HD – IHEP 98 – 06

Suche nach Strangelets

Gerret Hansper[a], Volker Meyer[b], Marco Werner[b]

28. September 1998

1 Einleitung

Gewöhnliche Kernmaterie besteht aus zwei Quarkflavours — u– und d–Quarks — aus denen die Nukleonen, Protonen (uud) und Neutronen (udd), aufgebaut sind. Nimmt man nun das s–Quark hinzu, so könnte es energetisch günstig sein, Materie aus u–, d– und s–Quarks aufzubauen. Diese Materie bestünde dann nicht mehr aus einzelnen Nukleonen, sondern wäre vielmehr ein gebundenes System aus vielen Quarks (uu...dd...ss...), im folgenden als *Strange Quark Matter (SQM)* bezeichnet.
Die Stabilität solcher Materie wurde z.B. im Rahmen des MIT–Bag–Modells als Funktion der Parameter s–Quarkmasse und Bagkonstante untersucht [Fah84]. Für wachsende Massenzahl wird erwartet, daß die Stabilität von Strange Quark Matter zunimmt. Sollte ein solches Gebilde eine geringere Energie pro Baryon haben als ein ^{56}Fe–Kern, so wäre es absolut stabil und Strange Quark Matter somit der eigentliche Grundzustand der Materie!

Die Existenz von SQM hätte auch Auswirkungen auf andere Bereiche der Physik.

- In der Kosmologie könnte ein Teil der dunklen Materie im Universum durch SQM erklärt werden.
- In der Astrophysik würde das Konzept des Neutronensterns in Frage gestellt werden: Falls SQM tatsächlich der Grundzustand von Materie wäre, bestünde eine relativ hohe Wahrscheinlichkeit, daß Neutronensterne zu „Strange Stars“ konvertieren, die aus SQM aufgebaut wären.
- In der Schwerionenphysik wird die Erzeugung und der Nachweis eines Quark–Gluon–Plasmas (QGP) in hochenergetischen Schwerionenstößen intensiv erforscht. In diesem Plasma könnte SQM kleiner Baryonzahl (sog. *Strangelets*) erzeugt werden. Der Nachweis solcher Strangelets wäre eine einzigartige Möglichkeit, die Erzeugung eines QGP nachzuweisen.

Die Suche nach Strange Quark Matter ist somit nicht nur als Erforschung einer neuen Form von Materie interessant; sie ist darüber hinaus verknüpft mit vielen fundamentalen Fragestellungen der Physik.

[a]Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg
[b]Physikalisches Institut, Universität Heidelberg

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Überblick

Strange Quark Matter stellt ein hochkomplexes Vielteilchensystem dar, für das keine exakten analytischen Lösungen existieren. Noch dazu sind typische Impulsüberträge (Q^2) von einer Größenordnung, welche die starke Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ so groß werden lassen, daß sich eine perturbative Behandlung im Rahmen der QCD verbietet. Modelle zur Beschreibung von Strange Matter werden daher in Analogie zu Kernmodellen konstruiert. Diese teilen sich im wesentlichen in zwei Klassen: Einteilchenmodelle, in denen die Nukleonen sich unabhängig voneinander in einem gemeinsamen effektiven Potential bewegen, und kollektive Modelle, in denen Kerneigenschaften aus der starken Wechselwirkung der Nukleonen untereinander resultieren.
Für subnukleare Systeme werden diese Modelle übertragen auf Quarks als Konstituenten von Baryonen bzw. baryonischen Systemen. Zur Beschreibung globaler Eigenschaften wie Größe und Bindungsenergie von SQM mit großen Baryonzahlen ($A \gtrsim 100$) eignen sich sowohl Tröpfchenmodelle als auch Fermi–Gas–Modelle. Für kleinere Objekte müssen zunehmend Schaleneffekte berücksichtigt werden, die im MIT–Bag–Modell [Cho74] behandelt werden.
Zunächst soll das Fermi–Modell betrachtet werden, da es einen einfachen und intuitiven Zugang zur Physik der SQM bietet und bereits die wesentlichen Eigenschaften erkennen läßt. Danach folgt eine kurze Beschreibung des Tröpfchenmodells, bevor auf das MIT–Bag–Modell eingegangen wird.

2.2 Fermi–Modell

Das Fermi–Modell ist nur für Systeme mit „vielen“ Konstituenten gültig, der Anschaulichkeit halber soll hier jedoch das Proton betrachtet werden. Im Konstituentenbild besteht es aus einem *down*– und zwei *up*–Quarks. Diese drei Quarks erzeugen ein effektives sphärisches Potential, in dem gewisse Energieniveaus besetzbar sind. Bei einem Proton im Grundzustand werden diese Energieniveaus von unten her gefüllt, wobei nach dem Pauli–Prinzip zwei identische Teilchen nicht den gleichen Zustand besetzen dürfen. Man stellt fest, daß es nicht möglich ist, drei weitere u–/d–Quarks in gebundene Zustände zu setzen, da die farbmagnetische Wechselwirkung zwischen Quarks mit parallelem Spin zu einer Abstoßung führt[1]. Es zeigt sich, daß die Energie pro Baryonzahl E/A für ein System aus sechs u–/d–Quarks größer ist als der entsprechende Wert für zwei einzelne Nukleonen; „Quarkmaterie“ aus u– und d–Quarks ist nicht stabil.

[1] Die Forderung, daß jeweils nur drei Quarks in einem Farbsingulett–Zustand in das Potential gefüllt werden dürfen, muß in das Modell hineingesteckt werden.

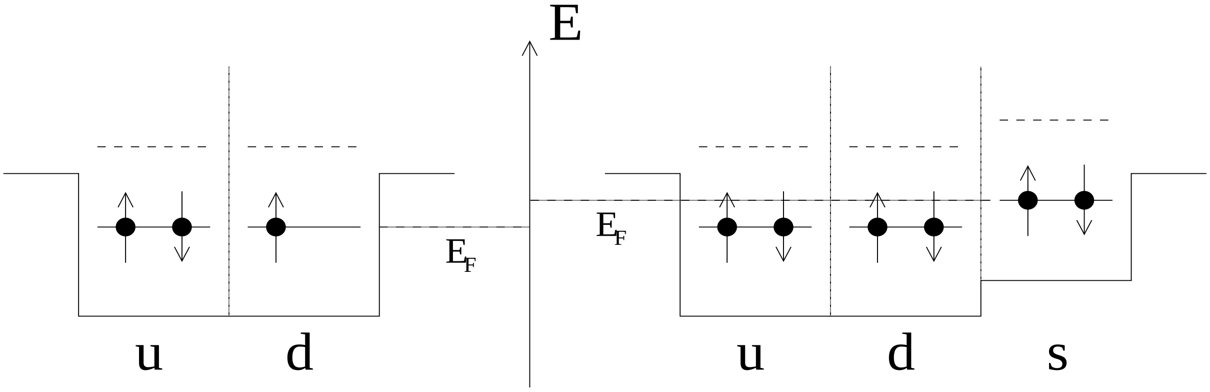

Abbildung 1: *Hypothetisches Fermi–Gas–Modell für ein Proton (links) und ein Strangelet mit Baryonzahl $A = 2$ (rechts). Im Proton lassen sich keine weiteren Zustände mit u– oder d–Quarks besetzen; die Hinzunahme einer dritten Quarksorte aber erlaubt eine stabile Konfiguration.*

Die Situation verändert sich, wenn man strange–Quarks in das Potential füllt. Da sie sich von u– und d–Quarks in der Flavourquantenzahl unterscheiden, können unter Wahrung des Pauli–Prinzips energetisch tiefliegende Konfigurationen realisiert werden. Die von den strange–Quarks besetzten Energieniveaus sind allerdings gegenüber denen der u–/d–Quarks aufgrund der größeren Masse der s–Quarks angehoben. Die Frage nach der Stabilität von Strange Quark Matter bedeutet in diesem Bild also: Gibt es Konfigurationen von u–, d– und s–Quarks, die als ein gemeinsames Fermi–Gas eine kleinere Energie haben als die entsprechende Menge individueller Baryonen? Die Bedingung für stabile SQM lautet demnach

$$\left(\frac{E}{A}\right)_{\mathrm{SQM}} < \left(\frac{E}{A}\right)_{\mathrm{Nukleon}} \approx 939\,\mathrm{MeV}\ . \tag{1}$$

Die Fermi–Energie eines u–/d–Gases beträgt $E_{\mathrm{F,ud}} \approx 300\,\mathrm{MeV}$, bei Hinzunahme eines dritten masselosen Quarks sinkt sie auf $E_{\mathrm{F,3}} \approx 260\,\mathrm{MeV}$. Im Falle des s–Quarks ist die endliche (Strom–)Masse zu berücksichtigen, die $E_{\mathrm{F,SQM}} > 260\,\mathrm{MeV}$ bedingt. „Charm Matter“ oder Materie mit noch schwereren Quarks kann nicht stabil sein, da die Quarkmasse zu einer Fermi–Energie über 300 MeV führt.
Es soll jetzt etwas detaillierter auf die Behandlung des Fermi–Gases eingegangen werden. Ein Fermi–Gas mit nur einer Teilchensorte hat die Eigenschaft, daß die mittlere Energie pro Konstituent unabhängig von der Zahl dieser Konstituenten ist. Dies ist z.B. der Fall für Kerne mittlerer Nukleonenzahl. Befinden sich mehrere Spezies in dem Gas, verkompliziert sich die Situation. In [Fah84] wird Strange Matter mit Baryonzahl $A \geq 10^7$ betrachtet. In diesem Fall können Oberflächeneffekte vernachlässigt werden, und die Elektronen bilden ein degeneriertes Fermigas, welches sich in der Quark–Materie befindet. Die Energiedichte schreibt sich als:

$$\epsilon = \sum_a (\Omega_a + \mu_a n_a) + B\ . \tag{2}$$

Die Summe läuft dabei über u–, d– und s–Quarks sowie Elektronen; Ω_a sind thermodynamische, μ_a chemische Potentiale, n_a Teilchendichten und B die sogenannte Bag–Konstante, die vereinfachend für die langreichweitigen Kräfte der QCD steht und als Druck des Vakuums auf das System angesehen werden kann. Die Teilchendichten der einzelnen Quarks ergeben sich aus $n_a = -\partial\Omega_a/\partial\mu_a$ und ihr Druck als $p_a = -\partial\Omega_a/\partial V$. Im Gleichgewicht kompensiert

dieser Druck gerade den durch die Bag–Konstante definierten. Bei gegebenen Quarkmassen und Bag–Konstante lassen sich die Eigenschaften des Systems berechnen. Setzt man alle Quarkmassen gleich Null, ergibt sich $n_u = n_d = n_s$, d.h. die Materie ist elektrisch neutral und enthält keine Elektronen. Eine Erhöhung der s–Quark Masse führt zu einer Reduktion dieses Anteils und einem langsamen Anwachsen der Ladung.
In [Fah84] werden weiterhin Korrekturen der starken Wechselwirkung berücksichtigt, die i.a. eine Erhöhung von E/A ergeben.
Die Fermi–Gas–Näherung ist auch für kleinere A noch gültig. Da dabei allerdings zusätzliche Korrekturen durch kollektive Effekte berücksichtigt werden müssen, soll der Bereich $100 \leq A \leq 10^7$ im Tröpfchenmodell behandelt werden.

2.3 Tröpfchenmodell

In Tröpfchenmodellen wird die Energie eines Systems mit Ladung Z als Summe verschiedener Beiträge betrachtet, die i.a. in charakteristischer Weise mit der Baryonzahl skalieren:

$$E = E_0 A + c_{\mathrm{surf}} A^{2/3} + c_{\mathrm{Coul}} Z^2 A^{-1/3} + c_{\mathrm{curv}} A^{1/3} + \cdots \tag{3}$$

Die Terme stehen für Volumen–, Oberflächen–, Coulomb– und Krümmungsenergie; letztere ergibt sich aus den Randbedingungen an die Quark–Wellenfunktionen an der Volumenoberfläche. Diese Randbedingungen führen auch zu einer Verringerung der Dichte massiver s–Quarks an der Oberfläche des Volumens und somit zu einem unausgeglicheneren Verhältnis von s– zu u–/d–Quarks. Hinzu kommt noch die Symmetrieenergie, die im Falle von Kernen ein Minimum für $n_P = n_N$ hat, für SQM aber eines für $n_u = n_d = n_s$. Für Kerne ergibt sich damit ein Konflikt mit der Coulombenergie, die für $n_P = n_N$ zu $(E/A)_{\mathrm{Coul}} \sim A^{2/3}$ anwächst, was zu einer abnehmenden Stabilität mit wachsender Ordnungszahl führt. Für SQM hingegen wächst Z nur sehr schwach mit A, so daß E/A *abnimmt*. Dies ist ein wichtiger Unterschied zu Kernmaterie, denn er besagt, daß Strange Quark Matter mit zunehmender Baryonzahl stabiler wird.

2.4 Bag–Modell

Für Baryonenzahlen $A \leq 100$ gewinnen Schaleneffekte an Bedeutung, und eine über alle Quark–Zustände mittelnde Behandlung ist nicht mehr angemessen. Für diesen Bereich wird das MIT–Bag–Modell verwendet. Es wurde eingeführt, um die Spektren bekannter Hadronen zu beschreiben, und läßt sich leicht auf Strangelets anwenden. In seiner einfachsten Form bewegen sich die Quarks wechselwirkungsfrei in einem sphärischen Potentialtopf mit Volumen V. Die Stärke des die Quarks einschließenden Potentials ist wieder durch die Bag–Konstante B gegeben. Die Gesamtenergie des Systems schreibt sich dann als

$$E = \sum_a \sum_k N_{k,a} \sqrt{m_a^2 + p_{k,a}^2} + BV \ , \tag{4}$$

also ganz analog zum Fermi–Gas–Modell. Die Summe läuft über die Quarksorten a = u, d, s und die Quantenzahlen k, wobei $N_{k,a}$ den Entartungsfaktor eines gegebenen Zustandes bezeichnet. Im Gegensatz zum Fermi–Modell gewinnt man jetzt die Quarkimpulse $p_{k,a}$ aus der Lösung der Dirac–Gleichung unter der Randbedingung, daß die Quarkstromdichte an der Oberfläche verschwindet. Der Grundzustand eines Systems mit Baryonzahl A und gegebenen Parametern B und m_a wird gefunden, indem Energieniveaus der Reihe nach besetzt werden und danach der Radius des Systems variiert wird, bis ein Minimum der Gesamtenergie gefunden wird. Wie im Fermi–Modell kann Gleichung (4) modifiziert werden, indem

Coulomb–Energieterme, Korrekturen für die starke Wechselwirkung etc. eingeführt werden. Im Ergebnis zeigen sich für bestimmte A ausgeprägte Schaleneffekte, d.h. für diese Baryonzahlen liegen (meta–)stabile Strangelets vor. Ein Beispiel aus [Mad95] ist in Abb.2 gezeigt. Dort wird auch dargestellt, wie man aus einer „Glättungsprozedur" der Bag–Modell–Rechnungen die Ergebnisse der oben vorgestellten einfacheren Modelle gewinnt.

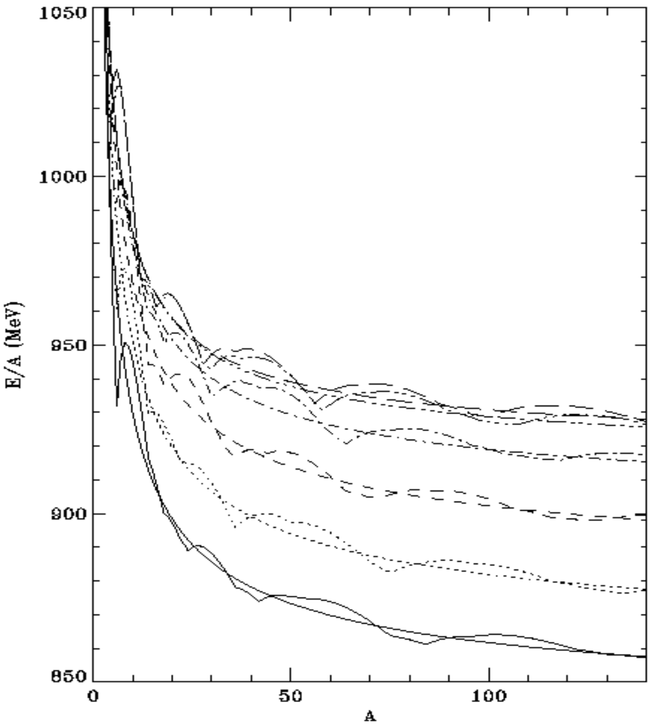

Abbildung 2: *Energie pro Baryonzahl als Funktion der Baryonzahl für Strangelets im Grundzustand. Die Kurven ergeben sich aus dem Bag–Modell mit* $B = (145\,MeV)^4$ *und* $m_s = 50, 100, ..., 300\,MeV/c^2$ *(höher liegende Kurven entsprechen größeren Massen). Die monoton verlaufenden Kurven entsprechen einer kontinuierlichen Zustandsdichte ohne Schaleneffekte.*

Bestimmung der Modellparameter

Für das Bag–Modell gibt es einen Parameterraum, der stabile SQM erlaubt. Es stellt sich die Frage, inwieweit diese Parameter durch experimentelle Daten eingeschränkt sind. Wie schon erwähnt, wird das Bag–Modell auch zur Beschreibung bekannter Hadronen verwendet. Die Parameter B, α_s und m_s werden in Fits an die Eigenschaften dieser Hadronen angepaßt. Daraus ergibt sich z.B. [DeG75]:

$$B = (145\,\mathrm{MeV})^4, \qquad \alpha_s = 2.2, \qquad m_s = 280\,\mathrm{MeV}/c^2 \ .$$

Die strange–Quark–Masse liegt damit knapp unterhalb der im Fermi–Modell vorgegebenen Grenze von $300\,\mathrm{MeV}/c^2$. Wie in Abb.2 zu sehen ist, würde dies ab $A \approx 100$ zu $E/A \leq 930\,\mathrm{MeV}$ und damit zu stabiler SQM führen.
Schlußfolgerungen aus den Zahlenwerten sind allerdings mit Vorsicht zu genießen. So stellt der große Wert von α_s z.B. die Gültigkeit von QCD–Korrekturen erster Ordnung in Frage.

Weiterhin sind die Parameter stark korreliert: Eine Variation in α_s kann von einer entsprechenden Änderung in B kompensiert werden.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß konsistente Modelle existieren, welche von expliziten Berechnungen der Schalenstruktur kleiner Strangelets bis zur Bindungsenergie makroskopischer Strange Quark Matter reichen. Diese erlauben qualitative Aussagen über Eigenschaften von SQM, aber keine numerisch exakten Resultate. Das liegt zum einen an unvollständig bestimmten QCD–Korrekturen, Beiträgen durch Nullpunktsenergie etc. und zum anderen an der Unsicherheit der in die Modelle eingehenden Werte. In [Mad95] wird gefolgert, daß eine Verfeinerung der Modelle nur sinnvoll ist, wenn weitere experimentelle Daten den erlaubten Parameterraum weiter einschränken. Zur Zeit ist die Existenz stabiler SQM *nicht* ausgeschlossen, allerdings weisen bisherige Ergebnisse darauf hin, daß Strangelets mit $A \lesssim 10$ mit einiger Wahrscheinlichkeit instabil sind.

2.5 Phänomenologie

An dieser Stelle sollen phänomenologische Aspekte von SQM zusammengefaßt werden, wie sie sich aus den vorgestellten Modellen ergeben. Zunächst werde SQM mit sehr großen Baryonzahlen ($A \gtrsim 10^7$) betrachtet. Wie schon erwähnt, befinden sich Elektronen als Fermi–Gas in der Quark–Materie, so daß das System keine Netto–Ladung trägt. Eine schwache Coulomb–Potentialbarriere an der Oberfläche hält zwar niederenergetische Protonen und Kerne fern, erlaubt allerdings das Eindringen von Neutronen. Da E/A mit wachsendem A *ab*nimmt, können Neutronen in der Materie absorbiert werden. Im Zusammenspiel mit Strangeness–ändernden Prozessen würde SQM also stetig anwachsen. Dieses Verhalten spielt eine wichtige Rolle für die Physik von Neutronen–Sternen, wie in Kapitel 3 weiter ausgeführt wird.
Mit abnehmender Baryonzahl bewegen sich die Elektronen außerhalb der Quark–Materie und das System ähnelt einem Atom. Die „Atomkerne“ würden sich aufgrund ihres geringen Verhältnisses von Ladung zu Masse, $0.1 \lesssim Z/A \lesssim 0.3$, als schwere Isotope manifestieren.
Für die Suche nach Strangelets stellt sich die Frage nach möglichen Zerfällen instabiler SQM. Absolute Stabilität ist gegeben für $(E/A)_{\mathrm{SM}} < (E/A)_{\mathrm{Fe}}$, ansonsten könnte SQM mit großen A spontan in ein Ensemble aus Eisenkernen zerfallen. Dies würde allerdings einen schwachen Prozeß sehr hoher Ordnung verlangen, der diese Form von Strange Quark Matter praktisch unendlich langlebig machen würde. Aus dem gleichen Grund kann man die Dissoziation in ein Gas von Nukleonen vernachlässigen. Ein relevanter Prozeß ist die Emission eines α–Teilchens. Dieser findet statt, sobald $M_A > M_{A-4} + M_\alpha$ ist, und sollte im Vergleich zum Kern–α–Zerfall schnell verlaufen, da die Coulomb–Barriere klein ist. Analog können Strangelets Neutronen oder Protonen emittieren, solange dies energetisch erlaubt ist. Diese Zerfälle würden solange stattfinden, bis das resultierende Objekt einen so hohen strange–Quark–Anteil besitzt, daß nur noch schwache, Strangeness–erniedrigende Zerfälle möglich sind. Das Pauli–Prinzip erschwert dann aber den Zerfall eines s– in ein u–Quark, da bei einem Strangelet im Grundzustand die niedrig liegenden Zustände bereits komplett besetzt sind. Dieser Umstand führt zu Lebensdauern, die selbst im Vergleich zu typischen Zerfallszeiten schwach zerfallender Objekte groß sind. In [Koc91] wird sie auf $\tau \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ s abgeschätzt.
Ist die Energie pro Baryonzahl eines Strangelets größer als die Masse des Λ–Baryons, kann es durch Hyperon–Emission zerfallen. Dies sollte in der Regel wieder ein schnell verlaufender Prozeß sein. Es sei allerdings noch einmal auf die stark ausgeprägten Schaleneffekte bei $A \lesssim 70$ hingewiesen. Hier können metastabile Strangelets auftreten, deren Zerfall nur durch einen Prozeß hoher Ordnung möglich ist.

3 Vorkommen und Nachweismöglichkeiten

3.1 Szenarien des natürlichen Vorkommens von Strange Quark Matter

Bildung primordialer SQM

Nach dem kosmologischen *Big Bang*–Modell kühlt das Universum, das zunächst ein Quark–Gluon–Plasma hoher Temperatur enthält, durch Expansion ab. Rechnungen der Quantenchromodynamik auf dem Gitter zeigen, daß bei einer kritischen Temperatur der Größenordnung $T_c \approx 100\,\mathrm{MeV}$ ein Phasenübergang vom QGP zu hadronischer Materie stattfindet. Weitere mikroskopische Parameter, die den Phasenübergang beschreiben, sind die Oberflächenspannung an der Phasengrenze σ sowie der Fluß von Baryonen durch die Phasengrenze J_{B}.

Die Bildung von SQM setzt voraus, daß sich das QGP nicht vollständig in Hadronen umwandelt. Unter der Annahme eines chromoelektrischen Flußröhrenmodells[2] kann der Baryonenfluß J_{B} berechnet werden; es läßt sich dann zeigen, daß in einem mit Gitterrechnungen konsistenten Parameterbereich ($80\,\mathrm{MeV} < T_c < 130\,\mathrm{MeV}$, $\sigma < 5 \times 10^5\,\mathrm{MeV}^3$) große Klumpen von SQM mit einer Baryonenzahl von etwa $A = 10^{30} \ldots 10^{40}$ überleben können, falls der Phasenübergang von 1. Ordnung ist [Kaj91].

Bei den hohen Temperaturen nach dem Phasenübergang verdampfen weiterhin Baryonen aus der SQM. Liegt die Baryonenzahl jedoch über einem kritischen Wert von $A_c \approx 10^{39}$, so sollte der SQM–Klumpen gegen vollständige Verdampfung stabil sein [Sum91]. Die gegenwärtige Dichte dieser SQM wird zu $1\mathrm{AE}^{-3}$ abgeschätzt (AE: astronomische Einheit, 1.5×10^{11} m), wenn alle destabilisierenden Prozesse (Zerfall, Kollisionen mit anderer Materie, etc.) vernachlässigt werden.

Bildung in Neutronensternen

Unter den extremen Bedingungen im Inneren von Neutronensternen sind verschiedene Mechanismen der Bildung von SQM–Bereichen kleiner Ausdehnung denkbar [Oli91]:

- Unter hohem Druck könnte ein lokaler Phasenübergang von Neutronenmaterie zu u–d–Quarkmaterie stattfinden, welche dann durch schwache Zerfälle in die energetisch günstigere SQM übergehen würde.

- Ein Strangelet könnte direkt durch eine statistische Agglomeration von Λ–Baryonen in einem hinreichend kleinen Volumen entstehen.

- *Neutrino Sparking:* Ein ultrahochenergetisches Neutrino, $E_\nu \approx 10^8$ TeV, könnte bei inelastischer Streuung an einem Quark lokal ein QGP erzeugen, aus dem sich ein Strangelet bildet.

Die Wahrscheinlichkeiten dieser spekulativen Prozesse hängen stark von verschiedenen ungenau bekannten Variablen ab und bewegen sich im Bereich von „vernachlässigbar“ bis „klein“.

Wäre die Bildung eines stabilen Strangelets jedoch erfolgt, so hätte dies dramatische Konsequenzen: Ein Strangelet würde Neutronen absorbieren, da diese nicht durch eine Coulomb–Barriere abgehalten würden, und den ud–Überschuß in schwachen Zerfällen zu s–Quarks abbauen, um in einen energetisch günstigeren Zustand zu gelangen. Nach und nach würde so der gesamte Neutronenstern zu SQM, einem *Strange Star*, konvertiert.

Alcock [Alc91] und Page [Pag91] geben einen Überblick über die wichtigsten Eigenschaften von Strange Stars. Diese müßten, wie Neutronensterne, auch in Binärsystemen vorkommen;

[2] Dieses Modell ist analog zur *Stringfragmentation*, mit der die Hadronisierung in der Hochenergiephysik sehr genau beschrieben werden kann.

der Partner wäre ein Neutronenstern, ein Schwarzes Loch oder ebenfalls ein Strange Star. Beim zwangsläufigen Kollaps dieser Binärsysteme würde ein Teil der SQM des Strange Star (abgeschätzt $0.01 \ldots 0.1\ M_\odot$) in Form von kleineren Strangelets in den interstellaren Raum geworfen.

Interstellare Strangelets könnten wiederum von anderen Neutronensternen oder ihren stellaren Vorfahren eingefangen werden; die derartig „infizierten" Sterne würden ebenfalls zu Strange Stars konvertieren. Unter Umständen sind einige oder sogar viele für Neutronensterne gehaltene Objekte tatsächlich Strange Stars! Es ist derzeit allerdings nicht klar, ob alle bekannten astrophysikalischen Phänomene, die Neutronensternen zugeschrieben werden, auch durch Strange Stars erklärt werden könnten. Insbesondere gibt es Modelle des *Pulsar Glitch*[3] für Neutronensterne, jedoch bisher nicht für Strange Stars.

Sollten sich also die Existenz von Pulsar Glitches und von Strange Stars gegenseitig ausschließen, kann eine obere Grenze für den interstellaren Strangelet–Fluß angegeben werden [Mad91]: Für Baryonenzahlen $A < 10^{30}$ betrüge der maximale Fluß $\Phi_0 \approx 10^{-40}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sterad}^{-1}$. Ein direkter experimenteller Nachweis kosmischer SQM erschiene in diesem Falle aussichtslos.

3.2 Erzeugung von SQM

Die Ergebnisse theoretischer Rechnungen, die die Existenz von Strangelets als metastabile — möglicherweise absolut stabile — Teilchen vorhersagen, hat die Frage aufgeworfen, ob ihre Erzeugung in Schwerionenstößen möglich ist. Hierbei ist zu vergegenwärtigen, daß im Anfangszustand des Stoßes keine strange–Quarks vorhanden sind, d.h. die sogenannte $Nettostrangeness := (N_s - N_{\overline{s}})/A$ (mit $N_s, N_{\overline{s}}$ Anzahl der s– respektive $\overline{\mathrm{s}}$–Quarks) ist 0. *Global* verschwindet die $Nettostrangeness$ während des gesamten Stoßes, möglicherweise ergibt sich aber *lokal* ein Überschuß an strange–Quarks, also $Nettostrangeness > 0$, was die Voraussetzung zur Bildung von Strangelets ist.
Alle Modelle, die die Produktion von SQM aus Schwerionenstößen beschreiben, erfordern die Bildung eines Quark–Gluon–Plasmas, d.h. daß umgekehrt die Detektion eines Strangelets aus einem Schwerionenstoß eine zweifelsfreie und einzigartige Möglichkeit böte, die Erzeugung eines Quark–Gluon–Plasmas nachzuweisen [Gre88].
Es existieren im wesentlichen zwei Gruppen von Modellen: Zum einen Koaleszenzmodelle [Bra94], zum anderen der Mechanismus der sogenannten *Strangelet–Destillation* [Gre88]. Das erstere ist ein thermisches Modell, in dem sich eine lokale $Nettostrangeness$ allein aus statistischen Fluktuationen der s– und $\overline{\mathrm{s}}$–Quarks im Phasenraum ergibt. In diesem Modell werden nur sehr kleine Produktionsraten von Strangelets erwartet, und es soll hier nicht näher darauf eingegangen werden. Das zweite Modell beruht auf einem „chemischen" Ansatz zur Erzeugung von $Nettostrangeness$:
Nach einem Schwerionenstoß und der Bildung eines Quark–Gluon–Plasmas wird in dem heißen hadronischen Feuerball eine gleiche Anzahl von Strange– und Antistrangequarks — d.h. $Nettostrangeness = 0$ — erzeugt. Die Trennung von Strangeness und Antistrangeness vollzieht sich nun in zwei Phasen.
Die erste Phase definiert sich durch die Zeit bis zum Erreichen des Phasenübergangspunkt („freezeout") zum Hadrongas. In dieser Phase emittiert das Quark–Gluon–Plasma im wesentlichen Pionen und Kaonen. Die Emission anderer Mesonen ist wegen der höheren Massenschwelle unterdrückt. Es wird erwartet, daß in der baryonenreichen Materie (großes chemisches Potential μ_q der Quarks) die Emission von Antikaonen ($\overline{q}\,s$) gegenüber der von Kaonen ($q\,\overline{s}$) bei einer Temperatur T um einen Faktor $\sim e^{2\mu_q/T}$ unterdrückt ist. Die Anreicherung

[3] Ein Pulsar Glitch ist eine abrupte Pulsfrequenzänderung bei einem Pulsar, die auf einer Änderung des Trägheitsmoments des rotierenden Neutronensterns beruht.

des Quark–Gluon–Plasmas mit Strangeness durch diese frühe Schwarzkörperstrahlung wird mit $Nettostrangeness \lesssim 0.5$ abgeschätzt [Gre88].
Mit dem Phasenübergang zum Hadrongas beginnt die zweite Phase der Separation von Strangeness und Antistrangeness des ursprünglichen Systems. Das expandierende Quark–Gluon–Plasma erreicht an seinem Rand den Phasenübergangspunkt und umgibt sich mit einem Hadrongas. Ist nun der Aufenthalt eines s–Quarks in der Quarkphase energetisch gegenüber der Hadronphase begünstigt, so kommt es zu einer weiteren Anreicherung von Strangeness in der Plasmaphase. Die Energie pro Baryon in der Plasmaphase kann geringer als in der Hadronphase werden (Absenkung der Fermienergie aufgrund des zusätzlichen Freiheitsgrades), was die „Aufladung" des Quark–Gluon–Plasmas mit Strangeness weiter begünstigt.
Man kann sich diesen Prozeß der Strangelet–Destillation als die Erzeugung eines Kaons in der Hadronphase vorstellen, während das assoziierte s–Quark in der Plasmaphase verbleibt [Gre87]. Die Emission der entstehenden Mesonen kühlt das System weiter ab, verringert die Entropie und entfernt — im Falle von Kaonemission — Antistrangeness aus dem System. Das weitere Schicksal des Systems hängt nun von der Größe der Bag-Konstante B ab, die man im Rahmen des MIT Bagmodells annimmt.
Für $B^{1/4} > 190\,\mathrm{MeV}$ heizt sich das System weiter auf. Es kann zu keinem gemeinsamen Bindungszustand der einzelnen Quarks kommen. Sie hadronisieren schließlich in Baryonen mit hohem Strangeness–Anteil.
Für $B^{1/4} < 190\,\mathrm{MeV}$ kühlt sich die Plasmaphase so weit ab, daß ein Strangelet entsteht [Gre88]. Dabei können Werte für die $Nettostrangeness$ von $1.2 - 2$ und Baryonzahlen von $10 - 30$ erreicht werden. Das heißt, daß das entstandene Strangelet sogar negative Ladung haben kann ($Z/A \sim (-0.1) - (-0.5)$) [Gre91].

4 Experimente zum Nachweis kosmischer SQM

4.1 Vorbemerkung

Die bisherige Suche nach kosmischer SQM erstreckte sich auf zwei potentielle Erscheinungsformen:

1. Strangelets könnten als Komponente der kosmischen Höhenstrahlung auftreten, mit relativistischen Energien und vollständig ionisiert, d.h. ohne gebundene Elektronenwolke. Von schweren Kernen wären sie durch sehr kleine Werte von Z/A und durch zunehmende Stabilität für große Z zu unterscheiden.

2. Wird SQM nicht durch astrophysikalische Prozesse auf relativistische Energien beschleunigt, so ist anzunehmen, daß sie durch Bindung einer Elektronenwolke elektrisch neutralisiert. Diese sogenannten *Nuklearite*n [DRu84] hätten Geschwindigkeiten in der Größenordnung der galaktischen Virialgeschwindigkeit, also etwa 250 km/s.

Eine breite Übersicht über die Ergebnisse verschiedener Experimente gibt Lowder [Low91].

4.2 Nachweis geladener relativistischer Strangelets in der kosmischen Höhenstrahlung

Es handelt sich hier um Experimente, bei denen kleine und relativ leichte Detektorsysteme in Ballons oder Satelliten der kosmischen Höhenstrahlung ausgesetzt wurden. Typischerweise wurden Kombinationen von Szintillationszählern, Čerenkovzählern, Ionisationskammern und Vieldraht–Proportionalkammern, oder auch Spurätzungsplatten (*Lexan*) und Photographische Emulsionen verwendet.

Es wurden keine SQM–Kandidaten mit $Z > 100$ beobachtet. Allerdings gibt es einige bemerkenswerte Ereignisse, die als SQM mit $Z < 100$ interpretiert werden können:

- Das Ballonexperiment HECRO–81, welches mittels Čerenkovzählern, Vieldrahtproportionalkammern und Szintillatoren die Häufigkeit schwerer Kerne gemessen hat, beobachtete zwei Kandidaten, die mit $Z \approx 14$ und $A \approx 350$ bzw. $A \approx 450$ verträglich sind [Sai81].
- Mit einem Spurätzungsdetektor wurde ein hochionisierendes Ereignis gemessen, welches mit $Z \approx 46$ und $A > 1000$ konsistent ist [Pri78].
- Eine ballongetragene Emulsionskammer registrierte eine Spur, die durch ein Strangelet mit $Z \approx 20$ und $A \approx 460$ verursacht worden sein könnte [Ich93].

Die Ergebnisse von HECRO–81 sind verträglich mit einem Strangeletfluß von $\Phi < 6 \times 10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sterad}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$.

4.3 Nachweis von Nukleariten

Nuklearíten mit hinreichend großer Masse hätten in der Erdatmosphäre eine so große Reichweite, daß sie auf Meereshöhe oder sogar unterirdisch nachweisbar wären. Die experimentellen Techniken sind hier je nach dem untersuchten Massenbereich sehr verschiedenartig. Vor allem seien hier genannt:

- Massenspektroskopische Untersuchung verschiedener Erdkrustengesteine auf Überbleibsel prähistorischer Einschläge großer Nuklearíten, die durch ihre Z/A–Anomalie identifizierbar wären [DRu85].
- Untersuchung von Gesteinsproben auf Spuren von Teilchendurchgängen kosmischen Ursprungs (*Astrobleme*) [Pri84].
- Nachweis der Lichtemission entlang der Bahn eines Nukleariten in einem transparenten Medium (MACRO–Experiment) [Ahl91].
- Bodengestützte und ballongetragene Plastik–Spurätzungsdetektoren [Ori91].

Bislang wurden keine Hinweise auf die Existenz von Nukleariten gefunden. Es gibt keine experimentellen Flußlimits im Massenbereich $M_{\mathrm{Nuk}} < 10^{-16}\mathrm{g}$. Bei $M_{\mathrm{Nuk}} = 10^{-16}\mathrm{g}$ ist $\Phi < 10^{-12}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sterad}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$. Mit zunehmender Masse werden die Flußlimits schärfer, im Bereich $M_{\mathrm{Nuk}} > 10^{-9}\mathrm{g}$ ist $\Phi < 10^{-18}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sterad}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$.

4.4 Ausblick

Als exotische Komponente der ionisierenden kosmischen Höhenstrahlung sind Strangelets bislang experimentell nicht mit hoher Empfindlichkeit ausgeschlossen worden. Die Obergrenze des Flußes aus dem HECRO–81–Experiment [Sai81], welches zwei Kandidaten beobachtete, entspricht etwa 3 Strangelets pro m^2, sterad und Tag.

Weitere, speziell auf Strangelets sensitive ballon– oder satellitengetragene Experimente erscheinen daher vielversprechend. Neueste technische Entwicklungen machen es möglich, hier komplexere Detektorsysteme als bisher einzusetzen, um Impuls, Ladung und Masse ionisierender Teilchen genauer zu bestimmen. So wird etwa beim IMAX–Ballonexperiment zur Messung leichter Kerne und Antikerne ein supraleitendes Magnetspektrometer mit Driftkammern benutzt [Mit93].

5 Experimente an Schwerionenbeschleunigern

5.1 Suche nach langlebigen geladenen Strangelets

Strangelets zeichnen sich im Vergleich zu Kernen durch ein kleines Verhältnis von Ladung zu Baryonzahl $Z/A \sim 0.2$ aus. Es bietet sich daher an, Reaktionsprodukte aus Schwerionenkollisionen auf Teilchen mit entsprechender Signatur zu untersuchen. Diese Experimente beruhen auf massenspektrometrischen Methoden: Ein Magnetfeld lenkt Teilchen entsprechend ihrer Rigidität $R = p/Z$ ab. Gleichzeitige Messung der Geschwindigkeit und Ladung ermöglicht die Bestimmung der Teilchenmasse und somit Z/A. Insbesondere die genaue Bestimmung der Flugzeit erfordert dabei eine gewisse Mindestlebensdauer der Strangelets.
Eine Reihe von Experimenten wurden am AGS in Brookhaven durchgeführt, von denen eines exemplarisch dargestellt werden soll. Weiterhin werden zwei Experimente am CERN–Beschleuniger SPS beschrieben.

5.1.1 Experiment E814

Am AGS (Alternating Gradient Synchrotron) in Brookhaven können Ionen bis zu Gold beschleunigt werden. In dem in [Rot91] beschriebenen Experiment trifft ein Strahl ^{28}Si mit 14.6 GeV/c pro Nukleon auf ein Kupfertarget. Teilchen in einem Winkelbereich von 0.8° um die Strahlrichtung werden in einem 36 m langen Spektrometer analysiert. Die Flugzeit durch das Spektrometer beträgt 135 ns, was eine entsprechende Lebensdauer für die Strangelets erfordert um das am Ende befindliche Kalorimeter zu erreichen. Die Flugstrecke ist ausgerüstet mit Driftkammern zur Positions– (und damit Impuls–) Bestimmung sowie Szintillatorhodoskopen, die Ladung und Flugzeit messen. Zwei Quellen dominieren den Untergrund: Zeitlich eng beieinanderliegende Ereignisse oder Spuren aus sekundären Wechselwirkungen erschwerten die Spurrekonstruktion und konnten Stangeletereignisse vortäuschen. Dies erforderte Qualitäts– und Konsistenzschnitte auf die Flugzeitmessungen. Deuterium– oder Tritiumkerne liefern „physikalischen“ Untergrund, da ihre Z/A von 1/2 bzw. 1/3 im Signalbereich liegen; es ist daher gefordert worden, daß die rekonstruierte Masse von Strangeletkandidaten maximal drei Standardabweichungen unter 10 GeV/c^2 liegt. Nach allen Schnitten wurde kein Ereignis beobachtet. Aus diesem Ergebnis konnte ein oberes Limit für die Produktionsrate von Strangelets mit $A \geq 10$ und $t_{Lab} \geq 135\,\mathrm{ns}$ von $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ abgeleitet werden. Dieses Limit ist noch weit entfernt von Vorhersagen eines thermischen Modells [Bra94], das für AGS–Energien und Au–Au – Kollisionen $\sim 10^{-13}$ erwarten läßt.

5.1.2 Experiment NA52

Das Experiment NA52 („Newmass“) ist ein Fixed–Target Experiment am SPS (Super Proton Synchrotron) des CERN. Es hat Daten mit Schwefel–Wolfram und Blei–Blei Kollisionen genommen, auf die hier eingegangen werden soll. Bei den SPS–Energien von 158 GeV/c pro Nukleon kann man damit rechnen, daß ein Quark–Gluon–Plasma gebildet wird. Wie in Kapitel 3 dargestellt, könnten in dem Fall spezielle Mechanismen für eine erhöhte Strangeletproduktion im Vergleich zu Koaleszenzmodellen sorgen, so daß die Nachweiswahrscheinlichkeit im Vergleich zu den AGS–Experimenten wesentlich erhöht wäre.
Das Experiment benutzt die H6 Strahlführung als 530 m langes Spektrometer. Wie bei den AGS–Experimenten werden Flugzeit und Ladung mit Szintillatoren gemessen und die genaue Flugbahn mit Vieldrahtkammern bestimmt. Ebenso befindet sich ein Kalorimeter am Ende der Flugstrecke. Weiterhin sind Schwellen–Čerenkovzähler als Trigger–Veto gegen schnelle Teilchen in den Strahl gestellt. Die lange Flugstrecke ermöglicht eine relativ untergrundfreie

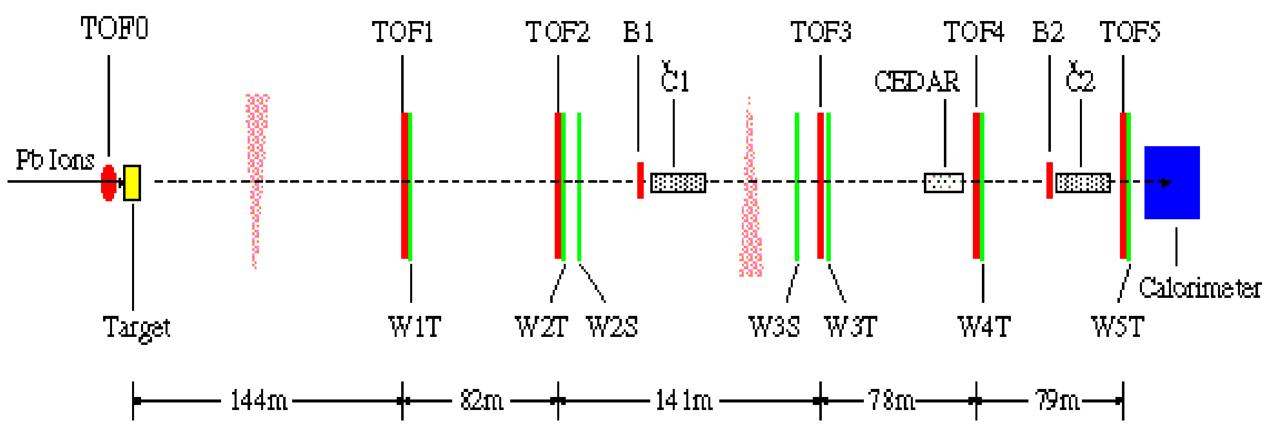

Abbildung 3: *Aufbau des Experimentes NA52 am SPS.*

Messung, so daß Daten mit sehr hoher Rate genommen werden konnten. Dies geschah bei vier verschiedenen Rigiditäten: $R = \pm 100\,\mathrm{GeV}/c$ und $R = \pm 200\,\mathrm{GeV}/c$. Für jede Konfiguration wurden ca. 10^{11} Ereignisse aufgenommen. Die Datennahme bei $R = +200\,\mathrm{GeV}/c$ stellte höhere Anforderungen an die Ereignisselektion; da im vorderen Bereich des Spektrometers Pile–up Effekte Durchgänge schwerer Teilchen vortäuschten, wurde verlangt, daß die Teilchen das gesamte Spektrometer durchqueren (entsprechend einer Flugzeit von $1.7\,\mu$s. Für die anderen Rigiditäten konnte eine kürzere Flugstrecke gewählt werden ($t_{Flug} = 1.2\,\mu$s). Für $R = \pm 100\,\mathrm{GeV}/c$ wurde kein Teilchen im Bereich $5\,\mathrm{GeV}/c \leq m/|Z| \leq 60\,\mathrm{GeV}/c$ gefunden, ebenso nicht für $R = \pm 200\,\mathrm{GeV}/c$ und $10\,\mathrm{GeV}/c \leq m/|Z| \leq 120\,\mathrm{GeV}/c$ [App95]. Daraus ergibt sich ein oberes Limit für die Produktionswahrscheinlichkeit von $\sim 10^{-7}$, was für einige Parameterbereiche bereits Modelle von Crawford et al. [Cra93] ausschließt.
Auf der Quark–Matter Tagung in Heidelberg im Mai '96 wurden weitere Ergebnisse mit höherer integrierter Luminosität entsprechend $\approx 2 \cdot 10^{12}$ Wechselwirkungen vorgestellt [Kli96]. Die obigen Resultate wurden bestätigt, allerdings wurde bei $R = -100\,\mathrm{GeV}/c$ ein Kandidat mit $Z = -1$ und $m = 7.4\,\mathrm{GeV}$ gefunden.

5.2 Suche nach kurzlebigen Strangelets

Die oben vorgestellten Experimente zeigen keine Hinweise auf die Produktion langlebiger Strangelets in Schwerionenkollisionen. Während diese experimentell am einfachsten zugänglich sind, zeigen die in Kapitel 2 vorgestellten Modelle, daß langlebige SQM eher für große Baryonzahlen erwartet wird, was ihre Produktionswahrscheinlichkeit gegenüber leichten Strangelets erheblich verringert. Eine alternative Herangehensweise ist demnach, kurzlebige Strangelets zu suchen, die nicht über ihr charakteristisches Z/A sondern über ihre Zerfallseigenschaften identifiziert werden.
Wie in 2.5 dargelegt, erwartet man für kurzlebige SQM Zerfälle in Hyperonen wie Λ oder Σ. Typische Flugstrecken dieser Baryonen liegen bei einem Impuls von 10 GeV/c bei $\beta\gamma c\tau \sim$ 25 bzw. 80 cm. Daraus folgt für einen experimentellen Aufbau, daß Teilchenrekonstruktion verhältnismäßig nah am Target möglich sein muß, was bei den hohen Multiplizitäten geladener Teilchen in Schwerionenstößen (ca. 2000 in Pb–Pb) keineswegs eine einfache Aufgabe

darstellt. Das Experiment NA49 am CERN–SPS erfüllt insbesondere diese Anforderungen und soll daher im folgenden beschrieben werden.

5.2.1 Experiment NA49

Der Aufbau von NA49 [SPS91] ist in Abb.4 skizziert. Hauptbestandteil sind 4 TPC's (Time Projection Chambers). Die beiden vorderen sogenannten Vertex–TPC's (VTPC) sind insbesondere zur Rekonstruktion von V^0's geeignet, die hinteren Main–TPC's dienen zur Identifikation geladener Teilchen, die durch Flugzeitdetektoren (TOF) unterstützt wird. Hinter

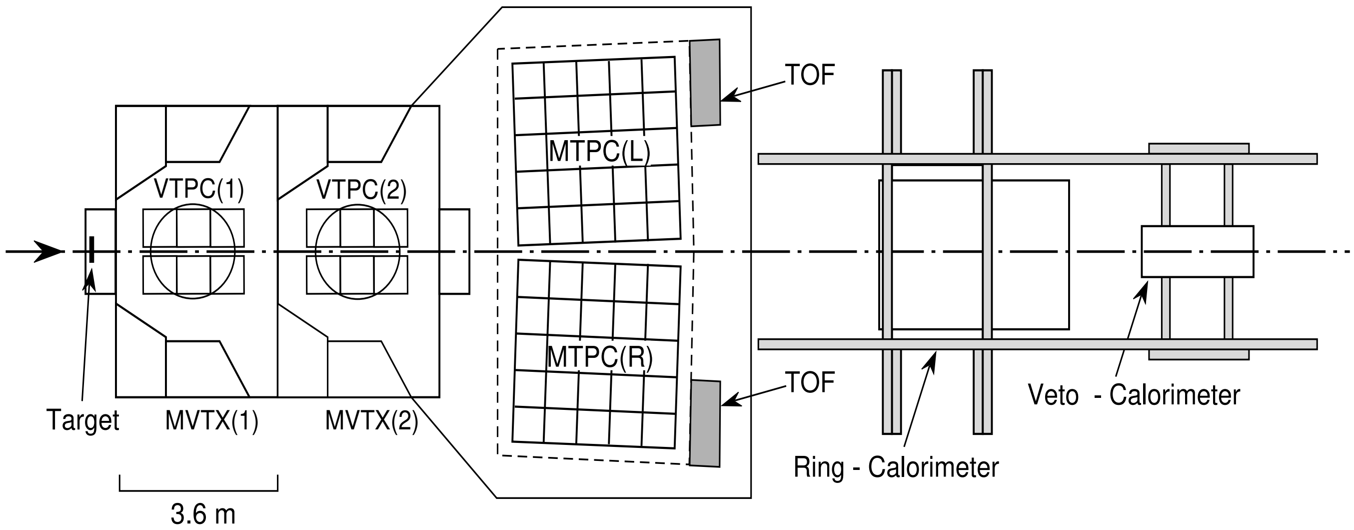

Abbildung 4: *Aufbau des Experimentes NA49 am SPS.*

den TPC's befinden sich Kalorimeter, mit denen auf zentrale Kollisionen getriggert wird. Die beiden VTPC's stehen in einem Dipol–Magnetfeld von je 4.5 Tm, welche die Spurdichte verringern und so die Rekonstruktion erleichtern. Etwa 60% aller geladenen Spuren fallen in die Akzeptanz der Spurdetektoren.

Wie in den vorher beschriebenen Experimenten auch lassen sich langlebige geladene Strangelets in NA49 prinzipiell mit Hilfe von Ionisations– und Flugzeitmessung nachweisen, wobei Teilchen mit Lebensdauern von $t_{Lab} \approx 50\,\mathrm{ns}$ noch die MTPC durchfliegen.

Teilchen mit kürzeren Flugstrecken wären idealer Weise durch ihren Zerfall in einer der TPC's zu sehen. Als Beispiel sei das hypothetische Dibaryon H^0 genannt, ein Zustand aus sechs Quarks, der in der Zerfallskette $\mathrm{H}^0 \to \Sigma^- p,\ \Sigma^- \to n\pi^-$ sichtbar wäre als V^0, dessen eine Spur einen Knick (aus dem Σ–Zerfall) aufweisen würde. Eine Alternative wäre der Zerfall $\mathrm{H}^0 \to \Lambda p \pi^-$, der zwei V^0's produzieren würde, von denen eines (das Λ) auf den Entstehungspunkt des anderen (den H^0–Zerfall) zeigt. Da Zerfallsmoden für Strangelets mit beliebigen Z und A nur schwer vorherzusagen sind, wäre eine Strategie, die eben angedeuteten Charakteristika zu verallgemeinern, d.h. man sucht nach V^0's, die nicht auf den primären Vertex weisen, und dazugehörigen geladenen Spuren.

Diese Methode funktioniert nicht bei SQM, die direkt am Produktionsort stark zerfällt. Hier besteht die Möglichkeit, $\Lambda\Lambda$–Korrelationen zu untersuchen. Λ's aus dem Zerfall von SQM im Quark–Gluon–Plasma sollten sich in ihrer Phasenraumverteilung von z.B. K_s^0 unterscheiden, die während der gesamten Hadronisation emitiert werden. Ein Problem stellt die geringe Effizienz der V^0–Rekonstruktion dar. Die geometrische Akzeptanz beträgt etwa 10% (die

meisten Λ's zerfallen bereits vor dem Eintritt in die erste VTPC), so daß von im Mittel 100 produzierten Λ's nur ~ 5 tatsächlich rekonstruiert werden. Dieser Umstand läßt es auch als aussichtslos erscheinen, eine Resonanz in einem Massenspektrum zu finden, da der kombinatorische Untergrund sehr groß wird.
Im Vergleich zu NA52 erlaubt der Aufbau von NA49 nur kleine Ereignisraten. Die TPC's haben Driftzeiten von $\sim 25\,\mu$s, d.h. die Ereignisrate muß deutlich niedriger als 40 kHz sein. Davon sind nur ca. 10% zentrale Kollisionen. Hinzu kommt, daß die Auslese der TPC–Kanäle sehr lang dauert. Tatsächlich werden Daten mit etwa 10 Hz genommen, was ca. 10^6 Ereignissen pro Monat entspricht.
Abschließend läßt sich also feststellen, daß die Sensitivität von NA49 im Vergleich zu NA52 klein ist; da kurzlebige Strangelets aber theoretisch favorisiert sind und unter Umständen sehr charakteristische Zerfallsmoden aufweisen, stellt die Suche nach ihnen eine reizvolle Aufgabe dar.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Wie wir gesehen haben, stellt die Suche nach Strange Quark Matter eine interessante physikalische Herausforderung dar, die mit vielen verschiedenen experimentellen Methoden angegangen werden kann. In diesem Bericht haben wir uns auf Arbeitsweisen aus der Teilchenphysik konzentriert.
Wiewohl die Existenz einer so exotischen Materieform auf den ersten Blick fragwürdig zu sein scheint (z.B. angesichts des „natürlichen“ Confinements), ist sie doch nicht a priori ausgeschlossen. Modelle sind mittlerweile in der Lage, Eigenschaften von SQM als Funktion gewisser Parameter relativ detailliert zu bestimmen, und erlauben durchaus die Existenz (meta–)stabiler SQM. Obwohl die Unsicherheiten auf die in die Modelle eingehenden Parameter keine definitiven Vorhersagen zulassen, deuten plausible Abschätzungen daraufhin, daß SQM mit Baryonenzahlen $A \lesssim 10$ instabil sein dürfte, während die Stabilität mit wachsendem A zunimmt.
Demgemäß ergeben sich zwei Zugehensweisen zur Suche nach SQM:
Zum einen die Suche nach bereits existierender stabiler SQM, die z.B. beim Urknall oder in Neutronensternen entstanden sein könnte. Bisherige Experimente haben Flußlimits auf diese Form der SQM gesetzt und in Einzelfällen auch Kandidaten gefunden, welche weitere Suchen mit verbesserten Detektoren als sehr reizvoll erscheinen lassen.
Zum anderen kann man versuchen, Strange Quark Matter im Labor, d.h. in Schwerionenstößen zu erzeugen. Hierfür existieren Modellrechnungen, die in einem Quark–Gluon–Plasma eine Strangeletproduktion vorhersagen, die weit über die thermischer Koaleszenzmodelle hinausgehen. Da diese Strangelets notwendigerweise kleine Baryonzahlen haben, ist damit zu rechnen, daß sie relativ kurzlebig sind. Das Experiment NA52 konnte keine Evidenz für langlebige Strangelets finden. Einen komplementären Zugang böte ein Experiment wie NA49, daß in der Lage ist, Zerfälle von Teilchen nahe am Wechselwirkungspunkt einer Schwerionenkollision zu rekonstruieren. Nachteilig wirkt sich bei NA49 die geringe Datennahmerate aus, die durch die Auslesezeit der TPC's limitiert ist. Könnte man eine Anreicherung von potentiellen Strangeletkandidaten erreichen, indem man z.B. auf V^0–Zerfälle triggerte, ließe sich die Sensitivität erheblich steigern.

Die Experimente zur Suche nach Strange Quark Matter haben jetzt eine Sensitivität erreicht, mit der Produktionsmodelle ernsthaft getestet werden können. Geplante ballon– oder satellitengestützte Detektoren werden den Fluß atmosphärischer SQM präziser bestimmen können, während zukünftige Experimente an den Schwerionenbeschleunigern RHIC und LHC weitere Studien zur Strangeletproduktion in einem Quark–Gluon–Plasma erlauben. So ist zu erwarten, daß zumindest der derzeit noch große Parameterraum für die Modelle eingeschränkt werden wird.

Literatur

[Ahl91] S. P. Ahlen et al. (MACRO Collaboration), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B (1991) 191.

[Alc91] C. Alcock, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B (1991) 93.

[App95] G. Appelquist et al., NEWMASS Collab., Nuc. Phys. A590 (1995) 347c

[Bra94] P. Braun–Munzinger, J. Stachel, J. Phys. G21 (1995) L17-L20

[Cho74] A. Chodos et al., Phys. Rev. D9, 3471 (1974)

[Cra93] H. Crawford et al., Phys. Rev. D48 (1993) 4474

[DeG75] T. A. De Grand et al., Phys. Rev. D12 (1975) 2060

[DRu84] A. De Rujula und S. L. Glashow, Nature 312 (1984) 734.

[DRu85] A. De Rujula, Nucl. Phys. A434 (1985) 605.

[Fah84] E. Fahri, R. L. Jaffe, Phys. Rev. D30 (1984) 2379

[Gre87] C. Greiner, P. Koch, H. Stöcker, Phys. Rev. D **58**, 1825 (1987)

[Gre88] C. Greiner, D. Rischke, H. Stöcker, Phys. Rev. D **38**, 2797 (1988)

[Gre91] C. Greiner, J. Schaffner, H. Stöcker, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **24B**, 239 (1991)

[Ich93] M. Ichimura et al., Nuovo Cim. A106 (1993) 843.

[Kaj91] T. Kajino, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B (1991) 74.

[Kli96] R. Klingenberg for the NEWMASS Collab., Talk given at Quark–Matter '96, Heidelberg

[Koc91] P. Koch, Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B (1991) 255

[Low91] D. M. Lowder, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B (1991) 177.

[Mad91] J. Madsen, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B (1991) 84.

[Mad95] J. Madsen, Proc. Strangness'95 (1995)

[Mit93] J. W. Mitchell et al., Proc. 23rd International Cosmic Ray Conference, 1 (1993) 519.

[Oli91] A. Olinto, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B (1991) 103.

[Ori91] S. Orito et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1951.

[Pag91] D. Page, in: *High Energy Phenomenology*, Eds. M. A. Perez and R. Huerta, World Scientific 1992, 347; preprint astro-ph/9602043.

[Pri78] P. B. Price, Phys. Rev. D18 (1978) 1382.

[Pri84] P. B. Price et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1265.

[Rot91] F. S. Rotondo, Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B (1991) 265

[Sai81] T. Saito et al., Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2094.

[SPS91] NA35 Collab., CERN/SPSLC 91–31

[Sum91] K. Sumiyoshi und T. Kajino, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B (1991) 80.