

Extreme Materie

Bei welchen Bedingungen entsteht in stark wechselwirkender Materie ein Quark-Gluon-Plasma?

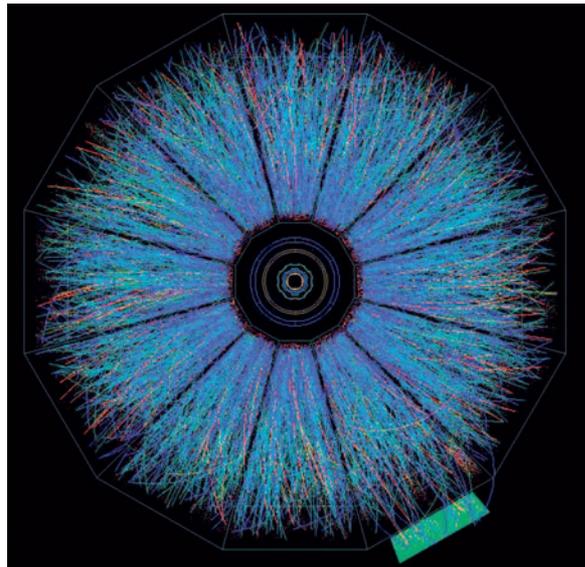
Peter Braun-Munzinger und Jochen Wambach

Bei extremer Temperatur oder extremem Druck, wie sie im frühen Universum oder im Inneren von Neutronensternen vorkommen, ändern sich die Eigenschaften der Materie radikal. Als neue Phase taucht das Quark-Gluon-Plasma auf, in dem die Elementarteilchen der starken Wechselwirkung, die Quarks und Gluonen, nicht mehr wie in gewöhnlicher Materie „eingesperrt“ sind, sondern ein Plasma bilden. Ein zentrales Anliegen der modernen Kernphysik besteht darin, diese und andere Materiephasen und die Übergänge zwischen ihnen zu verstehen.

Die uns umgebende Materie liegt in verschiedenen Aggregatzuständen vor, als Feststoff, Flüssigkeit oder Gas. Wasser beispielsweise existiert in zwölf verschiedenen Eisphasen, als Flüssigkeit oder als Dampf. Diese Phasen wandeln sich ineinander um, wenn sich die äußeren Bedingungen wie Druck oder Temperatur ändern. Solche Phasenübergänge sind häufig mit drastischen Änderungen der Materialeigenschaften wie der Lichtdurchlässigkeit oder der elektrischen Leitfähigkeit verbunden. In dem reichhaltigen Phasendiagramm von Wasser (Abb. 1) markieren die Linien die Phasengrenzen, bei denen die Umwandlungen von einer zur anderen Phase stattfinden. Ein interessanter Punkt ist der „Tripelpunkt“, bei dem feste, flüssige und gasförmige Phase koexistieren. Ein weiterer Punkt, der uns im Folgenden noch beschäftigen wird, ist der „kritische Endpunkt“ der Flüssig-Gas-Linie. An diesem Punkt geht die Unterscheidung zwischen Flüssigkeit und Gas verloren.

Bei genügender Erhitzung geht Wasser und jede andere Substanz in einen neuen Zustand, ein Plasma über, bei dem schließlich Ionen und freie Elektronen vorliegen. Dieser Übergang findet kontinuierlich durch Ionisation einzelner Moleküle oder Atome in Stößen statt und ist deshalb kein Phasenübergang im engeren Sinne. Da es in einem Plasma jedoch aufgrund der beweglichen Ladungsträger neue kollektive elektromagnetische Erscheinungen gibt, z. B. Ladungsabschirmung oder Plasmaoszillationen, wird es häufig als der „vierte Zustand“ der Materie bezeichnet. Durch Stöße der Ladungsträger emittieren heiße Plasmen Photonen.

Plasmen entstehen auch, wenn Materie extrem komprimiert wird. Dabei werden einige der Elektronen aus ihren lokalisierten Orbitalen gelöst und bilden ein (elektrisch leitendes) „entartetes Quantenplasma“. Dieser



Bei der Kollision von Goldionen am RHIC-Beschleuniger entsteht zunächst ein „Feuerball“, der in tausende von Teilchen zerfällt, die die Signatur eines Quark-Gluon-Plasmas tragen.

Übergang ist ein echter Phasenübergang, der sog. Isolator-Metall-Übergang. Er tritt z. B. in Weißen Zwergen auf, das sind Sterne, die wegen des Entartungsdrucks der Elektronen nicht kollabieren, sondern bei einer mit der Erde vergleichbaren Größe stabilisiert werden.

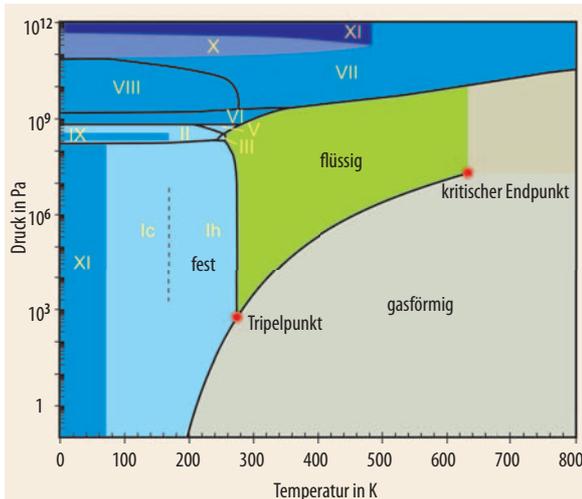
Was passiert nun, wenn man Materie immer weiter aufheizt oder verdichtet? Diese Frage ist nicht rein akademischer Natur, sondern führt uns zurück ins frühe Universum, als die Temperatur nach heutigem Verständnis fast beliebig große Werte annahm, oder in das Innere von Neutronensternen, in denen die Dichte ein Vielfaches der zentralen Dichte schwerer Atomkerne erreichen kann.

KOMPAKT

- Phänomenologische Theorien der starken Wechselwirkung sagen bei extremen Temperaturen oder Drücken einen Übergang zwischen einer Phase aus Hadronen und einem Plasma aus Quarks und Gluonen voraus.
- Gitterrechnungen der Quantenchromodynamik (QCD) ermöglichen es, die Phasengrenze zu berechnen, sind aber noch mit zahlreichen Unsicherheiten behaftet.
- Durch Kollisionen von Goldionen bei höchster Energie ist es gelungen, experimentell einen ersten Punkt im QCD-Phasendiagramm festzulegen, der gut mit den Ergebnissen der Rechnungen übereinstimmt.
- Die kritische Temperatur $T_c \approx 170$ MeV lässt sich mit etwa 10 % Unsicherheit aus der Analyse der produzierten Hadronenhäufigkeiten bestimmen.

Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt; Prof. Dr. Jochen Wambach, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, Schlossgartenstr. 9, 64289 Darmstadt

Abb.1 Das Phasendiagramm von Wasser: Neben der gasförmigen und der flüssigen Phase existiert noch eine Reihe von festen (eisförmigen) Phasen. Bisher sind zwölf kristalline und zwei amorphe Phasen bekannt.¹⁾



Im Jahr 1965 gab Rolf Hagedorn eine erste Antwort auf die Frage, was mit Materie bei immer höheren Temperaturen geschieht [1]. Aus heutiger Sicht mutet die Antwort etwas kurios an, aber seinerzeit entsprach sie durchaus den gängigen Vorstellungen der Teilchenphysik. Anfang der 1960er-Jahre war die „Bootstrap-Theorie“ entwickelt worden, um die Vielzahl der beobachteten stark-wechselwirkenden Teilchen (Mesonen und Baryonen) zu erklären. Diese kurzlebigen Zustände wurden als „Resonanzen“ interpretiert, d. h. als angeregte Zustände von Hadronen. Die damals allgemein akzeptierte Bootstrap-Theorie beschreibt die Wechselwirkung und Erzeugung von Teilchen und geht davon aus, dass jede der vielen Resonanzzustände, in die ein Hadron in einem Stoß angeregt werden kann, ihrerseits Baustein einer noch höhergelegenen Resonanz ist. Eine unmittelbare Konsequenz dieser Annahme ist ein Teilchenspektrum, das exponentiell mit der Masse anwächst. Mit dem gemessenen Massenspektrum folgt daraus, dass man Materie niemals über die Hagedorn-Temperatur $T_H \sim 150\text{--}200 \text{ MeV}^2$ erhitzen könnte, da die zur Verfügung gestellte Energie nur noch zur Produktion neuer Teilchen und nicht der weiteren Aufheizung dient. Dieses widerspricht natürlich unseren heutigen Vorstellungen über den Temperaturverlauf beim Urknall. Noch 1970 wurde allerdings, aufgrund der obigen Überlegungen, spekuliert, dass die Geschichte des frühen Universums bei einer Temperatur sehr nahe an T_H begann [2].

Das Rätsel löste sich Mitte der 1970er-Jahre, als klar wurde, dass die Hadronen keine elementaren Teilchen sind, sondern eine Substruktur besitzen. Gemäß der heute allgemein als „richtige“ Theorie der starken Wechselwirkung angesehenen Quantenchromodynamik (QCD) bestehen Hadronen aus Quarks und Gluonen [3]. In Analogie zur Quantenelektrodynamik (QED), die die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch von Photonen zwischen elektrisch geladenen Teilchen beschreibt, kommt die starke Wechselwirkung durch den Austausch von Gluonen zwischen Quarks zustande, die eine „Farbladung“ tragen. Trotz dieser formalen Analogie besitzt die

QCD eine neue, zunächst verblüffend anmutende Eigenschaft: Die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen (ausgedrückt durch die „starke Feinstrukturkonstante“ α_s) verschwindet bei kleinen Abständen (hohen Impulsüberträgen) und wächst mit größer werdendem Abstand (kleineren Impulsüberträgen) an. Diese inzwischen mit hoher Präzision experimentell bestätigte Eigenschaft der „asymptotischen Freiheit“ beruht darauf, dass die Gluonen selbst eine Farbladung tragen und daher – im Gegensatz zum Photon – mit sich selbst wechselwirken können.³⁾ Obwohl ein mathematischer Beweis noch aussteht, besteht die berechtigte Vermutung, dass Quarks und Gluonen als Farbladungsträger nicht frei beobachtbar sind⁴⁾, sondern permanent eingeschlossen sind. Dieses Phänomen bezeichnet man als „Farbeinschluss“ oder „Confinement“.

Ein neuer Zustand der Materie

Eine einfache Vorstellung des Confinements lässt sich mit dem am MIT entwickelten „Bag-Modell“ formulieren [4]. Dieses geht von der Vorstellung aus, dass sich das Vakuum der QCD ähnlich wie ein perfekter Leiter verhält.⁵⁾ Schneidet man eine Kavität (engl. „bag“) daraus, so folgt aus den Randbedingungen, dass die farbtragenden chromoelektrischen und -magnetischen Felder vollständig in der Kavität eingeschlossen sind. Zur Beschreibung eines Hadrons füllt man nun in eine kugelförmige Kavität mit festem Radius von etwa 1 fm drei Quarks für Baryonen bzw. ein Quark-Antiquark-Paar für Mesonen. Geeignete Randbedingungen an die Quark-Wellenfunktionen stellen dann sicher, dass die Quarks im Innern des Bags eingeschlossen sind. Zur Schaffung der Kavität wird eine Energiedichte B (Bag-Konstante) benötigt, die sich aus einem Modell-Fit an bekannte Hadronenmassen gewinnen lässt.

Bereits kurz nach der Einführung der QCD wurde der Hagedornsche Widerspruch wieder aufgegriffen und gezeigt, dass die Grenztemperatur T_H in Wirklichkeit die Phasengrenze zwischen Quarks und Gluonen einerseits und Hadronen andererseits beschreibt [5]. Die Existenz der punktförmigen Quarks und Gluonen ermöglicht somit im Einklang mit der Urknall-Singularität, dass die Temperatur im frühen Universum unbegrenzte Werte annimmt. Im Bag-Modell ergibt sich dann folgendes Bild: Beim Aufheizen von Materie zerfallen die Atomkerne in ihre Nukleonen, und aus dem Vakuum entstehen leichte Hadronen, vornehmlich Pionen (π), die den Zwischenraum dazwischen zunehmend ausfüllen. Wegen ihrer endlichen Ausdehnung beginnen die Pionen und weitere, thermisch erzeugte Hadronen untereinander und mit den ursprünglichen Nukleonen-Bags bei einer gewissen Grenztemperatur T_c zu überlappen, sodass es zu einem Netzwerk von Zonen aus Quarks, Antiquarks und Gluonen kommt, die schließlich den gesamten Raum ausfüllen (Perkolation). Dieser neue Materiezustand wird „Quark-Gluon-Plasma“ (QGP) genannt, unterscheidet sich aber

1) M. Chaplin, www.lsbu.ac.uk/water/phase.html

2) 1 Elektronenvolt entspricht etwa 11600 Kelvin. Die Hagedorn-Temperatur liegt somit im Bereich von 10^{12} Kelvin! Hier und im Folgenden benutzen wir Einheiten mit $\hbar = c = k_B = 1$.

3) R. Klanner, Physik Journal, Mai 2006, S. 41

4) Alle durchgeführten Experimente zum Nachweis freier Quarks verliefen bislang negativ [3].

5) Aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen gilt jedoch nicht $\epsilon = \infty$ (dielektrische Konstante) und $\mu = 0$ (magnetische Permeabilität) wie bei einem perfekten elektrischen Leiter, sondern $\mu = \infty, \epsilon = 0$. Das QCD-Vakuum verhält sich also wie ein perfektes paramagnetisches Medium.

wesentlich von herkömmlichen elektromagnetischen Plasmen: Während dort der Übergang aufgrund der Stoßionisation graduell verläuft, ist wegen des Confinements unterhalb der kritischen Temperatur (und Dichte) keine Freisetzung von Quarks und keine Abstrahlung von Gluonen möglich. Deshalb erwartet man einen relativ scharfen Übergang. Ein ähnliches Bild ergibt sich, wenn Materie stark komprimiert wird. Dann überlappen die Nukleonen ab einer gewissen kritischen Teilchenzahldichte n_c und bilden ein kaltes entartetes QGP aus vornehmlich Quarks, das im Innern von Neutronensternen realisiert sein könnte (Abb. 2).

Das Bag-Modell erlaubt es nun, das System mithilfe thermodynamischer Konzepte zu beschreiben und die Phasengrenze für den Übergang zum Quark-Gluon-Plasma zu konstruieren. Im Gegensatz zu Wasser, wo man das Phasendiagramm üblicherweise durch Druck und Temperatur charakterisiert, ist für relativistische Systeme die Teilchenzahl jedoch nicht erhalten. Deshalb wird zur thermodynamischen Beschreibung die großkanonische Gesamtheit mit den Zustandsvariablen Temperatur T und quark-chemisches Potential μ_q gewählt. Unter der Annahme eines freien Gases aus masselosen up- und down-Quarks und Antiquarks sowie Gluonen bei fester Temperatur und festem μ_q ergibt sich für den Druck in der Plasmaphase:⁷⁾

$$p_{\text{QGP}}(T, \mu_q) = (37\pi^2/90) T^4 + \mu_q^2 T^2 + \mu_q^4/2\pi^2 - B.$$

In Analogie zu einem Schwarzkörperstrahler masseloser Photonen erhält man für die Temperaturabhängigkeit ein Stefan-Boltzmann-Gesetz ($\propto T^4$). Die Vakuumigenschaften sind durch die Bag-Konstante B berücksichtigt, die ein Maß für die Energiedichte des Vakuums ist. Wegen der ersten Ordnung des Übergangs ergibt sich, ähnlich wie im Flüssig-Gas-Übergang von Wasser, die Phasengrenze aus der Forderung, dass bei konstantem chemischen Potential der Druck des QGP gleich dem der hadronischen Phase ist. Für letzteren wird die Zustandsgleichung der hadronischen Materie benötigt. Nimmt man als einfachsten Fall ein Gas masseloser Pionen mit $p_\pi(T, \mu_q) = (3\pi^2/90) T^4$ an, so ergibt sich ein einfaches Phasendiagramm, in dem die hadronische Phase durch eine Phasengrenze erster Ordnung vom QGP getrennt ist. Mit einer aus Massenfittings extrahierten Bag-Konstante ergibt sich bei $\mu_q = 0$ eine Übergangstemperatur $T_c = 104$ MeV.

Verletzte Symmetrie

Dieser Vorhersage des Bag-Modells steht ein Problem gegenüber, das zwar zunächst für die bisherigen thermodynamischen Betrachtungen unwichtig war, aber für andere Aspekte des Phasendiagramms eine entscheidende Rolle spielt: Neben einer lokalen Eichsymmetrie, die sie mit der QED gemeinsam hat, weist die QCD eine Reihe weiterer Symmetrien auf. Dazu gehört die „chirale Symmetrie“, die im Grenzfall verschwindender Quarkmassen exakt wird. Dies ist für up- und down-Quarks recht gut erfüllt. Die chirale

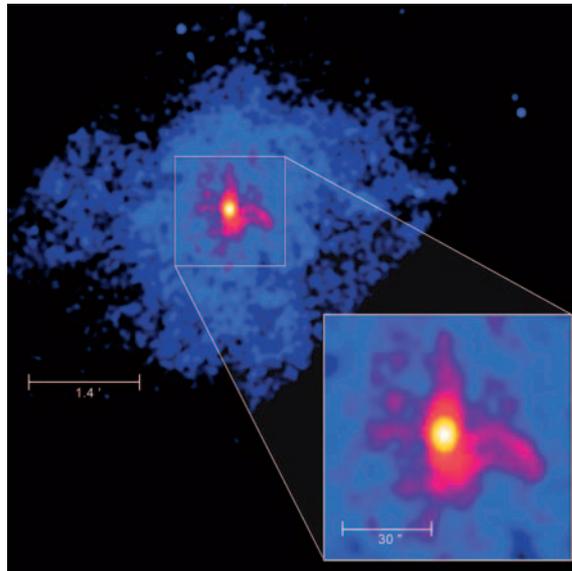


Abb. 2 Beobachtungen des Pulsars 3C58, Überrest einer Supernova, mit dem Röntgensatelliten Chandra deuten darauf hin, dass der Stern in seinem Innern aus Quarkmaterie aufgebaut sein könnte. (Quelle: NASA/SAO/CXC/P. Slane et al)

Symmetrie impliziert, dass nur Quarks mit gleicher „Händigkeit“ oder Chiralität⁸⁾ wechselwirken, d. h. dass die links- und rechtshändige Welt vollständig entkoppeln. Ähnlich wie bei einem Ferromagneten, in dem die Rotationssymmetrie bei niedrigen Temperaturen durch die Ausrichtung aller Spins gebrochen wird, ist auch die chirale Symmetrie der starken Wechselwirkung im Vakuum spontan gebrochen. Es lässt sich nun zeigen, dass das Bag-Modell die chirale Symmetrie massiv verletzt.

Es gibt jedoch auch Modelle der starken Wechselwirkung, die gerade den Aspekt der chiralen Symmetrie besonders herausstellen, andererseits jedoch keine Aussagen zum Farbeinschluss machen können. Das im Zusammenhang mit dem Phasendiagramm wohl am besten untersuchte Modell geht auf Arbeiten von Yoishiro Nambu und Giovanni Jona-Lasinio (NJL) aus dem Jahre 1961 zurück, also vor der Formulierung der QCD [6]. In seiner ursprünglichen Form hat es die Wechselwirkung punktförmiger, masseloser Nukleonen beschrieben und genügt somit der chiralen Symmetrie. Bei genügend starker Kopplung wird diese Symmetrie im Grundzustand (Vakuum) durch Ausbildung von kondensierten Nukleon-Antinukleon-Paaren auf dynamische Weise spontan gebrochen und es bildet sich eine Energielücke aus. Dies ist in direkter Analogie zur metallischen Supraleitung, bei der nach der Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer (BCS) Elektronenpaare, die über Gitterphononen wechselwirken, kondensieren, wodurch ebenfalls eine Lücke im Anregungsspektrum entsteht. Nun muss man wissen, dass in der Quantenfeldtheorie Teilchen als elementare Anregungen des Vakuums interpretiert werden. Daher bestimmt im NJL-Modell die Energielücke die Masse des Nukleons, und die Massenerzeugung wird aus der nicht-trivialen Struktur des Vakuums erklärt. In der Teilchenphysik war diese Idee von Nambu neu. Die Übertragung auf die QCD geschieht dadurch, dass man die Protonen und Neutronen durch die (nahezu masselosen) up- und down-Quarks ersetzt, die dann durch spontane Brechung der chiralen Symmetrie eine

6) Das quarkchemische Potential μ_q sorgt für die Erhaltung der Baryonenzahl, d. h. nicht verschwindendes μ_q bedingt einen Überschuss von Quarks zu Antiquarks und somit eine nicht-verschwindende Quarkdichte n_q .

7) Zum Faktor $37=16+21$ tragen 16 gluonische (8×2), 12 Quark- ($3 \times 2 \times 2$) und 12 Antiquark-Freiheitsgrade mit jeweils einem Faktor $7/8$, der aus dem Unterschied zwischen Bose- und Fermi-Statistik herrührt, bei.

8) Für masselose Fermionen ist der Spin entweder parallel (rechtshändig) oder antiparallel (linkshändig) zum Impuls ausgerichtet. Die Chiralität eines masselosen Fermions ist ein Lorentz-invariantes Konzept, d. h. links-händige Teilchen erscheinen allen Beobachtern als links-händig.

„Konstituentenmasse“ von etwa 300 MeV erhalten.⁹⁾ Da ein Nukleon aus drei Quarks besteht, ist somit die Nukleonmasse von rund 900 MeV erklärt.

Mesonen lassen sich als Bindungszustände aus Quark-Antiquark-Paaren mit Konstituentenmasse verstehen. Aufgrund spontaner Symmetriebrechung tritt hier jedoch eine Besonderheit auf, die auch aus der Festkörperphysik bekannt ist und zum ersten Mal von Jeffrey Goldstone erkannt wurde. Im Grenzfall masseloser Quarks muss es eine massenlose Anregung des Vakuums geben, die Goldstone-Mode, die z. B. auch in Spinsystemen auftritt. Da ein Ferromagnet im Grundzustand eine spontane Ausrichtung aller Spins aufweist, kostet eine gleichzeitige Drehung aller Spins keine Energie. Entsprechend verschwindet die Frequenz („Masse“) einer Spinwelle im Grenzfall unendlich großer Wellenlänge ($\lambda \rightarrow \infty, k \rightarrow 0$). In der starken Wechselwirkung wird diese Mode mit dem Pion identifiziert. Dessen Masse verschwindet zwar nicht exakt, diese Tatsache folgt aber aus den endlichen Massen von up- und down-Quark. Trotzdem ist die Masse des Pions mit etwa 140 MeV deutlich kleiner als z. B. die des ρ - oder ω -Mesons von ca. 800 MeV.

Das NJL-Modell wurde ausgiebig zum Studium des Phasendiagramms herangezogen und liefert aufgrund seiner Annahmen Aussagen über die Wiederherstellung der spontan gebrochenen chiralen Symmetrie mit wachsendem T und μ_q , jedoch ohne die Confinement-Aspekte des Phasenübergangs zu beschreiben.¹⁰⁾

Theorie auf dem Gitter

Sowohl das Bag- als auch das NJL-Modell beinhalten verschiedene wichtige Aspekte der starken Wechselwirkung und zeigen, dass beim Aufheizen oder Komprimieren stark wechselwirkender Materie ein relativ abrupter Übergang zwischen der hadronischen Phase und dem Quark-Gluon-Plasma zu erwarten ist. Ein solcher Übergang lässt sich prinzipiell nicht mit störungstheoretischen Methoden beschreiben. Der einzig bekannte Weg, um die QCD-Gleichungen im Bereich starker Kopplungskonstanten zu lösen, führt über eine Diskretisierung der Theorie auf einem euklidischen Raum-Zeit-Gitter (Gittereichtheorie). Dies erlaubt es, die Zustandssumme und damit thermodynamische Zustandsfunktionen wie Druck, Entropie, etc. numerisch zu berechnen. Zumindest für Materie mit gleicher Anzahl von Baryonen und Antibaryonen, d. h. für verschwindendes baryo-chemisches Potential $\mu_b = 3\mu_q$, ergeben sich damit quantitative Vorhersagen für die Temperaturabhängigkeit thermodynamischer Größen [7, 8] (Abb. 3). Um Abweichungen von der für ein ideales Gas erwarteten T^4 -Abhängigkeit herauszustellen, werden typischerweise die reduzierte Energiedichte ε/T^4 und der reduzierte Druck p/T^4 berechnet. Der starke Sprung nahe einer kritischen Temperatur von $T_c = 173 \pm 15$ MeV signalisiert den Phasenübergang von hadronischer Materie zu einem Quark-Gluon-Plasma. Die kritische Energiedichte

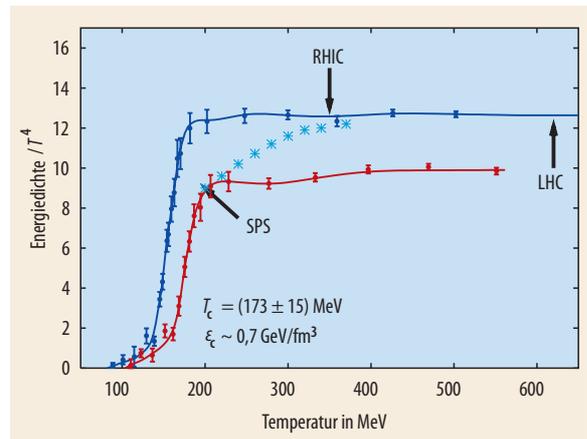


Abb. 3 Die reduzierte Energiedichte ε/T^4 weist bei einer kritischen Temperatur von $T_c = 173 \pm 15$ MeV einen starken Sprung auf.¹¹⁾ Die rote bzw. blaue Kurve zeigt Resultate mit zwei (up, down) bzw. drei Quarkflavors (zusätzlich strange) mit jeweils gleichen Massen. Die hellblauen Sterne zeigen den realistischen Fall, bei dem die Masse des strange-Quarks etwa 150 MeV höher ist als die Massen von up und down. Die Pfeile deuten die bei den entsprechenden Beschleunigern erreichten Energiedichten bzw. Temperaturen an.

$\varepsilon(T_c)$ ist 700 ± 300 MeV/fm³, d. h. etwa fünfmal so hoch wie die Energiedichte im Zentrum eines schweren Atomkerns.

Diese direkt aus der fundamentalen Theorie der starken Wechselwirkung abgeleiteten Ergebnisse bestätigen die einfachen, oben diskutierten Modellvorstellungen über die Existenz des Phasenübergangs und sagen die kritische Temperatur T_c relativ präzise vorher. In diesem Zusammenhang muss allerdings erwähnt werden, dass alle bisherigen Rechnungen im Rahmen der Gittereichtheorie noch mit unrealistisch großen Werten für die Massen der up- und down-Quarks durchgeführt wurden. Erst mit den geplanten Spezialrechnern mit Leistungen im Multi-Teraflop/s-Bereich werden Rechnungen mit realistischen Quarkmassen und auf größeren und feiner unterteilten Gittern möglich werden. Solche Rechnungen sollten auch endgültig Aufschluss geben über die Natur bzw. Ordnung des Phasenübergangs. Nach gegenwärtigem Stand ist bei $\mu_q = 0$ der Übergang eher vom Typ eines „cross over“, d. h. kein Phasenübergang im thermodynamischen Sinn. Vielmehr handelt es sich um eine schnelle Veränderung der Zustandsvariablen in der Nähe von T_c , wie man es z. B. von elektromagnetischen Plasmen kennt. Für die meisten der unten diskutierten experimentellen Beobachtungsgrößen ist dieser Befund allerdings nicht besonders relevant.

Während die Gittereichtheorie für $\mu_q = 0$ bereits relativ präzise Resultate liefert, bereitet die Berechnung der Phasengrenze im Bereich endlicher μ_q -Werte, d. h. für einen Überschuss an Materie gegenüber Antimaterie, erhebliche Schwierigkeiten. Dies liegt letztlich an der Fermi-Dirac-Statistik der Quarks und ist in der Vielteilchenphysik als das „Fermion-Vorzeichen-Problem“ bekannt. Erst in den letzten Jahren wurden Verfahren entwickelt, mit denen es gelingt, in den Bereich $\mu_q > 0$ vorzustoßen [9–11].

9) Aus historischen Gründen kommen im NJL-Modell die Gluonen als elementare Freiheitsgrade nicht vor. Diese sind effektiv in der punktförmigen Wechselwirkung zwischen den Quarks berücksichtigt.

10) Als Ordnungsparameter der chiralen Symmetrie dient das Quark-Antiquark-Kondensat $\langle \bar{q}q \rangle$, welches der Magnetisierung in einem Spinsystem entspricht. Ähnlich wie bei einem Curie-Weiß-Übergang verschwindet dieses bei einer kritischen Temperatur T_c .

11) In den Einheiten $\hbar = c = 1$ stimmen die Dimensionen von Länge und Energie überein. Um Längen in Energien und umgekehrt umzurechnen, benutzt man $\hbar c = 0,19733$ GeV fm.

Vor einer Diskussion dieser Resultate ist es sinnvoll, sich aus physikalischen Überlegungen ein Bild zu machen, was uns bei endlichem μ_q erwartet. Fasst man näherungsweise die Phasengrenze als eine Linie konstanten Drucks auf, so sollte nach der für das Bag-Modell angegebenen Gleichung die kritische Temperatur mit wachsendem μ_q abfallen. Per Konstruktion ist der Phasenübergang im Bag-Modell ein Übergang erster Ordnung. Modelle, die durch die QCD inspiriert sind, liefern in der Tat für große Werte von μ_q und entsprechend kleine Temperaturen viele Hinweise auf die erste Ordnung. Die diskutierten Resultate aus der Gittertheorie weisen andererseits darauf hin, dass der Übergang bei $\mu_q \approx 0$ und für eine realistische Masse des strange-Quarks eher ein „cross over“ ist. Dann würden wir als Endpunkt der Phasenlinie erster Ordnung einen kritischen Endpunkt 2. Ordnung erwarten.

Gitterstudien und Modellrechnungen¹²⁾ stützen die Vermutung, dass das kritische Verhalten am chiralen Phasenübergang in der gleichen Universalitätsklasse liegt wie der in Abb. 1 dargestellte Flüssig-Gas-Phasenübergang von Wasser. Im Gegensatz zu Wasser lassen sich allerdings die hadronische und die QGP-Phase in der Nähe des kritischen Punktes aufgrund des Confinements durchaus voneinander unterscheiden. Einen solchen kritischen Punkt im Experiment zu identifizieren und seine Lage zu bestimmen wäre ein echter Meilenstein in der Erforschung des QCD-Phasendiagramms. Entsprechend konzentrieren sich die Anstrengungen in Theorie und Experiment darauf.

Beschleunigen zum Feuerball

Im Experiment lässt sich das QCD-Phasendiagramm mithilfe von Kern-Kern-Stößen bei ultra-relativistischen Energien untersuchen. Nach ersten, intensiven Messprogrammen an den Beschleunigern AGS am Brookhaven National Laboratory (BNL) sowie SPS am CERN konzentrieren sich die gegenwärtigen Untersuchungen auf Experimente am RHIC-Collider in

Brookhaven. Bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV pro Nukleonpaar werden dort Gold-Gold-Kollisionen untersucht. In solchen Stößen entsteht ein heißer, dichter Feuerball, der dann nach nahezu adiabatischer Expansion und Abkühlung hauptsächlich in Hadronen zerfällt. Die Spektroskopie der emittierten Hadronen (und der viel selteneren Photonen, Elektronen und Myonen) erlaubt Rückschlüsse auf den Zustand der Materie im Feuerball sowie auf dessen Temperatur und Dichte. Neue Resultate vom RHIC¹³⁾ bestätigen in eindrucksvoller Weise die im Jahre 2000 von Wissenschaftlern aus dem CERN-Programm geäußerte Interpretation der damaligen Daten: Demnach wird in ultrarelativistischen Kern-Kern-Stößen ein neuer Materiezustand erzeugt, in dem die Hadronen in ihre Konstituenten, nämlich Quarks und Gluonen, aufgelöst werden (Abb. 4). Dieser „Feuerball“ besteht also aus Materie, deren Zustand jenseits der QCD-Phasengrenze einzuordnen ist. Er ist bei seiner Entstehung so heiß und dicht, dass selbst hochenergetische Quarks und Gluonen ihn nicht ohne starke Wechselwirkung verlassen können. Die derzeit maximal erreichbare Temperatur ist allerdings nicht hoch genug, um die Quark-Gluon-Materie aufgrund des oben erwähnten Konzepts der asymptotischen Freiheit in den Zustand eines nahezu idealen Gases zu versetzen. In der Nähe der Phasengrenze handelt es sich wohl eher um ein stark gekoppeltes Plasma, möglicherweise mit vielen Bindungszuständen, deren Dissoziation mit wachsender Temperatur zu einer perfekten Flüssigkeit mit minimaler Scherviskosität η führen könnte. Ähnliche Phänomene wurden auch in ultrakalten Fermi-Gasen mit extrem großen Streulängen beobachtet. Durch Messung von η aus dem Flussverhalten gelang es dabei, einen solchen Zustand direkt nachzuweisen. Analoge Möglichkeiten werden für die Quark-Gluon-Materie gegenwärtig intensiv diskutiert.

Während der Expansion und Abkühlung des Feuerballs durchläuft das System die Phasengrenze von oben, im Wesentlichen entlang einer *Isentrope*. Dabei entsteht eine Vielzahl von Mesonen und Baryonen,

12) In Analogie zur magnetischen Suszeptibilität $\chi_m = \partial M / \partial H$ in einem Ferromagneten lässt sich bei der starken Wechselwirkung eine „chirale Suszeptibilität“ $\chi_s = \partial \langle \bar{q}q \rangle / \partial m_q$ definieren. Am Curie-Weiß-Übergang divergiert χ_m und entsprechend χ_s beim chiralen Phasenübergang. Das gleichzeitige Divergieren der Teilchenzahlsuszeptibilität $\chi_n = \partial n_q / \partial \mu_q$ entspricht dem Verschwinden der Kompressibilität $\kappa = n^{-1} (\partial n / \partial p)$.

13) siehe z. B. Johanna Stachel, Physik Journal, Juni 2005, S. 19

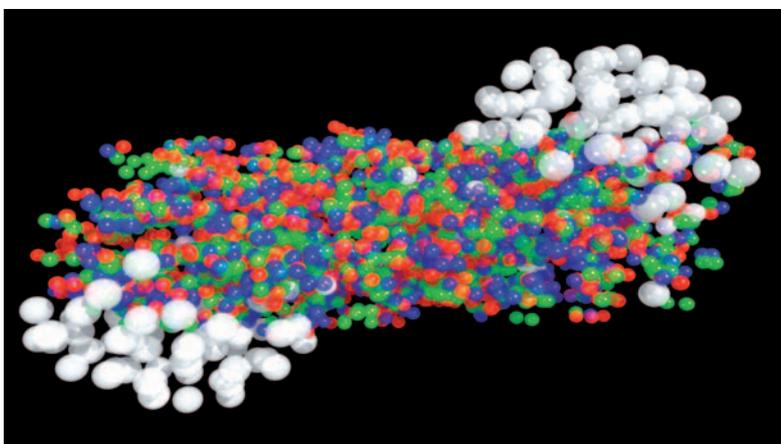


Abb. 4 Lässt man schwere Atomkerne mit fast Lichtgeschwindigkeit aufeinanderprallen, so lösen sich die Neutronen und Protonen der Kerne in ihre weiteren

Bestandteile auf und bilden dann ein Quark-Gluon-Plasma. (Quelle: RHIC)

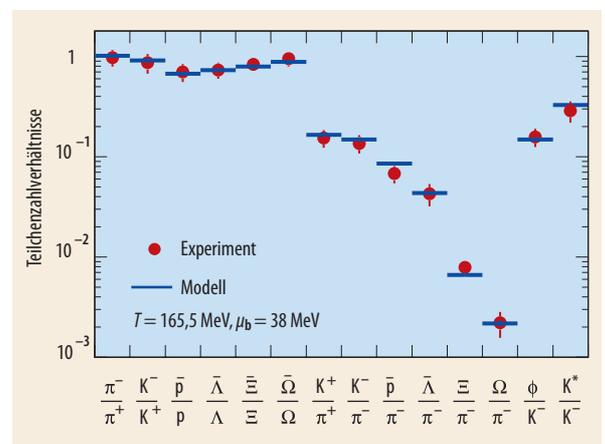


Abb. 5 Die am RHIC gemessenen Teilchenzahlverhältnisse verschiedener Hadronen stimmen gut mit Ergebnissen des thermischen Modells [12, 13] überein und zeigen, dass alle Teilchen bei gleicher Temperatur erzeugt wurden.

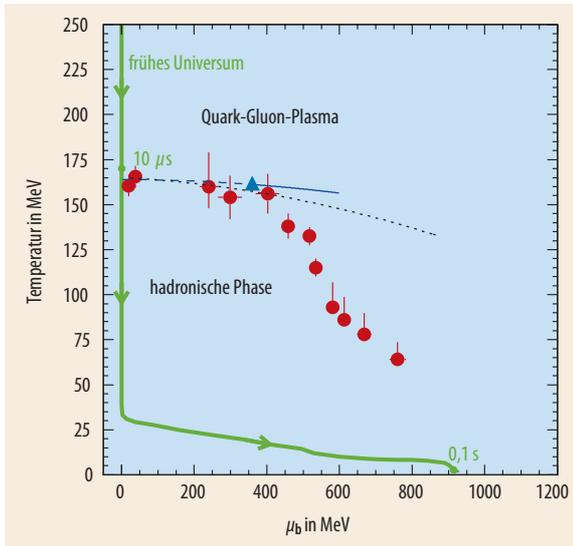


Abb. 6 Im Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie trennt die Phasengrenze die hadronische Phase vom Quark-Gluon-Plasma. Die blaue bzw. gestrichelte Linie zeigt die Phasenlinie aus Gitterrechnungen bzw. dem Bag-Modell, die roten Punkte zeigen die experimentell bestimmte Kurve des „chemischen Ausfrierens“ [13]. Das frühe Universum hat bis zur Bildung von Atomkernen nach etwa 0,1 s den in grün markierten Weg genommen. Gitterrechnungen sagen die Lage des kritischen Endpunktes voraus (blaues Dreieck, [9, 10]).

die dann im Experiment nachgewiesen werden. Die Analyse der Hadronenproduktion bei AGS, SPS und RHIC ergibt einen zunächst überraschenden Befund: Die Messergebnisse lassen sich mit hoher Genauigkeit durch einen statistischen Ansatz beschreiben, bei dem alle Hadronen aus einem Zustand chemischen Gleichgewichts erzeugt werden [12]. Dieses hadro-chemische Gleichgewicht wird offenbar während oder am Ende des Phasenübergangs erzeugt und führt dazu, dass sich die Häufigkeitsverteilungen der gemessenen Hadronen durch Bose-Einstein- bzw. Fermi-Dirac-Funktionen

$$n_j = (g_j/2\pi^2) \int_0^\infty p^2 dp \{ \exp[(E_j(p) - \mu_j)/T] \pm 1 \}^{-1}$$

eines idealen Quantengases beschreiben lassen. Hier ist $E_j^2 = M_j^2 + p_j^2$ die relativistische Energie-Impuls-Beziehung freier Teilchen mit Masse M_j des Hadrons j , μ_j ist das effektive chemische Potential dieser Teilchensorte, und g_j zählt die Freiheitsgrade des Hadrons wie Spin, Ladungszustand etc. [12]. Abb. 5 zeigt die Ergebnisse einer solchen Analyse der gemessenen Häufigkeiten für zentrale Gold-Gold-Stöße bei einer Schwerpunktsenergie von 130 GeV pro Nukleon-Paar am RHIC. Aus solchen und ähnlichen Rechnungen bei niedrigeren Energien ergeben sich für jede Messung bei vorgegebener Strahlenergie ein Paar experimentell bestimmter Parameter, nämlich Temperatur T und baryo-chemisches Potential μ_b zum Zeitpunkt der Hadronenproduktion, d. h. beim sog. „chemischen“ Ausfrieren [12, 13]. Implizit bedeutet dies, dass alle Teilchen zum selben Zeitpunkt, d. h. bei gleicher Temperatur, erzeugt wurden.

Die Bedeutung dieses Resultates lässt sich am besten einschätzen, wenn man die so bestimmten Werte von T und μ_b beim chemischen Ausfrieren in das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie einträgt

(Abb. 6). Das zunächst überraschende Resultat dieses Vergleichs ist, dass für $\mu_b < 250$ MeV die experimentell bestimmten Ausfrierpunkte mit der berechneten Phasengrenze übereinstimmen. Dies ist kein Zufall. Im Gegenteil, es gibt gute Gründe anzunehmen, dass der Phasenübergang selbst für die Äquilibration aller Hadronen an der Phasengrenze verantwortlich ist. Eine kürzlich veröffentlichte Analyse zeigt, dass Vielteilchenstöße aufgrund der nahe der kritischen Temperatur stark anwachsenden Teilchendichte dominant zur Teilchenproduktion beitragen und die Äquilibration selbst von Baryonen mit mehreren strange-Quarks (z. B. die Baryonen Λ , Ξ , Ω) innerhalb einer sehr kurzen Zeit ($\tau < 1$ fm/c) verglichen mit der typischen Expansionszeit des Feuerballs möglich machen [14]. Dieser Ansatz erklärt auch in natürlicher Weise, warum alle Teilchen innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne, d. h. bei nahezu konstanter Temperatur ausfrieren.

Aus diesen Ergebnissen folgt, dass zumindest bei kleinen μ_b die aus der chemischen Analyse bestimmten Temperaturen mit der QCD-Phasenlinie übereinstimmen. Damit wurde ein fundamentaler Parameter des QCD-Phasendiagramms, nämlich die kritische Temperatur T_c für kleine μ_b -Werte, zum ersten Mal mit dem Experiment konfrontiert, und die Übereinstimmung ist erstaunlich gut.

Bei größeren μ_b -Werten weichen die gemessenen Ausfrierpunkte allerdings von der mit der Gittertheorie berechneten Phasengrenze ab (Abb. 6). Gegenwärtig wird intensiv diskutiert, ob diese Abweichung die Existenz einer hochverdichteten hadronischen Phase zwischen der QCD-Phasengrenze und der Ausfrierlinie anzeigt, oder ob die Verwendung realistischerer Quarkmassen und viel größerer Raum-Zeit-Gitter bei der Berechnung der Phasengrenze doch noch zu substantiellen Korrekturen für großes μ_b führt. Hier sind wichtige Fortschritte durch die geplanten Messungen im Rahmen des FAIR-Projektes bei der GSI¹⁴⁾ (CBM-Experiment) und durch substantiell verbesserte Rechnungen im Rahmen der Gittertheorie zu erwarten.

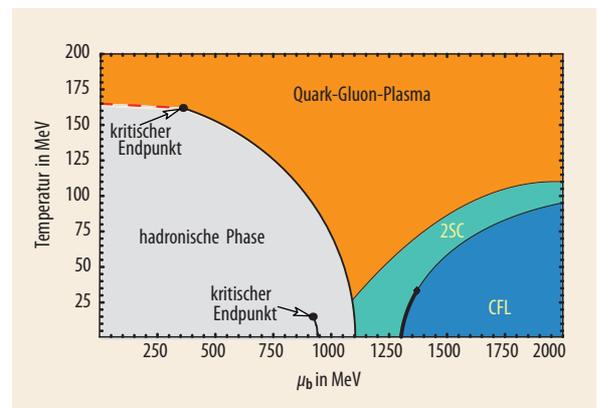


Abb. 7 Bei hoher Baryondichte und niedriger Temperatur existieren neue Phasen, aus deren Fülle hier nur die 2SC-Phase (zwei verschiedenfarbige Quarks paaren, während die dritte Farbsorte ungepaart bleibt) und die CFL-Phase (alle Quarksorten paaren) dargestellt sind. Der zweite kritische Endpunkt bei niedrigem T und hohem μ_b entspricht dem Flüssig-Gas-Übergang von Kernmaterie.

14) Die Facility for Anti-proton and Ion Research (FAIR) ist das Zukunftsprojekt der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt.

Neue Phasen bei hoher Baryondichte

Seit langem ist bekannt, dass ein System von Fermionen unterhalb einer kritischen Temperatur instabil gegen die Bildung eines Kondensats aus „Cooper-Paaren“ wird, falls eine attraktive Wechselwirkung zwischen den Fermionen existiert. Dies ist auch in Quark-Gluon-Materie bei hohen Dichten jenseits des Phasenübergangs zu erwarten [15–17]. Eine anziehende Wechselwirkung zwischen zwei Quarks geeigneter Farb-, Flavor- und Spin-Kombination kann dann durch Austausch eines Gluons zustande kommen. Dadurch entstehen „Diquarks“, die analog zu den aus Elektronen gebildeten Cooper-Paaren in einem Supraleiter kondensieren können. Solche „Farbsupraleiter“ sind neue Formen hadronischer Materie, die im Innern von Neutronensternen realisiert sein könnten. Damit einher gehen interessante neue Effekte, die sich insbesondere in der Abkühlrate dieser Sterne durch Abstrahlung von Neutrinos zeigen würden.

Erste Abschätzungen ergaben jedoch Paarungsenergielücken und damit verbundene kritische Temperaturen, die mit einigen MeV von geringer Relevanz für die Zustandsgleichung bei hohen Dichten zu sein schienen (Abb. 7). Diese Situation änderte sich Ende der 90er-Jahre, als deutlich wurde, dass im physikalisch interessanten Bereich von $\mu_q \sim 500$ MeV weitaus größere Paarungslücken von bis zu 100 MeV zu erwarten seien [15–17]. Ursache ist das starke Anwachsen von α_s bei solchen Energieskalen und die daraus resultierenden nicht-störungstheoretischen Effekte in der Quark-Gluon-Kopplung. Kurz danach zeigte sich, dass das Paarungsphänomen zu einer ganzen Fülle neuer supraleitender Phasen führen kann, was aufgrund der vielen Möglichkeiten verschiedener Farb-, Flavor- und Spin-Kombinationen nicht weiter verwundert. Einige dieser Phasen haben eine direkte Analogie zu den verschiedenen Supraleitern in der Festkörperphysik.¹⁵⁾ Der Vergleich von Abb. 6 mit Abb. 7 macht deutlich, dass supraleitende Phasen in Schwerionenstößen vermutlich nur schwer zu realisieren sein dürften.

Eine quantitative Vorhersage der Energielücken erweist sich aufgrund der Natur der QCD als äußerst schwierig, da sie eine verlässliche Berechnung der Quark-Quark-Wechselwirkung auf Energieskalen in der Größenordnung der Fermi-Energie ϵ_F erfordert. Als der energetisch günstigste Paarungszustand erweist sich dabei eine bestimmte Kombination von Di-Quarkfeldern, bei der die drei Flavors u, d, s mit den Farbladungen so gemischt werden, dass alle Quarks paaren können („color-flavor locking“, CFL, s. Abb. 7).

Was bringt die Zukunft?

Mit dem experimentellen Programm von RHIC und insbesondere mit dem Schwerionenprogramm am CERN-LHC kann das Phasendiagramm stark-wechselwirkender Materie bei verschwindendem chemischen Potential, d. h. in einem Zustand wie im Universum

kurz nach dem Urknall, quantitativ untersucht werden. Davon erhoffen wir uns nicht nur detaillierte Tests der QCD-Vorhersagen über die Natur des Phasenübergangs und die Struktur des Quark-Gluon-Plasmas bei hohen Temperaturen, sondern auch weitere Einsichten in die zum Confinement führenden Prozesse. Die Phasen bei hohen Dichten und intermediären Temperaturen lassen sich experimentell mit Kern-Kern-Stößen bei niedrigerer Energie untersuchen. Allerdings steckt in diesem Bereich die Theorie noch in den „Kinderschuhen“. Die Entwicklung effektiver Theorien (inklusive der komplexen Reaktionsdynamik) sowie die Weiterentwicklung der Gittertheorie im Bereich endlicher chemischer Potentiale sind wichtige Schritte auf dem Weg zum Verständnis von Quarkmaterie bei hohen Dichten.

Danksagung

Wir danken Michael Buballa, Bernd-Jochen Schaefer, Reinhard Simon und Johanna Stachel für wichtige Diskussionen und kritische Kommentare und Franz Fajarsa für seine Erläuterungen zu den Eisphasen des Wassers.

Literatur

- [1] R. Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. 3, 147 (1965)
- [2] K. Huang und S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 25, 895 (1970)
- [3] Review of Particle Physics, Phys. Lett. B592, 1 (2004)
- [4] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn und V. F. Weisskopf, Phys. Rev. D9, 3471 (1974)
- [5] N. Cabibbo und G. Parisi, Phys. Lett. B59, 67 (1975); J. C. Collins und M. J. Perry, Phys. Rev. Lett. 34, 1353 (1975)
- [6] Y. Nambu und G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 124, 246 (1961)
- [7] F. Karsch, Lect. Notes Phys. 583, 209 (2002)
- [8] F. Karsch, arXiv:hep-lat/0412038
- [9] Z. Fodor und S. D. Katz, JHEP 0203, 014 (2002)
- [10] C. R. Allton et al., Phys. Rev. D68, 014507 (2003)
- [11] P. de Forcrand und O. Philipsen, Nucl. Phys. B642, 290 (2002)
- [12] P. Braun-Munzinger, K. Redlich und J. Stachel, in: R. C. Hwa und X. N. Wang (Hrsg.), Quark-Gluon Plasma, Singapore Press (2004) S. 491
- [13] A. Andronic, P. Braun-Munzinger und J. Stachel, Nucl. Phys. A772, 167 (2006)
- [14] P. Braun-Munzinger, J. Stachel und C. Wetterich, Phys. Lett. B596, 61 (2004)
- [15] K. Rajagopal und F. Wilczek, in B. L. Joffe Festschrift, Handbook of QCD, World Scientific, Singapore (2001) S. 2061
- [16] D. H. Rischke, Prog. Nucl. Part. Phys. 52, 197 (2004)
- [17] M. Buballa, Phys. Rep. 407, 205 (2005)

AUTOREN

Peter Braun-Munzinger hat in Heidelberg Physik studiert und promoviert. Nach einer Assistententätigkeit am MPI für Kernphysik in Heidelberg ging er 1976 an die State University of New York (SUNY) at Stony Brook, wo er zuletzt Full Professor war. 1996 kam er zurück nach Deutschland und ist seither Professor an der TU Darmstadt und Leiter der Abteilung Kernphysik I an der GSI, die sich mit der experimentellen Untersuchung von Kernstößen bei relativistischen Energien befasst.



Jochen Wambach ist seit 1996 Professor an der TU Darmstadt und Leiter der Theorieabteilung „Hadronen und QCD“ an der GSI. Zuvor war er über zehn Jahre lang Professor an der University of Illinois at Urbana-Champaign sowie Postdoc an der SUNY. Studiert und promoviert hat er an der Uni Bonn. Sein Forschungsgebiet ist die theoretische Kern- und Hadronenphysik.



¹⁵⁾ Dazu zählen z. B. Spin-0- und Spin-1-Paarung, „gapless“-Supraleiter oder so genannte LOFF (Larkin-Ovchinnikov-Fulde-Farrell)-Phasen.