-Erzeugung (π^{\pm} , π^0 , K_S^0 und $K^{*\pm}$ (890)) bei der derzeit höchsten Energie möglich. Der totale Annihilationswirkungsquerschnitt wird zu 12.4 ± 1.4 mb, der totale inelastische Non-Annihilationswirkungsquerschnitt zu 27.7 ± 1.3 mb bestimmt.

Unter der Annahme, daß alle Photonen aus dem dominanten 2γ -Zerfall des π^0 -Mesons kommen, kann die π^0 -Multiplizität aus den Elektronenpaarbildungen von Photonen bestimmt werden. Die Paarbildungswahrscheinlichkeit für Photonen im Musterungsvolumen erweist sich abhängig von der Topologie der Ereignisse und liegt in der Größenordnung von 3%.

Eine Klärung der Frage, zu welchem Austauschterm (Meson- oder Pomeron-Term) im totalen $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt die Annihilationskanäle über die Unitaritätsbeziehung beitragen, kann aus den Untersuchungen dieser Arbeit

nicht erzielt werden. Die $s^{-1/2}$ -Abhängigkeit der Annihilationswirkungsquerschnitte sowie die Vorhersagen über deren Topologie-Abhängigkeit aufgrund multiperipherer Modelle, unter der Annahme von dominantem ω -Austausch (AMA 72, GOL 72), scheinen die klassische Antwort zu bestätigen, daß die Annihilationen mit dem Vektormeson-Austauschterm im totalen Wirkungsquerschnitt verknüpft sind. Andererseits liegt auch Konsistenz mit der von Eylon und Harari (EYL 74) aus Dualitätsargumenten entwickelten Antwort vor, daß ein Teil des Pomeron-Austausches im totalen $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt zur Annihilation beiträgt, während die Meson-Austauschterme fast ausschließlich mit den Non-Annihilationskanälen verknüpft sein sollten; die Differenz $\sigma_{\text{tot}}(\bar{p}p) - \sigma_{\text{tot}}(pp)$ sollte bei hohen Energien kleiner als der Annihilationswirkungsquerschnitt sein. Wir ermitteln

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}(\bar{p}p) - \sigma_{\text{tot}}(pp)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \text{Mesonen})} = 0.98 \pm 0.13 ,$$

in Verträglichkeit mit dieser Aussage.

Hinsichtlich integrierter Größen wie Wirkungsquerschnitte und Multiplizitätsparameter ist näherungsweise Übereinstimmung zwischen pp - und $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsdaten bei 12 GeV/c zu verzeichnen. Ebenso erweisen sich die mittleren Teilchenmultiplizitäten der geladenen Mesonen und Baryonen in den pp - und $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsreaktionen kompatibel. Dagegen weisen die mittleren Multiplizitäten der neutralen Mesonen ($\bar{p}p$: $\langle n_{\pi^0} \rangle = 1.01 \pm 0.08$, $\langle n_{K_S^0} \rangle = 0.027 \pm 0.002$; pp : $\langle n_{\pi^0} \rangle = 1.18 \pm 0.08$, $\langle n_{K_S^0} \rangle = 0.018 \pm 0.0003$) und Hyperonen ($\bar{p}p$: $\langle n_{\Lambda/\bar{\Lambda}} \rangle = 0.068 \pm 0.004$; pp : $\langle n_{\Lambda/\bar{\Lambda}} \rangle = 0.038 \pm 0.001$) deutliche Diskrepanzen auf, und zwar speziell bezüglich ihrer Abhängigkeit von der Zahl der gleichzeitig erzeugten geladenen Teilchen.

Ein Vergleich der inklusiven Protonen-Erzeugung in pp - und $\bar{p}p$ -Non-Annihilationswechselwirkungen ergibt gute Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte im zentralen Bereich, während im diffraktiven Gebiet erhebliche Unterschiede auftreten, die sich im Rahmen des Triple-Regge-Modells als Interferenzeffekte bei der Diffraktions-Dissoziation bei kleinen Massen erklären lassen.

Die Annihilation zeichnet sich - verglichen mit der Non-Annihilation - durch eine hohe mittlere geladene Multiplizität von 5.46 ± 0.14 (Non-

Annihilation : 3.43 ± 0.10) und einen stark negativen Korrelationsparameter $f_2 = -1.60 \pm 0.32$ aus, was gleichbedeutend mit einer sehr schmalen Multiplizitätsverteilung ist. Eine Folge davon ist, daß die Annihilation eine negative Korrelation für die Zahl geladener und neutraler Pionen besitzt, während für die Non-Annihilation hier eine positive Korrelation festgestellt wird. Die mittlere π^0 - Multiplizität des Annihilationsbeitrags beträgt 2.89 ± 0.15 .

Die Annihilationen unterscheiden sich von den anderen inelastischen Prozessen durch ein deutlich negatives f_2^- . Mit dem vorliegenden Experiment kann keine Entscheidung darüber gefällt werden, ob die Annihilation auch bei höheren Energien als Ein-Cluster-Prozeß zu betrachten ist, (d.h. weiterer Abfall von f_2^- mit wachsender Energie) oder ob sie die Existenz von Korrelationen langer Reichweite zeigt (d.h. Hinwenden von f_2^- zu positiven Werten mit steigender Energie).

Die mittlere K_S^0/\bar{K}_S^0 - Multiplizität der Annihilationskomponente wird zu 0.091 ± 0.004 bestimmt und ist damit um etwa einen Faktor 3 größer als die der Non-Annihilationskomponente der $\bar{p}p$ -Wechselwirkung.

Der relative Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung seltsamer Teilchen wird zu

$$\frac{\sigma(\bar{p}p \longrightarrow K(\bar{K}) n\pi)}{\sigma(\bar{p}p \longrightarrow \text{Mesonen})} = (8.2 \pm 1.5) \%$$

ermittelt und scheint über den ganzen Laborimpulsbereich bis hin zu 12 GeV/c nahezu konstant zu sein.

Das Transversalimpulsverhalten zeigt sowohl für die Annihilation als auch für die Non-Annihilation den bekannt steilen, exponentiellen Verlauf für $p_T^2 \leq 0.3 \text{ GeV}^2/c^2$. Dagegen zeigen die geladenen π - Mesonen, wie auch die neutralen K_S^0 -Mesonen, aus den Annihilationskanälen einen sehr viel schwächeren Abfall mit wachsendem p_T^2 als die Non-Annihilationsmesonen, was sich nur teilweise als Phasenraumeffekt erklären läßt. Annihilationskanäle kleiner Pionen-Multiplizität zeigen mittlere Transversalimpulse, die viel größer ($\sim 600 \text{ MeV}/c$) als der "universelle" Wert von 350-400 MeV/c sind. Allerdings haben diese Kanäle nur kleine Wirkungsquerschnitte; dagegen ist der mittlere Transversalimpuls von $(361 \pm 2) \text{ MeV}/c$ für die Pionen und $(436 \pm 13) \text{ MeV}/c$ für die K_S^0 -Mesonen aus den Annihilationsprozessen durchaus mit einer Beschränkung des transversalen Phasenraums auf $\langle p_T \rangle \sim 350 - 400 \text{ MeV}/c$ verträglich.

Sowohl für die Annihilation als auch für die Non-Annihilation erweist sich eine Produktzerlegung der Strukturfunktion $f(x, p_T^2)$ in $h(x) \cdot g(p_T^2)$ als nicht durchführbar. Dagegen zeigt die Funktion $f(y^*, p_T^2)$ über einen weiten y^* -Bereich, der in der Annihilation breiter als in der Non-Annihilation ist, ein konstantes p_T^2 -Verhalten.

Zur Beschreibung der Energieabhängigkeit der $\bar{p}p$ - Wirkungsquerschnitte im Target-Fragmentationsbereich wird im Single-Regge-Limit ein zusätzlicher Term benötigt, der die höhere mittlere geladene Multiplizität in den Annihilationen und die steile Energieabhängigkeit der exklusiven Annihilationskanäle in Rechnung stellt; Anpassungen von S. Humble (HUM 74) geben gute Übereinstimmung mit den Daten.

Ein Test auf Faktorisierung in inklusiven Fragmentationsprozessen $p \bar{p} \rightarrow \pi^-$ ergibt Unverträglichkeit mit der Faktorisierungshypothese; diese Inkonsistenz kann auf den Annihilationsbeitrag in den $\bar{p}p$ - Wechselwirkungen zurückgeführt werden.

Die Daten scheinen - verglichen mit anderen Wechselwirkungen - auf ein früheres Erreichen des Scaling-Limits im Zentralbereich in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen hinzudeuten, woraus sich möglicherweise eine Erklärung für das beobachtete frühe Scaling der Multiplizitätsverteilungen in den $\bar{p}p$ -Reaktionen ergibt.

I. EINLEITUNG

Inzwischen liegen Messungen der totalen Wirkungsquerschnitte für $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bis zu Strahlimpulsen von 200 GeV/c vor (CAR 74). Dagegen sind die topologischen Wirkungsquerschnitte, und damit die Multiplizitätsparameter, nur für einen verhältnismäßig kleinen Laborimpulsbereich bis zu 32 GeV/c (PDG 72) bekannt, abgesehen von einigen vorläufigen Ergebnissen eines FNAL- $\bar{p}p$ -Experimentes bei 100 GeV/c Strahlimpuls (WHI 75); die wichtigsten exklusiven Reaktionen wurden bis zu 12 GeV/c gemessen (DRE 71, PDG 72). Die Daten über inklusive $\bar{p}p$ -Prozesse wurden zwar in den letzten zwei Jahren umfangreicher, bleiben für größere Strahlimpulse (über 2 GeV/c) aber dennoch recht spärlich.

Das eigentliche Interesse an inklusiven Reaktionen der Art $a b \longrightarrow c X$, wobei X für alle zusätzlich zu c erzeugten Teilchen steht (d.h. es werden alle Reaktionskanäle, die Teilchen c enthalten, aufsummiert, unabhängig von der Anzahl und der Art der miterzeugten Reaktionsprodukte), basiert im wesentlichen auf Feynmans (FEY 69) und Yangs (YAN 69) Hypothesen über das Energieverhalten der invarianten Wirkungsquerschnitte inklusiver Prozesse. So hat die Untersuchung inklusiver Reaktionen bei hohen Energien in den vergangenen Jahren die Erkenntnisse über die dynamischen Prozesse der hadronischen Wechselwirkungen wesentlich erweitert.

Unter diesem Gesichtspunkt wird die Aufgabe dieser Arbeit nicht zuletzt darin gesehen, die derzeit vorliegenden Daten über inklusive $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei höheren Energien (hier: $\sqrt{s} = 4.93$ GeV) weiter zu vervollständigen, um Scalingverhalten und Faktorisierungsvorhersagen über einen größeren Energiebereich zu untersuchen.

Bei dem vorliegenden Experiment wurden bei einem RF-separierten \bar{p} -Strahl von 12 GeV/c Laborimpuls ca. 100 000 Aufnahmen an der CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer genommen. Während frühere Arbeiten der Hamburg-Padua-Pisa-Kollaboration über dieses Experiment (BOR 71) im wesentlichen auf die Untersuchung der Ereignisse mit vier geladenen Teilchen im Endzustand beschränkt blieben, wurden für die vorliegenden Untersuchungen sämtliche Ereignisse (ca. 28 000) vermessen. Bei der gleichen Energie wurde von der Bonn-Hamburg-München-Kollaboration (BLO 74) ein pp -Experiment hoher Statistik durchgeführt, so daß es nahelag, die $\bar{p}p$ -Daten auf die gleiche Weise zu vermessen und zu analysieren, um im direkten Vergleich gemeinsames bzw. unterschiedliches Verhalten der beiden Wechselwirkungen zu untersuchen.

Reaktionen mit Antiteilchen als Projektile bieten die Möglichkeit, den Teil der Antiteilchen-Teilchen-Wechselwirkung zu untersuchen, der über sog. Anihilationsprozesse abläuft, wobei hier ausschließlich die Baryonen-Annihilation ($\bar{B}B \longrightarrow$ Mesonen) betrachtet werden soll.

Bisher wurde nur in relativ wenigen $\bar{p}p$ -Experimenten eine Separation der Wechselwirkungen in Anihilations- und Non-Anihilationsanteile vorgenommen, was im wesentlichen darauf zurückzuführen ist, daß bei Blaskammer-Experimenten - ohne externe Diskriminierung der Sekundärteilchen - die Kontamination der Anihilationsendzustände mit den Non-Anihilationskanälen beträchtlich ist und mit wachsender Primärenergie rasch ansteigt.

In dieser Arbeit wird die Abtrennung der Baryonen-Anihilationskomponente der $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei 12 GeV/c versucht - ein Unterfangen, das im wesentlichen durch die Tatsache ermöglicht wird, daß die Existenz der pp -Daten bei der gleichen Energie eine Überprüfung der Güte der Separation ermöglicht, weil, integral gesehen, pp - und $\bar{p}p$ - Non-Anihilationsprozesse ähnliches Verhalten zeigen sollten.

Daraus resultieren zwei weitere Ziele dieser Arbeit, und zwar sollen einerseits, in sehr detaillierter Weise, die pp - und $\bar{p}p$ -Non-Anihilations-Wechselwirkungen bei 12 GeV/c Laborimpuls auf Übereinstimmungen und Abweichungen ihres Verhaltens untersucht werden, und zum anderen sollen die inklusiven Ein-Teilchen-Verteilungen in $\bar{p}p$ -Anihilations- und Non-Anihilationsprozessen einander gegenübergestellt werden, um Aussagen über das dynamische Verhalten dieser Prozesse zu gewinnen. Dies erscheint nicht zuletzt deshalb interessant, weil unser Experiment die Untersuchung der $\bar{p}p$ -Anihilation im Fluge bei der bisher höchsten Energie ermöglicht.

Ferner wird in der vorliegenden Arbeit die inklusive Erzeugung von π^0 -Mesonen und neutralen seltsamen Teilchen in den Anihilations- und/oder Non-Anihilationskanälen diskutiert und mit den entsprechenden pp -Ergebnissen verglichen. Da für die Erzeugung seltsamer Teilchen in inklusiven $\bar{p}p$ -Anihilationsprozessen derzeit keine Daten existieren, so daß die vorliegende Untersuchung zwangsläufig auf den Vergleich zwischen Anihilation und Non-Anihilation beschränkt bleiben muß, ist es auch die Absicht dieser Arbeit, zu derartigen Untersuchungen bei anderen Energien anzuregen. Einige Ergebnisse der hier formulierten Arbeitsziele sind bereits veröffentlicht (GAL 75).

II. EXPERIMENTELLES VERFAHREN

II.1 Strahl und Blaskammer

Hierzu sollen nur einige Daten angegeben werden, da detaillierte Beschreibungen veröffentlicht sind (DRE 71, LEN 69).

Das von P. Lazeyras und Mitarbeitern (LAZ 67) entworfene und gebaute Strahlensystem U4 liefert die Antiprotonen, die durch drei Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren weitgehend von unerwünschten Hadronen separiert werden. Die im CERN-PS in Bündeln umlaufenden Protonen werden bei einem Protonenimpuls von 19 GeV/c mit Hilfe zweier Magnete, dem Kicker- und dem Ejektionsmagneten, aus dem Magnetfeld des PS herausgeführt und auf ein externes Kupfertarget ($\emptyset : 2 \times 1 \text{ mm}^2$, Länge in Strahlrichtung : 150 mm) gelenkt. Der relativ niedrige Primärimpuls der ejizierten Protonen hat ein ungünstiges Verhältnis der Anzahl der am Target erzeugten Antiprotonen zur Anzahl der übrigen Teilchen zur Folge, so daß auf 1 Antiproton ca. 100 000 unerwünschte Hadronen durch die RF-Separatoren eliminiert werden müssen.

Die am Target unter 0° erzeugten Sekundärteilchen werden weiter im Strahl verwendet und einer ersten Impulsanalyse unterzogen. Der impulsanalytisierte Strahl enthält neben den gewünschten Antiprotonen noch unerwünschte negative Teilchen - im wesentlichen π^- - und K-Mesonen -, die abgetrennt werden müssen. Dazu wird der Teilchenstrahl durch drei zylinderförmige Hohlraumresonatoren geführt, in denen - für die Dauer von ca. 4 μsec - linear polarisierte Hochfrequenzfelder aufgebaut werden. Infolge der Rotationssymmetrie der Felder bezüglich der Strahlrichtung erfahren die Teilchen beim Durchgang durch das HF-Feld eine transversale Ablenkung, die von den Amplituden der Felder, den relativen Phasen zwischen den Feldern und der Flugzeit der Teilchen zwischen den Separatoren abhängig ist. Für einen Strahl, der sich aus drei Teilchenarten zusammensetzt, kann durch geeignete Wahl der Amplituden und relativen Phasen eine räumliche Trennung der Teilchensorten erreicht werden (BER 68). Die unerwünschten Teilchensorten werden durch einen Beamstopper eliminiert. Durch Vergrößern des Beamstoppers, um den durch chromatische Abberationen und Randstreuungen aufgeweiteten Strahl der π^- und K^- aufzufangen, wäre es möglich, einen relativ reinen \bar{p} -Strahl herzustellen. Damit wäre allerdings auch eine Verminderung der \bar{p} -Intensität verbunden, so daß eine π^- -Verseuchung des hadronischen Teilchenflusses in der Kammer von ca. 13% in Kauf genommen wird, um 2-3 \bar{p} pro Bild zu erhalten. Eine zweite Impulsanalyse wird notwendig, um die μ^- -Kontamination des Strahls zu reduzieren ($\sim 10 \mu/\text{Bild}$; im wesentlichen aus π^- -Zerfällen).

Über die CERN-2m-Blasenammer wurde wiederholt ausführlich berichtet (HBC 72); sie ist ein Stahlgehäuse, das mit flüssigem Wasserstoff (bei ca. 26° K) gefüllt ist. Durch zwei große Glasfenster (2,2 m lang, 77 cm hoch und 17 cm dick), die sich an den Längsseiten der Kammer befinden, können Spuren beleuchtet und photographiert werden. Der Strahleintritt in die Blasenammer wird zeitlich so auf den Expansionszyklus des Wasserstoffs abgestimmt, daß unmittelbar vor Erreichen des Druckminimums die Wechselwirkungen in der Kammer stattfinden und wenige msec später beleuchtet und photographiert werden. Die optische Abbildung wird infolge Turbulenzen in der Kammerflüssigkeit (Wärmeaustausch und Expansion), lokale Veränderungen des H₂-Brechungsindex und andere optische Fehlerquellen beeinträchtigt. Durch Kompression der Kammerflüssigkeit wird der Anfangszustand nach ca. 20 msec wiederhergestellt. Die Wiederholungsrate der Blasenammer ist durch den Beschleunigungszyklus des CERN-PS bestimmt und beträgt in diesem Experiment ungefähr 1 Aufnahme/sec.

II.2 Durchmustern und Vormessen

Für das vorliegende Experiment wurden 102 000 Aufnahmen an der Blasenammer genommen, auf denen zusammen mit den Wechselwirkungen auch die auf den Glasfenstern der Kammer eingeritzten Bezugsmarken abgebildet sind. Auf Scanprojektoren werden die photographischen Aufnahmen gesichtet und auf definierte Merkmale (Wechselwirkungen, Zerfälle usw.) untersucht. So wird nur nach solchen von Strahlteilchen induzierten Wechselwirkungen gesucht, die innerhalb eines festdefinierten Musterungsbereiches liegen. Dieser Bereich ist in der Länge durch vier Bezugsmarken in Kamera 3 begrenzt, während eine Begrenzung in Höhe und Tiefe nicht eingeführt wird. Für die sekundären Zerfälle seltsamer Teilchen und für Elektronenpaare wird ein erweiterter Musterungsbereich zugelassen.

Die Film-, Bild- und Ereignisnummern werden zusammen mit der Topologie-Identifikation (Angabe über die Zahl der vom Primärvertex auslaufenden Spuren geladener Teilchen sowie Information über die Anzahl geladener und neutraler Zerfälle seltsamer Teilchen) über eine PDP-8 auf ein Magnetband geschrieben, das außerdem die Koordinaten der grob vermessenen Vertex-, Zerfalls- und Stoppunkte sowie zweier weiterer Punkte pro Spur und Ansicht und die Koordinaten von vier Bezugsmarken festhält (HEL 73). Die

Angabe der Bezugsmarken-Koordinaten ermöglicht die Transformation der Messungen auf ein eindeutig definiertes Bezugssystem. Die gesamte Vorforminformation wird bei der genauen Vermessung der Ereignisse mit der halbautomatischen Bildmeßanlage HPD zur Führungshilfe benötigt (NAG 70, MUE 72).

Im allgemeinen wird bei Elektronenpaaren nur der Vertexpunkt vermessen, die auslaufenden Spuren dagegen nicht. Abweichungen von dieser Vorschrift treten nur dann auf, wenn die visuellen Entscheidungskriterien zur Definition eines Elektronenpaares (verschwindend kleiner Öffnungswinkel zwischen den auslaufenden, minimal ionisierenden Teilchen und hinreichend kleiner Impuls mindestens einer der Sekundärspuren) nicht erfüllt sind, so daß Verwechslung mit den Zerfällen neutraler seltsamer Teilchen möglich wird.

Auf eine bei Blasenkamerexperimenten üblicherweise durchgeführte zweite unabhängige Musterung des gesamten Filmmaterials kann hier verzichtet werden, da auf die von der Hamburg-Padua-Pisa-Kollaboration bestimmten topologischen Wirkungsquerschnitte zurückgegriffen werden kann (DRE 71, BOR 71). Für eine Teilmenge der Filme wurde jedoch eine speziell auf Elektronenpaare und neutrale seltsame Teilchen ausgerichtete zweite Musterung vorgenommen, die zeigt, daß die Musterungsverluste dieser Topologien vergleichbar mit denen für primäre Wechselwirkungen sind.

II.3 Ausmessen und geometrische Rekonstruktion der Ereignisse

Für die bei der Musterung der Filme selektierten und grob vorgemessenen Ereignisse erfolgt dann eine Präzisionsmessung mit der halbautomatischen Bildmeßanlage HPD (Hough-Powell-Device; HOU 60, SEL 72) mit dem "road-guidance"-System (HAZ 69, MOE 72). Dabei liefert der Meßvorgang in jeder Kamera-Ansicht (View) bis zu 50 Meßpunkte pro Spur. Gleichzeitig mit der Vermessung einer Spur wird Information über deren Ionisation gewonnen. Zusätzlich werden noch in jeder Kameraprojektion Bezugsmarken als Referenzpunkte für die räumliche Rekonstruktion mitgemessen.

Aus den Koordinaten der auf einem Film gemessenen Bezugsmarken (Fiducials) werden dann mit Hilfe des Programms PYTHON (PYT 69, FES 73) in einer vielparametrischen X^2 -Anpassung die geometrischen Parameter der Blasenkammer zum Zeitpunkt der Aufnahme des Films bestimmt. Dadurch erzielt man für jeden Film einen optimalen Geometrie-Titel, vorausgesetzt, daß die

Abbildungsfehler durch Turbulenzen in der Kammerflüssigkeit und durch Filmverzerrungen über einen Film annähernd konstant sind. Man vermeidet so auch eine mögliche fehlerhafte geometrische Rekonstruktion als Folge eventueller Veränderungen der Blaskammerparameter während zeitlich auseinanderliegender Aufnahmen und durch äußere Einflüsse bedingter nicht-linearer Verzerrungen einzelner Filme.

Mit den so ermittelten geometrischen und optischen Parametern erfolgt dann die geometrische Rekonstruktion der Ereignisse im Programm THRESH (THR 68) mit einer Meßgenauigkeit für Bezugsmarken von etwa 30-55 μm , entsprechend 2-4 μm auf dem Film (s. Abbildung 1a).

Die aus den drei Views räumlich rekonstruierten Spuren haben im allgemeinen die Form einer Helix. Die Güte der Rekonstruktion wird durch das nach einer Helix-Anpassung an die Spur ermittelte mittlere Residual σ bestimmt:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} d_{ij}^2}{N}}$$

Hierbei ist d_{ij} der Abstand des i -ten Meßpunktes von der auf die Filmebene der j -ten Kamera-Ansicht projizierten Helix und N die Zahl der Meßpunkte abzüglich der Zahl der angepaßten Parameter (THR 68). Abbildung 1b zeigt die Rekonstruktionsfehler der Strahlspuren und der auslaufenden Spuren; danach weisen Strahlspuren eine mittlere Meßgenauigkeit von ca. 4 μm und auslaufende Spuren von etwa 5 μm auf dem Film auf.

II.4 Kinematische Anpassung und Hypothesenauswahl

Unter Berücksichtigung der in der Geometrierechnung ermittelten Spurparameter werden bei der kinematischen Anpassung im Programm GRIND (GRI 68) den einzelnen Ereignissen Massenhypothesen zugeordnet. Mittels Energie- und Impulserhaltungssatz werden die einzelnen Massenzuordnungen auf ihre Gültigkeit geprüft und die für das Ereignis kinematisch wahrscheinlichsten herausgesucht. Bedingt durch die endliche Meßgenauigkeit ordnet das Kinematik-Programm häufig einem Ereignis mehrere Hypothesen zu.

Im Entscheidungsprogramm SELDEC (BLO 71) werden die von GRIND akzeptierten Massenzuordnungen unter anderem auf ihre Konsistenz mit der bei der HPD-Messung ermittelten Ionisation der einzelnen Spuren geprüft (MOE 72).

Bei schlecht oder fehlerhaft gemessenen Ereignissen wird teils vom Entscheidungsprogramm, teils an den Scanprojektoren entschieden, ob das Ereignis nochmals die gesamte Auswertekette durchlaufen soll oder nicht meßbar ist. Weisen die Ereignisse auch beim zweiten Durchlaufen der Kette Fehler auf, so werden sie nicht nochmals gemessen. Von insgesamt 27 523 gemusterten und vorgemessenen Ereignissen durchliefen 24 754 ($\sim 90\%$) die Auswertekette fehlerlos, während 2 769 ($\sim 10\%$) als unmeßbar deklariert werden mußten.

II.5 Strahlkontamination und totaler Wirkungsquerschnitt

Die Bestimmung der π^- -, K^- - und μ^- - Anteile im einfallenden Teilchenstrahl wird in(DRE 71) detailliert beschrieben, so daß hier nur eine Zusammenstellung der Fakten gegeben werden soll.

π^- - Kontamination:

Ein Teil der Filmaufnahmen wurde bei abgeschalteten RF-Separatoren genommen; auf diesen Bildern beobachtet man daher im wesentlichen nur π^- - und K^- - Wechselwirkungen mit den Target-Protonen ($\sigma(\mu^-p)$ ist vernachlässigbar klein), da die Antiprotonen bei dieser Anordnung vom Beamstopper aufgefangen werden. Aus einem Vergleich der Zahl der hadronischen Wechselwirkungen pro Strahlspur bei abgeschalteten mit der bei eingeschalteten RF-Separatoren wird das Verhältnis R der einlaufenden Teilchenflüsse von π^- und \bar{p} zu $R = 0.144 \pm 0.056$ bestimmt.

K^- -Kontamination:

Aufgrund des starken Übergewichts der π^- - gegenüber den K^- -Mesonen im am externen Target erzeugten Sekundärstrahl wird die Strahlkontamination durch K^- gegenüber der durch π^- vernachlässigt.

μ^- - Kontamination:

Die Zahl der Myonen im einfallenden \bar{p} -Strahl läßt sich aus der Energieverteilung der δ - Elektronen (hochenergetische Anstoßelektronen) abschätzen. Nach (DRE 71) findet man:

$$\bar{p} : \pi^- : \mu^- = 1 : 0.144 : 4.24$$

Die bei der Musterung des Filmmaterials gewonnenen topologischen Wirkungsquerschnitte setzen sich gemäß der Beziehung

$$(II.5.1) \quad \sigma(\bar{p}p, \pi^- p) = \frac{R}{1+R} \sigma(\pi^- p) + \frac{1}{1+R} \sigma(\bar{p}p)$$

aus $\bar{p}p$ - und $\pi^- p$ -Wechselwirkungen zum effektiven Wirkungsquerschnitt $\sigma(\bar{p}p, \pi^- p)$ zusammen. Aus (II.5.1) lassen sich, bei Kenntnis der $\pi^- p$ -Wirkungsquerschnitte, die gesuchten $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitte berechnen. Zusätzlich erweist sich eine Normierung des totalen $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitts auf den Wert $\sigma(\bar{p}p) = 51.7 \pm 0.8$ mb aus einem Zählerexperiment (GAB 65) als notwendig.

Die Einwirkung der 14.4% π^- -Kontamination des \bar{p} -Strahls auf die in den folgenden Kapiteln diskutierten inklusiven Größen könnte nur dann korrekt berücksichtigt werden, wenn die entsprechenden Größen für π^- -induzierte Ereignisse, die als $\bar{p}p$ -Ereignisse die Auswertekette durchlaufen hätten, vorliegen würden. Die Ereignismenge, die aus den Aufnahmen bei abgeschalteten Separatoren gewonnen wird und als eigentliche $\pi^- p$ -Ereignismenge zu betrachten ist, genügt zwar gerade diesen Forderungen, erweist sich aber als statistisch insignifikant. Daher wird im folgenden vereinfachend angenommen, daß in 1. Näherung π^- -induzierte Ereignisse (als $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen ausgewertet) und \bar{p} -induzierte Ereignisse gleiches Verhalten aufweisen; dadurch entsteht eine globale Unsicherheit von ca. 7% für die nachfolgenden physikalischen Ergebnisse ($\sim 14\%$ π^- -Kontamination des \bar{p} -Strahls (DRE 71) und $\sigma(\bar{p}p)/\sigma(\pi^- p) \sim 2$ bei 12 GeV/c Laborimpuls (GAB 65)).

III. TECHNISCHE UNTERSUCHUNGEN DER INKLUSIVEN REAKTIONEN

III.1 Aufbau der inklusiven Verteilungen

Zur Untersuchung inklusiver Reaktionen werden im allgemeinen nur die inelastischen Wechselwirkungen herangezogen, so daß die elastischen Ereignisse $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ aus der Ereignismenge eliminiert werden müssen. Da aber die Anpassung an diese elastische Hypothese 4-fach überbestimmt ist, führen schon relativ kleine systematische Fehler bei der geometrischen Rekonstruktion dazu, daß diese Hypothese vom Kinematikprogramm verworfen wird. Aus diesem Grund werden auch 2-Spur-Ereignisse, die von GRIND als inelastisch gekennzeichnet werden, verworfen, wenn das genau gemessene Anstoßproton kinematisch mit der speziellen Kinematik elastischer Ereignisse verträglich ist (WET 74). Circa 5% der insgesamt 4 153 abgetrennten elastischen Ereignisse basieren auf solchen kinematischen Kriterien.

III.1-1 π^+/p - und π^-/\bar{p} - Trennung

Häufig sind nicht nur eine, sondern zwei oder mehrere Massenzuordnungen für ein Ereignis kinematisch möglich, so daß einzelnen Spuren nicht selten zwei Massenhypothesen zukommen (20% der positiven und 29% der negativen Spuren). Läßt man Spuren mit beobachtetem K^\pm - oder Σ^\pm - Zerfall weg, dann können, im Rahmen der Genauigkeit des nachfolgend beschriebenen Trennungsverfahrens, alle anderen Spuren als π^+ (π^-) oder p (\bar{p}) betrachtet werden, denn wegen des relativ geringen Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung geladener seltener Teilchen (PDG 72) ist der so entstehende systematische Fehler gegenüber anderen Fehlerquellen vernachlässigbar.

Eine Untersuchung der Pionen nach Vorwärts- ($\cos \theta^* > 0$) und Rückwärtsrichtung ($\cos \theta^* < 0$) im $\bar{p}p$ - Schwerpunktsystem führt auf folgende Zahlenwerte:

	$\cos \theta^* > 0$	$\cos \theta^* < 0$
eindeutige π^+	9926 (60.3%)	17292 (90.6%)
π^+ oder p	6537 (39.7%)	1785 (9.4%)
eindeutige π^-	12578 (52.4%)	13856 (94.2%)
π^- oder \bar{p}	11416 (47.6%)	852 (5.8%)

Pionen, die im $\bar{p}p$ -Schwerpunktsystem nach rückwärts gehen, haben im Laborsystem einen kleinen Impuls (Abbildung 2a), so daß sie aufgrund der Ionisation

in den meisten Fällen von (Anti-)Protonen unterschieden werden können. So ist der Laborimpuls eines Pions mit verschwindendem CMS-Longitudinalimpuls 0.34 GeV/c, wenn ein Transversalimpuls $p_T = 0.0$ angenommen wird, und 1.03 GeV/c für $p_T = 0.4$ GeV/c (BLO 74). Bei Laborimpulsen oberhalb 1.5 GeV/c ionisieren Pionen und (Anti-)Protonen den Wasserstoff innerhalb der Meßgenauigkeit minimal, so daß in diesen Fällen keine Ionisationsentscheidung getroffen werden kann. Dagegen ist für kleinere Laborimpulse eine solche Entscheidung im allgemeinen möglich, es sei denn, daß die untersuchte Spur eine ungünstige räumliche Lage in bezug auf die Kameras aufweist. Daher ist für Pionen in der Rückwärts-Hemisphäre des CMS der Anteil von Ambiguitäten mit Protonen (Antiprotonen) relativ klein, was durch die Zahlenwerte belegt wird.

Diese deutliche Auszeichnung der hinteren Hälfte des Schwerpunktsystems bezüglich der Eindeutigkeit der Massenzuordnungen zu den Spuren eines Ereignisses bildet die Grundlage unseres π^+/p - und π^-/\bar{p} -Trennungsverfahrens, das sich eng an eine für pp-Daten entwickelte π^+/p -Separationsmethode anlehnt (BRA 72, BLO 74).

Der $\bar{p}p$ -Anfangszustand ist PC-invariant, d.h. eine gleichzeitige Anwendung des Operators der Parität P und der Ladungskonjugation C auf den Anfangszustand bildet diesen auf sich selbst ab.

PC-Erhaltung in starker Wechselwirkung erlaubt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow cX$ die folgende Aussage:

Die Verteilung N^C der Teilchen c im $\bar{p}p$ -CMS ist gleich der Verteilung $T \left\{ N^{\bar{C}} \right\}$ der am Ursprung des Schwerpunktsystems gespiegelten Antiteilchen \bar{c} .

Mit diesem Prinzip lassen sich die Pionenverteilungen allein aus den rückwärtigen Anteilen der π^+ - und π^- -Verteilungen zusammensetzen, wenn man die aufgezeigte Auszeichnung der Rückwärts-Hemisphäre bezüglich der Eindeutigkeit der Spuren berücksichtigt. Für Protonen (Antiprotonen) ist die Situation allerdings nicht so einfach; in diesem Falle wird eine Subtraktionsmethode benutzt, um die Protonen (Antiprotonen)-Verteilung zu konstruieren.

Unter der Annahme, daß alle positiven (negativen) Teilchen, die nicht innerhalb des Musterungsvolumens zerfallen, entweder π^+ (π^-) oder p (\bar{p}) sind, hat man:

$$(III.1-1.1) \quad N^{\text{pos}}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = N^{\pi^+}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) + N^p(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T)$$

$$N^{\text{neg}}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = N^{\pi^-}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) + N^{\bar{p}}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T)$$

mit:

$$\left. \begin{array}{l} N^{\text{pos}}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) \\ N^{\text{neg}}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) \end{array} \right\} = \text{Verteilung der } \left\{ \begin{array}{l} \text{positiven} \\ \text{negativen} \end{array} \right\} \text{ Teilchen im Laborsystem}$$

$$N^{\pi^+ (\pi^-)}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = \text{Verteilung der } \pi^+ (\pi^-) \text{ im Laborsystem}$$

$$N^{p(\bar{p})}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = \text{Verteilung der } p (\bar{p}) \text{ im Laborsystem}$$

Es erweist sich experimentell als vorteilhaft, die Verteilung aller positiven (negativen) Teilchen in drei Anteile zu gliedern:

$$N^{u+(-)}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = \text{Laborsystemverteilung aller eindeutigen } \pi^+ (\pi^-), \text{ die im CMS nach r\u00fcckw\u00e4rts gehen.}$$

$$N^{a+(-)}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = \text{Laborsystemverteilung aller Teilchen, die entweder } \pi^+ (\pi^-) \text{ oder } p (\bar{p}) \text{ sind, und als } \pi^+ (\pi^-) \text{ transformiert im CMS r\u00fcckw\u00e4rtsgehen.}$$

$$N^{r+(-)}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = \text{Laborsystemverteilung aller verbleibenden positiven (negativen) Teilchen.}$$

Mit dieser Unterteilung kann (III.1-1.1) neu formuliert werden:

$$(III.1-1.2) \quad N^{\text{pos}}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = N^{u+}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) + N^{a+}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) + N^{r+}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T)$$

$$N^{\text{neg}}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = N^{u-}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) + N^{a-}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) + N^{r-}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T)$$

Nimmt man an, da\u00df alle im CMS r\u00fcckw\u00e4rtsgehenden Pionen eindeutig sind, also $N^{a+}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = N^{a-}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = 0$, dann setzt sich die Laborsystemverteilung der $\pi^+ (\pi^-)$ so zusammen:

$$(III.1-1.3) \quad N^{\pi^+ (\pi^-)}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = N^{u+(-)}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) + T \left\{ N^{u-(+)}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) \right\}$$

Die Ausf\u00fchrung der Operation T bedeutet dabei, da\u00df jede einzelne Spur,

die zur Verteilung N^X beiträgt, am Ursprung des CMS zu spiegeln und dann ins Laborsystem zurückzutransformieren ist; die so entstehende transformierte Verteilung wird mit $T \left\{ N^X \right\}$ bezeichnet. Das Protonen (Antiprotonen)-Spektrum ergibt sich dann einfach zu:

$$(III.1-1.4) \quad N^{p(\bar{p})}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) = N^{r+(-)}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) - T \left\{ N^{u-(+)}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) \right\}$$

(Den Pionen muß hier nach erfolgter Transformation die Protonmasse zugeteilt werden).

Dieses Verfahren muß jedoch modifiziert werden, da insbesondere bei größeren Transversalimpulsen p_T die ambiguitiven Verteilungen $N^{a+(-)}(p_{\parallel}^{lab}, p_T)$ nicht vernachlässigt werden können. Um dies in Rechnung zu stellen, wird den $N^{a+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T)$ ambiguitiven Teilchen eine Wahrscheinlichkeit $\alpha_+ = \alpha_+(p_T)$ zugewiesen, ein π^+ zu sein, und die Wahrscheinlichkeit $(1 - \alpha_+)$ ein Proton zu sein; entsprechend für die $N^{a-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T)$ ambiguitiven π^- .

Für die Pionen-Verteilungen im Laborsystem erhält man dann:

$$(III.1-1.5) \quad N^{\pi^+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) = N^{u+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) + \alpha_+(p_T) N^{a+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) \\ + T \left\{ N^{u-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) \right\} + \alpha_-(p_T) T \left\{ N^{a-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) \right\}$$

$$N^{\pi^-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) = N^{u-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) + \alpha_-(p_T) N^{a-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) \\ + T \left\{ N^{u+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) \right\} + \alpha_+(p_T) T \left\{ N^{a+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) \right\}$$

und für die Laborsystemverteilung aller Protonen (Antiprotonen):

$$(III.1-1.6) \quad N^p(p_{\parallel}^{lab}, p_T) = N^{r+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) - T \left\{ N^{u-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) + \alpha_-(p_T) N^{a-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) \right\} \\ + (1 - \alpha_+(p_T)) N^{a+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T)$$

$$N^{\bar{p}}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) = N^{r-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) - T \left\{ N^{u+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) + \alpha_+(p_T) N^{a+}(p_{\parallel}^{lab}, p_T) \right\} \\ + (1 - \alpha_-(p_T)) N^{a-}(p_{\parallel}^{lab}, p_T)$$

III.1-2 Bestimmung der Wahrscheinlichkeitskoeffizienten α_+ und α_-

Aus Gründen der PC-Invarianz muß gelten:

Gleiche Anzahl Protonen (Antiprotonen) im vorderen wie Antiprotonen (Protonen) im rückwärtigen CMS-Raum.

Diese Forderung liefert für α_+ und α_- zwei Bestimmungsgleichungen, die aber nicht linear unabhängig sind, so daß eine unabhängige Bestimmung von α_+ und α_- nicht möglich ist, d.h. einer der beiden Werte muß vorgegeben werden. Experimentell wird festgestellt, daß der Wirkungsquerschnitt für \bar{p} in dem kinematischen Bereich, in dem die ambiguitiven π^- in der rückwärtigen Hemisphäre des CMS liegen, klein ist im Vergleich zum Wirkungsquerschnitt für π^- in diesem Gebiet, so daß bei einer Transversalimpuls-unabhängigen Wahl $\alpha_-(p_T) = 1$ (alle negativen ambiguitiven Spuren mit $\cos \theta^* < 0$ als π^- betrachtet) ein möglicher systematischer Fehler klein gehalten wird. Die Annahme, daß α_- nur von p_T abhängig ist, erfordert die Bildung eines mittleren Wahrscheinlichkeitskoeffizienten durch Mittelung über die $\alpha_+(p_T)$, die verschiedenen Longitudinalimpulsbereichen entsprechen; das Ergebnis zeigt Tabelle 1.

Tabelle 1: Wahrscheinlichkeitskoeffizient α_+ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

	p_T -Bereiche in [Gev/c]						
	0.0-0.2	0.2-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0	1.0-1.5	> 1.5
α_+	-	0.86	0.52	0.43	0.36	0.20	1.0

Im ersten p_T -Intervall treten π^+ /p-Mehrdeutigkeiten für nur ca. 1.5% aller π^+ auf, so daß diesem α_+ -Wert statistisch keine Bedeutung zukommt.

Die mit den Werten aus Tabelle 1 entsprechend (III.1-1.6) aufgebaute Protonen- bzw. Antiprotonen-Verteilung zeigt Abbildung 2b bzw. 2c als Funktion der Feynman-Variablen x . Die subtrahierten und ambiguitiven Anteile der Verteilungen sind durch Schraffierung gekennzeichnet.

III.1-3 Ergebnisse des Trennungsverfahrens

Es werden nur Pionen aus der rückwärtigen Hemisphäre des Schwerpunktsystems ($\cos \theta^* < 0$) benutzt. Die totalen Pionenverteilungen gewinnt man durch Kombination der rückwärtigen Pionenverteilung mit der Verteilung, die durch Spiegelung des rückwärtigen Anteils der entsprechenden Antiteilchen entsteht (PC-Transformation). Die Protonen (Antiprotonen)-Spektren entstehen durch Subtraktion der Pionen-Spektren von den positiven (negativen) Gesamtverteilungen. Im Gegensatz zur Erstellung der Pionenverteilungen steht hier die volle Statistik zur Verfügung, jedoch nicht alle Protonen (Antiprotonen) individuell, sondern nur als statistische Gesamtheit. PC-Invarianz fordert Übereinstimmung für p- und PC-transformierte \bar{p} -Verteilung; wie Abbildung 3c zeigt, ist diese Forderung für $|x| < 0.8$ auch recht gut erfüllt. Die Abweichungen bei größeren $|x|$ können als Effekte schlechterer Impulsauflösung bei schnellen Antiprotonen erklärt werden.

Diese experimentell beobachtete Symmetrie bezüglich PC-Transformation liegt keineswegs implizit dem Trennungsverfahren zugrunde, denn die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitskoeffizienten $\alpha_+(p_T)$ fordert lediglich Zahlengleichheit von Protonen und Antiprotonen in den einzelnen Transversalimpulsbereichen. Insofern rechtfertigt vielmehr die gefundene PC-Symmetrie der p- und \bar{p} -Verteilungen die dem Verfahren zugrunde gelegte Transversalimpuls-Abhängigkeit des Wahrscheinlichkeitskoeffizienten α_+ .

Man hat also die Möglichkeit, von der p-Verteilung mittels PC-Operation zur \bar{p} -Verteilung überzugehen, so daß die Angabe jeweils eines der beiden Spektren den vollen Informationsgehalt besitzt.

Aus Abbildung 3a (3b) läßt sich der Anteil der eindeutigen Protonen (Antiprotonen) an der gesamten M_x^2 -Verteilung der inklusiven Prozesse

$$(III.1-3.1) \quad \bar{p}p \longrightarrow pX$$

$$(III.1-3.2) \quad \bar{p}p \longrightarrow \bar{p}X$$

ablesen, wenn mit M_x die effektive Masse des Systems X gekennzeichnet wird. Während die aus (III.1-3.1) folgende Verteilung für $M_x^2 < 4.5 \text{ GeV}^2$ im wesentlichen von eindeutigen Protonen bestimmt wird, tragen die eindeutigen Antiprotonen aus (III.1-3.2) nur zu etwa 50% zur Gesamtverteilung in diesem M_x^2 -Bereich bei, eine Folge der schlechteren Massenauflösung bei großen Laborimpulsen. Wir werden daher im folgenden jeweils nur eine gemittelte

Protonenverteilung zeigen, zu der für $M_x^2 < 4.5 \text{ GeV}^2$ nur die Protonen beitragen, während oberhalb 4.5 GeV^2 das Mittel aus Protonen- und PC-transformierter Antiprotonen-Verteilung verwendet wird:

$$N_{\text{mittel}}^p(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) = \begin{cases} N^p(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) & \text{für } M_x^2 \leq 4.5 \text{ GeV}^2 \\ \frac{1}{2} N^p(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) + \frac{1}{2} T \left\{ N^{\bar{p}}(p_{\parallel}^{\text{lab}}, p_T) \right\} & \text{für } M_x^2 > 4.5 \text{ GeV}^2 \end{cases}$$

Die in Abbildung 3c eingezeichnete Kurve entspricht der nach diesem Verfahren erstellten gemittelten p-Verteilung.

III.1-4 Korrekturen

A) Verluste bei kleinen Laborimpulsen

Eine Untersuchung der inelastischen Ereignisse ergibt, daß für langsame Protonen aus 2-Spur-Ereignissen signifikante Verluste zu verzeichnen sind. Entgegen der erwarteten Rotationssymmetrie der Projektion der Protonenspuren in eine Ebene senkrecht zum Strahl um den unpolarisierten \bar{p} -Strahl sind Abweichungen festzustellen, die um so größer sind, je kleiner der Winkel ist, den das Proton mit der zugehörigen negativen Sekundärspur im Laborsystem bildet. Das ist verständlich, weil in diesen Fällen - bei ungünstiger Lage des Ereignisses in bezug auf die Kameras - leichter eine kurze Spur durch eine hochenergetische Spur überdeckt werden kann. Solche Ereignisse sind beim Durchmustern der Filme nur schwer oder gar nicht auszumachen. Die notwendige Korrektur wird in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel der Spuren und vom Laborimpuls durchgeführt und liefert integral einen Musterungsverlust von nur 0.06 mb zum 2-Prong-Wirkungsquerschnitt (GAL 74).

Die Verteilung des Longitudinalimpulses der Pionen weist in den Bereichen

$$\begin{aligned} \pi^+ & : 0.0 \leq p_T < 0.1 \text{ GeV}/c & \text{für } -75 < p_{\parallel}^{\text{lab}} < 75 \text{ MeV}/c \\ \pi^- & : 0.0 \leq p_T < 0.05 \text{ GeV}/c & \text{für } -50 < p_{\parallel}^{\text{lab}} < 50 \text{ MeV}/c \end{aligned}$$

deutliche Verluste auf, die durch Interpolation über diese Bereiche (als Funktion von $p_{\parallel}^{\text{lab}}$) abgeschätzt werden. Die Pionenverteilungen erhalten entsprechende Korrekturen (GAL 74).

In Tabelle 2 sind die in dieser Arbeit verwendeten topologischen Wirkungsquerschnitte [aus (DRE 71) mit zusätzlicher Korrektur auf Dalitzpaare (GAL 74) und Protonenverluste bei kleinen Laborimpulsen], der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} (GAB 65) und der elastische Wirkungsquerschnitt σ_{el} (FOL 63) der $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen angegeben:

Tabelle 2: Topologische Wirkungsquerschnitte in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei 12 GeV/c in mb

σ_0	σ_2	σ_4	σ_6	σ_8	σ_{10}
1.1 \pm 0.2	23.3 \pm 1.0	15.8 \pm 0.7	8.3 \pm 0.3	2.7 \pm 0.1	0.46 \pm 0.05
	$\sigma_{2,\text{inel}}$	σ_{el}	σ_{inel}	σ_{tot}	
	11.7 \pm 1.0	11.6 \pm 0.4	40.1 \pm 0.9	51.7 \pm 0.8	

B) Topologie-abhängige Gewichte

Bei der Untersuchung inklusiver Größen werden Spuren verwendet, die aus verschiedenen Topologien kommen und infolgedessen unterschiedlicher Korrekturen auf Verluste bedürfen; denn mit wachsender Spurenzahl/Ereignis nimmt die Wahrscheinlichkeit für einen fehlerlosen Durchlauf des Ereignisses durch die Auswertekette ab. Dadurch entstehende systematische Fehler können vermieden werden, wenn - durch Zuordnung von Gewichten zu jeder Spur - Topologie-abhängige Korrekturen vorgenommen werden.

Dies erreicht man dadurch, daß jede Spur mit dem μb -Äquivalent $W(X)$ der entsprechenden Topologie X bewichtet wird:

$$(III.1-4.1) \quad W(X) = \frac{\sigma_{\text{topol.}}(X)}{N(X)}$$

Dabei ist $N(X)$ die Zahl der Ereignisse der Topologie X und $\sigma_{\text{topol.}}(X)$ der topologische Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen; in Tabelle 3 sind diese Topologie-abhängigen Gewichte zusammengestellt:

Tabelle 3: Ereignisgewichte in Abhängigkeit von der Topologie X

X	2	4	6	8	10
$W(X)$ [μb]	1.813	1.848	1.943	2.043	2.208

C) Ambiguitätengewicht α

Wie in Kapitel III.1-1 beschrieben, wird in Fällen, bei denen einer Spur gleichzeitig π^+ und p zugeordnet ist, das π^+ bzw. p mit dem Wahrscheinlichkeitskoeffizienten α_+ bzw. $(1 - \alpha_+)$ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bewichtet, während bei Zweideutigkeit einer negativen Spur stets die Entscheidung für π^- getroffen wird ($\cos \theta^* < 0$ bei π^- -Interpretation).

III.1-5 Systematischer Fehler des π^+/p (π^-/\bar{p})-Trennungsverfahrens

Der Wahrscheinlichkeitskoeffizient α_+ , der die relative Aufteilung zwischen π^+ und p bei nicht eindeutigen Teilchenspuren bestimmt ($\cos \theta^* < 0$ bei π^+ -Interpretation), wird unabhängig von der Topologie der einzelnen Ereignisse nur durch die Forderung nach Zahlengleichheit von Protonen und Antiprotonen in den einzelnen p_T -Bereichen bestimmt. Diese Forderung ist für die einzelnen Topologien und für bestimmte Longitudinalimpulsbereiche nicht gleich gut erfüllt.

In den kinematischen Bereichen, bei denen die Protonen im CMS nach rückwärts bzw. die Antiprotonen nach vorwärts gehen, sind die Abweichungen von der Zahlengleichheit bei den 2-Spur-Ereignissen 1% und erreichen bei 10-Spur-Ereignissen ca. 25%. Für Ereignisse mit mehr als 6 auslaufenden Spuren sind aber die p - und \bar{p} -Anzahlen viel zu klein, um systematische Unsicherheiten erkennen zu können; dieselbe Aussage gilt in den Gebieten, bei denen die Protonen $\cos \theta^* > 0$ und die Antiprotonen $\cos \theta^* < 0$ aufweisen (hier treten Abweichungen bis zu 50% auf).

Ein gewichtetes Mittel über alle Topologien und Longitudinalimpulsbereiche liefert Abweichungen um 3% von der PC-Spiegelsymmetrie; da alle offensichtlichen Korrekturen durchgeführt wurden, scheint dieser Wert (3%) den systematischen Fehler des gesamten Trennungsverfahrens anzugeben.

III.2 Technische Untersuchungen der inklusiven Erzeugung seltsamer Teilchen

III.2-1 Kinematische Analyse neutraler seltsamer Teilchen

Im Kinematikprogramm GRIND (GRI 68) werden die folgenden Massenzuordnungen zu den Zerfällen neutraler seltsamer Teilchen geprüft:



Aus den kartesischen Koordinaten des Primärvertexpunktes, dem Erzeugungsort des seltsamen Teilchens, und den kartesischen Koordinaten des Zerfallspunktes werden die Winkelkoordinaten der Flugrichtung des neutralen seltsamen Teilchens (V^0) bestimmt. Unter Vorgabe von Massenhypothesen liegen dann alle kinematischen Parameter vor - abgesehen vom Impulsbetrag des zerfallenden Teilchens -, so daß eine 3-fach überbestimmte Anpassung an die oben aufgeführten Hypothesen durchgeführt werden kann (3C-Fit). Liefert keine der Hypothesen eine akzeptable Anpassung, dann wird die Information über die Winkelkoordinaten fallengelassen (zwei Zwangsbedingungen aufgegeben) und eine Anpassung mit nur einem Freiheitsgrad nochmals versucht (1C-Fit). Solche 1C-Fit-Ereignisse liegen bevorzugt bei kleinen Zerfallslängen der V^0 , weil bei kleinen Abständen von Primär- und Zerfallsvertexpunkt die Winkelkoordinaten der Flugrichtung ungenauer sind als bei großen Zerfallslängen und somit vom Kinematikprogramm als schlecht gemessen betrachtet werden (FES 73). Ergibt keine der Hypothesen für den Zerfall eines neutralen seltsamen Teilchens eine erfolgreiche Anpassung, dann wird angenommen, daß hier ein Paarbildungsprozeß eines γ -Quants vorliegt.

Die beobachteten Λ -Hyperonen schließen die aus dem elektromagnetischen Σ^0 -Zerfall ($\Sigma^0 \longrightarrow \Lambda \gamma$) stammenden mit ein.

Ferner wurden bei Ereignissen mit seltsamen Teilchen im Endzustand nur die Hypothesen für den Zerfall der seltsamen Teilchen durchgerechnet, aber - bei erfolgreicher Anpassung - keine Gesamthypothesen für die Primärwechselwirkung angeboten. Für solche Ereignisse wurde keine automatische Ionisationsentscheidung, sondern eine Ionisationsentscheidung an den Scanprojektoren durchgeführt (PEN 74).

III.2-2 Ambiguitäten bei neutralen seltsamen Teilchen

Manchmal bietet das Kinematikprogramm verschiedene Massenzuordnungen zu einem Zerfall an, die auch durch eine Ionisationsanalyse nicht immer ein-

deutig aufgelöst werden können. Tabelle 4 gibt eine Übersicht über die Zahl der neutralen Zerfälle, gegliedert nach eindeutigen und mehrdeutigen Hypothesen.

Tabelle 4: Hypothesen der neutralen seltsamen Teilchen

Hypothesen	$K_S^0(K_S^0)$	Λ	$\bar{\Lambda}$	K_S^0/Λ	$K_S^0/\bar{\Lambda}$	$\Lambda/\bar{\Lambda}$	$K_S^0/\Lambda/\bar{\Lambda}$
Anzahlen	623	278	192	27	26	-	-

Die Transversalimpulsverteilung der positiv geladenen Zerfallsprodukte der neutralen seltsamen Teilchen bezüglich der V^0 -Flugrichtung zeigt für die eindeutigen Λ - und $\bar{\Lambda}$ - Hypothesen starke Anhäufungen bei $p_T \approx 0$, die bei den eindeutigen K_S^0 -Zerfällen merklich schwächer sind. Die nahe-
liegende Vermutung, daß in diesen Fällen in Wirklichkeit der Paarbildungs-
prozeß eines Photons vorliegt, findet ihre Bestätigung durch ein Abschnei-
den bei kleinen effektiven Massen (< 0.015 GeV) aller Kombinationen aus
positiven und negativen Teilchen, wenn diese als Elektronen bzw. Posi-
tronen betrachtet werden. Die diesem Abschneidekriterium unterworfenen
Transversalimpulsverteilung zeigt Abbildung 4; $\sim 1\%$ aller eindeutigen
 K_S^0 - und 7.6% bzw. 11.5% aller eindeutigen Λ -bzw. $\bar{\Lambda}$ -Anpassungen können
so als Paarbildungsprozesse klassifiziert werden.

Zur Auflösung der K_S^0/Λ - und $K_S^0/\bar{\Lambda}$ -Ambiguitäten wird das in (FES 73)
ausführlich diskutierte Verfahren gewählt. Dazu ist in Abbildung 4 die
über den Longitudinalimpuls integrierte Transversalimpulsverteilung des
positiv geladenen Zerfallsteilchens bezüglich der Flugrichtung des V^0 für
ein- und zweideutige Zerfälle angegeben. Die eingezeichneten Kurven ent-
sprechen dem Transversalimpulsverhalten, das bei angenommenem isotropem
Zerfall im Ruhesystem des seltsamen Teilchens erwartet wird. Es zeigt sich,
daß die experimentelle Verteilung der eindeutig identifizierten K_S^0 -Zerfälle
mit theoretisch erwarteter isotroper Zerfallswinkelverteilung verträglich
ist, während die Transversalimpulsverteilungen der ambiguitiven Zerfälle
Anhäufungen beim gleichen p_T -Wert von ~ 0.1 GeV/c aufweisen, wie die
eindeutigen Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ - Zerfälle. Aus diesem Grunde werden alle K_S^0/Λ -
bzw. $K_S^0/\bar{\Lambda}$ -Ambiguitäten als Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Zerfälle betrachtet.

Tabelle 5 faßt die Ergebnisse dieses Abschnitts in Zahlen zusammen:

Tabelle 5: Anzahl der sichtbaren Zerfälle neutraler seltsamer Teilchen

V^0	$K_S^0(K_S^0)$	Λ	$\bar{\Lambda}$
Anzahl	619	280	195

III.2-3 Mehrdeutigkeiten bei geladenen seltsamen Teilchen

Im Hinblick auf eine Zerlegung der $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen in Annihilations- und Non-Annihilations-Anteile erweist es sich als notwendig, geladene Σ -Hyperonen von geladenen K-Mesonen zu unterscheiden. Im Kinematikprogramm werden Massenhypothesen für Σ^+ - und K^+ -Zerfälle geprüft. Die kinematische Analyse ist ähnlich der bei neutralen seltsamen Teilchen, nur daß hier, bei vollständig gemessenem Zerfall, eine Anpassung mit nur einer Zwangsbedingung durchgeführt werden kann, da stets ein neutrales Teilchen als Zerfallsprodukt auftritt. Bei kleinem Abstand des Zerfallspunktes vom Primärvertexpunkt wird eine Impulsbestimmung für das geladene seltsame Teilchen unmöglich, so daß hier lediglich ein durch Energie- und Impulserhaltung gegebenes Gleichungssystem zu lösen ist, und zwar ohne Kontrollmöglichkeit (OC-Fit). Weiter wird die kinematische Analyse dadurch kompliziert, daß die Lösung des Gleichungssystems im Prinzip doppeldeutig ist, und daß außerdem je zwei Zerfallsarten geprüft werden müssen. Dies bedingt häufig mehrere Massenzuordnungen zu einem Zerfall, die teils per Ionisationsentscheid (PEN 74), teils aus der Analyse des Transversalimpulsverhaltens aufgelöst werden. Abbildung 5 zeigt die Verteilung der Transversalimpulse der positiv (negativ) geladenen Zerfallsteilchen bezüglich der Flugrichtung der positiv (negativ) geladenen seltsamen Teilchen für ein- und mehrdeutige Zerfälle. Eine nähere Untersuchung ergibt, daß Konsistenz zwischen den experimentellen Verteilungen und theoretisch erwarteten isotropen Zerfallswinkelverteilungen (eingezeichnete Kurven) nur dann zu erreichen ist, wenn alle mehrdeutigen Σ/K -Hypothesen als Σ -Zerfälle angesehen werden.

III.2-4 Akzeptanzverluste und Verluste bei kleinen Zerfallslängen der neutralen seltsamen Teilchen

Da nicht alle in der Blaskammer erzeugten seltsamen Teilchen auch innerhalb des vorgegebenen Musterungsvolumens zerfallen, muß für die Untersuchung inklusiver Erzeugung neutraler seltsamer Teilchen auf solche Zerfälle korrigiert werden.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Zerfall eines seltsamen Teilchens mit der mittleren Lebenszeit τ und dem Impuls p innerhalb der Strecke L_{pot} erfolgt, ist gegeben durch:

$$(III.2-4.1) \quad P(L \leq L_{\text{pot}} | p) = 1 - e^{-(m/c\tau)(L_{\text{pot}}/p)}$$

Zur Korrektur auf Zerfälle außerhalb des Musterungsvolumens wird L_{pot} als der Abstand des Primärvertexpunktes vom Schnittpunkt der Flugrichtung mit den Begrenzungsflächen des Musterungsvolumens gewählt, so daß das Reziproke des Wertes aus (III.2-4.1) gerade den gesuchten Korrekturfaktor ergibt.

Bei V^0 -Zerfällen in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes existiert eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß die Zerfallsspuren nicht von den Spuren direkt in der Wechselwirkung erzeugter Teilchen unterschieden werden können. Solche Verluste werden in der Zerfallslängenverteilung beobachtet und sind sowohl vom Impuls als auch von der Teilchenart abhängig. Zur Korrektur werden daher für feste Impulse aus den Zerfallslängenverteilungen die Abstände L_{cut} vom Wechselwirkungspunkt ermittelt, bei denen noch Verluste zu verzeichnen sind. Für K_S^0 -Mesonen ist L_{cut} bei kleinen Laborimpulsen etwa 0.5 cm und bei großen Impulsen 1.5 cm, während für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen die L_{cut} -Werte zwischen 1.5 und 2.5 cm liegen. Neutrale seltsame Teilchen, deren Zerfallslänge kleiner als die Mindestlänge L_{cut} ist, werden verworfen und dann durch einen Gewichtsfaktor korrigiert. Dazu berechnet man die bedingte Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines neutralen seltsamen Teilchens mit der Zerfallslänge L zwischen L_{cut} und L_{pot} bei vorgegebenem Impuls p (FES 73).

$$(III.2-4.2) \quad P(L_{cut} \leq L \leq L_{pot} | p) = e^{-(m_0/c\tau)(L_{cut}/p)} - e^{-(m_0/c\tau)(L_{pot}/p)}$$

und bewichtet alle Zerfälle ($L > L_{cut}$) mit dem reziproken Wert dieser Wahrscheinlichkeit; Tabelle 6 zeigt die mittleren Werte dieser Korrektur.

Tabelle 6: Mittlere Korrekturfaktoren für Akzeptanz- und Musterungsverluste bei kleinen Zerfallslängen

K_S^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
1.15	1.15	1.25

III.2-5 Musterungsverluste durch Verwechslung der V^0 mit Elektronenpaaren

Der V^0 -Zerfall kann räumlich durch zwei Winkel beschrieben werden:

ϑ = Winkel zwischen der Flugrichtung des V^0 und der Flugrichtung des positiv geladenen Zerfallsteilchens im Ruhesystem des neutralen seltsamen Teilchens.

φ = Winkel zwischen der Projektion der positiven Zerfallsspur in eine Ebene senkrecht zur Flugrichtung des zerfallenden Teilchens und der Projektion der optischen Achse in diese Ebene.

Man erwartet, daß die Verteilung des Winkels φ isotrop ist, beobachtet aber experimentell bei $\varphi \approx 0$ und $\varphi \approx 180^\circ$ für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen Verluste, in weitaus schwächerem Maße auch bei den K_S^0 -Mesonen, wie aus den Abbildungen 6a - c zu ersehen ist. Die Vermutung, daß diese Abweichungen von der Isotropie auf Verwechslung von Zerfällen neutraler seltsamer Teilchen mit Elektronenpaarerzeugung beruhen, stützt sich auf den Befund, daß diese Verluste starke Abhängigkeit vom Öffnungswinkel der Zerfallsspuren (im Laborsystem) aufweisen. Für Öffnungswinkel $< 10^\circ$ zeigen die φ - Winkelverteilungen bei 0° und 180° signifikante Verluste, während für größere Öffnungswinkel Konsistenz mit der erwarteten Isotropie zu verzeichnen ist. Unter der Annahme, daß die Verluste für K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ nur vom Öffnungswinkel abhängen, wird ein gemeinsamer Korrekturfaktor (als Funktion des Öffnungswinkels) bestimmt, dessen mittlere Werte in Tabelle 7 aufgeführt sind.

Tabelle 7: Mittlere Gewichte für Musterungskorrekturen

K_S^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
1.02	1.04	1.24

Den Einfluß dieser Korrektur kann man an der Verteilung der kinematischen Variablen der Erzeugung der seltsamen Teilchen (θ^* , ϕ^*) ablesen. θ^* ist der Winkel zwischen der Flugrichtung des V^0 und dem Strahlteilchen im $\bar{p}p$ -Schwerpunktsystem. Infolge PC-Invarianz des Anfangszustandes muß die $\cos \theta^*$ -Verteilung für $K_S^0(+\bar{K}_S^0)$ -Mesonen und $\Lambda (+\bar{\Lambda})$ -Hyperonen symmetrisch bezüglich $\cos \theta^* = 0$ sein. Außerdem erwartet man, daß die Verteilung des Winkels ϕ^* , der die Projektion der V^0 -Flugrichtung in eine Ebene senkrecht zum Strahl bezüglich der Projektion der optischen Achse in diese Ebene angibt, wegen des unpolarisierten \bar{p} -Strahls isotrop ist. Diese Verteilungen sind in den Abbildungen 6a - c mit Korrekturen auf Akzeptanz- und Musterungsverluste (schwarze bzw. schraffierte Histogramme) aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Gesamtheit der Korrekturen Konsistenz der Verteilungen mit der Forderung nach Isotropie (ϕ^*) bzw. Spiegelsymmetrie ($\cos \theta^*$) erbringt.

III.2-6 Korrektur auf die nicht sichtbaren neutralen Zerfälle

K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ haben auch Zerfälle in zwei neutrale Teilchen, die in der Blasenkammer nicht gesehen werden. Daher sind die inklusiven Erzeugungswirkungsquerschnitte noch mit - aus den bekannten Verzweungsverhältnissen ermittelten - Korrekturfaktoren zu bewichten (PDG 75), die in Tabelle 8 angegeben sind.

Tabelle 8 : Gewichte für nicht sichtbare neutrale V^0 -Zerfälle

K_S^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
1.45	1.56	1.56

III.3 Bestimmung der π^0 -Anzahlen aus Elektronenpaaren

In unserem Experiment wurde bei eindeutigen γ - Konversionsprozessen ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) der Wechselwirkungspunkt vermessen.

Unter der Annahme, daß alle Photonen aus dem dominanten 2 γ - Zerfall des π^0 - Mesons kommen, lassen sich Rückschlüsse auf die Erzeugung neutraler Pionen in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen ziehen. Wegen seiner geringen mittleren Lebenszeit ($c\tau = 2.5 \times 10^{-16}$ cm) zerfällt das π^0 - Meson in unmittelbarer Nähe des primären Wechselwirkungspunktes in zwei Photonen, die im π^0 - Ruhesystem isotrope Winkelverteilung haben. Mit dem bekannten Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung in Wasserstoff (KNA 70) kann statistisch der Ort der Paarerzeugung bestimmt werden und so aus dem Verhältnis der Anzahl der erwarteten γ - Konversionen insgesamt zur Anzahl der Konversionen im Musterungsvolumen die Paarbildungswahrscheinlichkeit ermittelt werden. Zur Simulation des π^0 - Spektrums werden die π^+ - und π^- - Spektren verwendet und dann nach dem beschriebenen Verfahren die Laborwinkelverteilungen der Paarerzeugungsverices im Musterungsvolumen bestimmt (FES 73). Die simulierte Verteilung wird in Abbildung 7 mit der experimentellen Laborwinkelverteilung der Erzeugungspunkte in Abhängigkeit von der Zahl der auslaufenden geladenen Teilchen verglichen. Im Rahmen der Genauigkeit dieses Verfahrens kann gute Konsistenz der theoretischen mit den experimentellen Verteilungen festgestellt werden. Da vom Kinematikprogramm nicht geprüft wird, ob der gemusterte Primärwechselwirkungspunkt auch wirklich der Erzeugungsort der π^0 - Mesonen (und damit näherungsweise der Photonen) ist, wird eine Korrektur auf eventuelle Falschzuordnungen durchgeführt.

Experimentell wird festgestellt, daß einem kleinen Prozentsatz α von 4C-Ereignissen bei der Musterung Elektronenpaare zugeordnet wurden (0.7% bei 2-Spur-, 1.1% bei 4-Spur- und 0.5% bei 6-Spur-Ereignissen); diese Ereignisse werden bei der Bestimmung der π^0 - Anzahlen verworfen und alle anderen Ereignisse mit zugeordneten Elektronenpaaren mit dem Faktor $(1 - \alpha)$ bewichtet. Zur Korrektur einer möglichen falschen Zuordnung der Elektronenpaare bei n Ereignissen pro Aufnahme, wird so verfahren, daß der Paarerzeugungsverice jedem Ereignis mit der Wahrscheinlichkeit $(1 - \alpha)/n$ zugewiesen wird. Auf Musterungsverlusten basierende systematische Fehler erweisen sich gegenüber der Genauigkeit der Simulationsmethode

als klein (s. Kapitel II.2), so daß auf weitere Korrekturen verzichtet wird.

In Tabelle 9 sind die Paarbildungswahrscheinlichkeiten für Photonen im Musterungsvolumen als Funktion der Zahl der gleichzeitig erzeugten geladenen Teilchen in der primären Wechselwirkung angegeben.

Tabelle 9 : Paarbildungswahrscheinlichkeiten für Photonen in Abhängigkeit von der Topologie der Ereignisse in Prozent.

2-Spur	4-Spur	6-Spur	8-Spur	10-Spur
3.27 \pm 0.19	3.22 \pm 0.10	3.22 \pm 0.11	3.18 \pm 0.16	3.16 \pm 0.35

Mit Hilfe dieser Paarbildungswahrscheinlichkeiten lassen sich die zu jeder Topologie gehörenden π^0 -Anzahlen ermitteln, unter der Annahme, daß alle Photonen aus dem 2γ -Zerfall des π^0 -Mesons herrühren.

III.4 Abtrennung der Annihilationsendzustände in der $\bar{p}p$ -Reaktion

In $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen gibt es neben Reaktionskanälen mit Baryonen und Antibaryonen im Endzustand (Non-Annihilationskanäle) auch Prozesse, bei denen die Baryonen des Anfangszustandes vernichtet werden, so daß im Endzustand nur Mesonen auftreten (Baryonen-Annihilationsreaktionen, kurz: Annihilationsreaktionen).

Die experimentelle Aufteilung der $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen in Annihilations- und Non-Annihilationsanteile setzt eine Identifizierung aller Teilchen im Endzustand voraus. Erschweren schon Ambiguitäten bei den geladenen Teilchen die Identifikation der Endzustände erheblich, so wird sie durch Ambiguitäten der neutralen Systeme des Endzustandes erst recht schwierig. Wir verwenden eine ähnliche Separationsmethode zur ereignisweisen Trennung von Annihilations- und Non-Annihilationskanälen, wie sie schon für $\bar{p}p$ -Daten bei 4.6 und 9.1 GeV/c Laborimpuls erfolgreich angewendet wurde (EVE 74/1, EVE 74/2 und MUI 74). Spezielle Modifikationen des in diesen Referenzen diskutierten Verfahrens werden notwendig, um die beim \bar{p} -Impuls von 12 GeV/c nicht vernachlässigbaren p/π^+ - Mehrdeutigkeiten zu berücksichtigen.

III.4-1 Ambiguitäten geladener Teilchen in Endzuständen ohne seltsame Teilchen

Vom Kinematikprogramm GRIND (GRI 68) werden die folgenden Massenhypothesen geprüft:

$$\left. \begin{array}{l} \text{(A)} \quad \bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p \ 1 \ (\pi^+ \pi^-) \ m \ \pi^0 \\ \text{(B)} \quad \bar{p}p \longrightarrow \pi^- p \ \bar{n} \ 1 \ (\pi^+ \pi^-) \ m \ \pi^0 \\ \text{(C)} \quad \bar{p}p \longrightarrow \bar{p} \pi^+ n \ 1 \ (\pi^+ \pi^-) \ m \ \pi^0 \\ \text{(D)} \quad \bar{p}p \longrightarrow l' \ (\pi^+ \pi^-) \ m \ \pi^0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} l \geq 0, m \geq 0 \\ l' \geq 1 \end{array}$$

Kann die Hypothese (D) (Annihilationshypothese) ohne neutrale Teilchen im Endzustand ($m = 0$) einem Ereignis zugewiesen werden, so wird dieses als wahres Annihilations-Ereignis akzeptiert.

Die Verteilung der fehlenden Masse (missing mass) von Ereignissen, bei denen sowohl eine Anpassung der Annihilationshypothese mit nur einem π^0

($m = 1$, 1C-Fit) als auch mit mehreren neutralen Mesonen (Nofit) möglich ist, zeigt eine deutliche Asymmetrie zu großen Massen hin (Annahme: alle diese Ereignisse seien 1C-Fits). Aus der Annahme, daß diese Asymmetrie von eigentlichen multineutralen Ereignissen herrührt, wird durch Symmetrisierung der "missing mass"-Verteilung eine grobe Klassifizierung solcher 1C-Fit/Nofit-Ambiguitäten in $1\pi^0$ - und multi- π^0 -Kanäle vorgenommen.

Infolge endlicher Meßfehler ergeben sich kinematische Mehrdeutigkeiten, die nur in speziellen Fällen durch Ionisationsentscheidung aufgelöst werden können; sie führen zu Ambiguitäten zwischen Annihilations- und Non-Annihilationskanälen, wie aus Tabelle 10 zu ersehen ist.

Tabelle 10 : Wirkungsquerschnitte für ein- und mehrdeutige Annihilationskanäle mit 2 l' geladenen Teilchen in mb.

Kanal	$l' = 1$		$l' = 2$		$l' = 3$		$l' = 4$		$l' = 5$	
	unique	ambig.								
$l'(\pi^+\pi^-)$	—	—	0.02	—	0.07	—	0.06	—	0.02	—
$l'(\pi^+\pi^-\pi^0)$	0.05	0.16	0.23	0.14	0.37	0.25	0.26	0.01	0.08	0.004
$l'(\pi^+\pi^-)$ + $m'\pi^0$ ($m' \geq 2$)	1.95	4.18	1.70	5.99	1.59	4.09	1.20	0.85	0.28	0.05

Es zeigt sich, daß zwar die multineutralen Kanäle die größten Beiträge zum Annihilationsprozeß leisten, daß aber auch gerade bei ihnen die stärksten Ambiguitäten mit den Non-Annihilationskanälen zu verzeichnen sind.

Die Ursachen für das Auftreten der Mehrdeutigkeiten lassen sich aus Tabelle 11 ablesen, in der die prozentuale Stärke der Verseuchung der 1C-Fit- und Nofit-Annihilationskanäle mit den Baryonen enthaltenden Prozessen angegeben wird.

Tabelle 11: Prozentuale Häufigkeit der Annihilationskanäle (D) mit den Non-Annihilationskanälen (A) - (C) ($m \geq 2$)

Endzu- stände Kanal	A	B	C	A/B	A/C	B/C	A/B/C
$\pi^+\pi^-\pi^0$	16.3	—	67.5	2.0	6.1	2.0	6.1
$\pi^+\pi^-\pi\pi^0$	0.4	14.8	58.5	1.3	8.1	7.8	9.1
$2(\pi^+\pi^-)\pi^0$	61.6	—	12.3	1.4	9.6	9.6	5.5
$2(\pi^+\pi^-)\pi\pi^0$	3.5	14.3	34.2	5.3	15.9	11.1	15.7
$3(\pi^+\pi^-)\pi^0$	81.5	—	—	—	—	—	18.5
$3(\pi^+\pi^-)\pi\pi^0$	8.6	19.4	25.6	3.5	2.2	5.6	35.1
$4(\pi^+\pi^-)\pi^0$	85.7	—	—	—	14.3	—	—
$4(\pi^+\pi^-)\pi\pi^0$	9.1	26.7	26.4	5.1	2.6	9.9	20.2
$5(\pi^+\pi^-)\pi^0$	—	—	—	—	—	—	100.0
$5(\pi^+\pi^-)\pi\pi^0$	9.5	28.6	47.6	—	—	9.5	4.8

Die Ambiguität der Annihilationsreaktion (D) mit dem Prozeß (B) beruht darauf, daß keine Ionisationsentscheidung zwischen p und π^+ möglich ist; bei Zweideutigkeit mit (C) können \bar{p} und π^- nicht getrennt werden, während bei Kontamination von (D) und (A) sowohl mindestens eine positiv geladene als auch eine negativ geladene Spur nicht eindeutig identifiziert werden können.

Der relativ kleine Beitrag zur Verseuchung der multineutralen Annihilationskanäle durch Non-Annihilationsreaktionen mit Protonen im Endzustand, erklärt sich aus der bereits in Kapitel III.1 diskutierten Kinematik der Protonen. Dagegen weisen die Non-Annihilationskanäle mit einem \bar{p} im Endzustand, das meist einen Laborimpuls über 1.5 GeV/c hat und damit minimal ionisierend ist, erwartungsgemäß starke Kontamination mit den Annihilationskanälen auf. Da der Beitrag der $1\pi^0$ -Annihilationshypothese gegen die multineutralen vernachlässigbar klein ist, kann auch unter Einschluß der 1C-Kanäle (wenngleich sich hier im Einzelfall die Verhältnisse umdrehen können) festgestellt werden, daß der Hauptanteil der Verseuchung der Annihilationsereignisse auf der Ambiguität zwischen \bar{p} und π^- basiert.

Das Verfahren zur Auflösung der Ambiguität von Annihilations- und Non-Annihilationsendzuständen geht von der grundlegenden Annahme aus, daß die Non-Annihilationsereignisse peripherer Natur sind.

Zur Beschreibung peripherer Prozesse wählen wir die kinematischen Variablen x und $\cos \theta^*$:

$$\begin{aligned} \cos \theta^* &= \text{Kosinus des Winkels im CMS zwischen einlaufendem } \bar{p} \\ &\text{und auslaufendem Teilchen} \\ x &= \frac{2p_1^*}{\sqrt{s}} \quad \text{Feynman-Variable} \end{aligned}$$

Aus Gründen der PC-Erhaltung in starker Wechselwirkung sollte sich der periphere Charakter der Endzustände $\bar{p} \pi^+ n$ ($\pi^+ \pi^-$), die im wesentlichen den Verseuchungsgrad der Annihilationskanäle $\bar{p} p \rightarrow l' (\pi^+ \pi^-) MM$ (MM = erzeugtes neutrales System) bestimmen, in den ladungskonjugierten Zuständen $p \pi^- \bar{n}$ ($\pi^+ \pi^-$), die wegen des meist gut identifizierbaren Protons relativ frei von Ambiguitäten sind, untersuchen lassen.

Am Beispiel der 2-Spur-Ereignisse zeigt Abbildung 8a die PC-transformierte p -Verteilung $T\{p\}$ bzw. die transformierte \bar{n} -Verteilung $T\{\bar{n}\}$ des Endzustandes $p \pi^- \bar{n}$, die aufgrund der vorausgesetzten PC-Erhaltung der \bar{p} - bzw. n -Verteilung des Endzustandes $\bar{p} \pi^+ n$ gleichzusetzen sind, als Funktion von $\cos \theta^*$ und der Feynman-Variablen x . Diese Verteilungen bestätigen die Annahme, daß die Antiprotonen und Neutronen in der Non-Annihilationsreaktion (C) stark peripher erzeugt werden; die \bar{p} liegen bevorzugt in der Vorwärts-Hemisphäre des Phasenraums ($x > 0, \cos \theta^* \approx 1$) und die n bevorzugt in der Rückwärts-Hemisphäre ($x < 0, \cos \theta^* \approx -1$). Im Vergleich dazu sind in Abbildung 8b, in Abhängigkeit von denselben Variablen, die π^- - und MM-Verteilungen des infolge \bar{p} / π^- -Ambiguitäten kontaminierten Annihilationsendzustandes $\pi^+ \pi^- MM$ aufgetragen; starke \bar{p} -Kontamination der π^- in der vorderen und starke n -Kontamination des neutralen Systems MM in der hinteren CMS-Hemisphäre ist zu beobachten.

Allerdings nimmt die periphere Natur der Non-Annihilationsereignisse mit wachsender Multiplizität der Ereignisse immer mehr ab, doch ist der periphere Charakter dieser Ereignisse immer noch deutlich auszumachen.

Für alle möglichen 2-Spur-Annihilationshypothesen (eindeutige und mehrdeutige) zeigt Abbildung 9 die x - und $\cos \theta^*$ -Verteilungen der π^+ , π^-

und der neutralen Systeme MM. Die CP-Invarianz stellt an diese Verteilungen die folgenden Symmetrieforderungen:

- Δ Die Verteilung der im CMS nach rückwärts gehenden π^+ (π^-)-Mesonen ($x < 0, \cos \theta^* < 0$) muß mit der Verteilung der im CMS nach vorwärts gehenden π^- (π^+)-Mesonen ($x > 0, \cos \theta^* > 0$) verträglich sein.

- $\Delta\Delta$ Die Verteilung des im CMS nach hinten fliegenden neutralen Systems MM ($x < 0, \cos \theta^* < 0$) muß mit der Verteilung kompatibel sein, die vom nach vorne fliegenden System MM ($x > 0, \cos \theta^* > 0$) gebildet wird.

Es treten aber signifikante Abweichungen von dieser CP-Symmetrie auf (Abbildung 9), die auf falsche Spur-Identifikationen zurückzuführen sind; auch bei Ereignissen höherer Multiplizität sind solche Diskrepanzen bezüglich CP-Erhaltung festzustellen, wenn sie auch mit wachsender Spuranzahl der Ereignisse immer weniger signifikant werden.

Zur experimentellen Aufteilung der $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen in eine Annihilations- und Non-Annihilationskomponente sind geeignete Abschneidekriterien für die ambiguitiven Ereignisse zu finden; solche Kriterien müssen in Übereinstimmung mit der CP-Symmetrie und der aus den relativ eindeutigen Non-Annihilationsereignissen gewonnenen Erkenntnis sein, daß ein ambiguitives Ereignis, dessen negativ geladenes Teilchensystem im CMS extrem nach vorne und dessen neutrales System gleichzeitig extrem nach hinten fliegt, große Wahrscheinlichkeit hat, ein Non-Annihilationsereignis zu sein. Sicherlich wird es auch Annihilationsereignisse geben, deren negativ geladenes und neutrales System sich gleichzeitig peripher verhalten, aber die geforderte Korrelation kann - verglichen mit den Non-Annihilationsereignissen - als relativ gering angenommen werden.

Ein Maß für den peripheren Charakter ("extrem vorwärts", "extrem rückwärts") der mit den Annihilationskanälen ambiguitiven Non-Annihilationskanäle gewinnt man aus den CP-transformierten x - und $\cos \theta^*$ -Verteilungen des Endzustandes $\pi^- p \bar{n} 1$ ($\pi^+ \pi^-$), sofern die Mehrdeutigkeiten auf \bar{p} / π^- -Ambiguitäten beruhen. Die Effizienz der so gewonnenen Abschneidekriterien läßt sich dann daran messen, wie gut die verbleibenden Ereignisse (sog. Annihilations-Kandidaten) die CP-Symmetriebedingungen erfüllen. Das erfordert

natürlich, daß die auf p/π^+ -Ununterscheidbarkeit beruhenden Mehrdeutigkeiten zuvor aufgelöst werden. Mit Hilfe des statistischen Trennungsverfahrens für ambiguitive Spuren (s. Kapitel III.1) können die x - und $\cos \theta^*$ -Verteilungen der Protonen in Abhängigkeit der Multiplizität des Endzustandes erstellt werden; im Vergleich mit den, auf p/π^+ -Verwechslung basierenden, ambiguitiven Annihilationshypothesen lassen sich dann Abschneidekriterien finden, die eine weitgehende Auflösung dieser Mehrdeutigkeiten bewirken.

In Tabelle 12 sind die Abschneidebedingungen für ambiguitive Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen im Endzustand angegeben; sind die in einer Zeile stehenden Bedingungen gleichzeitig erfüllt, so wird das Ereignis als Non-Annihilationsereignis betrachtet.

Tabelle 12: Bedingungen zur Klassifizierung peripherer 2-Spur-Ereignisse

Mehrdeutige Kanäle	positives System		negatives System		neutrales System	
	x	$\cos \theta^*$	x	$\cos \theta^*$	x	$\cos \theta^*$
(D)/(A)	< -0.30	< -0.80	> 0.30	> 0.80	—	—
(D)/(B)	< -0.30	< -0.85	—	—	> 0.30	> 0.80
(D)/(A)/(B)	< -0.30	< -0.80	> 0.30	> 0.80	—	—
	< -0.30	< -0.80	—	—	> 0.30	> 0.80
(D)/(C)	—	—	> 0.30	> 0.80	< -0.30	< -0.76
(D)/(A)/(C)	< -0.40	< -0.80	> 0.40	> 0.80	—	—
	—	—	> 0.30	> 0.80	< -0.30	< -0.80
(D)/(B)/(C)	< -0.30	< -0.80	—	—	> 0.30	> 0.80
	—	—	> 0.30	> 0.76	< -0.30	< -0.80
(D)/(A)/(B)/(C)	< -0.30	< -0.80	> 0.30	> 0.80	—	—
	< -0.30	< -0.80	—	—	> 0.30	> 0.80
	—	—	> 0.30	> 0.80	< -0.30	< -0.80

Für Ereignisse mit höherer Spuranzahl verschieben sich die Bedingungen für $|x|$ und $|\cos \theta^*|$ zu kleineren Werten, entsprechend der Abnahme der Peripherialität der Non-Annihilationsereignisse.

Die aufgrund dieser Abschneidekriterien selektierten Annihilationskandidaten erfüllen - wie Abbildung 9 (Schraffierung) für 2-Spur-Ereignisse zeigt - die CP-Symmetrieforderungen recht gut; für 2-Spur-Ereignisse liegen die Abweichungen von der Symmetrie bei ca. 7%, während sie mit wachsender Spuranzahl der Ereignisse bis auf 15% steigen.

III.4-2 Ambiguitäten geladener Teilchen in Endzuständen mit seltsamen Teilchen

Ereignisse mit sichtbarem Zerfall eines seltsamen Teilchens bedürfen einer gesonderten Betrachtungsweise, weil in diesem Fall keine Massenzuordnung zur primären Wechselwirkung versucht wurde (s. Kapitel III.2-1). Kann bei der Musterung dieser Ereignisse auf den Projektionstischen (PEN 74) eine Spur eindeutig als Proton identifiziert werden, so wird dieses Ereignis der Non-Annihilationsereignismenge zugewiesen; identifizierte Λ^- , $\bar{\Lambda}^-$ und Σ^\pm -Hyperonen (s. Kapitel III.2-2 und III.2-3) bedingen die gleiche Selektion.

Alle anderen Ereignisse werden als ambiguitive Annihilationshypothesen angesehen, mit der Annahme, daß die Ambiguität allein auf der Ununterscheidbarkeit von \bar{p} und π^- basiere. Diese Annahme ist sicher nur mit Einschränkungen richtig, wie aus den Verhältnissen bei Ereignissen mit primärer GRIND-Hypothese bekannt ist (s. Tabelle 11), so daß hierdurch ein systematischer Fehler zwischen 10 und 20% für diese Ereignismenge zugelassen werden muß.

Eine Auflösung der hypothetischen Ambiguität (\bar{p} / π^-) wird dann mit dem, in obigem Abschnitt diskutierten Verfahren vorgenommen.

III.4-3 Ambiguitäten zwischen neutralen Teilchen

Für die aus dem diskutierten Separationsverfahren hervorgehende Ereignismenge vom Endzustandstyp $1'(\pi^+\pi^-)MM$ verbleibt noch das weitaus schwierigere Problem, die Ambiguitäten abzutrennen, die von neutralen Teilchen bewirkt werden. Im neutralen System MM zeigen Beiträge der Art $n\bar{n} + k\pi^0$ unter CP-Operation das gleiche Verhalten wie reine π^0 -Beiträge. Eine ereignisweise Abtrennung der $n\bar{n}$ -Endzustände (Non-Annihilationsereignisse) ist nicht möglich; dagegen lassen sich die Wirkungsquerschnitte der $n\bar{n}$ -Beiträge abschätzen und Abschneidekriterien finden, die diese Kontamination stark verringern.

In Abbildung 10 ist das Quadrat der "missing mass" aller Annihilationskandidaten $1'(\pi^+\pi^-)MM$ für verschiedene Topologien aufgetragen; oberhalb der $n\bar{n}$ -Schwelle zeigen sich deutliche Massenanhäufungen, die für Ereignisse höherer Multiplizität verschwinden.

Zur Abschätzung der $n\bar{n}$ -Beiträge wird an die "missing mass"-Verteilungen eine Summe von Beiträgen neutraler Teilchen unterschiedlicher Multiplizität angepaßt:

$$(III.4-3.1) \quad I'(\pi^+\pi^-)_{MM} = I'(\pi^+\pi^-) + \sum_{\substack{m=2-6 \\ k=0,1}} (\alpha_m n \pi^0 + \beta_k n \bar{n} k \pi^0)$$

Es wird angenommen, daß die Verteilung der effektiven Masse des $n\bar{n}$ -Systems in $I'(\pi^+\pi^-)_{n\bar{n}}$ eine ähnliche Form wie die $\bar{p}p$ -Masse im 4C-Endzustand $\bar{p}p$ $I'(\pi^+\pi^-)$ hat, und daß $n\bar{n}\pi^0$ in $I'(\pi^+\pi^-)_{n\bar{n}\pi^0}$ durch die Form der effektiven Masse des $\bar{p}p\pi^0$ -Systems im 1C-Fit-Kanal $\bar{p}p$ $I'(\pi^+\pi^-)\pi^0$ beschrieben werden kann. Die Gestalt der effektiven Masse der Systeme aus zwei und mehr Pionen wird aus den (4C- und 1C-Fit-)Annihilationskanälen entnommen.

Die durchgezogenen Kurven in Abbildung 10 entsprechen dem Ergebnis dieser Anpassungen, deren Güte in Tabelle 13 angegeben ist.

Tabelle 13 : χ^2/ND der Anpassungen an die "missing mass"-Verteilungen der Annihilationskandidaten verschiedener Topologie

Topologie	2-Spur	4-Spur	6-Spur
χ^2/ND	101/99	112/89	78/85

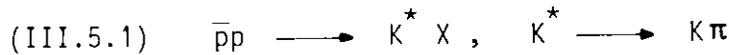
Die aus diesen Anpassungen ermittelten π^0 -Anzahlen in der Ereignismenge der Annihilationskandidaten sind - für jede Topologie - kompatibel mit den π^0 -Anzahlen, die man für dieselbe Ereignismenge aus der Elektronenpaarerzeugung mit Hilfe der Paarbildungswahrscheinlichkeit gewinnt (s.Kapitel III.3). Da eine ereignisweise Abtrennung der $n\bar{n}$ -Beiträge nicht möglich ist, wird ein, von der Topologie abhängiger, Abschneideparameter MM_C^2 in der Verteilung der quadrierten "missing mass" so bestimmt, daß der aus der Anpassung (III.4-3.1) ermittelte Annihilationswirkungsquerschnitt erreicht wird. Ereignisse mit $(\text{"missing mass"})^2 > MM_C^2$ werden den Non-Annihilationskanälen zugewiesen. MM_C^2 liegt zwischen 6 und 8 GeV^2 , je nach Topologie. Annihilationskandidaten mit mehr als sechs geladenen Sekundärteilchen werden als Annihilationsereignisse akzeptiert.

Der Verlust an Annihilationsereignissen und deren Verunreinigung durch $n \bar{n}$ - Endzustände als Folge der Wahl von MM_C^2 kann aus Abbildung 10 abgelesen werden. Danach ist die Verunreinigung der Annihilationsereignismenge bei den 2-Spur-Ereignissen am größten, während sie für Ereignisse höherer Multiplizität, die auch den wesentlichen Beitrag zum Annihilationswirkungsquerschnitt leisten, abnehmende Tendenz zeigt. Die Annahme eines systematischen Fehlers für die gesamte Annihilationsereignismenge von ca. 10% - als Folge des Abschneidens in der "missing mass"-Verteilung - erscheint daher realistisch.

III.5 Inklusive K^* - und Σ^* -Erzeugung

Bei der Untersuchung inklusiver ρ^0 - und quasi-inklusive ω - Erzeugung wird festgestellt, daß die Erzeugungswirkungsquerschnitte dieser Resonanzen in pp - und $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsreaktionen bei 12 GeV/c Laborimpuls innerhalb der Fehler kompatibel sind (GAL 75). Als Ergänzung dieses experimentellen Ergebnisses soll nun nachgeprüft werden, ob die inklusive Produktion von K^* -Mesonen ähnliche Gemeinsamkeiten in den beiden Wechselwirkungen zeigt.

Die geladenen K^* -Mesonen (Masse: 892 MeV, Breite: 50 MeV (PDG 75)) können in der inklusiven Reaktion



die folgenden Zustände haben:

$$(III.5.2) \quad |K^{*+}\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |K^+\pi^0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |K^0\pi^+\rangle$$

$$(III.5.3) \quad |K^{*-}\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |K^-\pi^0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |\bar{K}^0\pi^-\rangle$$

Zur Bestimmung des Erzeugungswirkungsquerschnitts wird die Verteilung der effektiven Masse $K_S^0\pi^+$ bzw. $K_S^0\pi^-$ durch Kombination aller im Musterungsvolumen zerfallenden K_S^0 -Mesonen mit allen (eindeutigen und ambiguitiven) geladenen Pionen ermittelt. Abbildung 11a zeigt die $K_S^0\pi^+$ - Massenverteilung in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen mit zusätzlicher Zerlegung in Non-Annihilations- und Annihilationsbeiträge. Im K^* -Bereich lassen sich Strukturen erkennen. Zur Ermittlung der Resonanzanteile werden s-Wellen-Breit-Wigner-Funktionen zusammen mit glatten Kurven zur Beschreibung des Untergrunds (JET 75) im Bereich von 0.65 bis 1.2 GeV an die Massenverteilungen angepaßt. Neben Akzeptanz- und Musterungskorrekturen für die K_S^0 -Mesonen (s. Kapitel III.2) sind zur Angabe der inklusiven K^{*+} (K^{*-})-Wirkungsquerschnitte noch Korrekturen auf die Zerfälle der langlebigen K_L^0 -Mesonen und auf $K^{*\pm}$ - Zerfälle in die experimentell nicht zugänglichen Ladungszustände $|K^{\pm}\pi^0\rangle$, entsprechend den Isospingewichten, zu berücksichtigen.

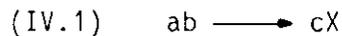
Einen weiteren Vergleich inklusiver Resonanzproduktion in $\bar{p}p$ - und pp - Wechselwirkungen bietet sich in der Untersuchung inklusiver Erzeugung von geladenen Σ^* -Hyperonen an. Dazu ist in Abbildung 11b die effektive Masse aller $\Lambda\pi^+$ - bzw. $\Lambda\pi^-$ - Kombinationen zusammen mit den jeweiligen ladungskonjugierten Kombinationen aufgetragen, wobei als Pionen alle geladenen

Teilchen betrachtet werden, für die die π -Meson-Hypothese nicht ausgeschlossen werden kann. Strukturen in diesen Massenverteilungen im Bereich zwischen 1.3 und 1.4 GeV deuten auf (wenngleich auch schwache) Erzeugung geladener Σ^* -Hyperonen in den $\bar{p}p$ -Reaktionskanälen hin.

Zur Bestimmung des Erzeugungswirkungsquerschnitts wird wiederum der Untergrund durch eine glatte Kurve beschrieben und zusammen mit einer nicht-relativistischen Breit-Wigner-Funktion ($M(\Sigma^*) : 1385 \text{ MeV}$, $\Gamma(\Sigma^*) : 40 \text{ MeV}$ (PDG 75)) an die Massenverteilungen angepaßt. Die eingezeichneten Kurven stellen das Ergebnis der Anpassungen dar.

IV. Terminologie bei inklusiven Reaktionen

Allgemein läßt sich der invariante differentielle Ein-Teilchen-Wirkungsquerschnitt der inklusiven Reaktion



als Produkt aus einem lorentzinvarianten Phasenraumfaktor $d\vec{p}_c/E_c$ und einer Strukturfunktion $f(\vec{p}_c, s)$ schreiben:

$$(IV.2) \quad d^3\sigma = \frac{d\vec{p}_c}{E_c} \cdot f(\vec{p}_c, s),$$

mit $P_c = \{E_c, \vec{p}_c\}$ als Viererimpuls des auslaufenden Teilchens c . Wirkungsquerschnitte, die auf unpolarisiertem Anfangszustand basieren, sind invariant unter Rotation um die Strahlrichtung, so daß in diesem Fall drei Variable zur Beschreibung der Strukturfunktion ausreichen.

Je nach Wahl des Referenzsystems, je nach Teilchenart und Problemstellung erweisen sich andere Variablentriplets zur Beschreibung von Ein-Teilchen-Spektren geeignet.

So ist Yang's Hypothese der "limiting fragmentation" (YAN 69) mit dem Variablensatz

$$(IV.3) \quad (p_L, p_T^2, s)$$

formuliert, während Feynman (FEY 69) in seinem Parton-Bremsstrahlungsmodell (Feynman-Scaling) das Variablentriplett

$$(IV.4) \quad (x, p_T^2, s)$$

verwendet. Zwei weitere in dieser Arbeit benutzte Variablensätze sind:

$$(IV.5) \quad (t, M_X^2, s) \quad \text{und}$$

$$(IV.6) \quad (y, p_T^2, s)$$

Dabei sind unmarkierte Größen im Laborsystem, mit * gekennzeichnete im $\bar{p}p$ -Schwerpunktsystem zu nehmen:

- s : Quadrat der Schwerpunktsenergie
- $p_{\max}^{(*)}$: Maximaler Labor- bzw. Schwerpunktsimpuls
- p_T : Betrag der Impulskomponente transversal zur Strahlrichtung

$p_L^{(*)}$: Impulskomponente in Strahlrichtung

x : Feynman-Variable

$$(IV.7) \quad x = \frac{p_L^*}{p_{\max}^*} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{2p_L^*}{\sqrt{s}}$$

$$\text{mit } p_{\max}^* = \frac{\lambda^{1/2}}{2} \sqrt{s}, \quad \lambda = \left[s - (m_a + m_b)^2 \right] \left[s - (m_a - m_b)^2 \right]$$

$y^{(*)}$: Rapidity

$$(IV.8) \quad y^{(*)} = \frac{1}{2} \ln \frac{E^{(*)} + p_L^{(*)}}{E^{(*)} - p_L^{(*)}}$$

M_x : Masse des Restsystems X (= fehlende Masse zum Teilchen c)

t : Quadrat des Viererimpulsübertrags von Teilchen a auf Teilchen c .

Mit der Variablen x (-1 bis +1) wird der gesamte Longitudinalbereich erfaßt. Zur Untersuchung der Longitudinalimpuls-Verteilungen im Bereich $x \approx 0$ erweist sich die Rapidity-Variable jedoch als besser geeignet, weil sie eine Verbreiterung dieses Bereiches bewirkt und so den invarianten Wirkungsquerschnitt weniger von der longitudinalen Variablen abhängig macht (SCH 73). Eine weitere günstige Eigenschaft der Rapidity ist ihr einfaches Verhalten bei longitudinalen Lorentz-Transformationen. So ändert sich y beispielsweise beim Übergang vom Labor- zum Schwerpunktsystem nur um eine additive Konstante:

$$(IV.9) \quad y = y^* + A \quad \text{mit } A = \frac{1}{2} \ln \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta)}$$

(β = CMS-Geschwindigkeit)

Im Schwerpunktsystem läßt sich der gesamte x - bzw. y^* -Bereich in den Target-Fragmentationsbereich ($x < 0$, um y_{Target}^*), den Zentralbereich (um $x = 0$, $y = 0$) und den Projektilfragmentationsbereich ($x > 0$, um y_{Beam}^*) einteilen, wobei die Fragmentationsbereiche in x gestreckt und in y zusammengezogen sind, während für den Zentralbereich die Verhältnisse gerade umgekehrt sind (SCH 73).

Mit den Variablen (IV.3) - (IV.6) kann die Strukturfunktion, die die Dynamik des Prozesses beinhaltet, dann so dargestellt werden (WHI 74):

$$\begin{aligned}
 \text{(IV.10)} \quad E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}} &= f(p_L, p_T^2, s) = \frac{E}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_L dp_T^2} \\
 &= f(x, p_T^2, s) = \frac{2 E^*}{\pi \sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} \quad (s \longrightarrow \infty) \\
 &= f(y, p_T^2, s) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T^2} \\
 &= f(t, M_x^2, s) = \frac{\lambda^{1/2}}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{2p_0^* \sqrt{s}}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2}
 \end{aligned}$$

(p_0^* = CMS-Impuls des einlaufenden Teilchens).

V. Integrierte Wirkungsquerschnitte und Multiplizitäten

V.1 Integrierte Wirkungsquerschnitte

In Abbildung 12 sind die topologischen Wirkungsquerschnitte der $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen zum Vergleich den entsprechenden pp -Daten beim gleichen Laborimpuls gegenübergestellt (BLO 74). Erwartungsgemäß zeigen die Ergebnisse beider Experimente große Unterschiede, die ihre Ursache im wesentlichen in zwei verschiedenen Effekten haben.

Einerseits müssen bei $\bar{p}p$ - Wechselwirkungen - im Gegensatz zum pp -Anfangszustand - auch Reaktionskanäle mit Baryonen-Vernichtung in Rechnung gestellt werden und andererseits stellt das $\bar{p}p$ -System eine Mischung aus Isospin = 0 - und Isospin = 1 -Zuständen dar, während pp ein reines Isospin = 1 -System ist; daher sind für das $\bar{p}p$ -System auch Non-Annihilationskanäle (d.h. (Anti-) Baryonen im Endzustand) offen, die dem pp -Anfangszustand nicht zugänglich sind.

Unter der Annahme, daß bei höheren Energien Faktoren wie die Isospin-Abhängigkeit des Eingangskanals keine entscheidende Rolle mehr spielen, unterscheiden sich die $\bar{p}p$ - von den pp -Wechselwirkungen im wesentlichen durch die Annihilationskomponente.

Abbildung 13 vergleicht die experimentell bestimmten Annihilationsanteile mit der Differenz $\Delta(pp)$ der totalen Wirkungsquerschnitte für $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen in dem Laborimpulsbereich, für den bisher Messungen des Annihilationswirkungsquerschnitts vorliegen (MIE 74). Gemessener Annihilationsbeitrag und die Differenz $\Delta(pp)$ sind über den betrachteten Energiebereich innerhalb der Fehler verträglich.

In der Regge-Analyse lassen sich die Wirkungsquerschnitte für $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen mit Hilfe des optischen Theorems so darstellen (MUI 74):

$$(V.1.1) \quad \begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}(pp) &= \text{Im}(\rho + \rho + \omega + f + A_2)_{t=0} \\ \sigma_{\text{tot}}(\bar{p}p) &= \text{Im}(\rho - \rho - \omega + f + A_2)_{t=0} \end{aligned} ,$$

so daß die Differenz

$$(V.1.2) \quad \Delta(pp) = \sigma_{\text{tot}}(\bar{p}p) - \sigma_{\text{tot}}(pp) = 2 \text{Im}(\rho + \omega)_{t=0}$$

hauptsächlich durch den Austausch von ρ - und ω -Trajektorien bestimmt sein sollte. Interzept und Residuum der ρ - und ω - Trajektorie können aus Anpassungen an die totalen $\bar{p}p$ - und pp -Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien bestimmt werden (CFC 73); es zeigt sich, daß die Differenz Δ (pp) aus (V.1.2) von ω - Austausch dominiert wird. Eine Extrapolation dieser Ergebnisse in den Nieder-Energiebereich ist in Abbildung 13 eingezeichnet (CHE 74); sie erweist sich als konsistent mit den Meßergebnissen.

Umgekehrt sollte es möglich sein, sofern die Differenz Δ (pp) dem Annihilationswirkungsquerschnitt entspricht, durch Summation über die topologischen Annihilationswirkungsquerschnitte die ω - Trajektorie über die Unitarität zu erhalten (SIM 75). Versuche in dieser Richtung wurden beispielsweise von Amann (AMA 72) und Goldberg (GOL 72) mit Hilfe multiperipherer Modelle (MPM) unternommen. In der folgenden Tabelle werden die, nach dem in Kapitel III.4 beschriebenen Verfahren ermittelten Annihilationsbeiträge verschiedener Topologien mit den Modellvorhersagen von Goldberg verglichen.

Tabelle 14 : $\bar{p}p$ -Annihilationswirkungsquerschnitte (in mb) im Vergleich mit der Differenz Δ (pp) und MPM-Vorhersagen von Goldberg

	σ_2^A	σ_4^A	σ_6^A	σ_8^A	σ_{10}^A	σ_{tot}^A
Experimentell	1.3 \pm 0.2	3.9 \pm 0.5	4.6 \pm 0.6	2.2 \pm 0.3	0.42 \pm 0.07	12.4 \pm 1.4
Δ (pp)	0.8 \pm 1.0	2.6 \pm 0.7	4.9 \pm 0.3	2.3 \pm 0.1	0.45 \pm 0.05	12.1 \pm 0.8
MPM	2.3	6.2	5.2	2.1	0.46	16.2

Es zeigt sich, daß für mehr als vier geladene Teilchen im Endzustand sowohl die Differenzen Δ (pp) der topologischen $\bar{p}p$ - und pp -Wirkungsquerschnitte als auch die Ergebnisse des multiperipheren Modells mit den experimentellen Daten innerhalb der Fehler verträglich sind. Dagegen liefert das multiperiphere Modell für Endzustände niederer Multiplizität offensichtlich keine guten Vorhersagen. Für Diskrepanzen zwischen den experimentellen Daten und Δ (pp) bei den einzelnen Topologien können Interferenzeffekte zwischen den Annihilations- und Non-Annihilationskanälen verantwortlich gemacht werden.

Die topologischen Wirkungsquerschnitte für inelastische $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen bei 12 GeV/c Laborimpuls zeigt Abbildung 12; experimentell wird beobachtet, daß die $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitte signifikant größer als die entsprechenden partiellen pp -Wirkungsquerschnitte sind.

Die Non-Annihilationskomponente der $\bar{p}p$ -Reaktion ist innerhalb der Fehler in Übereinstimmung mit den topologischen pp -Wirkungsquerschnitten (Abbildung 12). Daß diese Konsistenz sowohl für den Nukleonen- als auch für den Pionenanteil in den Endzuständen mit unterschiedlicher Anzahl geladener Teilchen vorliegt, wird aus Abbildung 14 deutlich, in der die Protonen- bzw. Pionenmultiplizitäten für $p\bar{p}$ und pp als Funktion der Anzahl geladener Sekundärteilchen verglichen werden (Abbildung 14a bzw. 14b). Dabei ist die Multiplizität des Teilchens c durch

$$(V.1.3) \quad \langle n_c \rangle = \frac{1}{\sigma_{inel}} \int f(\vec{p}_c, s) \frac{d\vec{p}_c}{E_c}$$

definiert, so daß sich die verschiedenen $\bar{p}p$ -Ergebnisse in Abbildung 14 nur durch die Normierung (auf den totalen inelastischen bzw. inelastischen Non-Annihilationswirkungsquerschnitt) unterscheiden.

Die diskutierten experimentellen Ergebnisse sind mit der Annahme verträglich, daß die Annihilationskomponente mit dem Meson-Austauschterm im totalen Wirkungsquerschnitt verknüpft ist. Eylon und Harari (EYL 74) dagegen kommen über Dualitätsargumente zu der Aussage, daß ein Teil des Pomeron-Austausches im totalen $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt zur Annihilation beiträgt, während die ρ - und ω -Austauschterme fast ausschließlich zu den Non-Annihilationskanälen beitragen. Ein von (EYL 74) entwickeltes Dualitätsdiagramm-Modell setzt totalen $\bar{p}p$ - und pp -Wirkungsquerschnitt in Relation zur Annihilationskomponente gemäß :

$$(V.1.4) \quad \frac{\sigma_{tot}(\bar{p}p) - \sigma_{tot}(pp)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \text{Mesonen})} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \eta \leq 1$$

Wir bestimmen dieses Verhältnis zu 0.98 ± 0.13 in Konsistenz mit der Forderung (V.1.4). Stoßparameter-Untersuchungen in $\bar{p}p$ -Experimenten bei 4.6 und 9.1 GeV/c Laborimpuls scheinen die Aussagen der von Eylon und Harari aufgestellten 5-Komponenten-Dualität in $\bar{N}N$ -Stößen zu bestätigen, da sich die Annihilation als deutlich zentraler erweist als die Differenz $\Delta(pp)$, so daß sie physikalisch nicht gleichgesetzt werden können (GRE 75). Weitere Messungen des Annihilationswirkungsquerschnitts, speziell bei höheren Energien, sind allerdings erforderlich, um definitive Aussagen über die Gültigkeit des Dualitätsbildes der Hadron-Wechselwirkungen zu ermöglichen.

Einen Vergleich der exklusiven (4C- und 1C-Fit-)Annihilationskanäle mit anderen Experimenten (MUI 74) zeigt Abbildung 15 als Funktion des Quadrats der Schwerpunktsenergie; unsere Ergebnisse sind mit dem allgemeinen Trend der übrigen Daten verträglich. Diese Wirkungsquerschnitte haben eine sehr steile Energieabhängigkeit, die einfache multiperiphere Modelle nicht erklären können (MUI 75).

V.2 Multiplizitäten und Erzeugungswirkungsquerschnitte

A) Multiplizitätsverteilungen

Der bei den Wirkungsquerschnitten beobachtete, im wesentlichen durch den Annihilationsbeitrag bedingte Unterschied zwischen den $\bar{p}p$ - und pp -Reaktionen spiegelt sich natürlich auch in den einzelnen, die Multiplizitätsverteilungen beschreibenden statistischen Parametern $\langle n_{ch} \rangle$ (mittlere geladene Multiplizität pro inelastischem Ereignis), D (Dispersion) und f_2 (Korrelationsparameter) wider, wie aus Tabelle 15 zu ersehen ist.

Tabelle 15 : Totale Wirkungsquerschnitte und Multiplizitätsparameter für $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen bei 12 GeV/c

	$\bar{p}p$			pp
	total	Annih.	Non-Annih.	
σ_{tot}	51.7 \pm 0.8 mb			39.6 \pm 0.1 mb
σ_{tot}^{inel}	40.1 \pm 0.9 mb	12.4 \pm 1.4 mb	27.7 \pm 1.3 mb	29.75 \pm 0.25 mb
$\langle n_{ch} \rangle$	4.05 \pm 0.08	5.46 \pm 0.14	3.43 \pm 0.10	3.43 \pm 0.03
$D^2 = \langle n_{ch}^2 \rangle - \langle n_{ch} \rangle^2$	3.96 \pm 0.14	3.86 \pm 0.32	2.72 \pm 0.25	2.05 \pm 0.03
$f_2 = D^2 - \langle n_{ch} \rangle$	-0.09 \pm 0.17	-1.60 \pm 0.32	-0.71 \pm 0.22	-1.38 \pm 0.04

Von größerem Interesse ist daher der Vergleich der pp -Daten mit den experimentellen Ergebnissen der Non-Annihilationskomponente der $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen. Während die mittleren geladenen Multiplizitäten in den beiden Non-Annihilationsreaktionen kompatibel sind, sind bei den Werten für die Dispersion und den Korrelationsparameter erhebliche Diskrepanzen zu verzeichnen. Allerdings reagieren gerade diese Größen sehr empfindlich auf Variationen

der Wirkungsquerschnitte, so daß sich die Unsicherheit hinsichtlich der Aufteilung des Null-Prong-Wirkungsquerschnitts hier niederschlägt (anhand der Abbildung 12 erschien es uns sinnvoll, den Null-Prong-Wirkungsquerschnitt voll der Non-Annihilation zuzurechnen).

Die Annihilation weist eine signifikant höhere mittlere geladene Multiplizität als die Non-Annihilation auf und besitzt, entsprechend dem stark negativen Korrelationsintegral

$$(V.2.1) \quad f_2^{--} = \langle n_-(n_- - 1) \rangle - \langle n_- \rangle^2 = \frac{1}{4} (f_2 - \langle n_{ch} \rangle) = -1.77 \pm 0.09,$$

eine viel schmalere Multiplizitätsverteilung als die Non-Annihilationsreaktionen (z.B.: pp 12 GeV/c : $f_2^{--} = -0.20 \pm 0.02$ (BLO 74)).

Einen Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente (SAL 74, KIT 74 und SUK 74) zeigt Abbildung 16a, in der die mittlere geladene Multiplizität in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen (total, Non-Annihilation und Annihilation) als Funktion des Quadrats der Schwerpunktsenergie aufgetragen ist. Vorläufige Daten von FNAL (WHI 75) aus einem 100 GeV/c - $\bar{p}p$ -Experiment scheinen das bei niedrigeren Energien beobachtete Ergebnis zu bestätigen, daß das erste Moment der Multiplizität in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen deutlich größer ist als bei pp-Stößen, ein Effekt, der vermutlich auf die Annihilationskomponente zurückzuführen ist (SIM 75). Nach (SAL 74) läßt sich $\langle n_{ch} \rangle$ für Laborimpulse oberhalb 1.5 GeV/c in inelastischen $\bar{p}p$ -Stößen approximativ durch

$$(V.2.2) \quad \langle n_{ch} \rangle^{tot} = (1.65 \pm 0.05) + (0.76 \pm 0.10) \ln s$$

parametrisieren, während für die Annihilationskanäle folgender Ansatz möglich ist:

$$(V.2.3) \quad \langle n_{ch} \rangle^{Ann} = (2.09 \pm 0.04) + (0.84 \pm 0.09) \ln s$$

Für $s \geq 8 \text{ GeV}^2$ sind die $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsdaten mit den entsprechenden pp-Ergebnissen innerhalb der Fehler kompatibel, wie aus Abbildung 16a zu ersehen ist.

Infolge des in $\bar{p}p$ - und pp-Wechselwirkungen beobachteten "leading particle"-Effekts (Kapitel VI, BLO 74) wird ein großer Teil der Anfangsenergie von Teilchen weggetragen, die dieselben Quantenzahlen wie der Anfangszustand haben. In Annihilationsreaktionen können solche Prozesse nicht auftreten,

so daß mehr Energie zur Teilchenerzeugung zur Verfügung steht. Konsequenterweise erwartet man daher bei gegebenem s eine höhere mittlere Multiplizität in Annihilations- als in Non-Annihilationsprozessen. Es wäre daher interessant zu prüfen, ob die in Annihilationsprozessen beobachtete Multiplizität mit der der nicht-diffraktiven Komponente in pp-Stößen verträglich ist (MUI 73); jedoch liegen für einen solchen Vergleich keine geeigneten pp-Daten vor. Ein weiterer denkbarer Effekt, der für eine Erhöhung der Annihilations-Multiplizität verantwortlich sein könnte, ließe sich daraus herleiten, daß der Annihilationsprozeß dominanten Baryonen-Austausch aufweist, während bei den meisten anderen hadronischen Wechselwirkungen der Baryonen-Austauschbeitrag klein ist (EVE 74/3). Untersuchungen des Einflusses beider Effekte auf die Multiplizitätsverteilungen wurden von Fry et al. (FRY 73) an den Daten $K^- p \longrightarrow \Lambda + \text{Pionen}$ bei 8.25 GeV/c vorgenommen, mit dem Ergebnis, daß - zumindest im Energiebereich bis $s \approx 10 \text{ GeV}^2$ - der Baryonen-Austausch nur teilweise für den Unterschied der Multiplizitäten in Annihilation und Non-Annihilation verantwortlich ist, während der Hauptbeitrag zur Erhöhung der Multiplizität auf das Fehlen eines "leading particle"-Effekts in der Annihilation zurückzuführen ist.

Bekanntlich besteht für pp-Wechselwirkungen näherungsweise eine lineare Beziehung zwischen der Dispersion D und der mittleren geladenen Multiplizität (BIA 74):

$$(V.2.4) \quad D = A \langle n_{ch} \rangle - B$$

Diese Relation wird auch für $\bar{p}p$ -Stöße im Laborimpulsbereich zwischen 3.28 und 32 GeV/c mit $A = 0.42 \pm 0.01$ und $B = -0.37 \pm 0.03$ bestätigt (WOL 75). Daraus folgt, daß das Verhältnis $W = \langle n_{ch} \rangle / D$ asymptotisch unabhängig von der Energie wird. Während in allen anderen A+Proton-Wechselwirkungen ($A = p, \pi^{\pm}, K^{\pm}, \gamma$) der asymptotische Wert $W \approx 2$ von oben angenähert wird, scheinen sich die $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen (Abbildung 16b) diesem Wert nicht nur viel früher, sondern auch von unten zu nähern (DA0 73).

Der sehr viel größere Wert $W = 2.77 \pm 0.13$ in der Annihilation spiegelt die höhere mittlere Multiplizität und kleinere Breite der Annihilations-Multiplizitätsverteilung, verglichen mit den anderen Wechselwirkungen, wider.

Einen Vergleich des Korrelationsparameters f_2^{-} der Annihilationskanäle mit anderen Experimenten (MIE 74), als Funktion der mittleren π^- - Multiplizität, zeigt Abbildung 16c. Der gleichfalls eingezeichnete Verlauf der

Non-Annihilationsdaten zeigt einen Anstieg mit $\langle n_{\pi^-} \rangle$, während die $\bar{p}p$ -Annihilationen, ebenso wie die "off mass shell"-Annihilationen " $K^+K^- \rightarrow$ Pionen (aus $K^-p \rightarrow \Lambda X$) mit wachsendem $\langle n_{\pi^-} \rangle$ immer größere negative Werte liefern. Sowohl statistische Modelle als auch Rechnungen, die auf der Hypothese des KNO-Scalings beruhen, sagen diesen Abfall vorher; allerdings wird nach KNO-Scaling ein Umknicken des Abfalls bei $\langle n_{\pi^-} \rangle \approx 5-8$, und für größere $\langle n_{\pi^-} \rangle$ -Werte dann ein Ansteigen von f_2^{--} in Richtung auf positive Werte hin vorhergesagt (SAL 74). Eine Diskriminierung zwischen den beiden Vorhersagen ist mit unseren Daten offensichtlich nicht möglich.

Ein Vergleich der Multiplizitäten $\langle n_{ch} \rangle$ und Korrelationsparameter f_2^{--} in $\bar{p}p$ - und e^+e^- -Annihilationen zeigt, daß bei derselben Energie ($2 < \sqrt{s} < 5$ GeV) innerhalb der Fehler Konsistenz vorliegt (MUI 75). Diese Ähnlichkeit in den beiden Annihilationsprozessen, für die man gänzlich unterschiedliche Dynamik erwartet, ist nach Lam et al. (LAM 74) darin begründet, daß, zumindest noch bei diesen Energien, der Phasenraum eine dominante Rolle spielt. Rechnungen der Autoren mit dem Fermi-Modell (FER 50), das den Phasenraumbeitrag überbetont, führen zu:

$$(V.2.5) \quad f_2^{--} \approx -\frac{2}{3} \langle n_{\pi^-} \rangle \quad (\text{bei } 12 \text{ GeV}/c : -1.82)$$

in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert -1.77 ± 0.09 .

Nach Miettinen (MIE 74) verhalten sich die Annihilationen infolge des stark negativen f_2^{--} wie Ein-Cluster-Prozesse ohne interne Korrelationen zwischen den Sekundärteilchen. Dies ist die Basis von Modellen, bei denen der Pionisierungsprozeß hochenergetischer pp -Stöße als unabhängige Emission mehrerer Pionen-Cluster interpretiert wird, wobei jedes einzelne Cluster ähnliche Eigenschaften wie die angenommene Ein-Cluster-Annihilation in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen besitzt (FIE 74). So ergeben beispielsweise Abschätzungen von Iwao und Shako (IWA 75) aus den Multiplizitätsverteilungen der $\bar{p}p$ - und e^+e^- -Annihilationen, daß im ISR-Energiebereich etwa 40% der Multiplizität in inklusiven pp -Reaktionen auf Pionisierung zurückzuführen ist, während die restlichen 60% auf Fragmentation beruhen.

B) Teilchenmultiplizitäten

Die mittlere Multiplizität des in der inklusiven Reaktion $ab \rightarrow cX$ entstehenden Teilchens c ist durch den Quotienten aus Erzeugungswirkungsquerschnitt σ_c für c und dem inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{inel} gegeben:

$$(V.2.6) \quad \langle n_c \rangle = \frac{\sigma_c}{\sigma_{inel}}, \quad \sigma_c = \int f(\vec{p}_c, s) \frac{d\vec{p}_c}{E_c}$$

In Tabelle 16 und 17 sind die gemessenen Erzeugungswirkungsquerschnitte der Mesonen und Baryonen in $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen bei 12 GeV/c aufgeführt. Um $\bar{p}p$ - und pp -Daten einem geeigneten Vergleich unterziehen zu können, wird für die Mesonen-Erzeugung wieder eine Aufteilung der $\bar{p}p$ - Reaktion in Annihilations- und Non-Annihilationskanäle vorgenommen, während die Produktionswirkungsquerschnitte der Baryonen in beiden Wechselwirkungen direkt vergleichbar sind (BLO 75, FES 73).

Tabelle 16 : Erzeugungswirkungsquerschnitte der Mesonen in mb

	$\bar{p}p^{*})$			pp
	total	Annih.	Non-Annih.	
geladene π	63.9 \pm 0.4	33.1 \pm 0.3	31.3 \pm 0.3	π^+ 42.7 \pm 0.7 π^- 21.1 \pm 0.4
π^0	65.7 \pm 2.4	35.8 \pm 4.5	28.0 \pm 1.9	35.2 \pm 2.4
K_S^0 / \bar{K}_S^0	1.85 \pm 0.06	1.13 \pm 0.04	0.72 \pm 0.03	0.53 \pm 0.02
geladene K^* (890)	0.66 \pm 0.20	0.42 \pm 0.14	0.26 \pm 0.12	K^{*+} 0.25 \pm 0.03 K^{*-} 0.02 \pm 0.01 -0.02

Tabelle 17 : Erzeugungswirkungsquerschnitte der Baryonen in mb

	$\bar{p}p^{*})$	pp
	p	16.9 \pm 0.3 (= \bar{p})
Λ / Σ^0	0.91 \pm 0.05 (= $\bar{\Lambda} / \bar{\Sigma}^0$)	Λ / Σ^0 1.04 \pm 0.02 $\bar{\Lambda} / \bar{\Sigma}^0$ 0.0010 \pm 0.0004
geladene Σ^* (1385)	0.08 \pm 0.03	Σ^{*+} 0.11 \pm 0.02 Σ^{*-} 0.05 \pm 0.01

*) nur statistische Fehler

Aus der CP-Invarianz des $\bar{p}p$ - und der Symmetrie des pp -Anfangszustandes folgt, daß bei Ergebnissen, die auf nicht-selbstkonjugierten Teilchen basieren, nur die Summe aus Teilchen- und Antiteilchen-Resultat einen sinnvollen Vergleich in beiden Wechselwirkungen erlaubt. Unter diesem Aspekt sind die Erzeugungswirkungsquerschnitte der geladenen Mesonen und Baryonen in pp - und $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsreaktionen innerhalb der Fehler kompatibel, wenngleich die K^* -Erzeugung in pp -Stößen schwächer zu sein scheint; wegen der großen Fehler ist diese Aussage allerdings wenig signifikant. Dagegen weisen die Erzeugungswirkungsquerschnitte der neutralen Mesonen und Hyperonen in den beiden Non-Annihilationsreaktionen deutliche Diskrepanzen auf, deren Signifikanz bei den π^0 - und K_S^0 -Mesonen allerdings durch die Unsicherheit bei der Abtrennung des $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsbeitrages beeinträchtigt wird.

Tabelle 16 zeigt erneut die bereits aus dem Vergleich der Multiplizitäten bekannte Tatsache, daß die Produktionswirkungsquerschnitte sowohl der neutralen als auch der geladenen Mesonen aus den Annihilationskanälen signifikant gegenüber den entsprechenden Non-Annihilationswerten erhöht sind. Ergebnisse von Atherton et al. (ATH 70) für Laborimpulse unterhalb von 7 GeV/c (für höhere Energien liegen bisher keine Daten vor) zeigen, daß der relative Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung seltsamer Teilchen in $\bar{p}p$ -Annihilationsprozessen nicht sehr stark von der Primärenergie abzuhängen scheint (SIM 74). Die Werte des Verhältnisses

$$(V.2.7) \quad R = \sigma(\bar{p}p \longrightarrow K(K) n \pi) / \sigma(\bar{p}p\text{-Annihilation})$$

liegen in diesem Laborimpulsbereich zwischen 7 und 15%. Wir erhalten $\sigma(\bar{p}p \longrightarrow K(\bar{K}) \dots) = 1.01 \pm 0.15$ mb, und damit $R = (8.2 \pm 1.5)\%$, was darauf hindeuten scheint, daß das Verhältnis R mit wachsender Primärenergie etwa konstant bleibt.

Aus (V.2.6) wird die mittlere Multiplizität der Teilchen bestimmt; die Ergebnisse der verschiedenen Reaktionskanäle sind in Tabelle 18 zusammen mit den entsprechenden pp -Daten (BLO 75, FES 73) gelistet.

Tabelle 19 : Mittlere Multiplizitäten der Mesonen und Baryonen in
12 GeV/c $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen

	total	$\bar{p}p$ Annih.	Non-Annih.	pp
geladene π	1.59 \pm 0.04	2.67 \pm 0.07	1.13 \pm 0.05	π^+ 1.44 \pm 0.03 π^- 0.71 \pm 0.02
π^0	1.64 \pm 0.08	2.89 \pm 0.15	1.01 \pm 0.08	1.18 \pm 0.08
K_S^0 / \bar{K}_S^0	0.048 \pm 0.002	0.091 \pm 0.004	0.027 \pm 0.002	0.018 \pm 0.0003
geladene $K^*(890)$	0.016 \pm 0.006	0.034 \pm 0.012	0.010 \pm 0.004	K^{*+} 0.009 \pm 0.001 K^{*-} 0.0007 \pm 0.0004 -0.0007
p	0.42 \pm 0.01(= \bar{p})	—	0.61 \pm 0.03(= \bar{p})	1.26 \pm 0.03
Λ/Σ^0	0.023 \pm 0.001 (= $\bar{\Lambda}/\bar{\Sigma}^0$)	—	0.034 \pm 0.002 (= $\bar{\Lambda}/\bar{\Sigma}^0$)	Λ/Σ^0 0.038 \pm 0.001 $\bar{\Lambda}/\bar{\Sigma}^0$ 0.0001 \pm 0.0001
geladene Σ^* (1385)	0.0020 \pm 0.0008	—	0.0029 \pm 0.0011	Σ^{*+} 0.0038 \pm 0.0007 Σ^{*-} 0.0017 \pm 0.0004

Messungen der mittleren π^0 - Multiplizität in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen liegen bisher nur für Laborimpulse $p_{lab} \leq 15$ GeV/c vor. Gemeinsam ist all diesen Messungen, daß sie viel größere Werte liefern als beispielsweise pp -Experimente beim gleichen Primärimpuls. Abbildung 17a zeigt die mittlere π^0 - Multiplizität in Abhängigkeit von der Anzahl gleichzeitig erzeugter geladener Teilchen im Vergleich mit zwei anderen $\bar{p}p$ -Experimenten etwa vergleichbarer Energie (KIT 74, DAO 74/1). Im Gegensatz zu pp -Ergebnissen steigt $\langle n_{\pi^0} \rangle$ mit der assoziierten Zahl von geladenen Teilchen an; die Abweichungen unserer Daten bei höherer Spuranzahl der Ereignisse von den Werten der 15 GeV/c-Experimente sind durch Phasenraumeffekte bedingt.

Die naheliegende Vermutung, daß der Anstieg von $\langle n_{\pi^0} \rangle$ mit der geladenen Multiplizität der Ereignisse ein Effekt des Annihilationsanteils der $\bar{p}p$ -Wechselwirkung ist, während die Non-Annihilationskomponente ein zur pp -Wechselwirkung ähnliches Verhalten aufweist, findet man in Abbildung 17b innerhalb der Fehler bestätigt. Die eingezeichneten $\bar{p}p$ -Daten bei 15 GeV/c

Laborimpuls (KIT 74) beruhen nicht auf Messungen der π^0 - Multiplizitäten in definierten Non-Annihilationskanälen, sondern wurden durch Abschätzungen aus Ereignissen mit identifizierten, langsamen Protonen gewonnen.

Existieren experimentelle Bestimmungen der π^0 - Multiplizitäten in $\bar{p}p$ -Non-Annihilationen bisher überhaupt noch nicht, so liegen wenigstens $\langle n_{\pi^0} \rangle$ -Messungen in $\bar{p}p$ -Annihilationen für $p_{lab} \leq 9.1$ GeV/c vor. Eine willkürliche Auswahl dieser Messungen, in Abhängigkeit von der Anzahl der gleichzeitig erzeugten geladenen Teilchen, ist in Abbildung 17c aufgetragen (EVE 74/2, KIT 74 und FIE 74). Der charakteristische Effekt, der bei Annihilationen niederer Energie beobachtet wird, daß die mittlere Anzahl neutraler Pionen mit wachsender Zahl assoziiert erzeugter geladener Teilchen abnimmt, wird zwar mit der Energie schwächer, behält jedoch noch deutlich bei 12 GeV/c diese Tendenz bei. Statistische (MÖH 74, ORF 73) und multiperiphere Modelle (AMA 72, GOL 72) sagen sowohl diesen Abfall als auch die, gegenüber dem Isospin-statistischen Gewicht erhöhte Anzahl von π^0 - Mesonen ($\langle n_{\pi^0} \rangle > \langle n_{\pi^-} \rangle$) vorher, was auch in anderen $\bar{p}p$ -Experimenten beobachtet wird (MUI 73). (Allerdings ergibt das MPM von Goldberg mit $\langle n_{\pi^0} \rangle = 2.52$ eine zu niedrige mittlere π^0 - Multiplizität).

Nach Miettinen (MIE 74) ist die negative Steigung b, bei einer Parametrisierung der Daten durch

$$(V.2.8) \quad \langle n_{\pi^0} \rangle = b n_- + \text{const} \quad (n_- = \text{Zahl der negativ geladenen Teilchen}),$$

eine Folge des Ein-Cluster-Prozesses in $\bar{p}p$ -Annihilationen.

Nach (MIE 74, GRA 74) gilt dann:

$$(V.2.9) \quad f_2^{--} = -(0.5 \div 0.7) \cdot \langle n_- \rangle + \text{const}$$

$$(V.2.10) \quad \langle n_{\pi^0} \rangle = \frac{1}{0^2} (f_2^{--} + \frac{1}{2} \langle n_- \rangle) + \text{const}$$

Für $f_2^{--} < -1/2 \langle n_- \rangle$ (Annihilationen) ist daher b negativ, während in Non-Annihilationsprozessen, wegen $f_2^{--} > -1/2 \langle n_- \rangle$, positive Steigung auftritt. Nach der linearen Parametrisierung (V.2.8), die zur Beschreibung unserer Daten nicht gut geeignet ist, ergibt eine X^2 -Anpassung $b = -0.48 \pm 0.14$, während man nach (V.2.10) die Steigung $b = -0.11 \pm 0.03$ für die Daten erwarten würde.

Detailliertere Untersuchungen (für die 4.6 GeV/c-Daten) von Figiel (FIG 74) bestätigen - ausgehend von einem statistischen Modell zur Beschreibung des Ladungs-Verzweigungsverhältnisses - diese Überlegungen, daß der Unterschied zwischen der positiven Korrelation für die Anzahlen geladener und neutraler Pionen, die in Non-Annihilationsprozessen erzeugt werden und der entsprechenden negativen Korrelation bei Annihilationsprozessen eine direkte Konsequenz der experimentellen Beobachtung ist, daß die Prongzahl-Verteilung in Annihilationen viel schmaler (stark negatives f_2^-) als in den Non-Annihilationen ist.

Die bei 15 GeV/c beobachtete näherungsweise Unabhängigkeit der Anzahl neutraler von der Anzahl geladener π -Mesonen ist möglicherweise ein Anzeichen dafür, daß f_2^- nicht mehr so schnell mit $\langle n_- \rangle$ abnimmt wie bei niedrigeren Energien (s. Kapitel V.2 A).

Die Erzeugungswirkungsquerschnitte für K_S^0 / \bar{K}_S^0 -Mesonen und $\Lambda (\bar{\Lambda})$ -Hyperonen werden in Tabelle 20 mit Messungen von Oh et al. (OH 73) und Dao et al. (DAO 74/1) verglichen.

Tabelle 20 : Erzeugungswirkungsquerschnitte (in mb) für K_S^0 / \bar{K}_S^0 und Λ in Abhängigkeit vom Laborimpuls

$p_{\text{lab}} [\text{GeV}/c]$	1.51	2.15	3.45	12	14.75
$\sigma(K_S^0 / \bar{K}_S^0)$	2.35 ± 0.10	1.99 ± 0.09	1.93 ± 0.07	1.85 ± 0.06	1.08 ± 0.10
$\sigma(\Lambda)$	0.04 ± 0.01	0.15 ± 0.01	0.31 ± 0.02	0.91 ± 0.05	0.96 ± 0.10

Während die K_S^0 -Wirkungsquerschnitte mit zunehmendem Primärimpuls abnehmen, steigen die Erzeugungswirkungsquerschnitte der Λ -Hyperonen deutlich an. Vergleicht man diese Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte mit der in pp-Wechselwirkungen, so zeigt $\sigma(\Lambda)$ einen ähnlichen Verlauf mit der Energie, während $\sigma(K_S^0)$ in pp-Stößen als Funktion der Energie anwächst (DAO 74/1). Beruht das unterschiedliche Energieverhalten der K_S^0 -Erzeugung in den beiden Wechselwirkungen auf der Annihilationskomponente, dann erwartet man, daß die K_S^0 -Wirkungsquerschnitte in $\bar{p}p$ -Reaktionen bei höheren Energien - wenn der Annihilationsbeitrag vernachlässigbar wird - ähnlich wie die pp-Daten wieder ansteigen (DAO 74/1).

In Abbildung 18a-c ist die mittlere Multiplizität der K_S^0 / \bar{K}_S^0 -Mesonen in Abhängigkeit von der Anzahl der gleichzeitig erzeugten geladenen Teilchen aufgetragen. Im Gegensatz zum Anstieg der π^0 - Multiplizität mit der Spuranzahl der Ereignisse wird hier (s. Abbildung 18a) ein flacher Verlauf beobachtet, mit einem durch Phasenraumeffekte bedingten Abfall bei höheren Multiplizitäten; dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit den ebenfalls eingezeichneten Daten des 14.75 GeV/c- $\bar{p}p$ -Experimentes, die infolge des diskutierten Energieverhaltens deutlich tiefer liegen. Auch die Non-Annihilationsdaten sind mit einem flachen Verlauf verträglich, der Abweichungen vom abfallenden Verhalten der pp-Ergebnisse aufweist (Abbildung 18b).

Für die K_S^0 -Multiplizität des Annihilationsbeitrages wird eine stark negative Korrelation mit der Anzahl der assoziiert erzeugten geladenen Teilchen verzeichnet. Von größerem Interesse wäre jedoch die Messung der Korrelation zwischen den K_S^0 - und K^\pm -Mesonen; eine solche Messung wurde im vorliegenden Experiment nicht vorgenommen.

Ein Vergleich der Prong-abhängigen mittleren Λ - Multiplizität mit den Daten bei 14.75 GeV/c (DAO 74/1) erweist sich innerhalb der Fehler als konsistent, während ein Vergleich mit den entsprechenden pp-Daten zwar einen ähnlichen Abfall mit wachsender Zahl geladener Teilchen zeigt, bei niedrigeren Topologien allerdings signifikante Diskrepanzen aufzeigt (s. Abbildung 18d bzw. e).

Untersuchungen der Multiplizitätsverteilungen bei hochenergetischen pp-Stößen zeigen, daß, obwohl $\langle n_{ch} \rangle$ mit steigender Primärenergie anwächst, die Form der Multiplizitätsverteilungen weder wesentlich von der Energie noch vom Anfangszustand abhängt. Koba, Nielsen und Olesen (KOB 73) erhalten - ausgehend vom Feynman-Scaling - das asymptotische Ergebnis:

$$(V.2.11) \quad \frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{1}{\langle n_{ch} \rangle} \psi \left(\frac{n_{ch}}{\langle n_{ch} \rangle} \right),$$

mit σ_n als partiellem Wirkungsquerschnitt der semi-inklusive Reaktion $pp \rightarrow n$ geladene Teilchen; ψ ist für sehr große Werte von s eine Energieunabhängige Funktion. Eine an die Multiplizitätsverteilungen in pp-Experimenten im Laborimpulsbereich zwischen 50 und 303 GeV/c (SLA 73) angepaßte Parametrisierung der Funktion $\psi(n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle)$ bestätigt in diesem Energiebereich das semi-inklusive Scaling-Konzept (KNO-Scaling). Dao und Whitmore (DAO 73/1) stellen die weitergehende Hypothese auf, daß sich in hochenergetischen Hadronen-Stößen nur der Mittelwert einer Verteilung mit der

Primärenergie und dem Anfangszustand ändert, die Form der Verteilung aber unbeeinflusst bleibt. Danach sollte eine, von den beiden Variablen x_1 und x_2 abhängige Verteilung $f(x_1, x_2)$ asymptotisch dem semi-inklusiven Scaling-Gesetz

$$(V.2.12) \quad f(x_1, x_2) = \frac{1}{\langle x_1 \rangle \langle x_2 \rangle} f\left(\frac{x_1}{\langle x_1 \rangle}, \frac{x_2}{\langle x_2 \rangle}\right)$$

gehorschen.

Abbildung 19 zeigt Evidenz für diese Art Scaling-Verhalten, anhand der geladenen und neutralen Multiplizitätsverteilungen. Dort sind die reduzierten Multiplizitätsverteilungen (V.2.12) der geladenen Sekundärteilchen, der π^0 , K_S^0 und Λ in 12- und 14.75 GeV/c- $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen aufgetragen (DAO 74/2); für die Verteilung der geladenen Teilchen liegen außerdem die Daten eines $\bar{p}p$ -Experimentes bei 22.4 GeV/c vor (SUK 74). Die durchgezogenen Kurven entsprechen Anpassungen an pp-Daten bei hohen Energien (DAO 73/1, SLA 73); abgesehen von den Λ -Werten sind die $\bar{p}p$ -Ergebnisse mit den pp-Kurven innerhalb der Fehler verträglich. Während demnach die Verteilungen der neutralen Mesonen und der geladenen Teilchen offensichtlich in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei schon relativ niederen Energien - verglichen mit pp-Reaktionen - semi-inklusives Scaling zeigen, scheinen die Λ -Daten eine mögliche Grenzfunktion noch nicht erreicht zu haben.

Für Annihilationsprozesse scheint die Scaling-Funktion völlig von der für pp- und totale $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen abzuweichen - ein Effekt, der auch bei kleineren Energien beobachtet wird (SAL 74).

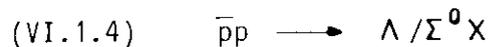
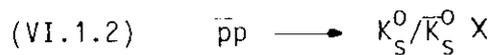
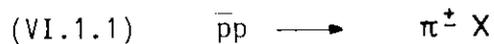
VI. Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die bisher angestellten Untersuchungen anhand der Wirkungsquerschnitte und Multiplizitätsparameter ergeben, daß die $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsreaktionen, global gesehen, mit den pp -Wechselwirkungen kompatibel sind. Dies impliziert aber keineswegs, daß sich individuelle Kanäle auch identisch verhalten, denn Interferenzeffekte könnten in diesen beiden Non-Annihilationsreaktionen Unterschiede bewirken, die sich möglicherweise in integrierten Größen, wie den Wirkungsquerschnitten und Multiplizitäten, herausmitteln (MIE 74). Eine detailliertere Untersuchung der beiden Wechselwirkungen bietet sich im Vergleich der inklusiven Ein-Teilchen-Spektren in den longitudinalen Variablen x und y an; diese sollen im folgenden diskutiert werden.

Abbildung 20 zeigt eine Aufteilung des invarianten, über den Transversalimpuls p_T integrierten Wirkungsquerschnitts in Annihilations- und Non-Annihilationsanteil in Abhängigkeit von der Feynman-Variablen x bzw. der Rapidität y^* , und zwar für die positiven Pionen (Abbildung 20a bzw. 20c) und die K_S^0 / \bar{K}_S^0 -Mesonen (Abbildung 20b bzw. 20d). Die einzelnen Anteile der Wechselwirkung sollen nun einer gesonderten Betrachtung unterzogen werden.

VI.1 Inklusive Teilchen-Erzeugung in Non-Annihilationsprozessen

Die in dieser Arbeit untersuchten Non-Annihilationsprozesse sind:



(d.h. X enthält mindestens ein Antibaryon).

A) Mesonen-Spektren in den longitudinalen Variablen

Betrachtet man zunächst die Pionen-Verteilungen als Funktion der Feynman-Variablen x , so stellt man eine deutlich ausgeprägte Vorwärts ($x > 0$)-Rückwärts ($x < 0$)-Asymmetrie fest (s. Abbildung 22a), die mit wachsender

Multiplizität abnimmt, wie aus Abbildung 21a zu ersehen ist. Dieser Überschub an π^+ (π^-) in der Rückwärts (Vorwärts)-Hemisphäre des $\bar{p}p$ -Schwerpunktsystems erklärt sich aus der Tendenz der Teilchen, die Quantenzahlen räumlich zu erhalten und steht im Einklang mit der Hypothese der "disfavoured fragmentation" von Chou und Yang (CHO 70). So tritt beispielsweise bei der Emission eines π^- durch ein \bar{p} eine Isospin-Differenz von $\Delta I=1/2$ auf, während zur Emission eines π^+ durch ein \bar{p} $\Delta I=3/2$ benötigt wird (HOA 72); dementsprechend sollte nach (CHO 70) der erste Prozeß bevorzugt sein ("favoured"), der letztere unwahrscheinlicher sein ("disfavoured") - ein Effekt, der durch das Experiment bestätigt wird.

Bei einem Vergleich mit den analogen Verteilungen aus pp -Stößen erwartet man eventuelle Übereinstimmung der Verteilungen von Pionen gleicher Ladung nur im Target-Fragmentationsbereich, weil dort - in der Regge-Terminologie - sowohl in $\bar{p}p$ als auch in pp π^+ (π^-)-Erzeugung durch Austausch von $N(\Delta)$ -Trajektorien beschrieben werden kann. Im Projektil-Fragmentationsbereich dagegen ist für π^+ (π^-)-Erzeugung durch $\bar{p}p$ -Fragmentation Δ (N)-Austausch möglich, in pp -Reaktionen jedoch $N(\Delta)$ -Austausch, wobei zu berücksichtigen ist, daß die Kopplungsstärke der Δ -Trajektorie schwächer ist als die der N -Trajektorie. (Dies erklärt auch qualitativ die beobachtete Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie).

Für Pionen-Erzeugung (Reaktion VI.1.1) sind die invarianten, über den Transversalimpuls p_T integrierten Wirkungsquerschnitte als Funktion von x in Abbildung 22a, zusammen mit den entsprechenden Verteilungen aus pp -Wechselwirkungen, aufgetragen. Im Target (Projektil)-Fragmentationsbereich haben die Verteilungen für Pionen mit gleicher Ladung wie das Target (Projektil) ähnliche Form, beispielsweise π^+ aus pp - und π^+ aus $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen im Target-Fragmentationsbereich, und π^+ aus pp - und π^- aus $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen im Fragmentationsbereich des Strahlteilchens. Dieselbe Aussage ist für Pionen mit entgegengesetzter Ladung zum Target (Projektil) gültig. Allerdings ist die quantitative Übereinstimmung im letzteren Falle besser. Die Abweichungen für π^+ beruhen im wesentlichen auf Endzuständen niedriger Multiplizität (s. Abbildung 21a), bei denen vermutlich Interferenzen zwischen verschiedenen Isospin-Zuständen auftreten.

Deutliche Unterschiede in den beiden Non-Annihilationsreaktionen zeigen sich in der K_S^0/\bar{K}_S^0 -Erzeugung; allerdings sind für Ereignisse mit seltsamen Teilchen im Endzustand große systematische Fehler für das Abtrennungsverfahren

in Annihilations- und Non-Annihilationsanteile möglich (s. Kapitel III.4-2). Abbildung 21b zeigt den invarianten Wirkungsquerschnitt für K_S^0/\bar{K}_S^0 Produktion in pp- und $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsreaktionen in Abhängigkeit von x . Im Zentralbereich ($x \approx 0$) liefert $\bar{p}p$ einen um etwa den Faktor 1.2 größeren Wirkungsquerschnitt, während in den Fragmentationsbereichen der Unterschied durch einen Faktor 2-3 gekennzeichnet werden kann; dies spiegelt sich im höheren mittleren Longitudinalimpuls der K_S^0/\bar{K}_S^0 aus $\bar{p}p$ ($\langle |p_L^*| \rangle = 393 \pm 21$ MeV/c), verglichen mit dem pp-Wert 349 ± 8 MeV/c, wider. Möglicherweise liegen hier Unterschiede dynamischer Natur in beiden Non-Annihilationsreaktionen vor.

Die Abbildungen 22c und d zeigen die zu den x -Verteilungen (Abbildungen 22a und b) korrespondierenden Verteilungen in der Rapidity y^* . Entsprechend dem Zusammenhang der Variablen x und y^* (Kapitel IV) sind hier die Maxima im Zentralbereich gestreckt und die Fragmentationsbereiche zusammengezogen, mit dem Effekt, daß sowohl die Verteilung der Pionen als auch der K_S^0/\bar{K}_S^0 -Mesonen in pp und $\bar{p}p$ -Non-Annihilation in der Form ähnlicher werden.

Zur Untersuchung der Transversalimpulsabhängigkeit des Unterschieds bzw. der Übereinstimmung der inklusiven Pionen-Spektren in den Non-Annihilationskanälen von $\bar{p}p$ und pp im Fragmentations- bzw. Zentralbereich, wird der doppelt-differentielle, invariante Wirkungsquerschnitt

$$(VI.1.5) \quad f(x, p_T^2, s) = \frac{2 E^*}{\pi \sqrt{s}} \frac{d^2 \sigma}{d x d p_T^2} \quad \text{bzw.}$$

$$(VI.1.6) \quad f(y^*, p_T^2, s) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2 \sigma}{d y^* d p_T^2}$$

für sechs Transversalimpulsbereiche betrachtet. Die Abbildungen 23a und b zeigen die Form und absolute Größe von (VI.1.5) für π^+ und π^- ; entsprechend für (VI.1.6) die Abbildungen 23c und d. Die eingezeichneten Kurven repräsentieren die jeweiligen pp-Ergebnisse, während für $\bar{p}p$ die Meßwerte mit ihren Fehlern aufgezeichnet sind. Während die π^- -Verteilungen sowohl im vergleichbaren Target-Fragmentationsbereich als auch im Zentralbereich (Abbildungen 23b und d) über das ganze verfügbare Transversalimpulsgebiet in den beiden Non-Annihilationsreaktionen innerhalb der Fehler verträglich sind, weisen die π^+ -Spektren mit wachsendem Transversalimpuls größer werdende Diskrepanzen auf, die im Target-Fragmentationsbereich signifikant größer als im Zentralgebiet sind. Als Erklärung bieten sich auch hier wieder Interferenzeffekte in Endzuständen niedriger Multiplizität

an (s. Abbildung 21b), wodurch eine Erniedrigung der \bar{p} -induzierten π^+ -Wirkungsquerschnitte, verglichen mit den entsprechenden pp-Ergebnissen, bewirkt werden könnte.

Im Gegensatz zur, in den pp-Wechselwirkungen beobachteten Strukturierung der π^+ -Verteilungen, die zum Teil auf Isobaren-Zerfälle zurückführbar ist (BRA 72), scheint die Form der π^+ -Verteilungen in den $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsreaktionen keine ausgeprägte Struktur aufzuweisen.

B) Baryonen-Spektren in den longitudinalen Variablen

Der invariante Wirkungsquerschnitt der Reaktion (VI.1.3) wird in Abbildung 24a in Abhängigkeit von der Feynman-Variablen x gezeigt. Die im folgenden verwendete Protonen-Verteilung entspricht der gemittelten Verteilung aus den experimentellen Protonen- und Antiprotonen-Spektren (s. Kapitel III.1-3). Die Verteilung (Abbildung 24a) besitzt im Bereich von $-0.9 < x < -0.8$ ein ausgeprägtes Maximum und fällt zum Zentralbereich hin rasch ab; bei $x = 0$ beträgt der Wirkungsquerschnitt nur noch etwa 18% des Maximalwertes. Der Gewichtsfaktor E^* verstärkt zusätzlich diesen Abfall, so daß der Anteil der Verteilung für $x > 0$ nur ca. 5% der Gesamtverteilung beträgt.

Es zeigt sich deutlich, daß die überwiegende Zahl der Protonen die Tendenz aufweist, im Phasenraum in der Nähe des Target-Protons zu verbleiben - eine Beobachtung, die als "leading particle" Effekt (räumliche Erhaltung der Quantenzahlen) bezeichnet wird (SCH 73). Dieser Effekt charakterisiert die experimentell beobachtete Tendenz, daß Sekundärteilchen mit denselben Quantenzahlen wie das Target- oder Strahlteilchen die Bewegungsrichtung und einen großen Teil der Energie dieser Teilchen erhalten.

Verglichen mit der starken Variation des Wirkungsquerschnitts der π^- -Mesonen als Funktion von x , zeigt die Protonen-Verteilung einen relativ flachen Verlauf außerhalb des Maximums. Von $x = -0.7$ zu $x = 0$ ist das Verhältnis der π^- -Wirkungsquerschnitte ungefähr 100, während sich die entsprechenden p-Wirkungsquerschnitte nur um etwa einen Faktor 5 unterscheiden. Diffraktive Modelle (z.B. HWA 71), bei denen die Vielteilchen-Produktionsamplitude durch Pomeron-Austausch zwischen zwei im Schwerpunktsystem nach vorwärts bzw. rückwärts fliegenden Teilchengruppen beschrieben wird, vermögen diesen relativ flachen Verlauf des p-Wirkungsquerschnitts zu erklären (BRA 72, SCH 73).

Die Protonen-Erzeugung reicht nur bis $x = +0.3$ in das Gebiet positiver x -Werte hinein. Vergleicht man daher die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen, so hat man zu berücksichtigen, daß sich in der pp -Reaktion im Bereich $-0.3 < x < +0.3$ natürlich Target- und Projektil-Fragmentation addieren. Deshalb wird in Abbildung 24b die Summe des invarianten, über p_T integrierten Wirkungsquerschnitts für p und \bar{p} und in Abbildung 25 für verschiedene Werte des Transversalimpulses p_T mit den pp -Daten (Kurven) als Funktion von x verglichen. (Die \bar{p} -Verteilung gewinnt man aus der p -Verteilung durch eine CP-Transformation, die hier einfach einer Spiegelung der p -Verteilung um $x = 0$ entspricht). Während im Bereich kleiner $|x|$ näherungsweise Übereinstimmung zu verzeichnen ist, treten im diffraktiven Bereich (bei großen $|x|$) Abweichungen von etwa 10% auf. Wie aus Abbildung 21c zu ersehen ist, wird der diffraktive Bereich fast ausschließlich von Protonen aus Zwei- und Vier-Spur-Ereignissen gebildet, so daß für die Unterschiede zwischen pp - und $\bar{p}p$ -Daten vermutlich wieder Interferenzeffekte verantwortlich sind. Aus der Topologie-Abhängigkeit des Transversalimpulses, wie sie Abbildung 21d zeigt, erklärt sich dann auch der experimentelle Befund, daß die Differenzen in den Wirkungsquerschnitten beider Wechselwirkungen für $|x| > 0.8$ mit wachsendem p_T abnehmen. Der im Intervall $1.0 < p_T < 1.5$ GeV/c beobachteten Diskrepanz von $\bar{p}p$ - und pp -Daten für kleine $|x|$ kommt wegen der sehr kleinen Protonenanzahl in diesem p_T -Intervall keine Signifikanz zu.

Die Abbildung 26a bzw. 26b zeigt die über den gesamten p_T -Bereich bzw. über einzelne p_T -Intervalle integrierte Rapiditäts-Verteilung der Protonen. Im Target-Fragmentationsbereich ($y^* \approx -1.6$) besitzt die Verteilung ein ausgeprägtes Maximum, das sich mit wachsendem Transversalimpuls zu kleineren $|y^*|$ -Werten verschiebt und schwächer wird; die Verteilung fällt mit wachsendem y^* zum zentralen Bereich hin ab, und zwar langsamer als die korrespondierende x -Verteilung, wegen des fehlenden Gewichtsfaktors E^* .

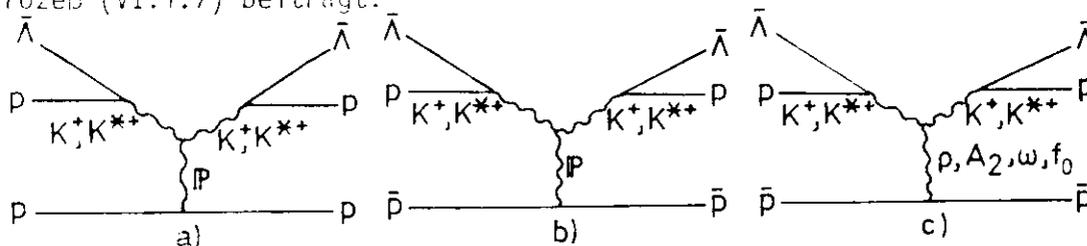
Für die Λ -Erzeugung (Reaktion VI.1.4) findet man den invarianten, über den Transversalimpuls integrierten Wirkungsquerschnitt in den Abbildungen 27a - d, zusammen mit den analogen Verteilungen aus pp -Stößen.

Um $\bar{p}p$ - und pp -Daten, die für kleine $|x|$ bzw. $|y^*|$ wieder die Addition von Target- und Projektil-Fragmentation darstellen, in geeigneter Weise vergleichen zu können, wird in den Abbildungen 27b und d die Summe aus

Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Verteilung der $\bar{p}p$ -Reaktion den pp -Daten gegenübergestellt. Während bei pp im zentralen Bereich (um $x = 0$) ein Minimum auftritt, das in der y^* -Verteilung ausgeprägter ist, sind die analogen $\bar{p}p$ -Ergebnisse in diesem Bereich mit einem konstanten Verlauf verträglich. Die Rolle der Baryonen als "leading"-Teilchen eines Fragmentations-Clusters verliert bei den Λ -Hyperonen, verglichen mit den Protonen, an Bedeutung. Qualitativ ist dieses Verhalten plausibel, denn das Proton kann bei der Fragmentation mit Pomeron-Austausch die Reaktion ohne Abgabe von Fragmenten verlassen, während bei Λ -Erzeugung weitere Fragmente auftreten müssen, um die Erhaltungssätze für die Ladung und die Seltsamkeits-Quantenzahl zu erfüllen (FES 73). Das bei pp im Zentralbereich auftretende Minimum läßt solch einen, allerdings schwach ausgeprägten, "leading particle"-Effekt erkennen, der durch den Vergleich mit der Λ -Erzeugung in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen an Signifikanz gewinnt. Das experimentelle Ergebnis, daß der Wirkungsquerschnitt für die Summe aus Λ und $\bar{\Lambda}$ in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen größer ist als der analoge Λ -Wirkungsquerschnitt in p -induzierten Reaktionen gleicher Energie (bei $x = 0$: Faktor 1.5 und bei $|x| = 0.8$: Faktor 5), kann, zumindest qualitativ, aus der Triple-Regge-Analyse für inklusive Λ -Erzeugung erklärt werden. Die inklusive Reaktion



läuft über K^+ - und K^{*+} -Austausch ab. Das Teilchensystem X ist ein exotischer Zustand, der nach dem Quark-Modell nicht resonant ist; experimentelle Untersuchungen bestätigen diese Aussage (SCH 74). Nach dem Dualitätskonzept ergibt sich daher, daß nur der MM \mathbb{P} -Term (Diagramm a) zum Prozeß (VI.1.7) beiträgt:



Dagegen kann im inklusiven Prozeß



neben dem MM \mathbb{P} -Term noch ein MMM-Term auftreten, so daß man - sofern keine Interferenzen zu berücksichtigen sind - zwei Triple-Regge-Graphen (Diagramm b, c) in Rechnung zu stellen hat (GAN 73).

C) Masse des Restsystems (Missing mass)

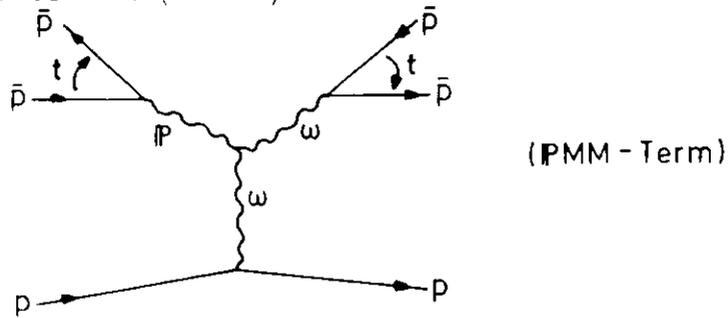
Das Quadrat der Masse des Restsystems X in der inelastischen Reaktion $\bar{p}p \longrightarrow p X$ wird in Abbildung 28 mit den entsprechenden Daten der Reaktion $pp \longrightarrow p X$ bei derselben Energie verglichen. Neben der Gesamtverteilung ist außerdem für beide Reaktionen eine Topologie-abhängige Aufteilung des invarianten, über den Viererimpulsübertrag t integrierten Wirkungsquerschnitts $g(M_X^2, s)$ aufgetragen:

$$(VI.1.8) \quad g(M_X^2, s) = \int \frac{2p_0^* \sqrt{s}}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dM_X^2 dt} dt.$$

Im Bereich $2 < M_X^2 < 3 \text{ GeV}^2$ lassen sich deutliche Strukturen erkennen, die mit wachsender Multiplizität des Endzustands schwächer werden, während in den übrigen M_X^2 -Bereichen keine signifikanten Strukturen auszumachen sind. Dieses stark strukturierte Verhalten des Wirkungsquerschnitts bei niederen Massen des Restsystems ist auf Isobarbildung zurückzuführen (z.B. $N^*(1470)$, $N^*(1520)$, $N^*(1670)$, $N^*(1688)$). Aus der Beobachtung, daß die 6- und 8-Spur-Ereignisse erst oberhalb von 5 bzw. 10 GeV^2 merklich zum Wirkungsquerschnitt beitragen, folgt, daß die mittlere geladene Multiplizität mit zunehmender "missing mass" anwächst, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus pp -Wechselwirkungen (SCH 74).

Für Ereignisse mit mehr als vier geladenen Teilchen im Endzustand sind die $\bar{p}p$ - und pp -Daten innerhalb der Fehler verträglich, während speziell bei den 2-Spur-Ereignissen - in schwächerem Maße bei den 4-Spur-Ereignissen - erhebliche Diskrepanzen in den beiden Wechselwirkungen zu verzeichnen sind. Auffällig ist vor allem, daß der bei pp gut sichtbare $N^*(1470)$ -Resonanzbereich in den $\bar{p}p$ -Reaktionen einen um 3-4 Standardabweichungen kleineren Wirkungsquerschnitt hat, die höheren N^* -Resonanzen dagegen kompatiblen Wirkungsquerschnitt aufweisen. Die hier auftretenden Unterschiede zwischen $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen haben ihre Ursache im wesentlichen in Interferenz-Effekten, die sich beim Integrieren der Verteilungen (um Multiplizitäten oder totale Wirkungsquerschnitte zu erhalten) offensichtlich herausmitteln. Theoretische Arbeiten (MIE 75, BER 74) sagen vorher, daß sich bei Diffraktions-Dissoziation bei kleinen Massen ("low-mass diffraction dissociation") die Verteilungen des Viererimpulsübertrags t in $pp \longrightarrow N^* p$ - und $\bar{p}p \longrightarrow N^* \bar{p}$ -Reaktionen überkreuzen ("cross-over"-Effekt), und zwar aufgrund der Interferenz von ω -Trajektorie und Pomeron-

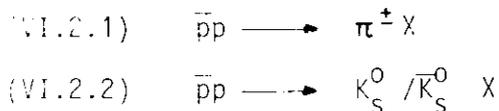
Austausch. In der Triple-Regge-Terminologie entspricht der Interferenzterm einem Graphen der Art (MIE 74):



Vorläufige Untersuchungen an unseren Daten scheinen die Existenz eines solchen "cross-over"-Effekts zu bestätigen; allerdings befinden sich die Untersuchungen in dieser Richtung erst im Anfangsstadium.

VI.2 Erzeugung geladener Pionen und neutraler K_S^0 -Mesonen in Anihilationsprozessen

In diesem Abschnitt werden die π^\pm - und K_S^0/\bar{K}_S^0 -Spektren der inklusiven Anihilationsreaktionen



als Funktion der longitudinalen Variablen x und y^* diskutiert; X enthält hier weder Baryonen noch Antibaryonen.

Abbildung 29a bzw. b zeigt die x - bzw. y^* -Verteilung der Pionen aus Reaktion (VI.2.1). In beiden Verteilungen ist deutlich ein Überschuß an $\pi^+(\pi^-)$ in der Rückwärts (Vorwärts)-Hemisphere des $\bar{p}p$ -Schwerpunktsystems zu erkennen; dieser Effekt wird mit wachsendem Strahlimpuls stärker (HOA 72). Rechnungen auf der Basis des CEA-Modells sagen - zumindest bei kleinen Schwerpunktsenergien (HOA 72) - diese Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in etwa quantitativ vorher.

Vergleicht man die x -Verteilung der Pionen in der Anihilationsreaktion (VI.2.1) mit der der Non-Anihilationspionen (Reaktion VI.1.1), so stellt man fest (s. Abbildung 20a), daß die Verteilung für Pionen aus den Anihilationskanälen breiter ist, was gleichbedeutend mit der Aussage ist,

daß die Pionen in Annihilationsprozessen einen größeren mittleren Longitudinalimpuls im CMS aufweisen ($\langle |p_L^*| \rangle = 346 \pm 3$ MeV/c) als die Pionen in den Non-Annihilationsreaktionen ($\langle |p_L^*| \rangle = 280 \pm 1$ MeV/c).

Zur Untersuchung der Transversalimpulsabhängigkeit der x- bzw. y*-Verteilung ist in Abbildung 30a bzw. b der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt

$$(VI.2.3) \quad f(x, p_T^2, s) = \frac{2 E^*}{\pi \sqrt{s}} \frac{d^2 \sigma}{dx dp_T^2} \quad \text{bzw.}$$

$$(VI.2.4) \quad f(y^*, p_T^2, s) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2 \sigma}{dy^* dp_T^2}$$

für sechs Transversalimpulsbereiche aufgetragen. Ein Vergleich dieser Teilchen-Spektren mit den entsprechenden Verteilungen für π -Erzeugung in Non-Annihilationsprozessen (Abbildungen 23a - d) führt im wesentlichen auf zwei Unterschiede, die aus den Tabellen 21 und 22 zu ersehen sind.

Tabelle 21 : Verhältnisse der π - Erzeugungswirkungsquerschnitte in Annihilaton und Non-Annihilaton als Funktion von p_T

p_T -Bereiche [GeV/c]	alle p_T	0 - 0.2	0.2 - 0.4	0.4 - 0.6
σ_A/σ_{N-A}	1.06 ± 0.01	0.79 ± 0.02	0.95 ± 0.02	1.32 ± 0.04
p_T -Bereiche [GeV/c]	0.6 - 0.8	0.8 - 1.0	1.0 - 1.5	
σ_A/σ_{N-A}	1.98 ± 0.08	4.2 ± 0.4	14.7 ± 3.3	

Tabelle 22 : Mittlerer CMS-Longitudinalimpulsbetrag für Annihilations- und Non-Annihilations-Pionen als Funktion von p_T

p_T [GeV/c] \ $\langle p_L^* \rangle$ [MeV/c]	0-0.2	0.2-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0	1.0-1.5
Non-Annih.	233 ± 3	279 ± 3	340 ± 5	404 ± 10	487 ± 23	320 ± 54
Annihilaton	258 ± 3	320 ± 3	406 ± 4	466 ± 7	505 ± 11	629 ± 18
Isotropie	~ 70	~ 220	~ 300	~ 500	~ 640	~ 860

Während über alle Transversalimpulse p_T integriert, die π -Erzeugungswirkungsquerschnitte in Annihilation und Non-Annihilation etwa gleich groß sind, überwiegt bei kleinen p_T die Non-Annihilation, wird aber mit zunehmendem Transversalimpuls - verglichen mit der Annihilation - merklich schwächer, so daß bei großen p_T die Annihilationsprozesse eindeutig dominieren.

Die Verbreiterung der x-Verteilung für Annihilationspionen gegenüber der für Pionen aus Non-Annihilationsereignissen hängt offenbar vom Transversalimpuls ab (Tabelle 22), d.h. der langsamere Abfall des invarianten Wirkungsquerschnitts für Annihilationspionen mit wachsendem $|x|$ rührt im wesentlichen von den höheren Transversalimpulsen her. Ein Vergleich der $\langle |p_L^*| \rangle$ -Werte in Annihilations- und Non-Annihilationsprozessen mit den $\langle |p_L^*| \rangle$ -Werten, die bei festem Transversalimpuls unter der Annahme isotroper Emission der Pionen im $\bar{p}p$ -CMS zu erwarten wären, ergibt, daß zwar beide Wechselwirkungen Abweichungen von diesem Phasenraum-ähnlichen Verhalten zeigen, daß aber mit wachsendem Transversalimpuls die Annihilation besser mit der Annahme isotroper π -Emission verträglich ist.

Abbildung 20b bzw. d zeigt den invarianten, über den Transversalimpuls integrierten Wirkungsquerschnitt für K_S^0/\bar{K}_S^0 -Produktion in Annihilationsprozessen (Reaktion VI.2.2) als Funktion der longitudinalen Variablen x bzw. y^* , zusammen mit den analogen Verteilungen aus den Non-Annihilationsreaktionen (Reaktion VI.1.2). Im Gegensatz zur Pionen-Erzeugung weisen die K_S^0 -Mesonen in Annihilation und Non-Annihilation einen näherungsweise gleichen Abfall mit steigendem $|x|$ auf, wie auch aus den vergleichbaren CMS-Longitudinalimpulsen in beiden Prozessen zu ersehen ist (Annihilation: $\langle |p_L^*| \rangle = 398 \pm 18$ MeV/c, Non-Annihilation: $\langle |p_L^*| \rangle = 393 \pm 21$ MeV/c). Der Unterschied der Wirkungsquerschnitte (Annihilationswirkungsquerschnitt ist um etwa einen Faktor 1.6 größer als der entsprechende Non-Annihilationswirkungsquerschnitt) scheint sich demnach etwa gleichmäßig über den gesamten x-Bereich zu verteilen.

Die Erzeugung seltsamer Mesonen ist möglicherweise häufig ein sekundärer Prozeß, der vom Zerfall schwerer Meson-Resonanzen (K^* , ϕ , ...) herrührt. Wie man aus der Untersuchung inklusiver ρ - und ω -Produktion weiß (GAL 75), ist der Prozentsatz erzeugter Resonanzen gerade in den Annihilationskanälen sehr groß, so daß der relativ große K_S^0/\bar{K}_S^0 -Erzeugungswirkungsquerschnitt bei der Annihilation, verglichen mit pp und $\bar{p}p$ -Non-Annihilation, möglicherweise auf solche Sekundärprozesse zurückzuführen ist.

VII. Transversalimpulsverhalten

Einblick in die Dynamik hadronischer Wechselwirkungen gewinnt man, neben der Untersuchung der im vorhergehenden Kapitel diskutierten Verteilungen in den longitudinalen Variablen x und y , auch aus den Transversalimpuls-Spektren inklusiver Reaktionen.

In den folgenden Abschnitten sollen die p_T^2 -Abhängigkeit der Baryonen und Mesonen in Annihilation und Non-Annihilation, Korrelationen zwischen p_T und x bzw. y^* sowie die Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle$ von den longitudinalen Variablen x und y^* diskutiert werden.

VII.1 p_T^2 - Verteilungen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma / d p_T^2$ hat einen charakteristischen Verlauf, der für fast alle Teilchen und fast alle Energien bei $p_T^2 = 0$ ein ausgeprägtes Maximum zeigt und für große p_T^2 dem exponentiellen Gesetz

$$(VII.1.1) \quad \frac{d\sigma}{d p_T^2} = a e^{-b p_T^2},$$

mit $b \approx 3-5 \text{ (GeV/c)}^{-2}$, gehorcht. In Tabelle 23 wird die Steigung b im exponentiellen Gesetz (VII.1.1) für Baryonen- und Mesonen-Erzeugung angegeben und mit den entsprechenden pp -Daten verglichen (BLO 74, FES 73).

Tabelle 23 : Steigung b in (VII.1.1) für $p_T^2 > 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ in $(\text{GeV/c})^{-2}$

	total	$\bar{p}p$ Annih.	Non-Annih.	pp
p	3.5 ± 0.1	—	3.5 ± 0.1	3.3 ± 0.1
Λ	3.5 ± 0.5	—	3.5 ± 0.5	3.9 ± 0.3
π	4.5 ± 0.1	3.6 ± 0.1	6.0 ± 0.2	π^+ 4.1 ± 0.1 π^- 4.7 ± 0.1
$\pi^+(\cos\theta^* < 0)$	—	3.4 ± 0.1	6.2 ± 0.2	4.1 ± 0.1
$\pi^-(\cos\theta^* < 0)$	—	3.9 ± 0.1	5.9 ± 0.3	4.7 ± 0.1
K_S^0 / \bar{K}_S^0	4.2 ± 0.4	3.9 ± 0.5	5.1 ± 0.9	5.2 ± 0.5

Die Anhäufungen bei kleinen p_T^2 -Werten können durch Resonanzzerfälle mit kleinem Impuls der Zerfallsprodukte im Ruhesystem der Resonanzen, die kleine Q-Werte und kleine Massen haben, erklärt werden (BRA 72, SAS 72).

Abbildung 31a zeigt, in Ergänzung zu Tabelle 23, daß die Funktionen $f(p_T^2)$ für Protonen aus pp- und $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen innerhalb der Fehler über den ganzen p_T^2 -Bereich kompatibel sind, während die p_T^2 -Verteilungen der Λ -Hyperonen (Abbildung 31b) aus den beiden Wechselwirkungen, außer in der absoluten Höhe, auch noch in der Steigung bei kleinen Transversalimpulsen ($p_T^2 < 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$) voneinander abweichen; der Grund hierfür wird in dem unterschiedlichen dynamischen Verhalten zu suchen sein, das in Kapitel VI.1 diskutiert wurde.

Die p_T^2 -Verteilungen für inklusive Pionen-Erzeugung in $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsprozessen und pp-Stößen besitzen nur bis zu $p_T^2 \approx 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ eine ähnliche Steigung, während speziell für π^+ bei größeren p_T^2 -Werten signifikante Unterschiede auftreten (Tabelle 23 und Abbildung 32a). Wie aus Abbildung 21b zu ersehen ist, könnten, wenigstens teilweise, Interferenzeffekte bei Ereignissen mit kleiner Spuranzahl für diese Diskrepanzen verantwortlich sein.

Abbildung 32b zeigt, daß für nicht zu kleine p_T^2 -Werte ($p_T^2 > 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$) der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T^2$ für K_S^0/\bar{K}_S^0 -Mesonen in pp und $\bar{p}p$ -Non-Annihilationen innerhalb der Fehler übereinstimmt, daß aber die Steigung der Verteilungen bei kleinen p_T^2 unterschiedlich ist, was mit der stärkeren K^* -Erzeugung in $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsprozessen (s. Kapitel V.2), verglichen mit den pp-Ergebnissen, erklärt werden kann.

Aus Tabelle 23 ersieht man, daß sowohl die π^- als auch die K_S^0 -Mesonen aus den Annihilationskanälen für $p_T^2 > 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ einen schwächeren exponentiellen Abfall als die Non-Annihilationsmesonen zeigen (s. Kapitel VII.3).

VII.2 Korrelationen in p_T^2 und x bzw. y^*

Zur Untersuchung einer möglichen Faktorisierung der Strukturfunktion $f(x, p_T^2)$ gemäß

$$(VII.2.1) \quad f(x, p_T^2) = F(x) \cdot G(p_T^2)$$

wird die Exponentialfunktion

$$(VII.2.2) \quad f(x, p_T^2) = f(x, p_T^2 = 0) e^{bp_T^2 + cp_T^4}$$

an die experimentelle p_T^2 -Verteilung der π -Mesonen angepaßt und die exponentielle Steigung

$$(VII.2.3) \quad d = b + 2c p_T^2$$

für

$$p_T^2 = 0.1 \text{ und } p_T^2 = 0.5 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (\text{Non-Annihilation})$$

$$p_T^2 = 0.1 \text{ und } p_T^2 = 1.0 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (\text{Annihilation})$$

bestimmt. Wegen zu geringer Statistik ist eine Bestimmung von d an der Stelle $p_T^2 = 1 \text{ (GeV/c)}^2$ für die Non-Annihilationsprozesse nicht möglich.

Die Abbildungen 33a und c zeigen, daß eine Faktorisierung von $f(x, p_T^2)$ nicht möglich ist. Die exponentielle Steigung ist für $p_T^2 = 0.1 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ und kleine $|x|$ -Werte ~ 10 für π^+ aus den Non-Annihilationskanälen und ~ 7 für Annihilationspionen, und fällt zu größeren $|x|$ -Werten hin auf $d \sim 6-7$ (3-5) in der Non-Annihilation (Annihilation) ab. Dagegen zeigt d für $p_T^2 = 0.5 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ in der Non-Annihilation nur noch schwache x -Abhängigkeit und für Pionen aus den Annihilationskanälen weist d über den ganzen x -Bereich ein nahezu konstantes Verhalten mit $d \sim 2$ auf.

Explizite Rechnungen von T. Sasaki (SAS 72) für π - und K-Mesonen, die aus Resonanzzerfällen kommen, zeigen, daß, unter der Annahme von Scaling und Faktorisierung (bezüglich x und p_T^2) für die Resonanzen, die resultierenden π - und K-Verteilungen weder Scaling- noch Faktorisierungsverhalten aufweisen. Die experimentellen p_T^2 -Verteilungen zeigen deutlich den Einfluß der Resonanzerzeugung (speziell bei kleinen p_T^2) und geben so eine mögliche Erklärung für die experimentelle Beobachtung (Abbildungen 33a und c), daß die Funktion $f(x, p_T^2)$ nicht in zwei Funktionen (entsprechend (VII.2.1)) aufgeteilt werden kann.

Wie die Abbildungen 33b und d zeigen, verhält sich die Funktion $f(y^*, p_T^2)$ dagegen völlig anders. Anwendungen eines multiperipheren Modells auf pp-Wechselwirkungen (Entsprechendes gilt für $\bar{p}p$ -Non-Annihilationen) von De Tar (TAR 71) und auf $\bar{p}p$ -Annihilationsreaktionen von Chen (CHE 74) liefern die Ausbildung eines zentralen Plateaus in der $d\sigma/dy^*$ -Verteilung bei $y^* = 0$, das sich mit wachsender Energie verbreitern und in den $\bar{p}p$ -Annihilationen bei schon viel niedrigeren Primärenergien als bei pp ausgebildet sein sollte. Für die Strukturfunktion $f(y^*, p_T^2)$ bedeutet diese Aussage

$$(VII.2.4) \quad f(y^*, p_T^2) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f(p_T^2),$$

oder anders formuliert (BRA 72):

$$(VII.2.5) \quad d = \frac{\partial \ln f(y^*, p_T^2)}{\partial p_T^2} = (b + 2 c p_T^2) = \text{konst.}$$

für festes p_T^2 im Intervall $-\Delta (s) < y^* < +\Delta (s)$

Trotz der Asymmetrie der Verteilungen (Abbildungen 33b und d) findet man die Beziehung (VII.2.5) mit den folgenden Werten für Δ bestätigt:

Tabelle 24 : Intervallbreite Δ in y^* mit näherungsweise konstantem Steigungsparameter d

	$p_T^2 = 0.1 \text{ GeV}^2/c^2$	$p_T^2 = 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$	$p_T^2 = 1.0 \text{ GeV}^2/c^2$
π^+ (pp-Annih.)	$-0.8 < y^* < 0.6$	—	$-1.2 < y^* < 1.0$
π^+ (pp-Non-Annih.)	$-0.7 < y^* < 0.3$	$-0.9 < y^* < 0.9$	—
π^+ (pp)	$-0.6 < y^* < 0.6$	—	$-0.7 < y^* < 0.7$
π^- (pp)	$-0.6 < y^* < 0.6$	—	$-0.8 < y^* < 0.8$

Da die π^- -Verteilungen die Asymmetrie in umgekehrter Richtung zeigen und nur die Summe aus π^+ - und π^- -Verteilungen mit den symmetrischen Verteilungen in den pp-Wechselwirkungen vergleichbar ist, läßt sich näherungsweise konsistentes Verhalten für pp- und $\bar{p}p$ -Non-Annihilationsreaktionen feststellen. Für Pionen aus Annihilationsprozessen ergibt sich offensichtlich ein breiterer Bereich mit konstantem y^* . In den sich überlappenden Intervallen bei verschiedenen p_T^2 -Werten (Tabelle 24) ist Faktorisierung longitudinaler und transversaler Variablen gemäß $f(y^*, p_T^2) = g(y^*) h(p_T^2)$ möglich.

VII.3 Mittlere Transversalimpulse

Für inklusive Mesonen- und Baryonen-Erzeugung in $\bar{p}p$ - und pp-Wechselwirkungen ist der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ in Tabelle 25 aufgeführt.

Tabelle 25 : Mittlerer Transversalimpuls in MeV/c für pp- und pp- Wechselwirkungen

	$\bar{p}p$			pp	
	total	Annih.	Non-Annih.	12 GeV/c	24 GeV/c
π	319 \pm 1	361 \pm 2	284 \pm 2	π^+ 309.7 \pm 0.7 π^- 296.3 \pm 0.7	π^+ 326.6 \pm 1.1 π^- 315.5 \pm 0.9
K_S^0 / \bar{K}_S^0	405 \pm 10	436 \pm 13	357 \pm 14	398 \pm 5	405 \pm 9
p	408 \pm 4	—	408 \pm 4	393.9 \pm 0.4	388.1 \pm 0.6
Λ	421 \pm 12	—	421 \pm 12	440 \pm 10	435 \pm 13

Während sowohl die Mesonen als auch die Baryonen in den Non-Annihilationskanälen von $\bar{p}p$ und pp $\langle p_T \rangle$ -Werte von etwa vergleichbarer Größenordnung aufweisen (Ausnahme K_S^0 , möglicherweise wegen stärkerer K^* -Erzeugung), kommen den Mesonen in den Annihilationskanälen signifikant höhere mittlere Transversalimpulse zu als denen in den Non-Annihilationskanälen. In Abbildung 34a und b werden die Wirkungsquerschnitte für inklusive π^- - und K_S^0 -Erzeugung in Annihilations- und Non-Annihilationsprozessen als Funktion von p_T^2 verglichen. Es ist deutlich zu erkennen, daß bei der Annihilation die Wirkungsquerschnitte mit wachsendem p_T^2 langsamer abfallen als bei der Non-Annihilation, mit der direkten Folge größerer $\langle p_T \rangle$ -Werte. Die zusätzlich eingezeichneten, auf $d\sigma^A/dp_T^2|_{p_T^2=0.05}$ normierten pp -Daten bei 24 GeV/c, bei denen etwa die gleiche CMS-Energie zur Mesonen-Abstrahlung zur Verfügung steht (wenn die Inelastizität zu 1 angenommen wird), zeigen, daß die höheren mittleren Transversalimpulse nur zum Teil als Phasenraumeffekte erklärt werden können (Tabelle 25).

Eine detailliertere Untersuchung des Transversalimpulsverhaltens in pp -Annihilationsprozessen wird in Abbildung 35a gegeben, wo $\langle p_T \rangle$ gegen den mittleren Absolutbetrag des CMS-Longitudinalimpulses $\langle |p_L| \rangle$ für Pionen in verschiedenen exklusiven Endzuständen aufgetragen ist. Außerdem sind entsprechende Ergebnisse für Non-Annihilations-Endzustände mit 2 bis 10 geladenen Teilchen eingezeichnet sowie die Abhängigkeiten bei angenommener isotroper Emission der Pionen im CMS durch eine Gerade angedeutet.

Die $\langle p_T \rangle$ - und $\langle |p_L^*| \rangle$ -Werte der einzelnen Pionen eines gegebenen Endzustandes streuen innerhalb der Fehler um den in Abbildung 35a angegebenen $\langle p_T \rangle$ - und $\langle |p_L^*| \rangle$ -Wert aller Pionen des definierten Endzustandes.

Obwohl die Datenpunkte signifikante Abweichungen vom Phasenraumverhalten zeigen, sind die $\langle p_T \rangle$ -Werte der Annihilationspionen doch beträchtlich höher als die Non-Annihilationswerte; der Unterschied zwischen Annihilation und Non-Annihilation ist am größten für Kanäle mit niedriger Pionen-Multiplizität, wie dies auch schon bei anderen Energien beobachtet wurde (EVE 74/3). Es wurde nachgeprüft, daß die weniger periphere Natur der Annihilationsprozesse nicht durch den Zerfall schwerer Resonanzen (wie ρ , f , ...) ursächlich bewirkt wird. Ein Vergleich mit anderen $\bar{p}p$ -Experimenten (EVE 74/3) ergibt, daß der Unterschied im Transversalimpuls für Annihilation und Non-Annihilation um so größer ist, je höher die CMS-Energie ist.

Allerdings haben gerade die Annihilationskanäle niedriger Multiplizität, die starke Abweichungen der Transversalimpulse von dem "universellen" Wert von 350 MeV/c aufweisen, nur kleine Wirkungsquerschnitte, so daß der mittlere Transversalimpuls der Annihilationspionen durchaus mit einer Beschränkung des transversalen Phasenraums auf $\langle p_T \rangle \approx 350$ MeV/c verträglich ist (s. Tabelle 25).

In Abbildung 35b, in der $\langle p_T \rangle$ gegen $|x|$ aufgetragen ist (EVE 74/3), um die Energieabhängigkeit, die $\langle |p_L^*| \rangle$ besitzt, herauszudividieren, werden unsere Daten mit den Ergebnissen anderer $\bar{p}p$ -Experimente verglichen. Während die Annihilationskanäle mit hoher Pionen-Multiplizität mit den übrigen Daten vergleichbare Ergebnisse liefern, scheinen die Endzustände mit kleiner Pionen-Multiplizität weniger Phasenraumcharakter zu besitzen, als die Nieder-Energie-Daten anzeigen. Es gibt Evidenz dafür, daß das Auftreten großer Transversalimpulse in $\bar{p}p$ -Annihilationsreaktionen ein Charakteristikum von Baryonen-Austausch-Prozessen ist, denn auch in den mit Baryonen-Austausch angereicherten Prozessen (wie $\pi^+ p \rightarrow$ schnelles Vorwärtsproton + Pionen) scheinen höhere Transversalimpulse aufzutreten (HUM 73). Dagegen werden bei höheren Energien die "leading pions"-Effekte (Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Annihilationspionen) als wesentliche Ursache für das Auftreten hoher mittlerer Transversalimpulse in den Annihilationsprozessen angesehen (EVE 74/3).

In den Abbildungen 36a bzw. b ist der mittlere, mit E^* gewichtete Transversalimpuls der π^+ aus den Non-Annihilations- bzw. Annihilationskanälen als Funktion von x aufgetragen:

$$(VII.3.1) \quad \langle p_T \rangle_W(x) = \frac{\int_{\Delta X} \int_{p_T=0}^{\infty} p_T E^* \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} dp_T dx}{\int_{\Delta X} \int_{p_T=0}^{\infty} E^* \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} dp_T dx}$$

Bei $x = 0$ ist ein deutliches Minimum zu beobachten, das als "sea-gull"-Effekt bezeichnet wird (SCH 73). Ein Vergleich der Non-Annihilationsdaten mit den pp-Ergebnissen (Kurven) ergibt, daß die π^+ -Werte im Target-Fragmentationsbereich ($\pi^+ : x < 0; \pi^- = \pi^+$ für $x > 0$) in beiden Prozessen einen ähnlichen Verlauf haben, daß die quantitative Übereinstimmung für π^- aber besser ist. Für die Annihilationspionen erhält man über den ganzen x -Bereich einen ähnlichen Verlauf wie für die Pionen aus den Non-Annihilationsprozessen, findet allerdings in der Annihilation um ca. 100 MeV/c höhere mittlere Transversalimpulse.

Wählt man dagegen y^* als longitudinale Variable, so erhält man einen runden Kurvenverlauf, wie die Abbildungen 36c bzw. d für π^+ aus Non-Annihilations- bzw. Annihilationsprozessen zeigen. Die durch Kurven angedeuteten pp-Daten haben im Zentralgebiet um etwa 20 MeV/c höhere mittlere Transversalimpulse als die vergleichbaren Non-Annihilationsdaten. Während der Unterschied in $\langle p_T \rangle$ für Non-Annihilations- und Annihilationspionen im Zentralbereich etwa 100 MeV/c beträgt, wird diese Differenz mit wachsendem $|y^*|$ kleiner und ist bei $|y^*| = 2$ nur noch 30 MeV/c. Dieses Verhalten ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß für größere $|y^*|$ -Werte aus kinematischen Gründen nur kleine Transversalimpulse möglich sind. Durch einen Schnitt im Transversalimpuls (hier: $p_T < 0.6$ GeV/c) wird eine Reduzierung dieses kinematischen Effekts erreicht. Wie die Abbildungen 36c und d zeigen, erzielt man dadurch einen flachen Kurvenverlauf im Zentralgebiet, weil durch die Beschränkung auf kleine Transversalimpulse ein vergleichbares Transversalimpulsgebiet herausgegriffen wird, so daß man wenig variierende $\langle p_T \rangle$ in einem größeren Rapiditätsbereich erhält. Dieses Ausbilden eines $\langle p_T \rangle$ -Plateaus ist in der Faktorisierungseigenschaft der Strukturfunktion bezüglich y^* und p_T^2 begründet (s. Kapitel VII.2).

VII.4 Überblick über die Ein-Teilchen-Spektren

Nachdem die differentiellen Wirkungsquerschnitte für inklusive Mesonen- und Baryonen-Erzeugung als Funktion der longitudinalen und transversalen Variablen im einzelnen diskutiert wurden, sollen die Abbildungen 37a - i und 38a - c einen Gesamtüberblick über die Ein-Teilchen-Spektren in den Variablen x , y^{lab} und p_T^2 geben.

Die Verteilungen über den gesamten x -Bereich erhält man aus den angegebenen Teilverteilungen ($x < 0$) mittels CP-Operation, die für die K_S^0 / \bar{K}_S^0 -Mesonen Symmetrie um $x = 0$ fordert und für π^+ (π^-) mit der Aussage identisch ist, daß die Verteilung der im CMS vorwärts fliegenden π^+ (π^-) gleich der Verteilung der im CMS rückwärts gehenden π^- (π^+) zu setzen ist.

In ähnlicher Weise erhält man die gesamte y^{lab} -Verteilung, nur daß der "Symmetriepunkt" hier bei $y^{lab} = 1.62$ liegt.

Für die Baryonen sind außerdem noch die Summen aus Teilchen- und Antiteilchen-Verteilungen angegeben (CP-Operationen wie bei den Mesonen).

VIII. s-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte und Test auf Faktorisierung

Aussagen über das Energieverhalten der Teilchen-Erzeugung in hochenergetischen Reaktionen wurden erstmals von Amati et al. (AMA 62) im Rahmen des multiperipheren Modells gemacht. Für $s \rightarrow \infty$ wurden endliche Wirkungsquerschnitte vorhergesagt. Das eigentliche Interesse an inklusiven Verteilungen setzte jedoch erst wesentlich später auf der Basis von Feynmans (FEY 69) und Yangs (YAN 69) Hypothesen über das asymptotische Verhalten der Strukturfunktion $f(\vec{p}, s)$ ein.

Nach Feynmans Scaling-Hypothese soll im CMS gelten:

$$(VIII.1) \quad \lim_{s \rightarrow \infty} f(x, p_T^2, s) \rightarrow F(x, p_T^2) > 0$$

d.h. die lorentz-invariante Strukturfunktion f strebt mit wachsender Energie gegen eine endliche, nicht verschwindende Funktion F , die nicht mehr von der Energie abhängt.

Die in (VIII.1) formulierte asymptotische Beziehung soll für alle Werte von x ($|x| < 1$) und p_T^2 ($0 \leq p_T^2 < \infty$) gültig sein.

Die Hypothese der "limiting fragmentation" (HLF) von Yang et al. macht über das Energieverhalten der Strukturfunktion $f(\vec{p}, s)$ die folgende Aussage:

$$(VIII.2) \quad \lim_{s \rightarrow \infty} f(\vec{p}, s) \rightarrow G_{b(a)}(\vec{p}) > 0$$

mit:

b : Ruhesystem des Targetteilchens (Laborsystem)

a : Ruhesystem des Strahlteilchens

\vec{p} : endlicher Impuls im Ruhesystem von b (a)

Die Aussagen von Feynman und Yang sind asymptotisch äquivalent; allerdings macht HLF - im Gegensatz zum Feynman-Scaling - für $x = 0$ keine Aussage.

Im Rahmen der inklusiven Terminologie sind die Annihilationsreaktionen als "partially inclusive"-Reaktionen zu betrachten, für die zur Untersuchung des Scaling-Verhaltens die normierte Strukturfunktion

$$(VIII.3) \quad \lim_{s \rightarrow \infty} \tilde{f}(x, p_T^2, s) = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{1}{\sigma_{\text{Ann.}}} f(x, p_T^2, s) \rightarrow \tilde{F}(x, p_T^2)$$

verwendet werden sollte (SAT 72).

In der bisherigen Diskussion wurden die inklusiven Ein-Teilchen-Spektren im wesentlichen dazu benutzt, um im direkten Vergleich von $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen der gleichen Primärenergie gemeinsames bzw. unterschiedliches Verhalten der beiden Wechselwirkungen aufzuzeigen. Eine Erweiterung der Ergebnisse bietet sich im Vergleich der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte in beiden Reaktionen an.

Die Verteilungen der Sekundärteilchen in pp -Stößen scheinen im allgemeinen der Scaling-Hypothese ($f(x, p_T^2, s) \longrightarrow F(x, p_T^2)$) zu gehorchen. Daher ist es von Interesse, zu untersuchen, ob die $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen ähnliches Scalingverhalten wie die pp -Wechselwirkungen zeigen und welche Energieabhängigkeit die Teilchen-Spektren der Non-Annihilations- und Annihilationskomponente der $\bar{p}p$ -Reaktionen besitzen.

Die Problematik eines solchen Vergleichs ist zweifach, denn zum einen liegen nur für wenige, relativ niedere \bar{p} -Laborimpulse (≤ 15 GeV/c) experimentelle Daten von inklusiven Teilchen-Spektren vor, und zum anderen wurde nur für einige wenige dieser Experimente eine Aufteilung in Annihilations- und Non-Annihilationsanteile durchgeführt. Somit bleibt eine Untersuchung des Energieverhaltens inklusiver $\bar{p}p$ -Reaktionen zwangsläufig unterhalb des Energiebereichs, der für pp -Stöße als "asymptotisch" angesehen wird.

VIII.1 s-Abhängigkeit

In den Abbildungen 39a und b werden die invarianten, über den Transversalimpuls p_T integrierten Wirkungsquerschnitte für π^\pm -Erzeugung mit denen zweier anderer $\bar{p}p$ -Experimente bei 4.6 und 9.1 GeV/c (GRE 74) als Funktion der Feynman-Variablen x im Proton-Fragmentationsbereich ($x < 0$) verglichen. Im wesentlichen lassen sich zwei Charakteristika aus diesem Vergleich ablesen:

Zum einen scheint die Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte mit wachsender Primärenergie besser zu werden - vor allem im Bereich kleiner $|x|$, und zum anderen sind die Unterschiede im Target-Fragmentationsbereich für π^+ kleiner als für π^- . Eine Erweiterung dieses Bildes wird durch Abbildung 40 geliefert, in der der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $f(x, p_T^2, s)$ für inklusive π^\pm -Erzeugung in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei 4.6, 9.1 und 12 GeV/c für verschiedene Transversalimpulsbereiche aufgetragen ist.

Es zeigt sich, daß der Unterschied der zu verschiedenem s gehörenden Wirkungsquerschnitte mit wachsendem Transversalimpuls größer wird. Das deutet darauf hin, daß der Unterschied im wesentlichen auf den, im totalen inklusiven Prozeß gegenwärtigen Annihilationsanteil zurückzuführen ist, denn der Annihilationswirkungsquerschnitt nimmt mit steigender Schwerpunktsenergie ab (s. Kapitel V.1) und der mittlere Transversalimpuls ist für Pionen aus Annihilationsprozessen größer als für Non-Annihilationspionen (s. Kapitel VII.3). Ferner ist die π -Erzeugung in den Annihilationsreaktionen weniger peripher als in den Non-Annihilationsprozessen, so daß der relative Beitrag der Annihilation zu den inklusiven Verteilungen im Target-Fragmentationsbereich für π^- größer als für π^+ ist (GRE 74).

Experimentelle Daten zur inklusiven Erzeugung seltsamer Teilchen gibt es bisher nur in sehr beschränktem Umfang. In Abbildung 41a ist der invariante Wirkungsquerschnitt für inklusive K_S^0/\bar{K}_S^0 -Erzeugung in unserem Experiment den Ergebnissen des 14.75 GeV/c- $\bar{p}p$ -Experimentes (DAO 74/1) (Korrektur um den Faktor 1/10 an der vertikalen Skala) als Funktion von x zum Vergleich gegenübergestellt. Für $|x| < 0.4$ sind die Daten innerhalb der Fehler verträglich, während für größere $|x|$ Diskrepanzen um etwa einen Faktor 2 zu verzeichnen sind.

Der Vergleich der Transversalimpulsverteilungen für inklusive Λ -Erzeugung in Abbildung 41b für Laborimpulse von 12 und 5.7 GeV/c (GAN 73) ergibt für $p_T^2 < 1.0$ (GeV/c)² eine ähnliche Form (Steigung: 4.92 ± 0.06 bzw. 4.56 ± 0.26 (GeV/c)⁻² für 5.7 bzw. 12 GeV/c), während bei größeren Transversalimpulsen, aufgrund von Phasenraumeffekten, ein langsamerer Abfall mit p_T^2 bei 12 GeV/c zu verzeichnen ist als bei 5.7 GeV/c.

Eine spezielle Untersuchung des Scaling-Verhaltens im Target-Fragmentationsbereich zeigt Abbildung 42 (MIE 73). Untersucht man die inklusive Ein-Teilchen-Erzeugung

$$(VIII.1.1) \quad a + b \dashrightarrow c + \text{anything}$$

im speziellen kinematischen Bereich, in dem Teilchen c einen festen (kleinen) Impuls im Ruhesystem des Teilchens b (Target-Fragmentationsbereich) hat, so verwendet man üblicherweise die Notation

$$(VIII.1.2) \quad b \xrightarrow{a} c,$$

um anzudeuten, daß Teilchen b unter Beschuß von Teilchen a in Teilchen c fragmentiert.

Chan et al. (CHA 71) zeigen, daß sich die Strukturfunktion $f(p_{\parallel}, p_T^2, s)$ für einen solchen Prozeß, unter Verwendung der Mueller-Regge-Theorie (MUE 70) in Verbindung mit Faktorisierungs- und Dualitätsargumenten, als die Summe aus einem Energie-unabhängigen Term (von der Pomeron-Singularität dominiert) und einem von der Energie abhängigen Term (dominiert von den näherungsweise Austausch-entarteten Meson-Trajektorien f, ρ, ω, A_2) schreiben läßt:

$$(VIII.1.3) \quad f(p_{\parallel}, p_T^2, s) = A(p_{\parallel}, p_T^2) + B(p_{\parallel}, p_T^2) s^{\alpha_M(0)-1}$$

$$\text{mit: } B(p_{\parallel}, p_T^2) = \sum_{i=f, \rho, \omega, A_2} B_i(p_{\parallel}, p_T^2)$$

Aufgrund von Dualitätsargumenten (CHA 71) muß $B(p_{\parallel}, p_T^2)$ verschwinden, wenn das System $a b \bar{c}$ exotische Quantenzahlen hat, so daß in diesem Fall die inklusive Verteilung (VIII.1.3) schon bei relativ niedrigen Energien vom Pomeron-Austausch allein dominiert wird. Da die einzelnen Beiträge B_i nicht verschwinden, müssen sie sich gegenseitig wegheben, woraus Relationen abgeleitet werden können, die verschiedene Reaktionen verknüpfen (s. nächsten Abschnitt).

Ist dagegen das System $a b \bar{c}$ nicht-exotisch, dann sollte der führende Term in der Summation (VIII.1.3) von den Meson-Trajektorien herrühren.

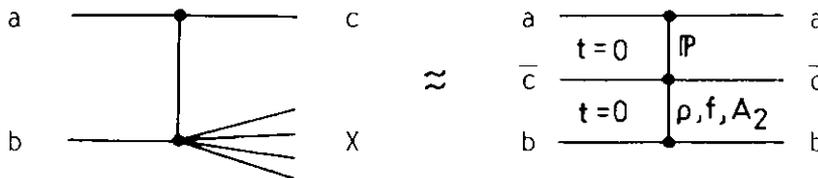
Miettinen (MIE 73) zeigt, daß die für exotische Systeme $a b \bar{c}$ geforderte Energieunabhängigkeit und für nicht-exotische Systeme vorhergesagte $s^{-1/2}$ -Abhängigkeit ($\alpha_M(0) \approx 1/2$) am speziellen Punkt $p_{\parallel} = 0$ im Target-Fragmentationsbereich für $A + p$ -Wechselwirkungen ($A = p, \pi^+, K^+; \pi^-, K^-, \gamma$) gut erfüllt ist. Für pp - und $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen wird dies anhand der Abbildung 42 nachgeprüft, wobei die reduzierte Strukturfunktion

$$(VIII.1.4) \quad \tilde{f}(p_{\parallel}, p_T^2, s) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}^{\infty}} E_c \frac{d\sigma}{d\vec{p}_c}$$

verwendet wird, um die Unterschiede in der Kopplungsstärke zu eliminieren. Während die pp -Daten gut mit der Mueller-Regge-Vorhersage der Energieunabhängigkeit verträglich sind, zeigen die $\bar{p}p$ -Daten (DAO 74/2, MUI 74) signifikante, mit wachsender Energie schwächer werdende Abweichungen von dieser Vorhersage. Diese Diskrepanzen können auf den Annihilationsbeitrag der $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen zurückgeführt werden. S. Humble (HUM 74) stellt im Rahmen eines multiperipheren Modells, das die höhere mittlere geladene

Multiplizität in den Annihilationen (s. Kapitel V.2) und die steilere Energieabhängigkeit der exklusiven Annihilationskanäle (s. Kapitel V.1), verglichen mit den Non-Annihilationsprozessen, berücksichtigt, Berechnungen für den Prozeß $p \xrightarrow{\bar{p}} \pi^-$ an, die die experimentellen Daten sehr gut reproduzieren, wie Abbildung 42 zeigt.

Eine ähnliche Untersuchung wird von T. Ferbel (FER 72) im Zentralbereich vorgenommen. Hier erwartet man eine $p^{-1/4}$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte, wenn der folgende Mueller-Regge-Graph im Zentralbereich dominant ist: (p ist der Laborimpuls des Strahlteilchens)



In Abbildung 43 ist der durch den asymptotischen totalen Wirkungsquerschnitt dividierte Wirkungsquerschnitt

$$(VII).1.5) \quad c = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}^{\infty}} \int E^* \frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel}^* dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2$$

an der Stelle $x = 0$ in Abhängigkeit von $p^{-1/4}$ für einige inklusive Prozesse ($a + p \longrightarrow \pi^- X$, $a = \gamma, \pi^+, K^+, \dots p$) aufgetragen (FER 72). Man sieht, daß alle diese Daten dem $p^{-1/4}$ -Gesetz erstaunlich gut gehorchen. Unter der Annahme, daß die einfache lineare Extrapolation sinnvoll ist, erwartet man das Scaling-Limit im Zentralbereich (und damit für alle x , denn im Fragmentationsbereich wird es schon relativ früh erreicht) für die aufgeführten Reaktionen erst ab Energien, die weit oberhalb derzeitig erreichbarer Energien liegen. Möglicherweise deuten die zusätzlich eingezeichneten $\bar{p}p$ -Daten auf ein früheres Erreichen des Scaling-Limits im Zentralbereich in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen hin, worin auch der Grund für das frühe Scaling der Multiplizitätsverteilungen in $\bar{p}p$ -Reaktionen liegen könnte (s. Kapitel V.2).

VIII.2 Test auf Faktorisierung

Aussagen über die Eigenschaften der Fragmente des Targetteilchens in Abhängigkeit von den Quantenzahlen des Strahlteilchens ergeben sich aus der Mueller-Regge-Theorie (MUE 70) unter der Annahme, daß die Residuumsfunktionen

der Pomeron- und Meson-Trajektorien faktorisiert werden können (CHA 71).
 Faktorisierung der Residuumsfunktion der Meson-Trajektorien in (VIII.1.3)
 bedeutet:

$$(VIII.2.1) \quad B_i(p_{\parallel}, p_T^2) = \gamma_{(b\bar{c})}^i(p_{\parallel}, p_T^2) \cdot \gamma_a^i$$

wobei $\gamma_{(b\bar{c})}^i$ die Kopplung der Trajektorie i an das System $b\bar{c}$ und γ_a^i
 ihre Kopplung an a beschreibt; dadurch lassen sich die Anteile A und B
 in (VIII.1.3) in einen Teil aufspalten, der vom Strahlteilchen abhängt
 (γ_a^i) und einen Teil ($\gamma_{(b\bar{c})}^i$), der unabhängig vom Strahlteilchen ist.

Aus Dualitätsargumenten ergeben sich dann die folgenden Austauschent-
 artungs-Relationen (MIE 72):

$$(VIII.2.2) \quad \gamma_K^f = \gamma_K^p = \gamma_K^\omega = \gamma_K^{A2} = \gamma_K$$

$$(VIII.2.3) \quad \gamma_\pi^f = \gamma_\pi^p$$

$$(VIII.2.4) \quad \gamma_N^f = \gamma_N^\omega ; \gamma_N^p = \gamma_N^{A2}$$

Aus Regge-Anpassungen an die gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für
 Meson-Nukleon- und Nukleon-Nukleon-Streuung können die Werte dieser Kopp-
 lungskonstanten bestimmt werden (GRE 74).

Die Hypothese der Faktorierbarkeit der Residuumsfunktionen gemäß (VIII.2.1)
 wurde sowohl für "exotische" Reaktionen ($(p, \pi^+, K^+) + p \rightarrow \pi^- X$) als
 auch für "nicht-exotische" Reaktionen ($(\pi^-, K^-, \gamma) + p \rightarrow \pi^- X$) be-
 stätigt (GRE 74). Im Falle des Fragmentationsprozesses $\bar{p}p \rightarrow \pi^- X$ gewinnt
 man aus den drei Strukturfunctionen im Proton-Fragmentationsbereich (GRE 74)

$$(VIII.2.5) \quad f(p \xrightarrow{\bar{p}} \pi^-) = \gamma_N^p \gamma^p(p \rightarrow \pi^-) + 2 [\gamma_N^f + \gamma_N^p] \gamma^M(p \rightarrow \pi^-) s^{-1/2}$$

$$(VIII.2.6) \quad f(p \xrightarrow{K^-} \pi^-) = \gamma_K^p \gamma^p(p \rightarrow \pi^-) + 4 \gamma_K \gamma^M(p \rightarrow \pi^-) s^{-1/2}$$

$$(VIII.2.7) \quad f(p \xrightarrow{p} \pi^-) = \gamma_N^p \gamma^p(p \rightarrow \pi^-)$$

und den Werten für die Kopplungskonstanten aus (GRE 74) die folgende theo-
 retische Faktorisierungs-Voraussage:

$$(VIII.2.8) \quad f(p \xrightarrow{\bar{p}} \pi^-) = 0.219 f(p \xrightarrow{p} \pi^-) + 1.70 f(p \xrightarrow{K^-} \pi^-)$$

Die K^+p -Daten werden einem 8.25 GeV/c-Experiment entnommen (FRY 73/1). In Abbildung 44 wird diese theoretische Vorhersage mit dem experimentellen doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $f(x, p_T^2, s)$ für vier Transversalimpulsbereiche verglichen. Man sieht deutlich, daß zwischen Theorie und Experiment signifikante Diskrepanzen auftreten, die mit wachsendem Transversalimpuls größer werden. Ähnliche Untersuchungen für $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei 4.6 und 9.1 GeV/c (GRE 74) zeigen ferner, daß die beobachteten Diskrepanzen stark Energie-abhängig sind, und zwar derart, daß die Abweichungen um so stärker sind, je kleiner der Strahlimpuls ist. Die Abhängigkeit vom Strahlimpuls und vom Transversalimpuls des erzeugten Teilchens spricht dafür, daß die Unverträglichkeit der Faktorisierungs-Hypothese in inklusiven Fragmentationsprozessen, die durch \bar{p} induziert werden, auf den Annihilationsbeitrag in den $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen zurückzuführen ist.

S. Humble's Rechnungen (HUM 74), unter Berücksichtigung der Annihilations-eigenschaften, bestätigen - wie oben diskutiert - diese Annahme offensichtlich.

Eine mehr qualitative Untersuchung der Faktorisierungs-Hypothese zeigt Abbildung 45 für die Λ -Hyperonen; dort werden unsere Daten mit den Ergebnissen von fünf anderen Experimenten verschiedener Energie und verschiedener Strahlteilchen verglichen. Der Verlauf der Daten ist mit der Aussage verträglich, daß die Λ -Hyperonen in allen in Abbildung 45 aufgetragenen Prozessen durch Target-Fragmentation erzeugt werden. Wenn Faktorisierung gilt, dann sollte die reduzierte Ein-Teilchen-Funktion

$$(VIII.2.9) \quad \tilde{f}(p_L^*, p_T^2, s) = \frac{1}{\sigma_{tot}^\infty} \int E^* \frac{d^2\sigma}{dp_L^* dp_T^2} dp_T^2$$

unabhängig vom Strahlteilchen sein. Wie man sieht, hat diese Funktion \tilde{f} für alle eingezeichneten Reaktionen (BLO 74) (π^+p , K^+p , pp und $\bar{p}p$) im Target-Fragmentationsbereich einen ähnlichen Verlauf, mit Ausnahme für das $\bar{p}p$ -Experiment bei 5.7 GeV/c (GAN 73), dessen Abweichungen für $x < -0.7$ durch die Dominanz von Zwei-Körper- und Quasi-Zwei-Körperreaktionen erklärt werden können. Allerdings treten in der absoluten Höhe deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Prozessen auf, die im Falle der pp -Wechselwirkungen im Rahmen des Triple-Regge-Modells eine qualitative Erklärung finden (s. Kapitel VI.1). Relativ gute Übereinstimmung zeigen unsere Daten mit den Wirkungsquerschnitten aus K^+p - und π^+p -Wechselwirkungen bei 12.7 und 22 GeV/c.

Bei den hier betrachteten Energien spielt der Pomeron-Austausch offensichtlich noch nicht die dominierende Rolle, die die Unabhängigkeit der Fragmente des Targetprotons von den Quantenzahlen des Strahlteilchens liefern würde.

IX Danksagungen

Herrn Professor M.W. Teucher danke ich für die Möglichkeit, in seiner Blasenhammergruppe diese Arbeit anfertigen zu können.

Für die ständige Hilfsbereitschaft und tatkräftige Unterstützung bedanke ich mich sehr herzlich bei Herrn Professor P. Söding.

Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. V. Blobel, der stets ein offenes Ohr für alle meine Fragen hatte und mit zahlreichen wertvollen Hinweisen und Anregungen diese Arbeit stark gefördert hat.

Weiterhin gilt mein Dank allen Gruppenmitgliedern, insbesondere den Herren Dr. G. Drews, Dr. H. Fesefeldt, Dr. B.W. Hellwig, Ch. Jetter, Dr. D.Mönkemeyer, Dr. H.F. Neumann, H. Randow, Dr. B. Schwarz und G. Wetjen für eine fruchtbare und engagierte Mitarbeit.

Frau M. Penna danke ich für eine langjährige freundschaftliche Zusammenarbeit und ihre unermüdliche Hilfe bei der Auswertung des $\bar{p}p$ -Experimentes.

Den Angehörigen der Blasenhammergruppe, die beim Scan, beim Messen sowie bei der Datenverarbeitung mitgewirkt haben, danke ich für ihre zuverlässige Arbeit.

Frau H. Siegner und Frau E. Hell spreche ich für das sorgfältige Anfertigen der Zeichnungen meinen Dank aus.

Herrn Professor Cresti danke ich für das Überlassen des Filmmaterials und allen Mitgliedern der Bonn-Hamburg-München-Kollaboration für das großzügige Entgegenkommen, ihre Daten mitbenutzen zu dürfen.

X Literaturverzeichnis

- AMA 62 D. Amati et al.; Nuovo Cimento 26 (1962) 896
AMA 72 R.F. Aman; Nucl. Phys. B49 (1972) 169
ATH 70 H.W. Atherton et al.; Nucl. Phys. B16 (1970) 416
BER 68 P. Bernard et al.; CERN 68-29 (1968)
BER 74 E.L. Berger; Argonne preprint ANL/HEP 7464 (1974)
BIA 74 A. Bialas; Ref. TH 1745 - CERN, preprint
BLO 71 V. Blobel und D. Mönkemeyer; Programmbeschreibung SELDEC, Interner Bericht (pp-Exp.), Hamburg (1971)
BLO 74 V. Blobel et al.; Nucl. Phys. B69 (1974) 454
BLO 75 V. Blobel; private Mitteilung, Hamburg (1975)
BOR 71 I. Borecka et al.; Nuovo Cimento 5A (1971) 19
BRA 72 A. Brandt; Diplomarbeit, Interner Bericht DESY F1-72/3 (1972)
CAR 74 A.S. Carrol et al.; Preprint NAL-Pub-74/75-EXP (1974)
CFC 73 Chun-Fai Chan et al.; Phys. Letters 47 B (1973) 512
CHA 71 H.M. Chan et al.; Phys. Rev. Letters 26 (1971) 672
CHE 74 Chih Kwan Chen; Preprint, University of Glasgow (1974)
CHO 70 T.T. Chou and C.N. Yang; Phys. Rev. Letters 25 (1970) 1072
DAO 73 F.T. Dao et al.; Phys. Letters 45 B (1973) 513
DAO 73/1 F.T. Dao and J. Whitmore; Phys. Letters 46 B (1973) 252
DAO 74 F.T. Dao et al.; Preprint, NAL-Pub-73/80-EXP (1974)
DAO 74/1 F.T. Dao et al.; Phys. Letters 51 B (1974) 505
DAO 74/2 F.T. Dao et al.; Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions, CERN-Report 74-18 (1974) 255
DRE 71 G. Drews; Dissertation, Interner Bericht DESY F1-71/7 (1971)
EVE 74/1 D. Everett et al.; Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions, CERN-Report 74-18 (1974) 510
EVE 74/2 D. Everett et al.; Nucl. Phys. B 73 (1974) 449
EVE 74/3 D. Everett et al.; Nucl. Phys. B 73 (1974) 440
EYL 74 Y. Eylon and H. Harari; Nucl. Phys. B 80 (1974) 349
FER 50 E. Fermi; Progress of Theoretical Physics (1950)
FER 72 T. Ferbel; Phys. Rev. Letters 29 (1972) 448
FES 73 H. Fesefeldt; Dissertation, Interner Bericht DESY F1-73/11 (1973)
FEY 69 R.P. Feynman; Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1415
FIE 74 T. Fields et al.; Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions, CERN-Report 74-18 (1974) 151
FIG 74 J. Figiel; Preprint TPJU-10/74, Cracow, Juni 1974

- FOL 63 K.J. Foley et al.; Phys. Rev. Letters 11 (1963) 503
- FRY 73 J.R. Fry et al.; Phys. Letters 43 B (1973) 146
- FRY 73/1 J.R. Fry et al.; Nucl. Phys. B 58 (1973) 420
- GAB 65 W. Galbraith et al.; Phys. Rev. B 913 (1965) 138
- GAL 74 D. Gall, $\bar{p}p$ -Memo 74/5, Hamburg (1974)
- GAL 75 D. Gall et al.; International Symposium on $\bar{p}p$ -Interactions, University of Helsinki, Report Series in Physics No. 103 (1975) 414
- GAN 73 S.N. Ganguli and B. Sadoulet; Nucl. Phys. B 53 (1973) 458
- GOL 72 H. Goldberg; Phys. Rev. D 6 (1972) 2542
- GRA 74 P. Grassberger and H.I. Miettinen; Nucl. Phys. B 82 (1974) 26
- GRE 74 P.S. Gregory et al.; Nucl. Phys. B 78 (1974) 222
- GRE 75 P.S. Gregory; International Symposium on $\bar{p}p$ -Interactions, University of Helsinki, Report Series in Physics No. 103 (1975) 256
- GRI 68 R. Böck; Programm GRIND, CERN TC program library manual, vol. 2, Genf (1968)
- HAZ 69 HAZE-Programmbeschreibung, DD-Handbook, CERN (1969)
- HBC 72 Handbuch der CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer, Genf (1972)
- HEL 73 B.W. Hellwig; Dissertation, Interner Bericht DESY F1-73/2 (1973)
- HOA 72 T.F. Hoang et al.; Nucl. Phys. B 38 (1972) 62
- HOU 60 P. Hough and B. Powell; Nuovo Cimento 18 (1960) 1184
- HUM 73 S. Humble et al.; Nucl. Phys. B 56 (1973) 61
- HUM 74 S. Humble; Preprint, Ref. TH. 1830-CERN (1974)
- HWA 71 R.C. Hwa; Phys. Rev. Letters 26 (1971) 1143
- IWA 75 S. Iwao and M. Shako; Preprint, Kanazawa University, HPICK-011
- JET 75 Ch. Jetter; private Mitteilung, Hamburg (1975)
- KIT 74 T. Kitagaki et al.; Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions, CERN-Report 74-18 (1974) 269
- KNA 70 T.M. Knasel; DESY 70/3, Hamburg (1970)
- KOB 73 Z. Koba et al.; Nucl. Phys. B 40 (1973) 317
- LAM 74 W.S. Lam and E. Suhonen; Phys. Letters 50 B (1974) 453
- LAZ 67 P. Lazeyras; CERN/D. Ph. II/BEAM 67-2 (1967)
- LEN 69 W. Lenkeit; Diplomarbeit, Hamburg (1969)
- MIE 72 H.I. Miettinen; Phys. Letters 38 B (1972) 431
- MIE 73 H.I. Miettinen; Regge Phenomenology of Inclusive Reactions, Chilton, Berkshire (1973)
- MIE 74 H.I. Miettinen; Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions, CERN-Report 74-18 (1974) 405
- MIE 75 H.I. Miettinen; Preprint, CERN Ref. TH. 2072
- MOE 72 D. Mönkemeyer; Dissertation, Interner Bericht DESY F1-72/2 (1972)
- MÖH 74 H.J. Möhring; Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions, CERN-Report 74-18 (1974) 422

- MUE 70 A.H. Mueller; Phys. Rev. D2 (1970) 2963
- MUE 72 H.J. Mück; Dissertation; Interner Bericht DESY R2-72/1 (1972)
- MUI 73 H. Muirhead; Aix-en-Provence 1973, Elementary Particle Conference C1-365, Paris (1973)
- MUI 74 H. Muirhead; Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions, CERN-Report 74-18 (1974) 488
- MUI 75 H. Muirhead; International Symposium on $\bar{p}p$ -Interactions, University of Helsinki, Report Series in Physics No.103 (1975) 300
- NAG 70 H.H. Nagel; Habilitationsschrift, Bonn (1970)
- OH 73 B.Y. Oh et al.; Nucl. Phys. B 51 (1973) 57
- ORF 73 S.J. Orfanidis and V. Rittenberg; Nucl. Phys. B 59 (1973) 570
- PDG 72 Particle data group, LBL - 58 (1972)
- PDG 75 Particle data group, Particle Properties, April 1975
- PEN 74 M. Penna, private Mitteilung, Hamburg (1974)
- PYT 69 Programm PYTHON, CERN TC program library manual, vol. 3, Genf (1969)
- SAL 74 J. Salava and V. Simak; Nucl. Phys. B 69 (1974) 15
- SAS 72 T. Sasaki; Preprint UT-182, Tokio (1972)
- SAT 72 H. Satz; Lettere Nuovo Cimento 4 (1972) 357
- SCH 73 N. Schmitz; Introduction to pp -Collisions at High Energies, München (1973)
- SCH 74 B. Schwarz; Dissertation, Interner Bericht DESY F1-74/4 (1974)
- SEL 72 F. Selonke; Dissertation, Bonn (1972)
- SIM 74 V. Simak; Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions, CERN-Report 74-18 (1974) 206
- SIM 75 V. Simak; International Symposium on $\bar{p}p$ -Interactions, University of Helsinki, Report Series in Physics No. 103 (1975) 42
- SLA 73 P. Slattery; Phys. Rev. D7 (1973) 2073
- SUK 74 M. Suk et al.; Symposium on Antinucleon-Nucleon Interactions, CERN-Report 74-18 (1974) 281
- TAR 71 C.E. de Tar; Phys. Rev. D3 (1971) 128
- THR 68 Programm THRESH, CERN TC program library manual, vol. 2, Genf (1968)
- WET 74 G. Wetjen; Diplomarbeit, Interner Bericht DESY F1-74/3 (1974)
- WHI 74 J. Whitmore; Physics Report 10 C (1974) 273
- WHI 75 J. Whitmore et al.; Preprint FNAL, MSU, Cambridge, May 23, 1975
- WOL 75 E. de Wolf et al.; Nucl. Phys. B 87 (1975) 325
- YAN 69 C.N. Yang et al.; Phys. Rev. 188 (1969) 2159

XI Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1 a) Verteilung der Residuals für die Blaskammerbezugsmarken in drei verschiedenen Kamera-Ansichten.
- b) Verteilung der Residuals nach dem THRESH-Helix-Fit für Strahlspuren und auslaufende Spuren.
- Abb. 2 a) Impulsellipsen der kinematisch möglichen π^+ (π^-), $p(\bar{p})$ im Laborsystem bei 12 GeV/c Strahlimpuls. Die Hyperbeln $p_L^* = 0$ bilden die Grenze zwischen Vorwärts- und Rückwärts-Hemisphäre des $\bar{p}p$ -Gesamtschwerpunktsystems.
- b) Invarianter Wirkungsquerschnitt für die Protonen als Funktion der Feynman-Variablen x , mit Darstellung der subtrahierten und ambiguitiven Anteile (Schraffierung) entsprechend dem im Text (Kap. III.1) beschriebenen Verfahren.
- c) Wie b) für Antiprotonen.
- Abb. 3 a) Invarianter Wirkungsquerschnitt für Protonen als Funktion der "missing mass"; die schraffierte Verteilung zeigt den Anteil der eindeutigen Protonen am Wirkungsquerschnitt.
- b) Wie a) für Antiprotonen.
- c) Über p_T^2 integrierter, einfach differentieller Wirkungsquerschnitt der p gegen x im Vergleich mit der im CMS gespiegelten Verteilung für \bar{p} . Die Kurve beschreibt das gewichtete Mittel nach dem im Text (Kap. III.1) beschriebenen Verfahren.
- Abb. 4 Verteilungen der Transversalimpulse des positiv geladenen Zerfallsteilchens bezüglich der Flugrichtung des neutralen seltsamen Teilchens für ein- und mehrdeutige Zerfälle. Die eingezeichneten Kurven entsprechen den Transversalimpulsverteilungen, unter Annahme isotropen Zerfalls des seltsamen Teilchens in seinem Ruhesystem.
- Abb. 5 Verteilungen der Transversalimpulse des positiv (negativ) geladenen Zerfallsteilchens bezüglich der Flugrichtung des positiv (negativ) geladenen seltsamen Teilchens für ein- oder mehrdeutige Zerfälle; zur Bedeutung der eingezeichneten Kurven: s. Abb. 4.

Abb. 6 Verteilung der kinematischen Variablen der Erzeugung und des Zerfalls für neutrale seltsame Teilchen. Die Definition dieser Größen wird im Text (Kap. III.2) gegeben.

■ Korrekturen auf geometrische Verluste und auf Musterungsverluste bei kleinen Zerfallslängen.

☒ Korrekturen auf Musterungsverluste.

a) Für K_S^0 / \bar{K}_S^0 -Mesonen

b) Für Λ -Hyperonen

c) Für $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen

Abb. 7 Verteilungen des Erzeugungswinkels θ der gemusterten Photonen bezüglich der Richtung des \bar{p} -Strahls im Laborsystem, in Abhängigkeit von der Zahl der erzeugten geladenen Teilchen. Die Kurven entsprechen den im Text (Kap. III.3) beschriebenen Anpassungen.

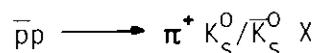
Abb. 8 a) Transformierte p -Verteilung $T\{p\}$ und transformierte \bar{n} -Verteilung $T\{\bar{n}\}$ des PC-transformierten 3-Teilchen-Endzustandes $p \pi^- \bar{n}$, als Funktion der Feynman-Variablen x bzw. $\cos \theta^*$. (θ^* = Winkel zwischen auslaufendem Teilchen und dem Strahlteilchen im $\bar{p}p$ -Schwerpunktsystem).

b) x - bzw. $\cos \theta^*$ -Verteilung für π^- und das neutrale System MM aller Annihilationsereignisse $\pi^+ \pi^- MM$, die aufgrund einer \bar{p}/π^- -Ambiguität mit dem Endzustand $\bar{p} \pi^+ n$ mehrdeutig sind.

Abb. 9 $\cos \theta^*$ - und x -Verteilung für π^+, π^- und das neutrale System MM aller ein- und mehrdeutigen 2-Spur-Annihilationshypthesen. Die schraffierten Histogramme stellen die Ereignisse dar, die den im Text (Kap. III.4) beschriebenen Kriterien für Annihilationskandidaten genügen.

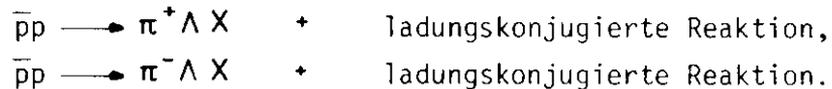
Abb. 10 "Missing mass"-Verteilung aller multineutralen Annihilationskandidaten, in Abhängigkeit von der Zahl der erzeugten geladenen Teilchen. Die Kurven entsprechen den im Text (Kap. III.4) beschriebenen Anpassungen.

Abb. 11 a) Verteilungen der effektiven Masse des $(\pi^+ K_S^0/\bar{K}_S^0)$ -Systems in der inklusiven Reaktion



für die totale, Annihilations- und Non-Annihilations-Ereignismenge. Die Kurven sind Ergebnisse der im Text (Kap. III.5) beschriebenen Anpassungen.

Abb. 11 b) Verteilungen der effektiven Masse des ($\pi^+ \Lambda$)- und ($\pi^- \bar{\Lambda}$)-Systems bzw. ($\pi^- \Lambda$)- und ($\pi^+ \bar{\Lambda}$)-Systems in den inklusiven Reaktionen



Die eingezeichneten Kurven entsprechen den im Text (Kap.III.5) beschriebenen Anpassungen.

Abb. 12 Topologische Wirkungsquerschnitte für inelastische $\bar{p}p$ - und pp -Wechselwirkungen bei 12 GeV/c Strahlimpuls.

Abb. 13 Differenzen der totalen $\bar{p}p$ - und pp -Wirkungsquerschnitte sowie gemessene totale Annihilationswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Laborimpuls. Die gestrichelte Kurve entspricht dominantem ω - Austausch (Kap. V.1).

Abb. 14 a) Proton-Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Zahl der erzeugten geladenen Teilchen; die Multiplizitäten sind sowohl auf den totalen inelastischen als auch auf den inelastischen $\bar{p}p$ -Non-Annihilationswirkungsquerschnitt normiert. Die analogen pp -Ergebnisse sind außerdem eingezeichnet.

b) π^+ - Multiplizitäten für die Non-Annihilation und für die totale $\bar{p}p$ -Reaktion, in Abhängigkeit von der Zahl der erzeugten geladenen Teilchen. Die eingezeichnete Kurve stellt ein Mittel aus $\langle n_{\pi^+} \rangle$ und $\langle n_{\pi^-} \rangle$ der 12 GeV/c- pp -Wechselwirkung dar.

Abb. 15 Exklusive $\bar{p}p$ -Annihilationswirkungsquerschnitte als Funktion von s .

Abb. 16 a) s -Abhängigkeit der mittleren geladenen Multiplizitäten in der totalen inelastischen $\bar{p}p$ -Wechselwirkung, ihrem Annihilations- und Non-Annihilationsanteil. Die gestrichelt eingezeichnete Kurve deutet den Verlauf der pp -Daten an.

b) $\langle n_{ch} \rangle / D$ -Verhältnis in der totalen inelastischen $\bar{p}p$ -Wechselwirkung, ihrem Annihilations- und Non-Annihilationsanteil, in Abhängigkeit vom Laborimpuls. Die eingezeichneten Geraden entsprechen dem Mittelwert von $\langle n_{ch} \rangle / D$ für Laborimpulse größer als 1.5 GeV/c. Die entsprechenden pp -Daten sind durch die gestrichelt eingezeichnete Kurve angedeutet. Die Daten der anderen $\bar{p}p$ -Experimente in a) und b) wurden (DAO 74, KIT 74, SAL 74, SIM 74 und SUK 74) entnommen.

- Abb. 16 c) Korrelationsparameter f_2^- für Annihilations- und Non-Annihilationsprozesse, in Abhängigkeit von der mittleren π^- -Multiplizität. Die Ergebnisse der anderen Experimente wurden (MIE 74 und MUI 74) entnommen.
- Abb. 17 a) π^0 -Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Zahl der gleichzeitig erzeugten geladenen Teilchen. Die anderen Daten wurden (DAO 74/1 und KIT 74) entnommen.
- b) Wie a) für den Non-Annihilationsanteil; außerdem sind die pp-Ergebnisse bei 12 GeV/c eingezeichnet.
- c) Wie a) für den Annihilationsanteil; die anderen Daten wurden (EVE 74/2, FIE 74 und KIT 74) entnommen.
- Abb. 18 a) K_S^0/\bar{K}_S^0 -Multiplizitäten in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei 12 und 14.75 GeV/c (DAO 74/1) Laborimpuls, in Abhängigkeit von der Zahl der gleichzeitig erzeugten geladenen Teilchen.
- b) Wie a) für den Non-Annihilationsanteil der 12 GeV/c- $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen, zusammen mit den analogen pp-Daten.
- c) Wie a) für den Annihilationsanteil der 12 GeV/c- $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen.
- d) Λ -Multiplizitäten in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei 12 und 14.75 GeV/c (DAO 74/1) Laborimpuls, in Abhängigkeit von der Zahl der gleichzeitig erzeugten geladenen Teilchen.
- e) Summe aus Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Multiplizitäten in $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei 12 GeV/c Laborimpuls, in Abhängigkeit von der Zahl der gleichzeitig erzeugten geladenen Teilchen; normiert wurde auf den Non-Annihilationsanteil der Wechselwirkung. Außerdem sind die analogen pp-Ergebnisse eingezeichnet.
- Abb. 19 KNO-Scaling-Funktion für (a) n_{ch^-} , (b) π^0 -, (c) K_S^0/\bar{K}_S^0 - und (d) Λ -Daten in $\bar{p}p$ -total, Non-Annihilation und Annihilation. Die Daten bei 14.75 und 22.4 GeV/c Laborimpuls wurden (DAO 74/2 und SUK 74) entnommen.
- handgezogene Verbindungen der Annihilations-Daten
——— Anpassungen an pp-Daten für Laborimpulse größer als 50 GeV/c (DAO 73/1, SLA 73).

Abb. 20 Über p_T^2 integrierter, einfach differentieller Wirkungsquerschnitt

- a) der π^+ - Mesonen
- b) der K_S^0/\bar{K}_S^0 - Mesonen

als Funktion der Feynman-Variablen x für inelastische $\bar{p}p$ - Prozesse, deren Annihilations- und Non-Annihilationsanteile, und invarianter Wirkungsquerschnitt gegen y^* für inklusive

- c) π^+ - und
- d) K_S^0/\bar{K}_S^0 - Erzeugung

in denselben $\bar{p}p$ -Prozessen.

Abb. 21 Invarianter Wirkungsquerschnitt gegen x für inklusive

- a) π^+ - und
- c) p-Erzeugung,

sowie invarianter Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T^2 für inklusive

- b) π^+ -und
- d) p-Erzeugung

in Non-Annihilationsprozessen, als Funktion der Zahl der erzeugten geladenen Teilchen.

Abb. 22 Über p_T^2 integrierter, einfach differentieller Wirkungsquerschnitt gegen x für die Non-Annihilationsreaktionen

- a) $\bar{p}p \longrightarrow \pi^\pm X$
- b) $\bar{p}p \longrightarrow K_S^0/\bar{K}_S^0 X,$

sowie invarianter Wirkungsquerschnitt gegen y^* für inklusive

- c) π^\pm -und
- d) K_S^0/\bar{K}_S^0 -Erzeugung

in Non-Annihilationsprozessen. Die Kurven in a) und c) entsprechen dem Verlauf der analogen pp-Daten, während die Kurven in b) und d) handgezeichnete Verbindungen der $\bar{p}p$ -Daten darstellen.

Abb. 23 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $2 E^*/(\pi\sqrt{s})d^2\sigma/(dx dp_T^2)$

- a) für π^+
- b) für π^-

und doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $1/\pi \cdot d^2\sigma/(dy^* dp_T^2)$

- c) für π^+
- d) für π^-

aus den Non-Annihilationskanälen für sechs p_T -Intervalle. Die Kurven zeigen die entsprechenden pp-Vergleichsdaten.

- Abb. 24 a) Invarianter, über den Transversalimpuls integrierter Wirkungsquerschnitt für inklusive p-Erzeugung. Die Kurve entspricht den analogen pp-Daten.
- b) Summe der p- und \bar{p} -Verteilung in der Variablen x . Die Kurve beschreibt die entsprechenden pp-Ergebnisse.
- Abb. 25 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $2 E^*/(\pi\sqrt{s})d^2\sigma/(dx dp_T^2)$ für die Summe aus Protonen und Antiprotonen, für sechs Intervalle des Transversalimpulses. Kurven: pp-Daten.
- Abb. 26 a) Invarianter, über p_T^2 integrierter Wirkungsquerschnitt der Protonen, als Funktion der Rapidity im Schwerpunktsystem; die gestrichelte Kurve entspricht der Summe aus p- und \bar{p} -Verteilung.
- b) Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $1/\pi d^2\sigma/(dy^* dp_T^2)$ der Protonen für sechs P_T -Intervalle. Die Kurven stellen handgezeichnete Verbindungen der Meßpunkte dar.
- Abb. 27 Über p_T^2 integrierter, einfach differentieller Wirkungsquerschnitt gegen x für
- inklusive Λ -Erzeugung,
 - die Summe aus inklusiver Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Erzeugung; und Rapidityverteilung
 - der Λ -Hyperonen,
 - der Summe aus inklusiver Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Erzeugung.
- Die durchgezogenen Kurven zeigen die pp-Vergleichsdaten.
- Abb. 28 Über das Quadrat des Viererimpulsübertrags integrierter, einfach differentieller Wirkungsquerschnitt der Protonen gegen das Quadrat der "missing mass", aufgeteilt nach Topologien. Kurven: pp-Vergleichsdaten.
- Abb. 29 Invarianter Wirkungsquerschnitt
- gegen die Feynman-Variablen x
 - gegen die CMS-Rapidity y^*
- für inklusive π^\pm -Erzeugung in $\bar{p}p$ -Annihilationsprozessen. Die Kurven stellen handgezeichnete Verbindungen der Meßpunkte dar.

Abb. 30 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt

a) $2 E^* / (\pi \sqrt{s}) d^2 \sigma / (dx dp_T^2)$

b) $1/\pi d^2 \sigma / (dy^* dp_T^2)$

der π^+ in $\bar{p}p$ -Annihilationsprozessen, für sechs p_T -Intervalle. Die Kurven sind handgezeichnete Verbindungen durch die Meßpunkte.

Abb. 31 a) Differentieller Wirkungsquerschnitt für inklusive p-Erzeugung, als Funktion von p_T^2 . Die pp-Vergleichsdaten (Kurve) sind mit dem Gewicht 1/2 eingetragen.

b) Wie a) für die Summe aus inklusiver Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Erzeugung, zusammen mit den analogen pp-Daten (Meßpunkte und Kurve).

Abb. 32 Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von p_T^2

a) für rückwärtige π^+ und π^- im Vergleich mit den analogen pp-Daten (Kurven),

b) für inklusive K_S^0/\bar{K}_S^0 -Erzeugung (die Kurve verbindet die entsprechenden pp-Vergleichsdaten)

in Non-Annihilationsprozessen.

Abb. 33

a) Steigungsparameter d der Exponentialfunktion (Kap. VII.2) bei $p_T^2 = 0.1$ und $p_T^2 = 0.5$ (GeV/c)² für π^+ aus Non-Annihilationsreaktionen, in Abhängigkeit von der Feynman-Variablen x.

b) Wie a), nur in Abhängigkeit von der CMS-Rapidity y^* .

c) Steigungsparameter d bei $p_T^2 = 0.1$ und $p_T^2 = 1.0$ (GeV/c)² für π^+ aus Annihilationsreaktionen, in Abhängigkeit von x.

d) Wie c), nur als Funktion von y^* .

Abb. 34 a) Differentieller Wirkungsquerschnitt für inklusive π^+ - und π^- -Erzeugung in Annihilations- und Non-Annihilationsprozessen, als Funktion von p_T^2 . Die gepunktete Kurve zeigt den entsprechenden Wirkungsquerschnitt für pp-Wechselwirkungen bei 24 GeV/c; die pp-Daten wurden auf den Wert

$$\left. \frac{d\sigma^{\text{Ann}}}{dp_T^2} \right|_{p_T^2 = 0.05} \text{ normiert}$$

b) Wie a) für inklusive K_S^0/\bar{K}_S^0 -Erzeugung.

Abb. 35 a) Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ gegen mittleren Absolutbetrag des CMS-Longitudinalimpulses $\langle |p_L^*| \rangle$ für Annihilation in 3 bis 11 Pionen und für Non-Annihilationsendzustände mit 2 bis 10 geladenen Teilchen; die eingezeichnete Gerade zeigt die Abhängigkeit bei isotroper Emission der Pionen im Schwerpunktsystem.

b) Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ gegen $2 \langle |p_L^*| \rangle / \sqrt{s}$ für exklusive Annihilations- und Non-Annihilationsprozesse. Die Daten der anderen Experimente wurden (EVE 74/3) entnommen.

Abb. 36 a) Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ gegen x für π^+ aus Non-Annihilationskanälen. Die Kurven entsprechen den π^+ bzw. π^- -Daten der pp-Wechselwirkung bei 12 GeV/c.

b) Wie a), nur für π^+ aus Annihilationsprozessen; die Kurve ist eine handgezeichnete Verbindung durch die Meßpunkte.

c) $\langle p_T \rangle$ für π^+ aus den Non-Annihilationskanälen, ohne bzw. mit Schnitt im Transversalimpuls ($p_T < 0.6$ GeV/c), in Abhängigkeit von y^* . Die Kurven entsprechen den π^+ - bzw. π^- -Daten der pp-Wechselwirkung bei 12 GeV/c (ohne Schnitt im Transversalimpuls).

d) Wie c), nur für π^+ aus den Annihilationskanälen; die Kurven sind handgezeichnete Verbindungen durch die Meßpunkte.

Abb. 37 Invarianter Wirkungsquerschnitt für inklusive π^+ , π^- und K_S^0/\bar{K}_S^0 -Erzeugung in $\bar{p}p$ -total, Non-Annihilation und Annihilation, als

a - c) Funktion der Feynman-Variablen x ,

d - f) Funktion der Longitudinalvariablen y^{lab} ,

g - i) Funktion von p_T^2 .

Die Kurven stellen handgezeichnete Verbindungen durch die Meßpunkte dar.

Abb. 38 Invarianter Wirkungsquerschnitt für inklusive $p - (+\bar{p})$ - und $\Lambda - (+\bar{\Lambda})$ -Erzeugung, in Abhängigkeit

a) von x ,

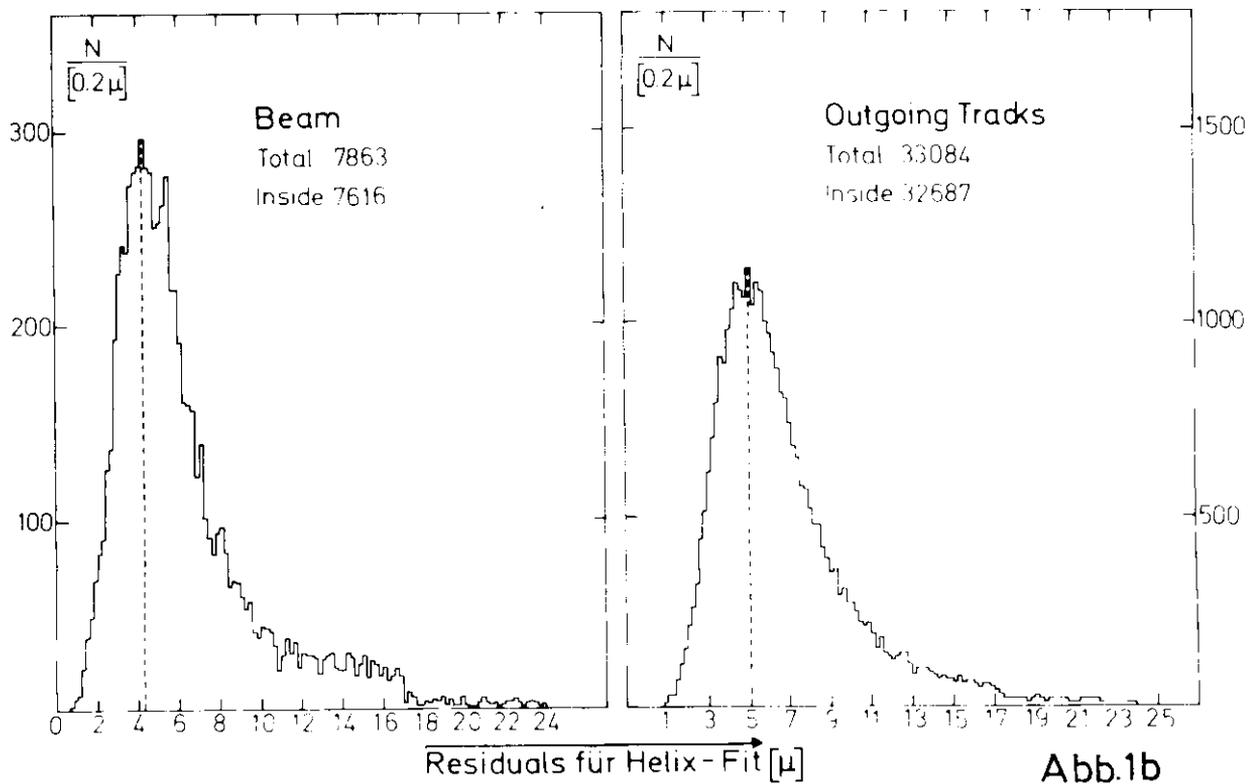
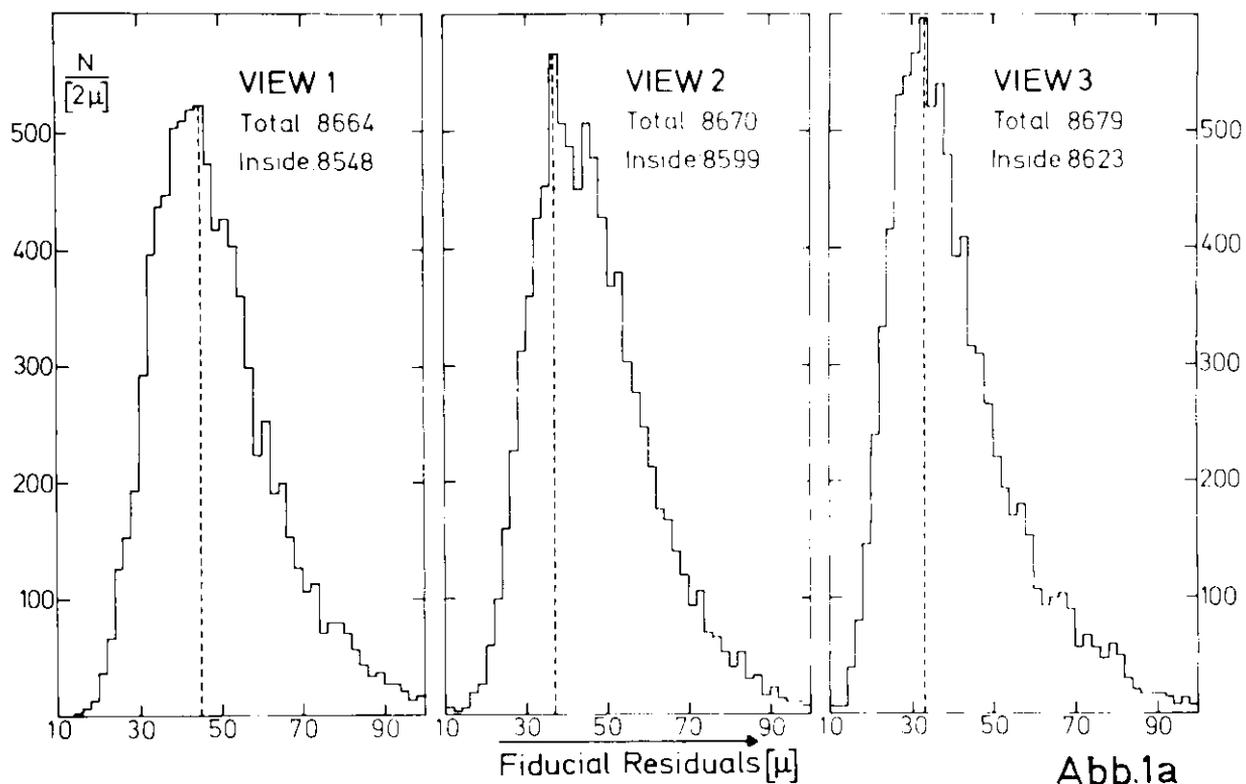
b) von y^{lab} ,

c) von p_T^2 .

Die Kurven sind handgezeichnete Verbindungen durch die Meßpunkte.

- Abb. 39 Invarianter Wirkungsquerschnitt gegen x für
a) π^-
b) π^+
in inelastischen $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei 4.6, 9.1 und 12 GeV/c.
Die Daten der Experimente bei 4.6 und 9.1 GeV/c wurden (GRE 74)
entnommen.
- Abb. 40 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt
 $2 E^*/(\pi\sqrt{s}) \cdot d^2\sigma/(dx dp_T^2)$ der
a - d) π^- für vier p_T - Intervalle,
e - i) π^+ für fünf p_T - Intervalle,
aus denselben Experimenten wie in Abb. 39.
- Abb. 41 a) Invarianter Wirkungsquerschnitt gegen x für inklusive
 K_S^0/\bar{K}_S^0 -Erzeugung in inelastischen $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen. Die
Daten des $\bar{p}p$ -Experimentes bei 14.75 GeV/c Laborimpuls wurden
(DAO 74/1) entnommen, mit einer Korrektur um den Faktor 1/10
an der vertikalen Skala.
- b) Differentieller Wirkungsquerschnitt für Λ -Hyperonen in in-
elastischen $\bar{p}p$ -Reaktionen, in Abhängigkeit von p_T^2 . Die Daten
bei 5.7 GeV/c wurden (GAN 73) entnommen.
- Abb. 42 Normierte integrierte Wirkungsquerschnitte an der Stelle
 $p^{\text{lab}} = 0$ für inklusive π^- -Erzeugung in $\bar{p}p$ - und pp -Wechsel-
wirkungen, in Abhängigkeit vom Laborimpuls. Die Daten der an-
deren Experimente wurden (DAO 74/2, HUM 74 und MUI 74) entnommen.
- Abb. 43 Normierte invariante Wirkungsquerschnitte an der Stelle $x = 0$
für inklusive π^- -Erzeugung in K^+p^- , pp^- , π^+p^-
 γp^- und $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen. Die Daten der anderen Experimente
wurden (FER 72 und MUI 74) entnommen.
- Abb. 44 Experimentelle und theoretische doppelt differentielle Wirkungs-
querschnitte $2 E^*/(\pi\sqrt{s}) \cdot d^2\sigma/(dx dp_T^2)$ im inklusiven Prozeß
 $\bar{p}p \rightarrow \pi^- X$, für vier p_T - Intervalle. Die eingezeichneten Kurven
sind handgezeichnete Anpassungen an die theoretischen Werte.

Abb. 45 Normierte differentielle Wirkungsquerschnitte für inklusive Λ -Erzeugung in $\pi^+ p$ - (6 und 22 GeV/c), $K^+ p$ - (12.7 GeV/c), pp - (12 GeV/c) und $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen (5.7 und 12 GeV/c), in Abhängigkeit von der Feynman-Variablen x . Die Daten der anderen Experimente wurden (GAN 73 und FES 73) entnommen.



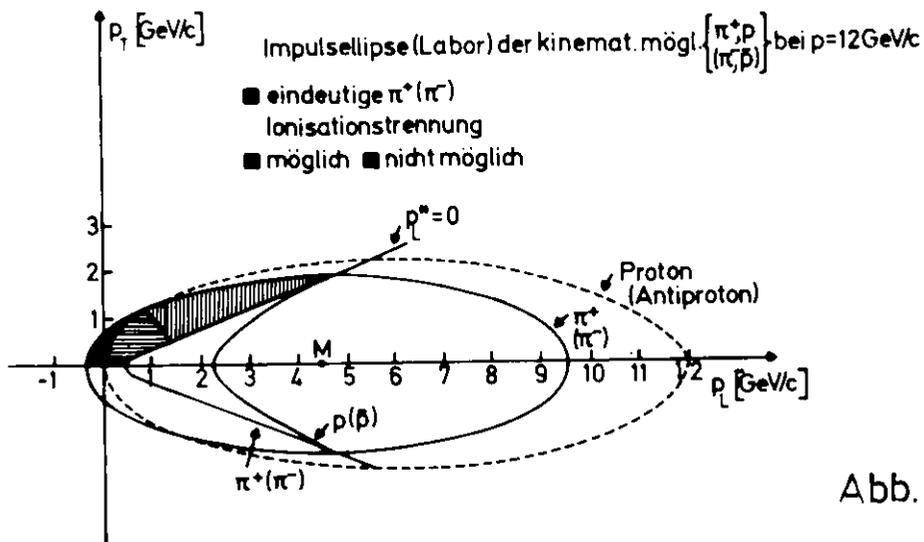


Abb. 2a

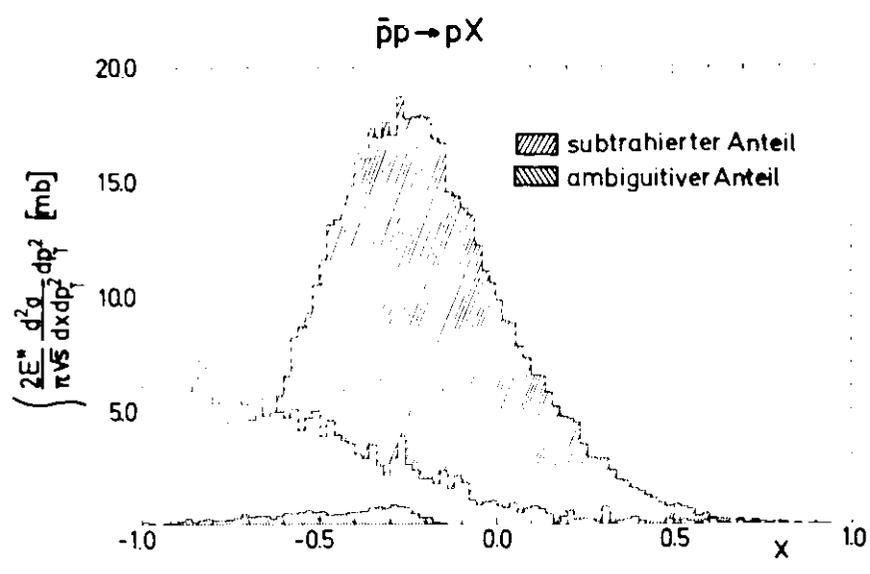


Abb. 2b

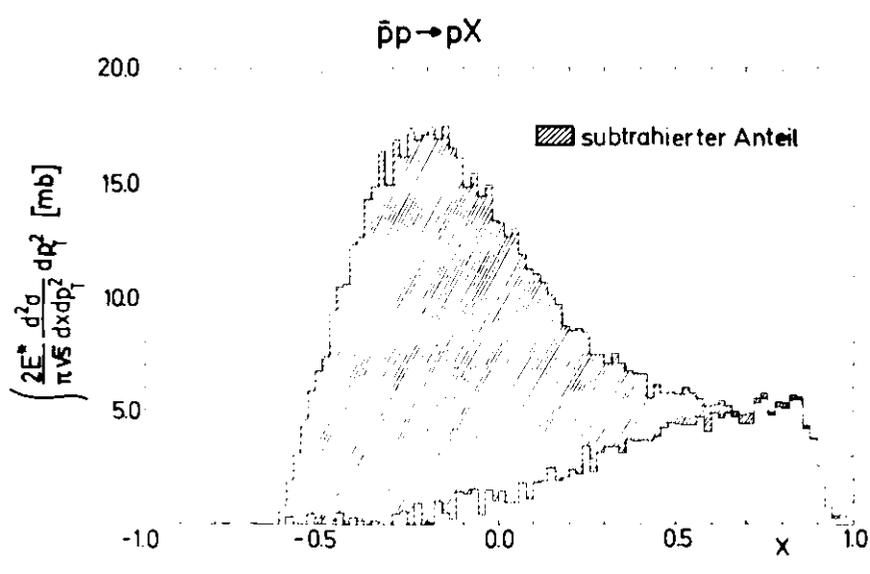


Abb. 2c

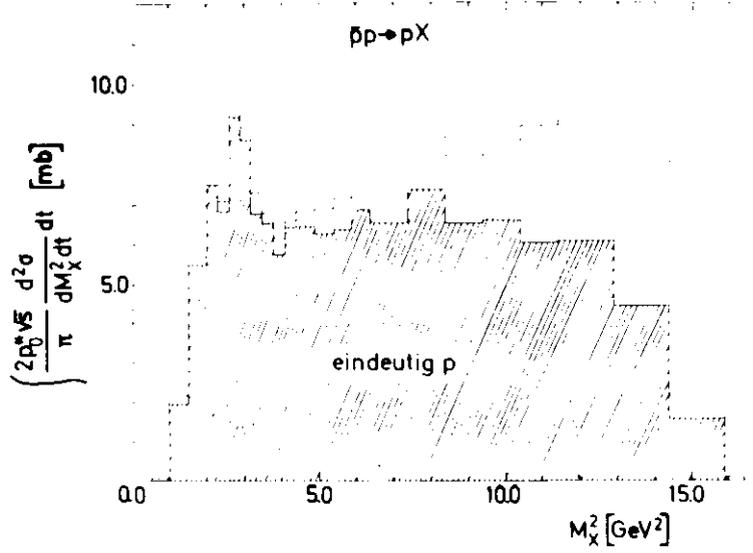


Abb.3a

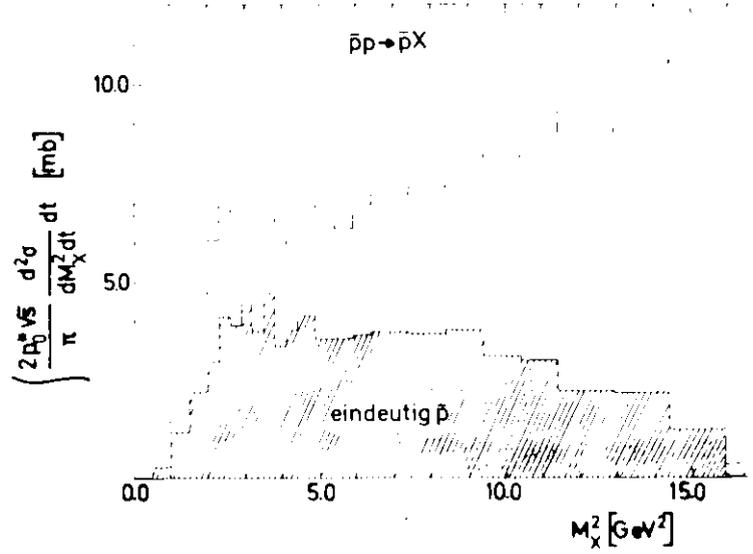


Abb.3b

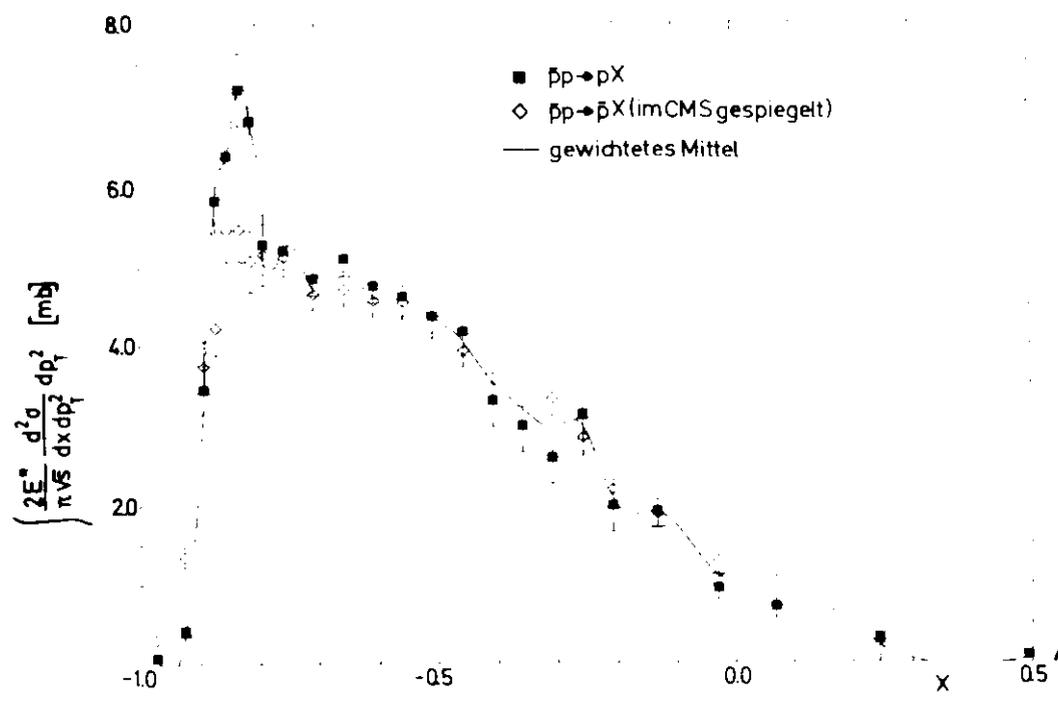


Abb.3c

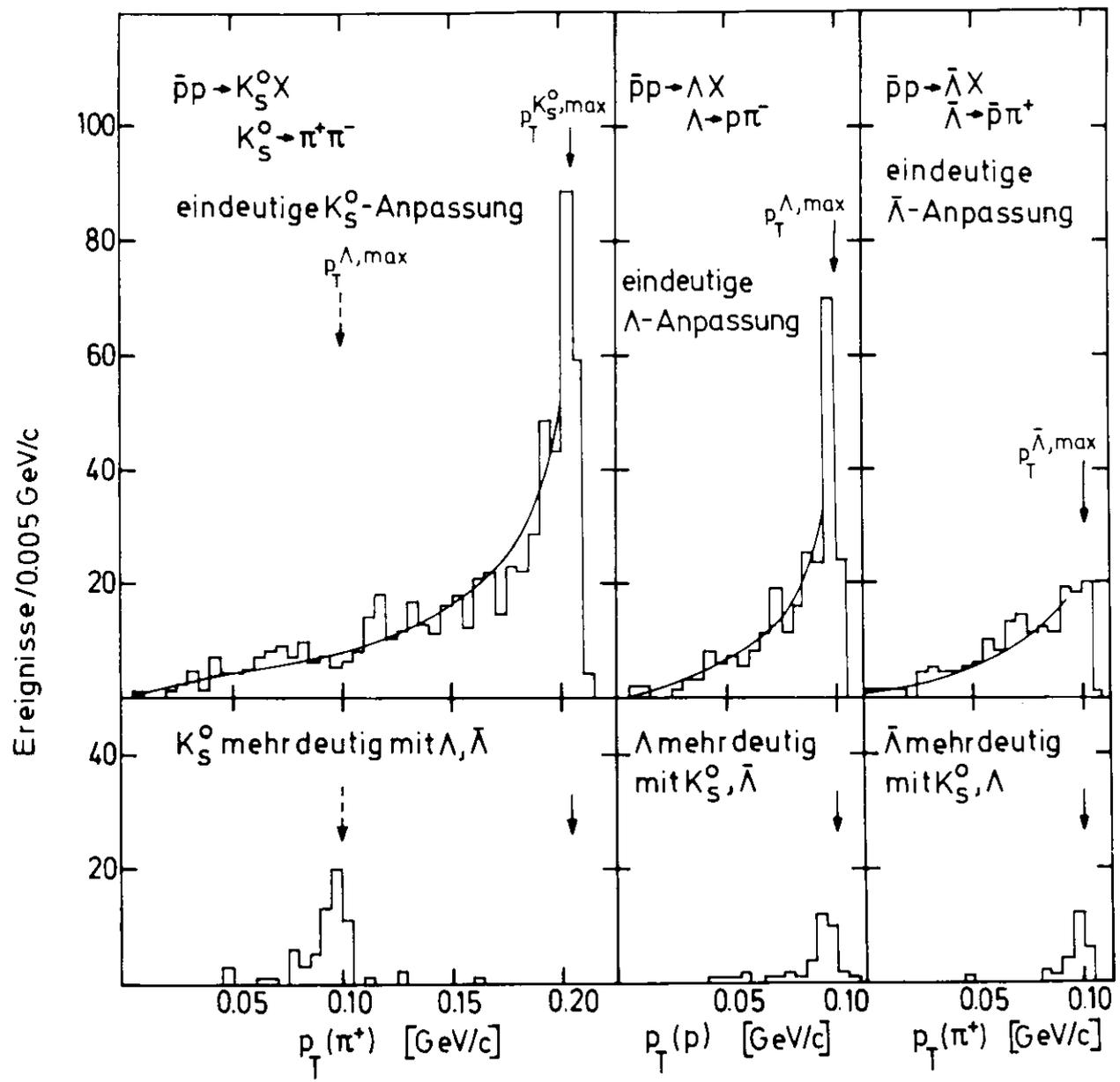


Abb.4

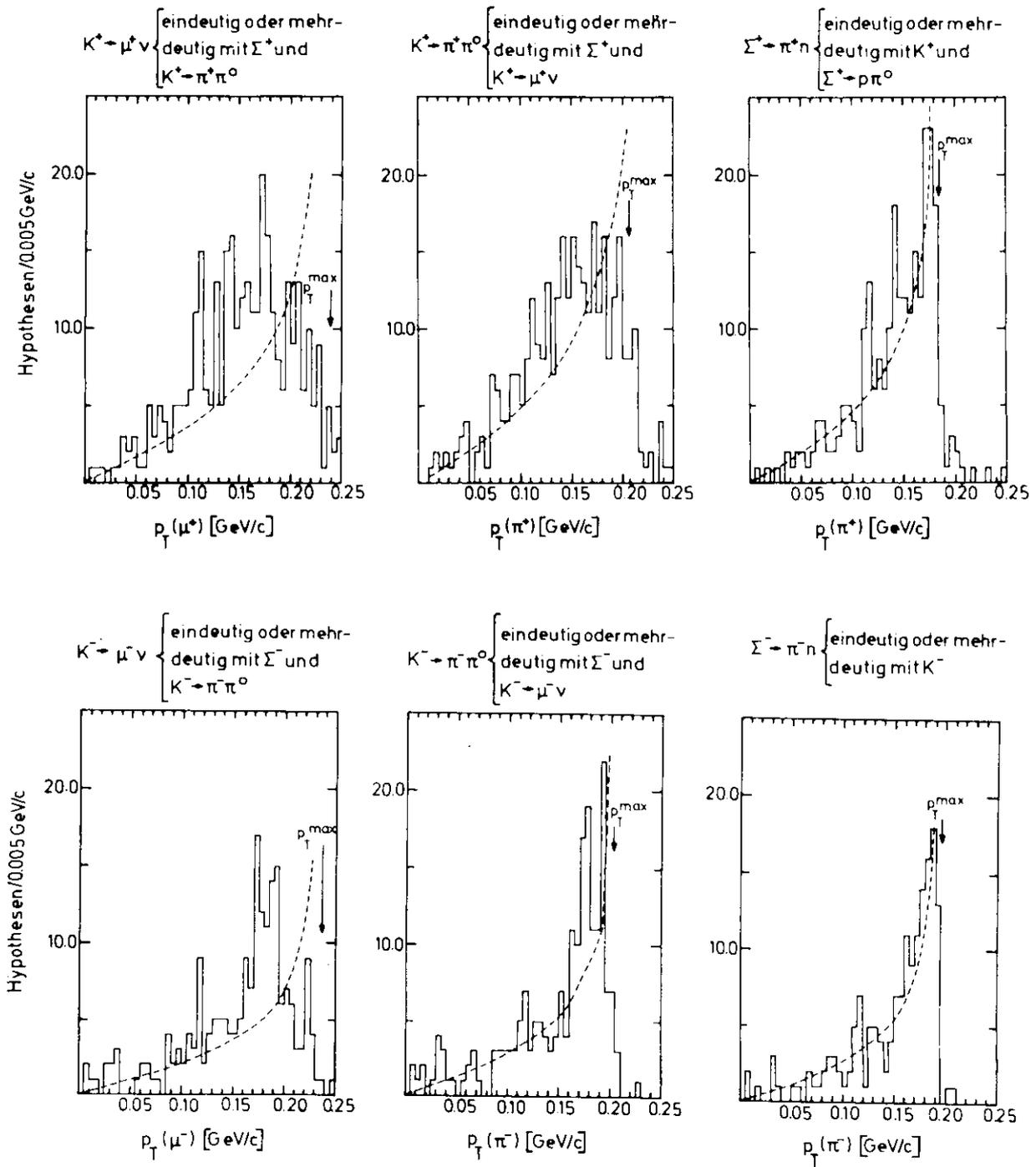


Abb.5

$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 X$

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

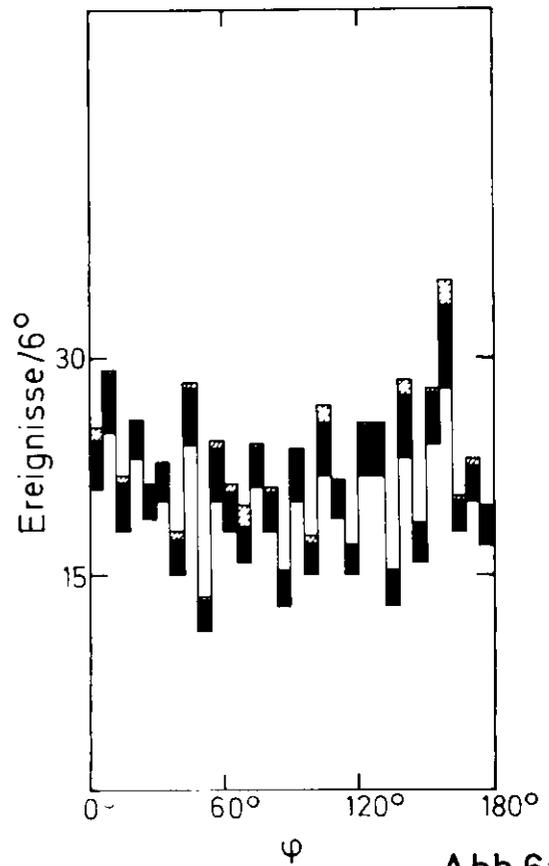
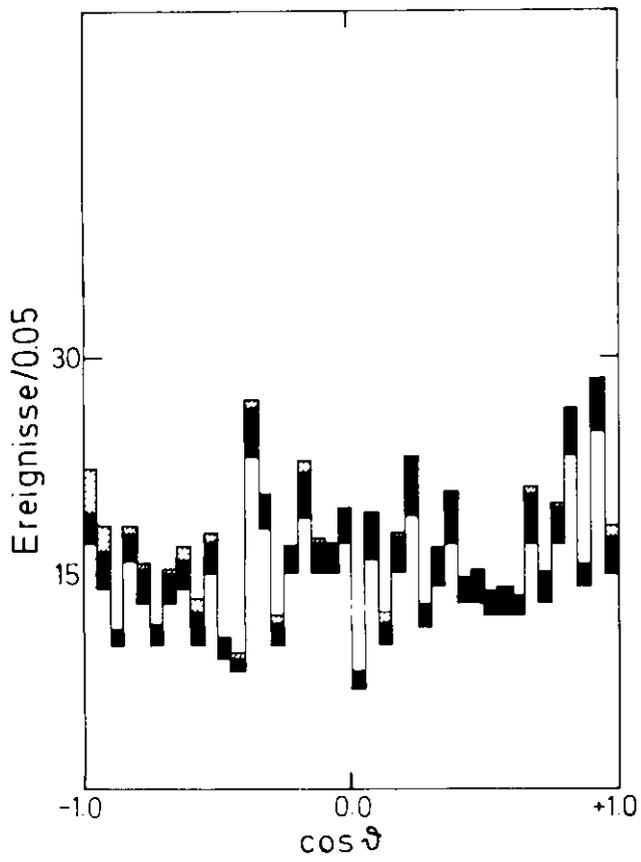
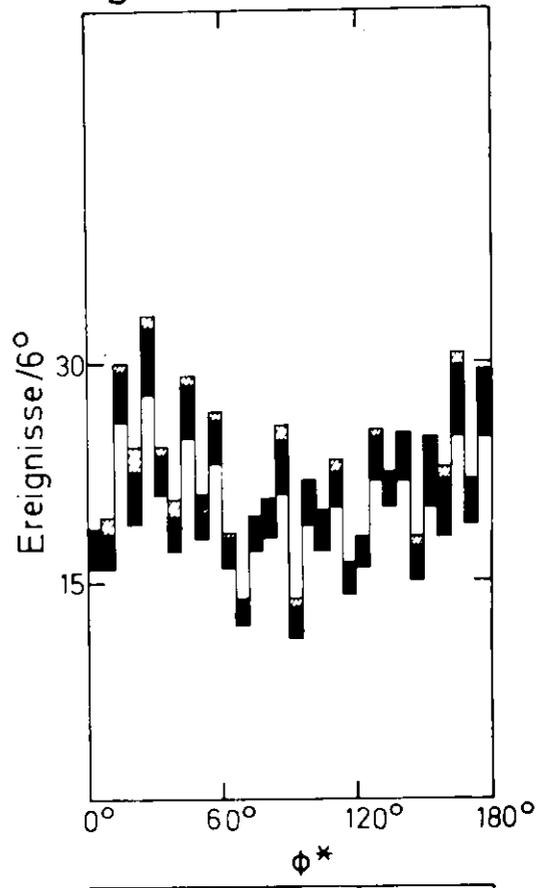
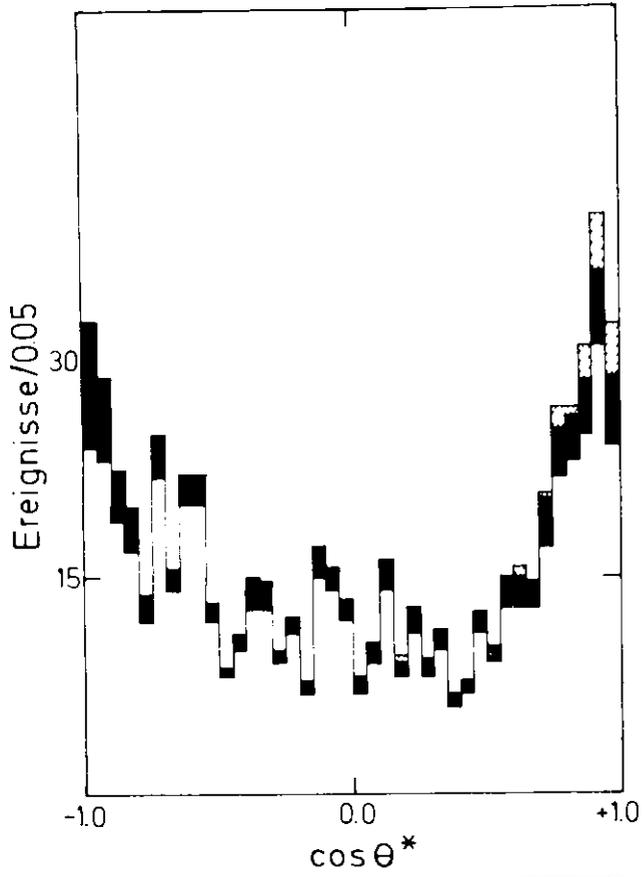


Abb.6a

$\bar{p}p \rightarrow \Lambda X$

$\Lambda \rightarrow p\pi^-$

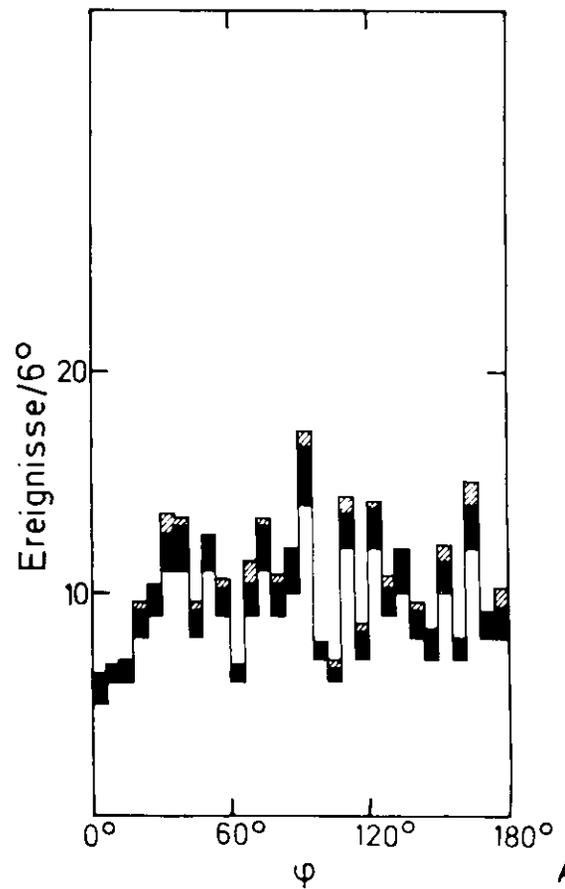
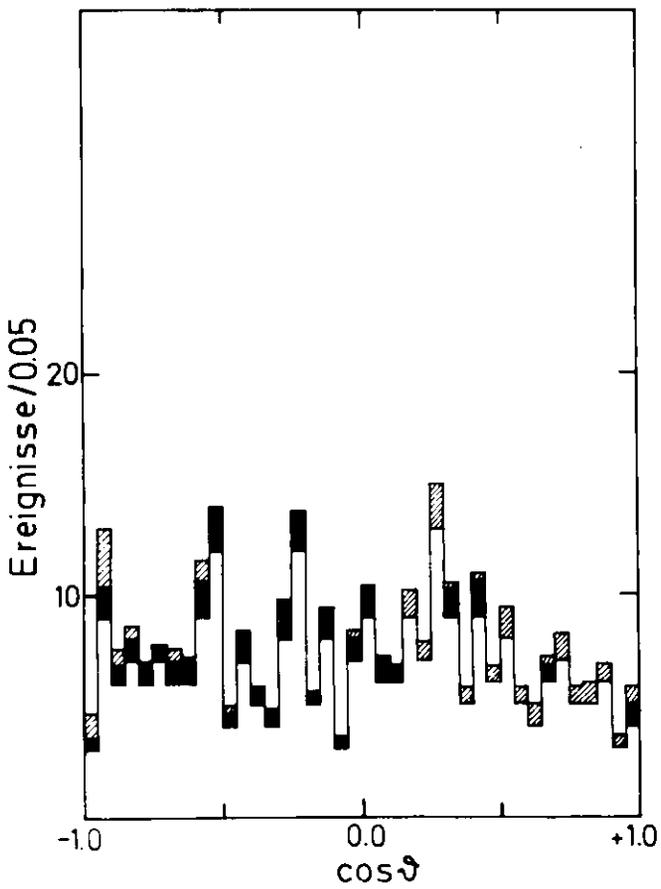
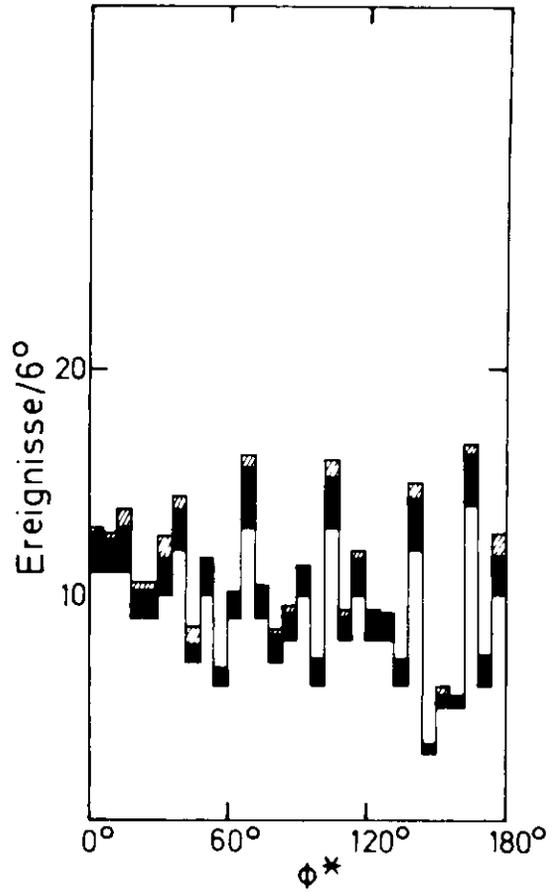
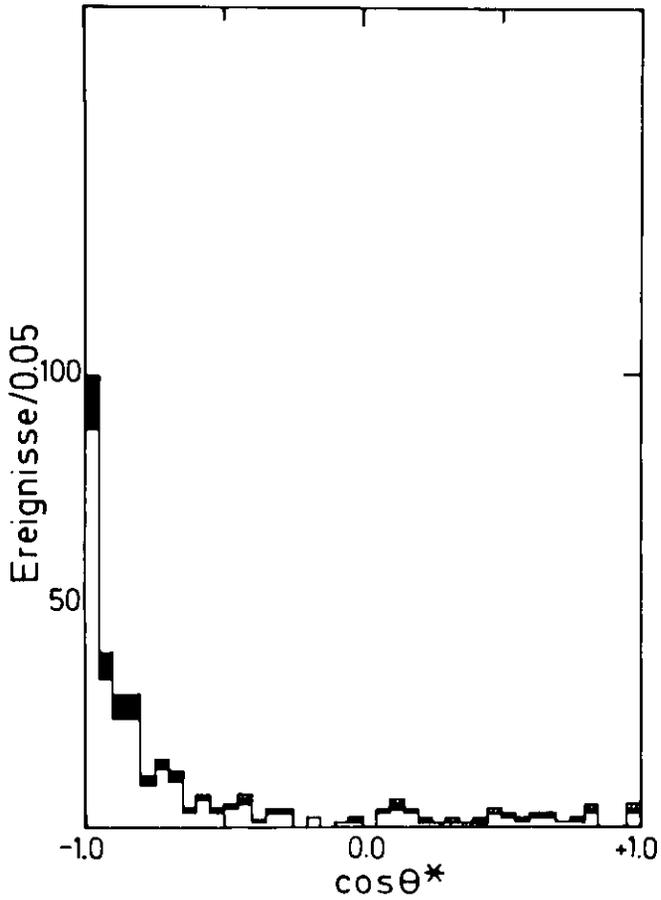


Abb.6b

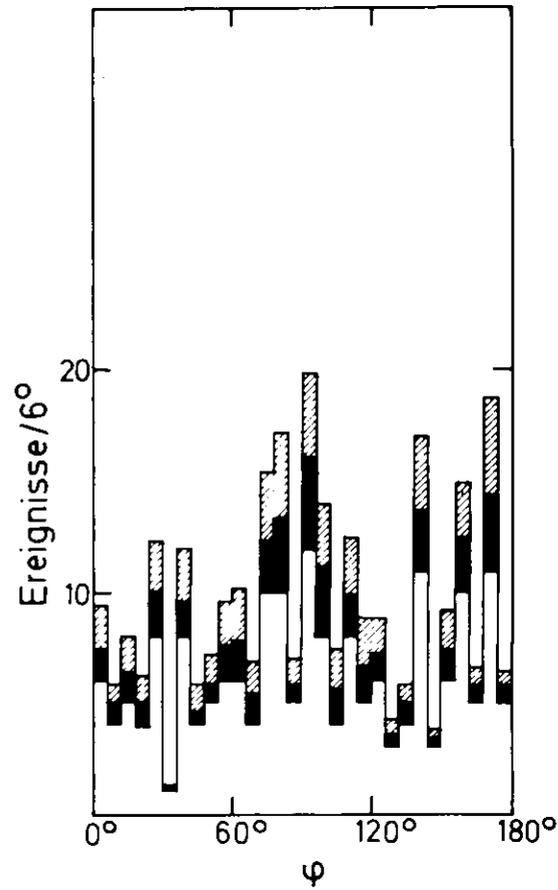
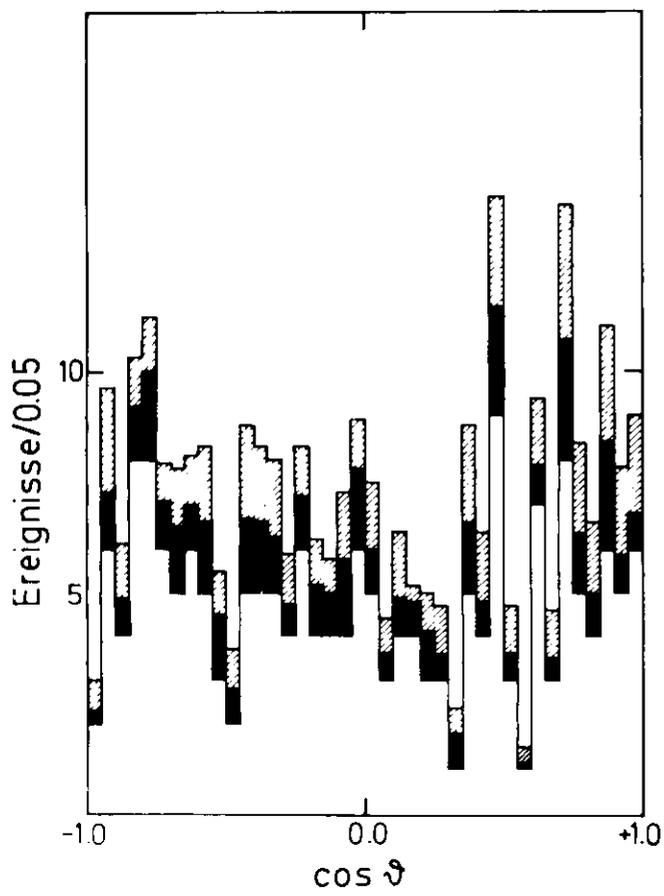
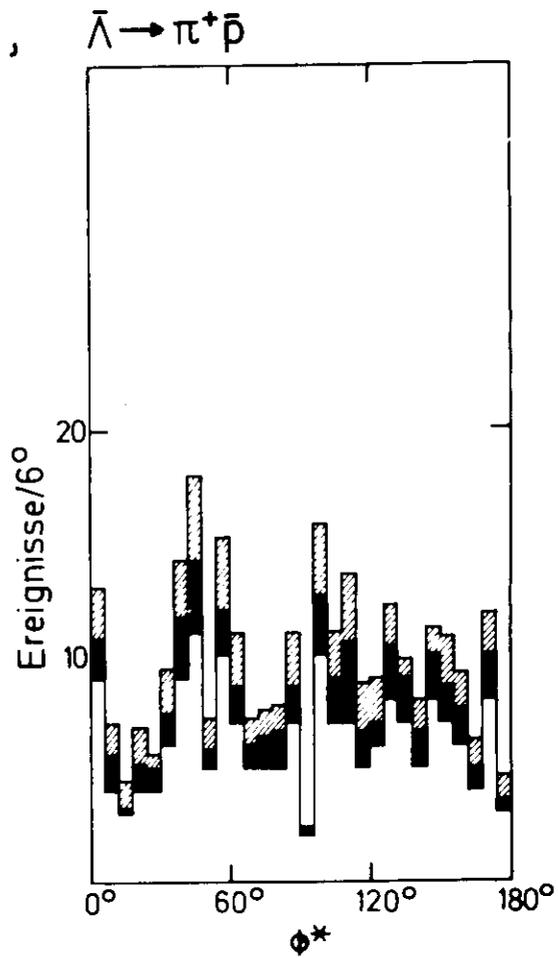
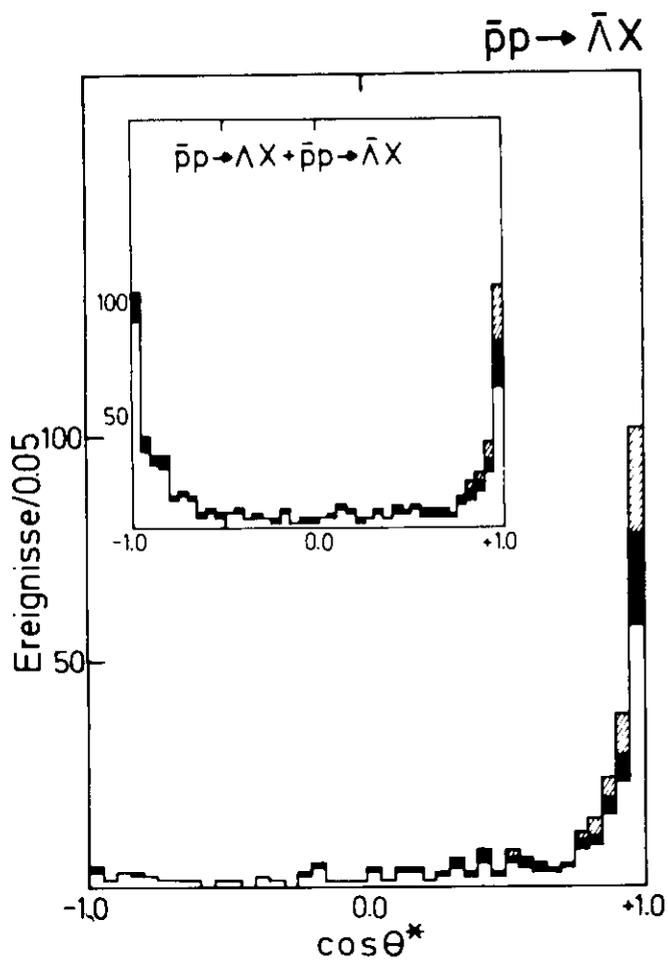


Abb.6c

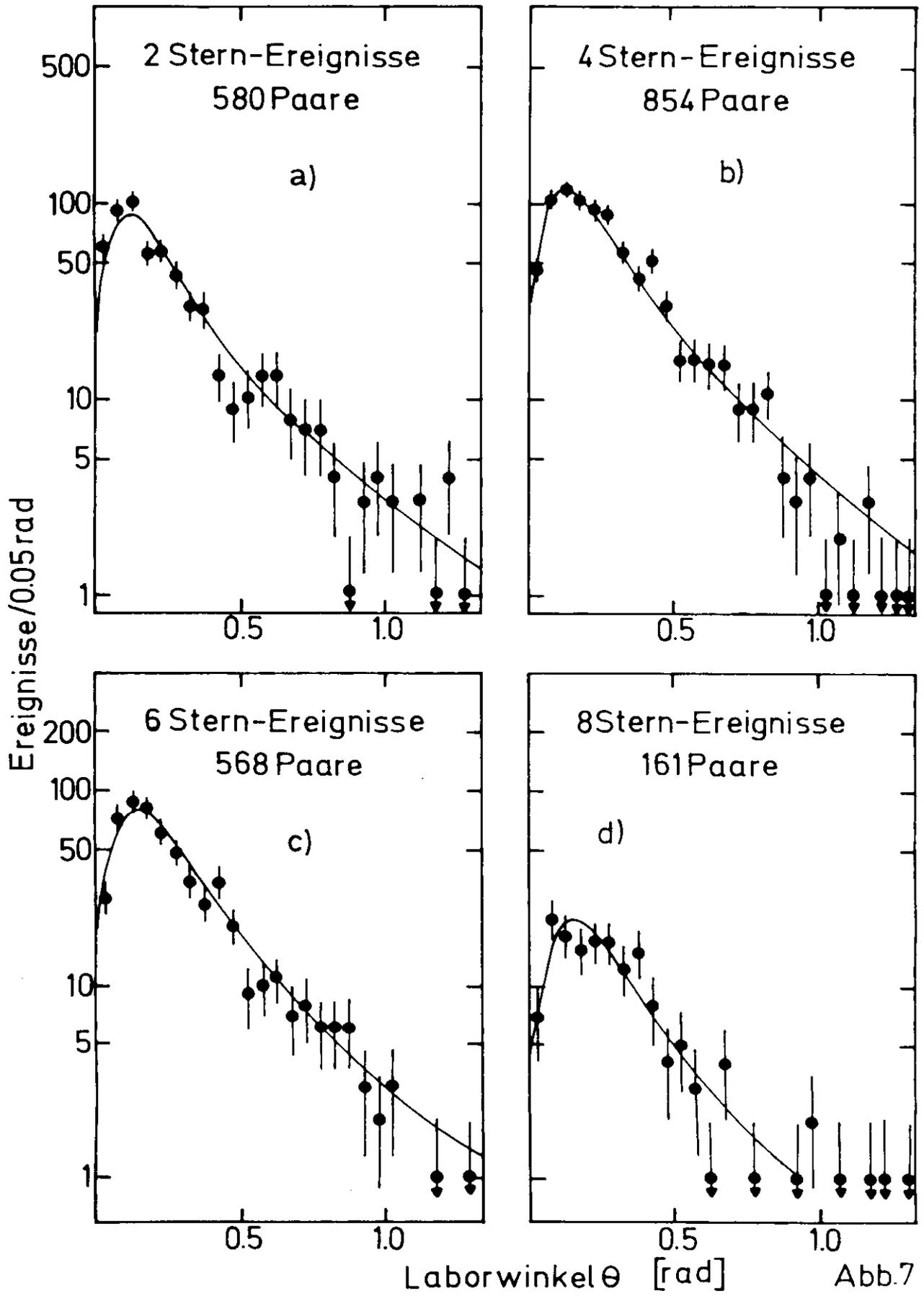
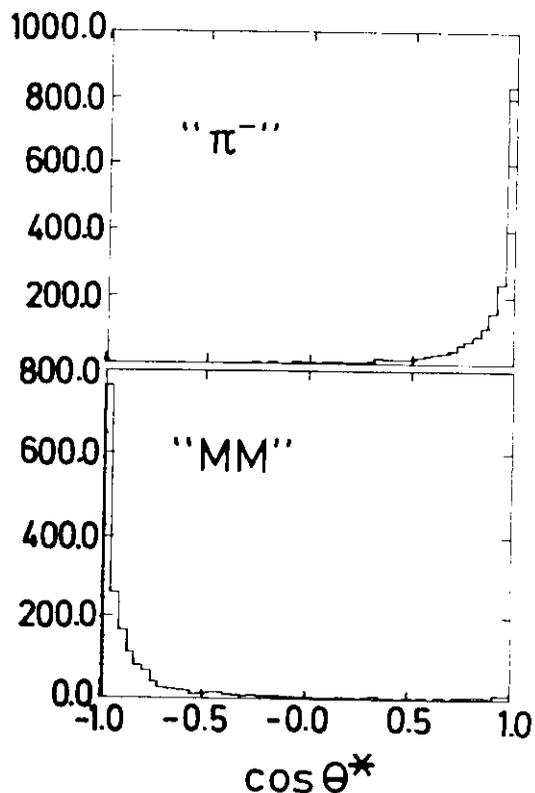
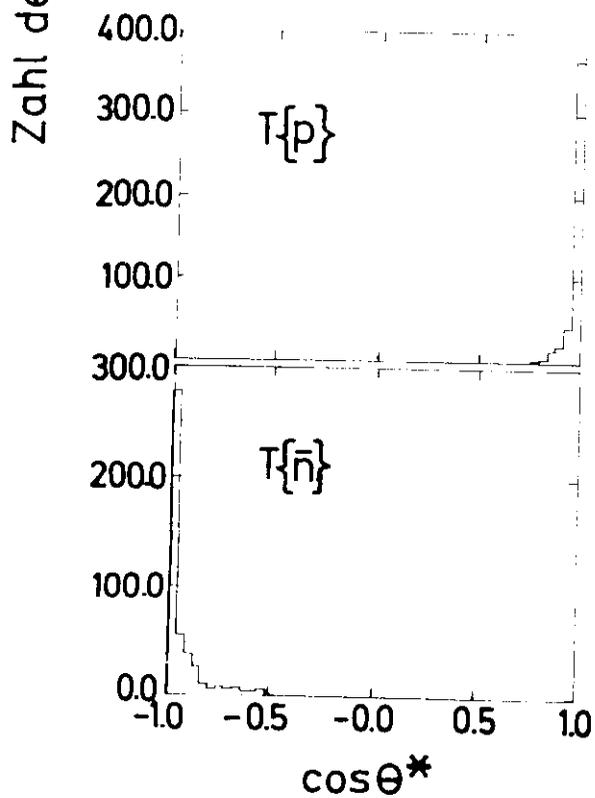
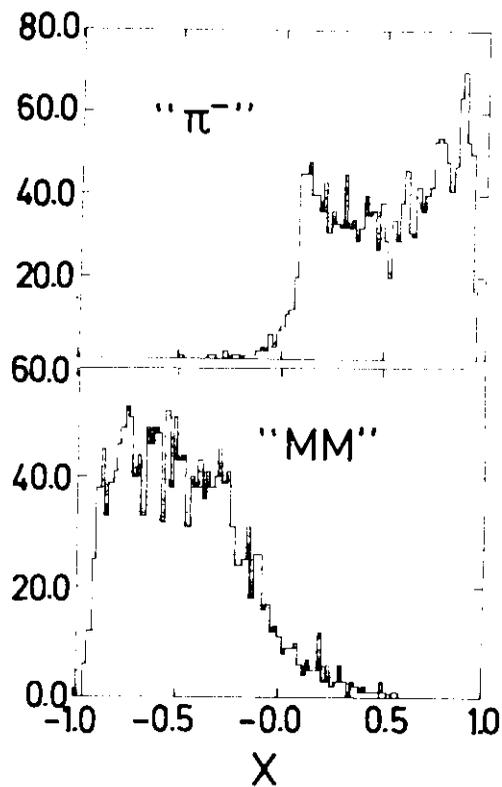
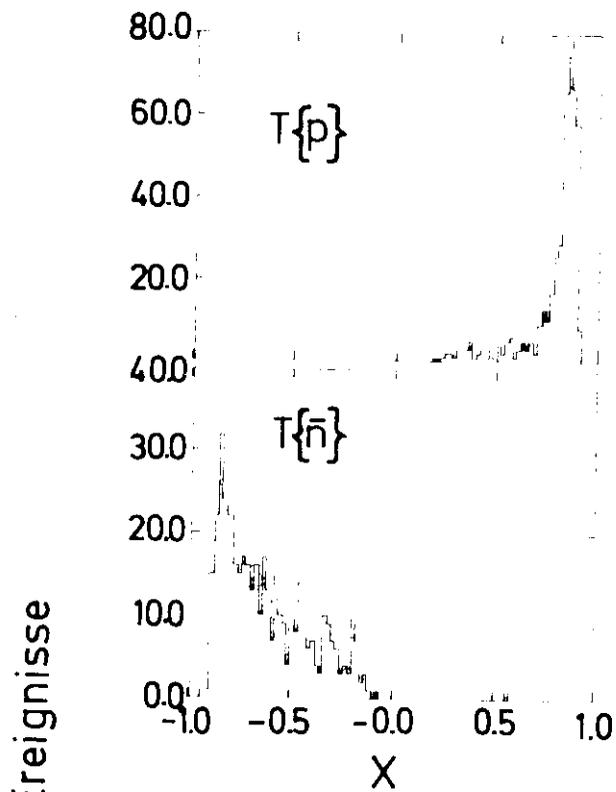


Abb.7

2-Spur-Ereignisse mit
Endzustand: $p\pi^-\bar{n}$

2-Spur-Ereignisse mit
Ambiguität: \bar{p}/π^-



$\cos\theta^*$
Abb.8a

$\cos\theta^*$
Abb.8b

2-Spur - Ereignisse

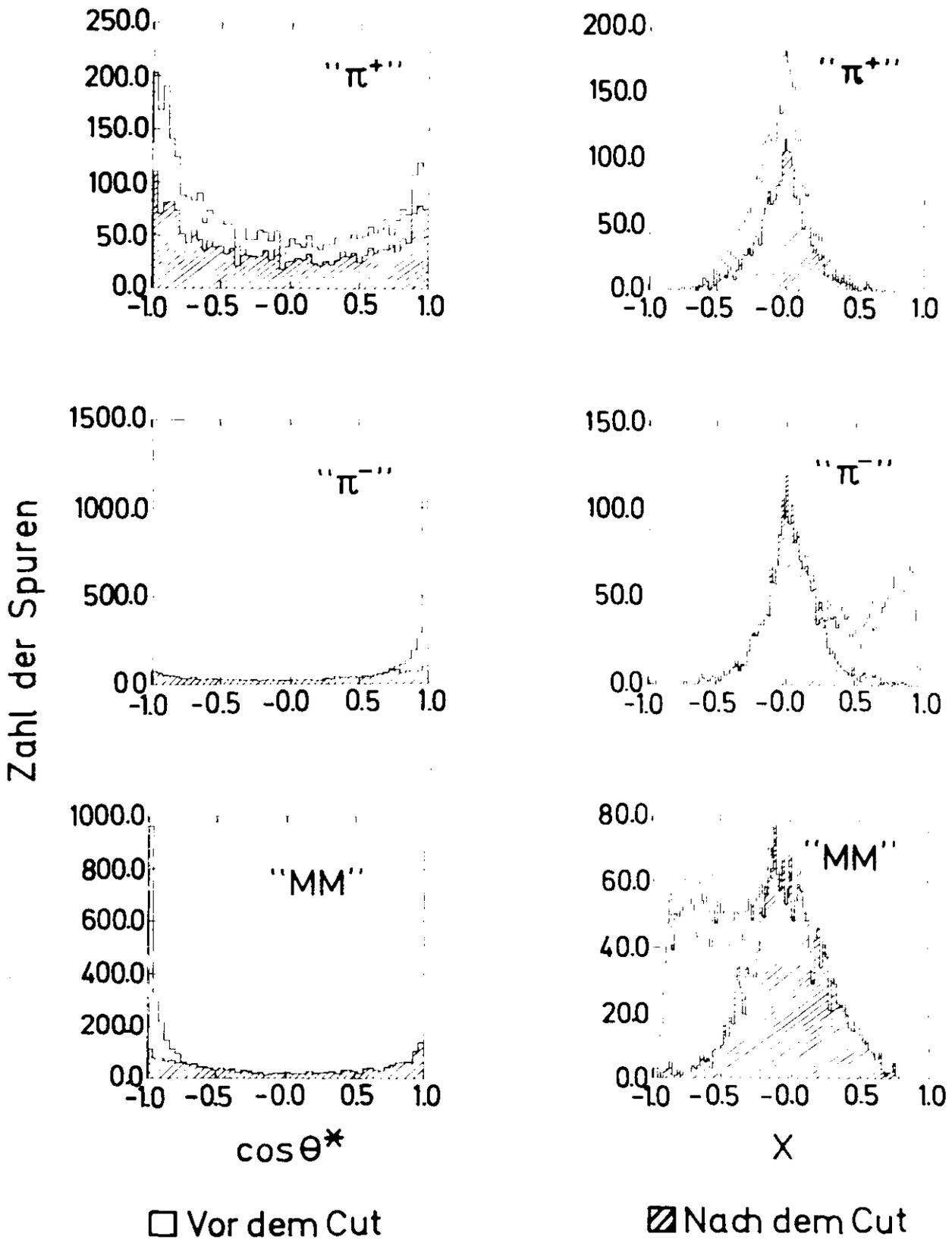


Abb.9

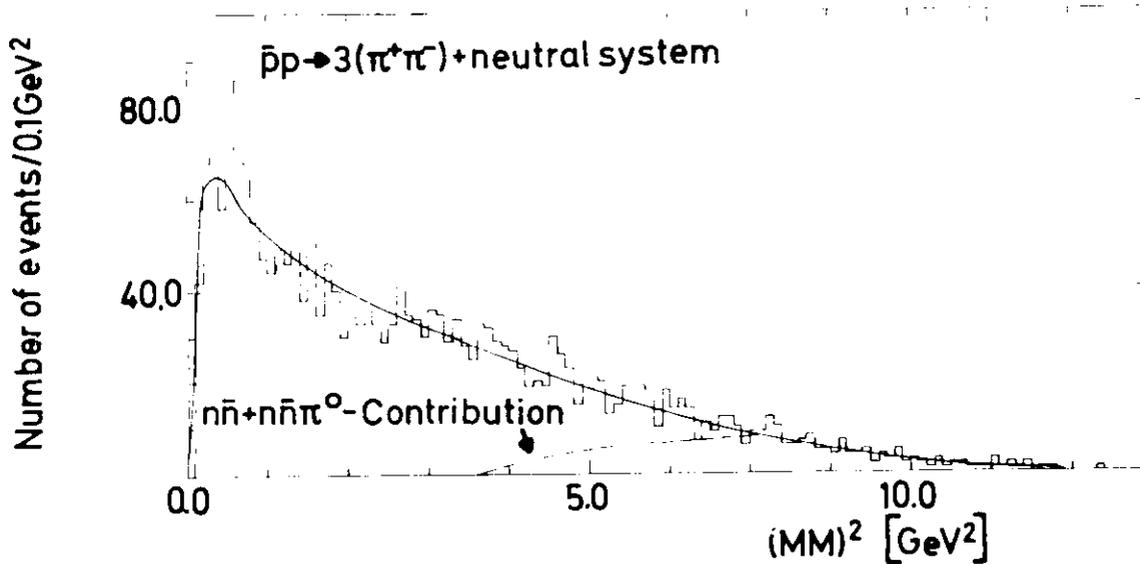
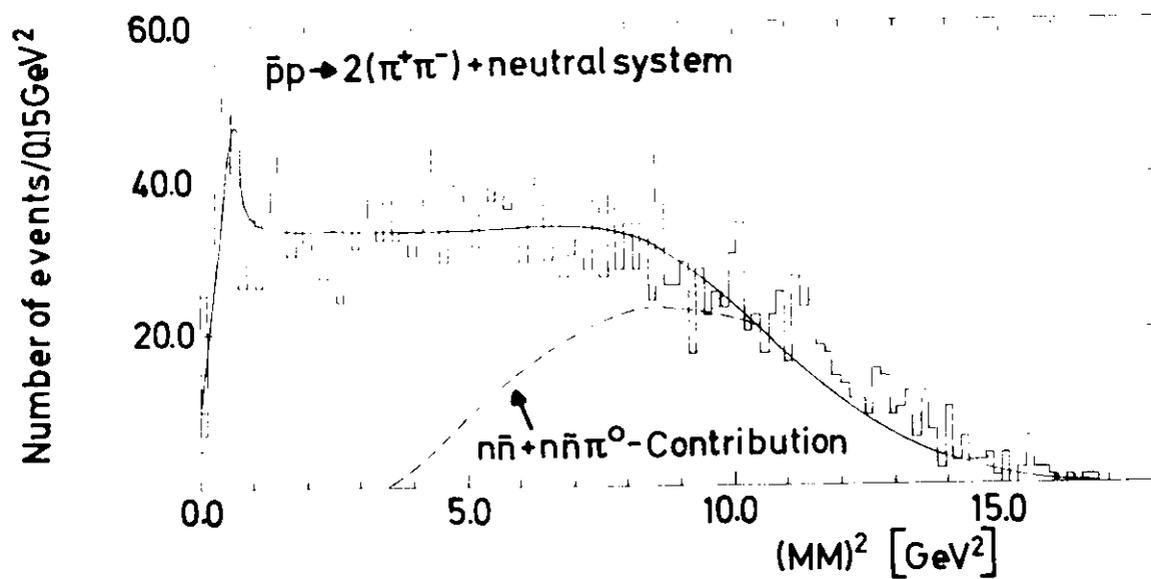
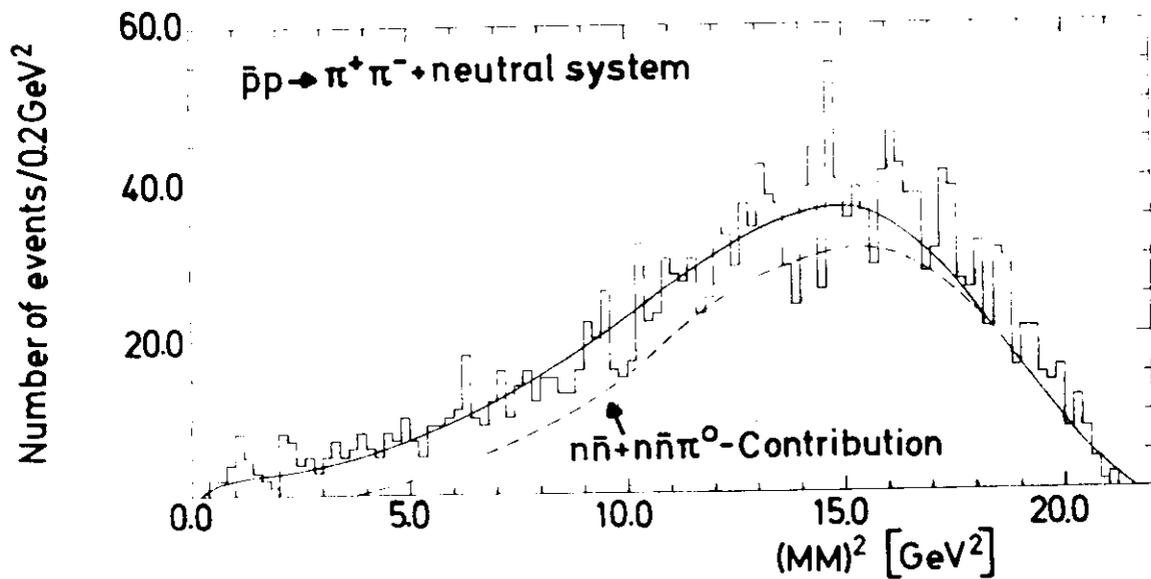


Abb.10

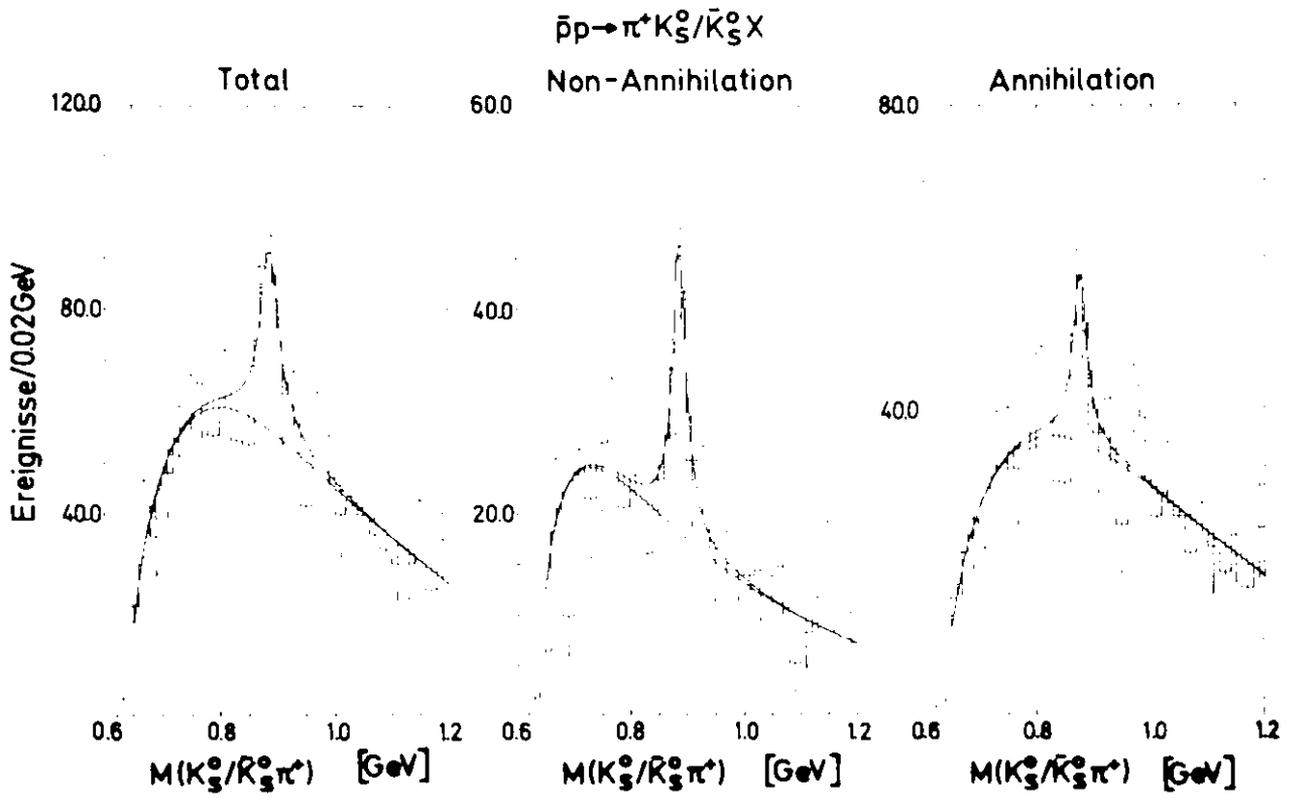


Abb.11a

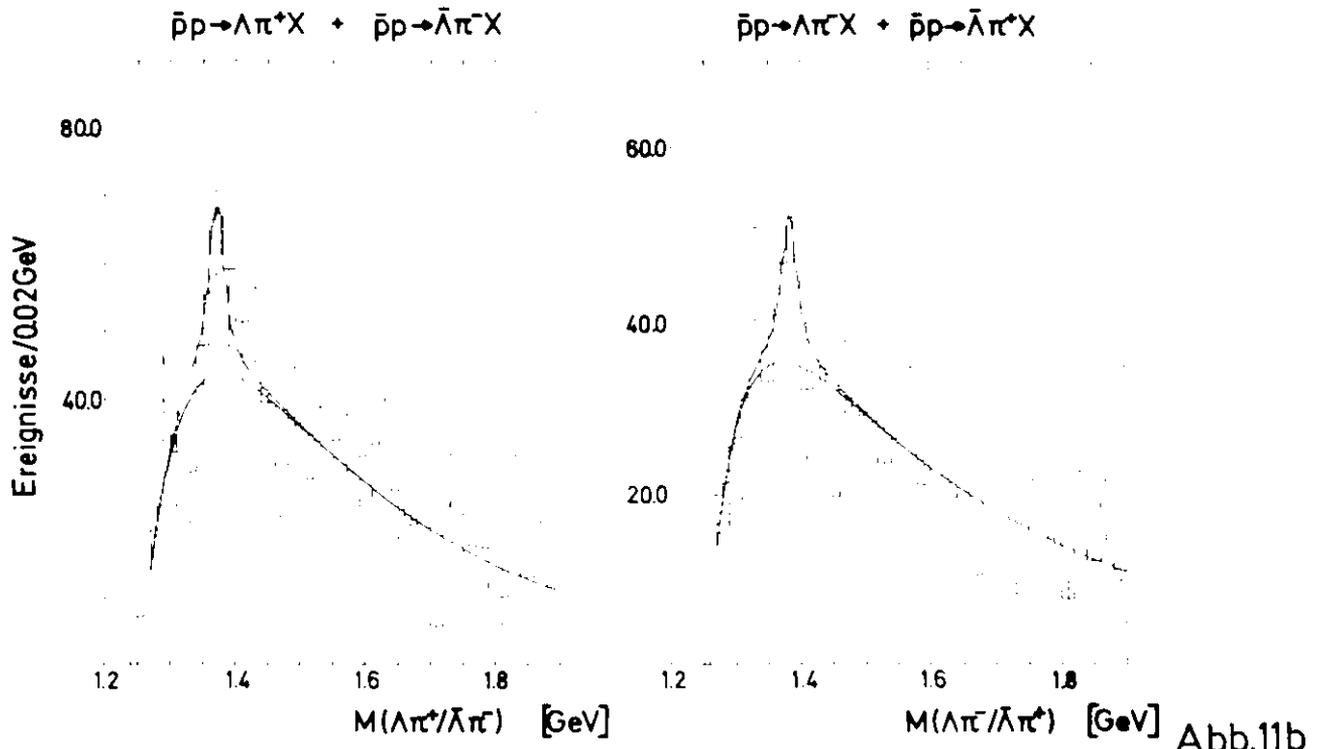


Abb.11b

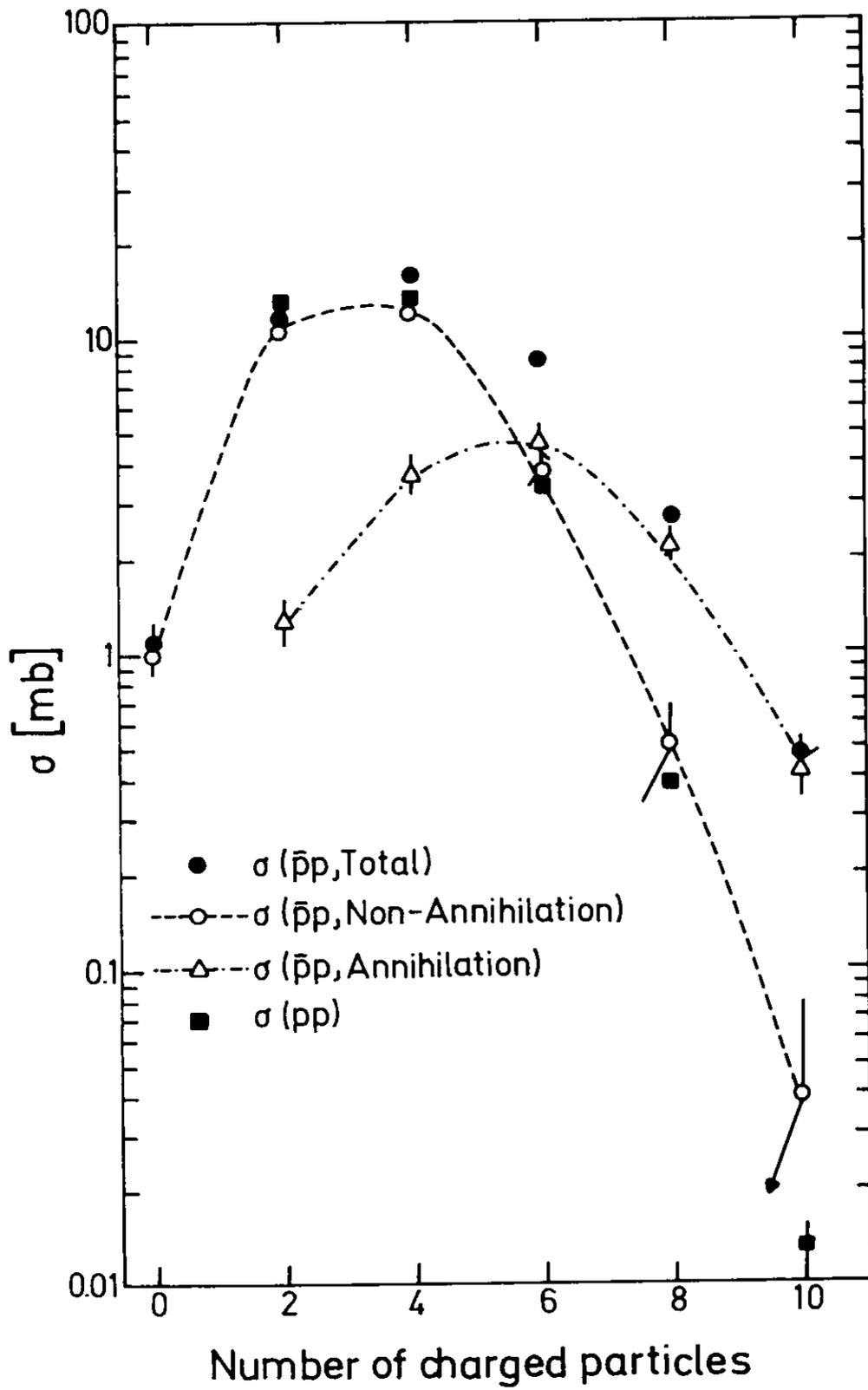


Abb.12

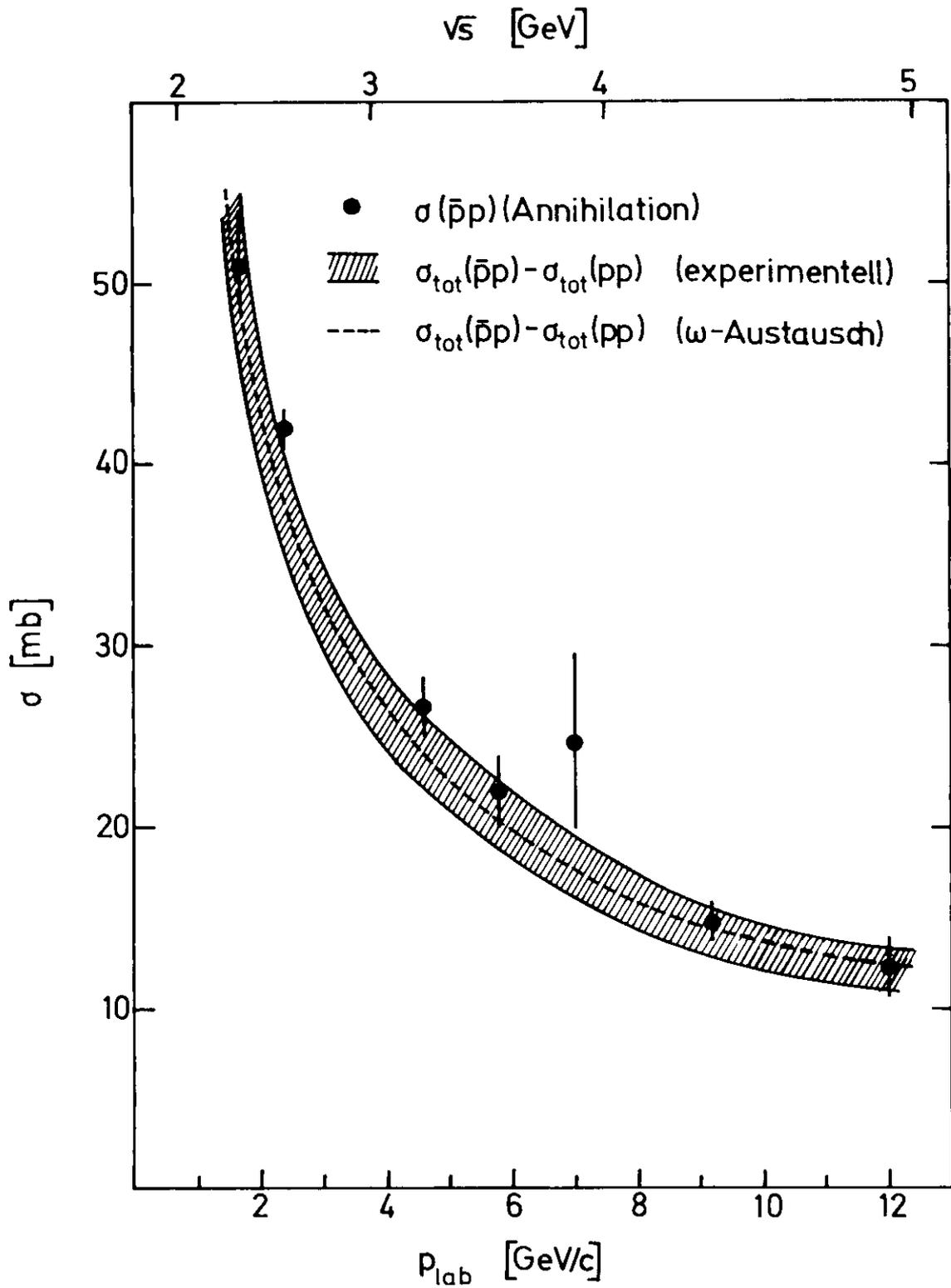


Abb.13

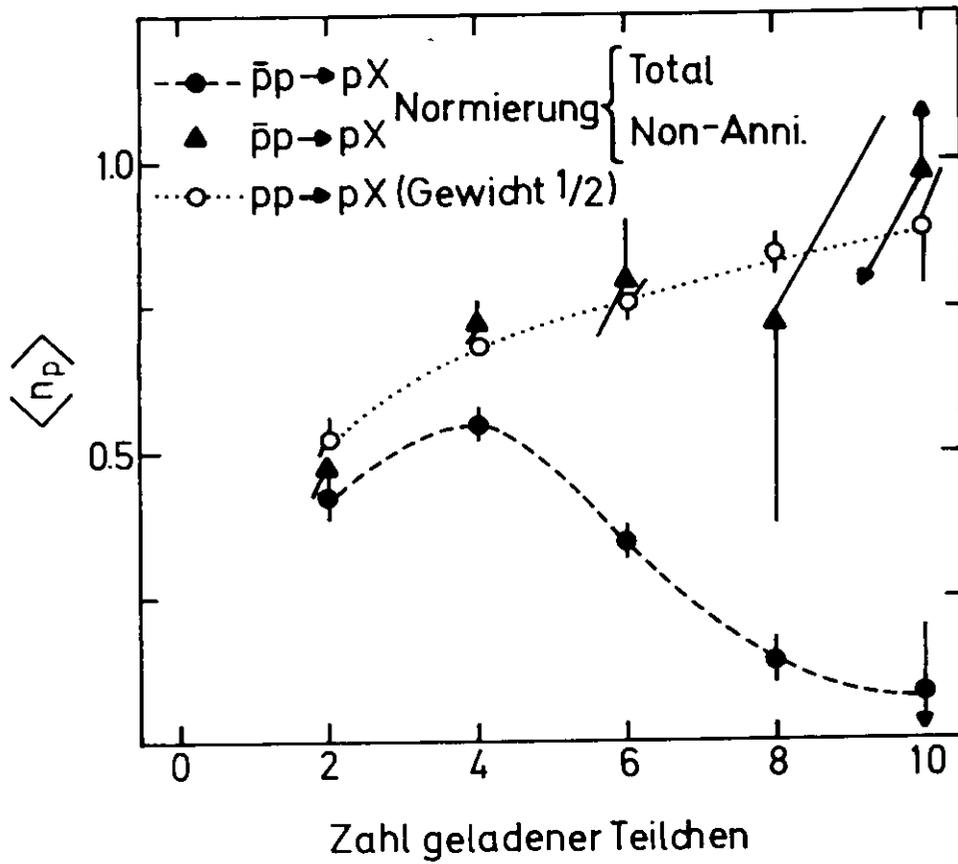


Abb.14a

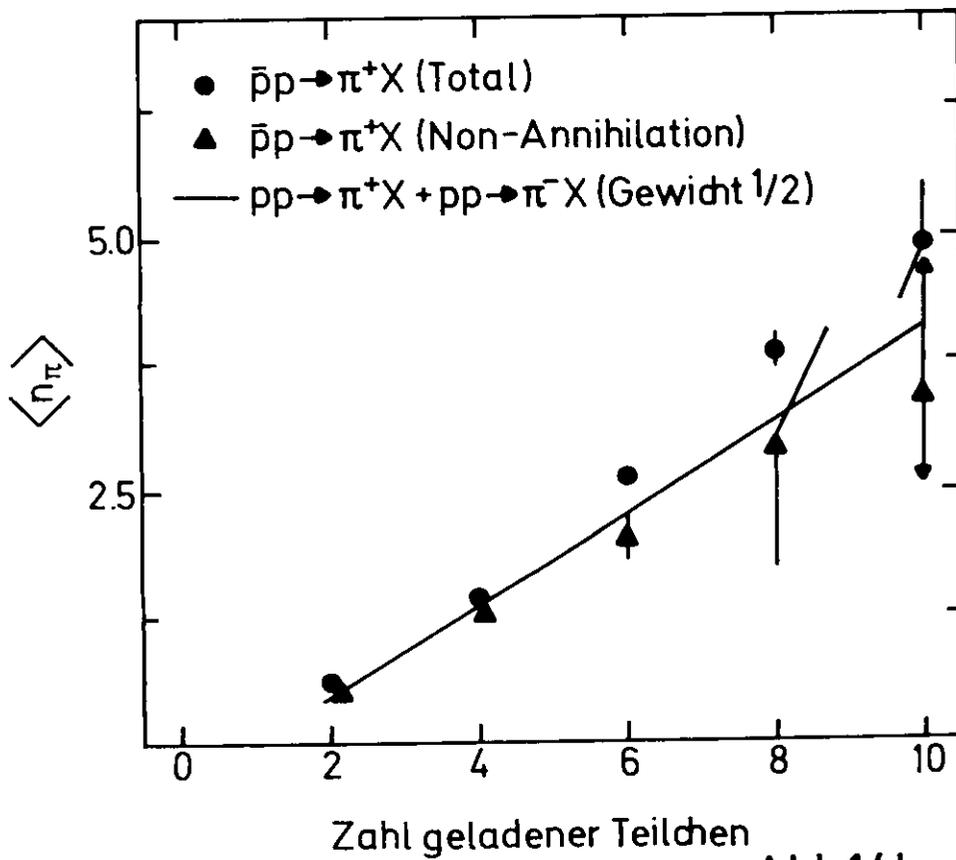
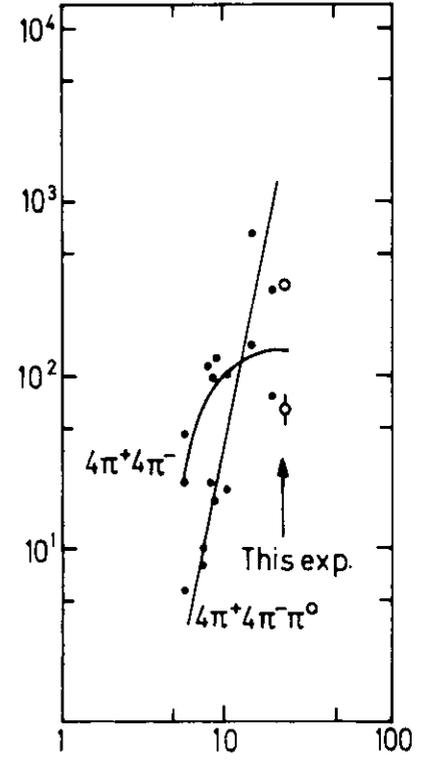
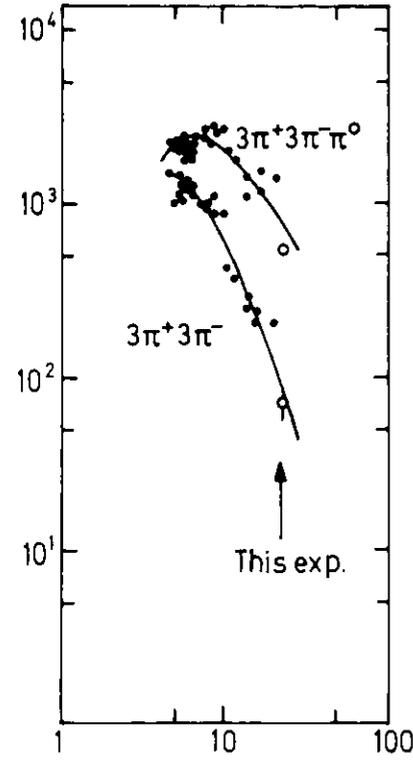
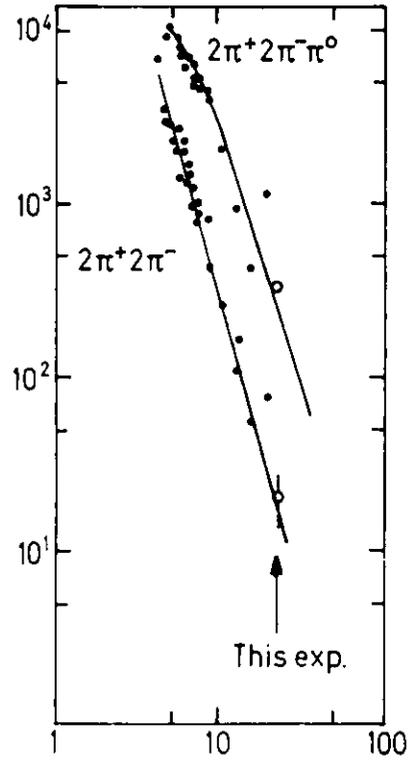
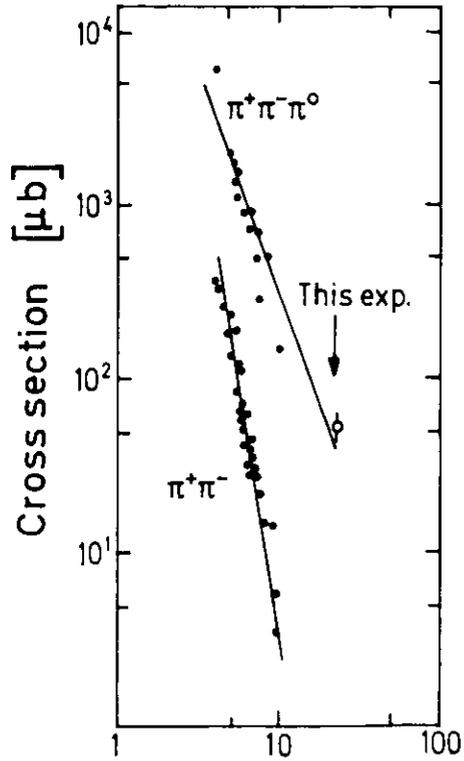


Abb.14b

$\bar{p}p \longrightarrow N\pi$



$\longrightarrow s$ $[\text{GeV}^2]$

Abb.15

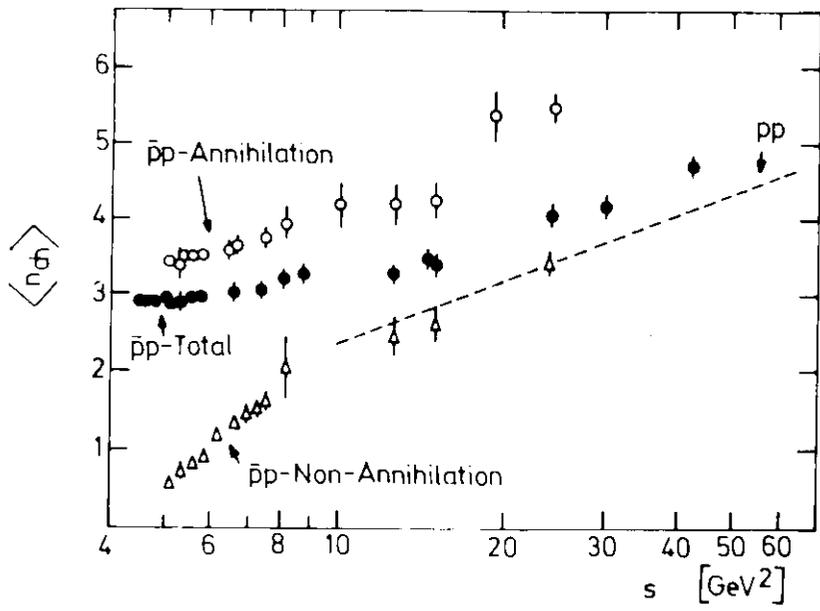


Abb.16a

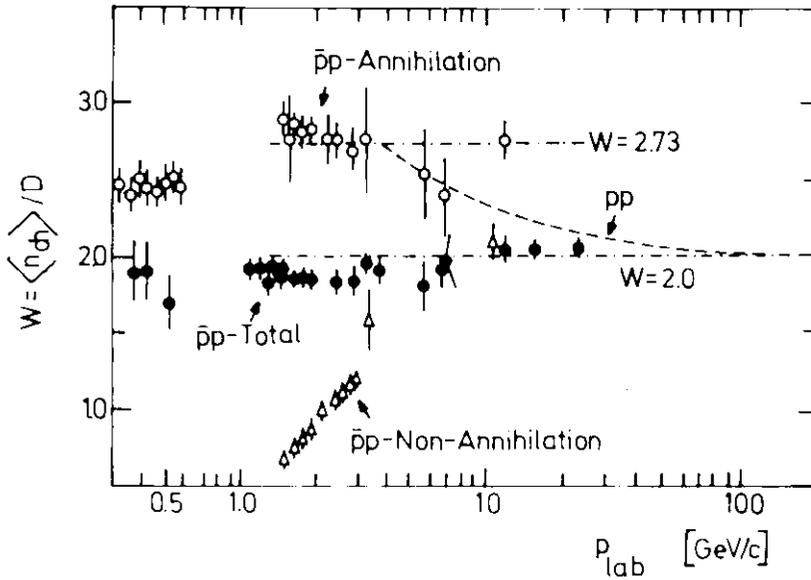


Abb.16b

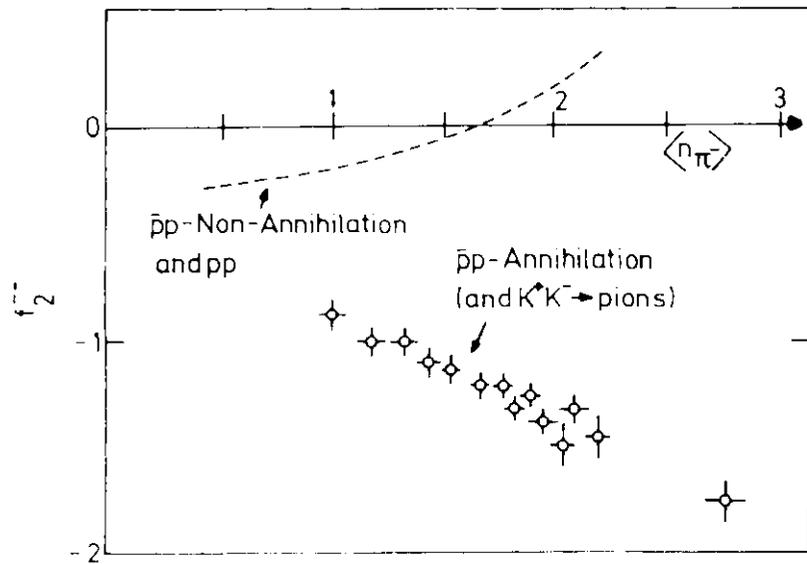


Abb.16c

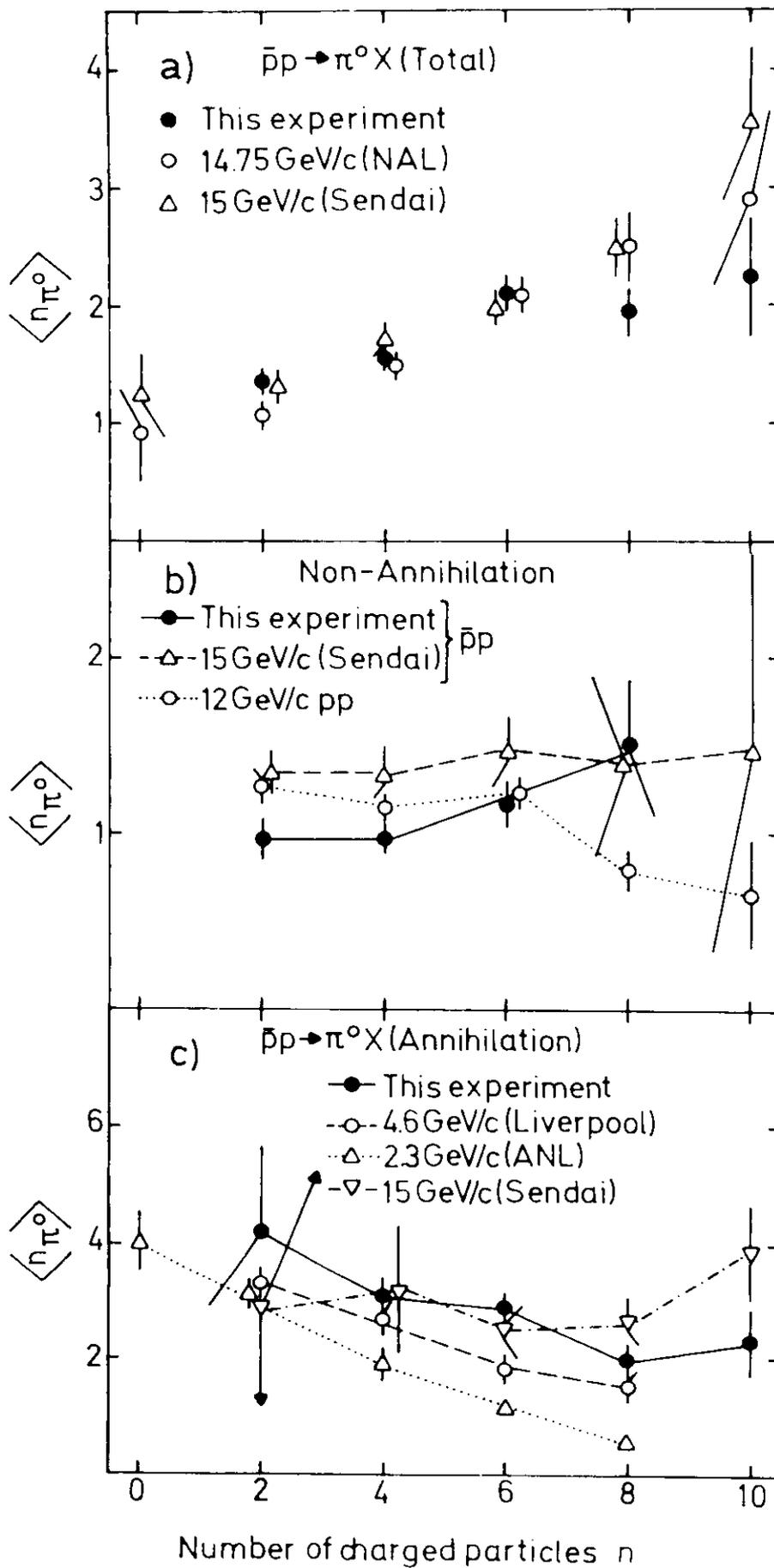


Abb.17

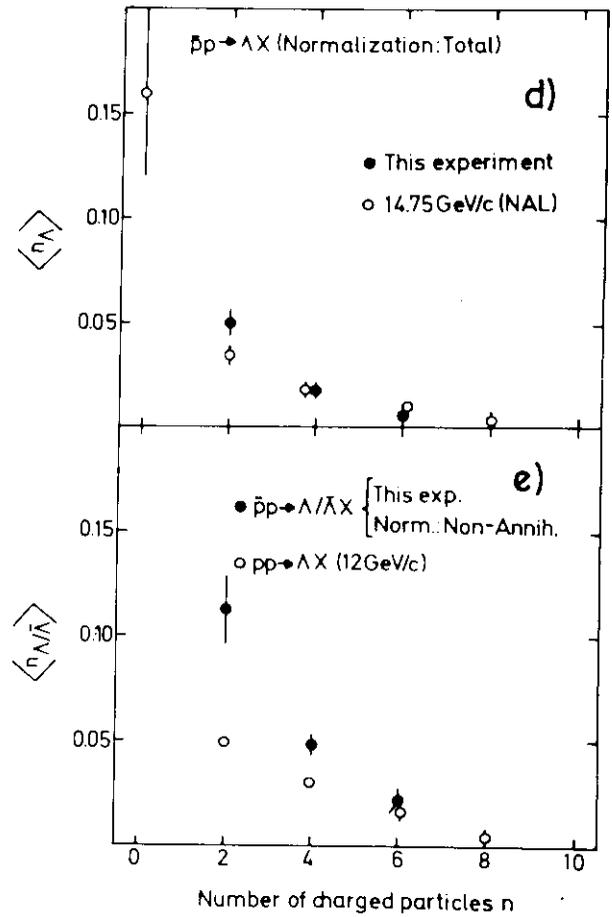
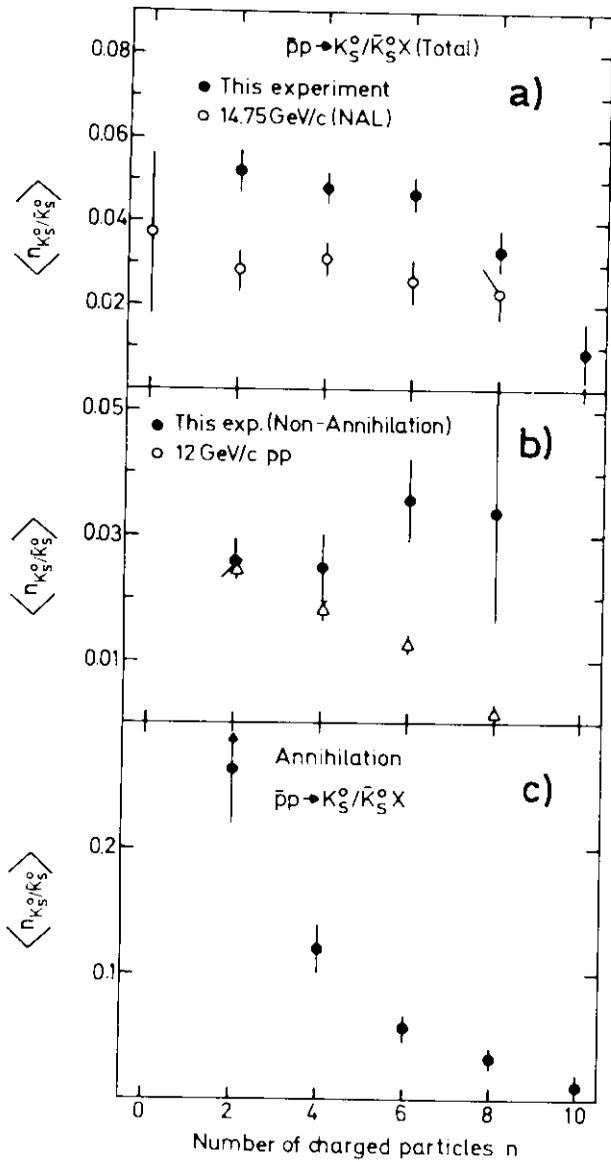


Abb.18

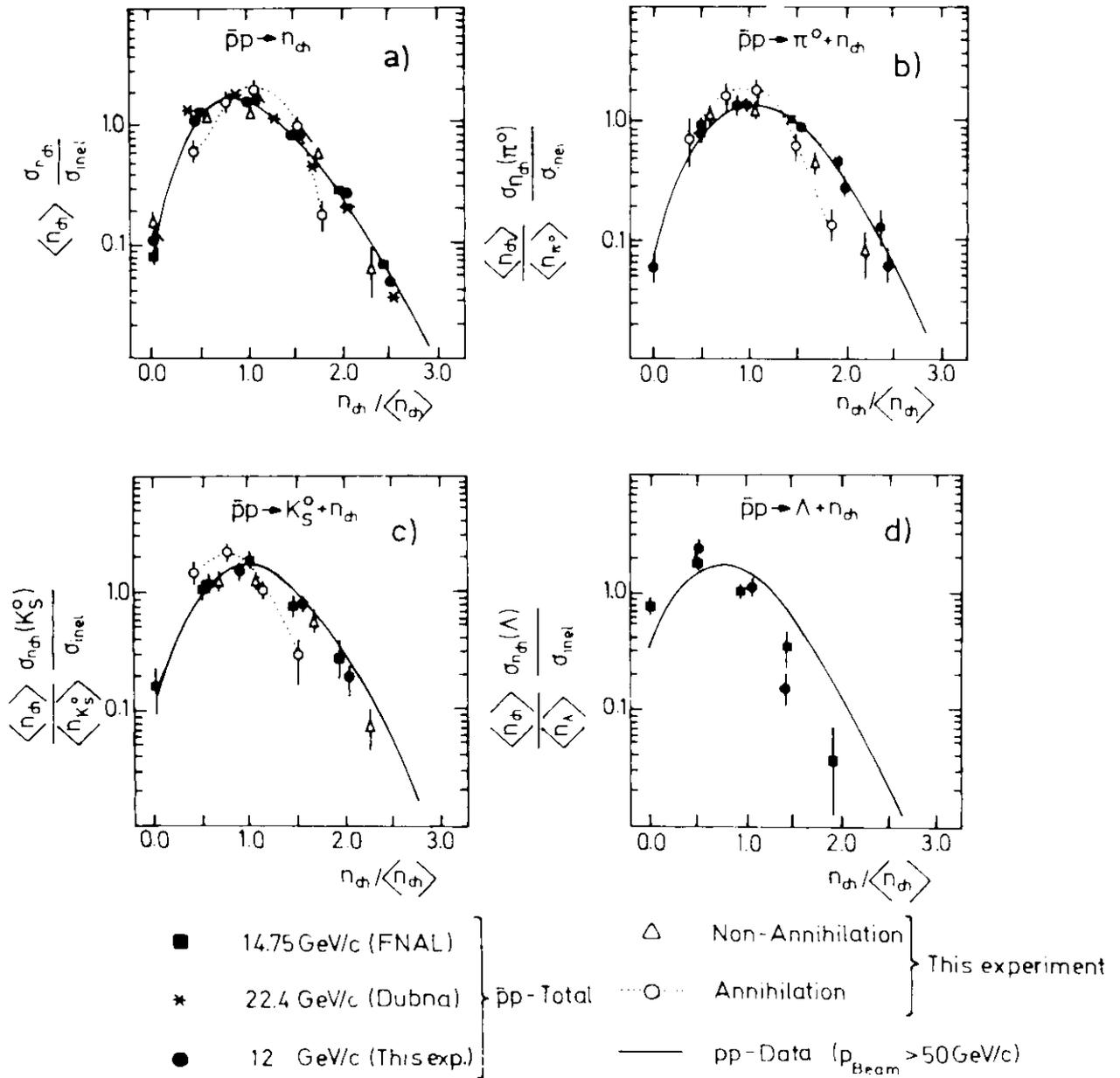


Abb.19

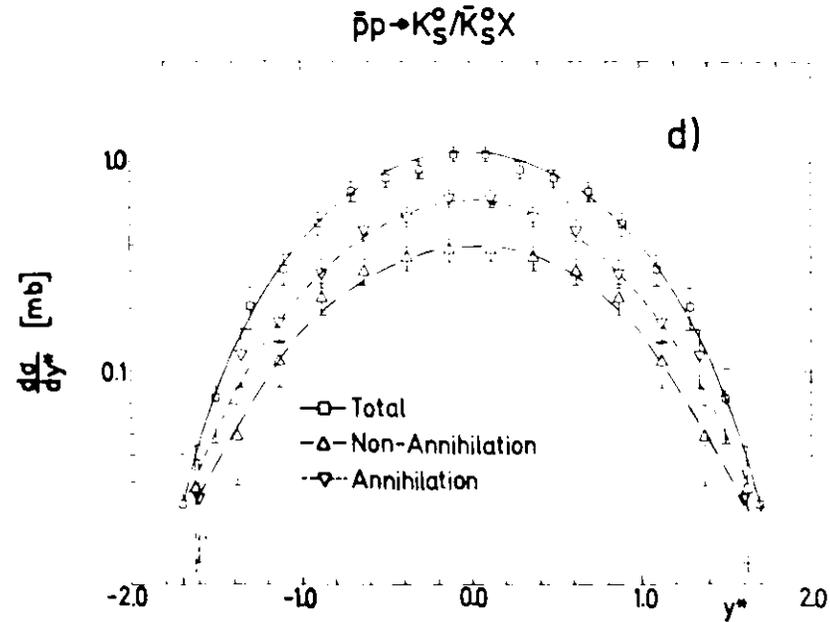
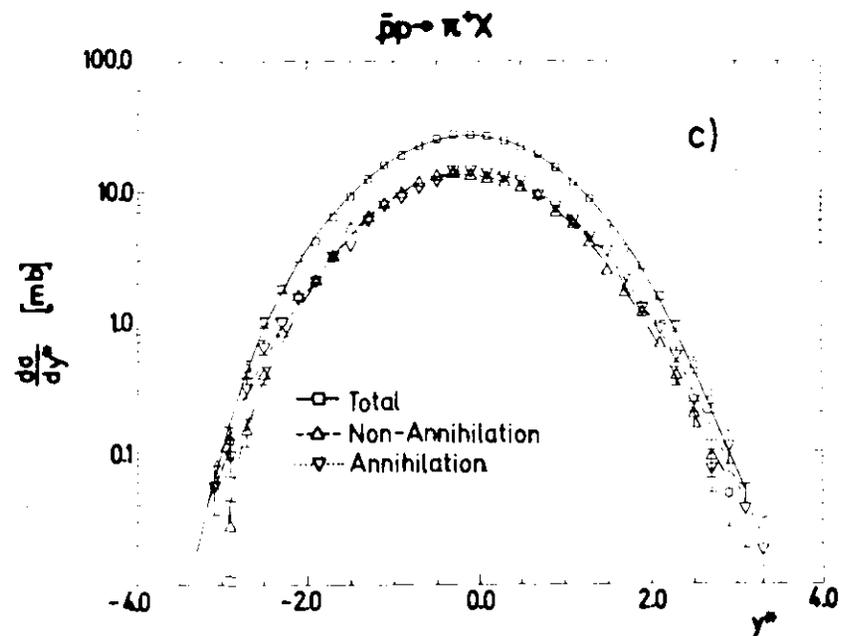
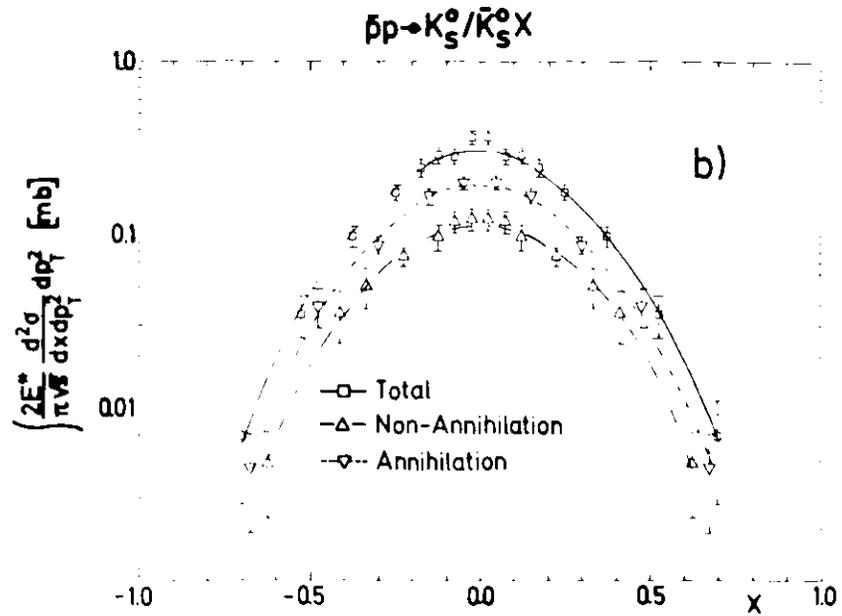
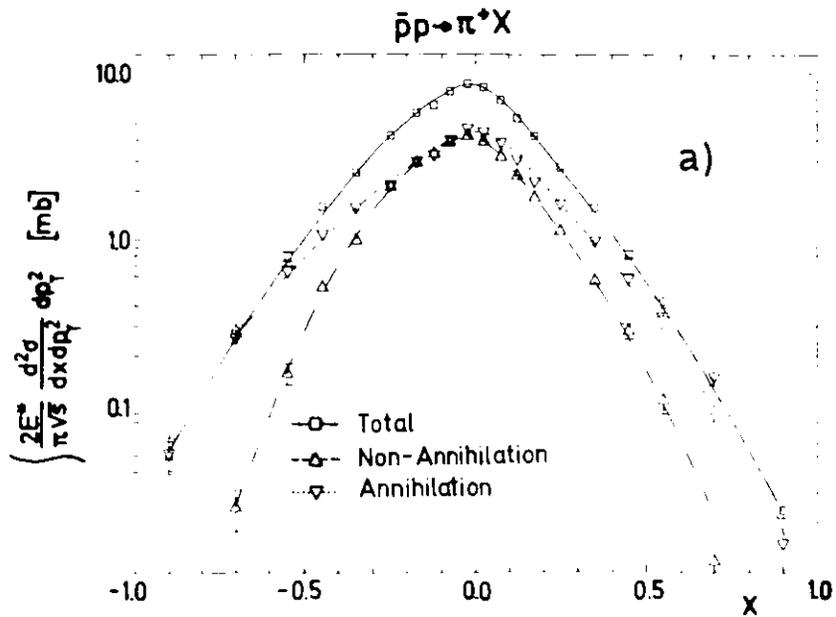


Abb.20

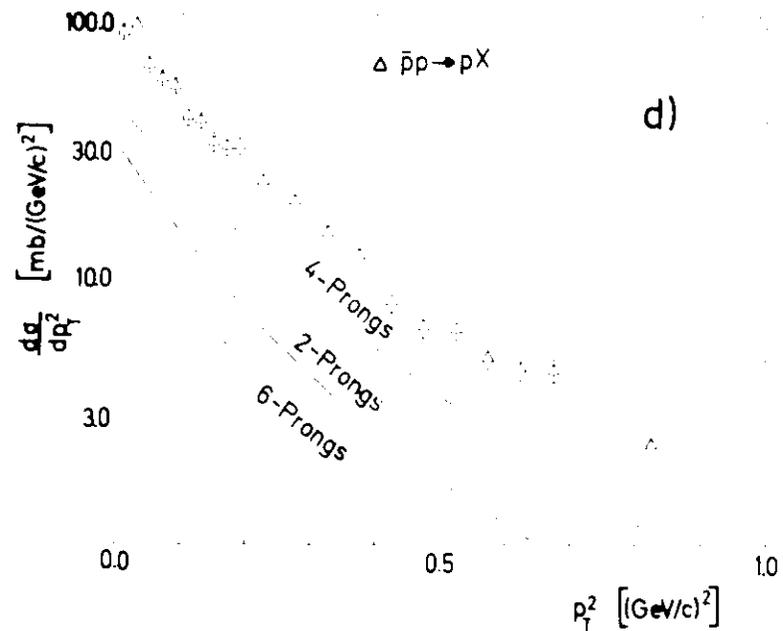
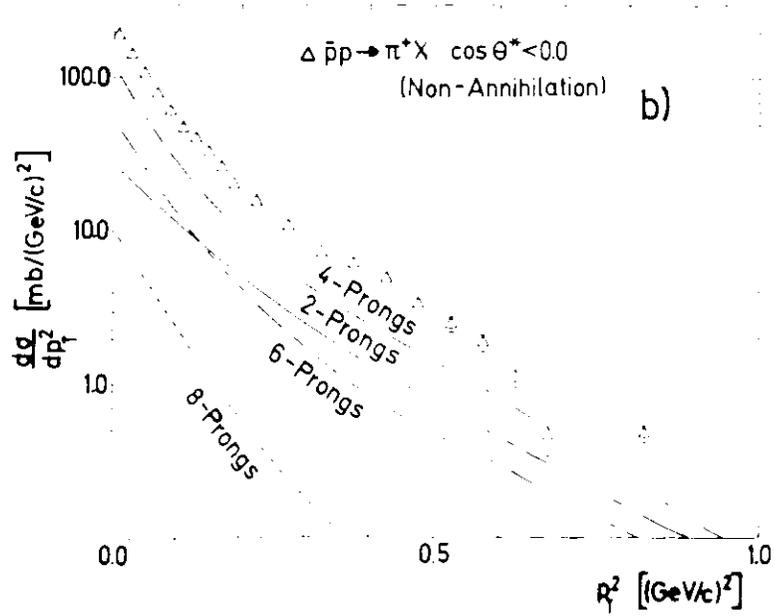
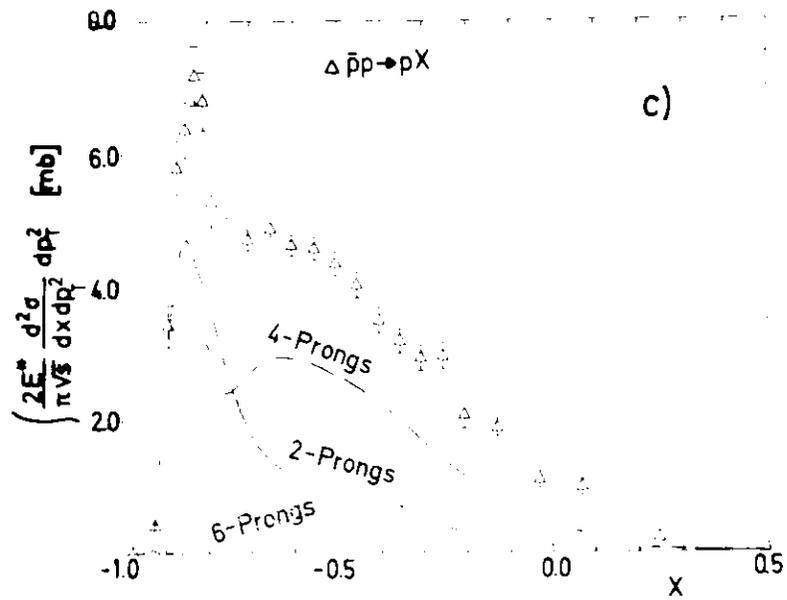
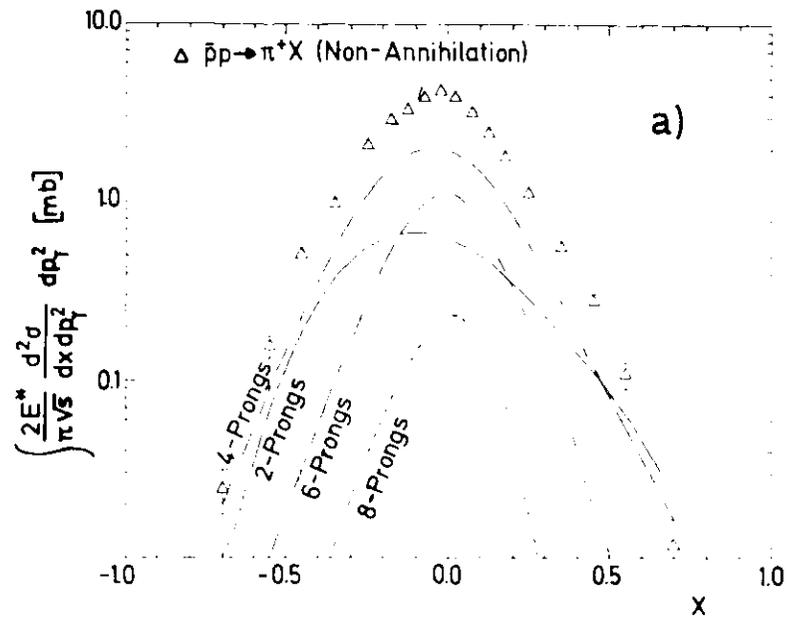


Abb.21

Non-Annihilation

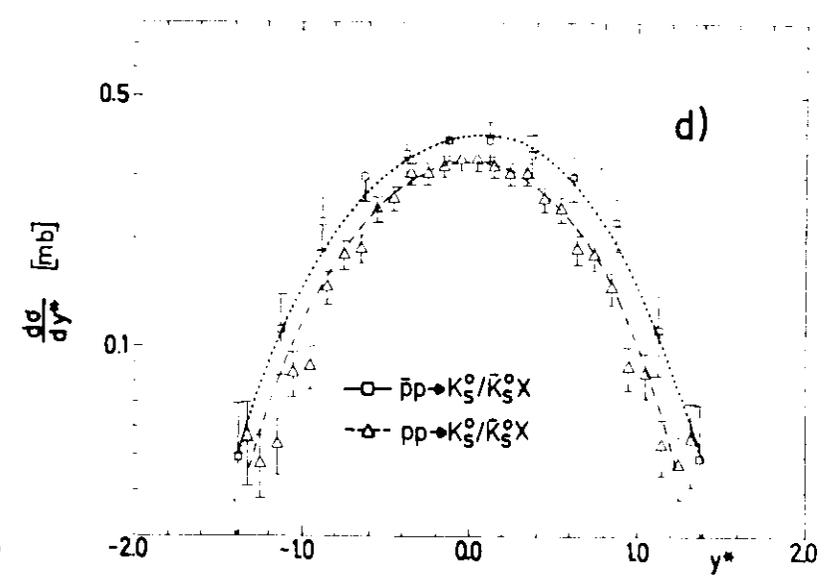
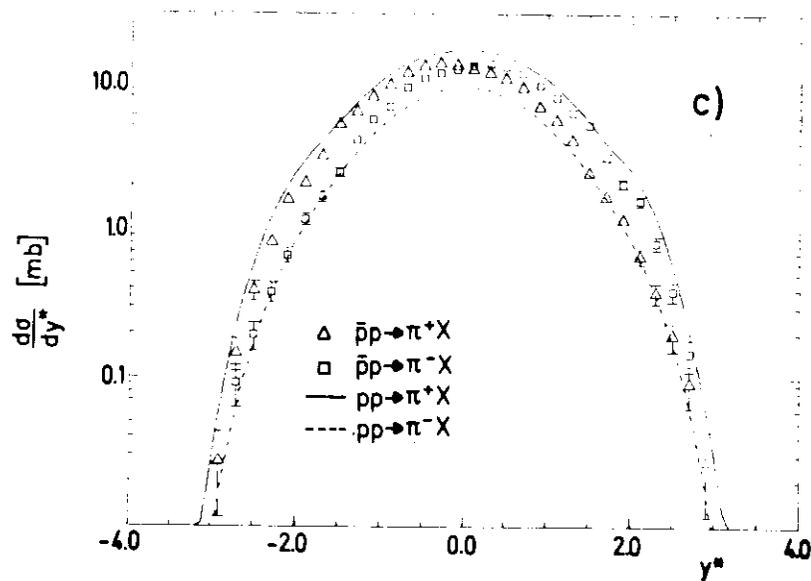
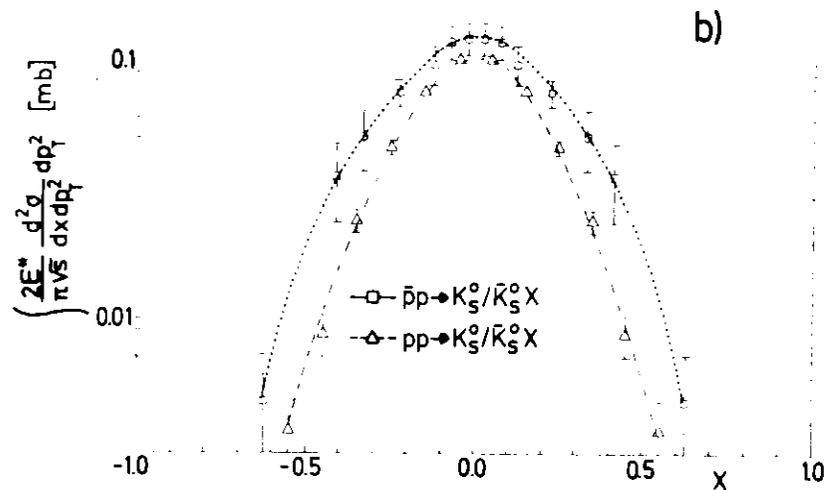
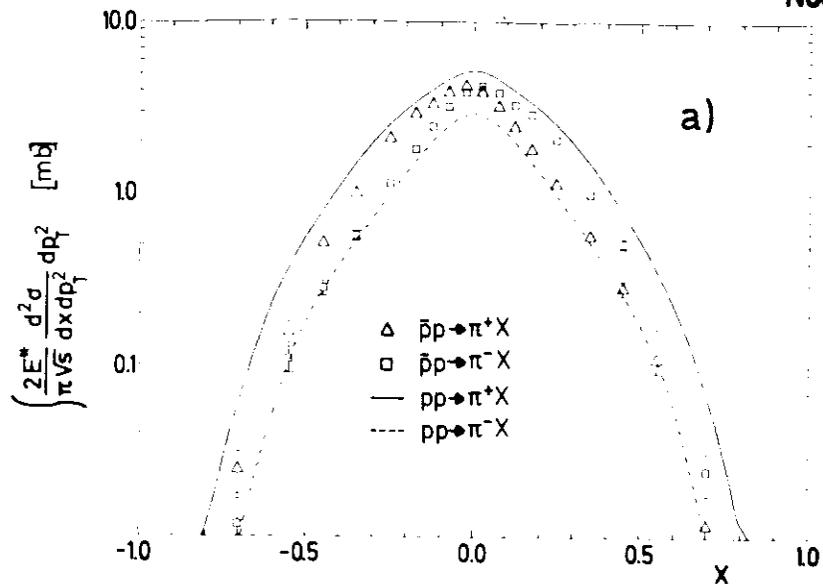


Abb.22

Non-Annihilation

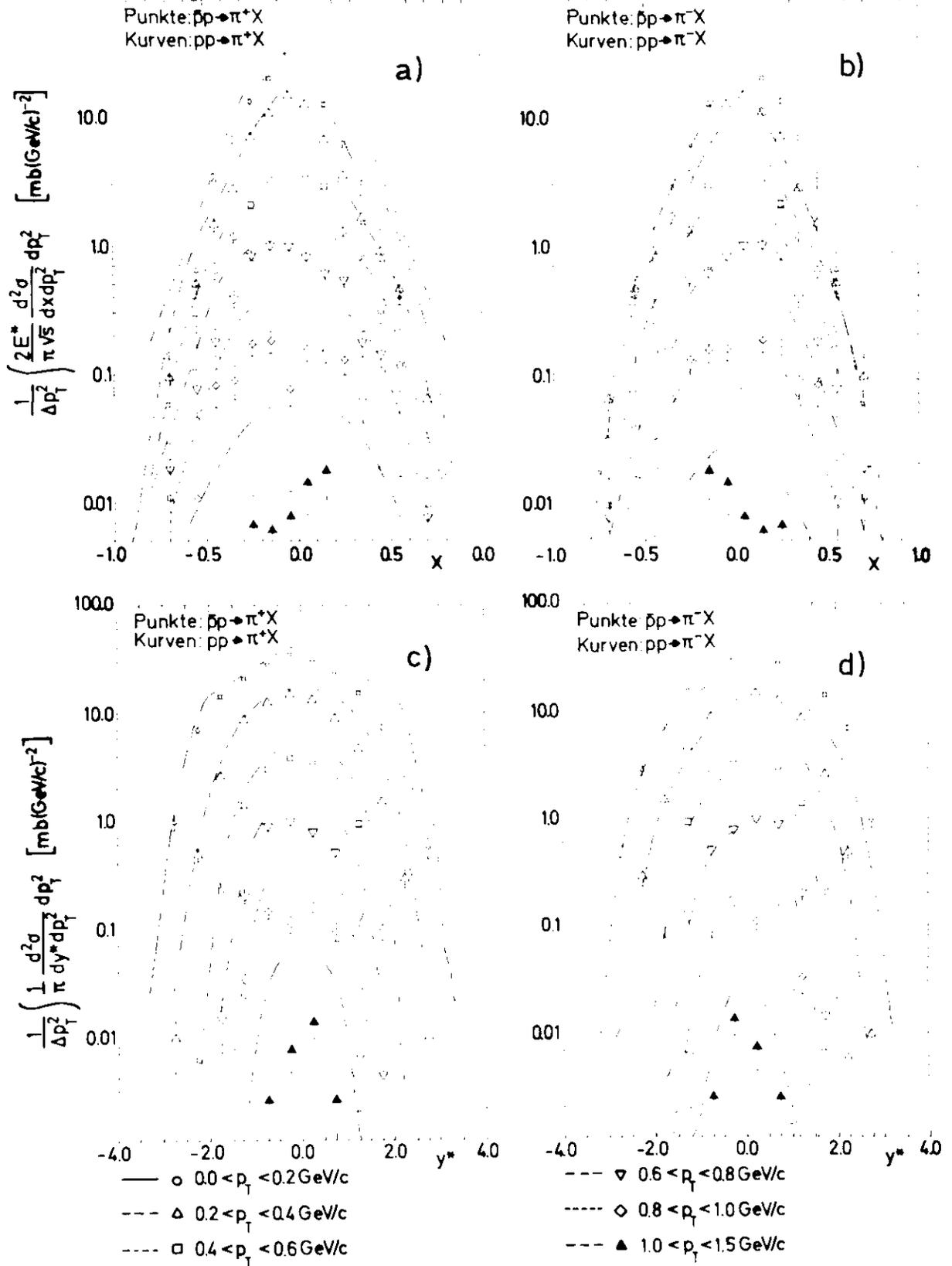


Abb.23

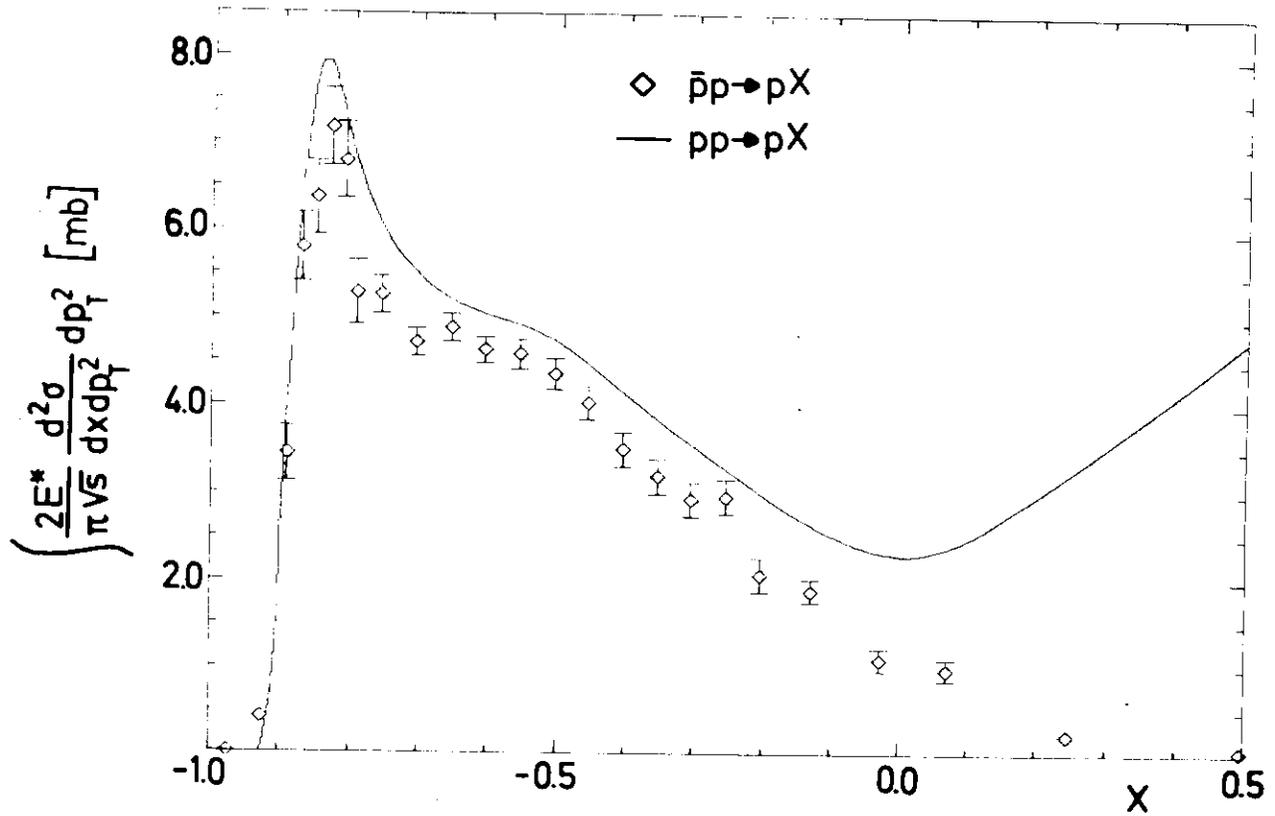


Abb. 24 a

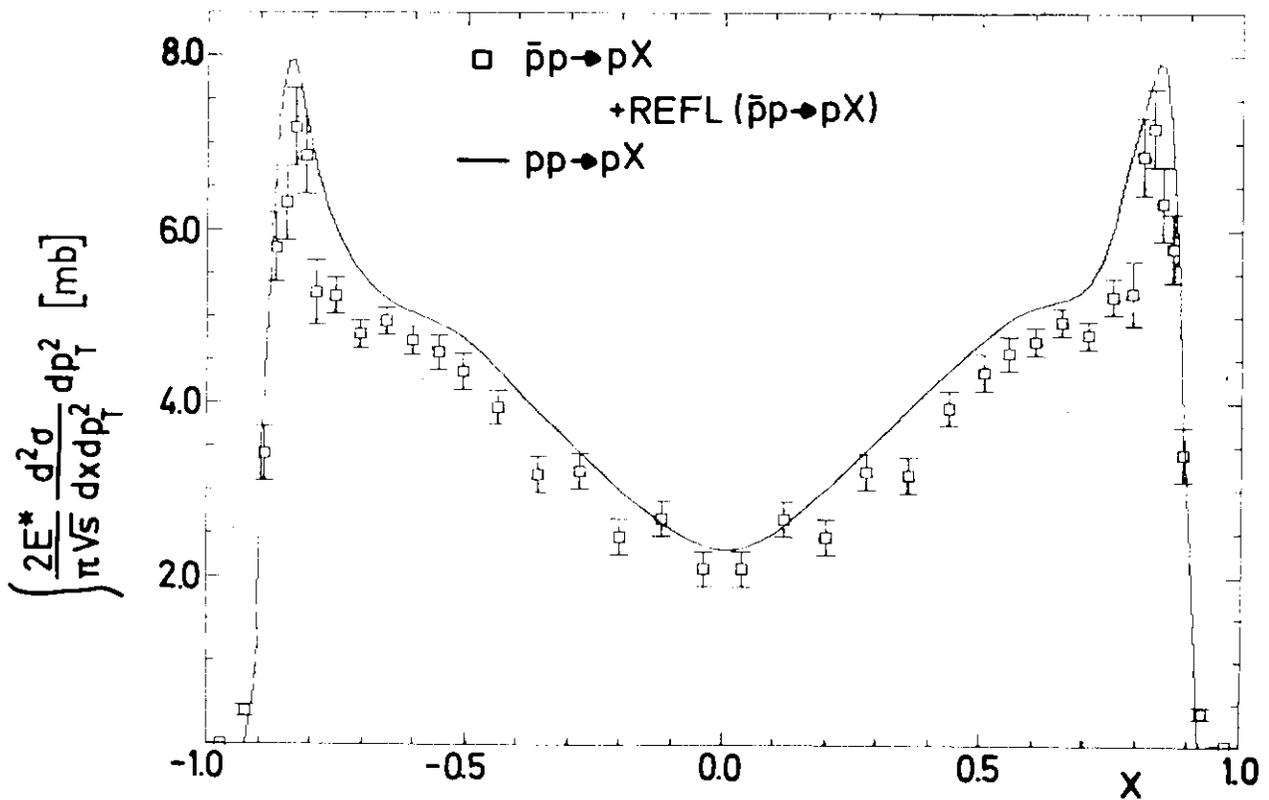


Abb. 24 b

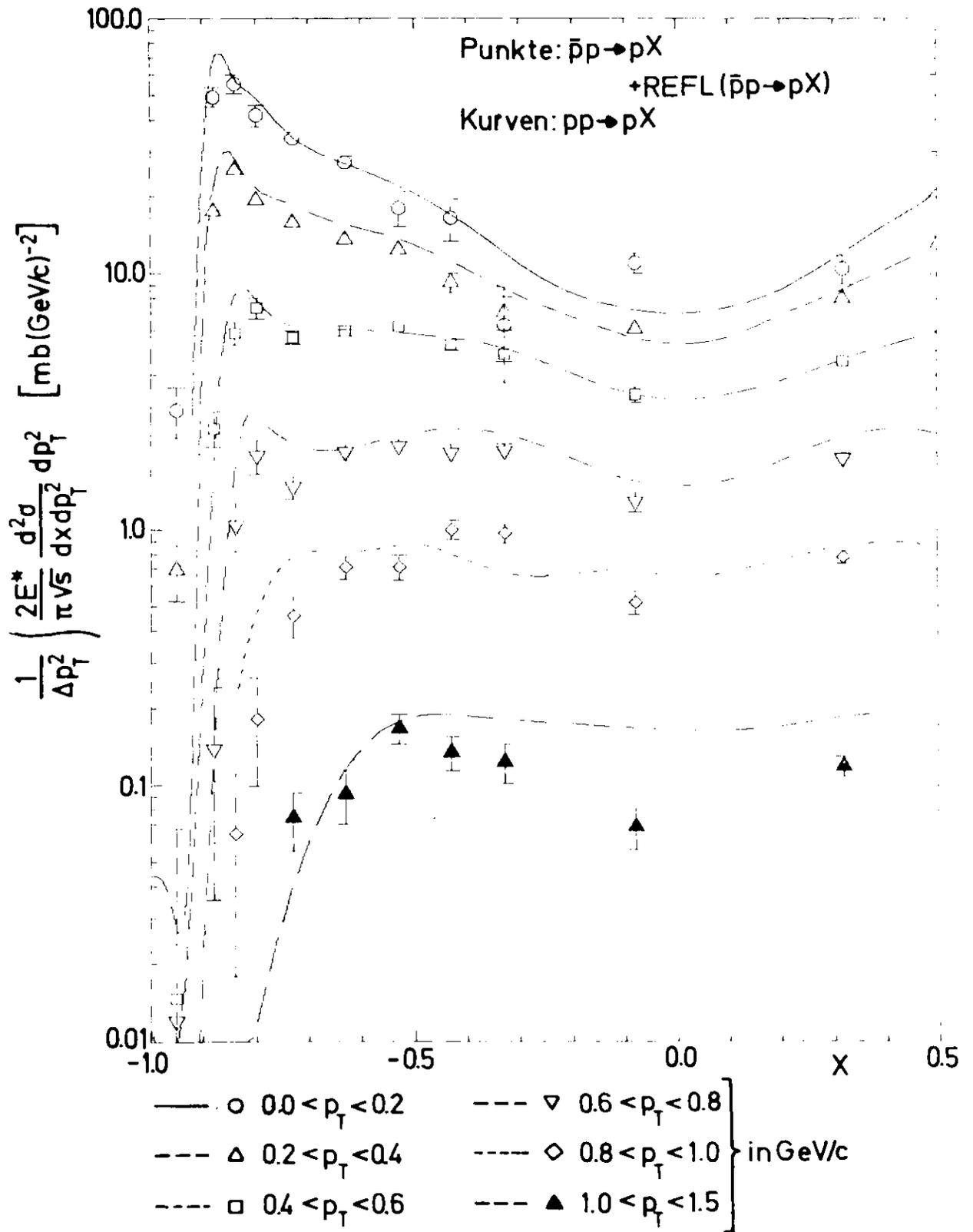


Abb.25

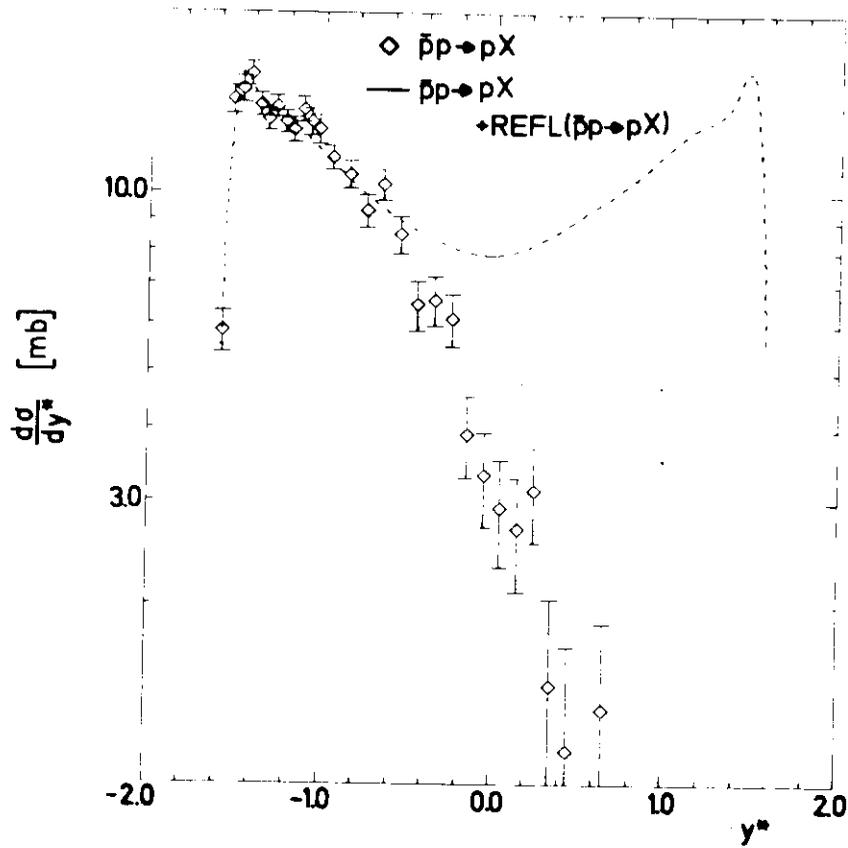


Abb.26a

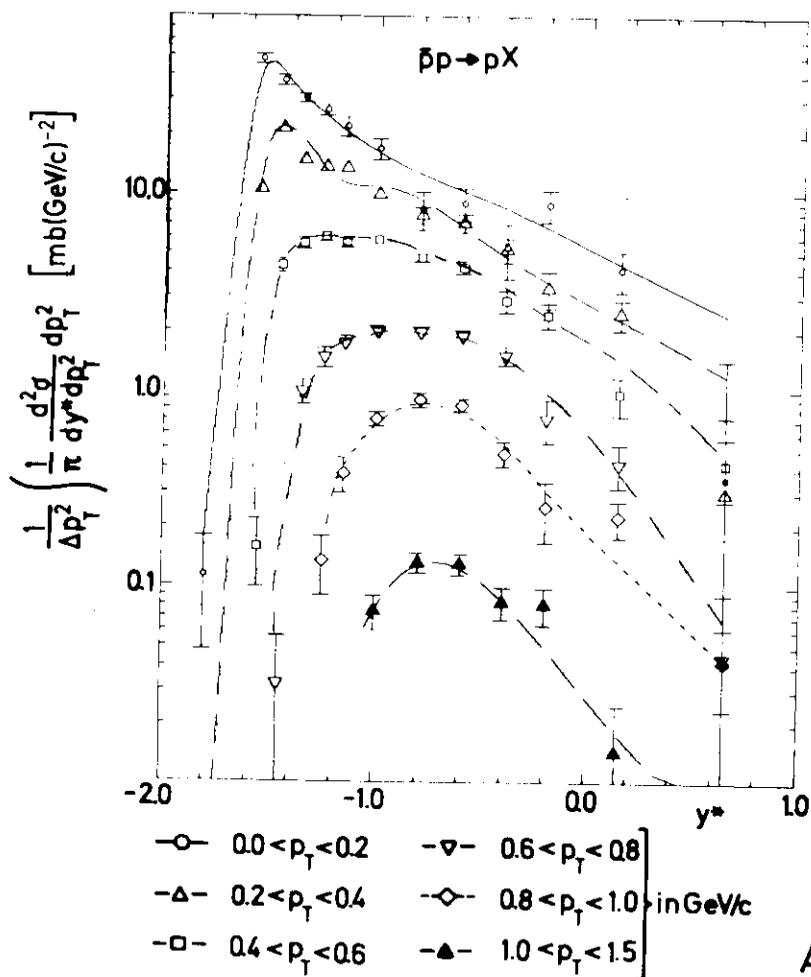


Abb.26b

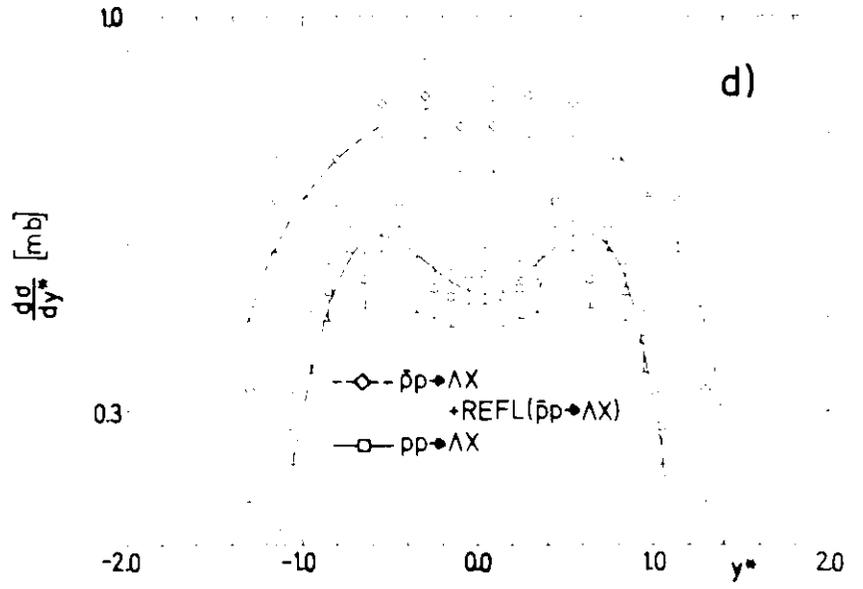
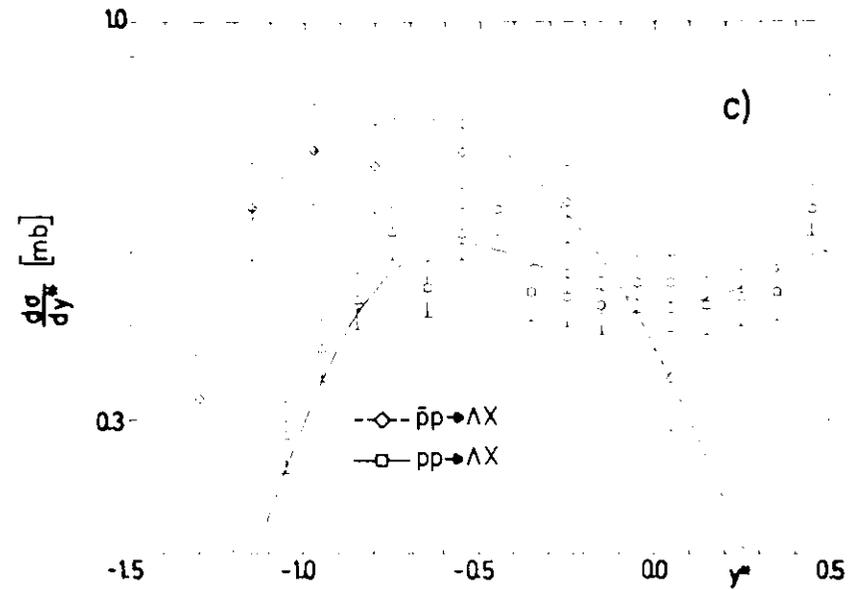
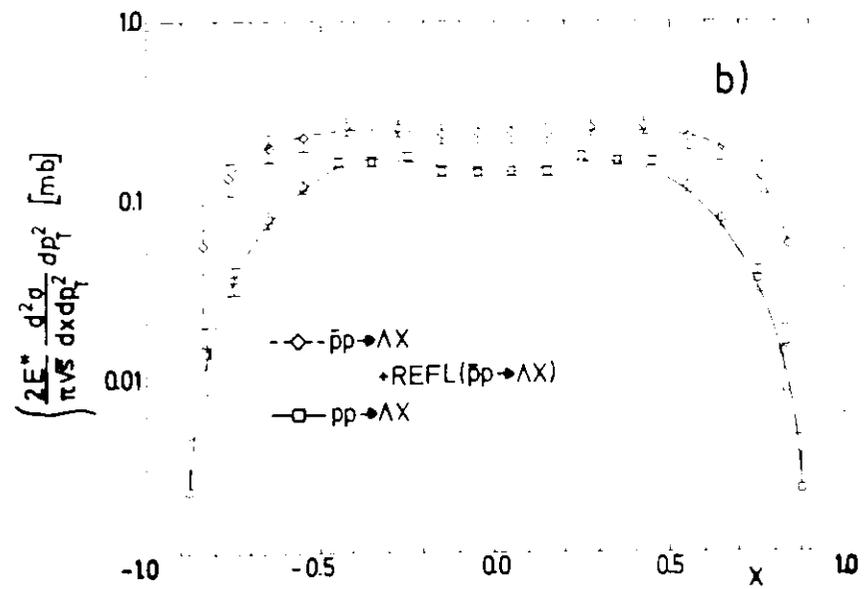
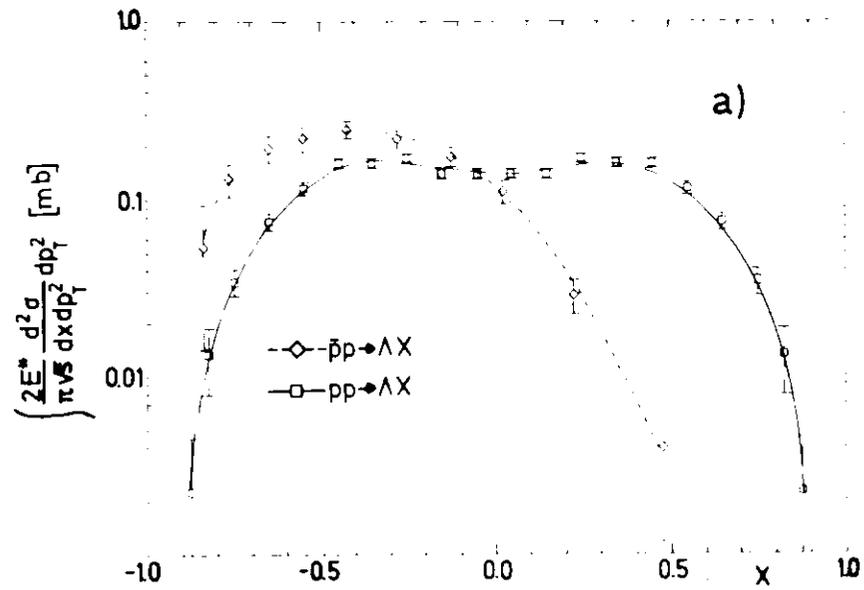


Abb.27

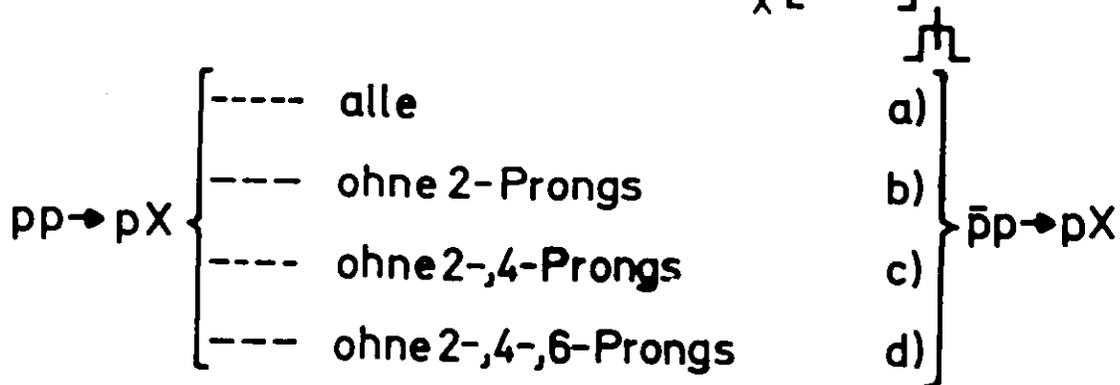
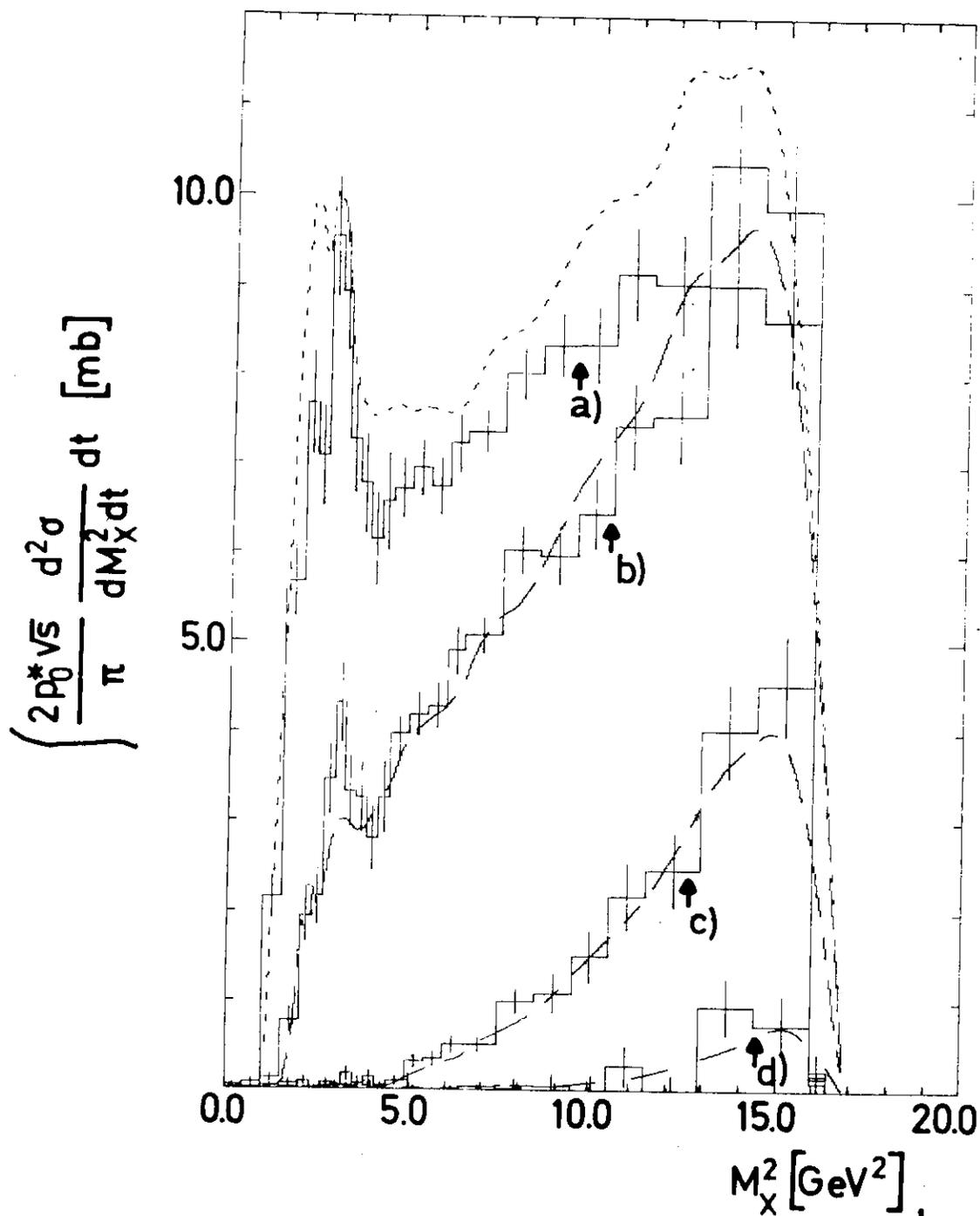


Abb.28

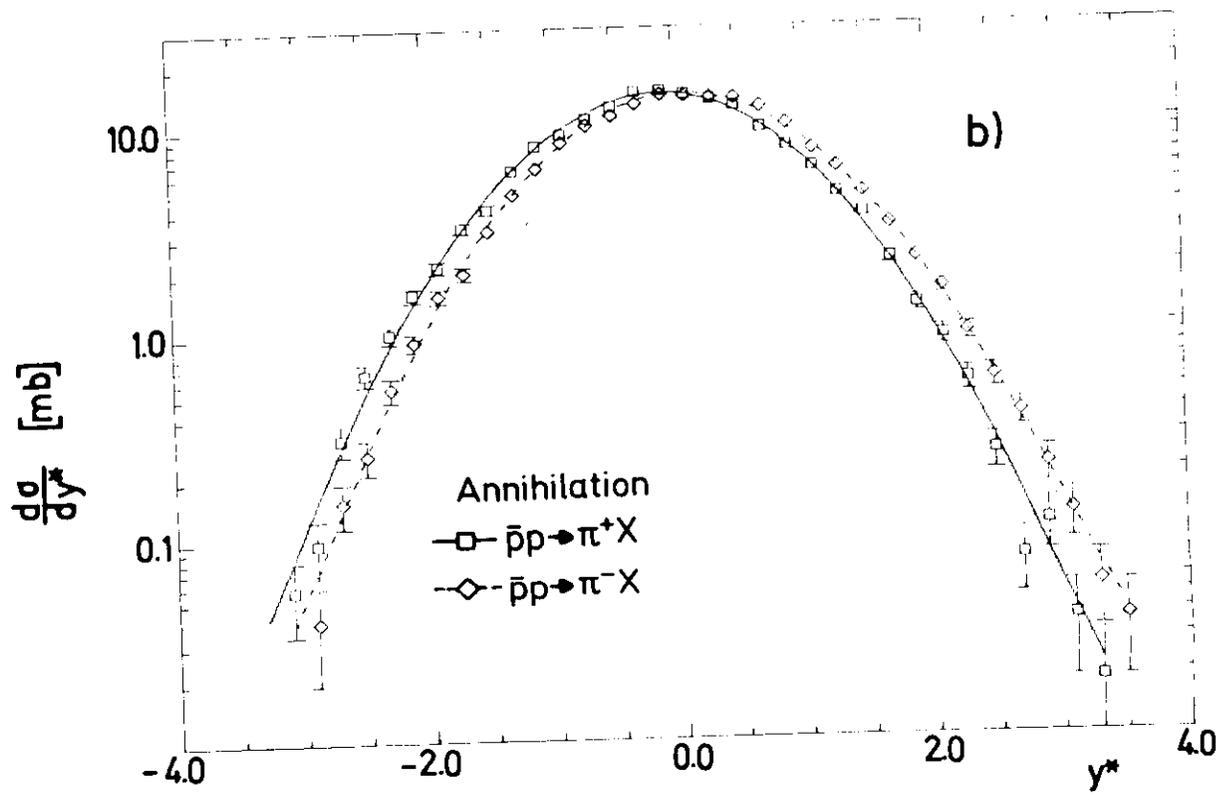
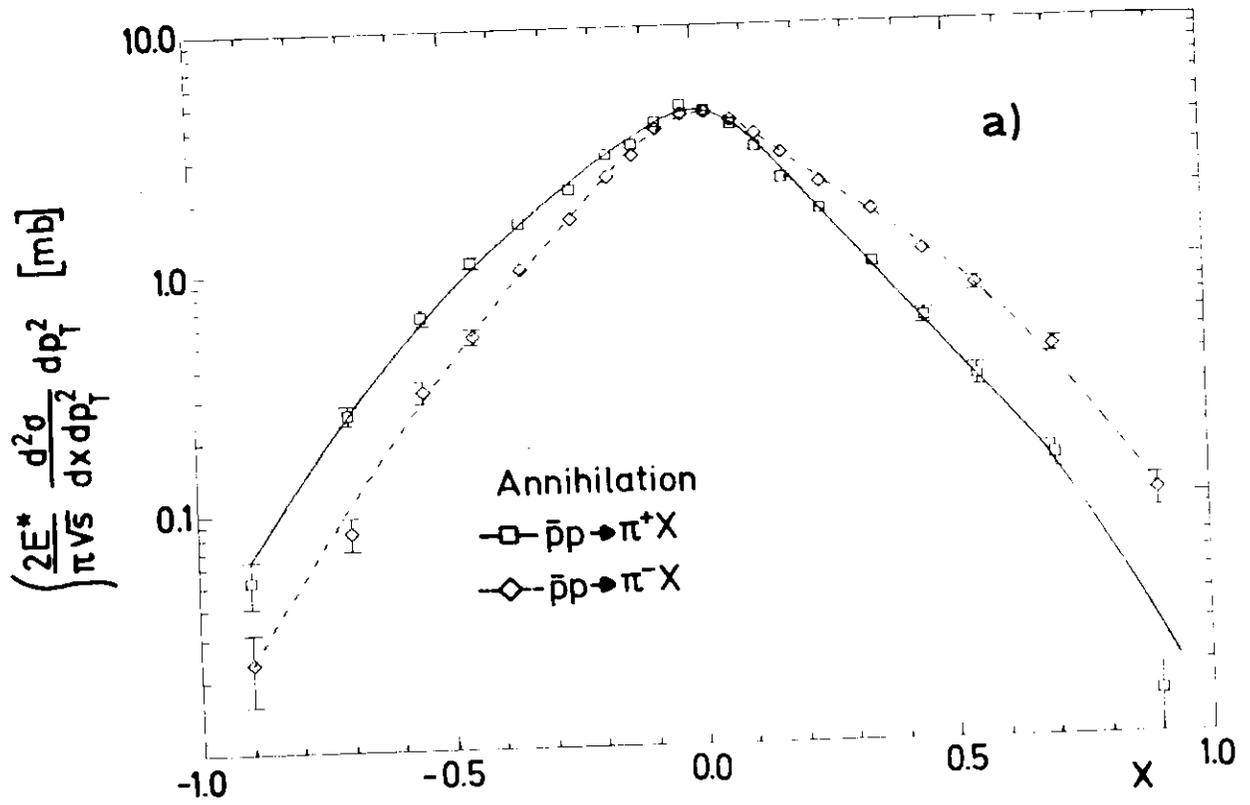
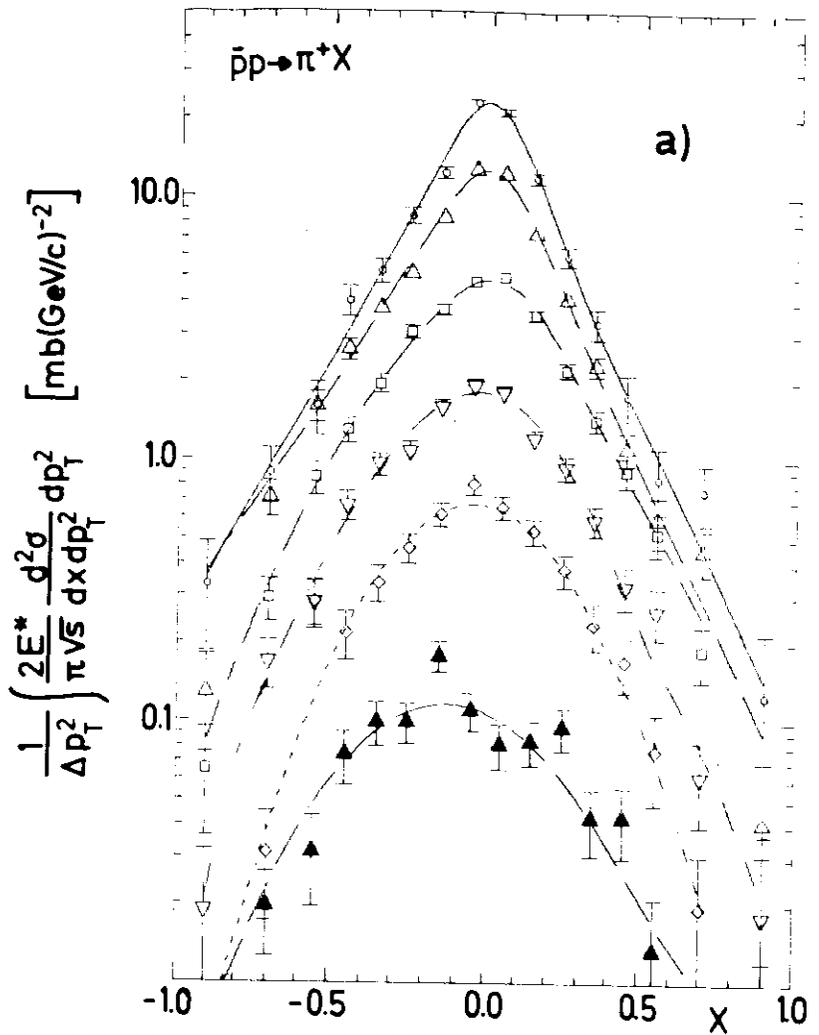
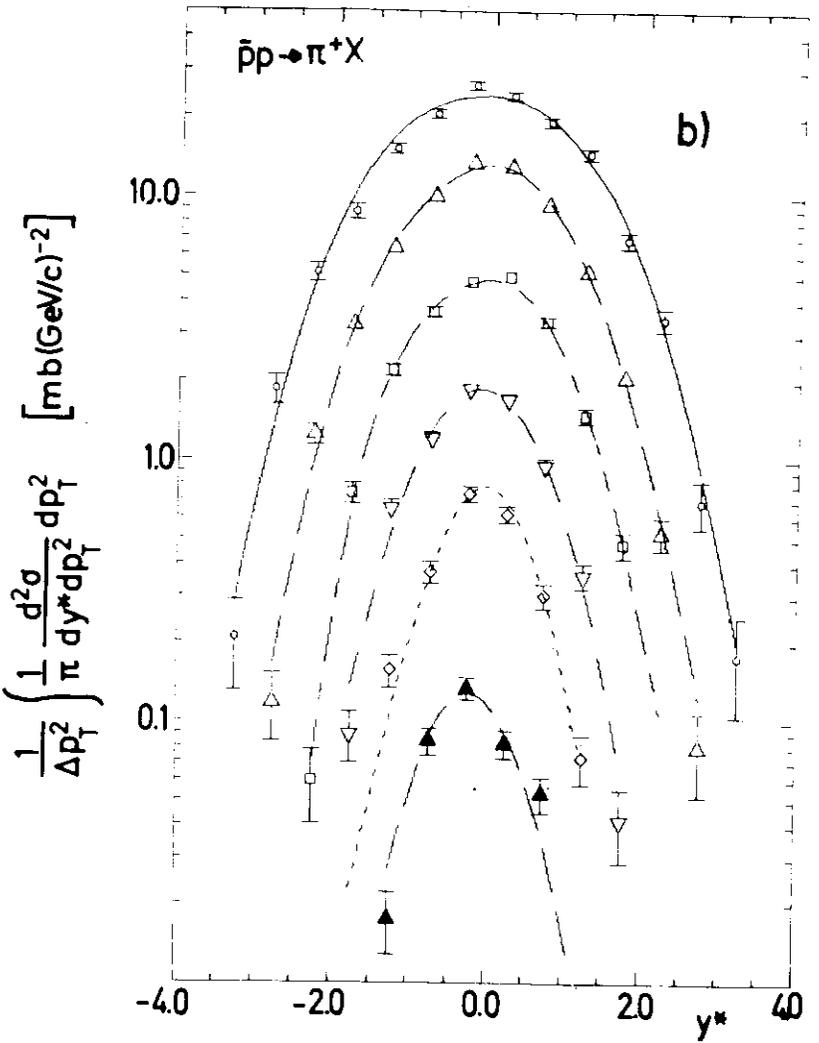


Abb.29



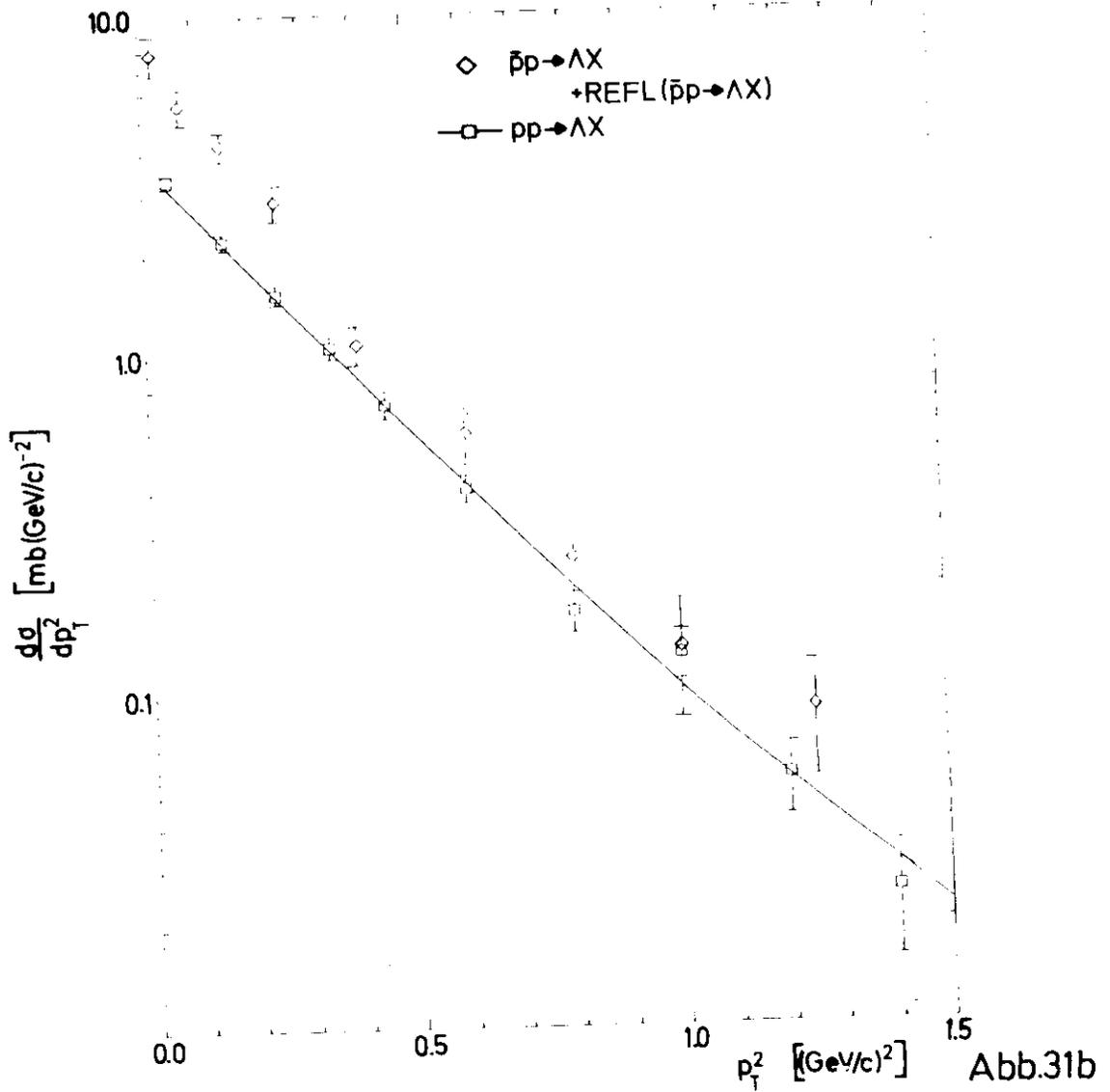
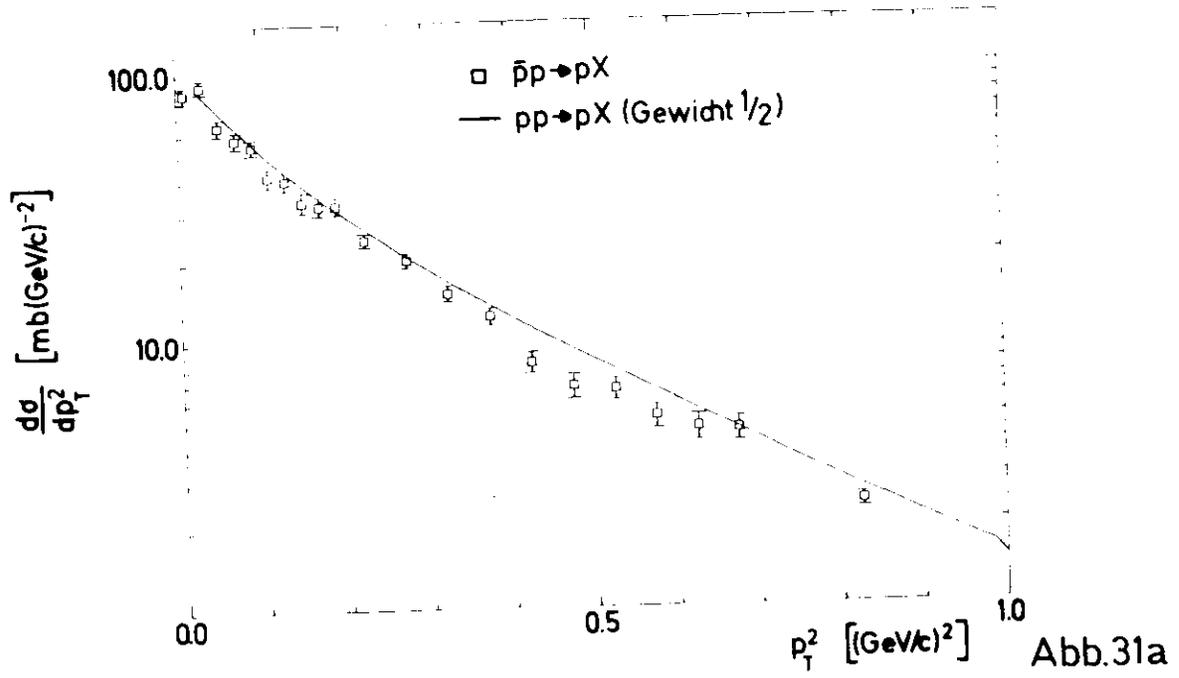
- $0.0 < p_T < 0.2 \text{ GeV/c}$
- △ $0.2 < p_T < 0.4 \text{ GeV/c}$
- $0.4 < p_T < 0.6 \text{ GeV/c}$

Annihilation



- ▽ $0.6 < p_T < 0.8 \text{ GeV/c}$
- ◇ $0.8 < p_T < 1.0 \text{ GeV/c}$
- △ $1.0 < p_T < 1.5 \text{ GeV/c}$
- $1.5 < p_T < 2.0 \text{ GeV/c}$

Abb.30



Non-Annihilation

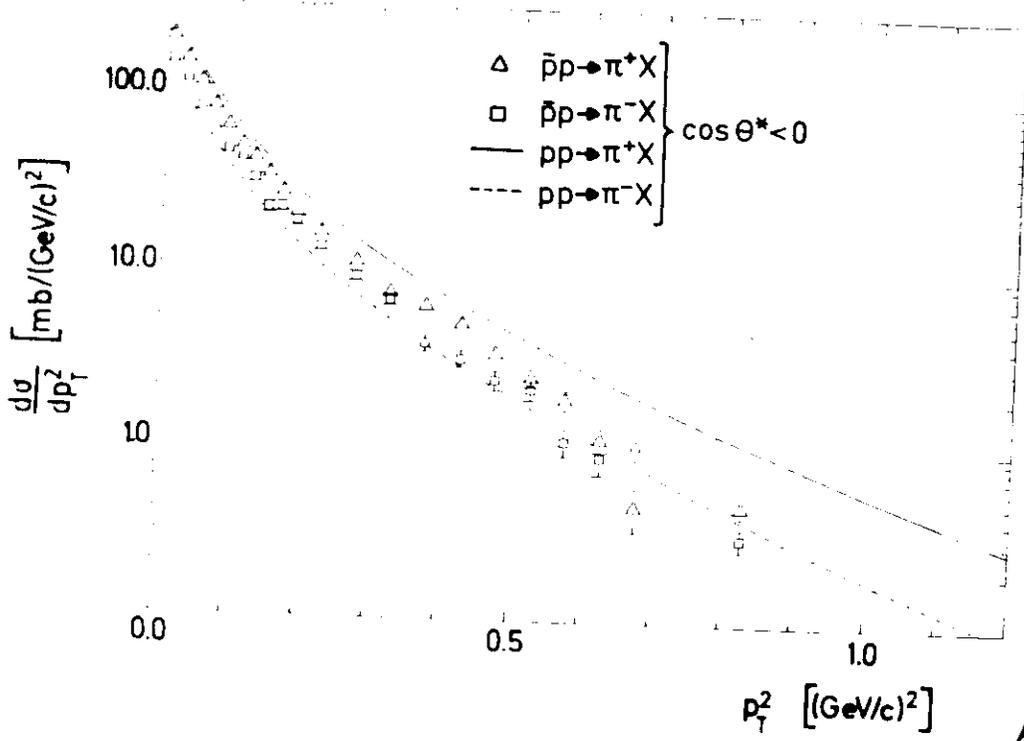


Abb.32a

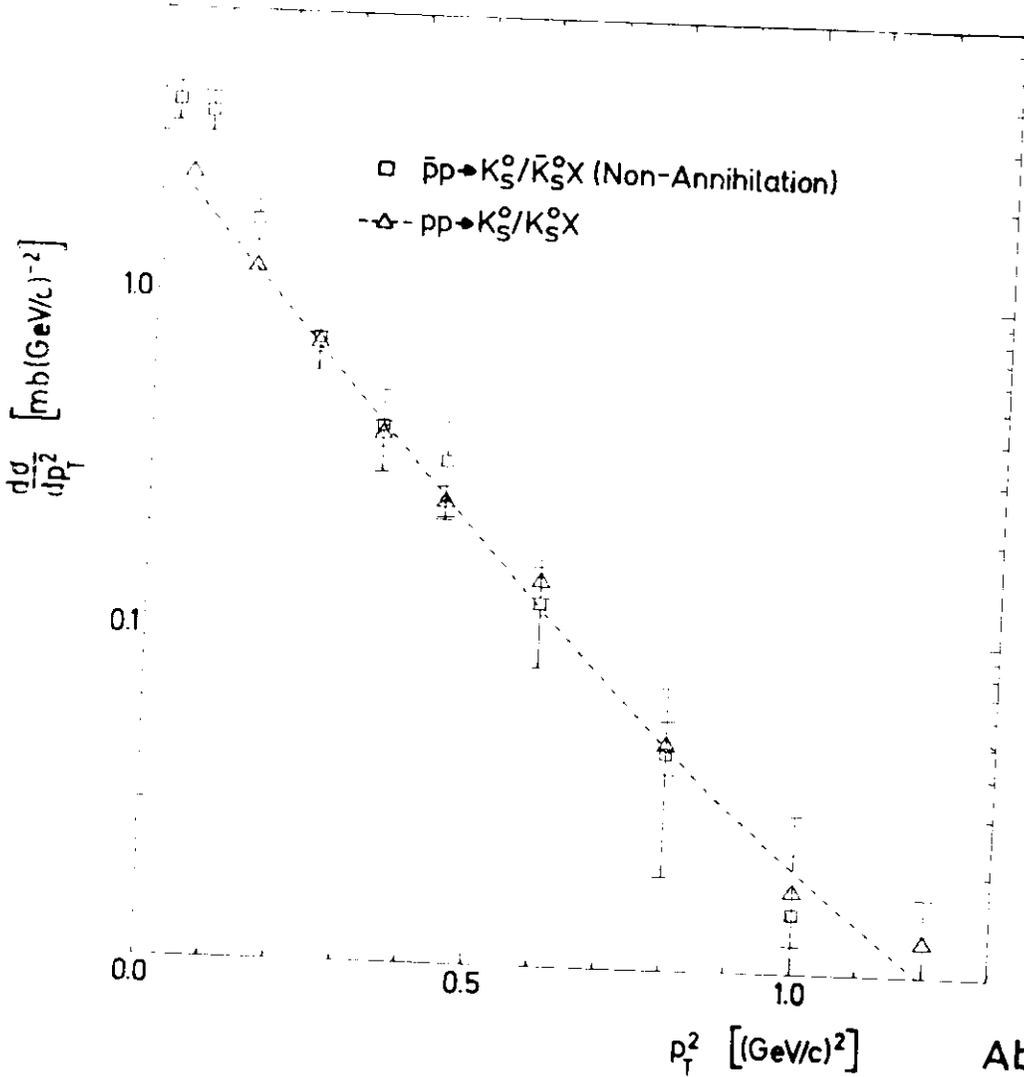
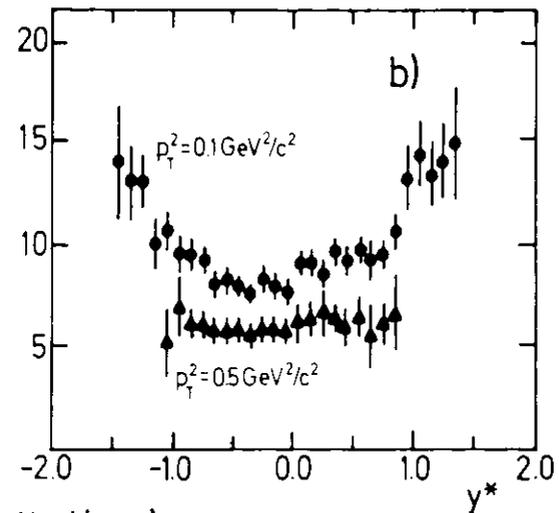
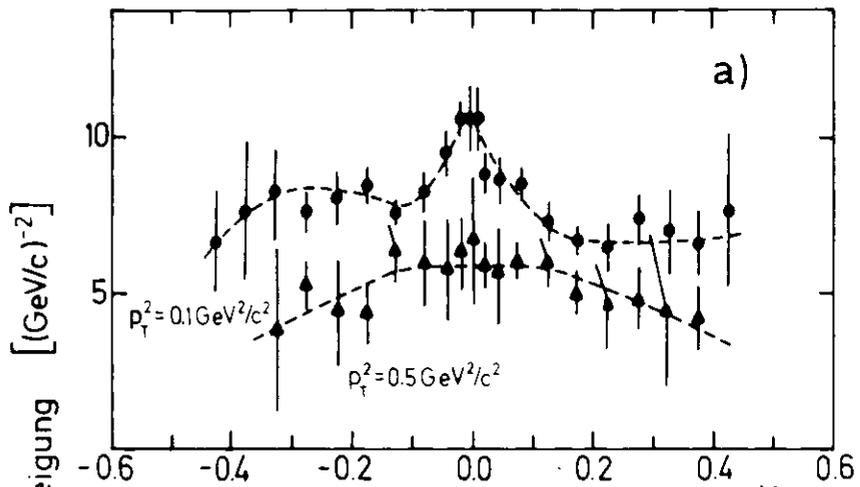


Abb.32b

$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ X$ (Non - Annihilation)



$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ X$ (Annihilation)

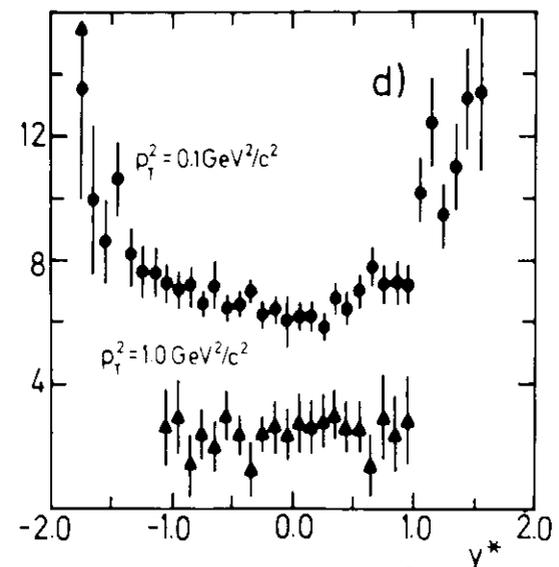
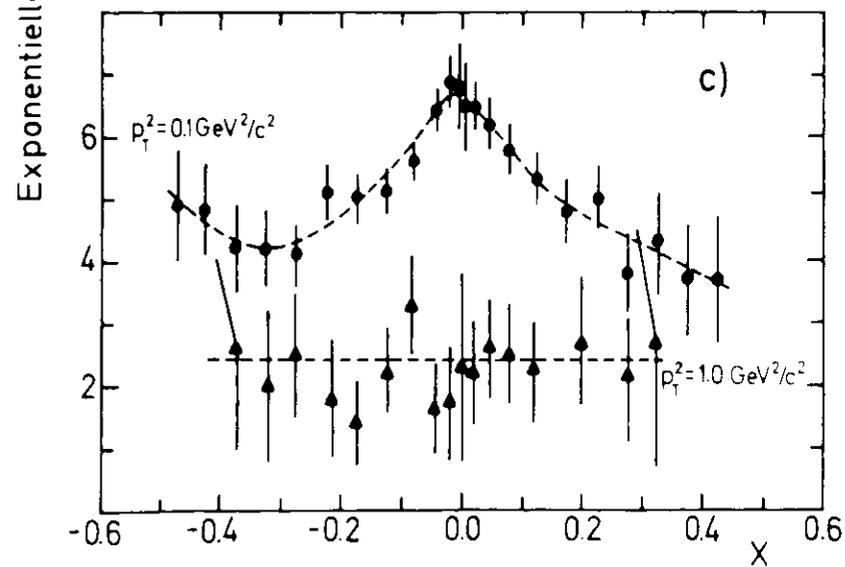


Abb.33

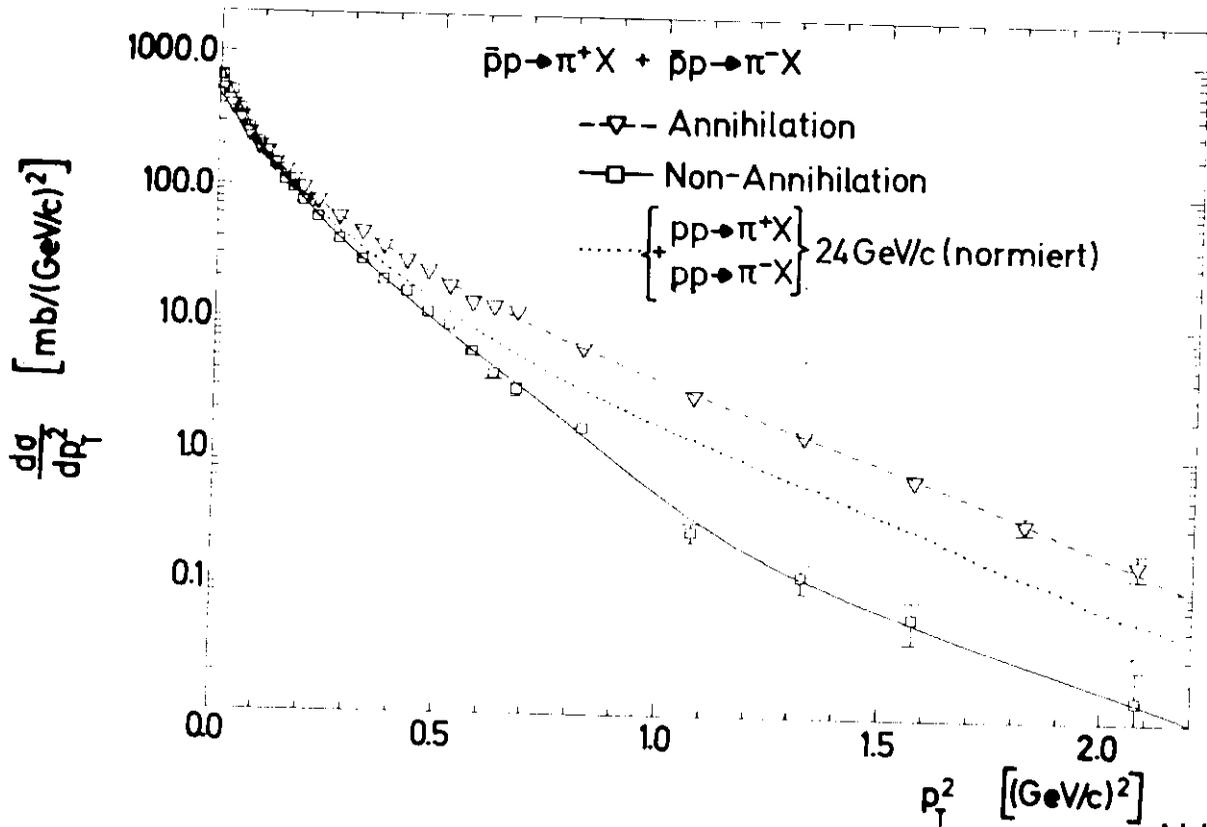


Abb.34a

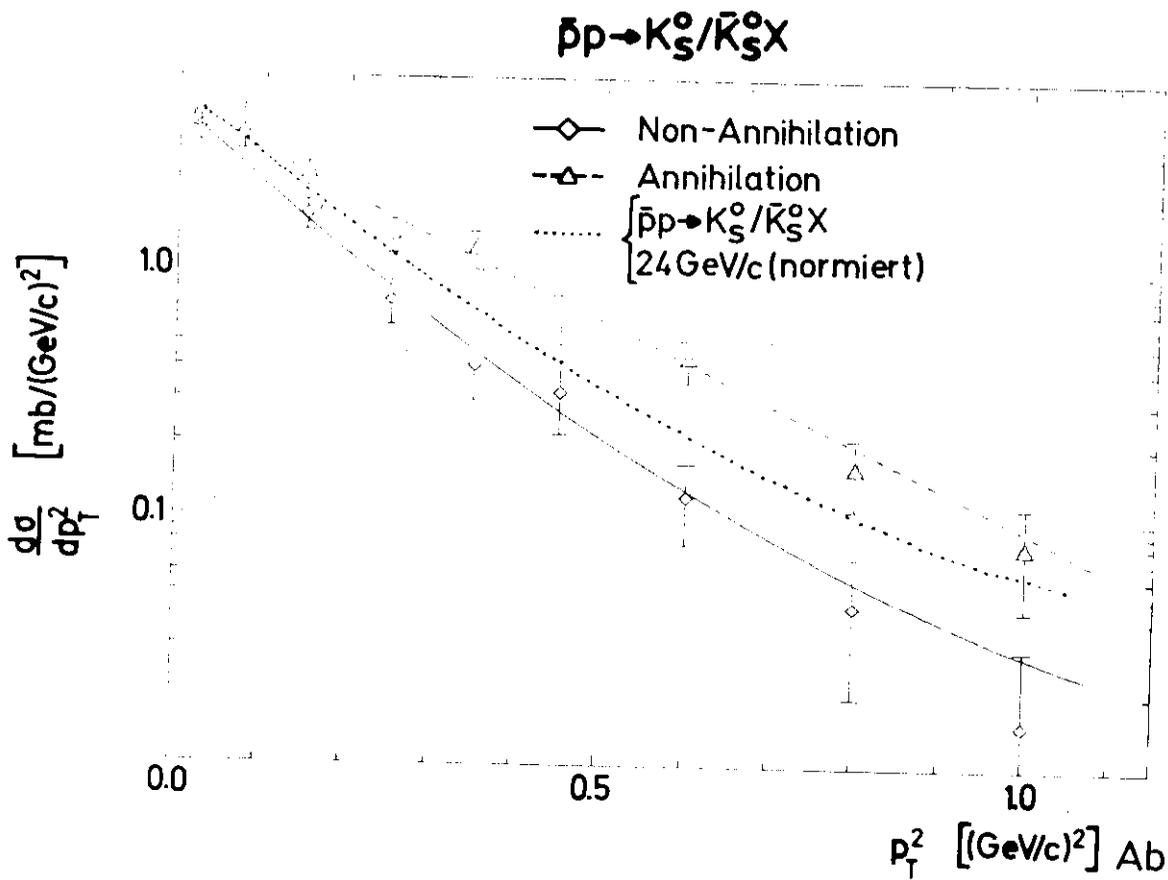


Abb. 34b

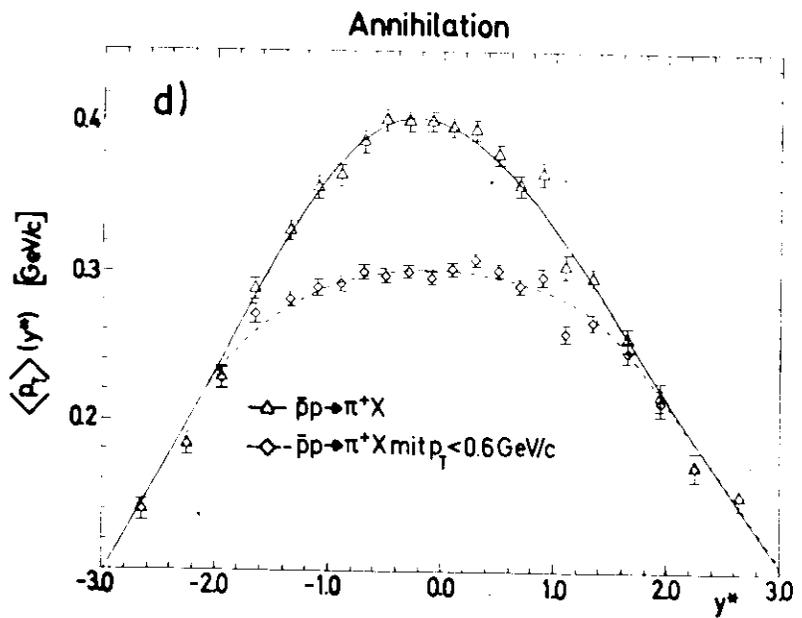
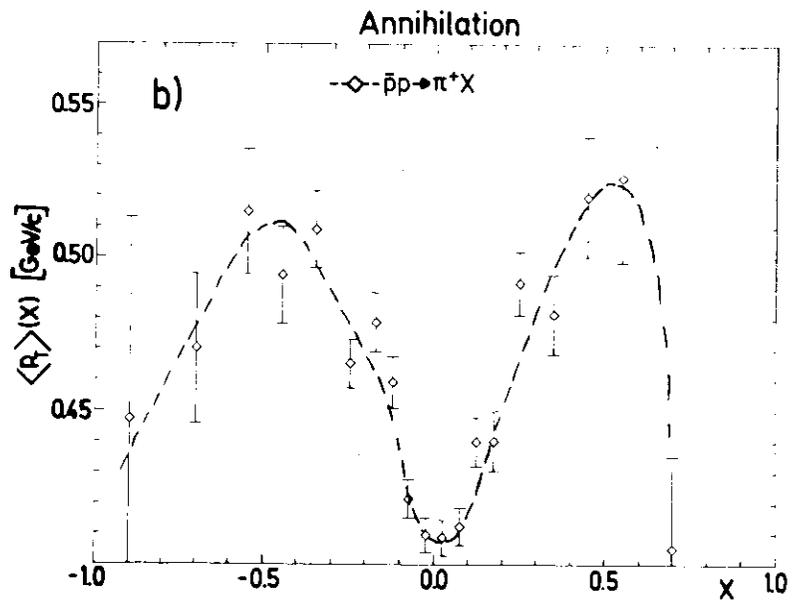
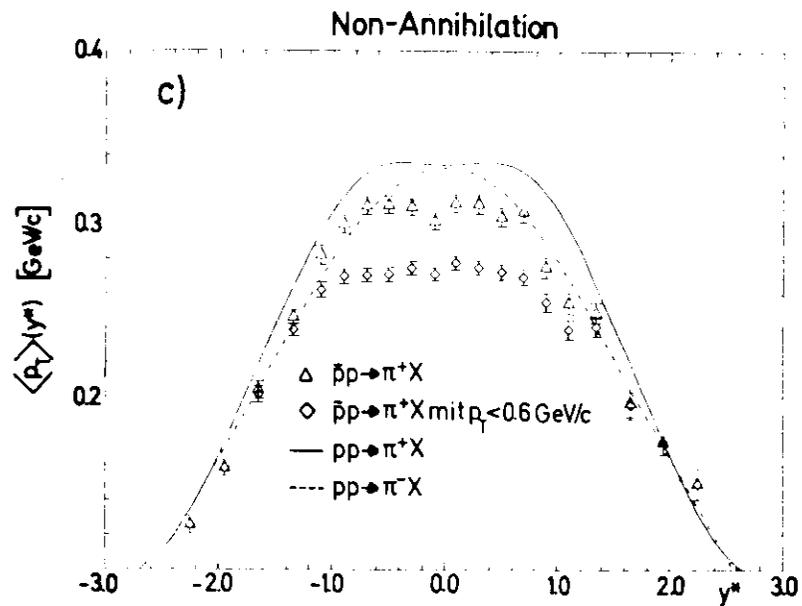
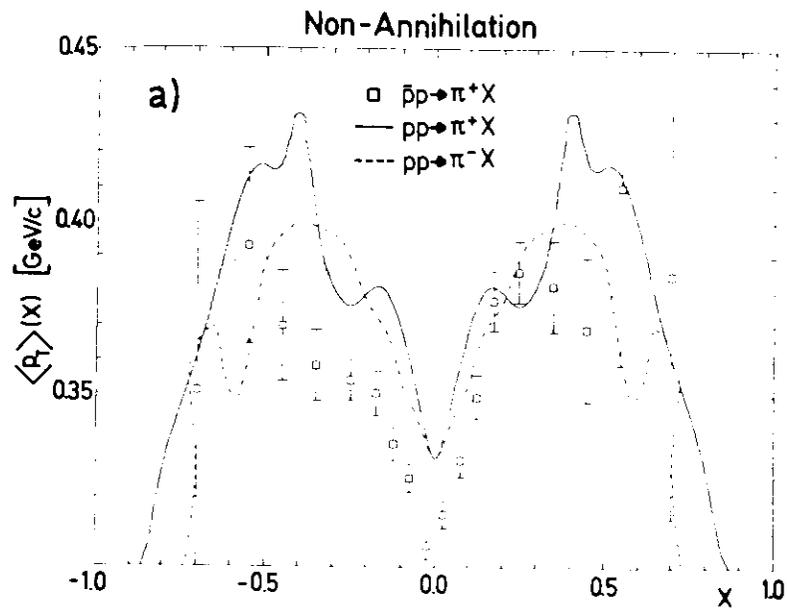


Abb.36

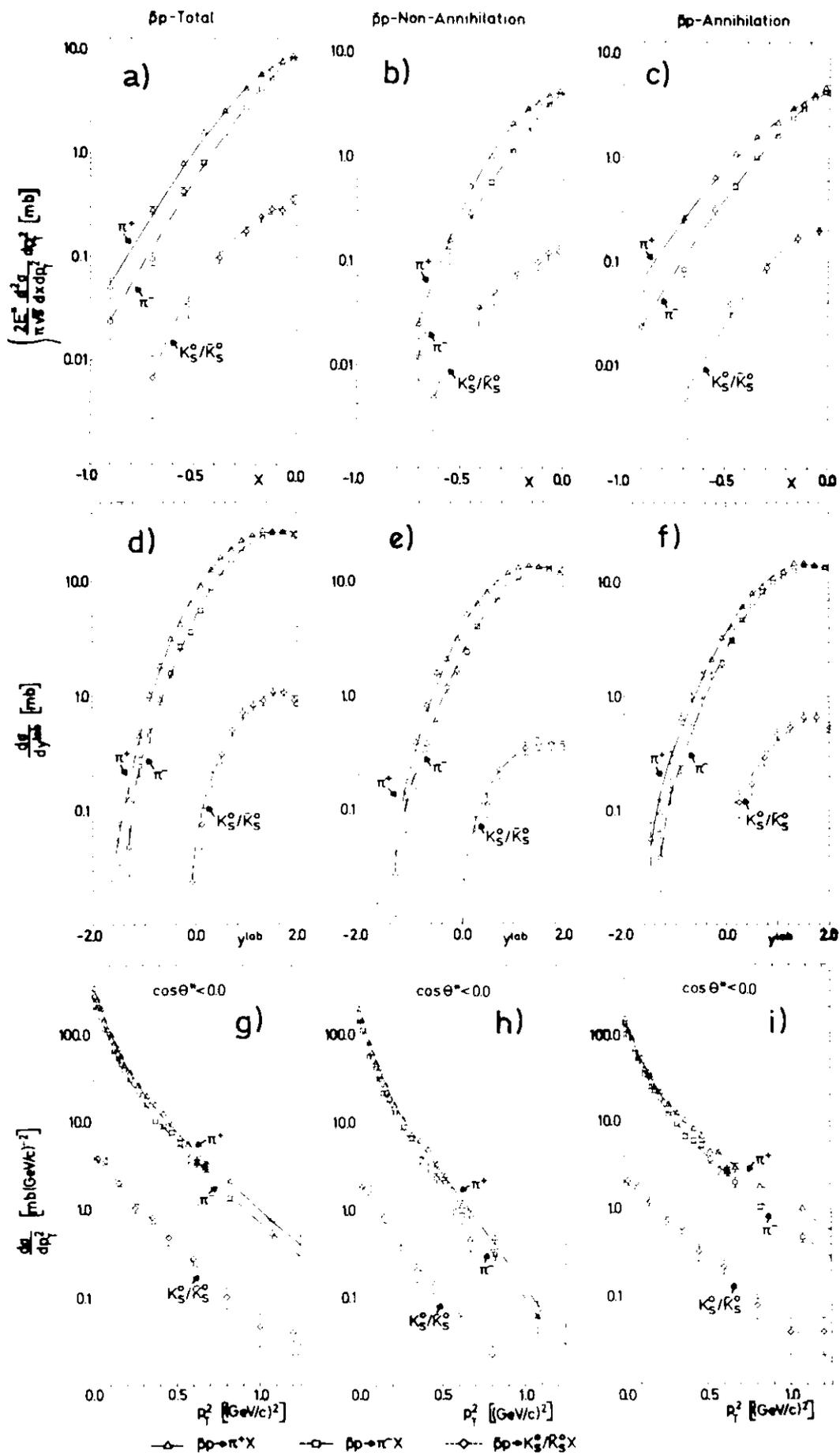


Abb.37

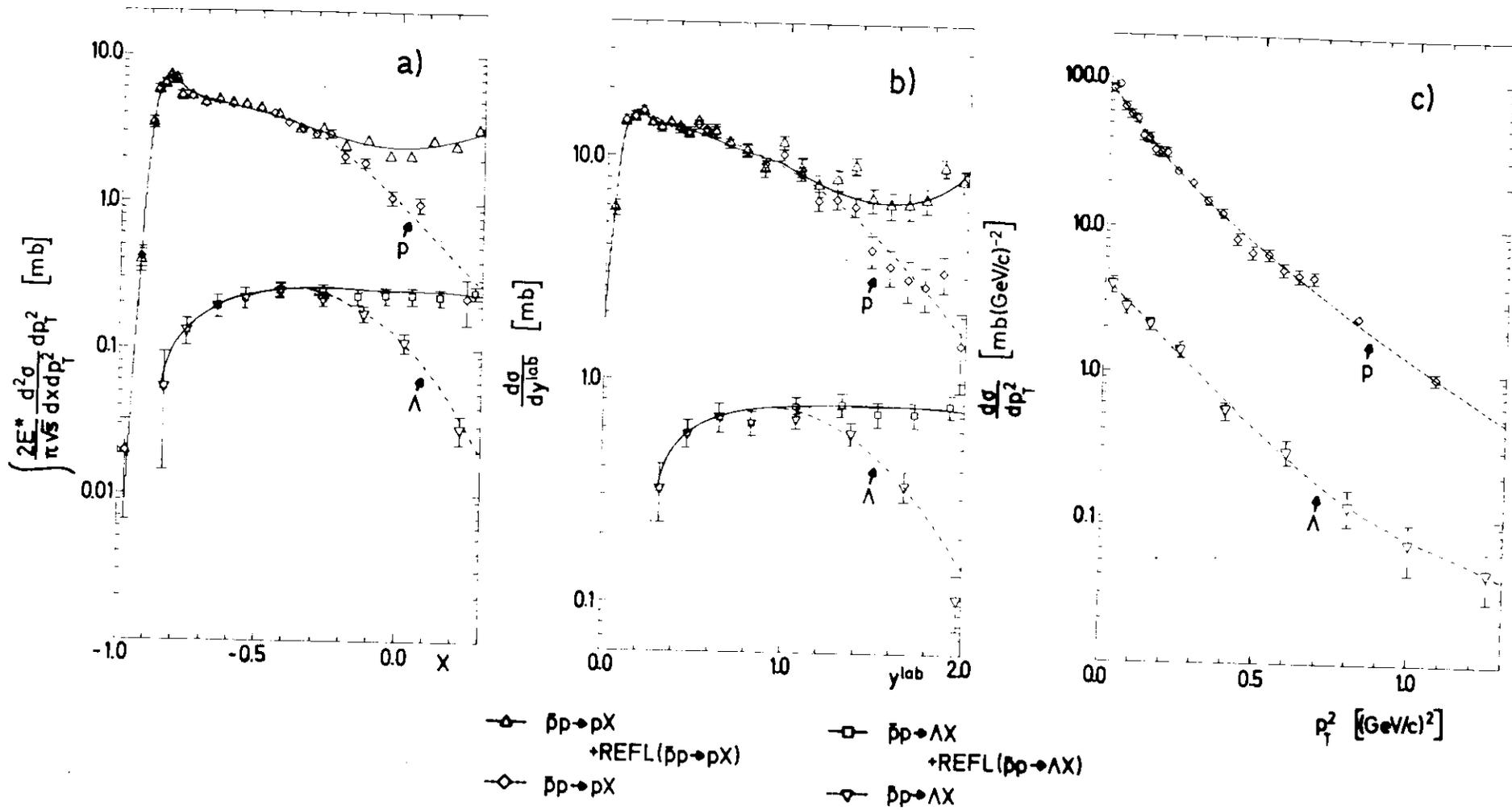


Abb.38

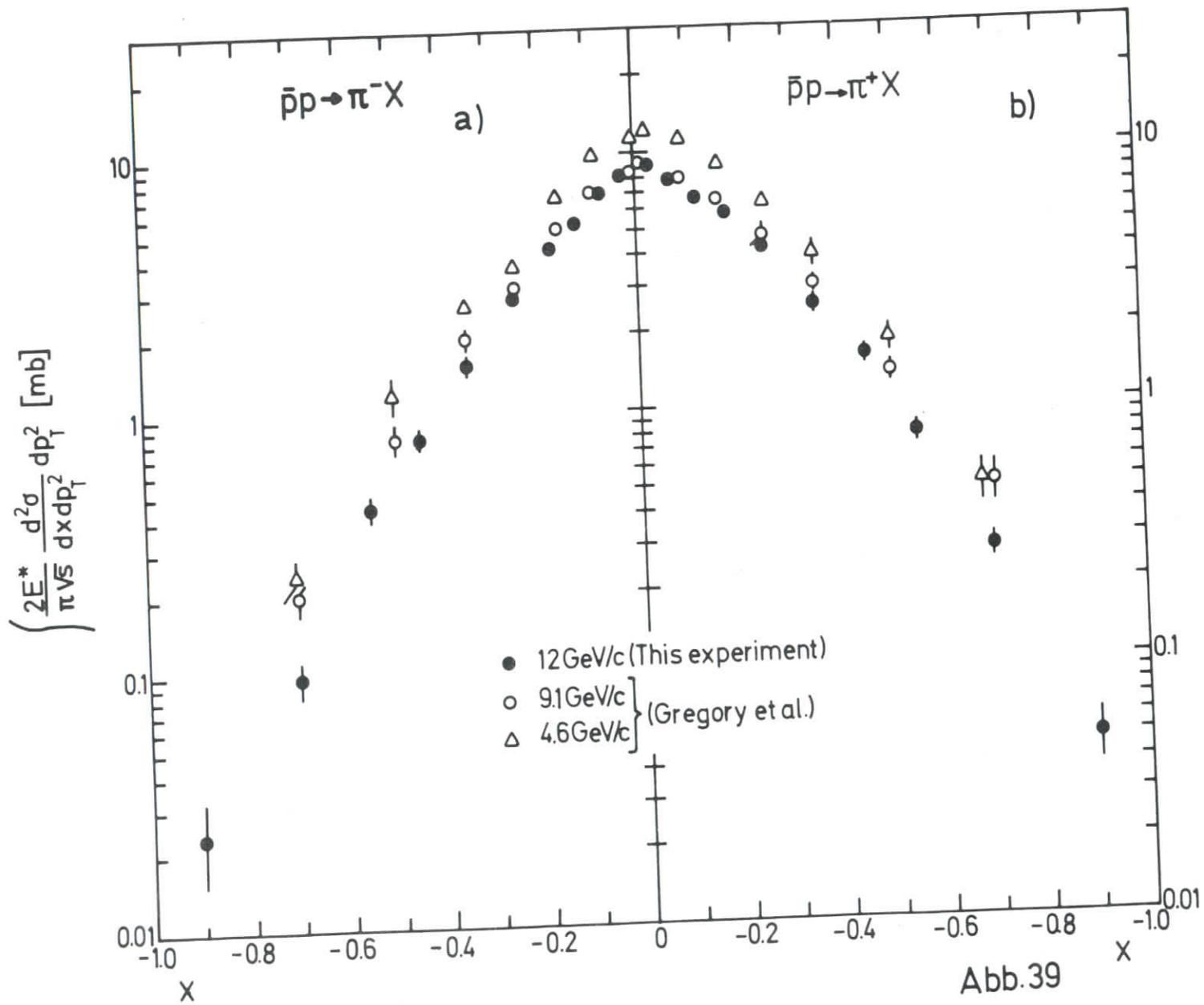
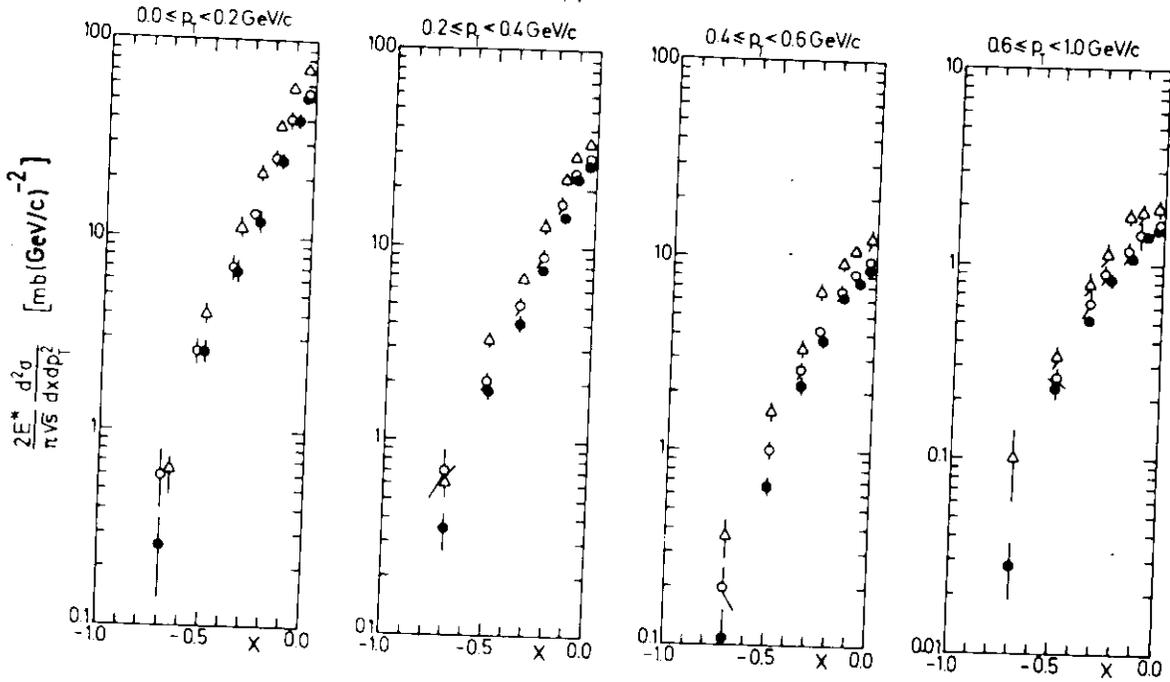
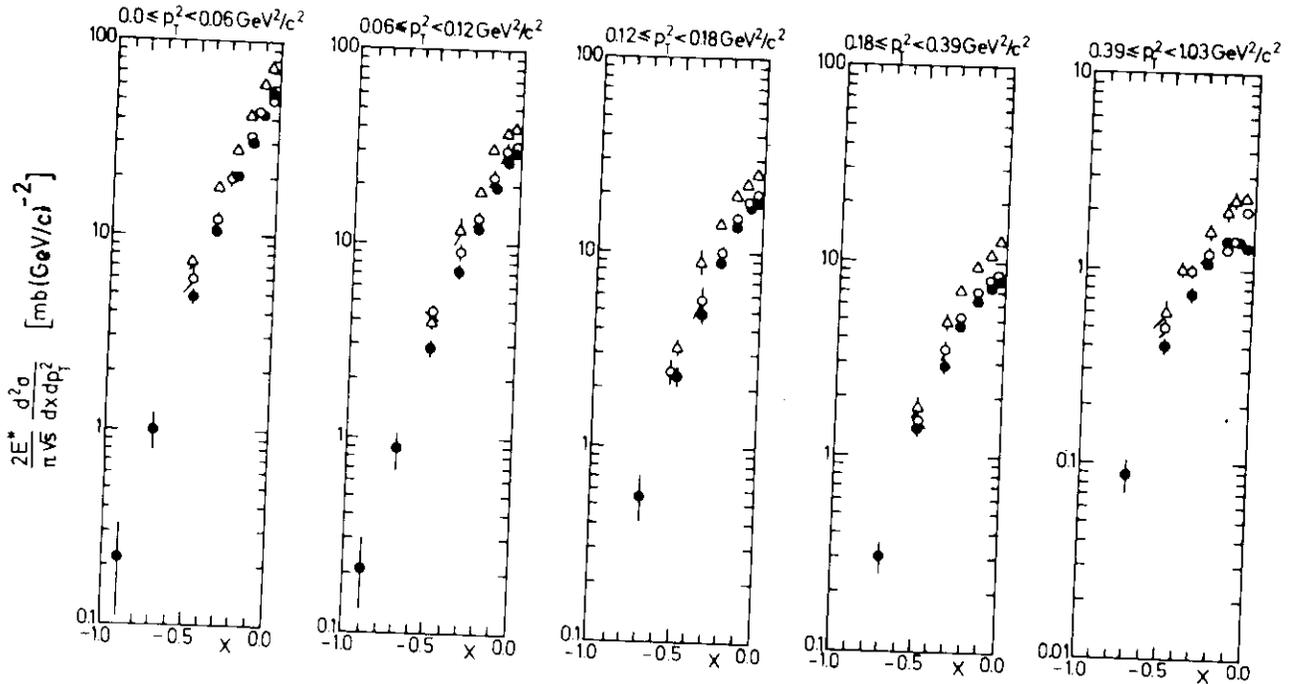


Abb.39

$\bar{p}p \rightarrow \pi^- X$

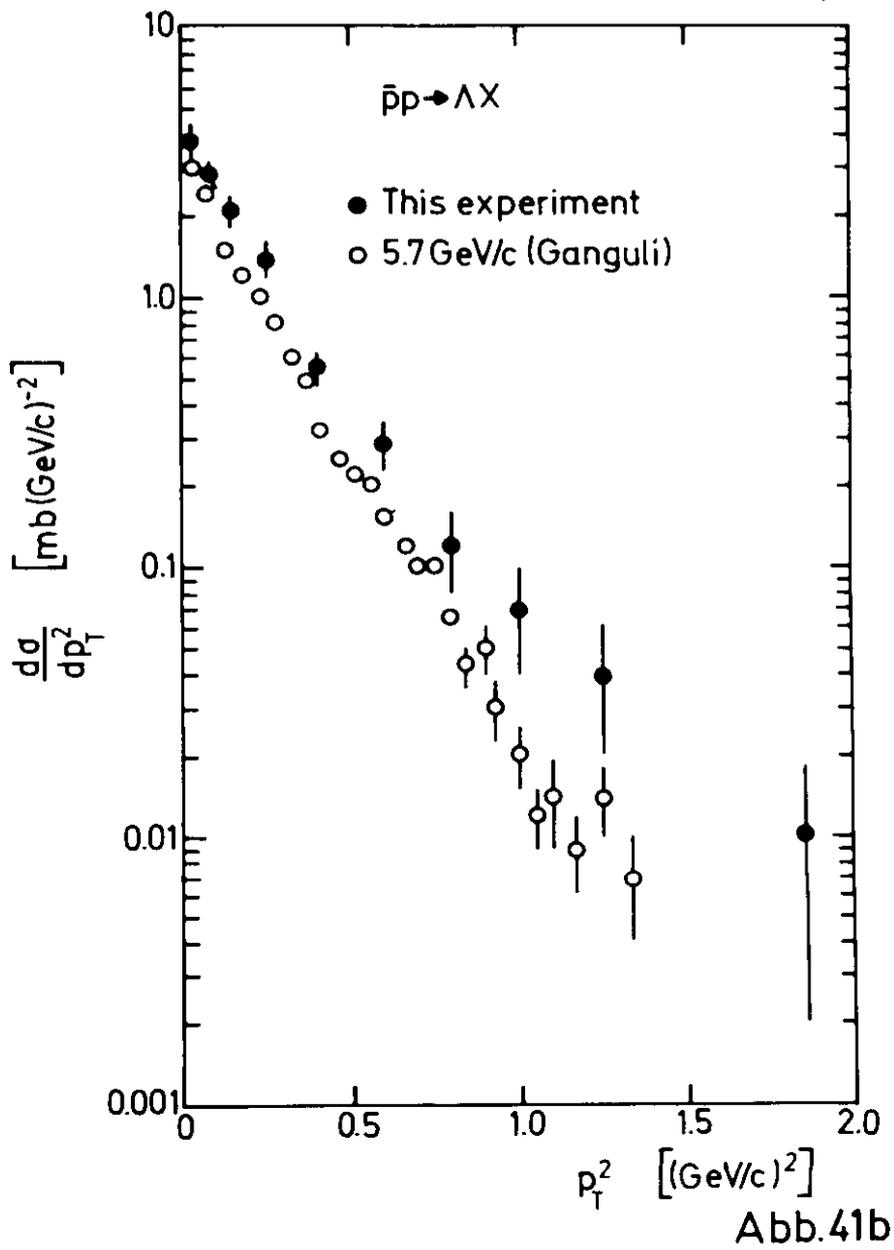
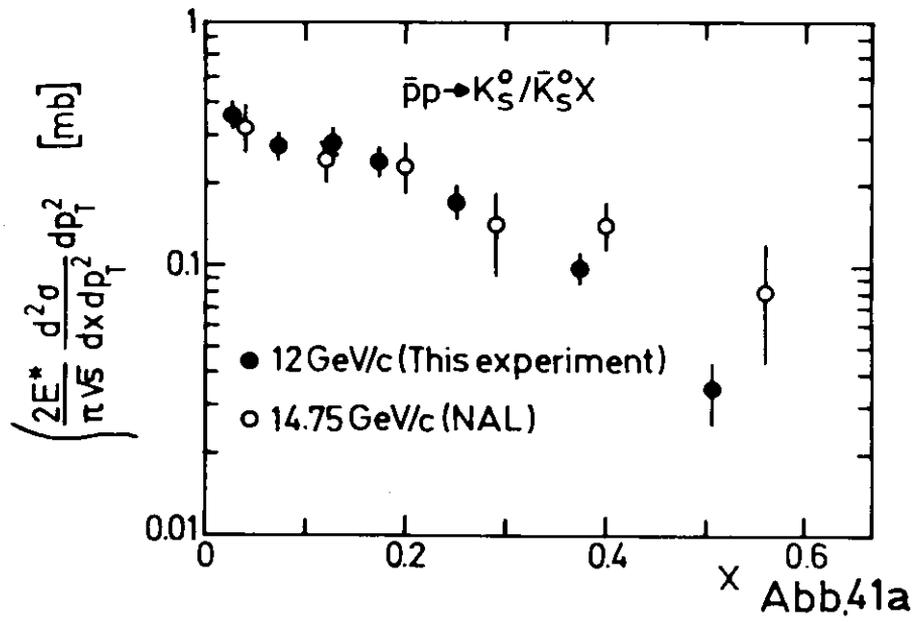


$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ X$



- 12 GeV/c (This experiment)
 - 9.1 GeV/c
 - △ 4.6 GeV/c
- (Gregory et al.)

Abb.40



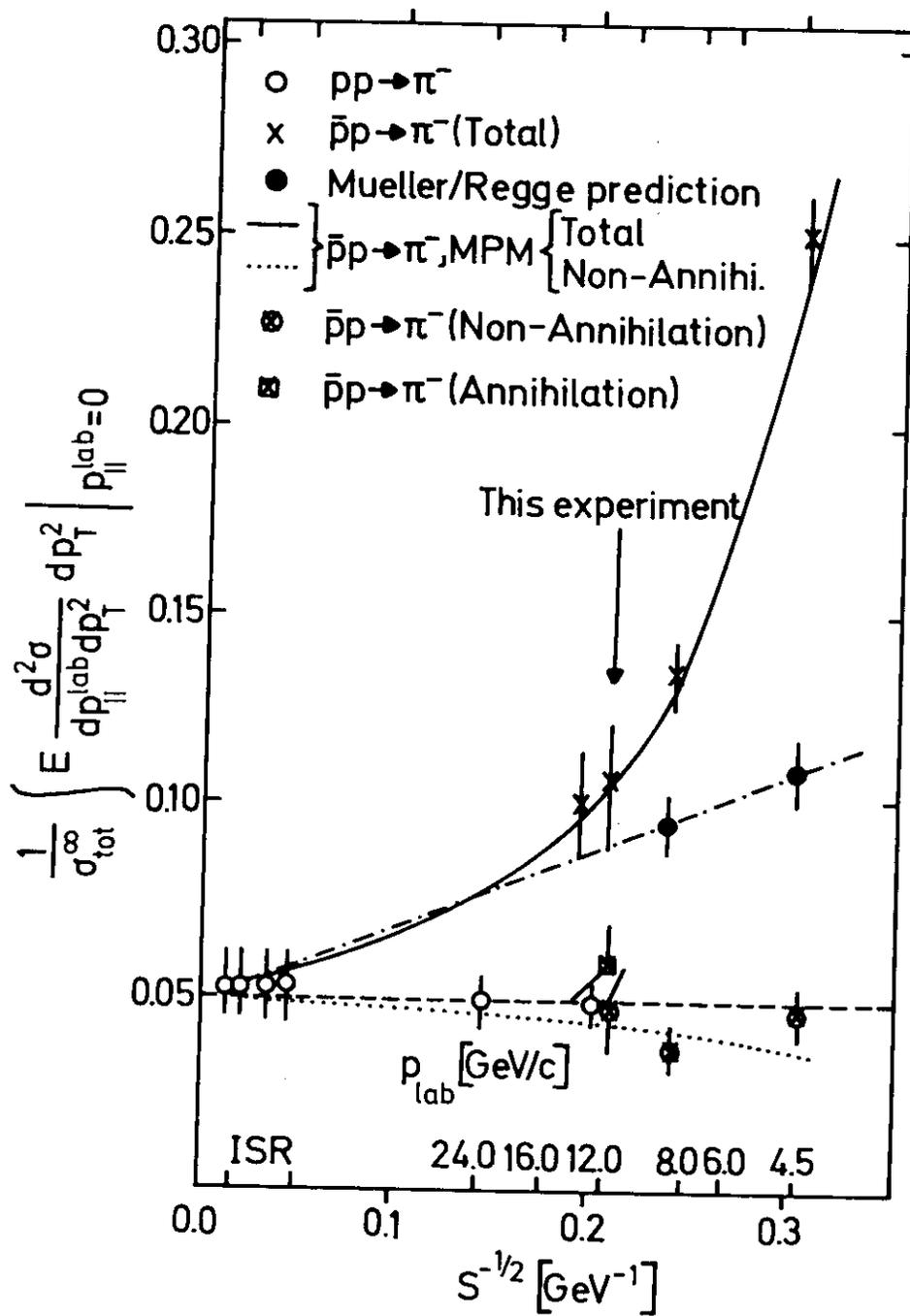


Abb.42

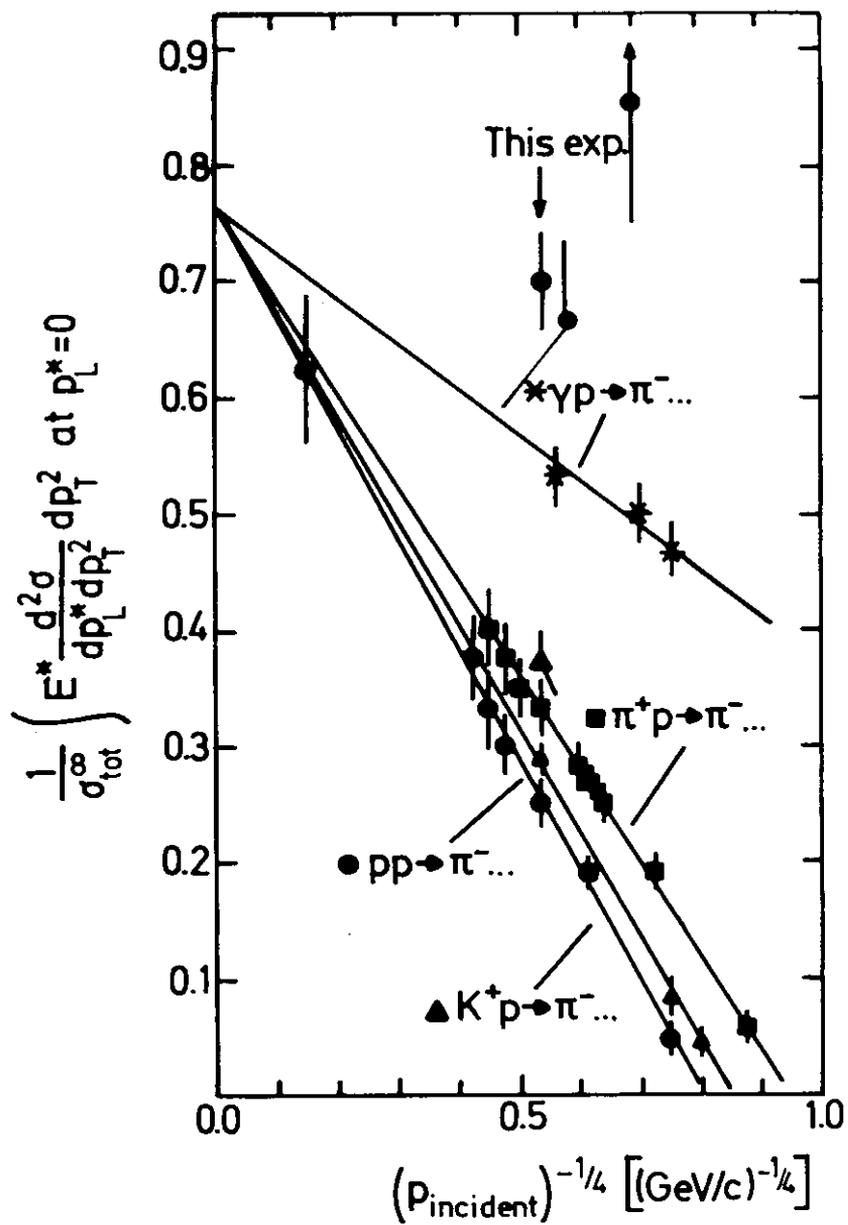


Abb.43

$\bar{p}p \rightarrow \pi^- X$

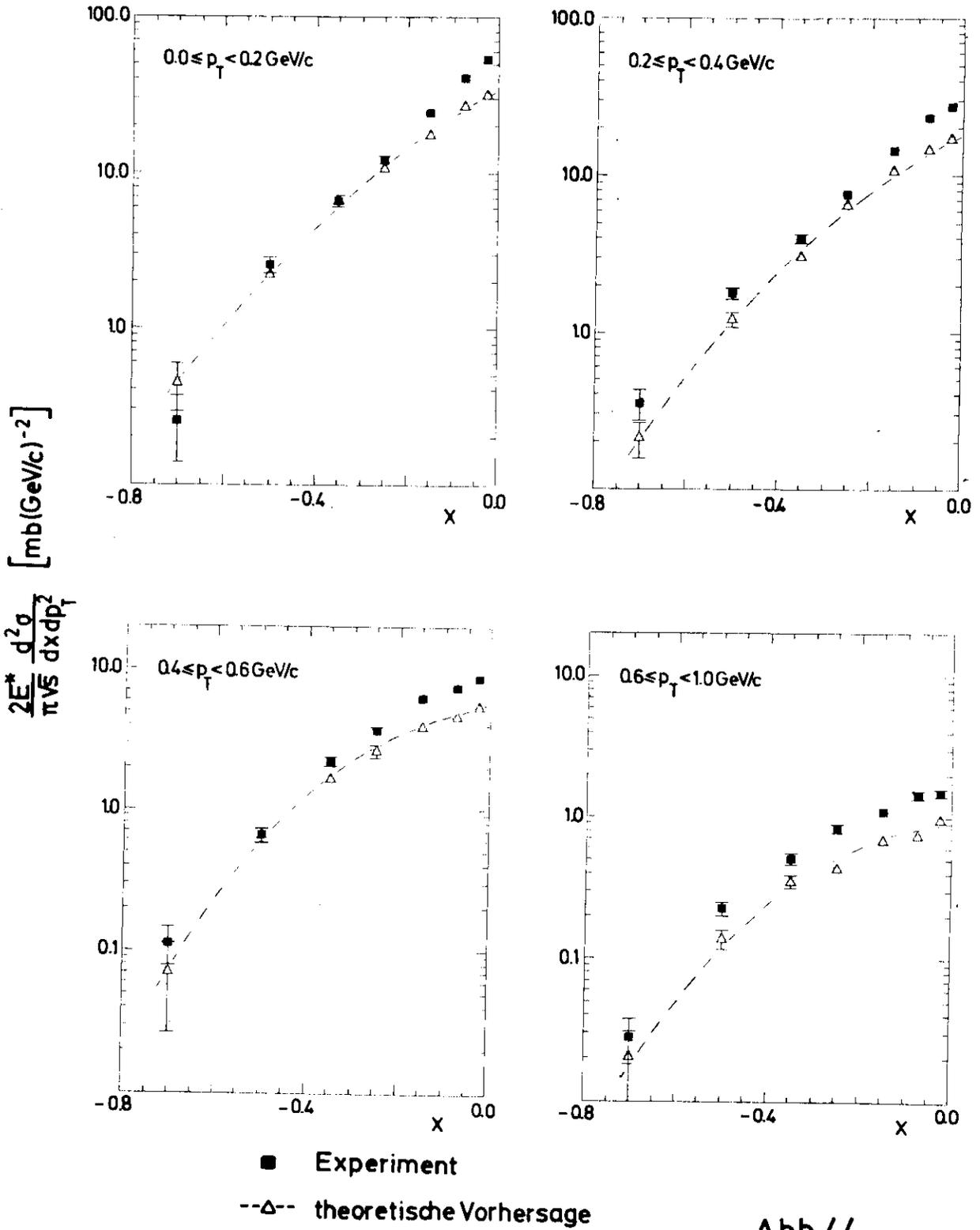


Abb.44

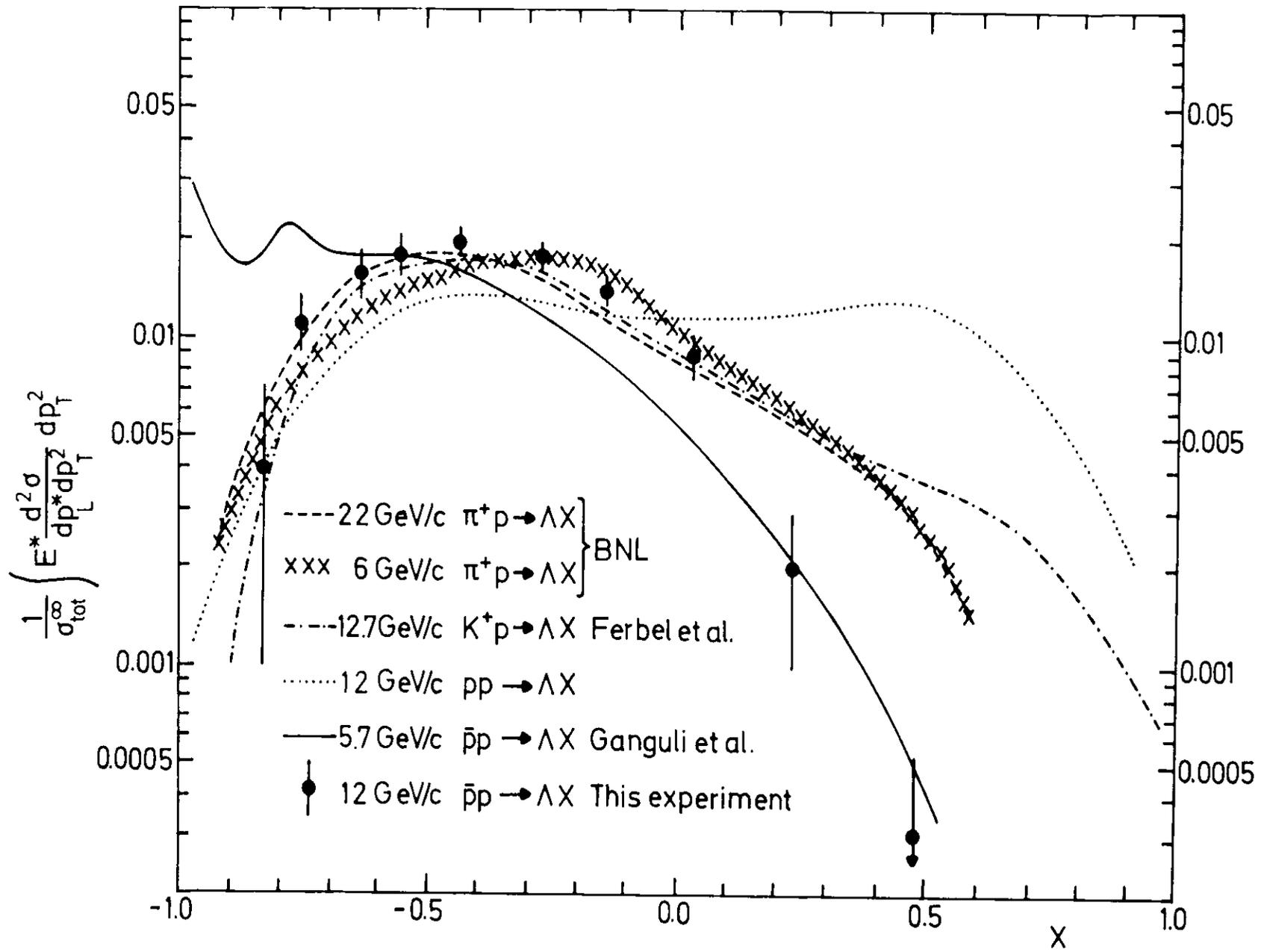


Abb.45

Lebenslauf

23. 7. 1944 geboren in Neuenbürg, Kreis Calw, als Sohn von Paul Georg Gall und Maria Gall, geb. Baumgärtner
- 1951 - 1956 Besuch der Christlichen Gemeinschaftsschule in Wildbad, Kreis Calw
- 1956 - 1962 Besuch des Progymnasiums in Wildbad
- 1962 - 1965 Besuch des mathematisch-naturwissenschaftlichen Gymnasiums in Neuenbürg, Kreis Calw
- März 1965 Abitur
- 1965 - 1968 Studium der Physik an der Universität Tübingen
- Dezember 1967 Diplom-Vorprüfung in Physik
- 1968 - 1971 Studium der Physik an der Universität Hamburg
- Dezember 1971 Diplom in Physik
Thema der Diplomarbeit: Kohärente Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen in einer Deuteriumblasenkammer bei Photonenenergien von 0.9 bis 5.3 GeV
- seit 1.2.1972 als wissenschaftlicher Angestellter am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg tätig