

Schwerionenphysik am RHIC

Mit großen Teilchenbeschleunigern kommt man dem Urknall nahe

Volker Eckardt, Norbert Schmitz und Peter Seyboth

Die Energie und Materie des Weltalls, aber auch Raum und Zeit selbst, sind – so sagt das heutige kosmologische Standardmodell – vor ca. 14 Milliarden Jahren in einem gewaltigen Urknall entstanden. Kurze Zeit danach bestand die hadronische Materie aus einem extrem heißen und dichten Gas quasifreier Quarks und Gluonen auf kleinstem Raum. Diesen ungewöhnlichen Materiezustand – Quark-Gluon-Plasma genannt – versucht man heute in hochenergetischen Kollisionen schwerer Atomkerne an großen Teilchenbeschleunigern künstlich herzustellen und zu erforschen. Die höchsten Energien erreicht man zur Zeit mit dem Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) des Brookhaven National Laboratory's (USA) und kommt somit dem Urknall am nächsten.

Im Juni 2000 ist am Brookhaven National Laboratory (BNL, Long Island, USA) der *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) in Betrieb gegangen, ein Speicherring, in dem Goldkerne (Au) in zwei entgegengesetzt zueinander umlaufenden Strahlen auf relativistische Energien bis zu $E = 19,7$ TeV pro Kern ($1 \text{ TeV} = 10^3 \text{ GeV} = 10^{12} \text{ eV}$) beschleunigt werden. In vier Wechselwirkungszonen werden die beiden Goldstrahlen gegeneinander gelenkt; dort finden hochenergetische Au-Au-Kollisionen statt, in denen aus der kinetischen Energie der kollidierenden Kerne mehrere tausend Sekundärteilchen pro Kollision erzeugt werden. Diese werden von vier unterschiedlichen Detektoren registriert. Hauptziel der Experimente ist es, das Verhalten hadronischer Materie (Kernmaterie) unter extremen Bedingungen, nämlich bei extrem hohen Temperaturen und Dichten zu studieren sowie die Dynamik und den räumlich-zeitlichen Ablauf einer energiereichen Kern-Kern-Reaktion mit schweren Kernen zu untersuchen. Insbesondere hofft man, dabei eine so hohe Energiedichte zu erreichen, dass aus den Nukleonen für kurze Zeit ein Plasma aus quasi-freien Quarks und Gluonen, ein so genanntes Quark-Gluon-Plasma (QGP) entsteht. Dies ist ein neuer, bisher unerforschter Materiezustand, dessen Existenz und Eigenschaften von der Quantenchromodynamik (QCD), der Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung der Quarks und Gluonen, vorhergesagt wurden. In den RHIC-Experimenten will man die Existenz des QGP nachweisen und seine Eigenschaften erforschen.

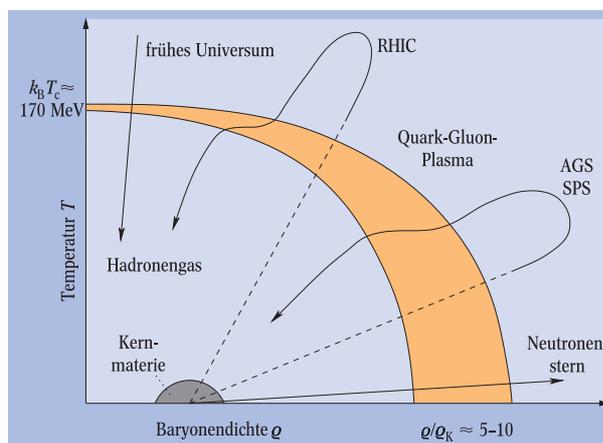


Abb. 1: In Abhängigkeit von Temperatur T und Baryondichte ρ befinden sich die Konstituenten der Materie – Quarks und Gluonen – in verschiedenen Zuständen mit sehr unterschiedlichen Eigenschaften. Während sie bei niedrigen Temperaturen und Dichten in Hadronen „gefangen“ sind, die die normale Kernmaterie bilden, gehen sie bei hohen Temperaturen und Dichten in ein Quark-Gluon-Plasma aus quasifreien Quarks und Gluonen über. Das Übergangsgebiet zwischen Hadronengas und QGP ist orange gekennzeichnet. Qualitativ eingezeichnet sind die Wege des frühen Universums bzw. eines zum Neutronensterne kollabierenden Sterninneren sowie die Wege einer Kern-Kern-Reaktion am SPS bzw. am RHIC.

Das Quark-Gluon-Plasma

Atomkerne bestehen bekanntlich aus Nukleonen (Protonen und Neutronen), die ihrerseits (zusammen mit den Hyperonen) zur größeren Klasse der Baryonen gehören. Diese stellen zusammen mit den Mesonen (z. B. Pion, Kaon) die Hadronen, die Teilchen der starken Wechselwirkung dar. Hadronen sind keine Elementarteilchen im strengen Sinne; sie sind vielmehr zusammengesetzt aus Partonen, nämlich aus Quarks (q), Antiquarks (\bar{q}) und Gluonen (g), wobei letztere die QCD-Kräfte (Farbkraft) zwischen den Quarks übertragen. Diese Kräfte sind so beschaffen, dass einzelne freie (Anti-)Quarks nicht existieren, sondern nur in den einfachsten „farbneutralen“ Kombinationen ($q_1\bar{q}_2$) (= Meson) oder ($q_1q_2q_3$) (= Baryon) bzw. ($\bar{q}_1\bar{q}_2\bar{q}_3$) (= Antibaryon) auftreten können. Diese Einbindung der Quarks in Hadronen wird als *Confinement* („Einkerkering“) bezeichnet.

Erhöht man in einem genügend großen System aus Hadronen (Hadronengas), z. B. in einem schweren Atomkern, die Temperatur T und/oder die Teilchen-

Dr. Volker Eckardt,
Prof. Dr. Norbert
Schmitz, Dr. Peter
Seyboth, Max-
Planck-Institut für
Physik, Föhringer
Ring 6, 80805 Mün-
chen

dichte n , so steigt die Energiedichte ε des Systems. Nach der QCD findet beim Erreichen einer kritischen Energiedichte ε_c ein Phasenübergang von der hadronischen zu einer partonischen Phase statt [1]:

Die Hadronen verlieren ihre individuelle Stabilität, sie lösen sich auf („schmelzen, verdampfen“), d. h. die Partonen werden aus ihrer Einkerkung befreit – ein Vorgang, der *Deconfinement* genannt wird. Ein Hadrongas geht somit über in ein heißes, dichtes QGP aus

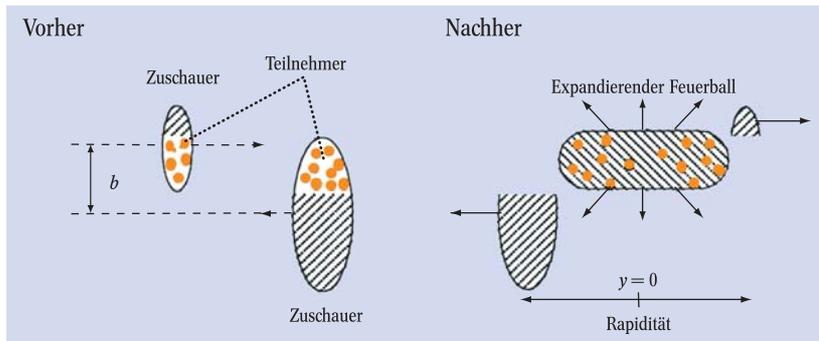


Abb. 2: Bei einer Kern-Kern-Kollision treffen im Schwerpunktsystem zwei durch Lorentz-Kontraktion abgeflachte Kerne aufeinander. Die sich überlappenden (teilnehmenden) Kernteile bilden einen sich ausdehnenden Feuerball; die übrigen (zuschauenden) Kernteile fliegen praktisch ungehindert weiter. Der kürzeste Abstand der beiden Kernmittelpunkte voneinander ist der Stoßparameter b .

quasi-freien (Anti-)Quarks und Gluonen. Der umgekehrte Phasenübergang vom QGP zum Hadrongas findet statt, wenn das heiße QGP sich ausdehnt und dabei abkühlt, sodass beim Unterschreiten der kritischen Energiedichte die Partonen zu Hadronen gebunden werden („ausfrieren, kondensieren“).

Abbildung 1 zeigt diesen Sachverhalt als Phasendiagramm in der (ϱ, T) -Ebene (ϱ ist hier die netto-baryonische Dichte, das ist z. B. im Hadrongas Zahl der Baryonen n_B minus Zahl der Antibaryonen $n_{\bar{B}}$ pro Volumeneinheit). Das Gebiet des Phasenübergangs ist orange gekennzeichnet. Unterhalb der Phasengrenze (kleines T und kleines ϱ) liegt das Gebiet der hadronischen Materie, insbesondere der Kernmaterie (bei $T \approx 0, \varrho \approx \varrho_K$), oberhalb (großes T und/oder großes ϱ) das Gebiet der partonischen Materie (QGP).

Für den einfachsten Fall $\varrho = 0$ (Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie) konnten QCD-Gitterrechnungen durchgeführt werden [2], die für die kritische Energiedichte $\varepsilon_c \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ cm}$) und für die kritische Temperatur $T_c \approx 150\text{--}190 \text{ MeV}/k_B$ ergaben¹⁾. Für $\varrho > 0$ liegen bisher keine exakten QCD-Rechnungen vor, sodass mit wachsendem ϱ die Phasengrenze zunehmend unsicherer wird (siehe Abb. 1). Gegenüber dem kritischen ε_c ist die Energiedichte ε_K normaler Kernmaterie bedeutend geringer; sie beträgt nur $\varepsilon_K = 0,16 \text{ GeV}/\text{fm}^3$.

In der Natur, so vermutet man, tritt ein Quark-Gluon-Plasma im Zusammenhang mit zwei Phänomenen auf. Zum einen hat sich nach dem kosmologischen Standardmodell die heiße, dichte Materie des jungen Universums in den ersten ca. 10^{-5} s nach dem Urknall vor ca. 14 Milliarden Jahren in einem QGP-Zustand (mit großem T und kleinem ϱ , da $n_B \approx n_{\bar{B}}$) befunden, bevor die Partonen dann – wie oben beschrieben – zu einem heißen Gas aus Nukleonen und anderen Hadronen „ausgefroren“ sind. Zum anderen könnte im Innern eines Neutronensterns (Pulsars) mit abnehmender Rotationsgeschwindigkeit der Druck so stark ansteigen,

dass dort die normale Kernmaterie sich in ein QGP (mit kleinem T und großem ϱ) auflöst [3]. Zum näheren Verständnis beider Phänomene – sie sind in Abb. 1 angedeutet – sowie zur weiteren quantitativen Überprüfung der QCD-Theorie ist somit die experimentelle Erforschung des QGP-Zustandes von erheblicher Bedeutung.

Im Laboratorium versucht man seit rund 20 Jahren, ein QGP für kurze Zeit ($\sim 10^{-23} \text{ s}$) in einem kleinen Volumen ($\sim 10 \text{ fm}$ Durchmesser) in hochenergetischen Kern-Kern-Kollisionen zu erzeugen [4]. Eine solche Kollision läuft nach den heutigen Vorstellungen folgendermaßen ab: Zwei durch Lorentz-Kontraktion in Stoßrichtung (Strahlrichtung, longitudinale Richtung) abgeflachte Kerne treffen mit einem Stoßparameter b aufeinander (Abb. 2). Die Nukleonen in den sich geometrisch nicht überlappenden Teilen der beiden Kerne fliegen nahezu ungehindert weiter; sie nehmen an der eigentlichen Reaktion nicht teil und werden daher als „Zuschauer“ bezeichnet. Die sich überlappenden Kernteile treffen heftig aufeinander und durchdringen sich, wobei die Nukleonen teilweise abgebremst werden. Aus dem durch die Abbremsung freierwerdenden Teil der kinetischen Energie der Stoßpartner werden zahlreiche Teilchen erzeugt; es entsteht ein „Feuerball“ aus heißer, komprimierter Materie mit hoher Teilchen- und Energiedichte. Von besonderem Interesse für die Bildung eines QGP sind Kollisionen zweier gleicher Kerne ($A+A$, „symmetrische Stöße“) mit kleinem Stoßparameter ($b \approx 0$, „zentrale Stöße“), bei denen sich beide Kerne nahezu vollständig überlappen, sodass die Zahl der Zuschauer minimal wird und der Feuerball maximale Größe erreicht. Zur Erzielung eines möglichst großen Volumens sollten die kollidierenden Kerne außerdem möglichst schwer (groß) sein („Schwerionenphysik“).

Sind Energiedichte und Volumen des Feuerballs am Anfang hinreichend groß, so ist er nach den heutigen Vorstellungen ein QGP, in dem sich die (Anti-)Quarks und Gluonen quasi-frei bewegen, andernfalls ein Hadrongas. Im dichten QGP finden die verschiedensten partonischen Streuprozesse statt, u. a. $g+g \leftrightarrow q+\bar{q}$, $q+q' \rightarrow q+q'$, $g+q \rightarrow g+q$, $q+\bar{q} \rightarrow q'+\bar{q}'$ (z. B. $u+\bar{u} \rightarrow s+\bar{s}$) oder $g+g \rightarrow q+\bar{q}+g$, $q+q' \rightarrow q+q'+g$ usw., wobei die mehrfache Aufeinanderfolge von letzteren Prozessen zur Erzeugung zahlreicher (Anti-)Quarks und Gluonen („Quark-Gluon-Kaskade“) führt. Dadurch stellt sich, falls die Lebensdauer des QGP-Zustandes lang genug ist, ein thermisches und chemisches Gleichgewicht im QGP ein, d. h. die vorhandene Energie wird gemäß den Gesetzen der Thermodynamik auf die kinetischen („thermischen“) und partonischen („chemischen“, Partonenarten) Freiheitsgrade aufgeteilt – ein Vorgang, der Äquilibration genannt wird. Zum Beispiel stellt sich durch Prozesse wie $u+\bar{u} \leftrightarrow s+\bar{s}$ schnell ein Gleichgewicht zwischen u , d -Quarks und s -Quarks ein.

Durch den hohen Druck infolge der partonischen Wechselwirkungen im Innern des QGPs dehnt sich der Feuerball aus, kühlt sich dabei ab und erfährt schließlich entsprechend Abb. 1 einen Phasenübergang in ein immer noch heißes, sich weiter ausdehnendes und abkühlendes Hadrongas (Hadronisation). In ihm finden zunächst sowohl elastische (z. B. $\pi^++\pi^- \rightarrow \pi^++\pi^-$) als auch inelastische Streuungen (z. B. $\pi^++\pi^- \leftrightarrow K^++K^-$) statt. Nach Unterschreiten der sog. „chemischen Ausfriertemperatur“ T_{ch} finden keine inelastischen Reaktionen mehr statt; ab hier liegt die „chemische Zusam-

1) Mit der Boltzmann-Konstante $k_B = 8,62 \times 10^{-5} \text{ eV}/\text{K}$ gilt $1 \text{ MeV}/k_B = 1,160 \times 10^{10} \text{ K}$.

mensetzung“ (Anteile der einzelnen Hadronenarten) fest. Schließlich wird das Gas so dünn, dass unterhalb der „thermischen Ausfrieretemperatur“ T_{th} auch keine elastischen Streuungen mehr stattfinden; die Teilchen entkoppeln voneinander, werden frei und lassen sich mit geeigneten Detektoren nachweisen. Der ganze beschriebene Vorgang wird in Analogie zum Big Bang auch „Little Bang“ genannt.

Aus dem beschriebenen Szenario ersieht man sofort die große Schwierigkeit beim Nachweis des QGP: Die im Detektor nachgewiesenen Teilchen enthalten – nach Parton-Hadron-Phasenübergang, Reaktionen im Feuerball und Zerfällen kurzlebiger Hadronen – nur noch sehr indirekte, stark „verwaschene“ Information über den etwaigen anfänglichen QGP-Zustand des Feuerballs. Trotzdem gibt es eine Reihe von experimentellen Signaturen, die für die vorübergehende Bildung eines QGP in hochenergetischen Kern-Kern-Stößen charakteristisch sind. Die wichtigsten sind [4]:

► Im dichten QGP ist die Reichweite der Farbkraft durch Abschirmung (*Debye screening*) verkürzt, und zwar umso stärker, je höher die Temperatur ist. Deshalb sollten Bindungszustände ($c\bar{c}$) aus Charm-Quarks (Charmonium), die einen großen Abstand zwischen c und \bar{c} besitzen, sich auflösen bzw. gar nicht erst entstehen. Dies führt, falls der Feuerball eine QGP-Phase durchläuft, zu einer messbaren Abschwächung der Erzeugung von Charmonium-Mesonen, z. B. des J/ψ -Mesons (J/ψ -Unterdrückung).

► Das s-Quark ist mit $m_s \approx 150 \text{ MeV}/c^2$ wesentlich leichter als das K-Meson mit $m_K \approx 495 \text{ MeV}/c^2$, das leichteste Hadron, das s-Quarks enthält („seltsames Hadron“). Deshalb stellt sich in einem QGP (mit $T \approx 240 \text{ MeV}/k_B$) das chemische Gleichgewicht (durch Prozesse wie $g+g \rightarrow s+\bar{s}$, $u+\bar{u} \rightarrow s+\bar{s}$) viel schneller ein als in einem Hadronengas (durch Prozesse wie $\pi^++\pi^- \rightarrow K^++K^-$). Dies sollte bei Kern-Kern-Stößen, falls eine QGP-Phase existiert, zu einer messbar häufigeren Erzeugung von seltsamen Hadronen, z. B. $K^+ = (u\bar{s})$, führen, verglichen mit Proton-Proton- oder Proton-Kern-Stößen.

► Bei hohen Stoßenergien können in der Frühphase des Feuerballs die in den einlaufenden Nukleonen eingeschlossenen Quarks und Gluonen hart aneinander gestreut werden, wobei häufig große Streuwinkel zur Stoßrichtung auftreten (hohe Transversalimpulse p_T ; p_T ist die Impulskomponente senkrecht zur Stoßrichtung). Normalerweise hadronisieren die gestreuten energiereichen Partonen in enge Bündel von Hadronen – Jets genannt –, wie sie vielfach z. B. in hochenergetischen Proton-Proton-Kollisionen beobachtet wurden. Falls die Partonen jedoch ein dichtes Medium, z. B. ein QGP durchqueren müssen, können sie dort vor der Hadronisation durch Gluon-Bremsstrahlung Energie verlieren. Dies würde zu einer Reduktion von Hadronen mit hohem p_T bzw. – im Extremfall – zu einer Unterdrückung von hadronischen Jets (*jet quenching*) führen, die beide als QGP-Signatur in Frage kommen.

► Falls in der Frühphase einer Kollision ein äquilibriertes QGP entsteht, würde man ein hydrodynamisches Verhalten des Feuerballs erwarten. Insbesondere sollte die vom anfänglichen Druck getriebene Expansion zu einem kollektiven Materiefluss führen, der bei zentralen Stößen ($b \approx 0$) als radialer Fluss und bei nicht-zentralen Stößen ($b > 0$) als Anisotropie in der azimuthalen Teilchenverteilung (Verteilung um die Strahlrichtung) messbar wird.

Um die Bildung eines QGP tatsächlich experimentell nachzuweisen, muss man das Auftreten mehrerer QGP-Signaturen beobachten, da jede einzelne Signatur auch anders als durch QGP-Bildung erklärt werden kann und somit nicht eindeutig ist.

Bisherige Experimente

Energereiche Kern-Kern-Kollisionen wurden bisher (seit 1986) in Fixed-Target-Experimenten am Alternating Gradient Synchrotron (AGS) des BNL und am Super-Proton-Synchrotron (SPS) des Europäischen Laboratoriums für Teilchenphysik (CERN) in Genf durchgeführt. In einem solchen Experiment trifft ein Ionenstrahl auf die Kerne in einem stationären Target, z. B. eine Metallfolie. So wurde am AGS u. a. ein Gold-Strahl (^{197}Au mit $A = 197$) mit einer Strahlenergie pro Nukleon von $E_{str} = 11,5 \text{ GeV}$ (also insgesamt $2,27 \text{ TeV}$) auf ein festes Au-Target gelenkt, was einer Schwerpunktsenergie von

$$\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{2m_N c^2 (E_{str} + m_N c^2)} = 4,8 \text{ GeV} \quad (1)$$

pro kollidierendem Nukleonenpaar entspricht (Tab. 1, $m_N =$ Nukleonmasse). Am SPS wurde u. a. ein Blei-Strahl (^{208}Pb) mit einer Maximalenergie von $E_{str} = 158 \text{ GeV}$ (also insgesamt $32,9 \text{ TeV}$), entsprechend $\sqrt{s_{NN}} = 17,3 \text{ GeV}$, auf ein Pb-Target geschossen (Tab. 1).

Von den zahlreichen an den beiden Beschleunigern gewonnenen Resultaten sollen hier nur diejenigen kurz zusammengefasst werden, die aus sieben Experimenten am SPS-Bleistrahl stammen und für das Verständnis des raum-zeitlichen Ablaufs von Pb+Pb-Reaktionen sowie die Suche nach dem QGP besonders relevant sind [5]:

- Das wohl wichtigste Ergebnis ist die beobachtete „anomale Unterdrückung des J/ψ “.
- Es wurde eine deutliche Verstärkung der Erzeugung von seltsamen Hadronen beobachtet. Für das Ω^- -Baryon mit drei s-Quarks z. B. ist die Erzeugungsrate pro teilnehmendem Nukleon in Pb+Pb-Kollisionen ca. 17-mal so groß wie in p+Pb-Reaktionen.
- Aus der gemessenen Transversalenergiedichte wurde eine Anfangsenergiedichte von $\varepsilon \approx 3\text{--}4 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ – also ungefähr das 20fache normaler Kernmaterie und deutlich oberhalb der oben genannten kritischen Energiedichte ε_c – und damit eine Anfangstemperatur von

2) μ_B wird in der QCD als quantitatives Maß für die netto-baryonische Dichte ρ benutzt; je größer μ_B , umso größer ρ .

Tabelle 1: Beschleuniger, an denen Experimente mit hochenergetischen Schwerionen-Strahlen durchgeführt werden, mit der Strahlenergie pro Nukleon E_{str} und der Schwerpunktsenergie pro Nukleonenpaar $\sqrt{s_{NN}}$. Aufgeführt sind auch die gemessenen Werte für die mittlere Teilchenmultiplizität (= Anzahl pro Kollision) $\langle N \rangle$ aller Teilchen in zentralen Stößen, sowie die Werte für die aus den Messungen abgeleiteten Größen Anfangsenergiedichte ε und baryochemisches Potential μ_B .²⁾

Beschleuniger	AGS (BNL)	SPS (CERN)	RHIC (BNL)	LHC (CERN)
Strahlteilchen	Au	Pb	Au	Pb
Start	1992	1994	2000	2007 ?
E_{str} (GeV)	11,5	158	65/(100)	2760
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	4,8	17,3	130/(200)	5500
$\langle N \rangle_{\text{zentr. Stoß}}$	~ 600	~ 2000	~ 5000	?
ε (GeV/fm ³)		~ 3	~ 5	?
μ_B (MeV)	543 ± 6	262 ± 5	46 ± 4	?

$T \approx 240 \text{ MeV}/k_B$ ermittelt. Beide Werte sprechen also für die kurzzeitige Bildung eines QGP.

► Die von mehreren Experimenten in zentralen Pb+Pb-Reaktionen gemessenen mittleren Multiplizitäten verschiedener Hadronenarten (π , K, Φ ; N, Λ , Ξ , Ω u. a.) konnten von zwei ähnlichen thermodynamisch-statistischen Modellen gut beschrieben werden [6].

► Aus Messungen von Transversalimpulsverteilungen und sog. Bose-Einstein-Korrelationen sowie von gerichtetem und elliptischem Fluss ließen sich detaillierte Informationen über die raum-zeitliche Entwicklung und die Expansionsdynamik des Feuerballs gewinnen.

► Die Erzeugung von Leptonpaaren war gegenüber den Erwartungen aus normalen Prozessen (Erzeugung und Zerfall von Vektormesonen) um bis zu einem Faktor 3 verstärkt. Dies lässt sich zurückführen auf eine Reduktion der Masse und der Lebensdauer des ρ -Mesons in einem dichten Medium.

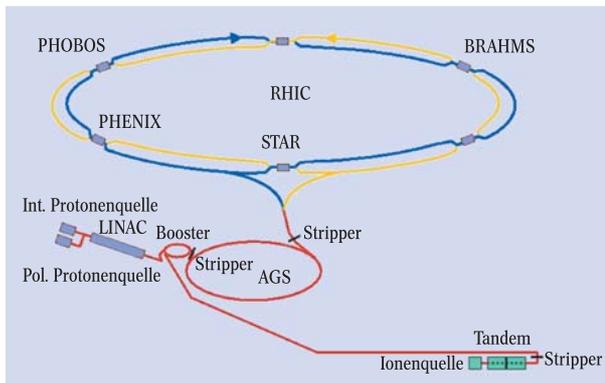


Abb. 3: Der RHIC-Komplex besteht aus Ionenquelle, Tandem-Beschleuniger, Boostersynchrotron, Alternating Gradient Synchrotron (AGS) und RHIC mit den Positionen der vier Experimente. Eingezeichnet sind drei Stripperstationen, in denen die Goldatome beim Durchgang durch eine Folie ionisiert (gestrippt) werden.

All diese und weitere Ergebnisse aus Pb+Pb-Kollisionen (und ihr Vergleich mit Daten aus p+p, p+A und anderen A+A-Reaktionen) sind in ihrer Gesamtheit mit dem oben skizzierten Bild einer Entwicklungskette „Kollision → QGP → Hadrongas → freie Hadronen“ verträglich und lassen sich zurzeit durch kein anderes Modell allesamt gleichzeitig erklären; sie liefern daher einen starken Hinweis auf die vorübergehende Bildung eines neuen Materiezustandes, des Quark-Gluon-Plasmas.

Trotz dieser SPS-Ergebnisse ist es zur endgültigen Bestätigung des QGP und vor allem zur Erforschung seiner physikalischen Eigenschaften notwendig, Kern-Kern-Kollisionen bei noch höheren Energien zu untersuchen. Damit hofft man, noch weiter ins QGP-Gebiet des Phasendiagramms vorzudringen. Außerdem sollten harte partonische Streuprozesse aus der Anfangsphase beobachtbar werden.

Um diese und viele weitere Untersuchungen in der Schwerionenphysik zu ermöglichen, wurde am BNL der *Relativistic Heavy Ion Collider* gebaut.

Der Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)

Gegenüber einem Fixed-Target-Experiment hat ein Collider-Experiment, in dem zwei Teilchenstrahlen gegeneinander geschossen werden, den großen Vorteil, dass sich in ihm wesentlich höhere Schwerpunktsenergien erreichen lassen, da hier Laborsystem und

Schwerpunktsystem identisch sind. Während im Fixed-Target-Experiment $\sqrt{s_{NN}}$ nach Gl. (1) nur ungefähr proportional zu $\sqrt{E_{str}}$ anwächst, beträgt $\sqrt{s_{NN}}$ am Collider mit der Nukleonenergie E_{str} in jedem der beiden Strahlen $\sqrt{s_{NN}} = 2E_{str}$, wächst also linear mit E_{str} an.

Der Beschleuniger und Speicherring RHIC ist der erste jemals gebaute Collider für hochenergetische schwere Ionen [7, 8]. Die Goldkerne laufen in zwei unterirdischen Vakuumröhren mit 3,8 km Umfang in entgegengesetzter Richtung auf kreisförmigen Bahnen um, auf denen sie durch die Magnetfelder supraleitender Magnete (Dipol- und Quadrupolmagnete) gehalten werden. In sechs Kreuzungspunkten (Wechselwirkungszonen), von denen zurzeit vier von je einem RHIC-Experiment besetzt sind, werden die Strahlen gegeneinander gelenkt, sodass sie sich durchdringen und in ihnen einige Au+Au-Kollisionen stattfinden können, bevor sie sich wieder trennen und weiter zirkulieren.

Der gesamte RHIC-Komplex umfasst mehrere Komponenten, in denen die Ionisierung und Beschleunigung der aus einer gepulsten Ionenquelle austretenden Goldatome stufenweise abläuft (Abb. 3). Nach mehreren Durchgängen durch Stripperfolien zur Ionisierung und einer Vorbeschleunigung werden die Goldkerne voll ionisiert (79+) und mit einer kinetischen Energie von 8,6 GeV pro Nukleon schließlich in RHIC eingespeist.

Die Goldkerne werden nicht kontinuierlich in RHIC eingespeist, sondern in Paketen (*bunches*) mit ca. 10^9 Ionen. Dabei wird abwechselnd ein Paket in den einen, das nächste Paket in den anderen der beiden RHIC-Ringe gelenkt, usw. Die komplette Füllung dauert ungefähr eine Minute; sie besteht zurzeit aus 56 umlaufenden Paketen pro Ring. Nach Beendigung des Füllvorgangs werden die Kerne in RHIC auf ihre Endenergie (maximal 100 GeV pro Nukleon, entsprechend $1-\gamma/c = 4,4 \times 10^{-5}$) gebracht. In den vier besetzten Wechselwirkungszonen finden dann einige tausend Au+Au-Kollisionen pro Sekunde statt. Die für Experimente brauchbare „Lebensdauer“ einer Füllung beträgt ca. 10 Stunden. Somit könnte RHIC rein rechnerisch mit 1 mg Gold ca. 3×10^4 Jahre ununterbrochen laufen!

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass sich in RHIC auch Strahlen anderer Kerne (bis hin zu Uran) sowie polarisierter Protonen, mit denen die Spinstruktur des Protons untersucht wird, speichern lassen.

RHIC wurde 1986 genehmigt; mit dem Bau wurde 1991 begonnen; die Experimente begannen im Sommer 2000; die reinen Baukosten (ohne Detektoren) betragen 365 Millionen US-Dollar.

Die Experimente am RHIC

Am RHIC laufen zurzeit vier Experimente, zwei große (STAR und PHENIX) und zwei kleinere (BRAHMS und PHOBOS) [8]. Sie werden von internationalen Kollaborationen durchgeführt; dabei sind typischerweise an einem großen Experiment rund 450 Physiker aus rund 30–40 Institutionen, an einem kleineren Experiment rund 60 Physiker aus etwa 10 Institutionen beteiligt. Deutsche Gruppen kollaborieren bei STAR (Max-Planck-Institut für Physik, Universität Frankfurt) und PHENIX (Universität Münster). Die Baukosten (einschließlich Datenerfassungssystem und Arbeit) haben für STAR etwa 70 Millionen US-Dollar, für PHENIX etwa 90 Millionen und für BRAHMS und PHOBOS je etwa 8 Millionen US-Dollar betragen.

Die Experimente sind größtenteils komplementär zueinander; sie untersuchen verschiedene Aspekte der hochenergetischen Schwerionenphysik. Andererseits überlappen sie sich teilweise, d. h. einige physikalische Größen können von mehr als einem Experiment gemessen werden, sodass gegenseitige Kontrollen der Zuverlässigkeit möglich sind. Im Folgenden werden für jedes Experiment der Detektor und seine spezifischen Fähigkeiten kurz beschrieben.

STAR

STAR (*Solenoidal Tracker At Rhic*) ist ein Vielzweck-Experiment mit einem breiten Physikprogramm [9]. Es untersucht vor allem die Erzeugung von Hadronen innerhalb eines möglichst großen Raumwinkels. Durch diese hohe geometrische Akzeptanz erfasst es einen großen Anteil der in einer Au+Au-Kollision erzeugten Hadronen (einige 1000 pro zentralem Stoß) über große Bereiche der kinematischen Größen; es gewinnt also eine möglichst vollständige Ereignisinformation. STAR ist darüber hinaus gekennzeichnet durch eine hochpräzise räumliche Spur-Rekonstruktion; sie hat eine hohe Messgenauigkeit des Impulses p (Betrag und Richtung) geladener Teilchen aus der Spurkrümmung im Magnetfeld sowie trotz der hohen Spurendichte eine gute Trennung benachbarter Spuren zur Folge. Schließlich erlaubt STAR durch Messung von Ionisationsdichten (spezifischer Energieverlust dE/dx), Flugzeiten und/oder Cherenkov-Ringen, die alle drei geschwindigkeitsabhängig sind, in gewissen Impulsbereichen eine gute Teilchenidentifikation (z. B. Unterscheidung zwischen π^+ , K^+ und p).

Der 1200 t schwere STAR-Detektor besteht, von innen nach außen gesehen, aus den folgenden wesentlichen Komponenten (Abb. 4) [9]: ein Silizium-Vertexdetektor um den Kollisionsspunkt mit hoher Spurmessgenauigkeit zum Auffinden kurzlebiger Teilchen; eine große zylindrische Spurendriftkammer (*Time Projection Chamber*, TPC) im Feld eines Solenoidmagneten ($\leq 0,5$ T) zur räumlichen Spur-Rekonstruktion und zur Messung von dE/dx ; zwei kleinere zylindrische TPCs um das Strahlrohr, die die unter kleinem Winkel zur Strahlrichtung erzeugten Teilchen erfassen und damit den Akzeptanzbereich der großen TPC (Pseudorapidität³⁾ $|\eta| < 1,8$) wesentlich erweitern ($2,5 < |\eta| < 4,0$); ein tonnenförmiges Kalorimeter und ein Endkappenkalorimeter zur Messung der Energie und Richtung von Photonen. Abb. 5 zeigt die von der großen STAR-TPC gemessenen Spuren einer Au+Au-Kollision bei $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

PHENIX

PHENIX (*Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment*) ist wie STAR ein Vielzweck-Experiment; es misst jedoch, im Unterschied zu STAR, außer Hadronen auch Leptonen ($l = e, \mu$) und Photonen (γ) mit besonders guter Teilchenidentifizierung [10]. Andererseits ist die geometrische Akzeptanz wesentlich kleiner als bei STAR, sodass PHENIX einige 100 Teilchen pro Ereignis in ausgewählten Raumwinkelbereichen registriert.

Das hadronische PHENIX-Programm ähnelt dem von STAR, allerdings in eingeschränkten Bereichen der kinematischen Variablen. Darüber hinaus kann PHENIX durch seine Sensitivität für e, μ und γ noch weitere wichtige QGP-Signaturen untersuchen, nämlich die Charmonium-Erzeugung ($c\bar{c}$, z. B. über den

Zerfall $J/\psi \rightarrow l^+l^-$) zusammen mit der Erzeugung von D-Mesonen (z. B. über $D \rightarrow Kl\nu$; D-Mesonen sind $c\bar{u}, c\bar{d}, c\bar{s}$ und Antiteilchen), das Auftreten von direkten, thermalen Photonen oder Leptonpaaren aus der Frühphase des Feuerballs sowie schließlich mögliche Änderungen der Massen und Zerfallsbreiten von Vektormesonen V in einem dichten Medium (z. B. über $V \rightarrow l^+l^-$, wobei $V = \rho, \omega$ oder ϕ ist).

PHENIX ist ein komplexer, 3000 t schwerer Detektor. Er besteht im Wesentlichen aus vier feststehenden Spektrometerarmen. Zwei messen Elektronen/Positronen, Photonen und Hadronen um die Mittelrapidität ($\eta \approx 0$), während die beiden anderen Myonen in Vorwärts-/Rückwärtsrichtung in einem radialen Magnetfeld nachweisen.

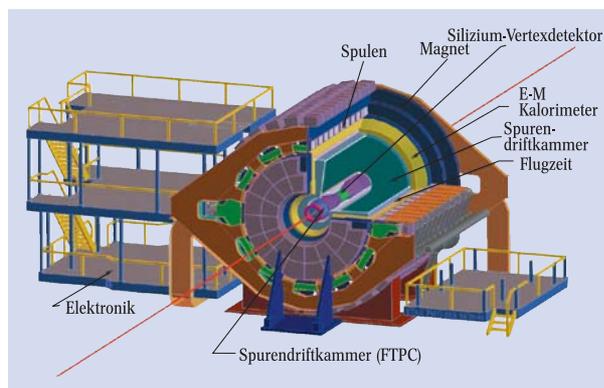


Abb. 4: Schematische Darstellung des STAR-Detektors

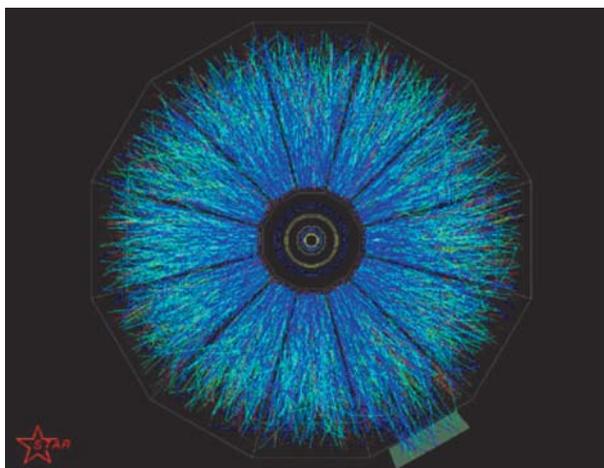


Abb. 5: Ansicht eines von der großen STAR-TPC registrierten zentralen Gold-Gold-Ereignisses bei der höchsten RHIC-Energie ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). Zu sehen sind die zahlreichen auf eine Ebene senkrecht zur Strahlrichtung projizierten, von der TPC gemessenen und von einem Computer rekonstruierten Spuren der in der Kollision erzeugten geladenen Teilchen. Die zwölf praktisch spurfreien Radien kommen durch spur-unempfindliche Gebiete der TPC zustande.

BRAHMS

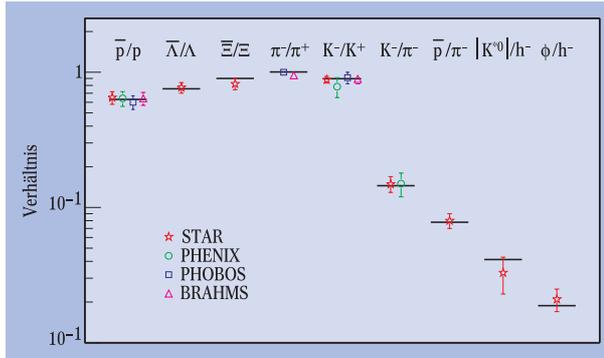
BRAHMS (*Broad RANGE Hadron Magnetic Spectrometers*) registriert, mit zwei beweglichen Spektrometerarmen, geladene Teilchen, die unter festen, einstellbaren Winkeln emittiert werden [11]. Der in einem Ereignis erfasste Raumwinkelbereich (geometrische Akzeptanz) und damit auch die Anzahl der pro Ereignis aufgenommenen Teilchen sind relativ klein. Durch die schrittweise Verstellbarkeit der Spektrometerarme kann jedoch ein großer Bereich der kinematischen Teilchenvariablen (Impuls, Rapidität) überdeckt werden. BRAHMS ist außerdem gekennzeichnet durch

3) $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, wobei θ der Winkel zwischen Teilchenrichtung und Strahlrichtung ist.

eine hohe Impulsmessgenauigkeit und gute Teilchenidentifikation.

Außer den beiden Spektrometerarmen besitzt BRAHMS noch Multiplizitätsdetektoren zur Messung der Multiplizität geladener Teilchen über den vollen kinematischen Bereich ($|\eta| < 4,7$). Gemessen werden in BRAHMS – mit hoher statistischer Genauigkeit – Einzelteilchen-Spektren in Transversalimpuls und Rapidität sowie Multiplizitätsverteilungen.

Abb. 6: Vergleich der am RHIC bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV gemessenen Verhältnisse von mittleren Multiplizitäten verschiedener Teilchenarten (farbige Symbole) mit den Vorhersagen eines thermodynamisch-statistischen Modells (schwarze Balken) [14]. Für die anpassbaren Parameter des Modells ergaben sich die Werte $T_{ch} = 174$ MeV/ k_B , $\mu_B = 46$ MeV. Man sieht die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell.



PHOBOS

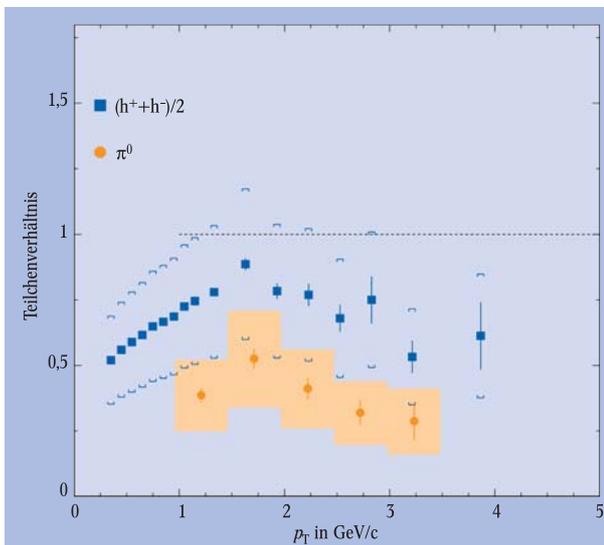
PHOBOS hat zum Programm, eine sehr große Anzahl von Kollisionen zu untersuchen, um aus ihnen seltene Ereignisse schnell herauszufinden, die als Kandidaten für einen Phasenübergang in Frage kommen [12]. Der Detektor liefert für jede Kollision ein globales Bild sowie detaillierte Information (Impuls, Richtung, Teilchenart) über eine kleine Untermenge der erzeugten Teilchen (rund 2 %).

Der PHOBOS-Detektor besteht im Wesentlichen aus zwei Subsystemen: (a) ein System von Siliziumplättchen-Sensoren (*silicon pad sensors*) um die Kollisionszone herum mit fast 4π -Akzeptanz ($|\eta| < 5,4$); mit diesem System wird die Multiplizität und die Winkelverteilung der erzeugten geladenen Teilchen gemessen; (b) zwei magnetische Spektrometerarme, die ca. 2 % der erzeugten geladenen Teilchen nahe der Mittelrapidität u. a. mit Siliziumplättchen-Sensoren genauer vermessen und identifizieren.

Einige bisherige RHIC-Ergebnisse

Die Datennahme durch alle vier Experimente im Jahre 2000 fand noch nicht bei der vollen Schwer-

Abb. 7: Verhältnis der mittleren Anzahl der pro Nukleon-Nukleon-Kollision erzeugten geladenen Hadronen bzw. neutralen Pionen in zentralen Au+Au-Stößen zur entsprechenden Anzahl in peripheren Stößen, als Funktion des Transversalimpulses p_T . Die Klammern bzw. orangen Flächen geben die systematischen Fehler an [16].



punktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, sondern bei 130 GeV statt. Vier wichtige bisherige Ergebnisse aus dieser noch nicht vollständig ausgewerteten Datennahme sollen kurz aufgeführt werden:

► In zentralen Au+Au-Stößen beträgt die Zunahme der Pseudorapiditätsdichte $dN/d\eta$ erzeugter geladener Teilchen bei Mittelrapidität vom SPS zum RHIC nur einen Faktor 1,7 [13]. Dies wird als Anzeichen für eine Sättigung in der anfänglichen Quark-Gluon-Kaskade angesehen, in der die Stoßenergie in Teilchenproduktion umgesetzt wird.

► Die mittleren Multiplizitäten der verschiedenen in zentralen Stößen erzeugten Teilchenarten lassen sich auch am RHIC im thermodynamisch-statistischen Modell beschreiben (Abb. 6) [14]. Die chemische Ausfriertemperatur bleibt nahezu unverändert, während das baryochemische Potential, wie erwartet, stark abgenommen hat (Tab. 1).

► Die azimutale Anisotropie in nicht-zentralen Stößen hat, verglichen zum SPS, um den Faktor 2 zugenommen [15]. Sowohl die Stärke als auch die Abhängigkeit vom Transversalimpuls und von der Teilchenmasse stimmen am RHIC mit Berechnungen des hydrodynamischen Modells überein, wenn man die Zustandsgleichung des QGP zugrunde legt.

► Die auf die mittlere Anzahl der Nukleon-Nukleon-Kollisionen normierte Erzeugungsrate von Teilchen bei hohem Transversalimpuls p_T liegt in zentralen Au+Au-Kollisionen um einen Faktor 2–3 unter dem Wert, den man aus peripheren Au+Au-Kollisionen oder aus Nukleon-Nukleon-Reaktionen vorhersagt, wie Abb. 7 zeigt [16]. Das dort als Funktion von p_T aufgetragene Verhältnis sollte für $p_T \geq 2$ GeV/c eins betragen, wenn die Teilchenproduktion in zentralen Stößen nicht unterdrückt ist. Statt dessen liegen die gemessenen Werte signifikant darunter. Dies deutet auf den erwarteten Energieverlust hochenergetischer, gestreuter Partonen im dichten Medium des Feuerballs hin (*jet quenching*).

Zusammenfassung und Ausblick

Wie die bisherigen RHIC-Ergebnisse bei 130 GeV zeigen, findet zwischen der höchsten SPS-Energie und der etwa 8-mal höheren Schwerpunktsenergie bei RHIC ein ziemlich undramatischer Übergang mit einer relativ sanften Energieabhängigkeit der zahlreichen relevanten physikalischen Größen statt. Besonders auffallend ist die starke Abnahme des baryochemischen Potentials (Tab. 1) sowie die Unterdrückung der Erzeugung von Hadronen mit hohem Transversalimpuls – ein Effekt, der erstmals am RHIC beobachtet wurde und möglicherweise auf den Energieverlust hochenergetischer Partonen im Feuerball zurückzuführen ist.

Inzwischen sind im Jahre 2001 auch Daten bei 200 GeV, der höchsten RHIC-Energie, mit wesentlich größerer Statistik aufgenommen worden. Erste vorläufige Ergebnisse lassen eine Bestätigung der bei 130 GeV gemachten Beobachtungen mit besserer Genauigkeit erwarten, zeigen aber keine neuen Phänomene.

Für die Zukunft (nach 2007) ist für die Schwerionenphysik ein umfangreiches experimentelles Forschungsprogramm mit kollidierenden Bleistraahlen bei $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV im *Large Hadron Collider* (LHC) des CERN geplant [17]. Für Experimente bei dieser im Vergleich zu RHIC 28-mal höheren Schwerpunktsenergie wird seit einigen Jahren der große Detektor ALICE gebaut [18].

Literatur

- [1] *H. Satz*, *Nature* **324**, 116 (1986)
- [2] *F. Karsch et al.*, *Nucl. Phys.* **B605**, 579 (2001);
F. Karsch, *Nucl. Phys.* **A698**, 199 (2002)
- [3] *H. Heiselberg, M. Hjorth-Jensen*, *Phys. Rep.* **328**, 237 (2000)
- [4] Einige jüngere Übersichtsartikel über hochenergetische Kern-Kern-Kollisionen und das Quark-Gluon-Plasma: *B. Müller*, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 611 (1995); *K. Geiger*, *Phys. Rep.* **258**, 237 (1995); *R. C. Hwa* (Hrsg.), *Quark-Gluon Plasma 2*, World Scientific, Singapore (1995); *J. W. Harris, B. Müller*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **46**, 71 (1996); *P. Senger, H. Ströbele*, *J. Phys.* **G25**, R 59 (1999); *H. Satz*, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1511 (2000)
- [5] CERN-Pressemitteilung vom 10.2.2000: www.cern.ch/Press/PressReleases/List.html; *U. Heinz, M. Jacob*: [//arXiv.org/abs/nucl-th/0002042](http://arXiv.org/abs/nucl-th/0002042) (2000); *U. Heinz*, *Phys. Bl.*, April 2000, S. 12
- [6] *F. Becattini et al.*, *Eur. Phys. J.* **C5**, 143 (1998); *Phys. Rev.* **C64**, 024901 (2001); *P. Braun-Munzinger et al.*, *Phys. Lett.* **B465**, 15 (1999)
- [7] *T. Roser*, *Nucl. Phys.* **A698**, 23 (2002)
- [8] *M. Mukerjee*, *Sci. Am.*, März 1999, S. 42; *G. B. Lubkin*, *Physics Today*, Oktober 1999, S. 20; *H. Pernegger*, *Nucl. Instr. Meth.* **A478**, 68 (2002)
- [9] *J. W. Harris et al.* (STAR), *Nucl. Phys.* **A566**, 277 (1994); **A698**, 64 (2002); *K. H. Ackermann et al.* (STAR), *Nucl. Phys.* **A661**, 681 (1999)
- [10] *D. P. Morrison et al.* (PHENIX), *Nucl. Phys.* **A638**, 565 (1998); *W. A. Zajc et al.* (PHENIX), *Nucl. Phys.* **A698**, 39 (2002)
- [11] *F. Videbaek et al.* (BRAHMS), *Nucl. Phys.* **A698**, 29 (2002)
- [12] *R. Pak et al.* (PHOBOS), *Nucl. Phys.* **A698**, 416 (2002); *G. Roland et al.* (PHOBOS), *Nucl. Phys.* **A698**, 54 (2002)
- [13] *B. B. Back et al.* (PHOBOS), *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3100 (2000)
- [14] *P. Braun-Munzinger et al.*, *Phys. Lett.* **B518**, 41 (2001); *D. Magestro*: hep-ph/0112178
- [15] *K. H. Ackermann et al.* (STAR), *Phys. Rev. Lett.* **86**, 402 (2001); *C. Adler et al.* (STAR), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 182301 (2001)
- [16] *K. Adcox et al.* (PHENIX), *Phys. Rev. Lett.* **88**, 022301 (2002)
- [17] *Ch. Llewellyn Smith*, *Sci. Am.*, Juli 2000, S. 58
- [18] *J. Schukraft*, *Nucl. Phys.* **A698**, 287(2002)

Die Autoren



Volker Eckardt (rechts) ist seit 1996 in leitender Position im STAR-Experiment am Brookhaven National Laboratory (USA). Bis zur Promotion 1972 forschte er am DESY in Hamburg, seitdem arbeitet er am MPI für Physik (MPIPh) in München, unterbrochen von Forschungsaufenthalten beim CERN und Fermilab. 1986 wandte er sich der Schwerionenphysik zu und war bis 1995 technischer Koordinator für das CERN-Experiment zur Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma (QGP). **Norbert Schmitz** (Mitte) forscht seit etwa 45 Jahren im Bereich der experimentellen Elementarteilchenphysik. Nach der Promotion (1961), die ihn auch an das Lawrence Berkeley National Laboratory (USA) führte, wurde er Mitarbeiter am MPIPh und war dort von 1971 bis 2001 Direktor. 1967–68 verbrachte er als Gastwissenschaftler am CERN. Seit 1965 hielt er regelmäßig Vorlesungen an der TU München. Neben der Suche nach dem QGP befasst er sich u. a. seit über 25 Jahren mit Neutrino-Physik und -Astrophysik. **Peter Seyboth** (links) promovierte 1968 am MPIPh und der Uni München. Nach einem Postdoc-Aufenthalt am Stanford Linear Accelerator kehrte er 1972 nach München zurück. Seyboth ist an zahlreichen Experimenten am CERN beteiligt und Sprecher der NA49-Kollaboration. Seit 1986 beschäftigt er sich mit dem QGP. Derzeit ist er Mitglied des Programmkomitees für den Large Hadron Collider (LHC).