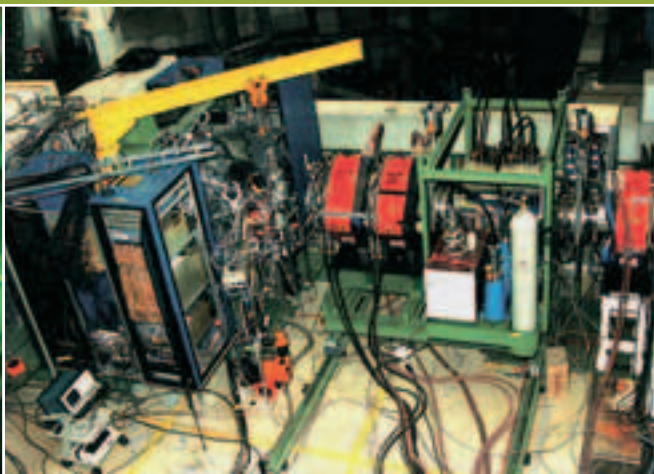
Myonen und Pionen in Teilchenphysik und Anwendungen

30 Jahre experimentelle Forschung an der Schweizer Mesonenfabrik in Villigen

Peter Truöl



Umschlagbilder
Paul Scherrer Institut (Westareal), Villigen, 2005 (Bild Luftwaffe Schweiz)
Laser-Experiment mit myonischem Wasserstoff (Bild PSI)
Experiment zur Konversion von Myonium zu Antimyonium (Bild PSI)

NEUJAHRSBLATT

herausgegeben von der

Naturforschenden Gesellschaft in Zürich

auf das Jahr 2008

210. Stück

2007

Naturforschende
Gesellschaft in Zürich
www.ngzh.ch

Veröffentlichung
der
Naturforschenden Gesellschaft in Zürich
im Anschluss an den Jahrgang 152 der
Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich

Redaktion: Conradin A. Burga, Frank Klötzli und Marlies Gloor

Ausgegeben am 31. Dezember 2007

ISSN 0379-1327

Die Redaktion der Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich
dankt dem Paul Scherrer Institut, Villigen, und dem Physik-Institut
der Universität Zürich für ihre Unterstützung.

Druck und Verlag:
KOPRINT AG, Untere Gründlistrasse 3, CH-6055 Alpnach Dorf

Nachdruck, auch auszugsweise, nur mit Quellenregister gestattet

Myonen und Pionen in Teilchenphysik und Anwendungen – 30 Jahre experimentelle Forschung an der Schweizer Mesonenfabrik in Villigen

Peter Truöl

ZUSAMMENFASSUNG

Vor zwanzig Jahren vereinigten sich das Schweizerische Institut für Nuklearforschung (SIN) in Villigen und das Eidgenössische Institut für Reaktorforschung (EIR) in Würenlingen zum Paul Scherrer Institut (PSI). Dieses Jubiläum gab auch Anlass zu diesem Neujahrsblatt, das einem grösseren Teilbereich des Forschungsspektrums dieses Instituts des ETH-Bereichs gewidmet ist. Es wird versucht, aus der Sicht eines Teilchenphysikers, eine Übersicht über die experimentelle Forschung am 590-MeV-Proton-Ringbeschleuniger seit 1977 zu geben, unter spezieller Berücksichtigung jener Aspekte, die wegen ihrer Präzision massgebend zur Entwicklung der Teilchenphysik beitrugen.

Dank innovativen Beschleuniger- und Strahlführungskonzepten ist der Proton-Beschleuniger am PSI zu einem der intensivsten der Welt geworden, was – begleitet von kontinuierlicher Verbesserung der anspruchsvollen Detektortechnologie – eine grosse Zahl von Experimenten durchzuführen erlaubte, die wesentliche Aussagen über die fundamentalen Wechselwirkungen und Eigenschaften der leichtesten stark wechselwirkenden Hadronen, der Pionen, und der zweitschwersten, schwach und elektromagnetisch wechselwirkenden Leptonen, der Myonen, machen konnten.

Diese Experimente bestätigen einerseits die Vorhersagen des so genannten Standard-Modells der Teilchenphysik für die elektroschwachen Wechselwirkungen der Pionen und Myonen und bestimmen mit hoher Präzision die freien Parameter wie Massen und Kopplungsstärken. Andererseits schränken sie durch die Untersuchung von im Standard-Modell verbotenen oder äusserst seltenen Prozessen die Wahlmöglichkeiten für über das Standard-Modell hinausgehende Theorien ein. In diesem speziellen Bereich tun sie das unter Umständen sogar besser als dies mit Höchstenergiebeschleunigern möglich ist. Im Bereich der starken Wechselwirkungen, die im Standard-Modell durch die Quantenchromodynamik beschrieben werden, bestätigen sie ebenfalls die Modellvorstellungen bei niederen Energien und bestimmen mit guter Genauigkeit wichtige freie Parameter.

Die über die Jahre hinweg erkannten und weiter entwickelten Anwendungen der Pion- und Myon-Strahlen in Atom-, Festkörper- und Kernphysik werden ebenfalls im Prinzip und an einigen Beispielen erläutert.

Einleitend wird auch kurz auf die Ausgangssituation in den 1960er Jahren eingegangen, die schliesslich zur Realisation von drei verschiedenen Mesonenfabriken, d. h. Beschleunigern, die Pion- und Myon-Strahlen höchster Intensität erlauben, in den USA, in Kanada und in der Schweiz führte. Die Eigenschaften der drei Forschungszentren werden verglichen, wobei die einzigartigen Charakteristiken der PSI-Beschleuniger hervorgehoben werden. Die Inbetriebnahme dieser Forschungseinrichtungen definierte ein neues Forschungsfeld, die Physik bei mittleren Energien, die auch der Forschung in der Teilchenphysik an den Schweizer Hochschulen enorme Impulse gab.

Die experimentelle Kunst steht in diesem Artikel im Vordergrund, wobei natürlich den für die Interpretation und Zielsetzung der Experimente notwendigen

theoretischen Modellvorstellungen trotz der gebotenen Kürze die gebührende Aufmerksamkeit geschenkt wird.

Schlagwörter: Beschleuniger – Mesonenfabriken – Mittelenergiephysik – Myon – Paul Scherrer Institut – Pion – Präzisionsexperimente – Standard-Modell – Teilchenphysik – Zyklotron

(Erklärung der Begriffe aus der Teilchenphysik, siehe Anhang Seite 106ff.)

MUONS AND PIONS IN PARTICLE PHYSICS AND APPLICATIONS – 30 YEARS OF RESEARCH AT THE SWISS MESON FACTORY IN VILLIGEN

Twenty years ago the Swiss Institute for Nuclear Research (SIN) in Villigen and the Federal Institute for Reactor Research (EIR) in Würenlingen merged to form the Paul Scherrer Institute (PSI). The anniversary gave rise to this article, which is dedicated to a large part of the research activities of PSI, which is one of the four research institutions within the ETH domain besides the two Federal Institutes of Technology.

An attempt will be made to give an overview, from a particle physicists point of view, of the experimental research at the 590 MeV proton accelerator, and with emphasis on its contributions to the development of particle physics at its precision frontier. Innovative accelerator and beam-line concepts have lead to one of the most intense proton accelerator complexes in the world, which, accompanied by continuous high technology detector development, has allowed these experiments to provide high accuracy data on the fundamental interactions of the lightest strongly interacting hadron, the pion, and the second heaviest, weak and electromagnetically interacting lepton, the muon.

These experiments confirm on one hand the predictions of the Standard Model of particle physics for the electroweak interactions of pions and muons, and determine with high precision its free parameters like masses and coupling strengths. On the other hand they set stringent boundaries for beyond the Standard Model theories by investigating forbidden or extremely rare processes. Here, the constraints exceed often those obtainable with the highest energy accelerators. In the strong interaction sector, described within the Standard Model by Quantum Chromodynamics, low energy predictions are also experimentally confirmed and important free parameters determined.

Applications of pion and muon beams in atomic, solid state and nuclear physics, which have been developed over the years, will be discussed briefly, too, by using examples illustrating the underlying principles.

The scenario which lead to the planning in the sixties of the last century and later realisation in the seventies of three different meson factories in Switzerland, Canada and the USA, i.e. accelerators with pion and muon beams of highest intensities, will be reviewed in the introducing chapters. The properties of the three research facilities will be compared, with main emphasis naturally on the PSI accelerators and their unique characteristics. With the advent of meson factories, medium energy physics, as dealt with in this article, emerged as a new research field, which also had strong influence on the establishment of particle physics research at Swiss universities.

The article focuses on experimental ingenuity and techniques, but the theoretical ideas and models which were the basis for the goals and are needed for the interpretation of the results receive proper attention, too, respecting the limited space available in this short review.

Key words: **Accelerator – cyclotron – medium energy physics – meson factory – muon – particle physics – Paul Scherrer Institute – pion – precision experiments – Standard Model**

INHALT

1 **EINLEITUNG** 11
1.1 Mittelenergiephysik 12
1.2 Pionenfabriken 16
2 **PSI-BESCHLEUNIGER** 23
2.1 Vorbeschleuniger 23
2.2 590-MeV-Beschleuniger 26
3 **EXPERIMENTELLE EINRICHTUNGEN** 28
3.1 Sekundärstrahlen für Pion- und Myon-Experimente 30
3.2 Spektrometer 34
3.3 Targets 38
4 **TEILCHENPHYSIK: ELEKTROSCHWACHE WECHSELWIRKUNGEN** 41
4.1 Einleitung 41
4.2 Pion-Zerfall 43
4.3 Myon-Zerfall 46
4.3.1 Lebensdauer, magnetisches Moment und Masse 47
4.3.2 Tests der Symmetrie-Eigenschaften 51
4.4 Seltene Pion- und Myon-Zerfälle 53
4.5 Erhaltung der Leptonen-Zahl 55
4.5.1 Verbotene Myon-Zerfälle 57
4.5.2 Myon-Elektron- und Myonium-Antimyonium-Konversion 59
4.6 Myon-Einfang 63
5 **TEILCHENPHYSIK: STARKE WECHSELWIRKUNGEN** 66
5.1 Pion-Nukleon-Streuung 67
5.2 Nukleon-Nukleon-Streuung 76
6 **PHYSIKALISCHE ANWENDUNGEN** 82
6.1 Atomphysik – exotische Atome 83
6.1.1 Pionische und myonische Atome 83
6.1.2 Myonium 87
6.1.3 Durch Myonen katalysierte Fusion 88
6.2 Pion-Kern-Wechselwirkungen 90
6.3 Materialforschung 94
6.3.1 Synchrotronstrahlung 94
6.3.2 Neutronen 95
6.3.3 Myonen 98

7 **VERDANKUNGEN** 103
8 **ANHANG: HINWEISE ZU BEGRIFFEN AUS DER TEILCHEN-PHYSIK** 106
9 **LITERATUR** 115

1 EINLEITUNG

Für die Disziplin der Physik, die sich mit den Fundamenten der Struktur der Materie und den Wechselwirkungen ihrer elementaren Bausteine beschäftigt, haben sich über ihre lange Entwicklungsgeschichte hinweg nebeneinander und häufig gleichbedeutend die Bezeichnungen Elementarteilchenphysik und Hochenergiephysik gehalten. Dass dies trotz der sich wandelnden Vorstellungen, welche Teilchen nun die elementaren sind und wo die Grenze liegt, die niedrige von hohen Energien trennt, so geblieben ist, hat damit zu tun, dass die Erzeugung neuer, bis anhin unbekannter Teilchen oder Materieformen fast immer mit der Erhöhung der Energie der zu ihrer Erzeugung verwendeten Beschleuniger verbunden war. Mit der Inbetriebnahme des *Large Hadron Colliders (LHC)* am europäischen Forschungszentrum CERN in Genf 2008 erreicht diese Entwicklung ihren vorläufigen Höhepunkt. In diesem Beschleuniger- und Speicherringkomplex werden gegenläufige Proton-Strahlen bei Energien von je 7 TeV[1] zur Kollision gebracht. Höhere Energien werden einerseits benötigt, um den erreichbaren Massenbereich für die zu erzeugenden Zustände zu vergrössern, andererseits entspricht eine höhere Energie einer kürzeren Wellenlänge und erlaubt es daher, immer kleinere räumliche Strukturen aufzulösen. Die Daten des Elektron-Proton-Beschleuniger- und Speicherringkomplexes *HERA* am deutschen Forschungszentrum DESY in Hamburg mögen dies belegen. Wenn Elektronen einer Energie von 30 GeV mit gegenläufigen Protonen einer Energie von 920 GeV zur Kollision gebracht werden, entspricht dies einem Elektronenmikroskop mit maximalem Auflösungsvermögen von 10^{-18} m, d. h. einem tausendstel des Radius des Protons (10^{-15} m) oder um einen Faktor 50 Millionen kleiner als der des Wasserstoffatoms.

Diese beeindruckende technische und intellektuelle Entwicklung (Pais, 1986) begann mit der Entdeckung der leichtesten Elementarteilchen, die nicht in der aus Protonen, Neutronen und Elektronen bestehenden gewöhnlichen Materie vorhanden sind, den Myonen und Pionen. Diese – von ihnen wird in diesem Artikel primär die Rede sein – wurden zuerst in der kosmischen Strahlung (1947) beobachtet, wenig später dann auch in einem Beschleuniger in Berkeley (1948) erzeugt. Letzterer erreichte zunächst eine Beschleunigungsenergie von 380 MeV für Alpha-Teilchen (ionisierte Heliumatome) und in seinem Endausbau 740 MeV für Protonen. Der seit 1974 am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN) betriebene Ringbeschleuniger für Protonen wurde für eine Endenergie von 590 MeV ausgelegt. Dies überrascht nicht nur angesichts des bereits in Berkeley Erreichten, sondern auch in Anbetracht der Tatsache, dass in der Zwischenzeit an mehreren Zentren in USA, Japan und Europa schon wesentlich höhere Energien für Experimente zur Verfügung standen. Massgebend für das Design war ein anderer, einen Beschleuniger charakterisierender Parameter, nämlich die Intensität des Proton- oder Elektron-Strahls. Vom Strahlstrom hängt direkt die Rate ab, mit der eine bestimmte Klasse von Ereignissen beobachtet werden kann. Die Genauigkeit, mit der Hypothesen experimentell überprüft und die Kenngrössen

[1] Ein Teilchen der Elementarladung *e* gewinnt beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz von einem Volt die kinetische Energie 1 eV; MeV, GeV, TeV: 10^6, 10^9 bzw. 10^{12} eV; 1 eV = $1.6 \cdot 10^{-19}$ J.

der grundlegenden theoretischen Modelle bestimmt werden können, hängt wiederum direkt mit der Ausbeute zusammen. Man spricht daher neben der *high energy frontier* auch von der *high intensity* oder *precision frontier*. Die Präzisionslimiten zu verschieben war und bleibt daher das erklärte Ziel der für das SIN konzipierten Mesonenfabrik.

Die am SIN/PSI im Übermass fabrizierten Mesonen sind Pionen – die Myonen entstehen erst als deren Zerfallsprodukte –, welche im Standard-Modell (SM) der Teilchenphysik[2] als gebundene Zustände eines Quarks und eines Antiquarks vom *up*-Typ (*u*) bzw. *down*-Typ (*d*) verstanden werden. Mit der Entdeckung der vier weiteren Quark-Typen *strange* (*s*), *charm* (*c*), *bottom/beauty* (*b*), und *top* (*t*) und dazugehöriger, diese enthaltenden Mesonen, schliesst der Begriff Mesonenfabrik auch die Beschleunigerkomplexe (meist Elektron-Positron-Speicherringe mit Energien von einigen GeV) ein, die zum Beispiel *Beauty* oder *Charm* in genügender Menge für die präzise Bestimmung ihrer Eigenschaften erzeugen.

Pionenfabriken unterscheiden sich nicht nur durch den Quark-Inhalt ihrer Produkte von den anderen Mesonenfabriken, sondern auch durch die Vielseitigkeit ihres wissenschaftlichen Programms. Dieses reicht von der Teilchenphysik, über die Kern-, Atom-, Festkörper- und Oberflächenphysik bis hin zu medizinischen Anwendungen. Ein intensiver Proton-Strahl kann nicht nur zur Erzeugung von Pionen verwendet werden, sondern auch durch Spallation schwerer Kerne für eine intensive Quelle von Neutronen genützt werden (s. Abschnitt 6.3.2). Neutronenstreuung ist besonders in der Materialforschung ein gefragtes Werkzeug. Die aus dem Pion-Zerfall entstehenden Myonen lassen sich als Sonden in Festkörper einbetten und tasten dort z. B. die inneren Magnetfelder ab. Negative Myonen und Pionen können in Atomen Elektronen ersetzen und mit den Atomkernen exotische – weil in Natura nicht vorkommende – Atome mit besonderen Eigenschaften bilden, die es sich zu untersuchen lohnt. Die primären Proton-Strahlen aus dem Beschleuniger und die sekundären von diesen erzeugten Pion-Strahlen konnten für Streuexperimente an Kernen verwendet werden und erweiterten so die Kenntnisse über die Kernbausteine bindenden Kräfte, fanden aber auch Verwendung in der Strahlentherapie. Im nächsten Abschnitt wird auf diese Aspekte noch etwas detaillierter eingegangen.

1.1 Mittelenergiephysik

Die erfolgreiche Inbetriebnahme der drei (Pi-)Mesonenfabriken in Vancouver, Los Alamos und Villigen liess ein neues Arbeitsfeld der Physik entstehen, das als Physik bei mittleren Energien (*medium energy physics*) oder auch als Mittelenergiephysik bezeichnet wird.

Die um mindestens zwei Grössenordnungen verbesserte Qualität der zur Verfügung stehenden Strahlen von Protonen, Neutronen, Pionen und Myonen verlieh zunächst der Kernphysik neue Impulse. Das Studium der Kräfte, welche die

[2] Im Anhang (Abschnitt 8) werden nahezu alle Begriffe aus der Teilchenphysik kurz erklärt, die nicht direkt im Text erläutert werden, z. B. Pion, Myon, Quark, Standard-Modell, Streuexperimente, Target usw.

Kernbausteine Protonen und Neutronen binden, und der Eigenschaften der Grundzustände und tieferen angeregten Zustände der Atomkerne wie Massen, Radien, Drehimpulse und innere Konfiguration war seit den Dreissigerjahren die Domäne der Niederenergiebeschleuniger, die sich an vielen Universitätslaboratorien fanden. In der Schweiz verfügten sowohl die ETH als auch die Universitäten Basel, Neuenburg und Zürich über kleine Zyklotrons oder elektrostatische Beschleuniger in Bereich um 5 MeV.

Experimentell gewinnt man die gewünschte Information aus Streuexperimenten von Protonen und Neutronen an Protonen und schwereren Atomkernen. Da Protonen nicht nur elektrische Ladung, sondern wegen ihres Eigendrehimpulses (Spin) auch ein magnetisches Moment besitzen, das durch geeignete Magnetfelder ausgerichtet (polarisiert) werden kann, kann mit polarisierten Strahlen und polarisierten Wasserstoff-Targets auch die elastische Streuung in verschiedenen Polarisationszuständen gemessen werden. Dank der höheren Energie kommen sich Projektil und Target genügend nahe, so dass auch die Kernkräfte bei sehr kurzen Distanzen abgetastet werden können. Pionen und andere Mesonen sind gerade mit den kurzreichweitigen Beiträgen zu diesen Kräften eng verbunden. Yukawa realisierte bereits 1934, kurz nach der Entdeckung des Neutrons, sich an der Maxwell'schen Theorie der Elektrodynamik orientierend, dass die Reichweite und die Masse der Teilchen, deren Austausch die Kräfte zwischen den Reaktionspartnern vermittelt, miteinander verbunden sind (Bando et al., 1985; Pais, 1986). Die masselosen Photonen führen zu einem zentralen elektrischen (Coulomb) Potential unbegrenzter Reichweite, das mit $1/r$ mit dem Abstand r abnimmt. Der Yukawa'sche Ansatz für das Kernpotential proportional zu $e^{-\kappa r}/r$ mit der Reichweite $1/\kappa$ führt zu einem Austauschteilchen der Masse $\mu c^2 = \hbar c\kappa$. Mit $\mu c^2 = 140$ MeV, der Masse des später entdeckten Pions, ergibt sich $1/\kappa = 1.4$ fm.[3] Yukawa's Vorhersage lautete $\mu c^2 \approx$ 100 MeV.

Um die Pionen und ihre Eigenschaften direkt zu beobachten, braucht es höhere Energien. Dies wird am Beispiel der Proton-Proton *(pp)*-Streuung mit einem Proton *(p)*, einem Neutron *(n)* und einem positiv geladenen Pion (π^+) im Endzustand verdeutlicht:

$$pp \to pn\pi^+ \Rightarrow T_p\ (\mathrm{min}) = 290\ \mathrm{MeV}.$$

T_p ist die minimale Energie des Proton-Strahls. Bei der Streuung von Protonen an schweren Kernen würden etwa 150 MeV kinetische Energie genügen, da der schwere Kern nur eine kleine Rückstossenergie übernimmt. Für die Erzeugung von negativ geladenen oder ungeladenen Pionen (π^-, π^0) dienen zum Beispiel die analogen Reaktionen

$$pp \to pp\pi^0\ ; \quad pn \to pp\pi^-\ .$$

[3] c = Lichtgeschwindigkeit = $3 \cdot 10^8$ m/s; $\hbar$ = Planck'sche Konstante h dividiert durch 2π = $6.5822 \cdot 10^{-22}$ MeV s; $\hbar c$ = 197.3 MeV fm; 1 fm = 1 femtometer (auch fermi) = 10^{-15} m.

Einige der Eigenschaften der schon erwähnten oder noch zu erwähnenden Teilchen sind in Tab. 1.1 zusammengestellt.

Tab. 1.1. Übersicht über die für die Physik bei mittleren Energien wichtigen Elementarteilchen und einige ihrer Eigenschaften. Bei den Zerfällen ist nur der häufigste angegeben. (1 MeV/c^2 = 1.78 · 10^{-30} kg)

Teilchen		Masse [MeV/c^2]	Lebens-dauer [s]	Zerfalls-kanal	Spin [$\hbar$]
Nukleon	Proton p Neutron n	938.3 939.6	stabil 960	$n \to pe^-\bar{\nu}_e$	1/2
Pion	π^+ π^- π^0	139.6 134.0	2.6 x 10^{-8} 1.6 x 10^{-23}	$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ $\pi^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu$ $\pi^0 \to \gamma\gamma$	0
Myon	μ^+ μ^-	105.6	2.2 x 10^{-6}	$\mu^+ \to e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$ $\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$	1/2
Elektron Positron	e^- e^+	0.51	stabil		1/2
Neutrino (Antineutrino)					
Elektron-Typ Myon-Typ	$\nu_e(\bar{\nu}_e)$ $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	≈ 0	stabil		1/2
Photon	γ	0	stabil		1

Die angegebenen Minimalenergien für den Proton-Strahl genügen für die Erzeugung von Pionen in Ruhe. Wegen ihrer kurzen Lebensdauer lassen sich Sekundärstrahlen von geladenen Pionen und ihren Zerfallsprodukten, den Myonen, nur mit den höheren Energien der Mesonenfabriken realisieren. Mit Pion-Strahlen kann man mit Reaktionen vom Typ

$$\pi^\pm p \to \pi^\pm p\,;\, \pi^- p \to \pi^0 n\,,$$

d. h. mit elastischer Streuung oder Ladungsaustausch direkt die Pion-Nukleon-Wechselwirkung untersuchen, die für das Verständnis der Kernkräfte zentral ist. Als einer Form der starken Wechselwirkung (s. Abschnitt 5) gilt für sie, wie auch für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ein ordnendes Symmetrieprinzip, die Ladungsunabhängigkeit. Diese postuliert, dass nur für die kleineren elektrischen (Coulomb) Kräfte die Ladung des Nukleons oder Pions eine Rolle spielt, für die starken Kräfte jedoch nicht. Mit elastischer Streuung oder Ladungsaustauschreaktionen von Pionen an Kernen (s. Abschnitt 6.2) lässt sich einerseits deren Propagation in Kernmaterie untersuchen, und andererseits können selektiv spezielle, mit anderen Methoden schwer erreichbare, höhere und exotische Kernzustände angeregt werden. Dieses Programm nahm in der Mittelenergiephysik einen grossen Raum ein.

Die elektroschwache Wechselwirkung (s. Abschnitt 4) induziert die Zerfälle der Pionen und Myonen. Charakteristische Eigenschaften unter bestimmten Transformationen wie zum Beispiel der Lorentz-Transformation, der räumlichen Spiegelung (Parität), der Zeitumkehr oder des Ersetzens von Teilchen durch Antiteilchen bestimmen die Struktur dieser Wechselwirkung, für deren Aufklärung das Studium dieser Zerfälle entscheidend war und noch ist. Die Lebensdauer des positiven Myons gegenüber dem Zerfall in ein Positron, ein elektronisches Neutrino und ein myonisches Antineutrino setzt die Skala für die Kopplungsstärke. Die beobachtete Korrelation zwischen der Richtung des emittierten Positrons und dem Spin des Myons weist z. B. darauf hin, dass die Wechselwirkung nicht invariant unter der Paritätstransformation ist. Die enormen Intensitäten der Myon- und Pion-Strahlen haben es insbesondere erlaubt, die Eigenschaften sehr seltener Zerfallsmoden zu erhellen, sowie die Grenzen für die Wahrscheinlichkeit solcher Zerfälle um mehrere Grössenordnungen zu erniedrigen, die wegen der vermuteten Gültigkeit von Erhaltungssätzen verboten sind. Wie später detaillierter erläutert werden wird, kann hier die Mittelenergiephysik durchaus mit der Höchstenergiephysik konkurrieren, da das Verschieben der Beobachtungsgrenzen nach unten verbunden ist mit dem Verschieben der Grenzen für die Massen als Zwischenzustand auftretender, virtueller exotischer Teilchen nach oben.

Negative Pionen und Myonen können mit positiven Atomkernen wasserstoffähnliche Atome bilden (s. Abschnitt 6.1.1). Die elektromagnetischen Übergänge zwischen den angeregten Zuständen dieser exotischen Atome werden ähnlich wie die Emissionsspektren gewöhnlicher elektronischer Atome beeinflusst von der Verteilung der Kernladung und der magnetischen Kernmomente. Bei genügend hoher Auflösung werden auch Beiträge quantenelektrodynamischer Korrekturen messbar. Letzteres gilt insbesondere für Myonium, ein aus einem positiven Myon als Kern und einem Elektron bestehendes Atom. Für die Experimente mit exotischen Atomen müssen die Pionen und Myonen nach ihrem Transport bei höheren Energien durch eine geeignete Strahlführung an den Messplatz wieder genügend abgebremst werden, damit sie im Targetmaterial zur Ruhe kommen. Ähnliches gilt für die Technik der Myon-Spin-Rotation (μ SR), die in der Materialforschung, Festkörper- und Oberflächenphysik ein breites Anwendungsspektrum findet (s. Abschnitt 6.3.3). Da wie schon erwähnt der Impuls des beim Myon-Zerfall entstehenden Positrons mit der Richtung des Spins bzw. des magnetischen Moments des Myons korreliert ist, ist dessen Orientierung im Moment des Zerfalls bekannt. Das Verhalten des Myon-Spins kann durch äussere und innere Magnetfelder beeinflusst werden und markiert so die Eigenschaften der atomaren Umgebung des Myons im untersuchten Material.

Da die Techniken der Mittelenergiephysik im Wesentlichen die gleichen sind wie in der Teilchenphysik bei höchsten Energien – sie unterscheiden sich natürlich in den Dimensionen und in der Anzahl Komponenten und Messzellen –, erweist sich die Mitwirkung an Experimenten in diesem Arbeitsfeld als eine ideale Voraussetzung in der Ausbildung der wissenschaftlichen Nachwuchskräfte, denn in den kleineren Arbeitsgruppen wird besonders den Doktorandinnen und Doktoranden eine grössere Verantwortung übertragen. Nicht von ungefähr finden sich

daher unter den akademischen Lehrerinnen und Lehrern in der Teilchenphysik nicht nur in der Schweiz viele, die ihre ersten Forschungserfahrungen an den Mesonenfabriken gewannen.

1.2 Pionenfabriken

Bereits früh in der Geschichte der Beschleunigerentwicklung (LIVINGSTON und BLEWETT, 1962) wurde realisiert, dass die einfache Anwendung eines elektrostatischen Felds keine für die Bedürfnisse der Kernphysiker ausreichende Energie erzeugen würde. Nahezu alle Beschleuniger mit Energien über 30 MeV per Nukleon beruhen daher auf dem wiederholten Durchlaufen eines relativ kleinen elektrostatischen Potentials von etwa 100 kV. In dem von Rolf Wideröe erfundenen Linearbeschleuniger sind die beschleunigenden Elektroden geradlinig in einer Reihe angeordnet. Um 1929 konzipierte Ernest O. Lawrence die Idee, dass ein kleines elektrisches Feld zur Beschleunigung dienen kann, solange die Teilchen durch ein Magnetfeld so auf einer Kreisbahn gehalten werden können, dass sie dieses elektrische Feld wiederholt durchlaufen können. Das erste Zyklotron, wie diese Maschine genannt wurde, wurde in Berkeley gebaut und erreichte 1932 für Protonen 1 MeV.

Die Funktion des klassischen Zyklotrons beruht auf der Tatsache, dass ein geladenes Teilchen mit Impuls $p = m\mathrm{v}$ und Ladung e in einem transversalen Magnetfeld eine Kreisbahn mit Radius r beschreibt und dass die Umlaufszeit T auf dieser Kreisbahn unabhängig vom Radius und der Geschwindigkeit v ist (s. auch LIVINGSTON und BLEWETT, 1962; CERNY, 1974 und BRUNNER, 1967). Mit dem zweiten Newton'schen Prinzip und der als Zentripetalkraft wirkenden Lorentz-Kraft in einem zur Bahn transversalen Magnetfeld B ergibt sich

$$m\frac{\mathrm{v}^2}{r} = e\mathrm{v}B \Rightarrow r = \frac{p}{eB} \Rightarrow T = \frac{2\pi r}{\mathrm{v}} = \frac{2\pi m}{eB} = \frac{1}{\nu_C} = \frac{2\pi}{\omega_C}$$

Diese sogenannte Isochroniebedingung garantiert, dass alle gleichzeitig gestarteten Teilchen unabhängig von ihrem Geschwindigkeitszuwachs immer zur gleichen Zeit die beschleunigende Elektrode erreichen, deren Wechselspannung mit der Umlauffrequenz ν_c synchronisiert ist. ν_c (bzw. ω_c) werden auch als Zyklotron-Frequenz bezeichnet[4]. Da das Magnetfeld zwischen den kreisförmigen Polschuhen gegen aussen geringfügig abnimmt, die Feldlinien daher gegen aussen gekrümmt sind, hat das Magnetfeld auch eine radiale und die Lorentz-Kraft eine axiale Komponente, die fokussierend die Teilchenbahn in der Luftspaltmitte stabilisiert.

Die maximal erreichbare Geschwindigkeit in einem klassischen Zyklotron ist allerdings begrenzt, denn gemäss der speziellen Relativitätstheorie nimmt die Masse mit der Geschwindigkeit zu (m_0 ist die Ruhemasse des Teilchens):

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-(\mathrm{v}/c)^2}}$$

[4] ν_c = 15.24 MHz · B, B gemessen in Tesla = kg/As.

Mit zunehmender Masse kann die Umlaufszeit nur konstant gehalten werden, wenn das Magnetfeld mit zunehmendem Bahnradius ebenfalls zunimmt. Dies widerspricht aber der Bedingung für die axiale Stabilität. Mit klassischen Zyklotrons erreicht man daher maximal eine Energie von 20 MeV für Protonen ($v/c \approx 0.2$).

Zwei Methoden wurden vorgeschlagen (Livingston und Blewett, 1962; Cerny, 1974) und später in Beschleunigern realisiert, um die relativistische Grenze zu überwinden. Im frequenzmodulierten *Synchrozyklotron* nimmt das Feld wie gewünscht radial ab, durch Anpassung der Frequenz des beschleunigenden Wechselfelds, während der Geschwindigkeitszunahme bleibt aber die Synchronizitätsbedingung trotzdem erhalten. Wenn ein Teilchenpaket diesen Zyklus durchlaufen hat, wird die Frequenz zurückgesetzt und der nächste Zyklus kann beginnen. Alternativ kann auch das Magnetfeld der Geschwindigkeitszunahme angepasst werden, um einen konstanten Bahnradius zu erreichen. Beide Varianten gehen auf das von E.M. McMillan und V.I. Veksler (McMillan, 1945; Veksler, 1944) unabhängig voneinander entdeckte Prinzip der Phasenstabilität zurück, das besagt, dass bei geeigneter Wahl der Phase des Hochfrequenzfeldes stabile Bahnen gefunden werden, auf denen leicht asynchron ankommende oder geringfügig in der Energie divergierende Teilchen bei der Beschleunigung nicht verloren gehen. Typische Repetitionsraten für die Frequenz- oder Magnetfeldzyklen liegen etwa bei 100 Pulsen pro Sekunde, während die Oszillatorfrequenz eines klassischen Zyklotrons im Bereich 10 MHz liegt. Synchrozyklotrons sind daher in ihrer Intensität beschränkt, erreichen aber auf relativ leichte Weise Energien bis 1 GeV.

In der zweiten Methode sorgt ein radial zunehmendes mittleres Feld für den Erhalt der Synchronizität. Azimutal wechseln sich allerdings Sektoren mit leicht höherem Feld mit solchen mit leicht niedrigerem Feld ab. Die Feldänderung an den Kanten erzeugt bei geeigneter Polschuhkonstruktion netto eine axial fokussierende Wirkung. Das Prinzip des *AVF-Zyklotrons* (*azimuthally varying field*) ist am Beispiel des Thomas-Zyklotrons und des Spiralrücken-Zyklotrons in Abb. 1.1 illustriert. Beim Thomas-Zyklotron begrenzt die Stärke der fokussierenden Randfelder die maximale Energie, mit gekrümmten Polflächen lässt sich axiale Stabilität auch für höhere Energien erreichen (Cerny, 1974). Die sektorfokussierenden Isochronzyklotrons haben gegenüber den Synchrozyklotrons den Vorteil, dass Einspeisung und Beschleunigung kontinuierlich möglich sind, weil die Hochfrequenz konstant gehalten wird. Sie erlauben daher höhere Strahlströme.

In den zwanzig Jahren zwischen 1946 und 1966 nahmen 14 mit Protonen betriebene Synchrozyklotrons ihren Betrieb auf, mit Energien zwischen 100 und 740 MeV. Für die Entwicklung der Mittelenergiephysik und die Erzeugung von Mesonen waren besonders das 1957 in Betrieb genommene CERN-SC in Genf (600 MeV), die Beschleuniger in Pittsburgh (Carnegie Mellon, 1951, 440 MeV), Chicago (University of Chicago, 1951, 460 MeV), New York (Columbia University, 385 MeV, 1950) und das 184-Inch-Synchrozyklotron des Lawrence Radiation Laboratory in Berkeley (1946, 740 MeV) von Bedeutung. Abb. 1.2 zeigt die letztere Maschine. Ihre Geschichte illustriert bereits die Vielseitigkeit, die allen späteren Mesonenfabriken eigen war. Die Planung begann 1940, 1942 wurde die Maschine bereits für die elektromagnetische Trennung von ^{235}U und ^{238}U benutzt,

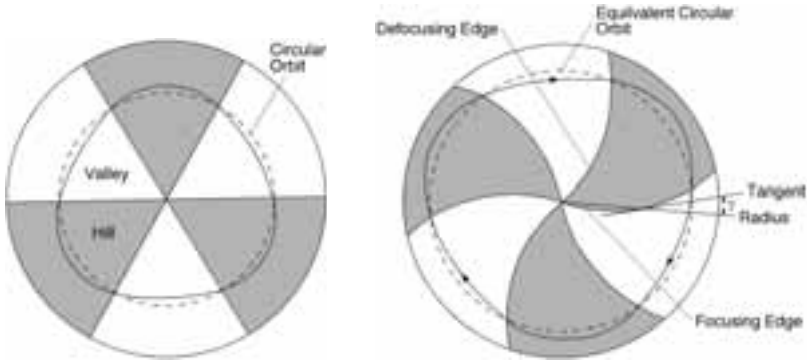


Abb. 1.1. Teilchenbahnen in Zyklotrons mit azimutal variierendem Magnetfeld. Links: Thomas-Zyklotron, rechts: Spiralrücken-Zyklotron. Im letzteren verbessert sich die axiale Stabilität gegenüber dem Thomas-Zyklotron um einen Faktor $\sqrt{1+2\tan^2\gamma}$.

1946 war der Magnet fertig, und das Prinzip der Phasenstabilität wurde mit Deuteronen (Kern des schweren Wasserstoff-Isotops Deuterium) und Alpha-Teilchen (380 MeV) erstmals genützt. Zwischen 1955 und 1957 wurde der Beschleuniger umgebaut und erlaubte 740 MeV Protonen, 460 MeV Deuteronen und 910 MeV Alpha-Teilchen. Der 4000 Tonnen schwere Magnet erreichte ein maximales Feld von 2.34 Tesla, hatte einen Durchmesser von 4.8 m und einen Luftspalt von 36 cm. Ausser für die Mesonenphysik (1950 wurde hier z. B. das π^0 entdeckt) diente der Beschleuniger bis zu seiner Betriebseinstellung 1988 biomedizinischen Anwendungen (Effekte ionisierender Strahlung auf lebendes Gewebe, Strahlentherapie von Melanomen im Auge) und Untersuchungen kernchemikalischer Prozesse wie z. B. Spaltung und Spallation.

Abb. 1.2. Das 1946 erstmals in Betrieb genommene und 1955 in seinem Endausbau eine Energie von 740 MeV für Protonen erreichende 184-Inch-Synchrozyklotron des Lawrence Berkeley Laboratory (heutige Bezeichnung) an der University of California in Berkeley.

Fortschritte in der Beschleunigertechnologie liessen in den späten 50er und frühen 60er Jahren die Planung von Mesonenfabriken als realistisch erscheinen, die eine Erhöhung der Intensität des extrahierten Proton-Strahls um mindestens drei Grössenordnungen vorsahen im Vergleich zu den typischen Werten um 1 μA der frühen Synchrozyklotrons. Drei Projekte wurden realisiert und nahmen zwischen 1972 und 1974 ihren Betrieb auf. Ein 800-MeV-Linearbeschleuniger für Protonen mit einem mittleren Strom von 1 mA, der ursprünglich an der Yale University in Newhaven (V.W. Hughes) geplant worden war, wurde unter der Leitung von L. Rosen am Los Alamos National Laboratory in New Mexico gebaut. Die *Clinton P. Anderson (Los Alamos) Meson Physics Facility (LAMPF)* erreichte im Juni 1972 ihre volle Energie (Rosen, 1973; Rosen, 1985). Ein mit negativen Wasserstoffionen betriebenes isochrones Spiralrückenzyklotron mit zwischen 200 und 500 MeV variabler Protonenenergie, das für Strahlströme von 100 μA ausgelegt ursprünglich an der University of California in Los Angeles geplant worden war, wurde unter der Leitung seines Planers, J.R. Richardson in Vancouver, British Columbia, gebaut. Die *Three University Meson Facility (TRIUMF)* erreichte im Dezember 1974 erstmals volle Energien (Vogt, 1985). Und schliesslich produzierte ebenfalls 1974 das von der Zyklotronplanungsgruppe der ETH unter der Leitung von J.P. Blaser und H.A. Willax seit 1960 geplante Isochronzyklotron erstmals seinen 590-MeV-Proton-Strahl am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung in Villigen AG (Blaser und Willax, 1966; Brunner, 1967; Blaser, 1985; Blaser, 1994).
Obwohl die prinzipiellen Zielvorgaben für eine Mesonenfabrik natürlich die gleichen waren, entschieden sich die Planer an den drei Zentren für drei verschiedene Lösungen. Die maximale Energie sollte für Pion-Erzeugung genügend hoch sein bei angemessener Energieunschärfe des Strahls, minimalem Querschnitt und kleiner Divergenz. Der Protonenstrom sollte mindestens 100 μA betragen, die Extraktion des Proton-Strahls aus dem Beschleuniger jedoch mit so kleinen Verlusten möglich sein, dass die Reststrahlung nicht zu hoher Aktivierung der Beschleunigerkomponenten führt. Der Strahl sollte möglichst kontinuierlich, d. h. nicht gepulst, anfallen (*high duty cycle* – hohes Tastverhältnis) und gleichzeitig mehreren Zonen für Experimente dienen. Tab. 1.2 stellt einige Eigenschaften der Mesonenfabriken zusammen.

Für ein mit negativen Wasserstoffionen betriebenes Zyklotron spricht die einfache Extraktion. Beim Passieren einer dünnen Folie streifen nahezu alle Ionen ihre beiden Elektronen ab, die Bahn des verbleibenden Protons ist dann nach aussen gekrümmt. Strahlverluste lassen sich so leicht tief halten, und auch die Endenergie kann über einen weiten Bereich verändert werden. Abb. 1.3 zeigt die Magnete der TRIUMF-Maschine in der Aufbauphase mit ihrer sechsfachen Symmetrie. Die grosse radiale Ausdehnung ist bedingt durch das relativ niedrige Magnetfeld, welches wiederum deswegen nicht zu hoch gewählt werden darf, weil die negativen Ionen sonst ihre Elektronen schon während der Beschleunigungsphase verlieren. Injiziert werden die Ionen direkt aus der Ionenquelle mit einer Energie von 300 keV. Vier getrennte Strahlführungssysteme können von diesem Beschleuniger gefüttert werden, zwei zwischen 180 und 520 MeV in der Energie veränderliche, eines zur Mesonenproduktion mit Energien zwischen 472 und 510 MeV und

Tab. 1.2. Charakteristische Parameter der drei Mesonenfabriken im Vergleich.
Anmerkungen: (1) *Macroscopic Duty Cycle*; (2) C-W: Cockcroft-Walton, (3) bei 400 MeV; (4) Designwert: 350 kV, (5) Designwert: 0.24 MW.

	LAMPF	**TRIUMF**	**SIN/PSI**
Beschleuniger-Typ	Linearbeschleuniger	Isochronzyklotron	Isochronzyklotron
Beschleunigtes Teilchen	p, H^-	H^-	p
Max. kinetische Energie [MeV]	800	520	590
Variable Energie	ja	ja	nein
Mittlerer Strom [μA] (Design)	1000	100	100
Max. Strom [mA] (aktuell)	1.2	0.3(3)	2.0
Max. Strahlleistung (Design) [kW]	800	180	60
Max. Strahlleistung (aktuell) [MW]	1.0	0.12	1.2
Länge bzw. Durchmesser [m]	780	18	16.5
Energieauflösung [%]	0.4	0.6	< 0.2
Tastverhältnis(1) [%]	6–9	100	100
Vorbeschleuniger [keV]	C-W(2) 750	Ionenquelle 300	C-W(2) 870
[MeV]	Linearbeschleuniger 100		Isochronzyklotron 72
Hochfrequenz [kV, MHz]	140, 805	100, 23	900(4), 50.7
Hochfrequenzleistung [MW]	6.1	0.83	2.4(5)
Magnetgewicht [t]		4000	2000
Spiralrückensymmetrie		6	8
Max. Strahlradius [m]		8.0	4.5
Magnetfeld beim max. Radius [Tesla]		0.46	2.0
Beschleunigungsrate [MeV/Umlauf]		0.40	2.4
Strahlverluste	10^{-3}	0.07	$2 \cdot 10^{-4}$
Polarisierter Strahl [μA]	0.02	0.6	10

ein viertes im Energiebereich zwischen 70 und 110 MeV. Diese Strahlen können teilweise durch partielle Extraktion mit mehreren Abstreiffolien gleichzeitig betrieben werden, so dass zum Beispiel sowohl Experimente mit Mesonen als auch die Erzeugung kurzlebiger radioaktiver Isotope möglich sind. Die *Isotope Separation and Acceleration Facility (ISAC)*, eine einzigartige Spezialität des TRIUMF, erlaubt nach Trennung und Nachbeschleunigung eine Untersuchung von Kernen weit ausserhalb der stabilen Zonen des Periodensystems. Der TRIUMF-Beschleuniger kann mit niedrigeren Intensitäten auch mit polarisierten Strahlen betrieben werden.

Als Hauptvorteil des in Los Alamos realisierten Linearbeschleunigers erweist sich der hohe Strom, der den der beiden anderen Mesonenfabriken zum mindesten

Abb. 1.3. Das mit negativen Wasserstoffionen betriebene sektorfokussierende Zyklotron des TRIUMF in Vancouver während des Aufbaus des Magneten 1972. Diese Maschine erlaubt Protonenenergien zwischen 180 und 520 MeV und ist seit 1975 in Betrieb.

in der Anfangsphase um eine Grössenordnung übertraf, die einfache, mit nur geringfügigen Verlusten behaftete Extraktion am Ende, der simultan mögliche Betrieb mit Protonen und negativen Wasserstoffionen, und die variable Energie. Als Nachteil erweist sich für viele Experimente der gepulste Strahl und der grössere Platzbedarf und die hohe Hochfrequenzleistung. Letzteres ist eine Konsequenz der Tatsache, dass die beschleunigenden Hochfrequenzkavitäten linear hintereinander angeordnet nur einmal durchlaufen werden. Bei konstanter Frequenz, hier 805 MHz, muss die Länge der feldfreien Regionen zwischen den Beschleunigungsstrecken der zunehmenden Geschwindigkeit der Protonen angepasst werden, damit die Phasenbeziehung zwischen Teilchen und Feld erhalten bleibt. Nach der ersten Vorstufe, einem elektrostatischen Cockcroft-Walton-Beschleuniger mit 750 keV (s. Abschnitt 2.1), werden die Protonen in einen konventionellen Driftröhren-Linearbeschleuniger vom Alvarez-Typ (Cerny, 1974) eingespeist, den sie mit 100 MeV verlassen. Die zweite Stufe mit einer Endenergie von 800 MeV (s. Abb. 1.4) nützt das in Los Alamos entwickelte Prinzip seitlich gekoppelter Kavitäten für die Erzeugung der beschleunigenden Hochfrequenz, um die schwierigen

Abb. 1.4. Der Linearbeschleuniger der Clinton P. Anderson Meson Facility in Los Alamos, der Protonen und negative Wasserstoffionen auf eine Endenergie von 800 MeV beschleunigt.

Bedingungen mechanischer und elektrischer Stabilität und Toleranzen zu erfüllen und um das Verhältnis von eingespeister elektrischer Leistung zu Strahlleistung möglichst zu optimieren (ROSEN, 1973; EDWARDS und SYPHERS, 1993).
Bei einer Repetitionsrate von 120 s^{-1} und einer Pulslänge zwischen 0,5 und 1 ms variiert das Tastverhältnis zwischen 6 und 12%. Der intensive Proton-Strahl durchläuft ähnlich wie im nächsten Abschnitt für das PSI beschrieben ein dünnes und ein dickes Target, in denen die Mesonen für die Sekundärstrahlen erzeugt werden. Der abschliessende Strahlfänger dient als Quelle für einen Neutrinostrahl. Der negative Ion-Strahl wird nach dem Beschleuniger ausgelenkt und unter anderem direkt für Streuexperimente verwendet. In einem späteren Ausbaustadium (ROSEN, 1985) wurde die Anlage um einen Protonenspeicherring erweitert, der 0.625 ms lange Pulse um einen Faktor 5000 komprimiert und im Target des *Manuel Lujan Jr. Neutron Scattering Centers* gepulste Neutron-Strahlen erzeugt, die für Anwendungen in der Festkörperphysik und Biologie genützt werden und auch die auswärtigen Forschern unzugängliche *Weapons Neutron Research Facility* bedient. Die Aktivitäten in der Mittelenergiephysik wurden zugunsten der Forschung mit Neutronen 1995 aufgegeben, aus LAMPF wurde LANSCE, das *Los Alamos Neutron Science Center*.

Den konstruktiven Details und der kontinuierlichen Weiterentwicklung des SIN (PSI)-Beschleunigerkomplexes ist der folgende Abschnitt 2 gewidmet.

2 PSI-BESCHLEUNIGER

Die am PSI realisierte Variante einer Mesonenfabrik sah schon in den ersten Stufen der Planung in der hierfür an der ETH gebildeten Gruppe eine zweistufige Lösung vor (BLASER und WILLAX, 1966; BRUNNER, 1967; BLASER, 1985). In einem ersten Zyklotron sollten die Protonen 70 MeV Energie und damit die Hälfte ihrer Endgeschwindigkeit erreichen, um nach Transfer in ein zweites Zyklotron auf ihre maximale Energie von 500 MeV beschleunigt zu werden. Die von H.A. Willax vorgeschlagene Lösung versprach eine Reihe von Vorteilen. Da in der ersten Stufe die relativistische Massenzunahme nur 7% beträgt, konnte ein konventionelles, eventuell kommerziell erhältliches Zyklotron die gewünschten Anforderungen erfüllen. Die in acht Sektoren aufgelöste Magnetstruktur des Ringzyklotrons kann die Anforderungen der radialen Magnetfeldzunahme und der axialen Fokussierung auf relativ ökonomische Weise erfüllen. Bei kleinem Magnetspalt ist das Gewicht der Magnete vergleichbar mit dem eines Kompaktmagneten. Die freien Räume im Zentrum und zwischen den Sektoren bieten genügend Platz für die Hochfrequenzkavitäten und die Einspeisungs- und Extraktionselemente sowie die Strahldiagnostik. Die Hochfrequenzkavitäten können mit hoher Spannung betrieben werden, was zu einem hohen Energiegewinn pro Umlauf, zu guter Trennung aufeinanderfolgender Bahnen und damit zu den gewünschten kleinen Extraktionsverlusten führt, d. h. den Betrieb mit hohen Strömen ermöglicht. Ein schematischer Überblick über die Beschleunigungskette ist aus Abb. 2.1 ersichtlich.

2.1 Vorbeschleuniger

Der in Abb. 2.2 abgebildete elektrostatische Beschleuniger vom Cockcroft-Walton-Typ (WILLE, 1996) beschleunigt die aus der Ionenquelle mit 60 keV austretenden Protonen auf 870 keV. Anschliessend wird der Strahl in das neue Injektorzyklotron (Injektor 2) transferiert (Abb. 2.4). Bis zu dessen Inbetriebnahme 1985 wurde der mit einer internen Ionenquelle ausgerüstete Injektor 1 (Abb. 2.3) benutzt. Den Wünschen der Kernphysiker an den Schweizer Universitäten entgegenkommend, die mit Kernreaktionen bei niederen Energien offene Fragen der Kernstrukturforschung beantworten wollten, diente dieses von der Firma Philips gebaute Zyklotron klassischer Konstruktion nicht nur als Injektor. Der Magnet produziert ein azimutal variierendes mittleres Feld von 1.1 Tesla, entsprechend einem maximalen Bahnradius von 1.05 m. Das Zyklotron wird seit 1973 mit 50.7 MHz, der dritten Harmonischen der Zyklotronfrequenz von 16.9 MHz für die Beschleunigungsstrecke betrieben. Der Beschleuniger erlaubte bis zu 200 μA Protonen in den Ring einzuschiessen, womit der Designwert von 100 μA erheblich übertroffen wurde (JOHO, 2007).

Vor 1985 stand der Injektor den Kernphysikern nur 20% der Zeit zur Verfügung, später wurde er etwa zu gleichen Teilen für Therapie von Tumoren im Auge

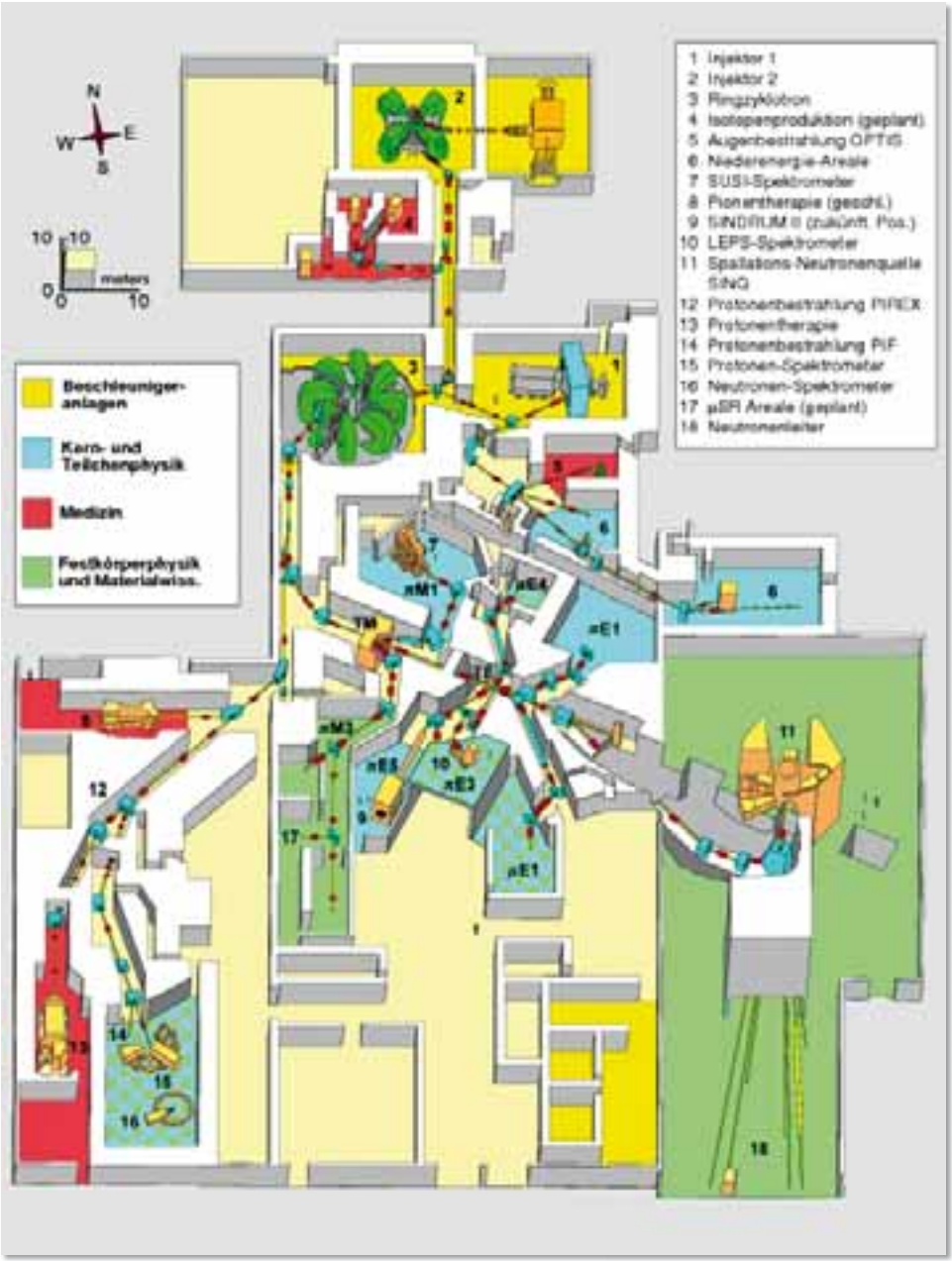


Abb. 2.1. Übersicht über die Beschleunigeranlagen am Paul Scherrer Institut, die Proton-Strahlführung und die Sekundärstrahlen zu den einzelnen Experimentierarealen (Stand 1995). Die einzelnen Positionen werden im Text beschrieben.

Abb. 2.2. Die erste Stufe der Beschleunigersequenz am PSI: Der elektrostatische Cockcroft-Walton-Beschleuniger mit Endenergie 870 keV.

mit Protonen (OPTIS), die Produktion von Radioisotopen, wie z. B. ^{11}C, ^{13}C, ^{15}O, ^{18}F für PET-Untersuchungen (*positron emission tomography*) vor Ort und ^{123}I, Bestrahlungen von Komponenten und anderen Anwendungen in der Materialforschung und in der Biologie, sowie das Kernphysikprogramm mit polarisierten Protonen und schwereren Ionen genützt. Schwerere Ionen mit Kernladungszahl Z und -massenzahl A (bis zu Blei) können etwa auf Energien pro Nukleon bis zu

$$E/A=(Z/A)^2\times 120\ \mathrm{MeV}$$

beschleunigt werden (SCHMELZBACH, 2000). Polarisierte Proton- und Deuteron-Strahlen mit Intensitäten bis zu 10 μA wurden bis 1998 auch in den Ring injiziert. Die kernphysikalischen Experimente konzentrierten sich auf Zwei- und Dreikörpersysteme sowie Kernspektroskopie mit hoher Auflösung.

Um den Betrieb des Beschleunigerkomplexes mit wesentlich höheren Strömen zu ermöglichen, konstruierte die Beschleunigerabteilung des SIN einen neuen Injektor, dessen schematischer Aufbau in Abb. 2.4 gezeigt ist. Es ist ein isochrones Ringzyklotron mit vier Magneten und zwei Hohlraumresonatoren (Kavitäten) für die Beschleunigung. Das mittlere Feld beträgt nur 0.33 Tesla, was zu einem grösseren maximalen Radius von 3.5 m führt. Die Kavitäten werden mit 50.7 MHz, der

Abb. 2.3. Das Philips-Injektorzyklotron, bis 1985 die zweite Beschleunigungsstufe am PSI mit Endenergie 72 MeV.

zehnten Harmonischen der Zyklotronfrequenz betrieben. Die Spannung nimmt radial von 120 auf 250 kV zu. Die beiden *Flattop*-Kavitäten können ähnlich wie unten für den 590-MeV-Beschleuniger beschrieben oder für zusätzliche Beschleunigung eingesetzt werden. Zurzeit liegt die Strombegrenzung bei 2.7 mA, ein Ausbau auf 3 mA ist geplant (SCHMELZBACH, 2005).

2.2 590-MeV-Beschleuniger

Die wesentlichen Komponenten des Ring-Zyklotrons sind die acht Sektormagnete, die vier Hochfrequenzkavitäten (50.7 MHz) und die *Flattop*-Kavität (150 MHz) (Abb. 2.6 und Tab. 1.2). Mit der *Flattop*-Kavität kann zur Beschleunigungsspannung, die proportional zu $\cos \omega t$ ($\omega = 2\pi \cdot 50.7$ MHz) variiert, eine Spannung proportional zu $-0.115 \cos 3\omega t$ addiert werden, was die Phasenfenster mit der maximalen Spannung verbreitert. Die Hochfrequenz entspricht der sechsten Harmonischen der Zyklotronfrequenz (8.45 MHz). Ursprünglich für 350 kV geplant und seit 1974 mit 430 kV betrieben, wurde die Hochfrequenzleistung und die Beschleunigungsspannung zwischen 1990 und 1995 kontinuierlich von 200 kW pro Kavität auf etwa 600 kW bzw. auf 700 kV erhöht. Da mit der Beschleunigungsspannung der Energiegewinn pro Umlauf wächst und damit die Anzahl Umläufe von ursprünglich etwa 450 auf heute 220 gesunken ist, konnte der Strom im Ring von den geplanten 100 μA über die routinemässig mit Injektor 1 erreichten 250 μA entsprechend mit Injektor 2 bis zu 1.8 mA erhöht werden. Dies ist eine Konsequenz der Erfahrung, dass die strombegrenzenden Raumladungseffekte mit der dritten Potenz der Anzahl Umläufe zunehmen, wie dies Abb. 2.5 zeigt (JOHO, 2007).

Das Magnetfeld nimmt in den Sektormagneten von 1.5 Tesla in der Mitte auf 2.0 Tesla am äusseren Rand zu, der Magnetspalt nimmt entsprechend von 80 mm auf 50 mm ab. Der steile Feldabfall bis auf null zwischen den Sektoren sorgt für

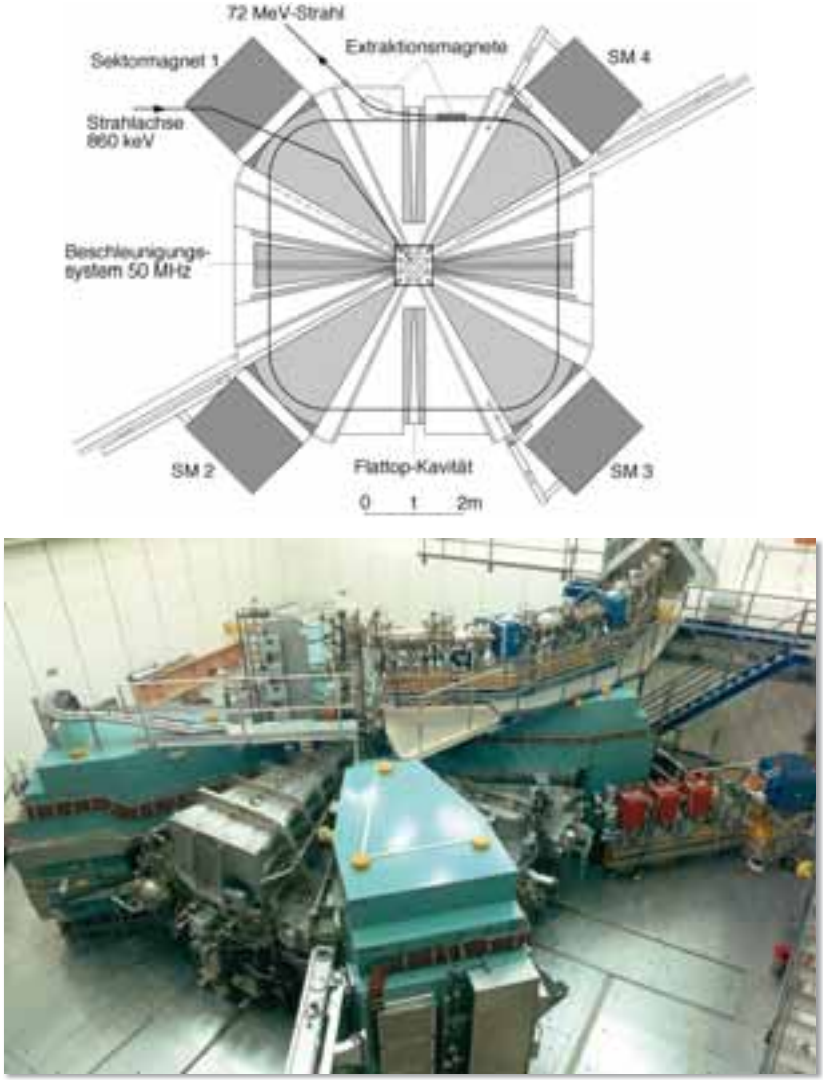


Abb. 2.4. Das zweite, 1985 in Betrieb genommene Injektorzyklotron am PSI im Schnitt (oben) und in situ aufgenommen (unten).

die axiale Fokussierung. Das mittlere Feld beträgt 0.55 Tesla entsprechend einem maximalen Radius von 4.5 m.

Trotz des über die 30 Betriebsjahre erreichten deutlichen Intensitätsgewinns sind die Strahlverluste mit etwa 0.4 μA klein geblieben, wie dies auch Bahndynamikrechnungen zeigten. Mit dem Ersatz der Aluminiumkavitäten durch Kupferkavitäten für die Hochfrequenz, deren Spitzenspannung bei 1 MV liegt, ist

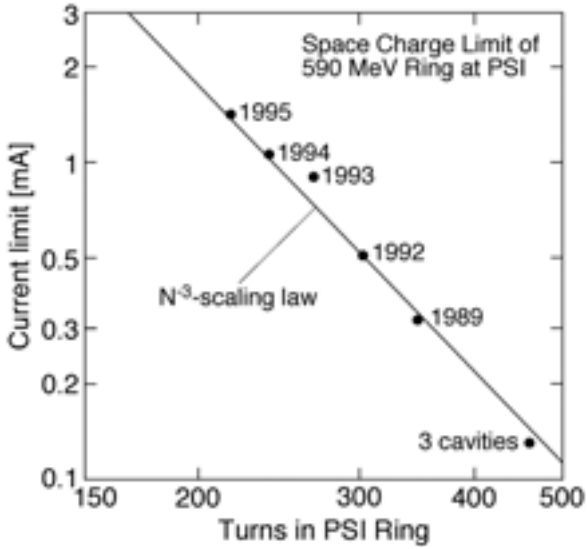


Abb. 2.5. Strombegrenzung in Funktion der Beschleunigungsspannung, bzw. der Anzahl Umläufe im Zyklotron, die proportional zueinander sind.

eine weitere Stromerhöhung auf 3 mA geplant, was den Ringbeschleuniger zum leistungsstärksten Protonenbeschleuniger der Welt macht. Dies bedingt allerdings auch eine Reihe von weiteren Anpassungen bei den Abschirmungen, Blenden, Transferkanälen, Injektions- und Extraktionsstufen sowie Targets (SCHMELZBACH, 2005).

Die Beschleunigerfrequenz zwingt dem Proton-Strahl und von ihm abgeleiteten Sekundärstrahlen eine Mikrostruktur (Abstand zwischen Teilchenpaketen) von 19.75 ns auf, die Pulsbreite und die Energieunschärfe betragen bei halber Höhe 300 ps bzw. 0.2%. Makroskopisch verhält sich der Strahl wie Gleichstrom.

3 EXPERIMENTELLE EINRICHTUNGEN

Nach Extraktion aus dem Ringbeschleuniger wird der intensive Protonstrahl in einem Vakuumsystem mit Hilfe von ablenkenden Dipolmagneten und fokussierenden magnetischen Quadrupollinsen zunächst zum dünnen Pion- und Myon-Produktionstarget (*M*, 5 mm Kohlenstoff) und anschliessend zum dicken Produktionstarget (*E*, 40 oder 60 mm Kohlenstoff) geleitet, bevor er entweder im Target der Neutron-Spallationsquelle oder gelegentlich im Strahlstopper absorbiert wird. Die Produktionstargets bestehen aus thermischen Gründen aus langsam rotierenden Graphiträdern. Der extrahierte Strahl wird gegen die Experimentierareale durch dicke Eisen- und Betonwände abgeschirmt. Abb. 2.1 gibt einen Überblick über die verzweigten Strahlwege und die von den Sekundärstrahlen bedienten Areale. Ausserhalb der Targets sind die Strahlverluste klein (ca. 1 nA/m). Bei den zurzeit

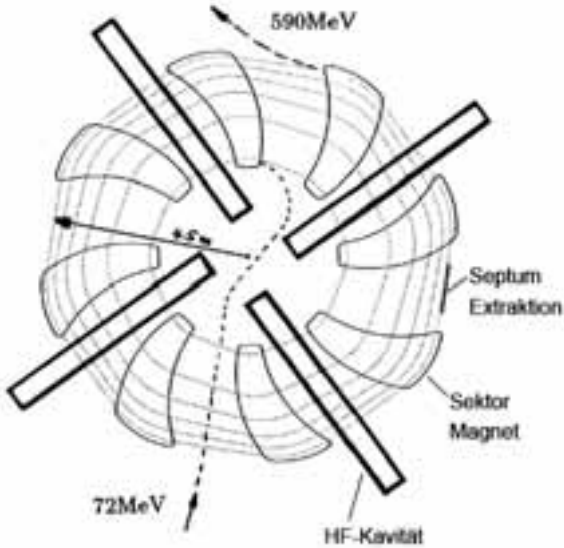


Abb. 2.6. Der 590-MeV-Protonen-Ringbeschleuniger im Bild und schematisch.

höchsten Strahlintensitäten von 2 mA (1.2 MW Strahlleistung) bleiben nach dem Target *E* noch 1.25 mA für die Spallationsquelle übrig. Wenn gewünscht, können vom Strahl in einem *Splitter* bis zu 20 μA abgespaltet werden, die bisher entwe-

der für Protonentherapie oder für die PIREX-Proton-Bestrahlungsstation genutzt wurden. In Zukunft gepulst werden sie eine neue Quelle ultrakalter Neutronen speisen (ATCHISON, 2007).

Wie aus Abb. 2.1 ersichtlich, bestand die Möglichkeit, für Experimente mit polarisierten Protonen vom Splitter vor dem dünnen Target einen Strahl zu einem Proton-Spektrometer zu führen (Abzweigung von der Strahllinie PIREX/PIF/ Protonentherapie). In der Frühphase des PSI existierte ebenfalls die Möglichkeit, beim dünnen Target unter 8° einen Protonenstrahl zu extrahieren. Dieser pM1-Strahl enthielt entweder polarisierte Protonen direkt aus dem Beschleuniger oder am dünnen Target gestreute, die einen Polarisationsgrad von bis zu 40% erreichten. Er wurde zu Gunsten zusätzlicher Myon-Areale aufgegeben. Vor dem Bau der Spallationsquelle existierte auch ein auf das dicke Target ausgerichteter Neutronenkanal. Dieser lieferte ein kontinuierliches Neutronenspektrum mit einem Maximum bei etwa 500 MeV von der quasielastischen Streuung der Protonen an den Neutronen im Target. Der lange Flugweg erlaubt die Bestimmung der Neutronenenergie via die Messung der Flugzeit relativ zur Beschleunigerfrequenz.

Für das zentrale Thema dieses Artikels, die Physik mit Myonen und Pionen, sind die im Folgenden kurz beschriebenen Sekundärstrahlen wichtig.

3.1 Sekundärstrahlen für Pion- und Myon-Experimente

Bei der Entwicklung eines intensiven, qualitativ hochstehenden Pion- oder Myon-Strahls müssen verschiedene, einander zum Teil entgegenwirkende Randbedingungen erfüllt werden. Die am Produktionstarget durch die eingangs (Abschnitt 1) beschriebenen Reaktionen erzeugten positiven und negativen Pionen werden in allen Richtungen, allerdings nicht mit gleicher Wahrscheinlichkeit, und in einem breiten Energie- und Impulsbereich emittiert. Gewünscht ist jedoch, dass am Ende des Strahlsystems ein Strahl mit möglichst schmaler Impulsunschärfe, kleiner Divergenz und kleinem Strahlfleck für das Experiment zur Verfügung steht. Die Kunst des Strahloptikers besteht darin, die fokussierenden Quadrupolmagnete, die Linsen, und die ablenkenden Dipolmagnete, die Prismen, sowie die Fleck- und Impulsband begrenzenden Kollimatoren, die Blenden, so zu optimieren, dass immer noch genügend Intensität übrig bleibt. Im Gegensatz zur Lichtoptik dürfen die Strahlwege nicht allzu lang sein, denn Pionen zerfallen entlang der Bahn, und dies umso häufiger, je langsamer sie sind. Myonen hingegen entstehen erst durch Pion-Zerfall, d. h. es bedarf meist einer genügend langen Zerfallsstrecke vor oder in dem eigentlichen optischen System.

Die Transmission eines Strahls ist gegeben durch die Emittanz, dem Produkt aus räumlicher Ausdehnung und Divergenz in den zur Flugrichtung (z) transversalen Koordinaten x und y bzw. $x' \equiv dx/dz$ und $y' \equiv dy/dz$ gemessen in $mm^2\ mrad^2$, sowie der Halbwertsbreite des akzeptierten Impulsbands Δp. Im strahloptischen System kann die Emittanz nicht vergrössert werden.

In Tab. 3.1 sind die Eigenschaften einiger existierender Sekundärstrahlen zusammengestellt, ohne Anspruch auf Vollständigkeit, denn im Laufe der Jahre haben verschiedene Strahlen ihre Zweckbestimmung und ihren Aufbau geändert. Abb. 3.1 gibt eine Übersicht über die Anordnung der Strahlelemente. Als Bei-

spiel wird der sogenannte πE1-Strahl etwas näher diskutiert. Die am Ende dieses Strahls gemessenen Raten zeigt Abb. 3.2. Die Strahloptik übernimmt die Pionen und Myonen vom dicken Target E unter 10° relativ zum Proton-Strahl. Die ersten fokussierenden Elemente sind halbe Quadrupole, was erlaubt, sie näher zum Target aufzustellen und den akzeptierten Raumwinkel zu vergrössern. Diese teilt sich der πE1-Strahl mit dem benachbarten μE1-Strahl. In Vorwärtsrichtung ist die Pion-Ausbeute am grössten, der πE1-Strahl liefert daher für höhere Impulse die höchste Intensität. Drei Ablenkmagnete, jeweils zwischen Quadrupoldubletts, kombiniert mit entsprechenden Spaltblenden, definieren das akzeptierte Impulsband. Die maximale Rate findet man bei einem Impuls von 250 MeV/c, gegen tiefere Impulse nimmt die Rate ab, weil mehr Pionen zerfallen, gegen höhere Impulse nimmt die Pion-Produktionsrate im Target ab. Die Ausbeute an negativen Pionen ist etwa eine Grössenordnung kleiner als die der positiven, weil sie, wie im Abschnitt 1 erwähnt, nur via Reaktionen am Neutron erzeugt werden. Ausser Pionen enthält der Strahl auch Myonen (typisch wenige Prozent) und Elektronen oder Positronen. Letztere entstehen durch Konversion der vom π^0-Zerfall stammenden Photonen im Target in Elektron-Positron-Paare. Da Elektronen im Gegensatz zu Pionen nicht zerfallen, ist diese Verunreinigung besonders bei kleinen Impulsen erheblich. Durch den Einbau von elektrostatischen Separatoren (Ablenkung im elektrischen Feld), wie dies z. B. in den in der Tabelle aufgeführten Strahlen πM1 und πE3 der Fall ist, kann diese Komponente unterdrückt werden.

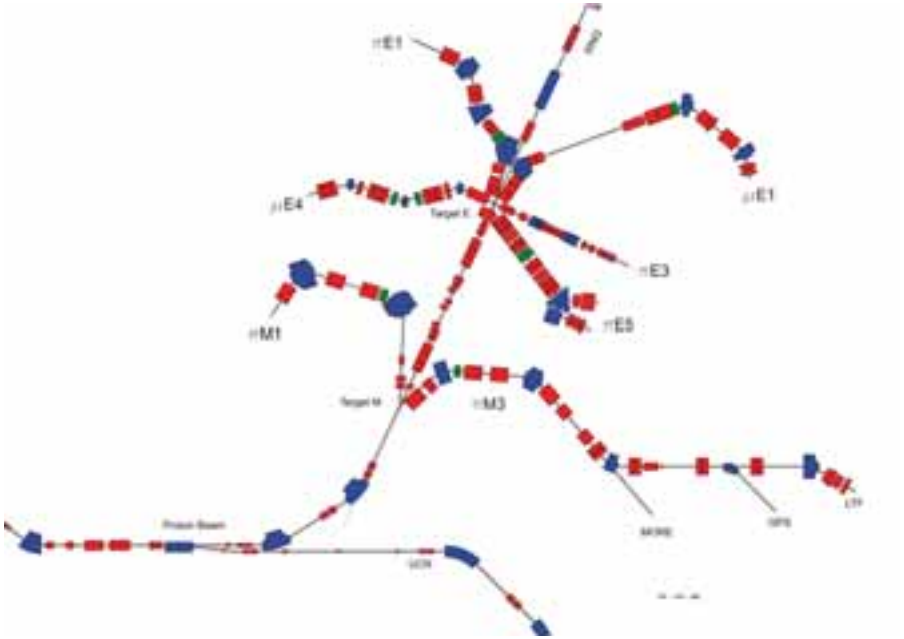


Abb. 3.1. Elemente der sekundären Pion- und Myon-Strahlen: rot – Quadrupolmagnete, blau – Dipolmagnete, schwarz – elektrostatischer Separator, grün – Kollimatoren.

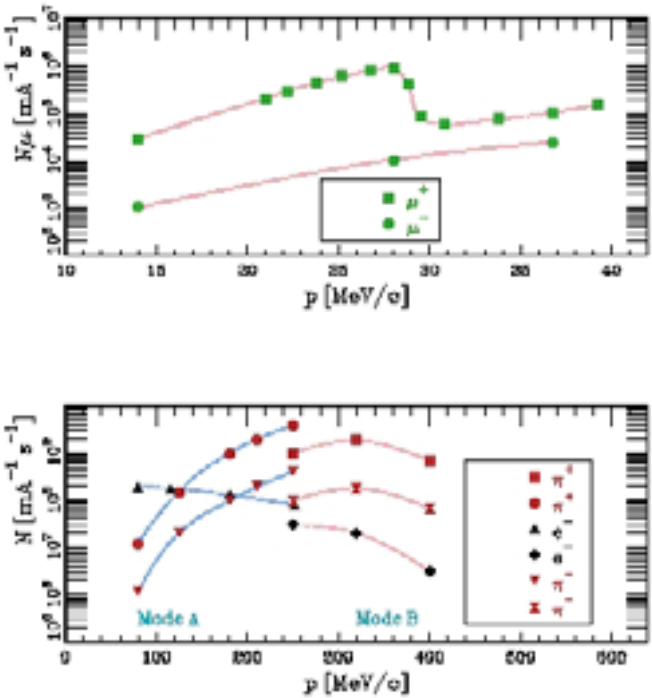


Abb. 3.2. Teilchenfluss pro Sekunde und pro mA primärer Protonenstrom am Ende der πE1-Strahllinie in Funktion des Teilchenimpulses [MeV/c]. Oberes Diagramm: Myon-Raten; die Stufe bei etwa 28 MeV/c ist auf die im Text erwähnten Oberflächenmyonen zurückzuführen. Unteres Diagramm: Pion-Raten; hier bedingt die Strahloptik für höhere Impulse eine etwas andere Einstellung der Magnetströme, was den Bruch in den Kurven bei 250 MeV/c erklärt.

Tab. 3.1. Typische Parameter für einige der am PSI vorhandenen Pion- und Myon-Strahlen. [a] Angaben für 28 MeV/c; [b] msr = Millisteradian.

	π**E1**		π**E3**	π**M1**	μ**E1**	μ**E4**
Impulsbereich [MeV/c]	100-250	250-400	50-250	150-450	85-125	20-35
Impulsband [%]	7.8	8	8	2.9	3	15
Raumwinkel [msr][b]	32	16	16	6	64	135
Strahlfleck [mm^2]	10 x 12		15 x 30	15 x 10	39 x 25	70 x 35
Länge [m]	16		13	21	26	19
Einschusswinkel	10°		90°	23°	10°	90°
Raten [10^7 (s *mA*)$^{-1}$]						
π^+	1.1-390	82-180	0.28-189	0.38-16		
π^-	0.13-44	9.5-17	0.10-35	0.05-1.4		
μ^+	0.08[a]		5.9[a]		24-48	37[a]
μ^-					3-6	

Alle Myonen, die das Ende des Strahlsystems erreichen, stammen aus dem Zerfall

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}).$$

Für ein ruhendes Pion ergibt sich der Impuls des Myons zu

$$p_{\mu} c = (m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2) c^2 / 2 m_{\pi} = 29.8 \text{ MeV}.$$

Die positiven Myonen, die das in Abb. 3.2 erkennbare Maximum der Myon-Ausbeute bei einem Impuls von etwa 28 MeV/c erzeugen, stammen aus dem Zerfall von sehr niederenergetischen Pionen, die bereits im Produktionstarget ihre gesamte Energie verlieren und in der Nähe des Targetrands zerfallen, was den Myonen erlaubt, das Target zu verlassen. Die Entdeckung dieses Phänomens geht auf T. Bowen zurück (Pfifer et al., 1976), der am 184-Inch-Synchrozyklotron in Berkeley erstmals einen solchen Strahl von Oberflächenmyonen realisierte. Da negative Myonen von den Atomkernen absorbiert werden, tritt dieses Maximum für negative Myonen nicht auf. Der niedrige Impuls erlaubt keine Vakuumfenster zwischen Primär- und Sekundärstrahl. Eine moderne Variante ist der neue μE4-Strahl, dessen Eigenschaften in Tab. 3.1 angegeben sind (Prokscha, 2006). Niederenergetische Myonen sind besonders für Anwendungen in der Materialforschung (s. Abschnitt 6.3) und für seltene μ^+-Zerfälle gefragt.

Myon-Strahlen mit variablem Impuls und positiver oder negativer Ladung enthalten in der Regel einen ersten Pionenteil, der die Pionen sammelt und sie in ein längeres Zerfallsvolumen überführt, und einen Myonenteil, der die Zerfallsprodukte filtert und fokussiert. In der Regel werden jene Myonen eingesammelt, die beim Zerfall im Ruhesystem des Pions rückwärts zur Flugrichtung des Pions emittiert werden. Im Laborsystem finden sich diese Myonen in einem Vorwärtskegel um die Pion-Richtung, allerdings mit wesentlich tieferem Impuls. Für eine exakt parallele Emission ergibt sich der Pion-Impuls im Laborsystem aus der Lorentz-Transformation (s. hierzu Abschnitt 8) zu

$$p_{\mu}^{\text{Lab}} = \gamma_{\pi}\, p_{\mu} (\beta_{\pi} / \beta_{\mu} \pm 1), \quad (\gamma_{\pi} = 1/\sqrt{1-\beta_{\pi}^2},\ p_{\mu} = 29.8 \text{ MeV / c})$$

mit minus für die Rückwärts- und plus für die Vorwärtsrichtung im Ruhesystem des Pions. β_{π} und β_{μ} (= 0.271) sind die Geschwindigkeiten des Pions im Laborsystem bzw. des Myons im Ruhesystem des Pions (in Einheiten von *c*). Für einen Pion-Impuls von 220 MeV/c ergibt sich mit β_{π} = 0.84 (γ_{π} = 1.87) *p* = 117 MeV/c. Im Myonteil eines Strahls ergibt sich die grösste Ausbeute für eine Optimierung der Strahloptik für einen Impuls von etwa 125 MeV/c. Das Zerfallsvolumen des in der Tab. 3.1 aufgeführten Myon-Strahls μE1 ist von einer 8 m langen supraleitenden Spule (Solenoid) umgeben mit einem Magnetfeld entlang der Achse von 5 Tesla. Dieses Feld sorgt dafür, dass auch die Myonen, deren Emissionsrichtung von der Pion-Richtung leicht abweicht, nicht verloren gehen. Für ein Pion ist die Zerfallslänge gegeben durch

$$\mathbf{l} = \beta_{\pi} \gamma_{\pi} \tau c; \text{ mit } \tau = 26 \text{ ns},$$

was ℓ = 12 m für 220 MeV/c ergibt. Im Solenoid zerfallen also 52% aller Pionen.

Beim Pion-Zerfall (s. auch Abschnitt 4.2) ist der Spin des positiven (negativen) Myons immer parallel (antiparallel) zum Impuls im Ruhesystem des Pions. Für ein in Rückwärtsrichtung emittiertes Myon ist der Spin dann antiparallel (parallel) zur Pion-Richtung. Myon-Strahlen weisen daher einen hohen Polarisationsgrad, meist oberhalb von 75% auf.

3.2 Spektrometer

Schon in der Planungsphase für die ersten Experimente am PSI bildeten sich Kollaborationen, die aufwändige, vielseitig einsetzbare Spektrometer gemeinsam entwickelten, um eine bestimmte Klasse von Reaktionen zu untersuchen.

Zwei magnetische Spektrometer für den Nachweis geladener Teilchen und ein aus einer grossen Zahl von Kristallen bestehender Detektor für Photonen werden hier kurz vorgestellt. Bei der Beschreibung individueller Experimente in den folgenden Abschnitten wird man weiteren begegnen.

Um einzelne angeregte Zustände von Kernen sauber in Streuexperimenten mit Pionen trennen zu können, wie es Abb. 3.4 zeigt, bedurfte es eines magnetischen Spektrometers mit hoher Impulsauflösung und genügend grosser Akzeptanz. Das SUSI-Spektrometer (Abb. 3.3) bildete mit dem passend ausgelegten πM1-Strahl (Tab. 3.1) eine Einheit (Albanese, 1979). Der πM1-Strahl akzeptierte Pionen vom dünnen Target unter 22.5° zum Proton-Strahl. In der Mitte des symmetrischen Strahls mit in jeder Hälfte einem Dipol und zwei Quadrupoldubletts befindet sich eine Ebene maximaler Dispersion (7 cm pro % $\Delta p/p$). Hier wird in einer Vieldrahtproportionalkammer die Position der Pionen gemessen mit einer Ortsauflösung von ±1 mm, entsprechend einer Impulsauflösung von $3 \cdot 10^{-4}$ (FWHM)[5]. Der Strahl wird auf einen Strahlfleck von $9 \cdot 7$ mm^2 am Streutarget fokussiert. Im eigentlichen Spektrometer, das auf Luftkissen um das Target rotieren kann, werden die gestreuten Pionen in der Vertikalen abgelenkt. Diese Anordnung liess Raum für einen zweiten Arm für Koinzidenzexperimente. Je zwei weitere Vieldrahtproportionalkammern vor und nach den beiden Dipolmagneten, die die gestreuten Pionen nach ihren Impulsen trennen, vermessen die Bahn. Die vorletzte Kammer befindet sich in der Fokalebene, die um 35° zur Polschuhkante gedreht ist. Die Dispersion ist hier 5.5% pro cm. Der Strahl akzeptiert ein Impulsband von 2.9% im Bereich 150–450 MeV/c, das Spektrometer ein solches von 35%, beginnend mit 100 MeV/c. Um den hohen Protonenuntergrund zu unterdrücken, der mit positiven Pionen auftritt, wurde ein elektrostatischer Separator in die erste Strahlhälfte eingebaut. Als Beispiel für einen typischen Datensatz zeigt Abb. 3.4 das Energiespektrum an einem ^{13}C-Target gestreuter Pionen.

Im Abschnitt 5.1 wird ein zweites Pion-Spektrometer, das am intensiveren πE3-Strahl betrieben wurde, das *Low Energy Pion Spectrometer* (LEPS), kurz beschrieben (Abb. 5.1). Sein Konstruktionsprinzip ähnelt dem des SUSI-Spektrometers (Joram, 1995).

Insbesondere für die Untersuchung der Pion- und Myon-Zerfälle sind weitere magnetische Spektrometer für die geladenen Zerfallsprodukte entwickelt worden,

[5] FWHM = *full width at half maximum* = Halbwertsbreite einer statistischen Verteilung.

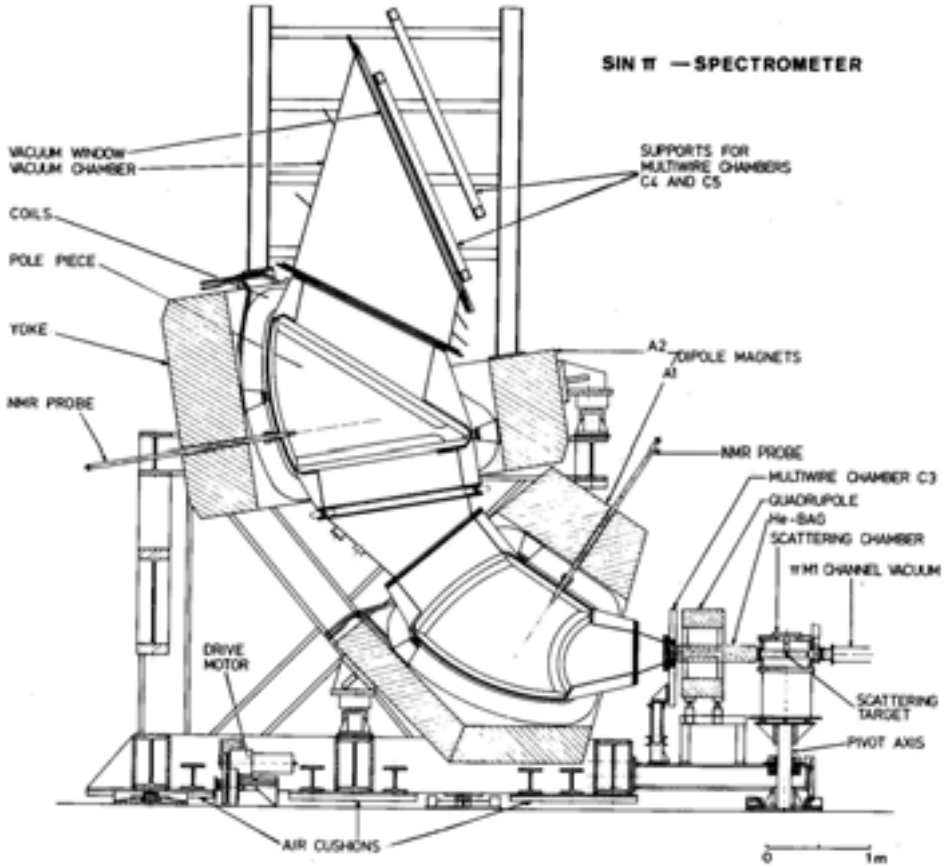


Abb. 3.3. Das SUSI-Pion-Spektrometer bestehend aus zwei vertikal ablenkenden Dipolmagneten und einem fokussierenden Quadrupol am Eingang. Der Pion-Strahl trifft in der Streukammer auf das Target. Die Vieldrahtproportionalkammern C3, C4 und C5 vermessen die Bahn des gestreuten Pions. C4 befindet sich in der Fokalebene, die gegenüber der Polschuhkante um 35° gedreht ist (ALBANESE, 1979).

die neue Detektorkonzepte erforderten. Wegen der sehr kleinen Ereignisraten war, im Gegensatz zu den hier beschriebenen, die Notwendigkeit, möglichst den gesamten Raumwinkel abzudecken, ein wichtiges Designkriterium. Zu erwähnen sind hier insbesondere die beiden Spektrometer der SINDRUM-Kollaboration, die in den Abschnitten 4.4 und 4.5 beschrieben werden. Einen grossen Raumwinkelbereich abzudecken war auch wichtig für das LADS-Spektrometer (Abb. 6.6), das gebaut wurde, um die komplizierten Endzustände mit mehreren Teilchen, die sich bei der Pion-Absorption an Kernen ergeben, möglichst vollständig zu erfassen.

Ebenfalls zumeist der Untersuchung von Zerfällen dienten diverse, aus vielen individuellen Elementen zusammengesetzte grossflächige Photondetektoren.

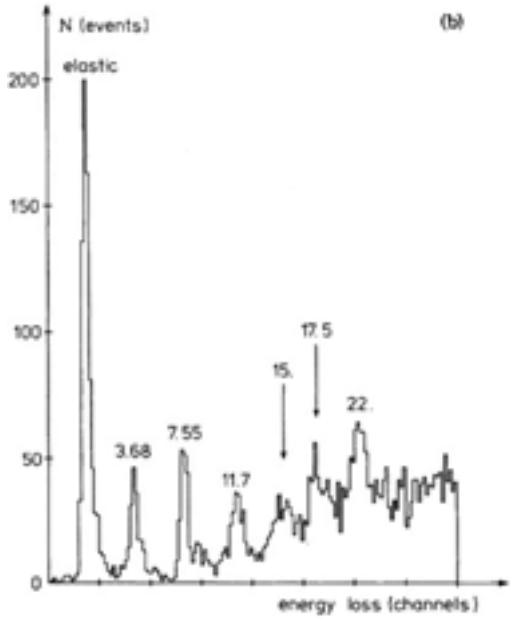


Abb. 3.4. Das Energiespektrum von 180 MeV π^+, die an einem ^{13}C Target unter einem Winkel von 81° gestreut wurden. Erkennbar ist das Maximum von der elastischen Streuung und die inelastische Streuung, die den Kern in verschiedenen angeregten Zuständen zurücklässt, deren Anregungsenergie (in MeV) gegeben ist (SCHWARZ, 1979).

Als Basiselemente kamen verschiedene transparente Kristalle aus Materialien mit kurzer Strahlungslänge (X_0) in Frage. Diese Grösse charakterisiert die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert, bzw. ein Elektron einem Bremsstrahlungsprozess unterliegt. Sie bestimmt also die longitudinale und die transversale Ausdehnung des Schauers von Elektronen und Photonen, den das einfallende Photon oder Elektron im Kristall auslöst. Verwendet werden Kristalle aus Wismutgermanat (BGO = $(Bi_2O_3)_2\,(GeO_2)_3$, Dichte 7.1 g/cm^3, X_0 = 1.1 cm), Natriumjodid (NaI, Dichte 3.7 g/cm^3, X_0 = 2.6 cm) und Cäsiumjodid (CsI, Dichte 4.5 g/cm^3, X_0 = 1.9 cm), gekoppelt an Photovervielfacherröhren, deren Kathodenmaterial eine hohe Photoelektronausbeute für das im Kristall entstehende Licht besitzen. Wichtig für die Kristallwahl sind auch die Lichtausbeute, die Transparenz, die Abklingzeit der Signale und die Alterungseigenschaften, sowie die Möglichkeit, grosse Kristalle kostengünstig und reproduzierbar zu züchten. Um den ganzen elektromagnetischen Schauer innerhalb des Kristalls zu behalten, ist eine Dicke von 12 Strahlungslängen oder mehr notwendig.

Die typischen Eigenschaften eines modularen NaI-Photondetektors illustriert der aus 64 Einheiten bestehende quadratische Block (50.4 x 50.4 cm^2) von 40.6 cm Dicke (= 16 X_0), der in Abb. 3.7 skizziert ist (BAY, 1988). Die gemessene Auflösung für die 129-MeV-Photonlinie der Reaktion $\pi^- p \to n\gamma$ betrug 6% FWHM. Der

Detektor wurde in verschiedenen Experimenten verwendet. Mit zwei sechseckigen Matrizen von je 66, ebenfalls sechseckigen BGO-Kristallen von 20 cm Dicke ($\equiv 18\ X_0$) und 11 cm Durchmesser wurde eine Auflösung von 3.4% (FWHM) für Elektronen von 90 MeV erreicht (CZAPEK, 1993). Abb. 4.6 zeigt die gleichen Elemente in anderer Anordnung.

Eine originelle und effiziente Lösung für das topologische Problem, aus CsI-Kristallen eine Kugel zu formen, wurde von der PIBETA-Kollaboration gefunden (FRLEZ, 2004). Die Abbildungen 3.5 und 3.6 zeigen den experimentellen Aufbau, die Detektorgeometrie und ein typisches Messresultat. Um die beiden Photonen vom Zerfall des neutralen Pions im sehr seltenen Zerfall $\pi^+ \to \pi^0\, e^+\nu_e$ möglichst effizient nachzuweisen, war es notwendig, den Raumwinkel mit Ausnahme der Strahlachse vollständig abzudecken, die Position der Photonen bestimmen zu können und eine gute Zeitauflösung zu erreichen. Da bei reinem CsI das Maximum der Lichtemission bei einer Wellenlänge von 310 nm liegt, mussten spezielle Photoröhren mit Quarzfenstern verwendet werden. Mit diesem Detektor, der 77% des gesamten Raumwinkels mit nahezu voller Effizienz abdeckte, wurden eine Energieauflösung $\Delta E/E$ = 12.8% für die 69.8-MeV-Positronen vom Zerfall $\pi^+ \to e^+\nu_e$, eine Zeitauflösung von 2 ns und eine Winkelauflösung von 2° erreicht.

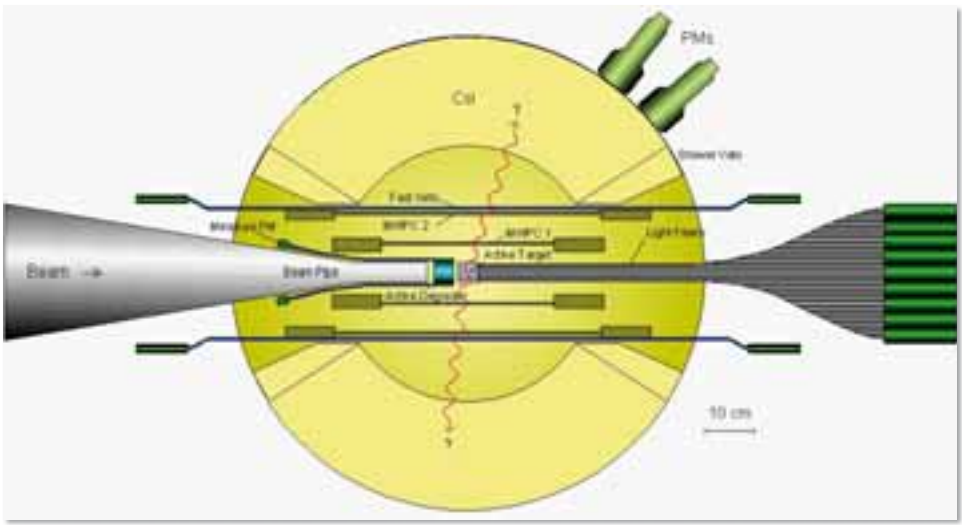


Abb. 3.5. PIBETA-Spektrometer: Das zentrale Element dieses Multiphoton-Detektors ist eine aus 240 Elementen bestehende, nahezu den gesamten Raumwinkel (ausser dem Ein- und Austrittsfenster für den Strahl) abdeckende Kristallkugel. Die einzelnen Elemente (s. auch Abb. 3.6) sind reine CsI-Kristalle. Der Pion-Strahl kommt von links, wird in einem aktiven Abbremsklotz (*Degrader,* aus szintillierendem Material) genügend abgebremst, dass er in dem ebenfalls aus aktiven Elementen bestehenden Target zur Ruhe kommt. Zwei zylindrische Vieldrahtproportionalkammern (MWPC1/2) umgeben das Target ebenso wie ein Zylinder aus Szintillatoren, die als Veto gegen geladene Teilchen dienen. Zwei der 240 Photoröhren, die das Licht des im CsI-Kristall von den Photonen erzeugten Schauers registrieren, sind gezeigt (PMs) (FRLEZ, 2004).

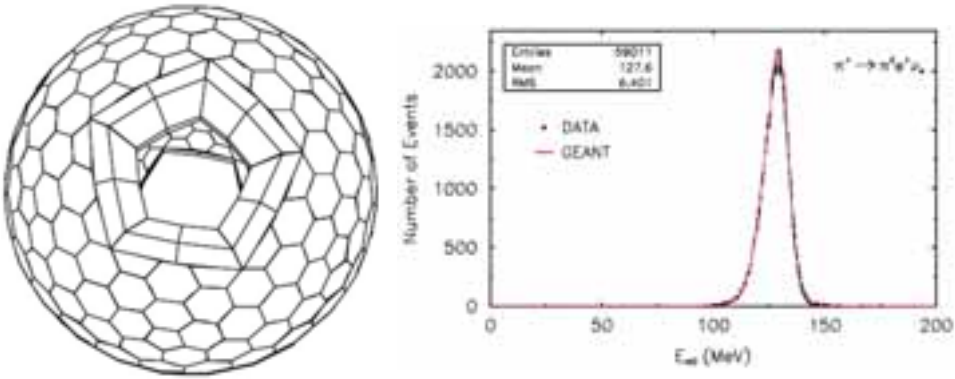


Abb. 3.6. PIBETA-Spektrometer. Linkes Bild: Geometrische Anordnung der verschieden geschliffenen CsI-Kristalle zu einer Kugel mit Ein- und Austrittsfenster für den Strahl. Rechtes Bild: Die aus den Energien der beiden Photonen vom π^0-Zerfall und deren Öffnungswinkel rekonstruierte Masse des π^0-Mesons im seltenen Zerfall $\pi^+ \rightarrow \pi^0\, e^+\nu_e$ (FRLEZ, 2004).

Die beste Energieauflösung für Photonenergien um 100 MeV wurde mit einem Paarspektrometer erreicht. Nach Konversion der Photonen in ein Elektron-Positron-Paar wird die Photonenergie aus den Impulsen des Paares errechnet, die in einem magnetischen Spektrometer gemessen werden. Das verwendete magnetische Spektrometer mit einer grossen Raumwinkelakzeptanz ist in Abb. 3.7 gezeigt. In der Paarspektrometer-Version (ALDER, 1979) hatte dieses Instrument eine Energieauflösung von 720 keV (FWHM) bei 129.4 MeV (s. dazu Abb. 5.5 im Abschnitt 5.2 (GABIOUD, 1984)). Die hohe Auflösung ging allerdings auf Kosten der Akzeptanz. Mit Gold von 3% Strahlungslänge Dicke als Konverter betrug diese $2.7 \cdot 10^{-5}$.

3.3 Targets

Es ist nahezu unmöglich, einen einigermassen vollständigen Überblick über die in den verschiedenen Klassen von Experimenten verwendeten Targets zu geben, die Anforderungen sind zu vielfältig. Gasförmig, flüssig, fest, kristallin, amorph, ultrarein, isotopenrein, aktiv, hauchdünn, leicht erhältlich, extrem selten und teuer, magnetisierbar, polarisierbar usw. sind sie den Teilchenstrahlen ausgesetzt worden. Unter ihnen bilden die häufigsten in Streuexperimenten eingesetzten Wasserstoff- und Deuterium-Targets eine besondere Klasse, die quasi als Infrastrukturbeitrag den Experimentatoren zur Verfügung gestellt wurden. In Abb. 3.8 ist der Aufbau eines Flüssig-Wasserstoff-Targets gezeigt, wie es typisch in Experimenten der Pion-Proton-, Pion-Deuterium- oder Proton-Proton-Streuung verwendet wurde. Wichtig für die Konstruktion ist es, dass der Strahl durch möglichst dünne Fenster ein- und austreten kann, dass trotzdem die Betriebssicherheit gewährleistet ist und dass die Targetdichte konstant gehalten werden kann, was für Messungen absoluter Wirkungsquerschnitte bedeutend ist. Eine technische Lösung für diese Probleme ist in der Abbildung beschrieben.

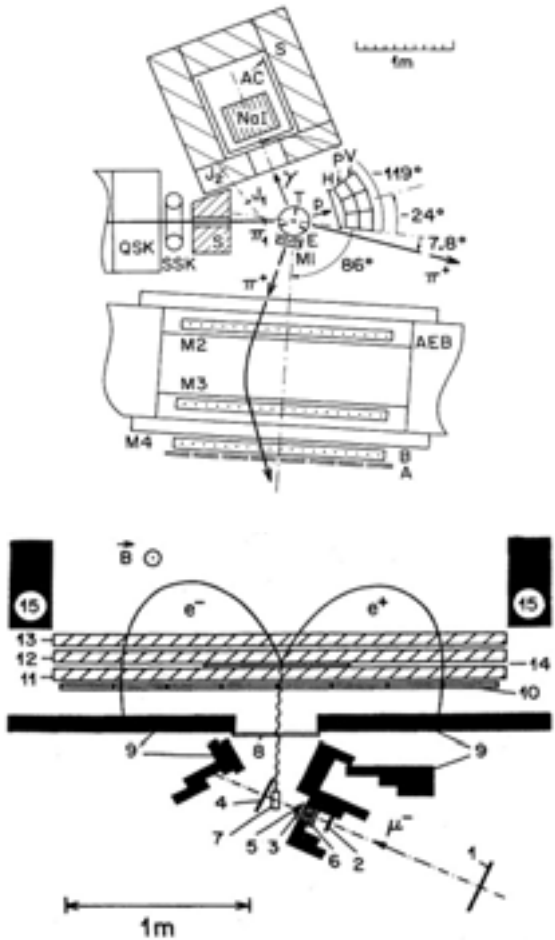


Abb. 3.7. Oberes Bild: Magnetisches Spektrometer mit grosser Raumwinkelakzeptanz, eingesetzt in einem Experiment zur Messung der Reaktion $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \gamma$ an einem polarisierten Proton-Target (Bosshard, 1991). Das Photon wurde in einer Matrix von NaI-Kristallen (Bay, 1988), das gestreute Pion in dem magnetischen Spektrometer mit den Vieldrahtproportionalkammern (M1, M2, M3, M4) und das Proton in den Szintillatorblöcken (P, V), das einfallende Pion im Zähler π_1 registriert. J_1, J_2, E, H, AC, A, B sind weitere Szintillationszähler für verschiedene Zwecke, z. B. AC dient als Veto für geladene Teilchen. Das Magnetfeld des polarisierten Targets (T) lenkt den einfallenden Pion-Strahl ab.
Unteres Bild: Das gleiche magnetische Spektrometer eingesetzt als Paarspektrometer in einem Experiment zur Messung der Reaktion $(\mu^-, \gamma\nu_\mu)$ an Kernen: 1–5, 8, 10 Szintillationszähler, 6 Abbrems-Klotz, 7 Target, 9 Bleiabschirmung, 11–13 Vieldrahtproportionalkammern (M2-M4 im oberen Bild), 14 Gold-Konverterfolie, 15 Magnetjoch. Der grosse Magnet (AEB) des Spektrometers hat ein aktives Volumen von 250 x 65 x 52 cm^3, wiegt 110 t und erlaubt ein maximales Feld von 11.2 Tesla. Jede Kammer hat drei aktive Ebenen mit je 1060 Drähten, mit Orientierungen ±30°, 0° relativ zum Lot und einer Fäche von 212 x 48 cm^2 (Alder, 1979).

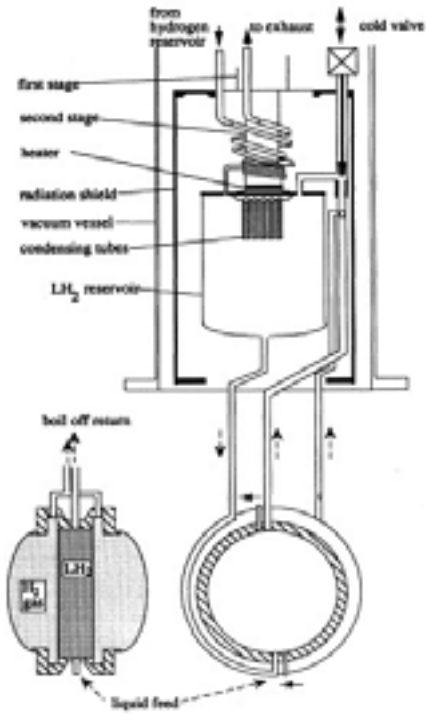


Abb. 3.8. Schnitt durch ein Flüssig-Wasserstoff-Target quer zur Strahlrichtung (JORAM, 1995). Der Pion-Strahl passiert die beiden nach aussen gewölbten Mylar-Fenster (Dicke 130 μm), die das Gasvolumen begrenzen, und zwei weitere Mylar-Folien (30 μm), die das eigentliche Targetvolumen mit dem flüssigen Wasserstoff begrenzen. Die drei Zellen sind miteinander verbunden und bilden mit den beiden Kühlelementen (80 K, 34 W bzw. 20 K, 10 W) einen geschlossenen Kreislauf. Die Leistung des zweiten Kühlelements kann durch die kleine Heizspule so reguliert werden, dass der Dampfdruck und damit die Dichte innerhalb von 0.5% konstant gehalten werden können. Der obere Teil des Targets befindet sich in einem Vakuumbehälter mit innerem Hitzeschild. Wenn das kalte Ventil in der Rückleitung geschlossen wird, verdrängt das Gas die Flüssigkeit, und es können Untergrundmessungen mit leerem Target gemacht werden.

Pionierleistungen sind am PSI auch im Bereich der polarisierten Targets erbracht worden. Das Funktionsprinzip eines polarisierten Targets zeigt Abb. 3.9. Das Targetmaterial, häufig kleine Kugeln (1–2 mm Durchmesser) aus gefrorenem Butanol (C_4H_9OH), wird mit flüssigem ^{3}He auf 0.5 K oder tiefer gekühlt. Das gesamte Targetvolumen von typisch 8 cm^3 befindet sich in einer Kupferkavität in einem Feld eines supraleitenden Magneten von 2.5 Tesla. Die im Butanol enthaltenen Wasserstoffkerne werden durch Einstrahlen einer geeigneten Mikrowellen-Frequenz (70.58 bzw. 70.2 GHz) dynamisch polarisiert. Es werden so Polarisationsgrade von 60% und mehr erreicht. Abb. 3.9 zeigt ein solches Target, wie es zum Beispiel in der in Abb. 3.7 wiedergegebenen experimentellen Anordnung benützt wurde. Es existieren auch andere Targets mit höheren Feldern (bis 5 Tesla

Abb. 3.9. Linkes Bild: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines polarisierten Targets (s. auch Beschreibung im Text). Rechtes Bild: Polarisiertes Szintillator-Target; das von den Strahlteilchen erzeugte Licht wird durch den Quarzlichtleiter zu einer Photoröhre geführt. Mittleres Bild: Kryostat des polarisierten Szintillator-Targets (VanDenBrandt, 2000).

mit 6 cm^3 und Temperaturen bis 50 mK), horizontalen und vertikalen Feldrichtungen, und grösseren Volumina (100 cm^3 bei 0.8 Tesla), sowie anderen Targetmaterialien wie Deuterium, ^{6}Li und ^{7}Li, ^{15}N und ^{19}F. Eine interessante Entwicklung ist die Möglichkeit, ein polarisiertes Target aus Szintillator-Material herzustellen (VanDenBrandt, 2000), wie in Abb. 3.9 gezeigt.

4 TEILCHENPHYSIK: ELEKTROSCHWACHE WECHSELWIRKUNGEN

4.1 Einleitung

Die Entwicklung des Standard-Modells der Teilchenphysik[6] wurde insbesondere im Bereich der schwachen Wechselwirkung entscheidend beeinflusst von den Versuchen, die experimentellen Befunde zu den Pion- und Myon-Zerfällen in einem theoretischen Ansatz befriedigend zu erklären. Der Zerfall des negativen Myons in ein Elektron, Elektron-Antineutrino und ein Myon-Neutrino ist wie der des positiven Myons in die entsprechenden Antiteilchen ein rein leptonischer Prozess, frei von allen Komplikationen, die auch stark wechselwirkende Hadronen mit sich bringen. Er ist deshalb besonders gut geeignet, sowohl die Kopplungsstärke zu bestimmen als auch die Struktur der Wechselwirkung aufzuklären. Die Zerfalls-

[6] Die meisten der in diesem Abschnitt auftauchenden Begriffe, wie z. B. Feynman-Diagramme, W-Bosonen, Leptonen, Hadronen, Paritäts-Transformation, linkshändig, rechtshändig, Erhaltungssätze usw., sind im Abschnitt 8 kurz erklärt.

kette Pion-Myon-Elektron hat insbesondere bei dem ersten Nachweis, dass die schwachen Wechselwirkungen unter der Paritäts-Transformation nicht invariant sind, eine wichtige Rolle gespielt. Als am PSI die Experimente begannen, war vieles schon geklärt. Trotzdem ist es in mehreren, äusserst aufwendigen Experimenten gelungen, die Präzision um Grössenordnungen zu verbessern, die Grenzen des Modells immer schärfer zu bestimmen, bzw. den Spielraum für zum Standard-Modell alternative oder dieses erweiternde Ansätze einzuschränken. Dies werden die folgenden Abschnitte zeigen.

Ein qualitatives Verständnis einiger grundlegender Begriffe kann eine Betrachtung der Feynman-Diagramme (Abb. 4.1) und der Kinematik (Abb. 4.2) des Pion- und Myon-Zerfalls vermitteln. In beiden Fällen wird der Zerfall durch den Austausch eines virtuellen W-Bosons möglich. Mit dessen Masse von 80 GeV/c^2 erlaubt die Heisenberg'sche Unschärferelation nur die Existenz während $8 \cdot 10^{-27}$ s oder selbst mit Lichtgeschwindigkeit höchstens eine Reichweite von $1.6 \cdot 10^{-18}$ m. Man kann daher durchaus von einer Kontaktwechselwirkung sprechen, wie es das dem Standard-Modell vorausgehende Modell der schwachen Wechselwirkung Enrico Fermi's tat, mit der Kopplungskonstanten G_F (F für Fermi) als Mass für deren Stärke.

Myon und Myon-Antineutrino bzw. Elektron und Elektron-Antineutrino haben beim Pion-Zerfall entgegengesetzte Richtung in einem System, in dem das Pion ruht. Da das Standard-Modell nur linkshändige Neutrini und rechtshändige Antineutrini erlaubt, was bereits die Nichterhaltung der Parität impliziert, sind daher die Richtung der Myon (Elektron)- und Antineutrino-Spins ebenfalls fixiert. Es entsteht ein rechtshändiges Myon oder Elektron mit einem Impuls von 29.8 bzw. 69.8 MeV/c und Spin parallel zum Impuls. Das Elektron bewegt sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit ($v = 0.999973c$), das Myon relativ langsam ($v = 0.271c$). Für Leptonen mit Geschwindigkeit c, wie z. B. die praktisch masselosen Neutrini, ist nur Linkshändigkeit erlaubt, für massive Teilchen nimmt der Anteil der *falschen* Händigkeit mit der Abweichung von der Lichtgeschwindigkeit zu. Dies bevorzugt

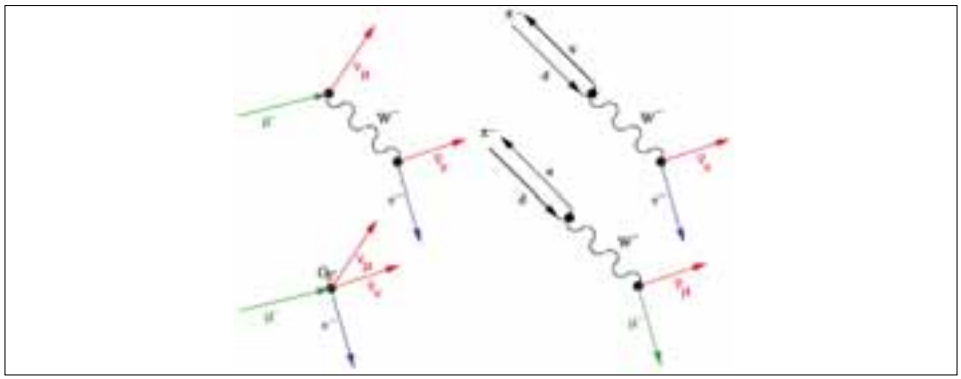


Abb. 4.1. Pion- und Myon-Zerfall. Links: Feynman-Diagramm mit W^--Boson-Austausch für den Zerfall $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \overline{\nu}_e$ und kontrahiert zur Fermi-Kontaktwechselwirkung. Rechts: Feynman-Diagramme mit W^--Boson-Austausch für die Zerfälle $\pi^- \rightarrow e^- \overline{\nu}_e$ und $\pi^- \rightarrow \mu^- \overline{\nu}_\mu$.

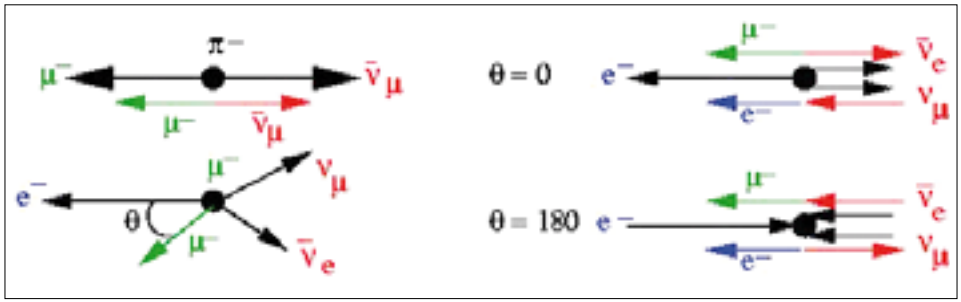


Abb. 4.2. Kinematik des Pion- und Myon-Zerfalls. Die schwarzen Pfeile markieren den Impuls, die farbigen Pfeile den Spin des Teilchens. Im rechten Bild sind zwei Möglichkeiten der Orientierung des Elektron-Impulsvektors relativ zum Myonspin verglichen, jeweils für den Fall maximaler Elektronenergie.

den Zerfall in ein Myon und Neutrino und unterdrückt den Zerfall in ein Elektron und ein Neutrino, obwohl letzterer aus rein kinematischen Gründen – es steht mehr Zerfallsenergie zur Verfügung – bevorzugt wäre. Das gemessene Verhältnis von etwa 1:10 000 (s. Abschnitt 4.2) fand so seine befriedigende Erklärung.

Ähnliche Überlegungen führen zum Schluss, dass beim Myon-Zerfall die Situation, wo der Spin des Elektrons parallel zum Impuls ist (rechtshändig) gegenüber jener, wo der Spin antiparallel zum Impuls ist (linkshändig), unterdrückt ist. In Abb. 4.2 ist dies an Hand der Situation, bei der das Elektron maximale Energie hat, illustriert. Da in einem Strahl, der Myonen aus Pion-Zerfällen sammelt, die mittlere Richtung des Myon-Spins bekannt ist, lässt sich die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Elektron-Ausbeute bezüglich des Myon-Spins beim Myon-Zerfall leicht experimentell demonstrieren, wie es dies die entsprechenden Experimente mit den ersten Hinweisen auf Verletzung der Paritätssymmetrie taten. Einfallsreich liessen die Experimentatoren die Myonen in einem Target abbremsen, das einem Magnetfeld ausgesetzt war. In diesem Magnetfeld präzedierte der Myon-Spin, und in einem ortsfesten Elektron-Detektor wurde eine entsprechende Modulation der Rate beobachtet (Abschnitt 4.3).

4.2 Pion-Zerfall

Masse, Ladung, Lebensdauer, Spin und die Verzweigungsverhältnisse in die verschiedenen Zerfallskanäle sind die primären Eigenschaften, die es für jedes Elementarteilchen zu bestimmen gilt.

Den Spin des Pions, $J_\pi = 0$, bestimmte man schon 1951 durch Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Reaktion

$$pp \leftrightarrow \pi^+ d$$

in beiden Richtungen mit einerseits einem Pion- und andererseits einem Protonstrahl. Die Genauigkeit, mit der die Masse und die Lebensdauer des geladenen Pions bekannt sind, konnte dank der Messungen an den Mesonenfabriken um eine Grössenordnung verbessert werden. Der genaueste Wert für die Masse des nega-

tiven Pions stammt wie schon frühere Werte aus der Messung der Übergangsenergie einer Röntgenlinie in einem pionischen Atom, genauer der 4.055-keV-Linie des *(5g – 4f)*-Übergangs in pionischem Stickstoff (LENZ et al., 1998). Das PSI-Experiment benützt die Zyklotronfalle (s. Abschnitt 5.1), um genügend Pionen in einem Gas-Target abzubremsen und ein Kristallspektrometer mit Silizium- oder Quarzkristallen im Reflexionsmodus für die genaue Bestimmung der Wellenlänge. Diese ist umgekehrt proportional zur Pion-Masse, die sich ergibt zu[7]

$$m_{\pi^-} = (139.57071 \pm 0.00053)\ \mathrm{MeV/c^2}\ (3.8\,\mathrm{ppm})$$

In einer längeren Serie von Experimenten haben R. Frosch und Mitarbeiter (DAUM et al., 1991; ASSAMAGAN et al., 1996) den Impuls des Myons aus dem Pion-Zerfall mit immer grösserer Genauigkeit in einem magnetischen Spektrometer bestimmt. Man kann den genauesten Wert

$$p_{\mu^+} = (29.79200 \pm 0.00011)\ \mathrm{MeV/c}\ (3.7\,\mathrm{ppm})$$

mit der gut bekannten Myon-Masse (s. Abschnitt 4.3.1) kombinieren und erhält mit der Annahme, dass die Masse des Myon-Neutrinos verschwindet, bzw. nicht grösser ist als kosmologische Schranken dies erlauben, die Pion-Masse zu

$$m_{\pi^+} = (139.57022 \pm 0.00014)\ \mathrm{MeV/c^2}\ (1.0\,\mathrm{ppm})$$

Die Massen von Teilchen (π^+) und Antiteilchen (π^-) stimmen gut überein, eine Konsequenz des *CPT*-Theorems. Letzteres besagt, dass ein physikalischer Zustand invariant bleibt, wenn nacheinander die drei Transformationen Zeitumkehr (*T*), räumliche Spiegelung (Parität, *P*) und Ladungskonjugation (Teilchen-Antiteilchen-Austausch, *C*) auf ihn angewendet werden. Alternativ kann die Annahme, dass die Masse des Myon-Neutrinos verschwindet, fallen gelassen werden, und via die kinematische Beziehung

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_{\pi^+}^2 + m_{\mu^+}^2 - 2m_{\pi^+}\sqrt{m_{\mu^+}^2 + p_{\mu^+}^2/c^2}$$

eine obere Schranke für die Neutrinomasse angegeben werden, nämlich

$$m_{\nu_\mu}^2 = (-0.016 \pm 0.023)\ (\mathrm{MeV/c^2})^2 \ \Rightarrow m_{\nu_\mu} < 0.17\ \mathrm{MeV/c^2}.$$

Der genaueste Wert für die Lebensdauer des Pions stammt aus einem TRIUMF-Experiment (NUMAO et al., 1995). Am TRIUMF-Beschleuniger ist der Abstand der Strahlpakete wegen der Beschleunigerfrequenz von 23 MHz normalerweise 43.3 ns. Indem man bereits an der Ionenquelle vier von fünf Takten unterdrückte, standen 216.5 ns, d. h. ca. acht Lebensdauern, für die exponentielle Zerfallskurve zur Verfügung. Beobachtet wurde die Myon-Ausbeute am Ende eines auf 28 MeV/c eingestellten Myon-Kanals, mit dem Resultat

$$\tau_{\pi^+} = (26.0231 \pm 0.0050\ (\mathrm{stat}) \pm 0.0084\ (\mathrm{syst}))\ \mathrm{ns}\ (376\,\mathrm{ppm})$$

[7] Es werden nur jeweils die Experimente mit dem genauesten Resultat zitiert. Eine vollständige Liste aller Experimente mit den dazugehörigen Mittelwerten findet sich in Ref. (YAO et al., 2006). Wenn möglich sind der statistische und der systematische Messfehler getrennt angegeben, sowie die relative Messgenauigkeit in ppm (*parts per million*) oder %.

Die Lebensdauer des neutralen Pions ist extrem kurz, $(8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17}$ s, und ist daher nur für extrem hohe Energien direkt messbar. Die genaueste Messung seiner Masse geht allerdings wiederum auf ein PSI-Experiment zurück. Gemessen wurde die Massendifferenz $m_{\pi-}$ $m_{\pi 0}$ mit der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ und sehr langsamen Pionen, die in einem Wasserstoff-Target zur Ruhe kommen. Sie bilden mit dem Proton pionische Wasserstoffatome und werden aus der untersten atomaren Bahn vom Proton absorbiert. Die entstehenden Neutronen haben nur eine kinetische Energie von 417 keV und entfernen sich daher vom Target mit einer Geschwindigkeit von 0,894 cm/ns. Aus der Flugzeit zu den zwischen 3 und 18 m entfernten Neutrondetektoren – die Ankunft des Pions startet die Uhr – lässt sich die Neutronenergie und damit die π^0-Masse relativ zur π^- Masse bestimmen:
$m_{\pi-} - m_{\pi 0} = 4.59364 \pm 0.00048$ MeV/c^2 (104 ppm) (Crawford et al., 1991).

Die Auswertung des in Abb. 4.1 gezeigten Feynman-Diagramms ergibt für die Lebensdauer den folgenden Ausdruck

$$\frac{\hbar}{\tau_\pi} = \Gamma_\pi = \frac{G_F^2 f_\pi^2}{4\pi m_\pi^3 (\hbar c)^6} |V_{ud}|^2 \sum_{l=e,\mu} m_l^2 (m_\pi^2 - m_l^2)^2 .$$

Sie ergibt sich aus der Summe der Zerfallsraten für die beiden Zerfallskanäle $\pi \rightarrow \mu\nu$ und $\pi \rightarrow e\nu$. Letzterer ist allerdings wie schon erwähnt stark unterdrückt. Die Grösse V_{ud} tritt bei allen schwachen Zerfällen und Reaktionen auf, bei denen ein Up-Quark in ein Down-Quark übergeht oder umgekehrt, z. B. auch im Neutron-β-Zerfall. Im Standard-Modell ist V_{ud} ($\approx$ 0.974-0.976) ein Element der sogenannten Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix. Die Grösse f_π ($\approx$ 0,943 m_π) wird Pion-Zerfallskonstante genannt und ist ein freier Parameter. Sie trägt der Tatsache Rechnung, dass sich die Eigenschaften der aus Quarks und Antiquarks bestehenden Hadronen nicht direkt aus den Eigenschaften der Quarks mit genügender Genauigkeit berechnen lassen.

Myon-Elektron-Universalität, d. h. die Tatsache, dass Myon und Elektron in gleicher Weise wechselwirken, wird insbesondere durch die präzise Messung des Verhältnisses der Zerfallsraten für den elektronischen und myonischen Pion-Zerfall belegt. Dieses ist abgesehen von kleineren Strahlungskorrekturen im Standard-Modell gegeben durch

$$R = \frac{\pi \rightarrow e\nu}{\pi \rightarrow \mu\nu} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \right)^2 = 1.28347 \times 10^{-4}$$

Mit einem aus 132 Wismutgermanat-Kristallen bestehenden Kalorimeter mit guter Energie- und Zeitauflösung als Positrondetektor gelang 1992 einer Gruppe der Universität Bern am PSI die bisher genaueste Messung dieser Grösse (Czapek et al., 1993):

$$R = \left[1.2346 \pm 0.0035 \text{ (stat.)} \pm 0.0036 \text{ (syst.)} \right] \times 10^{-4} \ (0.49\%)$$

Der Vergleich mit der genauesten theoretischen Rechnung inklusive aller Korrekturen

$$R = \left[1.2354 \pm 0.0002\ (\text{theor.})\right] \times 10^{-4}\ (0.016\%)$$

ergibt eine exzellente Übereinstimmung auf einem Niveau von 0.5%. Da die Rate des elektronischen Zerfalls im Standard-Modell wegen der festgelegten Händigkeit der Elektronen und Neutrini so stark unterdrückt ist, ist sie auch sehr empfindlich auf Beiträge von gewissen Klassen von Modellen, die über das Standard-Modell hinausgehen und auch rechtshändige Leptonen erlauben. Diese Modelle führen in der Regel neue massive Austauschbosonen ein. Es zeigt sich, dass bereits die erreichte Genauigkeit untere Schranken für die Massen dieser hypothetischen Bosonen im Bereich von 1 bis 2 TeV (10^{12} eV) bzw. sogar 200 TeV, je nach Modell, setzt. Es ist daher sowohl am TRIUMF wie auch am PSI ein neues Experiment geplant, das die Messgenauigkeit verbessern soll.

Auf die noch vier Grössenordnungen selteneren Zerfälle $\pi^+ \to \pi^0\, e^+\nu_e$, $\pi^+ \to e^+\, \gamma\nu_e$, $\pi^+ \to e^+\, e^-\nu_e$ wird im Abschnitt 4.4 eingegangen.

4.3 Myon-Zerfall

Im Standard-Modell ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen der Lebensdauer τ_μ bzw. der Zerfallsbreite Γ_μ des Myons und der Kopplungsstärke G_F:

$$\frac{\hbar}{\tau_\mu} = \Gamma_\mu = \frac{G_F^2 (m_\mu c^2)^5}{192\pi^3 (\hbar c)^6}(1+\varepsilon)$$

Die Messung der Lebensdauer liefert daher direkt G_F. Der gut berechenbare kleine Korrekturterm (ε = –0,44%) enthält Strahlungskorrekturen und berücksichtigt, dass Terme vom Typ $(m_e/m_\mu)^2$ vernachlässigt wurden. Die Fermi-Kopplungskonstante ist wiederum mit der Kopplungskonstante der elektroschwachen Wechselwirkung g via die Beziehung

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}(1+\Delta r);\ g^2 = \frac{4\pi\alpha}{\sin^2\theta_W},\ \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = (137.036)^{-1}$$

verbunden. Hier ist α die Feinstruktur-Konstante, M_W die Masse des W-Bosons, $\sin^2\theta_W$ = 0.231 der aus vielen Hochenergie-Experimenten bekannte Weinberg-Winkel und Δr ein Korrekturterm, dessen Berechnung und Vergleich mit dem Experiment u. a. Aussagen über die Masse des hypothetischen Higgs-Teilchens erlaubt.

In Funktion der Elektron(Positron)-Energie E_e und des Winkels θ zwischen der Elektron-Richtung und der Richtung des Myon-Spins sowie mit den Definitionen

$$E_e^{max} = \frac{(m_\mu^2 + m_e^2)c^2}{2m_\mu} \approx m_\mu c^2/2;\ x = E_e/E_e^{max};\ x_0 = m_e c^2/E_e^{max} \approx 0.01$$

ist die differentielle Zerfallsbreite für $\mu^{\pm}$ gegeben durch

$$\frac{d^2\Gamma}{dx\,d\cos\theta} = \frac{G_F^2 (m_\mu c^2)^5}{192\pi^3 (\hbar c)^6}\left[1 \pm P_\mu A(x)\cos\theta\right](3-2x)x^2;\; A(x) = \frac{2x-1}{3-2x}.$$

$P\mu$ ist der Polarisationsgrad des Myon-Strahls. Die Formel zeigt explizit die Abhängigkeit der Ausbeute von cosθ und auch, dass die Asymmetrie *A(x)* bezüglich des Spins am grössten für maximale Elektron-Energie (x = 1) wird, wie es eingangs dieses Abschnitts plausibel gemacht wurde. Abb. 4.3 zeigt, wie das über alle Winkel integrierte differentielle Zerfallsbreite ($d\Gamma/dx \propto (3–2x)\, x^2$) und die Asymmetrie *A(x)* von der Energie abhängt.

4.3.1 Lebensdauer, magnetisches Moment und Masse

Bis in kurzer Folge 2007 zwei PSI-Experimente ihre Resultate publizierten, war die Genauigkeit, mit der die Myon-Lebensdauer bekannt ist, auf 18 ppm beschränkt. Der letzte Messwert stammte von 1984. Die Kombination der beiden PSI-Experimente, deren Detektoren sich bezüglich der potenziellen Fehlerquellen deutlich unterscheiden (s. Abb. 4.4), erlaubt zunächst eine Verbesserung um einen Faktor zwei (Chitwood et al., 2007; Barczyk et al., 2007):

$$\tau_\mu = 2.197\,013\,(24)(11)\ \mu\text{s}\ (11\,\text{ppm});\ \ 2.197\,083\,(32)(15)\ \mu\text{s}\ (15\,\text{ppm})$$

Dies ergibt die folgenden Werte für die Fermi-Konstante:

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1.166\,371\,(6)\times 10^{-5}\ \text{GeV}^{-2}\,(5\,\text{ppm});\ 1.166\,353\,(9)\times 10^{-5}\text{GeV}^{-2}\,(8\,\text{ppm}).$$

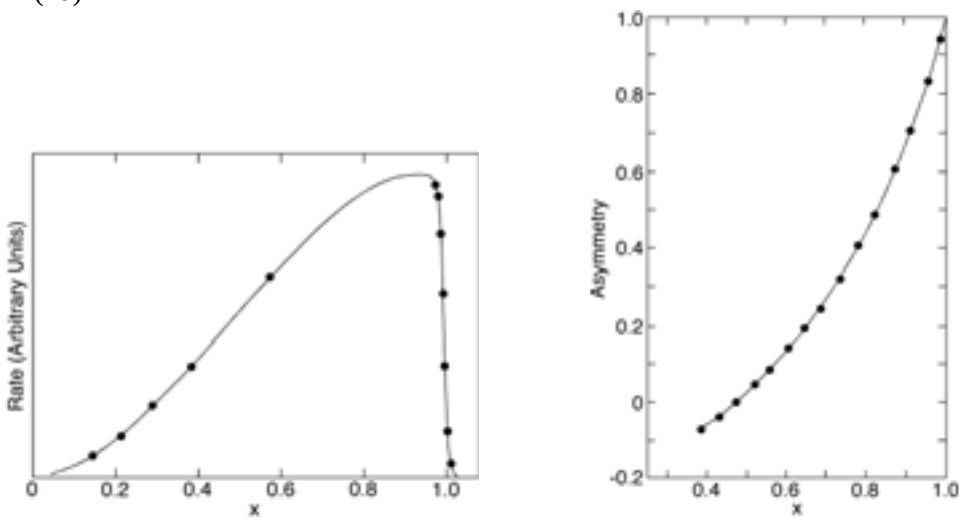


Abb. 4.3. Beispiel für ein gemessenes Energiespektrum ($d\Gamma/dx$, links) und eine gemessene Asymmetrie bezüglich des Myon-Spins (*A(x)*, rechts) für Positronen aus dem Myon-Zerfall (Engfer und Walter, 1986).

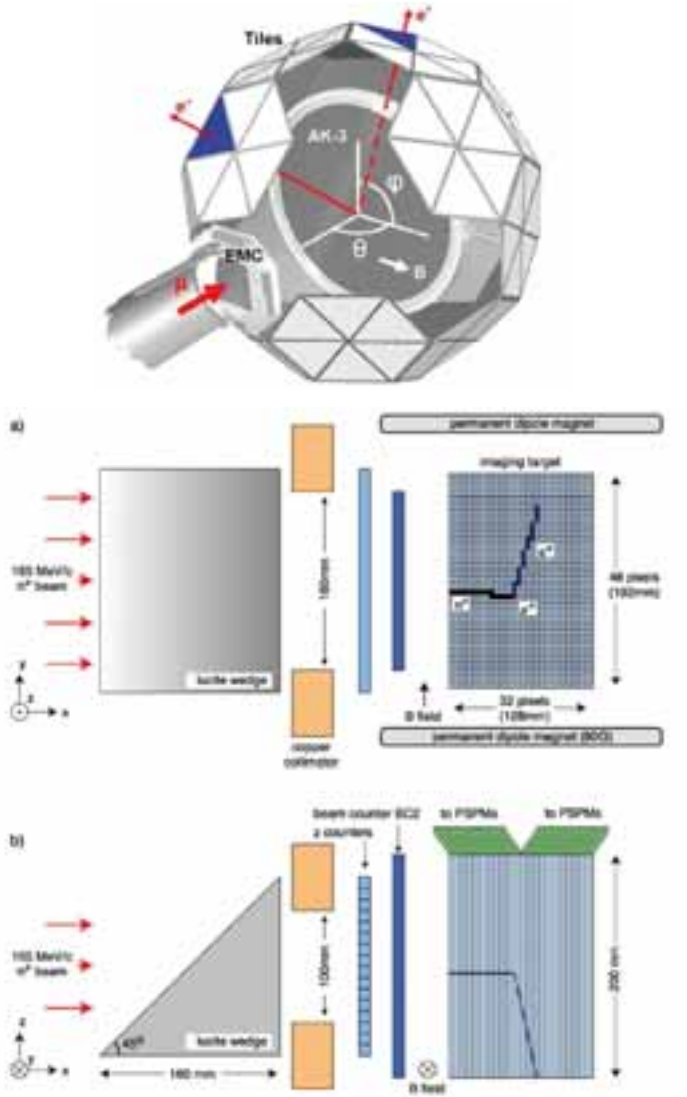


Abb. 4.4. Detektoren für die Messung der Lebensdauer des Myons am PSI. Oberes Bild: Schematische Darstellung des MuLAN-Detektors (CHITWOOD et al., 2007). Ein gepulster Strahl von 28 MeV/c Myonen passiert die Eingangskammer (EMC) und stoppt in einer ferromagnetischen Folie (AK-3). 170 dreieckige Szintillatorelemente *(Tiles)* sind zu 20 fünf- und 10 sechseckigen Oberflächen eines Ikosaeders mit einem inneren Radius von 40 cm angeordnet. Die Signale werden von Lichtleitern zu Photoröhren transportiert (nicht gezeigt). Unteres Bild: Auf- und Seitenansicht des FAST-Detektors (BARZCYK et al., 2007), der aus 32x48 Pixeln (Szintillator-Stäbe 4x4x200 mm^2) besteht, die via Fiberoptik mit Photoröhren verbunden sind. Der Detektor erlaubt, wie gezeigt, die schnelle Abb. der $\pi - \mu -$ e Zerfallskette.

Das MuLAN-Experiment (Chitwood et al., 2007) benutzt einen elektrostatischen Kicker, um einen niederenergetischen Myon-Strahl zu pulsen. Einer 5 µs langen Akkumulationszeit folgt eine 22 µs lange Zerfallszeit, in der keine Myonen nachgeliefert werden. Die hohe Symmetrie der Detektoranordnung und die durch Magnetisierung der Targetfolie erreichte schnelle Präzession des Myon-Spins eliminieren apparative Asymmetrien. Die grosse Zahl der Detektorelemente minimalisiert Totzeiteffekte. Das FAST-Experiment (Barczyk et al., 2007) löst das Problem, eine 100-mal grössere Myon-Rate verkraften zu müssen als frühere Experimente, indem es einen Detektor mit hoher Granularität verwendet, der es erlaubt, gleichzeitig mehrere Ereignisse der $\pi - \mu -$ e-Zerfallskette abzubilden. Beide Experimente werden ihre Messungen fortsetzen, mit dem Ziel, schliesslich eine Genauigkeit von 1 ppm zu erreichen.

Die Korrelation zwischen Myon-Spin und Elektron-Impuls erlaubt es, die Präzession des Myon-Spins in einem Magnetfeld zu verfolgen. Diese Technik kann nicht nur nützliche Information über lokale Felder in Materie liefern, wie es bei den im Abschnitt 6.3.3 skizzierten Anwendungen der Fall ist, sondern auch für eine Präzisionsmessung des magnetischen Moments des Myons benutzt werden. Das Myon hat wie das Elektron als Spin-½-Teilchen ($\vec{s}$) ein magnetisches Moment, das gegeben ist durch

$$\vec{\mu}_\mu = g_{\mu s} \frac{\pm e}{2m_\mu} \vec{s}; \mu_\mu = (1 + a_\mu) \frac{e\hbar}{2m_\mu}, a_\mu \equiv \frac{(g_{\mu s} - 2)}{2}$$

Die Myon-Anomalie a_μ bezeichnet die relative Abweichung des Landé-Faktors $g_{\mu s}$ vom Wert 2 bzw. des magnetischen Moments von dem Wert $e\hbar/2m_\mu$, die aus der Dirac-Gleichung folgen. Die Anomalie hat wie auch die des Elektrons ihren Ursprung in Strahlungskorrekturen, die sich mit grosser Genauigkeit in quantenelektrodynamischer Störungsrechnung berechnen lassen. In einem Magnetfeld präzediert der Spin um die magnetische Achse mit der Frequenz $\omega_{\mu s} = 2\mu_\mu B/\hbar = g_{\mu s} eB/2m_\mu$.[8]

[8] Während das Verhalten eines einzelnen Spins quantenmechanisch behandelt werden muss, kann die Polarisation, das mittlere Verhalten eines Ensembles von Teilchen, weitgehend als eine Ansammlung von rotierenden Stabmagneten klassisch verstanden werden. Es ist in der Literatur üblich, von der Bewegung des Spins zu sprechen, wenn eigentlich korrekterweise von der Bewegung der Polarisation eines Ensembles von Teilchen mit Spin gesprochen werden müsste. Ein externes Feld übt auf das magnetische Moment ein Drehmoment aus, das die Polarisation entlang des Magnetfelds auszurichten versucht. Da aber die magnetischen Momente mit internem Drehimpuls assoziiert sind, präzediert die Polarisation wie eine klassische Ansammlung von Kreiseln in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Sowohl im klassischen wie im quantenmechanischen Fall ist das Drehmoment gegeben durch $\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B}$, und die Energie hängt von der Orientierung des magnetischen Dipols ab, $H_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$. In der Quantenmechanik definiert das Magnetfeld eine ausgezeichnete Richtung ($\equiv$ z), und die entsprechende Komponente des Spins ist quantisiert. Für ein Spin-½-Teilchen kann die z-Komponente die Werte $s_z = \pm\hbar/2$ annehmen, die entsprechende Energie wird dann zu $H_m = \pm\mu_z B = g_s\,(eB/2m)\hbar/2$. Es sind zwei Zustände möglich, der Übergang zwischen beiden setzt die Energie $\Delta H_m \equiv \hbar\omega_s = g_s\,(eB/2m)\hbar$ frei. $\omega_s = g_s\,(eB/2m)$ ist die Präzessionsfrequenz.

Bereits 1972 erreichte ein Experiment am 184-Inch-Synchrozyklotron mit einem Vergleich der Präzessionsraten von positiven Myonen und Protonen im gleichen Magnetfeld und in der gleichen chemischen Umgebung eine Messung des Verhältnisses μ_μ/μ_p mit einer Genauigkeit von 2.6 ppm (Crowe et al., 1972). Aus diesem Resultat liess sich ein Wert für die Myon-Masse (4 ppm) und mit Hilfe der Myonium-Hyperfeinfrequenz (s. Abschnitt 6.1.2) sogar ein Wert für die Feinstruktur-Konstante ableiten mit einer Unsicherheit, die sich kaum von der des akzeptierten Wertes aus dem Josephson-Effekt unterschied. Das Messprinzip entsprach, abgesehen von dem für die Kontrolle systematischer Fehler nötigen Aufwand, dem in Abb. 6.8 schematisch dargestellten.

Das 1980 am PSI durchgeführte Experiment (Klempt et al., 1982) nützte die spezielle Eigenschaft des PSI-Beschleunigers, die dem Strahl eine der Hochfrequenz entsprechende Mikrostruktur aufzwingt. Wegen der Beschleunigungsfrequenz von Ω = 50.633 MHz sind aufeinanderfolgende Strahlpakete 19.75 ns getrennt, wie in Abb. 4.5 gezeigt. Der einkommende Strahl ist polarisiert. Wenn das Target, in dem die Myonen gestoppt werden, sich in einem Magnetfeld befindet, dessen Feldstärke so gewählt wird, dass die Präzessionsfrequenz des magnetischen Moments gleich einem Vielfachen der Beschleunigerfrequenz ist, werden alle ankommenden Myonen in Phase präzedieren. Es baut sich eine makroskopische Polarisation auf, die mit der Zerfallsasymmetrie verfolgt werden kann. Dies ist das Prinzip der stroboskopischen Methode. Die Beschleunigerfrequenz dient als stabile Referenz, das Magnetfeld wird via die Protonenresonanzfrequenz kontrolliert. Mit einem Magnetfeld von 0.737 Tesla ergibt sich $\omega_\mu = 2m_\mu B/\hbar = 2\pi \cdot 101.26$ MHz, also die zweite Harmonische der Beschleunigerfrequenz, sowie $\omega_p = 2\pi \cdot 37.81$ MHz. Abb. 4.5 zeigt zwei gemessene Resonanzkurven. Die Messung ergab das folgende Resultat

$$\mu_\mu/\mu_p = 3.1833441\,(17); \Rightarrow \mu_\mu/m_e = 206.76835\,(11)\ (0.53\ \text{ppm})$$

Die Messung von μ_μ/μ_p ist nicht nur ein wichtiger Eingabewert für die Bestimmung der Myon-Masse, sondern insbesondere auch für die Bestimmung der Myon-Anomalie a_μ. Obwohl die Anomalie klein ist (a_μ = 1.166... %), ist sie dank den langjährigen Anstrengungen der E821-Kollaboration am Brookhaven National Laboratory inzwischen auf 0.46 ppm genau bekannt (Bennett et al., 2006). Die Messmethode besteht darin, die Myonen mit einem Impuls von 3.1 GeV/c in einem Speicherring mit transversalem Magnetfeld umlaufen zu lassen und die Zyklotronfrequenz ω_c mit der Präzessionsfrequenz des Spins ω_s zu vergleichen:

$$\vec{\omega}_s = -\frac{g_{\mu s} q_\mu \vec{B}}{2m_\mu} - \frac{q_\mu \vec{B}}{\gamma m_\mu}(1-\gamma); \vec{\omega}_C = \frac{q_\mu \vec{B}}{\gamma m_\mu}$$

Der zweite Term mit $1/\gamma = \sqrt{1-\beta^2}$ (β = v/c) folgt aus der speziellen Relativitätstheorie und trat für ruhende Myonen nicht auf.

$$\vec{\omega}_a \equiv \vec{\omega}_s - \vec{\omega}_C = -\frac{(g_{\mu s}-2)}{2}\frac{q_\mu \vec{B}}{m_\mu} = -a_\mu \frac{q_\mu \vec{B}}{m_\mu}; q_\mu = \pm e$$

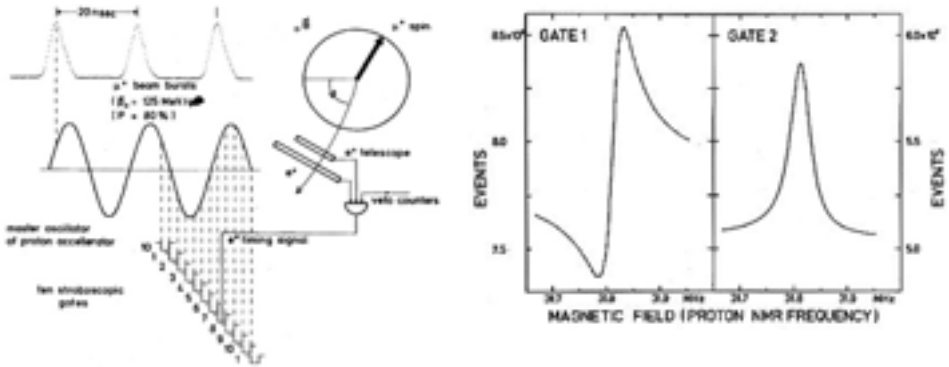


Abb. 4.5. Messung des magnetischen Moments des Myons mit einer stroboskopischen Methode. Links Messprinzip: Wenn die Präzisionsfrequenz des Myons mit der Beschleuniger-Hochfrequenz übereinstimmt, wird das kohärent präzedierende Myon-Ensemble eine nicht verschwindende Polarisation zeigen. Die im Szintillator registrierten Ereignisse werden in 10 Zeitfenster sortiert, mit einer festen Phasenbeziehung zur Beschleuniger-Hochfrequenz. Rechts: Resonanzsignal für zwei der Zeitfenster in Funktion des Magnetfelds, bzw. der entsprechenden Proton-Resonanzfrequenz.

Da wiederum die Messung des Magnetfeldes über die Proton-Resonanzfrequenz geschieht, ist die prinzipielle Messgrösse das Verhältnis ω_a/ω_p. Dies in die obige Gleichung eingesetzt ergibt $a_\mu = (\omega_a/\omega_p)/(\mu_\mu/\mu_p - \omega_a/\omega_p)$. Die auf allen verfügbaren Daten bis 2002 basierende und Korrelationen berücksichtigende Bestimmung der fundamentalen Konstanten (Mohr und Taylor, 2005) listet die Masse und das magnetische Moment des Myons mit Fehlern von 0.09 ppm bzw. 0.028 ppm, die besten Messungen ergaben 0.30 bzw. 0.12 ppm (Yao et al., 2006).

4.3.2 Tests der Symmetrie-Eigenschaften

Die Struktur der schwachen Wechselwirkung, wie sie sich nun im Standard-Modell darstellt, ist auch im Myon-Zerfall immer wieder hinterfragt worden. Insbesondere sind Experimente speziell so geplant worden, dass sie besonders empfindlich sind auf Beiträge zur Wechselwirkung, die ausser der Paritäts-Symmetrie andere Symmetrien, wie z. B. Zeitumkehr-Invarianz, verletzen.

Wenn die in Abb. 4.1 skizzierte Fermi-Kontaktwechselwirkung in ihrer allgemeinsten Form formuliert wird, enthält sie ausser der im Standard-Modell enthaltenen *V-A*-Struktur auch noch weitere Anteile, die z. B. mit *P,S* bezeichnet werden. Diese Symbole stehen für ein bestimmtes Transformationsverhalten unter der Lorentz- und Paritäts-Transformation. Der *V*-Anteil transformiert sich wie ein Vektor, z. B. wie der Ortsvektor $\vec{r}$ oder der Impuls $\vec{p}$, *A* wie ein Axialvektor, z. B. wie der Drehimpuls $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$, *S* wie ein Skalar, z. B. wie das Skalarprodukt zweier Vektoren $\vec{r} \cdot \vec{p}$, *P* wie ein Pseudoskalar, z. B. wie das Skalarprodukt eines Vektors mit einem Axialvektor $\vec{p} \cdot \vec{L}$. Bei räumlicher Spiegelung ändern *V* und *P* ihr Vorzeichen, *S* und *A* jedoch nicht. *V-A* meint, dass der in Analogie zum elektrischen Strom konstruierte schwache Strom einen Vektor- und einen Axialvektor-Anteil enthält. Dies impliziert die schon mehrfach erwähnte Nichterhaltung der Parität.

Lässt man die Beschränkung auf *V-A* fallen, so ergibt sich eine wesentlich kompliziertere Form der differentiellen Zerfallswahrscheinlichkeit als oben angegeben:

$$\frac{d^2\Gamma}{dx\,d\cos\theta} \propto \left[3(1-x)+\frac{2\rho}{3}(4x-3)+3\eta\,x_0\frac{(1-x)}{x} \pm P_\mu \xi \cos\theta\left(1-x+\frac{2\delta}{3}(4x-3)\right)\right]x^2$$

Es treten die vier sogenannten Michel-Parameter ρ, ξ, δ und η auf, die für die reine *V-A*-Wechselwirkung des Standard-Modells die Werte

$$\rho = \xi\delta = \frac{3}{4}, \xi = 1, \eta = 0$$

haben. Die aus verschiedenen experimentellen Resultaten gemittelten Werte für die Parameter lauten (Fetscher und Gerber, 2006)

$$\rho = 0.7509 \pm 0.0010\,,\ \delta = 0.7495 \pm 0.0012\,,\ \xi = 1.0007 \pm 0.0035\,,\ \eta = 0.001 \pm 0.024\,.$$

Als Beispiel soll kurz auf ein PSI-Experiment eingegangen werden, das nicht nur das Positron-Spektrum und die Winkelverteilung mit möglichst grosser Präzision gemessen hat, sondern auch die Polarisation des Positrons untersuchte. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 4.6 gezeigt (Danneberg et al., 2005). Auch in diesem Experiment wird die stroboskopische Technik benutzt, d. h. der Myon-Polarisationsvektor präzediert in einem Magnetfeld 0.3736 T (ω_s = 2π x 50.63 MHz). Der transversale Anteil der Positron-Polarisation wird extrahiert aus der Orientierung der bei der Annihilation der Positronen ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) in einer magnetisierten Folie

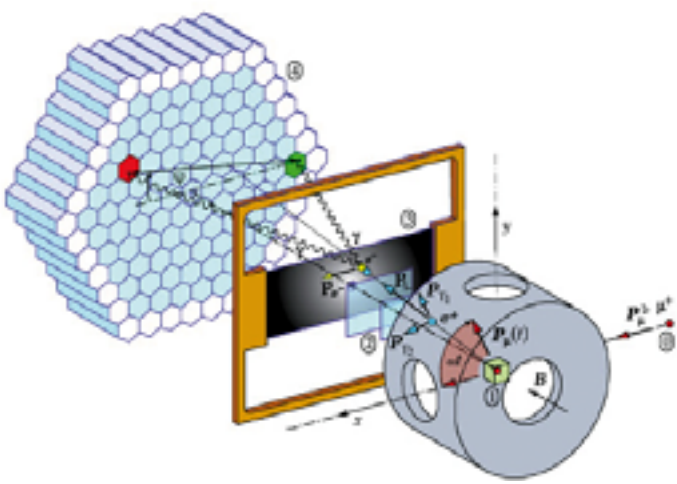


Abb. 4.6. Messung der transversalen Polarisation der Positronen im Myon-Zerfall als Test der *V-A*-Struktur. Der polarisierte Myon-Strahl (Polarisation 91%) tritt von rechts in den Magneten ein. Die Myonen stoppen in einem Be-Target. Der Polarisationsvektor präzediert in Phase mit der Beschleunigerfrequenz. In Feldrichtung emittierte Positronen werden in Szintillationszählern und Driftkammern (nicht gezeigt) registriert. Eine magnetisierte Folie (Fe:Co:V = 49:49:2), die polarisierte Elektronen (7.2%) enthält, dient als Analysator für die Positron-Polarisation. Gemessen wird die Asymmetrie der Photon-Ausbeute nach der Annihilation der Positronen im Flug in der Folie. Beide Annihilationsphotonen werden in den 91 inneren des 127 BGO-Kristalle umfassenden Detektors registriert (Danneberg et al., 2005).

entstehenden Photonen. Die Analyse des Experiments ist recht komplex, sie ergibt Polarisationswerte, die innerhalb von Unsicherheiten im Einprozentbereich konsistent mit null sind, was erlaubt, Grenzen für eine ganze Reihe von Parametern zu setzen, die im Standard-Modell verschwinden sollten, u. a. solche, die auf Zeitumkehrverletzung hindeuten würden. Hier soll lediglich der mit 0 verträgliche Wert für η zitiert werden: $\eta = [-2.1 \pm 7.0\ (\text{stat.}) \pm 1.0\ (\text{syst.})] \times 10^{-3}$.

4.4 Seltene Pion- und Myon-Zerfälle

Wenn bei einem Zerfall im Endzustand geladene Teilchen beteiligt sind, ist es immer auch möglich, dass diese reelle oder virtuelle Photonen abstrahlen. Letztere erscheinen dann als Elektron-Positron-Paare. Beispiele sind die Pion-Zerfälle

$$\pi^+ \to e^+\nu_e\gamma, \pi^+ \to e^+\nu_e e^+e^-, \pi^+ \to \mu^+\nu_\mu\gamma,$$

und die Myon-Zerfälle

$$\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma, \mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu e^+e^-.$$

Auf den ersten Blick bringt das Studium dieser Zerfälle wenig neue Information, da sie sich als Strahlungskorrekturen zu den entsprechenden Zerfällen ohne Photonen verstehen lassen. Strahlungskorrekturen sind in der Quantenelektrodynamik mit genügender Genauigkeit berechenbar. Im Pion-Fall ist die Situation anders. Das Pion als Hadron ist kein punktförmiges Teilchen wie das Myon, sondern hat innere Struktur. Genau wie man durch die Streuung von Elektronen die Struktur der Atome, Atomkerne und der Nukleonen aufklären konnte, gibt auch die Emission von Photonen Auskunft über die innere Struktur. Die für die Struktur charakteristischen Parameter nennt man Formfaktoren, zwei treten im Pion-Strahlungszerfall auf, der Axialvektor- und der Vektor-Formfaktor F_A^π bzw. F_V^π des Pions.

Der Zerfall $\pi^+ \to e^+\nu_e\gamma$ ist in zwei Experimenten am PSI untersucht worden (Bay et al., 1986; Frlez et al., 2004). Da das Verzweigungsverhältnis im Bereich unterhalb von 10^{-7} liegt, wenn die Schwelle für die Positron- und die Photon-Energie um 40–50 MeV gesetzt wird, sind intensive Pion-Strahlen und Detektoren mit grosser Akzeptanz und guter Energieauflösung nötig. Das ältere Experiment benutzte ein magnetisches Spektrometer im Positronarm und ein Ensemble von NaI-Kristallen im Photonarm, wie sie in Abb. 3.7 dargestellt sind. Das neuere Experiment benutzt das in Abb. 3.5 gezeigte PIBETA-Spektrometer. Der kinematisch interessante Bereich, vom Standpunkt der für die Pion-Struktur wichtigen Terme ist der, wo Positron und Photon nahe bei ihrer Maximalenergie von $m_\pi c^2/2 = 69.8$ MeV gefunden werden und in entgegengesetzten Richtungen wegfliegen. Die Verteilung der Ereignisse in der E_γ, E_e-Ebene hängt nur vom Verhältnis F_A^π/F_V^π ab, für welches das ältere Experiment den Wert 0.522 ± 0.050 (700 Ereignisse), das neuere den Wert 0.480 ± 0.016 (30 000 Ereignisse) fanden. Diese Grösse wird in einer bestimmten Klasse von Theorien neben anderen als Fixpunkt genommen, um freie Parameter anzupassen, daher ist dieses Resultat von Bedeutung. Für E_e, $E_\gamma > 50$ MeV ist das Verzweigungsverhältnis $(2.71 \pm 0.05) \cdot 10^{-8}$.

Im Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+ e^-$ tritt noch ein zusätzlicher Formfaktor auf. Dieser Zerfall wurde erstmals und bisher einzig von der SINDRUM-Kollaboration am PSI beobachtet. Mit $4 \cdot 10^{12}$ im Target gestoppten Pionen wurden 98 gut rekonstruierte untergrundfreie Ereignisse im Detektor (Abb. 4.7) registriert, entsprechend einem Verzweigungsverhältnis von $(3.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-9}$ (Egli et al., 1989), wobei der Öffnungswinkel des Elektron-Positron-Paars mindestens 18° betragen musste und die Summe der Energien mindestens 60 MeV.

Mit dem gleichen Detektor gemessen ergab sich die Rate des Myon-Strahlungszerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_\mu\bar{\nu}e^+e^-$ als Nebenprodukt des Experiments, das nach dem Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ suchte, zu $(3.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$ (Bertl et al., 1985). Die gemessene Rate stimmt mit der Standard-Modell-Vorhersage überein.

Der Pion-Beta-Zerfall $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+\nu_e$ nimmt insofern eine Sonderstellung unter den Beta-Zerfällen ein, als er ein sogenannter reiner Fermi-Übergang ist, d. h. ein Übergang, zu dem nur der Vektoranteil des schwachen Stroms beiträgt, weil es sich um einen Übergang zwischen zwei Zuständen mit Spin 0 gleicher Parität handelt.[9] Da der Axialvektor-Anteil mit dem Umklappen eines Nukleon-Spins

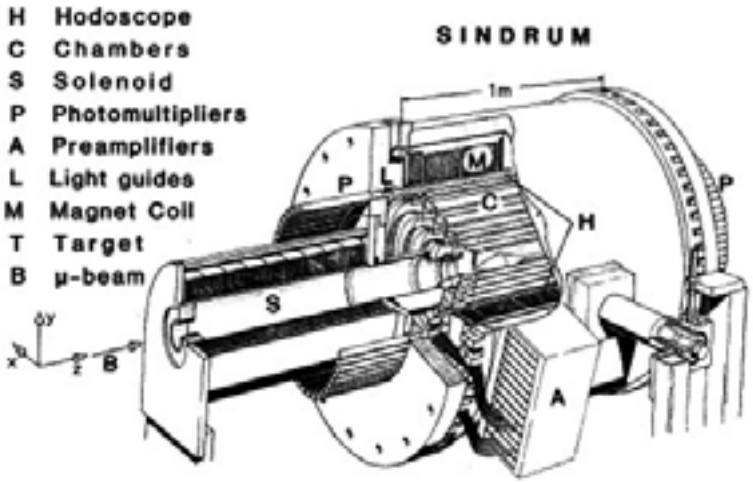


Abb. 4.7. Das erste SINDRUM-Spektrometer, mit dem eine Reihe von seltenen und verbotenen Pion- und Myon-Zerfällen untersucht wurden (Bertl et al., 1985). Im Innern der Spule (M), die ein homogenes Magnetfeld parallel zur Strahlachse von 0.33 Tesla produziert, befinden sich 5 Vieldrahtproportionalkammern (C), welche die Spuren geladener Teilchen registrieren. Die zylindrischen Kammern sind umgeben von einem Hodoskop von 64 Szintillationszählern (H), die mit Photoröhren (P) auf der Stirnseite ausgelesen werden. Der 28-MeV/c-Myon-Strahl (B) wurde auf den Eingang des Solenoids (S) fokussiert, das die Myonen zum Target leitet. Das dünne kegelförmige Schaumstoff-Target wurde im Pion-Fall durch 12 dünne Szintillationszähler ersetzt. Der Pion-Strahl hatte einen Impuls von 95 MeV/c.

[9] Da die starke Wechselwirkung invariant ist unter der Paritäts-Transformation, kann Kernzuständen und allgemeiner allen Hadronen eine in Reaktionen messbare Eigenparität zugeordnet werden.

verbunden ist, kann er zu $0^{\pm} \rightarrow 0^{\pm}$-Übergängen nicht beitragen. Es gibt insgesamt neun solche Übergänge in Kernen, die mit Ausnahme vom Positron-Zerfall ^{14}O ($J^{\pi} = 0^{+}$) $\rightarrow$ ^{14}N ($J^{\pi} = 0^{+}$) $e^{+}\nu_e$ alle durch Elektron-Einfang aus der Atomhülle verursacht werden, wie z. B. ^{46}V (e^{-}, ν_e) Cr. Diese Übergänge werden daher benutzt, um durch Vergleich der Kopplungskonstanten mit derjenigen vom Myon-Zerfall V_{ud} zu bestimmen. Im Standard-Modell ergibt sich die Zerfallsrate wie folgt,

$$\Gamma_{\pi\beta} = \frac{G_F^2 \, |V_{ud}|^2 \, (\Delta c^2)^5}{30\pi^3 (\hbar c)^6} (1 - \Delta/2m_\pi)^3 \, f(m_e, \Delta)(1+\varepsilon),$$

wobei Δ die Massendifferenz $m(\pi^{+})$-$m(\pi^{0})$, f (m_e, Δ) = 0.941 die sogenannte Fermi-Funktion, die das Integral über den Phasenraum[10] enthält, und ε eine kleine Strahlungskorrektur ($\varepsilon \approx 3.3\%$) sind. Mit $V_{ud} = 0.9738$ ergibt sich eine erwartete Rate von $\Gamma_{\pi\beta}/\hbar = 0.399\ s^{-1}$ oder ein Verzweigungsverhältnis $R = 0.399 \cdot \tau_\pi = 1.037 \cdot 10^{-8}$. Das minime Verzweigungsverhältnis erschwert die Messung ausserordentlich. Weil das Resultat sich bezüglich V_{ud} modellunabhängiger interpretieren lässt als die Messungen in komplexen Kernen, ist eine Messung trotzdem sehr lohnend.

Die PIBETA-Kollaboration, deren Detektor schon in den Abbildungen 3.5 und 3.6 vorgestellt wurde, erntete 2004 die Früchte ihrer langjährigen Bemühungen – das *Proposal* datiert vom November 1992 – und publizierte das folgende Resultat (Pocanic et al., 2004):

$$\Gamma(\pi^{+} \rightarrow \pi^{\circ} e^{+} \nu_e)/\Gamma_\pi = (1.034 \pm 0.004(\text{stat.}) \pm 0.004(\text{syst.})) \cdot 10^{-8}$$

in exzellenter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage. Im Vergleich zum besten früheren Experiment, das den Zerfall von Pionen im Fluge am LAMPF untersuchte, entspricht dies der Verbesserung der Genauigkeit um einen Faktor 6.5. Der modulare CsI-Detektor erlaubt eine saubere Rekonstruktion der π^0 via die Messung der Energie und des Öffnungswinkels der beiden Photonen, die mit Energien von etwa 67 MeV in entgegengesetzten Richtungen wegfliegen. Es wurden 59 000 Ereignisse mit einem Signal zu Untergrund-Verhältnis von 700:1 gemessen. Die Ausbeute wurde auf die gleichzeitig registrierten Ereignisse vom Zerfall $\pi^{+} \rightarrow e^{+}\nu_e$ normiert. Diese dienen wie jene vom Myon-Zerfall auch zur Eichung und Überwachung verschiedener Detektorfunktionen, z. B. wird die Energieauflösung der CsI-Kugel für die 69.8-MeV-Positronen mit $\Delta E/E = 12.8\%$ (FWHM) angegeben.

4.5 Erhaltung der Lepton-Zahl

Im Standard-Modell ist die Lepton-Zahl bei Reaktionen und Zerfällen erhalten. Die separate Erhaltung der Zahl der Leptonen aus den drei Familien Elektron, Myon und Tau (L_e, L_μ, L_τ) folgt direkt aus der Tatsache, dass Neutrini keine Masse haben. Lepton-Zahl-Erhaltung verletzende Prozesse (*Lepton Family Number Violating (LFV) Processes*) sind also in diesem Modell verboten. In diesem Abschnitt

[10] Der Phasenraum ist jener Teil des Impulsraums, der alle im Zerfall möglichen Endzustände enthält, die verträglich sind mit der Energie- und der Impulserhaltung.

werden Experimente beschrieben, welche die Gültigkeit dieses Erhaltungssatzes überprüfen, d. h. sich fragen, ob Verbotenes wirklich verboten ist.

Obwohl sich inzwischen gezeigt hat, dass die Neutrini eine, wenn auch sehr kleine Masse haben, impliziert diese Erweiterung des Standard-Modells nicht, dass LFV-Reaktionen und Zerfälle mit geladenen Leptonen mit messbaren Raten auftreten. Die minimalen Erweiterungen des Standard-Modells beschränken sich darauf anzunehmen, dass die beobachteten Neutrini ähnlich wie die Quarks via eine Mischungsmatrix miteinander verbunden sind. Dies impliziert nur, dass LFV-Prozesse im Vergleich zu erlaubten höchstens mit Raten von der Grössenordnung $(m_\nu/m_W)^4 < 10^{-50}$ auftreten können. In den meisten anderen Erweiterungen des Standard-Modells, die unter Namen wie *Supersymmetry, Extra Dimensions, Grand Unification* oder *Technicolor* in der Literatur erscheinen und deren Diskussion den Rahmen dieses Artikels sprengen würde, sind LFV-Prozesse möglich (für technische Reviews s. z. B. Ref. (Kuno und Okada, 2001)). Eine typische Vorhersage für das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für einen verbotenen im Vergleich zu einem erlaubten Prozess *(R)* lautet

$$R \propto (\frac{g_T}{g})^2 (\frac{M_T}{M_W})^4,$$

wobei g_T die Kopplungsstärke für den Austausch des hypothetischen Bosons T, bzw. g und M_W die analogen Grössen für die schwache Wechselwirkung bezeichnen. Diese Abschätzung zeigt, dass für $g_T \approx g$ für die experimentell zugänglichen Werte von $R \rightarrow 10^{-12}$ eine Massenskala von $M_T \approx 1000\ M_W$ erreichbar ist, die unzugänglich ist für Höchstenergiebeschleuniger. Dies ist der Grund, warum die Suche nach LFV-Prozessen am PSI mit enormer Ausdauer und beeindruckendem Erfolg betrieben wurde und auch in Zukunft noch weitergeführt werden wird. Abb. 4.8 gibt einen Überblick über den experimentellen Fortschritt über die Jahre für die verbotenen Zerfälle

$$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma \ (L_\mu = -1 \rightarrow L_e = -1),\ \mu^+ \rightarrow e^+e^+e^- \ (L_\mu = -1 \rightarrow L_e = -1),$$

die Myon-Elektron-Konversion an einem schweren Kern

$$\mu^- N(A,Z) \rightarrow e^- N(A,Z)^* \ (L_\mu = +1 \rightarrow L_e = +1)$$

und die Konversion eines Myonium-Atoms in ein Antimyonium-Atom

$$\mu^+e^- \rightarrow \mu^-e^+ \ (L_\mu = -1, L_e = +1 \rightarrow L_e = -1, L_\mu = +1).$$

Vom theoretischen Standpunkt aus gesehen bevorzugen einige Modelle den Prozess $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$. Solange aber kein LFV-Prozess beobachtet wurde, bleibt es sinnvoll, in allen Prozessen die Beobachtungsschwellen zu erniedrigen, zumal in einigen Fällen die Grenzen, wo Untergrund die Messung unmöglich macht, noch nicht erreicht wurden.

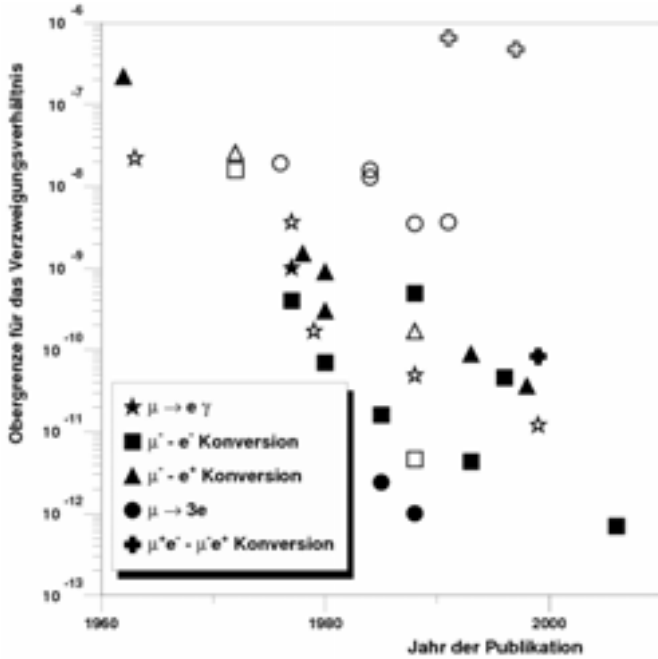


Abb. 4.8. Zeitliche Entwicklung der oberen Grenzen für Tests des Myonzahl-Erhaltungssatzes. Die ausgefüllten Symbole beziehen sich auf PSI-Experimente. Die Daten sind entweder im Text erwähnt oder finden sich in Ref. (YAO et al., 2006).

4.5.1 Verbotene Myon-Zerfälle

Das erste LFV-Experiment am PSI (VAN DER SCHAAF et al., 1980) setzte eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ von 10^{-9}. Es stimulierte einerseits die theoretischen Physiker, diesen Prozess genauer zu untersuchen, und lehrte andererseits das nachfolgende Experiment am LAMPF (AHMED et al., 2002) und die Planer des zukünftigen Experiments am PSI (RITT, 2006), wo Verbesserungen der Apparatur möglich und nötig sind. Das LAMPF-Experiment erreichte eine Grenze von 1.2 x 10^{-11}, das geplante MEG-Experiment am PSI hofft auf eine weitere Verbesserung um mindestens einen Faktor 100. Die experimentelle Signatur ist ein kollineares Positron-Photon-Paar, das in entgegengesetzter Richtung mit jeweils einer Energie, die der halben Myon-Masse (52.8 MeV) entspricht, wegfliegt. Energieauflösung des Photon- und des Positrondetektors (ΔE_γ, ΔE_e), Winkel- und Zeitauflösung ($\Delta\theta_{\varepsilon\gamma}$, $\Delta t_{\varepsilon\gamma}$) und die Intensität des Myon-Strahls R_μ sind die wesentlichen Parameter, die es zu optimieren gilt, denn der Hauptuntergrund, der das Messresultat verfälschen könnte, stammt von zufälligen Koinzidenzen zwischen den Signalen im Photon- und im Positron-Arm. Die Untergrundrate ist proportional zu dem Produkt

$$R_\mu^2 \times \Delta E_e \times \Delta t_{e\gamma} \times (\Delta E_\gamma)^2 \times (\Delta\theta_{e\gamma})^2 \times (\text{Tastverhältnis})^{-1}.$$

Das erste PSI-Experiment benutzte zwei 330 mm dicke NaI-Kristalle mit 277 mm Durchmesser als Photon- und Positron-Detektor, ergänzt durch ein Szintillatorhodoskop und einen Konverter auf der Photonseite und Vieldrahtproportionalkammern auf der Positronseite für die Richtungsmessung. Das neue Experiment (RITT, 2006) (Abb. 4.9) benutzt ein magnetisches Spektrometer mit einer supraleitenden Spule und Driftkammern als Detektoren für das Positron und einen Flüssig-Xenon-Detektor für das Photon.

Die Richtwerte für die erwähnten Parameter lauten (in Klammern die des älteren PSI-Experiments): $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ = 4.0% (9.3%), $\Delta E_e/E_e$ = 0.8% (8.7%), $\Delta\theta_{e\gamma}$ = 18 mr (50 mr), $\Delta t_{e\gamma}$ = 0.18 ns (1.4 ns) und $R_\mu = 3 \cdot 10^7\ s^{-1}$ ($6 \cdot 10^5\ s^{-1}$). Die Computersimulation des Experiments deutet auf eine Empfindlichkeitsgrenze für ein einzelnes Ereignis von 3 x 10^{-14} hin, wenn etwa während 100 Wochen unter optimalen Bedingungen kontinuierlich gemessen werden kann.

Die beste Limite für den Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ stammt aus dem PSI-Experiment der ersten SINDRUM-Kollaboration (BELLGARDT et al., 1988). Mit der in Abb. 4.7 skizzierten Apparatur wurde eine obere Grenze von $1 \cdot 10^{-12}$ erreicht. Wie Abb. 4.8 zeigt, blieb dies für fast 20 Jahre die niedrigste je erreichte obere Grenze für ein Verzweigungsverhältnis. In der Analyse gewinnt man gegenüber $\mu \rightarrow e\gamma$ dadurch, dass die Rekonstruktion eines gemeinsamen Ursprungsorts (Vertex) der Spuren

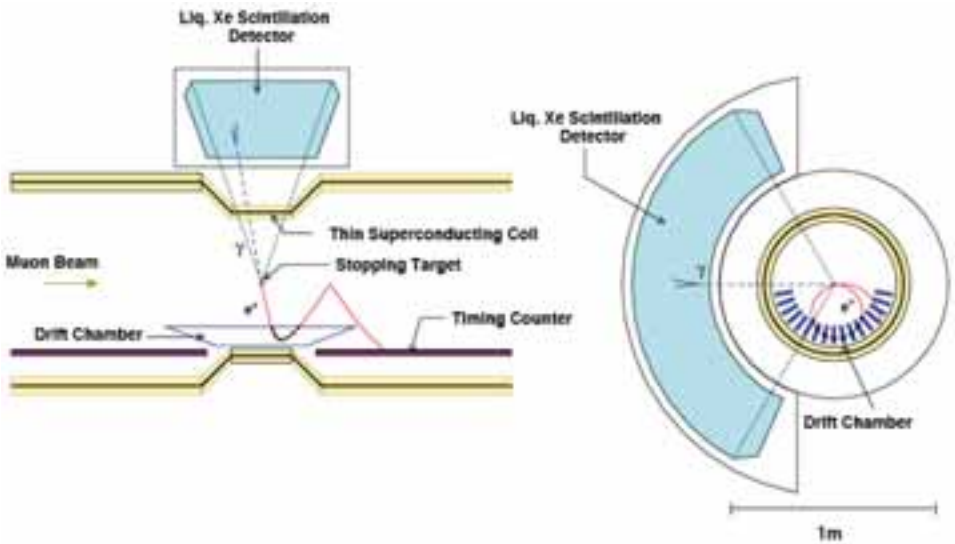


Abb. 4.9. Die Apparatur des im Aufbau befindlichen Experiments am PSI zur Messung des LFV-Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$, links im Längsschnitt, rechts im Querschnitt (Ritt, 2006). Das im mit flüssigem Xenon gefüllten Photondetektor entstehende Szintillationslicht wird von 828 Photovervielfacherröhren registriert, die bei tiefen Temperaturen betrieben werden können. Im 28-MeV/c-Myon-Strahl befindet sich ein Geschwindigkeitsfilter, der Positronen ausblendet. Die Magnetspule erzeugt das für die Krümmung der Positron-Bahnen notwendige Feld, die Impulse werden aus Driftkammerspuren registriert. Der Szintillationszähler (*timing counter*) registriert die Ankunftszeit des Positrons.

der drei geladenen Teilchen auf der Targetoberfäche und die Bedingung der Dreifachkoinzidenz zufällige Koinzidenzen stark unterdrückt bis auf einen Rest, bei dem Positron-Elektron-Streuung (Bhaba-Streuung) ein e^+e^--Paar erzeugt und sich zufällig ein zweites e^+ dazu gesellt. Kontrolle der Zeitdifferenz zwischen dem Paar und dem zweiten Positron lässt schliesslich fast nur noch die echten Ereignisse des erlaubten Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\nu_e\nu_\mu$ übrig. Im Experiment wurden 9000 Ereignisse von diesem Typ beobachtet. Da die Neutrini sowohl Energie wie Impuls wegtragen, erfüllen die Ereignisse die Bedingungen

$$E_{tot} = \sum_{i=1,3} E_i = m_\mu c^2;\ \vec{p}_{tot} = \sum_{i=1,3} \vec{p}_i = 0$$

im Gegensatz zu dem verbotenen Zerfall ohne Neutrini nicht. Abb. 4.10 zeigt die entsprechende kinematische Verteilung der beobachteten Ereignisse. Im Fenster, in dem Ereignisse vom verbotenen Zerfall erwartet werden, findet sich kein Kandidat.

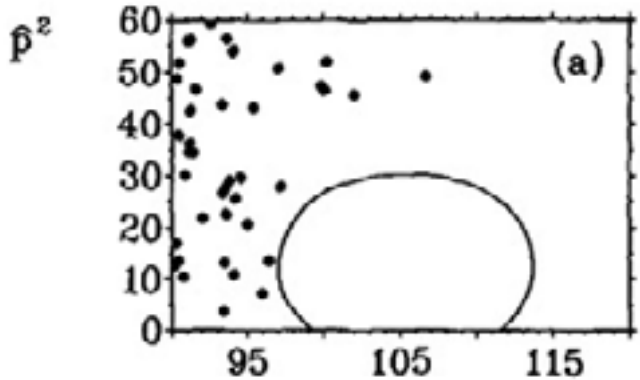


Abb. 4.10. Zweidimensionale Verteilung der beobachteten Ereignisse im Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ in den Variablen totale Energie gegen totaler Impuls: E_{tot} horizontal, $p^2 = p^2_{tot}$ vertikal. Im eingekreisten Bereich erwartet man das Signal $p_{tot} \approx 0$; $E_{tot} \approx m_\mu c^2$, verträglich mit der experimentellen Auflösung (BELLGARDT et al., 1988).

4.5.2 Myon-Elektron- und Myonium-Antimyonium-Konversion

Wenn negative Myonen in Materie zur Ruhe kommen, bilden sie myonische Atome (s. Abschnitt 6.1.1), durchlaufen die Kaskade zu immer kernnäheren Bahnen und werden schliesslich vom Kern absorbiert (s. Abschnitt 4.6), wenn sie nicht aus dem gebundenen Zustand heraus zerfallen. Mit beiden Prozessen steht die Myon-Elektron-Konversion $\mu^- N\ (A, Z) \rightarrow e^-\ N\ (A, Z)^*$ in Konkurrenz, und sowohl der Zerfall $\mu^- \rightarrow e^-\nu_\mu\bar{\nu}_e$ aus der atomaren Bahn als auch der Einfang $\mu^- N\ (A, Z) \rightarrow \nu_\mu N\ (A, Z-1)^*$ tragen zum Untergrund bei, den es zu eliminieren gilt. Der Einfang nimmt mit der Kernladung zu, proportional zu Z^4, denn er wird verstanden als die inkohärente Summe über den Einfang an den einzelnen Protonen im Kern $\mu^- p \rightarrow n\nu_\mu$. Der Zerfall nimmt mit Z leicht ab. Die hypothetische Myon-Elektron-Konver-

sion nähme gegenüber dem Einfang linear mit Z zu, zum mindesten für den Fall, dass der Kern im Grundzustand verbleibt, man es also mit einem kohärenten Prozess zu tun hat. Die empfindlichste Messung wurde mit einem Gold-Target (Z = 79) durchgeführt (Bertl et al., 2006). Hier werden 97,2% aller Myonen absorbiert, die effektive Myon-Lebensdauer ist nur 72.6 ns, 2.8% zerfallen. Wenn der Au-Kern im Grundzustand verbleibt, ist das bei der Konversion emittierte Elektron monoenergetisch, und seine Energie ist gegeben durch

$$E_e = m_\mu c^2 - B_\mu - R(A) = 95.6\ \mathrm{MeV},$$

wobei B_μ = 10.1 MeV die atomare Bindungsenergie des Myons und R (A) = 0.025 MeV die Rückstossenergie des Kerns ist. Der Nachweis des monoenergetischen Elektrons ist der Schlüssel zum Gelingen eines Konversionsexperiments, wenn ein intensiver, von Pionen und Elektronen möglichst freier Myon-Strahl zur Verfügung steht. Einen Längsschnitt durch die Apparatur der zweiten SINDRUM-Kollaboration zeigt Abb. 4.11, ein typisches Ereignis zeigt Abb. 4.12.

Die folgenden Quellen von Untergrund können das gesuchte Signal maskieren: Myon-Zerfall in der atomaren Bahn, Myon- und Pionstrahlungseinfang ($^{197}_{79}\mathrm{Au}(\mu^-,\nu_\mu\gamma)^{197}_{78}\mathrm{Pt}$ bzw. $^{197}_{79}\mathrm{Au}(\pi^-,\gamma)^{197}_{78}\mathrm{Pt}$) mit Konversion des Photons in ein Elektron-Positron-Paar, Pion-Zerfall im Flug ($\pi^- \to e^-\bar{\nu}_e$) und Elektronen aus Wechselwirkungen kosmischer Myonen im Detektor. Im zitierten Experiment ist

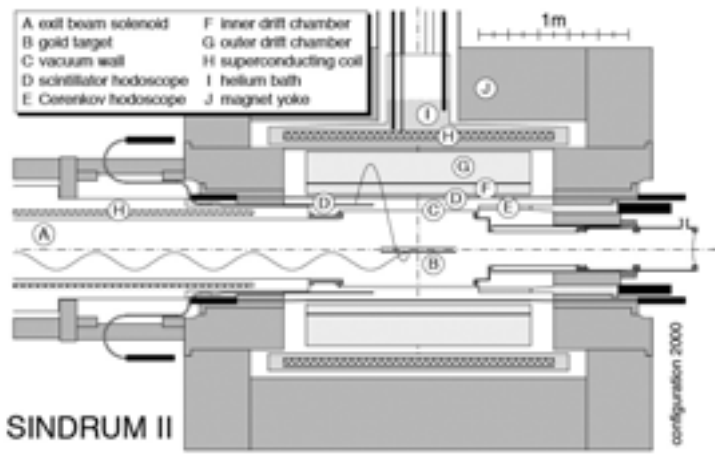


Abb. 4.11. Das SINDRUM-II-Spektrometer (Bertl et al., 2006): Ein 53-MeV/c-$\pi^-/\mu^-/e^-$-Strahl wird auf eine 8 mm dicke CH_2-Platte fokussiert, die sich 1 m vom Eingang des 10 m langen supraleitenden Solenoids (H) befindet. Pionen werden in der Platte nahezu vollständig absorbiert, die verbleibenden Myonen (35 MeV/c) driften im Spulenfeld (A) von 1.07 T zum 75 mg/cm^2 dicken, 65 cm langen Gold-Target in Röhrenform (B). Elektronen aus dem Target kreisen im Feld des grossen zylindrischen Analysiermagneten (H,J,1.07 T). Die Teilchenspuren werden von zwei zylindrischen Driftkammern (F,G) registriert. Vor den Kammern befindet sich ein Hodoskop mit 64 dünnen Szintillationszählern, deren Signale von Photoröhren an der Stirnseite ausgelesen werden, sowie zwei zusätzliche Hodoskope (D,E), die nur einen Teil der Kammern abdecken.

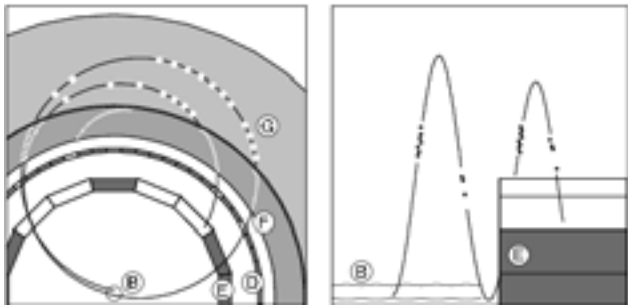


Abb. 4.12. Registrierte Spuren und rekonstruierte Teilchenbahn in einem Ereignis mit einem Elektron von 100 MeV/c im SINDRUM-II-Spektrometer, senkrecht zum (links) und entlang des Strahls (rechts). Die Bezeichnungen stimmen mit denen von Abb. 4.11 überein.

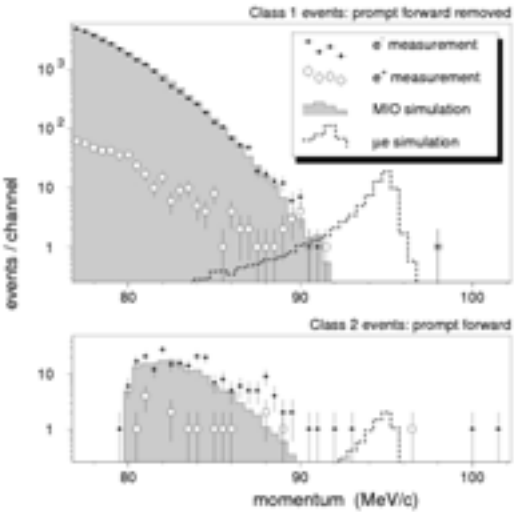


Abb. 4.13. Impulsverteilungen für Elektronen und Positronen im SINDRUM-II-Spektrometer. Das obere Bild zeigt, dass die Region, wo die Ereignisse von der gesuchten Myon-Elektron-Konversion erwartet werden, leer ist. Im unteren Bild ist das Spektrum für eine Subklasse von Ereignissen gezeigt, deren Zeitstruktur und in Strahlrichtung vorwärts orientierte Winkelverteilung sie oberhalb von 90 MeV/c als verbleibenden, Pion-induzierten Untergrund identifiziert. Mit MIO ist das Spektrum des Myon-Zerfalls im myonischen Gold bezeichnet. Der Ursprung des Positron-Spektrums wird im Text erläutert.

es, wie Abb. 4.13 zeigt, gelungen, diesen Untergrund genügend zu unterdrücken (Myon-Strahlungseinfang und Myon-Zerfall dank der guten Impulsauflösung des Spektrometers ($\Delta p/p$ = 1%). Diese Prozesse haben maximale Energien unterhalb der Signalregion, was für ersteren Prozess das gemessene Positronspektrum zeigt. Die beiden Pion-induzierten Prozesse produzieren auch Elektronen in und oberhalb der Signalregion. Sie werden unterdrückt, in dem durch die Konstruktion des Strahls die Pion-Kontamination kleiner als 10^{-9} gehalten wird (s. Abb. 4.11). Aus

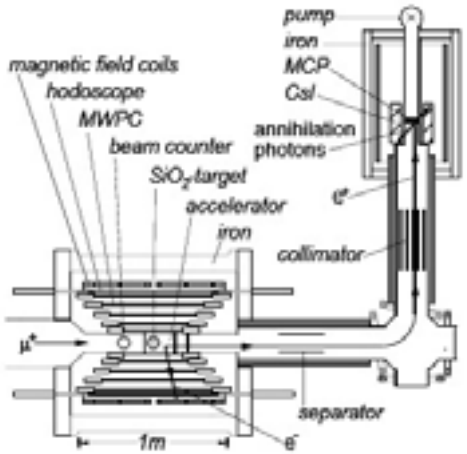


Abb. 4.14. Experimenteller Aufbau für die Suche nach Myonium-Antimyonium-Konversion: Ein 26-MeV/c-μ^+-Strahl wird in einem 8 mg/cm^2 dicken Target von SiO_2-Pulver im Zentrum des SINDRUM-I-Detektors abgebremst (s. auch Abb. 4.7). Das Solenoid liefert ein Feld von 0.1 Tesla. 61% der Myonen bilden thermisches Myonium, und 3,3% der Myonium-Atome entweichen in das Vakuum. Falls Konversion stattfindet, lebt das hypothetische Antimyonium-Atom, bis das μ^- zerfällt. Das Zerfallselektron wird im magnetischen Spektrometer registriert, das verbleibende Positron auf 7 keV beschleunigt und durch ein axiales magnetisches Führungsfeld zu einem *Microchannelplate* (MCP)-Detektor geführt. Die Kombination von elektrostatischer und magnetischer Ablenkung sowie Kollimatoren sorgt für die Impulsselektion der Positronen. Ein CsI-Szintillator registriert 511 keV-Photonen der Positron-Annihilation. Der Positron-Analysator hat eine Transmission von 80% und erlaubt die Rekonstruktion des Zerfallsvertexes (WILLMANN et al., 1999).

ca. 100 Tagen Messzeit ergab sich mit $(4.4 \pm 0.4) \cdot 10^{13}$ im Target gestoppten Myonen und keinem beobachteten Ereignis eine obere Grenze für die Myon-Elektron-Konversion im Vergleich zur Myon-Absorption von $7 \cdot 10^{-13}$. Dies ist die tiefste obere Grenze für einen LFV-Prozess.

Myonium (μ^+e^-, M) kann sich bilden, wenn ein positives Myon in Materie zur Ruhe kommt und sich mit einem freien Elektron zu einem atomaren System verbindet (s. Abschnitt 6.1.2). Die spontane Konversion von Myonium zu Antimyonium (μ^-e^+, $\bar{M}$) ist ein LFV-Prozess, den additive Lepton-Zahl-Erhaltung verbietet, multiplikative Lepton-Zahl-Erhaltung allerdings erlauben würde. Abb. 4.14 zeigt die Apparatur des PSI-Experiments (WILLMANN et al., 1999), das die bisher tiefste obere Grenze für die Konversionswahrscheinlichkeit P (M, $\bar{M}$) lieferte, nämlich P (M, $\bar{M}$) < $8.3 \cdot 10^{-11}$ in einem Magnetfeld von 0.1 Tesla. Zentrale Elemente des Experiments sind der intensivste Strahl niederenergetischer Myonen, der auf der Welt existiert, die Erzeugung von Myonium im Vakuum, der koinzidente Nachweis des Elektrons, das beim Zerfall des negativen Myons im Antimyonium-Atom entsteht, und des verbleibenden Positrons, dessen mittlere Energie 13.5 eV beträgt. Für letzteres wurde das existierende SINDRUM-I-Spektrometer (s. Abschnitt 4.4) um einen Positron-Analysator erweitert. Der Untergrund vom Zerfall $\mu^+ \to e^+e^+e^-\bar{\nu}_\mu\nu_e$ und von Bhaba-Streuung konnte durch Rekonstruktion der

Zerfallsvertices (Ursprungsorte des Zerfalls) und die gute Zeitauflösung und die eindeutige Identifikation des Positrons genügend weit eliminiert werden. Die gemessene obere Grenze lässt sich als Kopplungsstärke relativ zu der des normalen Myon-Zerfalls ausdrücken. Es ergibt sich G (M, $\bar{M}$) < 3 · 10^{-3} G_F.

4.6 Myon-Einfang

Myon-Einfang wurde schon im Abschnitt 4.5.1 als eine mögliche Quelle von Untergrund bei der Suche nach verbotenen Zerfällen erwähnt. Hier interessiert speziell der fundamentale Prozess $\mu^- p \rightarrow \nu_\mu n$. Wie beim β-Zerfall des Neutrons (Abb. 8.2), hat man es mit einem Übergang n ⇔ *p* bzw. auf dem Quark-Niveau *u* ⇔ *d* zu tun, einem sogenannten semileptonischen Prozess. Das den Übergang vermittelnde *W*-Boson koppelt auf der Leptonenseite an ein μ^- (einlaufend) und ein ν_μ (auslaufend), statt an ein (e^-, ν_e)-Paar (beide auslaufend). Die theoretische Behandlung der beiden Prozesse verläuft daher weitgehend parallel, abgesehen von der Kinematik. Wenn man sich auf dem Einfang des Myons in Ruhe, d. h. aus einem gebundenen ($\mu^- p$)-Zustand in einem myonischen Wasserstoffatom beschränkt, haben Neutrino und Neutron im Endzustand fixe Energien:

$$E_\nu = (m_\mu - \Delta)c^2 (1 - \frac{m_\mu - \Delta}{2(m_\mu + m_p)}) = 99.1\,\mathrm{MeV} = 0.938 m_\mu c^2 ; E_n - m_n c^2 = 5.21\,\mathrm{MeV}$$

Δ = 1.293 MeV/c^2 ist die Neutron-Proton-Massendifferenz, die beim n-β-Zerfall $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ frei wird und eine maximale Elektron-Energie von 782 keV erlaubt. Die Zerfallsrate ($\Gamma_\beta/\hbar$) und die Lebensdauer τ des Neutrons ergeben sich zu

$$\Gamma_\beta = \frac{\mathbf{h}}{\tau_n} = \frac{G_F^2 \,|V_{ud}|^2 \,(m_e c^2)^5}{2\pi^3 (\mathbf{h}c)^6} (g_V^2 + 3g_A^2)\, f(\Delta, m_e)(1+\varepsilon)$$

Die sogenannte Fermi-Funktion $f(\Delta, m_e)$ enthält das Phasenraumintegral, Rückstosskorrekturen und berücksichtigt die Coulomb-Anziehung von Proton und Elektron im Endzustand (f = 1.689). Die Strahlungskorrekturen sind im Faktor (1+ε) = 1.039 enthalten. Neben der Grösse V_{ud} = 0.9738, die schon bei den Pion-Zerfällen vorkam, treten der Axialvektor- und der Vektorformfaktor des Nukleons, g_A und g_V, hier auf. Dies sind hadronische Parameter, die sich nur experimentell bestimmen lassen. Aus der gemessenen Lebensdauer des Neutrons und anderen Messgrössen im n-β-Zerfall folgt g_A = 1.2695; g_V und V_{ud} sind hier so definiert, dass g_V = 1 gilt. Mit diesen Werten ergibt sich aus der obigen Formel τ_n = 887 s; die gemessenen Werte sind nicht konsistent und streuen zwischen 878 und 896 s.

Die gleichen Formfaktoren treten auch in der Myon-Einfangsrate auf. Hier gilt es, zwei Fälle zu unterscheiden, den Einfang aus dem sogenannten Singlett-Zustand (Myon- und Protonspin sind antiparallel und addieren sich zu 0$\hbar$) und den Triplett-Zustand mit parallelen Spins (1$\hbar$). Die berechnete Rate im Triplett-Zustand ist etwa 60-mal kleiner als die im Singlett-Zustand. Für letzteren gilt (Czarnecki et al., 2007)

$$\Gamma(\mu^- p \rightarrow \nu_\mu n) = |\psi(0)|^2 \frac{G_F^2 \,|V_{ud}|^2}{2\pi(\mathbf{h}c)^6} E_\nu^2 \frac{(m_p + 2m_\mu + \Delta)^2}{(m_p + m_\mu)^2} F_{pn}^2$$

mit $|\Psi(0)|^2 = (\alpha m'_\mu c^2)^3 / \pi$, $m'_\mu = m_p m_\mu / (m_p + m_\mu)$ und
$F_{pn} = g_v + 2.636 g_A - 0.0454 g_P + 0.0883 g_M = 4.58(1-0.0099 g_P)$
mit $g_A = 1.270$, $g_M = 3.706$. Zusätzlich zu g_V und g_A beeinflussen zwei neue Formfaktoren, g_M und g_P, genannt schwacher magnetischer und induziert pseudoskalarer Formfaktor, die Rate. Diese beiden Formfaktoren sind im Prinzip auch beim β-Zerfall vorhanden, tragen aber wegen der kleinen Zerfallsenergie nicht messbar bei. g_V und g_M lassen sich in Verbindung setzen mit der Ladung und dem anomalen magnetischen Moment der Nukleonen ($\mu_p - \mu_n$ in Einheiten von $\mu_N = e\hbar/2m_p$ ergibt 1.793-(-1.913) = 3.706) und sind daher bekannt.[11] Der Formfaktor g_P ist nur im Myon-Einfang messbar und durch das erfolgreiche, hier beschriebene PSI-Experiment aus dem Jahr 2007 erstmals genauer bekannt. Die Koeffizienten im Ausdruck für F_{pn} ergeben sich aus bekannten Kombinationen von m_μ, m_p und Δ, die hier der Klarheit halber weggelassen wurden. Mit dem Wert $g_P = 0.2 \pm 0.2$, für den es gute theoretische Argumente gibt, ergibt sich der folgende Vergleich mit den gemessenen Raten (Andreev et al., 2007)

$$\Gamma(\mu^- p \to v_\mu n) / \hbar = (711.5 \pm 4.6)\ \mathrm{s}^{-1}\ \text{(theor.)};\ (725.0 \pm 17.4)\ \mathrm{s}^{-1}\ \text{(exp.)}.$$

Dies ist eine sehr kleine Rate, wenn man sie mit der Myon-Zerfallsrate $\Gamma_\mu/\hbar = 1/\tau_\mu = 4.552 \cdot 10^5\ \mathrm{s}^{-1}$ vergleicht. Ein wesentlicher Grund hierfür ist der Faktor $|\psi(0)|^2$, das Quadrat der atomaren Myon-Wellenfunktion in der untersten Bahn des myonischen Atoms bei $r = 0$, d. h. die Wahrscheinlichkeit, das Myon am Ort des Protons zu finden.

Da die beiden neutralen Teilchen im Endzustand v_μ und n nicht bzw. nur schwierig genügend genau nachweisbar sind, ist als Alternative die Methode gewählt worden, die effektive Lebensdauer des μ^- im Wasserstoff zu messen. Diese ergibt sich aus

$$\hbar/\tau_{\mu H} = \Gamma_{\mu H} = \Gamma_\mu - \Gamma(\mu^- p \to v_\mu n),$$

ist also um 0.16% kleiner als die des freien Myons. Das Experiment der MuCap-Kollaboration (Andreev et al., 2007) (Abb. 4.15) misst die Myon-Zerfallsrate im Gegensatz zu früheren Experimenten nicht in flüssigem Wasserstoff, sondern in einem Gas-Target mit einer 100-mal kleineren Dichte. Es wird so vermieden, dass sich in Stössen der (μ p)-Atome mit H_2-Molekülen $p\mu p$-Moleküle bilden. Diese Moleküle werden im Orthozustand (Proton-Spins parallel) erzeugt, der je nach Dichte schnell oder weniger schnell in den Parazustand (Proton-Spins antiparallel) übergeht, wobei sich die Myon-Einfangsraten in den beiden Zuständen unterscheiden. Die mangelnde Kenntnis dieser dichteabhängigen Raten führte bei der Interpretation früherer Experimente zu Kontroversen. Mit einem neu entwickelten Umlauffilter-System konnte zudem ein extrem hoher Reinheitsgrad des Wasserstoffs im Bereich unter 0.02 ppm erreicht werden, was die Myon-Absorption an

[11] Streng genommen sind die Formfaktoren keine Konstanten, sondern Funktionen des in der Reaktion übertragenen Impulses. g_V, g_A und g_M sind daher hier zu evaluieren am Punkt p_v^2, was nur eine Reduktion um etwa 2.5% mit sich bringt. In der theoretischen Rate ist dies berücksichtigt.

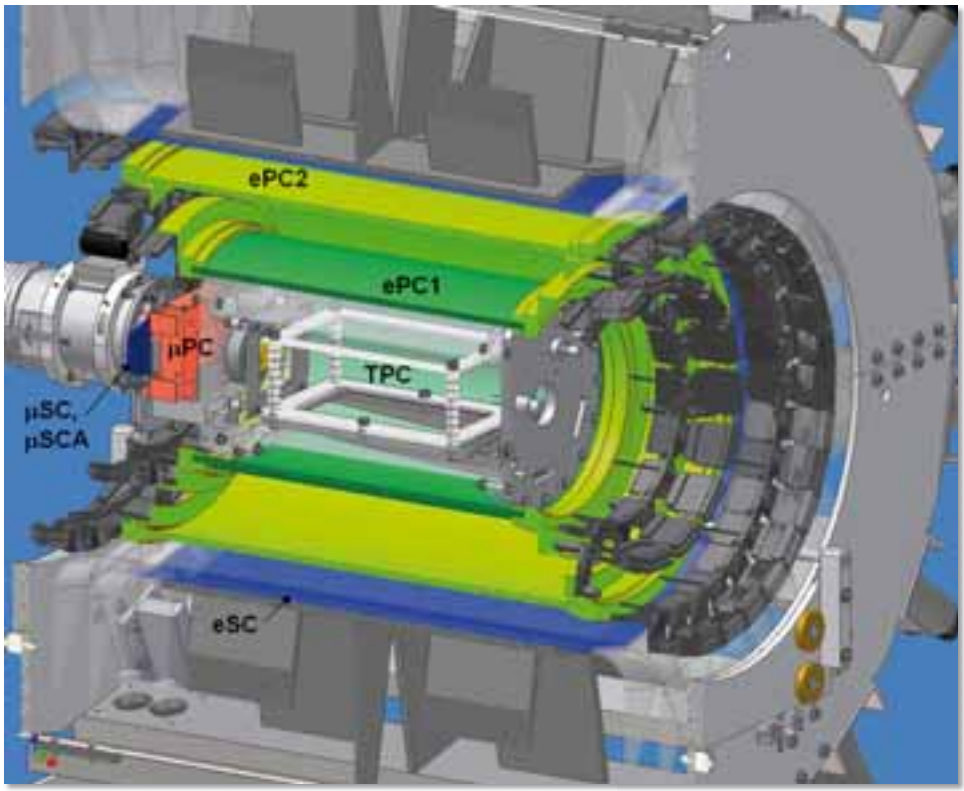


Abb. 4.15. Apparatur zur Messung des Myon-Einfangs in Wasserstoff (Andreev et al., 2007). Negative Myonen mit einem Impuls von 33 MeV/c passieren einen Szintillator (μSC), eine Vieldrahtproportionalkammer (μPC) und ein dünnes Be-Eingangsfenster und kommen im Wasserstoff (Druck 1 MPa) zur Ruhe. Die Bahnen und Impulse der Zerfallselektronen werden aus den Spuren in der TPC (*Time Projection Chamber*) rekonstruiert, die von zwei weiteren Vieldrahtproportionalkammern (ePC1,epC2) und Szintillatoren (eSC) für die Zeitmessung umgeben sind.

schweren Verunreinigungen genügend unterdrückte. Auch die Auswahl der Materialien für den Detektor im Wasserstofftank war wichtig.

Aus der gemessenen Rate ergibt sich der gesuchte Formfaktor zu $g_P = 7.3 \pm 1.1$ in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage von $g_P = 8.23 \pm 0.23$, die sich aus der Vorstellung ergibt, dass das (p,n)- bzw. (u,d)-Paar via ein Pion an das (μ,ν_μ)-Paar koppelt:

$$g_P \approx \frac{2m_\mu f_\pi g_{\pi N}}{m_\pi^2} \frac{1}{1-(E_\nu/m_\pi c^2)^2},$$

wobei $g_{\pi N} = 13$ die Pion-Nukleon-Kopplungskonstante (Abschnitt 5.1) und f_π die Pion-Zerfallskonstante (Abschnitt 4.2) sind. Eine weitere Verbesserung der Messung ist im Gang.

5 TEILCHENPHYSIK: STARKE WECHSELWIRKUNGEN

Reaktionen zwischen Hadronen bei niedrigen Energien lassen sich innerhalb der sehr erfolgreichen Theorie der starken Wechselwirkungen, der Quantenchromodynamik (s. Abschnitt 8), nur schwer beschreiben. In dieser Theorie werden die stark wechselwirkenden Hadronen, hier im Wesentlichen die Pionen und Nukleonen, als gebundene Systeme von Quarks und Gluonen verstanden. Die Quantenchromodynamik ist eine streng nichtlineare Theorie, die sich nur bei hohen Impulsüberträgen, wenn die relevante Kopplungskonstante α_s genügend kleine Werte annimmt, störungstheoretisch behandeln lässt. Bei hohen Energien findet man daher auch gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Es hat sich aber in den letzten Jahren trotzdem eine sehr erfolgreiche effektive Theorie etabliert, welche die bei niederen Energien beobachteten Phänomene mit hoher Präzision zu beschreiben vermag, die sogenannte *chirale Störungstheorie*, die mit einer vielzitierten Arbeit zweier Berner Theoretiker ihren Anfang nahm (Gasser und Leutwyler, 1984; Leutwyler, 2007). Chiralität oder Händigkeit, die relative Orientierung von Spin und Impuls, wurde schon bei den schwachen Wechselwirkungen im vorigen Abschnitt mehrfach erwähnt.

Um die auch bei einer stark vereinfachenden Beschreibung dieses theoretischen Ansatzes unvermeidbaren Begriffe *spontane Symmetriebrechung* und *Goldstone-Bosonen* plausibel zu machen, ist es nützlich, eine Anlehnung an die Festkörperphysik zu machen. In der Theorie der Supraleitung spielen sogenannte Cooper-Paare eine Rolle, die durch die Wechselwirkung von Elektronenpaaren mit antiparallelem Spin entstehen. Diese Cooper-Paare bilden dann einen *effektiven* Freiheitsgrad mit Spin 0, d. h. Bosonen, die dann effektiv mit dem Gitter keine Wechselwirkung mehr haben. Spontane Brechung der Rotationssymmetrie tritt in einem magnetisierten Festkörper auf, wenn das Magnetfeld spontan eine bestimmte Richtung einnimmt. Die magnetische Ordnung kann zu sehr langwelligen Spinwellen angeregt werden, die nur eine sehr kleine Energie transportieren. Das physikalische Vakuum der Quantenchromodynamik kann in Analogie zum magnetisierten Festkörper gesehen werden, mit den Pionen, die ja die Hadronen mit der kleinsten Masse sind, als den energetisch tiefsten Anregungen.

In der Quantenelektrodynamik wird das Vakuum nach Dirac als See von gleich vielen Elektronen und ihren Antiteilchen, den Positronen, verstanden, der aber, ausser wenn diese als kurzzeitige Fluktuation auftreten und elektrische Felder verändern, nicht in Erscheinung tritt. In der Quantenchromodynamik sind es Quark-Antiquark-Paare, die diese Rolle übernehmen. Das Pion als leichtestes Paar ist die häufigste Fluktuation. Quark und Antiquark bilden ein Fermion-Paar, das, wenn man sich auf die Bahndrehimpulse 0 und 1 beschränkt, zum Gesamtdrehimpuls 0 oder 1 koppeln kann (in Einheiten von $\hbar$), mit definierter positiver oder negativer Parität: $J^P = 0^-, 0^+, 1^-, 1^+$. Nur die Pionen mit $J^P = 0^-$ haben eine kleine Masse, alle anderen Mesonen haben eine grössere Masse als das ρ-Meson ($J^P = 1^+$, $m_\rho c^2$=780 MeV). Wenn man sich nur auf die starke Wechselwirkung beschränkt, daher die Ladungen der Quarks nicht beachtet, sind alle Mischungen von Quarks und Antiquarks mit definierter und erhaltener Chiralität, also links- und rechtshändig

möglich. Wenn man ferner die kleinen Massen der Up- und Down-Quarks ($m_u c^2 \approx 5$ MeV, $m_d c^2 \approx 10$ MeV) vernachlässigt, hätten alle diese Zustände die gleiche Masse, aber keine definierte Parität. Damit nur die beobachtete Kombination $J^P = 0^-$ vorkommt, muss die chirale Symmetrie spontan gebrochen sein, was die Masse der Pionen gegenüber allen anderen Kombinationen absenkt. Auch wenn die Ursache dieser spontanen Symmetriebrechung noch nicht bekannt ist, kann man sie als Fakt akzeptieren und als Basis für ein Modell betrachten, dessen Vorhersagen experimentell überprüft werden können.

Das Pion wird also als Anregung eines Vielteilchenzustands im quantenchromodynamischen Vakuum verstanden. Bei kleinen Impulsüberträgen ist es sinnvoll, die Quarks und Gluonen als Freiheitsgrade durch diesen Vielteilchenzustand zu ersetzen. Man kann so eine Quantenfeldtheorie formulieren, die nur die Felder leichter Mesonen benutzt und dennoch die wesentlichen Eigenschaften der Quantenchromodynamik in sich birgt. Die Lagrange-Dichte[12], welche die gesamte Dynamik eines Systems beschreibt, lässt sich zwar nicht nach Potenzen der grossen Kopplungskonstanten entwickeln, aber nach Potenzen der kleinen Impulsüberträge, Energien und Pion-Massen, wobei ein konsistentes Zählschema für die Ordnung dieser Entwicklungsgrössen zu beachten ist. Ähnlich wie in der elektroschwachen Wechselwirkung lassen sich Rechenregeln für Feynman-Diagramme herleiten, mit denen man physikalische Prozesse berechnen kann. Allerdings müssen in dieser effektiven Theorie in jeder Ordnung sogenannte Niederenergiekonstanten eingeführt werden, die die auftauchenden Divergenzen zum Verschwinden bringen, also für die Renormierung sorgen. Diese lassen sich nicht wie in der Quantenelektrodynamik in den Massen, Ladungen und Kopplungskonstanten der niedrigsten Ordnung absorbieren, sondern sind durch Experimente zu bestimmen. Einmal bestimmt, sind aber Aussagen für andere Prozesse möglich.

Man kann den heutigen Zustand des Vergleichs zwischen Theorie und Experiment als sehr befriedigend bezeichnen. Prozesse der starken Wechselwirkung wie die Pion-Pion-, die Pion-Nukleon- und die Nukleon-Nukleon-Streuung, elektromagnetische Prozesse wie die Photo- oder Elektroproduktion von Pionen (z. B. $\gamma p \to \pi^+ n$, $\pi^0 p$, $e^- p \to e^- \pi^+ n$), bzw. die Pion-Elektron-Streuung, elektroschwache Prozesse, wie sie im letzten Abschnitt auftauchten (Pion-Zerfälle, Myon-Einfang, Neutron-β-Zerfall), ordnen sich wie einzelne Mosaik-Steine zu einem farbigen Gesamtbild, das dank präziser Experimente und hoher technischer Fertigkeit in der mathematischen Behandlung zustande kam. Einige dieser Mosaik-Steine stammen aus dem PSI und sollen daher im Folgenden kurz erwähnt werden.

5.1 Pion-Nukleon-Streuung

Die drei Prozesse

$$\pi^+ p \to \pi^+ p,\ \pi^- p \to \pi^- p,\ \pi^- p \to \pi^0 n,$$

[12] In der klassischen Mechanik ist die Lagrange-Funktion die Differenz zwischen der kinetischen und der potentiellen Energie. Wenn sie bekannt ist, erhält man durch Einsetzen in die partielle Euler-Lagrange-Differentialgleichung eine Form der Bewegungsgleichung. Das Konzept kann mit geeigneten Modifikationen in die Quantenmechanik übertragen werden.

d. h. die elastische Streuung von positiven und negativen Pionen an Protonen und der Ladungsaustausch, sind an den drei Mesonenfabriken bei Energien bis etwa 300 MeV sehr intensiv untersucht worden. Die Datensammlung des *Center for Nuclear Studies* (ARNDT et al., 2006) listet 2435 Messpunkte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich für verschiedene Streuwinkel und Energien, sowie weitere 843 Datenpunkte für die gleichen Prozesse gemessen mit polarisierten Proton-Targets. Diese beiden Messgrössen werden gewöhnlich ausgedrückt durch Streuamplituden A_ℓ zum Bahndrehimpuls ℓ, die wiederum Funktionen der Streuphasen δ_ℓ sind:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\hbar^2}{k^2}\left(|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2\right),$$

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{n} [(l+1)A_{l+} + lA_{l-}]P_l^0(\cos\theta),$$

$$g(\theta) = \sum_{l=0}^{n} [A_{l+} + A_{l-}]P_l^1(\cos\theta),$$

$$A_{l\pm} = \frac{1}{2i}[\eta_l \exp(2i\delta_{l\pm}) - 1].$$

Bei kleinen Energien genügt es, die Bahndrehimpulse $\ell = 0$ und $\ell = 1$ ($n \leq 1$) zu berücksichtigen, der Inelastizitätsparameter ist dann $\eta_\ell = 1$. $P_\ell^{0,1}$ sind Legendre-Polynome, k der Pion-Impuls und die Indices ± beziehen sich auf die beiden Möglichkeiten, den Bahndrehimpuls des Pions ℓ mit dem Spin des Protons s zu einem Gesamtdrehimpuls j zu kombinieren $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ ($j_z = s_z = \pm 1/2$). Aus der Asymmetrie der Streuung an einem polarisierten Target bezüglich der Polarisationsrichtung lässt sich die Grösse

$$P = \frac{2\mathrm{Im}(f^* g)}{|f|^2 + |g|^2}$$

bestimmen. Die Analyse der Daten führte inzwischen zu einem sehr robusten Satz von Phasen (ARNDT et al., 2006). Diese variieren mit der Energie im Prinzip zwar frei, aber die Modellvorstellungen liefern analytische Vorschriften, welche diese Freiheit einschränken. Zwei Drittel der Messdaten für die differentiellen Wirkungsquerschnitte und 85% der Polarisationsdaten stammen von den drei Mesonenfabriken, der grösste Teil vom TRIUMF. Als Beispiel für Messungen am PSI, die primär zu den Polarisationsdaten beitrugen, seien jene mit dem LEPS-Spektrometer (Abb. 5.1) an einem polarisierten Szintillator-Target (Abb. 3.9) erwähnt, die mit kinetischen Energien zwischen 45 und 87 MeV für $\pi^+ p$ Messgenauigkeiten zwischen 0.015 und 0.054 für den Asymmetrie-Parameter erreichten (MEIER et al., 2004).

Die Pion-Nukleon-Wechselwirkungen sind, wenn für die unvermeidbaren kleineren Unterschiede elektromagnetischen Ursprungs von den Ladungen und Massen korrigiert wird, ladungsunabhängig. Mathematisch formuliert man dies im auf Heisenberg zurückgehenden Isospin-Formalismus. Proton und Neutron

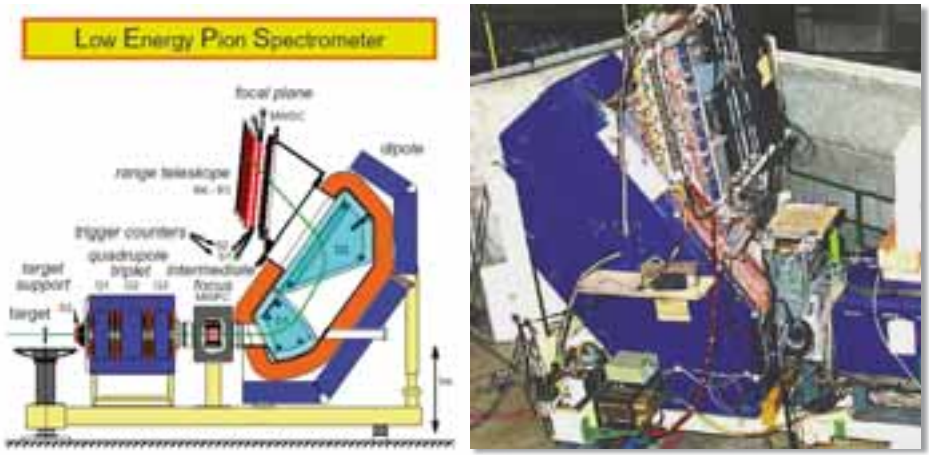


Abb. 5.1. LEPS-Spektrometer für niederenergetische Pionen. Dieses kompakte Spektrometer besteht aus einem Quadrupol- und einem zweiteiligen Dipolmagneten. Eine Impulsauflösung von ± 0,1% um 100 MeV/c wird erreicht. Sechs Ebenen Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) im Zwischenfokus und eine vertikale Driftkammer (MWDC) in der Fokalebene registrieren die Teilchentrajektorie. Das Spektrometer und der πE3-Strahl sind aufeinander angepasst, mit einem dispersiven Fokus in vertikaler Richtung am Streutarget (5 cm pro % $\Delta p/p$) (JORAM et al., 1995).

werden als zwei sich gleich verhaltende Teilchen eines Isospin-Dubletts angesehen, die drei Pionen als Teile eines Isospin-Tripletts. In Analogie zum Drehimpuls oder Spin, definiert man den Isospin T mit der dritten Komponente T_3:

$$(p,n) \equiv (T = \frac{1}{2}, T_3 = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}); \quad (\pi^+, \pi^0, \pi^-) \equiv (T = 1; T_3 = +1, 0, -1)$$

Rotationsinvarianz bedeutet, dass physikalische Prozesse unabhängig von der dritten, gewöhnlich mit z bezeichneten Komponente des Drehimpulses sind. Isospin-Invarianz bzw. Ladungsunabhängigkeit entspricht der Unabhängigkeit physikalischer Prozesse von der dritten Komponente des Isospins. Die Kombination von Pionen und Nukleonen kann entweder zum Gesamtisospin $T = 3/2$ ($T_3 = \pm 3/2$, $\pm 1/2$) oder $T = 1/2$ ($T_{3 = \pm}1/2$) führen. Für die $\pi^+ p$-Streuung ist nur $T = 3/2$ möglich, wegen $T_{3p} + T_{3\pi} = +3/2$, für π^- p und π^0 n sind beide Werte möglich. Da die Amplituden für die beiden Möglichkeiten des Isospins nicht gleich sein müssen, werden die oben definierten $A_{\ell\pm}$ um den Isospin-Index $2T$ erweitert zu $A^3_{\ell\pm}$, $A^1_{\ell\pm}$. Die (Clebsch-Gordan)-Koeffizienten für die Addition von Drehimpulsen liefern dann die folgenden Kombinationen für die drei Prozesse:

$$\pi^+ p \to \pi^+ p : A^3_{l\pm}; \quad \pi^- p \to \pi^- p : \frac{1}{3}(A^3_{l\pm} + 2A^1_{l\pm}); \quad \pi^- p \to \pi^0 n : \frac{\sqrt{2}}{3}(A^3_{l\pm} - A^1_{l\pm}),$$

mit den entsprechenden Streuphasen. Wenn der $T = 1/2$-Anteil vernachlässigt werden kann, ergibt sich für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der drei Prozesse

$$\sigma_+ : \sigma_- : \sigma_0 = 9 : 3 : 2.$$

Aus Abb. 5.2 lassen sich für das Maximum der totalen Wirkungsquerschnitte für Pion-Energien um 175 MeV die Werte 205 mb (π^+), 72 mb (π^- inkl. Ladungsaustausch) und 48 mb (nur Ladungsaustausch) ablesen, was diesen Verhältnissen ziemlich genau entspricht[13]. Der Grund hierfür ist, dass hier der Beitrag eines resonanten Zustands im $\ell = 1$, $j = 3/2$, $T = 3/2$ Kanal, der sogenannten Δ- oder P_{33}-Resonanz mit einer Masse von 1232 MeV/c^2 und einer Breite von 112 MeV/c^2 dominiert. Für eine schmale elastische Resonanz in einem bestimmten Kanal variieren Streuphase und totaler Wirkungsquerschnitt wie

$$\cot\delta_j = \frac{2(E-E_0)}{\Gamma}, \sigma_j = \frac{4\pi}{k^2}(2j+1)\sin^2\delta_j,$$

wobei E_0 und Γ Position und Breite der Resonanz bedeuten. Bei E_0 durchläuft δ_j den Wert $\pi/2$. Für breite Resonanzen und relativistische Teilchen muss die Formel leicht modifiziert werden. Die Energie, bei der die entsprechende Phase den Resonanzwert durchläuft, wird für die Berechnung der invarianten Masse des resonanten Zustandes verwendet, z. B. mit der kinetischen Energie des Pion-Strahls E_π zu

$$(m_\Delta c^2)^2 = (E_\pi + m_\pi c^2 + m_p c^2)^2 - p_\pi^2 c^2.$$

Ziel eines der ersten am damaligen SIN durchgeführten Experimente (Pedroni et al., 1978) war es, durch Vergleich der in einem Transmissionsexperiment gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für π^+ und π^-, die genaue Position der Δ-Resonanz in den Ladungszuständen Δ^{++} und Δ^0 zu bestimmen. In einem Transmissionsexperiment bestimmt man den totalen Wirkungsquerschnitt aus dem Anteil des Strahls, der das Target ausserhalb der Einfallsrichtung verlässt. Die experimentellen Resultate sind in Abb. 5.2 wiedergegeben. Nach allen Korrekturen für die elektromagnetischen Effekte wurde gefunden, dass der ungeladene Zustand (2.7 ± 0.3) MeV/c^2 schwerer und (6.6 ± 1.0) MeV/c^2 breiter ist als der doppelt geladene. Die postulierte Ladungsunabhängigkeit ist daher leicht verletzt. Die fast dreissig Jahre später am PSI ebenfalls als Transmissionsexperiment durchgeführte Messung der Ladungsaustauschreaktion (Breitschopf et al., 2006) ergab allerdings Übereinstimmung (s. ebenfalls Abb. 5.2) der Masse von Δ^0 mit der 1978 gemessenen von Δ^{++}. Dies bedarf der Klärung.

In der Quantenchromodynamik wird das Δ als Baryon mit dem Quark-Inhalt *uuu*, *uud*, *udd* oder *ddd* verstanden, je nach Ladungszustand (++, +, 0, –), mit parallel ausgerichteten Spins der drei Quarks. Es gehört zu einem Dekuplett, das alle Kombinationen mit Spin 3/2 der drei Quarks *u*, *d* und *s* enthält. Das Δ kann auch photoproduziert werden, z. B. als Δ^+ in der Reaktion $\gamma p \to \Delta^+ \to \pi^+ n$, und kann umgekehrt auch radiativ zerfallen, z. B. als Δ^0 in der Reaktion $\pi^- p \to \Delta^0 \to n\gamma$. Wie alle anderen Baryonen sollte das Δ auch ein magnetisches Moment besitzen. Dieses zu bestimmen ist allerdings ein schwieriges Unterfangen, denn mit einer Breite von 112 MeV/c^2 lebt es nur $5.9 \cdot 10^{-24}$ s. In einem Experiment, dessen Aufbau

[13] 1 millibarn (mb) ≡ 10^{-27} cm^2

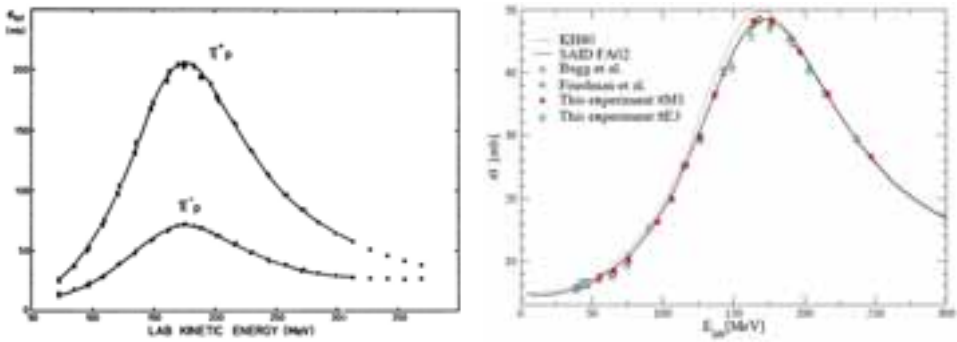


Abb. 5.2. Totaler Wirkungsquerschnitt für die drei Pion-Nukleon-Prozesse in Funktion der kinetischen Energie der Pionen aus Transmissionsexperimenten. Links: Elastische Streuung für π^+ und Summe aus elastischer Streuung und Ladungsaustausch für π^- (PEDRONI et al., 1978); rechts: nur Ladungsaustausch (BREITSCHOPF et al., 2006). Das breite Maximum des Wirkungsquerschnitts identifiziert die Δ-Resonanz.

in Abb. 3.7 schon gezeigt wurde, wurde aus der Asymmetrie der Winkel- und Energieverteilung der Photonen in der Reaktion

$$\pi^+ p \to \pi^+ p\gamma,$$

auch als Pion-Proton-Bremsstrahlung bezeichnet, gemessen mit einem polarisierten Target dieses magnetische Moment zu $\mu_{\Delta++} = (1.62 \pm 0.18)\ \mu_p$ bestimmt (BOSSHARD et al., 1991). Die Grundidee dieses Experiments ist die, dass die Erzeugung und Vernichtung eines magnetischen Moments eine charakteristische Strahlung erzeugt, die unter geeigneten kinematischen Bedingungen, fern von den Bereichen, wo die Bremsstrahlung von Pion und Proton dominiert, beobachtet werden kann. Aus der Systematik der magnetischen Momente der Baryonen lässt sich etwa $\mu_{\Delta++} = 2\mu_p$ erwarten.

Wenn die Pion-Energie gegen Null geht, bleiben nur noch die $\ell = 0$ Amplituden $A^3_{\ell+}$ und $A^1_{\ell+}$, die in der spektroskopischen Notation ($L \equiv \ell$) $L_{2j,2T}$ auch mit S_{11} und S_{13} bezeichnet werden. Eine häufig angewendete Parametrisierung der Streuamplitude für $k \to 0$, die von der speziellen Form des für die Streuung verantwortlichen Potentials unabhängig ist, ist die Reichweite-Formel

$$\frac{k}{\hbar}\cot\delta = \frac{1}{a} + \ldots; \Rightarrow \sin^2\delta = \frac{k^2a^2}{\hbar^2 + k^2a^2}, \Rightarrow \sigma = \frac{4\pi}{k^2}\sin^2\delta = 4\pi a^2\ (k \to 0)$$

Die Grösse a wird als Streulänge (Einheit fm) bezeichnet. In der πp-Streuung treten für die beiden Isospin-Kombinationen die beiden Streulängen a_1 ($T = 1/2$) und a_3 ($T = 3/2$) auf. Man findet also für $k \to 0$

$$\begin{aligned} \pi^+ p \to \pi^+ p \quad &\Leftrightarrow \quad a_3 \quad &&\Leftrightarrow \quad a^+ - a^- \\ \pi^- p \to \pi^- p \quad &\Leftrightarrow (2a_1 + a_3)/3 \quad &&\Leftrightarrow \quad a^+ + a^- \\ \pi^- p \to \pi^0 n \quad &\Leftrightarrow \sqrt{2}(a_1 - a_3)/3 \quad &&\Leftrightarrow \quad a^- \\ \text{mit} \quad & a^+ \equiv (a_1 + 2a_3)/3 a^- \equiv (a_1 - a_3)/3 \end{aligned}$$

Die Kombinationen a^+ und a^- werden auch Isoskalar- (keine Änderung des Vorzeichens bei 1 ⇔ 3) und Isovektor-Streulänge (Änderung des Vorzeichens bei 1 ⇔ 3) genannt. In niedrigster Ordnung chiraler Störungstheorie gilt das seit Weinberg's wegweisender Arbeit von 1966 (WEINBERG, 1966) bekannte Resultat

$$a^+ = 0, \;\; a^-/(\hbar c) = \frac{m_\pi}{4\pi c^2 (1 + m_\pi/m_N) f_\pi^2} = 0.079 [m_\pi c^2]^{-1}; a^- = 0.056\,\text{fm}$$

Die Hinzunahme höherer Ordnungen ändert dieses Resultat nur wenig. f_π ist die aus Abschnitt 4.2 bekannte Pion-Zerfallskonstante.[14]

Die beste Methode, diese Streulängen zu bestimmen, ist die Messung der Breite und Verschiebung des Grundzustands von pionischem Wasserstoff. Das pionische Wasserstoffatom πH bildet sich, wenn negative Pionen im Coulomb-Feld des Wasserstoffkerns eingefangen werden. Das Pion durchläuft eine Kaskade zu immer kernnäheren Bahnen und stärker gebundenen Zuständen, bis es schliesslich vom Kern im atomaren 1*s*-Zustand absorbiert wird. Abb. 5.3 zeigt die untersten Energieniveaus und den 3*p* – 1*s* (n = 3, ℓ = 1 → (n = 1, ℓ = 0)) Übergang, der experimentell untersucht wurde. Aus dem Grundzustand wird das Pion vom Proton absorbiert via Ladungsaustausch oder Strahlungseinfang $\pi^- p \to \pi^0 n$ oder $\pi^- p \to \gamma n$. Die attraktive starke Wechselwirkung verschiebt das unterste Niveau zu stärkerer Bindung, die Absorption verbreitert den Zustand gegenüber den mit dem Coulomb-Potential berechneten. Die Verschiebung ε_{1s} ergibt sich aus der gemessenen Übergangsenergie E (3*p* – 1*s*) im Vergleich zur berechneten E (3*p* – 1*s*, C) = 2878.808 eV zu

$$\varepsilon_{1s} = E(3p - 1s, C) - E(3p - 1s) = -E_{1s}((a^+ + a^-)/r_B)(1 + \delta_\varepsilon),$$

die Breite zu

$$\Gamma_{1s} = 8 E_{1s} \frac{q_0}{r_B \hbar} \left(1 + P^{-1}\right)\left(a^-\right)^2 \left(1 + \delta_\Gamma\right)$$

Hier bedeuten: r_B (222.6 fm) Bohr-Radius des 1*s*-Niveaus, E_{1s} (3238 eV) elektromagnetische Bindungsenergie im 1*s*-Zustand, q_0 (28 MeV/c) Impuls des π^0 in der Ladungsaustausch-Reaktion, P (1.546 ± 0.009) Panofsky-Verhältnis (Ladungsaustausch zu Strahlungseinfang), δ_ε bzw. δ_Γ elektromagnetische Korrekturen (–2.1 ± 0.5) % bzw. (–1.3 ± 0.5%). Einsetzen in die obigen Ausdrücke ergibt $\varepsilon_{1s} \approx -7$ eV und $\Gamma \approx 1$ eV. Die PSI-Experimente (SCHRÖDER et al., 2001; SIMONS, 2006), die im Folgenden kurz beschrieben werden, erreichten eine Genauigkeit von 0.2% für die Verschiebung und 2.3% für die Breite, d. h. 5 bzw. 8 ppm relativ zur Energie der Linie.

[14] Häufig wird statt $f_\pi = 0.943 m_\pi$ $F_\pi = f_\pi/\sqrt{2}$ verwendet.

Die Grundelemente der Experimente, die Linien im pionischen Wasserstoff (und Deuterium) beobachteten, blieben abgesehen von kontinuierlichen Verbesserungen gleich. Um optimale Energieauflösung zu erhalten, wurde ein Kristallspektrometer verwendet. Die Röntgenphotonen werden, wie in Abb. 5.4 gezeigt, unter dem Bragg-Winkel (θ_B)

$$\sin \theta_B = n\lambda/2d$$

reflektiert. Als Kristalle wurden zu Zylindermanteln gebogener Quarz (110) (Gitterkonstante d=2.45668 Å) oder zu Kugelkappen gebogenes Silizium (111) verwendet. *n* ist die Ordnung der Reflexion und λ die Wellenlänge der Röntgenlinie. Als orts- und energieauflösender Detektor für die gestreuten Photonen wurden *Charged Coupled Devices* (CCD) verwendet, wie sie z. B. in Videokameras

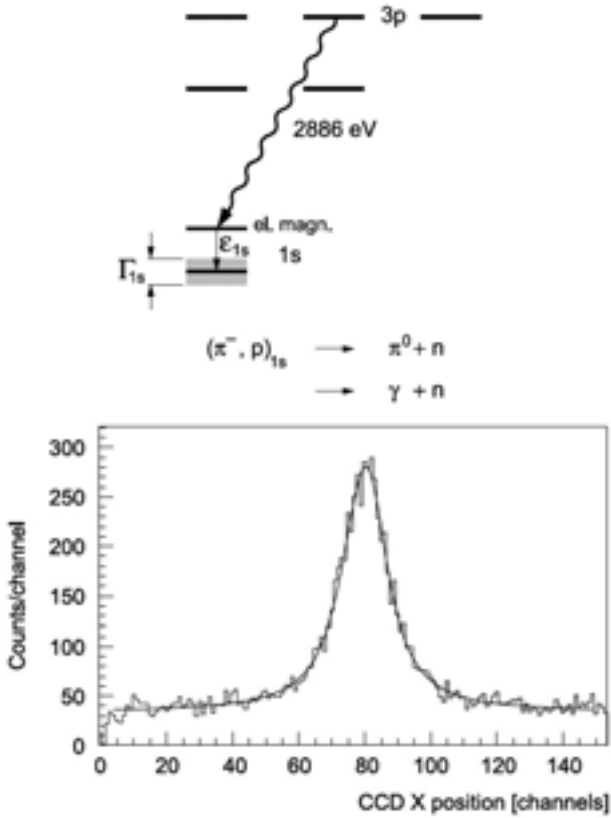


Abb. 5.3. Oben: Niveauschema des pionischen Wasserstoffatoms mit dem (3*p* – 1*s*)-Übergang, dessen Breite und Verschiebung gegenüber der rein elektromagnetischen Position gemessen wird. Unten: Die mit dem Röntgen-Kristallspektrometer gemessene Linie; ein Kanal entspricht 5 Pixels des CCD-Detektors oder 0.088 eV, die extrahierte Breite ist Γ = 935 meV bei einer instrumentellen Auflösung von 570 meV. Ohne die Verschiebung würde die Linie etwa bei Kanal 0 liegen (Schröder et al., 2001).

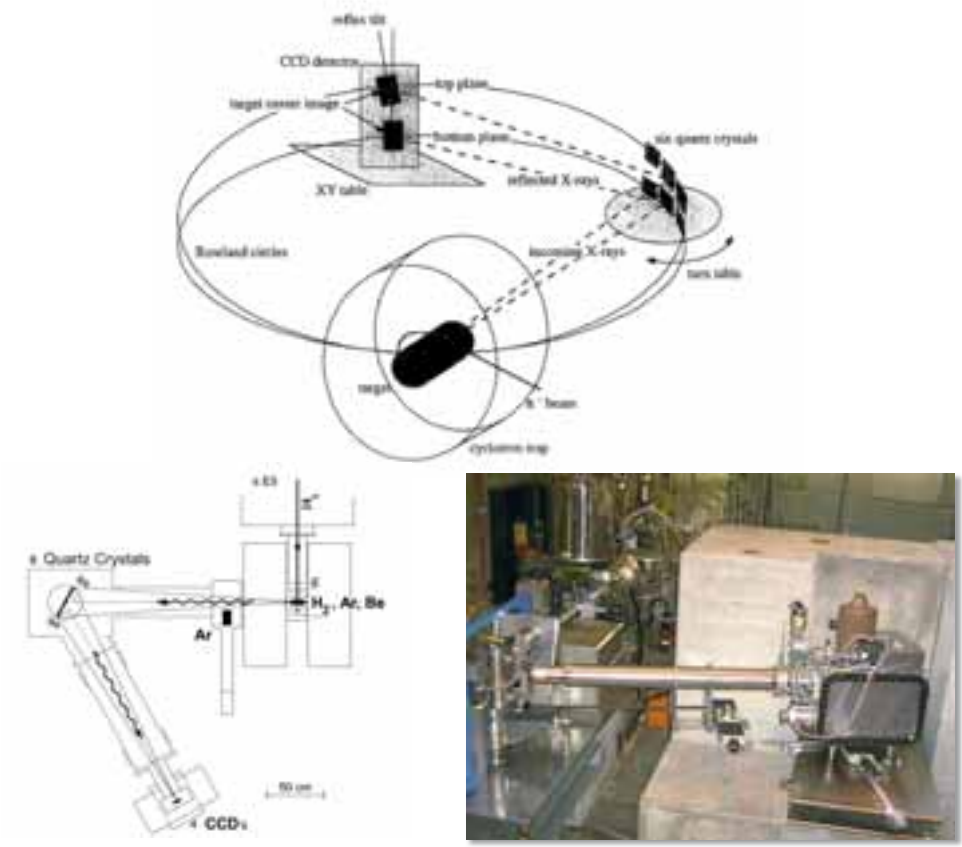


Abb. 5.4. Pionischer Wasserstoff. Oben: Messprinzip. Das Target innerhalb der Zyklotron-Falle, die Kristalle und die CCD-Detektoren *(Charged Coupled Devices)* liegen auf zwei Kreisen *(Rowland circles),* die sich im Target schneiden. Röntgen-Photonen aus dem Target werden an den Quarzkristallen unter dem Bragg-Winkel reflektiert und sprechen die Pixels der CCD's an. Unten: Aufbau des Experiments. Pionen vom πE5-Strahl werden in der Zyklotron-Falle abgebremst, so dass sie in der Targetzelle (Be, Ar, H_2) zu Ruhe kommen. Eine Ar-Röntgenquelle dient zur Überwachung der Stabilität des Spektrometers. Die Photographie zeigt das Spektrometer im Messareal (SIMONS, 2006).

verwendet werden oder in der Röntgenastronomie. Das Basismaterial ist Silizium, die Pixel-Grösse ist 22.5 × 22.5 μm^2, und jeder der sechs CCD's enthielt gegen $9 \cdot 10^5$ Pixels. Gewöhnlich spricht nur ein Pixel an, wenn ein 2.9-keV-Photon absorbiert wird, die Effizienz ist grösser als 60% und die Auflösung 150 eV. Diese Eigenschaften genügen für die Diskriminierung gegen den enormen Untergrund. Der Vergleich der Bragg-Winkel der ($3p - 1s$)-πH-Linie mit elektronischen $K_{\alpha 1}$-Linien von Argon liefert die Energieeichung, der Vergleich mit der ($4f - 3d$)-Linie in pionischem Beryllium die Auflösungsfunktion, mit der die Breite bestimmt werden kann.

Die Dichte des auf 20 K gekühlten Wasserstoff-Gas-Targets entspricht 15 atm bei 300 K. Es befindet sich im Zentrum der Zyklotronfalle, einer supraleitenden Helmholtz-Spule mit einem zentralen Feld von 2.8 Tesla. Pionen mit einem Impuls von 85 MeV/c werden in diesem Feld auf Kreisbahnen abgelenkt, verlieren in dünnen Folien bei jedem Umlauf etwas Energie und erreichen spiralend das Zentrum. Etwa 10% des Strahls ($\approx 10^7\ s^{-1}$) stoppt im Target. Die so erreichte Stoppdichte ist etwa eine Grössenordnung höher als die ohne Falle erreichbare.

Die Ergebnisse des zuletzt publizierten Experiments (Schröder et al., 2001) lauteten (erster angegebener Fehler statistisch, zweiter systematisch)

$$E_{3p-1s} = (2885.916 \pm 0.013 \pm 0.033)\ \text{eV} \Rightarrow \varepsilon_{1s} = -(7.108 \pm 0.013 \pm 0.034)\ \text{eV}$$
$$\Gamma_{1s} = (0.969 \pm 0.045 \pm 0.010)\ \text{eV} \Rightarrow \Gamma_{1s} = -(0.868 \pm 0.040 \pm 0.038)\ \text{eV, Doppler korr.}$$

Die gemessene Breite muss für den Doppler-Effekt korrigiert werden, denn die pionischen Wasserstoffatome können während der Kaskade zum Grundzustand und durch Stösse mit Wasserstoffmolekülen kinetische Energie gewinnen oder verlieren. Das Wechselspiel der verschiedenen konkurrenzierenden atomaren Prozesse ist theoretisch gut verstanden und durch Messungen in myonischen und pionischen Atomen experimentell in Teilaspekten überprüfbar (Schröder et al., 2001; Simons, 2006). Man geht davon aus, dass das pionische Atom sich dann bildet, wenn das langsame Pion die Geschwindigkeit des atomaren Elektrons erreicht hat, d. h. sich in einem Abstand zum Kern befindet, der dem elektronischen Bohrradius entspricht. Nach dem Einfangsprozess

$$\pi^- + (e^- p)_{n=1} \rightarrow (\pi^- p)_{n\approx 15} + e^-$$

beeinflussen die folgenden Prozesse den Verlauf der Kaskade

$$\begin{aligned}
\text{Absorption} &\equiv (\pi^- p)_{ns} \rightarrow \pi^0 n; \gamma n \\
\text{Stark}-\text{Effekt} &\equiv (\pi^- p)_{n\mathbf{l}} + H_2 \rightarrow (\pi^- p)_{n\mathbf{l}'} + H_2 \\
\text{Coulomb}-\text{Abregung} &\equiv (\pi^- p)_{n\mathbf{l}} + H \rightarrow (\pi^- p)_{n'} + H\,(n' < n) \\
\text{Auger}-\text{Effekt} &\equiv (\pi^- p)_{n\mathbf{l}} + H_2 \rightarrow (\pi^- p)_{n',\mathbf{l}\pm 1} + H_2^+ + e^- \\
\text{Elastische Streuung} &\equiv (\pi^- p)_{n\mathbf{l}} + H_2 \rightarrow (\pi^- p)_{n\mathbf{l}'} + H_2 \\
\text{Strahlung} &\equiv (\pi^- p)_{n\mathbf{l}} \rightarrow (\pi^- p)_{n',\mathbf{l}\pm 1}\,.
\end{aligned}$$

Die Coulomb-Abregung kann man auch als inelastischen Stark-Effekt verstehen, denn das molekulare elektrische Feld führt zur Mischung zweier Zustände des pionischen Atoms mit verschiedener Hauptquantenzahl. Dabei kann das πH-Atom Energie gewinnen. Beim (4 – 3)-Übergang ändert sich z. B. die Bindungsenergie um 157 eV entsprechend 73 eV Energiegewinn. Durch Messungen mit verschiedenen Targetdichten und durch zusätzliche Messungen am (4*p* – 1*s*)- und (2*p* – 1*s*)- neben dem (3*p* – 1*s*)-Übergang konnten die Annahmen, die diesen Berechnungen zugrunde lagen, erhärtet werden (Simons, 2006).

Zieht man die Bilanz dieser aufwändigen Experimente und schliesst die vorläufigen Resultate der Folgeexperimente bis 2005 mit kontinuierlich verbesserten Apparaturen mit ein, so ergibt sich das folgende Bild

$$\varepsilon_{1s} = -(7.120 \pm 0.008 \pm 0.006)\ \mathrm{eV} \Rightarrow (a^+ + a^-)/(\hbar c) = (0.0932 \pm 0.0029)\,[(m_\pi c^2)^{-1}]$$

$$\Gamma_{1s} = (0.823 \pm 0.019)\ \mathrm{eV} \Rightarrow a^-/(\hbar c) = (0.0864 \pm 0.0010)\,[(m_\pi c^2)^{-1}]$$

$$\Rightarrow a^+/(\hbar c) = (0.0068 \pm 0.0031)\,[(m_\pi c^2)^{-1}].$$

Um von den Messgrössen zu den Streulängen zu gelangen, wurden statt der oben erwähnten Werte für δ_ε und δ_Γ die neueren Werte (–7.2 ± 2.9) und (0.6 ± 0.2) % benützt. Mit chiraler Störungstheorie in vierter Ordnung erhält man beispielsweise a^- = 0.0867 und a^+ = 0.0027 (in den obigen Einheiten) unter Verwendung einer Phasenanalyse der πN-Daten von 1998 (Simons, 2006), in guter Übereinstimmung. Aus der Phasenanalyse aller Streudaten extrahiert man den Wert a^- = 0.0883 ± 0.047 (Arndt et al., 2006), ebenfalls in guter Übereinstimmung.

Die direkte Messung von a^- ist schliesslich ein wichtiges Datum für die Bestimmung der Pion-Nukleon-Kopplungskonstanten ($g_{\pi NN}$ = 13.15 ± 0.05), deren präziser Wert im Zentrum einer langjährigen Debatte steht. Die Pion-Nukleon-Kopplungskonstante wurde schon im Zusammenhang mit der induziert pseudoskalaren Kopplung im Myon-Einfang (Abschnitt 4.6) erwähnt. Sie tritt mit der Axialvektor-Kopplung aus dem β-Zerfall g_A auch auf in der Goldberger-Treiman-Beziehung

$$g_{\pi NN} = \sqrt{2} m_N g_A / f_\pi (1 + \Delta_{GT}),$$

wobei sich $\Delta_{GT} \approx 2\%$ in Beziehung zu den Quark-Massen setzen lässt. Schliesslich lässt sich die Beziehung, welche die Breite Γ_{1s} in Beziehung zur Streulänge im Ladungsaustausch setzt, via das bekannte Panofsky-Verhältnis auch zu einer Beziehung für die Amplitude des Strahlungseinfangs umformen

$$(a^-)^2 = \frac{q_\gamma}{q_0} P\,|E_{0^+}(\pi^- p)|^2;\ q_\gamma = 129.4\ \mathrm{MeV/c}$$

Die Grösse E_{0+} ($\pi^- p$) bezeichnet die elektrische Dipolamplitude in der Pion-Photoproduktion an der Schwelle. Auch hier findet man gute Übereinstimmung auf dem 2%-Niveau mit Multipolanalysen der Pion-Photoproduktion bzw. Daten der inversen Reaktion $\gamma n \to \pi^- p$, die mit einem Deuterium-Target messbar ist.

5.2 Nukleon-Nukleon-Streuung

Das Konzept der Ladungsunabhängigkeit oder der Isospin-Invarianz der starken Wechselwirkungen hat auch für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen Konsequenzen, die sich experimentell überprüfen lassen. Wenn Proton und Neutron als zwei Zustände des gleichen Teilchens angesehen werden und ferner von dem Einfluss der Ladung abgesehen wird, müssten die Streuprozesse *pp*, *nn* und *np* in gleichen Drehimpuls- und Isospinkanälen gleiche Wirkungsquerschnitte aufweisen. Die Ladungsunabhängigkeit hat ihren Ursprung in der Tatsache, dass die Wechselwirkungen zwischen den Bausteinen der Hadronen, den Quarks, die durch den

Austausch von Gluonen zustande kommen (s. Abschnitt 8), gleich sind, solange die Massen der Quarks gleich sind und solange man wieder von der unterschiedlichen Ladung absieht. Man nennt diese Eigenschaft auch Ladungssymmetrie. Die Ladung und die dritte Komponente des Isospins der Nukleonen und der Quarks sind miteinander verbunden durch die Beziehungen

$$Q_N = e(\frac{1}{2}+T_3),\, Q_p = e(\frac{1}{2}+\frac{1}{2}) = e,\, Q_n = e(\frac{1}{2}-\frac{1}{2}) = 0;$$

$$Q_q = e(\frac{1}{6}+T_3),\, Q_u = e(\frac{1}{6}+\frac{1}{2}) = \frac{2}{3}e,\, Q_d = e(\frac{1}{2}-\frac{1}{2}) = -\frac{1}{3}e.$$

Wie in den einleitenden Bemerkungen zu diesem Abschnitt erwähnt, sind die Massen von Up- und Down-Quark nicht gleich. Die Ladungssymmetrie ist daher gebrochen, und auch die Massen von Proton und Neutron unterscheiden sich, wenn auch nur um minime 0.13%: $(m_n - m_p)c^2$ = (939.57 – 938.28 MeV = 1.29 MeV. Rechnungen zeigen, dass die Massendifferenz zwischen den Quarks gegenüber der elektrostatischen Abstossung der Quarks (ΔE_C) gewinnt

$$m_n\,(udd) - m_p\,(uud) = m_d - m_u - \Delta E_C$$

Auf den Massenunterschied zwischen den beiden Quarks lassen sich letztlich alle Isospin-Invarianz verletzenden Effekte zurückführen. Diese möglichst genau zu kennen, ist aber gerade deshalb wichtig.

Bei sehr niedrigen Energien, wenn nur der Bahndrehimpuls L $\equiv \ell = 0$ eine Rolle spielt, können zwei Nukleonen sich in folgenden Zuständen des totalen Isospins T und des totalen Spins S finden

$$T=1, S=0: nn(\uparrow\downarrow),\, np(\uparrow\downarrow),\, pp(\uparrow\downarrow) \Rightarrow {}^1S_0;\; T=0, S=1: np(\uparrow\uparrow) \Rightarrow {}^3S_1,$$

in der spektroskopischen Notation ${}^{2S+1}L_J$ (hier $J = S$ wegen $L = 0$) und der relativen Ausrichtung der Nukleon-Spins durch die Pfeile angedeutet. Das Pauli-Prinzip verbietet für *nn* und *pp* den ${}^3S_1$-Zustand, weil sich die beiden identischen Fermionen dann im gleichen Quantenzustand befinden würden. Zu den Zuständen gehören Streuamplituden und Wirkungsquerschnitte, die sich wieder durch Streulängen (a) für den Strahlimpuls $k \to 0$ und bei etwas höheren Energien durch einen zweiten Parameter, die effektive Reichweite (r_0), ausdrücken lassen

$$\sigma \approx 4\pi a^2\left[1-(ka/\hbar)^2(1-r_0/a)\right]$$

Gemessen wurden die folgenden Werte für a und r_0 in den drei Reaktionen, jeweils nach Abzug der elektromagnetischen Beiträge

	a_N [fm]	r_0 [fm]
pp	-17.3 ± 0.4	2.85 ± 0.04
np	-23.8 ± 0.1	2.75 ± 0.05
nn	-18.8 ± 0.3	$2.80 \pm 0.20.$

Die Differenzen zwischen den Streulängen sind Evidenz dafür, dass Ladungsunabhängigkeit und -symmetrie verletzt sind. Allerdings lässt sich z. B. die Differenz $\Delta a = a^N_{pp} - a^N_{nn} = 1.5 \pm 0.5$ fm bereits aus einer Differenz der für die Streuung verantwortlichen Kräfte von unter einem Prozent ableiten. In der Streulänge verstärken sich die Unterschiede um etwa eine Grössenordnung. Das negative Vorzeichen bedeutet, dass es in diesem Kanal keinen gebundenen Zustand gibt, im Gegensatz zum $^3S_1$-Kanal, wo der Deuterium-Kern dieser gebundene *np*-Zustand ist.

Die Messung der Proton-Proton-Streuung ist zwar an elektrostatischen Beschleunigern unterhalb einer Energie von 1 MeV mit guter Genauigkeit möglich. Sie ergibt $a_{pp} = -7.806 \pm 0.003$ fm. Der oben zitierte Wert ergibt sich erst, wenn die Anteile der starken Wechselwirkung und der elektromagnetischen Wechselwirkung in einer Anpassung an die Streuphasen separiert werden, was wegen der Grösse der Korrektur den Messfehler aufbläht. Dieses Problem tritt in der Neutron-Neutron-Streuung nicht auf, weil Neutronen ungeladen sind und die Wechselwirkung ihrer magnetischen Momente nur eine Korrektur um 0.3 fm bewirkt. Allerdings ist die Messung schwieriger, denn es gibt zwar Neutron-Strahlen bis hinunter zu thermischen Energien, aber keine Neutron-Targets. Der Ausweg, ein Deuterium-Target zu benützen und mit der Reaktion $nd \to n(np) \to nnp$ das Neutron an dem im Deuterium gebundenen Neutron zu streuen, wobei das Proton nur zuschauen sollte, wurde zwar vielfach begangen, führte aber zu kontroversen Ergebnissen zwischen 15 und 20 fm, hauptsächlich deswegen, weil das Proton mit den beiden Neutronen doch stark wechselwirken kann und damit die Resultate verfälscht. Schon früh wurde daher nach Alternativen gesucht. Hier bieten sich die Reaktionen

$$\mu^- d \to nn\nu_\mu \text{ und } \pi^- d \to nn\gamma$$

an. Bei beiden finden sich die Neutronen im Endzustand nur von einem schwach wechselwirkenden Neutrino oder einem Photon begleitet. Der Myon-Einfang war einer Messung bisher nicht zugänglich. Vom am PSI gemessenen Pion-Strahlungseinfang stammt der obige Wert für die Neutron-Neutron-Streulänge.

Dieses Experiment (Gabioud et al., 1984) benutzte das in Abb. 3.7 gezeigte Paarspektrometer, um die Photonenergie zu messen, wobei die Reaktion $\pi^- p \to n\gamma$ als Eichung diente. Beim Einfang eines Pions in Ruhe im Wasserstoff ist das Photon monoenergetisch

$$E_\gamma = (m_\pi - \delta_p)c^2 - \frac{(m_\pi - \delta_p)^2 c^2}{2(m_\pi + m_p)} = 129.4 \text{ MeV}; \delta_p = m_n - m_p.$$

Im Deuterium ergibt sich eine eindeutige Beziehung zwischen der Photonener-

gie und dem Relativimpuls k der beiden Neutronen in einem System, in dem ihr Schwerpunkt in Ruhe ist

$$E_\gamma = \frac{[(m_\pi + m_d)^2 - 4m_n^2 - (k/c)^2]c^2}{2(m_\pi + m_d)} = E_\gamma^{\max} - \frac{k^2}{2(m_\pi + m_d)}; E_\gamma^{\max} = 131.5\ \text{MeV}.$$

Die Energie der beiden Neutronen muss also nicht gemessen werden. Der Wert der Streulänge beeinflusst allerdings das Spektrum nur etwa in den letzten 300 keV unterhalb des Endpunkts, und auch dort nur schwach. Eine sehr gute Energieauflösung, Stabilität und gute Kenntnis der instrumentellen Auflösung neben der Notwendigkeit, eine grosse Anzahl Ereignisse für die notwendige statistische Genauigkeit, waren daher gefordert. Abb. 5.5 zeigt das gemessene Spektrum.

Das zitierte Experiment registrierte 371 000 Ereignisse mit einem Flüssig-Deuterium-Target und 113 000 Ereignisse mit einem Flüssig-Wasserstoff-Target und erreichte eine Energieauflösung von 720 keV (0,55% FWHM) für die Wasserstofflinie. Beide Targets wurden regelmässig zur Kontrolle der Eichung gegeneinander ausgetauscht. Für die Streulänge ergab sich a_{nn} = (–18.5 ± 0.4 (exp.) ±0.2 (theor.)) fm. Die verschiedenen Beiträge zum experimentellen Fehler illustrieren die Schwierigkeit des Experiments: Dieser setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler (0.28 fm), der Stabilität des Spektrometers (0.18 fm entsprechend 2 keV bei 130 MeV), der Energieeichung (1 keV entsprechend 0.09 fm) und der relativen Akzeptanz H_2/D_2 (0.2%). Insbesondere die Stabilität zu erreichen, bedingte sorgfältige Überwachung des Magnetfelds, der Temperatur und der Zusammensetzung des Gases in den Vieldrahtproportionalzählern. Der theoretische Fehler reflektiert den Spielraum, den das Modell erlaubt, das für die Anpassung an die Daten benutzt wurde, z. B. von der Deuterium-Wellenfunktion, der Pion-Deuterium-Wechselwirkung im Anfangszustand, den Beiträgen der Streuung mit $\ell > 0$.

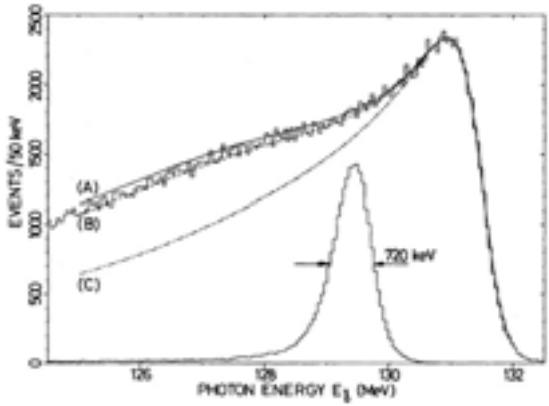


Abb. 5.5. Photon-Spektrum von der Reaktion $\pi^- d \to \gamma nn$ und Eichung mit der 129.4-MeV-Photonlinie von der Reaktion $\pi^- p \to n\gamma$. Das Histogramm zeigt die experimentellen Daten, die durchgezogene Linie (B) den besten Fit an die Daten mit a_{nn} = –18.5 fm und r_0 = 2.80 fm. Die Kurven (A) und (C) zeigen Varianten unvollständigerer Modelle (Gabioud et al., 1984).

Die Genauigkeit des PSI-Experiments ist später nicht mehr erreicht worden. Zwei spätere Experimente mit der gleichen Reaktion, aber mit einer etwas anderen Technik – Messung des Neutron-Spektrums in Koinzidenz mit dem Photon – bestätigten aber das PSI-Resultat. Modellrechnungen, die von der chiralen Störungstheorie abgeleitet sind, ergeben sowohl das richtige Vorzeichen wie auch etwa die richtige Grösse von Δa (*nn*, *pp*) (MILLER, OPPER und STEPHENSON, 2006).

Die Neutron- und Proton-Strahlen des PSI erlaubten natürlich auch die Untersuchung der *pp*- und *np*-Streuung bei höheren Energien. Forschungsgruppen der Universitäten Genf und Freiburg im Breisgau waren mit ihrem experimentellen Programm Teil einer weltweiten Anstrengung, präzise Daten für die Phasenanalysen und die Bestimmung der Wechselwirkungspotentiale zu liefern. Zwischen 1975 und 1985 stand die *pp*-Streuung im Zentrum des Interesses (ONEL et al., 1989; LECHANOINE-LELUC und LEHAR, 1993), seit 1991 die *np*-Streuung (ARNOLD et al., 2000). Insbesondere die Verfügbarkeit polarisierter Proton- und Neutron-Strahlen und die Expertise für polarisierte Proton-Targets förderten die Aktivität am PSI, die den Energiebereich 200 bis 560 MeV betraf. Messungen am TRIUMF (200–500 MeV), am LAMPF (400–800 MeV) und am SATURNE-II-Beschleuniger in Paris (800–1100 MeV) ergänzten dieses Programm.

Da mit *pp*-Messungen, wie oben erklärt, nur der Isospin $T = 1$ Kanal zugänglich ist, braucht es auch die *np*-Messungen um $T = 0$ voneinander trennen zu können. Da im Gegensatz zur πN-Streuung (Abschnitt 5.1) beide am Streuprozess beteiligten Teilchen einen Spin haben, treten statt zwei Amplituden (*f*, *g*) fünf komplexe Amplituden im Wirkungsquerschnitt auf. Aus den Impuls- und Spinvektoren des einfallenden und des gestreuten Teilchens (k, k'; σ_1, σ_2) im Schwerpunktssystem lassen sich 16 linear unabhängige Kombinationen bilden, die sich aber auf fünf (*a*, *b*, *c*, *d*, *e*) reduzieren, wenn die Invarianz unter der Paritäts- und Zeitumkehr-Transformation und das Pauli-Prinzip berücksichtigt werden. Die Streumatrix und der aus ihr ableitbare Wirkungsquerschnitt können einen Eindruck von der Komplexität geben

$$\begin{aligned} 2M\left(\vec{k}',\vec{k}\right) &= (a+b)+(a-b)(\vec{\sigma}_1\cdot\hat{n})(\vec{\sigma}_2\cdot\hat{n})+e\left((\vec{\sigma}_1+\vec{\sigma}_2)\cdot\hat{n}\right) \\ &\quad +(c+d)(\vec{\sigma}_1\cdot\hat{m})(\vec{\sigma}_2\cdot\hat{m})+(c-d)(\vec{\sigma}_1\cdot\hat{r})(\vec{\sigma}_2\cdot\hat{r}), \end{aligned}$$

mit den Einheitsvektoren

$$\hat{r}=\frac{\vec{k}'+\vec{k}}{\left|\vec{k}'+\vec{k}\right|};\ \hat{m}=\frac{\vec{k}'-\vec{k}}{\left|\vec{k}'-\vec{k}\right|};\ \hat{n}=\frac{\vec{k}\times\vec{k}'}{\left|\vec{k}\times\vec{k}'\right|}.$$

Wenn mit den Indices *s*, *r*, *b*, *t* die Komponenten der Polarisation des gestreuten (*scattered)*, des Rückstoss- (*recoil)*, des Strahl- (*beam)*, des Target-Teilchens bezeichnet werden, ergibt sich für irgendeine gemessene Korrelation zwischen diesen Grössen der folgende Ausdruck

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}X_{srbt}=\frac{1}{4}\mathrm{Spur}\left(\sigma_{1s}\sigma_{2r}M\sigma_{1b}\sigma_{1t}M^{+}\right).$$

Von den 256 Kombinationen bleiben wegen der erwähnten Symmetrieeigenschaften 25 übrig. Mindestens 10 müssten für jeden Winkel und jede Energie gemessen werden, um modellunabhängig Real- und Imaginärteil der Amplituden zu bestimmen. Dies ist erstmals 1981 in *p, p* Experimenten der Genfer Gruppe (LECHANOINE-LELUC und LEHAR, 1993) am PSI gelungen. Die Indices können die Werte *k, n, s* oder 0 annehmen, je nachdem, ob die Polarisation parallel zu $\vec{k}$, $\hat{n}$ oder $\vec{s} = \vec{k} \times \hat{n}$ (dito für das gestreute Teilchen mit k', s' oder das Rückstoss-Nukleon mit k'', s'') ist, oder der Zustand unpolarisiert ist (0). Der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen unpolarisierten Strahl, unpolarisiertes Target und ohne Messung der Polarisation im Endzustand wird dann zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \equiv I_{0000} = \frac{1}{4}\mathrm{Spur}\left(MM^{+}\right).$$

Bis zum Umbau des Targets E für die Spallationsquelle 1985 wurden die *pp*-Experimente im Areal *pM*1 und erste *np*-Experimente im Areal *nE*1 durchgeführt. Der polarisierte Proton-Strahl kam entweder direkt aus der Ionenquelle und dem Beschleuniger ($P \approx 80\%$) oder wurde durch Streuung am Target M (8 mm Be, Streuwinkel 8°, $P = 41.65\%$) erzeugt. Die Polarisationsrichtung konnte entweder an der Ionenquelle oder mit zwei supraleitenden Solenoiden vor und nach dem letzten Ablenkmagneten im Strahl gedreht werden. Abb. 5.6 zeigt den Aufbau der Genfer Experimente. Sowohl gestreutes wie Rückstoss-Proton werden in einem Spektrometer analysiert, wobei in einem der beiden die Polarisationsrichtung aus der Asymmetrie der Streuung an einem Kohlenstoff-Polarimeter bestimmbar ist.

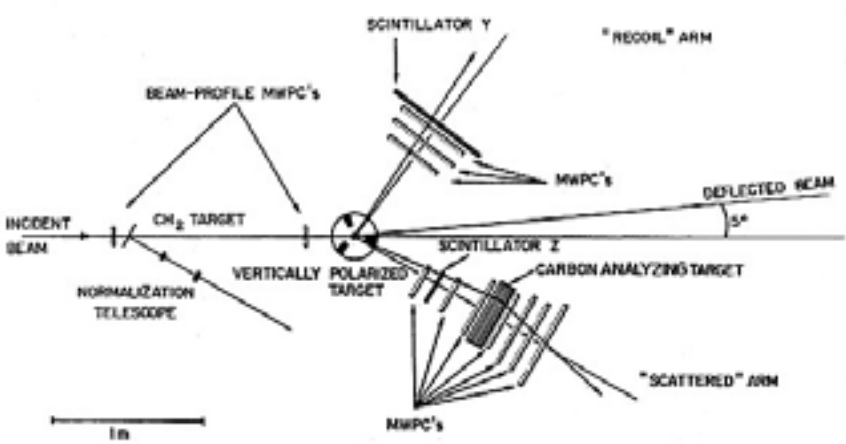


Abb. 5.6. Experimenteller Aufbau für die Messung der Proton-Proton-Streuung (ONEL et al., 1989). Der polarisierte Protonstrahl trifft auf ein polarisiertes Proton-Target. Die beiden Protonen im Endzustand werden in zwei Spektrometern registriert, in denen die Teilchenbahn mit je drei (*x, y*)-Vieldrahtproportionalkammern vermessen wird, und Szintillatoren die Zeitinformation liefern. In einem Arm befindet sich ein Kohlenstoff-Polarimeter.

Das Analysiervermögen des Kohlenstoffs für die relevanten Energien wurde in separaten Experimenten gemessen (ONEL et al., 1989). Vollständige Rekonstruktionen der Streuamplituden existieren für fünf Energien zwischen 447 und 579 MeV und je 6 Winkel mit 11 (z. B. *srbt = 00n0, 00nn, 00kk', 00sk, n0n0, 0nn0* usw.) bzw. 15 gemessenen Spin-Korrelationen (ONEL et al., 1989; LECHANOINE-LELUC und LEHAR, 1993).

Das *n, p* Programm, das die Freiburger Gruppe im *nE*1-Areal begonnen hatte, wurde seit 1991 im neu aufgebauten NA2-Areal (*Nucleon Area*, s. Abb. 2.1 (ARNOLD et al., 1997)) von der Genf-Freiburg-PSI-Kollaboration fortgesetzt. Der Neutron-Strahl wurde mit der Reaktion ^{12}C (*p, n*) *X* mit 590-MeV-Protonen erzeugt, was ein kontinuierliches Spektrum zwischen 200 und 560 MeV mit dem (quasielastischen) Maximum bei 530 MeV ergibt. Ein polarisierter Strahl konnte mittels Transfer der Polarisation von einem polarisierten Proton-Strahl erzeugt werden ($P_p \approx 75\% \Rightarrow P_n = 17\%$ (250 MeV); $P_n = 45\%$ (530 MeV)). Das Proton-Spektrometer wurde von den *p, p*-Experimenten übernommen und mit Neutronen-Zählern ergänzt (ARNOLD et al., 2000). Aus den 15 Messgrössen bei 5 Neutronenenergien im Winkelbereich zwischen 60° und 160° können modellunabhängig nun auch $T = 0$ Amplituden bestimmt werden.

Die modellunabhängigen Amplituden sind quasi die Aufhängepunkte für die Phasenanalysen, denn sie helfen Mehrdeutigkeiten in den Lösungen zu entfernen. Das nun sehr umfangreiche und auch präzise Datenmaterial verhilft zu einer genauen Kenntnis der Parameter und der radialen Abhängigkeit der Nukleon-Nukleon-Potentiale. Diese setzten sich traditionell zusammen aus den Beiträgen vom Pion-Austausch und dem Austausch schwererer Mesonen. Die aus der eingangs erwähnten chiralen Störungstheorie abgeleitete effektive Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung erreicht mit der Berechnung zunehmend höherer Ordnungen ebenfalls eine gute Repräsentation der Daten. Man darf daher fragen, wie dies kürzlich ein Reviewer in einem Vortrag tat (MACHLEIDT, 2006), «Die Theorie der Kernkräfte: Kommt die niemals endende Geschichte zu einem Ende?».

6 PHYSIKALISCHE ANWENDUNGEN

In den vorhergehenden Abschnitten hatte es sich an verschiedenen Stellen schon gezeigt, dass von den fundamentalen Fragen der Teilchenphysik gewidmeten Experimenten Brücken zu Anwendungen geschlagen wurden, oder dass in der Auslegung oder der Analyse des Experiments Aspekte anderer Disziplinen der Physik eine wichtige Rolle spielten. Was für die Teilchenphysiker eine Not, kann für diese anderen Disziplinen unter Umständen zu einer Tugend werden, wie die folgenden Beispiele zeigen sollen. Ebenso macht gerade die Multidisziplinarität der Mittelenergiephysik mit ihren vielseitigen Anwendungen und ihrem breiten Forschungsspektrum die Arbeit am PSI so interessant und anregend. Leider macht gerade die Vielfalt der angesprochenen Fragen und die Breite es auch unmöglich, diesem Teil der PSI-Aktivitäten auch nur annähernd gerecht zu werden. Es wird daher in noch stärkerem Mass als in den vorigen Abschnitten eher um eine Erläuterung der

Prinzipien gehen, mit dem gelegentlichen Verweis auf ein typisches Resultat, und auch dies nur sehr unvollständig[15].

6.1 Atomphysik – exotische Atome

Unter exotischen Atomen werden gemeinhin atomare Systeme verstanden, bei denen die Hülle nicht nur aus Elektronen besteht oder bei denen der positive Kern nicht notwendigerweise aus Protonen und Neutronen besteht. Mit nahezu allen negativ geladenen Elementarteilchen sind solche Atome gebildet und untersucht worden, so z. B. myonische, pionische, kaonische, antiprotonische und Σ-baryonische Atome, mit einem μ^-, π^-, K^-, $\bar{p}^-$ oder Σ^- gebunden an einen positiven Kern. Andererseits sind Atome wie Positronium, mit einem Positron anstelle des Protons, und Myonium, mit einem positiven Myon anstelle des Protons, beobachtet und mit höchster Präzision untersucht worden. Sogar die Existenz von Pionium, einem gebundenen Zustand aus einem positiven und einem negativen Pion, konnte kürzlich am CERN bewiesen werden. Mit den myonischen und pionischen Atomen und Myonium sind drei dieser Exoten am PSI beobachtbar.

6.1.1 Pionische und myonische Atome

Die Reaktionen, die zur Bildung eines pionischen oder myonischen Atoms und zur anschliessenden Kaskade führen, sind oben am Beispiel des pionischen Wasserstoffs (Abschnitt 5.1) schon erläutert worden. Die relative Häufigkeit der einzelnen Prozesse variiert mit der Ladung des Kerns und der Elektronenhülle. Meist dominiert der Auger-Effekt in den höheren Zuständen, bevor dann die Strahlungsübergänge übernehmen, wenn sich Pion oder Myon innerhalb der 1*s*-Bahn des elektronischen Atoms befinden. Die Atome sind stabil, weil die Kaskade etwa 10^{-12} s in Anspruch nimmt, eine Zeit, die klein gegenüber der Lebensdauer von Pion und Myon ist (Backenstoss, 1970).

Innerhalb der Elektronenhülle sind die Energiezustände und Bahnradien in erster Näherung schon aus den Bohr'schen Formeln für das Wasserstoffatom ableitbar, wenn die Elektronenmasse durch die Pion- oder Myon-Masse und die Ladung *e* durch die Kernladung *Ze* ersetzt wird

$$E_n = -\frac{\mu c^2}{2}\left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2; r_n = \frac{\hbar}{\mu c}\frac{n^2}{Z\alpha},$$

mit der Hauptquantenzahl *n*, der Feinstrukturkonstanten $\alpha = e^2/\hbar c$ und der reduzierten Masse $\mu = mM/(m+M)$ (M = Masse des Kerns, $m = m_\pi$ oder m_μ). Pion oder Myon sind also um den Faktor m/m_e stärker gebunden und näher am Kern als die Elektronen. Die genaue Position der Energieniveaus ergibt sich für die spinlosen Pionen aus den Lösungen der relativistischen Wellengleichung, der Klein-Gordon-Gleichung zu

$$E_{n,l} = -\frac{\mu c^2}{2}\left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2\left[1+\left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2\left(\frac{n}{l+1/2}-\frac{3}{4}-\ldots\right)\right]$$

15 Wenn immer möglich wird auf neuere Übersichtsartikel oder Lehrbücher verwiesen.

Diese Formel nimmt an, dass der Kern keine Ausdehnung hat, vernachlässigt Terme proportional zu $(Z\alpha)^6$ und verliert ihre Gültigkeit etwa für $Z > 2/\alpha \approx 68$. Für Myonen muss die Dirac-Gleichung gelöst werden. Man erhält die entsprechende Formel durch Ersetzen von l im Pion-Fall durch $j = l \pm 1/2$. Dies führt zur Aufspaltung jedes Niveaus mit (n, l) in ein Dublett zu den beiden Werten von j. Im Pion-Fall gibt es nur die Feinstruktur-Aufspaltung zu verschiedenen Werten von l zu gleichem n.[16]

Das Interesse der Experimentatoren gilt allen jenen Effekten, die zu Abweichungen von der obigen Formel führen, d. h. die Lage der Energieniveaus und deren Breite verändern. Für einen Kern mit $Z \approx 50$ und $A \approx 120$ ist der Kernradius $R \approx 1.3 \cdot A^{1/3} = 6.4$ fm, der Radius der untersten Bahn des pionischen Atoms $r_1 = 3.9$ fm und der des myonischen Atoms $r_1 = 5.1$ fm. Dieses numerische Beispiel zeigt, dass die Bahn des Pions oder Myons innerhalb des Kerns verläuft, d. h. einerseits die Annahme einer punktförmigen Ladungsverteilung nicht gerechtfertigt ist, andererseits dass die Wahrscheinlichkeit vom Kern absorbiert zu werden sehr gross, die Lebensdauer sehr kurz und das Niveau breit ist. Solange $r_n > R$ kann der Einfluss der endlichen Kernausdehnung mit quantenmechanischer Störungsrechnung abgeschätzt werden. Die Energieverschiebung ergibt sich aus der Differenz zwischen dem Potential der ausgedehnten Ladungsverteilung V_{FS} (r) (*Finite Size*) und dem Coulomb-Potential $V_C(r) = -Ze/r$ zu

$$\varepsilon_{nl} = e\int |\psi_{nl}|^2 \left(V_{FS}(r) - V_C(r)\right) dr,$$

wobei ψ_{nl} die Wasserstoff-Eigenfunktionen sind (im Myon-Fall zu ersetzen durch die Lösungen der Dirac-Gleichung ψ_{nlj}). Wenn die Kernladungsverteilung durch eine Ladungsdichte $\rho(r)$ gegeben ist, ergibt sich für die Energieverschiebung des ns-Niveaus ($l = 0$)

$$\varepsilon_{n0} \approx \frac{1}{6} |\psi_{n0}(0)|^2 \, Ze^2 \left\langle r^2 \right\rangle, \text{ mit } \left\langle r^2 \right\rangle \equiv (r_{rms})^2 = \frac{\int \rho(r) r^4 dr}{\int \rho(r) r^2 dr}.$$

Aus der Verschiebung lässt sich also der mittlere quadratische Radius der Ladungsverteilung bestimmen. Der Unterschied zwischen der wahren und der punktförmigen Ladungsverteilung ist nur im Bereich des Kerns merkbar, ist also ein Effekt kurzer Reichweite. Dasselbe gilt für Absorption der Pionen durch die starke Wechselwirkung. Das gleiche Verfahren kann daher auch in diesem Fall angewendet werden, wenn ein entsprechendes Potential konstruiert werden kann. Dies zeigte schon das Beispiel des pionischen Wasserstoffs im Abschnitt 5.1. Die hier zur Illustration verwendete Störungsrechnung wird im Vergleich mit den Experimenten ersetzt durch exakte numerische Verfahren. Die im Abschnitt 4.2 erwähnte Messung der Pion-Masse benützte daher einen Übergang mit höherem n (*5g–4f* in Stickstoff), weil dort die kurzreichweitigen Effekte genügend klein sind.

[16] In der Regel werden die gleichen Bezeichnungen wie im gewöhnlichen Wasserstoff verwendet mit *s, p, d, f, g* für $\ell = 0, 1, 2, 3, 4$.

In myonischen Atomen ist nur die elektromagnetische Wechselwirkung zu berücksichtigen. Aus den Energieverschiebungen der tiefer liegenden Zustände können daher die Radien der Kernladungsverteilung für die sphärischen Kerne und zusätzlich auch elektrische Quadrupolmomente für deformierte Kerne gut bestimmt werden. Für höhere Zustände kann auch die Wechselwirkung selber untersucht werden, z. B. durch die Erzeugung virtueller Elektron-Positron-Paare erzeugte Vakuumpolarisation des Coulomb-Felds.

Die gemessenen Breiten und Energieverschiebungen in pionischen Atomen werden in der Regel als Eingabe benutzt, um die Parameter des Real- und Imaginärteils eines optischen Pion-Kern-Potentials anzupassen. Da Pionen nicht nur mit den Protonen, sondern auch mit den Neutronen wechselwirken, können so Unterschiede zwischen der Kernmaterie- und der Kernladungsverteilung gemessen werden. In leichten Kernen ist die Breite des 1*s*-Zustands direkt messbar, denn sie ist in der Regel grösser und mindestens vergleichbar mit der instrumentellen Auflösung. Die Breite des 2*p*-Zustands ist nicht direkt messbar. Die Absorptionswahrscheinlichkeit kann aber aus der Intensität der Linie im Vergleich zur nach Kaskadenrechnungen erwarteten, bzw. im myonischen Fall gemessenen, bestimmt werden (s. z. B. Ref. (SCHWANNER et al., 1984) für ein entsprechendes PSI-Experiment).

Die meisten Experimente benützten Si(Li)-Dioden für Energien im keV-Bereich oder Ge(Li)-Dioden für Energien über 100 keV mit Oberflächen von einigen cm^2. Typische Auflösungen sind 190 eV bei 6.4 keV (Si) und 610 eV bei 120 keV (Ge). Auch Daten, die mit dem hochauflösenden Kristallspektrometer gemessen wurden, liegen in speziellen Fällen (Wasserstoff, Deuterium) oder für einige myonische Atome vor. Abb. 6.1 zeigt typische Daten aus einer Messung der myonischen Linien für die Kohlenstoff-Isotope ^{12}C, ^{13}C und ^{14}C mit einem Ge-Detektor (SCHALLER et al., 1982). In dieser Messung wurden die Energien der

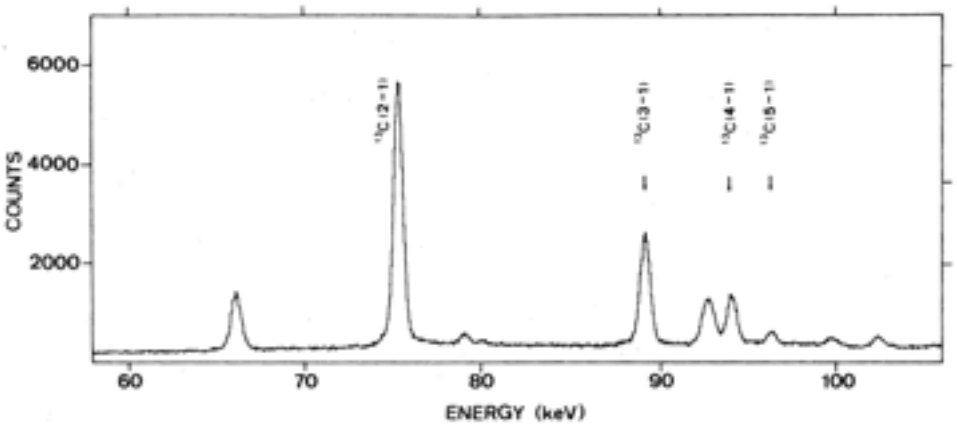


Abb. 6.1. K-Serie im myonischen ^{13}C, gemessen mit einer Ge(Li)-Diode (Auflösung 595 eV (FWHM). Die Energien der markierten (*np*–1*s*)-Übergänge sind 75.317 (*n* = 2), 89.272 (3), 94.163 (4), 96.420 (5) keV (SCHALLER et al., 1982).

(np–1s)-Übergänge im myonischen ^{12}C für $n < 6$ mit einer Genauigkeit von 5 bis 8 eV bestimmt, was einen Wert für den mittleren quadratischen Ladungsradius von ^{12}C von r_{rms} = 2.4715 ± 0.016 fm ergab. Die Energien für ^{13}C und ^{14}C liegen 55 bzw. 93 eV über denen von ^{12}C (2p–1s), für die Unterschiede in den Radien ergaben sich 0.008 ± 0.011 fm bzw. 0.025 ± 0.009 fm.

Die verschiedenen Beiträge zur Übergangsenergie können am Beispiel des ^{12}C, wo die (2p–1s)-Linie auch mit dem Kristallspektrometer gemessen wurde (Ruckstuhl et al., 1984), illustriert werden. Die Feinstruktur des 2p-Zustands ($E(2p_{3/2})$–$E(2p_{1/2})$ = –12.1 eV) kann nicht aufgelöst werden (instrumentelle Auflösung 70 eV), wird aber berücksichtigt. Die Lösung der Dirac-Gleichung mit einer Punktladung ergibt $E_{2p-1s} \equiv E(2p_{3/2})-E(1s_{1/2})$ = 75 225.0 eV, die Messung 75 254.2 ± 0.5 eV, d. h. eine Differenz von 29.2 eV. Addiert man Vakuum-Polarisation (378.6 eV) und andere quantenelektrodynamische Korrekturen (1.1 eV), ergibt sich für den *Finite-Size*-Effekt –408.9 ± 0.6 eV, und r_{rms} = 2.483 ± 0.002 fm, eine Verbesserung um einen Faktor 8 im Vergleich zum obigen Resultat. Die Genauigkeit des mit myonischen Atomen erzielten Resultats erlaubt es, diesen Wert als Fixpunkt für die Normalisierung der Daten der elastischen Elektron-Streuung zu benutzen, die nicht nur r_{rms} liefert, sondern via die Messung des Formfaktors die Fourier-Transformierte der Kernladungsverteilung.

Den mittleren quadratischen Ladungsradius des Protons (r_p) mit hoher Genauigkeit zu bestimmen ist das Ziel eines Experiments, das die Lamb-Verschiebung des 2s-Niveaus im myonischen Wasserstoff mit grosser Genauigkeit messen möchte (Pohl et al., 2006). Quantenelektrodynamische Berechnungen ergeben für die Energiedifferenz $\Delta E(2p_{3/2}–2s_{1/2})$ den Wert 206.952 meV, für die Hyperfein-Komponenten F = 2 [ħ] ($\vec{F} = \vec{j}_\mu + \vec{j}_p$) im oberen und F = 1 im unteren Niveau. Die Bezeichnungen sind identisch mit jenen in Abb. 6.2 für Myonium, die Energien aber verschieden. Ohne den *Finite-Size*-Beitrag (3.8 meV) ist diese Energie auf 0.005 meV genau bekannt. Die beschränkte experimentelle Kenntnis von r_p lässt die Unsicherheit auf 0.137 meV anwachsen (ΔE = 210.04–5.22 r_p^2 [meV], r_p in fm). Die Messung ist motiviert dadurch, dass die extrem genauen Messungen der *(1s – 2s)*- und *(2s – ns/nd)*-Übergänge im gewöhnlichen Wasserstoff, die genaue Werte für die Rydberg-Konstante und die Lamb-Verschiebung des 1s-Grundzustands ergeben, in ihrer Genauigkeit durch die Unsicherheit in r_p limitiert sind. Sie dominiert die experimentelle Genauigkeit und die der theoretischen Vorhersage. Das Prinzip des Experiments ist das folgende (Pohl et al., 2006): Negative Pionen von 100 MeV/c werden in die Zyklotron-Falle (Abschnitt 5.1) injiziert, langsame Myonen (3–6 keV, 300 s^{-1}) aus ihr extrahiert und zu einem 5-Tesla-Solenoid transportiert, in dem sich das Wasserstoff-Target (Druck 0.6 mbar) befindet. Etwa 1% aller im Target gebildeten μH-Atome enden nach der Kaskade im metastabilen 2s-Zustand, der bei diesem Druck eine Lebensdauer von etwa 1.3 μs hat. Ein ausgeklügeltes Detektorsystem registriert die Ankunft eines Myons, das im Target verblieb, und löst einen Puls eines Infrarot-Lasers mit einer abstimmbaren Wellenlänge von etwa 6 μm (206.6 meV) aus, der in das Target eingelenkt wird. In Resonanz mit dem *2s–2p*-Übergang erreicht das μH-Atom den 2p-Zustand, von dem es unmittelbar unter Aussendung eines 1.9-keV-Photons in den Grundzustand

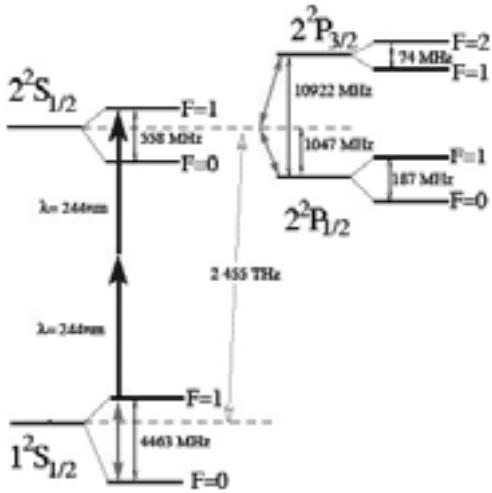


Abb. 6.2. Energieniveaus des Myoniumatoms in den Zuständen mit Hauptquantenzahl $n = 1$ und $n = 2$, $l = 0$ *(S)* und $l = 1$ *(P)*, Feinstruktur-Komponenten $j = 1/2$ und $j = 3/2$, sowie Hyperfeinstrukturkomponenten $F = 0$, $F = 1$ und $F = 2$ (Notation: $n^m L_j$, $m = 2$, weil jedes Niveau wegen der Hyperfeinstruktur ein Dublett ist). Statt der Energiedifferenzen sind die Übergangsfrequenzen ($\nu = \Delta E/h$) in Hz oder Wellenlängen ($\lambda = hc/\Delta E$) in nm angegeben. Ohne Aufspaltungen unterscheidet sich die *(2s, 2p)–1s*-Differenz (2455 THz entsprechend 10.15 eV) nur wegen der unterschiedlichen reduzierten Masse von der im elektronischen Wasserstoff. Die vertikale Skala ist zwischen $n = 1$ und $n = 2$ unterbrochen. Der Doppelpfeil weist auf die resonante Anregung mit zwei Photonen im Experiment hin (Jungmann, 2003).

zerfällt. Anschliessend zerfällt dann noch das Myon. Das Experiment ist so ausgelegt, dass die gesamte Ereignissequenz bis zum Myon-Zerfall in Funktion der Laser-Frequenz gemessen werden kann. Mit dem Nachweis einer ausreichenden Population des *2s*-Niveaus (Pohl et al., 2006) und der Herstellung des aufwändigen Laser-Systems (siehe Umschlagbild) ist in Kürze mit einem ersten Resultat zu rechnen.

6.1.2 Myonium

Die Spektroskopie des Myonium-Atoms, dessen Niveauschema in Abb. 6.2 gezeigt ist, ist seit der Entdeckung dieses Atoms durch Vernon Hughes 1960 im Bestreben nach immer gösserer Genauigkeit verfolgt worden (Jungmann, 2003). Die neuesten und präzisesten Experimente wurden am LAMPF und an der gepulsten Myon-Quelle des ISIS-Synchrotrons am Rutherford Laboratory durchgeführt. Letztere betrafen das *(1s–2s)*-Intervall. Mit zwei gegenläufigen gepulsten Laser-Strahlen von 244 nm wurde der Übergang resonant angeregt mit der Absorption zweier Photonen ohne Doppler-Verschiebung. Aus der auf 0.001 ppm genauen Messung lässt sich das Myon-Elektron-Massenverhältnis ebenso genau bestimmen.

Myonium lässt sich am besten erzeugen, wenn positive Myonen in Edelgasen gestoppt werden. Mit einem solchen Gas-Target, eingebettet in eine Mikrowel-

lenkavität in einem Magnetfeld von 1.7 Tesla, konnte am LAMPF die Zeeman-Aufspaltung der beiden untersten Niveaus mit $n = 1$ gemessen werden und damit die Hyperfeinaufspaltung im $1s_{1/2}$-Niveau. Es wurde eine Genauigkeit von 0.012 ppm erreicht. Diese Messung hat Bedeutung wiederum für die Messung des magnetischen Moments des Myons, das Myon-Elektron-Massen-Verhältnis und die Feinstrukturkonstante α. Die Messung des entsprechenden Intervalls im gewöhnlichen Wasserstoff ist zwar noch 6 Grössenordnungen genauer, wegen der im letzten Abschnitt erwähnten beschränkten Kenntnis des Ladungsradius' des Protons, aber nur etwa gleichwertig mit der Myonium-Messung für die Bestimmung der fundamentalen Konstanten.

In Diamant und anderen Halbleitern mit Zinkblende-Struktur bilden die implantierten positiven Myonen ebenfalls Myonium, und zwar, im Gegensatz zu gewöhnlichem Wasserstoff, in Halbleitern, in einem paramagnetischen Zustand. Auf dessen Untersuchung konzentrierten sich die Experimente am PSI (PATTERSON, 1988). Zwei koexistierende Myonium-Zustände werden beobachtet, ein mit *Mu* bezeichneter Zustand mit einer grossen isotropen Hyperfeinwechselwirkung, und ein mit Mu^* bezeichneter Zustand mit einer kleinen [111]-achsial symmetrischen Hyperfeinwechselwirkung. Die spektroskopischen Eigenschaften dieser Zustände, wie *g*-Faktoren und Hyperfein-Wechselwirkung, und die dynamischen Eigenschaften, wie Diffusionsraten und Übergangsraten zwischen den beiden Zuständen, sind gemessen worden, ebenso wie ihre Position im Gitter.

6.1.3 Durch Myonen katalysierte Fusion

Wenn im schweren Isotop $(dte)^+$ des Wasserstoff-Molekül-Ions das Elektron durch ein negatives Myon ersetzt wird, erhält man das myonische Deuterium-Tritium-Molekül-Ion. Die durch den myonischen Bohr-Radius gegebene Dimension des Moleküls ist nun 207-mal kleiner, die beiden Kerne kommen sich entsprechend näher, und die entsprechende Dichte wird etwa 10^7-mal (207^3) grösser als die gewöhnlicher Materie. Anstelle von einer Bindungsenergie des Grundzustands von -2.6 eV hat man jetzt -319 eV. Unter diesen Bedingungen entspricht die kinetische Energie der beiden Kerne im myonischen Wasserstoff-Molekül einer Temperatur von $3 \cdot 10^6$ K. Unter diesen Bedingungen kann es zu einer spontanen Fusion zwischen den beiden Kernen kommen:

$$d + t + \mu \rightarrow {}^4\,\mathrm{He} + n + \mu + 17.6\ \mathrm{MeV}.$$

Da in den meisten Fällen das Myon frei ist nach der Kernreaktion, kann es sich an ein neues Molekül binden und den Prozess wiederholen. Experimentell sind mehr als 120 Fusionen pro Myon beobachtet worden (BREUNLICH et al., 1989; PETITJEAN, 2007). Ein vereinfachtes Bild des Katalysezyklus zeigt Abb. 6.3.

Für das leichtere $(pd\,\mu)^+$-Molekül wurde die Fusion bereits 1956 in einer Blasenkammer von Teilchenphysikern in Berkeley eher zufällig entdeckt und unmittelbar anschliessend unter dem Aspekt der Energieumwandlung bereits theoretisch analysiert. Die Bilanz zwischen der für die Erzeugung von Myonen notwendigen Energie und der durch die Fusion gewonnenen ausgeglichen oder sogar positiv zu gestalten, schien keine reine Utopie. Trotz dieser Prognose interessierten sich nur

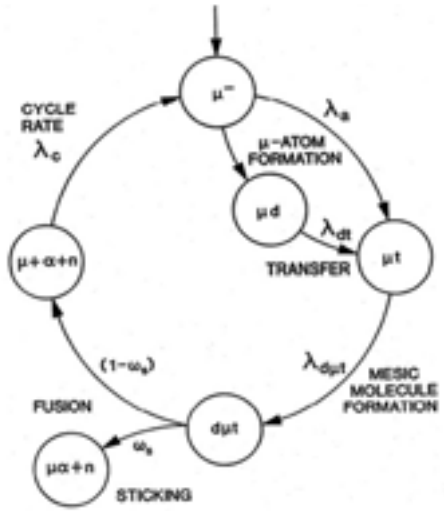


Abb. 6.3. Durch Myonen katalysierte Tritium-Deuterium-Fusion, s. auch Text für eine Beschreibung der Prozesse.

jene Physiker für das Verhalten von Myonen in Gemischen verschiedener Wasserstoffisotope, die es bei der Messung des Myoneinfangs (Abschnitt 4.6) als störend wahrnahmen. Die theoretische Vorhersage, dass ein resonanter Mechanismus zu einer erhöhten Rate für die Erzeugung myonischer Moleküle führen könnte, stimulierte das Interesse insofern, als nun an allen Beschleunigern, die über Myonen verfügten, ein umfangreiches experimentelles Programm begann, das die Abhängigkeit der relevanten Raten von der Temperatur und der Dichte vorwiegend für Deuterium-Tritium-Mischungen im Detail untersuchte. Dies führte schliesslich auch zu speziellen, dem Arbeitsgebiet gewidmeten Konferenzen, an denen die Arbeiten der Wien-PSI-Kollaboration prominent vertreten sind (PETITJEAN, 2007).

Das genügend abgebremste Myon bindet sich zunächst an ein Deuterium- oder ein Tritium-Atom und ersetzt dort das Elektron (Rate λ_a in Abb. 6.3). Da die Bindung im Grundzustand des Tritium um 48 eV stärker ist als die im Deuterium, kommt es bei Kollisionen zu irreversiblen Transfers von Myonen zum Tritium (λ_{dt}). Je nach Dichte können die ($t\mu$)-Atome mit einer Rate von 100 bis 400 pro μs ($dt\mu$)-Moleküle bilden ($\lambda_{d\mu t}$). Optimal scheinen Mischungen mit 40% Tritium-Anteil zu sein. Einmal als Molekül vorhanden, findet sehr schnell, mit einer Rate von 10^6 pro μs, Fusion statt, die durch den Nachweis des 14.1-MeV-Neutrons belegt werden kann. Da das Alpha-Teilchen bei der Fusion eine Energie von 3.5 MeV gewinnt, ist die Wahrscheinlichkeit klein, dass das Myon sich an dieses bindet. Wenn es aber passiert, ist das Myon mit 8.1 keV gebunden ($Z_\alpha = 2$) und für weitere Fusionen verloren. Die sogenannte *Sticking Probability* ω_s zu bestimmen, war daher das Ziel mehrerer, zum Teil zu kontroversen Resultaten führender Experimente. Zurzeit besteht Konsens mit $\omega_s \approx 0.5$–0.6%. Die höchste Fusionsrate (λ_c, 124 ± 10 per Myon) wurde 1991 am PSI gemessen, und zwar in einem festen D_2T_2-

Gemisch (60/40) bei 12 K, entsprechend einer Rate für den Katalyse-Zyklus von 195 pro μs. Für die Interpretation dieser Resultate muss auf Ref. (PETITJEAN, 2007) und die dort angegebenen theoretischen Rechnungen verwiesen werden.

6.2 Pion-Kern-Wechselwirkungen

Pionen ergänzen dank ihrer Eigenschaften die traditionell als Sonden für die Struktur der Kerne verwendeten Elektronen, Protonen und Neutronen in verschiedener Hinsicht. Da Pionen zu einem Isospin-Triplett gehören mit $T = 1$ ($T_3 = \pm 1{,}0$ für $\pi^{\pm}$, π^0), können in den Reaktionen

· elastische und inelastische Streuung $N\,(A, Z)(\pi^{\pm}, \pi^{\pm})\,N^*(A, Z)$,
· einfacher Ladungsaustausch $N\,(A, Z)(\pi^{\pm}, \pi^0)\,N^*(A, Z\pm 1)$, und
· doppelter Ladungsaustausch $N\,(A, Z)(\pi^{\pm}, \pi^{\pm})\,N^*(A, Z\pm 2)$,

bis zu zwei Einheiten der Ladung und des Isospins ausgetauscht werden, während Nukleon-Reaktionen auf eine Einheit beschränkt sind. Illustriert am Beispiel des Kohlenstoffs ^{12}C (Z=6,N=6,T_3=0) als Ausgangs- und Targetkern bedeutet dies, dass die instabilen Nachbarkerne ^{12}B (Z=5,N=7,T_3=-1), ^{12}Be (Z=4,N=8,T_3=-2), ^{12}N (Z=7,N=5,T_3=1) und ^{12}O (Z=8,N=4,T_3=2) erreicht werden können. Da die starke Wechselwirkung ladungsunabhängig ist, kann man zum Beispiel alle fünf Mitglieder eines Quintetts von Zuständen mit $T = 2$ in diesen fünf Kernen untersuchen, die alle die gleiche Grundkonfiguration haben, sich nur in der Anzahl Neutronen und Protonen unterscheiden, aber abgesehen von elektromagnetischen Korrekturen nicht in der Masse, und daher als isobare Analogzustände bezeichnet werden. Man untersucht auf diese Weise u. a. auch ziemlich exotische Kerne mit grossem Neutronenüberschuss wie ^{14}Be (von ^{14}C), ^{6}H (von ^{6}Li) oder ^{9}He (von ^{9}Be).

Ferner reagieren Pionen sowohl mit Neutronen als auch mit Protonen im Kern, aber je nach Einfallsenergie nicht immer gleich stark. In der Nähe der $P_{33}(\Delta)$-Resonanz (s. Abschnitt 5.1) bei Pion-Energien um 180 MeV gilt für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{\sigma(\pi^+ p)}{\sigma(\pi^+ n)} \approx \frac{\sigma(\pi^- n)}{\sigma(\pi^- p)} \approx 9.$$

Mit der Wahl des Ladungsvorzeichens lässt sich daher die Empfindlichkeit der Messung gegenüber Protonen- oder Neutronenkonfigurationen im Kern einstellen. Eine andere herausragende Eigenschaft der Pion-Kern-Streuung ist ihr diffraktiver Charakter. Die Intensität der gestreuten Pionen in Funktion des Winkels gleicht derjenigen des an einer kreisrunden Blende gebeugten Lichts:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (kR)^2 \,|\, \frac{J_1(qR/\hbar c)}{q} |^2;\; q = 2k\sin(\theta/2).$$

$J_1(x)$ ist die sphärische Bessel-Funktion erster Ordnung, q ist der Streuwinkel, θ der Impulsübertrag auf den Kern, R der Radius des beugenden Systems (hier der Kern), k der Pion-Impuls. Wie das Beispiel von ^{40}Ca und ^{48}Ca (Abb. 6.4) zeigt, hat der Wirkungsquerschnitt charakteristische Minima (EGGER et al., 1977). Identifi-

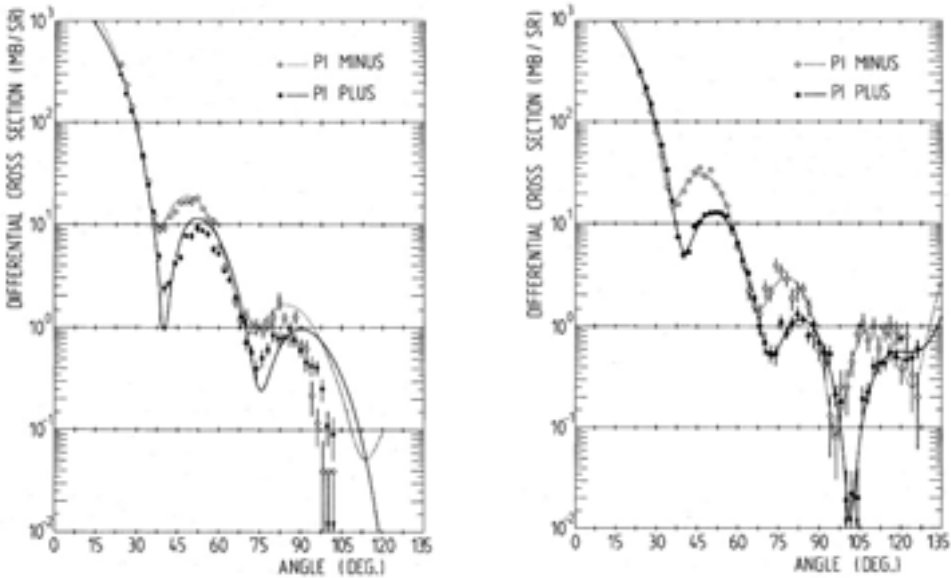


Abb. 6.4. Elastische Streuung von Pionen bei 130 MeV an den Calcium-Isotopen ^{40}Ca (links) und ^{48}Ca (rechts) (Egger et al., 1977). Im linken Bild geben die Kurven die Vorhersage eines bestimmten theoretischen Modells wieder, während sie im rechten Bild aus einem Fit an die Daten mit einer passend parametrisierten Funktion resultieren.

ziert man die Position des ersten Minimums mit der ersten Nullstelle von $J_1(x) = 0$ für $x = 3.83$, so lässt sich der Radius der Blende berechnen. Für Calcium errechnet man aus der Lage des ersten Minimums bei 40° mit $k/(\hbar c) = 1.17$ fm^{-1} (Pion-Energie 130 MeV) einen Radius für die π^+-Streuung von 4.79 fm. Für die beiden Isotope erhält man den gleichen Wert, denn die Anzahl Protonen ist gleich. Der Radius ist etwas grösser als der, der mit Elektronen-Streuung gemessen wurde, und entspricht etwa dem Wert, wo die Dichte auf 20% der zentralen Dichte des Kerns abgefallen ist. Die Minima für die π^--Streuung liegen bei kleineren Winkeln entsprechend grösseren Radien, 0.21 fm grösser für ^{40}Ca, 0.51 fm für ^{48}Ca. Nimmt man den ^{40}Ca-Unterschied als Abschätzung für den Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung, dann bleibt für den Unterschied der Neutronen-Radien von ^{40}Ca und ^{48}Ca 0.3 fm übrig, ein Wert, den Kernmodellrechnungen bestätigen.

Die grossen Unterschiede zwischen der π^+ und π^- Wechselwirkung mit Protonen und Neutronen offenbaren sich auch in der inelastischen Streuung, bei welcher der Kern in verschiedenen angeregten Zuständen verbleibt. Abb. 6.5 illustriert dies am Beispiel der Streuung am Kohlenstoffisotop ^{13}C, dessen angeregte Zustände schon aus Abb. 3.4 bekannt sind. Aufgetragen ist die Asymmetrie des gemessenen Wirkungsquerschnitts $A = (\sigma_{\pi-} - \sigma_{\pi+})/(\sigma_{\pi-} - \sigma_{\pi+})$, die für die Streuung an einem Neutron den Maximalwert A=0.8 und an einem Proton den Minimalwert A=-0.8 annimmt (Seestrom-Morris et al., 1982). Der grösste Wert, $A = 0.83 \pm 0.10$, gemessen für einen Zustand mit Drehimpuls $9/2\hbar$ positiver Eigenparität bei 9.5 MeV,

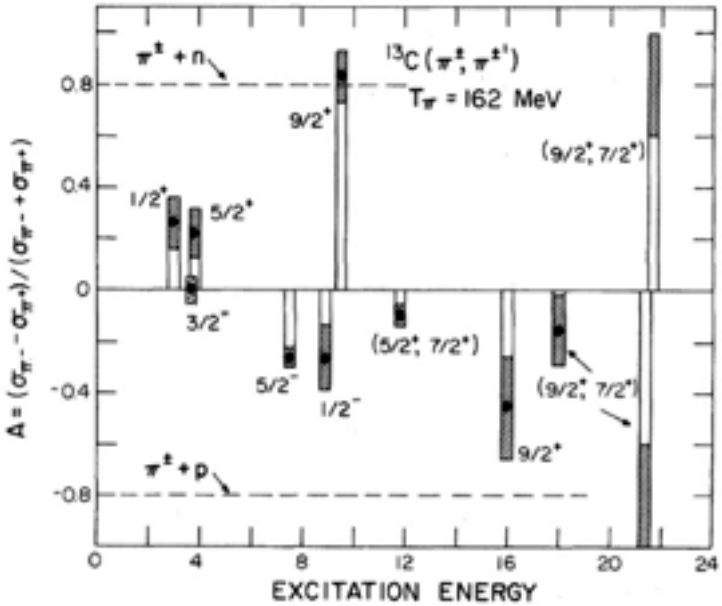


Abb. 6.5. Inelastische Pion-Streuung am ^{13}C: Asymmetrie des gemessenen Wirkungsquerschnitts A = $(\sigma_{\pi-} - \sigma_{\pi+})/(\sigma_{\pi-} - \sigma_{\pi+})$ für die angeregten Zustände (SEESTROM-MORRIS et al., 1982).

identifiziert diesen Zustand als eine reine Neutron-Anregung. In der Sprache des Schalenmodells wird ein Neutron aus der 1*p*-Schale (L = 1) in die 1*d*-Schale (L = 2) befördert, vom Grundzustand mit Drehimpuls 1/2$\hbar$ und negativer Eigenparität in den angeregten Zustand. Dies geht nur mit ΔL = 3 und ΔS = 1 (ΔJ = 4), den maximal möglichen Werten für die Bahndrehimpuls- und die Spinänderung ΔL bzw. ΔS. Ähnliche Überlegungen lassen sich, begleitet von Schalenmodellrechnungen, auch für die anderen Zustände und ihre Konfigurationen anstellen.

Mit der quasifreien Streuung an gebundenen Nukleonen, zum Beispiel ^{12}C(π^+, π^+ p)^{11}B überprüft man, inwieweit die (π, *N)*-Wechselwirkung durch das umgebende Kernmedium modifiziert wird. In diese Aspekte ist insbesondere seitens der Theoretiker viel Arbeit investiert worden. Deren mikroskopische Modelle reproduzieren zwar die Interpretationen des einfachen geometrischen Modells, erhellen aber auch deutlicher die feinen Unterschiede. Das sogenannte *Isobar Doorway* Modell konzentriert sich auf die Modifikation der $P_{33}(\Delta)$-Resonanz im Kern, das optische Modell auf die Modifikation der Pion-Wellenfunktion im Kern und deren Konsequenzen für die elastische und die inelastische Streuung (s. z. B. Ref. (KLUGE, 1991) für eine Übersicht).

Der doppelte Ladungsaustausch lässt sich als eine Sequenz zweier Reaktionen, z. B.

$$\pi^+ n \to \pi^0 p, \pi^0 n \to \pi^- p; \quad \pi^- p \to \pi^0 n, \pi^0 p \to \pi^+ n,$$

verstehen. Dies bedeutet, dass dieser Prozess unter anderem ein Mass dafür sein kann, wie häufig sich Neutron- oder Proton-Paare mit kleinen Abständen im Kern finden lassen. Ähnliches lässt sich über die Absorption von Pionen sagen. Da die Absorption eines Pions an einem einzelnen Nukleon nicht möglich ist (für den Übergang $\pi N \rightarrow N$ kann nicht gleichzeitig der Energie- und der Impulserhaltungssatz erfüllt werden), müssen daran mindestens zwei Nukleonen im Kern beteiligt sein, z. B. wie bei π^+ *(np)* $\rightarrow$ *pp* oder π^- *(np)* $\rightarrow$ *nn*. Die elementaren Reaktionen sind mit Deuterium-Targets beobachtbar, man spricht daher auch von Quasideuteron-Absorption im Kern. Die extensiven Messungen mit dem LADS-Detektor (Abb. 6.6) zeigen allerdings, dass es erhebliche Abweichungen von diesem einfachen Modell gibt und auch Absorption an Clustern von mehreren Nukleonen im Kern stattfindet, wie zum Beispiel an ^{4}He oder ^{3}He. Im Endzustand werden neben Nukleonen auch Deuterium-, Tritium- und Helium-Kerne beobachtet, und auch die Winkel- und Energieverteilungen stimmen mit den in diesem einfachen

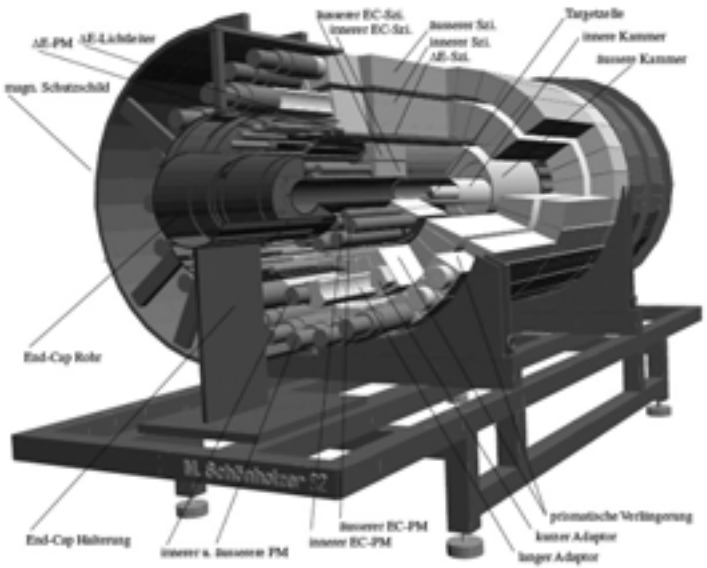


Abb. 6.6. Das LADS-Spektrometer *(Large Acceptance Detector System)* für die Untersuchung von Pion-Absorptionsprozessen (ALTEHOLZ et al., 1996). Der Detektor besteht aus einem Zylinder mit drei konzentrischen Ringen aus Plastik-Szintillatoren, der in 28 Sektoren aufgeteilt ist. Jeder Sektor enthält einen 4 mm dicken Szintillator innen, der den Energieverlust (ΔE) der geladenen Teilchen misst, und einen 20 cm dicken inneren und 15 cm dicken äusseren Szintillatorblock, in dem die totale Energie *(E)* gemessen wird. Die offenen Enden des Zylinders sind ausserhalb der Ein- und Austrittsfenster für den Pionen-Strahl mit Szintillatoren ähnlicher Konstruktion (14 Sektoren) abgeschlossen, so dass der Detektor 98% des gesamten Raumwinkels abdeckt. Im Innern registrieren zwei zylindrische Vieldrahtproportionalkammern die Spuren geladener Teilchen. Mit der Messung von E und ΔE, sowie der Information über Ankunftszeit und Pulsform können Pionen, Protonen, Deuterium-, Tritium- und Helium-Kerne und mit einer Effizienz von 35% auch Neutronen unterschieden werden.

Modell erwarteten nicht besonders gut überein. Vieles ist hier noch unverstanden (INGRAM, 2001).

Der elektromagnetische Absorptionsprozess, $\pi^- p \rightarrow n\gamma$ an einem im Kern gebundenen Proton, ist für den Einfang in Ruhe an einigen Kernen untersucht worden. Dank der guten Auflösung des Paarspektrometers (Abb. 3.7 (ALDER et al., 1979)) konnten Übergänge zu definierten angeregten Zuständen des Restkerns untersucht werden. Es werden primär Zustände mit $\Delta T = 1$ und $\Delta S = 1$, d. h. solche mit Spin- und Isospin-Flip angeregt (PERROUD et al. 1986).

6.3 Materialforschung

Mit der Neutronenspallationsquelle SINQ, dem 2.4-GeV-Elektronensynchrotron und -speicherring zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung SLS (*Swiss Light Source*) und den intensivsten kontinuierlichen Myon-Strahlen ist das PSI zu einem in der Welt einzigartigen Zentrum der Materialforschung geworden. Die *Swiss Light Source* ist seit sechs Jahren in Betrieb, die Spallationsquelle seit 10 Jahren. Der Vollständigkeit halber werden auch diese beiden Einrichtungen kurz beschrieben. Am Beispiel der in Zürich entdeckten Hochtemperatursupraleiter wurde anlässlich des Symposiums zum 20. Jahrestag des ersten Strahls im Ringbeschleuniger (SALZMANN, 1994) illustriert, wie sich die Experimente mit Photonen, Neutronen und Myonen ergänzen, um zur Aufklärung dieses immer noch nicht vollständig verstandenen Phänomens beitragen (STÄUBLE-PÜMPIN, 1994). Die Anwendungsbereiche dieser Techniken beschränken sich aber nicht nur auf die Physik der kondensierten Materie.

6.3.1 Synchrotronstrahlung

Die SLS nützt die Tatsache, dass Elektronen, wenn sie stark beschleunigt werden, z. B. abgelenkt durch hohe Magnetfelder, elektromagnetische Strahlung aussenden. Die Intensität dieser Strahlung nimmt mit der vierten Potenz des Verhältnisses von Energie zur Masse ($[E_e/m_e]^4$) zu und mit dem Quadrat des Bahnradius ab. Durch den Dopplereffekt wird das Spektrum dieser Strahlung zu kurzen Wellenlängen hin verschoben. Das Synchrotron beschleunigt die Elektronen von ihrer Anfangsenergie von 100 MeV, die sie in einem Linearbeschleuniger erhalten, auf die Endenergie von 2.4 GeV. Von dort werden die Elektronen in den Speicherring eingespeist, wo nur die durch die Synchrotronstrahlung entstehenden Verluste kompensiert werden und dank des guten Vakuums die Lebensdauer des zirkulierenden Strahls gross ist. Die Synchrotronstrahlung ist stark gebündelt in Vorwärtsrichtung, linear polarisiert, und kann durch spezielle Sequenzen von ablenkenden Magneten, sogenannten Undulatoren, die den Elektronen einen Slalomkurs aufzwingen, auf bestimmte Wellenlängen abgestimmt werden. Die zur Verfügung stehenden Strahllinien deckten bisher den Bereich zwischen dem Infrarot und harter Röntgenstrahlung ab, also Photonenergien im Intervall 1 meV < E_γ < 40 keV entsprechend einem Wellenlängenintervall von 1.24 mm > λ > 0.31 Å.[17]

[17] Å ≡ 10^{-10} m; für Photonen $\lambda = hc/E_\gamma = h/p_\gamma$; für massive Teilchen, z. B. Neutronen $\lambda = h/p_n$; h ist die Planck'sche Konstante = $4.136 \cdot 10^{-15}$ eVs, p_n der Impuls.

Die SLS zeichnet sich durch eine ausserordentlich hohe Brillanz und einen sehr stabilen Strahl (Strahlstrom I_e = 400 mA) aus. Unter Brillanz oder Leuchtdichte versteht man die Anzahl Photonen, die pro Sekunde pro mm^2 Strahlfleck pro mrad^2 Raumwinkel und pro Bandweite Energie abgestrahlt werden. Eine der Materialforschung dienende Strahllinie (X04SA), die den Energiebereich zwischen 5 und 40 keV abdeckt, liefert zum Beispiel 10^{13} Photonen pro Sekunde bei 0.01% Bandbreite und einem Strahlfleck von 0.25 mm^2. Die besonders für die Proteinkristallographie geeignete Strahllinie (X06SA) im Energiebereich 5.7 bis 17.5 keV liefert einen Fluss von mehr als $2 \cdot 10^{12}$ Photonen pro Sekunde bei 0.02% Bandweite mit einem Strahlfleck von minimal 25×5 μm^2. Für die Aufklärung kristalliner Strukturen ist es wichtig, dass die Wellenlänge der Photonen vergleichbar mit den Abständen im Kristallgitter ist und die Intensität auch für mikrokristalline Proben genügend hoch ist. Weitere Anwendungen finden sich in Oberflächenphysik, in der Untersuchung von magnetischen Materialien und Hochtemperatur-Supraleitern, in der dreidimensionalen Rekonstruktion (Mikrotomographie) von biologischen Proben und neuen Werkstoffen, in der Spektroskopie chemischer Verbindungen und in industriellen Verfahren (Lithographie) (SLS, 2007).

6.3.2 Neutronen

Die Spallationsquelle SINQ ist die erste kontinuierlich arbeitende, d. h. nicht gepulste, von einem Beschleuniger gespiesene Neutronenquelle. Sie dient mit ihren verschiedenen Strahllinien ebenfalls einem grossen Kreis von Anwendern aus Physik, Chemie, Biologie, Medizin und Technik.

Unter Spallation wird hier die inelastische Aufsplitterung eines Atomkerns in viele Bruchstücke verstanden, die durch das Auftreffen eines Projektils mit hoher Energie verursacht wird. Am PSI wird der nach dem letzten dicken Meson-Produktionstarget verbleibende Proton-Strahl (70% der aus dem Ringbeschleuniger extrahierten Intensität) auf ein Emsemble von dicken Bleistäben geleitet.[18] Das einfallende Proton reagiert zunächst mit einzelnen Nukleonen im Bleikern, die dann ihrerseits mit anderen Nukleonen im Kern wechselwirken. Einige dieser Nukleonen verlassen den Targetkern mit Energien bis hin zur Einfallsenergie, bevorzugt in Strahlrichtung. Der verbleibende Kern befindet sich in einem hochangeregten Zustand, in dem die kinetische Energie statistisch auf sehr viele Nukleonen verteilt ist. Durch Verdampfen von Protonen und Neutronen, und weniger häufig auch von schwereren Fragmenten wie Alpha-Teilchen, verliert der Kern diese Anregungsenergie innerhalb von etwa 10^{-16} s; es bleibt ein langlebigerer, aber in der Regel immer noch radioaktiver leichterer Kern zurück. Der erste Teil der Spallationsreaktion vollzieht sich vergleichsweise schneller in zirka 10^{-22} s. Die abgedampften Nukleonen haben Energien unter 10 MeV und werden isotrop in alle Richtungen emittiert. Ein 590-MeV-Proton erzeugt im Mittel etwa 10 Neutronen, ein Strahl von 1 mA etwa 10^{16} pro s. Das Neutronenspektrum ähnelt dem,

[18] Die Bleistäbe des Neutron-Produktionstargets sind inzwischen probeweise durch ein Gemisch von flüssigem Blei und Wismut ersetzt worden, was erlaubt, den auf 3 mA erhöhten Protonenstrom des Ringbeschleunigers zu nützen und damit die Neutronenflüsse weiter zu erhöhen. Dieses sogenannte *Megapie*-Projekt hat seinen Probelauf bereits erfolgreich bestanden.

das in einem Reaktor durch Kernspaltung (*Fission*) entsteht. Hier spaltet sich ein geeigneter schwerer Kern, meist ein Uran-Isotop, durch den Einfang eines langsamen Neutrons in zwei etwa gleich schwere leichtere Kerne und setzt dabei auch mehrere Neutronen frei, die dann für weitere Spaltungen und das Aufrechterhalten der Kettenreaktion sorgen können. Damit die Neutronen für Materialuntersuchungen genutzt werden können, muss ihre Energie genügend reduziert werden, damit ihre Wellenlänge in den Bereich der Kristallgitterabstände kommt. Dies geschieht technisch, wie in Abb. 6.7 erläutert, durch Moderation.

Die durch Moderation verlangsamten *thermalisierten* Neutronen stehen am Ende der Strahllinien entweder als *thermische* oder als *kalte* Neutronen zur Verfügung, je nachdem, ob sie aus dem D_2O-Moderator oder dem Flüssig-Deuterium-Moderator kommen. Die mittlere kinetische Energie der Neutronen hat sich in etwa derjenigen der Moderatormoleküle angepasst:

$E_n = k_B T$; k_B = Boltzmann-Konstante = $8.617 \cdot 10^{-5}$ eV K^{-1}; T = Temperatur.

Für T = 300 K ergibt dies E_n = 25.8 meV, für T = 25 K E_n = 2.1 meV, bzw. für die Wellenlänge der Neutronen ($\lambda = h/\sqrt{2m_n E_n}$) 1.78 Å für die thermischen und 6.16 Å für die kalten Neutronen. Die spektrale Verteilung der Neutron-Energien entspricht etwa der der Atome eines Gases auf der gleichen Temperatur. Die thermischen Neutronen decken etwa den Wellenlängenbereich zwischen 0.5 und 2.5 Å ab, die kalten etwa den zwischen 2 und 10 Å. Die als Neutronenleiter bezeichneten Strahlrohre sind mit am PSI entwickelten, sogenannten *Supermirrors* beschichtet, die für Neutronen eine sehr hohe Reflektivität besitzen. Mit Geschwindigkeitsfiltern oder durch Streuung an Kristallen mit bekannter Struktur unter festem Winkel können aus dem Spektrum bestimmte Wellenlängen herausgefiltert und damit monochromatische Neutronen erzeugt werden. Am Rand der Quelle liegt die Neutronendichte bei 1 mA Protonenstrom etwa bei 10^{13} – 10^{14} Neutronen/cm^2/s, in den Strahllinien zwischen 10^8 und 10^9 Neutronen/cm^2/s. In Ref. (Bodek et al., 2000) findet sich ein Beispiel für ein gemessenes Spektrum polarisierter kalter Neutronen für die Strahllinie *FUNSPIN*, an deren Ende Teilchenphysiker Aspekte des Neutron-Zerfalls untersuchen.

Die Anwendung der Neutronen in der Materialforschung beruht darauf, dass sie sich einerseits wie Teilchen verhalten, die in Stössen Energie und Impuls übertragen können, andererseits die für Wellen charakteristischen Interferenzeigenschaften zeigen. Sie unterscheiden sich von den Photonen der Synchrotronstrahlung dadurch, dass sie nicht mit der Elektronenhülle der Atome wechselwirken, sondern mit den Kernen. Weil das Neutron elektrisch neutral ist, kann es tief in die Probe eindringen. Ferner nehmen die Wirkungsquerschnitte nicht mit der atomaren Ladung zu, wie dies bei Photonen der Fall ist. Neutronenstreuung ist daher auch für Materialien mit tiefen Ladungszahlen empfindlich, für die es hohe Photonintensitäten braucht, die eventuell die Probe verändern könnten. Schliesslich können Neutronen wegen ihres magnetischen Moments mit internen Magnetfeldern in der Probe wechselwirken. Die magnetischen Signale sind in vielen Materialien von ähnlicher Grösse wie die nuklearen Signale. Bei letzteren unterscheiden die ab-

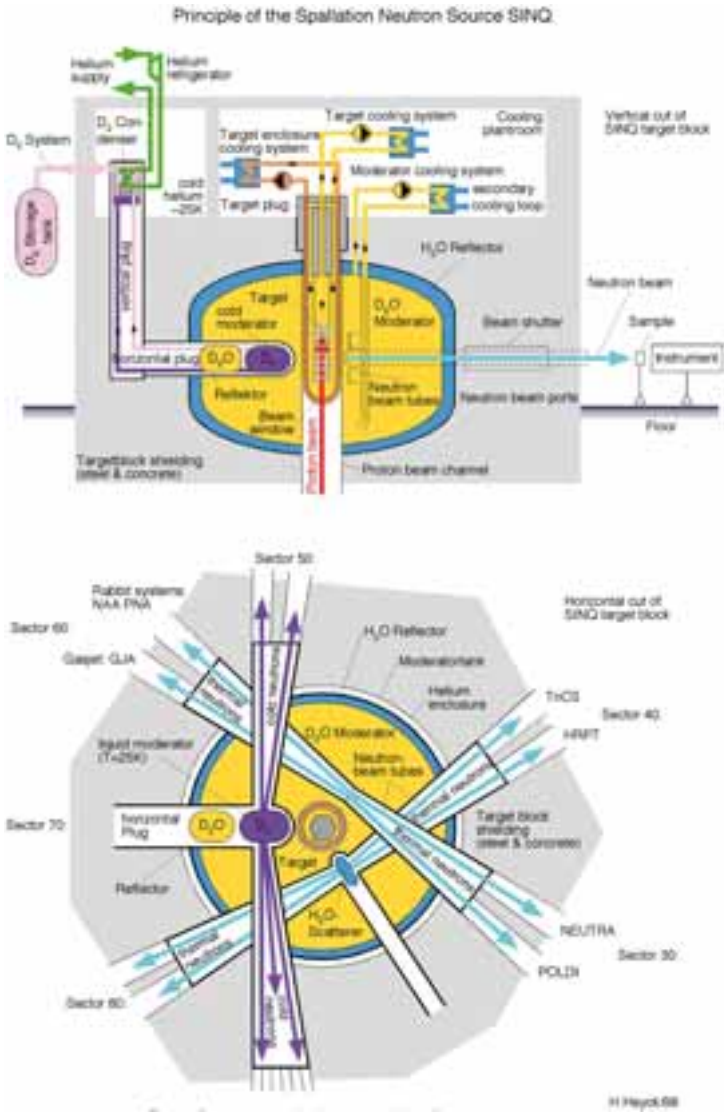


Abb. 6.7. Arbeitsprinzip der Neutronenspallationsquelle SINQ: Der Proton-Strahl trifft von unten auf das gekühlte, aus Blei bestehende Neutron-Produktionstarget. Die entstehenden schnellen Neutronen verlieren in elastischen Stössen mit den Atomkernen des schweres Wasser (D_2O) enthaltenden Tanks Energie, bis sie im Mittel sich der kinetischen Energie der Moderatormoleküle bei der Temperatur von etwa 300 K angepasst haben. Durch die von der Seite horizontal eingeschobenen Strahlrohre können die Neutronen entweichen und in Kanälen den Experimentierarealen zugeführt werden. Eingebettet in den D_2O-Tank befindet sich ein zweiter kleinerer Moderator mit 20 Litern flüssigem Deuterium (Temperatur 25 K), in dem ein Teil der Neutronen weiter abgekühlt wird. Auch aus diesem Tank können Neutronen in die Strahllinien entweichen (SINQ, 2007).

solut gemessenen Intensitäten nicht nur zwischen verschiedenen Kernen, sondern auch zwischen Isotopen des gleichen Kerns. Bei der Neutronenstreuung unterscheidet man wie bei anderen Streuprozessen elastische und inelastische Streuung, je nachdem ob das Probenmaterial angeregt wird oder nicht. Bei der inelastischen Streuung an einem Kristallgitter kann dies zum Beispiel zur Anregung von Gitterschwingungen, sogenannten Phononen, führen.

Die Welleneigenschaften der Neutronen sorgen dafür, dass sich die an den Atomkernen eines Kristallgitters elastisch gestreuten Neutronen kohärent überlagern und durch Interferenz unter bestimmten Winkeln Maxima der Intensität auftreten. Die Lage der Maxima ist durch die von der Streuung von Röntgenstrahlen her bekannte *Bragg*-Bedingung gegeben

$$n\lambda = 2d \sin \theta,$$

wobei n eine ganze Zahl, λ die schon erwähnte Wellenlänge, θ der Einfalls- bzw. Ausfallwinkel der Neutronen und d der Abstand der Streuzentren im Kristall ist. Damit das Diffraktionsmuster experimentell aufgelöst werden kann, müssen Gitterabstände und Wellenlängen etwa von der gleichen Grössenordnung sein, was für thermische und kalte Neutronen der Fall ist. Die meisten Instrumente, die am PSI zur Probenanalyse zur Verfügung stehen, basieren auf Diffraktion. Als Detektoren für die gestreuten Neutronen werden Materialien wie ^{3}He, ^{6}Li, ^{10}B oder ^{155,157}Gd verwendet, die einen hohen Absorptionsquerschnitt für langsame Neutronen aufweisen und nach der Absorption des Neutrons zerfallen in geladene Teilchen, die sich nachweisen lassen, oder wie Gadolinium Gamma-Quanten mit Energien im MeV-Bereich emittieren, die sich ebenfalls leicht beobachten lassen. Diese Detektoren lassen sich so konstruieren, dass sie auch eine hohe räumliche Auflösung und damit präzise Winkelmessung über grosse Raumwinkelbereiche ermöglichen.

Für eher grossflächige Proben mit gröberen inneren Strukturen kommen an der SINQ auch andere abbildende Verfahren mit Neutronen zum Einsatz (s. Ref. (SINQ, 2007)).

6.3.3 Myonen

Myon-Spin-Rotation, abgekürzt μSR und auch als Myon-Spin-Resonanz oder -Relaxation verstanden, ist eine Technik, die als Werkzeug in der Festkörperphysik am längsten am PSI etabliert ist, worauf in früheren Abschnitten schon hingewiesen wurde. Das Grundprinzip dieser Methode, die von der Messung des magnetischen Moments des Myons (Abschnitt 4.3.1) her bekannt ist, ist in Abb. 6.8 noch einmal in etwas anderer Form erklärt, am Beispiel der μSR im transversalen Feld.

Das gewählte Beispiel demonstriert, dass mit der μSR-Methode das Magnetfeld messbar ist, welches das in der Probe implantierte Myon spürt, sei es ein äusseres angelegtes Feld, ein inneres von den magnetischen Momenten in der Umgebung erzeugtes oder eine Kombination von beiden. Im Gegensatz zur Kernresonanzspektroskopie (*Nuclear Magnetic Resonance* – NMR) braucht es kein äusseres Feld, und die Feldrichtung muss auch nicht wie im Beispiel zur Strahlpolarisation

senkrecht sein. Es existiert eine umfangreiche Literatur, die in die Methode einführt und ihre zahlreichen Anwendungen beschreibt. Es sei hier lediglich auf ein am PSI entstandenes Lehrbuch (SCHENCK, 1985) und zwei neuere Sammelbände, die zahlreiche Einzelreferenzen enthalten, verwiesen (LEE et al., 1998; HEFFNER und NAGAMINE, 2004). Einführenden Kapiteln folgend werden dort μSR in Metallen (Lokalisierung, Diffusion und Bindung der Myonen an Fehlstellen), Hyperfeinfelder in Metallen, dynamische Effekte im Magnetismus, Anwendungen in Supraleitern (z. B. Flussdichtegitter) und anderen Materialien mit stark korrelierten Elektronen, Myonium in Materie, insbesondere Halbleitern (s. auch Abschnitt 6.1.2), μSR in Nichtleitern und in Spingläsern, Aspekte der Myon-Chemie und schliesslich Anwendungen in der Biophysik behandelt.

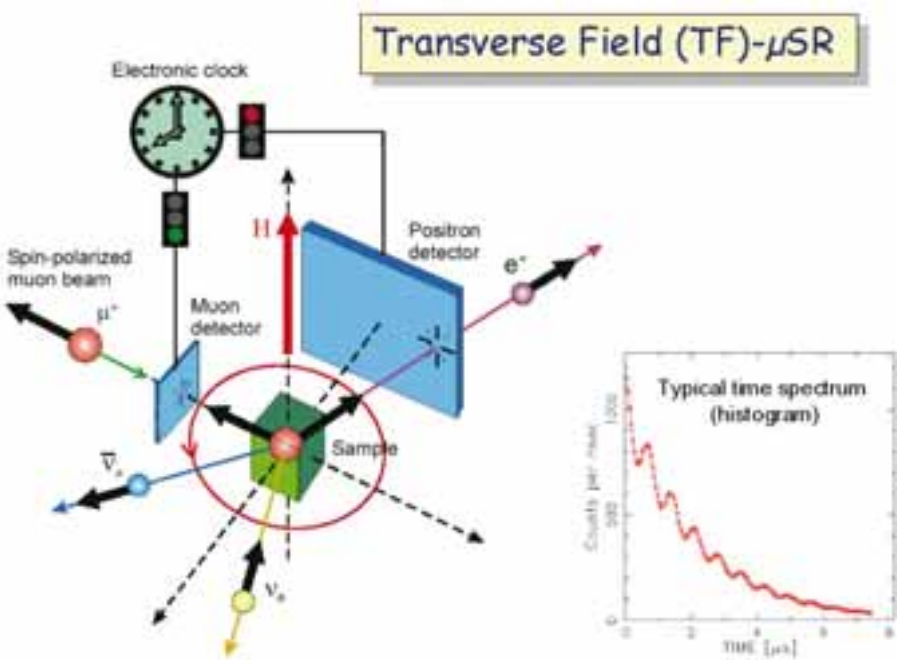


Abb. 6.8. Myon-Spin-Resonanz im transversalen Feld: Die aus dem Strahl ankommenden Myonen, deren Spins und magnetische Momente entgegengesetzt zur Strahlrichtung ausgerichtet sind, kommen in der Probe zur Ruhe. Unter dem Einfluss des angelegten transversalen Magnetfelds beginnen die magnetischen Momente (und Spins) um die Magnetfeldachse zu rotieren. Mit einer durch die Lebensdauer des Myons (τ_μ = 2.2 μs) gegebenen Wahrscheinlichkeit zerfällt irgendwann das Myon unter Emission eines Positrons und zweier Neutrini. Die Zerfallspositronen werden in einem Detektor registriert. Da Positronen bevorzugt in die Richtung des Myon-Spins im Moment des Zerfalls emittiert werden, markiert ihre Richtung auch die momentane Lage des Spins. Die Zeitdifferenz zwischen der Ankunft des Myons in der Probe und der Beobachtung des Positrons wird gemessen. Das Zeitspektrum (Anzahl gemessener Zerfallsereignisse in Funktion der Zeit) zeigt den exponentiellen Zerfall, dem eine oszillierende Funktion überlagert ist, deren Frequenz der Umlaufszeit der Myon-Spins entspricht. Die Neutrini entweichen unbeobachtet.

Die in einem Satz von die Probe umgebenden Detektoren registrierte Positron-Rate in einem μSR-Experiment ist gegeben durch

$$\frac{dN_e}{dt} = N_0 \exp(-t/\tau_\mu)(1 + A\vec{P}(t) \cdot \vec{n}),$$

wobei der Vektor $\vec{n}$ die Beobachtungsrichtung markiert und A die beobachtbare Zerfallsasymmetrie ist, die von der Strahlpolarisation, der Energieauflösung und -akzeptanz des Detektors abhängt. Die zeitliche Entwicklung der Polarisation des in der Probe implantierten Myon-Ensembles $P(t)$ ist wie erwähnt nicht nur charakterisiert durch die Präzession im lokalen Feld, sondern eventuell auch durch Depolarisation oder Relaxation durch Feldinhomogenitäten oder Fluktuationen. Das Zeitfenster, das für die Beobachtung dieser Effekte zur Verfügung steht, erstreckt sich über sechs Grössenordnungen von 10^{-10} bis 10^{-4} s. Da das magnetische Moment des Myons μ_μ um einen Faktor 3.18 grösser ist als dasjenige des Protons μ_p, lassen sich lokale magnetische Momente bis herunter zu 10^{-3} μ_e nachweisen. Wenn eine statistische Feldverteilung $\rho(B)$ in der Probe vorhanden ist, ist $P(t)$ gegeben durch

$$P(t) \propto \int \rho(B) \cos(\omega_\mu t + \phi) dB, \; \omega_\mu = \mu_\mu B / \hbar = 2\pi \; 135\text{MHz / Tesla}.$$

Statisch bedeutet hier, dass die Fluktuationen entweder sehr langsam gegenüber der Myon-Lebensdauer oder zu schnell für eine Beobachtung sind. Wenn das Feld konstant ist ($B = B_0$), entfällt die Integration und es gilt $P(\mathrm{t}) \propto \cos(\omega_\mu t + \phi)$. Eine Fourier-Transformation von $P(t)$ wird also direkt die Feldverteilung liefern. Abb. 6.9 zeigt eine Messung in einem transversalen Feld von 10 mTesla für Myonen in Silber (Abela et al., 1999), bei der sich die erwartete Periode von 1.35 MHz^{-1} (0.74 μs) gut durch Abzählen verifizieren lässt.

Die meisten μSR-Experimente benützen die in Abschnitt 3.1 beschriebenen 28 MeV/c-Myon-Strahlen (*Surface Muons*, Energie 3.6 MeV), deren Eindringtiefe in Festkörpern zwischen 0.1 und 1 mm variiert mit einer typischen Streuung von 20% um den Mittelwert, was die Anwendung der μSR auf die Volumeneigenschaften von genügend dicken Proben beschränkt. Die zur Verfügung stehende Infrastruktur für die Experimente (Sms, 2007) ist in den letzten Jahren in zweifacher Hinsicht verbessert worden. Einmal ist in einem Myon-Strahl ein elektromagnetischer Kicker eingebaut worden (Abela et al., 1999), der verhindert, dass ein neues Myon in die Probe eindringt, wenn das vorhergehende darin noch lebt. Das «Myon auf Wunsch»-Prinzip (*Muons on Request* (MORE)) verbessert speziell für lange Beobachtungszeiten den Untergrund, wie dies Abb. 6.9 zeigt. Ferner ist ein spezieller Strahl sehr niederenergetischer Myonen realisiert worden, der in Verbindung mit einem neuen intensiven Strahl von 28 MeV/c-Myonen (Prokscha et al., 2006) die Untersuchung dünner Schichten und von Oberflächen erlaubt (Morenzoni, 1998; Morenzoni, 2005). Die wesentlichen Elemente dieses einzigartigen Instruments sind in Abb. 6.10 wiedergegeben und beschrieben.

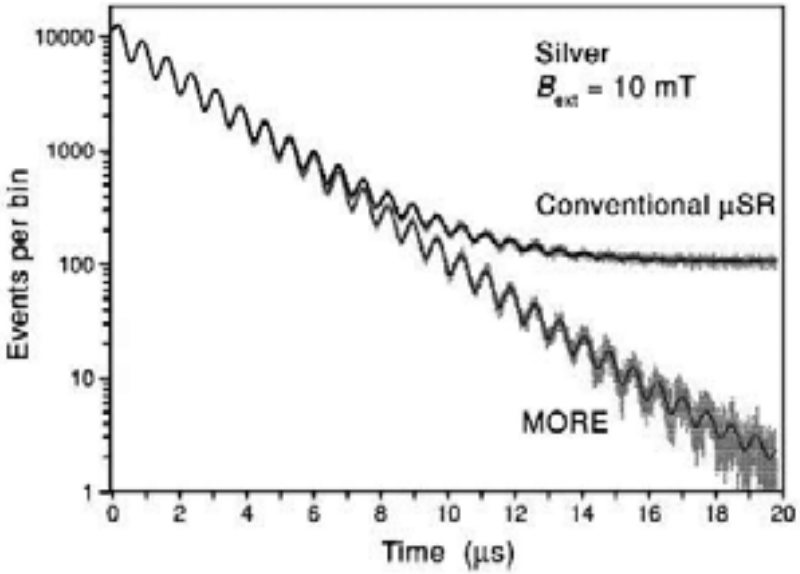


Abb. 6.9. Myon-Präzessionssignal in einem Silber-Target mit einem transversalen Feld von 10 mT, gemessen im *Muons on Request* (MORE) Strahl im Vergleich zu einem konventionellen Strahl (ABELA et al., 1999).

Hochtemperatur-Supraleiter waren das Beispiel, das in der eingangs dieses Abschnitts erwähnten Darstellung der komplementären Information, die mit Photonen, Neutronen und Myonen als Sonden gewonnen werden kann, gewählt wurde (STÄUBLE-PÜMPIN, 1994). Abb. 6.11 zeigt daher Resultate einer Messung, die mit den epithermischen Myonen verschiedener Eindringtiefe an einem 700 nm dicken Film des Hochtemperatur-Supraleiters $YBa_2Cu_3O_{7-8}$ im supraleitenden Zustand bei einer Temperatur von 20 K durchgeführt wurde. Statt der Zeitverteilung der Ereignisse ist direkt die extrahierte lokale Magnetfelddichte wiedergegeben. Wird ein Supraleiter in einem Magnetfeld unter seine kritische Temperatur abgekühlt, so wird der magnetische Fluss entweder ganz (Meissner-Ochsenfeld-Phase) oder teilweise (Shubnikov-Phase eines Typ-II-Supraleiters) herausgedrängt. Im letzteren Fall ist der Supraleiter von magnetischen Flusslinien (*Schläuche, Vortices*) durchsetzt (s. dazu auch Ref. (KELLER, 2000)), die sich zu einem regelmässigen Gitter ordnen. Die Messungen zeigen im Innern das für Typ-II-Supraleiter typische Bild, je nach Position des Myons ein schwächeres oder stärkeres Magnetfeld als das äussere Feld, mit einem Maximum bei etwa 80% des äusseren Felds. Die Messungen nahe der Oberfläche zeigen aber, dass sich die Feldverteilung zu einer homogeneren Form hin entwickelt, die Schläuche weiten sich nach aussen auf. Frühere Messungen, ebenfalls mit der μSR-Methode (AEGERTER, 1998), hatten gezeigt, dass bei steigenden Temperaturen abrupt ein Phasenübergang stattfindet, bei dem sich die Feldverteilung ändert, was als Schmelzen des Flusslinien-Gitters interpretiert wird.

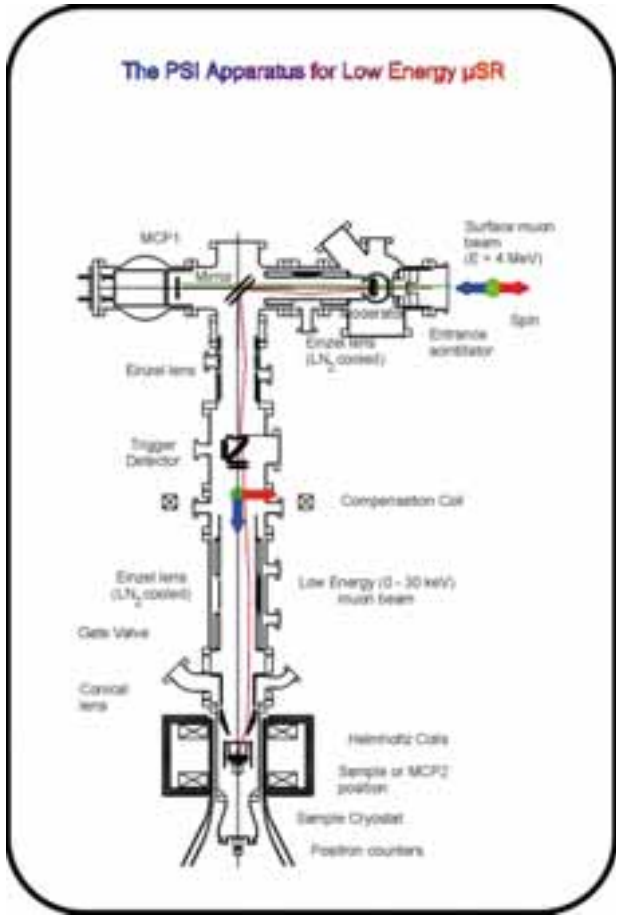


Abb. 6.10. Niederenergetischer Strahl ($E\mu \leq 30$ keV) polarisierter Myonen und daran angehängtes μSR-Spektrometer für die Untersuchung von Filmen, vielschichtigen dünnen Proben und Oberflächen. Die ankommenden polarisierten Myonen passieren einen speziellen Moderator, der aus gefrorenem Edelgas oder Stickstoff von einigen 100 nm Dicke auf einer 125 μm dicken Silberfolie besteht, die auf einer Temperatur von 10 K gehalten wird. In der Apparatur herrscht Ultrahochvakuum, um Veränderungen der Oberflächen zu vermeiden. Einige der Myonen verlassen mit Energien um 10 eV den Moderator. Sie werden elektrostatisch auf 20 keV beschleunigt und durch ein elektrostatisches Transportsystem vom Untergrund an 500 keV-Myonen getrennt, die den Hauptanteil der Myonen nach dem Moderator bilden. Die Energie der Myonen kann über die Messung ihrer Flugzeit zwischen dem Szintillator am Eingang und dem Trigger-Detektor bestimmt werden. Die Detektoren MCP1 und MCP2 (anstelle des Proben-Kryostaten eingesetzt) dienen der Justierung der Apparatur. Die Probe ist isoliert im Kryostaten montiert, so dass mit einem zusätzlichen elektrischen Feld von ± 12 keV die Myonen von 20 keV abgebremst oder nachbeschleunigt werden können. Die Probe kann auf Temperaturen zwischen 4 und 700 K gehalten werden. Die Helmholtz-Spulen erzeugen das für viele μSR-Untersuchungen erwünschte Magnetfeld. Szintillatoren registrieren die Positronen des Zerfalls (Morenzoni, 1998; Morenzoni, 2005; Sms, 2007).

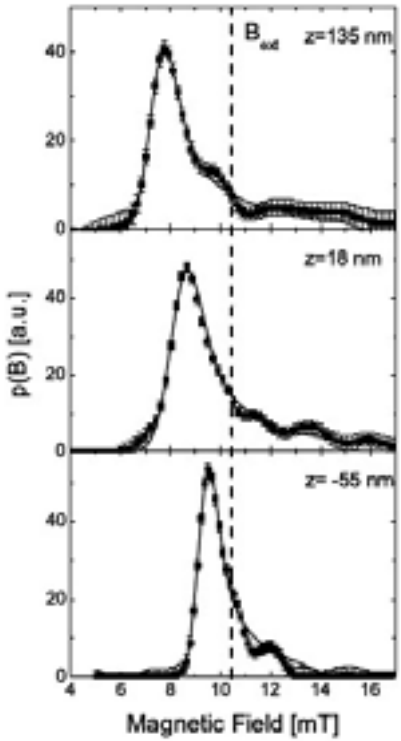


Abb. 6.11. μSR-Daten in einem 700 nm dicken Film eines Hochtemperatur-Supraleiters $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ bei verschiedenen Eindringtiefen. Das unterste Bild zeigt eine Messung ausserhalb des Films, für die der Film mit einer dünnen Schicht eines normalen Metalls überdeckt wurde (MORENZONI, 2005).

7 VERDANKUNGEN

Als ich gegen Ende meiner Doktorarbeit 1966 mit der Erlaubnis unseres Institutsdirektors, Prof. Hans Staub, die *International School of Physics Enrico Fermi: Interaction of High-Energy Particles with Nuclei* in Varenna, Lago di Como, besuchen durfte, begegnete ich nicht nur einigen der in diesem Artikel behandelten Themen zum ersten Mal, sondern lernte auch das Zyklotron-Projekt der ETH kennen. Die Büros der Planungsgruppe an der Gloriastrasse in Zürich konnte man zu Fuss vom Physik-Institut der Universität in fünf Minuten erreichen, aber uns Doktoranden in der Kernphysik war das Projekt nicht bekannt. Die Kommunikation und Zusammenarbeit zwischen den beiden Schulen, insbesondere in der Teilchenphysik, hat sich inzwischen entscheidend verbessert. Nach dem Besuch der Schule erkundigte ich mich bei Prof. Jean-Pierre Blaser, dem Initiator des Projekts, nach den Möglichkeiten späterer Mitarbeit, und fand mich, ohne grosse Formalitäten, bald danach mit einem Stipendium der ETH ausgerüstet auf dem Weg

nach Berkeley, um mich am 184-Inch-Synchrozyklotron der University of California in die Pion-Physik einarbeiten zu können. Der Dank, den ich im Namen der Gemeinschaft der Teilchenphysiker, und wie ich hoffe, auch der gesamten am SIN bzw. PSI Forschenden, Prof. Jean-Pierre Blaser für den Anstoss zu diesem Projekt, dessen langjährige Leitung und erfolgreichen Abschluss aussprechen möchte, hat daher eine sehr persönliche Komponente. Es bedurfte einer seltenen Kombination von intellektueller Inspiration, technischem Verständnis und Wagemut und letztlich politischem Geschick, um dieses Projekt gegen alle Widerstände, auch aus dem Kollegenkreis, aufzugleisen und zu realisieren. Prof. Blaser hat uns am 20-Jahr-Jubiläum des ersten Strahls 1994 selber einen Einblick davon gegeben. Eine Reihe von Kollegen, die später an Schweizer Hochschulen lehrten und forschten, haben wie ich eine ähnliche Starthilfe erfahren dürfen. Die Existenz einer von allen Schweizer Hochschulen leicht erreichbaren Forschungseinrichtung und die finanzielle, technische und personelle Unterstützung, die den Hochschulgruppen durch das SIN und später des PSI zuteil wurde, hat für deren Entwicklung und die

Abb. 7.1. Erfolgsmeldung vom 24. 2. 1974 um 0.27 Uhr: erster Strahl auf dem dünnen Target. Personen von links: Richard Reimann (ganz hinten), Thomas Stammbach, Manfred Daum (verdeckt), Werner Joho, Francesco Resmini (Milano, gest. 1984), Hans Willax (gest. 1981), Paul Rudolf, Urs Schryber, Jean-Pierre Blaser.

Etablierung dieses Forschungsgebiets an den Hochschulen eine sehr wichtige Rolle gespielt. Sie hat auch zum erfolgreichen Einstieg und der Mitarbeit an technisch anspruchsvollen internationalen Grossprojekten an den Beschleunigerzentren in Europa, USA und Japan beigetragen und tut dies immer noch.

Natürlich konnte die Schweizer Mesonenfabrik nicht ohne ein kompetentes Team von Physikern und Technikern entstehen. Einige ihrer Väter zeigt Abb. 7.1 im Kontrollraum des Beschleunigers anlässlich der ersten erfolgreichen Extraktion des Proton-Strahls bis zum dünnen Target im Februar 1974. Besonders erwähnen sollte man den leider früh verstorbenen technischen Leiter Dr. Hans A. Willax, auf dessen Vorschlag das gesamte Konzept beruhte. Dr. Werner Joho verdanke ich wertvolle Hinweise zur Konstruktion und Weiterentwicklung der Beschleuniger am PSI, sowie Korrekturen dieses Teils des Manuskripts.

Ich hoffe, dass dieser Artikel, der allerdings nur einen kleinen Teil der Aktivitäten abdecken konnte, auch Zeugnis davon gab, wie sich das Paul-Scherrer-Institut (PSI), das aus der Vereinigung des Schweizerischen Instituts für Nuklearforschung (SIN) und des Eidgenössischen Instituts für Reaktorforschung (EIR) vor 20 Jahren entstand, unter der Direktion von Prof. Blasers Nachfolgern, Prof. Anton Menth, Prof. Meinrad Eberle, Prof. Ralph Eichler und Martin Jermann, weiter entwickelt hat und mit seiner eigenen Forschung und seinen Einrichtungen für die Nutzung durch externe Forschergruppen sich einen hervorragenden Platz im internationalen und nationalen Forschungsumfeld gesichert hat.

Für die Anregung zu diesem Artikel und Korrekturen danke ich den Editoren der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich, insbesondere Dr. Fritz Gassmann für das Durchlesen, die geduldige Betreuung und die Hilfe bei der Beschaffung von Bildern während der mehrmonatigen Gestehungsphase. Dr. Andries van der Schaaf hat freundlicherweise ebenfalls einige Bilder zur Verfügung gestellt und die Teilchenphysik-Kapitel durchgelesen. Der grössere Teil der Abbildungen wurde direkt aus den zitierten Original-Publikationen entnommen oder von PSI-Mitarbeitern erhalten.

Schliesslich ist es mir ein Anliegen, allen Kolleginnen und Kollegen, Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern zu danken, mit denen ich an PSI-Projekten zusammenarbeiten konnte. Ohne sie wäre weder der wissenschaftliche Erfolg möglich gewesen, noch die sozialen Aktivitäten in so angenehmer Erinnerung geblieben. Es sind dies, um nur einige zu nennen, Johnny Egger, Reinhard Frosch, Quentin Ingram, Heinz Kaspar, Salvatore Mango, Bruce Patterson, Claude Petitjean, Dieter Renker, Ben van den Brandt (PSI); Roland Engfer, Peter Robmann, Ulrich Straumann, Andries van der Schaaf (Universität Zürich); Jean-Claude Alder, Aurelio Bay, Bernard Gabioud, Claude Joseph, Jean-François Loude, Jean-Pierre Perroud, Minh-Tam Tran (Université de Lausanne); Christoph Grab, Ralph Eichler (ETHZ); Jules Deutsch, René Prieels (Université Catholique de Louvain-La Neuve); Wolfram Dahme, Helmut Panke, Crt Zupancic (Universität München); Jim Bistirlich, Ken Crowe (University of California, Berkeley); Roy Haddock (University of California, Los Angeles); Helmut Baer (Los Alamos National Laboratory); Dan Sober (Catholic University, Washington DC); H. Schmitt (Universität Freiburg); meine ehemaligen Doktoranden Andreas Bosshard, Max Döbeli, Albert Frisch-

knecht, Josef Riedlberger, Markus Schaad, Gert Strassner, Harald von Fellenberg und Postdocs Larry van Elmbt, Franz Hoop, Marcel Lebrun, Charles Martoff, Curtis Meyer; und nicht zuletzt die Techniker der Universität Zürich Kurt Bösiger, Karl Esslinger, Bernhard Schmid und Stefan Steiner.

8 ANHANG: HINWEISE ZU BEGRIFFEN AUS DER TEILCHENPHYSIK

Im durch zahlreiche experimentelle Befunde belegten **Standard-Modell** der Teilchenphysik bilden **Fermionen** die elementaren Bausteine der Materie, und **Bosonen** vermitteln die Wechselwirkungen zwischen diesen Bausteinen. Fermionen sind Teilchen mit halbzahligem Eigendrehimpuls (Spin) (z. B. 1/2, 3/2 [$\hbar = h/2\pi$]). h ist die Planck'sche Konstante. Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin (z. B. 0, 1, 2 [$\hbar$]). Fermionen unterliegen dem Pauli'schen Ausschliessungsprinzip, das besagt, dass keine zwei identischen Fermionen zur gleichen Zeit am gleichen Ort im gleichen Zustand existieren können. Für Bosonen gilt diese Regel nicht.

Fermionen kommen als **Quarks** und **Leptonen** jeweils als Dubletts mit Spin 1/2 $\hbar$ in je drei Familien vor oder anders bezeichnet in sechs *Flavors* (Abb. 8.1).

Lepton-*Flavor*		**Masse [MeV/c^2]**	**Ladung [*e*]**
Elektron-Neutrino	ν_e	< 0.000002	0
Elektron	e^-	0.511	-1
Myon-Neutrino	ν_μ	< 0.1	0
Myon	μ^-	105.658	-1
Tau-Neutrino	ν_τ	< 18.2	0
Tau	τ^-	1777.0	-1

Quark-*Flavor*		**Masse [GeV/c^2]**	**Ladung [*e*]**
Up	u	≈ 0.004	2/3
Down	d	≈ 0.008	-1/3
Charm	c	≈ 1.5	2/3
Strange	s	≈ 0.15	-1/3
Top	t	≈ 176	2/3
Bottom/Beauty	b	≈ 4.7	-1/3

Zu allen sechs Leptonen und Quarks existieren Antiteilchen mit der gleichen Masse und der entgegengesetzten Ladung. Das Anti-Elektron wird als Positron bezeichnet. Fünf Bosonen mit Spin 1 $\hbar$ vermitteln die bekannten Wechselwirkungen im Standard-Modell, das die Gravitation nicht einschliesst.

Elektroschwache Wechselwirkung		**Masse [GeV/c^2]**	**Ladung [*e*]**
Photon	γ	0	0
W-Boson	W^-	80.4	-1
W-Boson	W^+	80.4	1
Z-Boson	Z^0	91.2	0
Starke Wechselwirkung			
Gluon	g	0	0

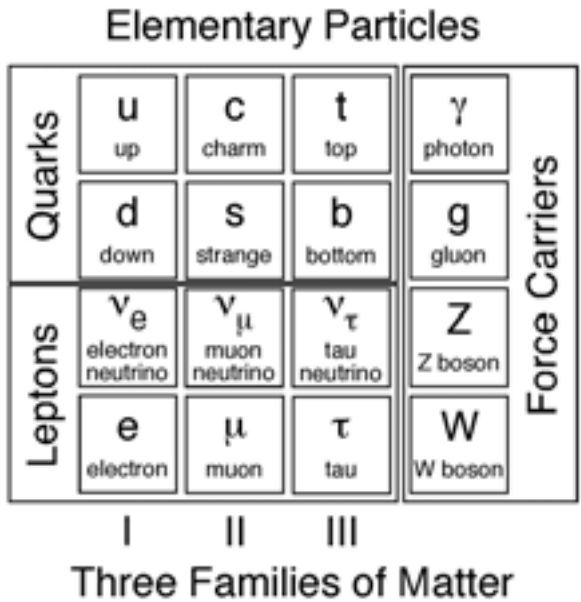


Abb. 8.1. Die fundamentalen Teilchen.

Leptonen können nur schwach und, falls geladen, elektromagnetisch wechselwirken.

Hadronen sind aus Quarks und Antiquarks zusammengesetzte Objekte. Man unterscheidet aus drei Quarks bestehende **Baryonen** und aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehende **Mesonen**. Hadronen können stark, elektromagnetisch und schwach wechselwirken. Zu jedem Hadron existiert ein Antiteilchen gleicher Masse und entgegengesetzter Ladung. Baryonen sind Fermionen, Mesonen dagegen Bosonen.

Beispiele für Baryonen (qqq) **und Antibaryonen** ($\overline{qqq}$)					
Symbol	Name	Quark-Inhalt	Ladung	Masse	Spin
			[e]	[MeV/c ^{2}]	[**h**]
p	Proton	uud	+1	938.3	1/2
$\overline{p}$	Antiproton	$\overline{u}\overline{u}\overline{d}$	-1	938.3	1/2
n	Neutron	udd	0	939.6	1/2
Λ	Lambda	uds	0	1116	1/2
Ω^-	Omega	sss	-1	1672	3/2

Beispiele für Mesonen ($q\bar{q}$)					
Symbol	Name	Quark-Inhalt	Ladung	Masse	Spin
			[e]	[MeV/c^2]	[**h**]
π^+	Pion	$u\bar{d}$	+1	139.6	0
K^-	Kaon	$s\bar{u}$	-1	494	0
ρ^+	Rho	$u\bar{d}$	+1	770	1
D^+	D-plus	$c\bar{d}$	+1	1869	0
η_C	Eta-C	$c\bar{c}$	0	2979	0

Nur Proton, Antiproton, Elektron und Positron sind stabile Teilchen. Alle anderen Hadronen sowie auch die beiden schwereren Leptonen zerfallen mit einer Lebensdauer τ. Eine Messung ihrer Masse ergibt daher einen Wert, der innerhalb der natürlichen Linienbreite $\Gamma = \hbar/\tau$ um den zentralen Wert streut. Dies ist eine Konsequenz der Heisenberg'schen Unschärferelation.

Um das Verhalten von Teilchen vollständig beschreiben zu können, braucht es einerseits eine Bewegungsgleichung und andererseits die Kenntnis ihrer Wechselwirkung mit ihrer Umgebung. Auf der mikroskopischen Skala der fundamentalen Teilchen und Prozesse genügt die klassische Newton'sche Mechanik nicht mehr. Solange die Geschwindigkeiten der Teilchen immer noch klein sind gegenüber der Lichtgeschwindigkeit, ist die nicht-relativistische Quantenmechanik anwendbar, mit der **Schrödinger-Gleichung** als Bewegungsgleichung. Deren Lösung, die sogenannte Wellenfunktion, liefert uns die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen in einem bestimmten Zustand zu finden, z. B. in guter Näherung für das Elektron in einem der Energieniveaus des Wasserstoffatoms. Auch die Streuung eines langsamen Neutrons an einem Atomkern lässt sich gut mit dieser Gleichung beschreiben. Sind die Teilchen nicht mehr langsam, so ersetzt die relativistische Kinematik (s. unten) die klassische Kinematik und die relativistische **Dirac-Gleichung** für Fermionen die Schrödinger-Gleichung. Sie trägt dem Spin der Teilchen Rechnung und erklärt z. B. die Feinstruktur-Aufspaltung der Energieniveaus von elektronischen und myonischen Atomen. Die geringfügigen Abweichungen von den Vorhersagen mit der Dirac-Gleichung wurden erst in der **Quantenelektrodynamik** erfolgreich beschrieben. Diese Theorie ist ein Beispiel für eine sogenannte **Quantenfeldtheorie**, wie sie für die Beschreibung der fundamentalen Wechselwirkungen unabdingbar ist. Mit der Quantenelektrodynamik werden die Absorption und Emission von Photonen, die Erzeugung und Vernichtung von Elektronen und Positronen, die magnetischen Momente von Elektronen und Myonen präzise berechenbar. Die kleinen Differenzen der Resultate von denen der Dirac-Gleichung werden auch als **quantenelektrodynamische Korrekturen** bezeichnet.

Elektroschwache Wechselwirkungen: Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung werden im Standard-Modell als zwei Facetten der elektroschwachen Wechselwirkung betrachtet, die bei höchsten Energien mit ähn-

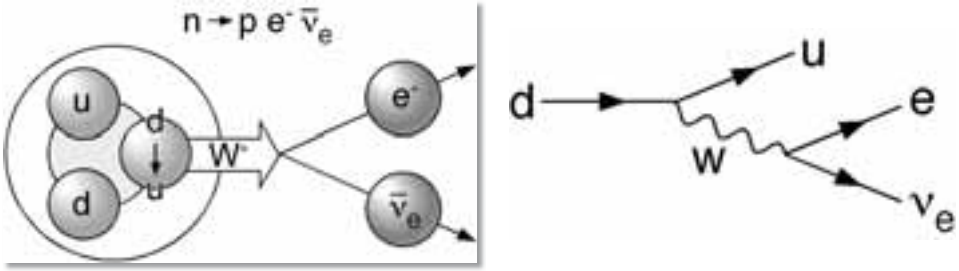


Abb. 8.2. Der Beta-Zerfall eines Neutrons in ein Proton, ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino: $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$. Das rechte Bild zeigt das zugehörige Feynman-Diagramm mit dem Austausch eines *W*-Bosons auf der Umwandlung eines Down-Quarks in ein Up-Quark.

licher Stärke auftreten, bei niederen Energien sich aber deutlich unterscheiden. Der Grund hierfür liegt darin, dass die Träger der schwachen Kraft, die Bosonen *W* und *Z* im Gegensatz zum Träger der elektromagnetischen Kraft, dem masselosen Photon, sehr schwer sind. Der erste beobachtete schwache Prozess, der Beta-Zerfall, hier des Neutrons, kann dies illustrieren (Abb. 8.2).

Das diesen Prozess beschreibende Feynman-Diagramm, eine Illustration zur entsprechenden quantentheoretischen Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit, zeigt wie ein Down-Quark ein virtuelles W^--Boson emittiert, sich dabei in einen Up-Quark verwandelt und das W^--Boson dann in ein Elektron-Antineutrino-Paar zerfällt. Da die Masse des *W*-Bosons M_W = 80 GeV/c^2 beträgt, für das Elektron wegen der kleinen Neutron-Proton-Massendifferenz maximal nur Q=800 keV Energie zur Verfügung stehen, kann das *W*-Boson nicht real existieren, sondern nur virtuell, d. h. für eine mit der Heisenberg'schen Unschärferelation verträgliche extrem kurze Zeit. Die berechnete Übergangswahrscheinlichkeit enthält einen Faktor $Q^4/(Q^2 + M_W^2)^2 \approx 10^{-20}$, der diese sehr klein werden lässt, und die Langlebigkeit des Neutrons (Lebensdauer etwa 15 Minuten) bzw. die scheinbare Schwäche der für seinen Zerfall verantwortlichen Wechselwirkung erklärt. Für den Austausch eines masselosen Photons entfällt dieser Faktor. Die Kopplungsstärke ist für elektromagnetische und schwache Wechselwirkungen von der gleichen Grössenordnung, und die beobachteten Prozesse bei sehr hohen Energien ($Q > M_W$) haben ähnliche Raten.

W-Boson-Emission ist die einzige Möglichkeit, den Quark-*Flavor* zu ändern. *W*-Boson-Zerfall kann entweder ein geladenes Lepton und ein Neutrino (bzw. Antineutrino) oder ein Quark-Antiquark-Paar ungleicher Ladung erzeugen. Schwache Wechselwirkungen, bei denen sich weder der *Flavor* noch die Ladung ändern, werden durch *Z*-Boson-Austausch vermittelt. Im Vergleich zu entsprechenden, durch Photonen vermittelten elektromagnetischen Prozessen, sind die Effekte ausser bei höchsten Energien extrem klein. *Z*-Bosonen zerfallen entweder in Quark-Antiquark- oder Lepton-Antilepton-Paare vom gleichen Typ.

Die schwachen Wechselwirkungen sind im Gegensatz zu den elektromagnetischen und den starken Wechselwirkungen nicht invariant unter der **Paritäts-**Transformation (bezeichnet mit *P*), d. h. die Übergangswahrscheinlichkeit ändert

sich, wenn die Orts- und Impulsvektoren der Teilchen ihre Richtung umkehren. Nur linkshändige Leptonen und rechtshändige Antileptonen nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil. **Linkshändig** bedeutet, dass der Spinvektor die umgekehrte Richtung hat wie der Impulsvektor, für ein **rechtshändiges** Teilchen sind die beiden Vektoren parallel. Die Paritätstransformation vertauscht links- in rechtshändige Teilchen.

Die **Ladungskonjugations**-Transformation (bezeichnet mit *C*) vertauscht Teilchen in ihre Antiteilchen und vice versa. Sie vertauscht also ein linkshändiges Teilchen in ein linkshändiges Antiteilchen, die schwache Wechselwirkung ist also auch nicht invariant unter dieser Transformation. Die Kombination *CP*, angewendet auf ein System von Teilchen, macht aus linkshändigen Teilchen rechtshändige Antiteilchen, etwas was im Einklang mit der schwachen Wechselwirkung wäre. Seit der Entdeckung eines seltenen Zerfalls des neutralen Kaons, der bei *CP*-Invarianz verboten wäre, weiss man, dass auch diese Invarianz nur eine näherungsweise gültige ist. *CP*-verletzende Effekte sind allerdings nur für *K*-Mesonen und Bottom-Quark enthaltende Mesonen beobachtet worden, sind aber Teil des Standard-Modells.

Starke Wechselwirkungen: Im Rahmen des Standard-Modells beschreibt die **Quantenchromodynamik** die starken Wechselwirkungen, denen alle Teilchen mit **Farbladung** unterliegen, d. h. Quarks, Antiquarks und Gluonen. Die masselosen Gluonen sind die Träger der starken Kraft, ähnlich wie es die Photonen für die elektromagnetische Wechselwirkung sind. Im Gegensatz zu den Photonen, die mit geladenen Teilchen wechselwirken, aber selber keine Ladung haben, tragen die Gluonen auch Farbladung, d. h. sie können mit anderen Gluonen wechselwirken. **Farbe** ist eine Bezeichnung für eine mathematische Klassifizierung innerhalb einer gruppentheoretischen Algebra (spezielle unitäre Gruppe SU(3)). Es gibt drei Farben, mit rot, grün und blau bezeichnet, und drei entsprechende Antifarben. Alle Hadronen sind wie die Leptonen netto farblos (farbneutral). In den Mesonen kombinieren daher die farbigen Quarks mit Antiquarks der passenden Antifarbe. In den Baryonen ergibt sich die farbneutrale Kombination mit je einem Quark von jeder Farbe. Mit jeweils einer Farbe und einer Antifarbe in geeigneten Kombinationen sind die acht Gluonen ausgestattet. Von den drei farbneutralen Kombinationen existiert eine nicht.

Ein wesentlicher Aspekt der Quantenchromodynamik ist das sogenannte *Confinement*. Es besagt, dass die farbigen Quarks und Gluonen nur innerhalb farbloser Hadronen existieren und frei nicht beobachtet werden können. Wenn in einer Reaktion mit einem hochenergetischen Projektil, z. B. einem Elektron, ein hochenergetisches Quark oder Gluon erzeugt wird, und sich vom vorher farbneutralen System, das es enthielt, entfernt, bleibt die Energiedichte im Kraftfeld genügend hoch, dass weitere Quarks, Antiquarks und Gluonen erzeugt werden können, die sich zu farblosen Objekten kombinieren. Im Experiment manifestiert sich das angestossene Quark oder Gluon als ein Schauer (*Jet*) von sekundären Hadronen. Die Analyse dieser Schauer liefert den schlüssigsten Beweis für die Existenz der Quarks und Gluonen. Da die Quarks nicht frei beobachtet werden können, ist die Zuordnung einer Masse nicht eindeutig, denn sie kann ja nicht direkt gemessen

werden. Innerhalb eines Hadrons gewinnt das Quark eine effektive Masse mit Beiträgen von seiner kinetischen und potentiellen Energie aus der Wechselwirkung mit der Umgebung. Die in der obigen Tabelle angegebenen Massen sind die Werte, die sich ergeben, wenn man die Prozesse analysiert, in denen Quarks eine Beschleunigung erteilt wird, d. h. die Masse ergibt sich als Quotient von Kraft und Beschleunigung, und auch die Massenverhältnisse von beobachteten Hadronen berücksichtigt werden.

Im Rahmen der Quantenchromodynamik schwierig zu beschreiben ist die immer noch starke Wechselwirkung zwischen den farbneutralen Hadronen, die verantwortlich ist für die **starke Kernkraft**, die z. B. die Protonen und Neutronen zu Kernen bindet. Diese Kräfte haben kurze Reichweite, und man kann sie so verstehen, dass, wenn sich die Hadronen genügend nahe kommen, sie sich teilweise überlappen und die Konstituenten des einen Hadrons direkt die Kräfte der Konstituenten des anderen Hadrons spüren. Mathematisch lässt sich diese Vorstellung am besten fassen mit einer effektiven Wechselwirkung, die durch den Austausch von Mesonen zustande kommt.

Higgs-Teilchen: Im Standard-Modell ist mindestens eine zusätzliche Wechselwirkung notwendig, die erklärt, wie die fundamentalen Teilchen zu ihrer Masse kommen. Dieser Teil des Modells konnte experimentell noch am wenigsten überprüft werden. Die einfachste Lösung postuliert ein zusätzliches Teilchen mit einer dazugehörigen Wechselwirkung, das sogenannte Higgs-Teilchen. Die Teilchenphysiker sind zuversichtlich, dieses am Large Hadron Collider am CERN, der 2008 in Betrieb geht, zu entdecken. Bisher war die Suche nach dem Higgs-Teilchen auf einen Massenbereich unter etwa 100 GeV/c^2 beschränkt.

Im Standard-Modell gelten empirische **Erhaltungssätze**, die gewisse Reaktionen und Zerfälle erlauben, andere aber verbieten. Erhalten sind:

- Energie
- Impuls
- Drehimpuls inklusive Spin
- Elektrische Ladung
- Farbladung
- Quark-Anzahl = Zahl der Quarks minus Zahl der Antiquarks, früher als Baryonenzahlerhaltung (Baryonenzahl = Quarkzahl geteilt durch drei) formuliert
- Elektron-Anzahl = Zahl der Elektronen plus Zahl der Elektron-Neutrini minus Zahl der Positronen minus Zahl der Elektron-Antineutrini
- Myon-Anzahl, analog zu Elektron-Anzahl
- Tau-Anzahl, analog zu Elektron- und Myon-Anzahl

Die letzten drei Erhaltungssätze können zu einem weniger einschränkenden Erhaltungssatz der Leptonenzahl zusammengefasst werden. Sie gelten für sich allein, wenn Neutrini keine Massen haben. Da sich die Evidenz mehrt, dass Neutrini, wenn auch sehr kleine, Massen haben, werden diese Erhaltungssätze nur noch näherungsweise erfüllt sein (s. Abschnitt 5).

Relativistische Kinematik und Lorentz-Transformation: Da in der Teilchenphysik die Geschwindigkeiten in der Regel gross sind, muss der Formalismus der speziellen Relativitätstheorie angewendet werden. Dieser beruht auf der Lorentz-Transformation, die es erlaubt, kinematische Grössen, die in einem System gemessen wurden, in ein anderes, das sich relativ zum ersten bewegt, zu transformieren. Ausgangspunkt sind Paare von kinematischen Grössen wie Ort und Zeit, Energie und Impuls, die zu vierkomponentigen Vektoren zusammengefasst werden, deren Norm bei der Lorentz-Transformation invariant bleibt:

Impuls-Vierervektor = $p_4 \equiv (E, \vec{p}c) = (E, p_x c, p_y c, p_z c)$ mit $p_4^2 \equiv E^2 - |\vec{p}|^2 c^2 = m_0^2 c^4$.

Hier ist $\vec{p} = m\vec{v}$ der Impuls des Teilchens, $E = mc^2$ die Energie, c die Lichtgeschwindigkeit und m die Masse, deren Beziehung zur Ruhemasse m_0 gegeben ist durch die Beziehung (relativistische Massenzunahme)

$$m = \gamma m_0, \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}, \beta = \mathrm{v}/c.$$

Die häufigste Anwendung bezieht sich auf den Fall, wo ein System 2 sich im System 1 mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_s$ bewegt, z. B. $\vec{v}_s$ parallel zu den z-Achsen der beiden Systeme (mit kartesischen Koordinaten (x, y, z): $\vec{v}_s = (0,0, \pm \mathrm{v}_s)$). Die Lorentz-Transformation verbindet die Energie E_2 und den Impuls $\vec{p}_2$ im System 2 mit den im System 1 gemessenen Grössen wie folgt:

$$E_1 = \gamma_s (E_2 + \beta_s p_{2z}), p_{1z} = \gamma_x (\beta_s E_2 + p_{2z}), p_{1x} = p_{2x}, p_{1y} = p_{2y}.$$

Hier ist wieder $\gamma_s = 1/\sqrt{1-\beta_s^2}, \beta_s = \pm \mathrm{v}_s / c$. Während die zur relativen Geschwindigkeit der beiden Systeme transversalen Koordinaten unverändert bleiben, werden die longitudinalen Komponenten sich ändern. Wenn z. B. das System 2 das System ist, in dem das Teilchen ruht (**Ruhesystem**), d. h. $p_2 = 0$, $E_2 = m_0 c^2$, und im System 1 der Beobachter ruht (**Laborsystem**), dann gilt $\mathrm{v}_s = \mathrm{v}$, und $E_1 = \gamma m_0 c^2$. Ist das Teilchen instabil und seine Lebensdauer im Ruhesystem τ, so wird im Laborsystem gemessen $\tau_1 = \gamma\tau$ (Zeitdilatation). Der Zerfallsweg im Laborsystem ergibt sich daher zu $L = \gamma\beta c\tau$. Bei den Zerfällen von sehr schnellen Teilchen im Fluge werden daher die Zerfallsprodukte meist in einem schmalen Kegel um die Flugrichtung herum beobachtet.

Ein häufig bei Streuprozessen benütztes System ist das **Schwerpunktssystem**, in dem die Summe der Impulse verschwindet, z. B. für eine Reaktion mit zwei Teilchen (A=Strahl, B=Target)

$$\text{Labor: } \vec{p}_{1A}, \vec{p}_{1B} = 0; \text{ Schwerpunkt: } \vec{p}_{2A} + \vec{p}_{2B} = 0$$

$$E_{1A} = m_A c^2, E_{1B} = m_{B0} c^2; \vec{p}_{1A} = \vec{v}_s / (E_{1A} + E_{1B})$$

GLOSSAR

- **Driftkammer:** Eine Variante der Proportionalkammer, die mit grösseren Elektrodenabständen arbeitet. Die Teilchenkoordinate wird hier bestimmt aus der bekannten Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas und der Zeitdifferenz zwischen Ankunft des Teilchens und Registrierung des Strompulses.
- **Hodoskop:** Ein *Fingerzähler*, d. h. eine Anordnung paralleler Szintillatorstreifen, die separat mit Photovervielfacherröhren verbunden sind.
- **Polarisation:** Wenn in einem Ensemble von Teilchen mit Spin und magnetischem Moment diese Spins nicht beliebig orientiert sind, sondern mehrheitlich in einer bestimmten Richtung ausgerichtet sind, spricht man von Polarisation. Der Polarisationsgrad ist der Anteil ausgerichteter Spins im Ensemble. In einem polarisierten Strahl können die Spins der Teilchen mehrheitlich entlang der Strahlrichtung (longitudinale P.) oder senkrecht dazu (transversale P.) ausgerichtet sein. Dasselbe gilt für ein Ensemble von Teilchen mit Spin in einem Target.
- **Präzession:** Kreiselbewegung eines magnetischen Moments in einem Magnetfeld um die Magnetfeldachse, s. Fussnote im Abschnitt 4.3.1.
- **Solenoid:** Lange zylindrische Spule mit einem homogenen, zur Achse parallelem Magnetfeld.
- **Spallation:** Zersplitterung eines Atomkerns, s. Abschnitt 6.2.
- **Streuprozess:** In der Physik versteht man unter Streuung (*scattering*) einen Stossprozess, in dem Teilchen (inklusive Photonen) auf ein Objekt auftreffen. Bei dem Auftreffen wird Energie und Impuls übertragen. Bleiben Teilchen und Objekt intakt, so spricht man von elastischer Streuung (wie *Billard*), sonst von inelastischer Streuung. Streuprozesse werden benutzt, um die Struktur des Objekts und die Wechselwirkung zwischen Objekt und Teilchen zu untersuchen, wenn letztere nicht schon bekannt ist. In einem Mikroskop liefern z. B. die am Objekt gestreuten Photonen oder auch Elektronen die Information über die Probe.
- **Szintillator:** Materialien, in denen die Ionisation, die ein geladenes Teilchen bei seiner Passage erzeugt, zur Erzeugung von optischen Photonen führt. Es gibt organische (z. B. Plastik) und anorganische (z. B. NaI) Szintillator-Materialien. Ungeladene Teilchen können ebenfalls in Szintillatoren beobachtet werden, wenn sie in Reaktionen mit den Atomen des Szintillators geladene Teilchen wie Elektronen oder Protonen erzeugen.
- **Target:** Vom englischen Wort für Zielscheibe abgeleiteter Begriff, der das Objekt beschreibt, das in einem Experiment einem Strahl ausgesetzt wird.
- **Vieldrahtproportionalkammer:** Vom Grundprinzip des mit Gas gefüllten Proportionalzählers ausgehender Detektor für geladene Teilchen. Die bei der Passage eines geladenen Teilchens im Gas erzeugte Ionisation (Elektronen und positive Ionen) driftet in einem elektrischen Feld zu den Elektroden. Die positive Elektrode ist ein dünner Draht (typischer Durchmesser 20 μm), in dessen Nähe das elektrische Feld genügend gross ist, um die Elektronen so stark zu beschleunigen, dass sie in Stössen mit den Gasatomen weitere freie Elektronen

erzeugen können (Elektronenvervielfachung). Die zu den Elektroden fliessende Ladung erzeugt einen Strompuls, den ein geeigneter elektronischer Verstärker registrieren kann. Die Grösse des Pulses ist proportional zur Ladung, daher der Name. Eine Vieldrahtproportionalkammer (*multiwire proportional chamber*) enthält eine Vielzahl von parallelen Drähten (typisch im Abstand 2 mm), die alle separat elektronisch ausgelesen werden können. Die Drähte sind in der Regel in einer Ebene oder entlang eines Zylindermantels gespannt. Die geladenen Teilchen müssen bei Atmosphärendruck Strecken von einigen mm im Gas zurücklegen, um genügend Ionisation zu erzeugen. Die Position des Drahts, von dem das elektronische Signal kommt, markiert eine Koordinate des Teilchens. Es braucht daher zwei Kammern mit unterschiedlicher Drahtorientierung hintereinander, um einen Raumpunkt auf der Teilchenbahn zu rekonstruieren.

- **Wirkungsquerschnitt:** Einen Streuprozess charakterisierende Grösse mit der Einheit Fläche. Wenn die Anzahl der Objekte (z. B. Atome) pro Flächeneinheit mit N bezeichnet wird und der Wirkungsquerschnitt mit σ, dann gibt das Produkt $N\sigma$ den Anteil der ankommenden Teilchen an, die im Target einen Streuprozess machen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ gibt den Teil des Wirkungsquerschnitts an, bei dem die Teilchen in das Raumwinkelelement $d\Omega$ gestreut werden.

Chemisches Symbol für Jod: früher in Deutsch mit J, jetzt eher allgemein mit I (aus dem Englischen Iodine).

9 LITERATUR

ABELA, R. et al. 1999. Muons on request (MORE): combining advantages of continuous and pulsed muon beams. Hyp. Int. 120(1), 575.

AEGERTER, C.M. 1998. Using Muons and Neutrons to Study Vortex Matter in Superconductors. Dissertation. Universität Zürich.

AHMED, M. et al. 2002. Search for the lepton-family-number nonconserving decay $\mu^+ \to e^+\gamma$. Phys. Rev. D65, 112002.

ALBANESE, J.P. et al. 1979. The SIN high resolution pion channel and spectrometer. Nucl. Instrum. Meth. A158, 363.

ALDER, J.C. et al. 1979. A high-resolution pair spectrometer for medium energy photons. Nucl. Instrum. Meth. A160, 93.

ALTEHOLZ, T. et al. 1996. A large acceptance detector system (LADS) for studies of pion absorption. Nucl. Instr. Methods. A373, 374.

ANDREEV, V. et al. 2007. Measurement of the muon capture rate in hydrogen gas and determination of the proton's pseudoscalar coupling g_P. Phys. Rev. Lett. 99, 032002.

ARNDT, R.A. et al. 2006. Extended partial-wave analysis of πN scattering data. Phys. Rev. C74, 045205. S. auch SAID-Phasenanalyse. CNS Data Analysis Center. George Washington University: http://gwdac.phys.gwu.edu

ARNOLD, J. et al. 1997. The nucleon facility NA at PSI. Nucl. Instrum. Meth. A386, 211.

ARNOLD, J. et al. 2000. Measurement of spin observables in neutron-proton elastic scattering. I: correlation parameters; II: rescattering parameters. Eur. Phys. J. C17, 67; ibid. 83.

ASSAMAGAN, K. et al. 1996. Upper limit of the muon neutrino mass from momentum analysis of a surface muon beam. Phys. Rev. D53, 6065.

ATCHINSON, F. et al. 2007. The UCN source at PSI. Proc. 18th Meet. Int. Coll. on Advanced Neutron Sources (ICANS-XVIII). Dongguan. Guangdong. China. Erhältlich unter http://ucn.web.psi.ch/publications_ucn.htm

BACKENSTOSS, G. 1970. Pionic Atoms. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 20, 467.

BANDO, M. et al. eds. 1985. The Jubilee of Meson Theory. Proc. of the Kyoto Int. Symposium. Kyoto. August 1985. Prog. Theor. Phys. Suppl. 85.

BARCZYK, A. et al. 2007. Measurement of the Fermi constant by FAST. Preprint arXiv:0707.3904 [hep-ex].

BAY, A. et al. 1986. Measurement of the pion axial formfactor from radiative decay. Phys. Lett. B174, 445.

BAY, A. et al. 1998. A modular NaI(Tl) detector for intermediate energy photons. Nucl. Instrum. Meth. A271, 497.

BELLGARDT, U. et al. 1988. Search for the decay $\mu^+ \to e^+e^+e^-$. Nucl. Phys. B299, 1.

BENNETT, G.W. et al. 2006. Final report of the E821 muon anomalous magnetic moment measurement at BNL. Phys. Rev. 73, 072003.

BERTL, W. et al. 1985. Search for the decay $\mu^+ \to e^+e^+e^-$. Nucl. Phys. B260, 1.

BERTL, W. et al. 2006. A search for μe conversion in muonic gold. Eur. Phys. J. C47, 337.

BLASER, J.P. & WILLAX, H.A. 1966. Progress report on the 500 MeV isochronous cyclotron meson factory of ETH Zurich. Int. Conf. on Isochronous Cyclotrons. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13. No. 4. R.F. Shea ed., 194; Progress report on the SIN 500 MeV cyclotron. Zyklotronplanung ETH. Report (1967). Contr. Int. Conf. on Nuclear Structure. Tokyo. Japan (1967). J. Phys. Soc. Japan S 24 & Suppl. (1968), 506.

BLASER, J.P. 1985. The Swiss Institute of Nuclear Research (SIN): Status, achievements, future plans. In (BANDO et al., 1985), 204.

BLASER, J.P. 1994. Vom SIN zum PSI, Zwanzig Jahre Strahl an den PSI-Beschleunigern. In (SALZMANN, 1994), 9.

Bodek, K. et al. 2000. Physics with polarized cold neutrons at the spallation source SINQ. 7th Int. Conf. on the Intersections of Particle and Nuclear Physics. Quebec (2000). AIP Conf. Proc. 549 (2002), p. 983.

Bosshard, A. et al. 1991. Analyzing power in pion-proton bremsstrahlung, and the Δ^{++} magnetic moment. Phys. Rev. D44, 1962.

Bowen, T. 1985. The surface muon beam. Physics Today 38.7, 22.

Breitschopf, J. et al. 2006. Pionic charge exchange on the proton from 40 MeV to 250 MeV. Phys. Lett. B639, 424.

Breunlich, W.H. et al. 1989. Muon-catalyzed fusion. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 39, 311.

Brunner, A. 1967. Das Projekt einer eidgenössischen Forschungsanlage für Hochenergie- und Kernphysik. Neue Zürcher Zeitung. Beilage Technik. Mittagsausgabe Nr. 2817 (114). 28. 6. 1967.

Cerny, J. (Ed) 1974. Nuclear Spectroscopy and Reactions. Part A. Chapter I: Accelerators in low and intermediate energy nuclear physics. Academic Press. New York and London.

Chitwood, D.B. et al. 2007. Improved measurement of the positive-muon lifetime and determination of the Fermi constant. Phys. Rev. Lett. 99, 032001.

Crawford, J.F. et al. 1991. Precision measurement of the pion mass difference $m(\pi)$-$m(\pi^0)$. Phys. Rev. D43, 46.

Crowe, K.M. et al. 1972. Precision measurement of the magnetic moment of the muon. Phys. Rev. D5, 2145.

Czarnecki, A., Marciano, W.J. & Sirlin, A. 2007. Electroweak radiative corrections to muon capture. Preprint arXiv:0704.3968 [hep-ph].

Czapek, G. et al. 1993. Branching ratio for the rare pion decay into positron and neutrino. Phys. Rev. Lett. 70, 17.

Danneberg, N. et al. 2005. Muon decay: measurement of the transverse polarization of the decay positrons and its implications for the Fermi coupling constant and time reversal invariance. Phys. Rev. Lett. 94, 021802.

Daum, M. et al. 1991. New precision measurement of the muon momentum in pion decay at rest. Phys. Lett. B265, 425.

Egger, J.P. et al. 1977. Pion-^{40}Ca and pion-^{48}Ca elastic scattering and the neutron radius of ^{48}Ca. Phys. Rev. Lett. 39, 1608.

Egli, S. et al. 1989. Measurement of the decay $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+ e^-$ and search for a light Higgs boson. Phys. Lett. B222, 533.

Engfer, R. & Walter, H.K. 1986. Muon decay experiments. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36, 327.

Edwards, D.A. & Syphers, M.J. 1993. An Introduction to the Physics of High Energy Accelerators. John Wiley & Sons. New York.

Fetscher, W. & Gerber, H.J. 2006. Muon decay parameters. In Ref. (Yao et al., 2006).

Frlez, E. et al. 2004. Precise measurement of the pion axial formfactor in the $\pi^+ \rightarrow e^+\nu\gamma$ decay. Phys. Rev. Lett. 93, 181804.

Frlez, E. et al. 2004a. Design, commissioning and performance of the PIBETA detector at PSI. Nucl. Instrum. Meth. A526, 300.

Gabioud, B. et al. 1984. *nn* scattering parameters a_{nn} and r_{nn} from the photon spectrum of the reaction $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$. Nucl. Phys. A420, 496.

Gasser, J. & Leutwyler, H. 1984. Chiral perturbation theory to one loop. Annals Phys. 158, 142.

Heffner, R.H. & Nagamine, K. eds. 2004. Special Issue on μSR: Muon spin rotation, relaxation or resonance. J. Phys. Cond. Matter 16.40 (2004). 4403.

Ingram, C.H.Q. 2001. Pion absorption results from the meson factories. Nucl. Phys. A684, 122.

Joho, W. 2005. Zyklotron-Theorie – Teilchenbeschleuniger. Vorträge. Erhältlich unter http://abe.psi.ch/accelerators/vortraegeWernerJoho/

JORAM, C. et al. 1995. Low-energy differential cross sections for pion-proton ($\pi^{\pm}$p) scattering. Phys. Rev. C51, 2144.

JUNGMANN, K.P. 2004. Past, present and future of muonium. Proc. of Memorial Symposium in Honor of Vernon Willard Hughes. New Haven. Connecticut (Nov. 2003). V.W.Hughes. E.W. Hughes. F. Iachello eds. World Scientific. Singapore. p. 134; e-Print: nucl-ex/0404013.

KELLER, H. 2000. Magnetische Flusslinien in Hochtemperatur-Supraleitern. Vierteljahresschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich 145(4), 143.

KLEMPT, E. et al. 1982. Measurement of the magnetic moment of the positive muon by a stroboscopic muon-spin-rotation technique. Phys. Rev. D25, 652.

KLUGE, W. 1991. Pion-nuclear scattering. Rep. Prog. Phys. 54, 1251.

KUNO, Y. & OKADA, Y. 2001. Muon decay and physics beyond the Standard Model. Rev. Mod. Phys. 73, 151.

LECHANOINE-LELUC, C. & LEHAR, F. 1993. Nucleon-nucleon elastic scattering and total cross sections. Rev. Mod. Phys. 65, 47.

LEE, S.L. et al. eds. 1999. Muon Science – Muons in Physics. Chemistry and Materials. Proc. Fifty First Scottish Universities Summer School in Physics (1998). SUSSP Publications. University of Edinburgh.

LENZ, S. et al. 1998. A new determination of the mass of the charged pion. Phys. Lett. B416, 50.

LEUTWYLER, H. 2006. Historical and other remarks on effective theories. PSI Zuoz Summer School on Particle Physics: Effective Theories in Particle Physics. S. http://ltpth.web.psi.ch/zuoz2006/

LIVINGSTON, M.S. & BLEWETT, J.P. 1962. Particle Accelerators. McGraw-Hill. New York.

MACHLEIDT, R. 2007. The theory of nuclear forces: is the never-ending story coming to an end. Proc. 18th Int. IUPAP Conf. on Few-Body Problems in Physics. Santos. Brazil (August 2006). Nucl. Phys. A790, 17.

MCMILLAN, E.W. 1945. The synchroton – a proposed high energy accelerator. Phys. Rev. 68, 143.

MEIER, R. et al. 2004. Low energy analysing powers in pion-proton elastic scattering. Phys. Lett. B588, 155.

MILLER, G.A., OPPER, A.K. & STEPHENSON, E.J. 2006. Charge symmetry breaking and QCD. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 56, 253.

MOHR, P.J. & TAYLOR, B.N. 2005. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2002. Rev. Mod. Phys. 77, 1.

MORENZONI, E. 1998. Physics and applications of low energy muons. In (LEE et al., 1999), p. 343.

MORENZONI, E. et al. 2005. Applied muon science: novel perspectives in nano-science. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 149, 73.

NUMAO, T. et al. 1995. New π^+ lifetime measurement. Phys. Rev. D52, 4855.

ONEL, Y. et al. 1989. Elastic *p*(polarized) *p*(polarized) scattering between 240 and 470 MeV. Phys. Rev. D40, 35.

PAIS, A. 1986. Inward Bound – of Matter and Forces in the Physical World. Oxford University Press. Oxford. UK.

PATTERSON, B.D. 1988. Muonium states in semiconductors. Rev. Mod. Phys. 60, 69.

PEDRONI, E. et al. 1978. A study of charge independence and symmetry from π^+ and π^- total cross sections on hydrogen and deuterium near the (3,3)-resonance. Nucl. Phys. A300, 321.

PERROUD, J.P. et al. 1986. Isovector transitions in *1p*-shell nuclei induced by radiative pion capture. Nucl. Phys. A453, 542.

PETITJEAN, C. 2007. Review of muon-catalyzed deuterium-tritium fusion experiments. Int. Conf. on Muon Catalyzed Fusion and Related Topics (MCF-07). Dubna. Russia (June 2007). S. http://theor.jinr.ru/$\sim$mcf07/reports/Petitjean~mcf07.pdf

PFIFER, A.E., BOWEN, T. & KENDALL, K.R. 1976. A high stopping density μ^+ beam. Nucl. Instrum. Meth. A135, 39. S. auch (BOWEN, 1985).

Pocanic, D. et al. 2004. Precise measurement of the $\pi^+ \to \pi^0 e^+ \nu$ branching ratio. Phys. Rev. Lett. 93, 181803.

Pohl, R. et al. 2006. Observation of long-lived muonic hydrogen in the *2s* state. Phys. Rev. Lett. 97, 193402; S. auch http://muhy.web.psi.ch.

Prokscha, T. et al. 2006. The new high-intensity surface muon beam μE4 for the generation of low energy muons at PSI. Physica B 374–375, 460.

Ritt, S. 2006. Status of the MEG experiment. Proc. Int. Workshop on e^+e^- collisions from Φ to Ψ. Novosibirsk (2006). Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B162, 279. S. auch http://meg.web.psi.ch/.

Rosen, L. 1973. The Clinton P. Anderson meson facility (LAMPF). Proc. Nat. Acad. Sci. USA 70, 603.

Rosen, L. 1985. LAMPF – its origins, history and accomplishments. In (Bando et al., 1985), 168.

Ruckstuhl, W. et al. 1984. Precision measurement of the *2p-1s* transition in muonic ^{12}C. Nucl. Phys. A430, 685.

Salzmann, M. ed. 1994. 20 Jahre PSI-Beschleuniger. Paul-Scherrer-Institut.

Schaller, L. et al. 1982. Nuclear charge radii of the carbon isotopes ^{12}C, ^{13}C and ^{14}C. Nucl. Phys. A379, 523.

Schenck, A. 1985. Muon Spin Rotation Spectroscopy – Principles and Applications in Solid State Physics. Adam Hilger Ltd. Bristol.

Schmelzbach, P.A. 2000. The Philips cyclotron and the low energy facility. Erhältlich unter http://abe.web.psi.ch/ne/psi-ne.html

Schmelzbach, P.A. et al. 2005. Steps towards a 3 mA, 1.8 MW proton beam at the PSI cyclotron facility. Proc. 2005 Part. Acc. Conf. Knoxville. Tennessee (2005). S. auch (Schmelzbach, 2006).

Schmelzbach, P.A. 2006. Stromerhöhung am Protonenbeschleuniger. Vortrag am PSI (2006). Erhältlich unter http://abk.web.psi.ch/seminare.php

Schröder, H.C. et al. 2001. The pion-nucleon scattering lengths from pionic hydrogen and deuterium. Eur. Phys. J. C21, 473.

Schwanner, I. et al. 1984. Pionic and muonic X-ray measurements on light isotopes. Nucl. Phys. A412, 253.

Schwarz, E. et al. 1979. π^--^{13}C scattering near the πN(3,3) resonance. Phys. Rev. Lett. 43, 1578.

Sinq, 2007. Für Details zur Neutron-Spallationsquelle s. die Webseite http://asq.web.psi.ch/

Seestrom, S.J. et al. 1982. Inelastic pion scattering from ^{13}C. Phys. Rev. C26, 594.

Simons, L. 2006. Pion nucleon interactions. PSI Zuoz Summer School on Particle Physics: Effective Theories in Particle Physics. S. http://ltpth.web.psi.ch/zuoz2006/

Sls, 2007. Für Details zur Synchrotronstrahlung und der Swiss Light Source s. die Webseite http://sls.web.psi.ch/

Sms, 2007. Für Details zu Anwendungen von Myonen in der Materialforschung und die am PSI vorhandenen Instrumente s. auch die Webseite http://lmu.web.psi.ch/

Stäuble-Pümpin, B. 1994. μ-n-γ zur Untersuchung von Hochtemperatur-Supraleitern. In (Salzmann, 1994), 19.

Van Den Brandt, B. et al. 2000. Polarized scintillator targets. Nucl. Instrum. Meth. A446, 592. S. auch http://ltf.web.psi.ch/ltf_research.html

Van Der Schaaf, A. et al. 1980. A search for the decay $\mu^+ \to e^+\gamma$. Nucl. Phys. A340, 249.

Veksler, V.I. 1944. Concerning some new methods of acceleration of relativistic particles. Compt. Rend. Acad. Sci. USSR 43, 444; ibid. 44, 393; Phys. Rev. 69, 244.

Vogt, E. 1985. Recent achievements in meson sciences at TRIUMF. In (Bando et al., 1985), 190.

Weinberg, S. 1966. Pion scattering lengths. Phys. Rev. Lett. 17, 616.

Wille, K. 1996. Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen. Teubner Studienbücher. Stuttgart.

WILLMANN, L. et al. 1999. New bounds from a search for muonium to antimuonium conversion. Phys. Rev. Lett. 82, 49.

YAO, W.M. et al. 2006 (Particle Data Group). Review of particle physics. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33, 1.

Adresse des Autors:
Prof. Dr. Peter Truöl, Physik-Institut, Universität Zürich,
Winterthurerstrasse 190, 8057 Zürich
E-Mail: peter.truoel@access.uzh.ch