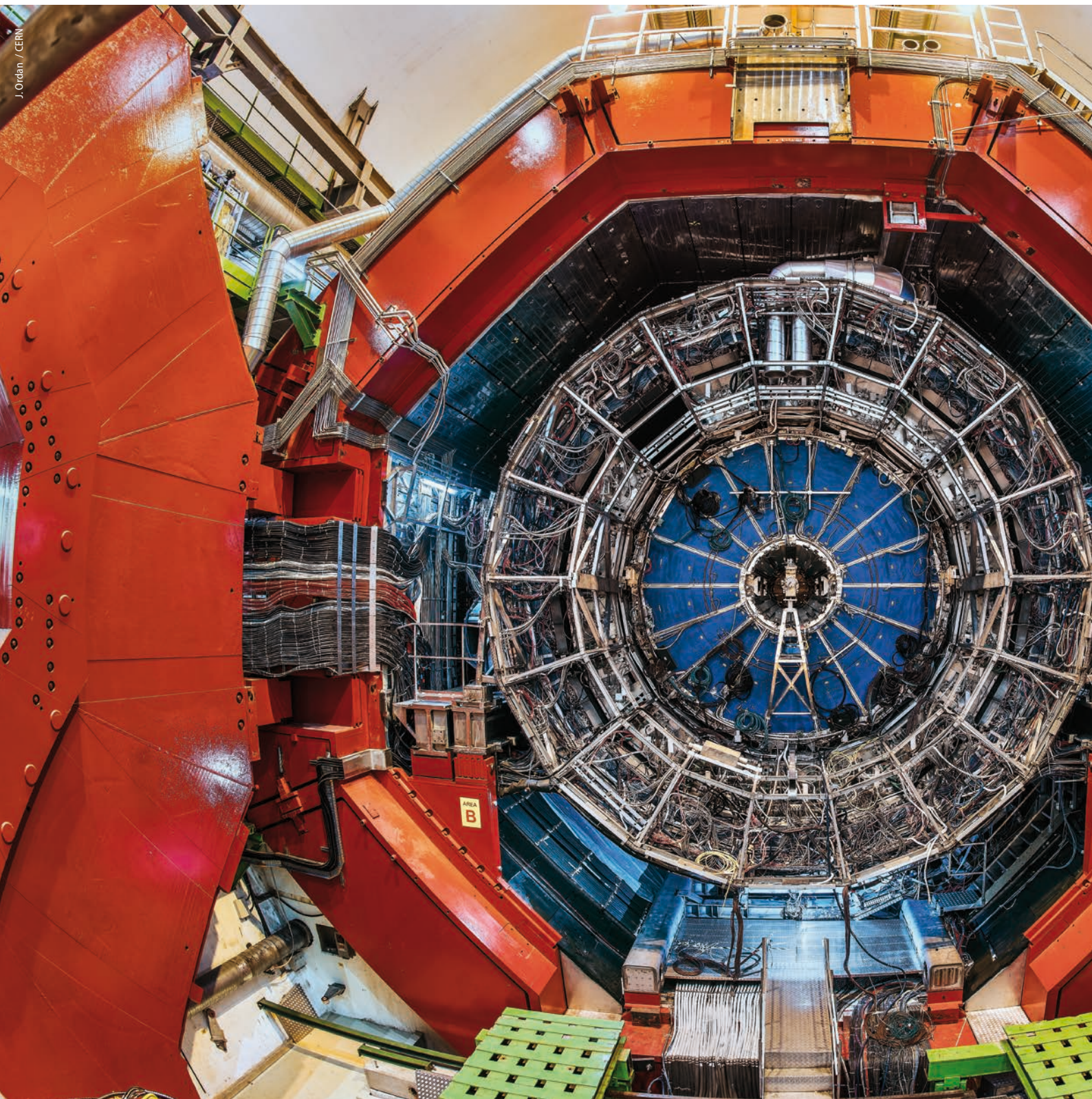


# Das Phasendiagramm der QCD entschlüsseln

Kern-Kern-Kollisionen bei hohen Energien können Licht auf die Frage werfen, wie der Phasenübergang von hadronischer Materie zum Quark-Gluon-Plasma geschieht.

Peter Braun-Munzinger und Johanna Stachel





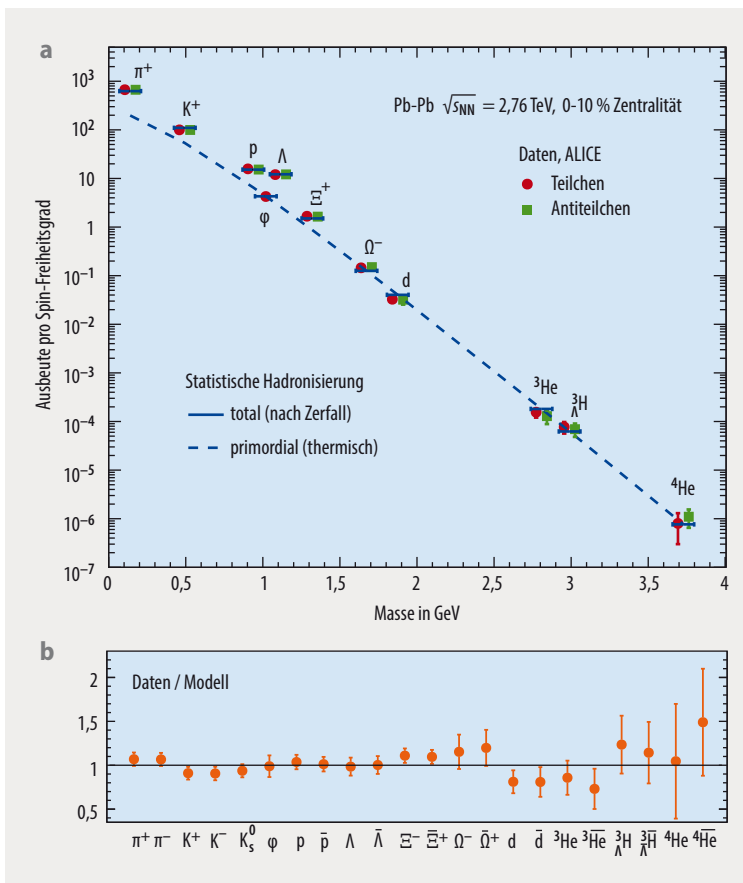
Bei sehr hoher Temperatur verwandelt sich die uns umgebende Materie in einem Phasenübergang in ein wechselwirkendes Gas aus Quarks und Gluonen, den elementaren Bausteinen der starken Wechselwirkung. Erste Einblicke in die Struktur dieses Phasenübergangs lieferten theoretische Untersuchungen im Rahmen der Gitter-Eichtheorie der starken Wechselwirkung. Aus der Analyse des beobachteten thermischen Verhaltens der Teilchenproduktion in ultra-relativistischen Kern-Kern-Stößen leiten sich quantitative Informationen über die Phasenstruktur solch extremer Materie ab.



Die Struktur des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie besser zu verstehen, ist seit etwa drei Jahrzehnten das Ziel intensiver Forschungsanstrengungen [1]. Zusammenfassungen der theoretischen und experimentellen Anstrengungen und Ergebnisse kurz vor dem Start des Large Hadron Collider (LHC) am CERN in Genf finden sich in [2, 3]. In der Quantenchromodynamik (QCD) nimmt die Kopplungskonstante der QCD für Wechselwirkungen zwischen ihren Konstituenten, den Farbladung tragenden Quarks und Gluonen, mit wachsendem Relativimpuls ab. Kurz nach der Entdeckung dieser asymptotischen Freiheit erkannte man, dass Materie aus Quarks und Gluonen bei sehr hohen Dichten und/oder Temperaturen völlig andere Eigenschaften haben sollte als normale Kernmaterie, wie sie im Zentrum schwerer Atomkerne existiert. Solch heiße Quarkmaterie ist nämlich auch charakterisiert durch hohe Impulse der Konstituenten. In diesem Materiezustand können sich Quarks und Gluonen nahezu frei bewegen: Der Farbeinschluss, der ihre Bewegung in Kernmaterie auf Dimensionen des Radius eines Protons einschränkt, ist aufgehoben. Solche Materie existierte im frühen Universum bis etwa 10 Mikrosekunden nach dem Urknall [4] und wurde nach Edward Shuryak [5] Quark-Gluon Plasma (QGP) genannt. Ähnlich wie im Urknall besteht das am LHC produzierte QGP in (nahezu) gleichen Anteilen aus Materie und Antimaterie.

Das Phasendiagramm der QCD beschreibt die unterschiedlichen Phasen der starken Wechselwirkung: die hadronische Phase, in der die gegenwärtig bekannten Teilchen der starken Wechselwirkung, die Hadronen, existieren, sowie die QGP-Phase aus Quarks und Gluonen. Die Quarkmaterie-Forschung soll unter anderem beantworten, bei welcher Temperatur und Dichte der Übergang zwischen beiden Phasen stattfindet und wie aus den frei beweglichen, Farbladung tragenden Quarks und Gluonen die farblosen Hadronen entstehen, in denen die Konstituenten eingeschlossen sind (confinement). Im Folgenden beschreiben wir, wie man aus der Messung von Hadronen, die in Kern-Kern-Stößen bei hoher Energie entstehen, die Übergangstemperatur zwischen den beiden Phasen bestimmen kann. Die Ordnung des Phasenübergangs ist bisher nicht experimentell bestimmt, theoretische Analysen [1] geben aber sehr überzeugende Hinweise, dass zumindest für das bei LHC-Energien produzierte QGP der Phasenübergang kontinuierlich ist („cross over“) [6].

◀ Blick in das Innere des ALICE-Detektors mit den geöffneten Magnettüren (rot). Das Magnetinnere ist rund 12 Meter hoch. Man sieht die Spurendriftkammer (TPC, blau) und weiter außen die 18 Sektoren des Übergangsstrahlungsdetektors (TRD) sowie des Flugzeitdetektors (TOF). Die Strahlen des LHC treffen sich in der Mitte im Innern der zentralen Öffnung. Der 6-lagige Si-Vertex-Detektor, der sich dort befand, ist schon entfernt und macht Platz für den neuen Si-Pixel-Detektor. Die TPC und Teile des TRD befinden sich gegenwärtig im Reinraum und werden aufgerüstet für die 2021 beginnende Hochluminositätsphase des LHC.



**Abb. 1** Vergleich der Abhängigkeit der gemessenen hadronischen Häufigkeiten von der Teilchenmasse mit den Vorhersagen des SHM (a). Die gestrichelte Linie ist die Vorhersage vor Berücksichtigung der starken und elektromagnetischen Teilchenzerfälle, die durchgehenden Balken danach. Die Teilchenhäufigkeiten (b) stimmen hervorragend mit den Fits überein. Weitere Informationen siehe Text.

Wenn es gelingt, Kernmaterie mit genügend hoher Dichte und/oder Temperatur im Labor zu produzieren, sollte es möglich sein, die Eigenschaften dieser Urknallmaterie, d. h. Struktur und Phasen, zu untersuchen. Dafür sind immense Dichten und Temperaturen nötig. Aus diesem Grund bieten einzig Kollisionen zwischen hochenergetischen Atomkernen, in denen ein heißer Feuerball entsteht, die Möglichkeit, ein Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen.

Erste Evidenz für die Erzeugung eines solchen Plasmas in Laborexperimenten fanden sich am SPS-Beschleuniger des CERN [7]. Mit dem Start des ersten dedizierten Schwerionen-Kolliders RHIC am Brookhaven National Laboratory in den USA gelang es nicht nur, diese Resultate zu bestätigen, sondern auch neue Observable zu entdecken, die wichtige Einblicke in die Physik des QGP erbrachten. Insbesondere lieferte die Analyse der durch Druckgradienten im Feuerball hervorgerufenen Anisotropie der Hadronenverteilung in der Ebene senkrecht zum Strahl starke Hinweise darauf, dass das QGP sich eher wie eine ideale Flüssigkeit als wie ein schwach wechselwirkendes Gas von Quarks und Gluonen verhält [3].

Mit dem Start der ersten Experimente mit Bleistrahlern am LHC begann eine neue Ära der Präzisionsphysik für Teilchenproduktion mit einer ganzen Reihe von wichtigen und zum Teil spektakulären Resultaten. Im Folgenden kon-

zentrieren wir uns auf die Messungen am LHC, die Einblick in das Phasendiagramm des Quark-Gluon-Plasma geben. Neuere Übersichtsartikel zum gesamten LHC-Programm mit Kern-Kern-Kollisionen finden sich in [8, 9].

Information über das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie [6] lässt sich in der Tat – das ist eine der überraschenden Neuentwicklungen der letzten Jahre – aus Präzisionsmessungen der Teilchenproduktion in Kern-Kern-Kollisionen bei hoher Energie ableiten. Die entsprechenden Messungen dazu kommen fast ausschließlich aus dem RHIC-Programm und dem ALICE-Experiment am LHC, das es erlaubt, alle produzierten Hadronen bezüglich ihrer Masse und Ladungszahl genau zu identifizieren. Dieses Experiment wurde von 2000 bis 2008 aufgebaut und hat zwischen 2009 und 2018 Daten genommen, insbesondere in vier Kampagnen mit Blei-Blei-Kollisionen (Pb-Pb). Fast 2000 Physiker von 175 Forschungsinstituten aus 40 Ländern sind daran beteiligt.

Der ALICE-Detektor hat in den letzten neun Jahren in zwei verschiedenen Runs Daten für Pb-Pb-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien pro Nucleonenpaar von  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  und  $5,02$  TeV genommen. Dabei lag großer Wert darauf, die Impulsspektren all jener Hadronen präzise zu vermessen, die nicht über die starke Wechselwirkung zerfallen können. Aus diesen Impulsspektren wird durch Integration über die senkrecht zur Strahlrichtung liegende Impulskomponente die Teilchenausbeute oder genauer die Rapiditätsdichte  $dN/dy$  bestimmt. Die Rapidität  $y$  ist ein logarithmisches Maß für die Impulskomponente bzw. die Geschwindigkeit eines Teilchens entlang der Strahlrichtung. Sie ist so definiert, dass bei der Geschwindigkeit  $y = 0$  das Schwerpunktsystem der kollidierenden Kerne in Ruhe ist. Die Rapidität lässt sich auch mit dem Winkel assoziieren, unter dem die Teilchen emittiert werden. So entspricht  $y = 0$  der Teilchenemission unter  $90^\circ$ , d. h. senkrecht zu den kollidierenden Teilchenstrahlen. Im Folgenden werden wir uns auf die Teilchenausbeute aus der Region um  $y = 0$  konzentrieren, also auf Emission innerhalb eines Winkelbereichs von  $-27,5^\circ$  bis  $+27,5^\circ$  relativ zur Strahlnormalen.

Bei einer zentralen Kollision zweier Blei-Kerne bei hoher Energie entsteht ein heißer, dichter Feuerball, der in der Anfangsphase der Kollision aus Quarks und Gluonen, dem QGP, besteht [2, 3]. Dieser Feuerball expandiert und kühlt sich ab, bis die Temperatur der Phasengrenze zwischen QGP und hadronischer Materie erreicht ist. Dort entstehen aus den Quarks und Gluonen Hadronen, die der ALICE-Detektor nachweisen kann.

Im Laufe der letzten 25 Jahre stellte sich heraus, dass die gemessenen Ausbeuten der Hadronen sehr gut zu beschreiben sind unter der Annahme, dass der Feuerball zumindest zum Zeitpunkt der Hadronenproduktion nahe am thermischen Gleichgewicht ist, d. h. dass thermodynamische Größen wie Druck  $P$  und Temperatur  $T$  das System sinnvoll charakterisieren können. Unter dieser Annahme eignen sich die nicht-perturbativen Methoden der Gitter-Eichtheorie, um die Zustandssumme  $Z$  und damit alle thermodynamischen Größen des Feuerballs wie Druck  $P$ , Energiedichte  $\varepsilon$ , Teilchendichte  $n$  etc. auszurechnen. Allerdings ist die QCD-Lagrange-Dichte nur in den Freiheits-



graden der Quarks und Gluonen definiert [8], während im Experiment aufgrund des Farbeinschlusses ausschließlich Hadronen gemessen werden. Hier hilft die Tatsache, dass in der hadronischen Phase nahe der Phasengrenze zum QGP die QCD-Zustandssumme in sehr guter Näherung durch ein statistisches Ensemble von Hadronen, das Hadronenresonanzgas (HRG), zu beschreiben ist [6].

Der HRG-Ansatz erlaubt es, für jede Hadronenspezies die thermische Teilchendichte als Funktion von Temperatur  $T$  und baryochemischem Potential  $\mu_B$  zu berechnen. Letzteres charakterisiert die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie: Bei sehr hohen Energien wie am LHC verschwindet  $\mu_B$ , und Materie sowie Antimaterie werden gleich häufig produziert. Zu niedrigen Kollisionsenergien hin wächst  $\mu_B$ , und die Anzahl der Baryonen kann die der Antibaryonen im Feuerball um ein Vielfaches übersteigen. Die thermischen Teilchendichten sind mit dem Volumen  $V$  des Feuerballs zu multiplizieren, um dann aus einem Fit der gemessenen Hadronenausbeuten die Parameter  $T$  und  $\mu_B$  zu bestimmen. Das Volumen  $V$  ergibt sich durch Abzählen aller im Intervall  $\pm 27,5^\circ$  gemessenen Hadronen [6]. Das entsprechende phänomenologische Modell ist als Statistisches Hadronisationsmodell (SHM) bekannt.

## Statistische Hadronisierung – leichte Quarks

Die Beschreibung von Teilchenproduktion im statistischen Hadronisationsmodell ist besonders transparent für LHC-Daten, in denen das chemische Potential  $\mu_B$  verschwindet, da Teilchen und Antiteilchen – und insbesondere auch Baryonen und Antibaryonen – mit gleicher Wahrscheinlichkeit produziert werden. Damit bleiben nur  $T$  und  $V$  als Parameter, um den hadronischen Endzustand zu beschreiben. Die Daten der ALICE-Kollaboration [6] haben mittlerweile mit relativen Unsicherheiten von etwa 5 % für die am häufigsten produzierten Teilchen (Pion, Kaon, Proton) eine hohe Genauigkeit erreicht. Um die Daten mit dem SHM richtig wiederzugeben, sind die starken und elektromagnetischen Zerfälle aller Hadronen sowie Beiträge von Zerfällen von Hadronen mit schweren Quarks zu berücksichtigen.

Der Vergleich von Daten mit dem SHM ist in **Abb. 1a** für zentrale Pb-Pb-Stöße bei  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV gezeigt. Die Vorhersage stimmt innerhalb des SHM über einen Bereich von mehr als neun Größenordnungen extrem gut mit den Daten quantitativ überein. Die Teilchen-Antiteilchen-Symmetrie führt zu einem verschwindenden chemischen Potential. Daher hängt die Produktionshäufigkeit von Teilchen mit „strangeness“ nur noch von ihrer Masse in Relation zur Temperatur  $T$  ab. Für schwere Teilchen mit Masse  $M \gg T$  ohne Beiträge von Resonanzzerfällen reduziert sich die SHM-Vorhersage für die Massenabhängigkeit im Wesentlichen auf eine Boltzmann-Verteilung mit Hadronenausbeuten proportional zu  $M^{3/2} \exp(-M/T)$ .

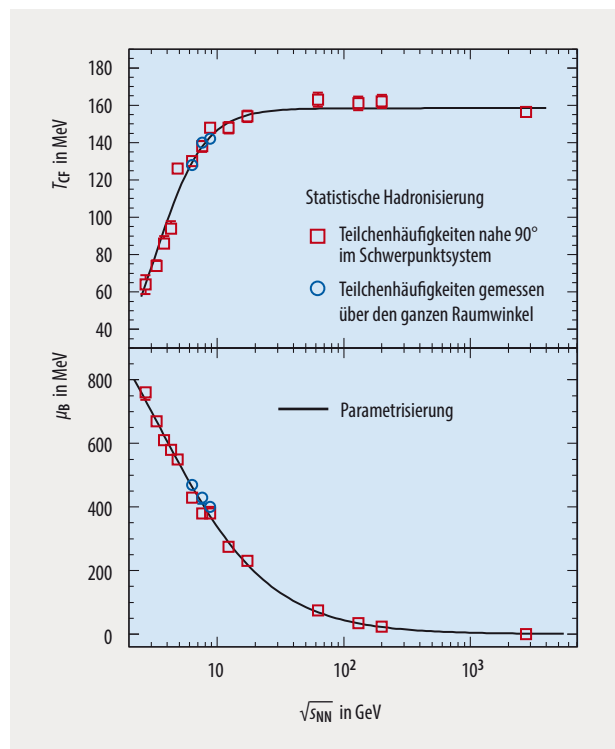
Die Beschreibung aller Teilchenhäufigkeiten ist beeindruckend genau (**Abb. 1b**): Der beste Fit entspricht einer Temperatur  $T_{CF} = 156,6 \pm 1,5$  (stat.)  $\pm 3$  (syst.) MeV und einem Volumen  $V = 4175 \pm 410$  fm<sup>3</sup> bei einem  $\chi^2$ -Wert pro Freiheitsgrad von 0,89. Der Zeitpunkt, an dem die Teilchenproduktion stattfindet und die Häufigkeiten festgelegt

werden, heißt auch der Punkt des hadrochemischen Ausfrierens (hadro-chemical freeze-out).

Bemerkenswert und höchst nichttrivial ist, dass die experimentell bestimmte Ausfrieretemperatur sehr gut mit den neuesten Berechnungen aus der Gitter-Eichtheorie für die (pseudo-)kritische Temperatur von  $156,5 \pm 1,5$  MeV für den QCD-Phasenübergang vom QGP in die hadronische Phase [10] übereinstimmt. Das bestätigt auch unsere oben angeführten Argumente zur Dualität nahe der Phasengrenze zwischen einer Beschreibung der QCD mit Quark-Gluon-Freiheitsgraden und der Beschreibung durch das SHM basierend auf hadronischen Freiheitsgraden.

In der ursprünglichen Analyse [6] zeigte sich als größte Abweichung zwischen Daten und SHM-Vorhersage eine  $2,7 \sigma$ -Diskrepanz für Protonen und Antiprotonen. Diese „Protonenanomalie“ war Gegenstand vieler Diskussionen und Publikationen in den vergangenen acht Jahren. Eine kürzlich erschienene Arbeit [11] zeigt, dass die Anomalie quantitativ zu erklären ist, wenn man berücksichtigt, dass die Resonanzen im Pion-Nukleon-System zum Teil in ihrer Verteilung stark von idealen Breit-Wigner-Zuständen abweichen. Diese Abweichungen lassen sich vollständig berücksichtigen, wenn man statt Resonanz-Masse und -Breite die gemessenen Streuphasen für die Pion-Nukleon-Streuung in die SHM-Analyse aufnimmt. Dies ist in **Abb. 1a** bereits berücksichtigt, damit zeigt **Abb. 1b**, dass die Protonenanomalie vollständig verschwunden ist.

Die in **Abb. 1a** gezeigten Häufigkeiten beinhalten auch Daten für leichte Atomkerne und für das Hypertriton.



**Abb. 2** Die thermischen Parameter  $T_{CF}$  und  $\mu_B$  hängen von der Schwerpunktsenergie pro kollidierendem Nukleonenpaar ab. Die Ergebnisse resultieren aus SHM-Analysen von gemessenen Teilchenhäufigkeiten für zentrale Pb-Pb- bzw. Au-Au-Kollisionen an verschiedenen Beschleunigern. Die durchgezogene Linie entstand durch Interpolation zwischen den verschiedenen Messpunkten.

Das ist ein gebundener Zustand aus Proton, Neutron und  $\Lambda$ -Hyperon. Die Häufigkeiten für diese Teilchen wurden vor dem Start des LHC-Beschleunigers auf Basis von SHM-Analysen von Daten bei niedrigeren Energien vorhergesagt [6]. Die exzellente Übereinstimmung ist besonders bemerkenswert, da diese Atomkerne nur schwach gebunden sind. Der leichteste Atomkern, das Deuteron, besteht aus einem Proton und einem Neutron und hat eine Bindungsenergie von 2,2 MeV. Sie ist sehr klein verglichen mit der gemessenen Produktionstemperatur von 156,5 MeV und damit sehr viel kleiner als die mittlere thermisch-kinetische Energie von rund 200 MeV der Teilchen im Feuerball. Damit wäre zu erwarten, dass die hochenergetischen Teilchen im Feuerball jedes Deuteron sofort wieder spalten. Im Hypertriton ist das  $\Lambda$ -Teilchen nur um 0,13 MeV gebunden. Dennoch stimmt die gemessene Häufigkeit gut mit der SHM-Vorhersage überein.

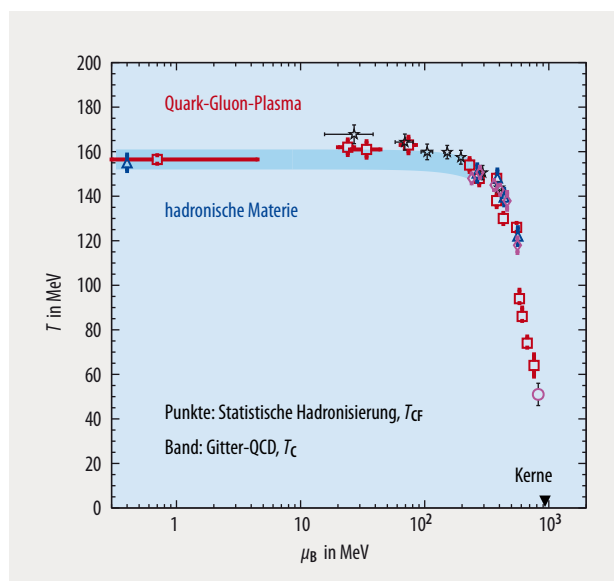
Dieses überraschende Ergebnis hat zu intensiven Diskussionen und vielen, teils sehr unterschiedlichen Erklärungsversuchen geführt. In [6] schlagen wir die Bildung von intermediären, kompakten Multiquark-Zuständen als Ausweg aus dem Bindungsenergie-Dilemma vor. Der Übersichtsartikel [12] diskutiert Lösungen, in denen die Kerne durch Koaleszenz aus Baryonen aus dem Feuerball entstehen. In den kommenden Jahren wird der für die Hochluminositätsphase des LHC erheblich verbesserte ALICE-Detektor die vergleichsweise seltenen Kollisionen mit Hypertriton im Endzustand im Detail untersuchen, um die Situation zu klären.

Die Teilchenproduktion in relativistischen Kern-Kern-Stößen ist nicht nur bei LHC-Energien thermischer Natur, sondern zeigt auch bei niedrigeren Energien am RHIC, am SPS des CERN und am AGS-Beschleuniger in Brookhaven sehr ähnliches Verhalten [6]. SHM-Analysen der von vielen Kollaborationen gemessenen Produktionshäufigkeiten liefern für jede Energie ein Paar von Parametern  $T_{CF}$ ,  $\mu_B^{CF}$ ,

die den jeweiligen thermischen Punkt definieren, an dem die Teilchenhäufigkeiten ausfrieren.

Die Resultate dieser Analysen zeigen eine charakteristische Energieabhängigkeit (**Abb. 2**): Mit fallender Energie wächst das chemische Potential  $\mu_B$  von verschwindend kleinen Werten oberhalb von  $\sqrt{s_{NN}} = 2$  TeV bis zu nahe 800 MeV bei den kleinsten gemessenen Kollisionsenergien. Dieser Anstieg reflektiert die Beobachtung, dass die bei LHC-Energien beobachtete Materie-Antimaterie-Symmetrie bei niedrigeren Energien immer deutlicher gebrochen wird. Dann stoppen sich die Atomkerne gegenseitig ab, während die Kernmaterie bei hoher Energie transparent wird. Die Ausfrieretemperatur  $T_{CF}$  steigt dagegen mit wachsender Energie zunächst stark an, um sich ab etwa 10 GeV einem asymptotischen Wert von etwa 158 MeV anzunähern. Dieses Verhalten ist charakteristisch für einen Phasenübergang von hadronischer Materie zu Quarkmaterie: Mit wachsender Energiezufuhr steigt die Temperatur der hadronischen Materie beim Ausfrieren der Häufigkeiten. Nur diese Temperatur wird durch die SHM-Analyse bestimmt, bis zu einem maximalen Wert, der auch bei beliebig großer Energiezufuhr nicht überschritten wird. Wir identifizieren daher den beim LHC präzise gemessenen Wert  $T_{CF}$  mit der pseudo-kritischen Temperatur für den Übergang von hadronischer Materie zum QGP. Dass dieser Wert innerhalb der Messgenauigkeit mit der aus der Gitter-Eichtheorie bestimmten Größe für die (pseudo-)kritische Übergangstemperatur der QCD übereinstimmt, zeigt die Konsistenz dieser Überlegungen. Somit ist es erstmals gelungen, aus relativistischen Kern-Kern-Stößen eine fundamentale Größe der starken Wechselwirkung zu bestimmen.

Dieses Resultat ist im Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie illustriert (**Abb. 3**). Das farbige Band repräsentiert die neuesten, sehr genauen Resultate aus der Gitter-Eichtheorie [10] für die  $\mu_B$ -Abhängigkeit der (pseudo-)kritischen Übergangstemperatur. Diese stimmt sehr gut mit der aus relativistischen Kern-Kern-Stößen bestimmten Ausfrieretemperatur  $T_{CF}$  für chemische Potentiale  $\mu_B$  kleiner als 300 MeV überein. Das zeigt, dass in diesem Teil des Phasendiagramms die Hadronenhäufigkeiten direkt die Phasengrenze zwischen QGP und hadronischer Materie markieren. Die Fehler der Daten von RHIC erreichen allerdings noch nicht die Präzision der Gitter-Eichtheorie. Zudem ist das Phasendiagramm für größere Werte von  $\mu_B$  noch ziemlich unverstanden. Wegen des bisher ungelösten Vorzeichenproblems der Fermiondeterminante [8] lassen sich die Gitter-Eichtheoriekurven gegenwärtig nicht auf größere Werte von  $\mu_B$  ausdehnen. Zu erwarten ist, dass sich die Ausfrierpunkte bei großem  $\mu_B$  den Werten annähern, die im Inneren großer Atomkerne gelten, d. h.  $T = 0$  und  $\mu_B = 931,5$  MeV. Atomkerne bestehen definitiv nicht aus Quarkmaterie, sondern erhalten ihre Struktur als selbstgebundene Zustände von Nukleonen, in deren Innerem Quarks eingeschlossen sind. Daher sollte die Phasengrenze bei sehr niedrigen Temperaturen stark von der Systematik abweichen, die aus Kern-Kern-Kollisionen extrahiert wurde. Für weitere Fortschritte werden neue Experimente und Messungen bei niedrigeren Energien, d. h. höheren Werten von  $\mu_B$ , an den neuen Beschleunigerprojekten FAIR bei GSI



**Abb. 3** Das farbige Band im Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie beschreibt die neuesten Resultate der Gitter-Eichtheorie [10]. Die experimentellen Punkte entstammen SHM-Analysen der Teilchenproduktion in zentralen Kern-Kern-Kollisionen.

und NICA in Dubna sowie am RHIC und am J-PARC in Japan geplant. Erste Resultate sind in der kommenden Dekade zu erwarten.

## Statistische Hadronisierung – schwere Quarks

Lässt sich die statistische Hadronisierung auch auf die Produktion von Hadronen mit schweren Quarks ausdehnen? Die Annahme liegt nahe, dass das nicht der Fall ist. Die Massen der Charm- und Beauty-Quarks sind mit  $m_c = 1,28$  GeV und  $m_b = 4,18$  GeV erheblich größer als die charakteristische QCD-Skala,  $\Lambda_{\text{QCD}} = 332$  MeV [13]. Weiterhin sind beide Massen viel größer als die (pseudo-)kritische Temperatur  $T_c = 156,5$  MeV und die maximal in Kollisionen, selbst bei LHC-Energien, erreichte Temperatur. Damit ist die thermische Produktion schwerer Quarks stark unterdrückt: Im chemischen Gleichgewicht enthält der Feuerball auch bei gegenwärtiger LHC-Energie einen vernachlässigbar kleinen Anteil an Charm- und Beauty-Quarks.

Andererseits werden schwere Quarks mit erheblicher Ausbeute in Kern-Kern-Kollisionen bei hoher Energie produziert, und zwar in harten Stößen, die vor der Thermalisierung stattfinden – allerdings mit kinematischen Verteilungen, die weit weg von Gleichgewichtsverteilungen sind. Die Annihilationsrate von Charm-Quarks im Feuerball ist sehr klein, sodass die gesamte Anzahl schwerer Quarks während der Evolution des Feuerballs mit sehr guter Genauigkeit erhalten bleibt. Die Anzahl der durch harte Stöße produzierten schweren Quarks ist bei LHC-Energien um ein Vielfaches größer als die der eventuell zusätzlich thermisch produzierten.

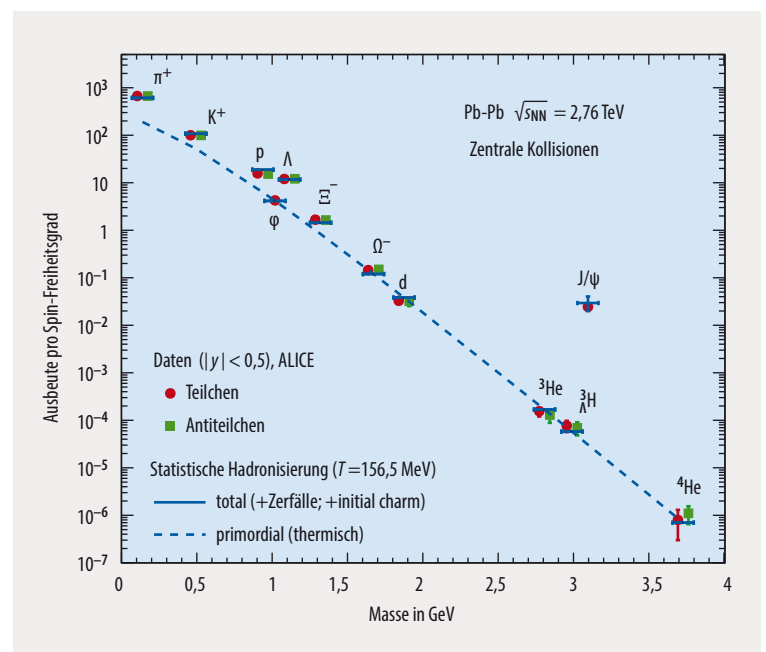
Eine ausgezeichnete Rolle in der QGP-Physik spielen die  $J/\psi$ -Mesonen. Das sind Positronium-ähnliche Triplett-1S gebundene Zustände aus einem Charm-Quark und einem Anticharm-Quark. In einer einflussreichen Arbeit schlugen Satz und Matsui 1986 vor [14], dass die  $J/\psi$ -Häufigkeiten in einem aus QGP bestehenden Feuerball stark unterdrückt sein sollten verglichen mit den Erwartungen für einen Feuerball aus hadronischer Materie: Im QGP wird demnach durch Debye-Abschirmung im farbladungsdichten Gluonmedium der Bindungszustand der  $J/\psi$ -Mesonen aufgelöst. Erste  $J/\psi$ -Messungen am SPS und später am RHIC zeigten in der Tat eine Unterdrückung, die allerdings überraschenderweise nicht von der Kollisionsenergie abhing. Wäre bei Messungen mit Kern-Kern-Stößen bei den viel höheren LHC-Energien, wo die Gluondichte im Feuerball besonders hoch ist, eine stark reduzierte Anzahl von  $J/\psi$ -Mesonen als klares Signal für das QGP zu erwarten?

Die erwartete große Anzahl von Charm-Quarks im Feuerball bei LHC-Energien hat uns vor zwanzig Jahren dazu geführt, einen neuen Prozess vorzuschlagen, in dem Hadronen mit Charm, insbesondere auch Charmonia wie das  $J/\psi$ -Meson, in einem thermisch mit Charm- und Anticharm-Quarks stark übersättigten Feuerball bei der Hadronisierung entstehen können [15]. Das Statistische Hadronisierungsmodell mit Charm (SHMC) basiert auf der Annahme, dass die schweren Quarks durch Streuung mit leichten Quarks und Gluonen im heißen und dichten Feuerball nahe an das lokale thermische Gleichgewicht kommen, d. h.

ihre kinematischen Verteilungen sind durch thermische Verteilungen mit der lokalen Temperatur im Feuerball zu beschreiben. Im Laborsystem ist der lokalen thermischen Bewegung die starke hydrodynamische Expansion des Feuerballs überlagert. Die Abweichung der Anzahl schwerer Quarks vom Gleichgewichtswert wird durch einen Fugazitätsfaktor  $g_c$  beschrieben, der mit der Kollisionsenergie stark anwächst und für LHC-Energien 25 bis 30 beträgt. Nimmt man weiterhin an, dass sich die  $J/\psi$ -Mesonen aus unkorrelierten Charm- und Anticharm-Quarks bilden, ist sofort einsichtig, dass ihre Häufigkeiten um einen Faktor  $g_c^2$  über den im standard-thermischen Modell berechneten Werten liegen sollten. Kurz nach unserem Vorschlag wurde ein alternativer Prozess für die  $J/\psi$ -Produktion vorgeschlagen, der auf kontinuierlicher Produktion und Zerstörung von Charmonia im Quark-Gluon-Plasma basiert [16].

Gemäß unseren Überlegungen sollte man am LHC erhöhte  $J/\psi$ -Häufigkeiten erwarten, im Gegensatz zur Vorhersage von Matsui und Satz. Die gegenwärtige Daten-situation zeigt auf den ersten Blick (**Abb. 4**), dass das aus schweren Quarks bestehende  $J/\psi$ -Meson viel häufiger produziert wird als allein aufgrund seiner Masse zu erwarten wäre (vgl. die Häufigkeit von Hypertriton). Der Grad der gemessenen Überhöhung stimmt im Rahmen der Messgenauigkeiten gut mit den Vorhersagen des SHMC überein. Der Fugazitätsfaktor  $g_c$  ist dabei kein freier Parameter, sondern leitet sich aus dem gemessenen Produktionsquerschnitt für Charm-Quarks ab. Im SHMC lassen sich damit die Häufigkeiten von Charmonia (und aller Hadronen mit Charm-Valenzquarks) ohne weitere Parameter berechnen. Auch Messungen des hydrodynamischen Flusses von  $J/\psi$ -Mesonen sowie der Produktion des 2S-Zustands  $\psi'$  unterstützen die Interpretation, dass Charmonia bei LHC-Energien an der statistischen Hadronisierung teilnehmen [6, 11].

Aus diesen Resultaten ist direkt evident, dass die Charm-Quarks im Feuerball nicht in Hadronen eingeschlossen



**Abb. 4** Vergleich der SHM-Vorhersagen mit gemessenen hadronischen Häufigkeiten inklusive dem  $J/\psi$ -Meson in zentralen Pb-Pb-Kollisionen bei LHC-Energie



sind, sondern sich frei bewegen können. Somit ist der in der Hadronenwelt existierende Farbeinschluss aufgehoben (deconfined quarks). Im SHMC wird nämlich die Fugazität  $g_c$  ausgerechnet unter der Annahme, dass alle Charm-Quarks sich mit allen Anticharm-Quarks im Feuerball-Volumen  $V \approx 4100 \text{ fm}^3$  entsprechend einer Rapiditätseinheit verbinden können. Wegen des großen Volumens betragen typische Distanzen, über die sich Charm-Quarks bewegen, rund 8 fm und sind damit viel größer als typische Radien von Hadronen. Der Ladungsradius des Protons ist kleiner als 1 fm, und Mesonen mit Charm-Quarks sind kleiner. Damit ist es erstmals gelungen, die Existenz von „deconfined quarks“ direkt nachzuweisen.

Die statistische Hadronisierung schwerer Quarks lässt sich in vielen Aspekten weiter testen. Insbesondere im Hinblick auf die Unterscheidung zwischen SHMC und dem in [16] vorgestellten Modell ist es wichtig, nicht nur die Ausbeuten von  $J/\psi$ -Mesonen und deren Rapiditätsabhängigkeit zu vermessen, sondern auch die entsprechenden Größen für die angeregten  $\psi$ - und  $\chi_c$ -Zustände sowie deren Transversalimpulsverteilungen und azimuthale Anisotropien. Dieses Programm ist am LHC gestartet und wird mit viel größerer Genauigkeit bei den nächsten beiden Runs in der kommenden Dekade untersucht.

Das Verhältnis  $\psi'/(J/\psi)$  kann Aufschluss geben über die Temperatur, bei der die beiden Mesonen entstehen. Im SHMC werden alle Teilchen an der Phasengrenze produziert, während im Modell in [16] die Produktion kontinuierlich während der gesamten Feuerball-Evaluation stattfindet. Die geplanten Messungen können Licht auf die fundamentale Frage werfen, ob farbneutrale Charmonia als gebundene Zustände im QGP existieren können oder ob alle farblosen Zustände an der Phasengrenze entstehen.

Auch die Produktionsraten von Baryonen mit Charm-Quarks sollten mit einem Faktor  $g_c^n$ , wobei  $n$  die Anzahl der Charm-Quarks im Baryon ist, erhöht werden – eine Vorhersage, die sich schon gegenwärtig im ALICE-Experiment testen lässt.

## Ausblick

Ein thermischer Ansatz ist in der Lage, die Hadronenproduktion in hochenergetischen Kern-Kern-Kollisionen über viele Größenordnungen zu beschreiben, obwohl der Feuerball, der in solchen Kollisionen entsteht, ein isoliertes Quantensystem ist. Diese Beobachtung ist erstaunlich, aber nicht einzigartig. Ähnliche Fragen tauchen in Untersuchungen von kalten Quantengasen oder Schwarzen Löchern auf [17, 18]. Ob die Thermalisierung durch die Verschränktheit von expandierenden Subsystemen oder durch Streuprozesse geschieht, ist gegenwärtig noch offen.

Ungelöst ist auch die Frage, wie das Phasendiagramm der QCD bei hohen Dichten (großen  $\mu_B$ -Werten) quantitativ zu verstehen ist. Unter Umständen kann die Messung schwach gebundener Zustände, wie sie bei NICA und FAIR geplant ist, diese Frage beantworten. Auch die Zukunft am LHC bleibt spannend mit dem Beginn der Präzisionsphase von ultra-relativistischen Kern-Kern-Stößen bei höchsten Energien.

\*

Wir danken den ALICE-Gruppen bei GSI und in Heidelberg für zwei Jahrzehnte gemeinsamer wissenschaftlicher Arbeit sowie Anton Andronic (U Münster) und Krzysztof Redlich (U Wroclaw) für die Freude, zusammen das QCD-Phasendiagramm zu erforschen. Finanzielle Unterstützung von der HGF, dem BMBF und der DFG im SFB1225/ISOQUANT hat diese Arbeiten ermöglicht.

## Literatur

- [1] P. Braun-Munzinger und J. Wambach, Rev. Mod. Phys. **81**, 1031 (2009)
- [2] P. Braun-Munzinger und J. Stachel, Nature **448**, 302 (2007)
- [3] B. V. Jacak und B. Müller, Science **337**, 310 (2012)
- [4] D. Boyanovsky, H. de Vega und D. Schwarz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **56**, 441 (2006)
- [5] E. V. Shuryak, Phys. Lett. **B78**, 150 (1978)
- [6] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich und J. Stachel, Nature, **561**, 321 (2018)
- [7] U. W. Heinz und M. Jacob, Evidence for a new state of matter: An Assessment of the results from the CERN lead beam program (2000)
- [8] P. Braun-Munzinger et al., Phys. Rep. **621**, 76 (2016)
- [9] W. Busza, K. Rajagopal und W. van der Schee, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **68**, 339 (2018)
- [10] A. Bazavov et al., Chiral crossover in QCD at zero and non-zero chemical potentials (2018)
- [11] A. Andronic et al., Phys. Lett. **B792**, 304 (2019)
- [12] P. Braun-Munzinger und B. Dönigus, Nucl. Phys. **A987**, 144 (2019)
- [13] C. Patrignani et al., Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016)
- [14] T. Matsui und H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986)
- [15] P. Braun-Munzinger und J. Stachel, Phys. Lett. **B490**, 196 (2000)
- [16] R. L. Thews et al., Phys. Rev. C **63**, 054905 (2001)
- [17] M. Rigol, V. Dunjko und M. Olshanii, Nature **452**, 854 (2008)
- [18] M. Gring et al., Science **337**, 1318 (2012)

## Die Autoren



**Peter Braun-Munzinger** wurde an der U Heidelberg mit einer am MPI für Kernphysik durchgeführten Dissertation promoviert und war ab 1976 Assistant Professor, ab 1982 als Full Professor an der SUNY, Stony Brook, tätig. Er folgte 1996 einem Ruf als Professor an die TH Darmstadt und

als Leitender Wissenschaftler an die Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt. Von 1998 bis Ende 2010 war er verantwortlich für die zentrale Spurendriftkammer TPC in ALICE. **Johanna Stachel** promovierte an der U Mainz mit einer an der GSI durchgeführten Arbeit zur Kernstruktur. Sie ging als Feodor Lynen-Fellow der Alexander von Humboldt-Stiftung an die SUNY, Stony Brook, wo sie rasch eine Tenure-Track-Professur bekam und 1994 zum Full Professor ernannt wurde. 1996 folgte sie einem Ruf nach Heidelberg. Sie ist langjährige Sprecherin der deutschen Forschergruppen am ALICE-Experiment und verantwortlich für den Übergangstrahlungsdetektor TRD.

**Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger**, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt; Phys. Institut, Universität Heidelberg, 69120 Heidelberg und Central China Normal University, Wuhan, China

**Prof. Dr. Johanna Stachel**, Phys. Institut, Universität Heidelberg