

Physik mit LEAR

Niederenergetische Antiprotonen erschließen weites Forschungsfeld

Von H. Koch, Karlsruhe*)

1. Einleitung

LEAR (Low Energy Antiproton Ring) ist der Name des bei CERN (Genf) seit ca. vier Jahren betriebenen Speicherrings für niederenergetische Antiprotonen (\bar{p}). Abb. 1 vermittelt einen Eindruck von der Anlage. Zur Zeit steht ein Impuls-(Energie-) Bereich von 100 MeV/c ($E_{\text{kin}} = 5,9$ MeV) bis 2 GeV/c ($E_{\text{kin}} = 1230$ GeV) zur Verfügung. LEAR ist einzigartig in der Welt und wird von ca. 400 Wissenschaftlern genutzt. Mehrere deutsche Gruppen aus zwölf Institutionen sind maßgeblich an den Experimenten beteiligt und werden im Rahmen der Verbundforschung Mittelenergie- und Kernphysik direkt vom BMFT gefördert. In den Jahren 1985/86 wurde eine erste Runde von Experimenten durchgeführt, die zweite Runde beginnt demnächst, nachdem in der Zwischenzeit durch den Bau eines zweiten Antiproton-Kühlrings eine Erhöhung der Intensität um ca. eine Größenordnung erreicht wurde.

Die bei LEAR im Vordergrund stehenden physikalischen Fragen konzentrieren sich zum einen auf das Problem der *starken Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen* im Bereich kleiner und mittlerer Impulsübertragung, die insbesondere bei dem „Confinement“ von Quarks in Hadronen eine entscheidende Rolle spielt. Höchstwahrscheinlich handelt es sich dabei um die gleichen Multigluon-Prozesse, die auch bei niederenergetischen $\bar{p}p$ -Annihilationen wirksam sind, woraus sich das Interesse an der LEAR-Physik erklärt.

Eine zweite Gruppe von Experimenten beschäftigt sich mit der Untersuchung von *fundamentalen Symmetrien*. Eine Präzisionsbestimmung von magnetischem Moment und Masse des Antiprotons erlaubt durch Vergleich mit den entsprechenden Werten des Protons einen Test des CPT-Theorems. Ebenso sollen die Parameter der CP-Verletzung der bei der Annihilation entstehenden und zerfallenden K^0 - bzw. \bar{K}^0 -Teilchen mit großer Präzision gemessen und damit unabhängige Aussagen über den Ursprung dieser Symmetriebrechung gewonnen werden. Auf dem Meß-

programm steht außerdem eine erste Bestimmung der auf das Antiproton wirkenden Gravitationskraft sowie die Erzeugung von Antiwasserstoff-Atomen.

Im folgenden wird der Stand der $\bar{p}p$ -Physik (Niederenergiebereich) beschrieben und das LEAR-Meßprogramm erläutert, wobei besonderes Gewicht auf Experimente mit deutscher Beteiligung gelegt wurde. Auf die Diskussion der Experimente zur \bar{p} -Kern-Wechselwirkung wird trotz interessanter Resultate aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet.

2. Die Antiproton-Proton-Wechselwirkung

Überblick über $\bar{p}p$ -Reaktionen

Im Prinzip sind folgende $\bar{p}p$ -Reaktionen möglich:

- (1) $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ (elastische Streuung)
- (2) $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p + \text{Mesonen}$ (Mesonenerzeugung, z. B. $\bar{p}p\pi^0$, $\bar{p}p\pi^+\pi^-$, ...)
- (3) $\bar{p}p \rightarrow \text{Mesonen}$ (Annihilation, z. B. K^+K^- , $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, ...)

- (4) $\bar{p}p \rightarrow \text{Baryon-Antibaryon}$ (Austauschreaktionen, z. B. $n\bar{n}$, $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Sigma\bar{\Sigma}$, ...)

Die Prozesse (1) und (2) entsprechen denen üblicher hadronischer Reaktionen (pp , πp , Kp , usw.), während (3) und (4) charakteristisch für Baryon-Antibaryon-Reaktionen sind und bisher nur im $\bar{p}p$ -System systematisch untersucht werden können. In den Annihilationsprozessen bei niederen Energien wurde eine große Zahl der heute bekannten leichten Mesonen und Mesonresonanzen [1] erstmals gefunden. Viele (evtl. sogar alle) der beobachteten Multimeson-Endkanäle stammen aus dem Zerfall kurzlebiger Zustände, die die Primärprodukte der Annihilationsreaktionen darstellen und deren Nachweis ein wesentliches Ziel der Untersuchungen ist.

Eine Besonderheit der $\bar{p}p$ -Physik liegt darin, daß man sehr bequem bei Relativenergien nahe null MeV experimentieren kann. Jedes im Wasserstoff durch Ionisation auf kleine Energien abgebremste Antiproton endet auf einem hochangeregten Niveau des wasserstoffähnlichen $\bar{p}p$ -Systems, kaskadiert durch Stoßprozesse und

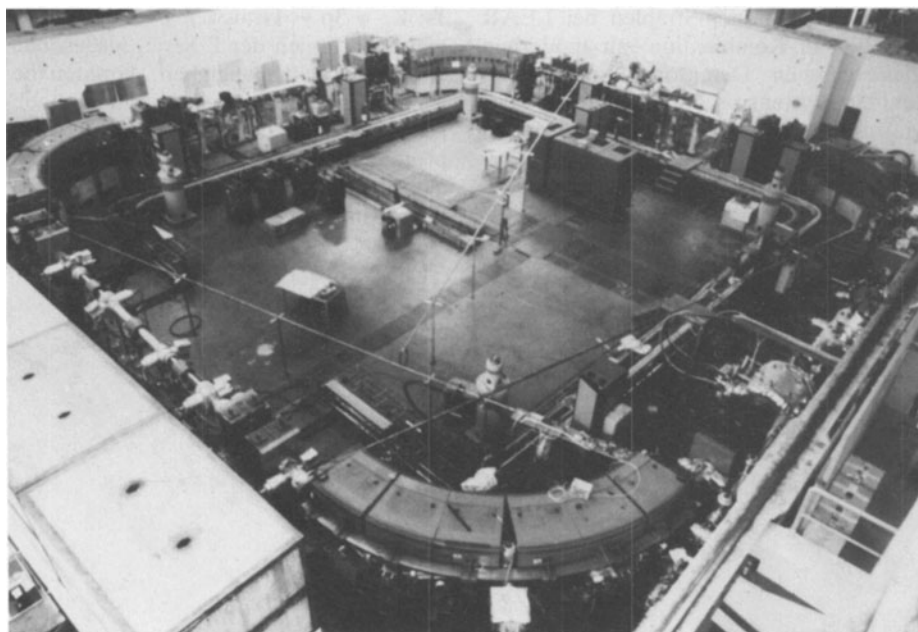


Abb. 1: LEAR-Ring in der Aufsicht. Er übernimmt einmal pro Stunde ein Paket von ca. 10^{10} Antiprotonen (600 MeV/c) aus dem Antiproton-Proton-Beschleunigerkomplex des CERN, das auf die gewünschte Energie gebracht und mit einer Rate von bis zu 10^7 Antiprotonen pro Sekunde in die danebenliegende Experimentierhalle mit einem Tastverhältnis von nahezu 100 % extrahiert wird. Die Strahlqualität ist dank der Strahlkühlungssysteme sehr gut. Es wurden Strahlemittanzen von 2π mm mrad (horizontal) und relative Impulsunschärfen von 5×10^{-4} erreicht, wobei nur die stochastische Kühlung wirksam war.

* Prof. Dr. Helmut Koch, Universität Karlsruhe, Institut für Experimentelle Kernphysik, Postfach 3640, 7500 Karlsruhe.

Auger-Effekt in Niveaus mit niedriger Energie (kleine Hauptquantenzahlen n , kleiner Bahndrehimpuls L) und annihiliert mit dem Proton, wobei seine kinetische Energie im keV-Bereich liegt. Im unteren Bereich der Kaskade erfolgt die Energieabgabe des Antiprotons durch die Emission von Röntgenquanten, die der Messung zugänglich sind.

Experimente mit niederenergetischen Antiprotonen waren in der Zeit „vor LEAR“ durch schlechte \bar{p} -Strahlen erheblich behindert bzw. gar nicht möglich. Der Impulsbereich unterhalb 600 MeV/c war wegen der geringen \bar{p} -Intensität und zu hoher Beimischungen von π^- - und e^- -Teilchen praktisch nicht zugänglich. Zudem wurden die meisten Untersuchungen der Annihilationsreaktionen mit Blaskammern durchgeführt, was die Suche nach seltenen Kanälen unmöglich machte. Diese Technik erlaubte außerdem nur die Detektion von Annihilationsendzuständen mit höchstens einem neutralen Teilchen (π^0 , η), das in der Blaskammer unsichtbar ist, sich aber durch die Forderung von Impuls- und Energieerhaltung rekonstruieren läßt. Damit waren 60 % aller Annihilationsreaktionen (z. B. $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\eta$, usw.) nicht meßbar. Für Antiprotonen im Flüge waren nur einfache Zwei-Körper-Kanäle (z. B. $\pi^+\pi^-$, K^+K^-) bei hohen Energien der Messung zugänglich. Die meisten Daten lagen für $\bar{p}p$ -Reaktionen im flüssigen Wasserstoff vor und waren demnach auf Anfangszustände mit $L = 0$ beschränkt (s. nächster Abschnitt).

Die exzellenten \bar{p} -Strahlen bei LEAR erlauben in Kombination mit modernen elektronischen Detektoren zum ersten Mal eine systematische Untersuchung der vielen offenen Probleme. Im folgenden werden anhand ausgewählter Beispiele erste Ergebnisse der Messungen sowie zukünftige Experimente vorgestellt.

Das atomare $\bar{p}p$ -System

Die meisten Informationen über das atomare $\bar{p}p$ -System stammen aus der Messung von Intensitäten, Energien und Linienformen der Röntgenübergänge im unteren Teil der \bar{p} -Kaskade, von denen bei LEAR mit gasförmigen Targets die L- und K-Linien erstmals und quantitativ untersucht werden konnten. Die Ergebnisse sind in Abb. 2 im Vergleich zu Messungen an Flüssigwasserstoff-Targets dargestellt. Die Intensitäten der Linien variieren in drastischer Weise mit der Umgebung, in der sich das $\bar{p}p$ -System befindet. In flüssigem Wasserstoff z. B. (große H_2 -Dichte), dringt das neutrale $\bar{p}p$ -System häufig in das starke elektrische Feld eines benachbarten H_2 -Moleküls ein. Dieses Feld führt zu einer Mischung (Stark-Effekt) der elektromagnetischen $\bar{p}p$ -Niveaus mit gleichem n , insbesondere wird allen L-Niveaus ein s-Wellen-Anteil mit $L = 0$ beigemischt. Da im s-Zustand die Annihilation besonders stark ist (großer Überlapp von Proton-Antiproton-Wellenfunktion), führt dieser Effekt zu einem Abbruch der Kaskade und zu dominierender s-Wellen-Annihilation von Niveaus mit $n \geq 2$ im flüssigen Wasserstoff. Die Röntgen-K-Serie ist dort nicht beobachtbar. Im Gegensatz dazu führt die Bildung von $\bar{p}p$ -Systemen in H_2 -Gas niedrigen Drucks zu überwiegender Annihilation von p-Niveaus mit $L = 1$. In diesem Falle sind, wenn auch mit kleiner Rate ($\approx 1\%$ aller $\bar{p}p$ -Systeme), Röntgenübergänge zum Grundzustand beobachtbar: $K_\alpha = 2p - 1s$; $K_\beta = 3p - 1s$; usw.). Die niederenergetischen Linien der L-Serie, insbesondere ihre Druckabhängigkeit, konnten besonders gut in einem Experiment beobachtet werden, bei dem langsame Antiprotonen in einem starken Magnetfeld aufgespult werden, ein atomares System bilden und sodann annihilieren (Zyklo-

tronfalle [2]). Die K_α -Linie (Abb. 3) konnte dagegen besonders gut in einer sog. Röntgen-Driftkammer (XDC) beobachtet werden, die den zentralen Teil des Asterix-Experimentes [3] bildete und den Photoeffekt der niederenergetischen Röntgenstrahlung im Argongas zur Detektion ausnutzt. Aus der Energie ($8,67 \pm 0,15$ keV) und der Lorentz-Breite ($1,60 \pm 0,40$ keV) der Linie läßt sich die seit langem gesuchte komplexe Streulänge des $\bar{p}p$ -Systems bestimmen.

Die jetzt vorliegenden Resultate bilden die Grundlage für die Diskussion aller Messungen mit Antiprotonen in Ruhe. Von besonderer Bedeutung ist die Möglichkeit, auf L-Röntgenübergänge zu triggern und so reine p-Annihilation vom 2p-Niveau untersuchen zu können.

$\bar{p}p$ -Streuxperimente

In einer Reihe von Experimenten konnten erstmals mit guter Statistik der (spin- und isospingemittelte) elastische, totale, Ladungsaustausch ($n\bar{n}$)- und Annihilations-Wirkungsquerschnitt herunter bis zu Impulsen von 180 MeV/c gemessen werden. Auch erste Polarisationsdaten, gemessen mit polarisierten H_2 -Targets, liegen vor. Die Wirkungsquerschnitte wurden in kleinen Energieschritten gemessen und zeigen im Impulsbereich 200–600 MeV/c keine Strukturen, die auf langlebige ($\Gamma \approx 10$ MeV) resonante Zustände im $\bar{p}p$ -System hindeuten würden [4].

Ein sehr interessantes Verhalten zeigt das Verhältnis von Real- und Imaginärteil der elastischen Streuamplitude in Vorwärtsrichtung, der sog. ρ -Parameter, als Funktion der Energie bzw. des Impulses

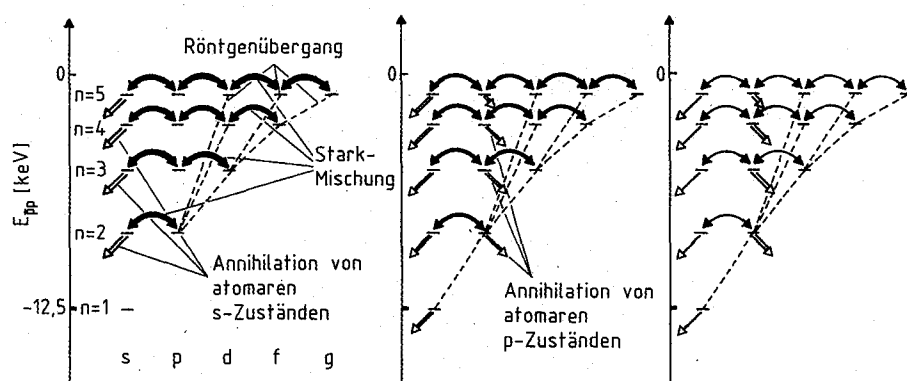


Abb. 2: Übergänge zwischen den Energieniveaus des atomaren $\bar{p}p$ -Systems: (a) H_2 -Flüssigkeit. Der Stark-Effekt ist groß und führt zu nahezu 100 % s-Wellen-Annihilation. Der Grundzustand (1 s) wird nicht bevölkert, K-Röntgenübergänge sind nicht beobachtbar. (b) H_2 -Gas (300 °K, 1 bar). Der mittelgroße Stark-Effekt führt zu ca. 40 % s- und ca. 50 % p-Wellen-Annihilation [3]. (c) H_2 -Gas (300 °K, 30 mbar). Der Stark-Effekt ist klein. Die p-Wellen-Annihilation ($\approx 87\%$) dominiert über die s-Wellen-Annihilation ($\approx 10\%$) [2].

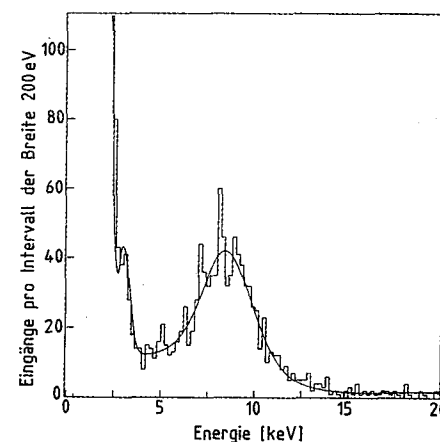


Abb. 3: K_α -Röntgenlinie des $\bar{p}p$ -Atoms, gemessen mit der Röntgendriftkammer (XDC) des Asterix-Experimentes [3]. Trotz ihrer kleinen Ausbeute (ca. 1 Promille pro $\bar{p}p$ -Atom) ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sehr gut, was durch eine Koinzidenzmessung mit den niederenergetischen L-Röntgenlinien und den neutralen Annihilationsprodukten erreicht wurde. [Aus Phys. Lett. B 206 (1988) 151].

[4]. Wie man aus anderen Beispielen weiß, ist dieser Parameter ein sehr empfindliches Maß für eventuelle Resonanzphänomene und läßt sich gut mit dispersionstheoretischen Methoden beschreiben. Abb. 4 zeigt die Impulsabhängigkeit von ρ . Die niederenergetischen Meßpunkte stammen aus LEAR-Messungen, der Wert an der Schwelle aus der oben diskutierten Streulänge. Sie weisen ein oszillatorisches Verhalten auf, das noch nicht in allen Einzelheiten verstanden ist. Für einen Fit der Daten ist jedoch im Kontext von Dispersionsrechnungen [5] die Annahme einer $\bar{p}p$ -Resonanz unterhalb der Schwelle ($E \approx 1859$ MeV, $\Gamma = 30$ MeV) erforderlich, was als erster (indirekter) Hinweis auf $\bar{p}p$ -Strukturen in der Nähe der Schwelle anzusehen ist.

Zukünftige LEAR-Messungen in diesem Bereich konzentrieren sich auf die Bestimmung spinabhängiger Größen, die zunächst durch den Einsatz polarisierter Protonentargets gewonnen werden sollen. Später ist auch an Experimente mit polarisierten Antiprotonen gedacht, die sich jedoch nicht einfach durch $\bar{p}p$ - oder \bar{p} -Kern-Reaktionen erzeugen lassen, da diese einen zu kleinen Polarisationsgrad besitzen. Statt dessen soll versucht werden, die im LEAR gespeicherten Antiprotonen mit einem im Strahl befindlichen polarisierten Wasserstoff-Jet-Target dauernd wechselwirken zu lassen und so langsam eine Polarisation des \bar{p} -Strahls aufzubauen [6]. Die Reaktionen bereits polarisierter Antiprotonen mit den polarisierten Target-Protonen lassen sich dann direkt zur Messung von Spin-Spin-Korrelationen verwenden. Nach Abschluß des Meßprogrammes sollten genügend Daten für Vergleiche mit entsprechenden theoretischen Voraussagen vorliegen. Die Rechnungen beruhen im wesentlichen auf dem Ein-Boson-Austausch-Bild (OBE), das bei der Beschreibung der pp -Wechselwirkung so erfolgreich war und hier einem kritischen Test unterworfen werden kann.

$\bar{p}p$ -Annihilationsreaktionen

Die Experimente am Asterix-Detektor (Abb. 5) erbrachten die ersten Ergebnisse über Annihilationsreaktionen aus atomaren p-Niveaus, deren Vergleich mit entsprechenden Blasenkammerdaten überraschende Aussagen über die L -Abhängigkeit der Annihilationsprozesse lieferten [3]. Für die Messungen wurde ein gasförmiges H_2 -Target (Normaldruck, Normaltemperatur) verwendet, in dem s- und p-Wellen-Absorptionen in etwa gleich häufig sind (vgl. Abb. 2). Ein Trigger auf die L-Röntgenserie in der Röntgendriftkammer (XDC) erlaubte eine nahezu hundertprozentige Selektion der Annihilation aus 2p-Niveaus.

Abb. 4: Der ρ -Parameter der $\bar{p}p$ -Streuung in Abhängigkeit vom Impuls des Antiprotons. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis einer dispersionstheoretischen Rechnung unter Annahme einer $\bar{p}p$ -Resonanz bei 1859 MeV (Breite 30 MeV) [5]. Nichtberücksichtigung dieser Resonanz führt zu drastisch schlechteren Fit-Ergebnissen (siehe gestrichelte Kurve).

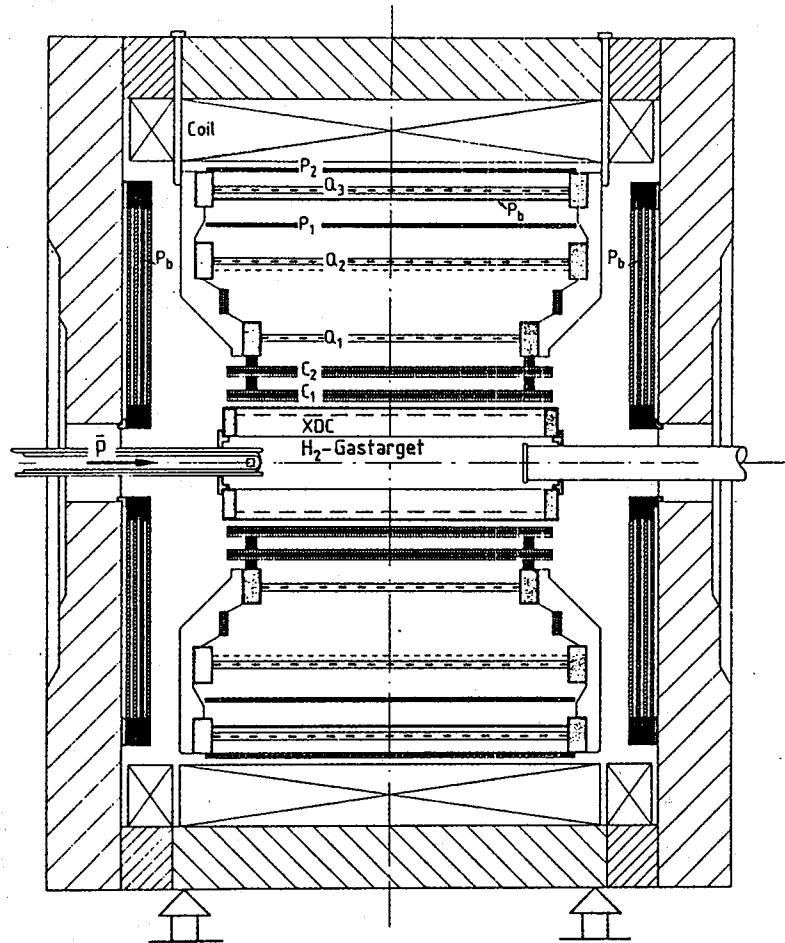
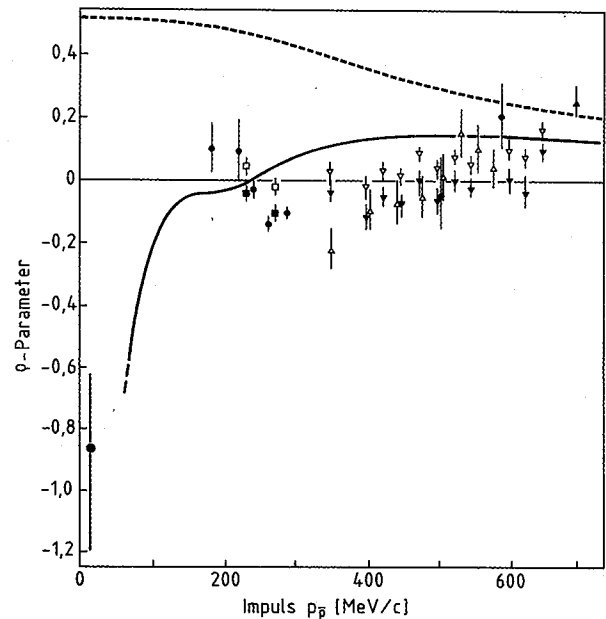


Abb. 5: Der Asterix-Detektor bei LEAR. Die Antiprotonen werden in einem gasförmigen H_2 -Target (300 °K, 1 bar) gestoppt, und die atomaren Röntgenlinien in einer zur Strahlachse zylindersymmetrisch angeordneten Röntgendriftkammer (XDC) gemessen. Die langlebigen, geladenen Annihilationsprodukte (π^\pm , K^\pm) werden in einem Raumwinkel von ca. 2π in sieben zylindrischen Vieldraht-Proportionalkammern detektiert, so daß sich aus der Bahnkrümmung im Magnetfeld (0,8 T) ihre Impulse bestimmen lassen. Zusätzlich wurden in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung hochenergetische Gammaquanten in einem Schauerzähler registriert.

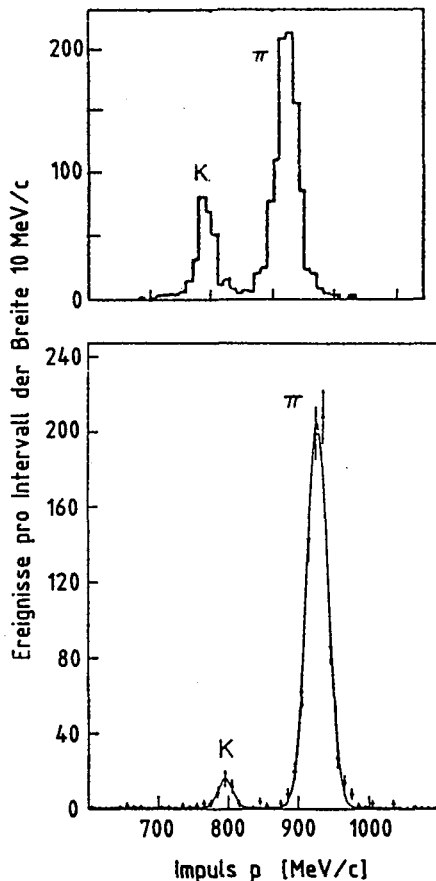


Abb. 6: Impulsspektrum der Reaktionen $(\bar{p}p)_{\text{Ruhe}} \rightarrow K^+ K^- / \pi^+ \pi^-$. Die Fläche unter der Kurve entspricht der Zahl der beobachteten Ereignisse. Das Verhältnis der Ereignisraten $K^+ K^- / \pi^+ \pi^-$ ist für Messungen am Flüssigwasserstoff (oben) und am gasförmigen Wasserstoff mit Trigger auf die L-Röntgenserie (unten) drastisch verschieden. (Aus: G. Bardin et al., 3rd LEAR-Workshop, Tignes 1985; G. Marshall et al., 2nd Conf. on the Intersections between Particle and Nuclear Physics, Lake Louise, 1986.)

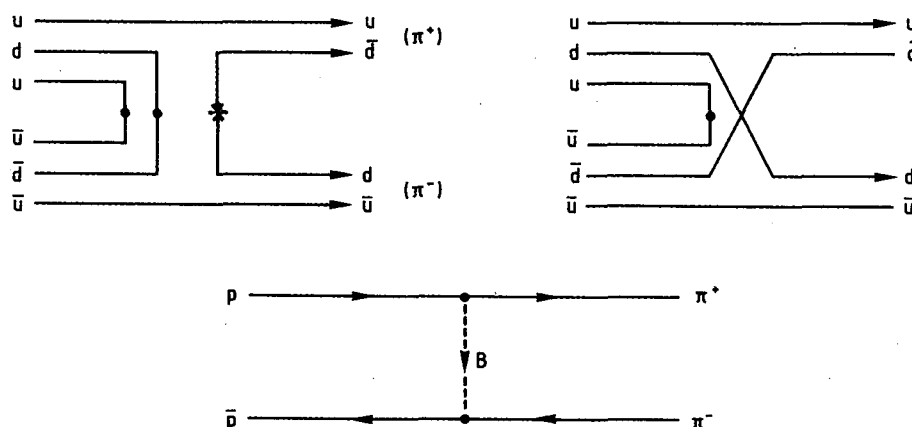


Abb. 7: Oben: Annihilationsreaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ im Quarkbild. Links der Annihilations-Graph. Es gibt zwei $\bar{p}p$ -Annihilations-Vertices (Punkte) und einen Erzeugungs-Vertex (Kreuz); rechts der Rearrangement-Graph mit nur einem $\bar{p}p$ -Annihilations-Vertex. Unten: Die gleiche Reaktion im Baryonenaustauschbild, wobei B für ein (virtuelles) Nukleon oder eine Nukleonresonanz steht.

Eine starke L -Abhängigkeit der Häufigkeit von Annihilationsreaktionen zeigt sich z. B. in dem Verhältnis $(\bar{p}p)_{\text{Ruhe}} \rightarrow K^+ K^- / \pi^+ \pi^-$ (Abb. 6). Es wurde am Flüssigwasserstoff (überwiegend s -Wellen-Annihilation) zu $0,28 \pm 0,03$ gemessen, während sich bei einer Messung aus gasförmigem Wasserstoff mit Trigger auf die L-Röntgenserie $0,07 \pm 0,02$ ergibt. Eine ähnlich starke L -Abhängigkeit wurde bei dem Kanal $K_0 \bar{K}_0$ gefunden.

Diese Resultate, die sich nicht einfach durch Erhaltungsgesetze für die Quantenzahlen der beteiligten Anfangs- und Endzustände verstehen lassen, haben eine Anzahl von theoretischen Arbeiten [7] inspiriert, die versuchen, die Sachverhalte im Kontext eines Quark-Gluon-Modells der Annihilation zu verstehen. Insbesondere geht es um den relativen Beitrag von Rearrangement- und Annihilationsdiagrammen und um die Natur des $\bar{q}q$ -Vertex in dem Annihilationsdiagramm (Abb. 7, oben).

Erste Analysen der Daten deuten darauf hin, daß die Beschreibung im Bild von Quark-Gluon-Freiheitsgraden sinnvoll ist und brauchbare Ergebnisse liefert. Die Interpretationen im Baryonenaustausch-Bild (Abb. 7, unten) bereiten deutlich mehr Schwierigkeiten, insbesondere bei der Erklärung der L -abhängigen, dynamischen Auswahlregeln. Damit wäre zum ersten Mal ein niederenergetischer Prozeß gefunden, an dem sich nicht-perturbative QCD-Effekte explizit studieren lassen.

Die Annihilationen in Endzustände mit verschiedenen $\bar{q}q$ -Mesonen scheinen in nullter Näherung nur von dem Quarkfluß der Diagramme bestimmt zu sein, erst für detailliertere Aussagen müssen Spinflip- bzw. Drehimpuls-Übertragungsprozesse, die nur durch Gluonenaustausch zwischen den Quarklinien möglich sind, mitgenommen werden.

Die bisherigen Daten reichen nicht aus, um die Modelle im Detail zu testen. Hier wird in Zukunft der Crystal-Barrel-Detektor [8, 9] eine wesentliche Verbesserung bringen, der erstmals eine vollständige Messung aller Annihilationskanäle in Ruhe und im Fluge ermöglicht. Insbesondere sollen Kanäle mit neutralen Teilchen ($\eta\eta$, $\eta\eta'$, $\eta'\eta'$, $\pi^0\pi^0\pi^0$) gemessen werden, die für ein weiteres Verständnis des Annihilationsprozesses wesentlich sind.

$\bar{p}p$ -Austauschreaktionen

Von besonderem Interesse ist in diesem Zusammenhang der $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Kanal. Die Hyperonen Λ und $\bar{\Lambda}$ zerfallen schwach in $p\pi^-$ bzw. $\bar{p}\pi^+$, und die dabei auftretenden Asymmetrien (Paritätsverletzung) erlauben in einfacher Weise die Bestimmung der $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -Polarisation bzw. ihrer Spinkorrelation. In einem additiven Quarkmodell sind zudem die $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -Polarisationen gleich denen der $s(\bar{s})$ -Quarks ($\Lambda = uds$; $\bar{\Lambda} = \bar{u}\bar{d}\bar{s}$), so daß die Polarisationsmessung Information über die Spinverhältnisse bei der $s\bar{s}$ -Erzeugung in der Annihilation liefert. In der Nähe der Schwellenenergie (2231 MeV) wurde in kleinen Schritten der totale und der differentielle Wirkungsquerschnitt vermessen [10]. Es stellte sich heraus, daß ähnlich wie bei der elastischen $\bar{p}p$ -Streuung und im Gegensatz zur pp -Wechselwirkung die p -Wellenbeiträge bis hin zur Schwelle wirksam sind. Die Polarisationen bei Energien deutlich über der Schwelle sind eklatant und wechseln ihr Vorzeichen von positiven Werten in Vorwärtsrichtung zu negativen Werten in Rückwärtsrichtung.

Eine gute Beschreibung der Daten liefern sowohl Mesonenaustausch- (OBE) als auch einfache Quarkmodelle (Ein-Gluon-Austausch) [11]. Von besonderer Bedeutung dabei ist eine sorgfältige Berücksichtigung der Anfangs- und Endzustands-Wechselwirkung, die besonders nahe der Schwelle sehr erheblich ist. Zur Zeit werden die Messungen in Richtung auf $\Sigma\bar{\Sigma}$ -Endzuständen erweitert. Diese Ergebnisse sind insbesondere für eine Differenzierung zwischen OBE- und Quark-Modellen wichtig, da ein einfacher Strangeness-Austausch (K, K^*) wie bei $\Lambda\bar{\Lambda}$ diese Prozesse nicht mehr beschreiben kann. Hier muß auf jeden Fall das Quarkbild (Annihilation und Erzeugung zweier $\bar{q}q$ -Paare, evtl. sogar zu einem Diquark gekoppelt) zur Interpretation herangezogen werden.

Mesonenspektroskopie

Unter Mesonenspektroskopie versteht man die Bestimmung von Massen, Lebensdauern (Zerfallsbreite) und Quantenzahlen von Zuständen mit der Baryonen-

zahl $B = 0$. Im gängigen „Constituent-Quark-Modell“ werden sie als $\bar{q}q$ -Paare beschrieben und lassen sich entsprechend der SU(3)-Symmetrie in Teilchen-Oktetts und -Singulets mit gleichem J^P (J = Spin, P = Parität) einordnen. Dieses Bild vernachlässigt jedoch alle gluonischen Freiheitsgrade und bedarf möglicherweise der Ergänzung. Die QCD sagt die Existenz weiterer Teilchenfamilien voraus, unter denen die Glue-Balls (Zustände aus zwei bzw. drei gebundenen Gluonschläuchen) und die Hybride ($\bar{q}q$ -Zustände mit einem zusätzlichen Gluonschlauch) eine besondere Rolle spielen [9]. Das Ziel der LEAR-Messungen ist es, die Suche nach solchen Zuständen, die auch in der $\bar{p}p$ -Annihilation auftreten sollten, zu intensivieren. Dabei sollen wiederum der Crystal-Barrel-Detektor sowie das sog. Jetset-Experiment [12] an einem internen Target im LEAR eine wichtige Rolle spielen.

Entsprechende Messungen mit gestoppten Antiprotonen wurden in der ersten LEAR-Phase bereits mit Asterix und anderen Detektoren begonnen. Alle in der Blaskammer sichtbaren Mesonen wurden hier bestätigt (π , ρ , ω , K^\pm , K_s^0 , K_L^0 , K^* , η , Φ , $K_1(1280)$, $a_2(1320)$, $E(1420)$) und genaue Verzweungsverhältnisse für ihre Produktion in Zwei-Teilchen-Reaktionen bestimmt. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Bestätigung des $E(1420)$ -Zustandes, der möglicherweise mit dem bei SLAC gefundenen $\eta(1440)$ -Zustand identisch ist, welcher als aussichtsreichster Kandidat für einen Glue-Ball-Zustand gilt. Zusätzlich wurden erstmalig $f_2(1270)$ -Zustände und $a_0(980)$ -Zustände beobachtet. Der a_0 -Zustand ist besonders deshalb interessant, weil seine Interpretation als $\bar{q}q$ -Zustand auf Schwierigkeiten stößt und er auch als Kandidat für einen Mehrquark ($\bar{q}q\bar{q}q$) bzw. einen gebundenen KK -Zustand angesehen wird.

Die Analyse der Daten dauert zur Zeit noch an. Als Beispiel für die Qualität der Experimente sei der $K^+K^-\pi^+\pi^-$ -Kanal angeführt, in dem acht verschiedene Zwischenzustände identifiziert wurden, unter anderem der Kanal $(\bar{p}p)_{\text{Ruhe}} \rightarrow b_1(1235)\pi$; $b_1 \rightarrow \pi\Phi$ [3]. Der $b_1 \rightarrow \pi\Phi$ -Zerfallsmodus war bis dahin unbekannt und kann in Kombination mit anderen b_1 -Zerfallsmoden zur Bestimmung des Mischungswinkels im $J^P = 1^-$ -Oktett/Singlett verwendet werden. Er macht nur 1 % des $\pi^+\pi^-K^+K^-$ -Kanals aus, läßt sich aber trotzdem sehr sauber präparieren (Abb. 8). Die bisherigen Ergebnisse zeigen, daß mit elektronischen Detektoren die Daten aus der Blaskammerzeit deutlich verbessert werden können, so daß die Hoffnungen auf die Entdeckung neuer Zustände in der $\bar{p}p$ -Annihilation mit modernen 4 π -Detektoren nicht unbegründet erscheinen.

3. Fundamentale Symmetrien

Symmetrieüberlegungen sind für die Entwicklung der Teilchenphysik von entscheidender Bedeutung. Die Tatsache, daß die Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen invariant gegenüber bestimmten Operationen, z. B. Spiegelung des Koordinatensystems (räumliche Parität P), Umkehrung aller additiven Quantenzahlen (Ladungsparität C) und der Zeitumkehr T sind, schränkt die Form der Wechselwirkung ein und gestattet die Herleitung von entsprechenden analytischen Ansätzen. Die Experimente der letzten drei Jahrzehnte haben gezeigt, daß die meisten dieser Symmetrien – zumindest in dem bisher meßbaren Energiebereich – nicht exakt gelten und mehr oder weniger stark verletzt sind. Eine Ausnahme bildet dabei die CPT-Symmetrie, die besagt, daß die gleichzeitige Anwendung der Operationen C , P und T wieder zu einem beobachtbaren Zustand führt, d. h. daß alle Wechselwirkungen gegen CPT-Operationen invariant sind. Das Theorem läßt sich aus wenigen, plausiblen Axiomen (Lorentz-Invarianz, Lokalität, Spinstatistik-Beziehung) herleiten, und es wird ihm daher eine generelle Gültigkeit zugesprochen.

Eine genaue experimentelle Prüfung war bisher nur in wenigen Fällen möglich. Neue Möglichkeiten ergeben sich nun im Rahmen der LEAR-Physik. Das CPT-Theorem sagt u. a. voraus, daß die trägen Massen (m) und magnetischen Momente (μ) von Protonen und Antiprotonen den gleichen Betrag besitzen sollten und daß sich ein Antiwasserstoff-System \bar{H} (e^+p) physikalisch vollständig gleich dem H -Atom (e^-p) verhalten sollte. Mit einer ersten Nachprüfung dieser Vorhersagen ist bei LEAR bereits begonnen worden. In der zweiten LEAR-Phase sind weitere Experimente geplant, die Aussagen mit relativen Genauigkeiten bis zu 10^{-9} erlauben. Sie bilden einen wesentlichen Teil des zukünftigen LEAR-Programms.

Das gleiche gilt für eine detaillierte Untersuchung des Phänomens der CP-Verletzung. Sie konnte bisher nur am $K_0-\bar{K}_0$ -System beobachtet werden und läßt sich bis heute nicht aus fundamentalen Überlegungen herleiten. Die Messungen von Details dieser Symmetriebrechung, z. B. das Verhältnis der Parameter ϵ' und ϵ , erlauben es, zwischen verschiedenen vorgeschlagenen Modellen zu unterscheiden. So sagt z. B. das „Standardmodell“ (beschreibt mit Erfolg eine Vielzahl der heute beobachteten Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen) einen Wert $\epsilon'/\epsilon \neq 0$ voraus, während andere Modelle, z. B. die Postulierung einer superschwachen Wechselwirkung, $\epsilon'/\epsilon \approx 0$ erwarten lassen. Erste Messungen bei ho-

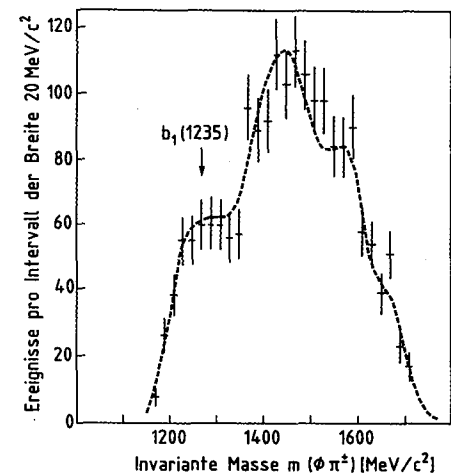


Abb. 8: $\Phi\pi^\pm$ -invariantes Massenspektrum, gemessen in der Reaktion $(\bar{p}p)_{\text{Ruhe}} \rightarrow \pi^\pm (\Phi\pi^\pm)$; $\Phi \rightarrow K^+K^-$ [3]. Der bisher nicht bekannte Zerfallsmodus $b_1(1235) \rightarrow \Phi\pi$ ist deutlich sichtbar. Aufgetragen ist die Häufigkeit der Ereignisse über der invarianten $\Phi\pi$ -Masse $m = 1/c^2 \{ (\sum_{i=1}^2 E_i)^2 - (\sum_{i=1}^2 cp_i)^2 \}^{1/2}$ wobei E_i und p_i die gemessenen Energien und Impulse von Φ und π bedeuten. [Aus: M. Heel, Diss. Univ. Mainz, 1986.]

hen Energien [14] finden $\epsilon'/\epsilon = (3,5 \pm 0,7 \pm 0,4 \pm 1,2) \times 10^{-3}$. Die erste Fehlerangabe ist rein statistisch, während die beiden anderen auf systematischen Effekten beruhen. Sollte dieser Wert durch weitere Messungen bestätigt werden, so wäre die Hypothese einer superschwachen Kraft damit widerlegt. Experimente bei LEAR, die sich aufgrund ihrer Methode von den bisherigen völlig unterscheiden, sollen zu einer Klärung der Situation beitragen.

Ebenfalls auf dem Programm steht eine Messung der schweren (Gravitations-) Masse des Antiprotons mit einer Genauigkeit von ca. 1 %. Eine Abweichung der schweren Masse des Antiprotons von der des Protons wird durch das CPT-Theorem nicht völlig ausgeschlossen. In einem flachen Raum-Zeit-Kontinuum sagt das CPT-Theorem die Gleichheit von Proton- und Antiprotonmasse voraus. In einem gekrümmten Universum könnten sich jedoch die beiden Massen unterscheiden.

Im folgenden sollen die Experimente diskutiert werden, die zur Klärung dieser Punkte bei LEAR durchgeführt wurden, bzw. im Aufbau sind.

Masse und magnetisches Moment des Antiprotons

Bereits in der ersten Phase der LEAR-Experimente gelang es, das magnetische Moment des Antiprotons mit großer Genauigkeit zu bestimmen. Dazu wurde die Methode der exotischen Atome benutzt. Ähnlich wie beim $\bar{p}p$ -System bilden sich

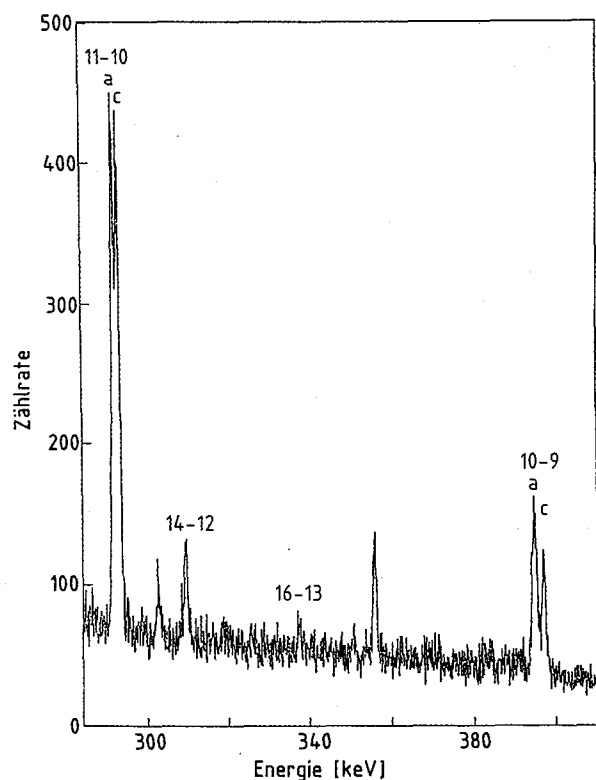


Abb. 9: Energiespektrum (Ausschnitt) der Röntgenstrahlung von antiprotonischen Bleiatomen, gemessen mit einem hochauflösenden Ge-Halbleiterdetektor [15]. Die deutlich sichtbare Feinstruktur der Übergänge $n = 11 \rightarrow 10$ und $n = 10 \rightarrow 9$ (gekennzeichnet durch a und c) ist proportional zum magnetischen Moment des Antiprotons.

beim Einfang eines Antiprotons an schweren Kernen elektromagnetisch gebundene \bar{p} -Atome, die sich unter Emission von Röntgenstrahlung abregen. Das magnetische Moment des Antiprotons führt, wie bei normalen elektronischen Atomen, zu einer Feinstrukturaufspaltung (FS) der Niveaus, die bei schweren Kernen groß ist und sich dort mit hochauflösenden Halbleiterdetektoren gut beobachten läßt. Abb. 9 zeigt einen Ausschnitt aus einem bei LEAR gemessenen Röntgenspektrum [15], in dem an zwei Übergängen ($n = 10 \rightarrow 9$ und $n = 11 \rightarrow 10$) deutlich die FS-Aufspaltung sichtbar ist. Aus einer genauen Analyse der Linienform läßt sich $\mu_{\bar{p}}$ mit einer Genauigkeit von 3×10^{-3} bestimmen. Der dabei erhaltene Wert $\mu_{\bar{p}} = -2,8005(90) \mu_N$ (μ_N = Kernmagneton) ist innerhalb der Fehler in voller Übereinstimmung mit der entsprechenden CPT-Vorhersage, wie aus dem Vergleich mit dem derzeitigen Bestwert für das magnetische Moment des Protons ($\mu_p = +2,7928444(11) \mu_N$) hervorgeht.

In Zukunft sollen die Genauigkeiten bei der Bestimmung von $\mu_{\bar{p}}$ und $m_{\bar{p}}$ relativ zu den entsprechenden Protonwerten um weitere Größenordnungen verbessert und mehrere CPT-Tests mit einer Präzision von 10^{-9} möglich werden. Hierbei werden die Zyklotronfrequenzen $\omega_c = e\hbar B/2mc$ von Protonen und Antiprotonen, die sich auf Kreisbahnen in einem Magnetfeld in einer sog. Penning-Falle bewegen, verglichen. Dort führen die eingefangenen Teil-

chen unter der gleichzeitigen Wirkung von elektrischen und magnetischen Feldern drei (im wesentlichen unabhängige) Bewegungen aus: Zyklotron- und Magnetron-Rotationen sowie axiale Schwingungen.

Einstrahlung von Hochfrequenz (ω) führt bei der Durchstimmung für $\omega = \omega_c$ zu einem Quantensprung in der Zyklotronbahn, der durch eine (damit schwach gekoppelte) Änderung der axialen Bewegung registriert werden kann. Dieses Prinzip wurde in den letzten Jahren mit großem Erfolg zur Bestimmung des g -2-Faktors von Elektronen angewandt und erlaubt relative Genauigkeiten von 10^{-9} , wenn die Teilchen über Wochen in der Falle eingeschlossen und beobachtet werden können.

Der Einfang von Antiprotonen, die dafür extrem verlangsamt werden müssen, ($E_{\text{kin}} = 1 \text{ keV}$), in die Penning-Falle ist bereits gelungen [16]; an der Kühlung der Teilchen in der Falle ($\text{keV} \rightarrow \text{meV}$) wird zur Zeit gearbeitet.

CP-Verletzung

Die Kopplung von K_0 und \bar{K}_0 infolge der gemeinsamen schwachen Zerfallskanäle (2π , 3π) führt zu Oszillationen bei der Bestandteile in einem anfangs reinen $K_0(\bar{K}_0)$ -Strahl. Sie lassen sich z. B. in den Zweikörper-Zerfällen $\pi^+\pi^-$ und $\pi^0\pi^0$ beobachten, wenn man deren Häufigkeit in Abhängigkeit von der $K_0(\bar{K}_0)$ -Strahllebensdauer mißt. Diese Oszillationen ent-

halten alle Informationen über die Parameter der CP-Verletzung, insbesondere über ε und ε' . Bei LEAR soll erstmals eine Präzisionsmessung dieser Oszillationen mit dem Ziel der Bestimmung der CP-Parameter durchgeführt werden [17]. Ein entsprechender Detektor ist zur Zeit im Aufbau. Die $K_0(\bar{K}_0)$ -Teilchen werden im wesentlichen in den Reaktionen $(\bar{p}p)_{\text{Ruhe}} \rightarrow K_0 K^+ \pi^-$, $\bar{K}_0 K^- \pi^+$ erzeugt, durch ein schnelles Triggersignal ($K^+ \pi^-$, $K^- \pi^+$ -Paare) markiert und so von allen hier nicht interessierenden Annihilationskanälen (99,5 %) getrennt. Die Ortsabhängigkeit der Zerfälle in $\pi^+\pi^-$ und $\pi^0\pi^0$ wird über eine Zerfallstrecke von 70 cm (≥ 10 fache K_S -Lebensdauer) mit großer Genauigkeit bestimmt und so die entsprechenden Oszillationskurven gemessen. Die angestrebte Genauigkeit in dem Verhältnis ε'/ε entspricht der herkömmlicher Messungen, die i. a. in hochenergetischen K_S - K_L -Strahlen mit aufwendigen Detektoren [13] durchgeführt werden. Die Meriten der LEAR-Messungen liegen in der symmetrischen Produktion von markierten $K_0(\bar{K}_0)$ -Strahlen (Wegfall vieler sonst unvermeidbarer systematischer Fehler) sowie in der prinzipiellen Andersartigkeit der Methode, die eine unabhängige Überprüfung der bisherigen Resultate erlaubt.

Antiwasserstoffatome

Die Produktion der ersten Antiatome rückt bei LEAR in greifbare Nähe. Bei der zur Erzeugung von Antiwasserstoff ($e^+\bar{p}$) vorgeschlagenen Anordnung [18] verläuft der \bar{p} -Strahl ($> 10^{10}$ Teilchen) im Bereich einer geraden Sektion des LEAR parallel zu einem möglichst intensiven e^+ -Strahl (Prinzip der Elektronenstrahlkühlung). Durch spontane Einfangprozesse werden gebundene $e^+\bar{p}$ -Systeme erzeugt. Ihre Zahl läßt sich um ca. zwei Größenordnungen durch die Einstrahlung von Laserlicht, dessen Wellenlänge dem Energieabstand zwischen dem $n=2$ -Zustand und dem Kontinuum entspricht, erhöhen. Die dabei entstehenden Antiwasserstoffatome im ersten angeregten Zustand ($n=2$) lassen sich durch die Messung der bei der Abregung auf den Grundzustand entstehenden Röntgenstrahlung gut nachweisen. Eine später eventuell mögliche, drastische Erhöhung der Intensitäten von e^+ - und \bar{p} -Strahlen ließe sogar detaillierte Untersuchungen wie z. B. der Feinstruktur- und Hyperfeinstruktur-Aufspaltung sowie der Lamb-Shift zu und ermöglichte so eine genaue Prüfung der Quantenelektrodynamik (QED) in Antimateriesystemen. Außerdem können die Antiwasserstoffatome leicht polarisiert werden und nach ihrer Dissoziation zur Erzeugung von \bar{p} -Strahlen höchsten Polarisationsgrades verwendet werden.

Schwere Masse des Antiprotons

Zur Messung der schweren Masse des Antiprotons geht man wieder von in einer Penning-Falle eingeschlossenen Antiprotonen aus [19]. Extrem niederenergetische Antiprotonen ($E_{\text{kin}} \cong 10^{-7}$ eV) driften gegen das Gravitationsfeld der Erde durch eine 1 m lange Röhre in einen Detektor. Die Driftzeit ist abhängig von der Gravitationskraft und wird für Protonen und Antiprotonen gemessen. Aus den Zeitverteilungen lassen sich eventuelle Differenzen der Gravitationskräfte bis auf ca. 1 % ermitteln. Das Experiment ist sehr schwierig und bedarf einer Reihe von Voruntersuchungen. Insbesondere muß zur Kühlung der Teilchen in der Falle eine effiziente Kühlmethode (Elektronenkühlung oder ähnliches) entwickelt werden, und die Driftstrecke muß in hohem Maße frei von elektromagnetischen Feldern sein.

4. Zusammenfassung

Die Ergebnisse der ersten drei Jahre LEAR-Physik, von denen einige hier exemplarisch dargestellt wurden, haben dazu geführt, die $\bar{p}p$ -Wechselwirkung, insbesondere den Annihilationsprozeß, besser verstehen zu lernen. Die $\bar{p}p$ -Annihilation scheint in der Tat ein von Quark-Gluon-Freiheitsgraden dominierter Prozeß und damit eine einzigartige Möglichkeit zum Studium nicht-perturbativer QCD-Effekte zu sein. In einer zweiten Phase der Experimente, die mit einer zehnmal größeren \bar{p} -Intensität und bei einer längeren Verfügbarkeit der Maschine durchgeführt werden können, werden die bisherigen Messungen fortgesetzt und durch den Einsatz leistungsfähiger 4π -Detektoren beträchtlich verbessert. Hiervon wird insbesondere die Suche nach exotischen Zuständen, wie z. B. Glue-Balls profitieren. Eine wesentliche Erweiterung erfährt das Meßprogramm durch eine Reihe von Experimenten, die Fragen fundamentaler Symmetrien (CPT, CP usw.) untersuchen. Die z. T. hierfür entwickelten Techniken (Speichern von Antiprotonen in magnetischen Flaschen, Erzeugung ultrakalter Antiprotonen) werden darüber hinaus mit großer Wahrscheinlichkeit auch andere Forschungsgebiete befruchten.

Literatur

- [1] Review of Particle Properties, Phys. Lett. **170 B** (1986) 1.
- [2] LEAR-Experiment PS 175 (KfK und Universität Karlsruhe; Paul-Scherrer-Institut, Villingen; Sprecher: L. M. Simons).
- [3] PS 171 (Universitäten Mainz, Mün-

- chen, Victoria, Vancouver, Wien, Zürich; CERN, LAL Orsay, TRIUMF; E. Klempf).
- [4] PS 173 (MPI für Kernphysik Heidelberg; Universitäten Heidelberg, La-val, Mainz, Rutgers; Th. Walcher).
- [5] P. Kroll, W. Schweiger, Proceedings IV LEAR Workshop, Villars, 1987.
- [6] CERN Proposal P 92 (MPI für Kernphysik Heidelberg; Universitäten Heidelberg, Houston, Mainz, Marburg, München, Rutgers, Wisconsin; KfK Karlsruhe).
- [7] z. B. M. Maruyama, S. Furui, A. Faessler, Nucl. Phys. A **472** (1987) 643. H. Genz, Phys. Rev. D **28** (1983) 1094 und D **31** (1985) 1136. E. Klempf; Proceedings IV LEAR Workshop, Villars, 1987.
- [8] PS 197 (Universitäten Berkeley, Hamburg, Karlsruhe, Los Angeles, Mainz, München, Queen Mary; CERN, RAL, CRN Strasbourg; H. Koch).
- [9] H. Koch, Phys. Bl. **43** (1987) 152.
- [10] PS 185 (Universitäten Carnegie Mellon, Erlangen, Freiburg, Uppsala, Wien; CERN, KfA Jülich, Los Alamos Nat. Lab.; K. Kilian).
- [11] z. B. M. Kohno, W. Weise, Phys. Lett. **179 B** (1986) 15.
- [12] PS 202 (Universitäten Austin, Freiburg, Genf, Genua, Minnesota, Oslo, Uppsala, Triest; CERN, LAPP, KfA Jülich).
- [13] PS 183 (Universitäten Athen, Irvine, Karlsruhe, New Mexico, Penn State; KfK Karlsruhe; G. Smith).
- [14] K. Kleinknecht, Proceedings IV LEAR Workshop, Villars, 1987.
- [15] PS 176 (Universitäten Basel, Karlsruhe, Stockholm, Thessaloniki; CRN Strasbourg; KfK Karlsruhe; H. Poth).
- [16] PS 196 (Universitäten Mainz, Washington; Fermi-Lab.; G. Gabrielse).
- [17] PS 195 (Universitäten Basel, Fribourg, Liverpool, Stockholm, Thessaloniki, Zürich; CERN, Saclay, PSI; P. Pavlopoulos).
- [18] CERN, Proposal P 86 (Universitäten Ann Arbor, Heidelberg; CERN, BNL, KfK Karlsruhe; H. Poth).
- [19] PS 200 (Universitäten Case Western, Genua, Houston, Kent State, Pisa, Texas A & M; CERN, NASA, Los Alamos Nat. Lab.).

Nobelpreise 1988

Der Physik-Nobelpreis 1988 an Leon M. Lederman, Melvin Schwartz und Jack Steinberger würdigt ein experimentum crucis aus dem Jahre 1962, mit dem die Verschiedenheit von Elektron- und Myon-Neutrino bewiesen wurde. Diese Erkenntnis begründet die „Paar-Struktur“ der Leptonen – e/ν_e , μ/ν_μ , τ/ν_τ –, die ihrerseits ein Grundelement der modernen Lepton-Quark-Theorie der Elementarteilchen ist. Das von sieben Forschern am Brookhaven National Laboratory durchgeführte Experiment [1] war zu seiner Zeit das erste, in dem ein „Neutrino-Strahl“ aus dem Zerfall von Pionen im Flug eingesetzt wurde.

Leon Max Lederman, geboren am 15. Juli 1922 in Buffalo (New York), studierte Physik an der Columbia University, zu deren Dozenten er später gehörte. Heute ist er Direktor des Fermi National Accelerator Laboratory in Batavia (Illinois).

Melvin Schwartz wurde am 2. November 1932 in New York City geboren und studierte ebenfalls an der Columbia University Physik. Später war er an dieser Universität und an der Stanford University als Professor tätig. Seit einiger Zeit leitet er in Mountain View (Kalifornien) eine eigene Firma, Digital Pathways.

Jack Steinberger, am 25. Mai 1921 in Bad Kissingen geboren, studierte an der Universität Chicago Physik. Von 1950 bis 1971 lehrte er an der Columbia University. Seit 1968 ist er am CERN in Genf tätig. Er emigrierte 1934 und ist seit 1943 amerikanischer Staatsbürger.

Eine ausführliche Würdigung der Preisträger durch Professor H. Faissner wird im nächsten Heft der Physikalischen Blätter erscheinen.

Den Nobelpreis für Chemie 1988 erhielten Johann Deisenhofer, Robert Huber und Hartmut Michel für die Entschlüsselung der räumlichen Struktur des Photosynthese-Reaktionszentrums von Bakterien mit Hilfe der Röntgenstrukturanalyse. Über diese Arbeit hat K. Möbius vor zwei Jahren in dieser Zeitschrift ausführlich berichtet [2]. Er wird im nächsten Heft die preisgekrönten Arbeiten würdigen und auch auf neueste Entwicklungen eingehen.

Johann Deisenhofer, am 30. September 1943 in Zusamaltheim im Landkreis Dillingen a. d. Donau geboren, ging nach dem Studium an das MPI für Biochemie in Martinsried, wo er bis 1987 beschäftigt war. Heute arbeitet er am Howard Hughes Medical Institute in Dallas (Texas).

Robert Huber wurde am 20. Februar 1937 in München geboren, wo er auch die Universität besuchte. 1972 stellte ihn das MPI für Biochemie als Abteilungsleiter ein. Seit 1987 ist er Direktor am Institut.

Hartmut Michel, geboren am 18. Juli 1948 in Ludwigsburg, begann seine Wissenschaftler-Laufbahn 1979 am MPI für Biochemie. Jetzt ist er Abteilungsleiter am MPI für Biophysik in Frankfurt am Main.

E. D.

- [1] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger, Phys. Rev. Lett. **9**, 36 (1962).
- [2] K. Möbius, Phys. Bl. **42** (1986) Nr. 10, S. 340–342.